

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Мельников Алексей Александрович

**Исследование спин-орбитального движения и управления
поляризацией в накопительном кольце для поиска
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:
доктор физ.-мат. наук, профессор
Сеничев Юрий Валерьевич

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Методология управления поляризацией и поиска ЭДМ	16
1.1 Основные уравнения трансформации спина в электромагнитных полях	16
1.1.1 Уравнение Т-БМТ	16
1.1.2 Спинорная алгебра	17
1.2 Статические спин-ротаторы и сибирские змейки	19
1.3 Спиновые резонансы	22
1.3.1 Описание движения в резонансной системе отсчёта	22
1.3.2 Пересечение резонансов, формула Фруассар-Стора	24
1.3.3 ВЧ спиновый резонанс	25
1.4 Методы поиска ЭДМ	26
1.4.1 Метод “замороженного спина”	26
1.4.2 Метод частотной области	29
1.4.3 Метод “квази-замороженного спина”	32
1.4.4 Прямой метод	35
1.4.5 Резонансный метод	37
1.5 Структура накопителя на примере COSY	39
1.6 Особенности программной среды COSY Infinity	43
Глава 2. Исследование эффектов спиновой декогеренции в накопителях с электрическими и магнитными полями .	45
2.1 Решение уравнений орбитального движения до второго порядка	46
2.2 Минимизация декогеренции в накопителях	48
2.3 Численное моделирование орбитальной динамики	49
2.4 Численное моделирование спиновой динамики	53
2.5 Поведение спина в области критической энергии	58
2.6 Исследование влияния спиновых резонансов на время когерентности спинов, вычисление мощностей	59

2.7	Исследование времени когерентности спинов протонов на ускорителе COSY	64
2.8	Исследование магнитооптической структуры для измерения ЭДМ	70
2.8.1	ProtoType EDM Ring	70
2.8.2	Racetrack EDM Ring	75
Глава 3. Управление поляризацией для поиска ЭДМ		82
3.1	Исследование управления поляризацией в области целочисленного спинового резонанса на ускорителе COSY	82
3.1.1	Спин-навигатор на базе двух слабых соленоидов	85
3.1.2	Технические соображения	86
3.1.3	Методика эксперимента	88
3.1.4	Реализация эксперимента	91
3.2	Исследование управления поляризацией в области ВЧ спинового резонанса	95
3.2.1	Учёт влияния продольного движения частиц	96
3.2.2	Численный эксперимент	97
Глава 4. Исследование свойств структур “замороженного” и “квази-замороженного” спина с точки зрения измерения ЭДМ		103
4.1	Аналитическое исследование	103
4.1.1	Структура типа “замороженного спина”	104
4.1.2	Структура типа “квази-замороженного спина”	105
4.2	Численное моделирование	109
Заключение		112
Список сокращений и условных обозначений		114
Список литературы		115

Введение

Электрический Дипольный Момент (ЭДМ) есть фундаментальная характеристика элементарных частиц наравне с электрическим зарядом и спином. Данная векторная физическая величина характеризует асимметрию распределения электрического заряда рассматриваемой частицы вдоль направления спина.

ЭДМ ни одной элементарной частицы ещё не был экспериментально обнаружен. Тем самым, найденные значения ЭДМ элементарных частиц установят существенные ограничения на параметры Стандартной Модели (СМ) физики элементарных частиц [1]. Данная область исследований, несомненно, является окном в Новую физику за пределами СМ.

Стандартная модель в физике частиц описывает электромагнитное, сильное и слабое взаимодействие элементарных частиц. Она многократно проверялась экспериментально и нередко предсказывала свойства ещё не открытых частиц. Как, например, для t и b кварков, промежуточных W и Z бозонов. Недавним триумфом СМ было экспериментальное подтверждение спонтанного нарушения электрослабой симметрии – обнаружение бозона Хиггса в 2012 г. на Большом Адронном Коллайдере (ЛHC) [2]. Так как это была последняя неоткрытая частица, предсказываемая СМ, то особенно важными для физики частиц сейчас стали данные об отклонениях от предсказаний этой модели. Последние указывают на новые явления за пределами СМ.

Наличие ненулевого ЭДМ у элементарных частиц не сохраняет пространственную (P) и временную (T) симметрию в СМ. Комбинированная (CPT) симметрия сохраняется в рамках Стандартной модели [1]. При этом: C (charge) симметрия есть инвариантность физических законов при замене зарядов частиц на противоположные; P (parity) симметрия отражает независимость физических процессов от замены координат частиц; T (time) симметрия есть инвариантность физических процессов при обращении времени. В нарушении P и T симметрии при ненулевом ЭДМ можно убедиться на рис. 0.1. Вектор ЭДМ \vec{d} направлен от отрицательного «-» заряда к положительному «+», $\vec{\mu}$ – вектор магнитного дипольного момента (МДМ). При применении P преобразования расположение электрических зарядов изменится, следовательно, изменится ЭДМ системы. При применении T преобразования изменится

магнитный момент системы. Оба результирующих состояния системы не идентичны исходному, поэтому P и T симметрия нарушена. Из нарушения P и T чётности, но сохранения CPT, следует нарушение CP симметрии.

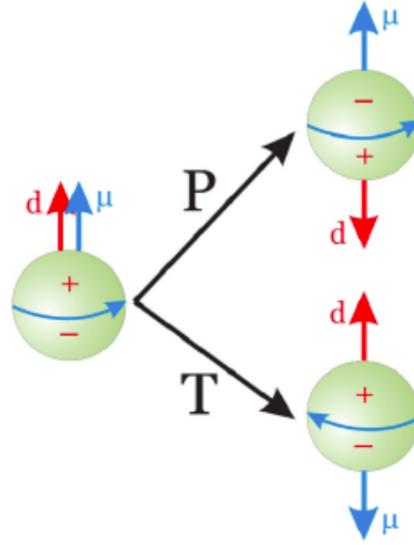


Рисунок 0.1: Иллюстрация нарушения P и T чётности при наличии ЭДМ.

Первый эксперимент, доказывающий нарушение CP инвариантности, был проведён в 1964 г. Дж. Кронином и В. Фитчем при изучении распадов нейтральных K^0 и \bar{K}^0 мезонов [3]. Экспериментально наблюдался распад смешанного состояния K_L на 2 пиона, при котором состояния CP чётности системы до и после распада были различными.

С нарушением CP чётности связано наблюдаемое преобладание материи над антиматерией во Вселенной, так называемая проблема бариогенезиса [4]. Для объяснения этого эффекта А. Сахаров сформулировал 3 условия:

- 1) несохранение барионного числа;
- 2) нарушение CP симметрии;
- 3) нарушение термического равновесия.

Вследствие выполнения этих условий произошло первичное образование барионов, и возникла наблюдаемая асимметрия между материей и антиматерией. Известно, что степень преобладания вещества над антивеществом можно охарактеризовать так называемым параметром барионной асимметрии η_B :

$$\eta_B = \frac{n_Q - n_{\bar{Q}}}{n_Q + n_{\bar{Q}}},$$

где n_Q и $n_{\bar{Q}}$ – число кварков и антикварков на этапе формирования Вселенной. Из космологических данных известно, что $\eta_B \sim 10^{-10}$ [4]. В процессе

нуклеосинтеза пары кварк – антикварк аннигилируют, а оставшиеся кварки образуют элементарные частицы и видимое вещество. Обнаружение ненулевого ЭДМ сигнала элементарных частиц позволило бы объяснить величину и характер барионной асимметрии. А именно: существовал ли избыток кварков над антикварками изначально или появился в процессе эволюции Вселенной в результате процессов с несохранением барионного числа.

При этом количественные данные о барионной асимметрии Вселенной были получены из анализа анизотропии реликтового излучения в экспериментах COBE [5], WMAP [6] и PLANCK [7]. Научные спутниковые аппараты по изучению космического излучения, такие как PAMELA и AMS, не обнаружили значительного количества антиматерии во Вселенной [8; 9]. Также активно ведётся экспериментальная работа по поиску процессов с несохранением барионного числа. Стоит отметить как исследования по распаду протона (Super-Kamiokande [10; 11]), так и поиск экспериментального подтверждения нейтрон-антинейтронных осцилляций (Super-Kamiokande [12], ESS [13]).

Эффект нарушения CP чётности был также подтверждён в экспериментах по наблюдению распадов нейтральных K мезонов (NA48 [14]), B^0 мезонов (Belle и BABAR [15]), D^0 и B_s^0 мезонов (LHCb [16; 17]). Для объяснения эффекта нарушения CP инвариантности было развито множество теоретических моделей – расширений SM. Самые известные из них: теория суперсимметрии [18]; левой-правой симметрии [19]; мульти-Хиггс теории [20]. Экспериментально полученное значение ЭДМ частиц позволило бы выбрать из этих теорий наиболее вероятное продолжение SM на пути к Новой физике. Так, например, значения ЭДМ нейтрона, предсказываемые в рамках SM, находятся на уровне $10^{-33} \div 10^{-30}$ е·см. А предсказания суперсимметричной теории – на уровне $10^{-29} \div 10^{-24}$ е·см.

Необходимость незначительного расширения Стандартной модели возникла в 2002 году после обнаружения нейтринных осцилляций [21]. Тогда японские физики-теоретики Кабиббо, Кобаяши и Маскава ввели в рассмотрение матрицу смешивания кварков [22]. Помимо трёх углов смешивания в ней присутствует комплексная фаза, отвечающая за нарушение CP симметрии. Данная фаза измеряется на LHC и B-фабриках [23]. На текущий момент нет точного соответствия между теоретически предсказанными и измеренными значениями CP-нарушающей фазы [23]. Этот факт указывает на важность проведения аль-

тернативных экспериментов по поиску механизма CP-нарушения. Одним из таких является эксперимент по поиску ЭДМ частиц.

Первый эксперимент по поиску ЭДМ частиц был проведён в 1949 г. на реакторе в г. Oak Ridge (Ramsey [24]). При этом исследовалось изменение поляризации пучка нейтронов при прохождении через систему электрических и магнитных полей. Верхнее ограничение на величину ЭДМ нейтрона оказалось $|dn| < 5 * 10^{-20}$ е·см.

В настоящее время активно проводятся эксперименты по поиску ЭДМ ультрахолодных нейтронов (ILL [25], PNPI [26], PSI [27]). При этом нейтроны низких энергий ($\sim 10^{-7}$ эВ) можно хранить в материальных и магнитных ловушках благодаря большой длине волны де-Бройля. В экспериментах анализируется влияние ЭДМ на прецессию спина в статическом электрическом и магнитном поле. Текущее ограничение на величину ЭДМ нейтрона составляет $|dn| < (0.0 \pm 1.1) * 10^{-26}$ е·см [28].

Нейтроны стали первым и естественным выбором частиц для эксперимента по поиску ЭДМ, так как они не подвержены действию внешнего электрического и магнитного поля. ЭДМ исследования проводятся также и с нейтральными системами типа атомов ртути ^{199}Hg . При этом две ячейки со спин-поляризованными атомами помещались в область с сонаправленным магнитным, но противоположно направленным электрическим полем. При этом наблюдался сдвиг Ларморовской частоты, связанный с ЭДМ [29]. Полученное ограничение на величину ЭДМ составляет $|d^{199}Hg| < 3 * 10^{-29}$ е·см. Из экспериментальных данных для атомов ртути можно также получить ограничения на величины ЭДМ других заряженных частиц, например $|dp| < 2 * 10^{-25}$ е·см. Эксперименты по поиску ЭДМ с тяжёлыми поляризованными молекулами позволили установить текущее ограничение на величину ЭДМ электрона: $|de| < 1.1 * 10^{-29}$ е·см [30]. При этом использовался тот факт, что внутреннее электрическое поле тяжёлой поляризованной молекулы обеспечивает достаточное разделение энергетических уровней, связанное с ЭДМ.

Эксперименты по поиску ЭДМ заряженных частиц целесообразно проводить на накопительных кольцах. При этом возможно накопление достаточного количества статистических данных благодаря существенному числу частиц в пучке $\sim 10^{10}$ и времени жизни пучка > 1000 с. Такие важные характеристики как поляризация, энергия, поперечный и продольный размер сгустка частиц можно контролировать и измерять в процессе ускорения и проведе-

ния эксперимента. Контроль aberrаций орбитального и спинового движения, а также возможность эффективного управления поляризацией пучка, являются несомненными достоинствами метода измерения ЭДМ на ускорителях-накопителях. Основной измеряемой величиной в подобных экспериментах является приведённая частота прецессии спина. Последняя может быть измерена с относительной точностью 10^{-10} [31], что позволяет обеспечить прецизионный контроль спиновой динамики пучка в ускорителе для целей измерения ЭДМ. Главным достоинством поиска ЭДМ на ускорителе является высокая точность измерений. Например, для ЭДМ протона может быть достигнуто ограничение $|dp| < 10^{-29}$ е·см [32], что примерно на 4 порядка выше текущего предела.

Первое прямое измерение ЭДМ на накопительном кольце было сделано для мюона в коллаборации $g - 2$ [33]. В данном эксперименте поляризованные мюоны инжектируются в накопительное кольцо с ведущим магнитным полем, и поляризация прецессирует под влиянием ЭДМ и МДМ. При этом измерялась как совокупная частота прецессии, так и угол наклона плоскости прецессии, вызванный ЭДМ. Итоговое ограничение на величину ЭДМ мюона составляет $|d\mu| < 10^{-21}$ е·см.

Следующим этапом в развитии методики измерения ЭДМ на накопителях было предложение концепции “замороженного спина” [34], в которой частота МДМ прецессии равна нулю, вектор спина сонаправлен с вектором импульса, и наблюдаемой величиной является аккумулируемая вертикальная поляризация, возникающая за счёт ЭДМ. Для реализации данной методики необходимо полностью электростатическое накопительное кольцо, работающее при “магической” энергии, реализующей условие “замороженного спина”.

Реализация эксперимента по поиску ЭДМ возможна и на ускорителе с ведущим магнитным полем, структура которого изначально не предназначена для таких исследований. При этом в накопителе необходимо установить элементы с комбинированным электрическим и магнитным полем — фильтры Вина (WF). В этом случае реализуется состояние “квази-замороженного спина” или “Quasi-Frozen Spin” (QFS), при котором вращение спин-вектора от магнитных диполей компенсируется противоположным вращением спина от фильтров Вина [35]. Усреднённая частота спин-прецессии равна нулю. Метод использования комбинированных полей является единственно возможным для частиц с отрицательной магнитной аномалией, например, дейтронов.

Главным фактором, определяющим точность измерения ЭДМ частиц на накопителе, является учёт систематических ошибок. Можно показать, что в состоянии нулевого спинового резонанса движение спина вдоль накопителя определяется локальными возмущениями поля, возникающими от неточностей выставки элементов. Из-за некоммутативности поворотов спина возникает так называемая ошибка геометрической фазы, не позволяющая измерить ЭДМ с достаточной точностью. Поэтому был предложен метод измерения ЭДМ в частотной области или “frequency domain method” [36]. При этом создаётся превалирующее контролируемое МДМ возмущение, и измеряется совокупная частота вращения спина как от МДМ, так и ЭДМ. Было показано, что именно в этом методе измерения ЭДМ можно учесть систематические ошибки для измерения ЭДМ с требуемой точностью 10^{-29} е·см.

Основным требованием в подобных экспериментах является высокая степень спиновой когерентности пучка частиц или равенство частот спин-прецессии для частиц с отклонениями в шестимерном фазовом пространстве. Соблюдение данного требования позволяет детектировать когерентный эффект изменения поляризации от ЭДМ. При этом время спиновой когерентности “Spin Coherence Time” (SCT) — время, за которое среднеквадратичный разброс направлений спинов в пучке достигает 1 рад. Известно, что высокой степени спиновой когерентности можно добиться с помощью использования резонатора с высокочастотным (ВЧ) полем и элементов с нелинейной зависимостью поля от расстояния от оси, например, секступолями [37].

Ключевым этапом в экспериментах по поиску ЭДМ является прецизионное управление поляризацией в области спиновых резонансов. Например, процедура изменения направления инвариантной оси с помощью контролируемого возмущения является основой метода измерений ЭДМ в частотной области [38]. Решение данной задачи в общем случае для управления поляризацией в области целочисленных спиновых резонансов позволит проводить высокоточные эксперименты с поляризованными пучками [39; 40]. Управление поляризацией в области ВЧ спиновых резонансов или “ВЧ спин-флиппинг” есть необходимый подготовительный этап для экспериментов по поиску ЭДМ. При этом поляризация переводится из вертикального направления при инжекции в плоскость накопительного кольца [41]. Во всех вышеописанных процедурах важно сохранить степень поляризации пучка.

Целью данной работы является развитие методов поиска ЭДМ заряженных частиц на накопительном кольце. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать спин-орбитальное движение пучка частиц в магнитном накопителе.
2. Провести численное моделирование подавления эффектов спиновой декогеренции с помощью элементов с нелинейным магнитным полем.
3. Экспериментально исследовать эффекты спиновой декогеренции протонов, получить данные о достижимом времени когерентности.
4. Исследовать особенности накопителей с совмещёнными $E + B$ полями для целей измерения ЭДМ.
5. Разработать и реализовать в эксперименте метод управления поляризацией в области целочисленных спиновых резонансов.
6. Исследовать особенности управления поляризацией с помощью ВЧ спин-ротатора.
7. Исследовать свойства и различия структур типа “замороженного” и “квази-замороженного” спина с точки зрения измерения ЭДМ частотным методом.

Научная новизна:

1. Впервые было верифицировано в численном эксперименте выражение для эффективного Лоренц-фактора, что позволило развить методику подавления эффектов спиновой декогеренции частиц.
2. Впервые было исследовано влияние спиновых резонансов на время когерентности спинов протонов и предложены оптимальные условия для проведения эксперимента по поиску ЭДМ на ускорителе COSY (COoler SYnchrotron).
3. На ускорителе COSY в составе коллаборации JEDI автором впервые были получены экспериментальные результаты по достижимому времени спиновой когерентности протонов.
4. Была разработана специализированная структура накопителя для измерения ЭДМ с совмещённым электрическим и магнитным полем, в которой можно достичь времени когерентности спинов ~ 1000 с.
5. Была разработана первая в своём роде экспериментальная реализация методики управления поляризацией в области целочисленного резонанса.

нанса. Для ускорителя COSY были проработаны этапы эксперимента, проведены оценки параметров необходимого оборудования.

6. Были проведены основополагающие исследования спин-декогеренции в области ВЧ спинового резонанса. На их базе разработаны методы увеличения эффективности управления поляризацией с помощью ВЧ спин-ротатора.
7. Впервые были рассмотрены свойства и различия структур типа “замороженного” и “квази-замороженного” спина с радиальными МДМ возмущениями для измерения ЭДМ методом частотной области.

Практическая значимость:

Исследования эффектов спиновой декогеренции протонов имеют определяющее значение как для экспериментальной программы на ускорителях COSY и Nuclotron based Ion Collider Facility (NICA), так и для создания специализированного накопителя для поиска ЭДМ.

Высокую важность представляют эксперименты по поиску ЭДМ протонов, так как они одновременно могут циркулировать в противоположных направлениях в накопителе с электрическим полем при условии замороженного спина. При этом два пучка испытывают одинаковое воздействие полей от МДМ возмущений, возникающих от неточностей юстировки элементов. Данный факт крайне важен для учёта систематических ошибок при измерении ЭДМ в концепции замороженного спина.

Опыт работы с дейтронами на ускорителе COSY показывает, что для этих частиц возможно достичь времени спиновой когерентности (SCT) порядка 1000 с [42], что является необходимым требованием для проведения эксперимента по поиску ЭДМ. Достижение большого времени когерентности для протонов является более сложной задачей, чем для дейтронов. Это объясняется тем, что отношение магнитных аномалий, определяющих разброс частот спин-прецессии в пучке, составляет $|G_p/G_d| \sim 13$. Большее значение магнитной аномалии также ведёт к тому, что в рабочем энергетическом диапазоне ускорителя спиновые резонансы будут встречаться гораздо чаще и вызывать дополнительные эффекты деполяризации и декогеренции.

Подготовительным этапом для проектирования специализированного кольца для измерения ЭДМ протона является экспериментальная проверка возможности достижения $SCT \sim 1000$ с. Первый эксперимент подобного рода проводился в феврале-марте 2022 г. на ускорителе COSY. Для проведения

дальнейших исследований возникла необходимость решения двух задач:

- 1) разработать схему перевода поляризации протонов в плоскость кольца с помощью ВЧ спин-ротатора без потери поляризации;
- 2) исследовать особенности спин-декогеренции протонов в магнитном накопителе при учёте спиновых резонансов.

Детальный анализ эффектов спиновой декогеренции в накопителях с совмещённым $E + B$ полем показал, что предполагаемая структура накопителя для поиска ЭДМ ProtoType EDM Ring (PTR) не удовлетворяет основному требованию достижения SCT ~ 1000 с. В связи с этим была разработан и обоснован новый тип структур для поиска ЭДМ с более сильной фокусировкой, который может стать итоговым вариантом проектируемого накопителя для поиска ЭДМ.

Развитие методики управления поляризацией — ключевой шаг в проведении прецизионных экспериментов на накопителях. Первый в своём роде эксперимент по управлению спином в целочисленном резонансе планируется на ускорителях COSY и в комплексе NICA. Успешная реализация данной концепции позволит вывести эксперименты с поляризованными пучками на новый уровень точности, что является ключевым фактором для таких экспериментов, как поиск ЭДМ частиц.

Развитие методики управления поляризацией в области нулевого спинового резонанса является ключевым этапом для проведения экспериментов по поиску ЭДМ на NICA. Это также позволит убедиться в целесообразности использования метода измерения ЭДМ в частотной области как более перспективного с точки зрения учёта систематических ошибок. Данный факт несомненно позволит увеличить научный потенциал комплекса NICA и других проектируемых накопителей для поиска ЭДМ.

Методология и методы исследования. Основным методом исследования является численное моделирование в программных средах COSY Infinity, MAD-X, OPTIM.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработан метод увеличения времени спиновой когерентности на основе изменения равновесного уровня энергии частиц.
2. Предложен метод увеличения времени спиновой когерентности протонов при учёте влияния спиновых резонансов.

3. Представлены результаты вычисления мощностей внутренних и целых спиновых резонансов для ускорителя COSY.
4. Представлена концепция спин-прозрачного режима управления поляризацией, включающая в себя аналитические оценки, проработку этапов эксперимента, определение параметров оборудования, необходимого для установки на накопителе.
5. Предложена методика управления поляризацией протонов с помощью ВЧ спин-ротатора без потери поляризации.
6. Разработан и верифицирован в численном эксперименте матричный метод анализа структур накопительных колец типа “замороженного” и “квази-замороженного” спина с целью проведения эксперимента по поиску ЭДМ в частотной области.

Достоверность полученных результатов обеспечивается соответствием аналитических выражений результатам численного моделирования. Результаты аналитических и численных расчётов находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами, и результатами, полученными в ходе экспериментов на ускорителе COSY.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

- XIII и XIV международной конференции по ускорителям заряженных частиц IPAC-2022, 2023. Бангкок, Тайланд; Венеция, Италия.
- XXVII и XXVIII Всероссийской конференции по ускорителям заряженных частиц RuPAC-2021, 2023. Алушта; Новосибирск, Россия.
- VII, VIII и IX Международной конференции Лазерные и Плазменные технологии ЛаПлаз-2021, 2022, 2023. Москва, Россия.
- XIX Международной конференции по спиновой физике высоких энергий DSPIN-2023. Дубна, Россия.
- 64-й Всероссийской научной конференции МФТИ в 2021 г. Долгопрудный, Россия.
- Семинарах Института Ядерной Физики (IKP FZJ) в г. Юлих, Германия.

Личный вклад. Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично либо при его непосредственном участии. Результаты по подготовке и проведению экспериментов на ускорителе COSY получены в соавторстве с коллаборацией JEDI (Juelich Electric Dipole Moment Investigations) и сотрудниками ИЯИ, МФТИ, ИТФ. Автор лично принимал участие в получении всех упомянутых экспериментальных результатов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 печатных изданиях: 10 печатных работ изданы в журналах, рекомендованных ВАК [37–41; 43–47], 2 статьи — в журналах, индексируемых международными базами цитирования Scopus и Web of Science [48; 49].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и 0 приложений. Полный объём диссертации составляет 124 страницы, включая 63 рисунка и 0 таблиц. Список литературы содержит 96 наименований.

В **первой главе** приводятся основные аналитические методы описания спин-орбитального движения частиц в накопителе, а также — основанные на этом методы управления поляризацией пучка частиц. Отдельное внимание уделяется описанию методов измерения ЭДМ, таких как метод “замороженного” и “квази-замороженного” спина. Проводится сравнение методов измерения ЭДМ в пространственной и частотной области. Для обоих методов описывается способ учёта систематических ошибок и основные этапы проведения эксперимента.

Во **второй главе** рассматриваются эффекты спин-декогеренции пучка частиц в накопителях. Вводится понятие эффективного Лоренц-фактора (γ_{eff}), проводится проверка данной концепции в численном эксперименте. В данной главе показано, что

1. γ_{eff} действительно определяет смещение равновесного уровня энергии частицы;
2. Частицы с различными отклонениями в шестимерном фазовом пространстве, имеющие одинаковую величину γ_{eff} , эквивалентны с точки зрения спиновой динамики;
3. Выравнивание равновесных уровней энергии частиц или γ_{eff} соответствует уменьшению разброса частот спин-прецессии частиц.

Также было продемонстрировано, что учёт влияния спиновых резонансов для протонов имеет определяющее значение при планировании эксперимента по поиску ЭДМ. Для ускорителя COSY была получена резонансная диаграмма в вертикальной плоскости, вычислены значения мощностей для целых и внутренних резонансов. Также представлен аналитический метод построения резонансных диаграмм и учёта влияния несовершенств структуры на разброс частот спин-прецессии частиц.

В данной главе также представлены экспериментальные результаты по исследованию времени когерентности спинов протонов на ускорителе COSY:

описаны особенности перевода поляризации в плоскость накопительного кольца с помощью ВЧ спин-ротатора, подавления разброса частот спин-прецессии с помощью секstupолей; также представлены аналитические оценки времени когерентности спинов, согласующиеся с полученными результатами.

Следующим вопросом, рассмотренным в главе 2, является исследование структуры накопительного кольца для поиска ЭДМ. По результатам спин-орбитальной динамики в накопителе PTR с суперпериодичностью $P = 4$ было показано, что максимальное достижимое SCT в данной структуре составляет порядка 100 с. Что обусловлено наличием только двух активных семейств секstupолей и “слабой” фокусировкой. Основываясь на результатах предыдущей главы, была предложена новая структура с суперпериодичностью $P = 2$ и более жёсткой фокусировкой. Было показано, что в данной структуре можно достичь $SCT \sim 1000$ с, что является необходимым требованием для экспериментов по поиску ЭДМ. Также приведено сравнение обеих структур с точки зрения динамики пучка и методики измерения ЭДМ.

Третья глава посвящена исследованию управления поляризацией для поиска ЭДМ. Описана схема управления поляризацией в окрестности целочисленного спинового резонанса на ускорителе COSY: разработана методика проведения эксперимента, представлены оценки параметров необходимого оборудования для установки в накопительное кольцо.

Также в третьей главе рассматривается вопрос управления поляризацией в области ВЧ спинового резонанса: представлены аналитические оценки и результаты численного моделирования процесса переворота поляризации пучка с учётом синхротронных колебаний частиц. При этом были рассмотрены следующие эффекты, влияющие на спин-декогеренцию и итоговую деполяризацию: выбор гармоники поля спин-ротатора, влияние разброса по импульсам в пучке, эффект от спиновых резонансов и отстройки по частоте на эффективность переворота поляризации.

В **четвёртой главе** рассматриваются вопросы измерения ЭДМ частотным методом в структурах типа “замороженного” и “квази-замороженного” спина. Основные характеристики структур с радиальными возмущениями, такие как частота спин прецессии и направление инвариантной оси в точке наблюдения, были вычислены в рамках спинорного формализма.

В **заключении** приведены результаты работы.

Глава 1. Методология управления поляризацией и поиска ЭДМ

1.1 Основные уравнения трансформации спина в электромагнитных полях

1.1.1 Уравнение Т-БМТ

Эволюция спин-вектора \vec{S} в электрическом \vec{E} и магнитном \vec{B} поле под действием МДМ и ЭДМ описывается уравнением Томаса-Баргманна-Мишеля-Телегди (Т-БМТ):

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times (\vec{\Omega}_{MDM} + \vec{\Omega}_{EDM}), \quad (1.1a)$$

$$\vec{\Omega}_{MDM} = \frac{q}{m\gamma} \left[(\gamma G + 1) \vec{B}_\perp + (1 + G) \vec{B}_\parallel - \gamma \left(G + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right], \quad (1.1b)$$

$$\vec{\Omega}_{EDM} = \frac{q\eta}{2m} \left[\vec{\beta} \times \vec{B} + \frac{\vec{E}}{c} - \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\vec{\beta}}{c} (\vec{\beta} \cdot \vec{E}) \right]. \quad (1.1c)$$

Здесь m, q — масса и заряд частицы; $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ — релятивистский бета-фактор и Лоренц-фактор частицы. $\vec{B} = \vec{B}_\perp + \vec{B}_\parallel$, $\vec{B}_\parallel = (\vec{v} \cdot \vec{B})\vec{v}/v^2$. Аномальный магнитный момент $G = \frac{g-2}{2}$, g — гиромагнитное отношение. Безразмерный η фактор связан с величиной ЭДМ d и спина s частицы: $d = \frac{\eta q}{2mc} s$. Поля \vec{E} и \vec{B} заданы в лабораторной системе отсчёта. Для протонов и дейтронов: $G_p = 1.79285$, $G_d = -0.142987$.

Векторное уравнение (1.1a) представляет собой систему дифференциальных уравнений третьего порядка. При их непосредственном решении целесообразно понизить их порядок с помощью интеграла движения $\vec{S}^2 = \text{const}$.

Уравнение (1.1a) описывает прецессию спин-вектора вокруг направления $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_{MDM} + \vec{\Omega}_{EDM}$. При этом сохраняется проекция спина на направление $\vec{\Omega}$. Отсюда гамильтониан движения есть $\mathcal{H} = \vec{S} \cdot \vec{\Omega}$.

Целесообразно описать спиновое движение в гамильтоновых переменных S_z и ψ , где S_z есть проекция на любую выбранную ось, а ψ есть фаза вращения вокруг этой оси [50]. В этих переменных

$$\mathcal{H} = S_z \Omega_z + S_\perp \Omega_\perp \cos(\psi - \delta),$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_\perp \exp(i\delta) &= \Omega_x + i\Omega_y, \\ S_\perp \exp(i\psi) &= S_x + iS_y. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Уравнение (1.1a) в гамильтоновой форме запишется в виде:

$$\begin{cases} \frac{dS_z}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \psi} = S_\perp \Omega_\perp \sin(\psi - \delta) \\ \frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial S_z} = \Omega_z - \frac{S_z}{S_\perp} \Omega_\perp \cos(\psi - \delta) \end{cases} \quad (1.3)$$

Уравнения для (S_z, ψ) являются нелинейными. Линейную систему уравнений можно получить в спинорном представлении.

1.1.2 Спинорная алгебра

Нормализованный наблюдаемый вектор поляризации \vec{P} есть среднее значение оператора спина $\hat{\vec{\sigma}}$ [51] (в дальнейшем $\vec{\sigma}$, множитель $\hbar/2$ перед оператором спина опущен):

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \psi^\dagger \vec{\sigma} \psi, \\ \psi &= \frac{1}{\sqrt{2P_3 + 1}} \begin{bmatrix} 1 + P_3 \\ P_1 + iP_2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где ψ — двухкомпонентный спинор, удовлетворяющий условию нормировки: $\psi^\dagger \psi = 1$. Система координат определяется индексами $(1, 2, 3)$, что подразумевает следующую направленность орт $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$: (радиально наружу, продольно вперёд, вертикально вверх) [52]. Оператор спина $\vec{\sigma}$ представляет собой вектор из матриц Паули:

$$\begin{aligned} \vec{\sigma} &= (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3), \\ \sigma_1 &= \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Матрицы Паули удовлетворяют следующим свойствам:

1. эрмитовость: $\sigma_i^\dagger = \sigma_i$;
2. унитарность: $\sigma_i^\dagger = \sigma_i^{-1} = \sigma_i$;
3. равенство нулю следа: $\text{tr}(\sigma_i) = 0$;
4. $\sigma_i^2 = I$, где I — единичная матрица размерности 2×2 ;
5. $\det(\sigma_i) = -1$;
6. циклическая перестановка: $\sigma_3 \cdot \sigma_1 = -\sigma_1 \cdot \sigma_3 = i\sigma_2$;
7. $(\vec{\sigma} \cdot \vec{a})(\vec{\sigma} \cdot \vec{b}) = (\vec{a} \cdot \vec{b}) + i\vec{\sigma} \cdot (\vec{a} \times \vec{b})$.

Для частицы со спином $1/2$ ψ есть спиновая волновая функция, удовлетворяющая уравнению Шрёдингера: $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}}\psi$ или

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{i}{2}(\vec{\sigma}\vec{\Omega})\psi, \quad (1.6)$$

решением которого является

$$\begin{aligned} \psi(t) &= M(\vec{n}, \varphi)\psi(0), \\ M(\vec{n}, \varphi) &= \exp[-i(\vec{\sigma}\vec{n})\varphi/2] = \cos(\varphi/2)I - i(\vec{\sigma}\vec{n})\sin(\varphi/2). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Здесь $M(\vec{n}, \varphi)$ есть оператор эволюции для ψ , \vec{n} и φ — *мгновенная* ось прецессии спина и угол поворота \vec{S} вокруг неё. Из выражения (1.7) можно получить, что

$$\begin{aligned} \cos(\varphi/2) &= \frac{1}{2}\text{tr}(M), \\ \vec{n} &= \frac{i}{2\sin(\varphi/2)}\text{tr}(\vec{\sigma}M). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Для кольцевого ускорителя из n секций, воздействующих на спин, полная матрица для фиксированного азимута θ имеет вид: $M(\theta) = M_n \dots M_2 M_1$, и (1.8) переписывается в виде [52]:

$$\begin{aligned} \cos(\pi\nu_s) &= \frac{1}{2}\text{tr}(M(\theta)), \\ \vec{n}(\theta) &= \frac{i}{2\sin(\pi\nu_s)}\text{tr}(\vec{\sigma}M(\theta)). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Здесь приведённая частота прецессии спина в системе покоя частицы $\nu_s = \varphi/2\pi$. Данная величина есть интегральная характеристика структуры и не зависит от азимута θ . $\vec{n}(\theta)$ есть *инвариантная* ось прецессии спина в точке θ . Она подчиняется уравнению Т-БМТ (1.1) и вырождается в случае точного спинового резонанса для идеальной структуры.

1.2 Статические спин-ротаторы и сибирские змейки

Известно, что орбитальная динамика частиц в накопителе описывается следующим уравнением:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \vec{F}. \quad (1.10)$$

В случае действия на частицу только электромагнитных полей используется выражение для силы Лоренца:

$$\vec{F}_L = Ze(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.11)$$

При использовании системы отсчёта, связанной с импульсом, спин ротатор воздействует только на спин частицы.

Диполь:

В системе покоя частицы (1.7) примет вид

$$\begin{aligned} M_{Dip} &= \cos(\varphi/2)I - i\sigma_3 \sin(\varphi/2), \\ \varphi &= \frac{ZeG}{mc\beta} \int B_y ds. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Соленоид:

$$\begin{aligned} M_{Sol} &= \cos(\varphi/2)I - i\sigma_2 \sin(\varphi/2), \\ \varphi &= \frac{Ze(1+G)}{mc\beta\gamma} \int B_{\parallel} ds. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Фильтр Вина:

устройство, не влияющее на орбитальную динамику референсной частицы за счёт подбора таких поперечных полей, что сила Лоренца (1.11) равна нулю. Для случая вертикального поля B_y и радиального поля E_x :

$$\begin{aligned} M_{WF} &= \cos(\varphi/2)I - i\sigma_3 \sin(\varphi/2), \\ \varphi &= \frac{Ze(1+G)}{mc\beta\gamma^2} \int B_{\perp} ds. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Полная соленоидальная сибирская змейка:

устройство, вращающее вектор поляризации на 180° ($\varphi = \pi$) вокруг оси, лежащей в горизонтальной плоскости под углом α к оси \hat{x} :

$$M_{Sn} = -i(\sigma_1 \cos(\alpha) + \sigma_2 \sin(\alpha)). \quad (1.15)$$

Для змейки с продольным полем $\alpha = \pi/2$, радиальным — $\alpha = 0$.

Примеры однооборотных матриц для кольцевых ускорителей:

Идеальный магнитный накопитель без спин-ротаторов:

В данной структуре, вдали от спиновых резонансов $\gamma G = K$, инвариантная ось направлена вертикально по ведущему полю $\vec{n} \parallel \hat{y}$. Компонента спин-вектора, ортогональная к направлению \vec{n} прецессирует в плоскости кольца с приведённой частотой ν_s .

$$\begin{aligned} M &= \exp(-i\sigma_3\pi\gamma G), \\ \nu_s &= \gamma G. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Накопитель с полной соленоидальной змейкой:

Пусть змейка с углом ориентации оси α установлена на азимуте $\theta_0 = 0$.

$$\begin{aligned} M(\theta) &= -i\sigma_1(\cos(\alpha - (\pi - \theta)\gamma G)) - i\sigma_2(\sin(\alpha - (\pi - \theta)\gamma G)), \\ \nu_s &= 1/2. \end{aligned} \quad (1.17)$$

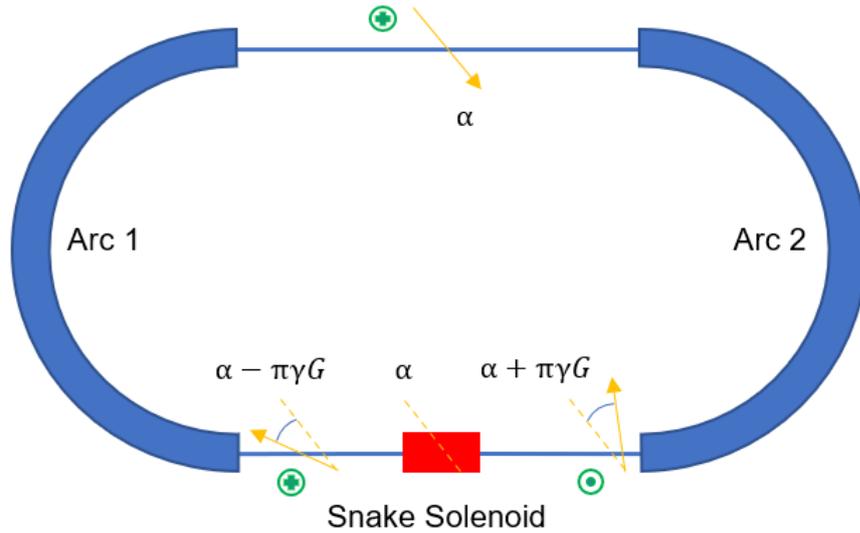


Рисунок 1.1: Эволюция \vec{n} в магнитном накопителе из двух арок с одной полной змейкой на прямой секции с ориентацией оси под углом α к направлению скорости. \vec{n} изображён жёлтым цветом, а $\vec{S} \perp \vec{n}$ — зелёным.

Заметим, что для данной структуры $n(\vec{\theta})$ лежит в плоскости кольца и в противоположной прямой секции совпадает с направлением оси змейки (рис. 1.1). Спин-тьюн также может быть определён исходя из поведения $\vec{S} \perp \vec{n}$ за оборот. Частота спин-прецессии также не зависит от энергии, что позволяет избежать пересечения спиновых резонансов и потери поляризации по мере ускорения пучка.

Накопитель с двумя полными соленоидальными змейками:

Пусть змейки с углами ориентации осей α_1 и α_2 установлены на азимутах θ_1 и θ_2 .

$$\begin{aligned} M(\theta) &= \exp(-i\sigma_3\kappa), \\ \kappa &= \alpha_2 - \alpha_1 + (\pi - \theta_2 + \theta_1)\gamma G. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Заметим, что для данной структуры $M(\theta)$ не зависит от энергии при $\theta_2 - \theta_1 = \pi$. Для этого случая

$$\nu_s = \frac{1}{\pi}(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (1.19)$$

Например, для накопителя Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi/2$ и $\nu_s = 1/2$. $\vec{n}(\theta)$ перпендикулярен плоскости кольца.

Для накопителя NICA $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ и $\nu_s = 0$. Структура становится “прозрачной” для спина.

Направление инвариантной оси в идеальной структуре не определено в силу тождественности преобразования \vec{S} . В реальной структуре направление \vec{n} в области спинового резонанса будет задаваться ошибками выставки элементов. В данной ситуации возможен эффективный метод управления поляризацией посредством использования соленоидов-навигаторов, который будет описан в разделе 3.1.

Накопитель формы — 8:

В данной структуре действие диполей в противоположных арках на спин компенсируется, и структура также становится “прозрачной” для спина:

$$\begin{aligned} M &= I, \\ \nu_s &= 0. \end{aligned} \quad (1.20)$$

1.3 Спиновые резонансы

1.3.1 Описание движения в резонансной системе отсчёта

Рассмотрим спиновую динамику частиц в накопителе в окрестности уединённого спинового резонанса (Single Resonance Model или SRM) при фиксированной энергии [51]: определим направление \vec{n} и ν_s в этой области.

Пусть вектор возмущения спинового движения $\vec{\omega}$ представлен одной резонансной гармоникой Q , где фаза φ эволюционирует вдоль азимута θ согласно

$$\frac{d\varphi}{d\theta} = Q. \quad (1.21)$$

При этом $\varphi = Q\theta + \varphi_0$. В случае спинового возмущения, вызванного движением на неидеальной замкнутой орбите, $Q \in \mathbb{Z}$. Для спинового возмущения, вызванного вертикальным бетатронным движением, $Q = K \pm Q_y$, $K \in \mathbb{Z}$.

Вектор спин-прецессии представляется в виде:

$$\vec{W} = \nu_0 \vec{e}_3 + \varepsilon [\vec{e}_1 \cos(\varphi) + \vec{e}_2 \sin(\varphi)], \quad (1.22)$$

где ε есть сила резонанса. Здесь $\vec{\omega}$ лежит в плоскости кольца, и $\varepsilon = 0$ при движении по дизайн-орбите. ν_0 — частота спин-прецессии референсной частицы.

Особенно наглядно выглядит спиновая динамика в резонансной системе отсчёта, вращающейся с частотой Q вокруг \vec{e}_3 :

$$\vec{W}' = (\nu_0 - Q) \vec{e}_3 + \varepsilon [\vec{e}_1 \cos(\varphi - Q\theta) + \vec{e}_2 \sin(\varphi - Q\theta)], \quad (1.23)$$

В данной системе $d\vec{W}'/d\theta = 0$, и в силу уравнения Т-БМТ (1.1a):

$$\begin{aligned} \vec{n}' &= \frac{\vec{W}'}{|\vec{W}'|}, \\ \nu_s &= |\vec{W}'|. \end{aligned} \quad (1.24)$$

В лабораторной системе координат решение, удовлетворяющее уравнению Т-БМТ для \vec{W} , есть:

$$\begin{aligned} \vec{n} &= \frac{\vec{\Omega}}{\Omega}, \\ \nu_s &= Q + \Omega, \end{aligned} \quad (1.25)$$

где

$$\begin{aligned}\vec{\Omega} &= (\nu_0 - Q)\vec{e}_3 + \varepsilon[e_1 \cos(\varphi) + e_2 \sin(\varphi)], \\ \Omega &= \sqrt{(\nu_0 - Q)^2 + \varepsilon^2}.\end{aligned}\tag{1.26}$$

Предположим, что направление инвариантной оси вертикальное вдали от резонанса при $|\nu_0 - Q| \gg |\varepsilon|$. Последнее предположение необходимо для недвусмысленного описания направления \vec{n} вблизи нескольких резонансов, хотя \vec{n} изменяет направление после пересечения уединённого резонанса. Предположим также, что $\nu_s(\nu_0) \rightarrow \nu_0$ при $|\nu_0 - Q| > 0$, и $\varepsilon \rightarrow 0$. Тогда (1.25) примет вид:

$$\begin{aligned}\vec{n}_{SRM} &= \text{sign}(\nu_0 - Q) \cdot \frac{\vec{\Omega}}{\Omega}, \\ \nu_{sSRM} &= Q + \text{sign}(\nu_0 - Q) \cdot \Omega.\end{aligned}\tag{1.27}$$

Поведение \vec{n}_{SRM} и ν_{sSRM} (1.27) в области резонанса представлено на рис. 1.2 и 1.3.

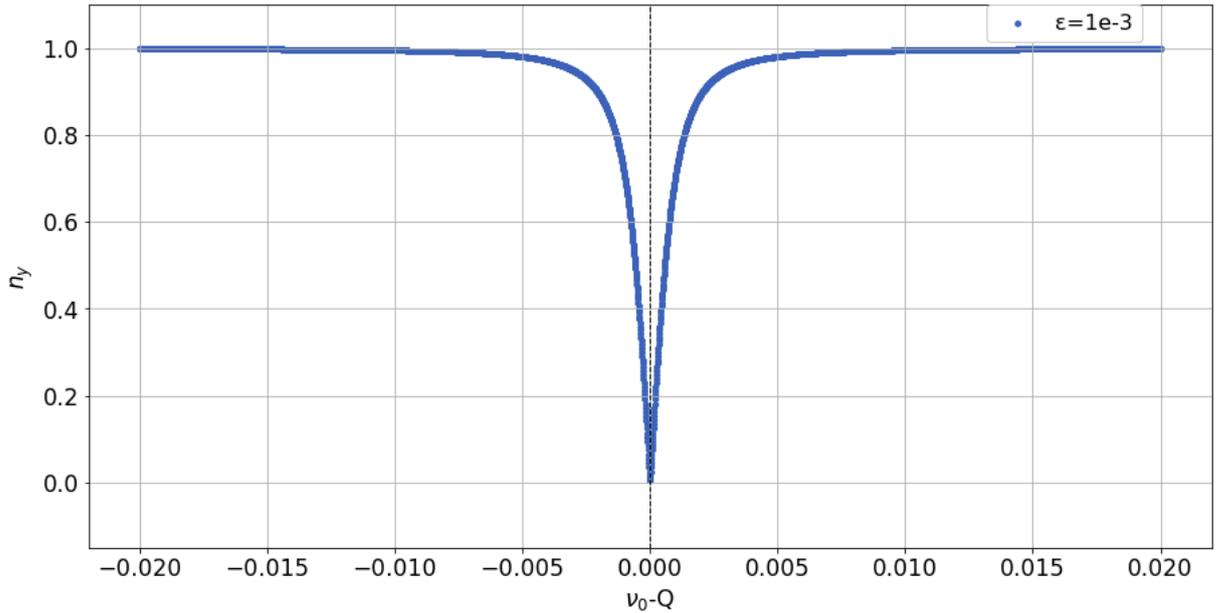


Рисунок 1.2: Поведение вертикальной компоненты \vec{n}_{SRM} в области спинового резонанса силы $\varepsilon = 10^{-3}$.

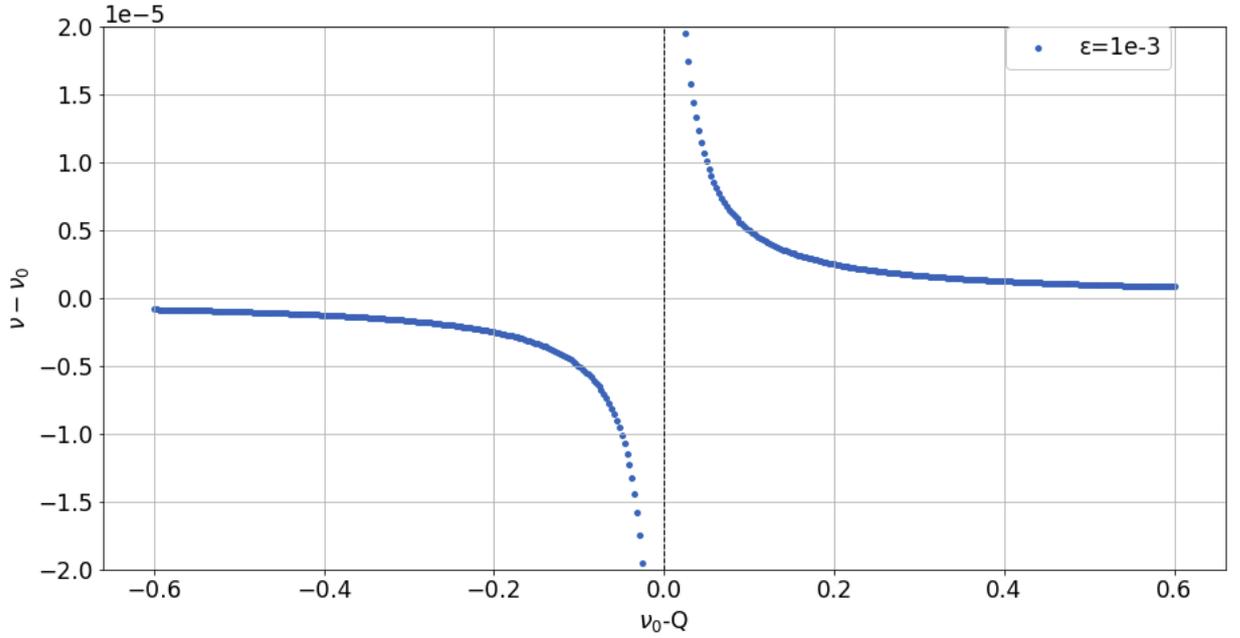


Рисунок 1.3: Поведение $\nu_{sSRM} - \nu_0$ в области спинового резонанса силы $\varepsilon = 10^{-3}$.

1.3.2 Пересечение резонансов, формула Фруассар-Стора

Рассмотрим случай пересечения уединённого резонанса с постоянной скоростью [51]:

$$\frac{d\nu_0}{d\theta} = \alpha \quad (1.28)$$

в области возмущения $\omega_1 + i\omega_2 = \varepsilon \exp(i\varphi)$, где φ эволюционирует согласно (1.21). Можно показать, что решением (1.6) для возмущённого гамильтониана в системе отсчёта, связанной с (1.28), является связь поляризации до (P_i) и после (P_f) пересечения резонанса:

$$\frac{P_f}{P_i} = 2 \exp\left(\frac{-\pi\varepsilon^2}{2|\alpha|}\right) - 1. \quad (1.29)$$

Формула Фруассар-Стора (ФС) (1.29) описывает различные случаи пересечения резонанса с точки зрения сохранения адиабатического инварианта

$$\vec{S} \cdot \vec{n} = \text{const.} \quad (1.30)$$

Медленное пересечение резонанса

При $\varepsilon^2/\alpha \gg 1$ условие адиабатичности соблюдается во всей области пересечения: \vec{n} изменяет направление на противоположное, и $P_f/P_i \simeq -1$.

Быстрое пересечение резонанса

При $\varepsilon^2/\alpha \ll 1$ условие адиабатичности не соблюдается. При этом n_y изменяет знак, а величина и направление вектора поляризации практически не изменяется: $P_f/P_i \simeq 1$.

Из (1.25), (1.26) можно показать, что в случае ненулевой отстройки от резонанса \vec{n} лежит в вертикальной плоскости с углом φ относительно скорости:

$$\varphi = \arctan((v_0 - Q)/\varepsilon). \quad (1.31)$$

Условие адиабатичности при управлении поляризацией можно выразить в следующем виде:

$$\frac{d\varphi}{dt} \ll \Omega_{rev} v_s, \quad (1.32)$$

где Ω_{rev} есть частота обращения референсной частицы. Условие (1.32) означает, что \vec{S} совершает много оборотов вокруг \vec{n} по мере изменения его направления, сохраняя инвариант (1.30).

1.3.3 ВЧ спиновый резонанс

Эффективным методом управления поляризацией в накопителе является использование ВЧ спин-ротатора [53]. Это устройство с электромагнитным полем, меняющимся по гармоническому закону с частотой f_{RF} . Рассмотрим случай слабого спин-ротатора, когда $\Delta S_y \ll 1$ за один оборот. Действие статического ротатора приводит к появлению сигнала поляризации в плоскости S_\perp :

$$S_\perp = S_y \cdot \alpha. \quad (1.33)$$

При учёте влияния фазы спинового движения и ВЧ поля результат (1.33) для n оборотов переписывается в виде:

$$S_\perp(n) = S_y \cdot \alpha \sum_{l=1}^n \cos(l\theta_s) \cos(l\theta_f) = \frac{1}{2} S_y \cdot \alpha \sum_{l=1}^n \cos(l(\theta_s - \theta_f)) + \cos(l(\theta_s + \theta_f)), \quad (1.34)$$

где $\theta_s = 2\pi\gamma G$, $\theta_f = 2\pi f_{RF}/f_{rev}$. Резонансное действие на поляризацию происходит при $\theta_s \pm \theta_f = 2\pi K$, $K \in \mathbb{Z}$, или при значении частоты f_{RF} :

$$f_{RF} = (K \pm \gamma G) f_{rev}. \quad (1.35)$$

1.4 Методы поиска ЭДМ

1.4.1 Метод “замороженного спина”

Известно, что частота обращения вектора импульса частицы в магнитном и электрическом поле (Ω_{P_B} и Ω_{P_E}) задаётся следующими выражениями:

$$\vec{\Omega}_{P_B} = \frac{q\vec{B}}{m\gamma}, \quad (1.36)$$

$$\vec{\Omega}_{P_E} = \frac{q}{m} \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c}. \quad (1.37)$$

Тогда из (1.1) следует, что частота прецессии спина в системе отсчёта, связанной с импульсом, составляет:

$$\vec{\Omega}_S = \vec{\Omega}_{MDM} - \vec{\Omega}_{P_B} - \vec{\Omega}_{P_E} = \frac{q}{m} \left[G\vec{B} + \left(\frac{1}{\gamma^2 - 1} - G \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right]. \quad (1.38)$$

Так как приведённая частота прецессии или спин-тьюн по определению есть

$$\nu_S \equiv \frac{\Omega_S}{\Omega_P}, \quad (1.39)$$

то в магнитном и электрическом поле

$$\nu_{S_B} = \gamma G. \quad (1.40)$$

$$\nu_{S_E} = \beta^2 \gamma \left(\frac{1}{\gamma^2 - 1} - G \right). \quad (1.41)$$

Из соотношений (1.40), (1.41) следует, что в магнитном накопителе \vec{S} всегда прецессирует, а в полностью электростатическом кольце для частиц с $G > 0$ возможно реализовать режим “замороженного спина” [34]. При этом $\nu_S = 0$, т. е. \vec{S} сонаправлен с \vec{P} . Данный режим реализуется при “магической” энергии:

$$\gamma_{mag.} = \sqrt{1/G + 1}. \quad (1.42)$$

Например, для протонов режим “замороженного спина” реализуется при кинетической энергии 232.79 МэВ.

Из соотношения (1.38) следует, что можно реализовать режим “замороженного спина” для частиц с произвольным значением G в накопителе с комбинированными $E + B$ элементами. $\Omega_S = 0$ при величине радиального поля

$$E_r = \frac{GBc\beta\gamma^2}{1 - G\beta^2\gamma^2}. \quad (1.43)$$

Стоит отметить, что для частиц с $G < 0$ использование комбинированных элементов является единственным возможным вариантом реализации условия полного исключения МДМ компоненты спин-прецессии или состояния “3D замороженного спина”. В случае частиц с $G > 0$ \vec{E} и \vec{B} действуют конструктивно, и радиус траектории меньше, чем для случая частиц с $G < 0$.

Условие $\Omega_S = 0$ может быть использовано для измерения ЭДМ методом “замороженного спина”. В этом случае из (1.1) следует, что \vec{S} прецессирует только под действием ЭДМ. Так как при $\vec{\beta} \cdot \vec{E} = 0$ $\vec{\Omega}_{EDM} \sim \vec{F}_L$ (1.11), то измеряемым сигналом, свидетельствующим о наличии ЭДМ, будет аккумулированная вертикальная поляризация.

Например, для предполагаемой величины ЭДМ протона $d_p = 10^{-29}$ е·см параметр $\eta = 1.9 \cdot 10^{-15}$. При величине напряжённости поля $E = 10.5$ МВ/м $\Omega_{EDM} = 3.2 \cdot 10^{-9}$ Гц. Малость данной величины накладывает серьёзные ограничения на возможность измерения сигнала ЭДМ как со стороны набора статистики, так и влияния систематических ошибок. Последнее выражается в том, что

- за время порядка 1000 с величина вертикальной поляризации, вызванная ЭДМ, $P_y \sim 3.2 \cdot 10^{-6}$. Для детектирования последней необходим сверхточный поляриметр;
- Из (1.1) следует, что МДМ возмущение с радиальным полем $B_x = 10^{-17}$ Т вызывает эквивалентную прецессию спина, как и сигнал ЭДМ на уровне $d_p = 10^{-29}$ е·см.

Известно, что для стабильности орбитального движения среднее по кольцу значение вертикальной составляющей силы Лоренца $\langle \vec{F}_L \rangle = 0$ (1.11). При этом поля возмущений B_x и E_y приводят к вращению \vec{S} в вертикальной плоскости, что имитирует наличие сигнала ЭДМ.

Предположим, что накопитель представлен n магнитными элементами длины L с ошибками выставки элементов $\langle \delta h \rangle$. Из (1.1) можно получить ха-

ракторную МДМ частоту прецессии спина в вертикальной плоскости:

$$\langle \Omega_{x,MDM} \rangle = \frac{q}{m\gamma} \frac{G+1}{\gamma} \frac{\langle B_x \rangle}{\sqrt{n}}, \quad (1.44)$$

где $\langle B_x \rangle$ — среднеквадратичное значение радиального магнитного поля. В данном случае рассмотрение ведётся в лабораторной системе отсчёта, без перехода в систему координат, связанную с импульсом (1.36). Это связано с тем, что вращение рассматривается в вертикальной плоскости, а не в плоскости кольца. Ввиду того, что текущие геодезические возможности позволяют установить магниты с точностью $\langle \delta h \rangle \sim 100$ мкм при $L \sim 1$ м и $\langle B_x \rangle = B_y \cdot \langle \delta h \rangle / L$, то вызываемая этим МДМ возмущением частота прецессии в вертикальной плоскости составляет $\langle \Omega_{x,MDM} \rangle \sim 50$ рад/с для $n \sim 100$ [54]. При этом $\Omega_{EDM} / \langle \Omega_{x,MDM} \rangle \sim 10^{-10}$. Заметим, что для измерения ЭДМ методом BNL “3D замороженного спина” необходимо уменьшить влияние МДМ от несовершенств структуры до уровня ЭДМ. Это приводит к требованию выставки элементов $\langle \delta h \rangle \sim 10^{-14}$ м, что на 10 порядков превышает текущие геодезические возможности выравнивания положения элементов.

Способ учёта влияния радиальных полей в эксперименте по поиску ЭДМ на накопительном кольце предложен в [55]. В данном методе утверждается, что среднее возмущение радиального магнитного поля $B_x = 10^{-17}$ Т, имитирующее сигнал ЭДМ, может быть контролировано с помощью радиального диполя. Последний используется для минимизации разделения орбит двух пучков, циркулирующих в противоположных направлениях. При этом разделение орбит составляет 10^{-12} м, что является серьёзным пределом точности измерений. В работе [56] утверждается, что данную величину можно измерить с помощью сверхпроводящих датчиков положения пучка.

Предлагаемый в работе [55] способ учёта систематических ошибок состоит в измерении частоты прецессии спина Ω для пучков, обращающихся в противоположных направлениях. При этом разделение орбит составляет $\Delta+$ и $\Delta-$. В данной концепции необходимо измерить частоту прецессии спина Ω для двух пучков, и частота прецессии \vec{S} под действием ЭДМ составит [57]:

$$\Omega_{EDM} = \frac{\Omega(\Delta+) + \Omega(\Delta-)}{2}. \quad (1.45)$$

В накопителе с магнитными поворотными элементами инжекция пучка в противоположном направлении происходит после процедуры изменения полярности

ведущего поля, как следует из (1.11). При этом структурные функции накопителя с возмущениями не тождественны для обеих направлений движения. Частицы испытывают различное воздействие полей возмущений. Определяющим фактором в данной методике учёта систематических ошибок является точность восстановления величины магнитного поля при изменении полярности. Решение этого вопроса не приведено в работе [55].

Ещё одной особенностью состояния, когда \vec{S} и \vec{P} сонаправлены, или “3D замороженного спина”, является вырожденность направления \vec{n} в идеальном накопителе. Неконтролируемое изменение направления мгновенной оси прецессии из-за ошибок выставки элементов в накопителе приводит к так называемой ошибке геометрической фазы. Некоммутативность поворотов \vec{S} вокруг продольной и вертикальной оси приводит к эффективному повороту \vec{S} вокруг радиальной оси, что имитирует сигнал ЭДМ. Данные численного эксперимента показывают, что влияние этого эффекта эквивалентно сигналу ЭДМ на уровне $d_p = 3 \cdot 10^{-29}$ е·см [58]. Влияние эффекта геометрической фазы на точность измерения ЭДМ нельзя учесть с помощью инжекции пучков в противоположных направлениях и с помощью контроля разделения орбит. Проблема геометрической фазы не решена в оригинальном предложении BNL по измерению ЭДМ методом “замороженного спина”.

Вышеописанные аргументы свидетельствуют о том, что измерение ЭДМ в состоянии “3D замороженного спина” влечёт за собой определённые трудности. Они могут быть решены при измерении ЭДМ в частотной области.

1.4.2 Метод частотной области

Метод измерения ЭДМ в частотной области или “frequency domain method” [36] — альтернативный метод поиска ЭДМ на накопителе, заключающийся в измерении совокупной (ЭДМ+МДМ) частоты прецессии спина в вертикальной плоскости. При этом для двух пучков, обращающихся в противоположных направлениях (CW и CCW), частота спин-прецессии Ω составляет:

$$\begin{aligned}\Omega_{CW} &= \Omega_{x,MDM}^{CW} + \Omega_{EDM}, \\ \Omega_{CCW} &= \Omega_{x,MDM}^{CCW} + \Omega_{EDM}.\end{aligned}\tag{1.46}$$

Здесь $\Omega_{x,MDM}$ есть частота прецессии спина в вертикальной плоскости, вызванная контролируемым МДМ возмущением. Из (1.46) следует, что частота прецессии под действием ЭДМ определяется следующим образом:

$$\Omega_{EDM} = \frac{(\Omega_{CW} + \Omega_{CCW})}{2} - \frac{(\Omega_{x,MDM}^{CW} + \Omega_{x,MDM}^{CCW})}{2}. \quad (1.47)$$

Из (1.47) следует, что точность измерения ЭДМ напрямую зависит от точности измерения частоты спин-прецессии. В [31] было показано, что данная величина может быть измерена с относительной точностью 10^{-10} , что является достаточным для детектирования сигнала ЭДМ на уровне $d_p = 10^{-29}$ е·см [36].

Также из (1.47) следует, что для измерения ЭДМ в методе частотной области необходимо уменьшить различие частот МДМ спин-прецессии для двух пучков, обращающихся в противоположных направлениях: $\Omega_{x,MDM}^{CW} + \Omega_{x,MDM}^{CCW} \rightarrow 0$. Последнее необходимо в силу того, что непосредственно измеряемыми величинами являются Ω_{CW} и Ω_{CCW} , и в случае $\Omega_{x,MDM}^{CW} = -\Omega_{x,MDM}^{CCW}$, Ω_{EDM} определяется только первым слагаемым в (1.47). Так как положение элементов в накопителе остаётся неизменным при смене полярности поля, то

$$B_r/B_v = \text{const.}, \quad E_r/E_v = \text{const.} \quad (1.48)$$

При выполнении условия (1.48) величина фактора $\Omega_{x,MDM}^{CW} + \Omega_{x,MDM}^{CCW}$ определяется точностью восстановления магнитного поля после смены полярности. Например, если следовать идеям по учёту влияния полей возмущений в работе [55], то в (1.45) предполагается, что частота прецессии спина для случаев CW/CCW инжекции определяется средним разделением орбит. Последнее утверждение не верно, так как Ω однозначно задаётся эффективным фактором Лоренца (γ_{eff}). Данная скалярная величина есть универсальная функция от положения частицы в шестимерном фазовом пространстве и от параметров накопителя. Параметр γ_{eff} играет ключевую роль в вопросах спин-декогеренции (глава 2) и позволяет отождествить частицы с различными положениями в фазовом пространстве и длинами орбит с точки зрения спиновой динамики. Можно показать, что γ_{eff} определяется сдвигом равновесного уровня энергии частицы $\Delta\delta_{eq}$ и представляется в виде (2.12). Выражение (2.11) для $\Delta\delta_{eq}$ будет получено в главе 2.

При этом два пучка эквивалентны с точки зрения спиновой динамики, если имеют одинаковые значения γ_{eff} . Данный факт позволяет уменьшить влияние $\Omega_{x,MDM}^{CW/CCW}$ до уровня Ω_{EDM} с помощью процедуры калибровки γ_{eff} до и

после смены полярности поля. Таким образом, необходимо измерить $\gamma_{eff} \approx \gamma_s$ до и после изменения полярности поля в плоскости накопителя, где нет вклада ЭДМ в частоту прецессии спина. Измерение частоты спин-прецессии производится в окрестности γ_s для обеспечения отстройки от вырожденного состояния “3D замороженного спина”. Отстройка по частоте производится с помощью вариации величины ведущего поля.

Для данной процедуры необходимо уменьшить частоту вращения \vec{S} в вертикальной плоскости до уровня относительного вклада в совокупную частоту спин-прецессии порядка 10^{-10} . Так как частоты складываются квадратично, данная процедура может быть реализована. Для этого необходимо установить спин-ротатор типа фильтра Вина на прямой секции с комбинированным $E + B$ полем порядка 100 В/см и 0.1 мТ.

Рассмотрим решение (1.1) для начального состояния продольно ориентированного спина: $(S_x, S_y, S_z)_0 = (0, 0, 1)$.

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{\Omega_x \Omega_z}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) - \frac{\Omega_y}{\Omega} \sin \Omega t, \\ S_y &= \frac{\Omega_y \Omega_z}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) + \frac{\Omega_x}{\Omega} \sin \Omega t, \\ S_z &= \frac{\Omega_z^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) + \cos \Omega t. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Пусть $\Omega_x = \Omega_{Bx} + \Omega_{EDM}$, $\Omega_z = \Omega_{Bz}$, $\Omega_y = \Omega_{By,Ex}$, $\Omega = \sqrt{\Omega_x^2 + \Omega_y^2 + \Omega_z^2}$. В данной концепции проводится измерение совокупной частоты прецессии спина от МДМ и ЭДМ в вертикальной плоскости после процедуры калибровки. Тогда выражение для осциллирующей компоненты S_y можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} S_y &= \sqrt{\left(\frac{\Omega_y \Omega_z}{\Omega^2}\right)^2 + \left(\frac{\Omega_x}{\Omega}\right)^2} \sin(\Omega t + \varphi), \\ \varphi &= \arctan\left(\frac{\Omega_y \Omega_z}{\Omega_x \Omega}\right). \end{aligned} \quad (1.50)$$

Измеряемая величина Ω представима в виде:

$$\Omega = \sqrt{(\Omega_{Bx} + \Omega_{EDM})^2 + \Omega_{By,Ex}^2 + \Omega_{Bz}^2}. \quad (1.51)$$

Так как выполнено условие “замороженного спина”, то $\Omega_{By,Ex} \ll \Omega_{Bx}$. Также можно добиться выполнения условия $\Omega_{Bz} \ll \Omega_{Bx}$ с помощью использования

соленоида с продольным полем $\Omega_{Bz} \sim 10^{-6}$ Т. Из вышеописанных соображений следует, что

$$\Omega = (\Omega_{Bx} + \Omega_{EDM}) \left(1 + \frac{\Omega_{By,Ex}^2 + \Omega_{Bz}^2}{2(\Omega_{Bx} + \Omega_{EDM})^2} \right). \quad (1.52)$$

При этом совокупный вклад $\Omega_{By,Ex}$ и Ω_{Bz} в Ω должен быть меньше, чем от Ω_{EDM} :

$$\frac{\Omega_{By,Ex}^2 + \Omega_{Bz}^2}{2\Omega_{Bx}} < \Omega_{EDM}. \quad (1.53)$$

Для значений $\Omega_{EDM} \sim 10^{-8}$ рад/с, $\Omega_{Bx} \sim 50$ рад/с получаем, что $\Omega_{By,Ex}^2 + \Omega_{Bz}^2 < 10^{-6}$ или для каждой компоненты по отдельности: $\Omega_{By,Ex} < 10^{-3}$, $\Omega_{Bz} < 10^{-3}$. Для характерной величины времени когерентности спинов $\tau \sim 10^3$ с угол поворота поляризации составит $\Omega_{By,Ex} \cdot \tau \sim 1$ рад, $\Omega_{Bz} \cdot \tau \sim 1$ рад. Последнее достижимо без особых технических сложностей и не требует измерения и калибровки точного значения B_y , E_x и B_z .

Более того, поля несовершенств структуры, которые ставили существенное ограничение на точность измерения ЭДМ в методе “3D замороженного спина”, обеспечивают вращение спина в вертикальной плоскости под действием ЭДМ и МДМ. Что позволяет учесть систематические ошибки для измерения ЭДМ на уровне $d_p = 10^{-29}$ е·см в методе частотной области (1.53). Наличие превалирующего МДМ возмущения также решает проблему геометрической фазы за счёт выделенного направления \vec{n} вдоль накопителя.

1.4.3 Метод “квази-замороженного спина”

Из соотношений (1.40), (1.41) следует, что для дейтронов с $G < 0$ не возможно реализовать условие “замороженного спина” в полностью электростатической или магнитной структуре. В силу малости G_d поворот \vec{S} относительно импульса под действием магнитного поля в арке накопителя можно компенсировать поворотом \vec{S} под действием электростатического поля в дефлекторах [35; 59; 60]. При этом рабочая энергия и конструкция накопителя не являются фиксированными, как при реализации условия “замороженного спина”, что обеспечивает свободу при проектировании ускорителя. Преимущество данного

метода измерения ЭДМ состоит также в том, что его можно реализовать на накопителях, которые изначально не были спроектированы для целей измерения ЭДМ. Одним из вариантов такой реализации является создание прямолинейных обходных каналов “bypass” на коллайдере NICA с фильтрами Вина для реализации условия “квази-замороженного спина” [49; 61].

Возможны две принципиально разные схемы реализации накопителя, работающего в режиме “квази-замороженного спина”. Первая представляет собой магнитную арку и электростатические дефлекторы с отрицательной кривизной. Во второй концепции используются фильтры Вина с совмещёнными $E + B$ полями на прямых участках. Целесообразность использования фильтров Вина состоит в том, что отношение приведённых частот спин прецессии в электрическом и магнитном поле: $\nu_s^E/\nu_s^B \sim 6$ при энергии ~ 200 МэВ. Поэтому поворот \vec{S} в арке эффективно компенсируется в электростатических дефлекторах.

Накопитель с цилиндрическими электростатическими дефлекторами:

Схема накопителя данного типа представлена на рис. 1.4. Угол поворота импульса в магнитной арке составляет $\Phi^B = \pi + 2\alpha$. При этом угол поворота \vec{S} относительно импульса составляет $\Phi_s^B = \nu_s^B \cdot \Phi^B$, где ν_s^B есть спин-тьюн в магнитной структуре. В электростатической арке импульс частицы вращается на угол $\Phi^E = -2\alpha$, а \vec{S} — на угол $\Phi_s^E = \nu_s^E \cdot \Phi^E$ в системе отсчёта, связанной с импульсом. Здесь ν_s^E есть спин-тьюн в электростатическом накопителе. Для реализации условия “квази-замороженного спина” необходимо, чтобы $\Phi_s^B = -\Phi_s^E$, следовательно

$$\begin{aligned} \nu_s^B \cdot (\pi + 2\alpha) &= \nu_s^E \cdot 2\alpha, \\ \alpha &= \frac{\pi/2}{\nu_s^E/\nu_s^B - 1}. \end{aligned} \quad (1.54)$$

Накопитель с фильтрами Вина на прямых участках:

Принципиальная схема данного накопителя представлена на рис. 1.5. Прямолинейные дефлекторы также имеют преимущество относительно цилиндрических за счёт отсутствия спиновых аббераций высокого порядка.

В магнитной арке импульс частицы поворачивается на угол Φ_{arc}^B . При этом угол поворота \vec{S} относительно импульса составляет $\Phi_{arc}^s = \gamma G \nu_s^B$. В фильтре Вина, не влияющем на орбитальную динамику частиц, в электрическом поле \vec{S} вращается на угол $\Phi_s^E = -\gamma \left(G + \frac{1}{\gamma+1} \right) \beta^2 \cdot \Phi_{ss}^E$. Здесь Φ_{ss}^E есть угол поворота импульса в электрическом поле. В магнитном поле \vec{S} вращается на угол $\Phi_s^B = (\gamma G + 1) \cdot \Phi_{ss}^B$, где Φ_{ss}^B — угол поворота импульса в магнитном поле. Так

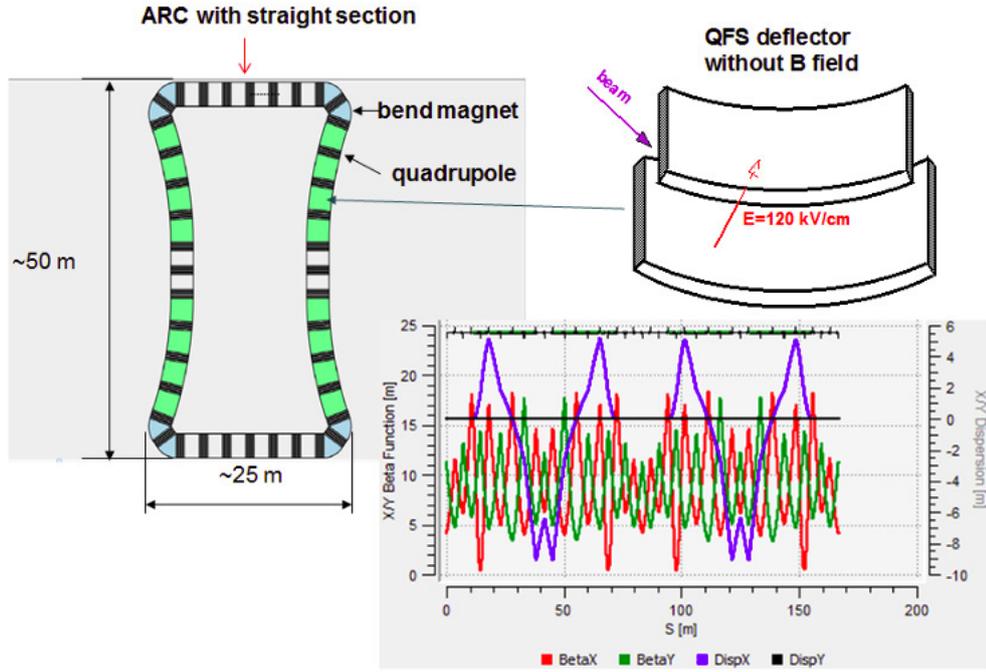


Рисунок 1.4: Накопитель с цилиндрическими электростатическими дефлекторами и его функции Твисса [35].

как сила Лоренца (1.11) $\vec{F}_L = 0$, то $\Phi_{ss}^E = \Phi_{ss}^B$. Следовательно, в дальнейшем можно оперировать с одним из них, например, с $\Phi_{ss}^B = \frac{eB_{ss}}{\gamma m v} \cdot L_{ss}$. Здесь B_{ss} и L_{ss} — величина магнитного поля и длина дефлектора. Для реализации условия “квази-замороженного спина” необходимо, чтобы $\Phi_s^B - \Phi_s^E = \Phi_{arc}^B$, то есть:

$$(\gamma G + 1) \cdot \Phi_{ss}^B - \gamma \left(G + \frac{1}{\gamma + 1} \right) \beta^2 \cdot \Phi_{ss}^E = \pi \gamma G. \quad (1.55)$$

Из соотношения (1.55) следует, что

$$L_{\Sigma} E_{ss} = \frac{G}{G + 1} \cdot \frac{m c^2}{e} \cdot \pi \beta^2 \gamma^3, \quad (1.56)$$

$$B_{ss} = -\frac{E_{ss}}{c \beta}.$$

Здесь L_{Σ} есть суммарная длина фильтров Вина на прямом участке. Характерные значения поля в фильтре Вина составляют: $E_{ss} = 120 \text{ кВ/см}$, $B_{ss} = 80 \text{ мТ}$. Для создания магнитного поля указанной напряжённости можно использовать постоянный магнит или катушку без феррита, что упрощает конструкцию данных элементов.

При осцилляции спина относительно импульса на угол Φ_s ЭДМ-сигнал вертикальной поляризации уменьшается в $J_0(\Phi_s) \simeq 1 - \Phi_s^2/4$ раз. При $\Phi_s = \gamma G \pi/2$ для дейтронов $J_0(\Phi_s) \simeq 0.98$, что практически эквивалентно методу “замороженного спина” по уровню точности.

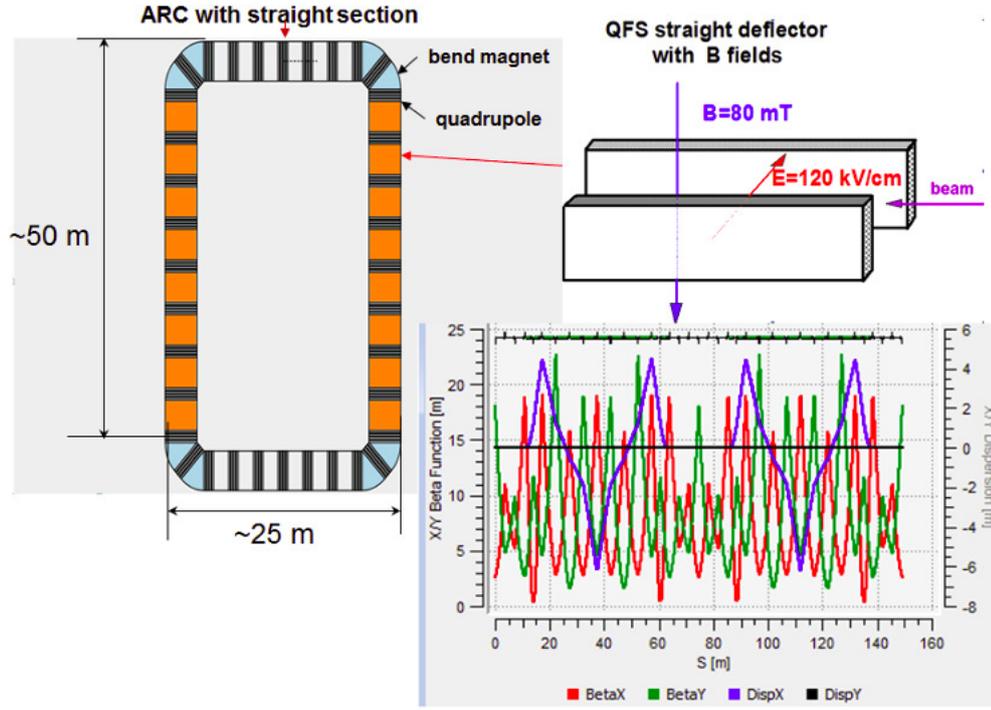


Рисунок 1.5: Накопитель с фильтрами Вина на прямых участках и его функции Твисса [35].

1.4.4 Прямой метод

Из уравнения (1.1) следует, что в системе отсчёта, связанной с импульсом, вектор частоты прецессии спина $\vec{\Omega}$ в накопителе с ведущим магнитным полем представляется в виде [62]:

$$\vec{\Omega} = -\frac{q}{m} \begin{pmatrix} 1/2\eta\beta \\ G \\ 0 \end{pmatrix} B_y. \quad (1.57)$$

При этом наблюдается наклон плоскости прецессии спина на угол ξ_{EDM} :

$$\xi_{EDM} = \arctan \left(\frac{\eta\beta}{2G} \right). \quad (1.58)$$

Прямой метод измерения ЭДМ основан на измерении угла ξ_{EDM} , величина которого зависит от η (1.58). При этом наблюдаемой величиной является осциллирующая вертикальная компонента $\vec{p}_y(t)$.

Эксперименты по прямому измерению сигнала ЭДМ проводятся, например, коллаборацией $g-2$, FNAL [63]. В данном эксперименте мюоны, инжектируемые в кольцо, распадаются на позитрон и нейтрино: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$,

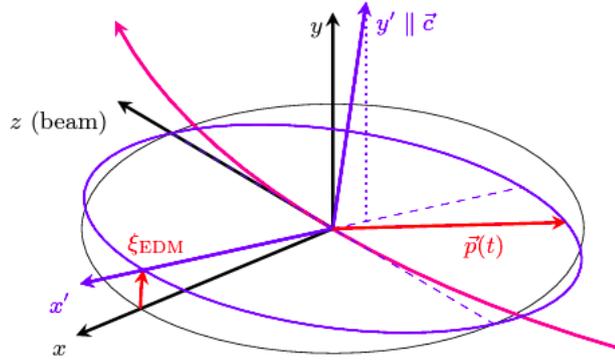


Рисунок 1.6: Поведение вектора поляризации $\vec{p}(t)$ при наличии сигнала ЭДМ. Пучок движется в продольном направлении z . \vec{p} прецессирует вокруг оси \vec{c} , отклонённой от вертикали на угол ξ_{EDM} [62].

причём распад происходит в направлении спина μ^+ . Энергия e^+ определяется углом между \vec{S} и \vec{P} первичного μ^+ . Поэтому $\vec{p}_y(t)$ можно определить с помощью анализа энергетического спектра e^+ в калориметре.

Магниты в эксперименте $g - 2$ имеют С-образную форму, чтобы обеспечить наименьшее количество материала между точкой распада μ^+ и калориметром. Фокусировка пучка осуществляется с помощью электростатических квадрупольных пластин внутри магнитов. Эксперимент проводится при “магической” энергии μ^+ (1.42) для исключения влияния электрических полей на частоту прецессии спина. Итоговая точность измерения ЭДМ составляет: $d_\mu < 3 \cdot 10^{-19}$ е·см. Влияние точности юстировки калориметра и смещения точки распада из-за когерентных бетатронных осцилляций имеет определяющее значение с точки зрения систематических ошибок [64].

В настоящее время ведётся подготовка альтернативного эксперимента по поиску ЭДМ прямым методом в J-PARC [65; 66]. В данном эксперименте планируется как независимо подтвердить результаты $g-2$ в FNAL, так и улучшить статистическую точность измерения ЭДМ мюона до $d_\mu < 1.5 \cdot 10^{-21}$ е·см.

В данном эксперименте встречается несколько новых технических решений, позволяющих улучшить точность измерения ЭДМ относительно FNAL. Одним из них является уменьшение эмиттанса мюонного пучка с помощью охлаждения и последующего ускорения. В эксперименте FNAL одним из основных источников систематических ошибок было вращение спина под действием электрического поля от фокусирующих элементов. Что происходило благодаря наличию энергетического разброса пучка в области “магической” энергии.

Поэтому в эксперименте J-PARC было решено использовать только магнитные элементы. Магнит накопительного кольца в J-PARC характеризуется относительной неоднородностью поля на уровне $\Delta B/B < 0.2 \cdot 10^{-6}$ при поле $B = 1.2$ Т. Так как радиальное магнитное поле от фокусирующих элементов тоже является источником систематических ошибок при измерении ЭДМ, в эксперименте J-PARC было решено использовать слабую фокусировку с индексом спада поля $n = 10^{-4}$. Последнее возможно для ультрахолодных мюонных пучков. Позитроны от распада мюонов регистрируются с помощью детекторов на основе кремниевых пластин, установленных внутри магнита. Наклон плоскости прецессии спина наблюдается из асимметрии направлений треков распадных позитронов. Кремниевые сенсоры должны быть позиционированы с точностью порядка 1 мкм для достижения необходимой точности измерения ЭДМ.

1.4.5 Резонансный метод

Данный метод измерения ЭДМ подразумевает использование ВЧ спинротатора, резонансно действующего на поляризацию. В реализации этого метода на ускорителе COSY предполагается измерить угол наклона инвариантной оси ξ_{EDM} (рис. 1.6), вызванный ЭДМ [62]. Данная характеристика также измеряется в прямом методе в накопителе со статическими элементами.

Угол поворота спина в фильтре Вина изменяется по гармоническому закону:

$$\psi(t) = \psi_{WF} \cos(2\pi f_{rev} |K + \nu_s| t + \varphi_{rel}), \quad (1.59)$$

где K — гармоника поля, φ_{rel} — относительная фаза ВЧ поля. Можно показать, что накопление вертикальной поляризации соответствует резонансу с силой

$$\varepsilon^{EDM} = \frac{1}{4\pi} |\vec{c} \times \vec{n}_{WF}| \cdot \psi_{WF}, \quad (1.60)$$

где \vec{n}_{WF} — направление оси прецессии спина в фильтре Вина. Для случая вертикального магнитного поля $\vec{n}_{WF} = e_y$, и (1.60) запишется в виде:

$$\varepsilon^{EDM} = \frac{1}{4\pi} \sin(\xi_{EDM}) \cdot \psi_{WF}. \quad (1.61)$$

Эволюция сигнала вертикальной поляризации описывается следующим выражением:

$$p_y(t) = a \sin(\omega t) \cos(\varphi_{rel}), \quad (1.62)$$

где частота колебаний ω под действием ВЧ резонанса представляется в виде:

$$\omega = \varepsilon^{EDM} \cdot \omega_{rev}. \quad (1.63)$$

Из выражений (1.61), (1.62), (1.63) следует связь измеряемой частоты колебаний вертикальной поляризации с величиной ЭДМ. Альтернативный метод измерения ЭДМ состоит в измерении скорости нарастания вертикальной поляризации, тогда

$$\varepsilon^{EDM} = \frac{\dot{p}_y(t)|_{t=0}}{a \cos \varphi_{rel}} \frac{1}{\omega_{rev}}. \quad (1.64)$$

В силу того, что $\dot{p}_y(t)|_{t=0} = a\omega \cos \varphi_{rel}$, и $a = \cos \xi_{EDM}$, с учётом (1.61) получим, что $\dot{p}_y(t)|_{t=0} = f_{rev} \sin \xi_{EDM} \cdot \psi_{WF}/2$. По данным из работы [62] получим, что при наблюдении эффекта от ЭДМ дейтрона величины $d_d \sim 1 \cdot 10^{-24}$ е·см сигнал вертикальной поляризации будет нарастать со скоростью $\dot{p}_y(t)|_{t=0} = 4 \cdot 10^{-10}$ 1/с, что является серьёзным ограничением точности измерения ЭДМ данным методом.

Важным фактором также является предельно допустимая относительная отстройка по частоте ВЧ спин-ротатора $\delta = \nu_{RF}/\nu_s \pm 1$ [67]. Так, например, при отстройке $\delta = 10^{-11}$ максимальный регистрируемый сигнал поляризации составляет $p_{max} = 10^{-6}$. Регистрация сигнала поляризации $p_{max} = 10^{-3}$ возможна при стабилизации частоты спин-ротатора на уровне $\delta = 10^{-15}$.

Коллаборацией JEDI также развивается резонансный метод измерения ЭДМ с помощью соленоида на прямой секции и ВЧ фильтра Вина [62; 68]. Последний вращается вокруг продольной оси z на угол φ^{WF} , создавая связь эффектов МДМ и ЭДМ на вынужденную резонансную прецессию поляризации. В качестве соленоида с продольным полем на ускорителе COSY установлена сибирская змейка, используемая для наклона инвариантной оси в продольном направлении на угол ξ^{SOL} . Основная идея метода состоит в измерении частоты/скорости нарастания сигнала вертикальной поляризации при различных значениях φ^{WF} и ξ^{SOL} . После интерполяции данных по аналитической модели можно получить данные о резонансном действии на поляризацию только от сигнала ЭДМ.

В данном методе также наблюдается рост сигнала вертикальной поляризации (1.62). При фиксированных значениях φ^{WF} и ξ^{SOL} измерения $\dot{p}_y(t)$ проводятся для различных значений φ_{rel} для улучшения статистической точности определения силы резонанса ε .

$$\varepsilon(\varphi^{WF}, \xi^{SOL}) = \left[A_{WF}^2 (\varphi^{WF} - \varphi_0^{WF})^2 + \frac{A_{Sol}^2}{4 \sin^2(\pi \nu_s)} (\xi^{Sol} - \xi_0^{Sol})^2 \right]^{1/2}. \quad (1.65)$$

Здесь A_{WF} и A_{Sol} — масштабные коэффициенты, ν_s — невозмущённый спинтун. Параметры интерполяции φ_0^{WF} и ξ_0^{Sol} определяют положение минимума эллиптического параболоида в направлениях x и z , а также — направления \vec{c}_x и \vec{c}_z .

Предварительные результаты эксперимента precursor по поиску ЭДМ на COSY [68] представлены на рис. 1.7. Результаты интерполяции экспериментальных данных по модели (1.65) составляют: $\varphi_0^{WF} = -2.91$ мрад, $\xi_0^{Sol} = -5.22$ мрад. В случае накопителя без ошибок выставки элементов \vec{c} отклонён только в радиальном направлении из-за эффекта ЭДМ ($\varphi_0^{WF} \neq 0, \xi_0^{Sol} = 0$). Экспериментальные результаты, в частности продольный наклон \vec{c} , объясняются влиянием систематических ошибок. Коллаборацией JEDI проводится работа по изучению данных эффектов и повышению точности измерения ЭДМ данным методом [62]. Стоит отметить, что наклон инвариантной оси в радиальном направлении на 1 мрад соответствует величине ЭДМ дейтрона $d_d \sim 1 \cdot 10^{-17}$ е·см.

1.5 Структура накопителя на примере COSY

Ускоритель COSY в исследовательском центре г. Юлих работает с поляризованными и неполяризованными пучками протонов и дейтронов [69]. Ионы H^-/D^- ускоряются до импульса 0.3 ГэВ/с на нуклон в циклотроне-инжекторе JULIC. После перезарядной инжекции в синхротрон COSY ионы H^+/D^+ ускоряются до импульса 3.8 ГэВ/с на нуклон.

Ускоритель COSY представляет собой синхротрон с двумя магнитными арками и прямыми промежутками (рис. 1.8) длиной 183 м. Каждая арка состоит из 12-ти диполей С-образной формы, используемых для поворота траектории частиц в плоскости кольца.

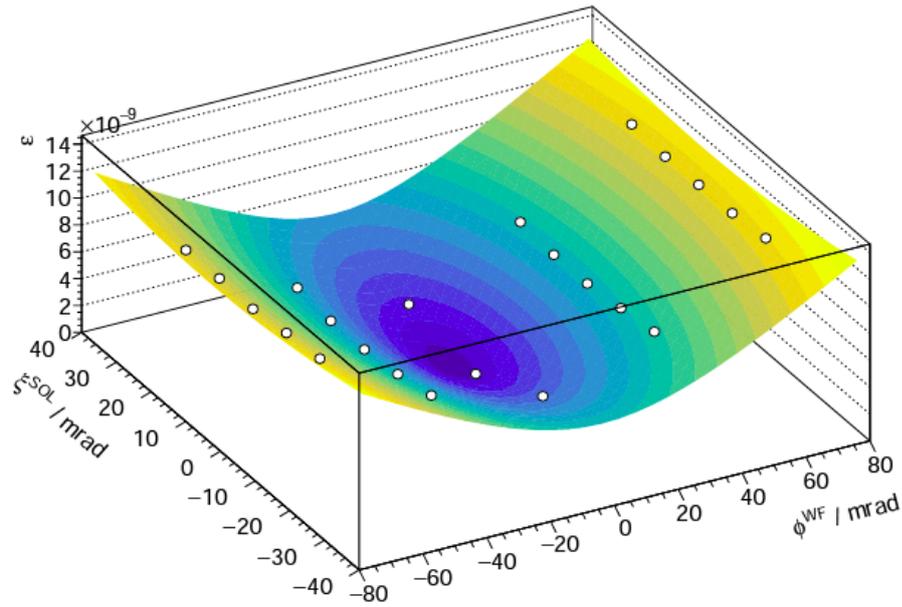


Рисунок 1.7: Предварительные результаты для зависимости силы резонанса ε от угла поворота фильтра Вина ϕ^{WF} и угла поворота спина в соленоиде, соответствующего ξ^{Sol} [68].

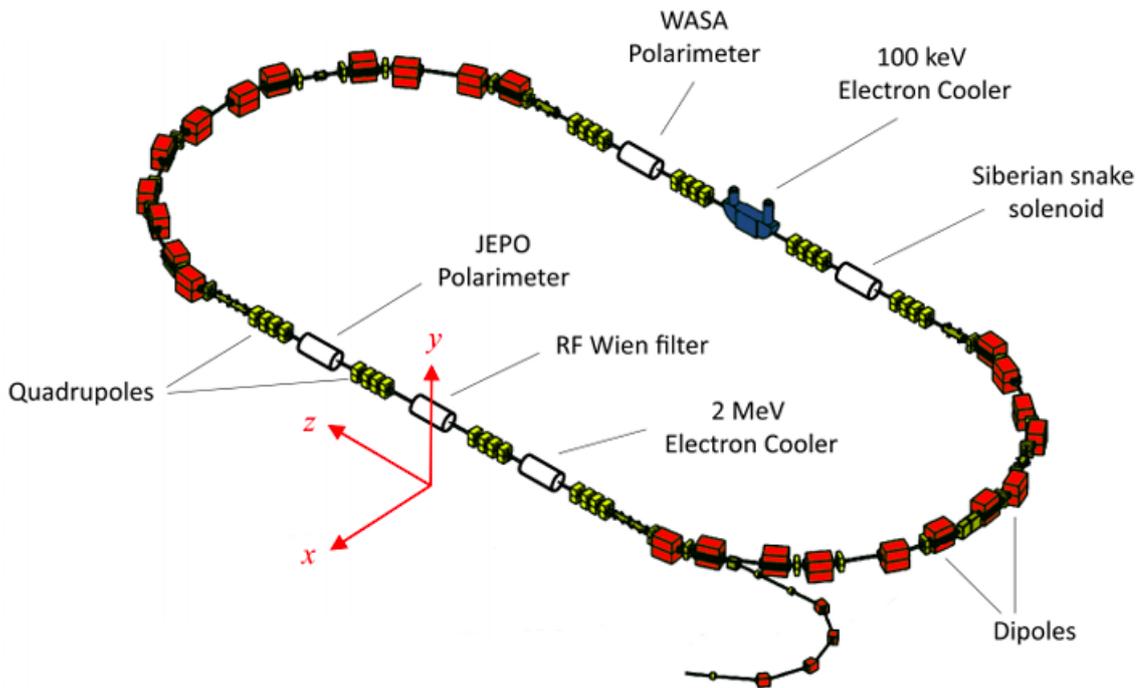


Рисунок 1.8: Схема ускорителя COSY с основными элементами.

Квадрупольные магниты обеспечивают стабильность поперечного движения пучка. Характерная рабочая точка накопителя по бетатронным частотам составляет $Q_{x,y} \sim 3.6 \div 3.7$. Данный факт был заложен при проектировании машины для возможности медленного вывода пучка на бетатронном резонансе третьего порядка. Градиенты квадрупольных линз на прямых участках настра-

иваются для обеспечения набега фаз бетатронных колебаний 2π . При этом прямая секция имеет тождественную матрицу для орбитального движения, и представляет собой телескоп 1:1. Данное свойство необходимо исключительно с точки зрения спиновой динамики частиц, и позволяет обеспечить требуемую суперпериодичность структуры. Градиенты квадрупольных линз в арках настраиваются для подавления дисперсионной функции на прямых участках (рис. 1.9). Система питания квадрупольных магнитооптической структуры в арках имеет вложенную 3-симметрию [69]. По мере ускорения пучка градиенты квадрупольных линз в трёх секциях арки могут быть выставлены идентичными. Тогда суперпериодичность накопителя $P = 6$. Данное свойство структуры используется, во-первых, для поднятия критической энергии накопителя γ_{tr} по мере ускорения. Во вторых, это позволяет уменьшить количество внутренних спиновых резонансов в рабочем энергетическом диапазоне для случая $P = 6$ по сравнению с $P = 2$ (глава 2).

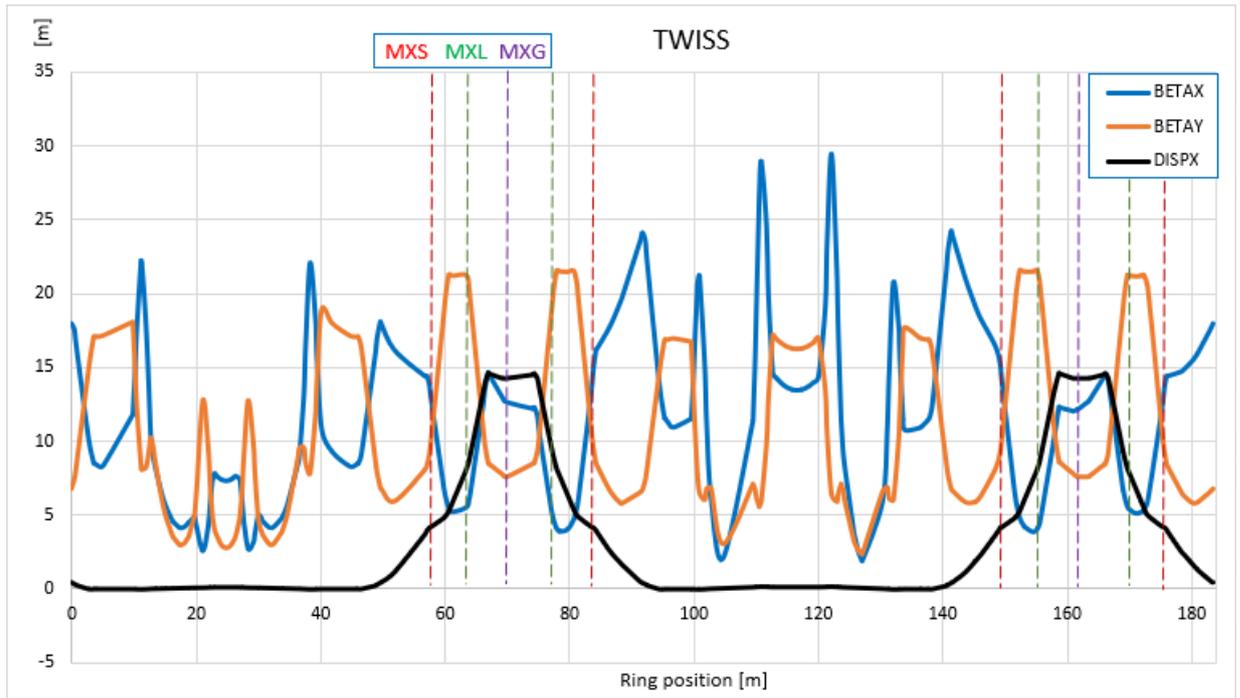


Рисунок 1.9: График Твисс-функций накопителя COSY, полученных в среде COSY Infinity. Штриховые линии обозначают позиции секступолей в арках.

Система охлаждения на энергию электронов 100 кэВ позволяет уменьшить фазовый объём сгустка после инжекции в поперечном и продольном направлениях. Данная энергия электронного пучка соответствует диапазону импульса протонов до 600 МэВ/с. Также на COSY имеется система электронного охлаждения для энергии электронного пучка до 2 МэВ, что позволяет охлаждать

пучок p/d во всём энергетическом диапазоне [70]. Система стохастического охлаждения используется в диапазоне импульсов от 1.5 до 3.4 ГэВ/с [71].

Секступоли — мультипольные элементы наибольшего порядка, используемые на COSY. Три семейства секступолей расположены в арках, в местах с различным отношением оптических функций (рис. 1.9). Что позволяет контролировать как горизонтальную и вертикальную хроматичность, так и нелинейный коэффициент сжатия орбит (глава 2). Секступоли также расположены и на прямых участках для контроля аберраций орбитального движения.

Установленные на COSY спин-ротаторы представляют собой: ВЧ фильтр Вина, ВЧ соленоид и соленоидальную сибирскую змею. Они играют ключевую роль для экспериментов по управлению поляризацией, изучению времени когерентности спинов и измерению ЭДМ резонансным методом на COSY.

Вертикальная и горизонтальная поляризация пучка измеряется с помощью поляриметра JEPO (JEDI Polarimeter) [72]. Для этого используются калориметры на основе неорганических кристаллов LYSO (Lutetium-yttrium oxyorthosilicate), сигнал с которых снимается с помощью кремниевых фотосенсоров (SiPM). Поляризацию пучка можно определить по угловой асимметрии рассеяния частиц на углеродной мишени, так как сечение рассеяния зависит от направления спина частиц. Асимметрия верх-низ сигнализирует о сигнале горизонтальной поляризации, асимметрия лево-право — о вертикальной. Экстракция части пучка на углеродную мишень используется с помощью воздействия на него электромагнитного сигнала белого шума.

Основная экспериментальная программа на ускорителе COSY была проведена с дейтронами. При этом для экспериментов доступны три состояния поляризации пучка: два — с максимальной по модулю, но противоположной по направлению вертикальной векторной поляризацией и нулевой тензорной. Третье состояние соответствует неполяризованному пучку. Пучок с первыми двумя состояниями поляризации инжектируется последовательно, в рамках одного цикла, для улучшения статистической точности экспериментальных данных. Данные измерений с неполяризованным пучком необходимы для учёта систематических ошибок эксперимента.

Ускорение поляризованного пучка на COSY подразумевает пересечение целых и внутренних спиновых резонансов. Для сохранения поляризации при пересечении последних используется система квадруполь без ферритового сердечника, питаемых от импульсного источника тока. Данная система позволяет

за короткое время изменять Q_y для увеличения отстройки по ν_s от внутреннего резонанса. Характерное изменение $\Delta Q_y \sim 0.06$ происходит за 10 мкс. Потери поляризации при пересечении целых резонансов устраняются с помощью искусственного увеличения мощности резонанса. Так, что вектор поляризации изменяет своё направление адиабатически по мере ускорения. Для этого используется вертикальный корректирующий диполь, расположенный в максимуме структурной функции β_y для увеличения среднеквадратичного отклонения замкнутой орбиты и силы резонанса [69].

1.6 Особенности программной среды COSY Infinity

Программное обеспечение COSY Infinity было разработано командой Michigan State University [73] и позволяет проводить исследование спин-орбитального движения частиц в накопителе [74; 75].

Так как линейные дифференциальные уравнения движения второго порядка в двух поперечных $(x, p_x/p_0)$, $(y, p_y/p_0)$ и продольной плоскости (l, δ) обладают свойством единственности решения, то эволюция вектора положения частиц в шестимерном фазовом пространстве $\vec{z}(s)$ при изменении положения s вдоль референсной траектории выражается в следующем виде:

$$\vec{z}(s) = \mathcal{M}(s, s_0)\vec{z}(s_0). \quad (1.66)$$

Здесь $\mathcal{M}(s, s_0)$ есть матрица отображения \vec{z} при $s_0 \rightarrow s$, в общем случае обладающая свойством симплектичности. При описании накопителя из N элементов общая матрица преобразования структуры вычисляется следующим образом:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_N \cdot \mathcal{M}_{N-1} \dots \mathcal{M}_2 \cdot \mathcal{M}_1. \quad (1.67)$$

При рассмотрении общего случая нелинейного движения частиц в накопителе условие (1.66) для каждой выбранной координаты z переписывается в виде:

$$z(s) = f(x_0, a_0, y_0, b_0, l_0, \delta_0). \quad (1.68)$$

Здесь $a = p_x/p_0$, $b = p_y/p_0$. Раскладывая f в ряд Тейлора до порядка N , получим:

$$z(s) = \sum_i (z|x^{ix}, a^{ia}, y^{iy}, b^{ib}, l^{il}, \delta^{i\delta}) \cdot x^{ix} a^{ia} y^{iy} b^{ib} l^{il} \delta^{i\delta}, \quad (1.69)$$

где $ix + ia + iy + ib + il + i\delta \in [1, N]$, что является частным случаем линейной матричной оптики (1.66) для $N = 1$.

Использование техники дифференциальной алгебры, широко используемой в программе COSY Infinity, позволяет эффективно вычислять нелинейные отображения (1.69) *любого* порядка. Необходимые аналитические операции с функциями отображения, дифференцирование и интегрирование, при этом заменяются на алгебраические операции с числами. При этом не происходит потери точности вычислений, как, например, в численных методах.

Аналогичные соображения верны и для описания спинового движения в COSY Infinity. При этом каждому элементу накопителя ставится в соответствие матрица спинового движения \mathcal{M}_S , обладающая свойством ортогональности.

Программная среда COSY Infinity поддерживает основные функции для описания спин-орбитального движения в накопителе: построение накопителя из необходимых элементов/мультиполей, введение собственных элементов, вычисление частот орбитального движения и спин-прецессии. Также в данной программной среде можно осуществлять трассировку частиц с выводом данных в файл.

Глава 2. Исследование эффектов спиновой декогеренции в накопителях с электрическими и магнитными полями

Понятие времени когерентности спин-векторов (SCT) и необходимости увеличения данной величины до уровня ~ 1000 с в экспериментах по поиску ЭДМ освещено во **введении** и главе 1.

При рассмотрении движения \vec{S} в плоскости накопителя, перпендикулярной \vec{n} , удобно использовать понятия приведённой частоты прецессии или спин-тьюна в накопителе с магнитным и электрическим полем, ν_{S_B} и ν_{S_E} (1.40), (1.41). Данные величины являются функциями энергии или γ (классического Лоренц-фактора) и отличаются для различных частиц в сгустке с энергетическим разбросом. Раскладывая данные выражения в ряд Тейлора по энергии в окрестности референсного значения γ_s , получим:

$$\begin{aligned}\Delta\nu_{S_B} &= \Delta\gamma G, \\ \Delta\nu_{S_E} &= \left(-G - \frac{1+G}{\gamma_s^2}\right) \Delta\gamma + \left(\frac{1+G}{\gamma_s^3}\right) \Delta\gamma^2 + \dots\end{aligned}\quad (2.1)$$

Мы видим, что разброс спиновой частоты в электрическом поле имеет все порядки нелинейности. Заметим, что линейный по $\Delta\gamma$ член разброса спиновой частоты даёт максимальный вклад в декогеренцию. Простые оценки для пучка с относительным разбросом по импульсам $\delta \sim 10^{-4}$ показывают, что в данном случае SCT составляет порядка нескольких мс.

Отсюда, первым шагом для поднятия времени когерентности спинов в пучке является использование ВЧ резонатора [37; 76]. Так как при синхротронном движении в линейном приближении $\langle \Delta\gamma \rangle = 0$ за время усреднения, равное периоду синхротронных колебаний, то $\langle \nu_S(\gamma) \rangle = \nu_S(\gamma_s)$ для частиц с различными отклонениями по энергии.

После компенсации линейной составляющей спин-декогеренции SCT составляет порядка нескольких секунд. Следующий шаг состоит в компенсации сдвигов равновесных уровней энергии для частиц с различными отклонениями в фазовом пространстве. Это необходимо в силу того, что $\langle \Delta\gamma \rangle \neq 0$ при учёте нелинейностей орбитального движения, что будет рассмотрено ниже.

2.1 Решение уравнений орбитального движения до второго порядка

Основной “принцип синхронного ускорения” Векслера–Макмиллана формулируется следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\Delta\varphi = -\omega_{RF}\eta\delta, \\ \frac{d}{dt}\delta = \frac{qV_{RF}\omega_{RF}}{2\pi h\beta^2\mathcal{E}}(\sin\varphi - \sin\varphi_s). \end{cases} \quad (2.2)$$

Здесь $\delta = \Delta p/p$, φ — фаза частицы относительно волны. $\Delta p = p - p_s$, $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_s$ — отклонения импульса и фазы частицы от синхронного значения. $\beta = v/c$ — относительная скорость. qV_{RF} — прирост энергии за оборот в зазоре с напряжением V_{RF} . $\omega_{RF} = 2\pi h f_{rev}$ — угловая частота ВЧ поля, где h — номер гармоники, $f_{rev} = 1/T_{rev}$ — частота обращения частицы с энергией \mathcal{E} по орбите ускорителя.

Первое уравнение системы (2.2) следует из “принципа синхронного ускорения”: частица с меньшим временем обращения прибывает в ускоряющий промежуток раньше и попадает в более раннюю фазу ВЧ-поля:

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = -\frac{\Delta T_{rev}}{T_{rev}}. \quad (2.3)$$

В общем случае изменение длины замкнутой орбиты C частицы с отклонением по импульсу до второго порядка записывается в виде:

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha_0\delta + \alpha_1\delta^2 + \dots \quad (2.4)$$

Здесь α_0 и α_1 — коэффициенты сжатия орбит первого и второго порядка. При движении частицы со скоростью v в линейном приближении верно, что:

$$\frac{\Delta T_{rev}}{T_{rev}} = \frac{\Delta(C/v)}{C/v} = \frac{\Delta C}{C} - \frac{\Delta v}{v} = \left(\alpha_0 - \frac{1}{\gamma_s^2}\right)\delta. \quad (2.5)$$

Введём понятие слип-фактора:

$$\eta = \left(\alpha_0 - \frac{1}{\gamma_s^2}\right). \quad (2.6)$$

Тогда первое уравнение системы (2.2) следует из (2.3), (2.5), (2.6).

Теперь получим соотношение, аналогичное (2.5), при разложении ΔT_{rev} до второго порядка по отклонению импульса:

$$\frac{\Delta T_{rev}}{T_{rev}} = \frac{1}{T_{rev}} \left(\left. \frac{dT}{dp} \right|_s \Delta p + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2T}{dp^2} \right|_s (\Delta p)^2 + \dots \right). \quad (2.7)$$

Где линейный член разложения был получен выше.

Используем соотношения: $T_{rev} = C/v$ и (2.4) для удлинения орбит, а также:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dp} &= \frac{v}{p\gamma^2}, \\ \frac{d^2v}{dp^2} &= \frac{v}{p^2} \left(\frac{1}{\gamma^4} - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{2\beta^2}{\gamma^2} \right). \end{aligned} \quad (2.8)$$

После преобразований получим, что до второго порядка:

$$\frac{\Delta T_{rev}}{T_{rev}} = \left(\alpha_0 - \frac{1}{\gamma_s^2} \right) \delta + \left(\alpha_1 + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} - \frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} \right) \delta^2. \quad (2.9)$$

Далее рассмотрим синхротронное движение частицы с частотой f_{syn} и максимальным отклонением по энергии от референсной δ_m . При этом считаем движение слабо возмущённым: со смещением равновесного уровня фазовой траектории $\Delta\delta_{eq} \ll \delta_m$:

$$\delta(t) = \delta_m \cdot \cos(2\pi f_{syn} t) + \Delta\delta_{eq}. \quad (2.10)$$

В силу принципа синхронного ускорения фазовая скорость частицы равна фазовой скорости ускоряющей волны. Отсюда получаем, что при включённом ВЧ поле выполняется соотношение $\langle \frac{\Delta T_{rev}}{T_{rev}} \rangle = 0$ за период времени, много больший периода синхротронных колебаний $T_{syn} = 1/f_{syn}$. Из соотношения (2.10) следует, что $\langle \delta(t) \rangle = \Delta\delta_{eq}$ и $\langle \delta^2(t) \rangle = \delta_m^2/2$. Учтём также то, что время обращения изменяется при бетатронном удлинении орбит $(\frac{\Delta L}{L})_\beta$. После усреднения по времени соотношения (2.9) получим, что [37]:

$$\Delta\delta_{eq} = \frac{\gamma_s^2}{\gamma_s^2 \alpha_0 - 1} \left[\frac{\delta_m^2}{2} \left(\alpha_1 + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} - \frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} \right) + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)_\beta \right]. \quad (2.11)$$

В силу того, что $\delta = d\gamma / (\beta_s^2 \gamma_s)$, можно переписать (2.11) в терминах *эффективного* Лоренц-фактора [36; 37]:

$$\gamma_{eff} = \gamma_s + \beta_s^2 \gamma_s \cdot \Delta\delta_{eq}. \quad (2.12)$$

Причём γ_{eff} является универсальным скалярным параметром, отождествляющим частицы с различными отклонениями в шестимерном фазовом пространстве с точки зрения спиновой динамики. Данное утверждение верно в силу того, что бетатронное удлинение орбит зависит от положения частицы в “поперечном” $(x, a), (y, b)$ фазовом пространстве [44; 77]:

$$\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\beta = -\frac{\pi}{L_s} [\varepsilon_x \xi_x + \varepsilon_y \xi_y]. \quad (2.13)$$

Здесь ε — инвариант Куранта-Шнайдера. Для одной частицы он играет роль интеграла действия или амплитуды колебаний в фазовой плоскости. ξ — хроматичность структуры. Данный параметр характеризует разброс частот бетатронных колебаний Q в пучке:

$$\xi \equiv \frac{dQ}{dp/p}. \quad (2.14)$$

Из соотношения (2.2) следует, что для минимизации эффектов спин-декогеренции необходимо, чтобы средний уровень энергии частиц с различными отклонениями в шестимерном фазовом пространстве равнялся нулю. То есть для любой частицы в пучке $\Delta\delta_{eq} = 0$ или

$$\gamma_{eff} = \gamma_s. \quad (2.15)$$

2.2 Минимизация декогеренции в накопителях

Далее обозначим анзац при $\delta_m^2/2$ в (2.11) как κ фактор. Из соотношений (2.11), (2.13) следует, что для минимизации эффектов спин-декогеренции необходимо достичь следующих трёх условий [43]:

$$\begin{aligned} \xi_{x,y} &= 0, \\ \kappa &= 0. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Для кольцевого ускорителя с квадрупольями силы $k = \frac{e}{p_0} \frac{\partial B_y}{\partial x} \Big|_0$ и секступольями силы $m = \frac{e}{p_0} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \Big|_0$ верно, что [78]:

$$\begin{aligned} \xi_x &= -\frac{1}{4\pi} \oint \beta_x (k - m\eta_x) dz, \\ \xi_y &= +\frac{1}{4\pi} \oint \beta_y (k - m\eta_x) dz, \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\Delta\alpha_1 = -\frac{m\eta_x^3}{2L}, \quad (2.18)$$

где β_x, η_x — структурные бета- и дисперсионная функции.

Из соотношений (2.17), (2.18) следует, что для минимизации эффектов декогеренции необходимо иметь три семейства секступолей, расположенных в точках с $\eta_x \neq 0$ и различным отношением β_x, β_y, η_x . Данная конфигурация секступолей используется, например, в накопителе COSY (рис. 1.9).

2.3 Численное моделирование орбитальной динамики

Рассмотрим эффекты спин-декогеренции в магнитном накопителе без ограничения общности. Первым этапом данного исследования является верификация соотношений для орбитального движения из раздела 2.1. Результаты численного моделирования были получены для накопителя COSY в программной среде COSY Infinity [73].

Бетатронное удлинение орбит

При бетатронном движении в накопителе частицы, отклонённой в поперечной (x, y) плоскости, удлинение орбиты ΔL за n оборотов можно вычислить из геометрических соображений [44]:

$$\Delta L_n = \int_{s_0}^{s_0+nL_0} \left(\frac{x_\beta}{\rho} + \frac{x'_\beta{}^2 + y'_\beta{}^2}{2} \right) dz, \quad (2.19)$$

где ρ — радиус траектории референсной частицы. В силу квазипериодического характера бетатронного движения данный интеграл будет содержать линейно растущую и осциллирующую часть (рис. 2.1). Тогда удлинение орбиты за один оборот ΔL можно вычислить следующим способом:

$$\Delta L = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \Delta L_n. \quad (2.20)$$

Следовательно, в процессе численного моделирования частица с отклонением в фазовом пространстве, соответствующем $\epsilon_{x,y}$, инжектировалась в накопитель, характеризуемый хроматичностью ξ , для проверки соотношения (2.13): рис. 2.2.

Смещение равновесного уровня энергии

В данном разделе проводится верификация соотношения (2.11) для смещения равновесного уровня энергии $\Delta\delta_{eq}$ [43].

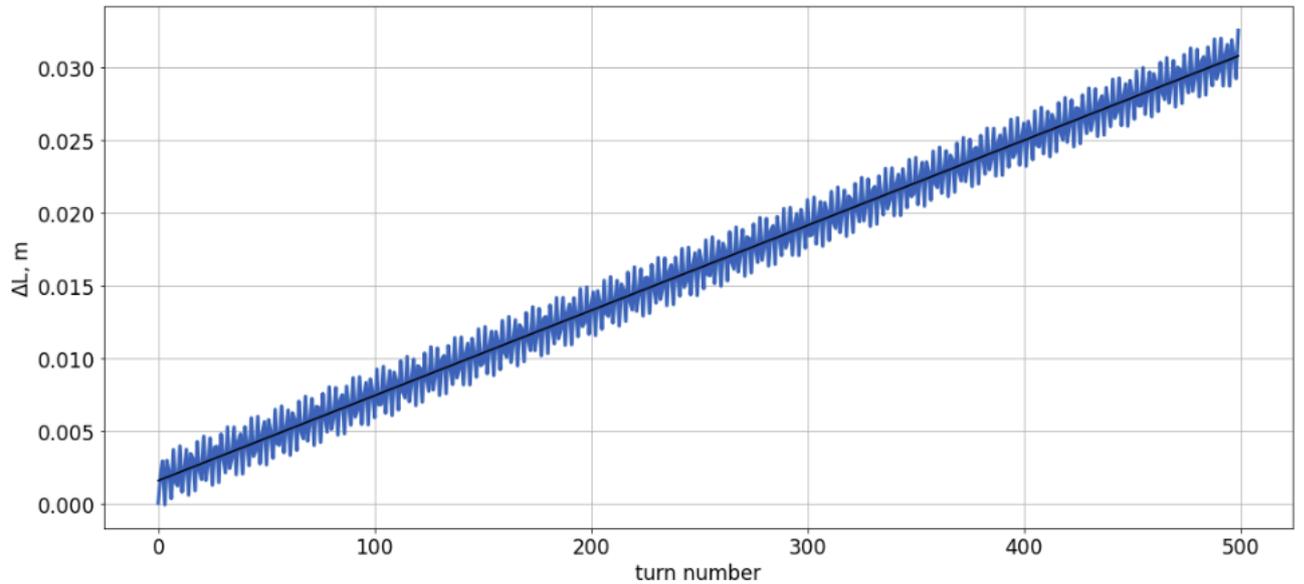


Рисунок 2.1: Суммарное бетатронное удлинение орбиты частицы с отклонением $\epsilon_x = 3$ мм·мрад в зависимости от номера оборота по кольцу с $\xi_x = -5$.

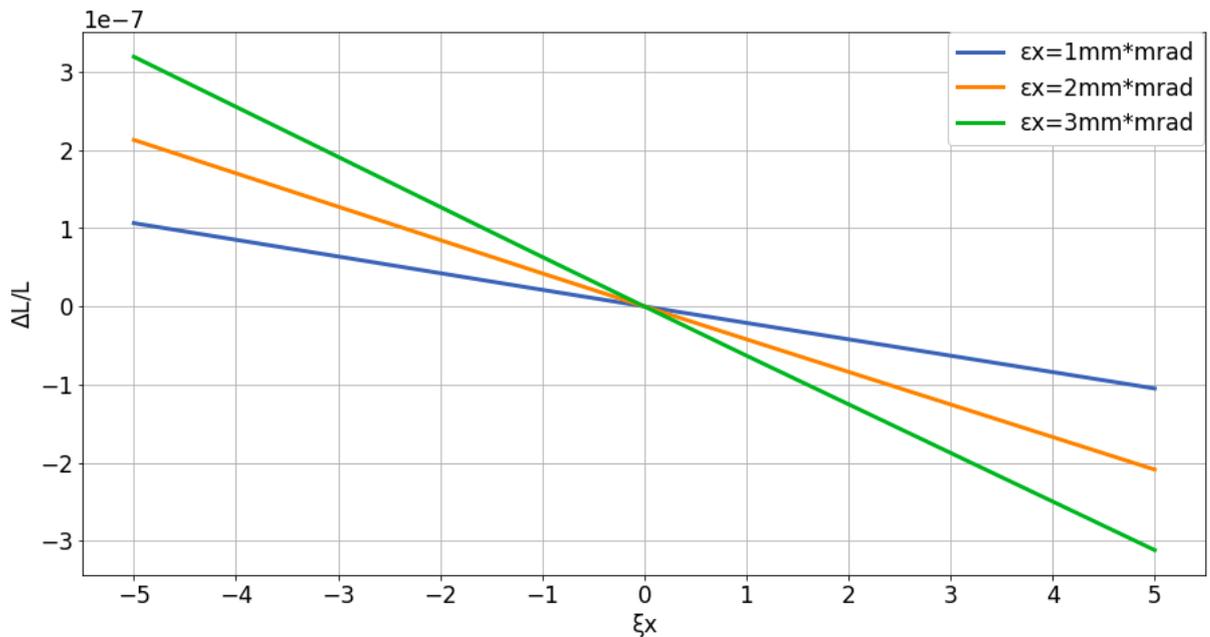


Рисунок 2.2: Относительное бетатронное удлинение орбит для частиц с различными отклонениями ϵ_x в радиальном направлении для различных значений хроматичности накопителя ξ_x .

В первом случае частицы инжектировались с ненулевым отклонением по энергии δ_m в структуру с $\xi_{x,y} = 0$ и варьируемым к фактором (рис. 2.3). Здесь фазовые траектории теряют симметрию и приобретают сдвиг среднего уровня энергии. $\xi_{x,y} = 0$ необходимо для наблюдения изолированного эффекта от отклонения частицы по энергии δ на положение среднего уровня $\Delta\delta_{eq}$ (рис. 2.4).

Во втором случае частицы инжектировались с ненулевым отклонением в радиальном направлении ϵ_x в структуру с κ , $\xi_y = 0$ и варьируемой хроматичностью ξ_x (рис. 2.5). Положение среднего уровня энергии $\Delta\delta_{eq}$ для различных значений ξ_x представлено на рис. 2.6.

Результаты для вертикального отклонения аналогичны представленным для радиального отклонения. Данные на рис. 2.4, 2.6 подтверждают аналитически предсказанное смещение равновесных уровней фазовых траекторий (2.11).

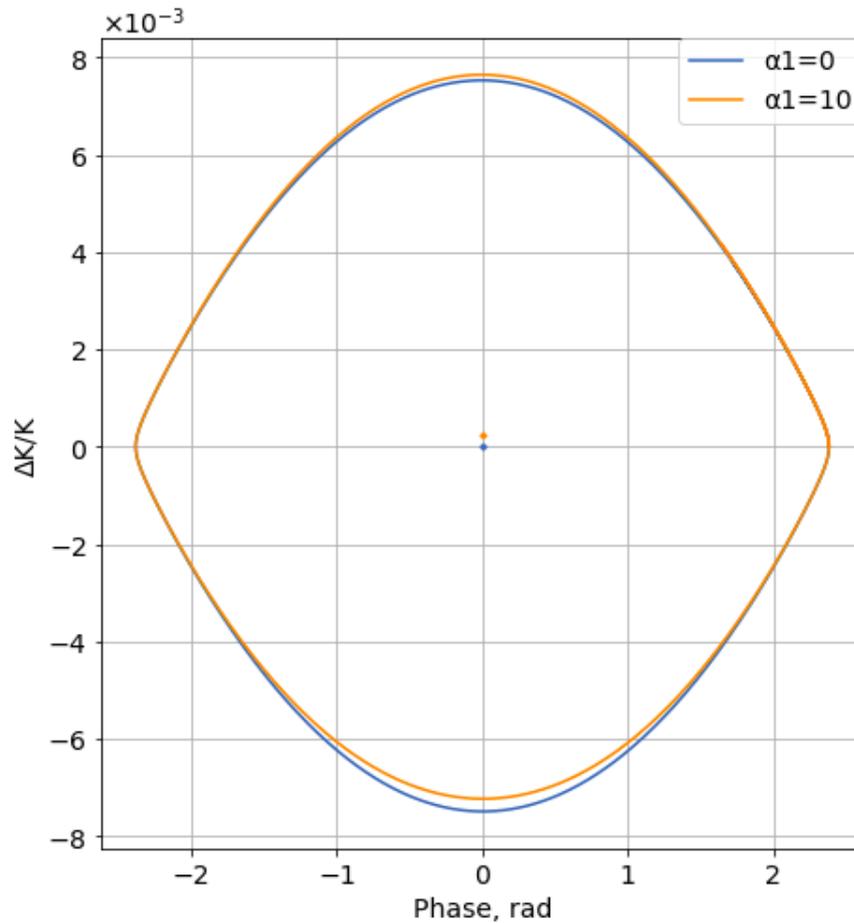


Рисунок 2.3: Продольные фазовые траектории для различных значений α_1 ; $\xi_{x,y} = 0$. $\Delta K/K$ — относительное изменение кинетической энергии.

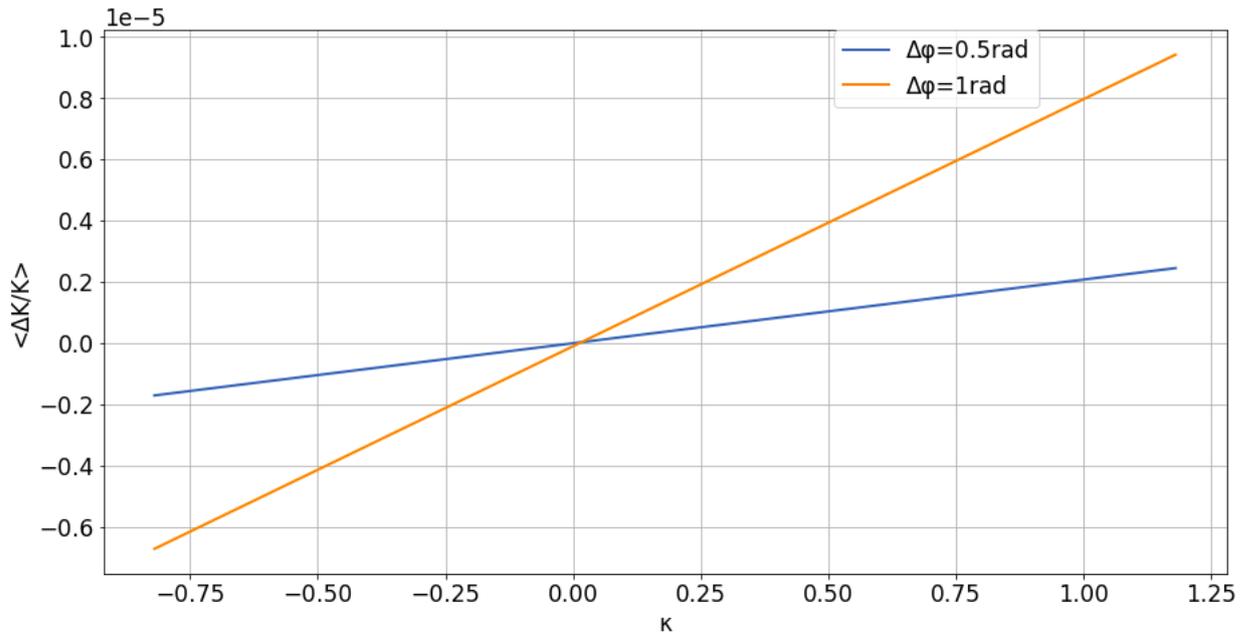


Рисунок 2.4: Зависимость положения среднего уровня энергии от κ фактора для частиц с различным отклонением по фазе $\Delta\varphi$ при инжекции.

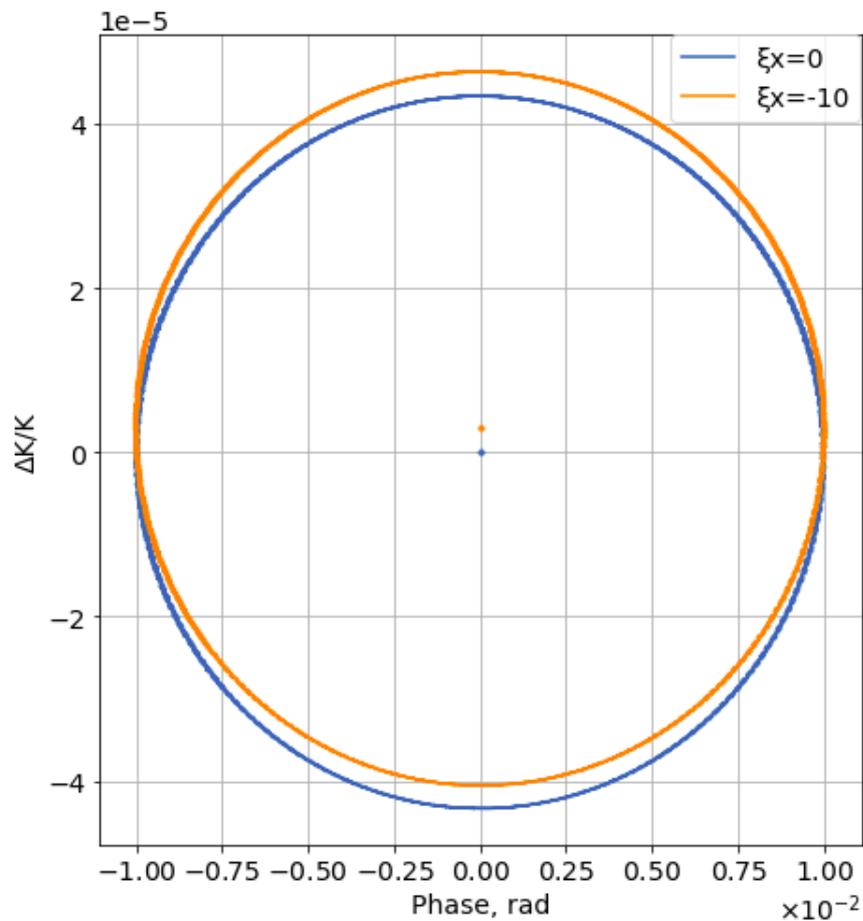


Рисунок 2.5: Продольные фазовые траектории для различных значений ξ_x ; ξ_y , $\kappa = 0$. $\Delta K/K$ — относительное изменение кинетической энергии.

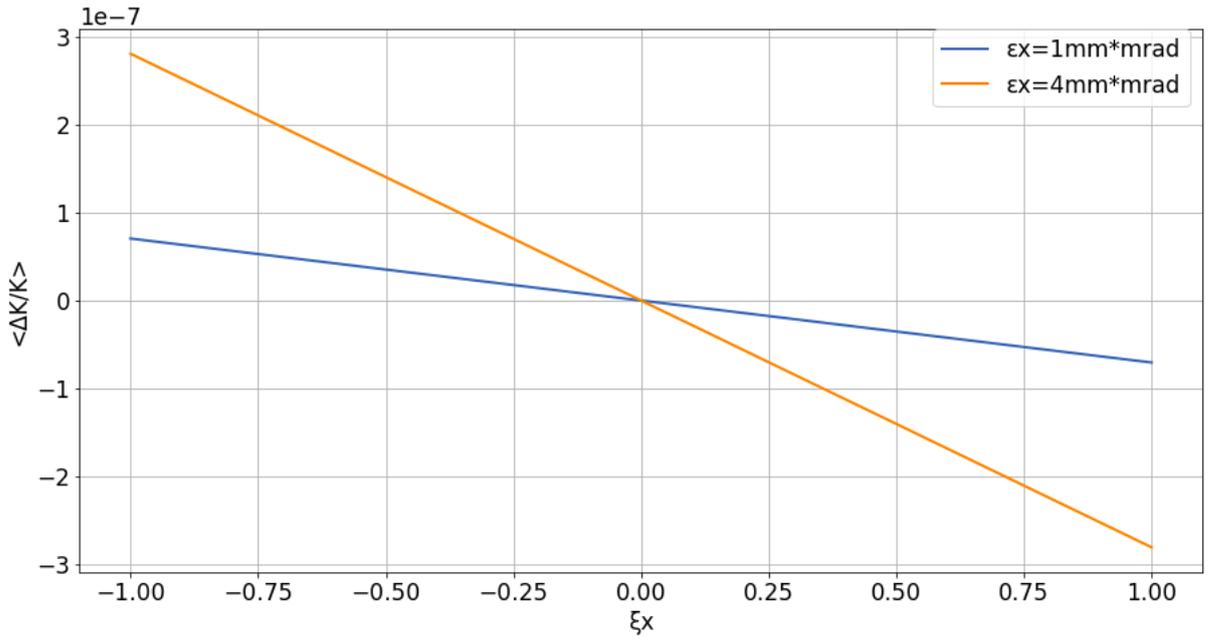


Рисунок 2.6: Зависимость положения среднего уровня энергии от ξ_x для частиц с различными горизонтальными бетатронными амплитудами при инжекции, соответствующими ϵ_x .

2.4 Численное моделирование спиновой динамики

Исследования спиновой динамики необходимы для подтверждения оптимальных значений параметров накопителя (2.16) с точки зрения спин-декогеренции. Причём спин-тьюн для случая невырожденной спиновой матрицы может быть вычислен с помощью встроенных алгоритмов на основе нормальных форм [73]. Результаты для продольного (рис. 2.7) и радиального (рис. 2.8) движения согласуются с теоретически предсказанными данными (2.16).

Результаты для спиновой динамики протонов в вертикальной плоскости отражают существенное влияние спиновых резонансов на время когерентности [37; 43]. Тот факт, что эффект спиновых резонансов проявляется именно в вертикальной плоскости можно понять из следующих соображений:

\vec{n} для частиц с отклонением от референсной представляется в следующем виде [51]:

$$\vec{n} = \sqrt{1 - |\zeta|^2} \vec{n}_0 + \text{Re}(\zeta \vec{k}_0^*). \quad (2.21)$$

Здесь используется параметризация с помощью $\zeta \in \mathbb{C}$, так как она описывает две степени свободы для единичного \vec{n} . Динамику ортогональной к \vec{n}_0 компоненты спин-вектора удобно описывать с помощью \vec{k}_0 : $\vec{k}_0(\theta + 2\pi) = e^{-2\pi\nu_s} \vec{k}_0(\theta)$.

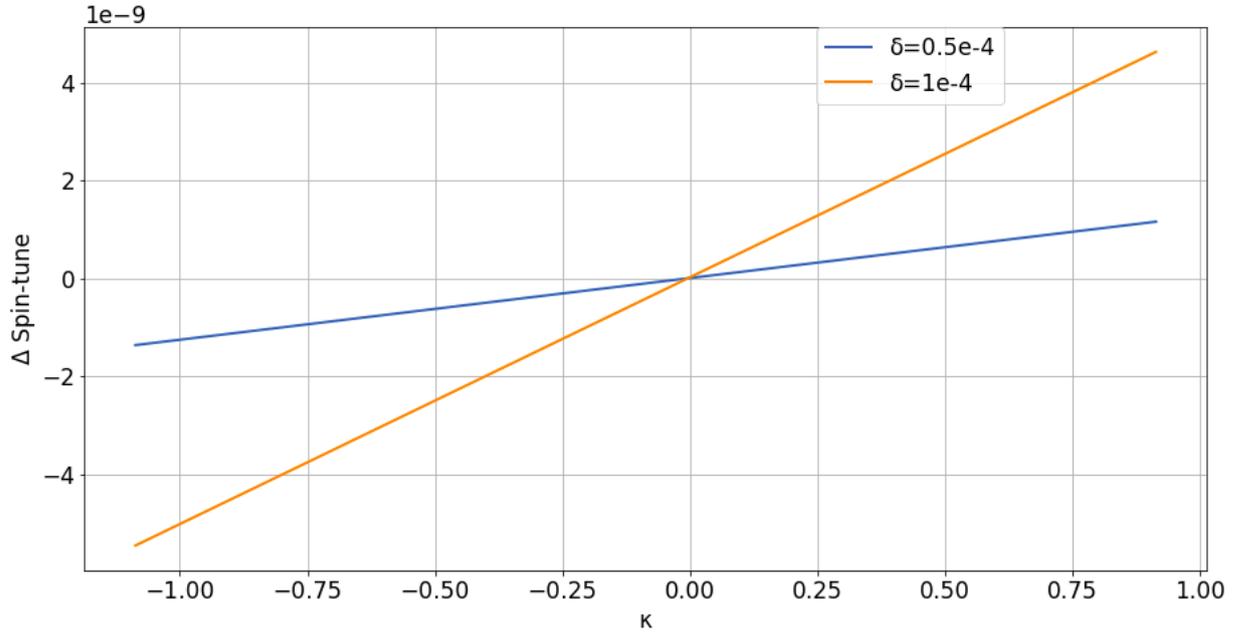


Рисунок 2.7: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений κ фактора; $\xi_{x,y} = 0$. Частицы имеют отклонение по энергии δ при инжекции.

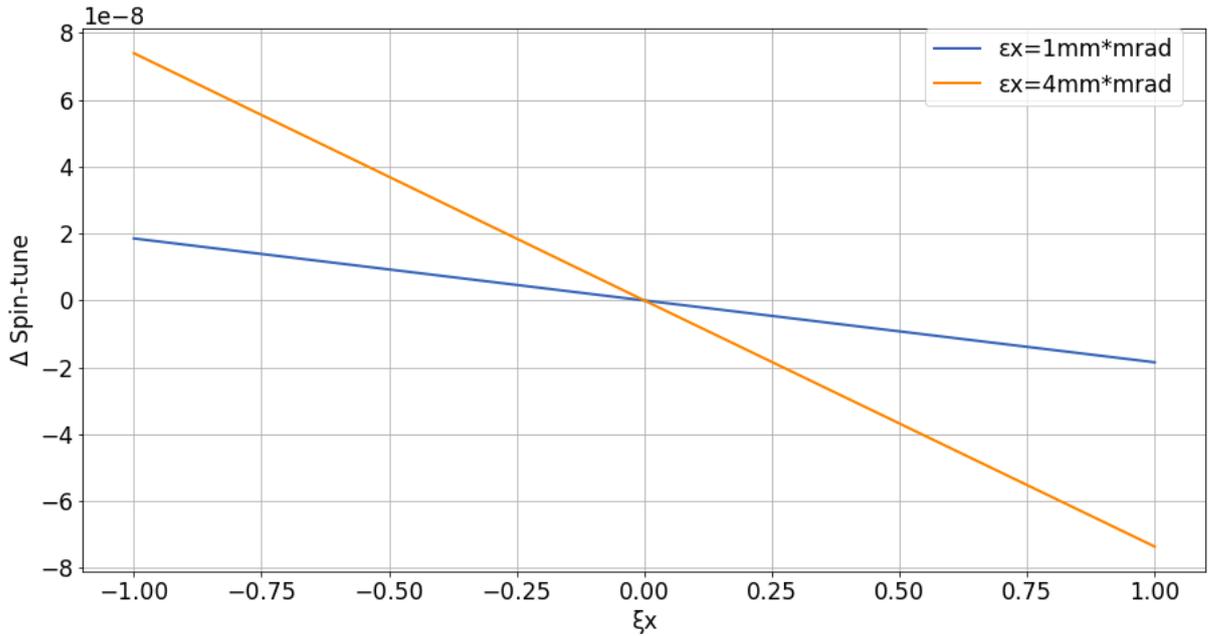


Рисунок 2.8: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений ξ_x ; ξ_y , $\kappa = 0$. Частицы имеют различные горизонтальные бетатронные амплитуды, соответствующие ϵ_x , при инжекции.

Из соотношения (2.21) следует, что возмущение первого порядка к \vec{n} определяется горизонтальными полями в плоскости накопителя. Они способны оказывать резонансное действие на поляризацию при вертикальном движении частиц. Это могут быть горизонтальные поля вертикально фокусирующих квадрупольей при бетатронном движении для внутреннего резонанса:

$$\gamma G = KP \pm Q_y \quad (2.22)$$

для структуры с суперпериодичностью P , $K \in \mathbb{Z}$. Или это могут быть горизонтальные поля, испытываемые частицей, движущейся по несовершенной вертикальной замкнутой орбите, возникающей при ошибках выставки элементов, при целочисленном резонансе:

$$\gamma G = K, \quad (2.23)$$

здесь $K \in \mathbb{Z}$.

Результаты численного моделирования спин-орбитальной динамики для вертикального движения представлены на рис. 2.9. Стоит отметить, что встроенные алгоритмы на основе методов нормальных форм расходятся в области спиновых резонансов из-за “резонансных знаменателей” в разложении \mathbf{v}_s [75]. Поэтому был реализован иной алгоритм вычисления частот спин-прецессии частиц:

Для каждого фиксированного значения γG частицы с вертикальным отклонением и продольным направлением \vec{S} инжектируются в накопитель и трассируются. На каждом обороте вычисляется угол поворота \vec{S} частицы относительно референсной ($\Delta\varphi$). Однооборотный спин-твон представляется в виде: $\mathbf{v}_{s1} = \Delta\varphi/2\pi$. Так как данная величина зависит от энергии частиц, необходимо усреднение данной величины за время, много большее периода синхротронных колебаний, что соответствует числу оборотов $N \gg f_{RF} \cdot T_{rev}$. В данной процедуре предполагается, что направление \vec{n} фиксировано и совпадает с осью y . Данное утверждение верно при отстройке от энергии резонанса Q_i , большей его силы ε : $|\gamma G - Q_i| > \varepsilon$. Что верно для результатов на рис. 2.9 в широком энергетическом диапазоне. При переходе через критическую энергию ($\eta = 0$) синхронная фаза изменялась на π для обеспечения стабильности продольного движения. Ненормализованный эмиттанс ε_y определяется для частиц с энергией протонов $T = 140$ МэВ, что соответствует энергии эксперимента, проводимого на ускорителе COSY. По мере изменения энергии частиц уменьшается

и амплитуда бетатронных колебаний в соответствии с принципом адиабатического затухания или сохранения нормализованного эмиттанса: $\varepsilon\beta\gamma = \text{const}$. Данный эффект также был учтён при моделировании.

По результатам на рис. 2.9 можно сделать вывод, что эффекты спин-декогеренции в вертикальной плоскости зависят от энергии референсной частицы. Рабочая энергия эксперимента, оптимальная с точки зрения спин-декогеренции определяется условием: $\Delta\nu_s = 0$ для частиц с различными вертикальными бетатронными амплитудами. На рис. 2.9 рабочая точка находится в диапазоне $\gamma G \sim 3$. Её положение можно изменять с помощью вариации вертикальной хроматичности ξ_y (рис. 2.10, 2.11). Данный эффект связан с изменением “ширины резонанса” $\eta = 0$, что будет объяснено ниже. По данным на рис. 2.11 можно сделать вывод, что рабочая точка может быть изменена в пределах $\gamma G \in [2.6; 3]$. Также наблюдается особенность в области $\xi_y \sim 6.5$, когда рабочая точка лежит в области внутреннего резонанса $\gamma G = -1 + Q_y$ (рис. 2.10, 2.11). Максимальное значение вертикальной хроматичности по данным на рис. 2.11 составляет $\xi_y = 10$, дальнейшее увеличение хроматичности приводит к уменьшению динамической апертуры.

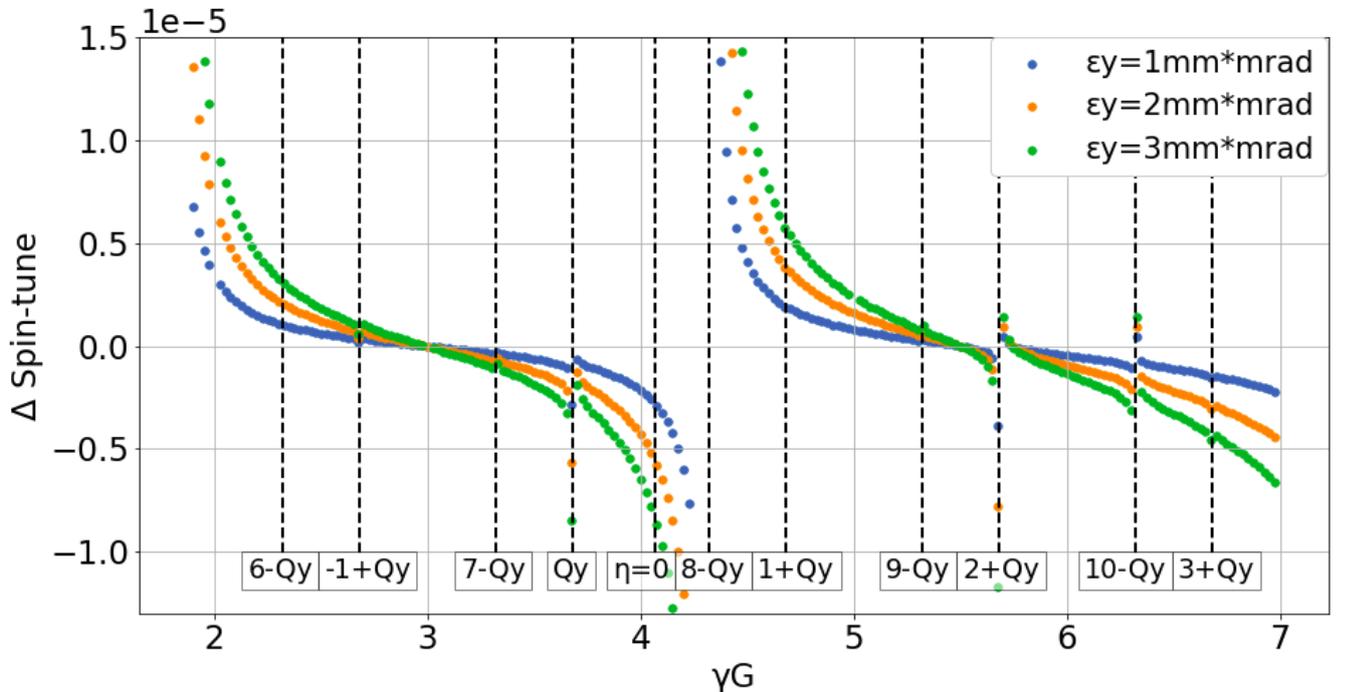


Рисунок 2.9: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений энергии референсной частицы, соответствующей спин-тьюну γG . $\xi_{x,y}$, $\kappa = 0$. Частицы имеют различные вертикальные бетатронные амплитуды, соответствующие ε_y , при инжекции.

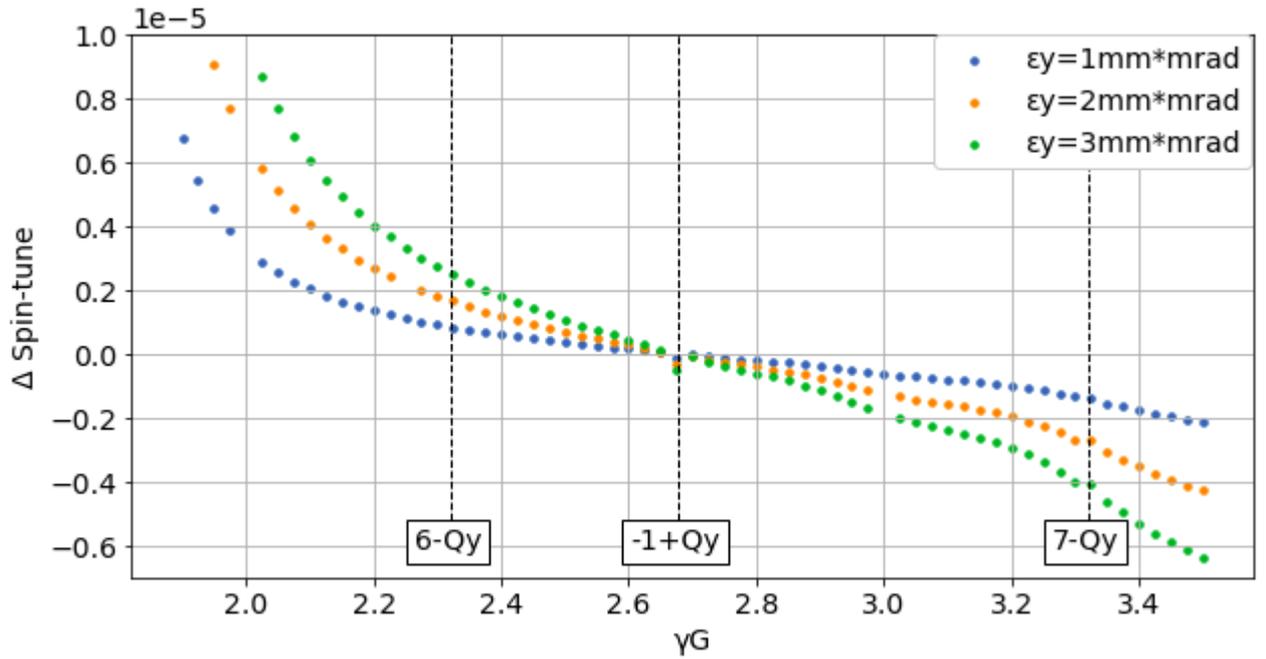


Рисунок 2.10: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений энергии референсной частицы, соответствующей спин-тьюну γG ; $\xi_y = 6.5$. $\xi_x, \kappa = 0$. Частицы имеют различные вертикальные бетатронные амплитуды, соответствующие ε_y , при инжекции.

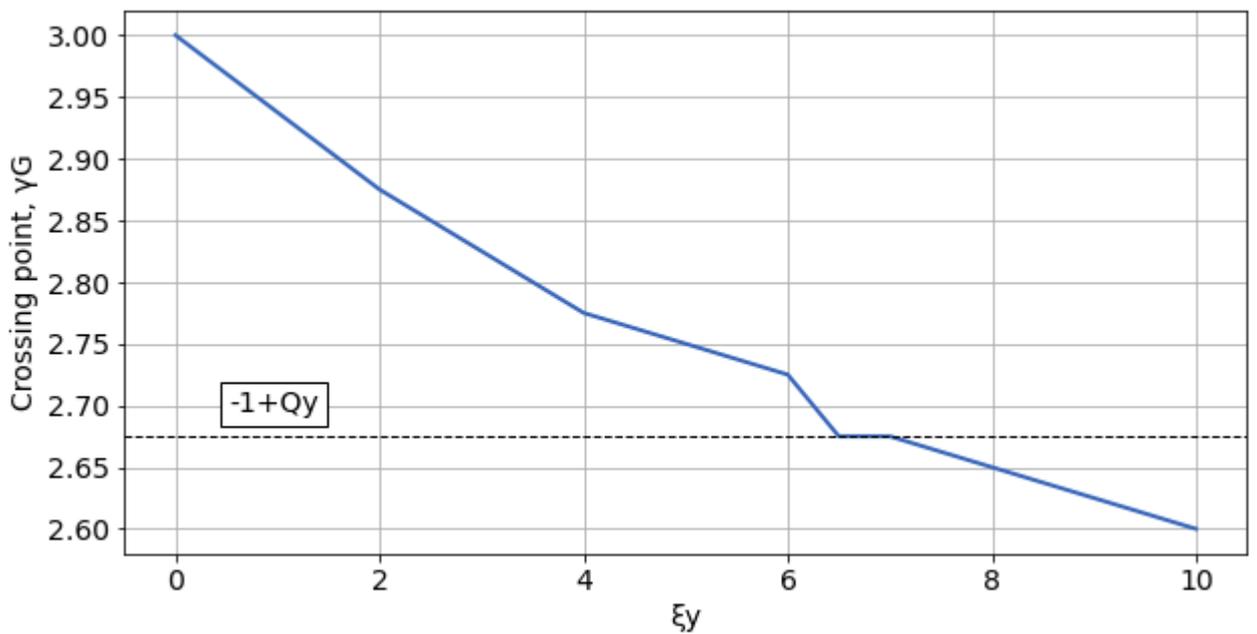


Рисунок 2.11: Зависимость положения рабочей точки γG от вертикальной хроматичности ξ_y .

2.5 Поведение спина в области критической энергии

Рассмотрим поведение \vec{S} в полном энергетическом диапазоне COSY для горизонтального движения, где нет спиновых резонансов для идеальной структуры. Заметим, что на рис. 2.12 виден “резонанс” в области $\eta = 0$. Причём ширина данного “резонанса” зависит как от хроматичности ξ , так и от эмиттанса ϵ . При $\xi = 0$ $\Delta \nu_s = 0 \quad \forall \epsilon$. Данный эффект наблюдается и в вертикальной плоскости, и из-за него происходит вариация рабочей точки. Преимущество рассмотрения в горизонтальной плоскости состоит в том, что данный эффект становится изолированным.

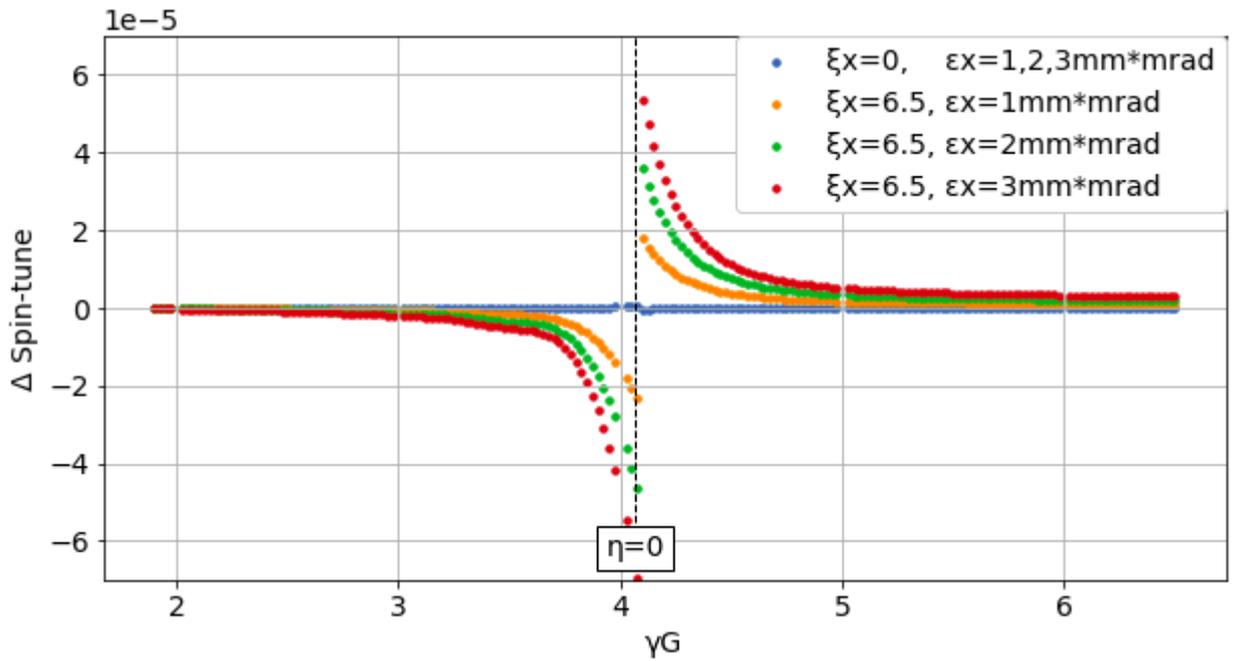


Рисунок 2.12: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений энергии референсной частицы, соответствующей спин-тьюну γG ; $\xi_y, \kappa = 0$. Частицы имеют различные горизонтальные бетатронные амплитуды, соответствующие ϵ_x , при инжекции. Также варьируется горизонтальная хроматичность ξ_x .

При этом наблюдается декогеренция спинов, связанная с бетатронным удлинением орбит частиц, которая начинает играть ведущую роль при приближении к критической энергии $\eta \rightarrow \eta_0$. Это связано с тем, что во-первых исчезает продольная фокусировка, что означает отсутствие усреднения $\nu_s = \gamma G$ по энергии. Во-вторых, перестаёт действовать принцип синхронного ускорения, и

удлинение орбит уже не связано с синхронным изменением импульса. Поясним вышесказанное на примере:

Пусть частица движется в области $\eta \sim \eta_0$, ВЧ резонатор эффективно считаем выключенным. Пусть также частица имеет $\varepsilon_x \neq 0$ и $p = p_s$, тогда она имеет большую длину орбиты за счёт бетатронного движения $\Delta L_\beta(\xi_x, \varepsilon_x)$. Но при выключенном резонаторе по-прежнему $p = p_s$. Считаем также, что при бетатронном движении частота вращения спина Ω_s одинакова как для референсной, так и для отклонённой частицы, в силу того, что данные частицы испытывают одинаковое действие ведущего поля. Тогда:

$$\nu_s \equiv \frac{\Omega_s}{\Omega_{cycl.}} = \frac{\Omega_s}{2\pi v_{rev.}/L}. \quad (2.24)$$

Следовательно,

$$\Delta \nu_s = \frac{\Omega_s [L_s + \Delta L_\beta]}{2\pi v_{rev.}} - \frac{\Omega_s L_s}{2\pi v_{rev.}} = \nu_s \cdot \left(\frac{\Delta L}{L} \right)_\beta. \quad (2.25)$$

Из соотношения (2.25) следует, что в области $\eta \sim \eta_0$ имеется разброс частот спин-прецессии $\Delta \nu_s$, определяемый бетатронным удлинением орбит, что также наблюдается на рис. 2.12. При этом не происходит деполяризации пучка, и \vec{n} направлен вертикально (рис. 2.13).

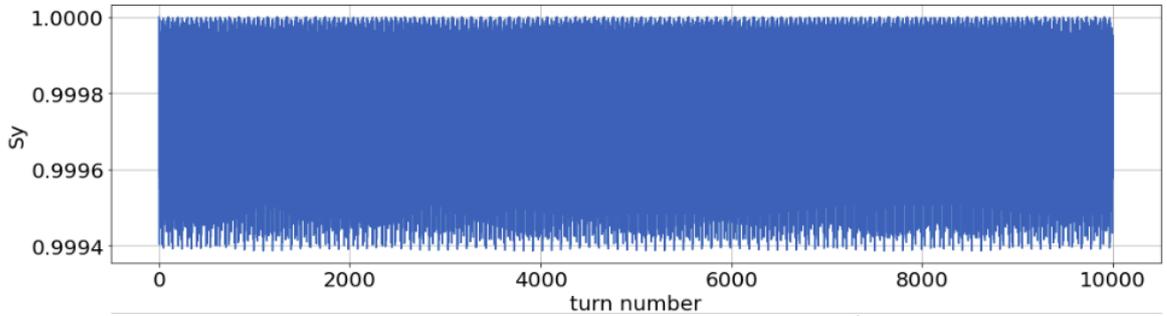


Рисунок 2.13: Поведение вертикальной составляющей \vec{S} в зависимости от номера оборота при критической энергии $\gamma = \gamma_{tr.}$.

2.6 Исследование влияния спиновых резонансов на время когерентности спинов, вычисление мощностей

Из результатов, представленных на рис. 2.9, следует, что внутренние спиновые резонансы оказывают определяющее влияние на SCT при вертикальном

бетатронном движении. При этом рассматривалась модель идеального накопителя, в которой не возникает эффект от целых спиновых резонансов, также влияющих на SCT. Целесообразным является исследование устойчивости рабочей точки по отношению к введённым полям несовершенств структуры, что будет рассмотрено ниже. Для учёта влияния целых резонансов предложен аналитический метод построения резонансных диаграмм. Он является более простым с точки зрения вычислений, чем метод усреднения фазы спиновых колебаний при трассировке. Также он позволяет избежать неточностей вычислений в структуре с ошибками выставки элементов, орбитальная матрица которой может обладать нарушением симплектичности.

Внутренние резонансы

Рассмотрим общее определение силы резонанса ε :

$$\varepsilon \equiv \frac{\Delta\psi_{res.}}{2\pi}. \quad (2.26)$$

Здесь $\Delta\psi_{res.}$ есть угол поворота \vec{S} вокруг \vec{n} за оборот в накопителе при нулевой отстройке по энергии от спинового резонанса. Следовательно, за количество оборотов, равное N_{flip} , \vec{S} сделает полный оборот вокруг \vec{n} : $\Delta\psi_{res.} \cdot N_{flip} = 2\pi$. Отсюда получаем, что [48]

$$\varepsilon = \frac{1}{N_{flip}}. \quad (2.27)$$

Опишем метод вычисления мощностей внутренних резонансов на основе вышеприведённых соображений. При инжекции частицы с энергией, равной энергии резонанса, направление \vec{n} лежит в плоскости накопителя [50]. Предположим, что частицы вертикально поляризованы при инжекции. Тогда необходимо исследовать эволюцию S_y за N оборотов для вычисления ε с помощью (2.27) (рис. 2.14). Следует также отметить, что сила внутреннего резонанса ε зависит от положения частицы в фазовом пространстве, и $\varepsilon \sim \sqrt{\varepsilon_y}$ [79]. Результаты вычисления мощностей внутренних резонансов представлены на рис. 2.17 [48].

Совокупное влияние спиновых резонансов на разброс частот спин-прецессии может быть получено аналитически в модели SRM (1.27) для известных значений ε_i (рис. 2.15). Данные результаты соответствуют полученным ранее путём усреднения набега спиновой фазы на рис. 2.9.

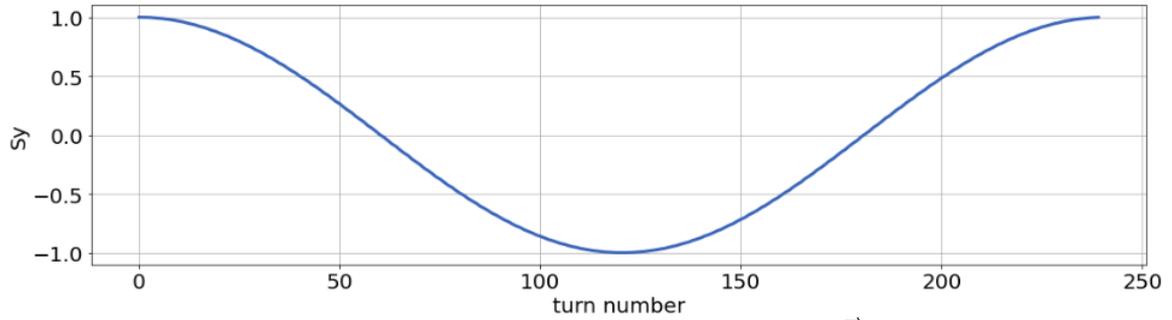


Рисунок 2.14: Поведение вертикальной составляющей \vec{S} в зависимости от номера оборота при энергии резонанса $\gamma G = 8 - Q_y$ для частицы с $\varepsilon_y = 3$ мм·мрад.

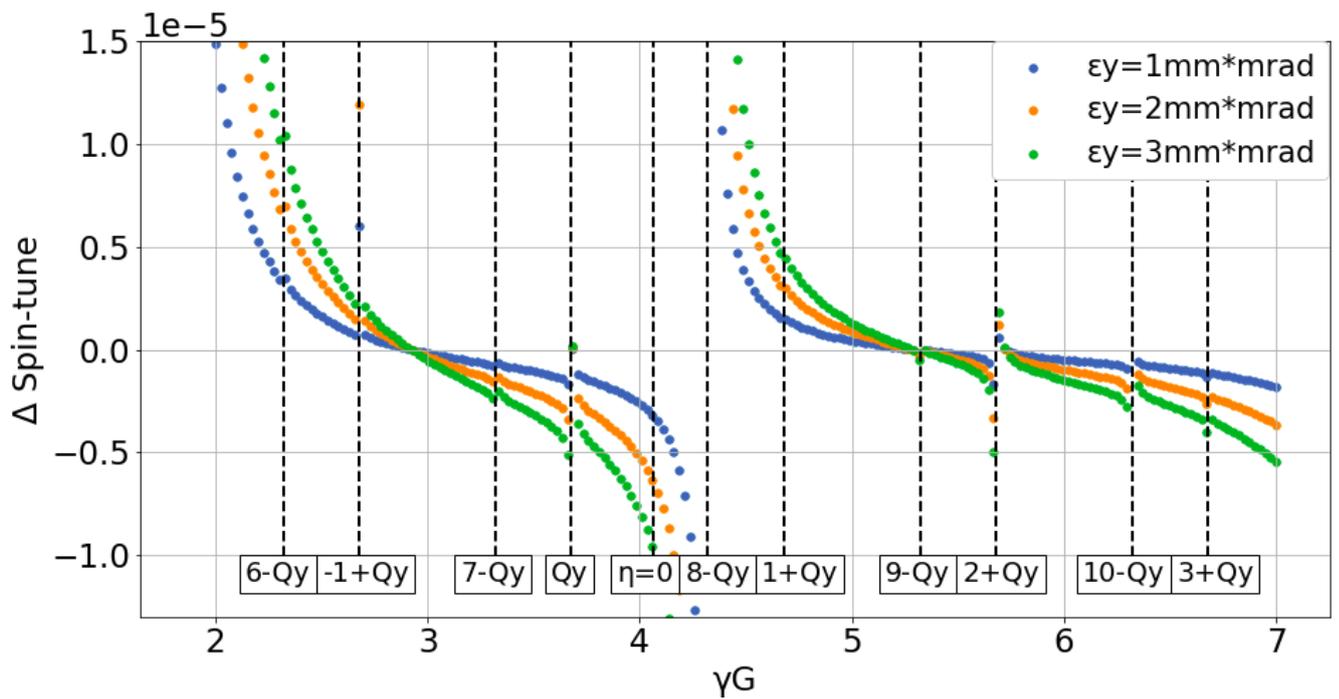


Рисунок 2.15: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений энергии референсной частицы, соответствующей спин-тьюну γG . Частицы имеют различные вертикальные бетатронные амплитуды, соответствующие ε_y , при инжекции. Данная зависимость получена в рамках SRM для внутренних резонансов при $\xi_y = 0$.

Целые резонансы

Данный вид резонансов определяется действием горизонтальных полей на возмущённой замкнутой орбите. При этом основными источниками горизонтальных полей являются повороты дипольных магнитов вокруг продольной оси и вертикальные сдвиги квадрупольных магнитов. Упомянутые данные неточностей юстировки элементов были интегрированы в модель накопителя COSY в программной среде COSY Infinity.

Далее была найдена замкнутая орбита как собственный вектор $\vec{z}_{c.o.}$ отображения \mathcal{M} , зависящего от вектора возмущений $\vec{\delta}$ (рис. 2.16):

$$\vec{z}_{c.o.} = \mathcal{M}(\vec{z}_{c.o.}, \vec{\delta}). \quad (2.28)$$

Сила резонанса ϵ_K с номером K может быть вычислена следующим образом [51]:

$$\epsilon_K = \frac{1}{2\pi}(1 + G\gamma) \oint \frac{1}{\chi_m} B_x e^{iK\theta} dz. \quad (2.29)$$

Здесь χ_m есть магнитная жёсткость накопителя, а B_x — возмущающее горизонтальное поле, которое в случае квадруполя представляется в виде: $B_x = \frac{\partial B_x}{\partial y} y_{c.o.}$. В силу периодичности B_x и $y_{c.o.}$, интеграл — Фурье-образ в (2.29) можно вычислить за один полный оборот по кольцу. Результаты вычисления мощностей целых резонансов представлены на рис. 2.17 [48].

Совокупное влияние целых и внутренних спиновых резонансов в модели SRM представлено на рис. 2.18. Важно отметить, что положение рабочей точки в районе $\gamma G = 3$ осталось неизменным. Это связано также с когерентным эффектом от целых спиновых резонансов. Факт устойчивости рабочей точки к ошибкам выставки элементов мотивирует выбор данной энергии для проведения экспериментов, требующих большое SCT [48].

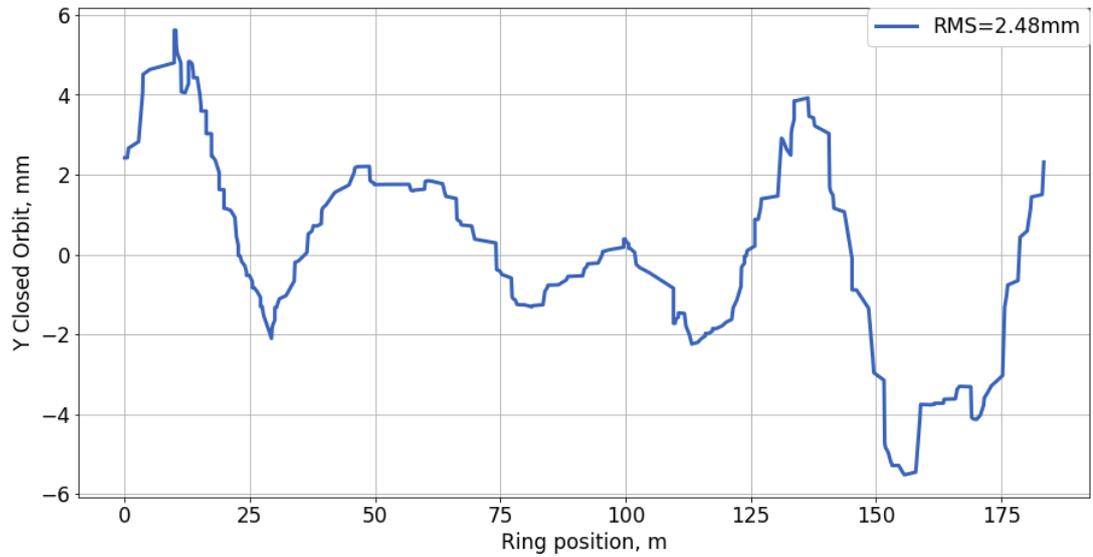


Рисунок 2.16: Поведение вертикальной несовершенной нескорректированной замкнутой орбиты вдоль длины ускорителя COSY с $Q_y = 3.7$.

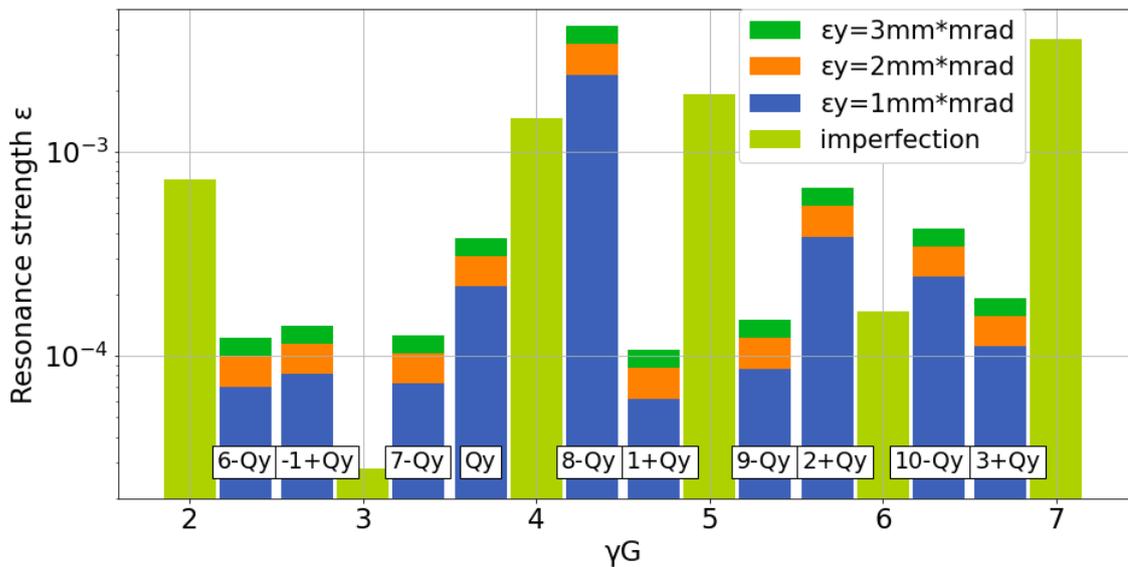


Рисунок 2.17: Диаграмма для сил целых и внутренних резонансов в энергетическом диапазоне COSY.

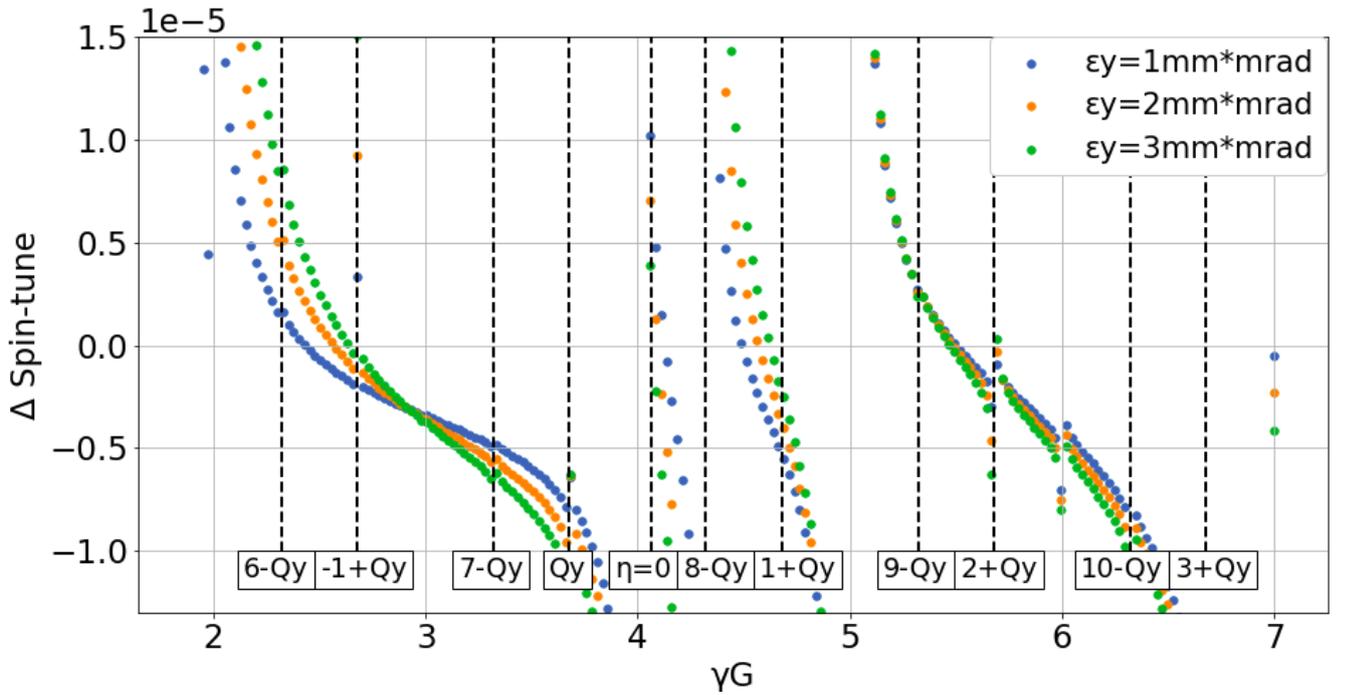


Рисунок 2.18: Зависимость отклонения частот спин-прецессии от референсной величины для различных значений энергии референсной частицы, соответствующей спин-тьюну γG . Частицы имеют различные вертикальные бетатронные амплитуды, соответствующие ϵ_y , при инжекции. Данная зависимость получена в рамках SRM для внутренних и целых резонансов при $\xi_y = 0$.

2.7 Исследование времени когерентности спинов протонов на ускорителе COSY

Ниже описаны экспериментальные результаты, полученные автором в процессе сменных работ в сеансах на ускорителе COSY лично либо при участии коллег из коллаборации JEDI. Нижеописанные эксперименты связаны с управлением поляризацией и измерением ЭДМ заряженных частиц, в которых автор участвовал в 2021-2022 г.

Первым шагом для изучения эффектов декогеренции спинов является перевод поляризации протонов в плоскость накопительного кольца (раздел 3.2). Для этого используется ВЧ спин-ротатор, работающий при фиксированном значении частоты (1.35). Для отыскания резонансного значения частоты прово-

дится пересечение резонанса при изменяющейся линейно частоте ротатора, что соответствует пересечению Фруассар-Стора (ФС) (1.29) (рис. 2.19).

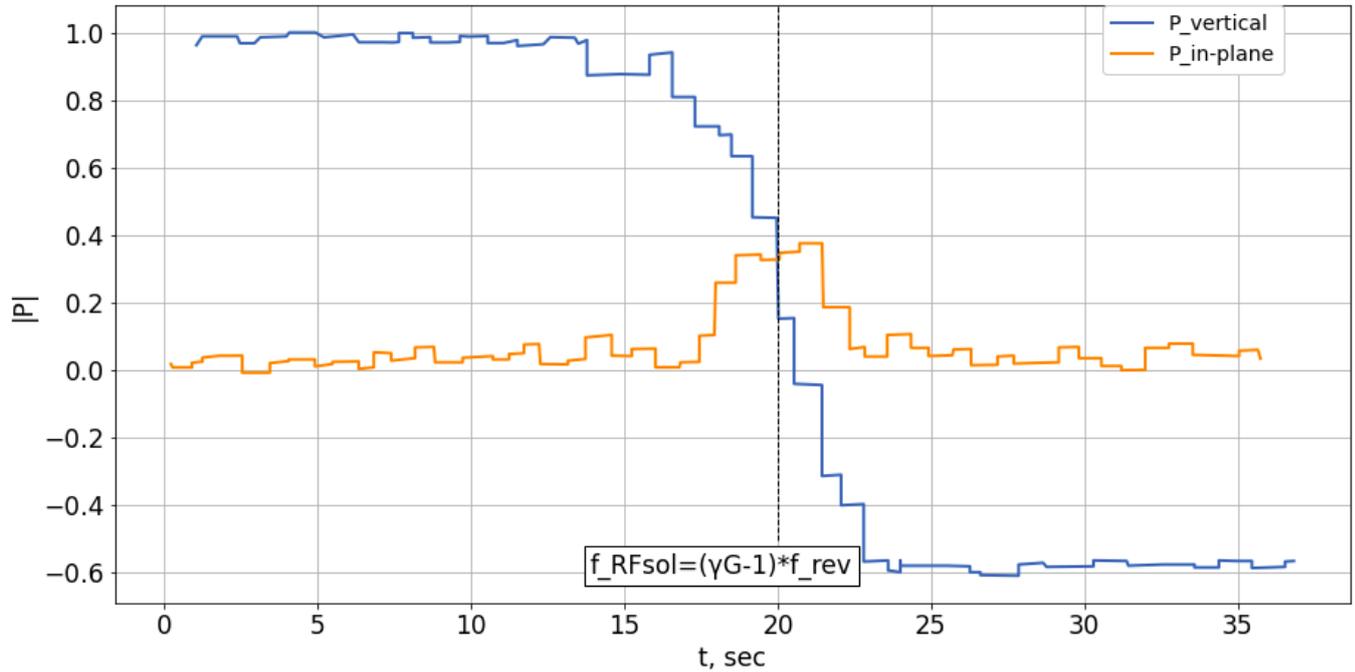


Рисунок 2.19: Поведение вертикальной и горизонтальной поляризации пучка протонов при ФС пересечении ВЧ спинового резонанса.

Для случая на рис. 2.19 $f_{rev} = 0.80517$ МГц, $\gamma G = 2.06$, $K = -1$, $f_{RFsol} = 853769$ Гц. Сканирование проводилось с отстройкой от резонанса в $\Delta f = 100$ Гц с шагом в 5 Гц/с. Дополнительные параметры эксперимента по управлению поляризацией указаны в разделе 3.2.

После нахождения резонансного значения частоты ВЧ спин-ротатор переводится в режим работы на фиксированной частоте. В данном процессе существуют два источника спин-декогеренции, влияющие на деполяризацию пучка (раздел 3.2.1). Первый, связанный с отклонением частиц по фазе относительно поля ВЧ спин-ротатора, в эксперименте подавлялся с помощью увеличения частотной полосы подаваемого сигнала и частотной модуляцией последнего [80]. В разделе 3.2 также предложены другие методы уменьшения спин-декогеренции в данном процессе. Второй, связанный с разбросом частот спиновых колебаний, подавлялся секступолями для достижения $\xi_{x,y}, \kappa = 0$ (глава 2). Оптимальный результат для перевода поляризации протонов в плоскость накопителя, полученный в результате вышеописанных шагов, показан на рис. 2.20. При этом выбран случай с отрицательной начальной вертикальной поляризацией (вниз). ВЧ спин-ротатор включается при $t = 10$ с.

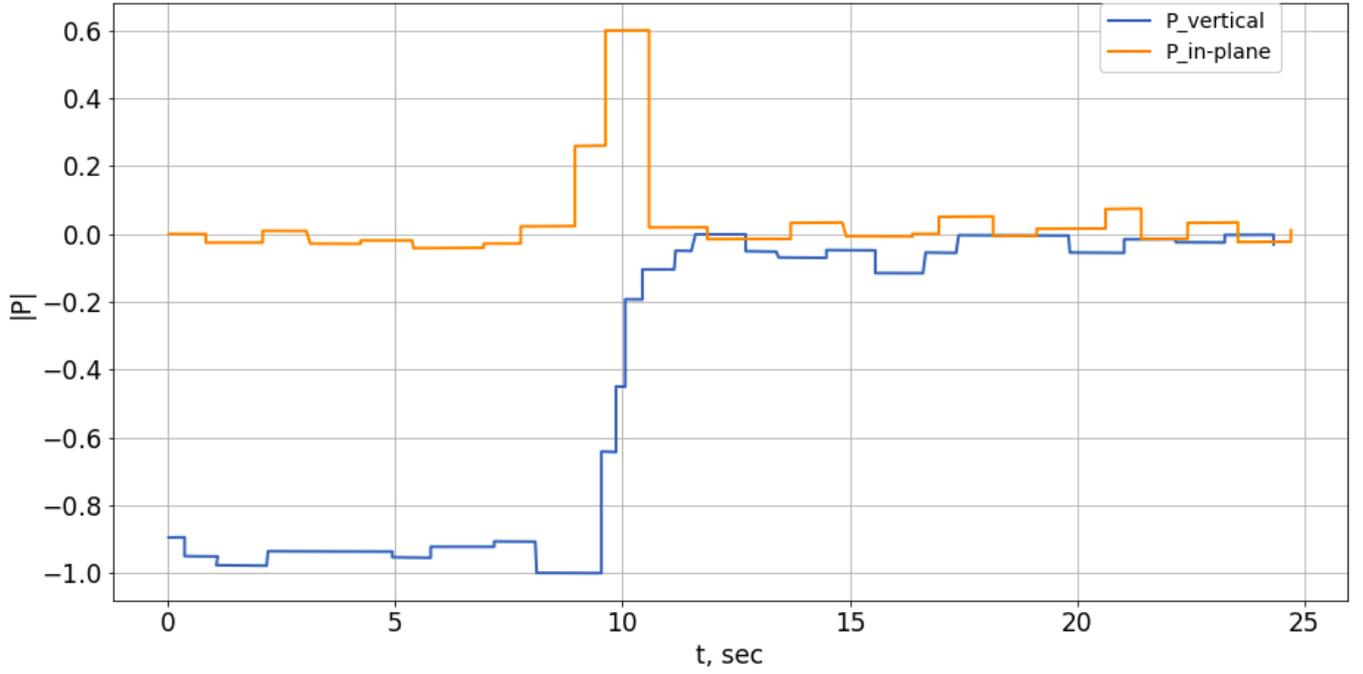


Рисунок 2.20: Поведение вертикальной и горизонтальной поляризации пучка протонов при включении ВЧ спин-ротатора на резонансной частоте.

После перевода поляризации в плоскость накопительного кольца, сигнал поляризации $P(t)$ уменьшается за характерное время спиновой когерентности τ :

$$P(t) = P(0) \cdot \exp(-t/\tau). \quad (2.30)$$

Как отмечено в главе 2, SCT зависит от положений равновесных уровней энергии, определяемых настройками секступолей, а также от влияния спиновых резонансов на разброс частот спиновых колебаний. Так как в предшествующих экспериментах по изучению времени когерентности спинов дейтронов коллаборацией JEDI было получено $SCT \sim 1000$ с при $\xi_{x,y} = 0$ [42], то для экспериментов с протонами также было решено использовать соответствующие настройки секступолей.

В силу определений для горизонтальной и вертикальной хроматичности $\xi_{x,y}$ (2.17), данные величины линейны по значениям токов (I_S, I_L, I_G) в секступолях 3-х семейств на COSY: MXS, MXL, MXG:

$$\begin{cases} \xi_x = \xi_x^{nat} + a_1 I_S + a_2 I_L + a_3 I_G, \\ \xi_y = \xi_y^{nat} + b_1 I_S + b_2 I_L + b_3 I_G. \end{cases} \quad (2.31)$$

Здесь $\xi_{x,y}^{nat}$ есть натуральные значения хроматичностей, a_i, b_i — коэффициенты пропорциональности.

В силу того, что для оптимизации SCT необходимо производить вариацию κ на линии $\xi_{x,y} = 0$, решение системы 2.31 должно быть представлено как функция одного параметра. Для этого необходимо определить коэффициенты a_i , b_i по результатам измерений: рис. (2.21, 2.22, 2.23).

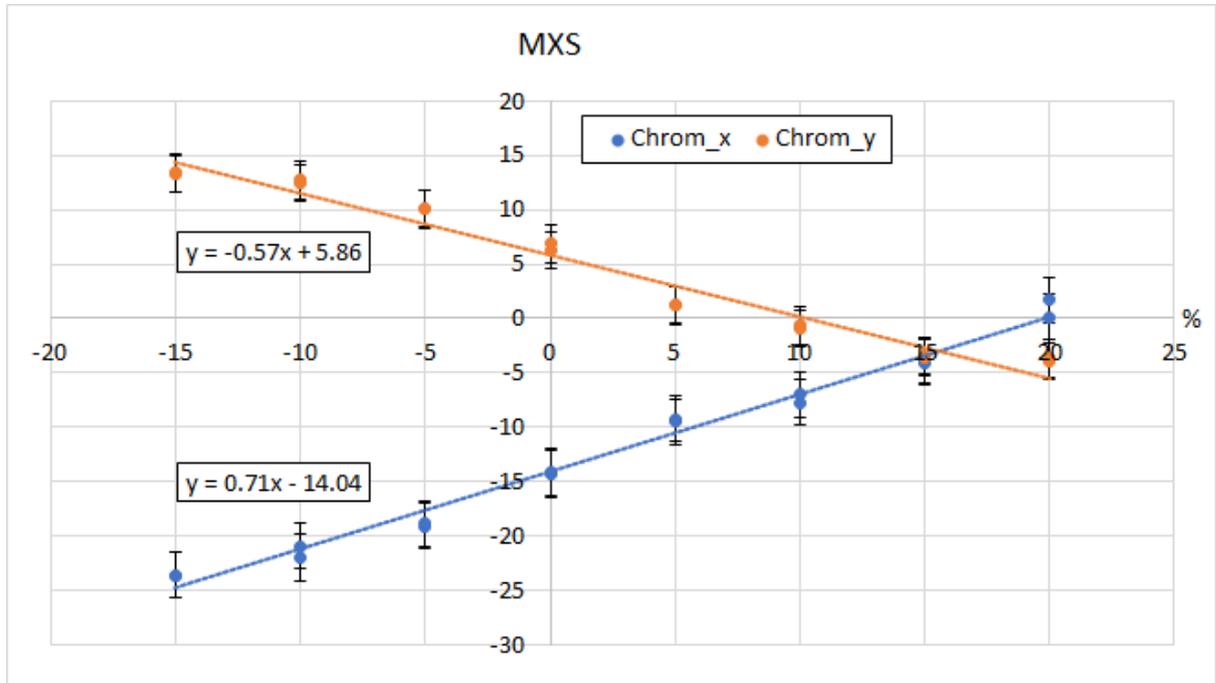


Рисунок 2.21: Зависимость вертикальной и горизонтальной хроматичности от тока в секступолях семейства MXS в процентах.

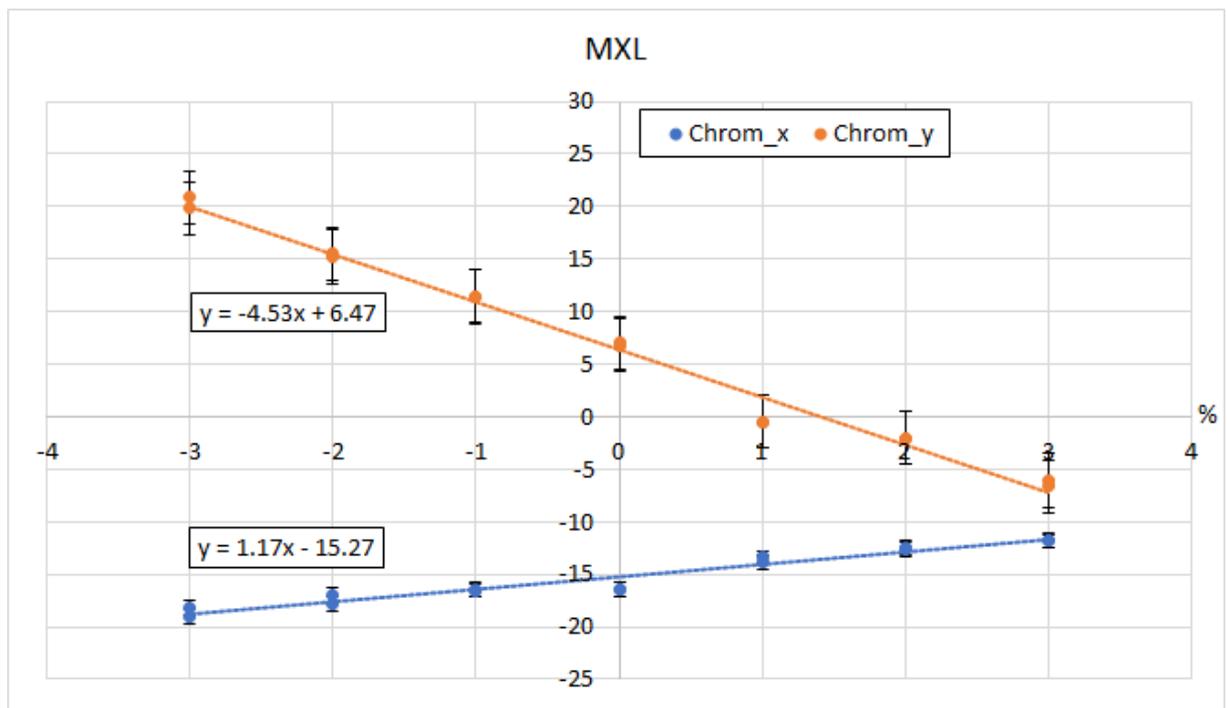


Рисунок 2.22: Зависимость вертикальной и горизонтальной хроматичности от тока в секступолях семейства MXL в процентах.

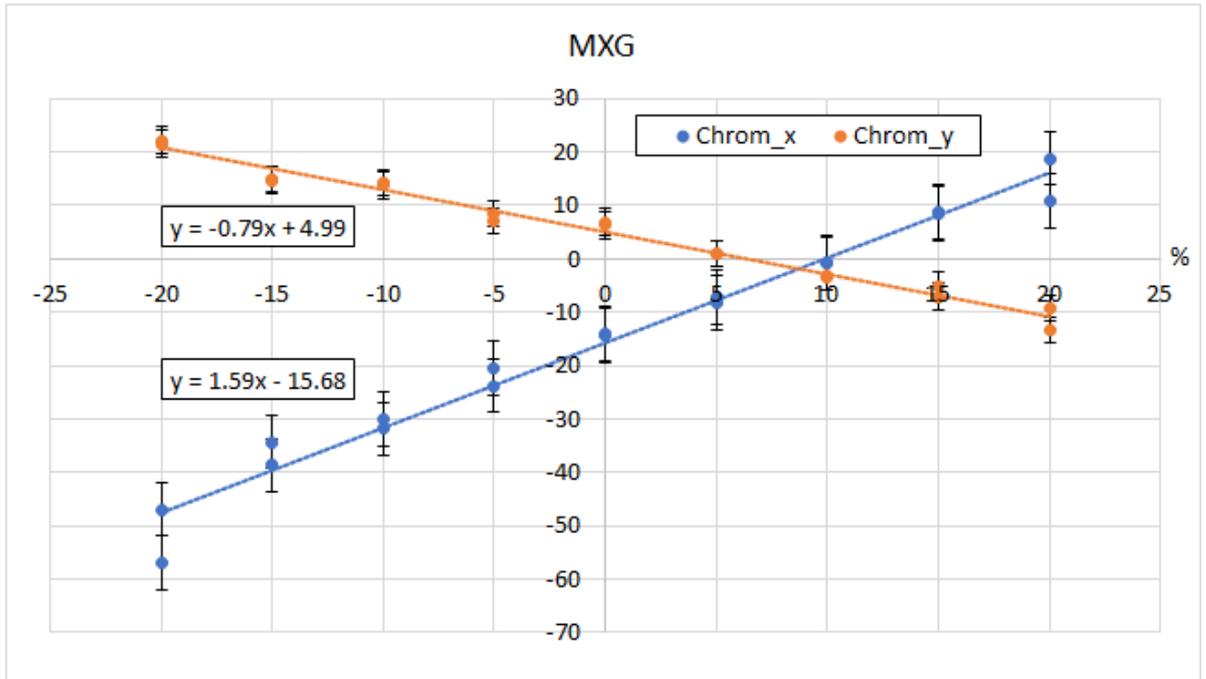


Рисунок 2.23: Зависимость вертикальной и горизонтальной хроматичности от тока в секступолях семейства MXG в процентах.

Далее исследуется временная эволюция сигнала $P(t)$ в зависимости от настроек секступолей, пример для одного цикла измерений представлен на рис. 2.20. Для увеличения статистической точности оценки SCT было произведено по 6 циклов измерений с идентичными настройками секступолей (рис. 2.24). Здесь асимметрия верх-низ соответствует поляризации в плоскости накопителя с учётом анализирующей способности поляриметра. Совокупный график зависимости SCT на линии $\xi_{x,y} = 0$ представлен на рис. 2.25.

По данным на рис. 2.25 характерное SCT протонов при данных настройках ускорителя составляет 0.2 с. При этом не учитывалось влияние спиновых резонансов на разброс частот спиновых колебаний (глава 2).

Используя оценку $\epsilon_i \sim 10^{-3}$ для накопителя с частотой обращения $f_{rev} \sim 1$ МГц, мы можем предсказать разброс частот спин-прецессии $\Delta f_s = \Delta \nu_s \cdot f_{rev}$. Для предполагаемой отстройки от резонанса $|\delta| = 0.1$ получим, что $\Delta \nu_s \sim 5 \cdot 10^{-6}$ в модели SRM (1.27). Аналогичные результаты для разброса частот спин-прецессии можно получить из совокупной резонансной диаграммы в вертикальной плоскости (рис. 2.18). Пусть SCT есть $\tau \sim 1/\Delta f_s$, тогда $\tau \sim 0.2$ с. Данная оценка соответствует предварительным экспериментальным результатам, полученным в ходе сеансов на ускорителе COSY (рис. 2.25) [37]. Данная величина SCT не достаточна для проведения экспериментов по поиску ЭДМ, требующих $\tau \sim 1000$ с.

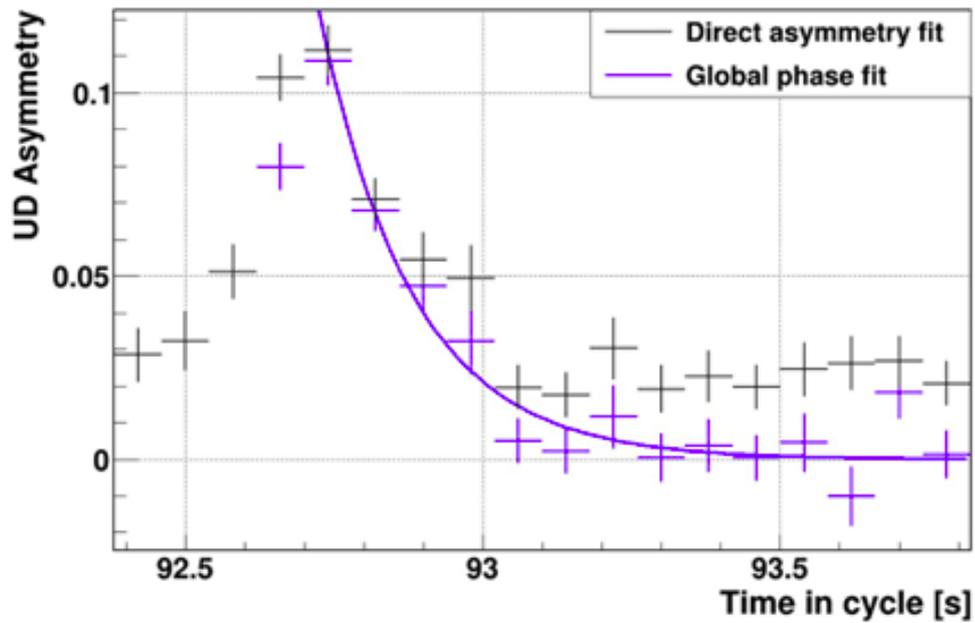


Рисунок 2.24: Предварительные результаты зависимости асимметрии верх-низ от времени для комбинированных данных из 6-ти циклов.

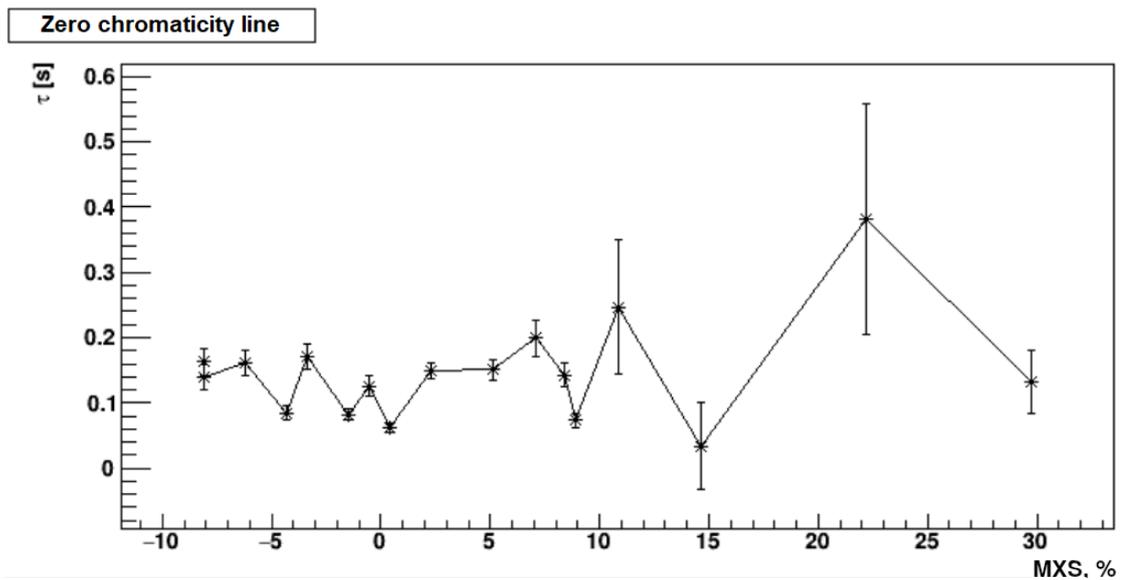


Рисунок 2.25: Предварительные результаты зависимости времени спиновой когерентности от тока в секступолях семейства MXS в процентах на линии $\xi_{x,y} = 0$.

Для получения высоких значений SCT необходимо изучить общую картину спиновых резонансов. Из предсказанных результатов для COSY (рис. 2.18) следует, что точка, в которой частицы с разными бетатронными амплитудами имеют одинаковый спин-тюн, является наиболее подходящей для эксперимента по поиску ЭДМ. Местоположение этой “точки пересечения” зависит от энергии пучка и значения вертикальной хроматичности, что для COSY соответствует $\gamma G \sim 3$.

2.8 Исследование магнитооптической структуры для измерения ЭДМ

2.8.1 ProtoType EDM Ring

Рассмотрим специализированный накопитель для поиска Электрического дипольного момента протонов — ProtoType EDM ring (PTR). Данная структура разрабатывается коллаборацией SpEDM [32] (рис. 2.26).

PTR — накопительное кольцо на энергию протонов 45 МэВ с комбинированными $E + B$ цилиндрическими дефлекторами. Данные элементы используются для работы накопителя в режиме “замороженного спина”. PTR имеет суперпериодичность $P = 4$ и “слабую” $Q_y \sim 0.1 \div 1.6$ фокусировку в вертикальной плоскости (рис. 2.27). Данное требование необходимо для достаточного вертикального разделения пучков под действием остаточных радиальных магнитных полей B_x . Для этого производится инжекция пучков протонов в противоположных направлениях (CW/CCW) после смены полярности. Этот способ учёта систематических ошибок эксперимента по поиску ЭДМ методом “3D замороженного спина” определяет дизайн накопителя PTR.

Длина структуры $L = 123$ м, значение напряжённости электрического поля в дефлекторе для соблюдения условия “замороженного спина” составляет $E = 7$ МВ/м, а для магнитного поля — $B = 0.0327$ Т. Дефлекторы выполнены без сердечника для исключения полей остаточной намагниченности. “Слабая” фокусировка также ограничивает интенсивность и время жизни пучка [81].

Предполагаемый эмиттанс пучка $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 1 \pi$ мм·мрад при аксептансе $a_x = a_y = 10 \pi$ мм·мрад для 10^{10} частиц в пучке.

Накопитель PTR является предварительным этапом перед сооружением полностью электростатического кольца, работающего при “магической” энергии протонов [32]. При отсутствии магнитных элементов становится возможным проведение эксперимента с пучками, циркулирующими одновременно в CW/CCW направлениях. В данной структуре возможен учёт систематических эффектов с лучшей точностью, чем при смене полярности магнитного поля в накопителе PTR.

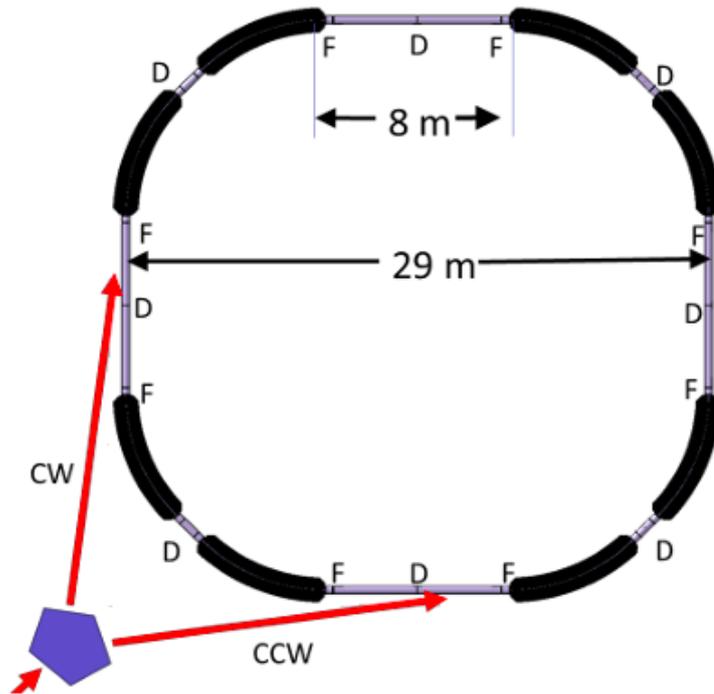


Рисунок 2.26: Структура накопителя PTR с периодичностью $P = 4$.

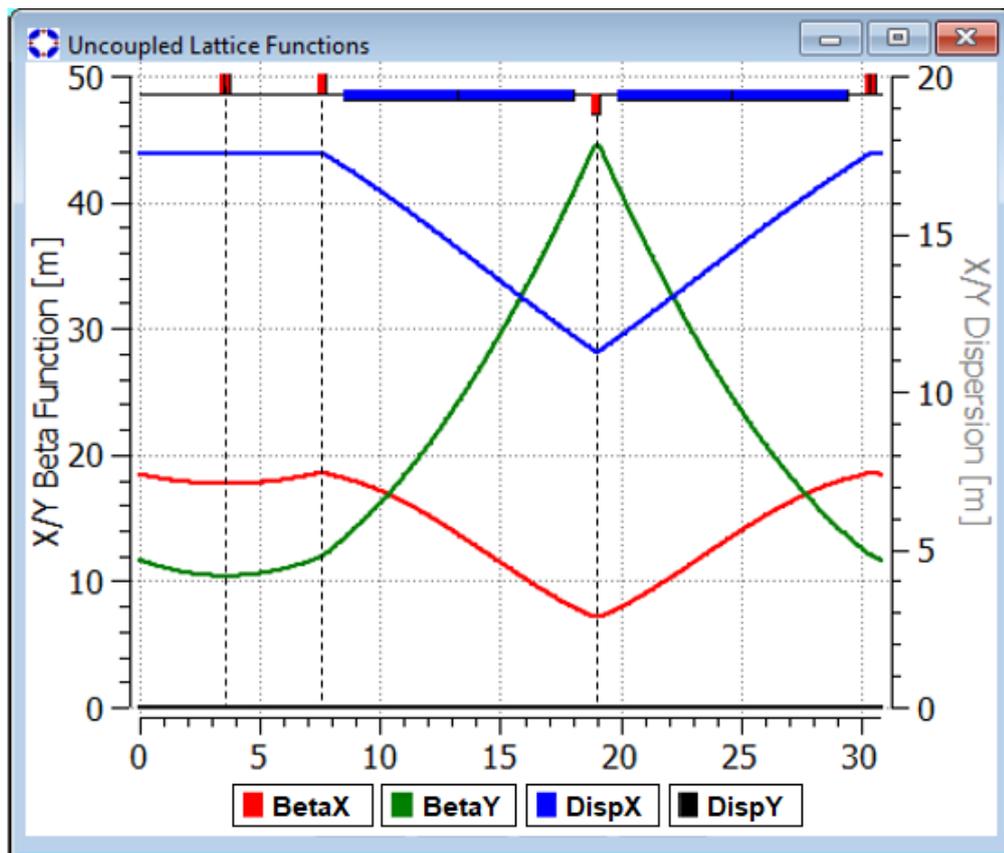


Рисунок 2.27: Структура суперпериода накопителя PTR с периодичностью $P = 4$ и оптическими функциями. Штриховые линии указывают на положения трёх семейств секступолей.

По результатам на рис. 2.28 можно убедиться в том, что оптика PTR удовлетворяет условию “замороженного спина”. Спин трансфер-матрица для референсной частицы представляет собой тождественное преобразование.

Из результатов раздела 2.1 следует, что первым этапом оптимизации SCT является включение ВЧ резонатора. При этом SCT увеличивается на 3 порядка: с нескольких миллисекунд до секунд, в чём можно убедиться по результатам на рис. 2.29. Численный эксперимент проводился с пучком из 500 частиц, характеризуемым $\epsilon_{x,y} = 1$ мм·мрад, $\delta_{RMS} = 5 \cdot 10^{-5}$.

1.000000000000	0.000000000000	0.000000000000	000000
0.000000000000	0.000000000000	-0.1919529606968E-01	100000
0.000000000000	0.000000000000	-0.8420150821390	010000
0.000000000000	0.9875640353236E-02	0.000000000000	001000
0.000000000000	-0.4902532033723E-01	0.000000000000	000100
0.000000000000	1.000000000000	0.000000000000	000000
-0.9875640353236E-02	0.000000000000	-0.2714167595853	001000
0.4902532033723E-01	0.000000000000	-4.410281010018	000100
0.000000000000	0.000000000000	1.000000000000	000000
0.1919529606968E-01	0.000000000000	0.000000000000	100000
0.8420150821390	0.000000000000	0.000000000000	010000
0.000000000000	0.2714167595853	0.000000000000	001000
0.000000000000	4.410281010018	0.000000000000	000100

Рисунок 2.28: Спиновая 3x3 трансфер-матрица первого порядка суперпериода накопителя PTR. Правый столбец соответствует дифференциалам отклонений по фазовым координатам.

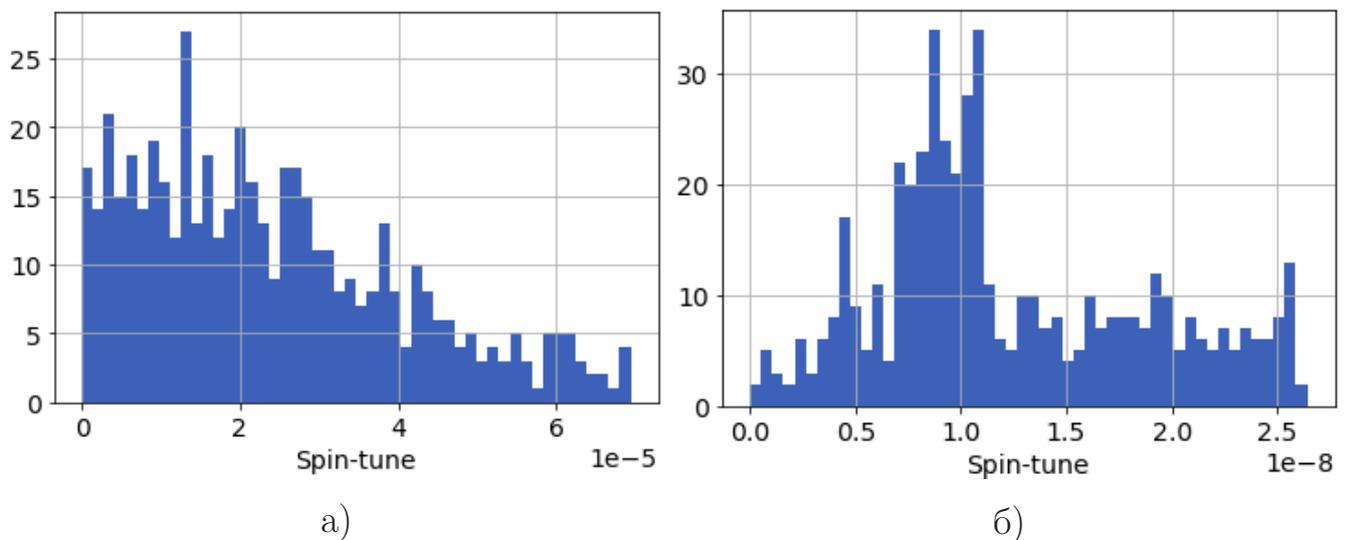


Рисунок 2.29: Распределение частот спин-прецессии в пучке для случая а) При выключенном ВЧ резонаторе; б) при включённом ВЧ резонаторе и выключенных секступолях.

Рассмотрим фазовое движение частиц в комбинированном $E + B$ кольце. Предположим, что частицы имеют отклонение по радиальной оси при инжекции без ограничения общности. При движении в продольной плоскости наблюдается смещение равновесного уровня энергии, как и в случае магнитного накопителя (рис. 2.30). Сдвиг равновесного уровня энергии напрямую связан с изменением частоты спин-прецессии частиц, в чём можно убедиться по результатам на рис. 2.31. Из соображений по оптимизации SCT, представленных в этой главе ранее, следует, что необходимо компенсировать квадратичную зависимость частоты спин-прецессии от фазовых координат в трёх плоскостях: (x, a) , (y, b) , (l, δ) . Для этого необходимы *три* семейства секступолей. В рассматриваемой структуре PTR представлены три семейства секступолей, но набег фазы бетатронных колебаний между секступолями на прямой секции мал (рис. 2.27), что существенно ограничивает возможность вариации $\xi_{x,y}$ и κ . Поэтому данная структура характеризуется *двумя* активными семействами секступолей.

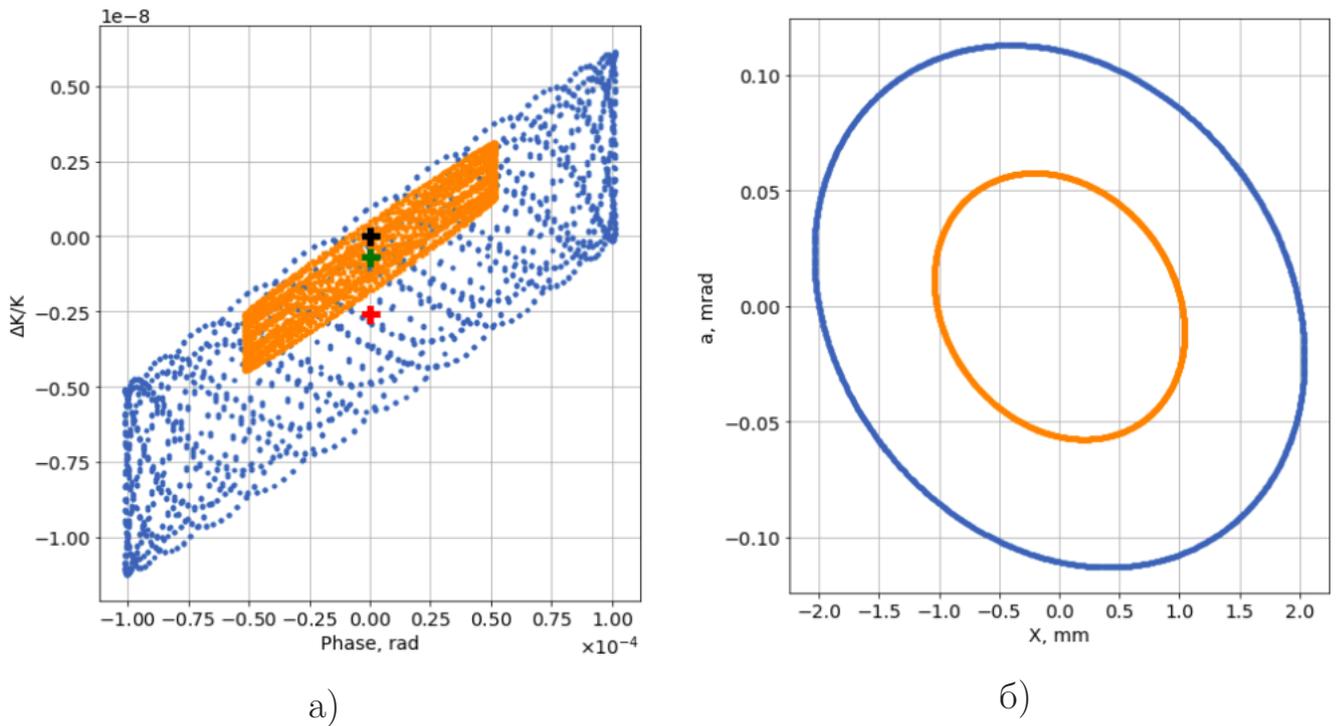


Рисунок 2.30: Фазовые траектории в продольной а) и поперечной б) плоскости для частиц, отклонённых на 1 и 2 мм при инжекции в накопитель PTR (оранжевый и синий цвет соответственно). Маркерами $+$ отмечены положения средних уровней энергии при движении в продольной плоскости.

Результат поведения модуля вектора поляризации $|\vec{P}|$ при оптимизированных настройках двух семейств секступолей для инжектированного пучка в

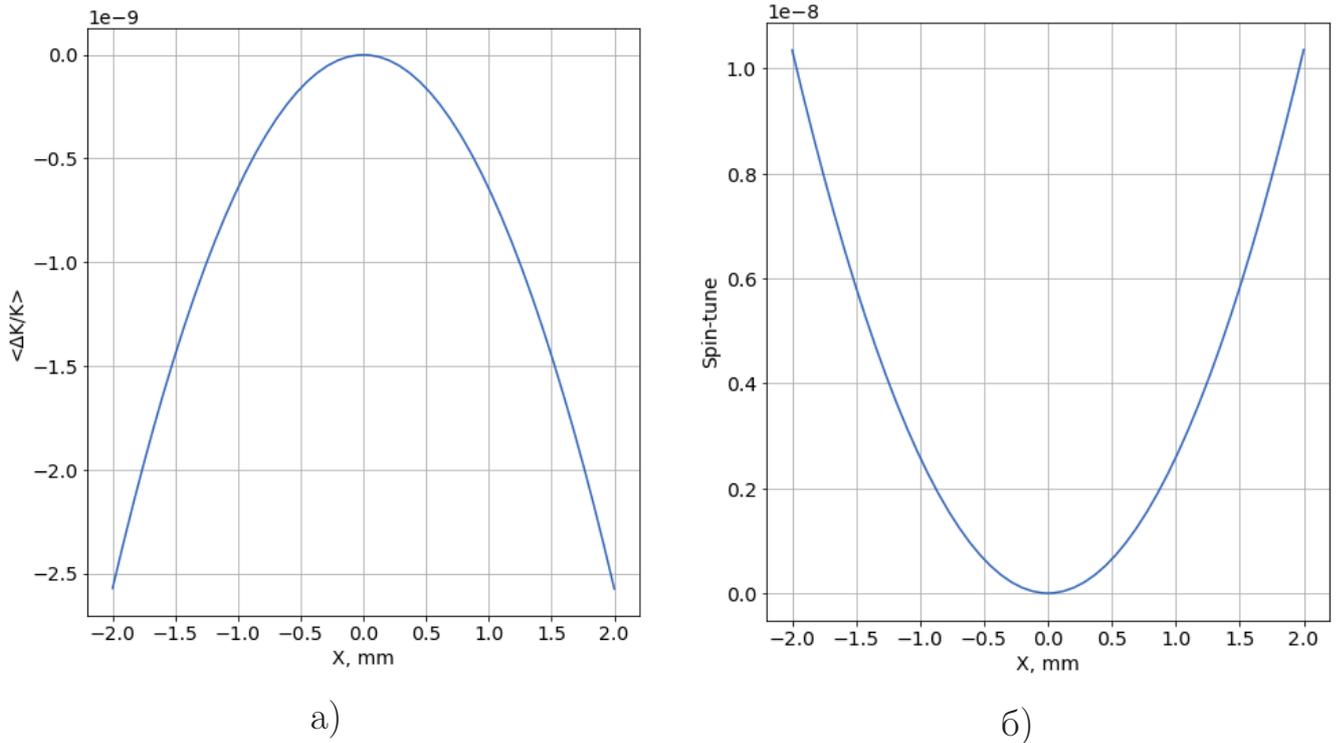


Рисунок 2.31: Зависимость положения среднего уровня энергии а) и частоты спин-прецессии б) от радиальной координаты при инжекции в накопителе PTR.

$6D$ фазовом пространстве представлен на рис. 2.32. При этом максимально достижимое в данной структуре SCT ~ 150 с. Вектор поляризации пучка из N частиц, характеризуемых \vec{S}_i , вычислялся следующим образом:

$$\vec{P} = \frac{1}{N} \sum_i \vec{S}_i. \quad (2.32)$$

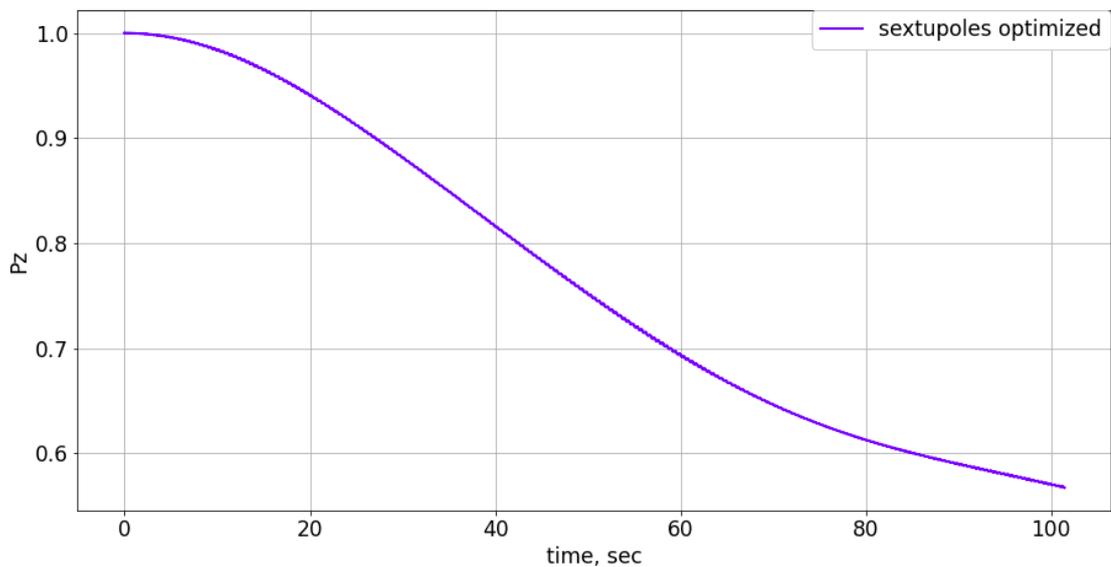


Рисунок 2.32: Зависимость величины поляризации пучка от времени для случая оптимальных настроек секступолей в накопителе PTR.

2.8.2 Racetrack EDM Ring

По результатам раздела 2.8.1 можно заключить, что с помощью двух семейств секступолей для протонного накопителя можно достичь $SCT \sim 150$ с, что на порядок меньше необходимой величины для проведения экспериментов по поиску ЭДМ. В связи с этим была разработана специализированная структура для поиска ЭДМ, оптимальная с точки зрения SCT и динамики пучка.

Предлагаемая структура имеет форму “рейстрек” и характеризуется суперпериодичностью $P = 2$. В данном накопителе становится возможным расположение трёх семейств секступолей в местах с различными значениями оптических бета-функций и дисперсии β_x , β_y , η . При этом данные семейства секступолей становятся практически независимыми и обеспечивают гибкость вариации $\xi_{x,y}$ и α_1 ; см. (2.17), (2.18). В данной структуре можно достичь $SCT \sim 1500$ с, что следует из результатов на рис. 2.34, 2.35 [82].

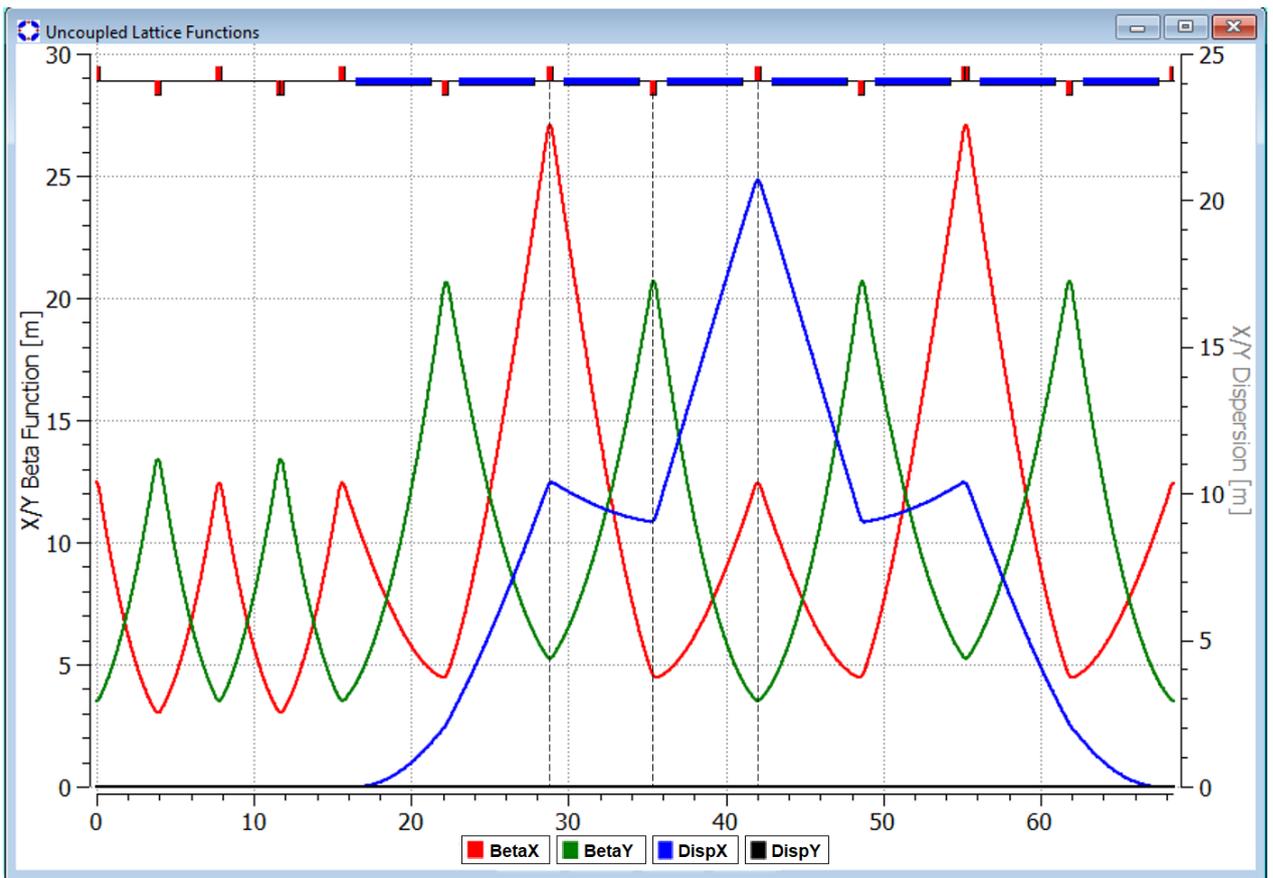


Рисунок 2.33: Структура суперпериода накопителя PTR с периодичностью $P = 2$ и оптическими функциями. Штриховые линии указывают на положения трёх семейств секступолей.

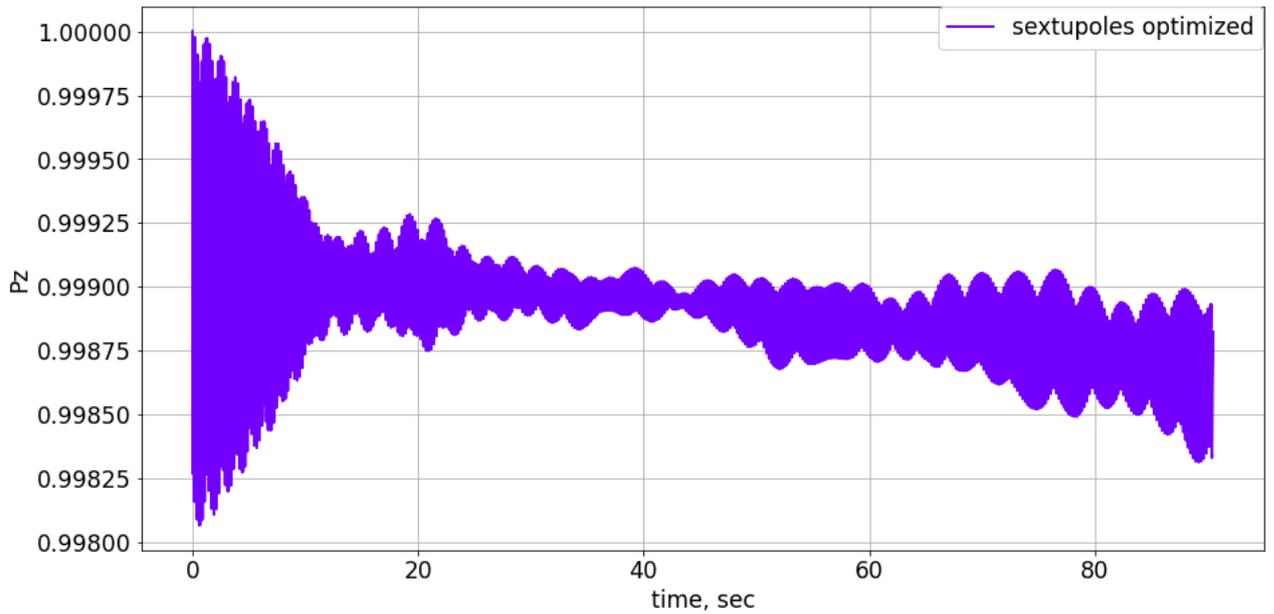


Рисунок 2.34: Зависимость величины поляризации пучка от времени для случая оптимальных настроек секступолей в накопителе Racetrack EDM Ring.

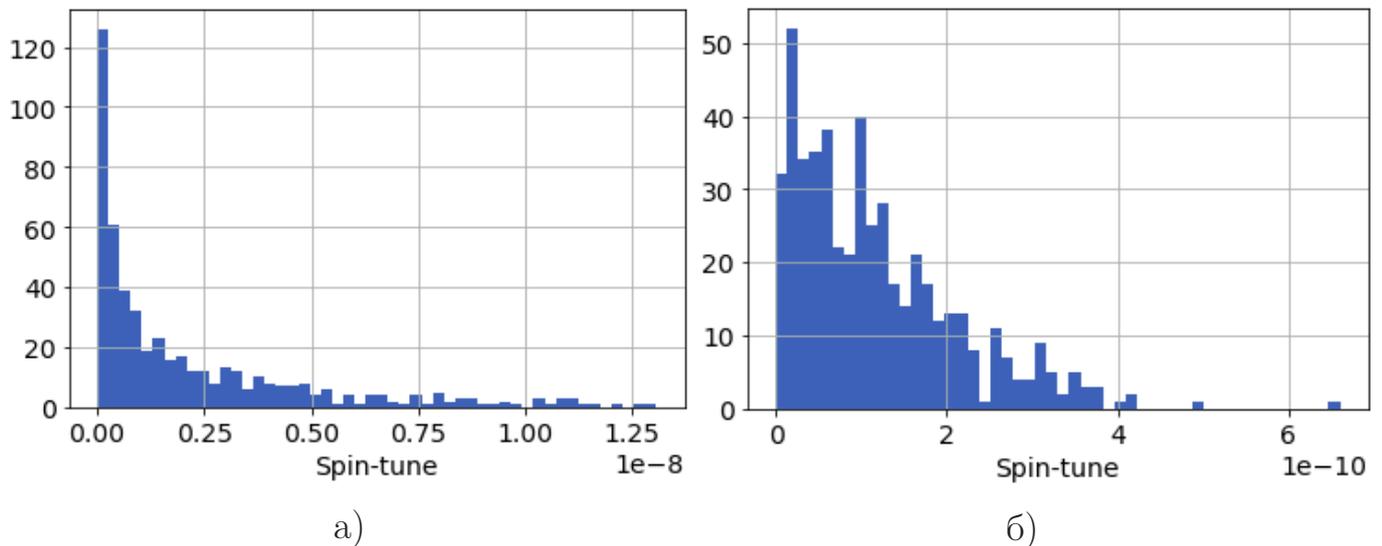


Рисунок 2.35: Распределение частот спин-прецессии в пучке при включённом ВЧ резонаторе и оптимальных настройках секступолей для случая а) PTR; б) Racetrack EDM Ring.

Дизайн накопителя

Разработка структуры начиналась с дизайна поворотной арки. Предпочтение отдаётся ахроматическим структурам для минимизации связи поперечного и продольного движения, что крайне важно для динамики пучка, процессов инжекции и диагностики. Арка представляет собой регулярную структуру, состоящую из 4-х FODO ячеек с набегом фазы бетатронных колебаний на арке $\mu_{x,y} = 2\pi$ для подавления дисперсии на прямых участках.

Важным достоинством регулярной арки по сравнению со структурой типа “missing magnet” является тот факт, что при перестройке параметров прямого участка (Q_x, Q_y) необходимо заново согласовывать его с аркой двумя дополнительными квадрупольями участка согласования, что не требуется для регулярной арки. Квадрупольи прямой секции могут быть использованы исключительно для выбора рабочей точки. Поворотные $E + B$ дефлекторы в данной структуре имеют фиксированные значения полей, необходимые для соблюдения условия “замороженного спина”, поэтому подавитель дисперсии на основе вариации ведущего поля в двух последних магнитах в данном случае не применим. Структура с “missing magnet” будет также иметь большую длину, чем регулярная.

Известно, что для описания дисперсионных свойств накопителя в горизонтальной плоскости используется расширенная 3×3 матрица [74]:

$$\mathcal{M}_\delta = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & (a|\delta) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

Здесь R представляет собой 2×2 матрицу орбитального движения в горизонтальной плоскости, а $d^T = \left((x|\delta) \quad (a|\delta) \right)$. Для накопителя, составленного из n регулярных секций, полная матрица представляется в виде:

$$\mathcal{M}_\delta^n = \begin{pmatrix} R^n & \frac{R^n - I}{R - I} d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.34)$$

где I — тождественная 2×2 матрица. Из (2.34) следует, что для минимизации дисперсионных эффектов и для создания ахроматической структуры $(\eta, \eta'|_{start} = \eta, \eta'|_{end} = 0)$ необходимо, чтобы $R^n = I$ или $\mu = 2\pi \cdot m, m \in \mathbb{Z}$.

Набег фазы бетатронных колебаний на периоде FODO ячейки на прямом участке выбирался в области $75 \div 90^\circ$, что является оптимальным с точки

зрения величины бета-функций и размера пучка (рис. 2.36) [78]. Положение рабочей точки определяется настройками квадруполей в прямой секции, так как $\mu_{x,y} = 2\pi$ в арке. Характерное положение рабочей точки, соответствующее рис. 2.33, составляет $Q_x = 2.81$, $Q_y = 2.77$. При этом обеспечивается достаточное расстояние от резонансов до третьего порядка на диаграмме устойчивости (рис. 2.37). Близость к резонансу связи $Q_x - Q_y = 0$ не представляет существенной опасности для устойчивости пучка.

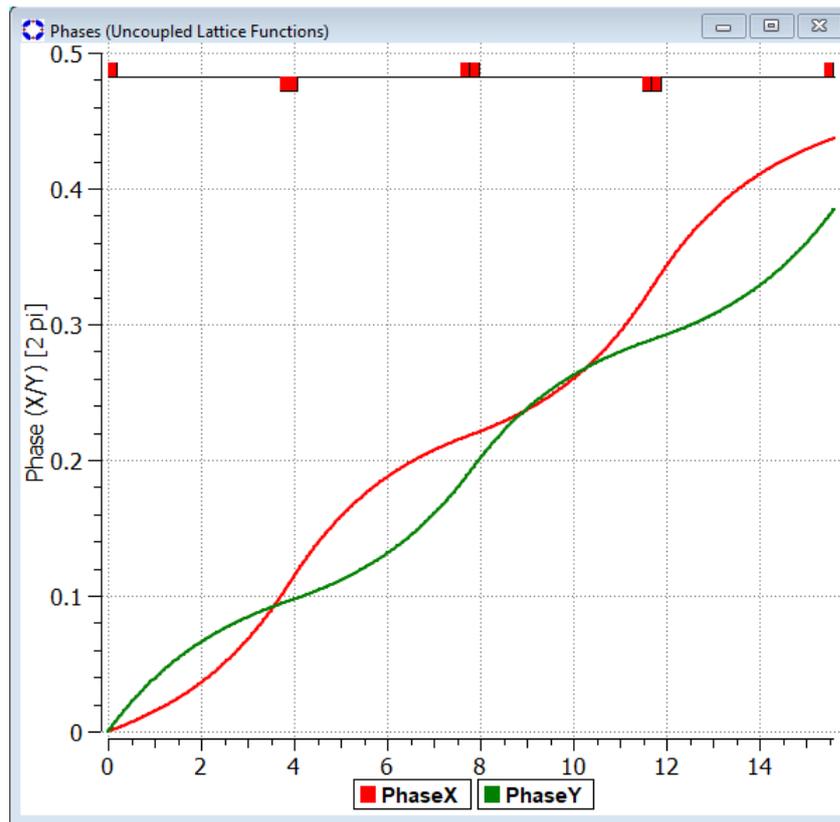


Рисунок 2.36: Зависимость набега фазы бетатронных колебаний в горизонтальном и вертикальном направлении на прямой секции накопителя Racetrack EDM Ring.

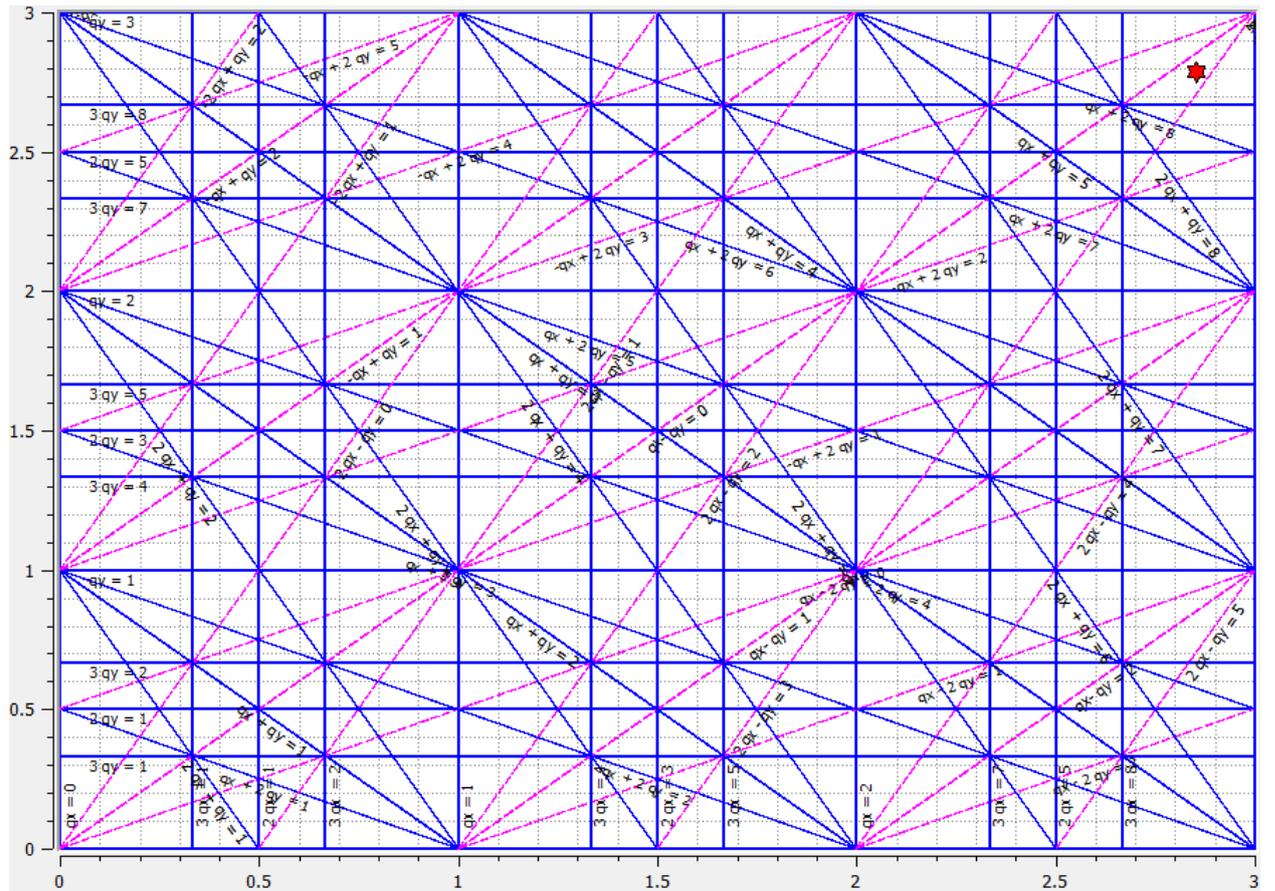


Рисунок 2.37: Диаграмма бетатронных резонансов до 3-го порядка с отображением рабочей точки.

Выводы

Основные результаты главы заключаются в следующем.

1. Произведена систематизация и численная проверка моделей спин-декогеренции в накопительных кольцах. Исследовано влияние спиновых резонансов на декогеренцию. На основании данных результатов предложены методы настройки параметров накопительного кольца для проведения экспериментов по поиску ЭДМ заряженных частиц. В частности, для магнитного накопителя необходимо использовать 3 семейства секступолей с разделёнными функциями: для контроля горизонтальной и вертикальной хроматичности $\xi_{x,y}$, а также фактора нелинейного сжатия орбит κ . Для частиц с относительно небольшим значением магнитной аномалии G , например, дейтронов, для достижения большого SCT достаточно настроить секступоли для достижения $\xi_{x,y}$, $\kappa = 0$. Для протонов с относительно большим значением магнитной аномалии по сравнению с дейтронами $G_p/G_d \sim 13$ было показано, что важную роль с точки зрения спин-декогеренции в вертикальной плоскости играют спиновые резонансы. Для достижения большого времени спиновой когерентности необходимо учесть совокупное влияние как целых, так и внутренних спиновых резонансов во всём энергетическом диапазоне накопителя. Оптимальная рабочая точка (энергия) для проведения эксперимента выбирается из анализа резонансной диаграммы и соответствует минимальному разбросу частот спин-прецессии частиц.
2. Получены результаты в первом в своём роде эксперименте по исследованию времени когерентности спинов протонов. Предварительные данные, полученные на ускорителе COSY, указывают на величину SCT ~ 0.2 с. Представлено объяснение полученных результатов на основе вышеописанных аналитических и численных моделей, развитых автором.
3. На основании развитой методики подавления спин-декогеренции частиц была модернизирована структура проектируемого накопительного кольца PTR для поиска ЭДМ. В предложенном автором варианте структуры накопителя возможно достижение SCT ~ 1000 секунд,

что на порядок больше максимальных достижимых значений в исходной структуре. Модернизированная версия накопительного кольца также является более предпочтительной с точки зрения динамики и времени жизни пучка.

Глава 3. Управление поляризацией для поиска ЭДМ

3.1 Исследование управления поляризацией в области целочисленного спинового резонанса на ускорителе COSY

Ниже изложена концепция эксперимента по проверке метода управления поляризацией протонного пучка при энергиях, соответствующих целочисленным спиновым резонансам на кольцевых ускорителях. Технические и теоретические аспекты данной идеи были разработана автором непосредственно в соавторстве с коллегами из МФТИ, НГУ, ИТФ, ОИЯИ. Экспериментальная реализация данной концепции предложена на ускорителе COSY в исследовательском центре г. Юлих, Германия, что получило грантовую поддержку на 2022-2024 г. как со стороны немецкого физического общества (Deutsche Forschungsgemeinschaft), Projektnummer 465236767 [83], так и Российского Научного Фонда (РНФ), грант № 22-42-04419 [84]. Вышеупомянутая концепция была представлена на заседании комитета распределении пучкового времени COSY (СВАС) 21 сентября 2021 г. [85]. Данное предложение было оценено комитетом как высокоприоритетный проект, необходимый к выполнению. Работы по реализации данной концепции на ускорителе COSY были прекращены в 2022 г. по политико-экономическим причинам.

Теоретические аспекты нового метода управления поляризацией адронов – метода Spin Transparency (ST) – представлены в [39; 40; 86–88]. Идея метода ST основана на особенности “спин-прозрачных” структур (раздел 1.2). При этом структура накопителя представляет собой тождественное преобразование \vec{S} за оборот и становится “прозрачной” для спинового движения. Естественным примером такой структуры является накопительное кольцо в форме восьмерки. В “прозрачных” синхротронах спиновое движение становится вырожденным: любое направление вращения спина в любом месте орбиты повторяется после каждого оборота частицы; другими словами, частицы находятся вблизи ST-резонанса. Спиновое движение в такой ситуации весьма чувствительно к малым возмущениям поля вдоль орбиты. С другой стороны, эту чувствительность можно использовать для реализации легкого и весьма эффективного

режима управления поляризацией во всем энергетическом диапазоне коллайдерного комплекса с помощью соленоидов-навигаторов Spin Navigator (SN) – устройств со слабыми магнитными полями (постоянными или квази-стационарными), обеспечивающих поворот спин-векторов вокруг желаемого направления на малые углы.

SN характеризуется тремя основными параметрами: направлением результирующей оси вращения \vec{n}_N и углом $2\pi\nu_N$ прецессии спина вокруг \vec{n}_N . Заметим, что если не учитывать несовершенства структуры синхротрона, то ось устойчивой поляризации \vec{n} на прямом участке с SN совпадает с осью \vec{n}_N , а наведённый навигатором спин-тьюн ν равен ν_N .

Сила приложенного поля SN должна быть больше, чем все малые пертурбативные поля, возникающие из-за несовершенства магнитной структуры накопителя и эмиттанта пучка.

Режим ST можно реализовать в синхротроне в форме “рейстрек”, разместив две одинаковые сибирские змейки на двух противоположных прямых участках. В этом случае спин-тьюн не зависит от энергии и равен нулю, как и в накопителе-восьмерке.

С определенными ограничениями ST метод управления поляризацией можно также распространить на магнитные накопители без сибирских змеек при фиксированной энергии, соответствующей спиновому резонансу [39; 40], когда:

$$\nu = \gamma G = K, \quad (3.1)$$

где γ – релятивистский фактор Лоренца, G – аномальная часть гиромагнитного отношения, а K – целое число. Ограничения метода, как правило, связаны с наличием разброса частот спиновых колебаний, вызванного разбросом энергии:

$$\Delta\nu = \Delta\gamma G = \gamma G \cdot \frac{\Delta\gamma}{\gamma}. \quad (3.2)$$

На практике относительный разброс энергии можно поддерживать небольшим за счет ускорения и накопления, в то время как абсолютный разброс $\Delta\gamma$ растет с увеличением энергии. При синхротронных колебаниях $\Delta\gamma$ в магнитном накопителе возрастает вероятность деполаризации из-за сателитных спиновых резонансов [39; 40]:

$$\bar{\nu} = \bar{\gamma}G = K + m_s\nu_s, \quad (3.3)$$

где ν_s — синхротронная частота, $\bar{\gamma}$ — релятивистский фактор, усреднённый по синхротронным колебаниям: $\gamma = \bar{\gamma} + \Delta\gamma$.

Экспериментальное исследование влияния синхротронных резонансов при достижении целочисленного резонанса является обязательным этапом подготовки ST режима. Достижение адиабатического захвата поляризации в спиновый резонанс без потери поляризации и дальнейшее управление поляризацией с помощью SN докажут применимость концепции ST режима в ускорителях. Это станет значительным шагом на пути к прецизионным экспериментам с поляризованными пучками, таким как поиск ЭДМ заряженных частиц.

Данный метод открывает для ускорителя COSY новые возможности в области уникальных экспериментов с поляризованными адронами. Он может быть применен для развития научного потенциала релятивистского коллайдера тяжелых ионов (RHIC) и электрон-ионного коллайдера (EIC) в Брукхейвенской лаборатории в США [89; 90], нуклотрона [39; 40] и ионного коллайдера на базе нуклотрона (NICA) в Россия [91], Электрон-ионного коллайдера в Китае (EicC), или электростатических и комбинированных $E + B$ накопителей для поиска ЭДМ. Результаты этого проекта будут способствовать лучшему пониманию динамики спина протонов и развитию методики измерения ЭДМ в частотной области с точки зрения экспериментального измерения эффективного фактора Лоренца γ_{eff} [36; 38]. Это также может способствовать проектированию и созданию кольца-прототипа (PTR) [32] и других ускорителей для поиска ЭДМ [92].

Основные теоретические, методические и практические аспекты реализации спин-прозрачного режима управления поляризацией на ускорителе COSY послужили основанием для разработки данной концепции для ускорителя Нуклотрон [39; 40] и коллайдера NICA [45; 46]. В ходе исследования автором была показана принципиальная возможность управления поляризацией спиновыми навигаторами в структуре коллайдера с возмущениями поля [46] без существенной деполяризации пучка [45]. Также было проведено исследование особенностей управления поляризацией в области спинового резонанса с точки зрения сохранения условия адиабатичности (1.32) [38], что имеет непосредственную важность для проведения экспериментов по поиску ЭДМ.

3.1.1 Спин-навигатор на базе двух слабых соленоидов

Предложен режим работы ускорителя COSY для протонов при энергии спинового резонанса $\gamma G = K$ [83; 84]. Для управления поляризацией протонов предполагается использование SN на основе двух соленоидов с продольными полями. Один соленоид должен располагаться на прямом участке, а другой — в поворотной арке (рис. 3.1).

SN на основе двух соленоидов позволяет получить любое направление поляризации \vec{n} в детекторе и индуцированную навигатором спиновую частоту $\nu_N \ll 1$.

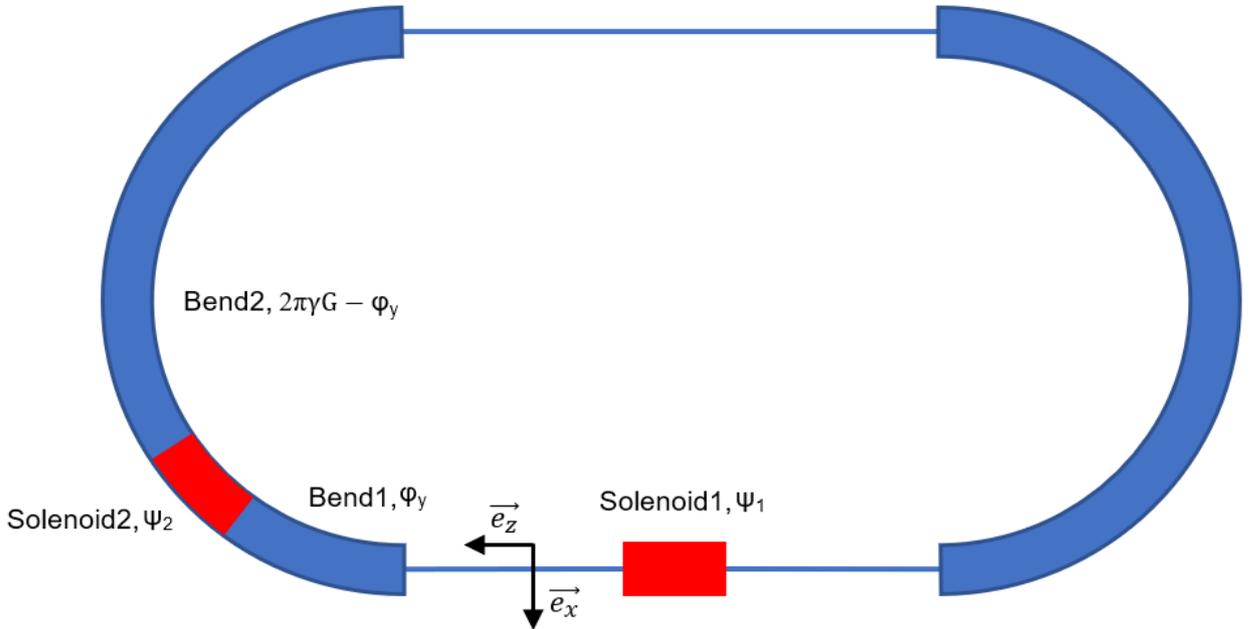


Рисунок 3.1: Принципиальная схема реализации ST режима управления поляризацией в магнитном накопителе с двумя соленоидами. ψ и ϕ — углы поворота \vec{S} вокруг продольной и вертикальной оси соответственно.

Рассмотрим данную схему на рис. 3.1. Полная матрица накопителя представляется в виде (раздел 1.2):

$$M = M_{Sol1} \cdot M_{Bend2} \cdot M_{Sol2} \cdot M_{Bend1}. \quad (3.4)$$

При целом значении спин-тьюна невозмущённой структуры $\gamma G = K$, соответствующему случаю спинового резонанса получим (см. 1.9):

$$\cos(\pi\nu) = \cos(\psi_1/2) \cdot \cos(\psi_2/2) - \sin(\psi_1/2) \cdot \sin(\psi_2/2) \cdot \cos(\phi_y/2). \quad (3.5)$$

Для компонент инвариантной оси прецессии спина на прямой секции $\vec{n} = (n_x, n_z, n_y)$ получим:

$$\sin(\pi\nu) \cdot \vec{n} = \begin{cases} \cos(\psi_1/2) \sin(\psi_2/2) \sin(\varphi_y) \\ \sin(\psi_1/2) \cos(\psi_2/2) + \cos(\psi_1/2) \sin(\psi_2/2) \cos(\varphi_y) \\ -\sin(\psi_1/2) \sin(\psi_2/2) \sin(\varphi_y) \end{cases} \quad (3.6)$$

Предположим далее, что спин-навигаторы вращают \vec{S} на малые углы, $\psi_i \ll 1$. С помощью разложения в ряд Тейлора для (3.5) получим наведённую навигатором спиновую частоту $\nu_N \ll 1$, линейную по углам:

$$\nu = \gamma G + \nu_N, \quad \nu_N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\psi_1^2 + \psi_2^2 + 2\psi_1\psi_2 \cos \varphi_y}. \quad (3.7)$$

Аналогично получим выражения для компонент \vec{n} в линейном приближении:

$$\begin{aligned} n_x &= \frac{\psi_2 \sin \varphi_y}{2\pi\nu_N} = \frac{\psi_2 \sin \varphi_y}{\sqrt{\psi_1^2 + \psi_2^2 + 2\psi_1\psi_2 \cos \varphi_y}}, \\ n_z &= \frac{\psi_1 + \psi_2 \cos \varphi_y}{2\pi\nu_N} = \frac{\psi_1 + \psi_2 \cos \varphi_y}{\sqrt{\psi_1^2 + \psi_2^2 + 2\psi_1\psi_2 \cos \varphi_y}}, \\ n_y &= -\frac{\psi_1\psi_2 \sin \varphi_y}{4\pi\nu_N} = \frac{o(\psi)}{\nu_N}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Из уравнений (3.8) следует, что можно получить любое направление \vec{n} в плоскости накопителя путём вариации полей в соленоидах-навигаторах.

3.1.2 Технические соображения

Перепишем соотношения (3.7), (3.8) с учётом определений для углов поворота спина (раздел 1.2):

$$\nu_N = \frac{1+G}{2\pi B\rho} \sqrt{B_{z1}^2 L_{z1}^2 + B_{z2}^2 L_{z2}^2 + 2B_{z1}B_{z2}L_{z1}L_{z2} \cos \varphi_y}, \quad (3.9)$$

$$\vec{n} = \frac{B_{z2}L_{z2} \sin \varphi_y \vec{e}_x + (B_{z1}L_{z1} + B_{z2}L_{z2} \cos \varphi_y) \vec{e}_z}{\sqrt{B_{z1}^2 L_{z1}^2 + B_{z2}^2 L_{z2}^2 + 2B_{z1}B_{z2}L_{z1}L_{z2} \cos \varphi_y}}, \quad (3.10)$$

где \vec{e}_x и \vec{e}_z — радиальный и продольный единичные векторы соответственно, $\varphi_y = \gamma G \alpha_y$ — угол вращения спина, полученный в арочных диполях с

общим углом поворота орбиты α_y между двумя соленоидами навигатора с продольными полями B_{z1} , B_{z2} и длиной L_{z1} , L_{z2} . $B\rho$ — магнитная жесткость, $\nu_N = \nu - \gamma G$.

Из соотношения (3.10) следует, что второй соленоид должен располагаться в поворотной арке, а не на прямолинейном участке. В последнем случае $\alpha_y = \pi$, и $\varphi_y = \pi K$ для $\gamma G = K$. Следовательно, $n_x = 0$. Это не позволяет менять направление \vec{n} в плоскости кольца с помощью соленоидов.

Требования к полям и наведённым частотам SN

Спиновая частота ν_N , индуцированная SN, должна значительно превышать силу ST резонанса ε [39; 40]:

$$\nu_N \gg \varepsilon. \quad (3.11)$$

Сила ST-резонанса — это величина среднего спинового поля $\vec{\varepsilon}$, определяемая отклонением траектории от расчетной орбиты. Это отклонение вызвано ошибками конструкции и юстировки магнитных элементов и отклонением частиц пучка в фазовом пространстве. В отсутствие навигатора спин вращается на угол $2\pi\varepsilon$ вокруг направления $\vec{\varepsilon}$ за один оборот частицы по замкнутой орбите. Спин-вектор совершает полный оборот вокруг $\vec{\varepsilon}$ за $1/\varepsilon$ орбитальных оборотов в накопителе.

Необходимо учитывать ограничения, налагаемые на поля навигатора синхротронными колебаниями, приводящими к сателлитным резонансам. Силы сателлитных резонансов (3.3) резко уменьшаются, когда $m_s \gg \Delta\nu/\nu_s$. Следовательно, выполнение дополнительного условия

$$\nu_N \gg \max(\Delta\nu, \nu_s). \quad (3.12)$$

исключает влияние сателлитных резонансов на спиновую динамику [39; 40].

Оценки $\Delta\nu, \nu_s \sim 10^{-3}$ для $\gamma G = 2$ указывают на то, что синхротронные резонансы расположены близко к целочисленному резонансу и выступают основным источником деполяризации. Согласно этим оценкам, синхротронное движение не влияет на управление поляризацией при интеграле поля соленоида 0.04 Тм. Данная величина получается из (3.9) в предположении $\nu_N \sim 10^{-2}$.

Условие (3.11) также заведомо выполнимо. Теоретические оценки сил резонансов $\varepsilon \sim 10^{-5} \div 10^{-3}$. Характерные численные оценки мощностей целых резонансов, в частности $\gamma G = 2$, для ускорителя COSY были получены в главе 1.

Дробные части бетатронных частот также должны удовлетворять условиям:

$$\{Q_{x,y}\} > 0.1, \{Q_{x,y}\} < 0.9 \quad (3.13)$$

в течение всего эксперимента, чтобы избежать пересечения бетатронных орбитальных резонансов, близких к целочисленным спиновым резонансам.

3.1.3 Методика эксперимента

Исследования по контролю поляризации в режиме ST включают:

- экспериментальное измерение силы спинового резонанса, ставящей ограничения на допустимые интегралы поля в соленоидах SN;
- обеспечение адиабатического захвата и доставки поляризованных протонов в область спинового резонанса $\gamma G = 2$;
- управление поляризацией с помощью SN в окрестности спинового резонанса $\gamma G = 2$.

Измерение силы резонанса для $\gamma G = 2$

В ускорителе с магнитным направляющим полем \vec{B} инвариантная ось вращения $\vec{n} \parallel \vec{B}$ совпадает с вертикальным направлением в нерезонансном случае. Коэффициент отстройки от K -го спинового резонанса (3.1) равен $\delta = \nu - \nu_K$. Связь между вертикальной поляризацией до (P_i) и после (P_f) пересечения резонанса описывается формулой Фруассар-Стора (ФС) (1.29) [51]. В случае быстрого пересечения резонанса ($|\frac{d\delta}{dt}| \gg \varepsilon_K^2 \Omega_{rev}$) деполяризующим влиянием соседних синхротронных резонансов можно пренебречь и относительное изменение поляризации D составит:

$$D = \left| \frac{P_f - P_i}{P_i} \right| = \frac{\pi \varepsilon_K^2 \Omega_{rev}}{2 \left| \frac{d\delta}{dt} \right|}. \quad (3.14)$$

Здесь $\frac{d\delta}{dt} = \frac{Gdy}{dt}$ — постоянная скорость отстройки, Ω_{rev} — частота обращения частицы в ускорителе COSY. Силу резонанса ε_k можно определить, измеряя зависимость степени деполяризации D от $\frac{d\delta}{dt}$, определяемую темпом ускорения COSY. Измерения следует проводить для различных скоростей пересечения, удовлетворяющих условию $D \leq 0.1$.

Адиабатический захват поляризации в резонанс $\gamma G = 2$.

Спиновая динамика в ускорителе COSY с одним соленоидом на прямом участке в целочисленном резонансе может быть описана во вращающейся системе отсчета с $\nu_K = 2$ вокруг вертикальной оси (раздел 1.3.1). Направление \vec{n} на прямом участке является продольным ($n_z = 1$), когда $\gamma G = K$. В ситуации, когда присутствует ненулевая отстройка, \vec{n} лежит в вертикальной плоскости (y, z) с углом φ (1.31) относительно скорости частицы, и спин-тьюн накопителя в области резонанса определяется в рамках модели SRM (1.27).

Если условия (3.11, 3.12, 3.13) выполняются, то можно адиабатически подойти к ST-резонансу, увеличивая среднюю энергию $\bar{\gamma}mc^2$ со скоростью, удовлетворяющей дополнительному требованию [40; 86]:

$$\frac{d\bar{\gamma}}{dt} \ll \frac{\Omega_{rev}}{G} \nu_N^2. \quad (3.15)$$

Оно представляет собой условие (1.32) для наведённого тьюна ν_N . Для $\Omega_{rev} \sim 10^6$ Гц изменение $\delta = d(\gamma G) = 0.1$ должно происходить гораздо медленнее, чем в течение $dt \sim 1$ мс, где $\nu_N \sim 10^{-2}$. При этом спин-вектор, ориентированный вертикально вдали от резонанса, наклоняется адиабатически в плоскость синхротрона до тех пор, пока не ориентируется вдоль спинового поля, индуцированного SN, т.е. произойдёт адиабатический захват поляризации спиновым навигатором. В другом случае, когда условие (3.15) не выполняется, состояние резонанса достигается быстро, спины частиц не успевают изменить свою ориентацию и остаются вертикальными, т.е. поперечными полю SN, в точке ST-резонанса. В результате поляризация теряется из-за разброса частот спиновых колебаний.

В эксперименте можно изменять δ (энергию пучка) и производить наблюдение за вертикальной поляризацией, в то время как поле в соленоиде на прямой секции включено для адиабатического захвата. Если найти эффективный фактор Лоренца γ_{eff} , при котором вертикальная и радиальная поляризация исчезает, то $\delta = 0$. Факт того, что подход к резонансному состоянию был достигнут без потери поляризации, можно проверить, изменив δ , выйдя из области резонанса и сравнив степень поляризации с изначальным значением до подхода к резонансу. Понятие эффективного фактора Лоренца γ_{eff} [32; 36] используется потому, что частицы совершают бетатронные колебания, а за счет удлинения орбиты и принципа синхронного ускорения эффективная энергия (γ_{eff}) частиц увеличивается относительно эталонной частицы (γ_{ref}):

$$\gamma_{eff} = \gamma_{ref} + \Delta\tilde{\gamma}. \quad (3.16)$$

γ_{eff} определяет условие спинового резонанса:

$$\gamma_{eff}G = K \quad (3.17)$$

и должно быть измерено экспериментально.

Управление поляризацией в плоскости накопителя в ST режиме

После осуществления адиабатического захвата поляризации *одним* соленоидом можно экспериментально проверить формулу (3.10) для направления \vec{n} в зависимости от полей в *двух* соленоидов.

Для сохранения поляризации скорость изменения направления поляризации должна удовлетворять условию адиабатичности (1.32), которое можно записать через время переориентации поляризации (τ) [40; 86]:

$$\tau \gg \frac{1}{\Omega_{rev} \nu_N}. \quad (3.18)$$

Из этого условия следует, что направление поляризации для случая COSY должно меняться значительно медленнее, чем за 0.1 мс.

Если необходимо задать направление инвариантной оси вдоль или против скорости частицы — это зависит от знака B_{z1} . Выполнение условия адиабатичности (3.18) зависит от закона вариации полей от их начальной конфигурации (B_{z1}, B_{z2}) до конечной. Если B_{z1} меняется медленно, пока $B_{z2} = 0$, условие адиабатичности нарушается в точке $(B_{z1} = 0, B_{z2} = 0)$, где спин-тьюн навигатора становится нулевым. Однако можно достичь окончательной конфигурации, сохраняя при этом условие адиабатичности, обходя точку резонанса без изменения спин-тьюна. Для этого необходимо двигаться по эллипсу в пространстве параметров (B_{z1}, B_{z2}) (см. уравнение 3.9) [40; 86–88]:

$$B_{z1}^2 L_{z1}^2 + B_{z2}^2 L_{z2}^2 + 2B_{z1}B_{z2}L_{z1}L_{z2} \cos \varphi_y = \text{const}. \quad (3.19)$$

Это позволяет избежать деполяризации пучка из-за пересечения спинового резонанса. Метод позволяет задать любое направление поляризации в плоскости кольца, начиная с точки $(B_{z1}, 0)$, полученной в конце адиабатического захвата. Далее управление передаётся второму соленоиду способом, описанным в (3.19).

3.1.4 Реализация эксперимента

Эксперименты по управлению поляризацией планируется проодить при энергии протонов 108 МэВ, соответствующей спиновому резонансу $\gamma G = 2$. Во время всех измерений частицы из пучка перемещаются к мишени поляриметра с помощью подачи сигнала белого шума для измерения поляризации на поляриметре JERO. Он имеет приемлемую анализирующую способность для энергии пучка 108 МэВ [32]. Также возможно проведение данных экспериментов при энергии пучка $\gamma G = K, K > 2$, но силы резонансов несовершенств растут с энергией, поэтому было решено изначально выбрать резонанс, соответствующий наименьшей энергии, $K = 2$.

Как было отмечено выше, для реализации ST метода управления поляризацией необходимо задействовать два соленоида: на прямом участке и в поворотной арке. На прямом участке предполагается задействовать соленоид системы электронного охлаждения энергии электронов 2 МэВ (рис. 3.2). В поворотных арках ускорителя COSY не установлены соленоидальные элементы, поэтому необходимо было:

1. Найти соленоид с достаточным интегралом поля 0.04 Тм для управления поляризацией в резонансе $\gamma G = 2$;
2. Определить место установки данного элемента;
3. Обеспечить интеграцию соленоида в структуру накопительного кольца.

Для проведения экспериментов в ST режиме был найден соленоид LH0 (рис. 3.3). При максимальном токе $I_{max} = 120$ А и длине $L = 0.5$ м характеризуемый $\int Bdl = 0.045$ Тм, что удовлетворяет необходимому условию $\int Bdl > 0.04$ Тм.

Предполагаемое место установки соленоида LH0 было выбрано между диполями 8 и 9 в поворотной арке (рис. 3.2, 3.4). При этом предполагается демонтаж неиспользуемого фильтра Вина в ферритовой клетке (рис. 3.5). После демонтажа на данном участке имеется 102 см свободного места, что достаточно для установки соленоида LH0 длиной $L = 0.5$ м.

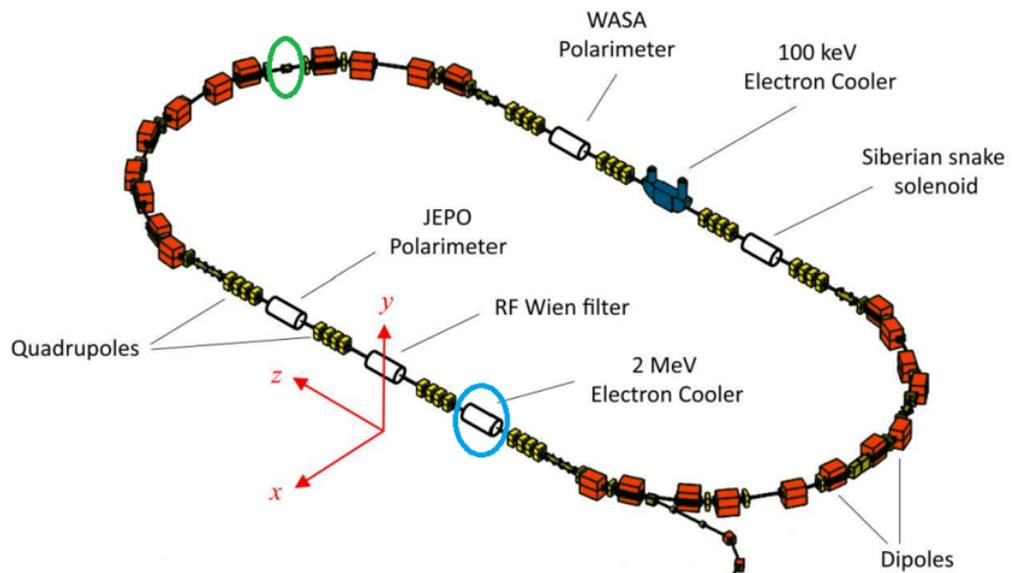


Рисунок 3.2: Принципиальная схема реализации ST режима управления поляризацией с двумя соленоидами на ускорителе COSY. Места расположения соленоидов отмечены синим и зелёным цветом.



Рисунок 3.3: Соленоид LH0 для реализации ST режима управления поляризацией на ускорителе COSY.

Для интеграции соленоида в структуру ускорителя COSY была создана его CAD модель (рис. 3.6). Целью моделирования является проектирование опоры соленоида и проектирование замены изначальных фланцев CF 160 круглого сечения на прямоугольные, соответствующие сечению ускорительного канала.

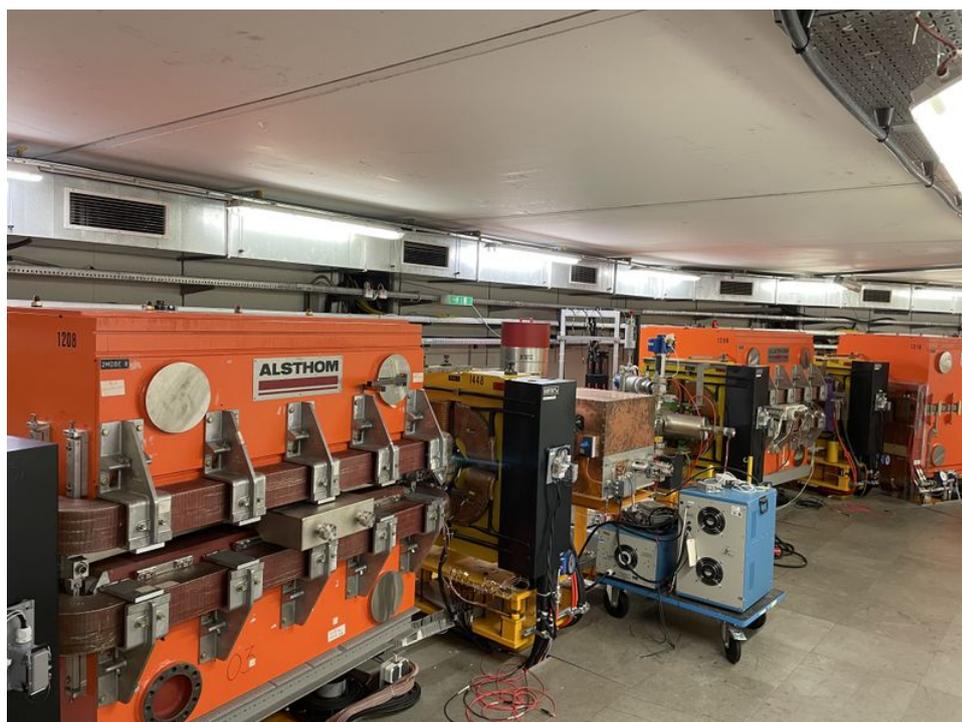


Рисунок 3.4: Предполагаемое место расположения соленоида на ускорителе COSY для реализации ST режима управления поляризацией (между диполями).

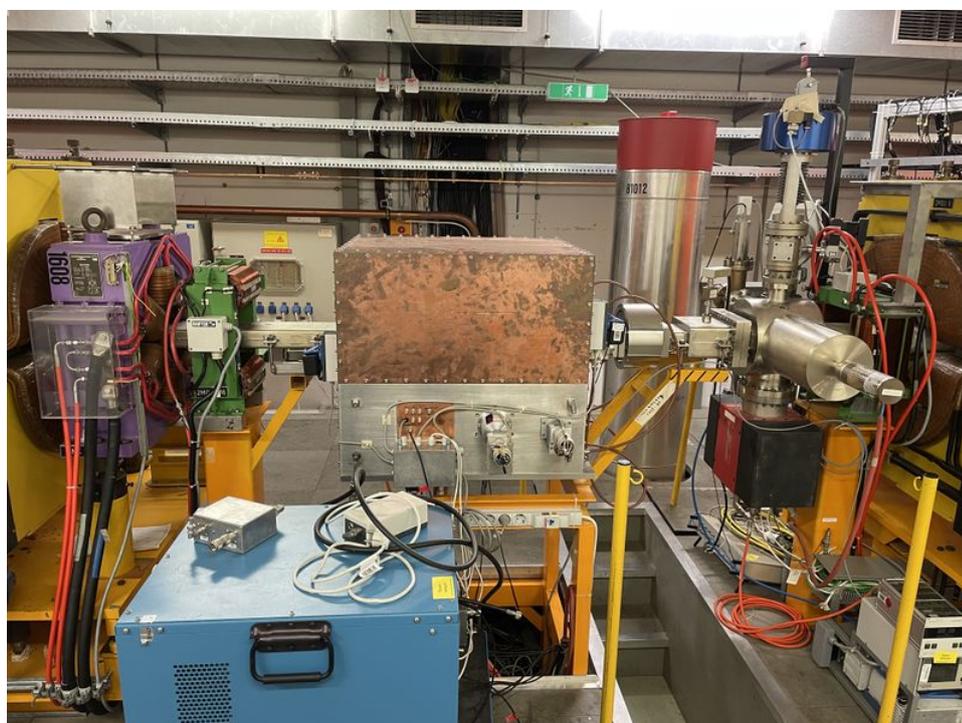


Рисунок 3.5: Предполагаемое место расположения соленоида на ускорителе COSY для реализации ST режима управления поляризацией (вместо прототипа фильтра Вина в ферритовой клетке).

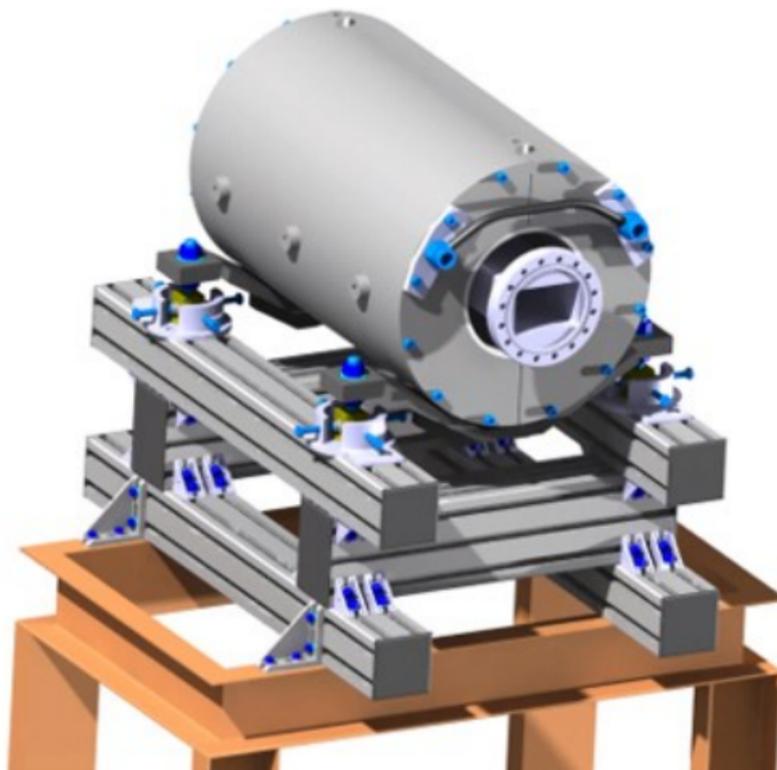


Рисунок 3.6: CAD модель соленоида ЛН0 для его интеграции в структуру ускорителя COSY.

3.2 Исследование управления поляризацией в области ВЧ спинового резонанса

Необходимым условием для проведения экспериментов по поиску ЭДМ заряженных частиц на накопительном кольце является большое время когерентности поляризованного пучка (SCT). Это время, за которое среднеквадратичный разброс ориентаций спинов частиц в сгустке составит один радиан. При этом прецессия спин-векторов частиц происходит в плоскости накопителя. Большое SCT необходимо для наблюдения когерентного воздействия на поляризацию, обусловленного ЭДМ. Возможность получения SCT порядка 1000 с для дейтронов была продемонстрирована экспериментально на ускорителе Cooler Synchrotron (COSY) в исследовательском центре г. Юлих в Германии [42]. Особый интерес представляют эксперименты данного рода с протонами. Для последних сложнее достичь большого SCT из-за большей величины аномального магнитного момента G . Получение SCT протонов порядка 1000 с является ключевым шагом для экспериментов по поиску ЭДМ на COSY [93] и кольце-прототипе для поиска и измерения ЭДМ [32]. Так как вектор поляризации пучка при инжекции направлен вертикально, то необходимо рассмотреть особенности управления поляризацией и её перевода в плоскость накопительного кольца без потерь.

Первые в своём роде эксперименты по изучению эффектов спин-декогеренции протонов проводились на ускорителе COSY в феврале-марте 2022 г. [93]. Основной опыт работы на COSY составляет проведение экспериментов с дейтронами, магнитная аномалия G последних в 13 раз меньше, чем у протонов: $G_p/G_d \sim 13$. Что характеризует процесс перевода поляризации протонов в плоскость накопителя как более сложный с точки зрения эффектов декогеренции. Процесс перевода поляризации протонов в плоскость накопительного кольца без потерь был основной трудностью в упомянутом эксперименте, что и послужило мотивацией к данному исследованию. Ниже будет представлен анализ различных механизмов спиновой декогеренции в области ВЧ спинового резонанса и предложены методы уменьшения степени деполяризации пучка.

Одним из методов управления поляризацией пучка частиц в накопителе является использование ВЧ спин-ротатора. В частности, на ускорителе COSY

в исследовательском центре г. Юлих, Германия, для этого используется ВЧ соленоид. Это устройство с электромагнитным полем, меняющимся по гармоническому закону. Оно настроено на такую частоту, при которой происходит резонансное воздействие на поляризацию пучка, что описано в разделе 1.3.3.

3.2.1 Учёт влияния продольного движения частиц

При наличии ВЧ поля ускоряющего резонатора присутствует осциллирующая часть спин-тьюона $2\pi G\delta\gamma$. Следовательно, для частиц с отклонением по энергии от референсной спиновое движение характеризуется суммарным отклонением по фазе $\Delta(n)$. Тогда сигнал поляризации в плоскости кольца S_{\perp} в зависимости от номера оборота n можно представить в виде [41; 80]:

$$S_{\perp}(n) = S_y \cdot \alpha \sum_{l=1}^n \cos(l\theta_s + \Delta(l)) \cdot \cos\left(l\theta_f + \frac{f_{RF}}{\gamma G f_{rev}} \frac{\eta}{\beta^2} \Delta(l)\right) = \frac{1}{2} S_y \cdot \alpha \sum_{l=1}^n \cos(C_{SD} \Delta(l)), \quad (3.20)$$

где η — слип-фактор структуры, β — релятивистский бета-фактор, C_{SD} есть фактор спин-декогеренции [41]:

$$C_{SD} = 1 - \frac{\eta}{\beta^2} \left(1 + \frac{K}{G\gamma}\right). \quad (3.21)$$

Из уравнения (3.21) следует, что сигнал поляризации в плоскости максимален, когда $C_{SD} \rightarrow 0$. В этом случае компенсируются эффекты отклонения по фазе при спин-прецессии и при движении в ВЧ поле соленоида. Следовательно, уменьшается влияние декогеренции на деполяризацию во время переворота спин-векторов ансамбля частиц.

Также можно показать, что время спиновой когерентности в процессе переворота поляризации τ_{SC} может быть представлено в следующем виде [41]:

$$\tau_{SC} \sim \frac{1}{C_{SD}^2 G^2 \delta^2}, \quad (3.22)$$

где δ есть среднеквадратичный относительный разброс по импульсам dp/p в пучке.

3.2.2 Численный эксперимент

Спиновое движение в накопителе с ВЧ спин-ротатором может быть охарактеризовано 3×3 матрицей перехода M для ансамбля спин-векторов \vec{S} [94]:

$$M = M_{ring} \cdot M_{sol} = \begin{pmatrix} \cos \theta_s & 0 & -\sin \theta_s \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_s & 0 & \cos \theta_s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \varphi_{rot} & -\sin \varphi_{rot} & 0 \\ \sin \varphi_{rot} & \cos \varphi_{rot} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

Здесь θ_s есть угол поворота \vec{S} частицы вокруг вертикальной оси в зависимости от энергии: $\theta_s = 2\pi G\gamma$, φ_{rot} есть угол поворота \vec{S} частицы ВЧ спин-ротатором вокруг продольной оси. При этом положение частиц в продольной фазовой плоскости изменяется на каждом обороте в соответствии с синхротронным движением (2.2).

Данный подход может быть использован для оценки основных характеристик спинового движения без учёта свойств структуры, таких как наличие целых и внутренних спиновых резонансов; зависимости спиновой динамики от распределения частиц в поперечном фазовом пространстве. В силу этих обстоятельств, математическое моделирование спин-орбитальной динамики осуществлялось в программной среде COSY Infinity [73]. При этом проводилась трассировка частиц с помощью однооборотного симплектического отображения, задаваемого структурой ускорителя COSY [41].

Действие ВЧ соленоида на каждом обороте с номером n моделировалось как поворот спин-векторов частиц в пучке вокруг продольной оси на угол φ_{rot} :

$$\varphi_{rot} = \frac{(G + 1)BL_{sol}}{\chi_m} \cdot \cos [2\pi f_{RF}(n \cdot T_{rev} + \Delta t(n)) + \varphi_0]. \quad (3.24)$$

Здесь BL_{sol} – интеграл поля в соленоиде, χ_m – магнитная жесткость накопителя, $\Delta t(n)$ – отклонение по времени прилета в ВЧ соленоид для каждой частицы, φ_0 – начальный сдвиг по фазе, период обращения есть $T_{rev} = 1/f_{rev}$.

При этом использовались следующие параметры моделирования, соответствующие эксперименту на ускорителе COSY: кинетическая энергия $T = 140$ МэВ, частота синхротронных колебаний $f_{syn} = 330$ Гц, $BL_{sol} = 0.12$ Тмм, $K = -1$. Настройки секступолей накопителя соответствуют случаю нулевой вертикальной и горизонтальной хроматичности, а также

фактора сжатия орбит: $\xi_{x,y}$, $\kappa = 0$. В данной конфигурации достигается подавление эффектов декогеренции, связанных с изменением равновесного уровня энергии частицы (глава 2). При моделировании также использовался преохлажденный пучок, характеризуемый вертикальным эмиттансом $\epsilon_y = 2$ мм·мрад и $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$. Для охлаждённого пучка $\epsilon_y = 0.5$ мм·мрад и $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$. Считается, что система электронного охлаждения отключается за 10 с до начала переворота поляризации. Это нужно для того, чтобы настроить замкнутую орбиту, не возмущённую магнитами системы охлаждения. Поэтому в начальных данных для моделирования предполагается преохлажденный пучок. Выбор величины кинетической энергии обусловлен тем, что в этом энергетическом диапазоне возможно использование системы электронного охлаждения [93].

Выбор гармоники поля соленоида

Из уравнения (3.21) следует, что спин-декогеренция определяется выбором гармоники поля ВЧ соленоида K . Данный факт был подтверждён в ходе численного моделирования для преохлаждённого пучка (Рис. 3.7). Результаты моделирования соответствуют аналитическим предсказаниям. Значение гармоники $K = -3$ является наилучшим выбором с точки зрения спин-декогеренции, при котором фактор C_{SD} минимален.

Влияние охлаждения на декогеренцию

Из уравнения (3.22) следует, что деполяризация при использовании ВЧ спин-ротатора сильно зависит от относительного разброса по импульсам в пучке δ . Данный факт также следует из того, что в уравнении (3.2.1) оба эффекта запаздывания по фазе определяются продольным распределением по импульсам в пучке. Эти соображения подтверждаются в ходе численного эксперимента (Рис. 3.8), по результатам которого можно заключить о необходимости уменьшения δ с использованием непрерывного охлаждения во время переворота поляризации.

Так как синхротронное движение модулирует частоту прецессии спина ν_s , то для частиц с отклонением по энергии от референсной резонансное условие (1.35) выполнено только в определённые промежутки времени, когда $\gamma \simeq \gamma_{ref}$. В силу этого факта частицы с большими синхротронными амплитудами будут соответствовать ВЧ резонансу меньшей силы, что также способствует деполяризации пучка.

Влияние спиновых резонансов на декогеренцию

Ещё одним фактором, влияющим на разброс частот спин-прецессии частиц, является наличие внутренних и целых спиновых резонансов в рабочем диапазоне накопителя. При этом возникает воздействие на спин частиц, зависящее от их положения в фазовом пространстве. Данный эффект особенно выражен для протонов с относительно большим значением магнитной аномалии G (глава 2).

По результатам главы 2 можно заключить, что даже в накопителе с настройками секступолей, соответствующим $\xi_{x,y}$, $\kappa = 0$, имеется ненулевой разброс частот спин-прецессии $\Delta\nu_s$ в вертикальной плоскости, вызванный влиянием спиновых резонансов. Резонансная диаграмма для ускорителя COSY представлена на рис. 2.18. Так как энергия эксперимента $T = 140$ МэВ соответствует $\gamma G = 2.06$, то по данным на рис. 2.18 можно определить влияние резонансов на разброс частот спин-прецессии на уровне $\Delta\nu_s \sim 1e - 5$, что также является дополнительным источником спин-декогеренции и деполяризации (рис. 3.9).

Влияние отстройки от резонанса по частоте на декогеренцию

Для оценки влияния отстройки по частоте на эффективность управления поляризацией была получена характеристика резонанса (рис. 3.10). Так как точность выставки частоты ВЧ системы соленоида на COSY составляет 0.3 Гц, а FWHM резонанса составляет порядка 25 Гц, то не ожидается существенного влияния отстройки на декогеренцию при данном характерном времени переворота поляризации.

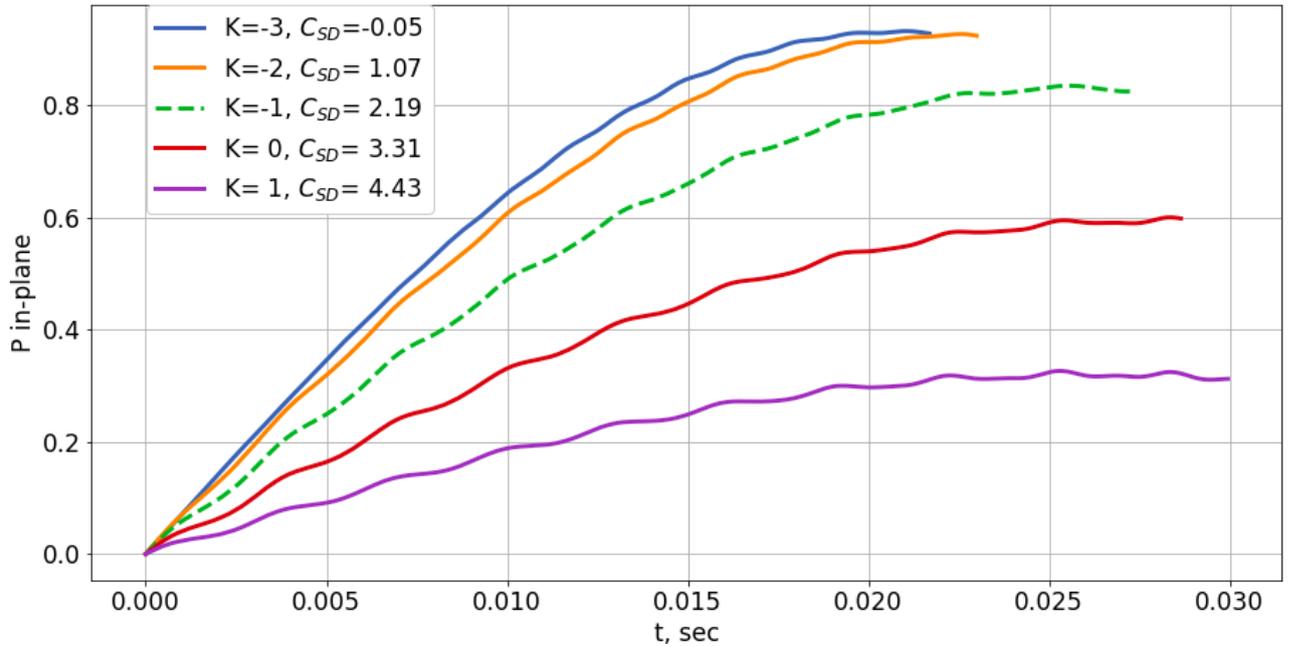


Рисунок 3.7: Эволюция сигнала поляризации в плоскости накопителя от времени при включенном ВЧ соленоиде для различных гармоник поля соленоида K .

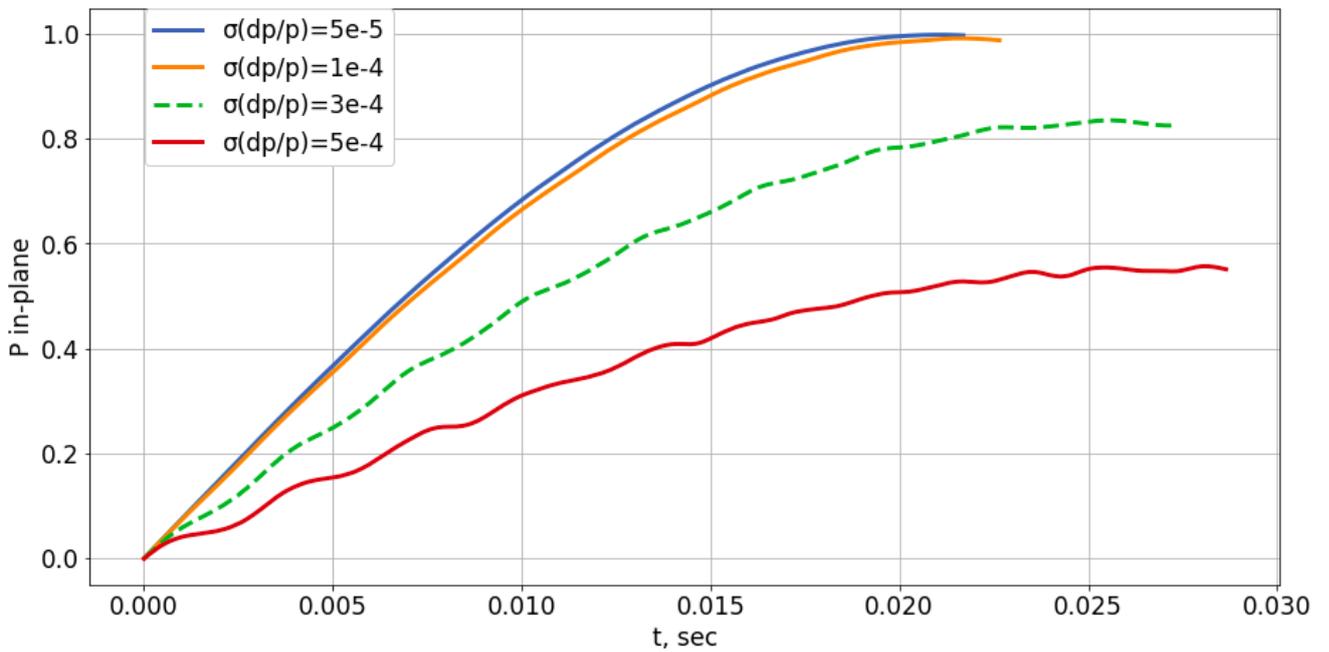


Рисунок 3.8: Эволюция сигнала поляризации в плоскости накопителя от времени при включенном ВЧ соленоиде для различных значений относительного среднеквадратичного разброса частиц по импульсам в пучке δ .

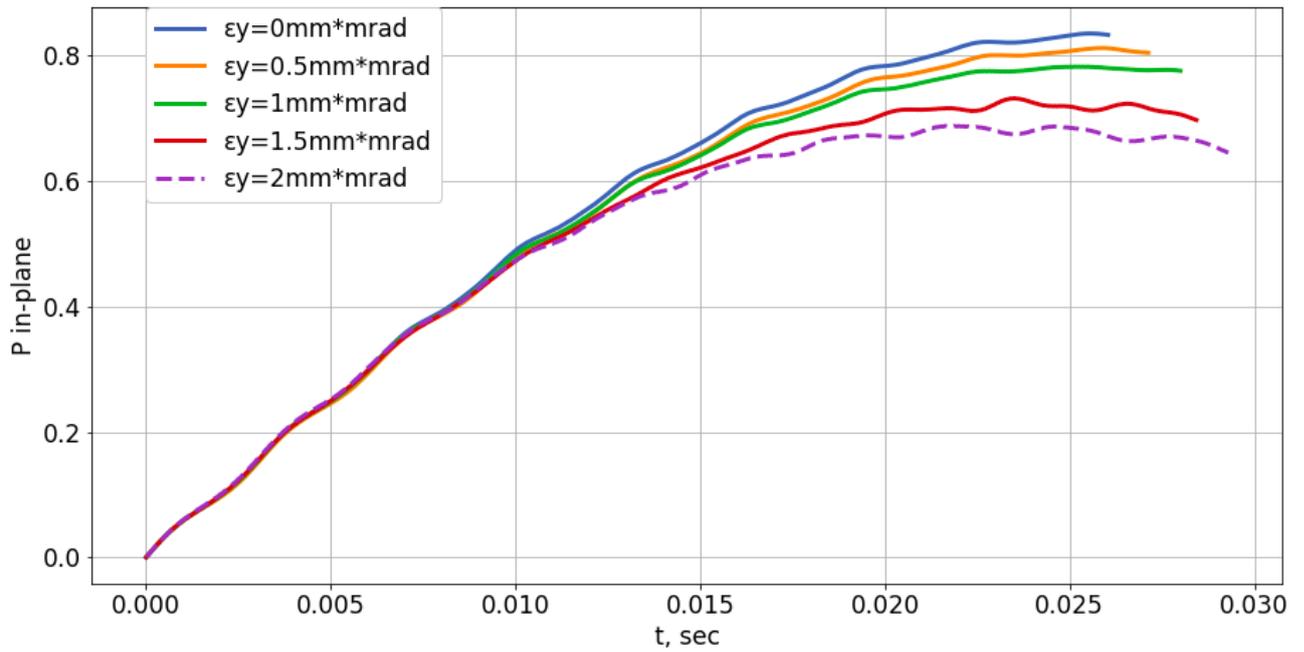


Рисунок 3.9: Эволюция сигнала поляризации в плоскости накопителя от времени при включенном ВЧ соленоиде для различных значений ϵ_y при инжекции.

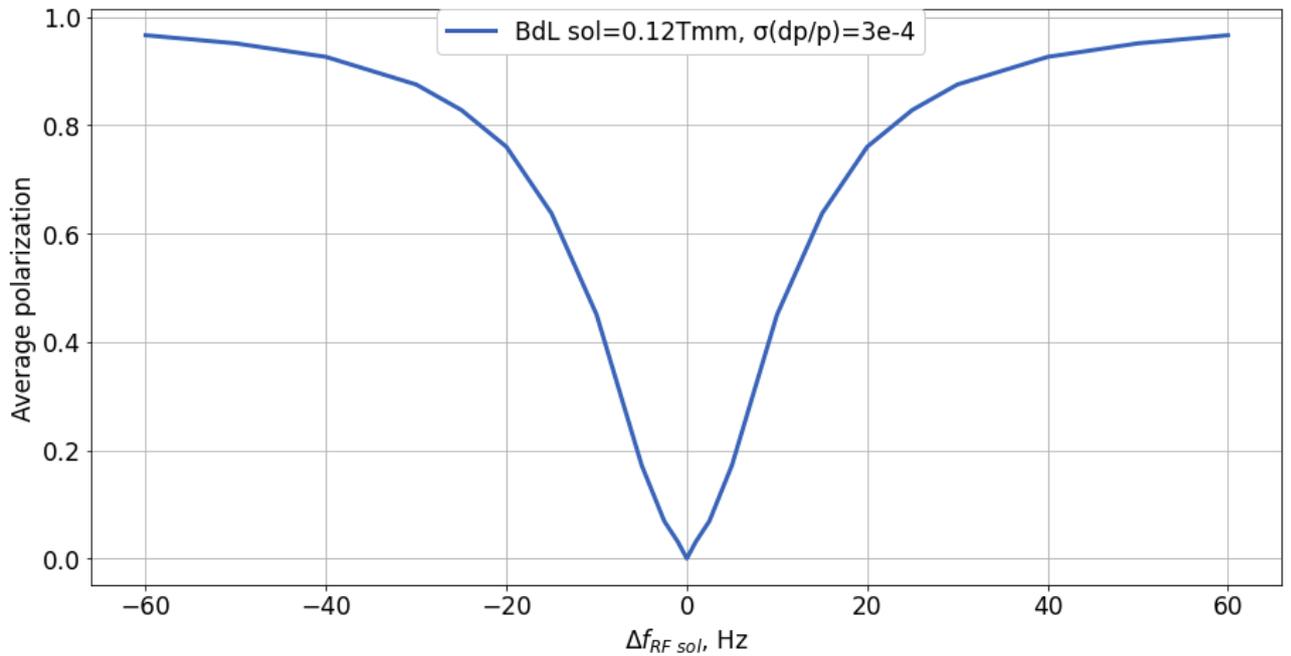


Рисунок 3.10: Средняя вертикальная поляризация пучка в зависимости от отстройки ВЧ поля соленоида по частоте от резонанса $K = -1$.

Выводы

Основные результаты главы заключаются в следующем.

1. Разработана методика управления спином в области целочисленного спинового резонанса на ускорителе COSY на базе двух навигаторных соленоидов. Произведены оценки параметров проведения эксперимента и необходимого оборудования. Результаты работы по указанной теме легли в основу реализации данной методики в ускорительном комплексе NICA.
2. Исследован механизм спин-декогеренции в области ВЧ спинового резонанса. С помощью математического моделирования и аналитических оценок были продемонстрированы методы уменьшения деполяризации пучка в процессе переворота вектора поляризации ансамбля частиц.

Глава 4. Исследование свойств структур “замороженного” и “квази-замороженного” спина с точки зрения измерения ЭДМ

Для проведения экспериментов по поиску ЭДМ заряженных частиц, характеризующихся положительным и отрицательным значением магнитной аномалии G , можно использовать структуру типа “квази-замороженного спина” (QFS) (раздел 1.4.3). Её можно реализовать на базе существующего синхротрона с магнитными арками с добавлением дополнительных $E + B$ элементов на прямых участках. Таким образом, вращение вектора спина в магнитных арках компенсируется в $E + B$ фильтрах Вина (WF) [47; 49; 95].

Величину ЭДМ частицы в накопительном кольце с радиальными возмущениями поля можно получить, наблюдая полную частоту прецессии спина в точке поляриметра [36] (раздел 1.4.2). В концепции линейного вклада локальных частот в общее значение можно вычесть систематические эффекты магнитного дипольного момента, инжектируя пучок в противоположном направлении. Таким образом, необходимо получить точную форму связи общей частоты с локальными поворотами спина, что послужит для оценки измеряемой величины ЭДМ. Для эффективного управления поляризацией в области QFS резонанса также необходимо оценить его силу.

4.1 Аналитическое исследование

Основные особенности структуры QFS, такие как спин-тьюн ν_s и направление инвариантной оси прецессии \vec{n} , были рассчитаны в рамках спинорного формализма (раздел 1.1.2). Поскольку радиальные возмущения поля играют решающую роль в процедуре измерения ЭДМ, различие структур типа FS и QFS исследовалось в этом отношении [47; 95].

Для элемента, вращающего \vec{S} вокруг вертикальной оси на угол φ , например поворотного дипольного магнита или фильтра Вина (WF) оператор вращения принимает вид:

$$M_{Dip,WF} = \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - i\sigma_3 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \quad (4.1)$$

Для радиального возмущения, вращающего \vec{S} на угол ψ оператор вращения принимает вид:

$$M_{Perturb} = \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) - i\sigma_1 \sin\left(\frac{\psi}{2}\right). \quad (4.2)$$

4.1.1 Структура типа “замороженного спина”

Рассмотрим FS структуру для поиска ЭДМ [32] (раздел 1.4.1). Накопитель без возмущений характеризуется тождественной матрицей преобразования спина: $M = I$. То же самое справедливо для каждого сегмента кольца. Если присутствуют N радиальных возмущений ψ_i , то с точки наблюдения в прямой секции структура эквивалентна (рис. 4.1) [47; 95]:

$$\begin{aligned} M &= I \cdot \left[\cos\left(\frac{\psi_N}{2}\right) - i\sigma_1 \sin\left(\frac{\psi_N}{2}\right) \right] \cdot I \cdot \left[\cos\left(\frac{\psi_{N-1}}{2}\right) - i\sigma_1 \sin\left(\frac{\psi_{N-1}}{2}\right) \right] \cdot \dots \\ &\dots = \cos\left(\frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2}\right) - i\sigma_1 \sin\left(\frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2}\right). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Применяя (1.9) к (4.3), получим:

$$\mathbf{v}_s = \frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2\pi}, \quad (4.4a)$$

$$\vec{n} = \vec{n}_r, \text{ за исключением } \sum_{i=1}^N \psi_i = 0. \quad (4.4b)$$

В данном случае все радиальные вращения коммутируют из-за тождественных элементов между ними. Это эквивалентно аккумуляции фазы в показателе экспоненты (1.7). Каждое радиальное возмущение приводит к тому, что \vec{n} направлен строго радиально в точке наблюдения. А из (4.4a) следует, что измеренная частота спин-прецессии представляет собой среднее арифметическое локальных частот Ω_i , заданных уравнением Т-БМТ (1.1).

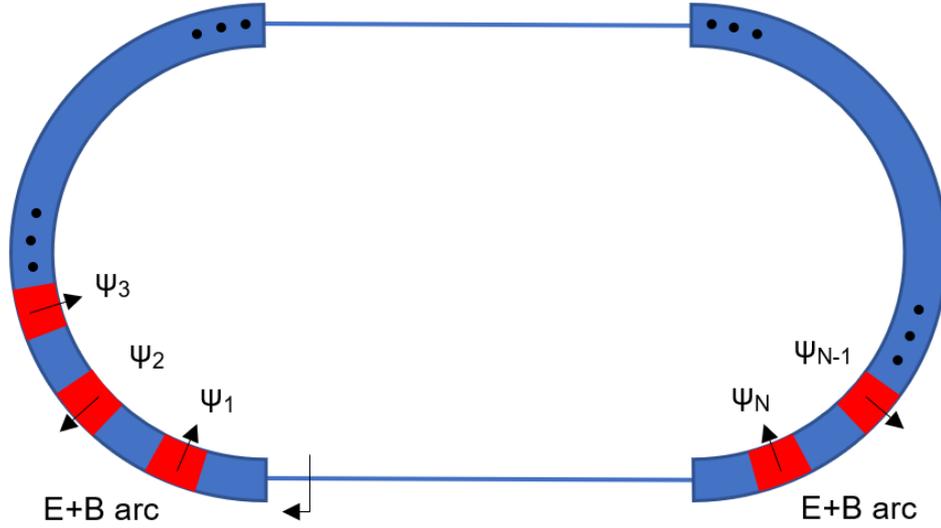


Рисунок 4.1: Структура типа “замороженного спина”, состоящая из двух $E + B$ поворотных арк с N радиальными возмущениями.

4.1.2 Структура типа “квази-замороженного спина”

Невозмущённая структура

Рассмотрим структуру типа QFS, состоящую из 2-х магнитных арк и 2-х вставок-фильтров Вина в прямых секциях, вращающих \vec{S} на углы φ_{Dip} и φ_{WF} соответственно. Матрица накопителя представляется в виде [47; 95]:

$$M = (M_{WF} \cdot M_{Dip})^2 = \cos(\varphi_{WF} + \varphi_{Dip}) - i\sigma_3 \sin(\varphi_{WF} + \varphi_{Dip}). \quad (4.5)$$

$$\nu_s = \frac{\varphi_{WF} + \varphi_{Dip}}{\pi}, \quad (4.6a)$$

$$\vec{n} = \vec{n}_{vert}, \text{ за исключением} \quad (4.6b)$$

$$\varphi_{WF} + \varphi_{Dip} = 0. \quad (4.6c)$$

Здесь условие QFS-резонанса (4.6c) означает, что \vec{S} поворачивается в WF противоположно арке и восстанавливает свою ориентацию. Формальное решение для идеализированной структуры не распространяется на резонансный случай.

QFS структура с одним возмущением

Теперь исследуем структуру QFS с одним радиальным возмущением в арке (рис. 4.2) в состоянии резонанса (4.6c). Полная матрица преобразования

для накопителя [47; 95]:

$$\begin{aligned} M &= I \cdot M_{WF} \cdot M_{Dip}(\varphi_2) \cdot M_{Perturb}(\psi) \cdot M_{Dip}(\varphi_1) = \\ &= \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) - i\sigma_1 \cos(\varphi_1) \sin\left(\frac{\psi}{2}\right) + i\sigma_2 \sin(\varphi_1) \sin\left(\frac{\psi}{2}\right). \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\nu_s = \frac{\psi}{2\pi}, \quad (4.8a)$$

$$\vec{n} = [\cos \varphi_1, -\sin \varphi_1, 0]. \quad (4.8b)$$

Из (4.8b) видно, что в этом случае \vec{n} не является радиальным в точке наблюдения. Направление \vec{n} совпадает с радиальным в точке возмущения.

Для проведения эксперимента по поиску ЭДМ необходимо инжектировать пучок по и против часовой стрелки (CW и CCW соответственно), чтобы исключить систематические эффекты во время измерения, связанные с МДМ вращением. Можно показать, что матрица для случая CCW:

$$M = M_{Dip}(\varphi_1) \cdot M_{Perturb}(-\psi) \cdot M_{Dip}(\varphi_2) \cdot M_{WF} \cdot I. \quad (4.9)$$

Здесь направление \vec{n} изменилось на 180° , и частота МДМ прецессии осталась прежней, что позволяет вычесть вклад от МДМ вращений в измеряемую частоту.

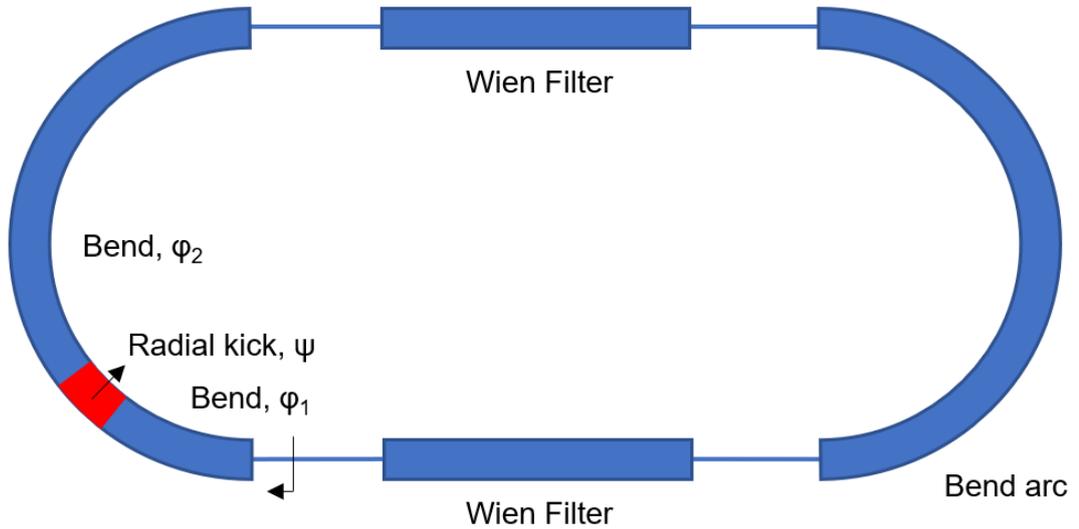


Рисунок 4.2: Структура типа “квази-замороженного спина” с одним радиальным возмущением в арке.

QFS структура с N радиальными возмущениями

Рассмотрим структуру типа QFS с N радиальными возмущениями ψ_i . Здесь накопитель разбит на N секторов с последовательными поворотами на

углы φ_i и ψ_i вокруг вертикального и радиального направлений (рис. 4.3). Предположим, что радиальные поля действуют как возмущения, так что $\psi_i \ll 1$. Для структуры с числом секторов $N \gg 1$ также разумно утверждать, что $\varphi_i \ll 1$. Полная матрица накопителя представляется в виде [47; 95]:

$$M = \prod_{i=N}^1 M_{Perturb}(\psi_i) \cdot M_{Dip}(\varphi_i). \quad (4.10)$$

Раскрывая произведение по индукции и сохраняя члены до 2-го порядка по (φ, ψ) , получим:

$$\begin{aligned} M = & \cos\left(\frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\sum_{i=1}^N \varphi_i}{2}\right) - \\ & - i\sigma_1 \cos\left(\frac{\varphi_1}{2}\right) \cos\left(\frac{\varphi_2}{2}\right) \dots \cos\left(\frac{\varphi_N}{2}\right) \sin\left(\frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2}\right) + \\ & + \frac{i}{4} \sigma_2 s_{ij} \varphi_i \psi_j - i\sigma_3 \cos\left(\frac{\psi_1}{2}\right) \cos\left(\frac{\psi_2}{2}\right) \dots \cos\left(\frac{\psi_N}{2}\right) \sin\left(\frac{\sum_{i=1}^N \varphi_i}{2}\right) + \\ & + o(\varphi, \psi)^2, \text{ где } s_{ij} = \begin{cases} 1, i \leq j \\ -1, i > j \end{cases}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Применяя условие QFS резонанса $\sum_{i=1}^N \varphi_i = 0$, получим:

$$\nu_s = \frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2\pi} + o(\varphi, \psi)^2, \quad (4.12a)$$

$$\vec{n} = \left[1 + o(\varphi, \psi), \quad -\frac{s_{ij} \varphi_i \psi_j}{4 \sum_{i=1}^N \psi_i} + o(\varphi, \psi), \quad o(\varphi, \psi) \right]. \quad (4.12b)$$

Результат аналогичен случаю возмущенной FS структуры (4.4). В возмущенной QFS структуре доминирующим направлением \vec{n} является радиальное, но в данном случае за счет антикоммутиации локальных вращений мы получаем ненулевую продольную компоненту \vec{n} . Более того, из (4.12a) следует, что измеренная частота спин-прецессии представляет собой среднее арифметическое локальных частот лишь до второго порядка разложения матрицы накопителя в ряд Тейлора по углам поворота.

Стоит отметить, что в возмущенной QFS структуре $\sum_{i=1}^N \psi_i \neq 0$. Это верно, поскольку в кольце присутствуют комбинированные $E + B$ WF. При

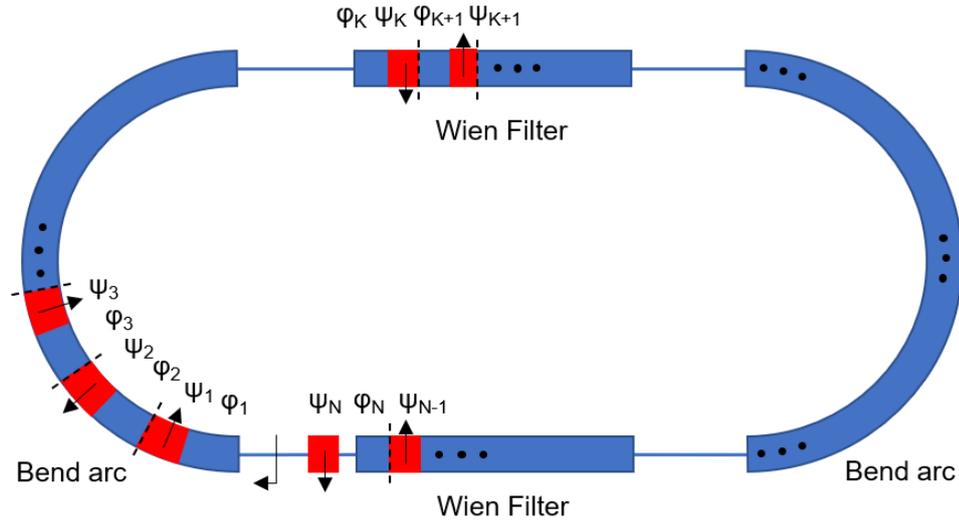


Рисунок 4.3: Структура типа “квази-замороженного спина” с N радиальными возмущениями.

наклоне последних замкнутая орбита не возмущается, но \vec{S} испытывает дополнительное вращение.

Наличие членов более высокого порядка в разложении частоты (4.12a) необходимо исследовать с точки зрения систематических эффектов при измерении ЭДМ частотным методом. При разложении матрицы (4.10) до более высокого порядка по углам поворота спина было замечено, что ведущие члены нелинейной добавки к частоте в QFS случае характеризуются четвёртой степенью углов поворота спина:

$$\nu_s - \frac{\sum_{i=1}^N \psi_i}{2\pi} \sim \varphi_i \psi_j \varphi_k \psi_l. \quad (4.13)$$

Здесь i, j, k, l — индексы элементов накопителя. Наличие нелинейной МДМ добавки к измеряемой частоте должно быть учтено при построении оценки измеряемой величины ЭДМ сигнала. При этом ЭДМ вращение в диполе или фильтре Вина можно охарактеризовать матрицей типа (4.2) на угол ψ_{EDM} .

Заметим, что при CCW инжекции матрица накопителя характеризуется обратным перемножением матриц элементов относительно CW случая и изменением знаков радиальных возмущений на противоположные $\psi_i \rightarrow -\psi_i$ при смене полярности поля. При соблюдении этих условий величина полной частоты прецессии спина, вызванной МДМ, совпадает для CW и CCW случая, так как

$$\text{tr}(M_{CW}) = \text{tr}(M_{CCW}). \quad (4.14)$$

Данный факт позволяет учесть систематический вклад от МДМ в измеряемую частоту прецессии спина, вызванную наличием как МДМ, так и ЭДМ сигнала.

4.2 Численное моделирование

Для проверки результатов в выражениях (4.12) было проведено численное моделирование в программе COSY Infinity [73] для структуры коллайдера NICA с каналами bypass. Радиальные возмущения воспроизводились в виде поворотов диполей вокруг продольной оси под углами, соответствующими среднеквадратичному значению 100 мкм/м, и учитывалось среднеквадратичное отклонение замкнутой орбиты на 0.5 мм в квадруполях [96]. Статистическое распределение радиальной компоненты \vec{n} представлено на рис. 4.4а. Результаты подтверждают вывод выражения (4.12b) о наличии дополнительной продольной компоненты \vec{n} с преобладающей радиальной составляющей.

В QFS-резонансе вертикальная составляющая \vec{n} отсутствует (рис. 4.5). Из данных на рис. 4.5, 4.6 следует, что поведение \vec{n} , \mathbf{v}_s в области состояния QFS (4.6c) согласуется с аналитическим решением \vec{n}_{SRM} , \mathbf{v}_{sSRM} в модели уединённого резонанса (1.27). Следовательно, состояние QFS (4.6c) является спиновым резонансом.

Также было проведено статистическое моделирование силы QFS резонанса ϵ для оценки выражения (4.12a), что необходимо для планирования эксперимента. Оценка силы QFS спинового резонанса ϵ необходима для корректного моделирования поведения стабильной оси \vec{n} в его окрестности. От величины ϵ зависит ширина резонанса и, соответственно, темп ускорения при подходе к резонансу для соблюдения/не соблюдения условия адиабатичности (1.32). Также от силы резонанса зависит величина поля в управляющем соленоиде для изменения направления \vec{n} оси в плоскости в рамках процедуры калибровки эффективного фактора Лоренца [36].

Основной вклад в силу резонанса даёт вертикальный сдвиг замкнутой орбиты в квадруполях. Соответствующая величина силы резонанса $\epsilon \sim 10^{-4}$ (рис. 4.4б). При учёте влияния только поворотов магнитов $\epsilon \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$. Факт того, что основной вклад в силу целочисленного спинового резонанса дают квадруполы отмечен, например, в [79].

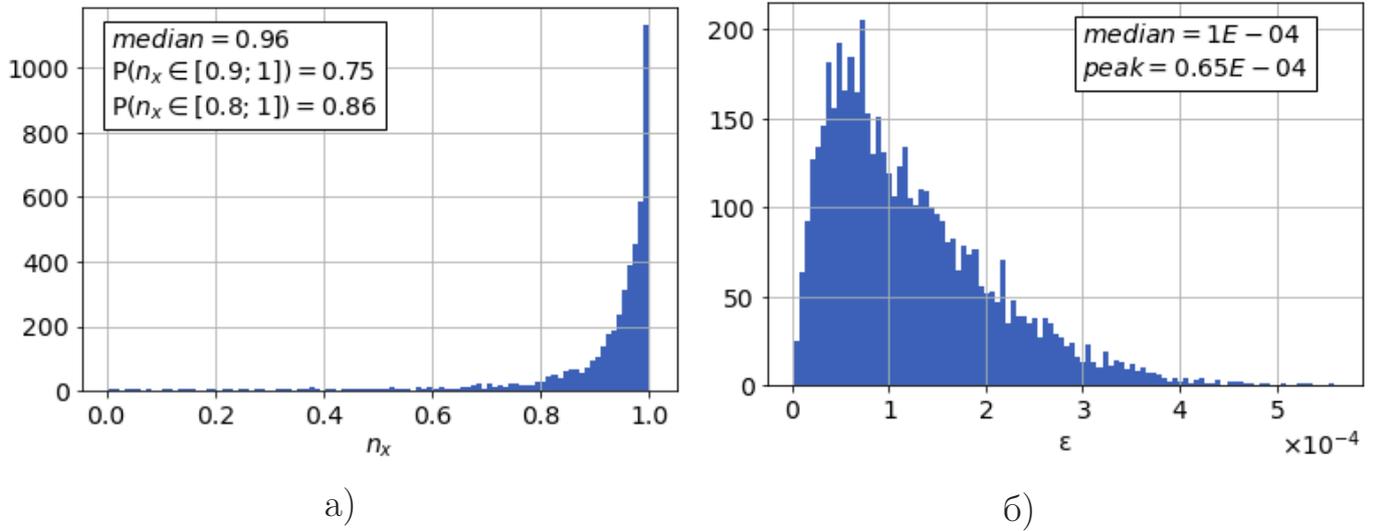


Рисунок 4.4: Гистограмма для а) радиальной компоненты инвариантной оси в точке наблюдения на прямой секции и б) силы QFS резонанса ϵ для структуры коллайдера NICA с каналами bypass и радиальными возмущениями.

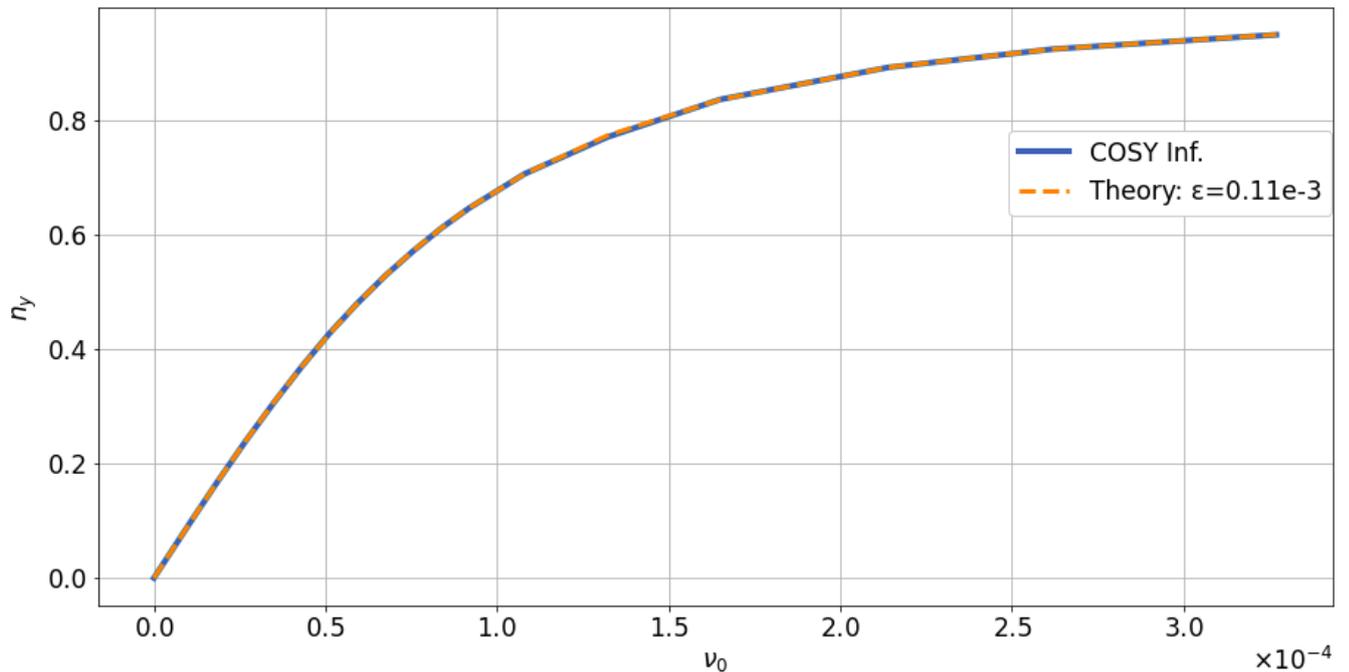


Рисунок 4.5: Поведение вертикальной проекции инвариантной оси \vec{n} в зависимости от спин-тюна невозмущённой структуры ν_0 . Данные получены для структуры типа QFS для конкретной реализации радиальных возмущений. Результаты, полученные в среде COSY Infinity (синий) сравниваются с теоретической зависимостью в модели SRM (оранжевый).

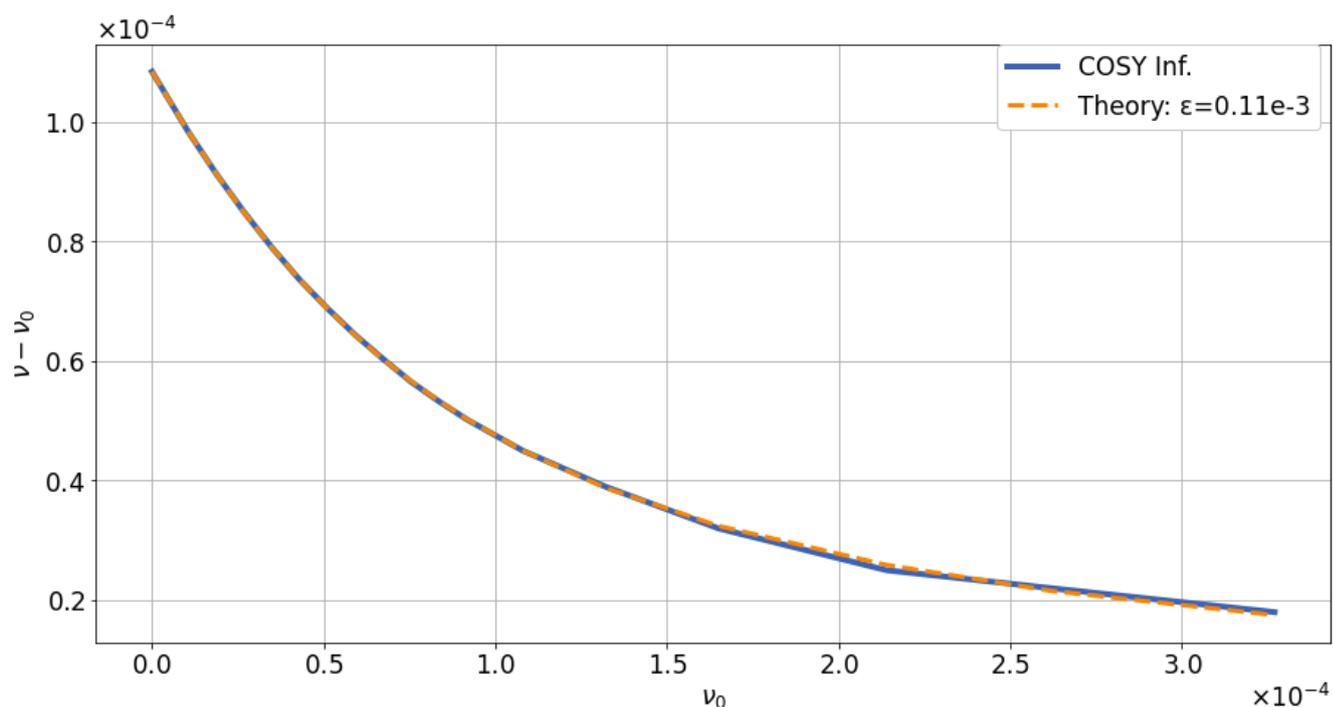


Рисунок 4.6: Поведение отстройки по частоте прецессии спина от невозмущённой структуры $\nu - \nu_0$ в зависимости от спин-тюна невозмущённой структуры ν_0 . Данные получены для структуры типа QFS для конкретной реализации радиальных возмущений. Результаты, полученные в среде COSY Infinity (синий) сравниваются с теоретической зависимостью в модели SRM (оранжевый).

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Произведена систематизация и численная проверка моделей спин-декогеренции в накопительных кольцах. Исследовано влияние спиновых резонансов на декогеренцию. На основании данных результатов предложены методы настройки параметров накопительного кольца для проведения экспериментов по поиску ЭДМ заряженных частиц. В частности, для магнитного накопителя необходимо использовать 3 семейства секступолей с разделёнными функциями: для контроля горизонтальной и вертикальной хроматичности $\xi_{x,y}$, а также фактора нелинейного сжатия орбит κ . Для частиц с относительно небольшим значением магнитной аномалии G , например, дейтронов, для достижения большого SCT достаточно настроить секступоли для достижения $\xi_{x,y}$, $\kappa = 0$. Для протонов с относительно большим значением магнитной аномалии по сравнению с дейтронами $G_p/G_d \sim 13$ было показано, что важную роль с точки зрения спин-декогеренции в вертикальной плоскости играют спиновые резонансы. Для достижения большого времени спиновой когерентности необходимо учесть совокупное влияние как целых, так и внутренних спиновых резонансов во всём энергетическом диапазоне накопителя. Оптимальная рабочая точка (энергия) для проведения эксперимента выбирается из анализа резонансной диаграммы и соответствует минимальному разбросу частот спин-прецессии частиц.
2. Получены результаты в первом в своём роде эксперименте по исследованию времени когерентности спинов протонов. Предварительные данные, полученные на ускорителе COSY, указывают на величину SCT ~ 0.2 с. Представлено объяснение полученных результатов на основе вышеописанных аналитических и численных моделей, развитых автором.
3. На основании развитой методики подавления спин-декогеренции частиц была модернизирована структура проектируемого накопительного кольца PTR для поиска ЭДМ. В предложенном автором варианте структуры накопителя возможно достижение SCT ~ 1000 секунд,

что на порядок больше максимальных достижимых значений в изначальной структуре. Модернизированная версия накопительного кольца также является более предпочтительной с точки зрения динамики и времени жизни пучка.

4. Разработана методика управления спином в области целочисленного спинового резонанса на ускорителе COSY на базе двух навигаторных соленоидов. Произведены оценки параметров проведения эксперимента и необходимого оборудования. Результаты работы по указанной теме легли в основу реализации данной методики в ускорительном комплексе NICA.
5. Исследован механизм спин-декогеренции в области ВЧ спинового резонанса. С помощью математического моделирования и аналитических оценок были продемонстрированы методы уменьшения деполяризации пучка в процессе переворота вектора поляризации ансамбля частиц.
6. Исследовано различие структур типа “замороженного” и “квази-замороженного” спина с точки зрения измерения ЭДМ методом частотной области. В результате аналитического исследования было продемонстрировано, что в возмущённой структуре типа “квази-замороженного спина” присутствует дополнительное МДМ вращение по сравнению со структурой типа “замороженного спина”. Данный факт необходимо учитывать при построении модели оценки сигнала ЭДМ на основании измерения общей МДМ+ЭДМ частоты спин-прецессии.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Сеничеву Ю.В. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит Николаева Н.Н., Филатова Ю.Н., Аксентьева А.Е., Колокольчикова С.Д. за плодотворное обсуждение научных результатов и идей.

Отдельную благодарность автор выражает коллективу Института Ядерной Физики в исследовательском центре г. Юлих (ИЯФ FZJ) за помощь в развитии предлагаемых методик и возможность участвовать в экспериментальной программе по поиску ЭДМ. В особенности Салееву А., Качарава А., Stroehler H., Lehrach A., Hejny V.

Список сокращений и условных обозначений

ЭДМ	Электрический Дипольный Момент
МДМ	Магнитный Дипольный Момент
SCT	время спиновой когерентности (Spin Coherence Time)
COSY	ускоритель COoler SYnchrotron в исследовательском центре г. Юлих
PTR	проектируемый ускоритель для поиска ЭДМ заряженных частиц (ProtoType Ring)
JEDI	международная коллаборация по исследованию ЭДМ заряженных частиц с центром в г. Юлих, Германия (Juelich Electric Dipole Moment Investigations)
ВЧ	ВысокоЧастотный
WF	фильтр Вина (Wien Filter)
SRM	модель уединённого резонанса (Single Resonance Model)
ФС	Фруассар-Стора
FS	структура типа “замороженного спина” (Frozen Spin)
QFS	структура типа “квази-замороженного спина” (Quasi-Frozen Spin)
NICA	ускорительный коллайдерный комплекс на базе Нуклотрона в г. Дубна, Россия (Nuclotron based Ion Collider fAcility)
ST	спин-прозрачный (Spin-Transparent)
SN	спиновый навигатор (Spin Navigator)

Список литературы

1. Емельянов В. М. Стандартная модель и её расширения. — М.: Физматлит, 2007. — 584 с.
2. Aad G. et al. *The ATLAS Collaboration*. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // *Phys.Lett. B716*. — 2012. — Pp. 1–38. — URL: <https://arxiv.org/abs/1207.7214>.
3. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, Turlay R. // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — 7. — Vol. 13. — P. 138. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
4. Горбунов Д.С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. Изд.3, перераб. и значит. доп. — М.: URSS, 2016. — 616 с.
5. The Spectrum of the Extragalactic Far Infrared Background from the COBE Firas Observations / D.J. Fixsen, E. Dwek, J.C. Mather et al. // *Astrophys.J.* — 1998. — Vol. 508. — Pp. 123–128. — URL: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9803021>.
6. Bennett C.L. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2013. — P. 177. — URL: <https://arxiv.org/abs/1212.5225>.
7. Akrami Y. et al. *Planck Collaboration*. Planck 2018 results. VII. Isotropy and Statistics of the CMB // *Astronomy and Astrophysics*. — 2020. — Vol. 641. — 66 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1906.02552>.
8. Picozza P., Boezio M. Multi messenger astronomy and CTA: TeV cosmic rays and electrons // *Astroparticle Physics*. — 2018. — 24 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1208.5897>.
9. Aguilar M. et al. *AMS Collaboration*. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV // *Phys. Rev. Lett.*

- 2013. — Vol. 10. — 10 pp. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.110.141102>.
10. Threshold Corrections to Dimension-six Proton Decay Operators in Non-minimal SUSY SU(5) GUT: Tech. Rep. IPMU16-0026 / B. Bajc, J. Hisano, T. Kuwahara, Y. Omura: 2016.
 11. *Bionta R.M. et al. IMB collaboration.* A Search for Proton Decay Into $e^+ \pi^0$ // *Phys.Rev.Lett.* — 1983. — Vol. 51. — Pp. 27–30. — URL: <https://inspirehep.net/literature/13636>.
 12. *Abe K. et al. Super-Kamiokande collaboration.* Search for n - \bar{n} oscillation in Super-Kamiokande // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. 91. — 8 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1109.4227>.
 13. *Theroine C. et al. n-nbar collaboration.* A neutron-antineutron oscillation experiment at the European Spallation Source // Nuclear and Particle Physics Proceedings. — Vol. 273-275. — 2016. — 4-6. — Pp. 273–275.
 14. *Fanti V. et al. The NA48 Collaboration.* A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon // *Phys.Lett.B.* — 1999. — Vol. 465. — Pp. 335–348. — URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/9909022>.
 15. *Aubert B. et al. BABAR Collaboration.* Observation of CP violation in the B^0 meson system // *Phys.Rev.Lett.* — 2001. — Vol. 87. — 8 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0107013>.
 16. *Betti F. et al. the LHCb Collaboration.* Observation of CP violation in charm decays at LHCb // Contribution to the EW session of the 54th Rencontres de Moriond. — Vol. 273-275. — 2019. — P. 8.
 17. *Aaij R. et al. the LHCb collaboration.* First observation of CP violation in the decays of B_s mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — 9 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1304.6173>.
 18. *Wess J., Zumino B.* Supergauge transformations in four dimensions // *Nuclear Physics B.* — 1974. — Vol. 70. — Pp. 39–50. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0550321374903551>.

19. *Mohapatra R. N., Pati J. C.* "Natural" left-right symmetry // *Phys. Rev. D.* — 1975. — Vol. 11. — Pp. 2558–2561. — URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.11.2558>.
20. *Weinberg S.* Implications of dynamical symmetry breaking // *Phys. Rev. D.* — 1975. — Vol. 13. — Pp. 974–996. — URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.13.974>.
21. *Feldman G.J., Hartnell J., Kobayashi T.* A Review of Long-baseline Neutrino Oscillation Experiments // *Advances in High Energy Physics.* — 2013. — 43 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1210.1778>.
22. *Kobayashi M., Maskawa T.* CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // *Progress of Theoretical Physics.* — 1973. — Vol. 49. — Pp. 652–657. — URL: <https://academic.oup.com/ptp/article/49/2/652/1858101>.
23. *Wang M. et al. The LHCb collaboration.* Measurements of the CP violating phase at LHCb: Tech. Rep. LHCb-PROC-2017-031.
24. *Smith J.H., Purcell E.M., Ramsey N.F.* Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 108. — Pp. 120–122. — URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.108.120>.
25. *Baker C.A. et al.* An Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys.Rev.Lett.* — 2006. — Vol. 97. — 5 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602020>.
26. *Serebrov A.P. et al.* PNPI differential EDM spectrometer and latest results of measurements of the neutron electric dipole moment // *Physics of Atomic Nuclei.* — 2015. — Vol. 78. — Pp. 1601–1605. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063778815130293>.
27. *Ayres N.J. et al. nEDM collaboration.* The design of the n2EDM experiment // *The European Physical Journal C.* — 2021. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-021-09298-z>.
28. *Abel C. et al.* Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 124. — 8 pp. — URL: <https://arxiv.org/pdf/2001.11966.pdf>.

29. Reduced Limit on the Permanent Electric Dipole Moment of Hg / B. Graner, Y. Chen, E.G. Lindahl, B.R. Heckel // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116. — 5 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1601.04339>.
30. *Andreev V. et al. ACME collaboration.* Improved limit on the electric dipole moment of the electron // *Nature.* — 2018. — Vol. 562. — Pp. 355–360. — URL: <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0599-8>.
31. *Eversmann D. et al.* New Method for a Continuous Determination of the Spin Tune in Storage Rings and Implications for Precision Experiments // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — 8. — Vol. 115. — P. 094801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.094801>.
32. *Abusaif F. et al. CpEDM collaboration.* Storage Ring to Search for Electric Dipole Moments of Charged Particles: Feasibility Study: Tech. Rep. Vol. 3 (2021) CERN Monograph.
33. *Chislett R. et al. The Muon g-2 Collaboration.* The muon EDM in the g-2 experiment at Fermilab // EPJ Web of Conferences. — Vol. 118. — 2016.
34. *Anastassopoulos V. et al.* A storage ring experiment to detect a proton electric dipole moment // *Review of Scientific Instruments.* — 2016. — Vol. 87, no. 11. — P. 115116. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4967465>.
35. Quasi-frozen Spin Method for EDM Deuteron Search / Y. Senichev, A. Lehrach, B. Lorentz et al. // in proc. of 6th International Particle Accelerator Conference IPAC2015, Richmond, VA, USA.
36. 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 // *Submitted to Phys. Rev. Lett.* — 2017. — 5 pp. — URL: <https://arxiv.org/abs/1711.06512>.
37. Природа спиновой декогеренции поляризованного пучка легких ядер в накопительном кольце для поиска ЭДМ / А. Мельников, Ю. Сеничев, А. Аксентьев, С. Колокольчиков // *Письма в ЖЭТФ.* — 2023. — Vol. 118, iss. 10. — Pp. 713–720.

38. *Aksentev A., Melnikov A., Senichev Y.* Investigation of Spin Decoherence of a Beam with a Nonadiabatic Change in the Orientation of the Stable Axis of the Spin // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2022. — 3. — Vol. 85, no. 10. — Pp. 1675–1678.
39. Спиновый навигатор на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ / Ю. Филатов, А. Кондратенко, М. Кондратенко, Е. Цыплаков, А. Бутенко, С. Костромин, В. Ладыгин, Е. Сыресин, И. Гурылева, А. Мельников, А. Аксентьев // *Письма в ЖЭТФ*. — 2022. — Vol. 116, iss. 7. — Pp. 411–418.
40. Система спин-флипа протонов на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ на спиновом резонансе $\gamma^*G=7$ / Ю. Филатов, А. Кондратенко, Н. Николаев, Ю. Сеничев, М. Кондратенко, С. Виноградов, Е. Цыплаков, А. Бутенко, С. Костромин, В. Ладыгин, Е. Сыресин, И. Гурылева, А. Мельников, А. Аксентьев // *Письма в ЖЭТФ*. — 2023. — Vol. 118, iss. 6. — Pp. 389–396.
41. Investigation of Methods to Decrease Proton Beam Depolarization while using an RF Spin-rotator/ A. Melnikov, N. Nikolaev, A. Aksentyev, Y. Senichev, S. Kolokolchikov // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2024. — 3. — Vol. 86, no. 11. — Pp. 2429–2433.
42. *Guidoboni G. et al. JEDI Collaboration.* How to Reach a Thousand-Second in-Plane Polarization Lifetime with 0.97-GeV/c Deuterons in a Storage Ring // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 117. — 6 pp. — URL: <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/27517774/>.
43. *Melnikov A., Aksentev A., Senichev Y.* Investigation of Proton Spin Decoherence Mechanisms at COSY // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2022. — 3. — Vol. 85, no. 11. — Pp. 1881–1885.
44. *Senichev Y., Aksentyev A., Melnikov A.* Spin Chromaticity of Beam: Orbit Lengthening and Betatron Chromaticity // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2022. — 2. — Vol. 84, no. 12. — Pp. 2014–2017.
45. *Melnikov A., Aksentyev A., Senichev Y.* Robustness of the Spin-Navigator Based Method for the Manipulation of the Beam Polarization Axis in a Spin-Transparent Storage Ring // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2022. — 2. — Vol. 84, no. 11. — Pp. 1871–1873.

46. *Aksentev A., Melnikov A., Senichev Y.* Manipulation of Beam Polarization Orientation in a Spin-Transparent Storage Ring // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2022. — 2. — Vol. 84, no. 10. — Pp. 1752–1756.
47. Quasi-frozen Spin Concept at NICA for EDM Search and its Matrix Analysis / A. Melnikov, A. Aksentyev, Y. Senichev, S. Kolokolchikov // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2024. — Vol. 87, no. 4.
48. Studies of the spin coherence time of protons at COSY / A. Melnikov, A. Aksentyev, Y. Senichev, S. Kolokolchikov // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2024. — Vol. 2687, no. 5. — 7 pp. — 052025.
49. A feasibility study into the quasi-frozen spin regime of operation of the NICA storage ring / A. Aksentev, A. Melnikov, Y. Senichev et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2024. — Vol. 2687, no. 2. — 5 pp. — 022028.
50. *Кондратенко А.М.* Поляризованные пучки в накопителях и циклических ускорителях. — Институт Ядерной Физики Академии Наук, 1982. — Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук.
51. *Mane S., Shatunov Yu., Yokoya K.* Spin-polarized charged particle beams in high-energy accelerators. — IOP publishing, 2005. — Rep. Prog. Phys. 68 (2005) 1997–2265.
52. Handbook of accelerator physics and engineering / A. Chao, K. Mess, M. Tigner, Zimmermann F. — 2 edition. — World Scientific, 2013. — p. 183-185.
53. Precursor Experiments to Search for Permanent Electric Dipole Moments (EDMs) of Protons and Deuterons at COSY / A. Lehrach, B. Lorentz, W. Morse, F. Nikolaev, N. Rathmann. — 2012. — 16 pp. — URL: [arXiv:1201.5773\[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1201.5773).
54. Systematic Errors Investigation in Frozen and Quasi-Frozen Spin Lattices of Deuteron EDM Ring / Y. Senichev, B. Lorentz, S. Andrianov et al. // in proc. of 7th International Particle Accelerator Conference IPAC2016, Busan, Korea.
55. *Koop I. A.* Colliding or co-rotating ion beams in storage rings for EDM search // *Phys. Scr.* — 2015. — P. 014034.
56. *Kawall D.* Tech. Rep.: : 485 WE-Heraeus EDM Seminar, 2011.

57. *Aksentev A., Senichev Y.* Frequency domain method of the search for the electric dipole moment in a storage ring // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1435. — 7 pp. — 012026. URL: [doi:10.1088/1742-6596/1435/1/012026](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1435/1/012026).
58. *Cilento V.* A Geometric Phase Effect (offset of bends and longitudinal magnetic fields) // *cpEDM Prototype Design Meeting*. — 2023. — URL: <https://indico.cern.ch/event/1268030/>.
59. Investigation of lattice for deuteron EDM ring / Y. Senichev, S. Andrianov, A. Ivanov et al. // in proc. of the 12th International Computational Accelerator Physics Conference ICAP2015, Shanghai, China.
60. Quasi-frozen spin concept of deuteron storage ring as an instrument to search for Electric Dipole Moment / Y. Senichev, A. Aksentyev, S. Chekmenev et al. // in proc. of 8th International Particle Accelerator Conference IPAC2017, Copenhagen, Denmark.
61. 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 et al. // in proc. of 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022, Bangkok, Thailand.
62. *Rathmann F., Nikolaev N. N., Slim J.* Spin dynamics investigations for the EDM experiment at COSY // *draft to be submitted to Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2019. — 25 pp. — URL: [arXiv:1908.00350v1](https://arxiv.org/abs/1908.00350v1).
63. *Chislett R. et al.* The muon EDM in the g-2 experiment at Fermilab // in proc. of the International Workshop on “Flavour Changing and Conserving Processes” FCCP 2015.
64. *Holzbauer J.* The Muon g-2 Experiment Overview and Status // in proc. of The 19th International Workshop on Neutrinos from Accelerators-NUFACT2017. Uppsala, Sweden.
65. *Yamanaka T.* Muon g2/EDM Experiment at J-PARC // in proc. of the International Workshop on “Flavour Changing and Conserving Processes” FCCP 2021.

66. *Otani M.* J-PARC E34 g-2/EDM experiment // in proc. of The XIV International Conference on Heavy Quarks and Leptons (HQL2018). Yamagata, Japan.
67. Spin tune parametric resonance investigation / Y. Senichev, A. Ivanov, A. Lehrach et al. // in proc. of 5th International Particle Accelerator Conference IPAC2014, Dresden, Germany.
68. *Andres A.* The Search for Electric Dipole Moments of Charged Particles in Storage Rings // in proc. of The 20th Conference on Flavor Physics and CP Violation. Oxford, MS, 2022. arXiv:2207.02083v1.
69. *Stockhorst H. et al.* The medium energy proton synchrotron COSY // in proc. of European Particle Accelerator Conference EPAC2000, Vienna, Austria.
70. *Alinovskiyy N. et al.* 2 MeV electron cooler for COSY and HESR – first results // in proc. of 5th International Particle Accelerator Conference IPAC2014, Dresden, Germany.
71. *Prasuhn D. et al.* Electron and stochastic cooling at COSY // *Nucl. Instr. Meth. A* 441 (2000) 167-174. — 2000. — 8 pp. — URL: [doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01128-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01128-6).
72. *Keshelashvili I.* Towards JEDI Polarimetry // in proc. of XVIth International Workshop in Polarized Sources, Targets, and Polarimetry, PSTP2015, Bochum, Germany.
73. COSY Infinity. — URL: cosyinfinity.org.
74. *Berz M., Makino K., Wan W.* An introduction to beam physics. — CRC Press, 2015.
75. *Berz M.* Modern map methods in particle beam physics. — Academic Press, 1999.
76. Spin tune decoherence effects in electro- and magnetostatic structures / Y. Senichev, R. Maier, D. Zyuzin et al. // in proc. of 4th International Particle Accelerator Conference IPAC2013, Shanghai, China.
77. *Shoji Y.* Dependence of average path length betatron motion in a storage ring // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2005. — 9. — Vol. 8. — P. 094001. — URL: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.8.094001>.

78. *Wiedemann H.* Particle accelerator physics. — 4 edition. — Springer, 2015.
79. *Lee S. Y.* Spin Dynamics and Snakes in Synchrotrons. — World Scientific, 1997.
80. Precursor Experiments to Search for Permanent Electric Dipole Moments of Protons and Deuterons at COSY / A. Lehrach, B. Lorentz, W. Morze et al. // <https://arxiv.org/abs/1201.5773>. — 2012.
81. Simulations of beam dynamics and beam lifetime for the Prototype EDM Ring / S. Siddique, A. Lehrach, J. Pretz, C. Carli // in proc. of 14th International Particle Accelerator Conference IPAC2023, Venice, Italy.
82. Investigation of polarized proton spin coherence time at storage rings / A. Melnikov, A. Aksentyev, Y. Senichev et al. // in proc. of 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022, Bangkok, Thailand.
83. *Filatov Y., Rathmann F., Melnikov A. et al.* Spin transparency as a new approach to precision tests of fundamental symmetries in polarization experiments at colliders and storage rings: theory and experiment. — 2021. — URL: <https://gepris.dfg.de/gepris/projekt/465236767>.
84. *Филатов Ю., Мельников А., Сеничев Ю. и др.* Спиновая прозрачность как новый подход к прецизионным поляризационным экспериментам для проверки фундаментальных симметрий на коллайдерах и накопителях: теория и эксперимент. — 2021. — URL: <https://rscf.ru/project/22-42-04419/>.
85. *Aulenbacher K., Goldenbaum F. et al.* Minutes of the 13th Meeting of the COSY Beamtime Advisory Committee (CBAC) August 26 and 27 2021. — URL: https://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public_files/cbac_reports/minutes_CBAC13_final.pdf.
86. Hadron polarization control at integer spin resonances in synchrotrons using a spin navigator / Y. Filatov, A. Kondratenko, A. Kovalenko et al. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2021. — 6. — Vol. 24, iss. 6. — 061001.
87. Transparent spin method for spin control of hadron beams in colliders / Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko et al. // *Phys. Rev. Letters*. — 2020. — 5. — Vol. 124, iss. 19. — 194801.

88. Spin response function technique in spin-transparent synchrotrons / Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko et al. // *The European Physical Journal C*. — 2020. — 8. — Vol. 80:778.
89. Experimental verification of transparent spin mode in RHIC / V. Morozov, P. Adams, Y. Derbenev et al. // in proc. of the International Particle Accelerator Conference IPAC2019, Melbourne, Australia.
90. Polarization preservation of polarized deuteron beams in the electron ion collider at Brookhaven National Laboratory / H. Huang, F. Méot, V. Ptitsyn et al. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2020. — 2. — Vol. 23, iss. 2. — 021001.
91. Spin transparency mode in the NICA collider with solenoid siberian snakes for proton and deuteron beam / A. Kovalenko, A. Butenko, V. Mikhaylov et al. // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 938. — 012025.
92. *Suleiman R., Morozov V., Derbenev Ya.* On possibilities of high precision experiments in fundamental physics in storage rings of low energy polarized electron beams // *arXiv:submit/3728949*. — 2021.
93. *Hejny V., Keshelashvili I., Lehrach A. et al.* Proposal of the JEDI collaboration: "Measurement and Optimization of the Spin Coherence Time for Protons in COSY" July 15 2021. — URL: https://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public_files/proposals/Update_2021__Proposal_on_Proton_SCT.pdf.
94. Synchrotron oscillation effects on an rf-solenoid spin resonance / P. Benati, D. Chiladze, J. Dietrich et al. // *Phys. Rev. Accel. Beams*. — 2012. — 12. — Vol. 15, iss. 12. — 124202.
95. Quasi-Frozen spin lattice for EDM search and its matrix properties / A. Melnikov, A. Aksentyev, Y. Senichev et al. // in proc. of 28th Russian Particle Accelerator Conference RuPAC2023, Novosibirsk, Russia.
96. *Wagner T.* Beam-based alignment at the Cooler Synchrotron COSY for an Electric Dipole Moment measurement of charged particles. — RWTH Aachen University, 2021. — PhD Thesis.