

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи  
*УДК xxx.xxx*

Колокольчиков Сергей Дмитриевич

**Исследование динамики поляризованного пучка в  
ускорительном комплексе NICA-Nuclotron в приложении к  
изучению электрического дипольного момента лёгких ядер**

Специальность 1.3.2 —  
«Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
профессор, доктор физико-математических наук  
Сеничев Юрий Валерьевич

Москва — 2025

## Оглавление

|  | Стр.      |
|--|-----------|
| <b>Введение . . . . .</b>  | <b>5</b>  |
| <b>Глава 1. Особенности дуальной магнитооптической структуры . . . . .</b>   | <b>17</b> |
| 1.1 Выбор критической энергии в магнитооптической структуре с<br>учетом ускорения тяжелых ионов и лёгких частиц. . . . .           | 17        |
| 1.1.1 Критическая энергия . . . . .  | 18        |
| 1.1.2 Адаптация структуры для эксперимента с лёгкими<br>поляризованными частицами . . . . .  | 19        |
| 1.2 Оптимизация времени жизни пучка . . . . .  | 20        |
| 1.2.1 Стохастическое охлаждение . . . . .  | 21        |
| 1.2.2 Внутрипучковое рассеяние . . . . .   | 27        |
| <b>Глава 2. Прохождение критической энергии в регулярной<br/>магнитооптической структуре синхротрона . . . . .</b>                 | <b>30</b> |
| 2.1 Построение регулярной структуры на основе ячеек ФОДО, ФДО,<br>ОДФДО . . . . .  | 31        |
| 2.1.1 Подавление дисперсии в регулярных арках с missing<br>magnet и/или квадрупольями с варьируемыми градиентами .                 | 32        |
| 2.2 Прохождение критической энергии . . . . .  | 33        |
| 2.2.1 Численное моделирование динамики продольного движения  | 33        |
| 2.2.2 Стабильность продольного фазового движения вблизи<br>критической энергии . . . . .   | 34        |
| 2.2.3 Влияние индуктивного импеданса . . . . .   | 36        |
| 2.2.4 Процедура скачка критической энергии . . . . .   | 40        |
| 2.3 Особенности процедуры скачка критической энергии в<br>синхротроне У-70 . . . . .   | 40        |
| 2.4 Особенности процедуры скачка критической энергии в<br>синхротроне NICA для протонного пучка . . . . .                          | 45        |
| 2.4.1 Обеспечение стабильности пучка с точки зрения<br>динамической апертуры при процедуре скачка<br>критической энергии . . . . . | 47        |
| 2.4.2 Оценка возможности использования гармонического ВЧ .   | 49        |
| 2.4.3 Применение барьерного ВЧ . . . . .   | 50        |

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 2.4.4 | Продольная микроволновая неустойчивость . . . . .                       | 56 |
| 2.4.5 | Сохранение поляризации при прохождении критической<br>энергии . . . . . | 58 |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Глава 3. Регулирование критической энергии методом резонансной<br/>вариации дисперсионной функции . . . . .</b>  | <b>61</b> |
| 3.1 Введение суперпериодической модуляции . . . . .   | 63        |
| 3.2 Построение резонансной структуры на основе ячеек ФОДО,<br>ФДО, ОДФДО . . . . .  | 65        |
| 3.3 Регулярная ФОДО структура с суперпериодической модуляцией<br>градиентов линз . . . . .  | 67        |
| 3.4 Подавление дисперсии . . . . .  | 68        |
| 3.4.1 Полностью регулярная магнитооптическая структура . . . . .  | 69        |
| 3.4.2 Подавление дисперсии при помощи крайних суперпериодов   | 71        |
| 3.4.3 Подавление дисперсии всей аркой, при помощи выбора<br>градиентов квадрупольей двух семейств. . . . .  | 72        |
| 3.5 Исследование динамической апертуры в синхротроне с учётом<br>требуемой модуляции дисперсионной функции для повышения<br>критической энергии . . . . . | 73        |

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Глава 4. Возможности изучения ЭДМ легких поляризованных пучков<br/>заряженных частиц . . . . .</b>  | <b>77</b> |
| 4.1 Орбитальная и спиновая динамика в электромагнитных полях . . . . .                                 | 80        |
| 4.2 Общий концепт квази-замороженной структуры . . . . .   | 82        |
| 4.2.1 Эффективная длина элемента, компенсирующего<br>МДМ-вращение . . . . .                            | 83        |
| 4.3 Определение оптимальной энергии эксперимента . . . . .   | 84        |
| 4.4 Влияние сорта частиц на особенности спиновой динамики . . . . .                                    | 84        |
| 4.4.1 Применение прямого фильтра Вина со скрещенными полями  | 87        |
| 4.4.2 Применение электростатического дефлектора и<br>дополнительного киккера . . . . .                 | 89        |
| 4.5 Применение концепции квази-замороженного спина в<br>действующих ускорительных установках . . . . . | 91        |

|  |            |
|--|------------|
| 4.6 Использование Nuclotron в качестве бустера лёгких поляризованных частиц в коллайдер NICA . . . . .               | 91         |
| 4.6.1 Требования к магнитооптической структуре синхротронов Nuclotron-NICA в задаче исследования ЭДМ лёгких ядер . . | 92         |
| 4.6.2 Текущая магнитооптика Nuclotron . . . . .  | 93         |
| 4.6.3 Модернизированная восьмипериодическая структура . . . .  | 95         |
| 4.6.4 Модернизированная 16-периодическая структура . . . . .   | 97         |
| 4.7 Предпосылки модернизации главного кольца NICA . . . . .  | 99         |
| 4.7.1 Первичная схема с 3 квадрупольями . . . . .  | 101        |
| 4.7.2 Модернизированная схема с 5 квадрупольями . . . . .  | 102        |
| 4.7.3 Адаптированный вариант . . . . .   | 104        |
| 4.8 Спин-орбитальный трекинг в магнитном кольце со скрещенными Е+В элементами . . . . .                              | 105        |
| 4.8.1 Декогеренция спина . . . . .   | 106        |
| 4.8.2 Секступольная коррекция . . . . .  | 107        |
| 4.8.3 Коррекция высших порядков . . . . .  | 111        |
| <b>Заключение . . . . .</b>  | <b>114</b> |
| <b>Словарь терминов . . . . .</b>  | <b>117</b> |
| <b>Список литературы . . . . .</b>   | <b>118</b> |
| <b>Список рисунков . . . . .</b>   | <b>130</b> |
| <b>Список таблиц . . . . .</b>   | <b>135</b> |

## Введение

**Актуальность темы и степень её разработанности.** Данная работа посвящена исследованию поведения тяжелых ионов и поляризованных лёгких заряженных частиц в ускорительных и накопительных установках с целью изучения фундаментальных свойств материи. Представленные результаты направлены на формирование комплексной физической программы исследований, включающей вопросы по разрешению спинового кризиса и изучению электрического дипольного момента элементарных частиц.

На сегодняшний день, механизм формирования и эволюции Вселенной остается загадкой. По текущим представлениям, на ранних этапах формирования Вселенной материя находилась в экстремально плотном состоянии, известной как кварк-глюонная плазма [1]. Подобное состояние материи может наблюдаться в недрах нейтронных звезд [2], а также в результате столкновения тяжелых заряженных частиц. Подобные эксперименты могут осуществляться в рамках коллайдерных исследований с тяжелыми частицами и помогут в изучении фазовых переходов и критических явлений в сильно взаимодействующей ядерной материи при экстремальных барионных плотностях [3].

Для достижения статистически значимых результатов любого коллайдерного эксперимента требуется набор достаточного количества статистических данных, что выражается в такой интегральной характеристике как светимость. Обеспечение её высокого уровня является ключевым требованием. Для исследования кварк-глюонной плазмы это требование находится на уровне порядка  $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [4]. Такие светимости являются рекордными и для их достижения может потребоваться существенная настройка всех систем ускорителя, что может потребовать большого времени. При ускорении тяжелых ионов высокая зарядность и интенсивность пучка вызывает серьёзные ограничения на параметры сгустка из-за внутрипучкового рассеяния (ВПР) [5]. Для преодоления этих проблем, спроектированная структура должна обладать высоким временем ВПР, а также содержать специальные установки стохастического и электронного охлаждения для компенсации эффектов разогрева пучка.

Другой нерешенной проблемой современной физики остается вопрос о распределении спина внутри протона, так называемый "спиновый кризис протона". В 1989 году коллаборацией EMC (European Muon Collaboration) [6] было пока-

зано, что вклад кварков в спин протона составляет лишь небольшую часть и по современным оценкам находится на уровне около 30% [7]. Исследования этого вопроса проводились при изучении в коллайдерных экспериментах с поляризованными пучками протонов и дейtronов в COSY-ANKE [8] и SATURNE [9] при низких энергиях и протонов в RHIC при высоких [10].

Для изучения спиновой структуры протонов и дейtronов необходима подготовка и ускорение поляризованных пучков для достижения светимости порядка  $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [11]. Поляризация пучка является дополнительной степенью свободы, определенные сечения рассеяния приобретают зависимость от поляризации сталкивающихся сгустков. Поскольку соотношение заряда к массе для протона отличается по сравнению с тяжелыми ионами почти в два раза, то максимальная энергия эксперимента кратно увеличивается. В структуре, оптимальной для тяжелоионного эксперимента, подобрано значение критической энергии таким образом, что столкновение происходит до критического значения и никаких проблем по её преодолению не возникает. Критическая энергия является важным параметром ускорительной установки и при проектировании структуры этому вопросу уделяется особое внимание. Таким образом, для протонов прохождение критической энергии становится важным параметром, ограничивающим параметры сгустка, и требует принятия дополнительных мер для её преодоления.

При ускорении протонного пучка относительно длительное нахождение вблизи критической энергии или её пересечение существенно влияет на параметры пучка и его стабильность. Нарушается адиабатичность продольного движения, существенными становятся нелинейные эффекты, затухание Ландау оказывается неспособно подавить возникающие возмущения, а наличие пространственного заряда и других импедансов оказывает влияние на развитие продольной микроволновой неустойчивости, нестабильности отрицательной массы и поперечной голова-хвост (head-tail) [12; 13]. В случае малых интенсивностей критическая энергия не оказывает значительного влияния на параметры сгустка. Проблема прохождения критической энергии является характерной для интенсивных сгустков с количеством частиц порядка  $10^{10} - 10^{12}$ . Высокая интенсивность в коллайдерных экспериментах, обусловлена требованиями по достижению высокого значения светимости. Однако, любое увеличение эмиттанса пучка приводит к снижению конечной светимости эксперимента. Влияние всех приведенных эффектов, ограничено временем нахождения вблизи критической энергией, в этой

связи используются методы быстрого пересечения или поднятия критической энергии.

Известная проблема физики состоит в объяснении барионной асимметрии, то есть наблюдаемым преобладанием материи над антиматерией. До сих пор, существующие физические законы не способны полностью объяснить такой дисбаланс. В работе 1967 год А. Д. Сахаровым были сформулированы общие необходимые условия для наличия барионной асимметрии: 1) Нарушение закона сохранения барионного заряда; 2) Нарушение С- и СР-симметрии; 3) Нарушение на ранних этапах формирования Вселенной термодинамического равновесия [14]. Согласно второму условию, *”Возникновение С-асимметрии по нашей гипотезе является следствием нарушения СР-инвариантности при нестационарных процессах расширения горячей Вселенной на сверхплотной стадии, которое проявляется в эффекте различия парциальных вероятностей зарядово-сопряженных реакций”*. Ранее в 1958 году С. Окубо теоретически показал такой эффект при рассмотрении распада сигма гиперона  $\Sigma^+$  и его античастицы  $\bar{\Sigma}^+$ . Позднее в 1964 году Д. Кронин и В. Фитч экспериментально обнаружили нарушение СР-инвариантности слабого взаимодействия в процессах распада нейтральных каонов  $K_2^0$  на два пиона  $\pi^+, \pi^-$  [15], за что в 1980 году были удостоены Нобелевской премии по физике.

В современной Стандартной модели частиц Р-[16] и СР-симметрии нарушаются. Источником СР-нарушения является наличие комплексной фазы в матрице смешивания夸克ов Кабббо-Кабаяси-Маскава для слабых взаимодействий [17] и коэффициента  $\theta_{\text{QCD}}$  в лагранжиане квантовой хромодинамики [18], однако не обнаружено СР-нарушений в сильных взаимодействиях. Согласно СРТ-теореме, СР-инвариантность эквивалентна Т-инвариантности. Источником такого нарушения может являться ненулевой электрический дипольный момент (ЭДМ) элементарных частиц, фундаментальное свойство материи и обусловленное неоднородностью распределения заряда внутри частицы. Поскольку ЭДМ представляется полярным вектором, а не псевдовектором, то для него нарушается как Р-, так и Т-инвариантность, что показано на рис. 1. Величина ЭДМ в Стандартной Модели слишком мала для экспериментального детектирования и находится на уровне  $|d_n| < 10^{-30} - 10^{-32} \text{ e} \cdot \text{см}$  для нейтрона [19]. Возможность его существования была сформулирована в заметке 1950 Перселл и Рэмси [20], однако ненулевое ЭДМ пока точно не обнаружено. Другие теоретические модели, такие как Суперсимметричные (SUSY), также предсказывают наличие ЭДМ,

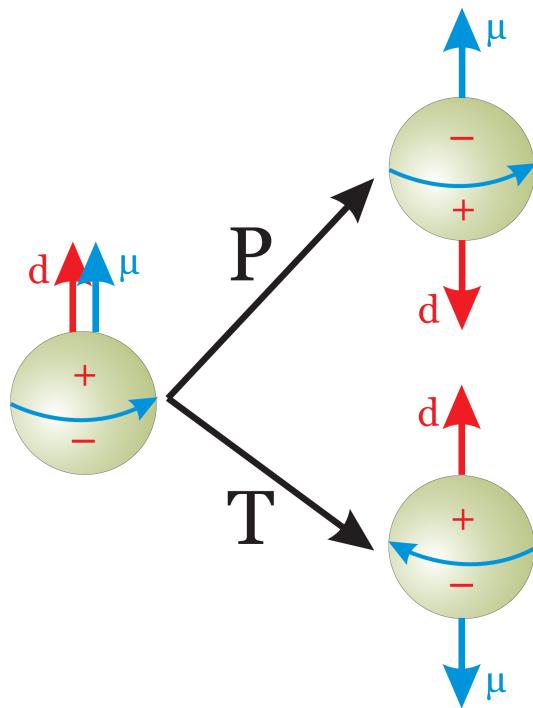


Рисунок 1 — Схематическое изображение нарушение Р- и Т-симметрии ненулевым электрическим дипольным моментом.

но на уровне  $|d_n| < 10^{-27} - 10^{-29} e \cdot \text{см}$  для нейтрона, которые оставляют существенную надежду на экспериментальное обнаружение. Стоит отметить, что и таких точностей пока достигнуто не было, а сделаны только существенные ограничения для нейтрального нейтрона, впервые появившиеся в работе Н. Рамси и его коллег  $|d_n| < 5 \times 10^{-20} e \cdot \text{см}$  (90% C.L.) [21], текущее ограничение находится на уровне  $|d_n| < 1.8 \times 10^{-26} e \cdot \text{см}$  (90% C.L.), что получено в работе nEDM [22].

Исследование ЭДМ осуществляется согласно уравнению Т-БМТ по его влиянию на поведение поляризации в электромагнитных полях. В случае ЭДМ нейтрона, а также нейтральных атомов их положение сохраняется при действии внешних магнитных и электрических полей. В случае заряженных частиц происходит движение согласно силе Лоренца, что и приводит к необходимости применения ускорительных установок, позволяющих длительное накопление пучка с заданными параметрами и выступающих в роли накопительного кольца. Наиболее интересным и перспективным направлением выглядит изучение ЭДМ протона и дейтрона. Для этого требуется создание пучков поляризованных частиц с максимально близкими свойствами с точки зрения прецессии спина во внешних полях. Тогда сохраняется поляризация вдоль конкретной оси, а также спины частиц прецессируют с одинаковой частотой. Для накопления величины ЭДМ на уровне  $10^{-29} e \cdot \text{см}$  необходимо удерживать пучок на орбите с сохра-

нением поляризации течение времени  $\sim 1000$  секунд с последующим анализом рассеяния на мишени поляриметра. При этом влияние магнитного дипольного момента (МДМ) должно быть подавлено до величины, меньшей сигнала ЭДМ. Такая техника впервые была предложена в БНЛ (Брукхейвенская Национальная Лаборатория) и имеет название 'замороженный' спин [23]. Позднее, была предложена концепция 'квази-замороженного' спина [24], в которой происходит пространственное разделение электрического и магнитного полей и условия подавления влияния МДМ-компоненты за полный оборот по кольцу.

Ещё одним перспективным направлением исследований в рамках программы спиновой физики является поиск аксионоподобных частиц. При этом изучается резонанс при совпадении  $g - 2$  частоты спиновой прецессии вокруг ведущего магнитного поля ускорителя с частотой колебаний аксионного поля. Для этого ускоритель будет использован в роли широкополосной зондирующей антенны по частоте прецессии спина [25].

Приведённые вопросы фундаментальной физики подлежат детальному рассмотрению и могут быть исследованы с использованием ускорительных установок, предназначенных для проведения разнообразных экспериментов. Эти установки позволяют достигать высоких энергий частиц, а также предельных точностей измерений. Такая практика применяется в крупных мировых ядерных центрах: CERN [26], BNL [27], J-PARC [28].

Ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) является современным передовым центром, который оборудован передовой материально-технической базой, отвечающей мировым тенденциям и формируется на базе ОИЯИ в городе Дубна, Россия [29]. Основной установкой комплекса является коллайдер, в котором предусмотрены два места встречи пучков, где расположены два детектора: MPD (Multi-Purpose Detector) и SPD (Spin Physics Detector) [30]. Каждый из этих детекторов предназначен для различных экспериментов. MPD-детектор будет использован для исследования кварк-глюонной плазмы, возникающей в результате столкновения тяжёлых ионов [31; 32]. SPD-детектор направлен на изучение поведения сталкивающихся поляризованных пучков протонов и дейtronов. Кинематическая область, охватываемая SPD, уникальна и никогда не использовалась целенаправленно при поляризованных адронных столкновениях. Кроме того, уникальной возможностью станет изучение поляризованных дейtronов. Таким образом, структура коллайдера должна

поддерживать ускорение как тяжёлых ионов, так и лёгких частиц. При этом требования к удержанию пучков для различных типов частиц существенно отличаются.

Исследования направлены на формирование полноценной физической программы. В работе отдаётся приоритет исследованиям свойств пучков частиц, где ускоритель выступает в роли детектирующего устройства и позволяет решить поставленные задачи фундаментальной физики в комплексе Nuclotron-NICA. Применение изложенных в работе подходов возможно и на других похожих установках без потери общности.

**Целью** данной диссертации является изучение особенностей поведения лёгких поляризованных пучков в предлагаемой дуальной структуре, а также исследования электрического дипольного момента с использованием квази-замороженной концепции. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Определение требований к дуальной структуре для тяжелых ионов;
2. Регулирование критической энергии для поляризованных частиц методом резонансной модуляции дисперсионной функции;
3. Проведение численного моделирования динамики пучка легких частиц с учетом высших порядков коэффициента уплотнения орбиты в высокочастотных резонаторах гармонического и барьера типа;
4. Изучение поведения динамической апертуры с учетом высших порядков при прохождении пучка через критическую энергию с скомпенсированной хроматичностью;
5. Определение особенностей поведения поляризации пучка при совершении процедуры скачка критической энергии;
6. Изучение концепции «квази-замороженного» спина с целью создания установки для исследования ЭДМ дейтрана и протона;
7. Исследование спин-орбитального движения поляризованного пучка в магнитном кольце с фильтрами Вина;

#### **Научная новизна:**

1. Впервые предложена дуальная структура для тяжелых ионов и лёгких частиц для коллайдера NICA;

2. Впервые предложены методы подавления дисперсии поворотной аркой в резонансной магнитооптической структуре с отсутствующими магнитами;
3. Впервые исследован метод скачка критической энергии с использованием барьерного ускоряющего потенциала с учётом ограничений по продольной микроволновой неустойчивости;
4. Были проведены исследования продольной динамики с учётом высших порядков разложения по импульсу, а также влиянием импеданса. На их базе сформулированы ограничения на величину и темп скачка критической энергии;
5. Были разработаны 8- и 16-периодичная квази-замороженная структура Nuclotron для выделения ЭДМ сигнала легких ядер;
6. Была разработана структура коллайдера NICA с обводными каналами, неориентированная изначально на эксперименты по поиску ЭДМ deutrona методом квази-замороженного спина;

### **Практическая значимость:**

Исследование динамики пучка вблизи критической энергии показывает необходимость её преодоления, а также способствует определению оптимальных параметров скачка критической энергии. Определено существенное влияние критической энергии на динамику поляризованного протонного пучка.

В качестве решения проблем с тяжелыми и легкими частицами разработана дуальная структура. Дуальность структуры указывает на возможность её эффективного решения обоих эффектов и использования сразу для двух фундаментально значимых исследований: для изучения кварк-глюонной плазмы в коллайдерных экспериментах с тяжелыми ионами и для исследования легких поляризованных пучков в симметричных и асимметричных коллайдерных столкновениях.

Расширена применимость метода «резонансных структур» для случая отсутствия периодичности дисперсионной функции на арках.

В части поляризованных частиц адаптирован метод "квази-замороженного спина" для коллайдера NICA, продемонстрировавший возможность проведения исследований по электрическому дипольному моменту без значительных изменений структуры ускорителя. Разработана магнитооптическая структура обводных

каналов bypass, позволяющая обойти точки встречи для обоих детекторов с расположенными на них прямыми фильтрами Вина. Данная схема позволяет реализовать концепцию "квази-замороженного спина" для исследования электрического дипольного момента дейтрана.

Методы разработанные для кольца NICA могут быть использованы и для Nuclotron с сохранением функций бустера для поляризованного пучка в коллайдер. Это также позволит проведение независимых экспериментов по исследованию ЭДМ и поиску аксиона. Такие исследования является отдельной частью программы спиновой физики, которая формируется на установке NICA-Nuclotron.

**Методология и методы исследования.** Основными методами исследования являются математическое и компьютерное моделирование, численный эксперимент. Для исследования были использованы программы для расчёта поперечной динамики: MAD-X [33], OPTIM [34], BMAD [35], продольной динамики: BLonD [36]; спин-орбитальной динамики: COSY Infinity [37].

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Предложена реализация дуальной структуры для комплекса NICA-Nuclotron, оптимальная для тяжелых частиц с точки зрения внутрипучкового рассеяния и легких частиц с поднятой критической энергией выше энергии эксперимента; [38; 39]
2. Реализован метод вариации критической энергии для магнитооптики коллайдера NICA с отсутствующими магнитами при подавлении дисперсионной функции двумя семействами квадрупольей и двумя крайними ячейками поворотной арки; [40; 41]
3. Представлены результаты численного моделирования продольной динамики с учетом влияния высших порядков разброса по импульсам и моделей продольных импедансов в окрестности критической энергии и сравнение с экспериментальными результатами, полученными на У-70; [42; 43]
4. Проведен анализ использования гармонического ВЧ при процедуре скачка в коллайдере NICA. Для барьерного ВЧ представлены данные моделирования продольной динамики, а также предложено сокращение длины между барьерами из-за продольной микроволновой неустойчивости; [44—46]

5. Предложены модернизированные 8/16-периодичные структуры Nuclotron с квази-замороженным спином для исследования электрического дипольного момента легких ядер, с сохранением функции бустера; [47—49]
6. Применен метод фильтров Вина для сохранении направления поляризации на основе введения обводных каналов в структуре коллайдера NICA с квази-замороженным спином для выделения ЭДМ сигнала в поляризованном пучке дейtronов; [50—54]

**Достоверность** полученных результатов подтверждается согласованием аналитических вычислений с результатами численных экспериментов. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

**Апробация работы.** Основные результаты работы были представлены на российских и международных конференциях, а также были представлены на рабочих встречах:

- Workshop “Polarized beam in NICA” в 2022 г.;
- Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ-2020. Москва, Россия;
- 63, 65, 66-ая Всероссийская научная конференция МФТИ в 2020, 2023, 2024 гг. г. Долгопрудный, Россия;
- XXVII и XXVIII Всероссийская конференции по ускорителям заряженных частиц RuPAC’21, RuPAC’23. Алушта; Новосибирск, Россия;
- VII, VIII, IX и X Международная конференция Лазерные и Плазменные технологии ЛаПлаз’21, ЛаПлаз’22, ЛаПлаз’23, ЛаПлаз’24, ЛаПлаз’25. Москва, Россия;
- XIII, XIV, XVI международная конференция по ускорителям заряженных частиц IPAC’22 IPAC’23, IPAC’25. Бангкок, Таиланд; Венеция, Италия; Тайпей, Тайвань;
- XIX Международная конференции по спиновой физике высоких энергий DSPIN’23. Дубна, Россия;
- XI-я Международная конференция по ядерной физике в накопительных кольцах STORI’24. Хуэйчжоу, провинция Гуандун, Китай;

**Личный вклад.** Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Содержание диссертации и выносимые на защиту основные положения отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Результаты по подготовке и проведению эксперимента на ускорителе У-70 получены в соавторстве с сотрудниками ИЯИ РАН и ИФВЭ. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 17 печатных изданиях, 13 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 0 приложений. Полный объём диссертации составляет 135 страниц, включая 64 рисунка и 9 таблиц. Список литературы содержит 99 наименований.

В первой главе: особое внимание уделено процессам внутрипучкового рассеяния и наличию критической энергии, влияющие на динамику многозарядных тяжёлых ионов и лёгких ядер. С этой целью рассматривается дуальная магнитооптическая структура, способная адаптироваться для целей обоих типов экспериментов.

В случае тяжелых ионов зарядность выделяет проблему внутрипучкового рассеяния пучка на первый план. Разогрев пучка приводит к росту поперечного эмиттанса и продольного разброса по импульсам. Для предотвращения неконтролируемого роста фазового объёма применяются электронное и стохастическое охлаждение пучка.

Для легких частиц, таких как протоны, соотношение заряда к массе отличается почти в 2 раза по сравнению с тяжелыми ионами, таким образом пропорционально увеличивается и энергия эксперимента. При этом критическая энергия остается неизменной, поскольку является характеристикой конкретной установки и определяется магнитооптикой. Преодоление критической энергии является необходимым для обеспечения стабильности, в первую очередь, продольного движения. Таким образом, для тяжелых ионов такой проблемы не возникает, а в случае легких частиц, требуется принимать меры по преодолению

критической энергии. Одним из таких методов может являться создание резонансной структуры.

Во **второй** главе проведён учёт влияния высших порядков разброса по импульсам и моделей продольных импедансов при пересечении критической энергии. Также рассмотрен метод скачка критической энергии для различных ускоряющих потенциалов с целью сохранения стабильности сгустка.

Существенное ограничение на параметры сгустка возникают из-за продольной микроволновой неустойчивости вблизи критической энергии. В конечном счёте это ограничивает величину светимости коллайдерного эксперимента. Для преодоления критической энергии классически используется процедура скачка критической энергии. Данная процедура осуществляется модулированием дисперсионной функции при приближении энергии пучка к критическому значению. Данные численного моделирования апробированы на экспериментальной установке У-70 в г. Протвино. Также рассмотрены эффекты влияния высших порядков коэффициента расширения орбиты и простейших моделей импедансов на динамику пучка.

В **третьей** главе рассматривается метод вариации критической энергии в резонансной структуре. Для этого может вводится как суперпериодическая модуляция градиентов квадрупольных линз для вариации дисперсионной функции, так и модуляция кривизны орбиты. Вследствие этого изменяется коэффициент уплотнения орбиты, который напрямую связан с критической энергией ускорителя.

Для регулярной магнитооптической структуры коллайдера NICA рассмотрены варианты модернизации для создания резонансной структуры с поднятой критической энергией. Поскольку установка рассматривалась как стационарная, то это возможно только путем модуляции градиентов в квадрупольных линзах. Для различных полученных структур представлены схемы расстановки секступолей.

В **четвёртой** главе рассматривается возможность изучения электрического дипольного момента легких заряженных частиц. Исследовано применение концепции квази-замороженного спина для накопительных колец. Рассматривается возможность модернизации колец с сохранением текущего предназначения и расширением исследовательских возможностей установок. Изучена спиновая динамика в кольце с использованием электростатических, а также элементов с совмещенной функцией

Для проведения эксперимента по поиску ЭДМ становится необходимым использовать альтернативный метод управления спином, концепция квази-замороженного спина. В отличие от метода замороженного спина, спин-вектор больше не сохраняет ориентацию в течение всего периода обращения, а восстанавливает на прямолинейном участке. Это возможно благодаря использованию элементов как с электрическим, так и с магнитным полями, которые могут быть представлены либо электростатическим дефлектором с магнитным киккером, либо фильтром Вина, на прямом участке. Поворот спина в арке на определенный угол компенсируется соответствующим поворотом в компенсирующем элементе. Поля подбираются таким образом, чтобы создать нулевую силу Лоренца и не нарушить прямолинейность орбиты. Поляриметры, расположенные после компенсации, будут обнаруживать ту же ориентацию спин-вектора, и для них она будет 'заморожена'.

**В заключении** приведены результаты работы.

## Глава 1. Особенности дуальной магнитооптической структуры

Независимо от назначения синхротрона, при наличии двух режимов, в которых ускоряются многозарядные тяжёлые частицы и лёгкие заряженные частицы, возникает задача определения оптимальной конфигурации магнитооптической структуры, которая обеспечит устойчивое движение обоих типов частиц. Многозарядные частицы, в отличие от лёгких, обладают более выраженным эффектом разогрева из-за внутрипучкового рассеяния [55]. А в случае лёгких частиц определяющим фактором является влияние критической энергии на динамику сгустка. Эти эффекты имеют существенное значение для коллайдеров, где светимость играет ключевую роль. При разработке структуры, удовлетворяющей требованиям, предъявляемым к частицам с различным зарядом, принципиально важно создать перестраиваемую структуру без внесения конструктивных изменений. Мы назвали такую структуру – дуальной.

В комплексе NICA дуальная магнитооптическая структура открывает перспективу ускорения как тяжелых ионов, таких как золото, так и легких частиц, таких как протоны и дейтроны. Различное соотношения заряда к массе является существенным при проектировании магнитооптики.

### 1.1 Выбор критической энергии в магнитооптической структуре с учетом ускорения тяжелых ионов и лёгких частиц.

В классической регулярной структуре критическая энергия пропорциональна горизонтальной бетатронной частоте  $\gamma_{\text{tr}} \simeq \nu_x$ . При одинаковой магнитной жесткости  $B\rho$  максимальная энергия для легких частиц выше, чем для тяжелых ионов, из-за их соотношения заряд-масса. Таким образом, при ускорении легкого пучка протонов в тяжелоионной структуре, возникает необходимость пересечения критической энергии. По этой причине можно рассмотреть структуру с изменяющейся критической энергией.

### 1.1.1 Критическая энергия

Поскольку понятия *критическая энергия* (transition energy), *коэффициент уплотнения орбиты* (momentum compaction factor) и *коэффициент проскальзывания* (slip-factor) одни из ключевых и часто упоминаемых в данной работе, поэтому уделим особое внимание их определению.

Рассмотрим классическое уравнение продольного движение, описывающее эволюцию частицы отклоненной от референсной [13]:

$$\begin{cases} \frac{d\tau}{dn} = \eta(\delta) \cdot \frac{T_0 \cdot h \cdot \Delta E}{\beta^2 \cdot E_0}, \\ \frac{d(\Delta E)}{dn} = V(\tau), \end{cases} \quad (1.1)$$

где  $\tau$ ,  $\Delta E$  – временное и энергетическое отклонение рассматриваемой частицы от референсной по энергии,  $E_0$  – энергия референсной частицы,  $n$  – номер оборота,  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$  – угловая частота и соответствующее время обращения частицы,  $\beta$  – относительная скорость,  $h$  – гармоническое число,  $V(\tau)$  – функция определяющая амплитуду ВЧ для рассматриваемой частицы,  $\eta$  – коэффициент проскальзывания. Индекс 0 имеет значение референсной частицы.

Коэффициент проскальзывания является временным показателем запаздывания или опережения рассматриваемой частицы от референсной. Для его определения сначала рассмотрим зависимость удлинения орбиты от разброса по импульсам

$$C(\delta) = C_0(1 + \alpha_0\delta + \alpha_1\delta^2 + \dots) = C_0(1 + \alpha_0\delta + O(\delta^2)), \quad (1.2)$$

где также вводится важное понятие коэффициента расширения орбиты (momentum compaction factor) [13]:

$$\alpha_c = \frac{1}{C_0} \frac{dC}{d\delta} = \alpha_0 + 2\alpha_1\delta + 3\alpha_2\delta^2 + \dots \equiv \frac{1}{\gamma_{tr}^2}, \quad (1.3)$$

тут  $\gamma_{tr}$  имеет значение Лоренц-фактора при энергии пучка равной критическому значению или просто называется критической энергией. Таким образом, взяв во внимание, что  $T = \frac{C}{v} = \frac{C}{\beta c}$ , в первом приближении коэффициент проскальзывания может быть определен как

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{\Delta C}{C_0} - \frac{\Delta v}{v_0} = \eta\delta. \quad (1.4)$$

Однако, это справедливо только в первом приближении и приводит к выражению

$$\eta = \eta_0 = \alpha_0 - \frac{1}{\gamma_0^2}. \quad (1.5)$$

Отсюда из ур. 1.5 видно, что  $\eta_0 \rightarrow 0$  стремится к нулю при приближении энергии пучка к критической  $\gamma_0 \rightarrow \gamma_{tr}$ . Тогда частота продольных колебаний стремится к нулю и перемешивание частиц отсутствует. Возникает необходимость обеспечения стабильности продольного движения при прохождении критической энергии. Поэтому при движении вблизи критической энергии также учитывается и влияние следующих порядков разложения, сравнимых по величине с первым. И определение 1.5 становится неточным. Для наиболее точного определения высших порядков коэффициента проскальзывания может быть использовано следующее соотношение [12]

$$\frac{\Delta T_{n+1}}{T_{n+1}} = \eta_{n+1}\delta_{n+1}, \quad (1.6)$$

тут индекс  $n + 1$  отражает  $n + 1$ -ое прохождение, а не порядок в разложении. Окончательно для коэффициента проскальзывания в зависимости от высших порядков разложения:

$$\eta(\delta) = \eta_0 + \eta_1\delta + \eta_2\delta^2 + \dots, \quad (1.7)$$

где  $\eta_1 = \frac{3\beta_0^2}{2\gamma_0^2} + \alpha_1 - \alpha_0\eta_0$ ,  $\eta_2 = -\frac{\beta_0^2(5\beta_0^2-1)}{2\gamma_0^2} + \alpha_2 - 2\alpha_0\alpha_1 + \frac{\alpha_1}{\gamma_0^2} + \alpha_0^2\eta_0 - \frac{3\beta_0^2\alpha_0}{2\gamma_0^2}$ .

### 1.1.2 Адаптация структуры для эксперимента с лёгкими поляризованными частицами

Из-за соотношения заряда к массе, максимальная энергия протонного пучка становится 12.4 ГэВ. При этом критическая энергия регулярной структуры, являющаяся характеристикой магнитооптической структуры ускорителя, составляет 5.7 ГэВ. Таким образом, в регулярной структуре возникает необходимость преодоления критической энергии. Классическим способом является скачок критической энергии [44], что будет показано в Главе 2. Однако, в этом случае

накладываются существенные ограничения на параметры сгустка [46]. Альтернативным способом является повышение критической энергии с использованием резонансной магнитооптической структуры, что будет показано в Главе 3. В этом случае происходит суперпериодическая модуляция дисперсионной функции, путем введения дополнительного семейства фокусирующих квадрупольей.

## 1.2 Оптимизация времени жизни пучка

Достижение высокой светимости пучка в коллайдерных экспериментах требует обеспечения достаточного времени жизни пучка. Это достигается за счет уменьшения эффектов внутрипучкового рассеяния в сочетании с применением методов стохастического и электронного охлаждения. Данный подход особенно важен при работе с ионными пучками высокой интенсивности. Временная эволюция эмиттанса и разброса импульса в присутствии процессов охлаждения описывается набором уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon}{dt} &= -\underbrace{\frac{1}{\tau_{tr}} \cdot \epsilon}_{\text{cooling}} + \underbrace{\left( \frac{d\epsilon}{dt} \right)_{IBS}}_{\text{heating}}, \\ \frac{d\delta^2}{dt} &= -\underbrace{\frac{1}{\tau_{long}} \cdot \delta^2}_{\text{cooling}} + \underbrace{\left( \frac{d\delta^2}{dt} \right)_{IBS}}_{\text{heating}}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где  $\epsilon$  – поперечный эмиттанс,  $\tau_{tr}$  – поперечное время охлаждения,  $\delta = \frac{\Delta p}{p}$  – разброс по импульсам,  $\tau_{long}$  – продольное время охлаждения. Для независимых от времени, стационарных значений, производные по времени становятся равными нулю, тогда

$$\begin{aligned} \epsilon_{st} &= \tau_{tr} \cdot \left( \frac{d\epsilon}{dt} \right)_{IBS} \Big|_{\epsilon=\epsilon_{st}}, \\ \delta_{st}^2 &= \tau_{long} \cdot \left( \frac{d\delta^2}{dt} \right)_{IBS} \Big|_{\delta^2=\delta_{st}^2}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Критерием применимости того, или иного метода охлаждения может быть сравнение характерных времен стохастического и электронного охлаждения со временем жизни с учетом ВПР во всем предполагаемом диапазоне энергий.

### 1.2.1 Стохастическое охлаждение

Рассмотрим стохастическое охлаждение, пользуясь приближенной теорией D.Mohl [56; 57]. Следуя его основным выводам, скорость охлаждения определяется выражением

$$\frac{1}{\tau_{tr,1}} = \frac{W}{N} \underbrace{[2g \cos \theta (1 - 1/M_{pk}^2)]}_{\begin{array}{c} \text{coherent} \\ \text{effect(cooling)} \end{array}} - \underbrace{g^2 (M_{kp} + U)}_{\begin{array}{c} \text{incoherent} \\ \text{effect(heating)} \end{array}}, \quad (1.10)$$

где  $W = f_{max} - f_{min}$  – пропускная способность системы,  $N$  – эффективное число частиц, пересчитанное через соотношение орбиты к длине сгустка с учетом его распределения,  $g$  – доля наблюдаемой ошибки выборки, скорректированная за оборот,  $U = E(x_n^2)/E(x_s^2)$  – отношение шума к сигналу,  $M_{pk}$ ,  $M_{kp}$  – факторы смешивания между пикапом – киккером и киккером – пикапом соответственно.

Уравнение 1.10 в отсутствии шума при  $g = g_0 = \frac{1-M_{pk}^2}{M_{kp}}$  достигает максимум

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{tr}} &= \frac{W}{N} \frac{(1 - 1/M_{pk}^2)^2}{M_{kp}}, \\ \frac{1}{\tau_l} &= 2 \frac{W}{N} \frac{(1 - 1/M_{pk}^2)^2}{M_{kp}}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Коэффициенты смешивания определяются как

$$\begin{aligned} M_{pk} &= \frac{1}{2(f_{max} + f_{min}) \eta_{pk} T_{pk} \frac{\Delta p}{p}}, \\ M_{kp} &= \frac{1}{2(f_{max} - f_{min}) \eta_{kp} T_{kp} \frac{\Delta p}{p}}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

где  $\eta_{pk} T_{pk} \frac{\Delta p}{p}$ ,  $\eta_{kp} T_{kp} \frac{\Delta p}{p}$  – относительные времена смешения частиц (перемешивание),  $\eta_{pk}$ ,  $\eta_{kp}$  – коэффициенты проскальзывания, в первом приближении  $\eta_{pk} =$

$\alpha_{\text{pk}} = 1/\gamma^2$ ,  $\eta_{\text{pk}} = \alpha_{\text{kp}} - 1/\gamma^2$ ,  $\alpha_{\text{pk}}$ ,  $\alpha_{\text{kp}}$  – локальные факторы расширения орбиты первого порядка,  $T_{\text{pk}}$ ,  $T_{\text{kp}}$  – абсолютные времена пролета между пикапом-киккером и киккером-пикапом соответственно.

Времена стохастического охлаждения ур. 1.11 зависят от соотношения эффективной плотности частиц  $N$  к полосе пропускания системы охлаждения  $W$  и свойств магнитооптики, а именно локальных факторов расширения орбиты  $\alpha_{\text{pk}}$ ,  $\alpha_{\text{kp}}$ . Максимальное значение полосы частот  $f_{\text{max}}$  ограничено критерием неперекрытия Schottky-полос пучка. В простейшем случае это условие может быть записано как

$$f_{\text{max}} < \frac{1}{\eta_{\text{pk}} T_{\text{pk}} \frac{\Delta p}{p}}, \quad (1.13)$$

при выполнении которого всегда фактор смещивания  $M_{\text{pk}} > 1$ . В обратном случае, эффективность охлаждения становится нулевой. Таким образом, при заданном числе частиц желательно иметь полосу частот максимально возможной. С точки зрения электроники современные технологии позволяют реализовать полосу частот 10 ГГц [58], однако использование ее не всегда возможно из-за большой величины коэффициента проскальзывания  $\eta_{\text{pk}}$  и разброса по импульсам  $\frac{\Delta p}{p}$ .

Уравнение 1.10 выведено для непрерывного (несгруппированного) пучка. Эффективное число частиц, для случая сгустка, сформированного гармоническим одночастотным ВЧ резонатором, плотность частиц описывается распределением по Гауссу

$$\rho(s) = \frac{N_{\text{bunch}}}{\sigma_{\text{bunch}} \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{s^2}{2\sigma_{\text{bunch}}^2}}, \quad (1.14)$$

где  $s$  – расстояние от центра сгустка,  $\sigma_{\text{bunch}}$  – дисперсия распределения частиц и  $N_{\text{bunch}}$  – число частиц в сгустке. Если принять, что охлаждение определяется его минимальным значением в центре сгустка ( $s = 0$ ), то эффективное значение частиц на орбите длиной  $C_{\text{orb}}$  равно

$$N = \int_0^{C_{\text{orb}}} \rho_{\text{max}} ds = \frac{N_{\text{bunch}}}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\text{bunch}}} \cdot C_{\text{orb}}. \quad (1.15)$$

Для сгустка, сформированного мульти-гармонической ВЧ системой барьерного типа (Barrier Bucket), распределение частиц в сгустке близко к однородному с длиной сгустка  $l_{\text{bunch}} = 4 \cdot \sigma_{\text{bunch}}$ . Эффективное значение частиц определяется простым соотношением длины сгустка к общей длине орбиты

$$N = \frac{N_{\text{bunch}}}{4\sigma_{\text{bunch}}} \cdot C_{\text{orb}}. \quad (1.16)$$

Подводя итог, можно сказать, что эффективное значение частиц зависит от распределения и определяется форм-фактором  $F_{\text{bunch}}$ , лежащим в пределах  $F_{\text{bunch}} = \sqrt{2\pi} \div 4$ , тогда

$$N = N_{\text{bunch}} \cdot \frac{C_{\text{orb}}}{F_{\text{bunch}} \cdot \sigma_{\text{bunch}}}. \quad (1.17)$$

Для NICA примем максимальный фактор  $F_{\text{bunch}} = 4$ , и при ее ориентировочных параметрах  $C_{\text{orb}} = 503.04$  м,  $\sigma_{\text{bunch}} = 0.6$  м,  $N_{\text{bunch}} = 2.2 \cdot 10^9$ . С учетом опыта работы FNAL [59] вполне реалистичные значения для полосы частот являются  $f_{\max} = 8$  ГГц и  $f_{\min} = 2$  ГГц. Для NICA выбрано  $f_{\max} = 4$  ГГц и  $f_{\min} = 2$  ГГц. При таких параметрах максимальная достижимая скорость охлаждения  $\frac{1}{\tau_{\text{tr}}} = \frac{1}{230}$  с<sup>-1</sup>.

Исходя из уравнений 1.12, видно, что может происходить асимптотический рост в двух случаях:

1. при приближении коэффициента проскальзывания к значению  $\eta \rightarrow \frac{1}{2(f_{\max}+f_{\min})T_{\text{pk}} \frac{\Delta p}{p}}$ , Schottky-спектр пучка становится сплошным и  $M_{\text{pk}} \rightarrow 1$ ;
2. при приближении коэффициента проскальзывания к нулю, перемещивание на пути от киккера к пикапу не происходит и  $M_{\text{kp}} \rightarrow \infty$ .

Эффективность стохастического охлаждения зависит от свойств магнитооптики. В классических, регулярных, структурах критическая энергия пропорциональная горизонтальной частоте бетатронных колебаний  $\gamma_{\text{tr}} \approx \nu_x$  и коэффициент проскальзывания  $\eta = 1/\gamma_{\text{tr}}^2 - 1/\gamma^2$  может достигать нуля. Чтобы избежать асимптотического роста, необходимо изменять коэффициент проскальзывания, что означает вариацию  $\gamma_{\text{tr}}$ . Это возможно в резонансной структуре, где критическая энергия может быть увеличена или даже достигать комплексного значения [60]. В более экзотическом случае может быть использована комбинированная структура, где  $\eta_{\text{pk}}$  (пикап-киккер) с реальной критической энергией на одной арке

$$\eta_{\text{pk}} = \frac{1}{\gamma_{\text{tr}}^2} - \frac{1}{\gamma^2}, \quad (1.18)$$

компенсируется  $\eta_{\text{kp}}$  (киккер-пикап) с комплексным значением в другой арке соответственно

$$\eta_{\text{kp}} = -\frac{1}{\gamma_{\text{tr}}^2} - \frac{1}{\gamma^2}, \quad (1.19)$$

для всего кольца. При такой конструкции достигается требуемое соотношение факторов смещивания для максимальной скорости охлаждения, близкой к идеальной [61]. Рассмотрим заявленные структуры более подробно.

Поведение  $\beta$ -функций и  $D$  дисперсии вдоль всей регулярной структуры с  $\gamma_{tr} = 7$  показаны на рисунке 1.1. Прямые участки, которые остаются неизменными во всех структурах, необходимы для анализа резонансных характеристик всего кольца в целом. Их расположение не влияет на внутрипучковое рассеяние и критическую энергию. Для подавления дисперсии в регулярной структуре с обеих сторон арки реализуется технология ‘отсутствующих магнитов’ (‘missing magnet’).

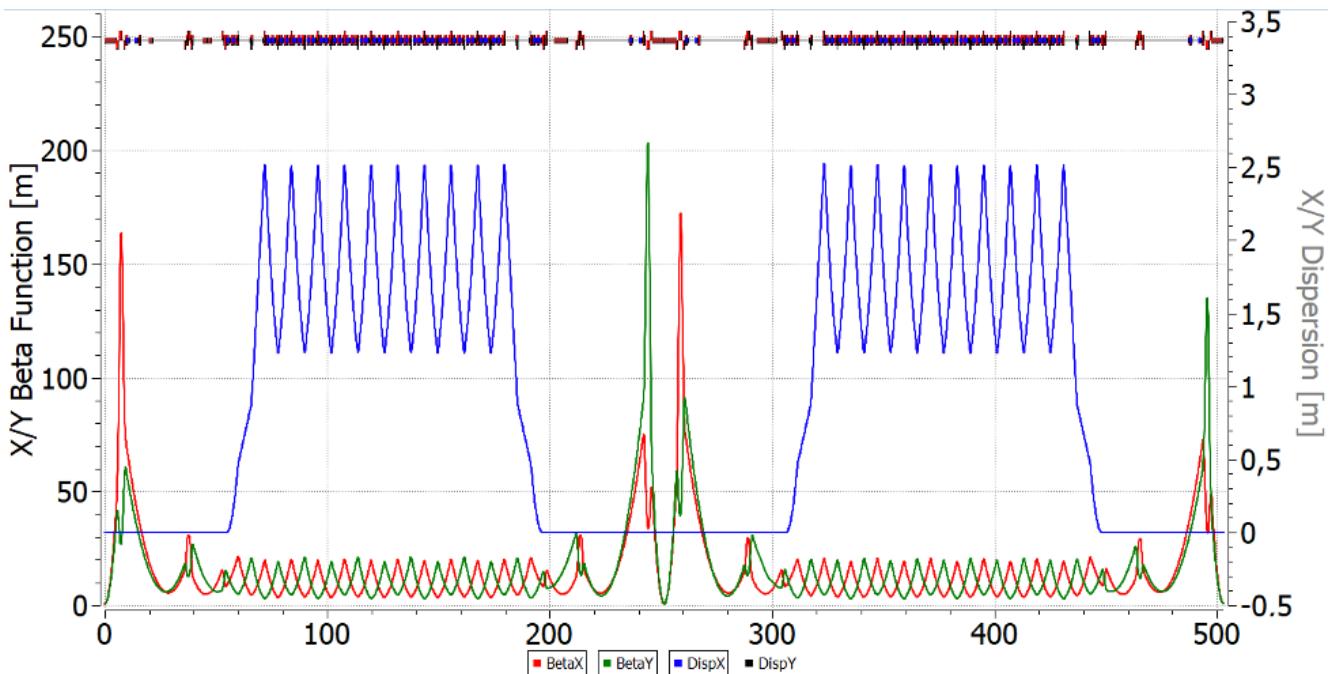


Рисунок 1.1 — Регулярная ФОДО структура коллайдера NICA.

Резонансная структура основана на принципе резонансной модуляции дисперсионной функции [62] и может быть получена из регулярной структуры путем разделения фокусирующих квадрупольей на 2 семейства с различными градиентами, что будет подробно рассмотрено в Главе 3. Таким образом, критическая энергия может быть скорректирована и увеличена по сравнению с энергией эксперимента, избегая проблем с пересечением критической энергии. Для подавления дисперсии можно использовать либо два краевых фокусирующих квадруполя с обоих сторон поворотной арки, либо только два семейства фокусирующих квадрупольей на арке [40], когда достигается целое число бетатронных колебаний (рис. 1.2).

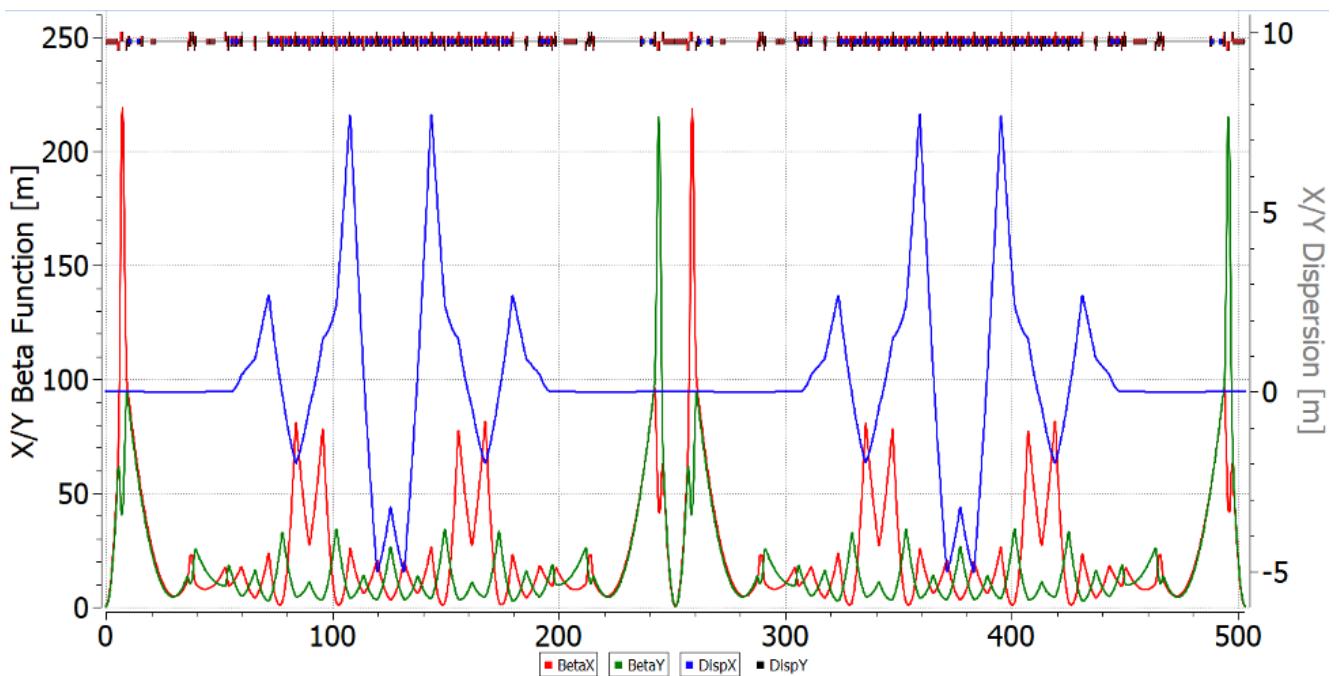


Рисунок 1.2 — Резонансная магнитооптическая структура коллайдера NICA с повышенной критической энергией.

В случае комбинированной структуры, одна арка функционирует в регулярном режиме, в то время как другая использует резонансную модуляцию (рис. 1.3). Такой выбор основан на принципе компенсации, описанном уравнениями 1.18 и 1.19, который требует большей глубины модуляции квадрупольей, чем в чисто резонансной структуре с повышенной критической энергией.

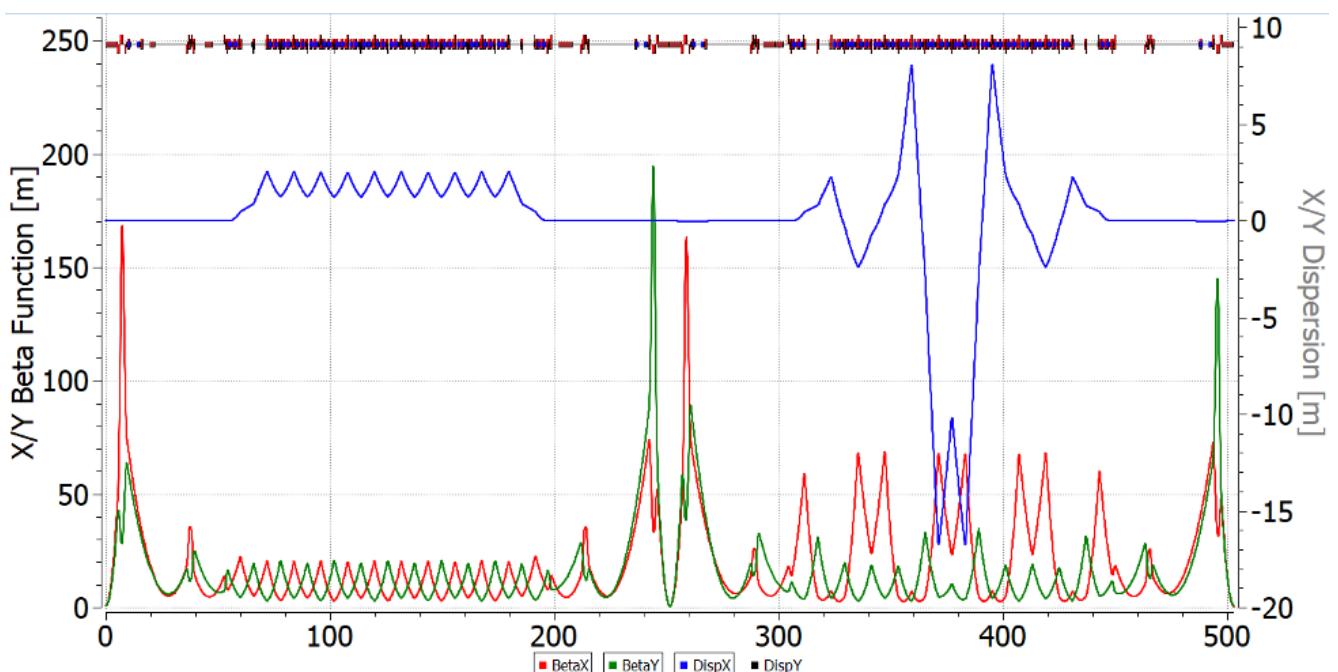


Рисунок 1.3 — Резонансная магнитооптическая структура коллайдера NICA с реальной и комплексной критической энергией в арках.

Как показано на рисунке 1.4 для резонансной магнитооптике с увеличенной критической энергией, вторая асимптотика соответствует более высокой энергии по сравнению с регулярной структурой. В комбинированной магнитооптике эффективность охлаждения близка к идеальному значению в широком диапазоне энергий от 2.5 до 4.5 ГэВ/нуклон, в то время как в регулярной оптике скорость охлаждения почти в два раза ниже в наиболее оптимальной точке  $\sim 3$  ГэВ/нуклон. Такое поведение объясняется отсутствием второй точки асимптотического роста.

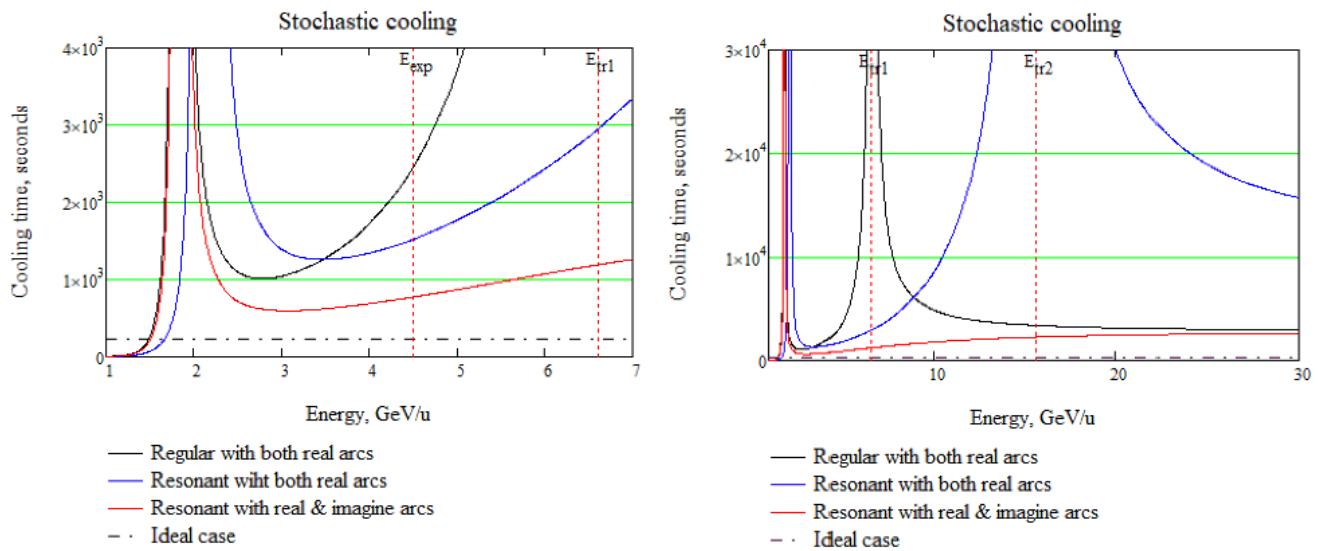


Рисунок 1.4 — Зависимость времени стохастического охлаждения от энергии для разных структур.

### 1.2.2 Внутрипучковое рассеяние

Как было уже сказано, внутрипучковое рассеяние является основным фактором, ограничивающим время жизни пучка в коллайдере. Поэтому критерием для использования того или иного способа охлаждения является сравнение их характерных времен с временем разогрева пучка из-за внутрипучкового рассеяния. Характерное время ВПР в горизонтальной плоскости зависит от различных параметров пучка и магнитооптики

$$\frac{1}{\tau_x} = \frac{\pi^2 r_0^2 v_c m^3 N (\log)}{\gamma \Gamma} \left[ \frac{\gamma^2 (D_x^2 + \beta_x^2 \varphi_x^2)}{\varepsilon_x \beta_x} \right] \int_0^\infty \frac{d\lambda \lambda^{1/2} [a_x \lambda + b_x]}{(\lambda^3 + a\lambda^2 + b\lambda + c)^{3/2}} \quad (1.20)$$

где  $r_0$  – классический радиус,  $\beta$ ,  $\gamma$  – относительная скорость и Лоренц-фактор,  $v_c = \frac{c}{\beta}$ ,  $\varepsilon_x$  – эмиттанс в горизонтальной плоскости,  $N$  – количество частиц,  $(\log) = \ln \left( \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)$  – кулоновский логарифм,  $\Gamma = (2\pi)^3 (\beta \gamma)^3 m^3 \varepsilon_x \varepsilon_y \sigma_\delta \sigma_z$  – 6-мерный фазовый объем,  $\varphi_x \equiv D'_x - \frac{\beta'_x D_x}{2\beta_x}$ ,  $\beta_x, D_x, \beta'_x, D'_x$  – бета-функция и дисперсия и их производные соответственно, коэффициенты  $a, b, c, a_x, b_x$  определяются в различных моделях по-разному. В отличие от стохастического охлаждения скорость разогрева из-за внутрипучкового рассеяния растет с уменьшением энергии как  $1/\gamma^3$ . Кроме того, выражение, стоящее в круглых скобках, пропорционально коэффициенту проскальзывания  $\eta$ . Поэтому следует ожидать, что в оптике со значением  $\eta$  близким к нулю скорость разогрева должна падать. На рисунке 1.5 показаны зависимости постоянной времени нагрева в трех вышеупомянутых структурах, посчитанных с помощью программы MADX [33; 63] для параметров тяжелоионного пучка  $^{197}_{79}\text{Au}$  коллайдера NICA с максимальной светимостью  $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , интенсивностью  $N_{\text{heavy}} = 2.2 \times 10^9 \text{ ppb}$  (particles per bunch – количество частиц в пучке) и количеством пучков  $n_{\text{bunch}} = 22$ . В случае легких ядер, таких как протоны и дейтроны, время ВПР значительно увеличивается по мере уменьшения заряда даже для интенсивного сгустка  $10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $N_{\text{light}} = 1 \times 10^{12} \text{ ppb}$ . В таблице 1 приведены расчёты, которые показывают, что при энергии эксперимента времена ВПР различаются примерно в 10 раз, поэтому проблема внутрипучкового рассеяния имеет значение для тяжелоионного сгустка с высокой зарядностью. Из сравнения времени внутрипучкового рассеяния со временем охлаждения можно сделать заключение, что в регулярной структуре стохастическое охлаждение способно сбалансировать внутрипучковое рассеяние в диапазоне энергий  $W \geq$

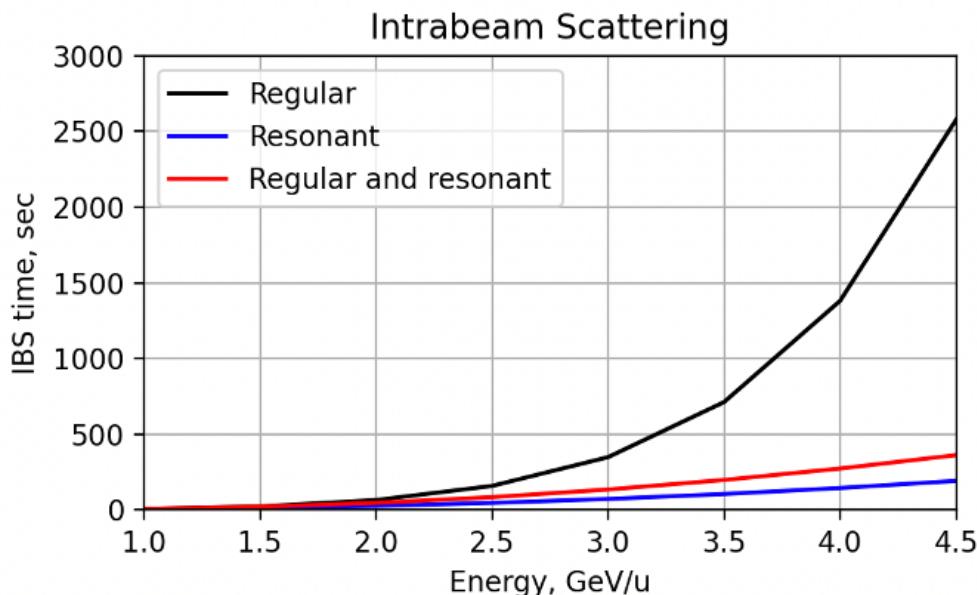


Рисунок 1.5 — Зависимость постоянной времени разогрева пучка из-за внутрипучкового рассеяния в регулярной, резонансной и комбинированной структурах от энергии пучка.

4.5 ГэВ/нуклон. Для применения стохастического охлаждения во всем диапазоне энергий требуется пожертвовать светимостью пучка на низких энергиях посредством увеличения эмиттанса. В резонансных структурах, время ВПР значительно меньше. Это объясняется тем, что структура имеет большее соотношение между дисперсией и  $\beta$ -функцией пучка  $\left\langle \frac{D_x^2 + \beta_x^2 D'_x}{\beta_x} \right\rangle$ , чем в случае регулярной. Таким образом, для тяжелоионной опции должна быть использована структура с максимально регулярным  $\beta$ -функцией и  $D$  дисперсией – то есть минимально модулированы. Для охлаждения пучка до 4.5 ГэВ/нуклон в регулярной структуре также используется электронное охлаждение [64].

## Выводы

Рассмотрены основные принципы реализации дуальной магнитооптическая структуры. В таблице 1 приведены основные параметры рассмотренных структур.

1. Для легких частиц из-за соотношения заряда к массе энергия эксперимента может превышать критическую энергию установки, которая является оптимальной для тяжелых ионов. При использовании дис-

| Структура   | Регулярная        | Резонансная       | Комбинир.         |
|---|-------------------|-------------------|-------------------|
| Энергия, ГэВ/нуклон                                 | 4.5               | 12.6              | 12.6              |
| Критическая энергия $\gamma_{tr}$                   | 7                 | 15                | 150               |
| Глубина модуляции                                   | —                 | 25%               | 45%               |
| Время охл. при 4.5 ГэВ/н, с                         | 2500              | 1500              | 800               |
| Время ВПР, с (для тяжелых ионов при 4.5 ГэВ/нуклон) | 2500              | 400               | 250               |
| Время ВПР, с (для протонов при 12.6 ГэВ/нуклон)     | $1.8 \times 10^4$ | $4.5 \times 10^3$ | $7.9 \times 10^3$ |
| Рабочая точка                                       | 9.44/9.44         | 9.44/9.44         | 9.44/9.44         |

Таблица 1 — Основные параметры магнитооптических структур колайдера NICA.

персионной модуляции критическая энергия увеличивается или даже достигает комплексного значения в резонансной или комбинированной магнитооптической структуре;

2. Показано, что вследствие модуляции  $\beta$ -функции и  $D(s)$  дисперсии уменьшается время внутрипучкового рассеяния, что имеет решающее значение для многозарядных тяжелых частиц. По этой причине регулярная магнитооптическая структура с минимально модулированной  $D(s)$  дисперсией и  $\beta$ -функцией оптимальна в режиме работы с тяжелыми ионами. Несмотря на то, что стохастическое охлаждение в регулярной структуре значительно слабее, чем в резонансной и комбинированной, оно может компенсировать эффект от внутрипучкового рассеяния;
3. Дуальная магнитооптическая структура предлагается для ускорения пучков как тяжелых ионов, так и легких частиц, что показано на примере установки NICA. Для преобразования регулярной структуры, оптимизированной для ускорения тяжелых ионов с точки зрения времени жизни пучка, в резонансную, с варьируемой критической энергией для легких частиц, не требуется никаких особых изменений, внесения отдельного семейства квадрупольей достаточно.

## Глава 2. Прохождение критической энергии в регулярной магнитооптической структуре синхротрона

Данная глава посвящена рассмотрению а) влияния критической энергии на продольную динамику, а также б) процедуры скачка критической энергии в регулярной структуре синхротрона. Учтены высшие порядки, а также рассмотрены модели импеданса для различных интенсивностей сгустка.

Исходя из изложенных уравнений продольного движения в Главе 1, приближение энергии пучка к критическому значению ведет к изохронному движению, при котором частота синхротронных колебаний стремится к нулю и означает отсутствие продольного перемешивания частиц в сепараторе. При этом нарушается адиабатичность движения, а также становится значительным влияние высших порядков разброса по импульсу, что приводит к нелинейности движения. При этом затухание Ландау оказывается неспособно подавить возникающие возмущения в интенсивных сгустках. Наличие пространственного заряда и других импедансов оказывает влияние на развитие продольной микроволновой неустойчивости, нестабильности отрицательной массы и поперечной неустойчивости голова-хвост (head-tail) [12], [65] и в конечном счёте приводит к потере фазовой стабильности.

Традиционно критическая энергия преодолевается с помощью процедуры её скачка [66]. При этом изменяются параметры ускорителя для внесения соответствующего возмущения и резкого кратковременного скачка критической энергии в момент близости энергии сгустка к критическому значению. После скачка, параметры установки возвращаются к исходному значению до скачка с поправкой на увеличившуюся энергию пучка. Однако, сложностью является непосредственное создание скачка с заданной величиной и темпом, что не всегда легко реализуемо. Возможный способ создания скачка критической энергии состоит в изменении количества бетатронных колебаний или набега фазы, поскольку в случае регулярной структуры критическая энергия пропорциональна горизонтальной частоте колебаний  $\gamma_{\text{tr}} \sim v_x$ . Такой метод может быть реализован путем создания возмущения в квадрупольях. Этот подход был применен в 1969 году на установке PS (Proton Synchrotron), CERN [67]. Однако, его применение существенно ограничено возможностью сдвига рабочей частоты и тем самым устанавливает предел на величину скачка, а скорость изменения – на темп скачка. Другой метод осно-

ван на кратковременном возмущении дисперсионной функции, путем установки специальных квадрупольей обратных полярностей, расположенных через один период друг от друга. Таким образом, происходит искажение дисперсии без сдвига частоты бетатронных колебаний. Такой метод реализован позднее в 1974 году, также в PS [68] и позволяет достичнуть большей величины и темпа измерения критической энергии.

Прохождение критической энергии является актуальной задачей для протонного пучка в строящемся комплексе NICA-Nuclotron (ОИЯИ г. Дубна). С целью изучения данной проблемы, исследована динамика продольного движения в окрестности критической энергии У-70 (НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ г. Протвино). Численно промоделирована процедура скачка критической энергии в синхротроне У-70. Полученные данные также апробированы на ускорительном сеансе [42].

Важным фактором, описывающим взаимодействие пучка и элементов ускорителя является влияние различного рода импедансов, а также типов высокочастотных резонаторов (ВЧ) на продольную динамику во время процедуры преодоления критической энергии. Отличительной особенностью является использование ВЧ барьера типа, в результате чего достигается равномерное распределение пучка в фазовом пространстве. [69].

Результаты данного исследования помогут осветить потенциальные последствия прохождения критической энергии и определить существенные параметры, влияющие на динамику фазового движения.

## 2.1 Построение регулярной структуры на основе ячеек ФОДО, ФДО, ОДФДО

На основе ФОДО, ФДО и ОДФДО ячеек могут быть сконструированы регулярные поворотные арки как показано на рис. 2.1. Для ФОДО-ячейки характерно наибольшее пространственное разделение минимумов и максимумов бета-функций. При этом именно в ФОДО-структуре достигаются максимальные значения как бета-функции, так и дисперсионной функции. Следует отметить, что величина градиента в квадрупольных линзах, необходимая для обеспечения одинакового набега фазы, возрастает в следующем порядке: ФОДО, ФДО, ОДФДО.

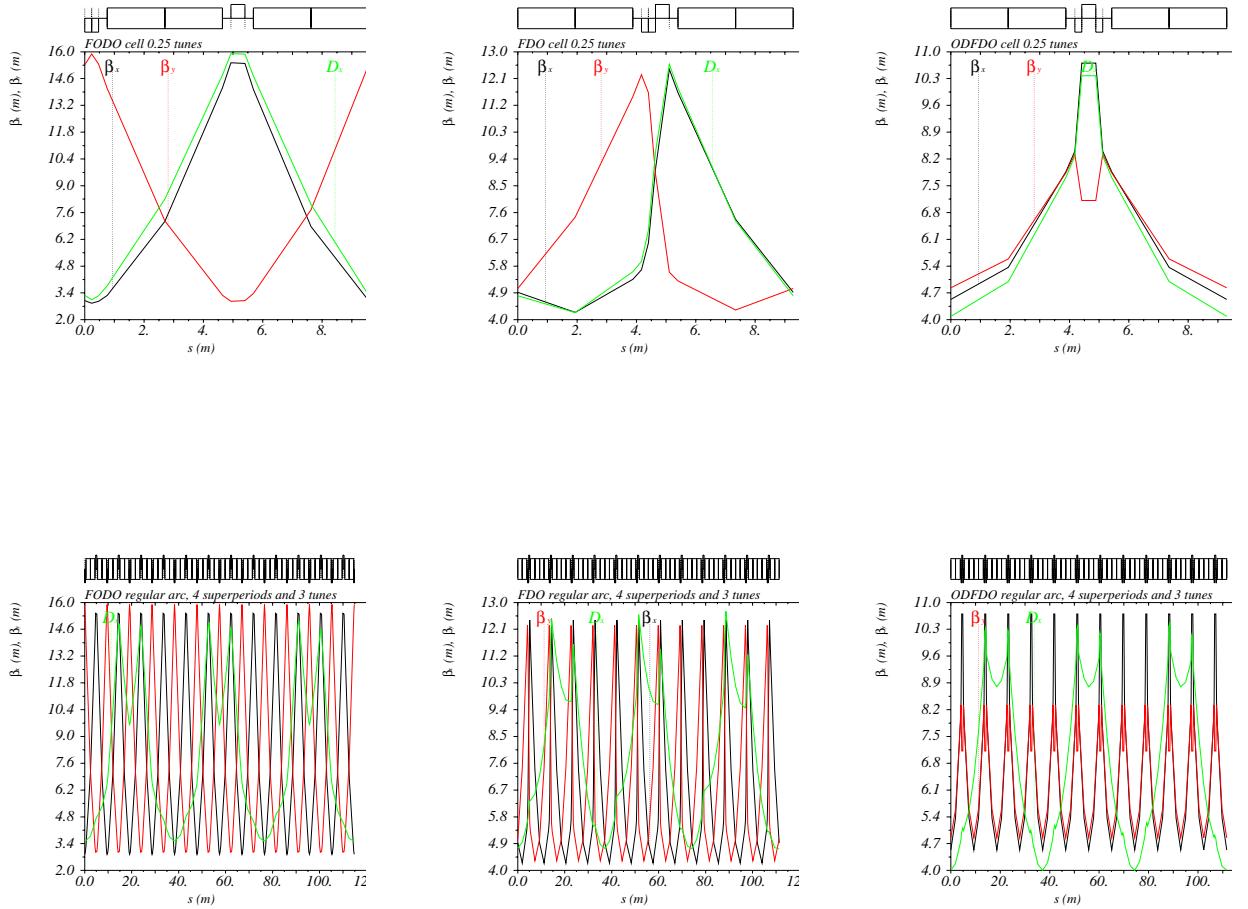


Рисунок 2.1 — Твисс-параметры  $\beta_{x,y}$ ,  $D_x$ . Сверху – для ячеек для синглетной ФОДО, дублетной ФДО, триплетной ОДФДО ячеек; посередине – регулярная структура; снизу – резонансная.

### 2.1.1 Подавление дисперсии в регулярных арках с missing magnet и/или квадрупольями с варьируемыми градиентами

Дисперсионная функция  $D(s)$  является решением неоднородного уравнения поперечного движения и характеризует смещение замкнутой орбиты для частиц с ненулевым относительным разбросом по импульсу  $\delta$  [13].

Необходимость наличия бездисперсионных областей возникает во многих задачах ускорительной техники. Так, в коллиайдерных экспериментах пучки сталкиваются в заданной точке (Interaction Point, IP), где для достижения требуемой светимости необходимо обеспечить минимальный поперечный размер

пучка, прямо пропорциональный значению дисперсионной функции. При инжекции из бустера (booster) в основное кольцо (main ring) требуется согласование Твистс-функций для сохранения пучка; выполнение этого условия существенно упрощается в случае нулевой дисперсии, тогда как при её наличии приходится искусственно возбуждать орбиту для согласования. Кроме того, размещение определённых элементов, например высокочастотных резонаторов, в бездисперсионных точках позволяет минимизировать эффект синхро-бетатронной связи.

Наиболее простым способом дисперсия в поворотной арке может быть подавлена в периодичной структуре, где частота кратна целому числу  $2\pi$ . При таком подходе создаётся ахромат первого порядка. Другим известным, уже ставшим классическим, является подход с введением техники отсутствующих магнитов ('missing magnet') [70]. В этом случае, не реализуются условия ахромата первого порядка. Так в коллайдере NICA реализована техника отсутствующих магнитов и инжекция происходит в место с ненулевой дисперсией, что обусловлено особенностью расположения оборудования.

Особо стоит отметить, что в случае спиновой динамики, на прямом участке необходимо использование прямых фильтров Вина, что будет показано в Главе 4. Такое устройство не возмущает орбиту так как изначально планируется сделать нулевую силу Лоренца (или одинаковую кривизну полей  $E$  и  $B$  полей). Однако, при этом искажается дисперсионная функция, что должно быть дополнительно компенсировано.

## 2.2 Прохождение критической энергии

### 2.2.1 Численное моделирование динамики продольного движения

Основные уравнения, которые будут проанализированы – уравнения продольного фазового движения. Классически уравнения 1.1 могут быть записаны в зависимости от времени:

$$\begin{cases} \frac{d\tau}{dt} = \eta(\delta) \cdot \frac{h \cdot \Delta E}{\beta^2 \cdot E_0}, \\ \frac{d(\Delta E)}{dt} = \frac{V(\tau)}{T_0}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Для моделирования приведенной системы уравнений используются различные программы. В работе используется BLonD [36]. Для пересчёта временной задержки могут быть использованы 2 различные схемы: как 'простая', учитывающая только первый порядок разложения  $\eta$ :

$$\Delta t^{n+1} = \Delta t^n + \frac{\eta_0^{n+1} T_0^{n+1}}{(\beta_s^{n+1})^2 E_s^{n+1}} \Delta E^{n+1}, \quad (2.2)$$

так и 'точная', учитывающая зависимость от высших порядков разложения:

$$\begin{aligned} \Delta t^{n+1} &= \Delta t^n + T_0^{n+1} \times \\ &\times \left[ \left( 1 + \alpha_0^{n+1} \delta^{n+1} + \alpha_1^{n+1} (\delta^{n+1})^2 + \alpha_2^{n+1} (\delta^{n+1})^3 \right) \left( \frac{1 + \frac{\Delta E^{n+1}}{E_s^{n+1}}}{1 + \delta^{n+1}} \right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Для пересчёта приращения энергии используется уравнение, включающее учёт только гармонических ВЧ, а также разности энергии  $n$  и  $n + 1$  оборота:

$$\Delta E^{n+1} = \Delta E^n + \sum_{k=0}^{n_{rf-1}-1} V_k^n \sin \varphi_{rf,k}(\Delta t^n) - (E_s^{n+1} - E_s^n). \quad (2.4)$$

Такой подход затрудняет моделирование барьерного ВЧ в BLonD; при этом барьер представляется в виде набора ВЧ-станций с различными частотами, соответствующими Фурье-разложению сигнала. Этот метод будет использован в дальнейшем.

## 2.2.2 Стабильность продольного фазового движения вблизи критической энергии

Уравнения 2.1 определяют продольные колебания с определенной частотой. Вдали от критической энергии частота синхротронных колебаний слабо меняется со временем, движение адиабатично. Вблизи критической энергии нарушается

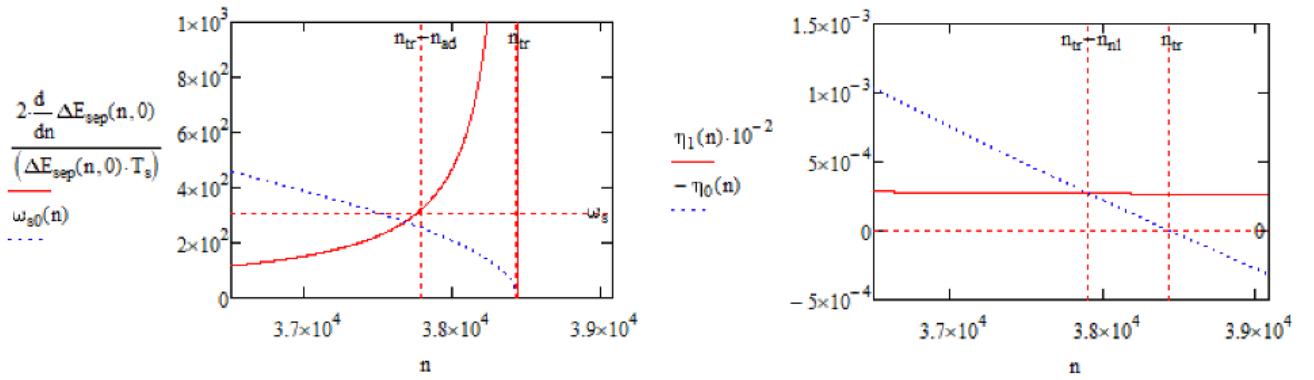


Рисунок 2.2 — а) Классическая синхротронная частота и темп изменения огибающей сепаратрисы в окрестности критической энергии от номера оборота; б) изменение первого и второго порядков коэффициента проскальзывания  $\eta_0$ ,  $\eta_1\delta$  в окрестности критической энергии от номера оборота.

условие адиабатичности синхротронного движения. Характерное время адиабатичности можно оценить, сравнивая синхротронную частоту с темпом изменения удерживающей сепаратрисы, что показано на рис. 2.2а [12]:

$$\tau_{ad} = \left( \frac{\pi \beta^2 m c^2 \gamma_{tr}^4}{\dot{\gamma} \omega_0^2 h e V |\cos \varphi_s|} \right)^{1/3}, \quad (2.5)$$

где  $\gamma_{tr}$  – Лоренц-фактор, соответствующий критической энергии,  $\dot{\gamma}$  – темп изменения энергии. При адиабатичном движении как сепаратриса, так и частота колебаний медленно меняется со временем.

Нелинейность продольного движения проявляется когда  $\eta_1\delta$  сравнимо с  $\eta_0$ ; характерное время (рис. 2.2б):

$$\tau_{nl} = \frac{\eta_1 \hat{\delta}}{2\dot{\gamma}/\gamma_{tr}^3} = \gamma_{tr} \frac{3/2\beta^2 + \gamma_{tr}^2 \alpha_1}{2\dot{\gamma}} \quad (2.6)$$

где  $\hat{\delta} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$  – абсолютное значение максимального отклонения импульса вблизи критической энергии,  $\alpha_1$  – второй порядок коэффициента уплотнения орбиты. Для регулярной ФОДО структуры У-70 с скомпенсированной натуральной хроматичностью, получено  $\alpha_1 \simeq 0.01$  [42].

Кроме того, из ур. 2.1 следует условие стабильности синхротронных колебаний

$$\eta_0 \cos \varphi_s < 0. \quad (2.7)$$

|   |                   |
|---|-------------------|
| Полная длина $L$ , м                            | 1483.699          |
| Коэффициент расширения орбиты $\alpha_0$        | 0.011120          |
| Коэффициент расширения орбиты $\alpha_1$        | 0.01              |
| Критическая энергия, ГэВ                        | 7.957             |
| Лоренц-фактор $\gamma_{\text{tr}}$              | 7.48              |
| Максимальная интенсивность в сеансе, ррр        | $4 \cdot 10^{12}$ |
| Ускоряющая фаза $\sin(\varphi_s)$               | 1/2               |
| Время адиабатичности $\tau_{\text{ad}}$ , мс    | 3.218             |
| Время нелинейности $\tau_{\text{nl}}$ , мс      | 2.646             |
| Гармоническое число                             | 30                |
| Амплитуда ускоряющих станций, кВ                | 10                |
| Количество ускоряющих станций                   | 40                |
| Темп ускорения $\dot{\gamma}$ , $\text{с}^{-1}$ | 42.7              |

Таблица 2 — Основные параметры кольца и ВЧ для синхротрона У-70

Видно, что для продольного согласования при прохождении критической энергии должна быть сдвинута фаза  $\varphi_s$  ускоряющего поля ВЧ, на величину  $\pi - 2\varphi_s$ .

Оценки для У-70, приведенные в таблице 2, отражают тот факт, что время адиабатичности (ур. 2.5) может быть сравнимо со временем нелинейности (ур. 2.6)  $\tau_{\text{ad}} \sim \tau_{\text{nl}}$ . При приближении энергии к критическому значению, продольная длина пучка уменьшается, а разброс по импульсам увеличивается. На рис. 2.3 приведены результаты моделирования прохождения критической энергии при ускорении от 7.0 до 13.0 ГэВ для  $\eta = \eta_0$  и  $\eta = \eta_0 + \eta_1 \delta$  в различных моделях BLonD. Влияние второго порядка коэффициента проскальзывания увеличивает продольный эмиттанс, что может быть критично и приводит к необходимости применения дополнительных мер по сохранению фазового объёма.

### 2.2.3 Влияние индуктивного импеданса

На продольную динамику также оказывают влияние элементы ускорителя. Для описания электромагнитного взаимодействия пучка с элементами структуры ускорителя вводится понятие импеданса [71]. Он зачастую представляется

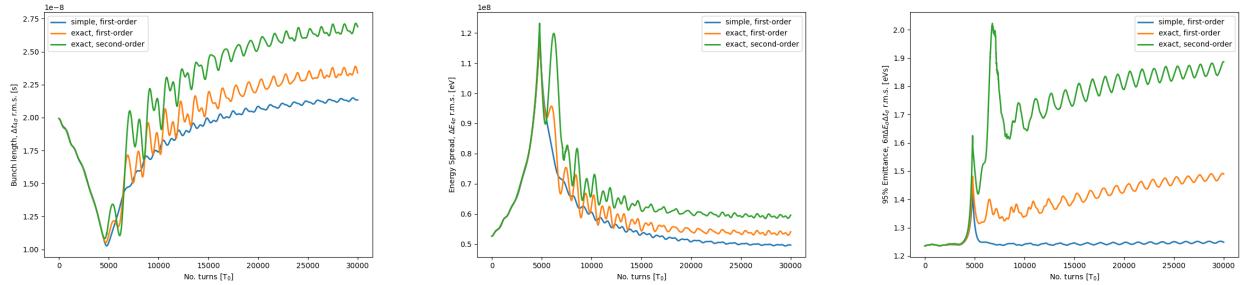


Рисунок 2.3 — Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 7 до 13 ГэВ для трёх моделей без скачка и учёта импеданса. Синяя – учёт только первого порядка  $\eta = \eta_0$ , ‘simple’ solver, оранжевая –  $\eta = \eta_0$ , ‘exact’ solver, зеленая –  $\eta = \eta_0 + \eta_1 \delta$ , ‘exact’ solver.

достаточно сложной функцией, содержащей как мнимую, так и действительную часть. Вид импеданса может быть определен как аналитически, взяв во внимание все наиболее значимые элементы, так и экспериментально, на уже действующей установке. Поскольку оба эти подхода являются достаточно комплексными и сложными, в качестве первого приближения могут быть использованы простые модели импедансов.

Особенно важным для изучения продольной динамики при прохождении критической энергии является продольный импеданс  $Z_{\parallel}(\omega)$ . В данной работе ограничимся исследованием динамики с учётом его мнимой индуктивной компоненты  $Z_n/n = \pm i \cdot const$ . Положительная индуктивность может соответствовать продольному импедансу связи пикап-электродов, кикер-магнитов и сильфонов [72]. Отрицательная индуктивность соответствует импедансу гладкой камеры при наличии пространственного заряда и описывается аналитически:

$$\frac{Z_{SC}}{n} = -\frac{Z_0}{2\beta\gamma^2} \left[ 1 + 2 \ln \left( \frac{b}{a} \right) \right]. \quad (2.8)$$

Для наглядности, приведём напряжение, индуцированное пространственным зарядом,  $V_{SC}(\varphi)$ . Уравнение определяется производной от функции распределения  $f(\varphi)$  в пространстве [73]:

$$V_{SC}(\varphi) = \frac{Z^2 h^2 g_0 Z_0 c e}{2 R_0 \gamma^2} \cdot \frac{\partial (N_0 \cdot f(\varphi))}{\partial \varphi}. \quad (2.9)$$

На сеансе для У-70 наблюдалась интенсивность в импульсе порядка  $N_{tot} = 4 \cdot 10^{12}$  ppp (particles per period). Соответственно в сгустке – порядка  $N_{beam} = 4 \cdot 10^{11}$

ppb (particles per beam). Моделирование продольной динамики при изменении энергии от 7 до 9 ГэВ показывает, что при малой интенсивности  $N_{\text{beam}} = 4 \cdot 10^{11}$  ppb как для отрицательного, так и для положительного значений рассматриваемого импеданса пучок сохраняет стабильность. Для больших интенсивностей  $N_{\text{beam}} = 1 \cdot 10^{12}$  ppb наблюдается существенное изменение симметрии фазового объёма и увеличение продольного эмиттанса (рис. 2.4, табл. 3). В соответствии с экспериментальными данными начальное значение длины сгустка  $\tau_L = 4t_\sigma \simeq 20$  нс для  $E_0 = 7$  ГэВ. Для гауссова распределения  $\Delta E_0 = 4E\sigma = 52.7$  МэВ,  $\varepsilon_0^{95\%} = 1.23$  эВ·с.

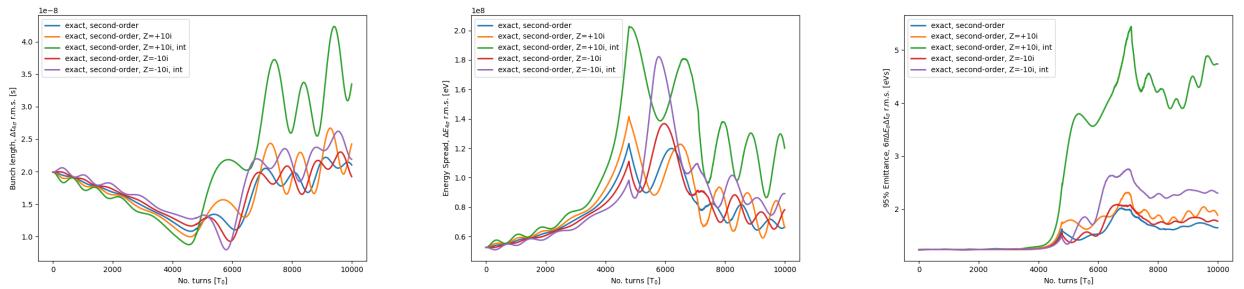


Рисунок 2.4 — Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 7 до 9 ГэВ без скачка, с учётом различного вида импеданса и интенсивностей.

| Параметры моделирования  | 95% фазовый объем, эВ · с | Сохранение пучка | Особенности   |
|--|---------------------------|------------------|---|
| $\alpha_1 = 0$ , simple,<br>Без импеданса                                      | 1.23                      | 100%             | Простая модель, рост эмиттанса отсутствует  |
| $\alpha_1 = 0$ , exact, Без импеданса  | 1.4                       | 99.65%           | Точная модель, нелинейность отсутствует, влияние неадиабатичности, рост эмиттанса                 |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>Без импеданса                                    | 1.8                       | 99.65%           | Влияние нелинейности, рост эмиттанса в $\sim 1.5$ раза  |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = -i \cdot 10$ ,<br>$4 \cdot 10^{11}$ ppb | 1.8                       | 99.65%           | Уменьшение длины сгустка после $\gamma_{tr}$ , фокусирование после $\gamma_{tr}$ , рост эмиттанса |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = +i \cdot 10$ ,<br>$4 \cdot 10^{11}$ ppb | 1.9                       | 99.60%           | Уменьшение длины сгустка до $\gamma_{tr}$ , раскачивание после $\gamma_{tr}$ , рост эмиттанса     |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = -i \cdot 10$ ,<br>$1 \cdot 10^{12}$ ppb | 2.3                       | 99.60%           | Существенное сжатие длины сгустка до $\gamma_{tr}$ , рост эмиттанса                               |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = +i \cdot 10$ ,<br>$1 \cdot 10^{12}$ ppb | 4.1                       | 98.60%           | Увеличенная амплитуда квадрупольных колебаний, существенный рост эмиттанса                        |

Таблица 3 — Результаты численного моделирования прохождения критической энергии, в том числе с учётом влияния различных импедансов для различных интенсивностей.

### 2.2.4 Процедура скачка критической энергии

Для сохранения стабильности продольного движения, продольный эмиттанс не должен расти при прохождении критической энергии. Для этого используется метод скачка критической энергии при приближении энергии пучка к критическому значению [66]. Такой подход заключается в быстром изменении параметров ускорителя, при котором изменяется коэффициент уплотнения орбиты  $\alpha$ , связанный с  $\gamma_{\text{tr}}$  (ур. 1.3). В общем случае коэффициент расширения орбиты определяется как интеграл:

$$\alpha = \frac{1}{C} \int_0^C \frac{D(s)}{\rho(s)} ds, \quad (2.10)$$

где  $s$  – переменная длины ускорителя,  $D(s)$  – дисперсионная функция,  $\rho(s)$  – кривизна орбиты. Изменение коэффициента расширения орбиты в стационарной установке возможно при модулировании дисперсионной функции, так как  $\rho(s)$  остается неизменной.

Таким образом, увеличивается скорость прохождения критической энергии, при этом темп ускорения остаётся неизменным. Параметры скачка определяются исходя из особенностей магнитооптической структуры и возможности изменения тока во вспомогательных квадрупольных линзах либо в квадруполях, расположенных в поворотных арках. Оба подхода будут рассмотрены далее на примере скачка критической энергии в синхротронах У-70 и NICA.

## 2.3 Особенности процедуры скачка критической энергии в синхротроне У-70

Модуляция дисперсионной функции в синхротроне У-70 осуществляется вспомогательными квадруполями во 2-ом и 8-ом блоках каждого суперпериода [74]. На рис. 2.5 изображены параметры Твисса для одного суперпериода, состоящего из 10 магнитных блоков с совмещённой функцией как для полностью регулярной структуры У-70, так и структуры с искаженной дисперсионной функцией.

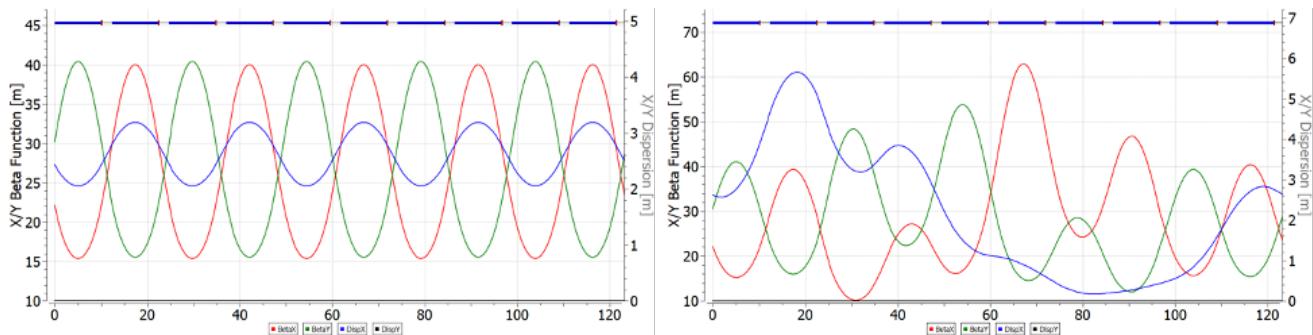


Рисунок 2.5 — Твісс-параметри  $\beta_x, \beta_y, D_x$  для суперперіода У-70 а) регулярна структура; б) структура з модулюваною дисперсією.

| Время от момента инжекции, мс | Рабочая точка $v_{x,y}$ | Относительно скачка |
|-------------------------------|-------------------------|---------------------|
| 290                           | $9.921 \times 9.842$    | До процедуры        |
| 295                           | $9.917 \times 9.808$    | Начало процедуры    |
| 310                           | $9.849 \times 9.787$    | Середина процедуры  |
| 326                           | $9.780 \times 9.771$    | Момент скачка       |
| 330                           | $9.902 \times 9.809$    | После               |

Таблица 4 — Изменение рабочей точки в процессе процедуры скачка критической энергии на У-70.

Вспомогательные квадруполи расположены через полпериода  $\Delta v_{x,y} = 0.5 \times 0.5$  и имеют противоположные полярности. При такой модуляции дисперсии не происходит сдвига рабочей точки, поскольку действие одного квадруполя, подавляется другим в силу указанного набега фазы. В таблице 4 приведены значения рабочей точки в ходе процедуры поднятия критической энергии и скачка. Рассматриваемый скачок имеет асимметричный характер, поднятие критической энергии на переднем фронте происходит на  $\Delta\gamma_{tr} = 0.9$  за 36 мс, а сам скачок — за 1 мс на заднем фронте. Принципиальная схема процедуры и соответствующее изменение первого порядка коэффициента скольжения приведены на рис. 2.6. Процедура скачка на сеансе У-70 приведена на рис. 2.7а, продольная линейная плотность сгустка относительно фазы ВЧ в момент скачка отражена на рис. 2.7б.

Результаты моделирования продольного движения (рис. 2.8 и табл. 5) показаны для разных моделей при ускорении от 6.9 – 12.9 ГэВ для скачка критической энергии. А также для скачка с учётом импедансов вида  $\frac{Z_n}{n} = \pm i \cdot const$  и различных интенсивностей при ускорении 6.9 – 8.9 ГэВ (рис. 2.9). Начальные значения

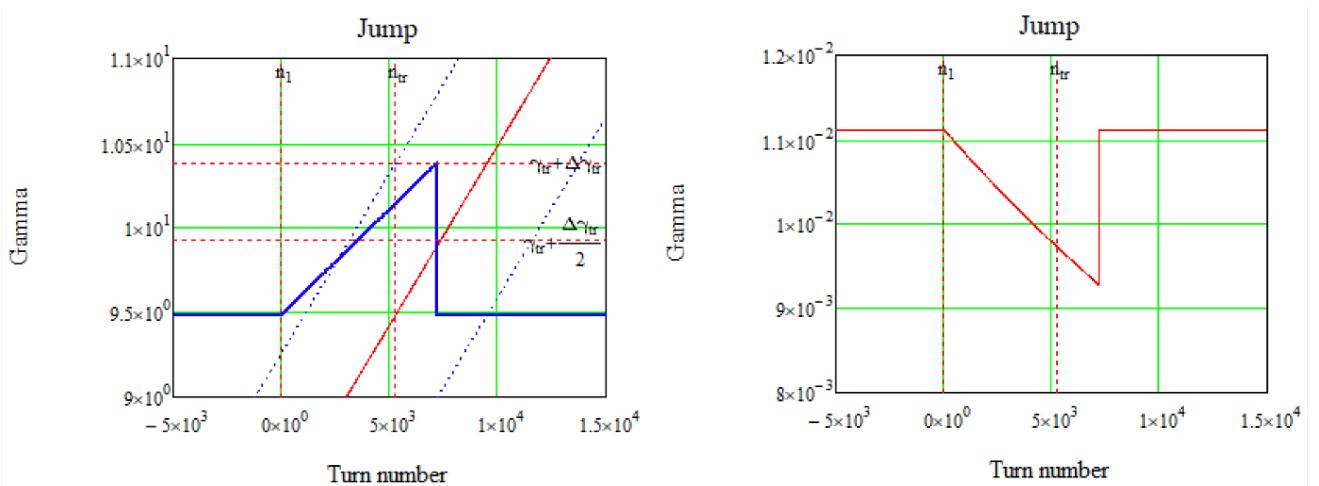


Рисунок 2.6 — а) Поднятие критической энергии при процедуре скачка; б) соответствующее изменение первого порядка коэффициента скольжения  $\eta_0$ .

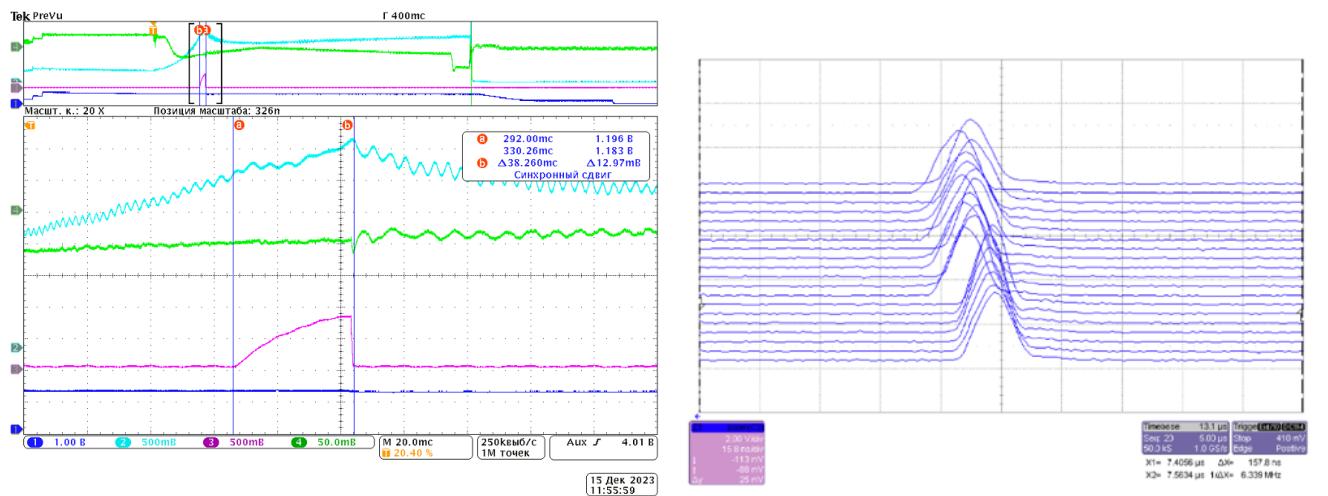


Рисунок 2.7 — а) Скачок критической энергии на сеансе У-70. Зеленая линия — сигнал с фазового датчика, фиолетовая — градиент в обмотках дополнительных квадрупольей, голубая — сигнал с пикового детектора; б) Продольная линейная плотность сгустка относительно фазы ВЧ в момент скачка.

$\tau_L = 4t_\sigma \simeq 20$  нс при  $E_0 = 6.9$  ГэВ,  $\Delta E_0 = 4E_\sigma = 49.3$  МэВ,  $\epsilon_0^{95\%} = 1.16$  эВ·с. Данные моделирования продольного движения соответствуют изменению длины сгустка в ходе ускорительного цикла на сеансе У-70 для низкоинтенсивного пучка (рис. 2.10).

Сравнение двух способов прохождения критической энергии — со скачком и без него — показывает, что в случае скачка сокращение продольной длины сгустка оказывается меньше. Соответственно, воздействие рассмотренных импедансов на сгусток уменьшается. Рост эмиттанса наблюдается лишь для интенсивного сгустка с числом частиц  $N_{beam} = 1 \times 10^{12}$  ppb.

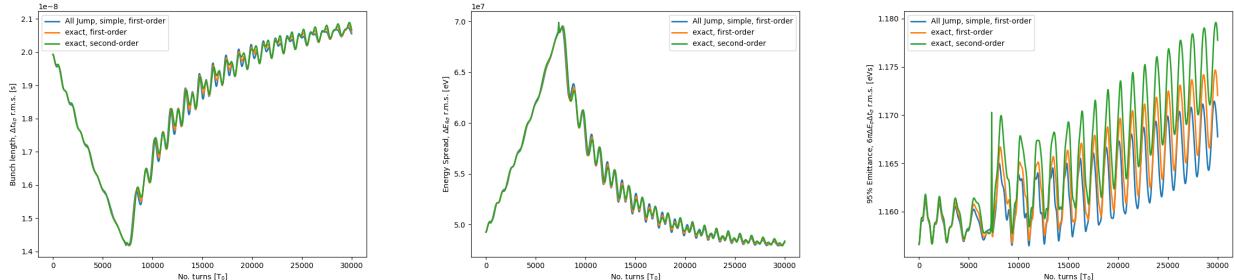


Рисунок 2.8 — Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 6.9 до 12.9 ГэВ для трёх моделей со скачком, без учёта импеданса. Синяя — учёт только первого порядка  $\eta = \eta_0$ , ‘simple’ solver, оранжевая —  $\eta = \eta_0$ , ‘exact’ solver, зеленая —  $\eta = \eta_0 + \eta_1\delta$ , ‘exact’ solver.

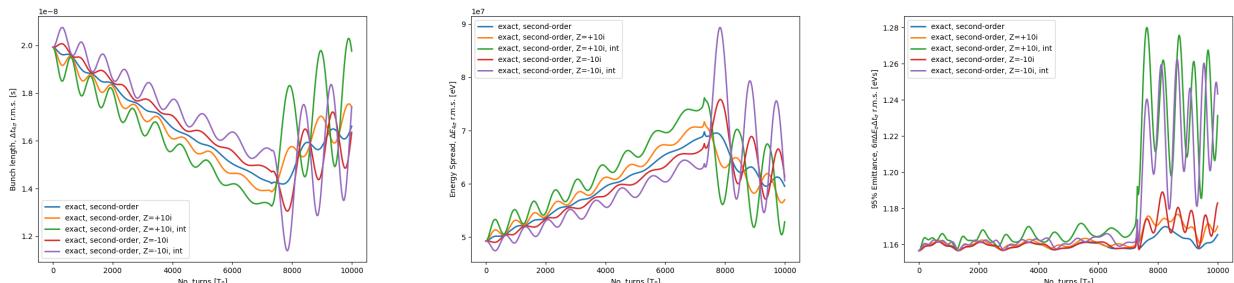


Рисунок 2.9 — Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 6.9 до 8.9 ГэВ со скачком, с учётом различного вида импедансы и интенсивностей.

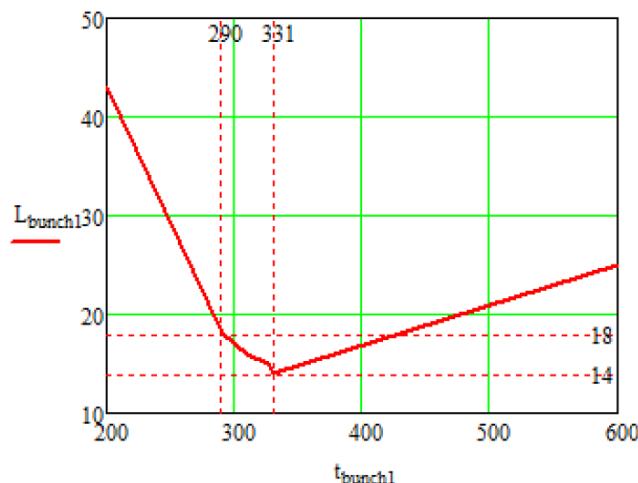


Рисунок 2.10 — Изменение длины сгустка в ходе ускорительного цикла на сеансе У-70.

| Параметры моделирования  | 95% фазовый объем, эВ · с | Сохранение пучка | Особенности   |
|--|---------------------------|------------------|---|
| $\alpha_1 = 0$ , simple,<br>Без импеданса                                      | 1.165                     | 100%             | Простая модель, рост эмиттанса отсутствует                          |
| $\alpha_1 = 0$ , exact, Без импеданса  | 1.167                     | 100%             | Точная модель, рост эмиттанса отсутствует                           |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>Без импеданса                                    | 1.174                     | 100%             | Нелинейность отсутствует, рост эмиттанса отсутствует                |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = -i \cdot 10$ ,<br>$4 \cdot 10^{11}$ ppb | 1.17                      | 100%             | Уменьшение длины после скачка $\gamma_{tr}$                         |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = +i \cdot 10$ ,<br>$4 \cdot 10^{11}$ ppb | 1.17                      | 100%             | Слабые квадрупольные колебания до скачка $\gamma_{tr}$              |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = -i \cdot 10$ ,<br>$1 \cdot 10^{12}$ ppb | 1.23                      | 99%              | Длина сгустка существенно сокращается, небольшой рост эмиттанса     |
| $\alpha_1 = 0.01$ , exact,<br>$Z_n/n = +i \cdot 10$ ,<br>$1 \cdot 10^{12}$ ppb | 1.23                      | 99%              | Большая амплитуда квадрупольных колебаний, небольшой рост эмиттанса |

Таблица 5 — Результаты численного моделирования прохождения критической энергии скачком с учетом влияния различных импедансов для различных интенсивностей.

Подводя итог, было рассмотрено прохождение критической энергии в гармоническом ВЧ как с использованием метода скачка, так и без него. Проведено численное моделирование продольной динамики для различных импедансов и интенсивностей сгустков; результаты апробированы на протонном синхротроне У-70. Установлено, что ключевым фактором является темп ускорения, увеличение которого достигается методом скачка. Изменение значения критической энергии реализуется посредством модуляции дисперсионной функции, что позволяет контролировать продольный эмиттанс в момент её прохождения. Изученные особенности продольной динамики представляют интерес для дальнейших исследований на комплексе NICA.

## **2.4 Особенности процедуры скачка критической энергии в синхротроне NICA для протонного пучка**

Проблема прохождения критической энергии в синхротроне NICA (ОИЯИ г. Дубна) актуальна для экспериментов с протонами при энергии пучка 12.4 ГэВ, поскольку может приводить к росту эмиттанса и в конечном счёте накладывает ограничения на конечную светимость. Для экспериментов с тяжелыми ионами при энергии 4.5 ГэВ такой сложности не возникает, так как критическая энергия, характеристика кольца, составляет 5.7 ГэВ.

В регулярной структуре NICA реализация скачкообразного прохождения критической энергии со сдвигом бетатронной частоты ограничивает величину возможного скачка. Это связано с тем, что скорость изменения градиентов квадрупольей задаёт предельный темп изменения критической энергии. Подобная схема была проанализирована как для барьерной, так и для гармонической ВЧ-станций, различающихся по принципу действия. Также выполнено сравнение с методикой скачка критической энергии, реализованной на синхротроне У-70.

Магнитооптическая структура поворотных арок NICA состоит из 12 ФОДО ячеек с подавленной на краях дисперсией методом отсутствующих магнитов. С помощью программ численного моделирования движения пучка в магнитных системах ускорителей MADX [33] и OptiM [34] изучена зависимость изменения критической энергии от частоты бетатронных колебаний, при этом изменялся градиент в фокусирующих квадрупольных линзах. Именно в этих элементах распо-

ложен максимум  $\beta_x$  и  $D_x$ . Как видно из рис. 2.11, в имеющейся структуре  $\Delta\gamma_{tr} = 1.1\Delta q$ . Максимальная вариация частоты или рабочей точки составляет  $\pm\Delta q = 0.05$ , что соответствует измерению критической энергии порядка  $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$ . Соответствующее суммарное изменение градиента  $\Delta Kl = 4\pi\Delta q\beta_a = 0.055 \text{ м}^{-1}$ , где  $\beta_a = 11.5 \text{ м}$  – средняя бета-функция. Тогда максимальное изменение градиента в одном квадруполе  $\Delta G = \Delta Kl(BR/N_Fl) = 0.5 \text{ Тл/м}$ , где  $N_F = 24$  – количество фокусирующих линз,  $B\rho = 22 \text{ Тл}\cdot\text{м}$  – магнитная жесткость при энергии протонов 5.7 ГэВ (критическая энергия),  $l = 0.47 \text{ м}$  – длина квадруполя. При этом ограничение скорости нарастания тока приводит к ограничению в изменении градиента квадрупольных линз. Темп изменения критической энергии  $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ с}^{-1}$  [39].

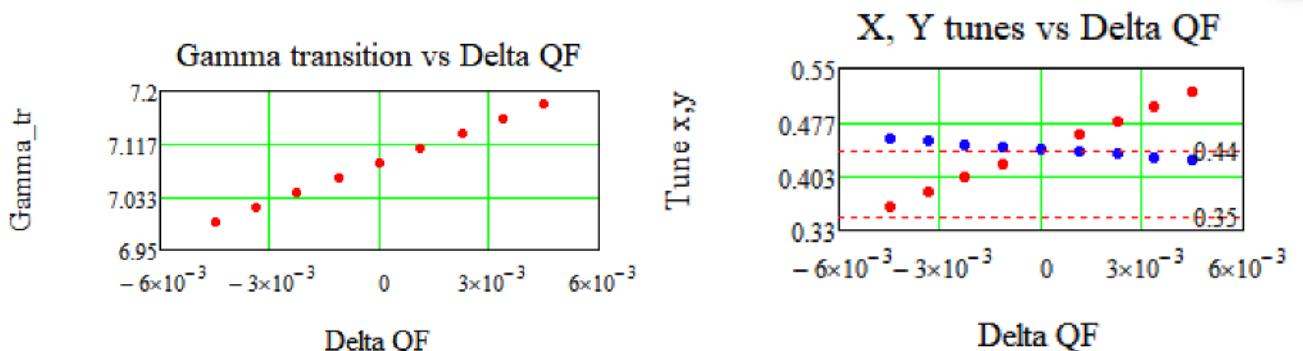


Рисунок 2.11 — Зависимость критической энергии и рабочей точки от возмущения градиента квадрупольных линз.

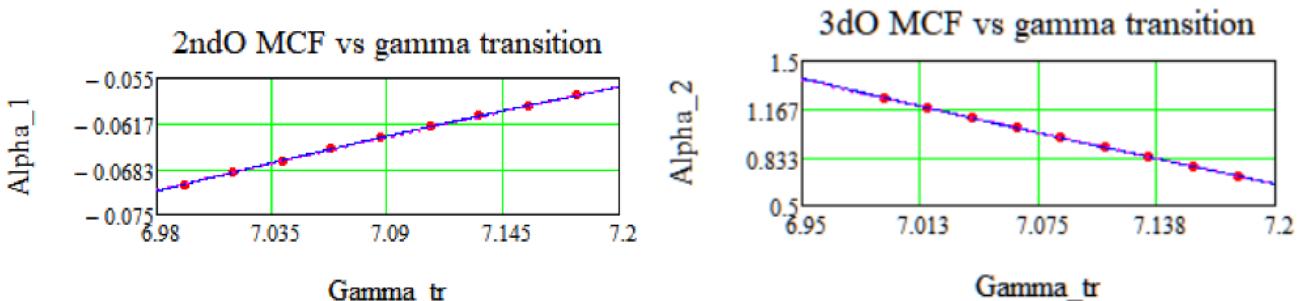


Рисунок 2.12 — Зависимость высших порядков разложения коэффициента расширения орбиты от критической энергии.

Как было показано, на У-70 производится скачок критической энергии. Ускорение осуществляется гармоническим ВЧ с темпом  $(d\gamma/dt)_{U-70} = 40 \text{ с}^{-1}$ . Скачок достигается также искажением дисперсионной функции, однако без смещения рабочей точки. Изменение критической энергии происходит на  $\Delta\gamma_{tr}^{U-70} = 0.9$  за 1 мс, то есть в 10 раз больше по сравнению с приведённым скачком для NICA, что качественно различает две рассмотренные методики.

Более того, темп ускорения непосредственно влияет на динамику продольного движения. В NICA имеются 3 различные ВЧ станции: ВЧ-1 – барьерная, четыре ВЧ-2, восемь ВЧ-3 – гармонические с гармоническим числом 22 и 66 соответственно. Максимальное суммарное напряжение составляет порядка  $(d\gamma/dt)_{RF2} = 30 \text{ c}^{-1}$ ,  $(d\gamma/dt)_{RF3} = 300 \text{ c}^{-1}$  и значительно больше, чем для индукционного ускорения в барьерном  $(d\gamma/dt)_{RF1} = 0.2 \text{ c}^{-1}$  [75].

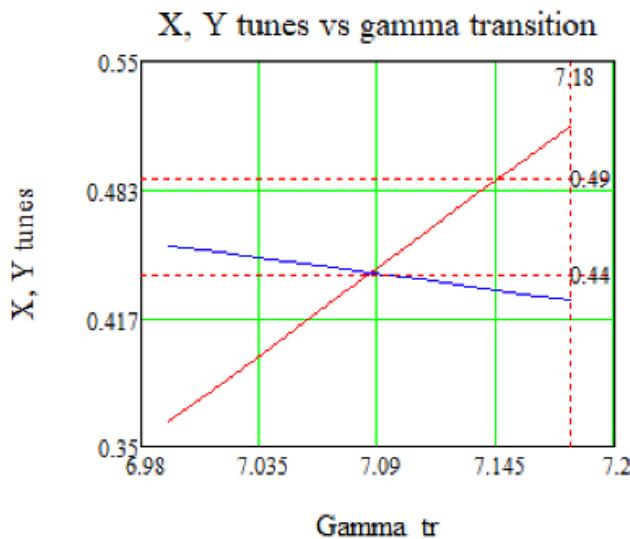


Рисунок 2.13 — Зависимость бетатронной частоты в  $x$ ,  $y$  – плоскости от критического значения Лоренц-фактора  $\gamma_{tr}$  при модуляции дисперсионной функции изменением градиента в фокусирующих линзах.

#### 2.4.1 Обеспечение стабильности пучка с точки зрения динамической апертуры при процедуре скачка критической энергии

Поскольку модуляция дисперсионной функции происходит за счёт изменения градиента во всех квадруполях поворотной арки, то происходит и смещение рабочей точки в  $x$ -плоскости в течение процедуры скачка критической энергии. При измененных параметрах квадрупольных линз была проведена оценка динамической апертуры, определяющей стабильную область для движения частиц в поперечной плоскости. Соответствующие расчеты были проведены с использованием программ OptiM и MADX.

Более того, если следовать тому, что при подходе к критической энергии мы вынуждены уйти вниз по частоте в горизонтальной плоскости до значений

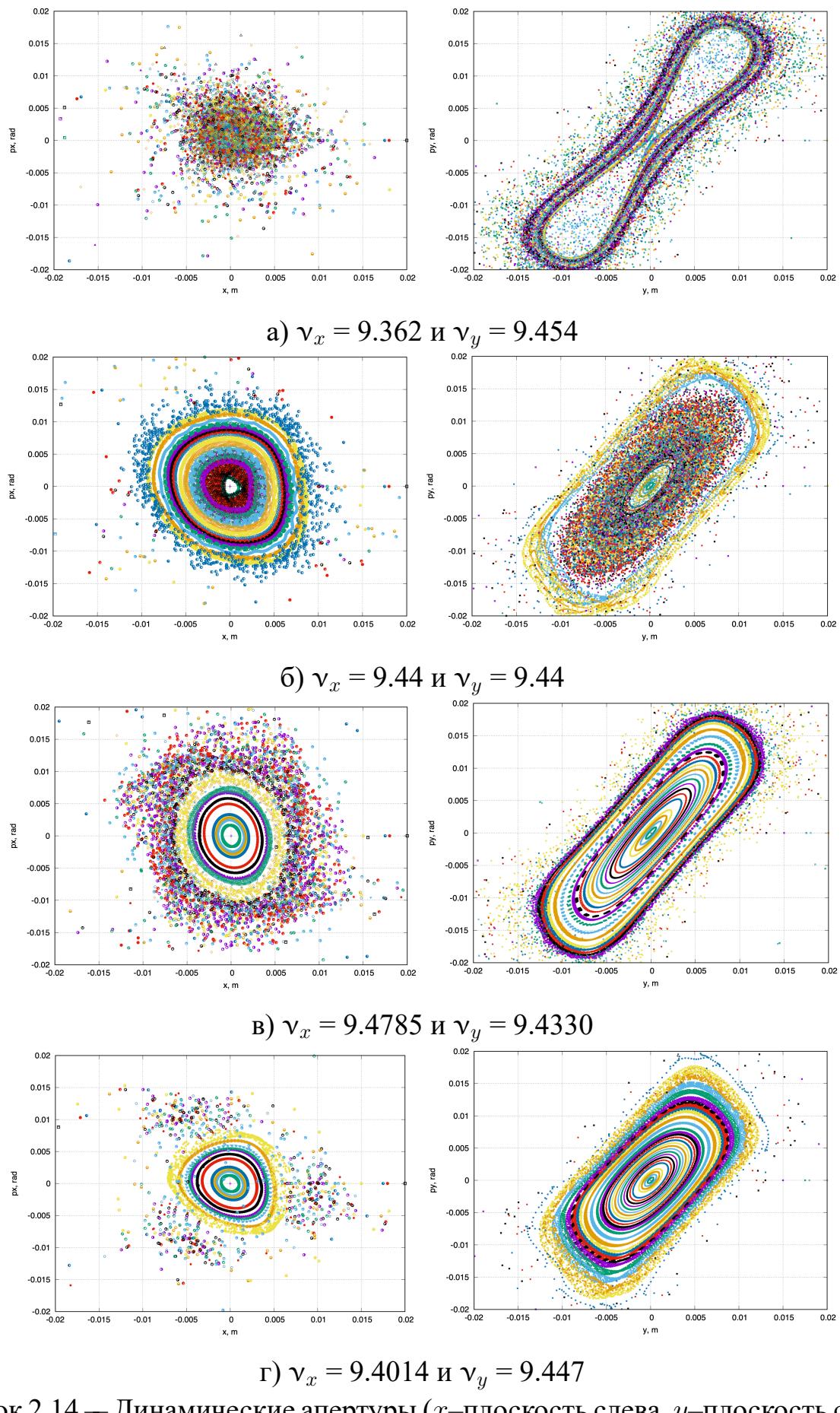


Рисунок 2.14 — Динамические апертуры ( $x$ -плоскость слева,  $y$ -плоскость справа) для различных (а-г) рабочих точек с  $\frac{dp}{p} = 0$

$v_x = 9.3627$ , а в вертикальной плоскости  $v_y = 9.4541$ , чтобы получить критическую энергию  $\gamma_{tr} - 2 \cdot \Delta\gamma_{tr} = 6.997$ , то динамическая апертура в горизонтальной плоскости при этих значениях бетатронных частот полностью исчезает, что показано на рис. 2.14а.

По этой причине рассмотрен другой вариант симметричного скачка. Сначала плавно поднимается критическая энергия до величины  $\gamma_{tr} + \Delta\gamma_{tr} \approx 7.13$ , затем производим быстрый скачок вниз на  $2 \cdot \Delta\gamma_{tr}$  до величины  $\gamma_{tr} - \Delta\gamma_{tr} \approx 7.04$ . При этом рабочая точка изменяется от  $v_x = 9.44$  и  $v_y = 9.44$  (2.14б) до величины перед скачком  $v_x = 9.4769$  и  $v_y = 9.43$  (рис. 2.14в) и после скачка вниз  $v_x = 9.4015$  и  $v_y = 9.447$  (рис. 2.14г). В этом случае, динамическая апертура сохраняется и изменение частоты остается в диапазоне  $\Delta q = \pm 0.05$ .

#### 2.4.2 Оценка возможности использования гармонического ВЧ

Ускорение в гармоническом ВЧ-резонаторе достигается путем смещения фазы пучка относительно фазы ВЧ. В NICA имеются гармонические ВЧ-станции: четыре ВЧ-2, восемь ВЧ-3; с гармоническим числом 22 и 66 соответственно; для которых максимальное суммарное напряжение составляет порядка  $(d\gamma/dt)_{RF2} = 30 \text{ c}^{-1}$ ,  $(d\gamma/dt)_{RF3} = 300 \text{ c}^{-1}$ .

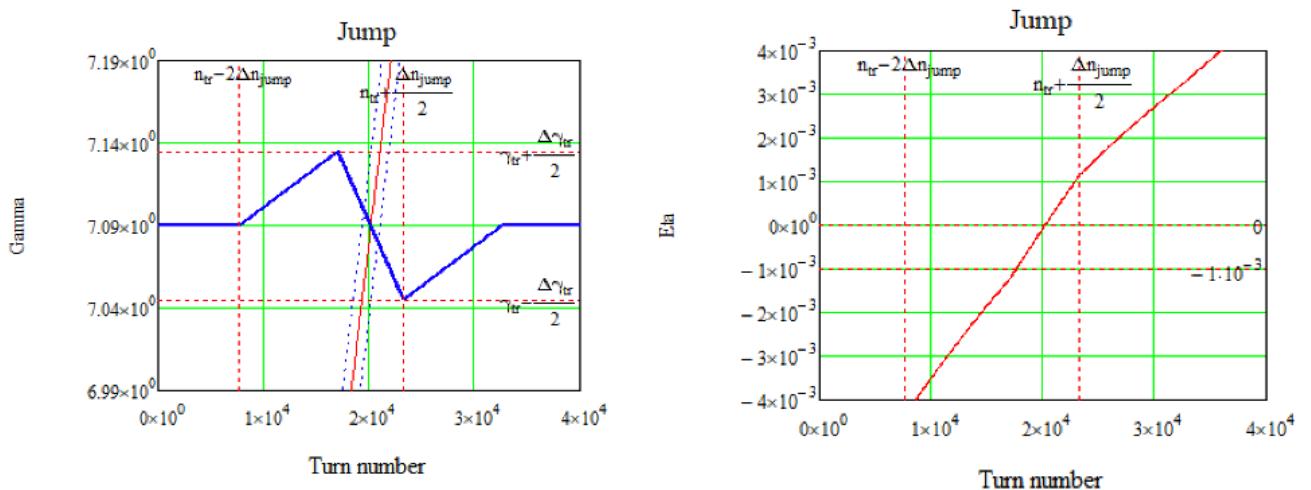


Рисунок 2.15 — а) Принципиальная схема поднятия критической энергии на NICA в гармоническом ВЧ с темпом  $(d\gamma/dt)_{RF2} = 30 \text{ c}^{-1}$  при процедуре скачка на  $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$  с темпом  $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ c}^{-1}$ ; б) соответствующее изменение первого порядка коэффициента скольжения  $\eta_0 = \pm 1 \times 10^{-3}$ .

Рассмотрим темп ускорения в гармоническом ВЧ-2 ( $d\gamma/dt)_{RF2} = 30 \text{ с}^{-1}$ . Он больше максимального темпа изменения критической энергии  $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ с}^{-1}$ . На рис. 2.15а показана схема симметричного скачка от  $\gamma_{tr} + \Delta\gamma_{tr}/2$  до  $\gamma_{tr} - \Delta\gamma_{tr}/2$ . При этом предварительное увеличение критической энергии и соответствующее восстановление до стационарного значения может происходить не с максимальным темпом изменения критической энергии, а медленнее. Таким образом, время нахождения вблизи нулевого значения  $\eta$  сокращается. По сравнению со случаем скачка для У-70, коэффициент проскальзывания за время скачка изменяется медленно, что показано на рис. 2.15б.

Долгое пребывание вблизи нулевого значения  $\eta$  является опасным для продольной динамики пучка. Именно поэтому и применяется процедура скачка (быстрого пересечения) критической энергии. В случае применения гармонического ВЧ для представленного скачка из-за ограниченной величины  $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$ , а также ограниченного темпа изменения критической энергии  $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ с}^{-1}$ , сам скачок оказывается крайне незначительным.

#### 2.4.3 Применение барьера ВЧ

Барьерное ВЧ-1 генерирует барьерные импульсы 5 кВ для удержания пучка, а ускорение может достигаться индукционно, меандром с напряжением 300 В за оборот [75]. Темп ускорения  $(d\gamma/dt)_{RF1} = 0.2 \text{ с}^{-1}$  значительно ниже по сравнению с гармоническим.

Скачок критической энергии не зависит от типа используемого ВЧ и происходит за тоже время 10 мс, что и для случая гармонического. Однако, продольная динамика в таком ВЧ отличается от случая гармонического. Главным остается то, что ограничены 1) возможная величина скачка  $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$ ; 2) темп изменения критической энергии  $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ с}^{-1}$ . Ограничение на величину скачка приводит к ограничению на скачок коэффициента проскальзывания  $\eta_0 = \pm 2.5 \times 10^{-4}$  (рис. 2.16). Барьерное ВЧ подразумевает относительно долгое удержание пучка в окрестности нулевого значения  $\eta_0$ . При ускорении, значение коэффициента скольжения  $\eta$  приближается к нулю для всех частиц, однако из-за ненулевого разброса по импульсам  $\delta$ , слагаемое  $\eta_1\delta$  начинает быть сравнимо с  $\eta_0$  и играет важную роль на динамику вблизи критической энергии. Если не предприниматьника-

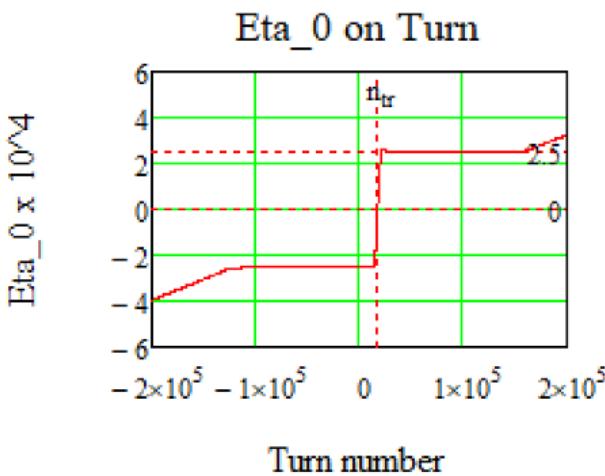


Рисунок 2.16 — Изменение первого порядка коэффициента скольжения  $\eta_0$  при процедуре скачка с использованием барьерного ВЧ.

ких мер, то для частиц, преодолевших критическую энергию, знак коэффициента скольжения меняется. Процедура скачка позволяет, во-первых, в течение поднятия критической энергии удерживать пучок на расстоянии, достаточном, чтобы все частицы имели один и тот же знак коэффициента скольжения; во-вторых, обеспечить быстрый переход к новому состоянию, где коэффициент скольжения меняет знак, но для всех частиц согласованно. Стабильность обеспечивается сменой полярности удерживающих ВЧ-барьеров.

Для барьерного ВЧ влияние дополнительного напряжения, обусловленного эффектом пространственного заряда, не представляет опасности, так как из ур. 2.9 следует, что возмущение фазового движения возникает лишь при наличии ненулевой производной распределения, способной вытолкнуть частицы за пределы сепаратрисы (рис. 2.17). Если же распределение равномерное, то дополнительного напряжения не возникает. Профиль пучка в барьерном потенциале имеет ненулевой градиент только по краям, где частицы отражаются от барьера, и распределение может быть искажено.

В наиболее экстремальном случае можно выделить пять основных состояний продольной динамики, основанных на изменении критической энергии  $\gamma_{tr}$  (рис. 2.18):

1. Ускорение от энергии инжекции  $E_{inj}$  со стационарным значением  $\gamma_{tr}^{stat}$ ;
2. Плавное увеличение  $\gamma_{tr}$  параллельно энергии частиц до пикового значения, коэффициент скольжения  $\eta_0$  приобретает минимально возможное значение, приближаясь к нулевому значению;

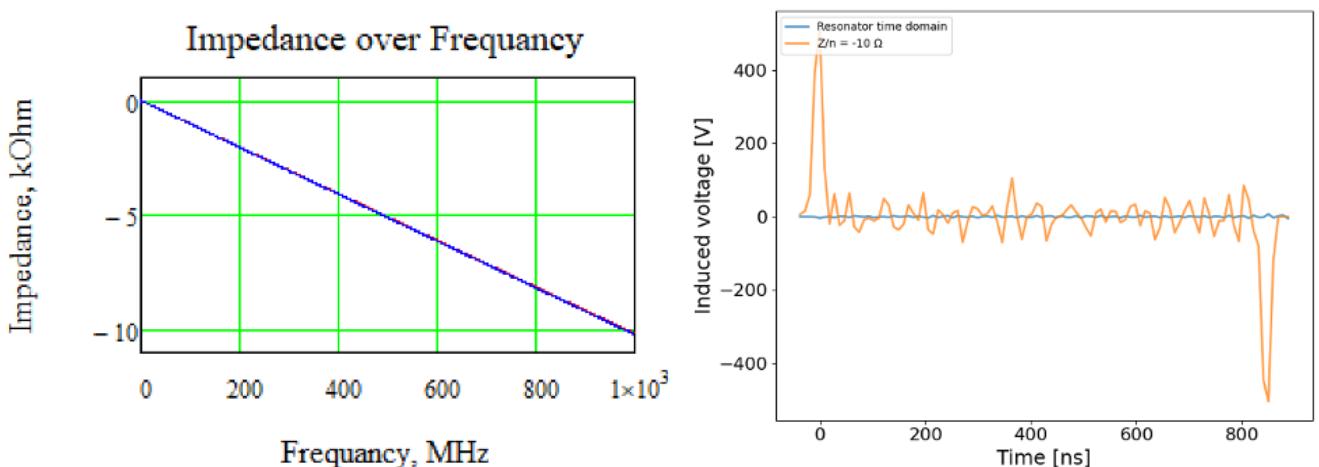


Рисунок 2.17 — Слева — импеданс пространственного заряда; справа — напряжение, создаваемое пространственным зарядом вдоль профиля пучка в продольной плоскости.

3. Переход через стационарное значение критической энергии, при этом  $\eta_0$  пересекает нулевое значение для всех частиц. Это происходит в отсутствие барьеров, за это время фазовый портрет изменяется незначительно;
4. Плавное восстановление  $\gamma_{tr}$  до стационарного значения, также параллельно энергии частиц с захватом пучка барьерами с обратной полярностью;
5. Ускорение до энергии эксперимента со стационарным значением критической энергии  $\gamma_{tr}^{stat}$ .

Стоит отметить, что состояния 2 и 4 являются экстремальными и в реальном случае, изменение может быть более плавным.

Для моделирования прохождения критической энергии с использованием ВЧ барьера типа (рис. 2.19), рассмотрим более формально создаваемый им потенциал:

$$g(\varphi) = \begin{cases} -\text{sign}(\eta), & -\pi/h_r \leq \varphi \leq 0 \\ \text{sign}(\eta), & 0 < \varphi \leq \pi/h_r \\ 0, & \text{other} \end{cases} \quad (2.11)$$

где  $\eta$  — коэффициент скольжения (slip-factor),  $h_r = \frac{\pi}{\varphi_r}$  — гармоническое число для отражающего барьера и  $\varphi_r$  — соответствующая фаза. В уравнении 2.11 учтено, что при прохождении через критическую энергию знак  $\eta$  изменяется, что приводит к изменению полярности ВЧ-барьеров.

Поскольку при моделировании ур. 2.4, может быть использован только гармонический потенциал, необходимо рассмотреть разложение сигнала в

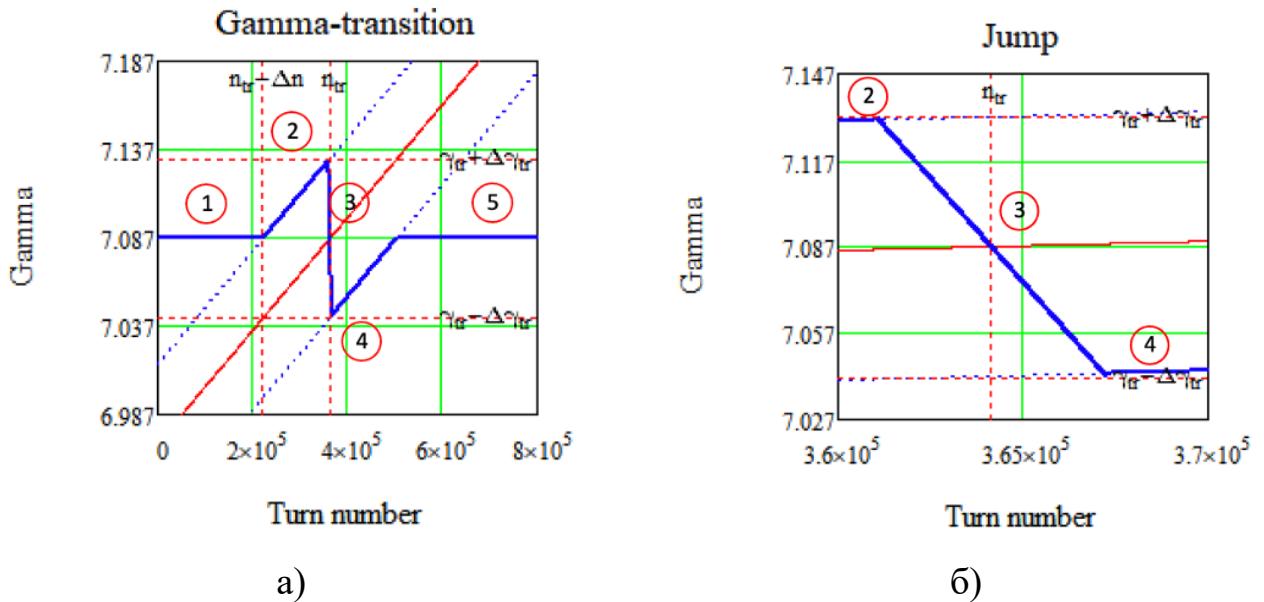


Рисунок 2.18 — Схема скачка критической энергии. Синяя линия – фактическая критическая энергия ускорителя  $\gamma_{tr}$ , красная линия – энергия референсной частицы.

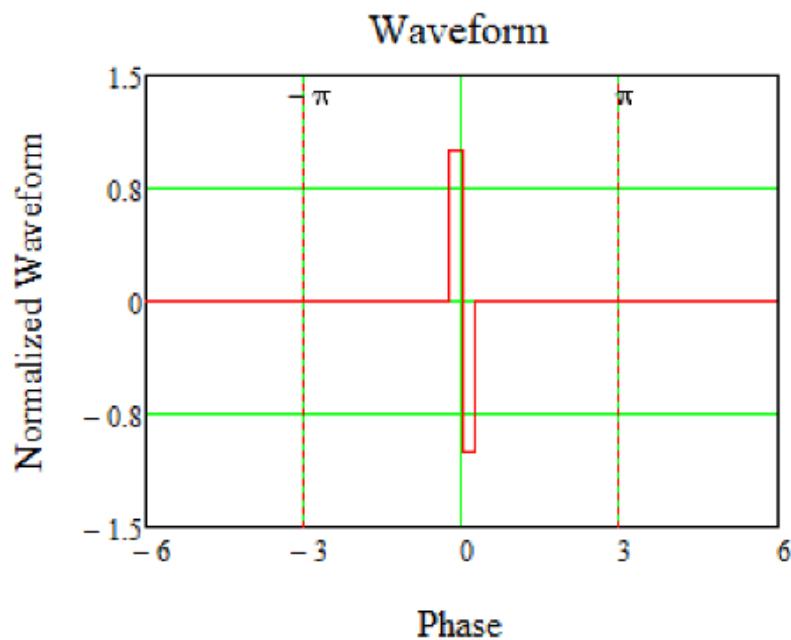


Рисунок 2.19 – Нормализованная форма сигнала от ВЧ барьера.

соответствующий гармонический ряд. Коэффициенты Фурье-разложения для приведенного прямоугольного сигнала даются выражением [76]:

$$b_n = \text{sign}(\eta) \frac{2}{n\pi} \left[ 1 - \cos\left(\frac{n}{h_r}\pi\right) \right], \quad (2.12)$$

где  $n$  – номер гармоники. Для создания плавной формы сигнала, используется сигма-модуляция, сохраняющая симметрию сигнала:

$$\sigma_{m,n} = \text{sinc}^m \frac{n\pi}{2(N+1)}, \quad (2.13)$$

где  $N$  – количество членов гармонического разложения. Таким образом, напряжение  $n$ -ой гармоники:

$$V_n = V^{\text{peak}} b_n \sigma_{m,n}. \quad (2.14)$$

На рисунках 2.20 представлены полученные формы сигнала и соответствующие напряжения для гармоник.

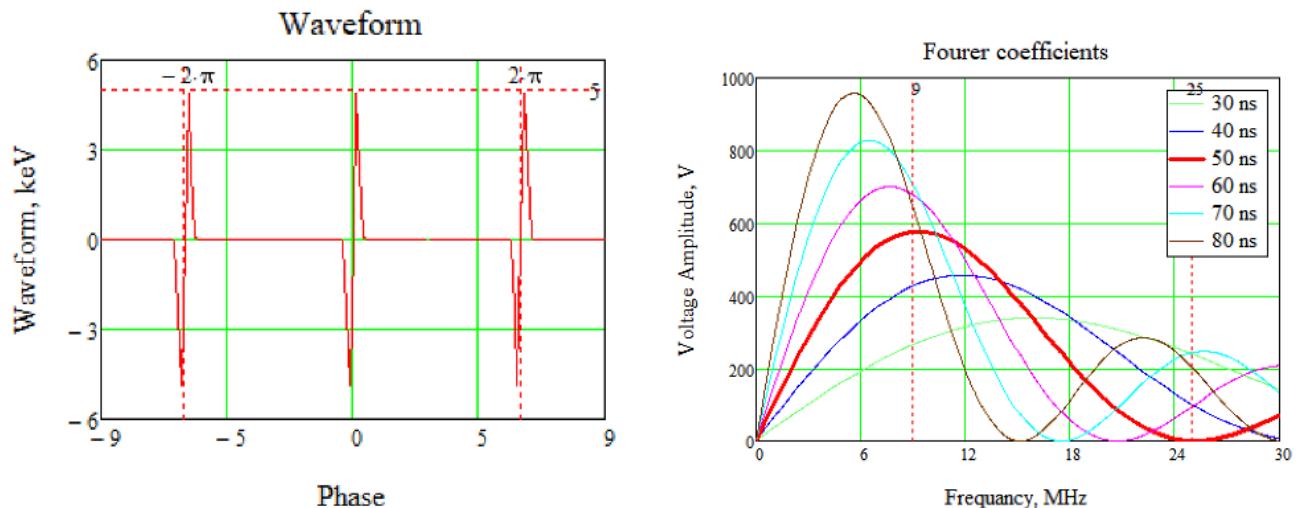


Рисунок 2.20 – Разложение сигнала от ВЧ барьерного типа в ряд Фурье по синусоидальным гармоникам. Слева – форма ВЧ барьера, справа – амплитуды гармоник в зависимости от частоты для разной ширины отражающего барьера.

Наиболее опасными с точки зрения разрушения пучка, являются состояния 2-3-4, при которых изменяются параметры ускорителя. С точки зрения динамики, состояния 2 и 4 являются симметричными. Профиль пучка в продольной плоскости равномерный, а энергетический разброс гауссов. Состояния 2 и 4 характерны тем, что коэффициент скольжения для равновесной частицы остается неизменным, а критическая энергия меняется синхронно с энергией пучка в течение порядка  $2 \times 10^5$  оборотов. Таким образом удержание пучка при стационарном значении критической энергии эквивалентно ускоренному движению пучка в структуре с меняющимися параметрами. Как видно на рис. 2.21 профиль пучка смещается к левому барьеру. Это связано с тем, что для частиц с положительными  $\delta > 0$  коэффициент скольжения  $\eta_{+\delta}$  больше, чем для частиц с отрицательным  $\delta < 0$   $\eta_{+\delta} > \eta_{-\delta}$ , поскольку  $\eta_1 < 0$ .

Состояние 3 – быстрое изменение параметров в течение  $6 \times 10^3$  оборотов (10 мс). ВЧ-барьеры выключены на время скачка, чтобы не разрушить пучок

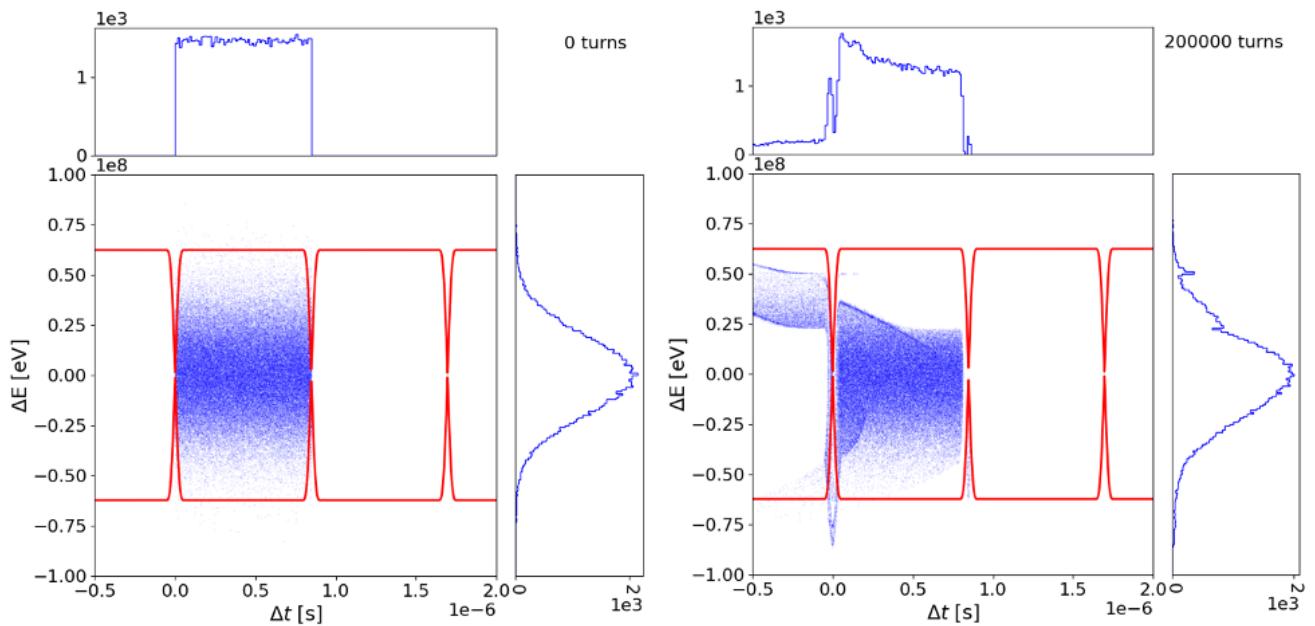


Рисунок 2.21 — Фазовая плоскость при удержании пучка внутри ВЧ-барьера. Слева – начальное распределение, справа – распределение после  $2 \times 10^5$ .

(рис. 2.22). Влияние пространственного заряда наиболее важно в отсутствие барьера, так как отсутствует внешняя удерживающая сила. Трекинг сделан с учетом описанного выше импеданса пространственного заряда. За время скачка существенного изменения профиля пучка не произошло.

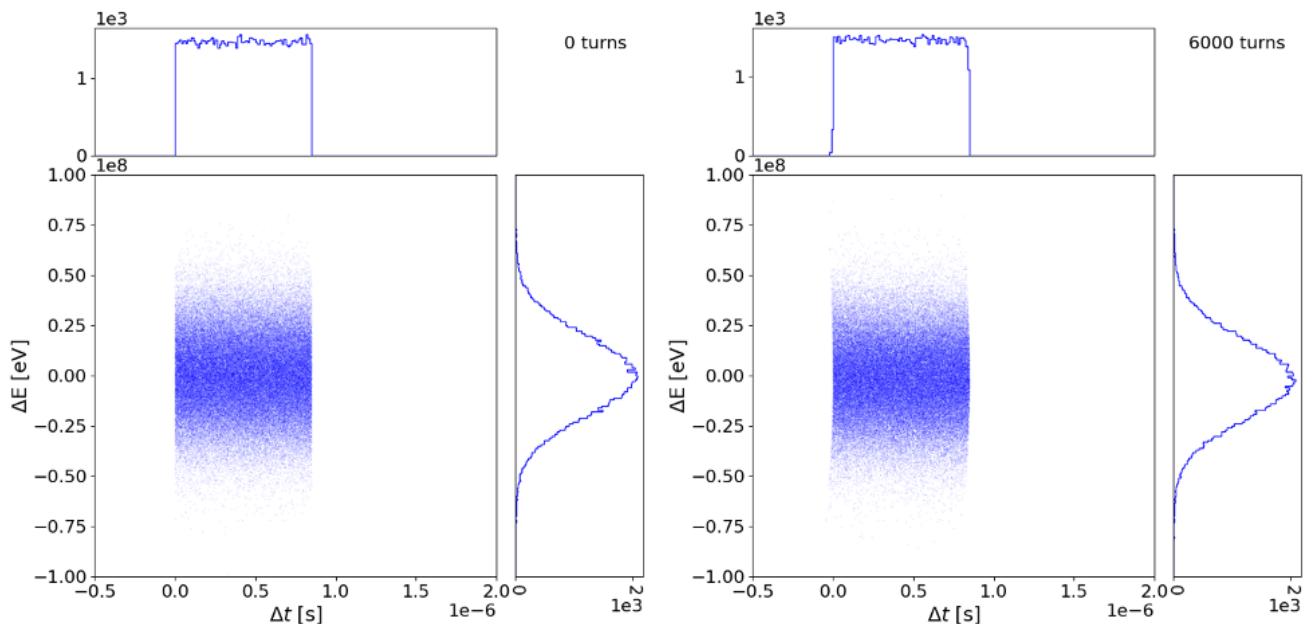


Рисунок 2.22 — Фазовая плоскость при скачке, ВЧ-барьеры отключены. Слева – начальное распределение, справа – распределение после  $6 \times 10^3$  оборотов.

#### 2.4.4 Продольная микроволновая неустойчивость

Для коллайдерного эксперимента светимость является ключевой величиной. В простейшем случае, столкновения симметричных сгустков, светимость дается формулой [77]:

$$L = \frac{n_{\text{bunch}} N_1 N_2 f_0}{4\pi\sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_y} B^*} \Phi_{\text{HG}}, \quad \Phi_{\text{HG}}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{e^{-u^2} du}{1 + (\alpha u)^2}, \quad \alpha = \frac{\sigma_s}{B^*}, \quad (2.15)$$

где  $n_{\text{bunch}}$  – количество сгустков,  $N_1, N_2$  – количество частиц в сталкивающихся сгустках,  $\varepsilon_x, \varepsilon_y$  – продольные эмиттансы,  $f_0$  – частота обращения,  $\Phi_{\text{HG}}$  – параметр песочных часов,  $\sigma_s$  – гауссов параметр продольного размера,  $B^*$  – бета-функция в точке столкновения. Как видно, данная формула отражает принципиальную зависимость от множества параметров как пучка, так и магнитооптики.

Прохождение через критическую энергию оказывает существенное влияние на продольную динамику. Светимость явно зависит от продольной длины пучка только в параметре песочных часов.  $\Phi_{\text{HG}}(1) \cong 0.76$ ,  $\Phi_{\text{HG}}(2) \cong 0.55$ ,  $\Phi_{\text{HG}}(5) \cong 0.29$ , то есть при неизменных параметрах и увеличении только длины сгустка в 2 раза, влияние эффекта песочных часов уменьшит исходную светимость на 30%  $L_2 = 0.7L_1$ . Для NICA предполагается достичь  $\alpha = 1$ ,  $\sigma_s = 0.6$  м, бета-функция в точке встречи  $B^* = 0.6$  м. Таким образом учтена только явная зависимость от продольной длины. Неявно, светимость зависит от продольного эмиттанса сгустка так как накладывает ограничение на количество частиц.

Рассмотрим эволюцию продольного эмиттанса в процессе ускорения в барьерном ВЧ. Для достижения светимости порядка  $2 \cdot 10^{32}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ , конечный среднеквадратичный нормализованный продольный эмиттанс сгустка равен  $\varepsilon_{\text{sin}}^{\text{exp}} = n_{\text{bunch}} \gamma_{\text{exp}} \beta_{\text{exp}} \pi \sigma_s \sigma_p = 0.9$  м ( $\gamma_{\text{exp}} = 14.3$ ,  $n_{\text{bunch}} = 22$ ,  $\sigma_s = 0.6$  м,  $\sigma_p = 1.5 \cdot 10^{-3}$ ) при энергии эксперимента 12.6 ГэВ. Конечный сгусток формируется из эмиттанса равномерного сгустка в барьерном ВЧ  $\varepsilon_{\text{bb}}^{\text{fin}}$ , разделенного на 22 сгустка  $\varepsilon_{\text{sin}}^{\text{exp}} = D_{\text{gym}} \varepsilon_{\text{bb}}^{\text{fin}}$  при помощи ВЧ гимнастики. Эмиттанс барьерного ВЧ подвержен влиянию критической энергии на эмиттанс охлажденного пучка после инжекции  $\varepsilon_{\text{bb}}^{\text{cool}}$ ,  $\varepsilon_{\text{bb}}^{\text{fin}} = D_{\text{tr}} \varepsilon_{\text{bb}}^{\text{cool}}$ . Охлажденный пучок формируется после инжекции, накопления и электронного охлаждения на 2 – 3 ГэВ  $\varepsilon_{\text{bb}}^{\text{cool}} = D_{\text{cool}} \varepsilon_{\text{bb}}^{\text{inj}}$ . Только

охлаждение уменьшает эмиттанс  $D_{\text{cool}} < 1$ , остальные эффекты, только увеличивают его  $D_{\text{gym}} > 1$ ,  $D_{\text{tr}} > 1$ . Для гимнастики было принято  $D_{\text{gym}} = 1.3$ , влияние  $D_{\text{tr}}$  будет обсуждено далее.

Ограничение на порог микроволновой неустойчивости зависит от многих параметров и для равномерного распределения, характерного именно барьерному ВЧ, определяется критерием Кейл-Шнель. В модифицированном виде этот критерий приведен в [78]:

$$K_1 K_2 \frac{E_0}{(|Z_{\parallel}|/n) I} \frac{A_i}{Z_i} \gamma \beta^2 |\eta| \sigma_p^2 \geq 1. \quad (2.16)$$

где  $I = \frac{e\beta c N_p Z_i}{L_B}$  – ток,  $L_B$  – эффективная длина пучка или для барьерного ВЧ это эквивалентно расстоянию между удерживающими барьерами (приближено, без учёта краевых эффектов). Отсюда видно, что возникает ограничение на количество частиц  $N_p$  ( $A, Z = 1$  для протонов):

$$N_p \leq K_1 K_2 \frac{E_0}{(|Z_{\parallel}|/n) ec} |\eta| \gamma \beta \sigma_p^2 L_B. \quad (2.17)$$

Если учесть, что нормализованный эмиттанс для барьерного ВЧ  $\varepsilon_{\text{tr}} = \gamma_{\text{tr}} \beta_{\text{tr}} \sqrt{\pi}/2\sigma_p L_B$  ( $\sqrt{\pi}/2$  так как распределение по импульсам имеет гауссов вид, а продольный размер – равномерный), то для барьерного ВЧ справедливо

$$N_p \leq K_1 K_2 \frac{E_0}{(|Z_{\parallel}|/n) ec} |\eta| \frac{4\varepsilon_{\text{tr}}^2}{\pi \gamma \beta L_B} \quad (2.18)$$

Таким образом при нахождении вблизи малого значения  $|\eta|$  количество частиц, ограничено длиной сгустка в барьерном ВЧ. При этом нормализованный эмиттанс определяется из необходимости иметь достаточную светимость  $\varepsilon_{\text{tr}} = \varepsilon_{\text{bb}}^{\text{fin}} = \varepsilon_{\text{sin}}^{\text{exp}}/D_{\text{gym}} = 0.7$  м, а длина сгустка может быть выражена расстоянием между барьерами.

Требуемое количество частиц для достижения светимости порядка  $2 \times 10^{32}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> –  $N_{\text{exp}} = 1 \times 10^{12}$  для конечного сгустка, таким образом требуемое количество частиц в барьерном ВЧ как минимум должно быть  $2.2 \times 10^{13}$ . Для упомянутого скачка, энергия  $E_0 = E_{\text{tr}} = 5.7$  ГэВ,  $\gamma_{\text{tr}} = 7.08$ ,  $\beta = 0.99$  вблизи  $|\eta_0| = 2.5 \times 10^{-4}$ . Для расчётов принято  $Z_{\parallel}/n = 20$  Ом,  $K_1 = 1$ ,  $K_2 = 5.4$ .

$$N_p \leq 1 \times 5.4 \frac{5.7 \times 10^9 \text{ eV}}{20\Omega \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ K} \cdot 3 \times 10^8 \text{ m/s}} |2.5 \times 10^{-4}| \frac{4 \cdot (0.7 \text{ m})^2}{7.08\pi \cdot L_B} \quad (2.19)$$

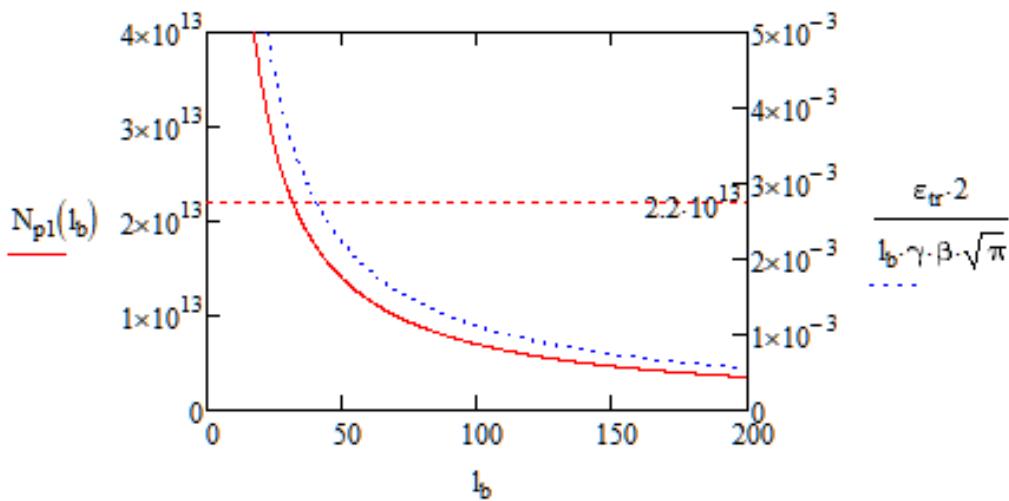


Рисунок 2.23 — Зависимость количества частиц в барьерном ВЧ и разброса по импульсам от длины между удерживающими барьерами с точки зрения продольной микроволновой неустойчивости.

Эта зависимость представлена на рис. 2.23. Таким образом ограничение для расстояния между барьерами  $L_B = C_{ring}/2 = 503.04/2 = 251.52$  м ограничение на количество частиц  $N_p \leq 2.78 \times 10^{12}$ , для  $L_B = C_{ring}/16$ ,  $N_p \leq 2.2 \times 10^{13}$ .

Исходя из этих оценок, достичь конечного числа частиц  $N_{exp} = 1 \times 10^{12}$  для каждого из 22 сгустков, представляется трудной задачей, вследствие возникновения продольной микроволновой неустойчивости вблизи критической энергии для интенсивного равномерного сгустка в барьерном ВЧ. Требуется вариация расстояния между барьерами для компенсации возникающей неустойчивости.

#### 2.4.5 Сохранение поляризации при прохождении критической энергии

Во время процедуры скачка необходимо также проконтролировать сохранение поляризации, определяемой как сумма проекций спин-векторов на выбранную ось. Согласно аналитическим выводам из уравнения Т-БМТ, воздействие поперечного магнитного поля приводит лишь к вращению спин-векторов вокруг вертикальной оси, не изменяя величину поляризации. Ускоряющее продольное электрическое поле также не оказывает влияния на поляризацию сгустка.

При моделировании рассматриваются частицы с различными доступными начальными параметрами. На рис. 2.24 показано изменение поляризации на 2-м ( $2 \times 10^5$  оборотов) и 3-м ( $6 \times 10^3$  оборота) этапах процедуры скачка критической

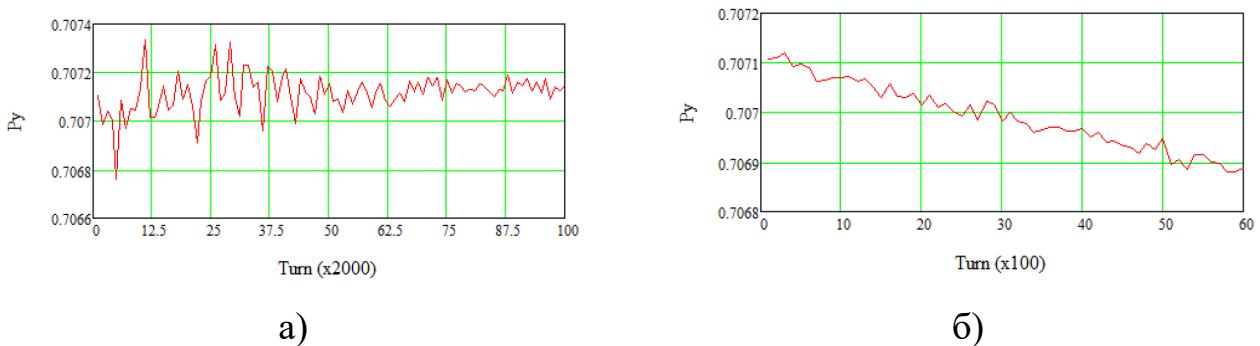


Рисунок 2.24 — Изменение поляризации во время процедуры скачка критической энергии: (а) ускорение на этапе 2, (б) скачок на этапе 3.

энергии. Поляризация здесь определяется как сумма проекций вектора спина на ось Y всех частиц и существенно не менялась в ходе процедуры. Стоит отметить, что COSY Infinity позволяет отслеживать вектор спина только для небольшого числа частиц, а не для ансамбля, что является существенным для изучения поляризации.

Более подробно спиновая динамика будет рассмотрена в ЭДМ-эксперименте всего комплекса NICA-Nuclotron в Главе 4.

## Выводы

Рассмотрена продольная динамика пучка вблизи критической энергии, а также при её пересечении. Такая особенность характерна для структуры, в которой энергия инжекции пучка меньше критической энергии установки и возникает необходимость её преодоления для ускорения до конечной энергии эксперимента.

1. Воздействие критической энергии на продольную динамику пучка вызывает увеличение фазового объёма в результате неадиабатичности и нелинейности движения в области энергии, близкой к критической;
  2. Для преодоления критической энергии может быть применена процедура скачка, которая подразумевает кратковременное изменение дисперсионной функции. Это может быть достигнуто путём использования дополнительных квадрупольей или квадрупольей поворотной арки. В первом случае можно добиться сохранения частоты, а во втором — необходимо контролировать изменение рабочей точки и стабильность в поперечной

- плоскости. Таким образом, определяется величина и темп изменения критической энергии при проведении процедуры скачка;
3. Тип ВЧ (Гармонический или барьерный) оказывает влияние на темп ускорения, а также на продольное распределение внутри сепаратрисы. В сочетании со схемой процедуры скачка, необходимо сравнивать темп изменения критической энергии таким образом, чтобы относительный темп при пересечении критической энергии был в разы выше темпа ускорения;
  4. Проведено исследование влияния простейших моделей импедансов на динамику. Результаты показали, что для интенсивных сгустков влияние импедансов оказывается значительным. Применение более точных моделей импедансов может существенно углубить понимание реальной динамики системы;
  5. В условиях, близких к критическим для интенсивного пучка, развивается продольная микроволновая неустойчивость, которая существенно ограничивает характеристики пучка в конечном эксперименте и, в результате приводит к уменьшению светимости в коллайдере.

### Глава 3. Регулирование критической энергии методом резонансной вариации дисперсионной функции

Эта глава посвящена особенностям резонансной структуры с возможностью вариации критической энергии. Рассматриваются также адаптации структуры коллайдера NICA с повышенным значением критической энергии, превышающим конечную энергию эксперимента, что обеспечивает возможность проведения столкновений лёгких поляризованных пучков протонов и дейtronов в SPD детекторе.

Альтернативным способом, который применяется для того чтобы избегать потери стабильности, является создание или модификация структуры с заведомо большим значением критической энергии. Такая структура носит название резонансной [60], [62] и впервые была предложена при проектировании каонной фабрики [79] и других установках мирового уровня, например, Neutrino Factory в CERN [80], было реализовано в J-PARC для главного кольца [81], [82]. Принципиальным отличием резонансной структуры от регулярной является обеспечение резонансного условия для количества суперпериодов и частоты бетатронных колебаний в горизонтальной плоскости. Однако, это справедливо только для не полностью регулярных структур, а содержащих модуляцию градиента квадруполей или кривизны орбиты. В таком случае, происходит изменение оптических функций ускорителя и варьирование критической энергии выше энергии эксперимента, в том числе до комплексных значений, полностью убирая зависимость установки от дополнительных процедур пересечения критической энергии. Такой подход позволяет получить нулевую дисперсию на прямых участках в силу подавления дисперсии на поворотных арках, путём выбора целого числа бетатронных колебаний и создания ахромата первого порядка. Кроме того, в подобной структуре может быть легко реализован и ахромат второго порядка путём расстановки секступолей через один суперпериод. Подобный подход способствует достижению достаточного значения динамической апертуры.

Как было показано в Главе 1, структура коллайдера NICA проектировалась как дуальная для работы в двух модах: для экспериментов с тяжелыми ионами  $^{79}\text{Au}_{197}$  и для экспериментов с поляризованными протонами и дейtronами p, d. В этом случае проблем с прохождением критической энергии не возникает, что было изначально учтено при проектировании. Однако, спроектированная и по-

строенная регулярная структура, выбранная для тяжелоионной программы, имеет фиксированное значение критической энергии и является характеристикой конкретной установки, то есть не отличается для разного сорта частиц. Характер поведения тяжелых ионов и легких частиц, существенно отличается с точки зрения внутрипучкового рассеяния. Для протонного пучка с интенсивностью  $1 \times 10^{12}$  время внутрипучкового нагрева возрастает примерно в 10 раз по сравнению с пучками ионов золота с интенсивностью  $2.2 \times 10^9$ . Поэтому критическая энергия может подниматься за счет вариации дисперсии без опасения влияния внутрипучкового рассеяния. За счет резонансной модуляции дисперсионной функции коэффициент диффузии для внутрипучкового рассеяния возрастает в 2-3 раза, что не критично как при охлаждении протонов во время накопления, так и при их группировке на энергию эксперимента.

Как было показано в Главе 2, при прохождении через критическую энергию  $\gamma_{tr}$  развивается продольная неустойчивость для интенсивных сгустков. Пороговый ток ее развития  $I_{th} \sim \eta$  пропорционален коэффициенту расширения орбиты, который стремится к нулю в первом приближении при  $\gamma = \gamma_{tr} = 7.1$ . Темп ускорения протонов при прохождении через критическую энергию при использовании индукционного ускорения в станции ВЧ1 составляет  $\frac{dy}{dt} = 0.2 \text{ с}^{-1}$ . Этот темп слишком мал, чтобы полностью избежать развития неустойчивости при приближении релятивистского фактора к  $\gamma_{tr}$ . Чтобы исключить при ускорении протонов прохождение через критическую энергию, для протонной моды должна быть реализована новая оптическая структура колец вместо оптической структуры тяжелоионной моды. В этой оптической структуре критическая энергия должна быть выше максимальной энергии протонов при работе коллайдера на эксперимент.

Максимальная магнитная жесткость поворотных магнитов постоянна  $R_{arc} \cdot B_{bend} = \frac{A \cdot mc\gamma\beta}{eZ} \approx 45 \text{ Тл} \cdot \text{м}$ . В силу того, что отношения массы к заряду  $(A/Z)_p = 1/1 = 1$ , для ионов золота  $(A/Z)_{Au} = 197/79 = 2.2$ . Тем самым, определяется максимально возможная энергия для протонов  $E_{max}^p = 12.4 \text{ ГэВ}$  ( $\gamma_p = 14.3$ ), следовательно критическая энергия должна быть не менее ( $\gamma_{tr} = 15 - 16$ ), что заведомо выше критической энергии для ионной регулярной структуры  $E_{tr}^{Au} = 5.7 \text{ ГэВ}$  ( $\gamma_{tr}^{Au} = 7.1$ ).

В данной главе будут приведено краткое теоретическое обоснование применения метода создания резонансной структуры. Теоретический метод был развит в работе [60], а его применение для современных ускорительных установок

рассмотрено в работе [62]. Изучена возможность адаптации регулярной магнитооптической структуры главного кольца NICA к резонансной. А также анализ полученной структуры с точки зрения компенсации нелинейных эффектов, компенсации хроматичности и динамической апертуры.

### 3.1 Введение суперпериодической модуляции

Здесь будет приведено кратное теоретическое обоснование метода резонансных структур, применяемых для обеспечения вариации критической энергии. Исходя из уравнения 1.3 коэффициент расширения орбиты  $\alpha$  зависит как от дисперсионной функции  $D(s)$ , так и радиуса кривизны орбиты  $\rho(s)$ , таким образом вариация критической энергии может быть достигнута путем введения независимой модуляции обеих функций.

Уравнение для дисперсионной функции с бипериодической переменной фокусировкой [60]:

$$\frac{d^2D}{ds^2} + [K(s) + \varepsilon k(s)] D = \frac{1}{\rho(s)}, \quad (3.1)$$

где  $K(s) = \frac{\varepsilon}{p} G(s)$ ,  $\varepsilon k(s) = \frac{\varepsilon}{p} \Delta G(s)$ ,  $G(s)$  – градиент магнитооптических линз,  $\Delta G(s)$  – суперпериодическая модуляция градиента,  $p = \beta \gamma m_0 c$  – импульс частицы. Суперпериод определяется как совокупность нескольких периодов. Функция  $K(s)$  имеет периодичность одного периода фокусирующей ячейки  $L_c$ ,  $k(s)$  и  $\rho(s)$  имеют периодичность суперпериода  $L_s = n \cdot L_c$ .

Разложение в ряд Фурье для зеркального суперпериода может быть осуществлено только по косинусам

$$\varepsilon k(\varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} g_k \cos(k\varphi), \quad (3.2)$$

где  $\varphi = \frac{2\pi}{L_s} s$  – угловая продольная координата,  $k$ -ая гармоника:

$$g_k = \frac{1}{B\bar{R}} \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \Delta G \cos k\varphi d\varphi, \quad (3.3)$$

где  $B\bar{R}$  – магнитная жесткость.

Радиус кривизны орбиты также может быть разложен в ряд Фурье по косинусам

$$\frac{1}{\rho(\varphi)} = \frac{1}{\bar{R}} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} r_n \cos n\varphi \right), \quad (3.4)$$

где  $n$ -ая гармоника

$$r_n = \frac{\bar{R}}{\pi} \int_{\pi}^{-\pi} \frac{\cos n\varphi}{\rho(\varphi)} d\varphi. \quad (3.5)$$

Полученные разложения могут быть подставлены в уравнение 3.1, из которого получено необходимое точное решение для дисперсионной функции  $D(s)$ . Таким образом, окончательно для коэффициента уплотнения орбиты одного суперпериода получено выражение в общем виде, разложенное до второго порядка

$$\begin{aligned} \alpha_s = & \frac{1}{\nu^2} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{\bar{R}}{\nu} \right)^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{g_k^2}{(1 - kS/\nu) [1 - (1 - kS/\nu)^2]^2} + \right. \\ & + \frac{1}{4} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{r_k^2}{1 - kS/\nu} - \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{R}}{\nu} \right)^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{r_k g_k}{(1 - kS/\nu) [1 - (1 - kS/\nu)^2]} - \\ & \left. - \frac{1}{2} \left( \frac{\bar{R}}{\nu} \right)^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{r_k g_k}{1 - (1 - kS/\nu)^2} + O(g_k^i, r_k^j, i + j \geq 3) \right\}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где  $\bar{R}_{\text{arc}}$  – усредненное значение кривизны,  $\nu = \nu_x$  – количество горизонтальных бетатронных колебаний на длине арки,  $S$  – количество суперпериодов на длине арки. В случае отсутствия суперпериодической модуляции и модуляции кривизны орбиты  $g_k = 0, r_n = 0 \forall k, n$ , формула 3.6 принимает вид  $\alpha_s = \frac{1}{\gamma_{\text{tr}}^2} = \frac{1}{\nu_x^2}$ , что соответствует случаю регулярной структуры, откуда видно, что  $\gamma_{\text{tr}} \sim \nu_x$ . Для поднятия критической энергии необходимо уменьшить коэффициент  $\alpha_s = \frac{1}{\gamma_{\text{tr}}^2}$ , а значит выражение под знаком суммы в ур. 3.6 должно быть отрицательным. Это реализуемо при условии  $kS/\nu_x > 1$ , когда осуществлена либо модуляция градиентов квадрупольей  $g_k \neq 0$ , либо радиуса  $r_n \neq 0$ .

Ранее все формулы были приведены для суперпериода, а не для всего кольца коллайдера. Введение прямых участков уменьшает степень модуляции дисперсионной функции. Усреднение дисперсии по более длинной орбите автоматически уменьшает ее значение, а значит уменьшает коэффициент уплотнения орбиты для всего ускорителя, результирующее значение критической энергии  $\gamma_{\text{tr}}^{\text{total}}$  увеличивается и определяется выражением:

$$\gamma_{\text{tr}}^{\text{total}} = \gamma_{\text{tr}}^{\text{arc}} \sqrt{\frac{S \cdot L_s + L_{\text{str}}}{S \cdot L_s}}, \quad (3.7)$$

где  $L_s$  – длина суперпериода,  $L_{\text{str}}$  – длина бесдисперсионных прямых секций.

### 3.2 Построение резонансной структуры на основе ячеек ФОДО, ФДО, ОДФДО

Исходя из уравнения 3.6, в случае отсутствия модуляции кривизны орбиты  $r_n = 0$ ,  $\forall n$  для одного суперпериода в первом приближении (при  $k = 1$ ) коэффициент расширения орбиты приобретает вид

$$\alpha_s = \frac{1}{\nu^2} \left\{ 1 + \frac{1}{4(1 - kS/\nu)} \left( \frac{\bar{R}}{\nu} \right)^4 \frac{g_k^2}{[1 - (1 - kS/\nu)^2]^2} \right\}. \quad (3.8)$$

Таким образом, доступным средством вариации критической энергии, является только модуляция градиента квадрупольных линз по длине суперпериода. Однаковые элементы, расположенные в различных местах арки, объединяют в одно семейство. На рис. 3.1 изображен один суперпериод, который состоит из 3-х ФОДО ячеек, с двумя семействами фокусирующих квадрупольей (QF1 и QF2) и одним семейством дефокусирующих (QD).

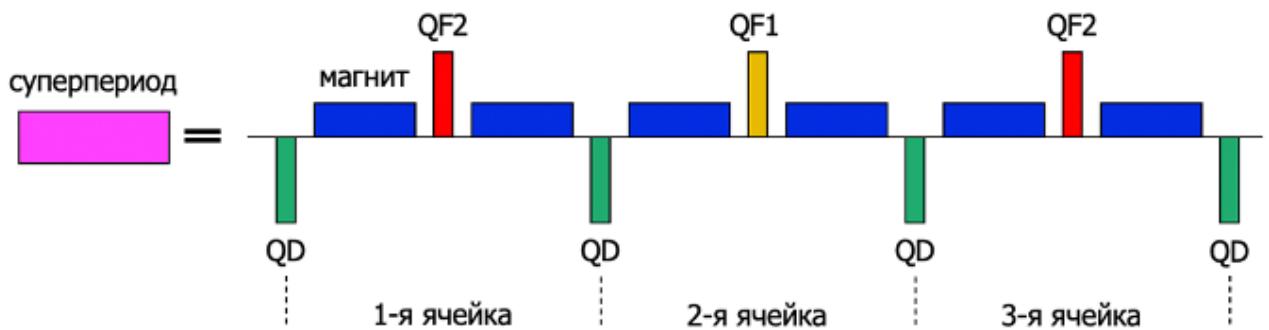


Рисунок 3.1 — Суперпериод, состоящий из 3-х ФОДО ячеек. QF1, QF2 – фокусирующие квадруполя, QD – дефокусирующие квадруполя.

Суперпериод может быть образован на основе синглетных ФОДО, дублетных ФДО, а также триплетных ОДФДО ячеек (рис.3.2 а,б,в). Рассмотрим структуры поворотных арок на 180 градусов без модуляции кривизны (рис.3.2 г, д, е), образованных из соответствующих ячеек. Из полученных суперпериодов также образуется резонансная магнитооптическая структура путем только

модуляции градиента (рис.3.2 ж, з, и). Резонансная структура образуется путем вариации параметров регулярной структуры.

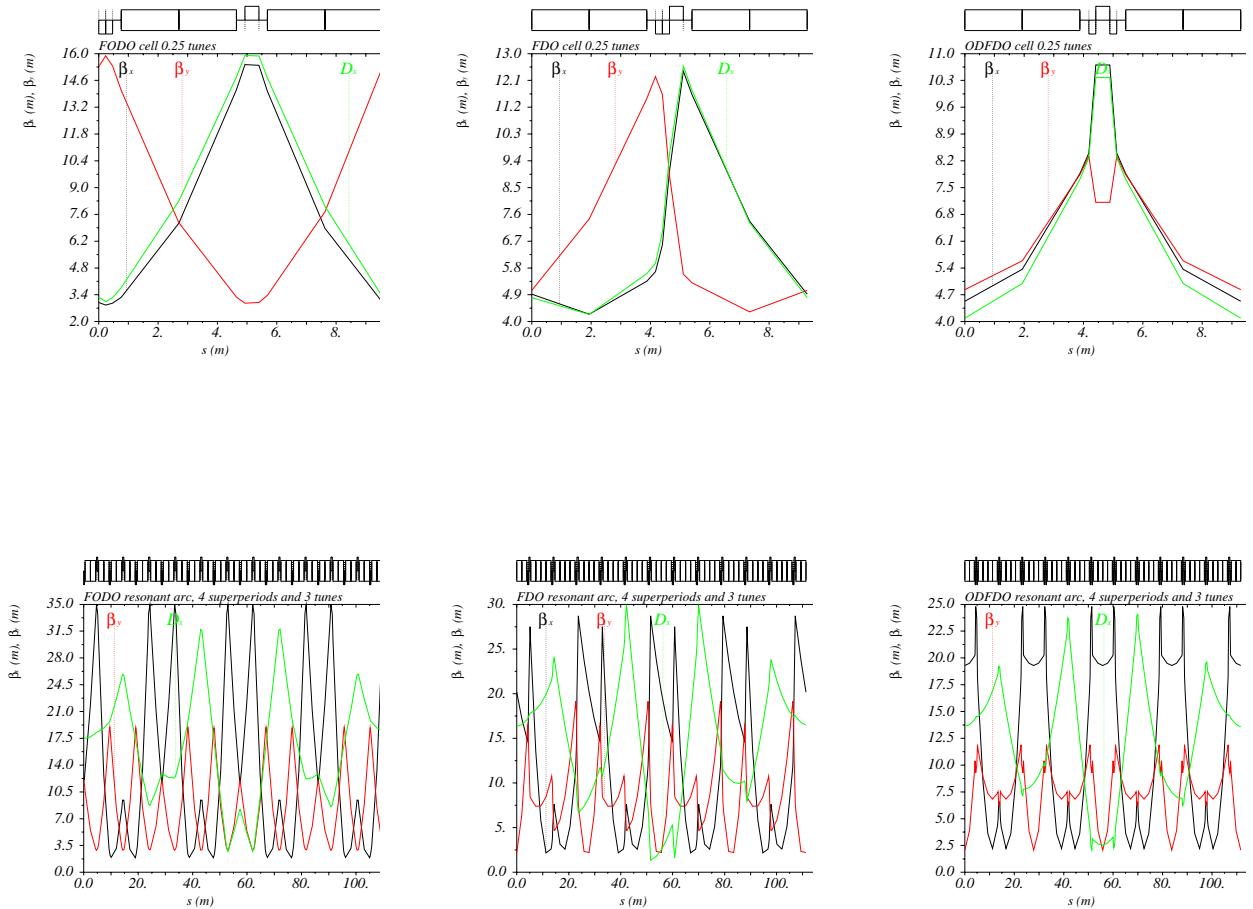


Рисунок 3.2 — Твисс-параметры  $\beta_{x,y}$ ,  $D_x$ . Сверху – для ячеек для сигнлетной ФОДО, дублетной ФДО, триплетной ОДФДО ячеек; посередине – регулярная структура; снизу – резонансная.

Качественное отличие в пространственном распределении Твисс-параметров  $\beta_x$ ,  $\beta_y$ ,  $D_x$  является ключевым для соответствующей оптимизации структуры. Как видно из приведенных структур, суперпериод, основанный на синглетных ФОДО ячейках, может иметь ряд преимуществ. Хроматичность зависит от величины градиентов в квадрупольях, секступолях, а также местах их расположения [13]

$$\begin{aligned} C_x &= -\frac{1}{4\pi} \oint \beta_x [K_x(s) - S(s)D(s)] ds, \\ C_y &= -\frac{1}{4\pi} \oint \beta_y [K_y(s) + S(s)D(s)] ds. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Отсюда видно, что, во-первых, для подавления хроматических эффектов в ФОДО-ячейке, требуются меньшие градиенты в секступольных линзах. Во-вторых, более простой способ коррекции и тонкой настройки набега бетатронных частот в обеих плоскостях, а также коэффициента расширения орбиты. Таким образом, является более предпочтительной по сравнению с аналогичными.

### 3.3 Регулярная ФОДО структура с суперпериодической модуляцией градиентов линз

Поскольку квадрупольная фокусирующая структура поворотных арок коллидера NICA состоит из ФОДО ячеек, рассмотрим возможность адаптации регулярной структуры к резонансной. На рис. 3.3 приведены 3 ФОДО ячейки, первая – используется в регулярной тяжелоионной структуре, в этом случае модуляция отсутствует, вторая – модулированная структура, которая и образует один суперпериод. В обоих случаях частота бетатронных колебаний для одного суперпериода  $\nu_{x,y} = 0.75$ , таким образом для 4-х суперпериодов частота  $\nu_{x,y \text{ arc}} = 3$ , что удовлетворяет ранее рассмотренному условию  $S = 4, \nu_x = 3$ .

Глубина модуляции определяется соотношением градиентов двух различных фокусирующих семейств. Для приведенного на правом рисунке рис. 3.3  $G_{QF1} = 27.7$  Тл/м,  $G_{QF2} = 21.0$  Тл/м. Таким образом глубина модуляции:

$$H = \frac{G_{QF1} - G_{QF2}}{G_{QF1}} = 24\% \quad (3.10)$$

Первая гармоника является определяющей, и для 12 ФОДО ячеек реализуемо условие  $S = 4, \nu_x = 3$ , где 3 ФОДО ячейки объединены в один суперпериод. Таким образом, благодаря набегу бетатронных колебаний кратному  $2\pi$ , в нашем случае  $6\pi$ , арка имеет свойства ахромата первого порядка. Благодаря этому свойству может быть подавлена дисперсия без дополнительных усилий.

Для арки, составленной из 4-х одинаковых суперпериодов с критической энергией на арке  $\gamma_{tr}^{arc} = 10$ , по формуле 3.7 для всего кольца получаем  $\gamma_{tot}^{arc} \approx 15.9$ . Однако,

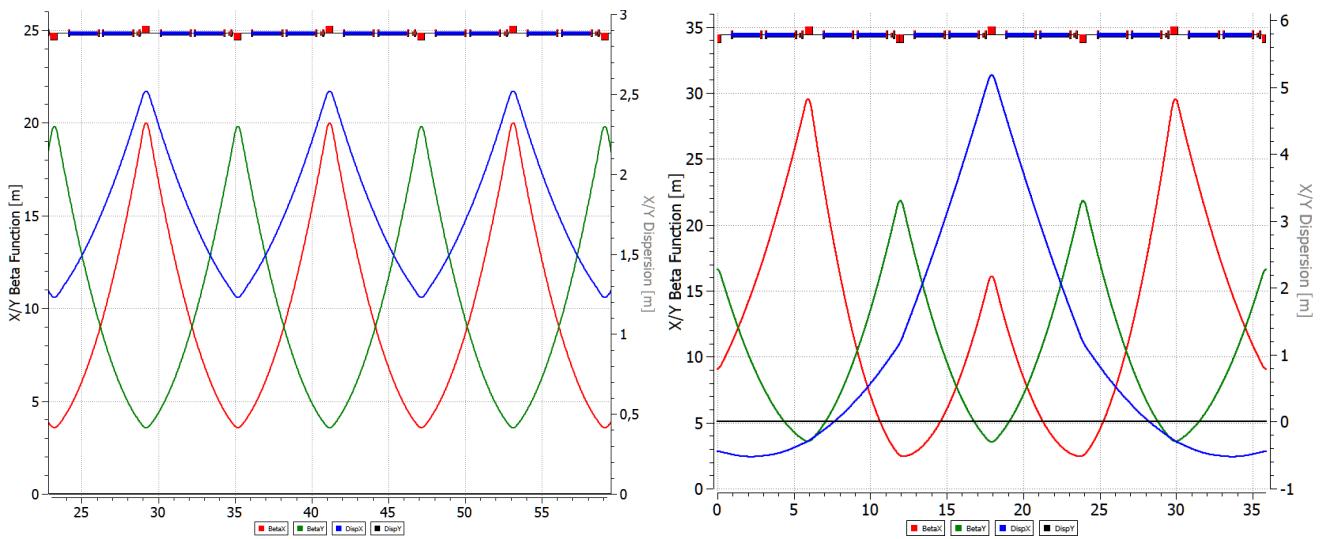


Рисунок 3.3 — Твісс-параметри 3-х ячеек. Слева – регулярна структура без модуляции, справа – модулированная с введением суперпериодичности, глубина модуляции 24%.

конечная арка будет нерегулярной в силу необходимости подавления дисперсии на краях арки, а значит в конкретном реальном случае значение критической энергии будет несколько отличаться.

### 3.4 Подавление дисперсии

Обеспечение нулевого значения дисперсии на прямых участках необходимо для обеспечения движения частиц вдоль несмешённой равновесной орбиты. Это условие легко реализуется при подавлении дисперсии и её производной на концах поворотной арки. Рассматривается 4 варианта подавления дисперсии:

1. Полностью регулярная арка. Регулярная арка состоящая из 4-х одинаковых суперпериодов. При набеге фазы на арке кратному  $2\pi$  подавление дисперсии происходит в силу регулярности;
2. Регулярная арка с применением методики отсутствующих магнитов на двух крайних ячейках арки, что показано на рис. 3.4.
3. В структуре с отсутствующими магнитами при переходе к резонансной оптике, подавление дисперсии возможно при помощи крайних суперпериодов. В этом случае при набеге фазы на арке не кратному  $2\pi$  необходимо дополнительно добавить подавители дисперсии на краях ар-

ки, а именно двух крайних ФОДО ячеек. Две крайние ФОДО ячейки отличаются наличием и в этих ячейках квадруполи QFE1 и QFE2 также имеют отличные градиенты от основных квадруполей арки и подбираются таким образом, чтобы подавить дисперсию.

4. В структуре с отсутствующими магнитами при переходе к резонансной оптике, также возможно подавление дисперсии всей аркой, при помощи выбора градиентов квадруполей двух семейств. Этот случай отличается тем, что все квадруполи арки принадлежат первому, либо второму семейству и подавление дисперсии также обеспечивается только 2-мя семействами.

Дефокусирующие же квадруполи во всех случаях принадлежат только одному семейству QD. Рассмотрим представленные случаи более подробно.

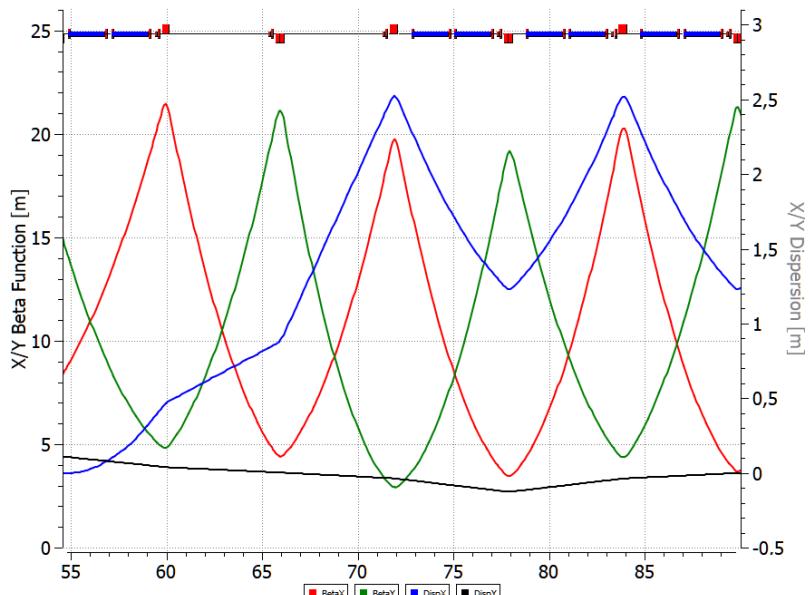


Рисунок 3.4 — Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре.

### 3.4.1 Полностью регулярная магнитооптическая структура

Требование подавления дисперсии легко реализуемо в случае создания регулярных поворотных арок, составленных из одинаковых суперпериодов. В этом случае, обеспечив нулевое значение дисперсии  $D = 0$  (а также производной дисперсии  $D' = 0$ ) на входе в арку, в силу регулярности на выходе из арке также будут нулевые значения дисперсии и её производной, а следовательно и на всем

прямом участке. Однако, учитывая особенность структуры коллайдера NICA, наличие отсутствующих магнитов на двух крайних ячейках не дает возможность создать полностью регулярную арку из 4-х одинаковых суперпериодов.

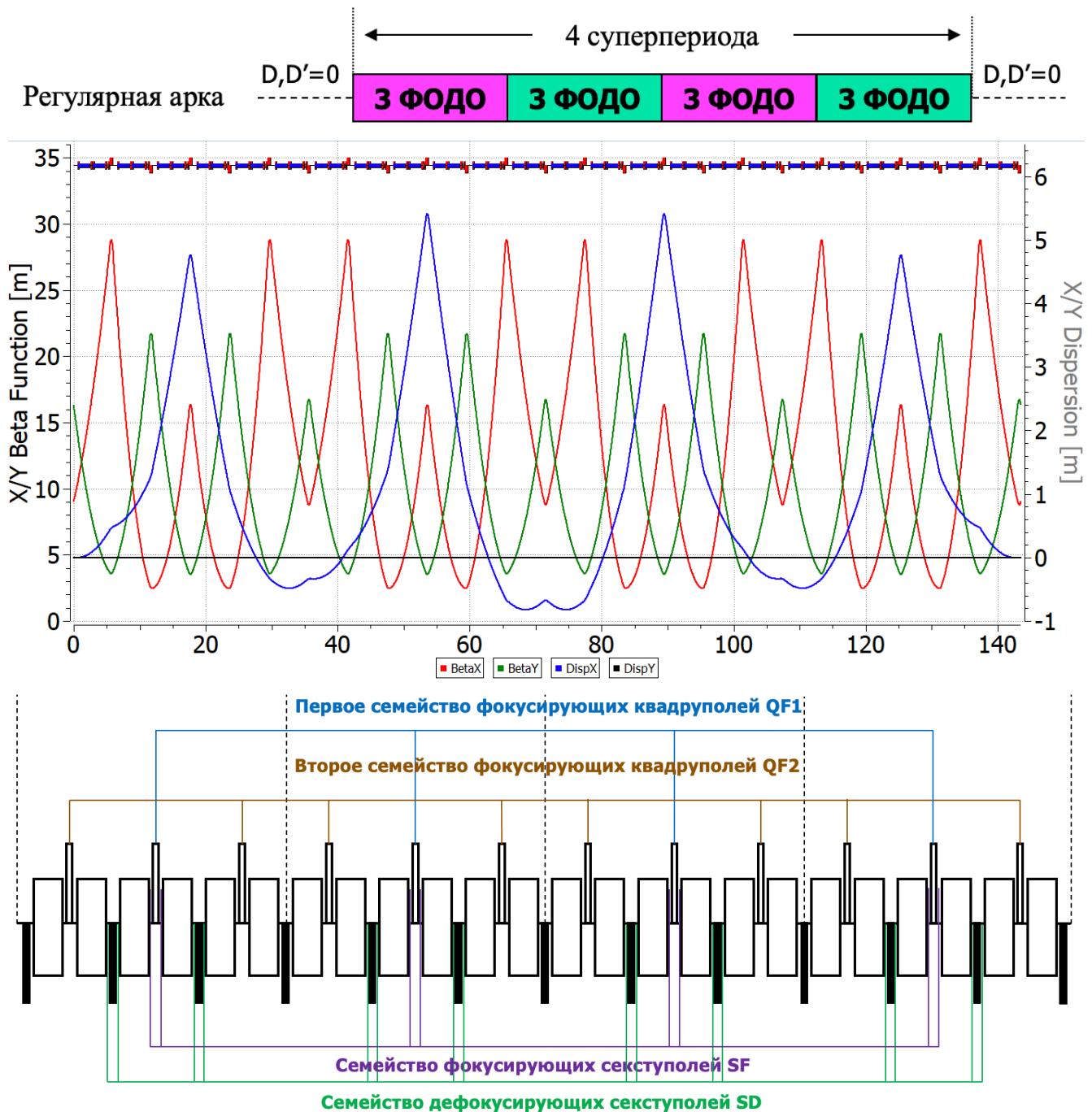


Рисунок 3.5 — Подавление дисперсии в регулярной структуре.

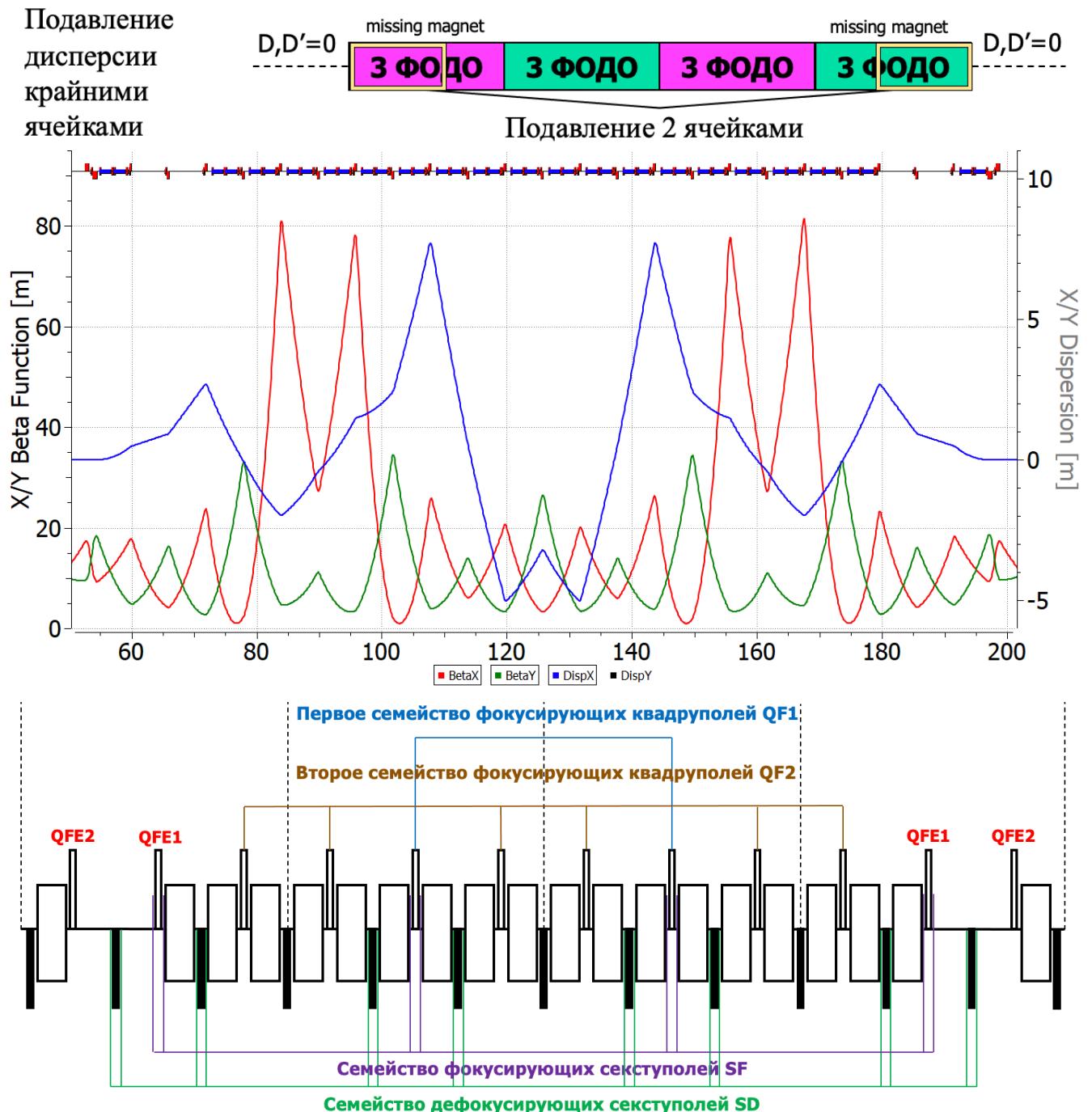


Рисунок 3.6 — Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре.

### 3.4.2 Подавление дисперсии при помощи крайних суперпериодов

В этом случае выбор значения градиентов квадрупольей арки определяется двумя факторами: а) получение необходимого значения критической энергии на всем кольце коллайдера, что соответствует  $\gamma_{tr} \sim 15 - 16$ ; б) обеспечение количества бетатронных колебаний на арке  $n_{arc} = 3$  в обеих плоскостях, тем самым удовлетворив резонансному условию при количестве суперпериодов  $S = 4$ . Ис-

ходя из этих условий модулируем суперпериод с набегом фазы на суперпериоде  $v_s = 0.75$  в обоих плоскостях.

Коллайдер также состоит из 2-х арок и 2-х прямых участков, соединяющих арки. В центре прямых участков имеются точки столкновения, где нужно обеспечить малое значение бета-функции для достижения требуемой светимости. В крайнем суперпериоде применяется метод отсутствующих магнитов в 2-х ячейках, тем самым делая арки коллайдера не регулярными и возникает необходимость подавления дисперсии на прямых участках при помощи введения 2-х дополнительных семейств квадруполей QFE1 и QFE2 на краю арки, параметры Твисса изображены на рис. 3.6. В результате значение критической энергии подобрано таким образом, что  $\gamma_{tr} = 15.6$ , а количество колебаний на арке:  $v_{x, arc} = 3.01$ ,  $v_{y, arc} = 3.01$ .

### 3.4.3 Подавление дисперсии всей аркой, при помощи выбора градиентов квадруполей двух семейств.

Данный способ показывает возможность подавления дисперсии на прямых участках при помощи только двух семейств фокусирующих квадруполей. Тут, как и в первом случае, необходимо выполнить: а) получение значения критической энергии на всем кольце коллайдера, что соответствует  $\gamma_{tr} \sim 15 - 16$ ; б) только при помощи квадруполей двух семейств подавить дисперсию на прямых участках.

Изначально выбирается суперпериод, как и в первом случае, с набегом на суперпериоде  $v_s = 0.75$ . Тем самым получаем значения квадруполей QF1 и QF2 для всей арки, в том числе и на краях. Однако, получается, что дисперсия на прямых участках оказывается не подавлена. Для подавления значения градиентов квадруполей изменяется, но в таком случае набег фазы на арке становится равен  $v_{x, arc} = 2.72178$ ,  $v_{y, arc} = 2.99884$ , то есть в  $x$ -плоскости не кратен  $2\pi$ . В этом случае для достижения требуемого значения критической энергии необходимо обеспечить большую модуляцию градиентов квадруполей, чем в случае подавления дисперсии крайними суперпериодами. Принципиальная схема показана на рис. 3.9. Для полученной нерегулярной арки значение критической энергии  $\gamma_{tr}^{arc} = 10$ .

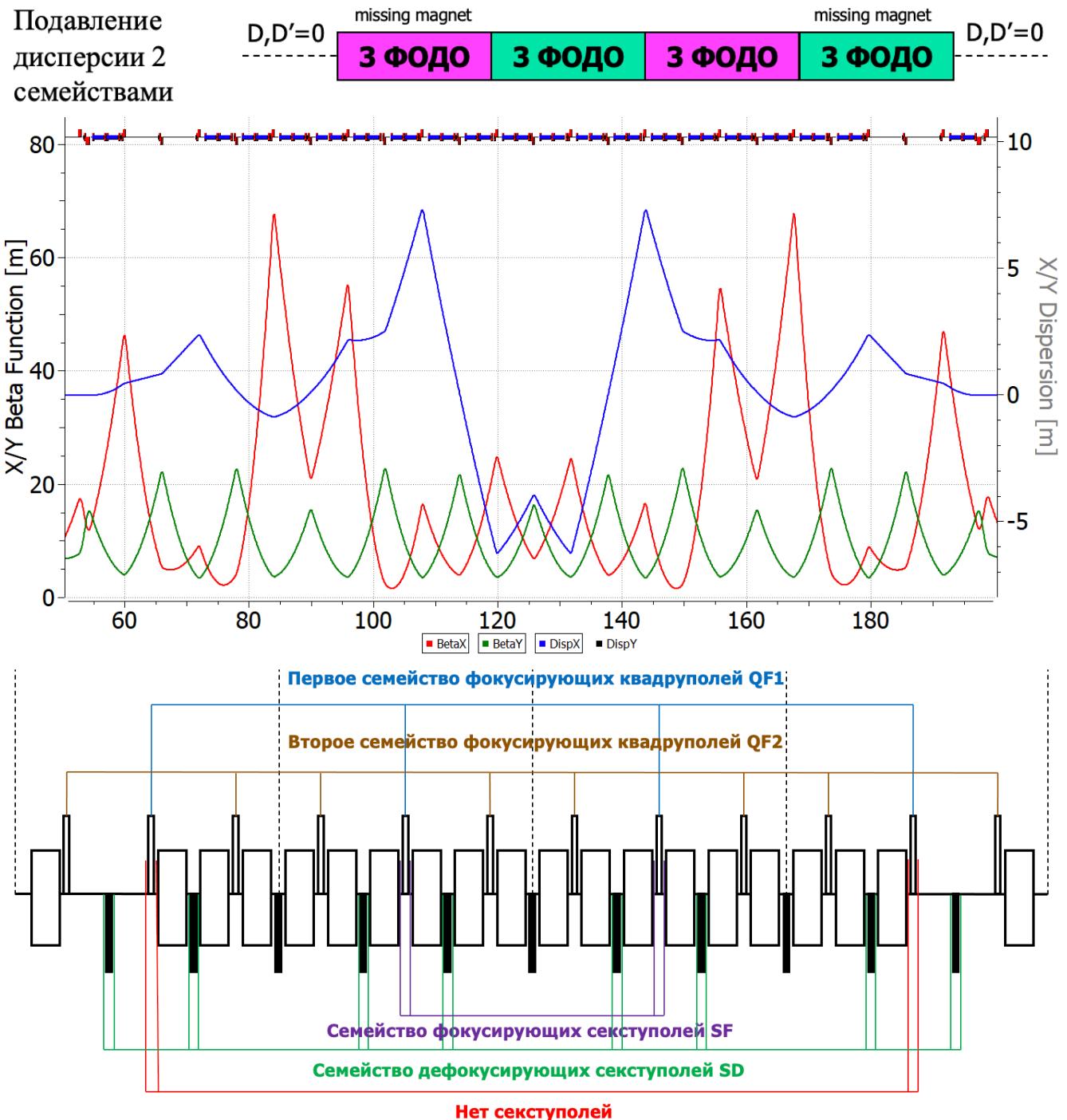


Рисунок 3.7 — Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре.

### 3.5 Исследование динамической апертуры в синхротроне с учётом требуемой модуляции дисперсионной функции для повышения критической энергии

Выбор нечётного значения частоты на арке  $\nu_x, \text{arc} = 3$  и чётного значения суперпериодичности арки  $S = 4$  замечателен еще и тем, что позволяет компенсировать нелинейный вклад секступолей внутри арки. Добавление секступолей,

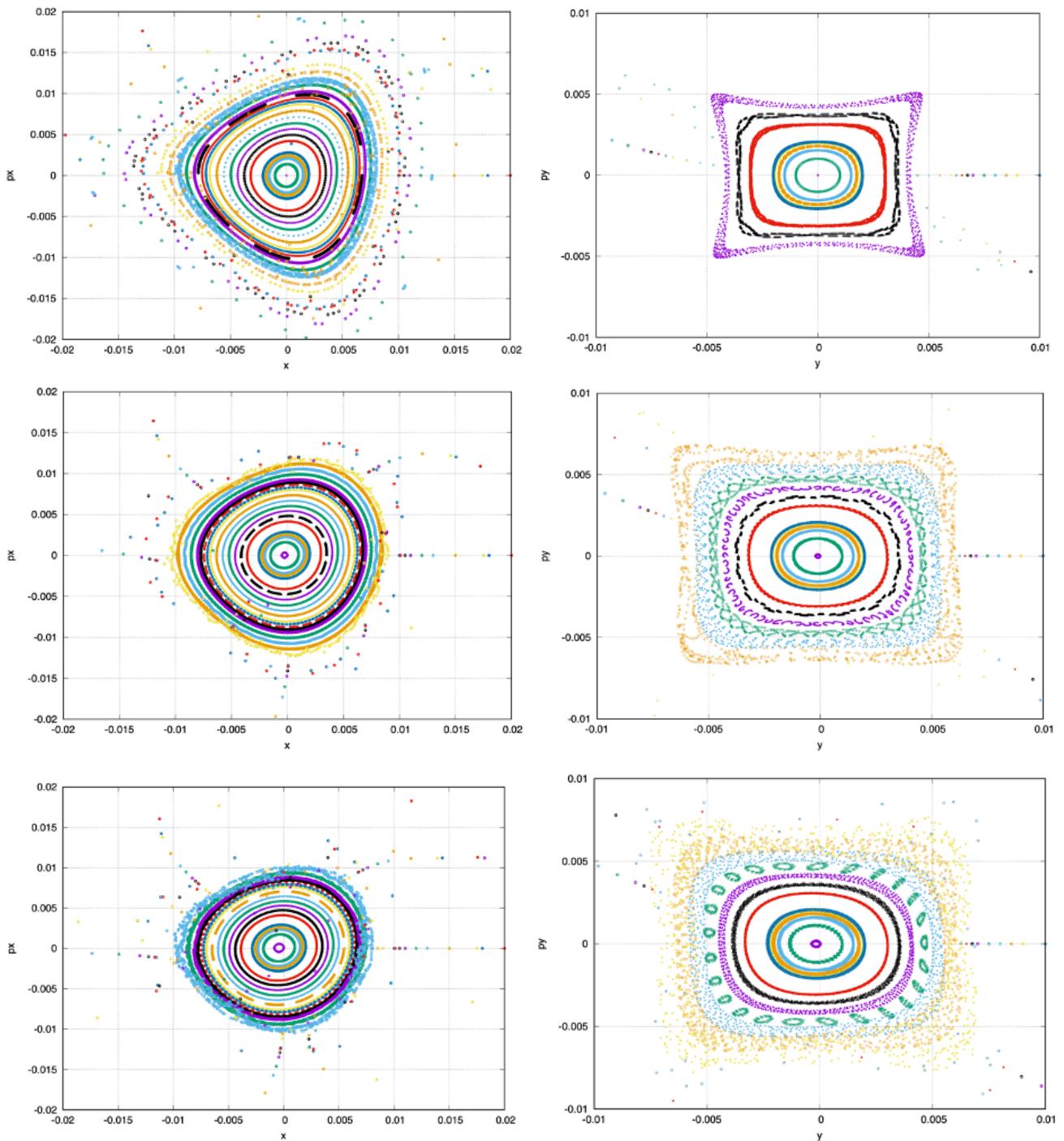


Рисунок 3.8 — Динамическая аппретура для случая плавления дисперсии крайними квадрупольями. Слева –  $x$ -плоскость; справа –  $y$ -плоскость.

подавляющих хроматичность внутри арки делает арку ахроматом второго порядка, что убирает зависимость бетатронных колебаний от импульса и способствует сохранению динамической апертуры в большом диапазоне энергий. В этом случае набег фазы радиальных колебаний между ячейками, расположенными в разных половинках арки и разделенных  $S/2$  числом суперпериодов равен:

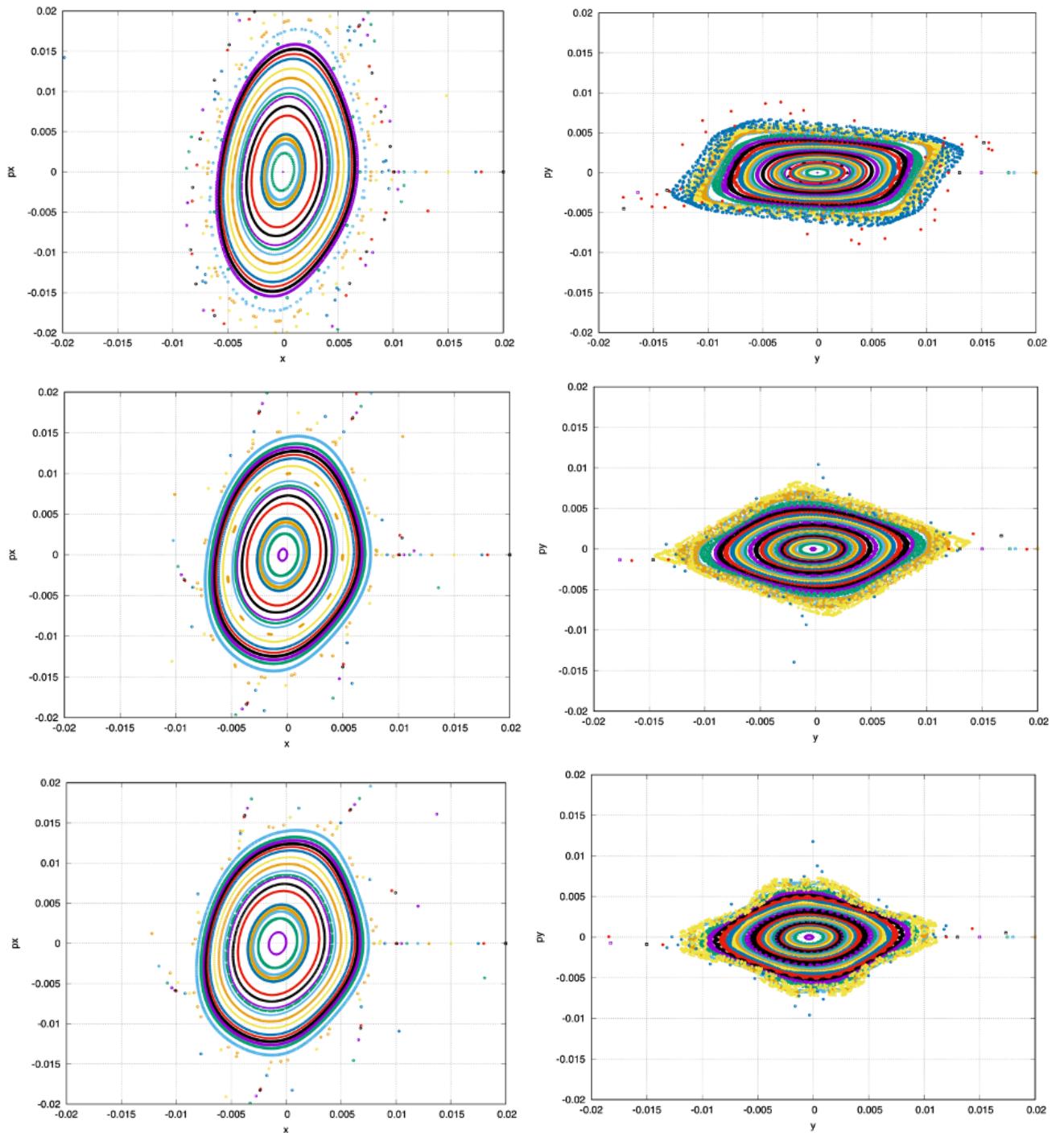


Рисунок 3.9 — Динамическая апертура в случае подавление дисперсии двумя семействами квадрупольей. Слева —  $x$ -плоскость; справа —  $y$ -плоскость.

$$2\pi \cdot \frac{v_{\text{arc}}}{S_{\text{arc}}} \cdot \frac{S_{\text{arc}}}{2} = 2\pi \cdot \frac{v_{\text{arc}}}{2} = \pi + 2\pi n, \quad (3.11)$$

что соответствует условию компенсации нелинейного влияния секступолей в первом приближении во всей арке. Это замечательное свойство также относится к высшим мультиполям в квадруполях и отклоняющих магнитах. Эта связь через число суперпериодов  $S_{\text{arc}}/2$  называется длинной связью.

## Выводы

Рассмотрена методика вариации критической энергии методом модуляции градиента квадрупольных линз на арках. Такой случай предполагает раздельное питание квадрупольей. Также учтена необходимость подавления дисперсии на краях арки в имеющейся структуре и подавление хроматичности на всем кольце коллайдера. Исследования выполнены в применении к ускорительному комплексу NICA, однако без потери общности, может применяться на различных установках.

1. Введение модуляции дисперсионной функции или радиуса кривизны орбиты приводит к вариации коэффициента уплотнения орбиты и как следствие критической энергии установки. Таким образом можно добиться повышенной критической энергии, выше энергии эксперимента, и также достижения комплексного значения;
2. Рассмотрены схемы подавления дисперсионной функции в резонансной структуре на краях поворотных арок. В случае полностью регулярной структуре это достигается путем выбора кратного набега фазы. При использовании метода отсутствующих магнитов ('missing magnet'), регулярность нарушается и возможно подавление как крайними ячейками, так и только двумя семействами квадрупольей;
3. Исследовано влияние нелинейных эффектов на динамическую апертуру в резонансной структуре. Для различных вариаций магнитооптики предложены оптимальные схемы расположения секступолей.

## Глава 4. Возможности изучения ЭДМ легких поляризованных пучков заряженных частиц

Ещё одной фундаментальной задачей, является разрешение проблемы барионной асимметрии. Согласно работе А.Д. Сахарова [14] необходимым требованием бариогинеза является в том числе нарушение СР-инвариантности. Источником такого нарушения может являться наличие электрического дипольного момента элементарных частиц. Согласно различным теоретическим моделям, величина ЭДМ может сильно варьироваться, так для нейтрона в Стандартной модели  $|d_n| < 10^{-30} - 10^{-32} e \cdot \text{см}$ , а некоторых Суперсимметричных теорий  $|d_n| < 10^{-27} - 10^{-29} e \cdot \text{см}$  [19]. Измерение ЭДМ возможно при изучении поведения поляризации пучка в электромагнитных полях. В виду малости значения ЭДМ, а также наличию ненулевого заряда у протона и дейтрана, исследования эффективны только при использовании кольцевых накопительных установок для изучения поляризованного пучка.

Обнаружение электрического дипольного момента (ЭДМ) может быть реализовано на основе анализа эволюции спина частицы во внешних электромагнитных полях. При этом принципиальное значение имеет разграничение свойств отдельной частицы, характеризуемой спином, и совокупного пучка, описываемого поляризацией. Возможность изучения спина ансамбля частиц определяется теоремой Эренфеста [83] и состоит в том, что уравнения для средних значений квантовых наблюдаемых величин формально тождественны уравнениям классической механики, если все величины заменить на соответствующие средние значения. Применение этой теоремы к чисто квантовой величине – спин, позволяет оперировать понятием – поляризации пучка, где усреднение может осуществляться как по количеству частиц, так и по оборотам. Классическое уравнение описывающее эволюцию вектора спина было получено Телегди, Баргманн, Мишель в 1959 году [84], с учётом одноименной прецессии Томаса. Вращение осуществляется за счёт наличия как магнитного дипольного момента (МДМ), так и ЭДМ

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{S}}{dt} &= (\vec{\Omega}_{\text{MDM}} + \vec{\Omega}_{\text{EDM}}) \times \vec{S}, \\ \vec{\Omega}_{\text{MDM}} &= -\frac{q}{m\gamma} \left\{ (\gamma G + 1) \vec{B}_\perp + (G + 1) \vec{B}_\parallel - \left( \gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right\}, \quad (4.1) \\ \vec{\Omega}_{\text{EDM}} &= -\frac{q}{2m} \left\{ \vec{\beta} \times \vec{B} + \frac{\vec{E}}{c} - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\vec{\beta}}{c} (\vec{\beta} \cdot \vec{E}) \right\}, \quad G = \frac{g - 2}{2}, \end{aligned}$$

где  $\vec{\Omega}_{\text{MDM}}, \vec{\Omega}_{\text{EDM}}$  – угловые частоты обусловленные наличием МДМ и ЭДМ;  $q, m, G$  – заряд, масса и магнитная аномалия;  $\beta$  – нормализованная скорость;  $\gamma$  – Лоренц-фактор;  $d = \eta \frac{q}{2mc} s$  – ЭДМ фактор,  $s$  – спин. Уравнение содержит 2 слагаемых, одно обусловлено наличием МДМ, другое – ЭДМ соответственно [85]. Главным образом, ЭДМ пропорционален силе Лоренца, которая отлична от нуля в элементах с ненулевой кривизной и равняется нулю на прямых участках.

Для непосредственного измерения ЭДМ-компоненты, влияние МДМ на спин должно быть нивелировано. Это может быть достигнуто, во-первых, полным занулением МДМ-члена в каждой точке кольца, такой метод получил название *замороженный спин* (*frozen spin*). Либо интегрально, когда элементы одного типа последовательно компенсируются элементами другого типа, такой подход получил название *квази-замороженный спин* (*quasi-frozen spin*) [24].

На сегодняшний день исследование поляризованных пучков заряженных частиц велось в нескольких ускорительных центрах [86]. Первоначально, с мюонами на эксперименте  $g - 2$  в Брукхейвенской Национальной Лаборатории в США (BNL, USA) [87]. Позднее, в 2004 году изложена идея измерения дейтрана с использованием метода замороженного спина коллаборацией srEDM, также в БНЛ [23]. Предлагалось измерение величины абсолютного значения вертикальной компоненты поляризации. В 2008 году, исследования проводились в накопительном кольце COSY (COoler SYnchrotron) в Исследовательском центре “Юлих” (Forschungszentrum Jülich GmbH, Германия) [23].

Новым крупным центром станет комплекс ОИЯИ NICA-Nuclotron в городе Дубна, Россия, с возможностью всестороннего изучения спиновой физики. В том числе уже упомянутое изучение ЭДМ заряженных частиц, коллайдерные эксперименты с симметричными и асимметричными пучками с целью изучения проблемы ”спинового кризиса”[88], а также поиск аксиона [25]. В данной главе будут рассмотрены способы создания квази-замороженного спина в периодических структурах и возможность их реализации. Кроме того, для измерения ЭДМ

предусмотрено измерение частоты, а не абсолютного роста вертикальной компоненты, что получило название метод частотной области (frequency domain method – FDM) [89].

Помимо рассмотренного в Главах 1-3, коллайдера NICA, в ускорительный комплекс также входит установка Nuclotron [29]. Данный синхротрон предназначен как для самостоятельных экспериментов на выведенной мишени BM@N и изучения управления поляризацией, так и для использования в качестве инжектора поляризованного пучка протонов и дейtronов в коллайдер NICA. Однако, установка была введена в эксплуатацию в 90-е годы [90] и может быть модернизирована с использованием новых современных магнитооптических элементов, производимых непосредственно в ОИЯИ г. Дубна [91]. Для расширения возможностей Nuclotron в качестве самостоятельной машины рассматривается возможность изучения ЭДМ легких заряженных частиц. Такие прецизионные эксперименты возможны на ускорителе, работающем в режиме накопительного кольца с целью долгого удержания сгустка на орбите и накоплению достаточной статистики эксперимента.

Возможность исследования ЭДМ с применением метода квазизамороженного спина возможна также и на установке, изначально для этого не предназначеннай. Однако, поскольку для компенсации влияния МДМ необходимо использование элементов с электрическим полем, требуется дополнительное место для их расположение. Такое может быть достигнуто путем введения обводных каналов. Это возможно в том числе в кольце коллайдера NICA.

В экспериментах по измерению ЭДМ ключевым является достижение высокого значения времени спиновой когерентности (SCT — Spin Coherence Time) порядка 1000 секунд, что было получено в кольце COSY [92]. В течение такого времени когерентный поляризованный пучок удерживается на орбите. Таким образом, для моделирования структуры с возможностью исследования ЭДМ необходимо добиться отсутствия декогеренции, что является отдельной задачей, наравне с обеспечением орбитальной стабильности пучка.

## 4.1 Орбитальная и спиновая динамика в электромагнитных полях

Рассмотрим как орбитальное, так и спиновое движение в электромагнитных полях в обобщенном виде. Для орбитального вращения в поперечном магнитном поле согласно уравнению Лоренца

$$qc\vec{\beta} \times \vec{B}_\perp = \vec{\Omega}_p^B \times \vec{p}, \quad (4.2)$$

где  $q$  – заряд,  $c$  – скорость света,  $\vec{\beta}$  – вектор относительной скорости,  $\vec{B}_\perp$  – поперечное магнитное поле,  $\vec{p}$  – импульс частицы,  $\vec{\Omega}_p^B$  – вектор угловой скорости (индексы означают, что происходит вращение импульса в магнитном поле). Учтем, что импульс частицы представим в виде  $\vec{p} = \gamma mc\vec{\beta}$ , тогда ур. 4.2а с учетом перестановки векторного произведения получаем

$$qc\vec{\beta} \times \vec{B}_\perp = -mc\gamma\vec{\beta} \times \vec{\Omega}_p^B, \quad (4.3)$$

для угловой скорости

$$\vec{\Omega}_p^B = -\frac{q}{m\gamma}\vec{B}_\perp. \quad (4.4)$$

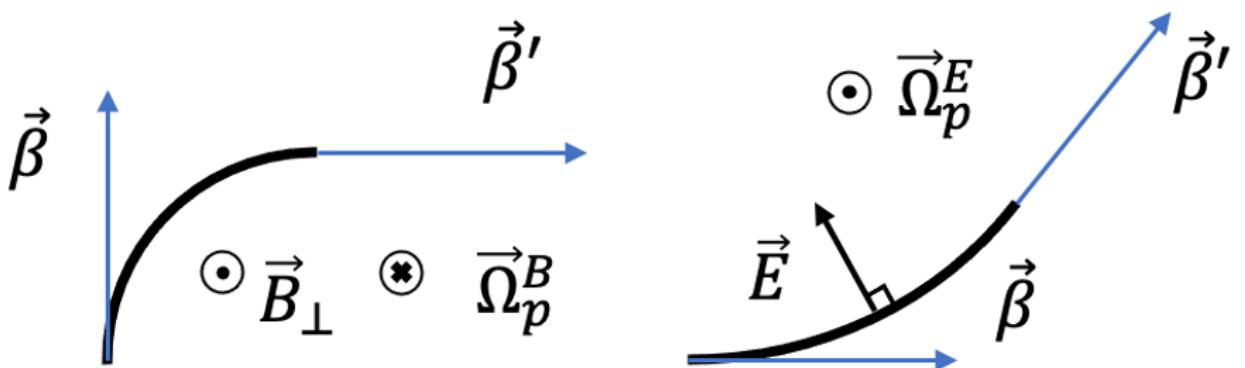


Рисунок 4.1 — Вращение положительно заряженной частицы а) в магнитном поле; б) электростатическом поле.

Для заряженной частицы в электростатическом дефлекторе, выполняющего функцию поворота, всегда соблюдается условие  $\vec{p} \perp \vec{E}$ , тогда происходит движение по окружности (рис.4.1б) и аналогично ур.4.2

$$q\vec{E}_\perp = \vec{\Omega}_p^E \times \vec{p}, \quad (4.5)$$

где  $\vec{E}_\perp$  – электростатическое поле перпендикулярное импульсу,  $\vec{\Omega}_p^E$  – вектор угловой скорости (индексы означают, что происходит вращение импульса в электростатическом поле)

$$q\vec{E}_\perp = mc\gamma\vec{\Omega}_p^E \times \vec{\beta}. \quad (4.6)$$

Для угловой скорости с учётом векторного произведения  $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$ ,  $\vec{\omega} = \frac{\vec{r} \times \vec{v}}{(\vec{r}, \vec{r})}$

$$\vec{\Omega}_p^E = \frac{q}{mc} \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}_\perp}{\gamma(\vec{\beta}, \vec{\beta})} = \frac{q}{m\gamma} \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}_\perp}{c\beta^2}. \quad (4.7)$$

Рассмотрим теперь вращение спинового вектора под действием МДМ, описываемого уравнением Т-БМТ 4.1 относительно вектора импульса

$$\vec{\omega}_p^B = \vec{\Omega}_{MDM}^B - \vec{\Omega}_p^B = -\frac{q}{m\gamma} (\gamma G + 1) \vec{B}_\perp + \frac{q}{m\gamma} \vec{B}_\perp = -\frac{q}{m} G \vec{B}_\perp. \quad (4.8)$$

Величина  $\nu_s^B$  – спин-тюн (*spin-tune*) является скалярной величиной и отражает во сколько раз поворот вектора спина больше поворота вектора импульса

$$\nu_s^B = \frac{|\vec{\Omega}_{MDM}^B - \vec{\Omega}_p^B|}{|\vec{\Omega}_p^B|} = \frac{-\frac{q}{m} G |\vec{B}|_\perp}{-\frac{q}{m\gamma} |\vec{B}_\perp|} = \gamma G. \quad (4.9)$$

Аналогично для вращения в электростатическом поле

$$\begin{aligned} \vec{\omega}_p^E = \vec{\Omega}_{MDM}^E - \vec{\Omega}_p^E &= \frac{q}{m} \left( G + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} - \frac{q}{mc} \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{\gamma\beta^2} = \\ &= \frac{q}{mc} \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Спин-тюн в электростатическом поле

$$\nu_s^E = \frac{|\vec{\Omega}_{MDM}^E - \vec{\Omega}_p^E|}{|\vec{\Omega}_p^E|} = \frac{\frac{q}{mc} \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) |\vec{\beta} \times \vec{E}|}{\frac{q}{mc} \frac{|\vec{\beta} \times \vec{E}|}{\gamma\beta^2}} = \gamma\beta^2 \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right). \quad (4.11)$$

Примечательно, что спин-тюн как в магнитном поле ур. 4.9, так и электростатическом ур. 4.11 не зависит от величины поля в дефлекторе, а определяется энергией и аномальным магнитным моментом.

## 4.2 Общий концепт квази-замороженной структуры

Сформулируем концепцию квази-замороженной структуры в общем смысле. Перейдем от рассмотрения общего случая вращения спина в магнитном и электрическом поле к непосредственным элементам и поворотным аркам. Первым условием является сохранение конфигурации замкнутой орбиты, при этом орбитальная траектория остается неизменной от оборота к обороту. Для периодической структуры это условие может быть сформулировано как

$$\Phi_p^{\text{arc}} + \Phi_p^{\text{comp}} = \frac{2\pi}{N}, \quad (4.12)$$

где индекс  $p$  – указывает на импульс,  $\Phi_p^{\text{arc}}$  и  $\Phi_p^{\text{comp}}$  – суммарное вращение импульса в поворотной арке и компенсаторе спинового вращения,  $N$  – периодичность структуры. Для создания накопительного кольца, подходящего как для изучения ЭДМ, так и исследований на более высокой энергии, важно использовать чисто магнитную арку с поперечным ведущим полем, учитывая ограничения максимальной достижимой напряженности электростатического поля. В этом случае используется отдельный соответствующий спиновый компенсатор, который не возмущает орбиту. Окончательно, данные утверждения могут быть сформулированы как  $\Phi_p^{\text{arc}} = \frac{2\pi}{N}$  и тогда  $\Phi_p^{\text{comp}} = 0$ . Для того, чтобы эффективная сила Лоренца равнялась нулю в спиновом компенсаторе, должно быть использовано как электрическое, так и магнитное поле. Из ур. 4.12 для углов вращения справедливо

$$\Phi_{pB}^{\text{comp}} + \Phi_{pE}^{\text{comp}} = 0, \quad (4.13)$$

где  $\Phi_{pB}^{\text{comp}}$  и  $\Phi_{pE}^{\text{comp}}$  – суммарное вращение в магнитном и электрическом полях спинового компенсатора. Из ур. 4.1 видно, что максимальная эффективность электростатического поля достигается при радиальном направлении по отношению к вектору импульса. Кроме того, такое поле также эффективно для орбитального вращения, что следует из ур. 4.7.

Второе условие для реализации квази-замороженной структуры – компенсация МДМ-вращения на одном периоде кольца

$$\Phi_s^{\text{arc}} + \Phi_s^{\text{comp}} = 0, \quad (4.14)$$

где  $\Phi_s^{\text{arc}}$  и  $\Phi_s^{\text{comp}}$  – суммарное вращение спина в поворотной арке и спиновом компенсаторе. Компенсация осуществляется благодаря фундаментальному различию вращения в магнитном и электрическом поле. Используя соотношения из ур. 4.9, 4.11, получаем уравнения связи для углов в чисто магнитном поле по поворотной арке  $\Phi_s^{\text{arc}} = \nu_{B\perp} \Phi_p^{\text{arc}}$  и магнитном  $\Phi_{sB}^{\text{comp}} = \nu_{B\perp} \Phi_{pB}^{\text{comp}}$  и электрическом  $\Phi_{sE}^{\text{comp}} = \nu_E \Phi_{pE}^{\text{comp}}$  в спиновом компенсаторе. Тогда, для ур. 4.14

$$\begin{aligned} \nu_{B\perp} \Phi_p^{\text{arc}} + (\nu_{B\perp} \Phi_{pB}^{\text{comp}} + \nu_E \Phi_{pE}^{\text{comp}}) &= \\ = \nu_{B\perp} (\Phi_p^{\text{arc}} + \Phi_{pB}^{\text{comp}}) + \nu_E \Phi_{pE}^{\text{comp}} &= 0. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Окончательно, согласно первому и второму условию квази-замороженного спина, для угла вращения в магнитном или электрическом поле в компенсаторе МДМ-вращения

$$\Phi_{pE}^{\text{comp}} = -\Phi_{pB}^{\text{comp}} = \Phi_p^{\text{arc}} \frac{\gamma^2 G}{G+1} = \frac{2\pi}{N} \frac{\gamma^2 G}{G+1}. \quad (4.16)$$

Стоит отметить, что не было упомянуто о физической структуре компенсирующего элемента, а только об интегральных характеристиках представленных компонентов поля.

#### 4.2.1 Эффективная длина элемента, компенсирующего МДМ-вращение

Эффективная длина компенсирующего элемента может быть рассчитана для магнитного и электрического полей

$$L = \Phi_{pB}^{\text{comp}} R_B = \Phi_{pE}^{\text{comp}} R_E, \quad (4.17)$$

где  $R_B$ ,  $R_E$  – радиус кривизны магнитного и электрического поля. Радиус кривизны элемента с электрическим и магнитным полем может быть найден как

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_E}, \quad R_B = \frac{B\rho}{B}, \quad R_E = \frac{\kappa}{E}, \quad (4.18)$$

где  $B\rho = \frac{p_0}{e}$  – магнитная жесткость,  $p_0 = \gamma m \beta c$ ,  $\kappa = \frac{p_0 \beta c}{e}$  – электрическая жесткость. Поскольку для фильтра Вина  $R = \infty$ , то и радиусы кривизны связаны  $R_B = -R_E$ . И для выбора радиуса достаточно определить либо магнитное поле, либо электрическое. Более строгое ограничение дается на электрическое поле

$E_{\max} = 10 - 13 \text{ МВ/м}$  [93]. Для минимальной длины в периодической структуре из ур. 4.16, 4.17

$$L_{\min} = \Phi_{pE}^{\text{comp}} R_E = \frac{2\pi}{N} \frac{\gamma^2 G}{G + 1} \frac{\kappa}{E_{\max}} = \frac{2\pi}{N} \frac{G}{G + 1} \frac{mc^2}{e} \frac{\gamma(\gamma^2 - 1)}{E_{\max}}. \quad (4.19)$$

### 4.3 Определение оптимальной энергии эксперимента

Как видно из Т-БМТ уравнения, зависимость от энергии пучка является определяющей для проведения эксперимента. Эксперимент по исследованию ЭДМ не требует специального детектора, необходимо только наличие поляриметра с достаточной анализирующей способностью. Такое устройство измеряет асимметрию рассеяния на образце. Это требование устанавливает энергию эксперимента и определяется потребностями поляриметрии. Для протона, наибольшее сечение рассеяния на углеродной мишени находится при энергии пучка 270 МэВ и 135 МэВ/нуклон для дейтрона [94; 95]. Изменение конечной энергии эксперимента приводит к снижению анализирующей способности поляриметра и увеличивает естественное время измерения для достижения статистической значимости.

### 4.4 Влияние сорта частиц на особенности спиновой динамики

Из уравнений 4.9, 4.11 видно, что для спиновой динамики сорт частиц существенно влияет на вращение относительно импульса. Кроме того, различное соотношения заряда к массе также влияет на орбитальную динамику пучка.

В зависимости от сорта исследуемых частиц аномальный магнитный момент значительно отличается для протона  $G_p = 1.79$  и дейтрана  $G_d = -0.14$ . Если рассмотреть вывод формул 4.16, 4.19, то всюду учитывалось, что введенные углы могут иметь как положительный, так и отрицательный знак. Таким образом, уравнения могут быть использованы как для рассмотрения дейтрана, так и протона. Приведённые различия требуют применения индивидуальных подходов к каждому типу частиц при планировании экспериментов и анализе результатов.

В магнитном поле направление вращения зависит исключительно от знака аномального магнитного момента и не зависит от энергии. Однако на величину относительного вращения влияют как энергия, так и абсолютное значение аномального магнитного момента. Для протонов этот эффект настолько важен, что вращение спина в поворотной арке должно быть ограничено  $\gamma G \cdot \Phi_p^{\text{arc}} < \pi/2$ , чтобы сохранить возможность накопления ЭДМ для продольно поляризованного пучка. Использование периодических структур может сохранить возможность измерения ЭДМ протона с помощью квази-замороженной структуры, периодичность которой должна составлять не менее  $N = 8$ .

Для того, чтобы оценить отличие измерения ЭДМ в квази-замороженной и замороженного структуре, в первом порядке используем коэффициентом [48]

$$J_0(\Phi_s^{\text{arc}}) = 1 - \frac{\Phi_s^{\text{arc}}{}^2}{4}, \quad (4.20)$$

где  $\Phi_s^{\text{arc}}$  представляет угол, связанный с МДМ-эффектом поворотной арки одного периода. Для различной периодичности частиц и структур в таблице 6 приведены основные параметры. Максимальная периодичность, рассматриваемая как  $N = 16$ , обусловлена сложностями проектирования структуры. Показано, что для дейtronов QFS структура близка к FS. Для протонов 16-периодическая структура может предоставить реальную возможность отработки методологии измерения ЭДМ.

Таблица 6 — Значение угла отклонения спина в одном периоде и соответствующий коэффициент, выражющий ослабление ЭДМ-сигнала в квази-замороженной структуре относительно замороженной для разного сорта частиц и периодичности.

| Частица   | $N$ | $\Phi_s^{\text{arc}}, \text{deg}$ | $J_0(\Phi_s^{\text{arc}})$ |
|-----------|-----|-----------------------------------|----------------------------|
| Дейtron d | 2   | -29.45                            | 0.934                      |
|           | 4   | -14.72                            | 0.983                      |
|           | 8   | -7.36                             | 0.996                      |
|           | 16  | -3.68                             | 0.999                      |
|           | 8   | 103.83                            | 0.179                      |
| Протон p  | 16  | 51.91                             | 0.795                      |

Взаимодействие протонов и дейtronов с электростатическим полем обуславливает различия в их спиновой динамике. Для протонов направление

прецессии спина определяется энергией и особенно чувствительно вблизи так называемой магической энергии, соответствующей  $\gamma_{\text{mag}} = \sqrt{\frac{G_p+1}{G_p}} \approx 1.248$  (233 МэВ). В любом случае, влияние электрического поля на протон намного ниже, чем на дейтроны, как показано на рис. 4.2. Для дейтронов не существует эквивалентной магической энергии, и их поведение при вращении со спином остается неизменным на всех уровнях энергии.

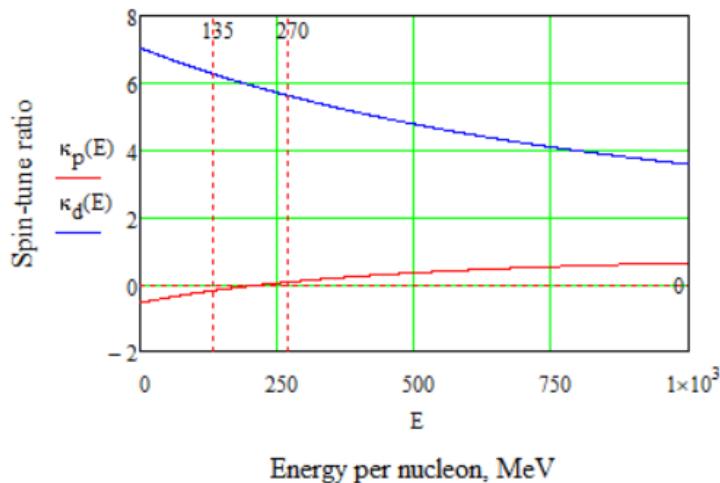


Рисунок 4.2 — Отношение спин-тюнов  $\kappa = \frac{v_{B_\perp}}{v_E}$  поперечного магнитного и электрического поля для дейтрана и протона.

Эти фундаментальные различия приводят к нескольким важным выводам при построении структуры кольца. В частности, для изучения обоих типов частиц необходимо специальным образом проектировать установку. Согласно ур. 4.16 направление вращения для протона и дейтрана различается. Это указывает на необходимость смены полярности полей спинового компенсатора, либо поворота его на  $\pi$  вдоль продольной оси. Кроме того, минимально достижимая длина компенсатора определяемая ур. 4.19, для протона больше, чем для дейтранов при оптимальной энергии поляриметра. Это несоответствие может быть устранено путем снижения экспериментальной энергии для протонов (рис. 4.3). При длине спинового компенсатора, эквивалентной той, которая используется для дейтранов, энергия протонов должна быть снижена до 73 МэВ, анализирующая способность уменьшается в 2-3 раза, что полезно для проработки методики исследования, но недостаточно для статистической проверки (таблица 7). Двумя приемлемыми подходами для создания дополнительных электромагнитных полей в роли спинового компенсатора является применение фильтра Вина или электростатического дефлектора с киккером, что будет рассмотрено далее.

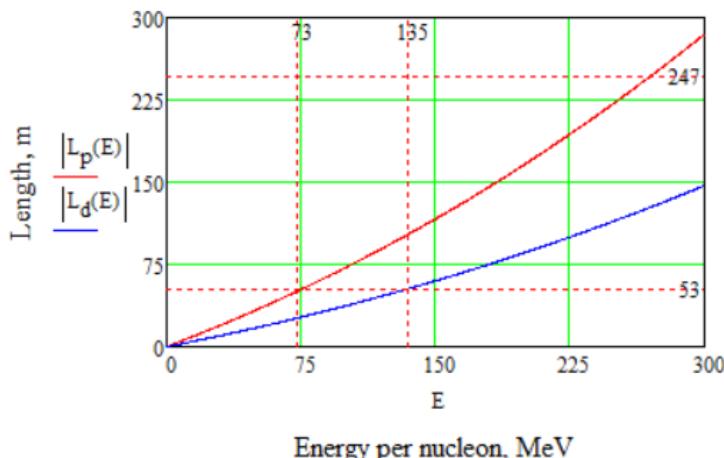


Рисунок 4.3 — Зависимость длины компенсирующего элемента в зависимости от энергии сгустка на нуклон.

Таблица 7 — Параметры частиц, оптимальная энергия эксперимента и соответствующая полная длина спин компенсирующих элементов.

| Частицы   | $A/Z$ | $G$   | $\gamma_{\text{exp}}$ | $E_{\text{exp}}$ , МэВ/нуклон | $L$ , м |
|-----------|-------|-------|-----------------------|-------------------------------|---------|
| Дейтрон d | 2     | -0.14 | 1.144                 | 135                           | 53      |
| Протон p  | 1     | 1.79  | 1.289                 | 270                           | 247     |
|           |       |       | 1.078                 | 73                            | 53      |

#### 4.4.1 Применение прямого фильтра Вина со скрещенными полями

Фильтр Вина является важным инструментом в ускорителях частиц, предназначенным для манипуляции спиновой динамики без изменения орбитальной траектории частиц. Это достигается за счет использования перпендикулярных магнитного и электрического поля, которые компенсируют друг друга, что приводит также к компенсации силы Лоренца и не возмущает спин за счет ЭДМ. Такая конфигурация позволяет частицам двигаться по прямой линии, обеспечивая при этом компенсацию МДМ-эффекта, что делает фильтр идеальным для экспериментов, требующих манипуляций со спином. Конструкция фильтра гарантирует отсутствие чистого отклонения вдоль линии пучка, минимизируя дополнительные требования к пространству в прямых секциях кольца и предполагает классическое последовательное расположение элементов кольца.

На рис. 4.4 представлены принципиальные схемы квази-замороженного спина для дейтрона, так и для протона. Во-первых, показано, что отклонение спи-

на за один период из-за МДМ-эффекта в магнитной арке значительно больше для протона. Во-вторых, направления полей для разного сорта частиц меняют знак.

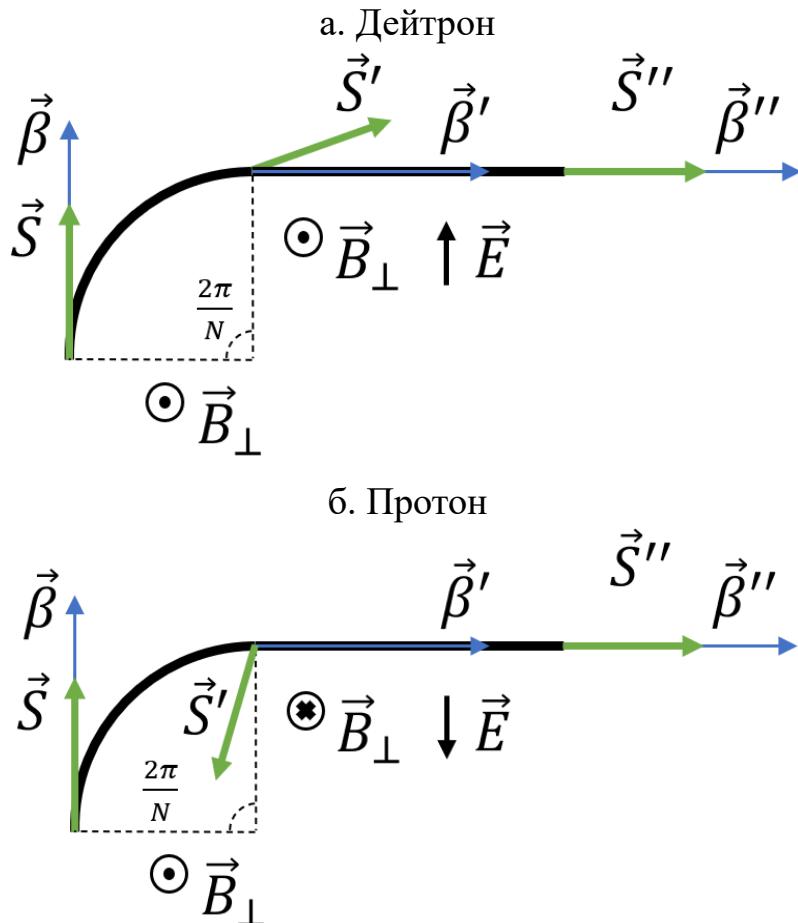


Рисунок 4.4 — Принципиальная схема одного периода квази-замороженной структуры с фильтрами Вина для а. дейтронов, б. протонов.

Адаптивность фильтра Вина проявляется в возможности его использования как для дейtronов, так и для протонов; для дейtronов он может быть использован непосредственно на оптимальных энергиях, тогда как для протонов в той же структуре необходимо изменить полярность или повернуть установку на  $\pi$  вдоль продольной оси и использовать на более низких энергиях. Эта гибкость способствует разработке методологии для изучения спиновой динамики различных типов частиц, улучшая экспериментальные подходы. В целом, способность фильтра Вина управлять спином частиц без нарушения их орбиты, делает его перспективным элементом в современных прецизионных экспериментах.

#### 4.4.2 Применение электростатического дефлектора и дополнительного киккера

Чисто электростатический дефлектор предназначен для изменения как траекторий частиц, так и спиновой динамики, при этом создается радиальное электрическое поле с ненулевой кривизной. В отличие от фильтра Вина, дефлектор требует дополнительного киккера для компенсации орбитальных отклонений, что увеличивает общую длину спинового компенсатора.

При необходимости введения электростатической арки с кривизной  $\Phi_{pE}^{\text{def}}$ , магнитные арки должны дополнительно поворачивать на угол  $\Phi_{pB}^{\text{kick}}$  при помощи киккеров. На рис. 4.5а изображено поведения спин-вектора для дейтрана при последовательном действии магнитной арки, киккера, электростатической арки с отрицательной кривизной и симметрично расположенного киккера. Для протона же меняется кривизна электростатической арки, а также дополнительных киккеров, а для измерений на полной энергии увеличивается и их эффективная длина, что показано на рис. 4.5б. Поворот импульса, после прохождения периода должен также быть повернут на  $\frac{2\pi}{N}$  для обеспечения квази-замороженного условия.

Использование таких элементов особенно интересно для создания обходных секций в дополнение к исходным прямым секциям, позволяя варьировать структуру установки. Однако, необходимо учитывать расстояние между пространственным расположением оборудования, чтобы обеспечить возможность независимой работы. Основная сложность заключается в том, что для каждого типа частиц требуется различная кривизна, которую необходимо определить на этапе проектирования структуры. Несмотря на эти сложности, электростатический дефлектор с киккером предлагает надежное решение для управления спином и траекторией частиц.

Такой результат говорит о том, что принципиальным для реализации квази-замороженности остается наличие отклоняющих полей. При использовании чисто электростатических дефлекторов, необходимо использовать дополнительный внешний магнитный толчок. В случае же прямого фильтра Вина используется скрещенные магнитное и электростатическое поля. Интегральная величина поля при этом сохраняется.

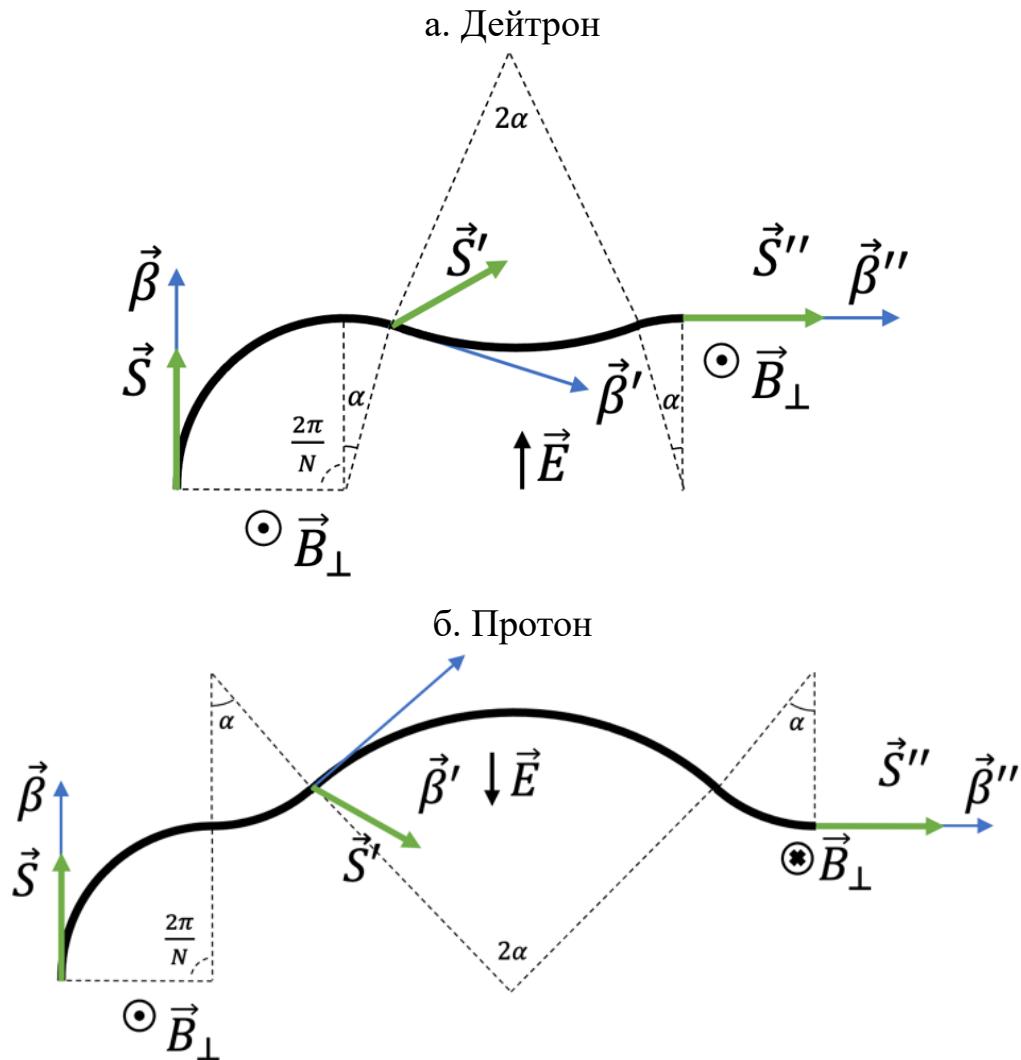


Рисунок 4.5 — Принципиальная схема одного периода квази-замороженной структуры с электростатическими дефлекторами для а. дейтронов, б. протонов.

Как видно из рассмотренных принципиальных структур, изучение одновременно ЭДМ дейтрана и протона в структуре с электростатическими дефлекторами не целесообразно по сравнению со структурой с использованием фильтров Вина. Во-первых, требуемая длина дефлекторов равна длине фильтров Вина, но в первом случае необходимы дополнительные киккеры. Во-вторых, кривизна дефлекторов для протонов и дейтранов имеет различный знак. В тоже время, фильтры Вина устанавливаются на прямой участок и не требуют альтернативного канала. А для изучения протонов в фильтрах Вина может быть изменена полярность, либо сам элемент повернут на 180 градусов относительно продольной оси. Использование дефлекторов может быть полезно в случае естественной способности орбитально отклонять пучок, что позволяет создать альтернативный канал.

#### **4.5 Применение концепции квази-замороженного спина в действующих ускорительных установках**

В настоящее время предложенные энергетические требования для ЭДМ исследований установлены на уровне 270 МэВ и ниже, однако никаких ограничений относительно орбитального вращения в арке не сделано. Основным условием является обеспечение поворота импульса на определенный угол  $\Phi_p^{\text{arc}}$  с соответствующим поворотом  $\Phi_s^{\text{arc}}$  для спина, что может быть достигнуто путем достаточного набора интеграла магнитного поля в диполях. Величина магнитного поля диполей может изменяться произвольно, однако установка его максимального значения с учетом особенностей структуры позволяет минимизировать эффективную длину поворотных арок. Такой подход не только оптимизирует исследования на текущем уровне энергии, но и открывает возможности для работы с различными пучками при энергиях потенциально достигающих нескольких ГэВ. Универсальность квази-замороженной структуры обеспечивает возможность её интеграции в различные установки, включая существующие ускорительные кольца, при соблюдении современных экспериментальных требований, предъявляемых к работе на повышенных уровнях энергии. Применение предложенного подхода будет рассмотрено сразу для двух установок ОИЯИ: бустера Nuclotron в коллайдер NICA и непосредственно самого коллайдера.

#### **4.6 Использование Nuclotron в качестве бустера лёгких поляризованных частиц в коллайдер NICA**

Рассмотрим возможность использования синхротрона Nuclotron для ЭДМ исследований с применением концепции квази-замороженного спина.

В первую очередь, текущая структура Nuclotron предназначена для ускорения поляризованного пучка протонов до энергии порядка 8 ГэВ с возможной последующей инжекцией в коллайдер NICA для экспериментов на SPD детекторе при энергии 12.4 ГэВ. Как было показано ранее в Главе 2, прохождение критической энергии без потерь в регулярной структуре коллайдера NICA при энергии 5.7 ГэВ является необходимым требованием эксперимента для достижения тре-

буемой светимости. Таким образом инжекция из бустера может быть рассмотрена при энергии пучка 1) ниже критической; 2) выше критической энергии коллайдера NICA. В первом случае скачок критической энергии должен быть осуществлен непосредственно в кольце коллайдера, что накладывает значительные ограничения на параметры пучка, в результате которых снижается светимость конечного эксперимента. Во втором случае, после инжекции необходимо охлаждение пучка при энергии 7-10 ГэВ. Однако, текущий электронный охладитель рассчитан на энергию пучка 2-3 ГэВ, что делает необходимым разработку новой установки электронного охлаждения для работы на повышенной энергии.

В качестве альтернативы, в Главе 3 был рассмотрен вариант модернизации кольца NICA, позволяющий повысить критическую энергию. В данном случае проблема её пересечения отсутствует, поскольку во всём диапазоне вплоть до конечной энергии эксперимента критическая энергия не достигается. В этом случае инжекция из бустера может осуществляться на энергии 2 – 3 ГэВ с эффективным электронным охлаждением на уже разработанной установке. Таким образом, максимальная энергия кольца Nuclotron может быть снижена без потери функции бустера.

#### **4.6.1 Требования к магнитооптической структуре синхротронов Nuclotron-NICA в задаче исследования ЭДМ лёгких ядер**

Окончательно, сформулируем ключевые требования, которые должны быть реализованы при модернизации кольца Nuclotron:

1. Применение Nuclotron в качестве бустера поляризованных частиц в коллайдер NICA при минимальной энергии протонного пучка 2-3 ГэВ;
2. Возможность проведения прецизионных экспериментов по исследованию ЭДМ заряженных частиц с использованием квази-замороженной концепции.

Текущая структура Nuclotron не предполагает проведения экспериментов по исследованию ЭДМ. Рассмотрим возможные способы реализации такой программы на текущей установке, а также возможные опции модернизации. В первую очередь, рассмотрим необходимые требования с точки зрения спиновой динамики. Основным является требование скомпенсированности МДМ

компоненты. Для достижения этого эффекта может быть использован метод замороженного спина. В таком случае, спин-вектор будет всюду сонаправлен с вектором импульса и относительное МДМ вращение будет отсутствовать. При таком подходе спин остается с всюду со-направлен с направлением импульса. Как можно увидеть из уравнений Т-БМТ и проведенного ранее анализа, данная методика требует применения элементов со скрещенными магнитными и электрическими полями. Наличие чисто магнитных арок приводит к невозможности использовать метод замороженного спина для компенсации МДМ вращения.

В качестве альтернативы методу замороженного спина может применяться метод квази-замороженного спина, который основан на пространственном разделении электрического и магнитного полей и последовательной компенсации МДМ-компоненты. Компенсация может быть осуществлена на прямых участках с необходимостью применения электрического поля. В роли компенсирующих элементов для текущей опции устройства структуры могут быть рассмотрены как чисто электростатические дефлекторы, так и фильтры Вина со скрещенными электрическим и магнитным полем.

Стоит отметить, что Nuclotron должен быть использован в качестве бустера в NICA. Поэтому совместно с низкоэнергетической опцией для изучения ЭДМ, рассчитанной на энергию порядка сотен МэВ, необходимо реализовать структуру, работающую для ускорения поляризованного протонного пучка до энергии порядка единиц ГэВ. Таким образом, в качестве ведущего должно выступать магнитное поле в поворотных магнитах, поскольку электрическое поле не способно ускорять до энергий порядка единиц ГэВ. Кроме того, отдельное внимание будет уделено критической энергии Nuclotron. Она должна лежать выше максимальной энергии пучка для сохранения его стабильности.

#### 4.6.2 Текущая магнитооптика Nuclotron

Принципиальная схема текущей восьмипериодической структуры Nuclotron с длиной  $L_{NUC} = 251$  м представлена на рис. 4.6а. На рис. 4.7 изображены параметры Твисса для одного периода, неоптимальные с точки зрения подавления дисперсионной функции на прямых участках. Суммарная длина прямых промежутков составляет  $L_{free} = 7 \times 8 = 56$  м. Следовательно, размещение

фильтров Вина с длиной  $L_{WF} = 53$  м на прямых участках немодернизиованной структуры Nuclotron практически полностью исключает возможность установки дополнительного необходимого оборудования.

Рассмотрим возможность создания обводных каналов в исходной структуре. В качестве компенсирующих элементов предполагаются электростатические дефлекторы, обладающие ненулевым радиусом кривизны. При таком подходе оборудование можно расположить параллельно при наличии достаточного расстояния между полученными каналами. На рис. 4.6б показана принципиальная схема текущей структуры Nuclotron с электростатическими дефлекторами. Максимальное расстояние между каналами может составить порядка 18 см, что недостаточно для параллельного расположения.

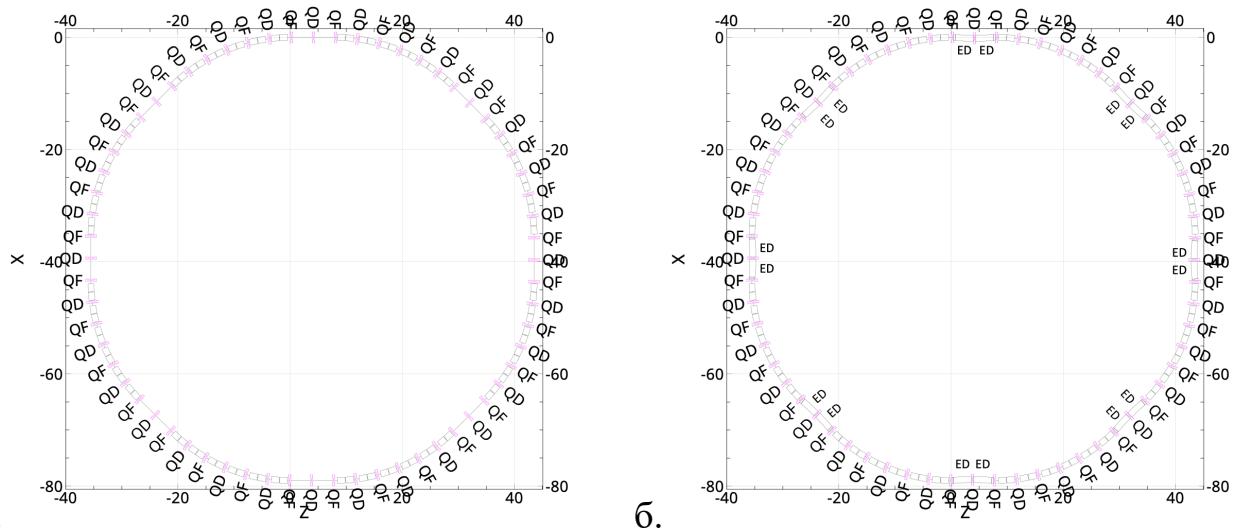


Рисунок 4.6 — Принципиальная схема расстановки структуры Nuclotron с текущим расположением элементов и с введением электростатических дефлекторов.

Приведённые факты показывают необходимость увеличения длины прямых участков. Может быть рассмотрена модернизация структура с оптимизированными диполями с максимальным магнитным полем 1.8 Тл. Суммарная длина прямых промежутков должна составить  $L_{free} + L_{WF} = 56 + 53 = 109$  м. Оставшееся место будет использовано для расстановки магнитных элементов: диполей, квадрупольей, секступолей. Длина магнитной арки  $L_{arc} = 17.5$  м, а длина магнитов изменяется от 1.44 м до 1.78 м, при этом их количество сокращается вдвое с 96 до 48. Тогда максимальная энергия протонного пучка может составлять до 6.5 ГэВ. Данная опция удовлетворяет требованию использования Nuclotron в качестве бустера при 2–3 ГэВ, а также возможности его использования на выведенной мишени экспериментов BM@N с понижением энергии с 10 ГэВ до 6.5 ГэВ [96].

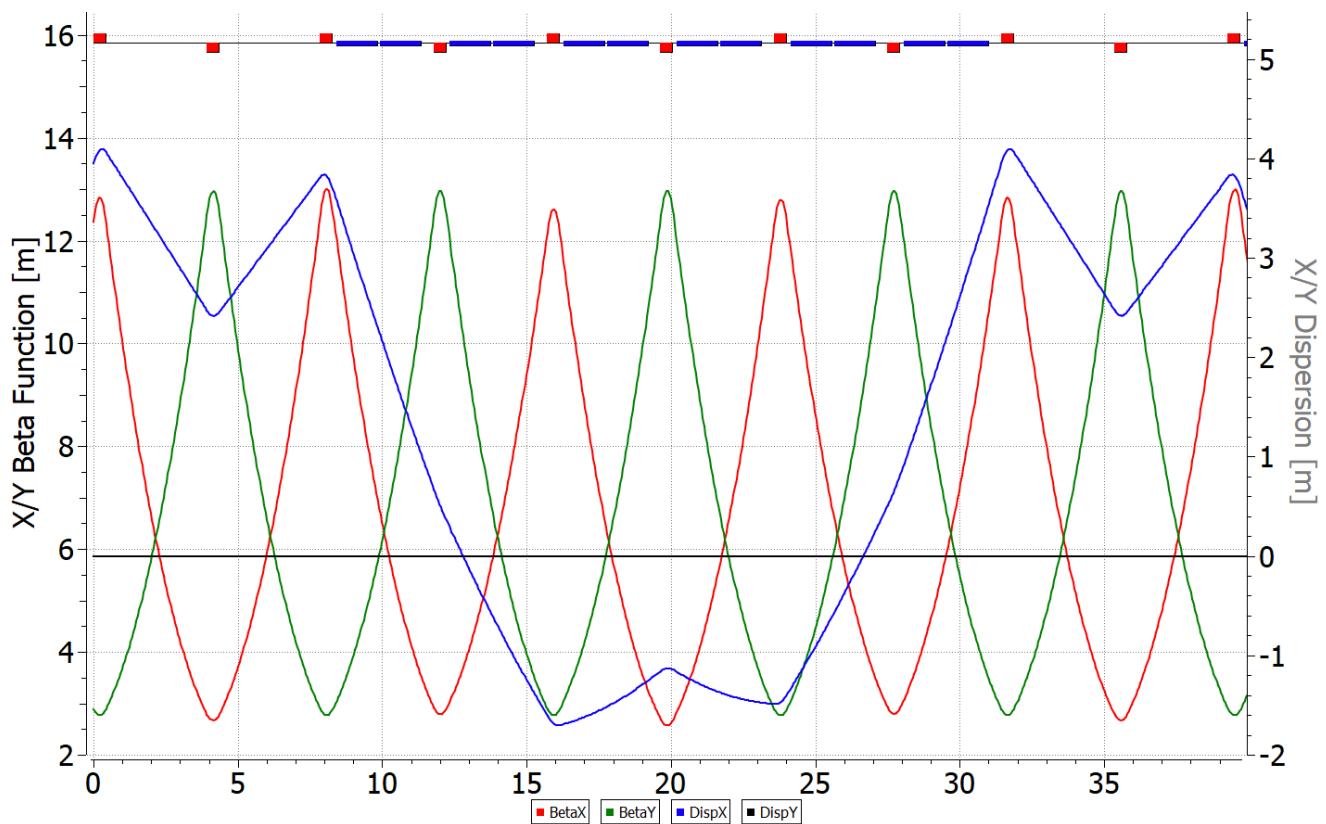


Рисунок 4.7 — Твист-функции текущей регулярной структуры Nuclotron.

Фильтры Вина могут быть расположены на прямых участках, а для дефлекторов неизбежно должны быть реализованы дополнительные каналы.

#### 4.6.3 Модернизированная восьмипериодическая структура

С учетом вышесказанного, была реализована восьмипериодическая структура на основе простейшей ФОДО ячейки. В такой структуре могут быть применены обе опции подавления МДМ-компоненты: прямыми фильтрами Вина и электростатическими дефлекторами с киккер-магнитами. Можно заметить, что в случае применения дефлекторов отсутствует необходимость использования прямых промежутков для нужд ЭДМ эксперимента. Дефлекторы могут быть расположены как по краям, так и в центре каналов, что показано на рис. 4.8, при этом расстояние между каналами составляет 47 и 50 см соответственно.

Подавление дисперсии на арке может быть осуществлено выбором кратного количества набега фазы  $\nu_{x,y} = 1$ , что показано на рис. 4.8. Стоит отметить, что наличие электростатических элементов при энергии  $E_{\text{edm}} = 270$  МэВ при-

водит к искажению дисперсии на длине периода, без возможности компенсации соответствующим магнитным полем. Однако, она может быть дополнительно компенсирована квадрупольями арки, при этом набег фазы также искажается, что может приводить к сложностям с подавлением нелинейности. Пример такой компенсации показан на рис. 4.9.

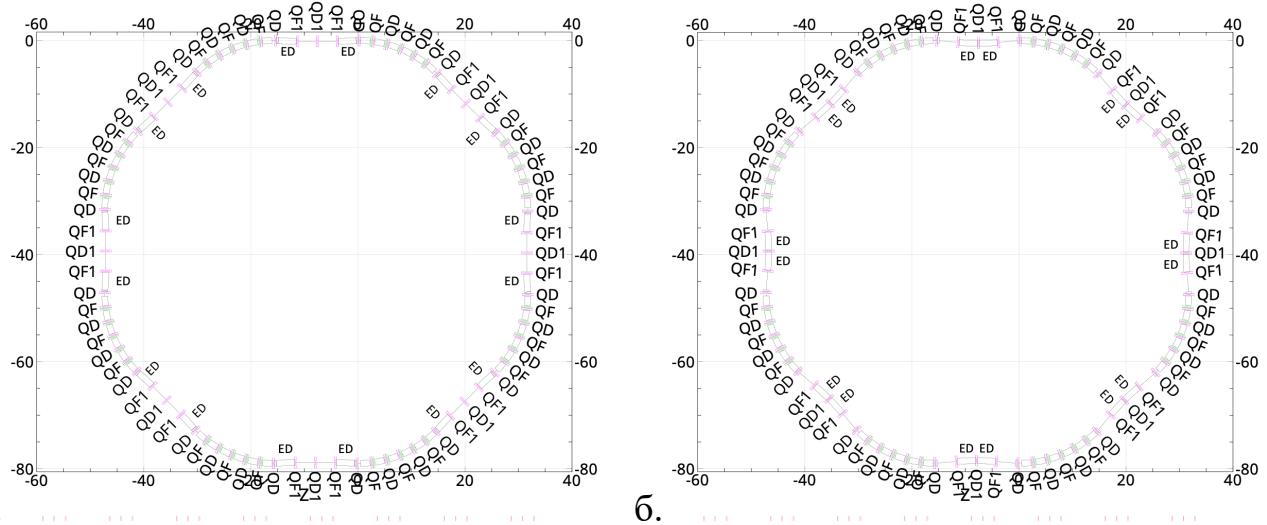


Рисунок 4.8 — Принципиальная схема восьмипериодической структуры Nuclotron с текущей расстановкой при введении электростатических дефлекторов.

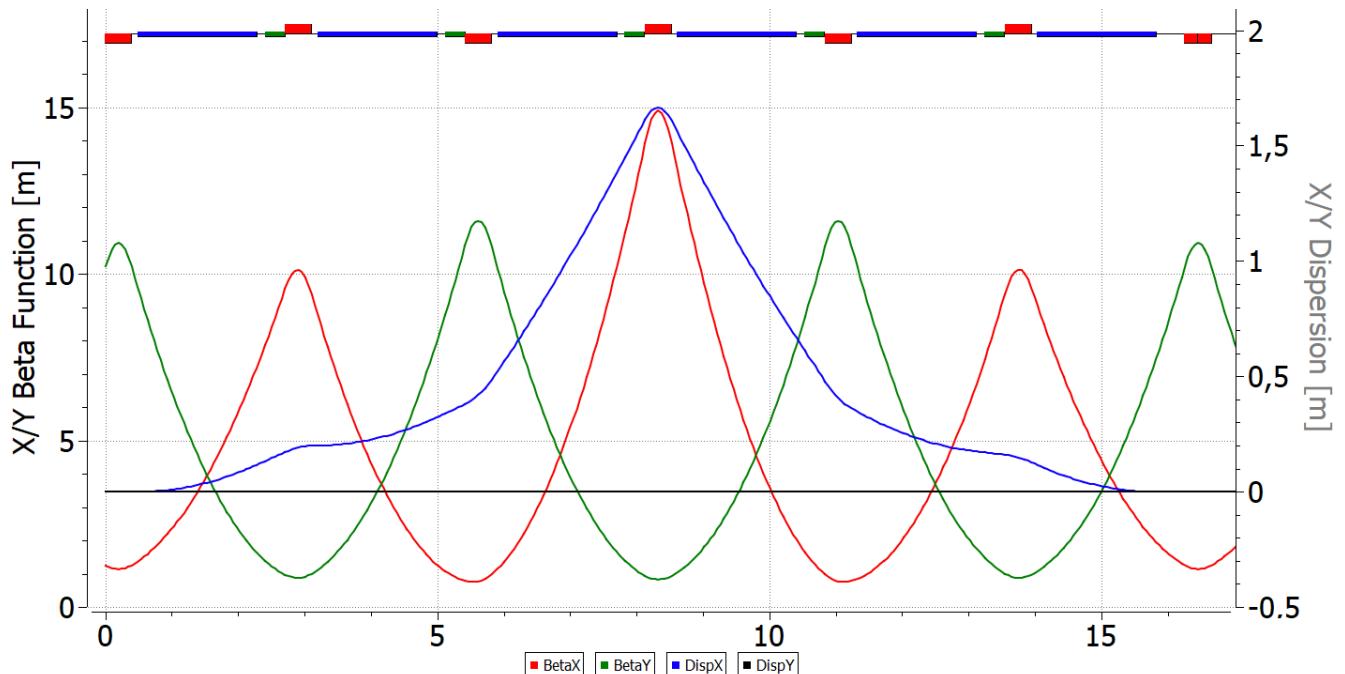


Рисунок 4.9 — Твисс-функции регулярной поворотной арки восьмипериодической модернизированной структуры Nuclotron.

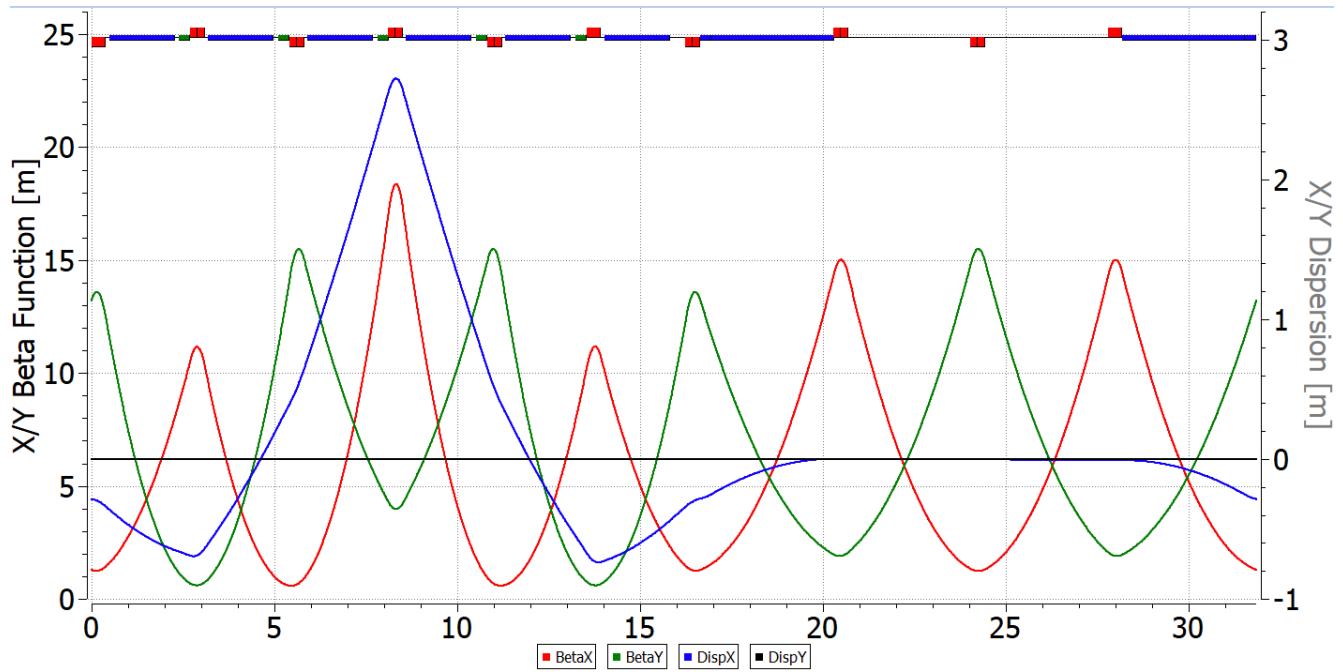


Рисунок 4.10 — Твисс-функции регулярной поворотной арки восьмипериодической модернизированной структуры Nuclotron с дефлекторами.

#### 4.6.4 Модернизированная 16-периодическая структура

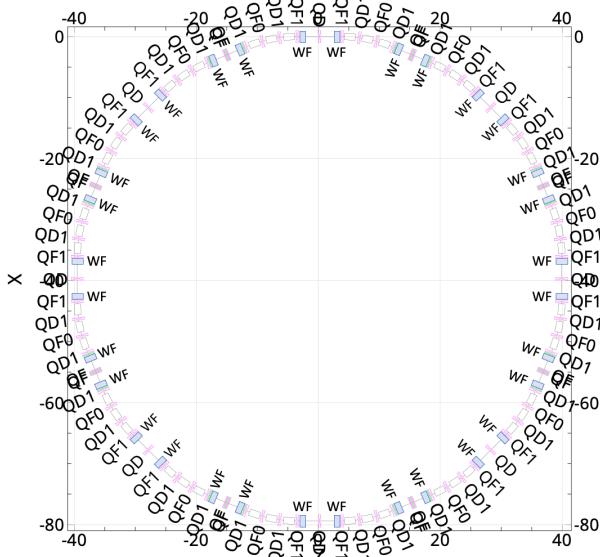


Рисунок 4.11 — Принципиальная схема 16-ти периодической структуры Nuclotron с текущей расстановкой при введении фильтров Вина.

Увеличение числа периодов структуры с квази-замороженным спином позволяет приблизить ее свойства к характерным для режима замороженного спина и, как следствие, повысить точность проведения эксперимента. Периодичность структуры особенно значима для излучения ЭДМ протона, что отражено в табл.

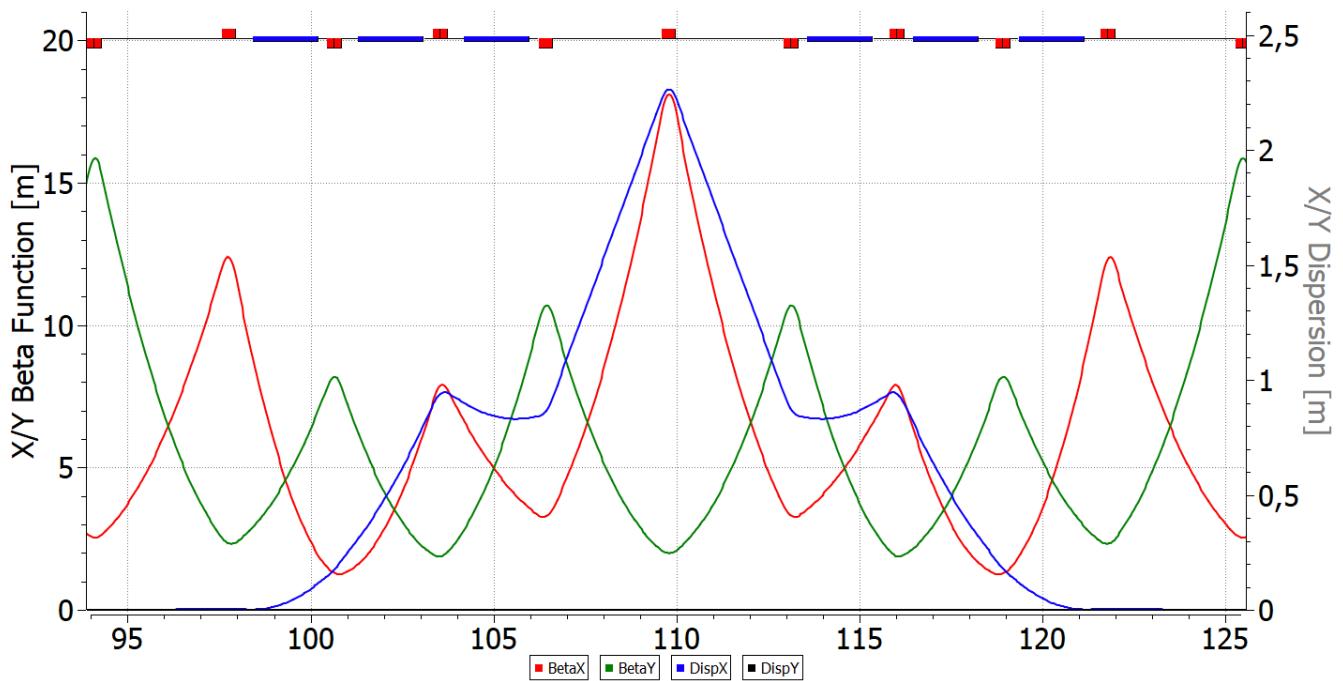


Рисунок 4.12 — Твисс-функции 16-периодической модернизированной структуры Nuclotron без фильтров Вина.

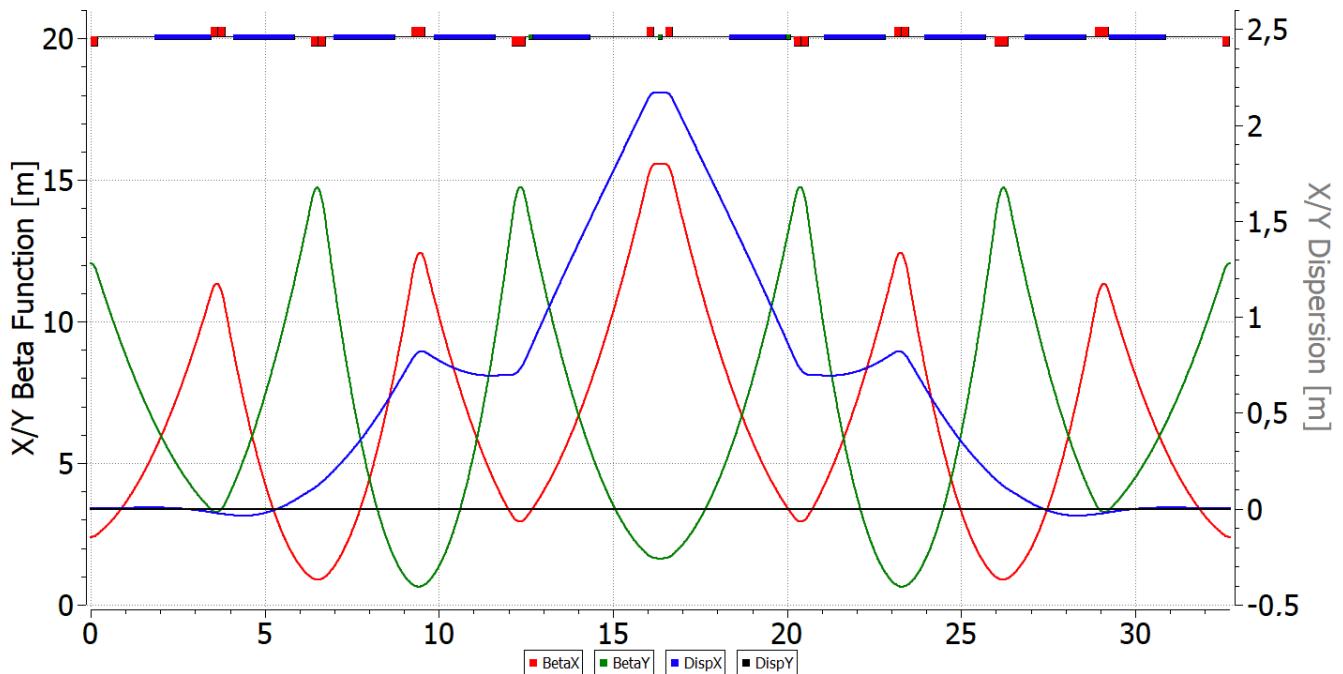


Рисунок 4.13 — Твисс-функции 16-периодической модернизированной структуры Nuclotron с фильтрами Вина.

6. Для изменения числа периодов, в уже рассмотренной восьмипериодической структуре, магнитная арка может быть раздвинута для создания дополнительного прямого промежутка. Принципиальная схема показана на рис. 4.11, а конкретная магнитооптика без фильтров Вина на рис. 4.12 и с фильтрами Вина на рис. 4.13. Такой подход нарушает регулярность и соответствующая структура

должна быть рассмотрена как резонансная, подобно представленному в Главе 3. Стоит отметить, что данная структура называется 16-периодической по причине возможности разделения фильтров Вина на большее количество, уменьшая угол отклонения спин-вектора вдвое относительно приведенной выше структуры. Однако, по своей сути, магнитная структура имеет периодичность равную восьми.

С точки зрения построения магнитооптической структуры модернизированного Nuclotron следовали нескольким целям. Во-первых, как мы видим, суперпериод построен таким образом, чтобы в центральной ячейке было дрейфовое пространство без поворотных магнитов, в месте, где дисперсионная функция имеет максимальное значение при бесконечной кривизне траектории, что позволяет поднять критическую энергию. Во-вторых, число суперпериодов, равное восьми, незначительно превышает частоту бетатронных колебаний  $\nu_x$  в горизонтальной плоскости, что облегчает регулировку коэффициента уплотнения орбиты и, как следствие, критической энергии. В-третьих, введение центрального дрейфа упрощает размещение трех семейств секступолей, необходимых для регулирования бетатронной и спиновой хроматичностей, в то время как боковые дрейфовые участки удобны для размещения фильтров Вина.

Таблица 8 — Основные параметры модернизированных структур Nuclotron.

| Структура  | Длина магнита, м | Количество магнитов | $B\rho$ , Т·м | Макс. энергия дейtronов, ГэВ | Макс. энергия протонов, ГэВ |
|------------|------------------|---------------------|---------------|------------------------------|-----------------------------|
| Текущая    | 1.44             | 96                  | 39.6          | 10.14                        | 10.97                       |
| 8-период.  | 1.78             | 48                  | 24.4          | 5.7                          | 6.47                        |
| 16-период. | 1.78             | 48                  | 24.5          | 5.7                          | 6.47                        |

#### 4.7 Предпосылки модернизации главного кольца NICA

Для изучения ЭДМ в кольце коллайдера NICA рассматривается использование концепции квази-замороженного спина, поскольку поворотные арки являются чисто магнитными. Коллайдерная мода использует всё пространство прямых промежутков для установки необходимого оборудования (охлаждение, ускоряющие ВЧ-станции, диагностика), а также имеет точки соударения для изучения

в детекторах. Для решения обоих указанных проблем, могут быть созданы альтернативные обводные каналы (*bypass*), в которых будут расположены прямые фильтры Вина. Таким образом, появляется возможность использования главного кольца NICA в качестве накопителя, а не в режиме коллайдера. Создание обводных каналов является большим преимуществом, не требующим значительной перестройки комплекса и затрат, при этом, позволяющим задействовать NICA в различных экспериментах. Особая форма коллайдера – рейтстрак (*racetrack*) состоит из двух магнитных поворотных арок и имеет периодичность равную двум. Данная особенность существенно ограничивает потенциал установки для изучения ЭДМ протона, поскольку в такой конфигурации невозможно накопление ЭДМ-компоненты. Однако, сохраняется потенциал для изучения ЭДМ дейтрона. Отдельным преимуществом коллайдера является наличие двух колец и возможности изучения пучка в прямом и обратном направлении.

При проектировании накопительного кольца NICA с обводными каналами необходимо оставить геометрию арок неизменной для полного сохранения исходных функций. Остается возможным только изменение полей в уже установленных элементах. В будущем вся предлагаемая магнитооптика будет рассмотрена для дейтронов с энергией 240 МэВ. Стоит отметить, что расчеты показывают основные параметры магнитного поля основных диполей арки  $B_{\text{dip}} = 0.132$  Тл, а также магнитную жесткость  $B\rho = 3.252$  Тл·м. Ненулевая дисперсия в поворотной арке подавлена по её краям. Таким образом, прямой участок имеет нулевую дисперсию по всему периметру. Общая длина оригинального кольца NICA  $L_{\text{acc}} = 503.04$  м, длина одной арки составляет  $L_{\text{arc}} = 142.15$  м, следовательно, остаётся доступным  $(L_{\text{acc}} - 2L_{\text{arc}})/2 = 109.6$  м для организации обводного канала.

Для орбитального отклонения рассматривались дипольные магниты, чтобы обеспечить поворот на угол  $\alpha = 9^\circ$ . Сила диполя  $B_{\text{BP}} = 1$  Тл при длине  $L_{\text{dip}}^{\text{BP}} = 50$  см. Альтернативный прямой участок находится на расстоянии 1 м от исходного, поэтому длина обводного участка  $L_{\text{BP}} = 1/\sin\alpha \sim 6.4$  м. Принципиальная схема обходных каналов показана на рис. 4.14.

Отклоняющие магниты искажают дисперсионную функцию. Таким образом, было необходимо использовать по меньшей мере 2 фокусирующих квадруполя на обводном канале для подавления дисперсии на выходе. Это поможет обеспечить нулевую дисперсию на всем прямолинейном участке. Чтобы гарантировать периодичность и симметрию бета-функций, можно использовать один, либо три дефокусирующих квадруполя. Будут рассмотрены два случая, с адапти-

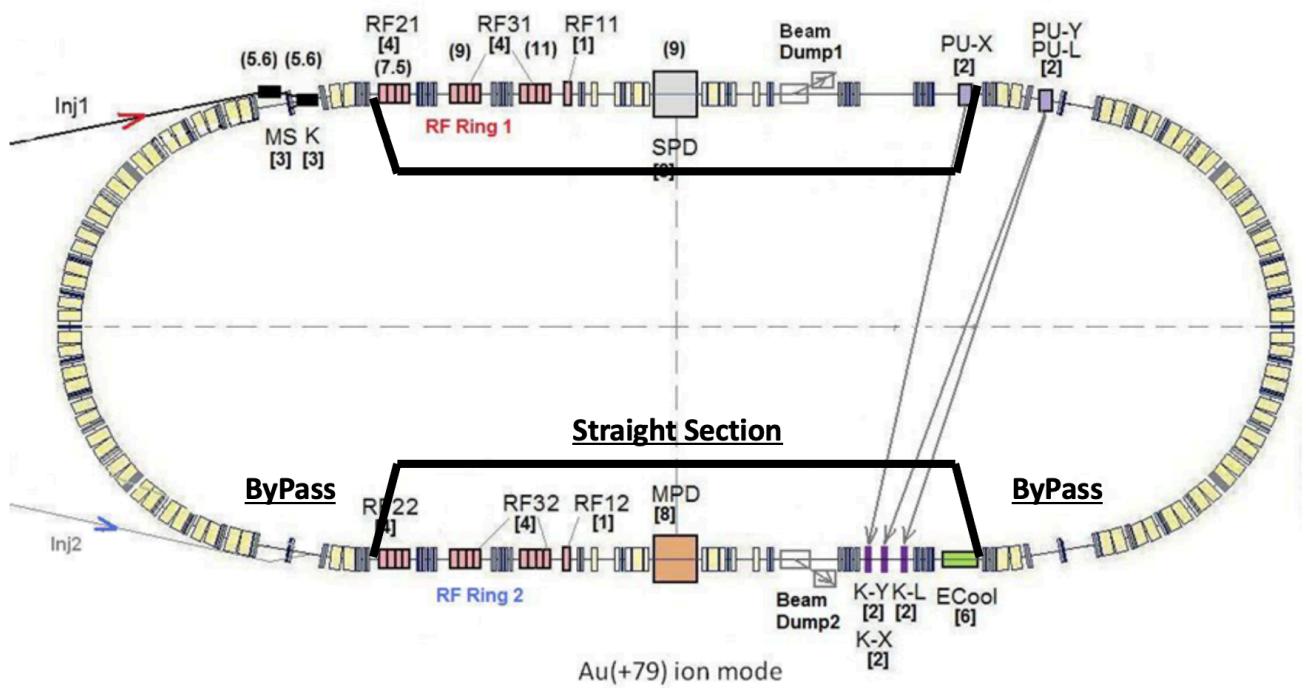


Рисунок 4.14 — Принципиальная схема обводных каналов bypass в существующем комплексе NICA.

рованными прямыми участками, состоящими из ФОДО ячеек. Это сделано для простоты моделирования в регулярной идеальной структуре. Наконец, мы рассмотрим реальный случай магнитооптики.

#### 4.7.1 Первичная схема с 3 квадрополями

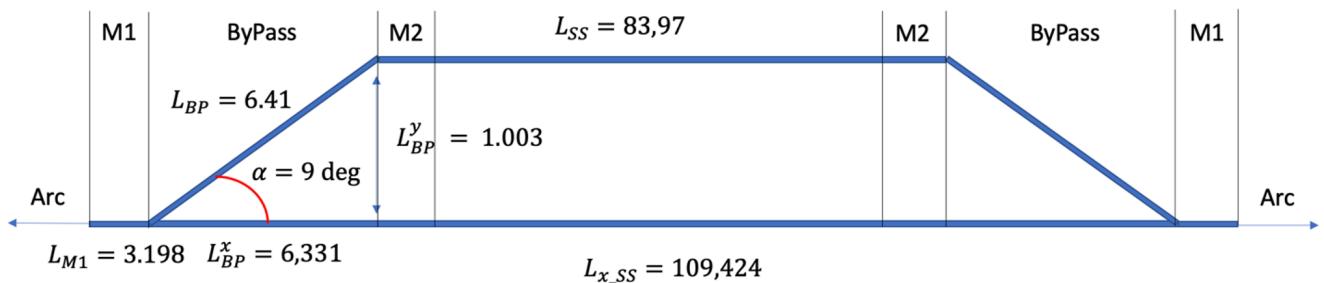


Рисунок 4.15 — Принципиальная схема bypass с 3 квадрополями.

В приведённом случае отклоняющая секция состоит из минимально возможных 3 квадрополей: 2 фокусирующих QBP1 и 1 дефокусирующий QBP2. Согласование арки обеспечивается тремя квадрополями QM1, QM2, QM3 (секция согласователя Matching M1). Согласование отклоняющей секции с прямым участ-

ком симметрично осуществляется такими же квадруполями QM1, QM2, QM3. Принципиальная схема показана на рис. 4.15. Это возможно в силу изначально заложенной симметрии между аркой и прямым участком. Тогда общая длина всего ускорителя составит  $L_{\text{quad}}^{\text{acc}} = 503.46$  м.

На рисунке 4.16 приведены Твисс-функции, черными линиями указаны границы отклоняющего участка. Максимум бета-функции  $\beta_y$  расположен в центре канала и может принимать большее значение, по сравнению с  $\beta_x$ . По этой причине можно рассмотреть случай с 5 квадруполями в обводном канале.

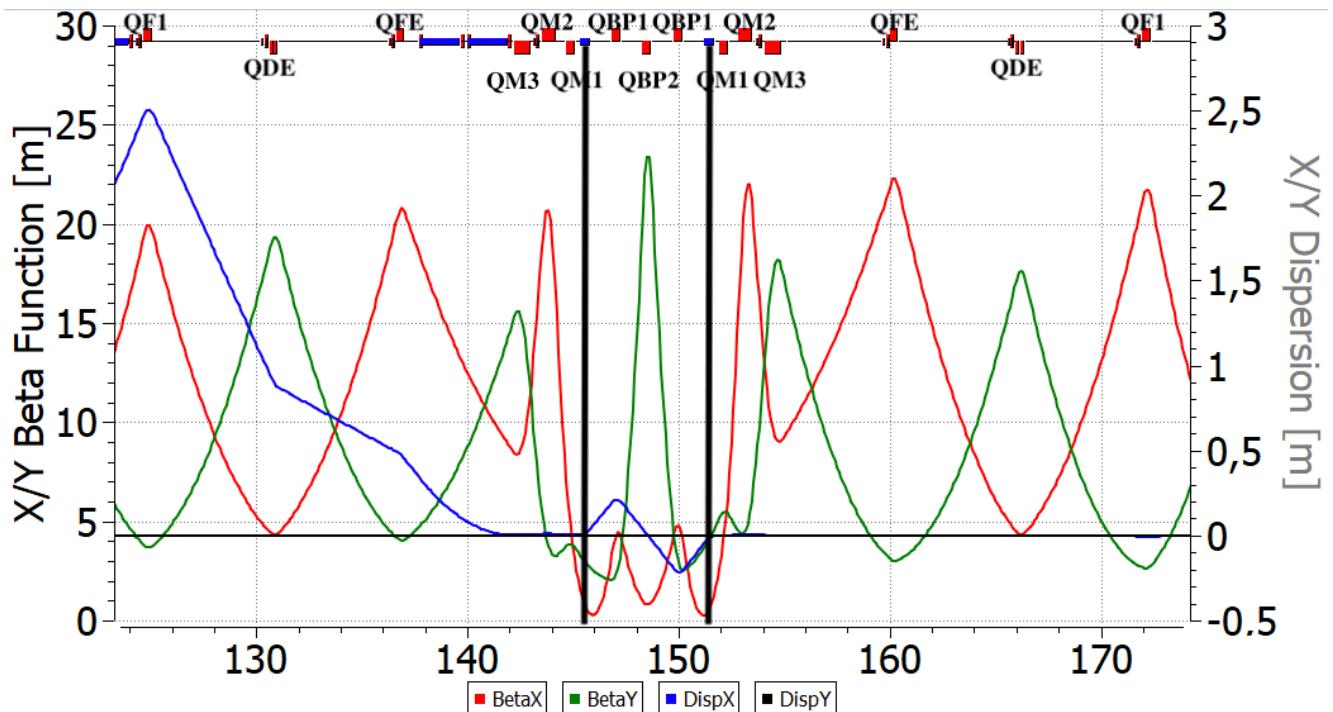


Рисунок 4.16 — Твисс-параметры для bypass с 3 квадруполями. Черными линиями показано расположение дефлекторов.

#### 4.7.2 Модернизированная схема с 5 квадруполями

По сравнению с рассмотренным случаем, отклоняющий канал состоит из 5 квадрупольей, которые представлены 2 семействами: фокусирующими QBP1 и дефокусирующими QBP2. Он становится длиннее  $L_{\text{5quad}}^{\text{BP}} = 9.35$  м и отклоняется на 1.46 м., что показано на рис. 4.17. Теперь секции согласования M1 и M2 по-прежнему идентичны, но представлены двумя квадруполями QM1 и QM2 для

обеспечения регулярности Твисс-функций. Однако, полная длина ускорителя становится больше исходного  $L_{\text{quad}}^{\text{acc}} = 510.02$  м. На рис. 4.18 показано, что максимум  $\beta_y$  становится меньше в центре. Стоит отметить, что максимум дисперсионной функции стал увеличился от  $D_x^{\text{3quad}} \sim 0.2$  м до  $D_x^{\text{5quad}} \sim 0.5$  м. Таким образом, этот случай должен быть адаптирован к реальному.

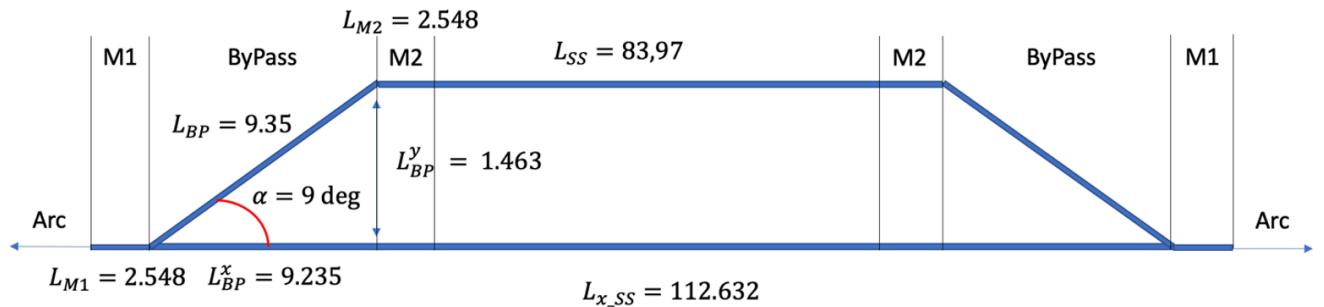


Рисунок 4.17 — Принципиальная схема bypass с 5 квадруполями.

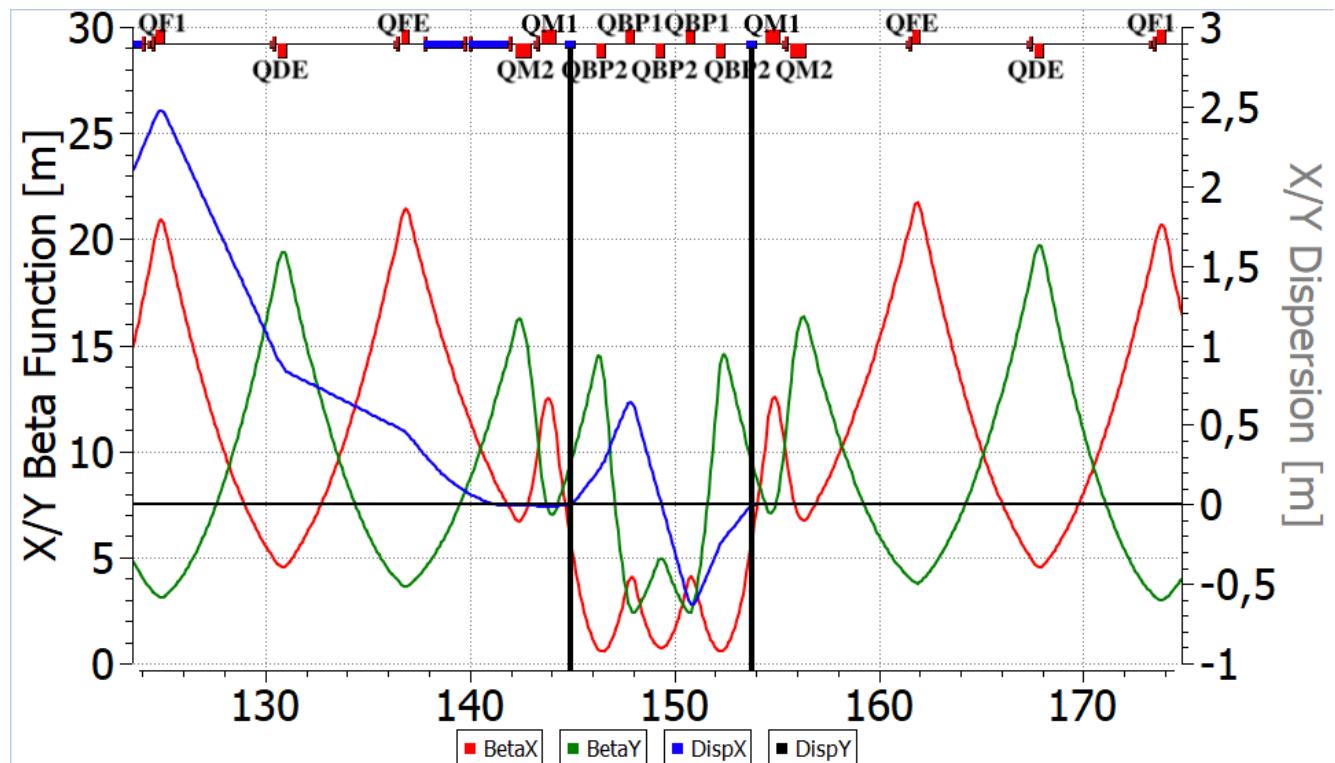


Рисунок 4.18 — Твисс-параметры для bypass с 5 квадруполями. Чёрными линиями показано расположение дефлекторов.

### 4.7.3 Адаптированный вариант

Основываясь на рассмотренных примерах можно, наконец, получить максимально адаптированную к реальным длинам установки структуру. Теперь рассмотрим полностью регулярный прямой участок, который стал короче  $L_{SS}^{BP} = 80.71$  м (рис. 4.19). Отклоняющий канал состоит из 5 квадрупольей и отклоняет пучок на 1.46 м. Однако, для согласования использовались разные секции M1 и M2, чтобы компенсировать асимметрию между поворотной аркой и прямым участком. Наконец, твисс-функция половины bypass NICA, представлена на рис. 4.20. В центре прямой секции расположены фильтры Вина. Все расчеты выполнены при помощи программ OptiM [34] и COSY Infinity [37].

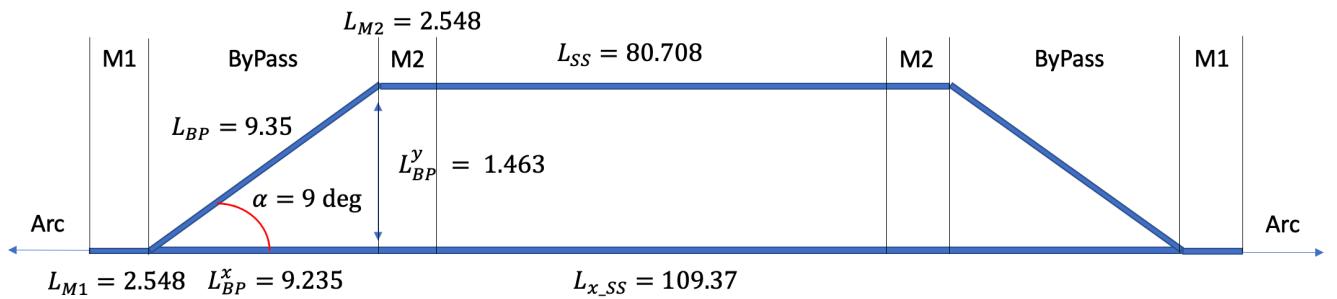


Рисунок 4.19 — Принципиальная схема адаптированной структуры кольца NICA с bypass.

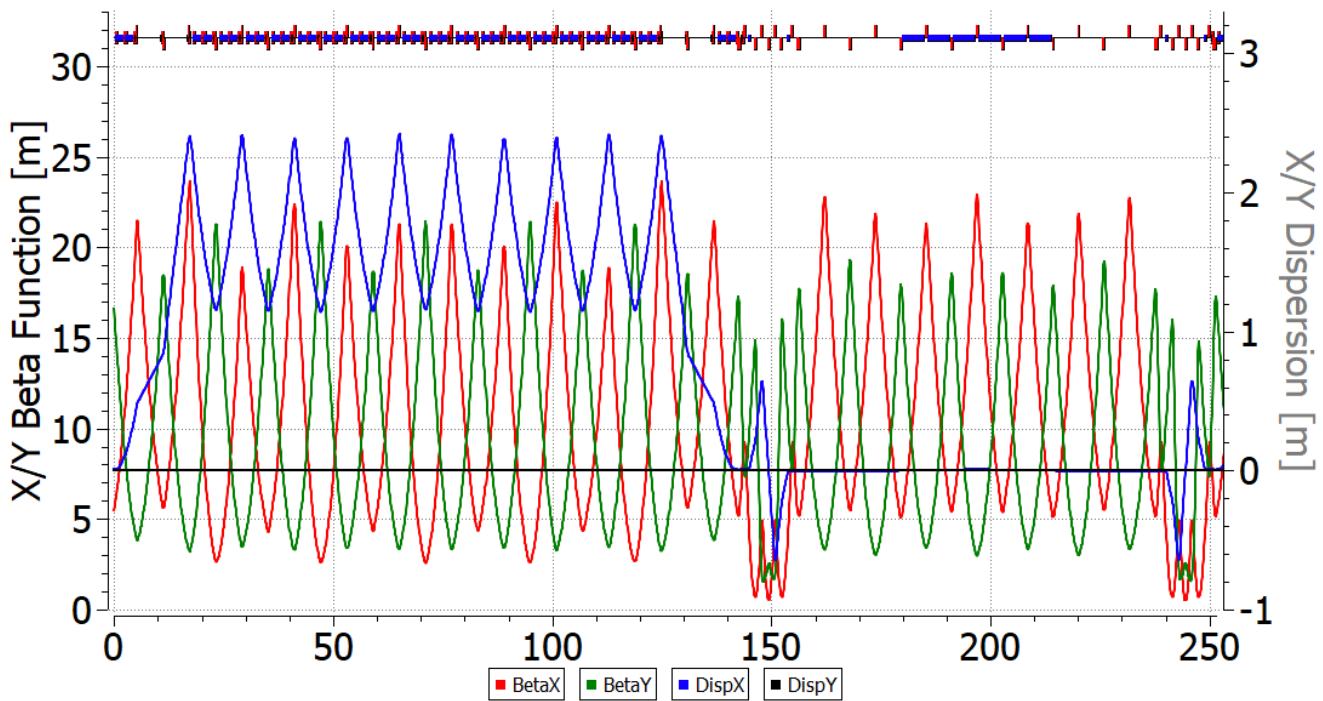


Рисунок 4.20 — Твисс-функции для половины адаптированной структуры кольца NICA с bypass. Фильтры Вина, расположенные на прямом участке.

#### 4.8 Спин-орбитальный трекинг в магнитном кольце со скрещенными Е+В элементами

Траектория спина показана на рис. 4.21 в одной половине модернизированного кольца bypass NICA и состоит из: поворотной арки, отклоняющего канала, прямого сегмента и двух секций согласователя (M1 и M2). Рассматривается вертикально поляризованная частица с небольшим начальным отклонением. Как видно, фильтры Вина на прямом участке компенсируют вращение спина в арке и восстанавливают его до исходного значения.

Орбитальное движение частиц в трехмерном пространстве оказывает влияние на спиновую динамику, и, согласно ур. 4.1, спин различных частиц, прецессирует с отличными частотами вокруг инвариантной оси. При значительном разбросе нарушается спиновая когерентность, тем самым ограничивая возможность измерения ЭДМ. Для обеспечения спиновой когерентности необходимо использовать нелинейные элементы, секступоли, расположенные в местах с ненулевой дисперсией, на поворотных арках. Так как секступоли также влияют и на бетатронную хроматичность, мы рассматриваем возможность одновременного подавления обоих эффектов.

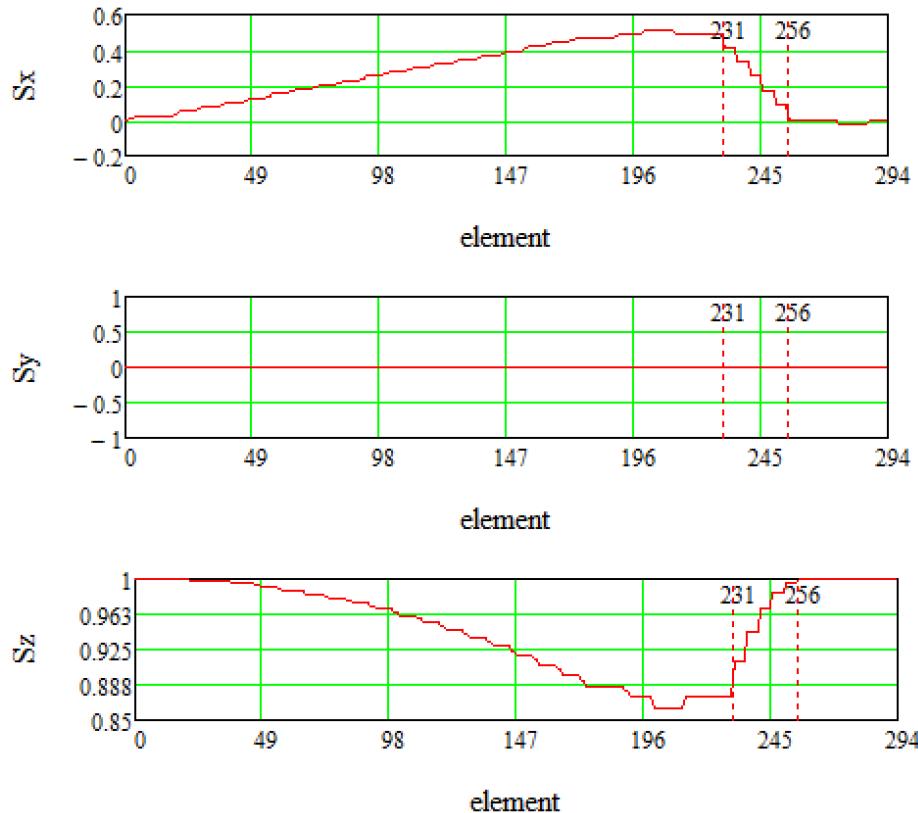


Рисунок 4.21 — Траектория спина в половине модернизированного кольца bypass NICA. Арка и прямая секция с фильтрами Вина (границы обозначены красными пунктирными линиями). Вертикально поляризованная частица  $\vec{S} (0,0,1)$ . Показана зависимость  $S_x$ ,  $S_y$  и  $S_z$  от номера элемента (длины).

#### 4.8.1 Декогеренция спина

Сдвиг распределения равновесного уровня энергии из-за бетатронного движения и ненулевого коэффициента уплотнения импульса второго порядка основан на синхронном принципе [97] и определяется с помощью:

$$\Delta\delta_{eq} = \frac{\gamma_s^2}{\gamma_s^2\alpha_0 - 1} \left[ \frac{\delta_0^2}{2} \left( \alpha_1 + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} - \frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} \right) + \left( \frac{\Delta L}{L} \right)_\beta \right]. \quad (4.21)$$

Для определения относительного удлинения орбиты из-за бетатронных колебаний:

$$\left( \frac{\Delta L}{L} \right)_\beta = \frac{\pi}{2L} [\varepsilon_x v_x + \varepsilon_y v_y], \quad (4.22)$$

где индекс  $s$  означает синхронную частицу,  $\varepsilon_x, \varepsilon_y$  – эмиттансы,  $\nu_x, \nu_y$  – частота бетатронных колебаний,  $\delta_0$  – относительный разброс импульса,  $\alpha_0, \alpha_1$  – два первых порядка коэффициента уплотнения импульса. Разные частицы имеют различный импульс, и существует необходимость в использовании понятия эффективной энергии пучка:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_s + \beta_s^2 \gamma_s \Delta \delta_{eq}. \quad (4.23)$$

Разброс по энергии происходит вследствие удлинения орбиты [98]:

$$\frac{\Delta C_\Sigma}{C_0} = -2\pi (J_x \xi_x + J_y \xi_y) + \delta_0 (\alpha_0 + \alpha_1 \delta_0 + \alpha_2 \delta_0^2 + \dots), \quad (4.24)$$

где  $\xi_x, \xi_y$  – хроматичность в  $x, y$  плоскостях. Исходя из представленных уравнений, для коррекции орбитального движения могут быть использованы секступоли для компенсации натуральной хроматичности, а также коэффициента уплотнения орбиты.

#### 4.8.2 Секступольная коррекция

Достижение спиновой когерентности является отдельной сложной задачей, и такие эксперименты были проведены на ускорителе COSY в Юлихе, Германия, чтобы получить время когерентности (Spin Coherence Time) SCT на уровне 1000 с [99]. Секступоли располагаются в местах с ненулевой дисперсией на поворотных арках. В минимумах и максимумах дисперсионной  $D_{x,y}$  и бета  $\beta_{x,y}$  функциях оказывают наибольшее воздействие и физически располагаются рядом с квадрупольными линзами. Твисс-функции арки NICA являются регулярными и показаны на рис. 4.22.

**Бетатронная хроматичность.** Для коррекции бетатронной хроматичности достаточно использовать только 2 семейства секступолей: одно вблизи фокусирующих квадрупольей, другое – рядом с дефокусирующими. Натуральная хроматичность рассматриваемого накопительного кольца bypass NICA равна  $\nu_{x,y} = -17/-17$ . Рис. 4.23 изображает частоту прецессии спина после проведения оптимизации (красная линия показывает натуральную хроматичность, синяя –

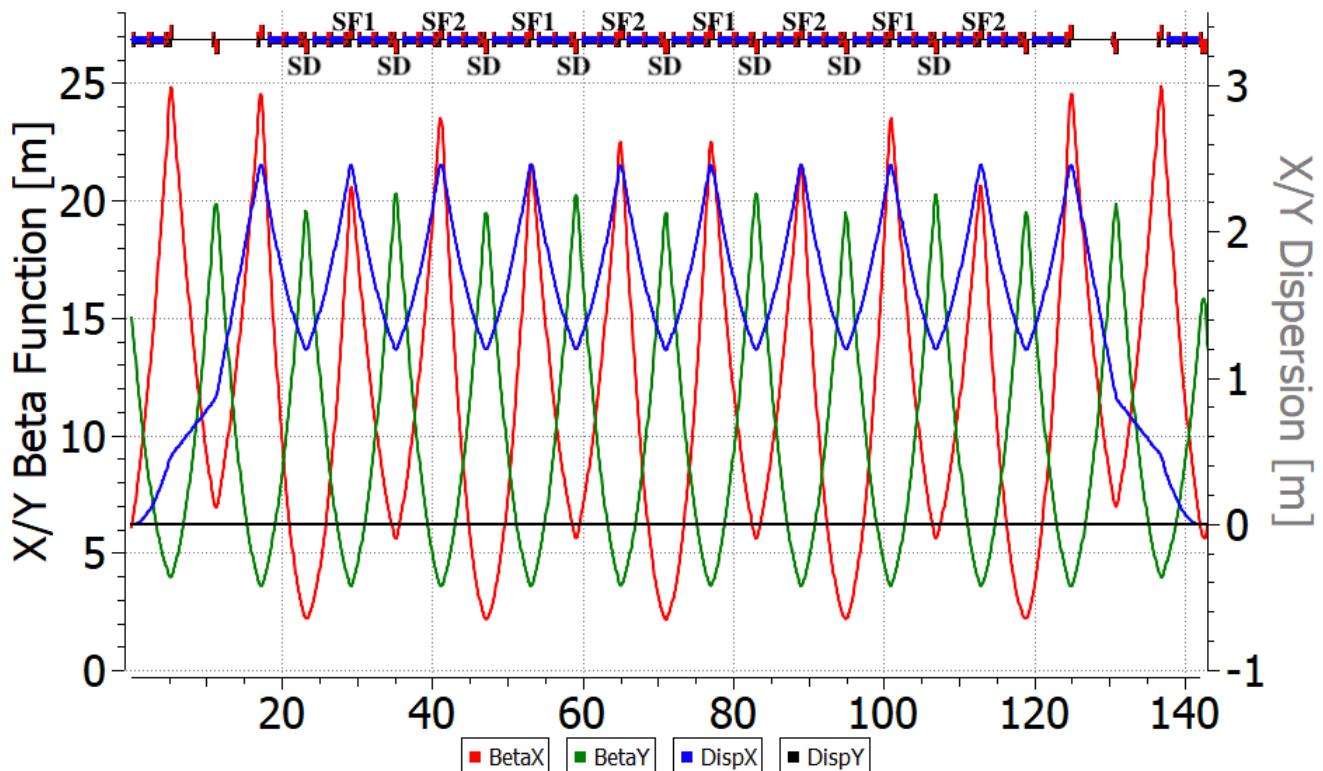


Рисунок 4.22 — Твисс-параметры bypass NICA для дейтронного режима в OptiM. Также показано расположение секступольных семейств.

скорректированную, подавленную до нуля). Для этого случая также был осуществлен спин-трекинг в течение  $3 \times 10^6$  оборотов для частиц с различным начальным отклонением в координатах  $x, y, d$  с начальной ориентацией спина  $\vec{S}_0$  под углом 45 градусов в плоскости  $y - z$ , что показано на рис. 4.24.

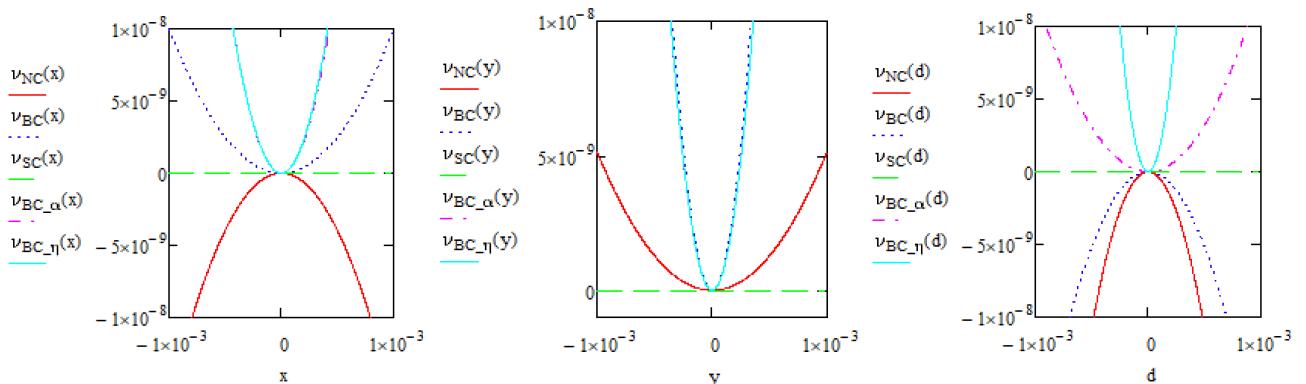


Рисунок 4.23 — Зависимость частоты прецессии спина от координат  $x, y, d$  для различных случаев оптимизации. NC – натуральная хроматичность (красная линия); BC – нулевая (бетатронная) хроматичность (синяя пунктирная линия); SC – спиновая когерентность (зеленая линия);  $BC_\alpha$  – нулевая хроматичность и  $\alpha_1 = 0$  (фиолетовая линия);  $BC_{\eta_1}$  – нулевая хроматичность и ноль  $\eta_1 = 0$  (светло-голубая линия).

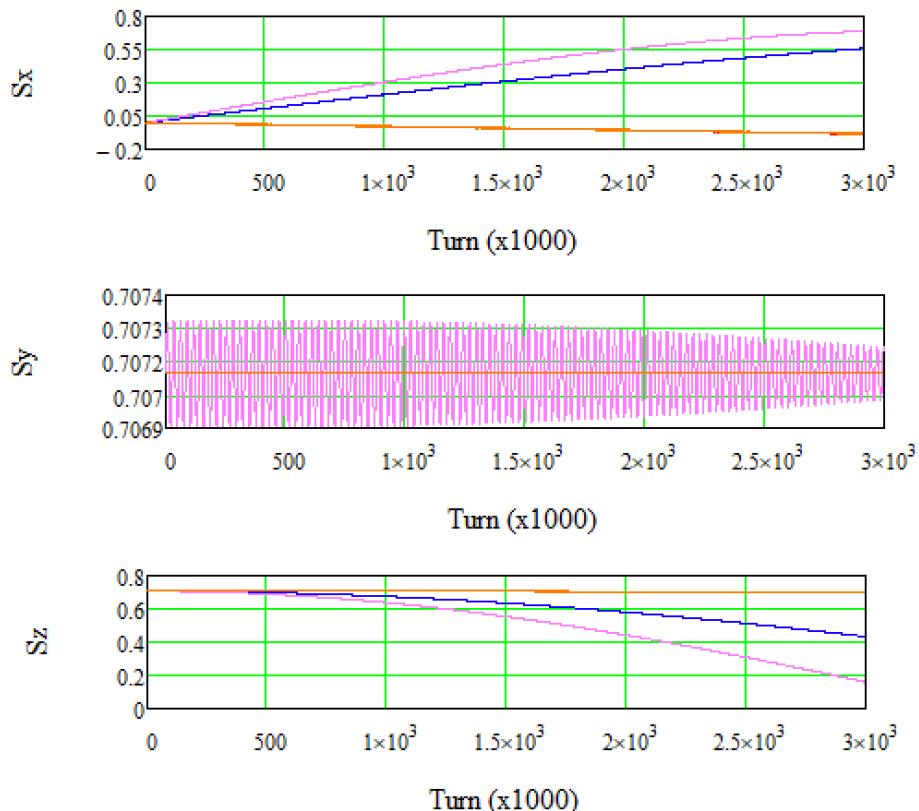


Рисунок 4.24 — Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах  $x$ ,  $y$ ,  $d$  с использованием 2 семейств секступолей для получения нулевой бетатронной хроматичности.

**Спиновая когерентность.** С целью достижения спиновой когерентности перейдем к рассмотрению частоты прецессии спина. COSY Infinity [37] не может работать вблизи нулевого значения частоты прецессии спина. Так как это может привести к ошибке из-за резонанса, необходимо произвести отстройку до уровня  $\nu_s \sim 10^{-4}$ . Однако, нужно учитывать, что к частицам предъявляется требование синхронной прецессии. Основным параметром является частота вращения спина, которая в общем случае зависит от координат и энергии. Можно видеть, что доминирующим компонентом является квадратичный член в разложении частоты спиновой прецессии. Это видно на рис. 4.23 для обоих случаев – как для натуральной хроматичности, так и скорректированной хроматичности. По этой причине секступоли могут быть выбраны другим способом, чтобы достичь спиновой когерентности, путем подавления вторых порядков.

Из ур. 4.21, 4.24 следует, что применение двух линейно независимых семейств секступолей является недостаточным для независимой вариации трех параметров орбитального движения. Таким образом, возникает необходимость использования третьего семейства для подавления зависимости от энергетиче-

ской компоненты. Однако, в регулярных структурах  $\beta$ -функция и дисперсия не позволяют использовать 3 линейно независимых семейства. Введение линейно-зависимых семейств SF1, SF2, SD показано на параметрах Твисса. В этом методе мы не влияем на хроматичность, просто отслеживаем её значение  $v_{x,y} = -13/-18$ . Этого недостаточно для обеспечения стабильного орбитального движения. Тем не менее, приведенный случай показывает достижение спиновой когерентности, нет зависимости частоты спиновой прецессии от координат и энергии (рис. 4.23: зеленая линия). Результаты спинового трекинга частиц подтверждают это утверждение. На рис. 4.25, частота вращения спина  $v_s \sim 10^{-7}$ , количество оборотов  $3 \times 10^6$  или 3 с. Частицы с различным начальным отклонением прецессируют с одинаковой спиновой частотой. Однако, в этом случае градиент секступольного поля принимает большое значение, что может вызвать нелинейные эффекты (Табл. 9).

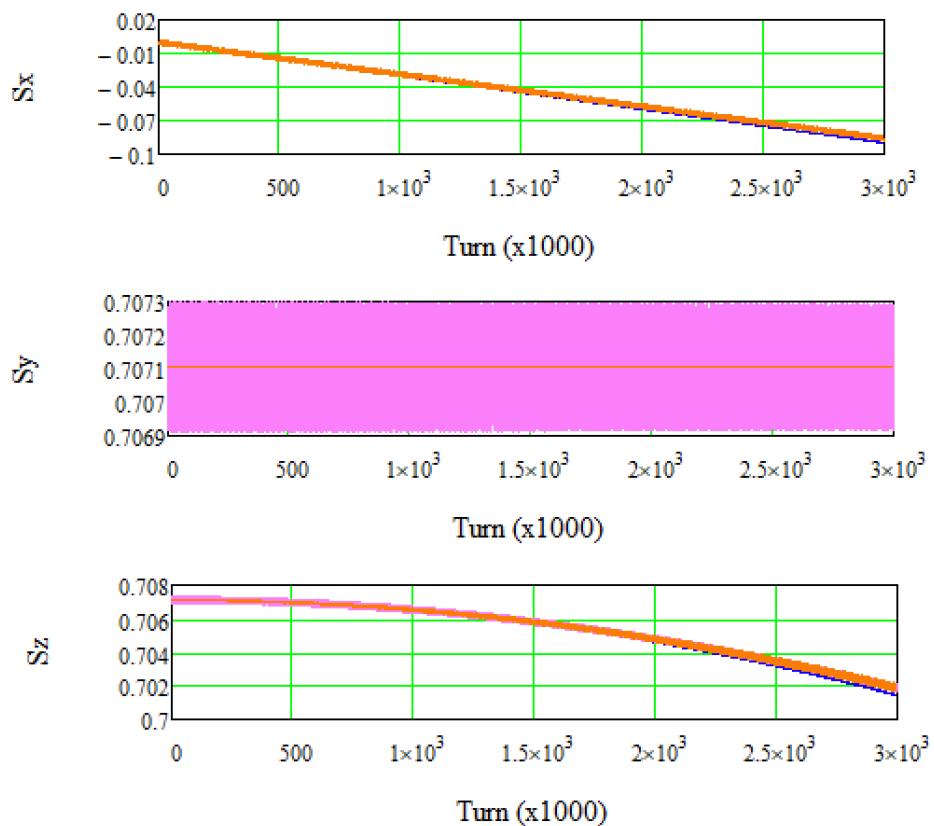


Рисунок 4.25 — Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах  $x$ ,  $y$ ,  $d$  с использованием 3-х семейств секступолей для получения спиновой когерентности.

### 4.8.3 Коррекция высших порядков

Таблица 9 — Сравнение параметров с различной вариацией оптимизации оптимизацией.

| Параметр                            | Без оптимизации       | Хроматичность         | Спиновая когерентность | Хроматичность + $\alpha_1$ | Хроматичность + $\eta_1$ |
|-------------------------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|----------------------------|--------------------------|
| Значение хроматичности              | -17/-17               | 0/0                   | -13/-18                | 0/0                        | 0/0                      |
| Коэф. $\alpha_1$                    | 0.2                   | -0.4                  | $-0.37 \times 10^{-2}$ | $\sim -10^{-12}$           | -0.85                    |
| Коэф. $ K_x $                       | $0.16 \times 10^{-1}$ | $0.55 \times 10^{-1}$ | $0.27 \times 10^{-13}$ | $0.55 \times 10^{-1}$      | $0.56 \times 10^{-1}$    |
| Коэф. $ K_y $                       | $0.51 \times 10^{-2}$ | $0.76 \times 10^{-1}$ | $0.12 \times 10^{-12}$ | $0.78 \times 10^{-1}$      | $0.78 \times 10^{-1}$    |
| Коэф. $ K_z $                       | $0.43 \times 10^{-1}$ | $0.20 \times 10^{-1}$ | $0.13 \times 10^{-12}$ | $0.13 \times 10^{-1}$      | $1.6 \times 10^{-1}$     |
| # семейств секступолей              | Без секступолей       | 2                     | 3                      | 3                          | 3                        |
| Макс. поле секступолей [ $m^{-3}$ ] | -                     | 2.7                   | 19.4                   | 4.9                        | 104.2                    |

Как мы можем видеть, чистая коррекция бетатронной хроматичности не позволила получить нулевой разброс частоты вращения спина. Одновременно, достижение спиновой когерентности путем подавления квадратичного члена частоты спиновой прецессии не подавляет хроматичность. Исходя из ур. 4.24, значение  $\delta_0 \alpha_0$  может быть усреднено с использованием ВЧ для смешивания. Таким образом, чтобы гарантировать нулевое удлинение орбиты, необходимо подавить горизонтальную и вертикальную хроматичность  $\xi_x, \xi_y$  вместе со значением  $\alpha_0$  до нуля. Это также возможно при использовании только независимых 3-х семейств секступолей. Представленный способ не позволяет добиться спиновой когерентности в рассматриваемой структуре. На рис. 4.23 (фиолетовая линия) показана ненулевая зависимость частоты прецессии спина от координат. Анало-

гичное справедливо, если мы следуем ур. 4.21 и подавляем значение  $\eta_1$  вместе с коррекцией хроматичности (рис. 4.23 светло-синяя линия). Кроме того, максимальное значение секступольного градиента слишком велико и не может быть реализовано.

Окончательно, были рассмотрены различные случаи оптимизации секступолями. Квадратичные члены в разложении по частоте спиновой пресцессии являются наиболее важными и представляют зависимость от координат и энергии. Все основные параметры, которые подвергались мониторингу, приведены в Табл. 9. Согласно результатам проведенного исследования, одновременное достижение как бетатронной хроматичности, так и спиновой когерентности является невозможным в случае применения трех семейств секступолей в регулярной структуре. Более того, максимальное значение коэффициента секступолей неудовлетворительно и может привести к нелинейным неустойчивостям. Стоит отметить, что регулярная дисперсионная функция на поворотной арке не позволяет найти три линейных независимых семейства, в силу их расположения в одних и тех же минимумах/максимумах  $\beta$ -функции, дисперсии  $D$ . Однако, дисперсионная функция может быть промодулирована таким образом, чтобы получить в чистом виде три линейных независимых семейства секступолей. Также одним из возможных решений проблемы является использование охлажденного пучка на уровне  $\frac{dp}{p} \approx 10^{-5}$ , что может помочь свести к минимуму  $\gamma$ -эффективное и, наконец, обеспечить спиновую когерентность одновременно с подавленной бетатронной хроматичностью.

## Выводы

Рассмотрена спин-орбитальная динамика элементарных частиц в синхротронах, функционирующих в режиме накопительного кольца.

1. Исследована спиновая динамика в электрических и магнитных полях. Изучено поведение спина в электростатических дефлекторах, а также фильтрах Вина для реализации квази-замороженного спина;
2. Рассмотрена модернизация кольца для независимых ЭДМ экспериментов с сохранением функции бустера. Предложены 8-ми и 16-ти периодические структуры с реализованной концепцией квази-замороженного

- спина. Большим преимуществом обладает структура с использованием фильтров Вина, которая может быть использована как для изучения ЭДМ дейтрона, так и протона при меньшей энергии;
3. Метод введения обводных каналов *bypass* позволяет создать альтернативные прямые участки и, в конечном счёте, расширить область применения синхротрона для фундаментальных исследований по прецизионным экспериментам;
  4. Исследована возможность формирования когерентного пучка в регулярной структуре, что является необходимым условием применения метода частотной области при изучении ЭДМ. Показано, что управление пучком может быть реализовано с использованием секступолей. Однако подавление хроматичности и достижение когерентности с применением лишь двух семейств секступолей оказываются невозможными. Для этого требуется как минимум три независимых семейства, расположенных в максимумах бета- и дисперсионных функций. Реализация такого подхода связана с внесением нерегулярности в структуру, что, например, может быть достигнуто в резонансной структуре.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. На основе анализа внутрипучкового рассеяния, а также стохастического охлаждения показано, что варьирование коэффициента проскальзывания (slip-factor) в резонансной структуре способно увеличить эффективность стохастического охлаждения. Особенно эффективным может быть использование комбинированной структуры. Однако, эффекты ВПР для приведенных структур оказались в несколько раз большими и в конечном счёте недостаточными, делая предпочтительной регулярную структуру для тяжелоионного эксперимента с минимально модулированным Твисс-функциями;
2. Для коллайдерных экспериментов с поляризованными протонами резонансная структура позволяет поднять критическую энергию выше энергии эксперимента, путем искажения дисперсионной функции. Такой подход не требует существенных затрат и делает возможным реализацию дуальной структуры для двух полноценных физических программ;
3. Численные исследования показали, что прохождение критической энергии может вызывать нестабильность продольного фазового движения. Использование процедуры скачка критической энергии может быть использовано для преодоления этой проблемы. Получены экспериментальные данные процедуры скачка критической с синхротрона У-70, которые находятся в соответствии с проведенным численными оценками с учетом высших порядков разложения коэффициента уплотнения орбиты и импедансов для различных интенсивностей сгустка;
4. Использование процедуры скачка критической энергии может быть ограничено его величиной, а также для темпом изменения градиентов в квадруполях арки по сравнению с темпом ускорения пучка. Рассмотрено различие применения гармонического и барьерного ВЧ на особенности рассмотренного скачка. Приведены оценки продольной микроволновой неустойчивости, показывающие существенное ограничение на параметры сгустка.
5. Исследована спиновая динамика для возможности изучения ЭДМ заряженных частиц. Реализована концепция квази-замороженного спина

с введением обводных каналов и сохранением изначального предназначения установки. На прямых участках предлагается расположение фильтров Вина для компенсации поворота спина под действием МДМ в магнитной арке.

6. Рассмотрена модернизированная структура синхротрона Nuclotron с сохранением функции бустера поляризованного пучка в коллайдер NICA. В предложенных 8/16-периодичных структурах возможно проведение независимых прецизионных экспериментов по исследованию ЭДМ дейтрона и протона, а также осуществлению поиска аксиона в режиме сканирующей антенны.

Проведенные исследования показывают особенности применения ускорительной техники для фундаментальных экспериментов.

В качестве ближайших исследований влияния критической энергии на параметры пучка предполагается изучение метода скачка критической энергии, включающее детальное рассмотрение продольной динамики с учётом точных данных по импедансу кольца с использованием экспериментально измеренных данных на действующем коллайдере.

Одновременно для будущей реализации концепции дуальной структуры для легких и тяжелых частиц планируется введение схемы раздельного питания квадрупольей на установке коллайдера NICA для создания резонансной структуры с целью исключения прохождения критической энергии для протонного пучка во всем диапазоне энергий ускоренного пучка.

В части поляризованных пучков важной задачей, вытекающей из результатов диссертации, будет применение методики измерения ЭДМ. Она включает в себя вопрос достижения высокого времени когерентности, необходимой для детектирования сигнала с использованием поляриметра.

В части развития магнитооптической структуры комплекса NICA-Nuclotron будут рассмотрены возможности создания отдельного кольца с замороженным или квази-замороженным спином.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Сеничеву Ю. В. за поддержку, помошь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит коллег Аксентьева А. Е. и Мельникова А. А. за помошь в регулярных обсуждениях и работе с образцами. Сотрудников ОИЯИ Лебедева В. А. за плодотворные дискуссии,

Сыресина Е. М. и Ладыгина В. П. за поддержку в изучении установки Nuclotron-NICA.

Автор также благодарит директора ИФВЭ Иванова С. В. за возможность участия в сеансе на синхротроне У-70, а также сотрудников ОУК ИФВЭ Калинина В. А., Пашкова П. Т., Ермолаева А. Д. за всестороннюю помощь в проведении экспериментальных наблюдений.

## Словарь терминов и аббревиатур

**Transition energy** : критическая энергия;

**Slip-factor** : коэффициент проскальзывания;

**MCF** : (momentum compaction factor) коэффициент уплотнения орбиты;

**NICA** : Nuclotron-based Ion Collider fAcility;

**IBS** : (Intra-beam scattering) внутрипучковое рассеяние;

**ppb** : (particles per bunch) количество частиц в пучке;

**ppp** : (particles per period) количество частиц в периоде;

**ВЧ** : высокочастотная (станция);

**Barrier Bucket** : барьерная ВЧ;

**SC** : (Space Charge) пространственный заряд;

**МДМ** : магнитный дипольный момент;

**ЭДМ** : электрический дипольный момент;

**Т-БМТ** : Томас-Баргаманн-Мишель-Телегди;

**SCT** : (Spin Coherence Time) время спиновой когерентности;

**QFS** : (Quasi-frozen spin) квази-замороженный спин;

**FS** : (Frozen spin) замороженный спин;

**WF** : фильтры Вина;

**bypass** : обводные каналы.

## Список литературы

1. *Fuller, G. M.* The Quark - Hadron Phase Transition in the Early Universe: Isothermal Baryon Number Fluctuations and Primordial Nucleosynthesis / G. M. Fuller, G. J. Mathews, C. R. Alcock // Phys. Rev. D. — 1988. — Т. 37. — С. 1380. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.37.1380>.
2. From hadrons to quarks in neutron stars: a review / G. Baym, T. Hatsuda, T. Kojo, P. D. Powell, Y. Song, T. Takatsuka // Rept. Prog. Phys. — 2018. — Т. 81, № 5. — С. 056902. — arXiv: [1707.04966 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1707.04966). — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6633/aaae14>.
3. *Apolinário, L.* Heavy quarks and jets as probes of the QGP / L. Apolinário, Y.-J. Lee, M. Winn // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2022. — Т. 127. — С. 103990. — arXiv: [2203.16352 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2203.16352). — URL: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2022.103990>.
4. *Robert-Demolaize, G.* The Luminosity Upgrade at RHIC / G. Robert-Demolaize // 6th International Particle Accelerator Conference. — 2015. — FRXC1. — URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-FRXC1>.
5. *Martini, M.* Intrabeam Scattering / M. Martini, F. Antoniou, Y. Papaphilippou // ICFA Beam Dyn. Newslett. — 2016. — Т. 69. — С. 38—59. — URL: <https://inspirehep.net/literature/1507570>.
6. An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons / J. Ashman [и др.] // Nuclear Physics B. — 1989. — Т. 328, № 1. — С. 1—35. — URL: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(89\)90089-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(89)90089-8).
7. *Liu, K.-F.* Status on lattice calculations of the proton spin decomposition / K.-F. Liu // AAPPS Bulletin. — 2022. — Т. 32, № 1. — С. 8. — URL: <https://doi.org/10.1007/s43673-022-00037-4>.
8. Determination of deuteron beam polarizations at COSY / D. Chiladze [и др.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2006. — Т. 9. — С. 050101. — arXiv: [nucl-ex/0511052](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0511052). — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.9.050101>.

9. *Kunne, R. A.* Spin physics at saturne 2 / R. A. Kunne // Adriatico Research Conference on Polarization Dynamics in Nuclear and Particle Physics. — 03.1992. — URL: <https://ntrl.ntis.gov/NTRL/dashboard/searchResults/titleDetail/DE93633260.xhtml>.
10. Inclusive double-helicity asymmetries in neutral-pion and eta-meson production in  $\vec{p} + \vec{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV / A. Adare [и др.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Т. 90, вып. 1. — С. 012007. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.012007>.
11. Prospects for spin physics at RHIC / G. Bunce, N. Saito, J. Soffer, W. Vogelsang // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2000. — Т. 50. — С. 525—575. — arXiv: [hep-ph/0007218](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0007218). — URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.50.1.525>.
12. *Ng, K. Y.* Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities / K. Y. Ng // U.S. Particle Accelerator School (USPAS 2002). — 04.2002. — URL: <https://doi.org/10.1142/5835>.
13. *Lee, S.-Y.* Accelerator Physics (Fourth Edition) / S.-Y. Lee. — World Scientific Publishing Company, 2018. — URL: <https://doi.org/10.1142/11111>.
14. *Sakharov, A. D.* Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe / A. D. Sakharov // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1967. — Т. 5. — С. 32—35. — URL: <https://doi.org/10.1070/PU1991v034n05ABEH002497>.
15. Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson / J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Т. 13, вып. 4. — С. 138—140. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
16. *Lee, T. D.* A Theory of Spontaneous  $T$  Violation / T. D. Lee // Phys. Rev. D. — 1973. — Т. 8, вып. 4. — С. 1226—1239. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.8.1226>.
17. *Höcker, A.* CP Violation and the CKM Matrix / A. Höcker, Z. Ligeti // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2006. — Т. 56, Volume 56, 2006. — С. 501—567. — URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.56.080805.140456>.
18. *Baluni, V.* CP-nonconserving effects in quantum chromodynamics / V. Baluni // Phys. Rev. D. — 1979. — Т. 19, вып. 7. — С. 2227—2230. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.19.2227>.

19. *Pretz, J.* Electric Dipole Moment (EDM) searches for leptons and hadrons / J. Pretz // PoS. — 2024. — T. HQL2023. — C. 010. — URL: <https://doi.org/10.22323/1.462.0010>.
20. *Purcell, E. M.* On the Possibility of Electric Dipole Moments for Elementary Particles and Nuclei / E. M. Purcell, N. F. Ramsey // Phys. Rev. — 1950. — T. 78, вып. 6. — C. 807—807. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.807>.
21. *Smith, J. H.* Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron / J. H. Smith, E. M. Purcell, N. F. Ramsey // Phys. Rev. — 1957. — T. 108, вып. 1. — C. 120—122. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.120>.
22. Measurement of the Permanent Electric Dipole Moment of the Neutron / C. Abel [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — T. 124, вып. 8. — C. 081803. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.081803>.
23. A New method of measuring electric dipole moments in storage rings / F. J. M. Farley, K. Jungmann, J. P. Miller, W. M. Morse, Y. F. Orlov, B. L. Roberts, Y. K. Semertzidis, A. Silenko, E. J. Stephenson // Phys. Rev. Lett. — 2004. — T. 93. — C. 052001. — arXiv: [hep-ex / 0307006](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0307006). — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.052001>.
24. Quasi-frozen Spin Method for EDM Deuteron Search / Y. Senichev, S. Andrianov, M. Berz, S. Chekmenev, A. Ivanov, A. Lehrach, B. Lorentz, R. Maier, E. Valetov // 6th International Particle Accelerator Conference. — 2015. — MOPWA044. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/IPAC2015/doi/JACoW-IPAC2015-MOPWA044.html>.
25. *Nikolaev, N. N.* Spin of Protons in NICA and PTR Storage Rings as an Axion Antenna / N. N. Nikolaev // JETP Letters. — 2022. — T. 115, № 11. — C. 639—643. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364022600653>.
26. New physics searches with heavy-ion collisions at the CERN Large Hadron Collider / R. Bruce [и др.] // J. Phys. G. — 2020. — T. 47, № 6. — C. 060501. — arXiv: [1812.07688 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1812.07688). — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab7ff7>.
27. The RHIC design overview / H. Hahn [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — T. 499. — C. 245—263. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01938-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01938-1).

28. Reliability of J-PARC accelerator system over the past decade / K. Yamamoto, K. Hasegawa, M. Kinsho, H. Oguri, N. Hayashi, Y. Yamazaki, F. Naito, M. Yoshii, T. Toyama // JPS Conf. Proc. / под ред. N. Saito. — 2021. — Т. 33. — С. 011016. — URL: <https://doi.org/10.7566/JPSCP.33.011016>.
29. Status of NICA Complex / A. V. Butenko [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2024. — Т. 21, № 3. — С. 212—217. — URL: <https://doi.org/10.1134/S154747712470002X>.
30. *Ladygin, V. P.* Spin Physics Detector at NICA / V. P. Ladygin // JPS Conf. Proc. — 2022. — Т. 37. — С. 011012. — arXiv: [2203.14704 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2203.14704). — URL: [doi.org/10.7566/JPSCP.37.011012](https://doi.org/10.7566/JPSCP.37.011012).
31. ТЕХНИЧЕСКИЙ ПРОЕКТ ОБЪЕКТА «КОМПЛЕКС NICA» : тех. отч. / B. Матвеев, В. Кекелидзе, Р. Ледницки, Б. Гикал ; ОИЯИ. — 28.12.2018. — URL: [https://nica.jinr.ru/documents/TDR\\_spec\\_Fin0\\_for\\_site\\_short.pdf](https://nica.jinr.ru/documents/TDR_spec_Fin0_for_site_short.pdf).
32. The MPD detector at the NICA heavy-ion collider at JINR / K. Abraamyan [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Т. 628, № 1. — С. 99—102. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.293> ; VCI 2010.
33. MADX. — URL: <https://madx.web.cern.ch/>.
34. <http://www-bdnew.fnal.gov/pbar/organizationalchart/lebedev/OptiM/optim.htm>. — URL: <https://blond.web.cern.ch/>.
35. *Sagan, D.* Bmad: A relativistic charged particle simulation library / D. Sagan // Nucl. Instrum. Meth. — 2006. — Т. A558, № 1. — С. 356—359. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.001> ; Proceedings of the 8th International Computational Accelerator Physics Conference.
36. BLonD. — URL: <https://blond.web.cern.ch/>.
37. COSY Infinity. — URL: <https://www.cosyinfinity.org>.
38. Features of dual-purpose structure for heavy ion and light particles / S. D. Kolokolchikov, Y. V. Senichev, A. E. Aksentyev, A. A. Melnikov // Nuclear Science and Techniques. — 2025. — Т. 36, № 11. — С. 210. — URL: <https://doi.org/10.1007/s41365-025-01791-4>.

39. Formation of Polarized Proton Beams in the NICA Collider-Accelerator Complex / E. M. Syresin, A. V. Butenko, P. R. Zenkevich, O. S. Kozlov, S. D. Kolokolchikov, S. A. Kostromin, I. N. Meshkov, N. V. Mityanina, Y. V. Senichev, A. O. Sidorin, G. V. Trubnikov // Physics of Particles and Nuclei. — 2021. — Т. 52, № 5. — С. 997—1017. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779621050051>.
40. Колокольчиков, С. Магнито-оптическая Структура Коллайдера NICA с Высокой Критической Энергией / С. Колокольчиков, Ю. Сеничев // Ядерная физика и инжиниринг. — 2022. — Т. 13, № 1. — С. 27—36. — URL: <https://doi.org/10.56304/S2079562922010171>.
41. Колокольчиков, С. Особенности Прохождения и Повышения Критической Энергии Синхротрона / С. Колокольчиков, Ю. Сеничев // Ядерная физика и инжиниринг. — 2023. — Т. 14, № 6. — С. 587—592. — URL: <https://doi.org/10.56304/S2079562923010153>.
42. Kolokolchikov, S. D. Transition Energy Crossing in Harmonic RF at Proton Synchrotron U-70 / S. D. Kolokolchikov, Y. V. Senichev, V. A. Kalinin // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — Т. 87, № 9. — С. 1355—1362. — URL: <https://doi.org/10.1134/S106377882410020X>.
43. Transition Energy Crossing in NICA Collider of Polarized Proton Beam in Harmonic and Barrier RF / S. D. Kolokolchikov, A. E. Aksentev, A. A. Mel'nikov, Y. V. Senichev // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — Т. 87, № 10. — С. 1449—1454. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778824100211>.
44. Longitudinal Dynamic in NICA Barrier Bucket RF System at Transition Energy Including Impedances in BLonD / S. Kolokolchikov, Y. Senichev, A. Aksentev, A. Melnikov, V. Ladygin, E. Syresin // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2024. — Т. 21, № 3. — С. 419—424. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477124700389>.
45. Acceleration and crossing of transition energy investigation using an RF structure of the barrier bucket type in the NICA accelerator complex / S. Kolokolchikov, Y. Senichev, A. Melnikov, E. Syresin // Journal of Physics: Conference Series. — 2023. — Т. 2420, № 1. — С. 012001. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2420/1/012001>.

46. Transition Energy Crossing of Polarized Proton Beam at NICA / S. Kolokolchikov, Y. Senichev, A. Aksentiev, A. Melnikov, E. Syresin, V. Ladygin // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — T. 87, № 3. — C. 212—215. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778824700054>.
47. Quasi-frozen spin concept of magneto-optical structure of NICA adapted to study the electric dipole moment of the deuteron and to search for the axion / Y. Senichev, A. Aksentyev, S. Kolokolchikov, A. Melnikov, V. Ladygin, E. Syresin, N. Nikolaev // Journal of Physics: Conference Series. — 2023. — T. 2420, № 1. — C. 012052. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2420/1/012052>.
48. Consideration of an Adapted Nuclotron Structure for Searching for the Electric Dipole Moment of Light Nuclei / Y. V. Senichev, A. E. Aksentyev, S. D. Kolokolchikov, A. A. Melnikov, V. P. Ladygin, E. M. Syresin // Physics of Atomic Nuclei. — 2023. — T. 86, № 11. — C. 2434—2438. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778823110418>.
49. Quasi-frozen spin for both deuteron and proton beam at periodic EDM storage ring lattice / S. Kolokolchikov, A. Aksentyev, A. Melnikov, Y. Senichev, P. Palamarchuka // Nuclear Science and Techniques. — 2025.
50. Проектирование Каналов Вурасс в Ускорительном Комплексе NICA для Экспериментов с Поляризованными Пучками по Поиску ЭДМ / С. Колокольчиков, А. Аксентьев, А. Мельников, Ю. Сеничев, В. Ладыгин, Е. Сыресин // Ядерная физика и инжиниринг. — 2024. — Т. 15, № 5. — С. 457—463. — URL: <https://doi.org/10.56304/S2079562924050257>.
51. ByPass optics design in NICA storage ring for experiment with polarized beams for EDM search / S. Kolokolchikov, A. Aksentyev, A. Melnikov, Y. Senichev, E. Syresin, V. Ladygin // Journal of Physics: Conference Series. — 2024. — T. 2687, № 2. — C. 022026. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2687/2/022026>.
52. NICA Facilities for the Search for EDM Light Nuclei / Y. Senichev, A. Aksentyev, S. Kolokolchikov, A. Melnikov, N. Nikolaev, V. Ladygin, E. Syresin // Physics of Atomic Nuclei. — 2024. — T. 87, № 4. — C. 436—441. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778824700534>.

53. Spin Coherence and Betatron Chromaticity of Deuteron Beam in “Quasi-Frozen”Spin Regime / S. Kolokolchikov, A. Aksentiev, A. Melnikov, Y. Senichev // Physics of Atomic Nuclei. — 2023. — T. 86, № 12. — C. 2684—2688. — URL: <https://doi.org/10.1134/S106377882311025X>.
54. Spin coherence and betatron chromaticity of deuteron beam in NICA storage ring / S. Kolokolchikov, A. Aksentyev, A. Melnikov, Y. Senichev // Journal of Physics: Conference Series. — 2024. — T. 2687, № 2. — C. 022027. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2687/2/022027>.
55. *Trubnikov, G.* NICA cooling program / G. Trubnikov, A. Sidorin, N. Shurkhno // Cybern. Phys. — 2014. — T. 3, № 3. — C. 137—146. — URL: <https://inspirehep.net/literature/1826533>.
56. Physics and Technique of Stochastic Cooling / D. Mohl, G. Petrucci, L. Thorndahl, S. Van Der Meer // Phys. Rept. — 1980. — T. 58. — C. 73—119. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(80\)90140-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(80)90140-4).
57. *Mohl, D.* The Status of stochastic cooling / D. Mohl // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. I. Meshkov. — 1997. — T. 391. — C. 164—171. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00360-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00360-4).
58. *Caspers, F.* Stochastic Cooling In Hadron Colliders / F. Caspers, D. Möhl // 17th International Conference on High-Energy Accelerators. — 1998. — C. 398—401. — URL: <https://inspirehep.net/literature/920888>.
59. *Church, M.* Stochastic cooling at Fermilab / M. Church // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — T. 391, № 1. — C. 172—175. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00358-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00358-6) ; Proceedings of the Eleventh International Advanced ICFA Beam Dynamic Workshop on Beam Cooling and Instability Damping Dedicated to the 30th Anniversary of Electron Cooling on board a ship from Moscow to Nizhny Novgorod.
60. *Senichev, Y. V.* Theory of “Resonant”lattices for synchrotrons with negative momentum compaction factor / Y. V. Senichev, A. N. Chechenin // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2007. — T. 105, № 5. — C. 988—997. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776107110118>.

61. *Senichev, Y.* Advanced HESR Lattice with Non-Similar Arcs for Improved Stochastic Cooling / Y. Senichev // Proc. COOL'07 (Bad Kreuznach, Germany, Sep. 2007). — JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2007. — P. 102—105. — URL: <https://jacow.org/cl07/papers/TUA2C07.pdf>.
62. *Senichev, Y. V.* Construction of “resonant”magneto-optical lattices with controlled momentum compaction factor / Y. V. Senichev, A. N. Chechenin // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2007. — T. 105, № 6. — C. 1141—1156. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776107120060>.
63. *Antoniou, F.* Revision of Intrabeam Scattering with Non-Ultrarelativistic Corrections and Vertical Dispersion for MAD-X : тех. отч. / F. Antoniou, F. Zimmermann ; CERN. — Geneva, 2012. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1445924>.
64. Применение методов охлаждения пучков в проекте NICA / С. Костромин, И. Мешков, А. Сидорин, А. Смирнов, Г. Трубников, Н. Шурхно // Письма в ЭЧАЯ. — 2012. — Т. 9, 4-5(174—175). — С. 537—562.
65. *Métral, E.* Transition crossing / E. Métral, D. Möhl // Fifty years of the CERN proton synchrotron / под ред. S. Gilardoni, D. Manglunki. — 2011. — Т. 1, CERN-2011—004. — С. 59. — URL: <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2011-004>.
66. *Risselada, T.* Gamma transition jump schemes / T. Risselada // CERN Accelerator School: Course on General Accelerator Physics. — 1992. — С. 313—327.
67. *Möhl, D.* Compensation of space-charge effects at transition by an asymmetric Q-jump: a theoretical study : тех. отч. / D. Möhl ; CERN. — Geneva, 1969. — URL: <https://cds.cern.ch/record/310594>.
68. *Hardt, W.* Gamma-Transition-Jump Scheme of the CPS / W. Hardt // 9th International Conference on High-Energy Accelerators. — 1975. — С. 434—438. — URL: <https://inspirehep.net/literature/920423>.
69. *Stockhorst, H.* Beam Cooling at COSY and HESR : PhD thesis / Stockhorst H. — 2016.
70. *Autin, B.* DISPERSION SUPPRESSION WITH MISSING MAGNETS IN A FODO STRUCTURE - APPLICATION TO THE CERN ANTI-PROTON ACCUMULATOR. / B. Autin // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1979. — Т. 26. — С. 3493—3495. — URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.1979.4330077>.

71. *Laclare, J. L.* Coasting beam longitudinal coherent instabilities / J. L. Laclare // CERN Accelerator School: Course on General Accelerator Physics. — 1992. — C. 349—384.
72. *Pashkov, P. T.* Measuring inductive component of longitudinal coupling impedance in IHEP PS using gamma-transition jump / P. T. Pashkov // 19th Russian Accelerator Conferences. — 10.2004.
73. *Wei, J.* Space Charge Effect at Transition Energy and the Transfer of R.F. System at Top Energy / J. Wei, S. Y. Lee. — 2021. — URL: <https://inis.iaea.org/records/ada0q-b1020>.
74. *Черный, С. А.* Ускорительный комплекс ИФВЭ / С. А. Черный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1991. — Т. 22, № 5. — С. 1067.
75. Barrier Station RF1 of the NICA Collider. Design Features and Influence on Beam Dynamics / A. Malyshev [et al.] // Proc. RuPAC'21 (Alushta, Russia). — JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 09/2021. — P. 373—375. — (Russian Particle Accelerator Conference ; 27). — URL: <https://jacow.org/rupac2021/papers/wepsc15.pdf> ; <https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2021-WEPS15>.
76. *Vadai, M.* Beam Loss Reduction by Barrier Buckets in the CERN Accelerator Complex / M. Vadai. — CERN, Geneva, 2021. — URL: <https://repository.cern/records/n5ff3-0p591>.
77. *Meshkov, I. N.* Luminosity of an Ion Collider / I. N. Meshkov // Physics of Particles and Nuclei. — 2019. — Т. 50, № 6. — С. 663—682. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779619060042>.
78. *П.Р.Зенкевич.* Исследование устойчивости интенсивных протонных пучков, в коллайдере NICA / П.Р.Зенкевич. — 2019.
79. The New Lattices for the Booster of Moscow KAON factory. Т. 2. — 1980. — URL: <https://inspirehep.net/literature/330400>.
80. A slow-cycling proton driver for a neutrino factory / H. Schonauer [и др.] // Conf. Proc. С / под ред. J. L. Laclare, W. Mitaroff, M. Regler, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole. — 2000. — Т. 0006262. — С. 966—968. — URL: <https://inspirehep.net/literature/530067>.
81. Beam dynamics newsletter, no 11. — 1996. — URL: <https://inspirehep.net/literature/423747>.

82. *Koseki, T.* Status of J-PARC main ring synchrotron / T. Koseki // Particle Accelerator Conference (PAC 07). — 2007. — C. 736–738. — (IEEE Nucl.Sci.Symp.Conf.Rec.) — URL: <https://doi.org/10.1109/PAC.2007.4440758>.
83. *Ehrenfest, P.* Bemerkung über die angenäherte Gültigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantenmechanik / P. Ehrenfest // Zeitschrift für Physik. — 1927. — T. 45, № 7. — C. 455–457. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF01329203>.
84. *Bargmann, V.* Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field / V. Bargmann, L. Michel, V. L. Telegdi // Phys. Rev. Lett. — 1959. — T. 2, вып. 10. — C. 435–436. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.435>.
85. *Fukuyama, T.* Derivation of Generalized Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi Equation for a Particle with Electric Dipole Moment / T. Fukuyama, A. J. Silenko // Int. J. Mod. Phys. A. — 2013. — T. 28. — C. 1350147. — arXiv: [1308.1580 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1308.1580). — URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X13501479>.
86. Storage ring to search for electric dipole moments of charged particles: Feasibility study / F. Abusaif [и др.]. — Geneva : CERN, 06.2021. — arXiv: [1912.07881 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1912.07881). — URL: <https://doi.org/10.23731/CYRM-2021-003>.
87. *Chislett, R.* The muon EDM in the g-2 experiment at Fermilab / R. Chislett // EPJ Web Conf. / под ред. G. D'Ambrosio, M. Iacobacci, M. Passera, G. Venanzoni, P. Massarotti, S. Mastroianni. — 2016. — T. 118. — C. 01005. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201611801005>.
88. Transparent Spin Method for Spin Control of Hadron Beams in Colliders / Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, V. S. Morozov // Phys. Rev. Lett. — 2020. — T. 124, вып. 19. — C. 194801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.194801>.
89. Frequency domain method of the search for the deuteron electric dipole moment in a storage ring with imperfections / Y. Senichev, A. Aksentev, A. Ivanov, E. Valetov. — 2017. — arXiv: [1711.06512 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1711.06512).
90. *Baldin, A.* The Status of the Dubna Relativistic Heavy Ion Accelerator Facility / A. Baldin, A. Kovalenko ; CERN bulletin. — 14/93. — Geneva, 1993.

91. The technology behind the production of different NICA Collider magnets / S. Korovkin, Y. Bespalov, V. Borisov, H. Khodzhibagyan, S. Kostromin, D. Nikiforov, M. Petrov // 27th Russian Particle Accelerator Conference. — 10.2021. — URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2021-MOPSA14>.
92. AGS proposal: Search for a permanent electric dipolemoment of the deuteron nucleus at the  $10^{-29}$  e cm level / D. Anastassopoulos [и др.]. — 2008. — URL: <https://inspirehep.net/literature/1865067>.
93. Aggarwal, A. Controlling Systematic Uncertainties in Search for an EDM in the Storage Ring / A. Aggarwal, A. Magiera // Acta Phys. Polon. B. — 2020. — T. 51. — C. 373. — URL: <https://doi.org/10.5506/APhysPolB.51.373>.
94. A new beam polarimeter at COSY to search for electric dipole moments of charged particles / F. Müller [и др.] // JINST. — 2020. — T. 15, № 12. — P12005. — arXiv: [2010.13536 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/2010.13536). — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/12/P12005>.
95. Deuteron beam polarimeter at Nuclotron internal target / Y. T. Skhomenko [и др.] // EPJ Web Conf. / под ред. S. Bondarenko, V. Burov, A. Malakhov. — 2019. — T. 204. — C. 10002. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920410002>.
96. Nuclotron at JINR: Operation Experience and Recent Development / A. Kovalenko [и др.] // 13th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology. — 2016. — MOPA19. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/DOI/HIAT2015/JACoW-HIAT2015-MOPA19.html>.
97. Spin Tune Decoherence Effects in Electro- and Magnetostatic Structures / Y. Senichev, R. Maier, D. Zyuzin, N. Kulabukhova // 4th International Particle Accelerator Conference. — 2013. — C. 2579—2581.
98. Senichev, Y. Spin Chromaticity of Beam: Orbit Lengthening and Betatron Chromaticity / Y. Senichev, A. Aksentyev, A. Melnikov // Physics of Atomic Nuclei. — 2021. — T. 84, № 12. — C. 2014—2017. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778821100367>.
99. How to Reach a Thousand-Second in-Plane Polarization Lifetime with 0.97–GeV/c Deuterons in a Storage Ring / G. Guidoboni [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — T. 117, вып. 5. — C. 054801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.054801>.



## Список рисунков

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1   | Схематическое изображение нарушение Р- и Т-симметрии ненулевым электрическим дипольным моментом. . . . .   | 8  |
| 1.1 | Регулярная ФОДО структура коллайдера NICA. . . . .   | 24 |
| 1.2 | Резонансная магнитооптическая структура коллайдера NICA с повышенной критической энергией. . . . .   | 25 |
| 1.3 | Резонансная магнитооптическая структура коллайдера NICA с реальной и комплексной критической энергией в арках. . . . .   | 25 |
| 1.4 | Зависимость времени стохастического охлаждения от энергии для разных структур. . . . .   | 26 |
| 1.5 | Зависимость постоянной времени разогрева пучка из-за внутрипучкового рассеяния в регулярной, резонансной и комбинированной структурах от энергии пучка. . . . .  | 28 |
| 2.1 | Твист-параметры $\beta_{x,y}$ , $D_x$ . Сверху – для ячеек для синглетной ФОДО, дублетной ФДО, триплетной ОДФДО ячеек; посередине – регулярная структура; снизу – резонансная. . . . .   | 32 |
| 2.2 | а) Классическая синхротронная частота и темп изменениягибающей сепаратрисы в окрестности критической энергии от номера оборота; б) изменение первого и второго порядков коэффициента проскальзывания $\eta_0$ , $\eta_1\delta$ в окрестности критической энергии от номера оборота. . . . .  | 35 |
| 2.3 | Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 7 до 13 ГэВ для трёх моделей без скачка и учёта импеданса. Синяя – учёт только первого порядка $\eta = \eta_0$ , ‘simple’ solver, оранжевая – $\eta = \eta_0$ , ‘exact’ solver, зеленая – $\eta = \eta_0 + \eta_1\delta$ , ‘exact’ solver. . . . . | 37 |
| 2.4 | Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 7 до 9 ГэВ без скачка, с учётом различного вида импеданса и интенсивностей. . . . .  | 38 |

|  |    |
|--|----|
| 2.5 Твисс-параметры $\beta_x, \beta_y, D_x$ для суперпериода У-70 а) регулярная структура; б) структура с модулированной дисперсией. . . . .   | 41 |
| 2.6 а) Поднятие критической энергии при процедуре скачка; б) соответствующее изменение первого порядка коэффициента скольжения $\eta_0$ . . . . .  | 42 |
| 2.7 а) Скачок критической энергии на сеансе У-70. Зеленая линия – сигнал с фазового датчика, фиолетовая – градиент в обмотках дополнительных квадрупольей, голубая – сигнал с пикового детектора; б) Продольная линейная плотность сгустка относительно фазы ВЧ в момент скачка. . . . .   | 42 |
| 2.8 Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 6.9 до 12.9 ГэВ для трёх моделей со скачком, без учёта импеданса. Синяя – учёт только первого порядка $\eta = \eta_0$ , ‘simple’ solver, оранжевая – $\eta = \eta_0$ , ‘exact’ solver, зеленая – $\eta = \eta_0 + \eta_1 \delta$ , ‘exact’ solver. . . . . | 43 |
| 2.9 Зависимость а) длины сгустка, б) разброса энергии внутри сгустка, в) продольного эмиттанса от номера оборота в окрестности критической энергии при изменении энергии от 6.9 до 8.9 ГэВ со скачком, с учётом различного вида импеданса и интенсивностей. . . . .  | 43 |
| 2.10 Изменение длины сгустка в ходе ускорительного цикла на сеансе У-70. . . . .   | 43 |
| 2.11 Зависимость критической энергии и рабочей точки от возмущения градиента квадрупольных линз. . . . .   | 46 |
| 2.12 Зависимость высших порядков разложения коэффициента расширения орбиты от критической энергии. . . . .   | 46 |
| 2.13 Зависимость бетатронной частоты в $x, y$ – плоскости от критического значения Лоренц-фактора $\gamma_{tr}$ при модуляции дисперсионной функции изменением градиента в фокусирующих линзах. . . . .  | 47 |
| 2.14 Динамические апертуры ( $x$ –плоскость слева, $y$ –плоскость справа) для различных (а-г) рабочих точек с $\frac{dp}{p} = 0$ . . . . .   | 48 |
| 2.15 а) Принципиальная схема поднятия критической энергии на NICA в гармоническом ВЧ с темпом $(d\gamma/dt)_{RF2} = 30 \text{ c}^{-1}$ при процедуре скачка на $\Delta\gamma_{tr} = 0.09$ с темпом $d\gamma_{tr}/dt = 8.5 \text{ c}^{-1}$ ; б) соответствующее изменение первого порядка коэффициента скольжения $\eta_0 = \pm 1 \times 10^{-3}$ . . . . .   | 49 |

|   |    |
|---|----|
| 2.16 Изменение первого порядка коэффициента скольжения $\eta_0$ при процедуре скачка с использованием барьерного ВЧ. . . . .  | 51 |
| 2.17 Слева – импеданс пространственного заряда; справа – напряжение, создаваемое пространственным зарядом вдоль профиля пучка в продольной плоскости. . . . .   | 52 |
| 2.18 Схема скачка критической энергии. Синяя линия – фактическая критическая энергия ускорителя $\gamma_{tr}$ , красная линия – энергия референсной частицы. . . . .  | 53 |
| 2.19 Нормализованная форма сигнала от ВЧ барьера. . . . .   | 53 |
| 2.20 Разложение сигнала от ВЧ барьерающего типа в ряд Фурье по синусоидальным гармоникам. Слева – форма ВЧ барьераов, справа – амплитуды гармоник в зависимости от частоты для разной ширины отражающего барьера. . . . . | 54 |
| 2.21 Фазовая плоскость при удержании пучка внутри ВЧ-барьера. Слева – начальное распределение, справа – распределение после $2 \times 10^5$ . . . . .   | 55 |
| 2.22 Фазовая плоскость при скачке, ВЧ-барьеры отключены. Слева – начальное распределение, справа – распределение после $6 \times 10^3$ оборотов. . . . .  | 55 |
| 2.23 Зависимость количества частиц в барьере ВЧ и разброса по импульсам от длины между удерживающими барьерами с точки зрения продольной микроволновой неустойчивости. . . . .  | 58 |
| 2.24 Изменение поляризации во время процедуры скачка критической энергии: (а) ускорение на этапе 2, (б) скачок на этапе 3. . . . .  | 59 |
| <br>3.1 Суперпериод, состоящий из 3-х ФОДО ячеек. QF1, QF2 – фокусирующие квадруполи, QD – дефокусирующие квадруполи. . . . .   | 65 |
| 3.2 Твисс-параметры $\beta_{x,y}$ , $D_x$ . Сверху – для ячеек для сигнлетной ФОДО, дублетной ФДО, триплетной ОДФДО ячеек; посередине – регулярная структура; снизу – резонансная. . . . .                                | 66 |
| 3.3 Твисс-параметры 3-х ячеек. Слева – регулярная структура без модуляции, справа – модулированная с введением суперпериодичности, глубина модуляции 24%. . . . .   | 68 |
| 3.4 Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре. . . . .  | 69 |
| 3.5 Подавление дисперсии в регулярной структуре. . . . .  | 70 |
| 3.6 Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре. . . . .  | 71 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 3.7  | Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре. . . . .   | 73  |
| 3.8  | Динамическая аппретура для случая плавления дисперсии крайними квадруполями. Слева – $x$ -плоскость; справа – $y$ -плоскость. . . . .        | 74  |
| 3.9  | Динамическая апертура в случае подавление дисперсии двумя семействами квадруполей. Слева – $x$ -плоскость; справа – $y$ -плоскость.          | 75  |
| 4.1  | Вращение положительно заряженной частицы а) в магнитном поле; б) электростатическом поле. . . . .  | 80  |
| 4.2  | Отношение спин-тюнов $\kappa = \frac{v_{B\perp}}{v_E}$ поперечного магнитного и электрического поля для дейтрона и протона. . . . .          | 86  |
| 4.3  | Зависимость длины компенсирующего элемента в зависимости от энергии сгустка на нуклон. . . . .   | 87  |
| 4.4  | Принципиальная схема одного периода квази-замороженной структуры с фильтрами Вина для а. дейтронов, б. протонов. . . . .                     | 88  |
| 4.5  | Принципиальная схема одного периода квази-замороженной структуры с электростатическими дефлекторами для а. дейтронов, б. протонов. . . . .   | 90  |
| 4.6  | Принципиальная схема расстановки структуры Nuclotron с текущим расположением элементов и с введением электростатических дефлекторов. . . . . | 94  |
| 4.7  | Твисс-функции текущей регулярной структуры Nuclotron. . . . .  | 95  |
| 4.8  | Принципиальная схема восьмипериодической структуры Nuclotron с текущей расстановкой при введении электростатических дефлекторов. . . . .     | 96  |
| 4.9  | Твисс-функции регулярной поворотной арки восьмипериодической модернизированной структуры Nuclotron. . . . .                                  | 96  |
| 4.10 | Твисс-функции регулярной поворотной арки восьмипериодической модернизированной структуры Nuclotron с дефлекторами. . . . .                   | 97  |
| 4.11 | Принципиальная схема 16-ти периодической структуры Nuclotron с текущей расстановкой при введении фильтров Вина. . . . .                      | 97  |
| 4.12 | Твисс-функции 16-периодической модернизированной структуры Nuclotron без фильтров Вина. . . . .  | 98  |
| 4.13 | Твисс-функции 16-периодической модернизированной структуры Nuclotron с фильтрами Вина. . . . .   | 98  |
| 4.14 | Принципиальная схема обводных каналов bypass в существующем комплексе NICA. . . . .  | 101 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.15 Принципиальная схема bypass с 3 квадруполями. . . . .  | 101 |
| 4.16 Твисс-параметры для bypass с 3 квадруполями. Черными линиями показано расположение дефлекторов. . . . .  | 102 |
| 4.17 Принципиальная схема bypass с 5 квадруполями. . . . .  | 103 |
| 4.18 Твисс-параметры для bypass с 5 квадруполями. Черными линиями показано расположение дефлекторов. . . . .  | 103 |
| 4.19 Принципиальная схема адаптированной структуры кольца NICA с bypass. . . . .  | 104 |
| 4.20 Твисс-функции для половины адаптированной структуры кольца NICA с bypass. Фильтры Вина, расположенные на прямом участке. . . . .   | 105 |
| 4.21 Траектория спина в половине модернизированного кольца bypass NICA. Арка и прямая секция с фильтрами Вина (границы обозначены красными пунктирными линиями). Вертикально поляризованный частица $\vec{S}$ (0,0,1). Показана зависимость $S_x$ , $S_y$ и $S_z$ от номера элемента (длины). . . . .   | 106 |
| 4.22 Твисс-параметры bypass NICA для дейtronного режима в OptiM. Также показано расположение секступольных семейств. . . . .  | 108 |
| 4.23 Зависимость частоты прецессии спина от координат x, y, d для различных случаев оптимизации. NC – натуральная хроматичность (красная линия); BC – нулевая (бетатронная) хроматичность (синяя пунктирная линия); SC – спиновая когерентность (зеленая линия); $BC_\alpha$ – нулевая хроматичность и $\alpha_1 = 0$ (фиолетовая линия); $BC_{\text{eta}}$ – нулевая хроматичность и ноль $\eta_1 = 0$ (светло-голубая линия). . . . . | 108 |
| 4.24 Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах x, y, d с использованием 2 семейств секступолей для получения нулевой бетатронной хроматичности. . . . .   | 109 |
| 4.25 Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах x, y, d с использованием 3-х семейств секступолей для получения спиновой когерентности. . . . .  | 110 |

## Список таблиц

|   |  |     |
|---|--|-----|
| 1 | Основные параметры магнитооптических структур коллайдера NICA. . . . .   | 29  |
| 2 | Основные параметры кольца и ВЧ для синхротрона У-70 . . . . .  | 36  |
| 3 | Результаты численного моделирования прохождения критической энергии, в том числе с учётом влияния различных импедансов для различных интенсивностей. . . . .   | 39  |
| 4 | Изменение рабочей точки в процессе процедуры скачка критической энергии на У-70. . . . .   | 41  |
| 5 | Результаты численного моделирования прохождения критической энергии скачком с учетом влияния различных импедансов для различных интенсивностей. . . . .  | 44  |
| 6 | Значение угла отклонения спина в одном периоде и соответствующий коэффициент, выражающий ослабление ЭДМ-сигнала в квази-замороженной структуре относительно замороженной для разного сорта частиц и периодичности. . . . . | 85  |
| 7 | Параметры частиц, оптимальная энергия эксперимента и соответствующая полная длина спин компенсирующих элементов. . . . .   | 87  |
| 8 | Основные параметры модернизированных структур Nuclotron. . . . .   | 99  |
| 9 | Сравнение параметров с различной вариацией оптимизации оптимизацией. . . . .   | 111 |