

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«Национальный исследовательский ядерный университет
“МИФИ”»
(НИЯУ МИФИ)

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ
АСПИРАНТА И ПОДГОТОВКЕ НАУЧНО-КВАЛИФИКАЦИОННОЙ
РАБОТЫ (ДИССЕРТАЦИИ) НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
КАНДИДАТА НАУК ЗА ПЕРВОЕ ПОЛУГОДИЕ 4 КУРСА

«Исследование магнитооптических структур со свойствами замороженного и
квази-замороженного спина для поиска электрического дипольного момента
дейтрона в накопительном кольце»

Аспирант	А.Е. Аксентьев
Направление	03.06.01 Физика и астрономия
Научная специальность	01.04.20 Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Научный руководитель	
Должность, степень, звание	С.М. Полозов, к.ф.-м.н, доц. Ю.В. Сеничев, д.ф-м.н., проф.

Дата защиты:
Результат защиты:

Москва 2019

СОДЕРЖАНИЕ

1	Постановка целей и задач исследования	3
1.1	Цели, задачи, перспективы исследования	3
1.2	Актуальность и научная новизна работы	4
1.2.1	Актуальность	4
1.2.2	Новизна	5
1.3	Структура работы	5
2	Характеристика современного состояния изучаемой проблемы	6
2.1	BNL FS (Frozen Spin) концепция	7
2.1.1	Уравнение Т-БМТ	7
2.1.2	Концепция замороженного спина	7
2.1.3	Реализация условия замороженности спина в накопительном кольце	8
2.1.4	BNL FS метод	9
2.2	Spin Wheel концепция	10
2.3	Frequency Domain метод	11
3	Результаты разработки основных направлений теоретической концепции (FS и QFS колец)	13
3.1	Статистический анализ требований к эксперименту по поиску ЭДМ	13
3.1.1	Модель частоты событий на поляриметре	13
3.1.2	Асимметрия сечения	15
3.1.3	Временное окно измерений	15
3.2	Систематическая ошибка в эксперименте, связанная с неточностью установки магнитов	18
3.2.1	Имплементация паразитного поля	18
3.3	Декогеренция спина в идеальном накопительном кольце	19
3.3.1	Требования ко времени когеренции пучка	20

3.3.2	Происхождение декогеренции	20
3.3.3	Подавление декогеренции с помощью секступольных полей	22
3.4	Смена полярности ведущего магнитного поля	23
4	Результаты численного моделирования спин-орбитальной динамики частиц в FS (и QFS) кольцах	25
4.1	Равномерная и модулированная схемы измерения поляризации .	25
4.2	Фальш-сигнал, связанный с неточностью установки магнитов .	29
4.3	Декогеренция	31
4.3.1	Симуляция эффекта подавления декогеренции спина в вертикальной плоскости при помощи секступолей	32
4.3.2	Исследование зависимости оценки частоты прецессии поляризации банча от спин тюна и прецессии оси стабильного спина	36
4.4	Калибровка величины ведущего магнитного поля с помощью частоты прецессии поляризации пучка в горизонтальной плоскости	41
5	Результаты обобщения и систематизации результатов проведённых исследований	42
6	Оценка достоверности и достаточности данных исследования	44
7	Заключения и выводы	45

Глава 1

Постановка целей и задач исследования

1.1 Цели, задачи, перспективы исследования

Целью исследования является сравнение структур с Замороженным и Квази-замороженным спином, для определения которая из них больше подходит для проведения эксперимента по поиску ЭДМ дейтрона с точностью 10^{-29} е·см.

Для достижения поставленной цели предложена следующая программа:

1. Анализ требований к эксперименту по поиску дейтронного ЭДМ методом определения частоты прецессии спина, обоснованных статистическими соображениями;
2. Изучение влияния неточности установки E+V спин-ротаторов на систематическую ошибку определения частоты ЭДМ прецессии (фальш-сигнал);
3. Изучение явления деполяризации пучка засчёт эффекта декогеренции спин-тюна, а также его подавление при помощи секступольных полей в неидеальной структуре;
4. Изучение влияния нарушения спин-прецессии на конечную статистику в частотном методе определения ЭДМ;

5. Моделирование процедуры калибровки ведущего магнитного поля кольца для его точного обращения при обратной инжекции пучка в процедуре CW/CCW.

В перспективе предполагается использование предложенного метода поиска ЭДМ элементарной частицы в частотной области, а также разработанной в рамках данной работы методологии анализа колец, при конструировании кольца по поиску дейтронного ЭДМ на комплексе НИКА, Дубна.

1.2 Актуальность и научная новизна работы

1.2.1 Актуальность

Вся наблюдаемая вселенная состоит преимущественно из материи; антиматерия может быть получена в ускорителях заряженных частиц, но в пренебрежимо малых количествах. На сегодняшний день считается, что вскоре после Большого Взрыва материя была образована из энергии в парах частица-античастица, после чего последовала стадия аннигиляции; однако, по какой-то причине, эта фаза закончилась превалированием материи над антиматерией (по крайней мере в наблюдаемой вселенной) — процесс называемый *бариогенезом*.

В 1967 году, академик АН СССР Андрей Сахаров определил условия, требуемые для бариогенеза (независимо от механизма его действия). Одно из *условий Сахарова* — существование процессов, нарушающих C- и CP-симметрии. Известны источники нарушения этих симметрий, однако их не достаточно для объяснения барионной асимметрии вселенной; поиск продолжается.

Интерес поиска Электрического Дипольного Моментa (ЭДМ) элементарных частиц состоит в том, что, если они существуют, то они нарушают P- и T-симметрии. Таким образом, обнаружение ненулевых ЭДМ элементарных частиц может привести нас к физике за границами Стандартной Модели; такие теории как SUSY (суперсимметрия) указывают на наличие ЭДМ гораздо большей величины (на уровне $10^{-29} - 10^{-24}$ e·cm), чем предсказывает Стандартная Модель.

1.2.2 Новизна

В данной работе исследуется возможность измерения электрического дипольного момента дейтрона с помощью накопительного кольца, построенного на основе принципа Замороженного (или Квази-замороженного) спина, методом Frequency Domain.

Разработкой метода Frequency Domain занимается проф. Ю. Сеничев в рамках коллаборации JEDI Исследовательского центра “Юлих. ” Frequency Domain Method (далее FDM) базируется на концепциях замороженного спина, впервые предложенной в 2008 году коллаборацией Брукхейвенской Национальной Лаборатории, и Spin Wheel, предложенной профессором И. Коопом (Новосибирский Государственный Университет) в 2012. Однако ни тот, ни другой метод сам по себе не решают проблему неточности установки элементов ускорителя, и возникающий в связи с этим фальш-сигнал. На сегодняшний день, FDM — это единственный известный, практически-реализуемый метод, решающий данную проблему.

1.3 Структура работы

Структура работы следует пунктам программы обозначенной в разделе 1.1

Глава 2

Характеристика современного состояния изучаемой проблемы

Поиск ЭДМ в невырожденных системах был инициирован Эдвардом Пёрселлом и Норманом Рэмзи более 50 лет назад, для нейтрона. С тех пор было проведено множество всё более чувствительных экспериментов на нейтронах, атомах, и молекулах, и тем не менее, ЭДМ пока ещё не был обнаружен. На данный момент, верхний предел ЭДМ нейтрона оценивается на уровне $< 3 \cdot 10^{-26}$ е·см, протона — $< 8 \cdot 10^{-25}$ е·см. [1, стр. 9]

В 2008 году коллаборацией в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (BNL, США) был предложен эксперимент по измерению ЭДМ дейтрона, основанный на использовании эффекта замороженного спина в магнитном накопительном кольце. [2]

В 2015 году, коллаборацией Storage Ring EDM Collaboration, был предложен эксперимент по поиску протонного ЭДМ в полностью электрическом накопительном кольце. [3]

На данный момент, коллаборацией JEDI (Исследовательский центр “Юлих,” Германия) ведётся разработка структуры накопительного кольца для проведения предварительного эксперимента по измерению дейтронного ЭДМ на

полностью магнитном синхротроне COSY. В рамках исследований, проводимых коллаборацией, была выдвинута концепция квази-замороженного кольца. Также, профессором Ю. Сеничевым была предложена методология поиска ЭДМ в частотной области (так называемый Frequency Domain Method).

2.1 BNL FS (Frozen Spin) концепция

2.1.1 Уравнение Т-БМТ

Уравнение Томаса-БМТ описывает динамику спин-вектора \mathbf{s} в магнитном поле \mathbf{B} и электростатическом поле \mathbf{E} . Его обобщённая версия, включающая влияние ЭДМ, может быть записана (в системе центра масс пучка) как: [4, стр. 6]

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{s} \times (\boldsymbol{\Omega}_{MDM} + \boldsymbol{\Omega}_{EDM}), \quad (2.1a)$$

где МДМ и ЭДМ угловые скорости $\boldsymbol{\Omega}_{MDM}$ и $\boldsymbol{\Omega}_{EDM}$

$$\boldsymbol{\Omega}_{MDM} = \frac{q}{m} \left[G\mathbf{B} - \left(G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \boldsymbol{\beta}}{c} \right], \quad (2.1b)$$

$$\boldsymbol{\Omega}_{EDM} = \frac{q}{m} \frac{\eta}{2} \left[\frac{\mathbf{E}}{c} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \right]. \quad (2.1c)$$

В уравнениях выше, m , q , $G = (g - 2)/2$ есть, соответственно, масса, заряд, и магнитная аномалия частицы; $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}_0/c$, нормализованная скорость частицы; γ её Лоренц-фактор. ЭДМ множитель η определяется уравнением $d = \eta \frac{q}{2mc} s$, где d — ЭДМ частицы, а s её спин.

2.1.2 Концепция замороженного спина

Из уравнения (2.1b) можно видеть, что, в отсутствии ЭДМ, направление вектора спина частицы пучка может быть зафиксировано относительно её вектора импульса: $\boldsymbol{\Omega}_{MDM} = \mathbf{0}$; иными словами, можно реализовать условие замороженности спина (Frozen Spin condition).

Достоинством наложения FS-условия на пучок в накопительном кольце следующее: в соответствии с уравнениями equations (2.1a–2.1c), векторы МДМ и ЭДМ угловых скоростей ортогональны, а потому в общей скорости прецессии они складываются квадратично, в связи с чем сдвиг частоты прецессии, связанный с ЭДМ, становится эффектом второго порядка величины: [5, стр. 5]

$$\omega \propto \sqrt{\Omega_{MDM}^2 + \Omega_{EDM}^2} \approx \Omega_{MDM} + \frac{\Omega_{EDM}^2}{2\Omega_{MDM}}.$$

Это обстоятельство значительно ухудшает чувствительность эксперимента.

Однако, заморозив спин в горизонтальной плоскости, единственная осаждающаяся МДМ компонента угловой скорости сонаправлена с ЭДМ компонентой, а значит складывается с ней линейно. Таким образом, чувствительность значительно улучшается.

2.1.3 Реализация условия замороженности спина в накопительном кольце

Накопительные кольца могут быть классифицированы в три группы:

1. чисто магнитные (как COSY, NICA, etc),
2. чисто электростатические (Brookhaven AGS Analog Ring),
3. комбинированные.

Ввиду уравнения (2.1b), условие FS не может быть выполнено в чисто магнитном кольце.

Для некоторого числа частиц, таких как протон, чья $G > 0$, чисто электростатическое кольцо может быть использовано в рамках FS методологии ЭДМ эксперимента с пучком на так называемой “магической” энергии, определяемой как $\gamma_{mag} = \sqrt{(1 + G)/G}$.

Для частиц с $G < 0$ (таких как дейтрон), это невозможно, и необходимо использовать комбинированное кольцо. Для того, чтобы реализовать FS условие в комбинированном кольце, вводится [2] радиальное электрическое поле

величины

$$E_r = \frac{GB_y c \beta \gamma^2}{1 - G \beta^2 \gamma^2}. \quad (2.2)$$

2.1.4 BNL FS метод

BNL FS метод, предложенный коллаборацией, занимающейся разработкой метода измерения ЭДМ в накопительном кольце в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США) в 2008 году, [2] это метод для комбинированного кольца. Пучок продольно-поляризованных дейтронов инжектируется в кольцо; с помощью поляриметрии наблюдается его спин-прецессия в вертикальной и горизонтальной плоскостях; ЭДМ сигнал — это изменение вертикальной компоненты поляризации со временем, выражаемое как: [2, стр. 8]

$$\Delta P_V = P \frac{\omega_{edm}}{\Omega} \sin(\Omega t + \Theta_0), \quad (2.3)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega_{edm}^2 + \omega_a^2}$, ω_a , ω_{edm} угловые скорости вызываемые, соответственно, магнитным и электрическим дипольными моментами.

Налагая радиальное магнитное поле E_r (2.2), ожидается уменьшение компоненты ω_a по крайней мере на фактор 10^9 ; ввиду малости величины гипотезируемой ω_{edm} , $\Delta P_V \approx P \omega_{edm} t$, и максимальная величина ΔP_V возрастает в 10^9 .

Ожидаемая чувствительность эксперимента $10^{-29} \text{ e} \cdot \text{cm}$ за 10^7 секунд (6 месяцев) полного времени измерения. На этом уровне чувствительности, асимметрия сечения $\varepsilon_{LR} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ для наименьших практически реализуемых значений ω_a . [2, стр. 18] Последнее обстоятельство ставит серьёзную проблему для поляриметрии. [5] Один из вариантов её решения лежит в применении внешнего радиального магнитного поля и измерении обзёй частоты прецессии засчёт МДМ и ЭДМ вместе. Это основа так называемого метода Spin Wheel, о котором в следующем разделе.

Единственный известный систематический эффект спиновой динамики первого порядка это присутствие ненулевой средней вертикальной компоненты электрического поля $\langle E_V \rangle$. В этом случае, спин будет прецессировать вокруг

радиального направления с частотой [2, стр. 11]

$$\omega_{syst} \approx \frac{\mu \langle E_V \rangle}{\beta c \gamma^2}.$$

Здесь важно рассмотреть два обстоятельства:

- присутствие $\langle E_V \rangle \neq 0$ вызвано ошибкой юстировки элементов ускорителя;
- этот систематический эффект меняет знак при инжекции пучка в обратном направлении.

Последнее обстоятельство является причиной структуры инжекции пучка использованной в этом методе (сначала по-часовой, потом против-часовой; CW/CCW). Хотя ω_{syst} меняет знак при смене направления движения пучка, эта методология тем не менее не учитывает его *величину*. В разделах 3.2 и 4.2, мы показываем, что при реалистичной величине ошибки установки спин-ротаторов 100 мкм, частота МДМ прецессии вокруг радиальной оси находится на уровне 50–100 рад/сек. [6] В связи с этим, невозможно использовать данную методологию в её оригинальном варианте.

2.2 Spin Wheel концепция

Озвученные выше проблемы с поляризацией и высокой скоростью прецессии решаются в Spin Wheel (SW) модификации, предложенной проф. И. Коопом (Новосибирский Государственный Университет). Основная идея метода в следующем: сначала, обеспечивается условие замороженного спина; затем включается радиальное магнитное поле величины B_x , достаточно сильное чтобы вызвать вращение спина с частотой порядка 1 Гц. Поскольку поле радиальное, вызванная им МДМ прецессия сонаправлена с ЭДМ, а значит они складываются линейно: $\omega \propto \Omega_{MDM} + \Omega_{EDM}$.

ЭДМ вклад вычисляется сравнением циклов с обратными знаками B_x : [7, стр. 1963]

$$\Omega_{EDM} = \frac{\Omega_x(+B_x) + \Omega_x(-B_x)}{2}.$$

Внешнее поле также вызовет разделение орбит пучков. [7, стр. 1963] Это разделение может быть измерено на уровне пико-метров SQUID магнетометрами; его предлагается использовать для калибровки внешнего поля.

Поскольку из-за внешнего поля прецессия вокруг радиальной оси на 10 порядков выше чем в оригинальном предложении, значительно упрощается задача для поляриметрии. Однако, существуют сомнения в возможности измерить вызываемое внешним полем разделение орбит даже при помощи SQUIDов.

Также, проблема паразитного поля, вызванного ошибкой юстировки, не решена.

2.3 Frequency Domain метод

Методология Frequency Domain (далее FDM) [6] была разработана специально для решения проблемы неточности установки магнитов, и возникающего в связи с этим паразитного МДМ вращения спина. Как было обозначено выше, частота вращения спина в вертикальной плоскости, связанная с магнитным дипольным моментом, при реалистичной ошибке юстировки, находится на уровне 8–16 Гц, что делает невозможным наблюдение медленного нарастания вертикальной компоненты поляризации, связанное с наличием у частицы электрического дипольного момента, как предполагается оригинальным BNL FS методом. В FDM, ЭДМ-эффект вычисляется путём сравнения комбинированной (МДМ + ЭДМ) частоты прецессии, наблюдаемой при циркуляции пучка в прямом и обратном направлениях. Поскольку при смене полярности ведущего поля $\mathbf{B} \mapsto -\mathbf{B}$, $\beta \mapsto -\beta$, и $\mathbf{E} \mapsto \mathbf{E}$:

$$\omega_x^{CW/CCW} = \omega_x^{MDM,CW/CCW} + \omega_x^{EDM,CW/CCW}, \quad (2.4a)$$

$$\omega_x^{MDM,CW} = -\omega_x^{MDM,CCW} \equiv \omega_x^{MDM}, \quad (2.4b)$$

$$\omega_x^{EDM,CW} = \omega_x^{EDM,CCW} \equiv \omega_x^{EDM}, \quad (2.4c)$$

поэтому, ЭДМ эстиматор

$$\hat{\omega}_x^{EDM} := \frac{1}{2} (\omega_x^{CW} + \omega_x^{CCW}) \quad (2.4d)$$

$$= \omega_x^{EDM} + \underbrace{\frac{1}{2} (\omega_x^{MDM,CW} + \omega_x^{MDM,CCW})}_{\varepsilon \rightarrow 0}. \quad (2.4e)$$

Для того, чтобы гарантировать малость ε по сравнению с требуемой точностью измерений, т.е., что уравнение (2.4b) выполняется достаточно точно, была разработана специальная процедура смены полярности ведущего поля, описанная в разделе 3.4.

Глава 3

Результаты разработки основных направлений теоретической концепции (FS и QFS колец)

3.1 Статистический анализ требований к эксперименту по поиску ЭДМ

Вводные рассуждения по поводу измерения поляризации, проблемы деполяризации пучка, и т.п.

3.1.1 Модель частоты событий на поляриметре

В наших рассуждениях мы предположили следующую простую модель измеряемого сигнала:

$$N(t) = N_0(t) \cdot \left(1 + P \cdot e^{-t/\tau_d} \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi)\right), \quad (3.1)$$

где $N_0(t)$ частота событий, связанная с неполяризованным сечением, τ_d время жизни поляризации, связанное с декогеренцией.

Ток пучка, рассеиваемого на мишени может быть описан с помощью:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{t/\tau_b} = \nu N_0^b \cdot e^{t/\tau_b},$$

где τ_b — время жизни пучка, N_0^b его начальное число частиц, и ν частота оборота пучка в ускорителе. Обозначая p вероятность что рассеянная частица полетит в сторону детектора, ожидаемое число частиц, детектируемых в течении времени измерения Δt_c может быть записано как

$$\begin{aligned} N_0(t) &= p \cdot \int_{-\Delta t_c/2}^{+\Delta t_c/2} I(t + \tau) d\tau \\ &= p \cdot \frac{\nu N_0^b}{\lambda_b} e^{\lambda_b t} \cdot \left(e^{\lambda_b \Delta t_c/2} - e^{-\lambda_b \Delta t_c/2} \right) \\ &\approx \underbrace{p \cdot \nu N_0^b e^{\lambda_b t}}_{\text{rate } r(t)} \cdot \Delta t_c. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Таким образом, получаем распределение Пуассона

$$P_{N_0(t)}(\tilde{N}_0) = \frac{(r(t)\Delta t_c)^{\tilde{N}_0}}{\tilde{N}_0!} \cdot e^{-r(t)\Delta t_c},$$

с дисперсией $\sigma [\tilde{N}_0]^2(t) = N_0(t)$.

Нас интересует ожидание $N_0(t) = \mathbb{E} [\tilde{N}_0(t)]$, и его стандартное отклонение $\sigma [N_0](t)$. Обозначая время измерения одного события Δt_ϵ , полное время измерений Δt_c , и число событий за измерение $n_{c/\epsilon} = \Delta t_c / \Delta t_\epsilon$, ожидание

$$\mathbb{E} [\tilde{N}_0(t)]_{\Delta t_\epsilon} = \frac{1}{n_{c/\epsilon}} \sum_{i=1}^{n_{c/\epsilon}} \tilde{N}_0(t_i).$$

Поскольку это сумма случайных переменных, $N_0(t)$ имеет нормальное рас-

пределение; тогда стандартное отклонение среднего

$$\begin{aligned}\sigma [N_0] (t) &= \sigma [\tilde{N}_0] (t) / \sqrt{n_{c/\epsilon}} = \sqrt{N_0(t) \frac{\Delta t_c}{\Delta t_\epsilon}} \\ &\approx \sqrt{\frac{p \cdot \nu N_0^b}{\Delta t_\epsilon}} \cdot \Delta t_c \cdot \exp \left(\frac{\lambda_b}{2} \cdot t \right).\end{aligned}$$

Отметим, что относительная ошибка растёт со временем:

$$\frac{\sigma [N_0] (t)}{N_0(t)} \approx \frac{A}{\sqrt{\Delta t_\epsilon}} \cdot \exp \left(-\frac{\lambda_b}{2} t \right) = \frac{A}{\sqrt{\Delta t_\epsilon}} \cdot \exp \left(\frac{t}{2\tau_b} \right), \quad A = \frac{1}{\sqrt{p \cdot \nu N_0^b}}. \quad (3.3)$$

3.1.2 Асимметрия сечения

В качестве меры поляризации пучка используют асимметрию частоты событий детекторов. [8, стр. 17] Асимметрия сечения взаимодействия — это нормализованная разность числа событий (в единицу времени) на детекторах, расположенных по разные стороны от вакуумной камеры:

$$\mathcal{A} = \frac{N(\frac{\pi}{2}) - N(-\frac{\pi}{2})}{N(\frac{\pi}{2}) + N(-\frac{\pi}{2})}. \quad (3.4)$$

В связи с уменьшением числа частиц в пучке, измерение асимметрии сечения гетероскедастично. Из [?, стр. 18], мы приняли модель гетероскедастичности

$$\sigma [\mathcal{A}]^2 (t) \approx \frac{1}{2N_0(t)}. \quad (3.5)$$

3.1.3 Временное окно измерений

Предполагая нормальное распределение ошибки измерений, с нулевым ожиданием и дисперсией $\sigma [\epsilon]^2$, эстиматор максимального правдоподобия дисперсии оценки частоты колебаний асимметрии сечения взаимодействия \mathcal{A} может

быть выражен как

$$\text{var} [\hat{\omega}] = \frac{\sigma [\epsilon]^2}{X_{tot} \cdot \text{var}_w [t]}, \quad (3.6)$$

где

$$\begin{aligned} X_{tot} &= \sum_{j=1}^{n_\epsilon} x_j = \sum_{s=1}^{n_{zc}} \sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js}, \\ \text{var}_w [t] &= \sum_i w_i (t_i - \langle t \rangle_w)^2, \quad \langle t \rangle_w = \sum_i w_i t_i, \\ w_i &= \frac{x_i}{\sum_j x_j}, \quad x_i = (\mathcal{A}(0) \exp(\lambda_d t_i))^2 \cos^2(\omega t_i + \phi) = (\mu'_\phi(t_i))^2. \end{aligned}$$

В выражении выше, X_{tot} есть полная информация Фишера сэмпла, и $\text{var}_w [t]$ — мера длительности его измерения. Можно наблюдать, что выбирая подходящие моменты времени для измерения, можно увеличить фактор X_{tot} , поскольку он пропорционален сумме временных производных сигнала. Если частота и фаза колебаний уже известны до приемлемого уровня, можно дальше улучшить эффективность измерений, применяя схему измерений в которой выбираются только моменты быстрого изменения сигнала (модуляция сэмпинга).

Оба фактора $\text{var}_w [t]$ и X_{tot} ограничены конечным временем жизни поляризации. Можно выразить $\sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js} = n_{\epsilon/zc} \cdot x_{0s}$, для некоторого среднего значения x_{0s} в данном узле s , где $n_{\epsilon/zc}$ измерений асимметрии на узле. Будем называть *временем сжатия* (обозначение Δt_{zc}) период времени вокруг узла сигнала, в течении которого производятся измерения. Значение суммы $\sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js}$ спадает экспоненциально из-за деполяризации, так что $x_{0s} = x_{01} \exp(\lambda_d \cdot \frac{(s-1) \cdot \pi}{\omega})$. Тогда:

$$X_{tot} = n_{\epsilon/zc} \cdot x_{01} \cdot \frac{\exp(\frac{\lambda_d \pi}{\omega} n_{zc}) - 1}{\exp(\frac{\lambda_d \pi}{\omega}) - 1} \equiv n_{\epsilon/zc} \cdot x_{01} \cdot g(n_{zc}); \quad (3.7)$$

$$x_{01} = \frac{1}{\Delta t_{zc}} \int_{-\Delta t_{zc}/2}^{+\Delta t_{zc}/2} \cos^2(\omega \cdot t) dt = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{\sin \omega \Delta t_{zc}}{\omega \Delta t_{zc}} \right), \quad (3.8)$$

$$n_{\epsilon/zc} = \frac{\Delta t_{zc}}{\Delta t_\epsilon}. \quad (3.9)$$

Уравнение (3.7) может быть использовано чтобы оценить пределы длительности эксперимента. В Таблице 3.1 мы собрали: процент от предела информации Фишера сэмпла, время (как фактор времени жизни поляризации) исчерпания этого процента информации из сэмпла, и соответствующее этому времени отношение сигнал-шум. Отношение сигнал-шум вычислено по формуле:

$$\text{SNR} = \frac{\mathcal{A}(0) \cdot e^{-t/\tau_d}}{\sigma[\mathcal{A}](t)} \approx \sqrt{2 \cdot p \cdot \nu N_0^b \cdot \Delta t_c} \cdot \mathcal{A}(0) \cdot \exp \left[-\frac{t}{\tau_d} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\tau_d}{\tau_b} \right) \right], \quad (3.10)$$

в которой, полагая $\sigma[\mathcal{A}(0)]/\mathcal{A}(0) \approx 3\%$ (точность измерения поляриметрии), коэффициент перед экспонентой равен 33.

Таблица 3.1: Выбранная информация Фишера, длительность измерений, соответствующее отношение сигнал-шум.

Предел ИФ(%)	длительность ($\times \tau_d$)	SNR
95	3.0	0.4
90	2.3	1.1
70	1.2	5.5
50	0.7	11.7

Предполагая отсутствие деполяризации ($\lambda_d = 0$) и однородный сэмплинг с частотой $1/\Delta t$, уравнение (3.6) может быть записано через физические переменные как

$$\begin{aligned}
X_{tot} &= \sum_{k=1}^K \mathcal{A}^2(0) \cos^2(\omega t_k + \phi) = \frac{1}{2} \mathcal{A}^2(0) \cdot K, \\
\text{var}_w[t] &= \sum_{k=1}^K (k\Delta t - \langle t \rangle_w)^2 \underbrace{w_k}_{1/K} \\
&\approx \frac{\Delta t^2}{12} K^2 = \frac{T^2}{12},
\end{aligned}$$

и тогда

$$\text{var} [\hat{\omega}] = \frac{24}{KT^2} \cdot \left(\frac{\sigma [\epsilon]}{\mathcal{A}(0)} \right)^2.$$

3.2 Систематическая ошибка в эксперименте, связанная с неточностью установки магнитов

Систематические ошибки, вызванные физическими неидеальностями ускорителя, включая неточность юстировки оптических элементов, вызывают фальш-сигнал ЭДМ. [4, р. 230] Особенно в этом отношении проблематичны наклоны элементов вокруг оптической оси, поскольку они индуцируют паразитные горизонтальные компоненты магнитного поля B_x и B_z , которые обе вращают спин в вертикальной плоскости; той, в которой измеряется ЭДМ.

Ю. Сеничевым были сделаны [6] аналитические оценки МДМ частоты прецессии спина вокруг радиальной оси. Из уравнения Т-БМТ, и выражения силы Лоренца, скорость МДМ прецессии вокруг радиальной оси есть

$$\sigma [\Omega_x^{MDM}] = \frac{q}{m\gamma} \frac{G+1}{\gamma} \frac{\sigma [B_x]}{\sqrt{n}}, \quad (3.11)$$

где n есть число наклонённых спин-ротаторов, и $\sigma [B_x] = B_y \sigma [\delta h] / L$, при стандартном отклонении ошибки юстировки $\sigma [\delta h]$. При величине ошибки $\sigma [\delta h] = 100$ мкм, и длине дефлектора $L = 1$ м, $\sigma [\Omega_x^{MDM}] \approx 100$ рад/сек. [6]

Мы изучили спиновую динамику в структурах с замороженным и квази-замороженным спином в присутствии наклонов оптических элементов с помощью кода COSY INFINITY. Наши симуляции согласуются с оценками, представленными выше.

3.2.1 Имплементация паразитного поля

Имплементирую неидеальности полей, мы следовали рекомендациям изложенным в [4, стр. 235]. Малое возмущение магнитного поля, в первом приближении, действует как маленький пропорциональный поворот спин-вектора.

Поэтому мы имплементировали наклон E+V элемента как домножение соответствующей матрицы поворота на его спиновую матрицу перехода, “спин-кик.”

В соответствии с уравнением (2.1b), изменение МДМ частоты прецессии, ассоциированное с введённым паразитным полем $(B_x, 0, B_z)$ есть

$$\Delta\Omega_{MDM} = \frac{q}{m}(B_x, 0, B_z),$$

поэтому угол спин-кика равен

$$\Theta_{kick} = t_0\Delta\Omega_{MDM},$$

где $t_0 = L/v_0$ пролётное время референсной частицы через элемент.

3.3 Декогеренция спина в идеальном накопительном кольце

Когеренцией спина называется мера или качество сохранения поляризации в изначально поляризованном пучке. [4, стр. 205]

Когда поляризованный пучок инжектируется в накопительное кольцо, спин векторы частиц пучка начинают прецессировать вокруг вертикального (Ведущего) поля. частота прецессии зависит от равновесного уровня энергии частицы, который различен для частиц пучка.

Это обстоятельство не является проблемой в том случае, когда начальная поляризация пучка вертикальна; однако метод измерения ЭДМ в накопительном кольце, основанный на принципе замороженного спина требует, чтобы вектор поляризации пучка был сонаправлен с его вектором импульса, т.е. лежал в горизонтальной плоскости. Таким образом, декогеренция спина есть внутренняя проблема метода замороженного спина.

3.3.1 Требования ко времени когеренции пучка

Время когеренции спина (spin coherence time; SCT) для метода замороженного спина, выполненного в накопительном кольце с идеально установленными элементами определяется минимальным детектируемым углом отклонения вектора поляризации пучка из горизонтальной плоскости только засчёт ЭДМ. Для уровня чувствительности $10^{-29} \text{ e} \cdot \text{cm}$ это примерно $5 \cdot 10^{-6}$. [2]

В соответствии с уравнением Т-БМТ,

$$\Omega_{EDM,x} = \eta \frac{qE_x}{2mc},$$

где η есть коэффициент пропорциональности между ЭДМ и спином, равный 10^{-15} для дейтрона, для данного уровня чувствительности. [4, р. 206]

Для дейтронного BNL FS кольца, $E_x = 12 \text{ MB/м}$, [2, р. 19] так что $\Omega_{EDM,x} \approx 10^{-9} \text{ рад/сек}$. Таким образом получаем, что для того, чтобы достичь детектируемый уровень отклонения вектора поляризации на 1 мкрад требуется SCT порядка 1000 секунд. [4, р. 207]

3.3.2 Происхождение декогеренции

Декогеренция спина в пучке вызвана разницей угловых скоростей прецессии спинов частиц, которая, в свою очередь, вызвана разницей длин орбит и импульсов частиц. Это можно видеть исходя из следующих соображений.

Когда частица со спином входит в область магнитного поля, её спин-вектор начинает поворачиваться вокруг вектора магнитного поля с угловой скоростью определяемой уравнением Т-БМТ (2.1b):

$$\Omega_{MDM} = \frac{q}{m} G \mathbf{B}.$$

На выходе из области, вектор спина повернут на угол

$$\theta = \Delta t \cdot \Omega_{MDM} = \frac{L}{v} \cdot \frac{q}{m} G B \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_0} = \frac{L \gamma_0 G B}{B \rho} = \frac{L}{\rho} \gamma_0 \cdot G,$$

где L есть длина пути внутри области с магнитным полем, и $B\rho = p/q$ магнитная жёсткость.

В простой модели рассмотренной выше, влияние орбитальной динамики на спиновую динамику выражено через $\gamma_0 L/\rho$ (эффективный Лоренц-фактор). В случае референсной частицы, $\gamma_0 L/\rho = \gamma_0 \alpha$, α угол поворота вектора импульса, в то время как для частицы участвующей в бетатронном движении, эффективный Лоренц-фактор больше. В следующих разделах мы выразим связь между спиновой и орбитальной динамиками частицы в накопительном кольце в более общих терминах.

Сдвиг равновесного значения импульса частицы

Продольная динамика заряженной частицы на референсной орбите в накопительном кольце описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{dt} = -\omega_{RF}\eta\delta, \\ \frac{d\delta}{dt} = \frac{qV_{RF}\omega_{RF}}{2\pi h\beta^2 E} \sin \varphi. \end{cases}$$

В уравнениях выше: φ отклонение фазы частицы от референсной $\varphi_0 = 0$; $\delta = \frac{\Delta p}{p_0}$ относительное отклонение импульса от p_0 референсной частицы; V_{RF} , ω_{RF} амплитуда и частоты колебаний ВЧ поля; $\eta = \alpha_0 - \gamma^{-2}$ слип-фактор, где α_0 — коэффициент сжатия орбиты, определяемый через $\Delta L/L = \alpha_0 \delta$, L длина орбиты; h гармоническое число; E полная энергия ускоряемой частицы. $\omega_{RF} = 2\pi h f_{rev}$, где $f_{rev} = T_{rev}^{-1}$ — частота оборота пучка.

Решения этой системы формируют семейство эллипсов в плоскости (φ, δ) , центрированных на $(0, 0)$. Однако, если рассмотреть частицу, участвующую в бетатронных колебаниях, и использовать разложение Тейлора более высокого порядка для коэффициента сжатия орбиты $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \delta$, первое уравнение системы превратится в: [9, р. 2579]

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\omega_{RF} \left[\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_{\beta} + (\alpha_0 + \gamma^{-2}) \delta + (\alpha_1 - \alpha_0 \gamma^{-2} + \gamma^{-4}) \delta^2 \right],$$

где $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\beta = \frac{\pi}{2L} [\varepsilon_x Q_x + \varepsilon_y Q_y]$, есть удлинение орбиты, связанное с бетатронным движением; ε_x и ε_y — горизонтальный и вертикальный эмиттансы пучка, и Q_x и Q_y горизонтальный и вертикальный тьюны. [9, р. 2580]

Решения модифицированной системы более не центрированы на одной и той же точке. Удлинение орбиты и отклонение импульса вызывают сдвиг равновесного значения импульса частицы [9, р. 2581]

$$\Delta\delta_{eq} = \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2\alpha_0 - 1} \left[\frac{\delta_m^2}{2} (\alpha_1 - \alpha_0\gamma^{-2} + \gamma_0^{-4}) + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\beta \right], \quad (3.12)$$

где δ_m — амплитуда синхротронных колебаний.

Понятие эффективного Лоренц-фактора

Равновесное значение энергии, связанное со сдвигом импульса (3.12), называемое *эффективным Лоренц-фактором*, есть [6]

$$\gamma_{eff} = \gamma_0 + \beta_0^2 \gamma_0 \cdot \Delta\delta_{eq}, \quad (3.13)$$

где γ_0 , β_0 — Лоренц-фактор референсной частицы и нормализованное значение скорости. Уравнения (3.12) и (3.13) определяют связь между спиновой и орбитальной динамиками частицы.

Из уравнения для спин-тюна частицы в магнитном поле $\nu_s = \gamma_{eff} \cdot G$ следует, что спин-тюны двух частиц с одинаковыми эффективными Лоренц-факторами равны, независимо от их траекторий в ускорителе. Этот принцип используется при использовании секступольных полей для подавления спиновой декогеренции, а также при смене полярности ведущего магнитного поля кольца.

3.3.3 Подавление декогеренции с помощью секступольных полей

Чтобы минимизировать декогеренцию спина, связанную с бетатронным движением и отклонением импульса, могут быть использованы секступольные

(или октупольные) поля [4, стр. 212]

Секступоль силы

$$S_{sext} = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2},$$

где $B\rho$ магнитная жёсткость, влияет на коэффициент сжатия орбиты первого порядка как [9, стр. 2581]

$$\Delta\alpha_{1,sext} = -\frac{S_{sext}D_0^3}{L}, \quad (3.14)$$

и одновременно на длину орбиты как

$$\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_{sext} = \mp \frac{S_{sext}D_0\beta_{x,y}W_{x,y}}{L}, \quad (3.15)$$

где $D(s, \delta) = D_0(s) + D_1(s)\delta$ обозначает функцию дисперсии.

В следующих разделах мы будем называть декогеренцию, связанную с горизонтальными/вертикальными бетатронными, и синхротронными колебаниями соответственно X-/Y-, и D-декогеренцией.

Из уравнений equations (3.14, 3.15) можно видеть, что для подавления декогеренции необходимы три семейства секступолей, помещённых в максимумы функций: β_x, β_y для подавления X-, Y-декогеренции, и D_0 для D-декогеренции.

3.4 Смена полярности ведущего магнитного поля

Как было описано в разделе 2.3, для того, чтобы исключить МДМ-эффект из конечной статистики эксперимента, построенного на основе Frequency Domain методологии в комбинированном накопительном кольце, необходимо произвести смену полярности ведущего магнитного поля. Электростатическое поле $E_r = \frac{GB_y c \beta \gamma^2}{1 - G \beta^2 \gamma^2}$ (см. раздел 2.1.4) при этом фиксировано.

Частоты прецессии спинов частиц пучка определяются по формуле [10,

стр. 4]

$$(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z) = 2\pi \cdot f_{rev} \cdot \nu_s \cdot \bar{n},$$

где f_{rev} есть циклотронная частота частицы, а ν_s и \bar{n} — её спин-тюн и ось стабильного спина, соответственно. В разделе 4.3.2 мы приведём свидетельства того, что при использовании секступольных полей выравниваются не только спин-тюны частиц, но и направления их осей стабильного спина, в связи с чем в дальнейшем рассмотрении мы будем предполагать что спин-векторы всех частиц в пучке вращаются вокруг \bar{n}^{CO} , определённой на референсной орбите. Таким образом, при смене полярности ведущего поля достаточно восстановить эффективный Лоренц-фактор пучка, для того, чтобы восстановить величину угловой скорости паразитной МДМ прецессии.

Калибровка γ_{eff} выполняется напрямую, через восстановление угловой скорости прецессии спина в горизонтальной плоскости: В начальном состоянии, $\Omega_x \gg \Omega_y, \Omega_z$, и $\bar{n}^{CO} \approx \hat{x}$. Используя спин-суппрессор (Вин-фильтр), мы подавляем прецессию вокруг вектора \hat{x} ; одновременно с этим, мы отходим от “замороженного” значения энергии (это делается для того, чтобы избежать неустойчивого состояния “заморозки” спина во всех плоскостях). При изменении энергии пучка, меняется также и величина ведущего поля, затем, чтобы сохранить референсную орбиту. Горизонтальная прецессия становится доминантной, и $\bar{n}^{CO} \approx \hat{y}$. После смены полярности ведущего поля, мы опять подстраиваем его величину таким образом, чтобы восстановить условие заморозки спина в горизонтальной плоскости. Тогда, при выключении спин-суппрессора, и возвращении энергии пучка на изначальный уровень, мы получаем $\bar{n}^{CO} \approx -\hat{x}$, $\gamma_{eff}^{CCW} = \gamma_{eff}^{CW}$, то есть, МДМ прецессия происходит с той же угловой скоростью, но в обратном направлении.

Глава 4

Результаты численного моделирования спин-орбитальной динамики частиц в FS (и QFS) кольцах

4.1 Равномерная и модулированная схемы измерения поляризации

Мы симулировали сбор данных двух детекторов с параметрами собранными в Таблице 4.1 на протяжении $T_{tot} = 1000$ секунд, выбираемыми равномерно по времени с частотой $f_s = 375$ Гц.

Данные параметры симуляции были выбраны исходя из следующих рассуждений: число частиц в пучке порядка 10^{11} ; если мы хотим сохранить время жизни пучка равным времени жизни поляризации, мы не можем исчерпать более 75% от его начального числа частиц; всего лишь 1% всех рассеяний на мишени полезны для поляриметрии, так что остаётся $7.5 \cdot 10^8$ полезных рассеяний. Измерение частоты событий $N_0(t)$ с точностью примерно 3% требует приблизительно 2000 событий на детекторе, что ещё уменьшает число изме-

рений до $3.75 \cdot 10^5 = f_s \cdot T_{tot}$. Ожидаемая длительность цикла 1000 секунд, отсюда $f_s = 375$ Гц.

Относительная ошибка измерения частоты событий на детекторах отражена на Рисунке 4.1; асимметрия сечения, вычисленная в соответствии с уравнением (3.4), представлена на Рисунке 4.2. Данные асимметрии фитируются нелинейной, гетероскедастичной моделью заданной как

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}(0) \cdot e^{\lambda_d t} \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi),$$

с функцией дисперсии весов заданной уравнением (3.5). Результаты фитирования представлены в Таблице 4.2.

Таблица 4.1: Параметры модели часто-Таблица 4.2: Результаты фитирования
ты событий детекторов

				Оценка	Ст. Ошибка	Единицы
	Левый	Правый		$\mathcal{A}(0)$	0.400	$9.03 \cdot 10^{-5}$
ϕ	$-\pi/2$	$+\pi/2$	рад	λ_d	-0.001	$7.86 \cdot 10^{-7}$ 1/сек
ω		3	рад/сек	ω	3.000	$7.55 \cdot 10^{-7}$ рад/сек
P		0.4		ϕ	-1.571	$2.25 \cdot 10^{-2}$ рад
τ_d		721	сек			
τ_b		721	сек			
$N_0(0)$		6730				

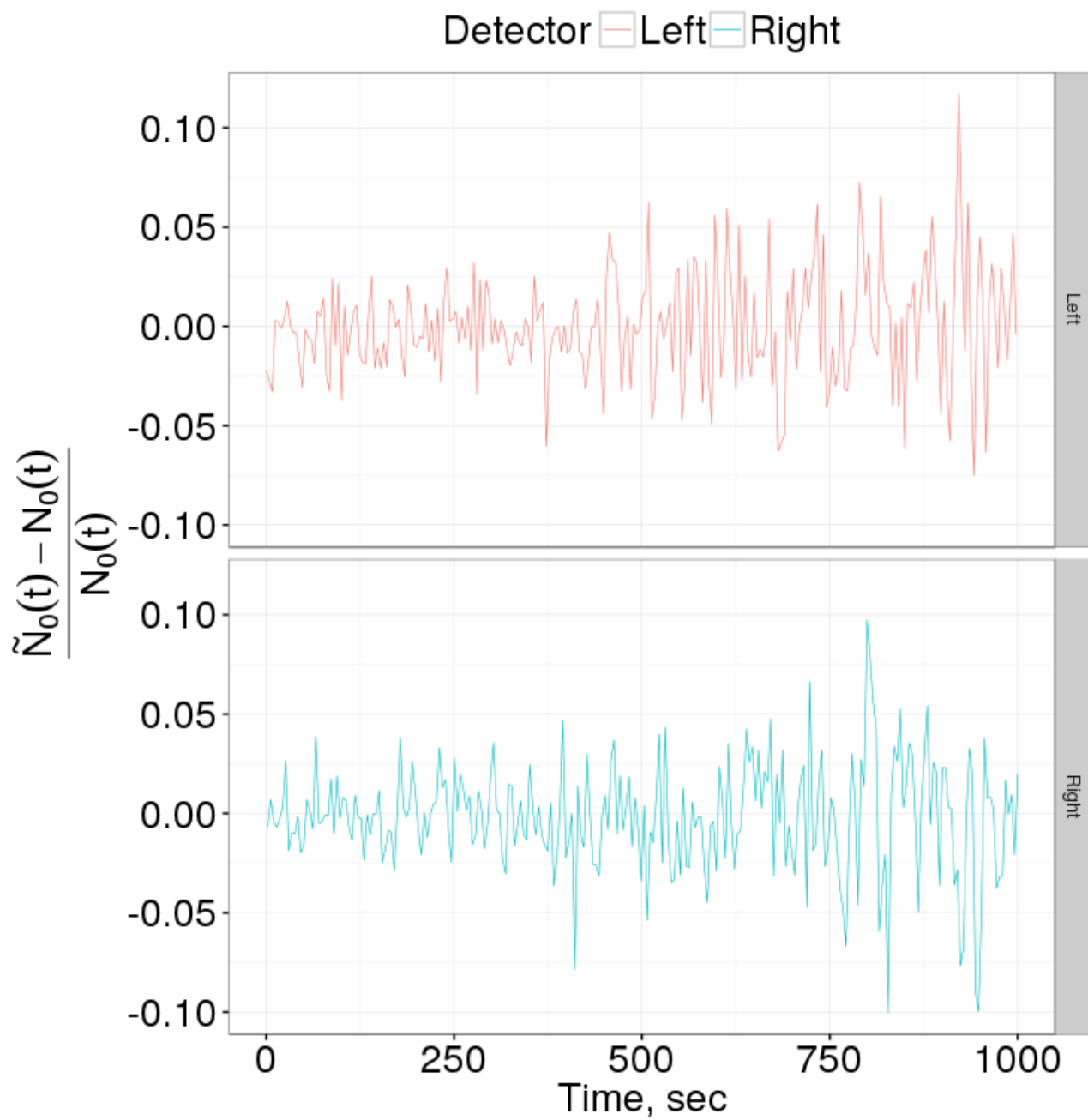


Рис. 4.1: Относительная ошибка измерения частоты событий на правом и левом детекторах как функция времени.

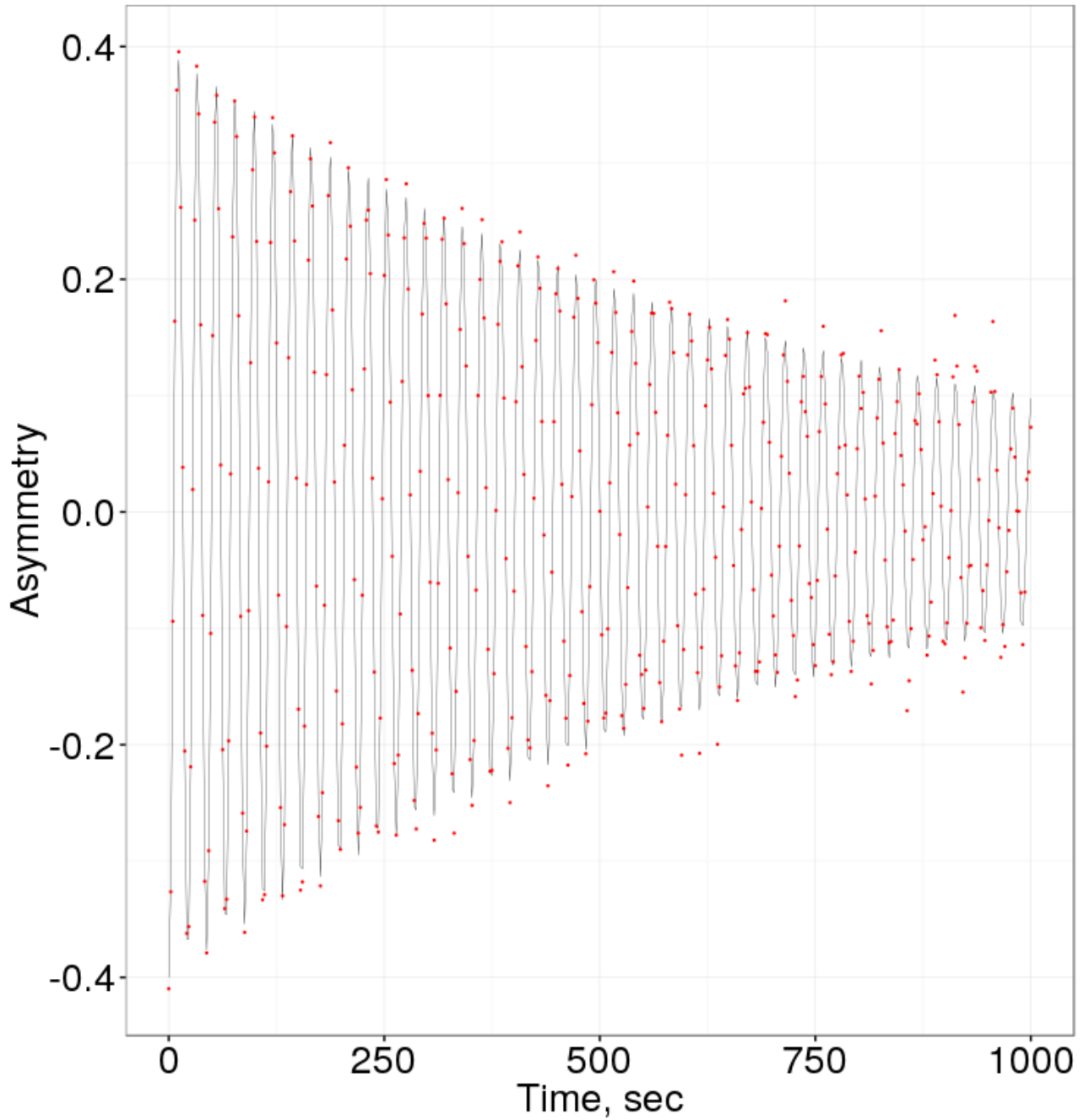


Рис. 4.2: Ожидание (чёрная линия) и измерения (красные точки) асимметрии сечения.

Если начальная оценка частоты, полученная из равномерно собранного сэмпла, имеет стандартную ошибку порядка 10^{-6} рад/сек, симуляции подтверждают, что стандартная ошибка оценки может быть улучшена до примерно $5.8 \cdot 10^{-7}$ рад/сек.

4.2 Фальш-сигнал, связанный с неточностью установки магнитов

Данная серия симуляций была проведена с целью подтвердить два тезиса касательно систематической ошибки измерения частоты прецессии спина в вертикальной плоскости, вызванной неточностью установки E+V элементов: 1) индуцированный МДМ-эффект зависит только от среднего значения угла наклона элементов, но не от конкретной последовательности углов (т.е. отсутствует эффект *геометрической фазы*); и 2) эта зависимость носит линейный характер.

Наклон элемента вокруг оптической оси моделировался путём добавления после элемента спин-кика вокруг радиальной оси соответствующей величины (см. раздел 3.2.1). Это гарантирует сохранение замкнутой орбиты при введении наклонов, что физически обусловлено появлением компенсирующего электрического поля спин-ротатора при его наклоне.

Симуляция была проведена следующим образом: мы распределили наклоны Θ_{tilt} E+V элементам FS структуры случайным образом. После построения матриц перехода 3-го порядка, были вычислены разложения Тейлора функций спин-тюна и оси прецессии спина (SPA). Члены нулевого порядка этих разложений представляют собой спин-тюн и SPA референсной частицы.

Симуляция была проведена 11 раз; каждый раз углы наклона спин-ротаторов выбирались из нормального распределения $N(\mu_0 \cdot (i - 5), \sigma_0)$, где $\mu_0 = 10 \cdot \sigma_0 = 10^{-4}$ рад, $i \in \{0, \dots, 10\}$. Результаты представлены на Рисунке 4.3. На Рисунке 4.4 показаны результаты, когда три пары E+V повернуты на противоположные углы, а один повернут на угол $\mu_i = (i - 5) \cdot 10^{-6}$ рад, $i \in \{0, \dots, 10\}$. Симуляции были выполнены на энергии 270.0092 МэВ.¹

¹На этой энергии ось прецессии спина и спин-тюн не определены в системе координат связанной с пучком, использованной COSY INFINITY, для идеальной структуры. Это соответствует ситуации когда спин не прецессирует ни в какой плоскости (горизонтальной или вертикальной), что есть условие замороженного спина в идеальной структуре.

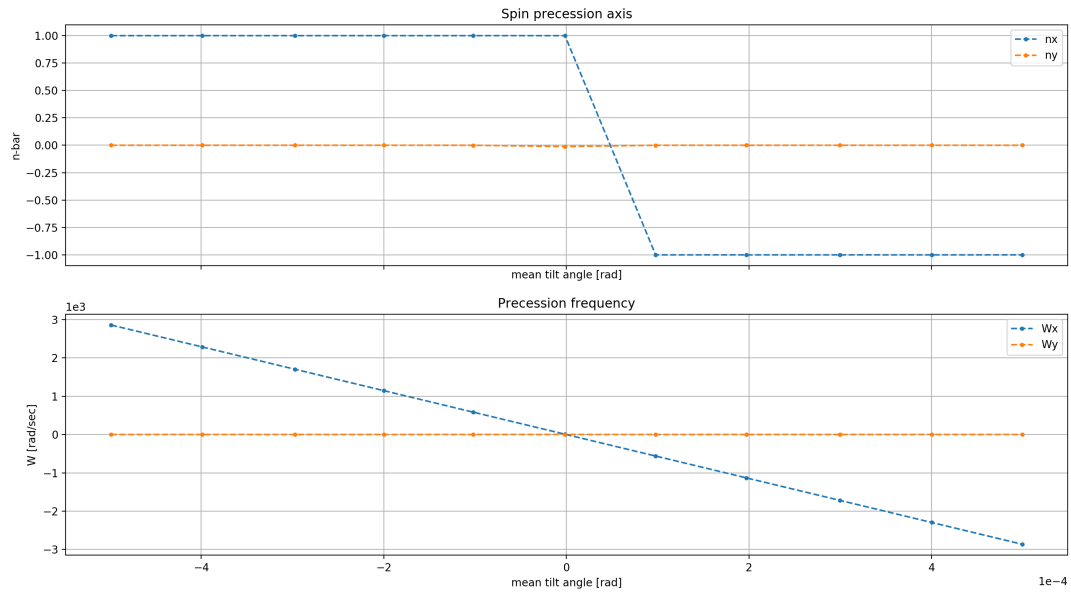


Рис. 4.3: Ось прецессии спина и частоты прецессии для неидеальной FS структуры, при наклонах E+V элементов.

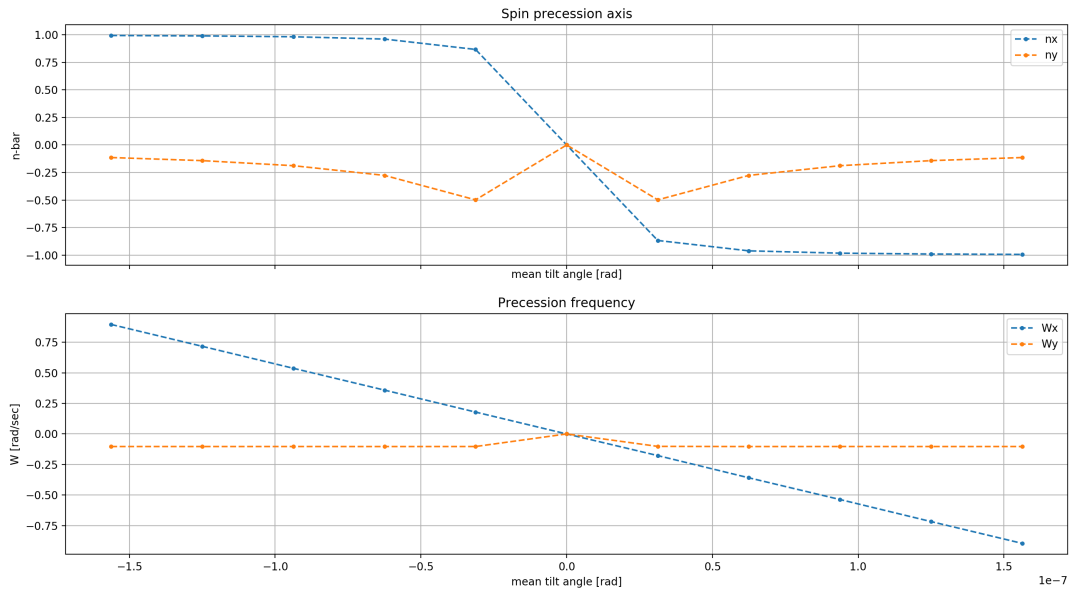


Рис. 4.4: Три пары противоположно наклонённых E+V элементов, плюс некомпенсированный элемент.

4.3 Декогеренция

При проведении нижеследующих тестов симулировалась инъекция плоского, гауссовского пучка в структуру с замороженным спином. Инжектируемые пучки состояли из 30 частиц, распределённых в плоскости $y - z$ как $y \sim N(y_0, 10^{-4})$ [м]; $x, d = 0$. Оффсет y_0 варьировался в диапазоне $[-1, +1]$ мм. Начальное направление спин-векторов всех частиц — продольное: $\mathbf{S}(t = 0) = (0, 0, 1)$.

Также в структуре варьировалось значение градиента GSY секступоля, модулирующего декогеренцию в вертикальной плоскости. GSY менялся в диапазоне $[GSY0 - 5 \cdot 10^{-3}, GSY0 + 5 \cdot 10^{-3}]$, где $GSY0 = -2.5e-3$ — оптимальное значение градиента для идеальной структуры.

На каждое значение градиента приходится 10 инъекций.

Пучок инжектировался на энергии 270.0092 МэВ (строгий FS), в структуру с неточно-установленными E+V спин-ротаторами.

Наклоны E+V элементов генерировались из распределения $N(0, 5 \cdot 10^{-4})$ радиан. При симуляциях использовалась энергия строгой заморозки спина, а не, например, близкая к ней 270 МэВ, для того, чтобы минимизировать вертикальную компоненту оси прецессии. Матрицы перехода орбитального и спинового движений строятся до третьего порядка разложения ряда Тейлора, чтобы обеспечить устойчивость процедуры TSS COSY Infinity. [?]

Далее ансамбль начальных значений, представляющий пучок, трекается через структуру на протяжении $1.2 \cdot 10^6$ оборотов, что примерно эквивалентно 1.2 секундам. Каждые 800 оборотов производится запись необходимых для анализа данных.

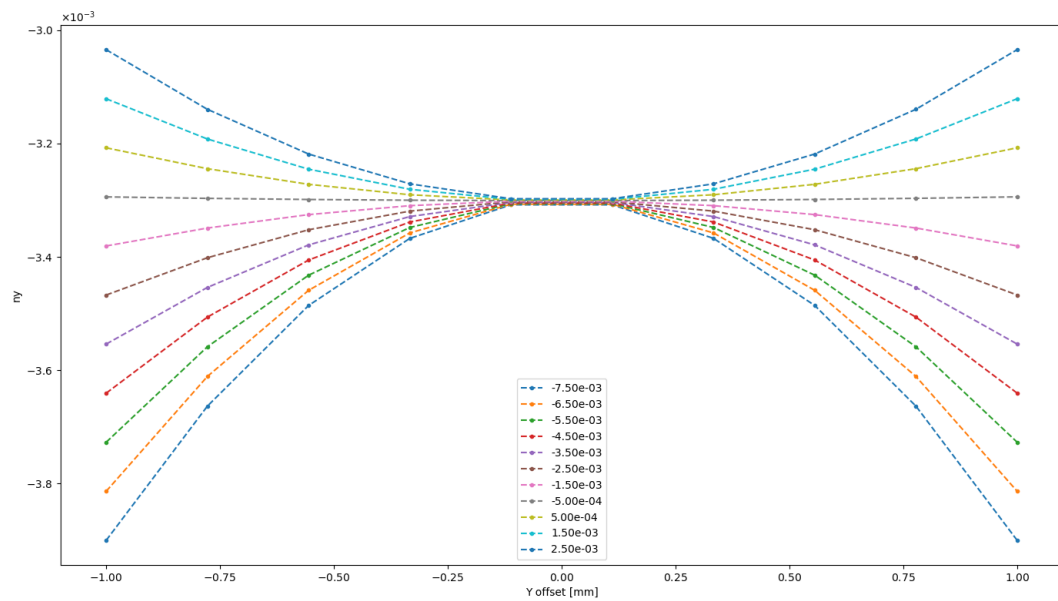
Собираемые данные: а) результаты вычислений процедуры TSS: спин-тюн ν_s и компоненты вектора оси инвариантного спина \vec{n} , а также б) компоненты спина (S_X, S_Y, S_Z) , и фазового пространства (X, A, Y, B, T, D) .

Из данных по компонентам спина вычисляется поляризация банча по формуле

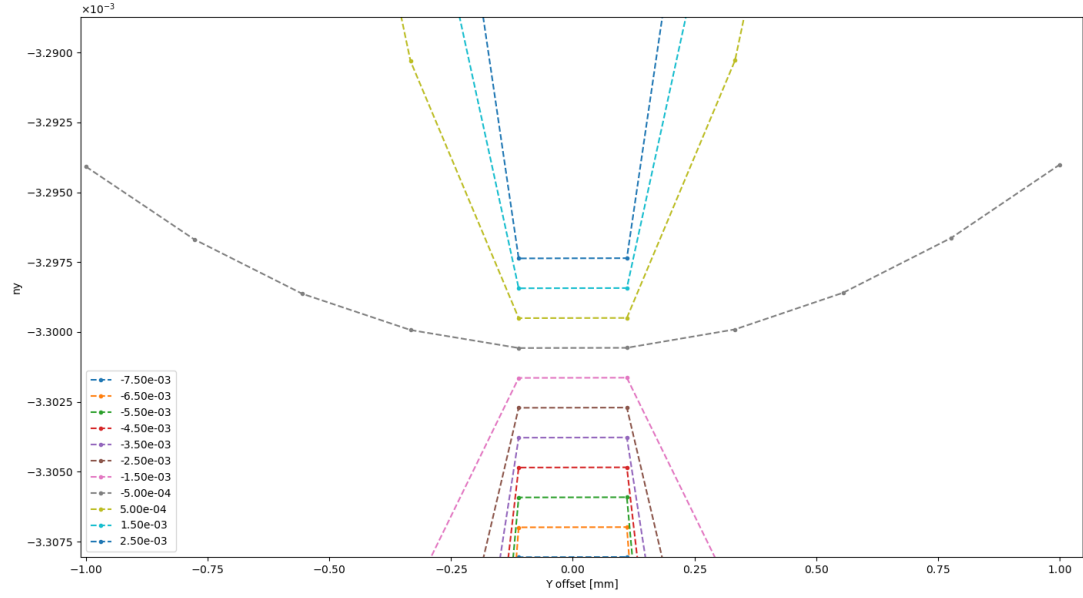
$$\mathbf{P} = \frac{\sum_i \mathbf{s}_i}{|\sum_i \mathbf{s}_i|}.$$

Поляризация фидруется функцией $f(t; a, f, \phi) = a \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t + \phi)$, оцениваются все три параметра $(\hat{a}, \hat{f}, \hat{\phi})$.

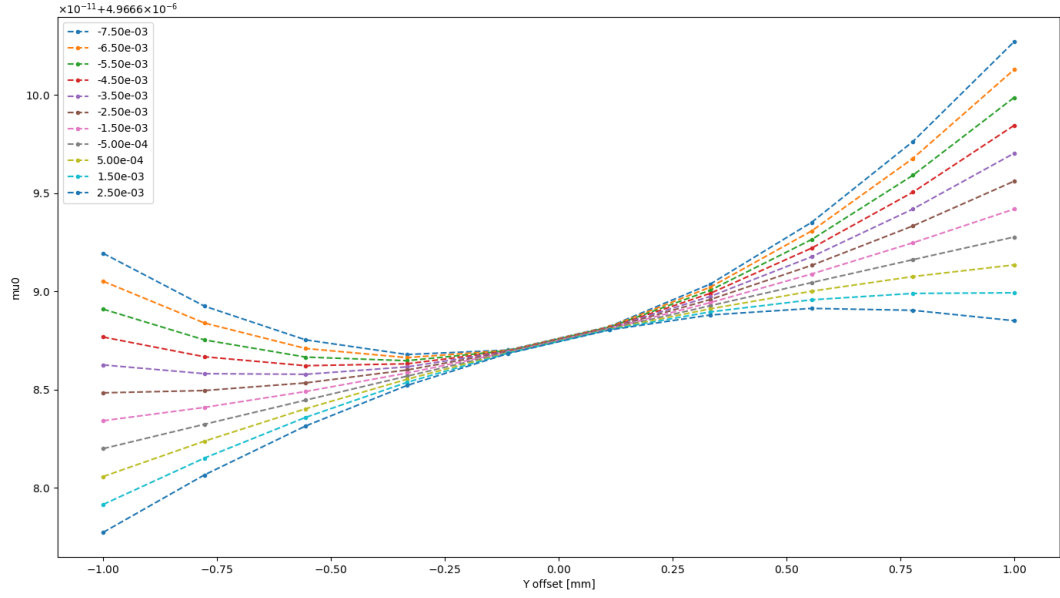
4.3.1 Симуляция эффекта подавления декогеренции спина в вертикальной плоскости при помощи сексту-полей



(а) Вертикальная компонента оси прецессии спина \bar{n}_y в зависимости от вертикального смещения центра пучка.

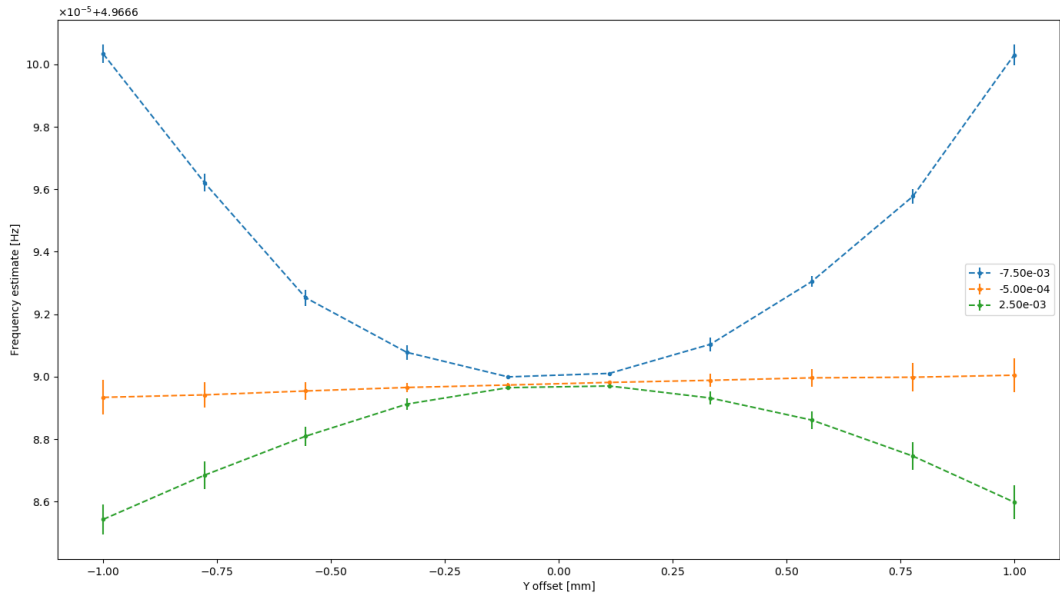


(b) Детализовка Рисунка 4.5а. Вертикальная компонента \bar{n}_y (и \bar{n}_x) параболична вокруг референсной орбиты при оптимальном значении градиента GSY Y-секступоля, в отличии от nu_s , который линеен.

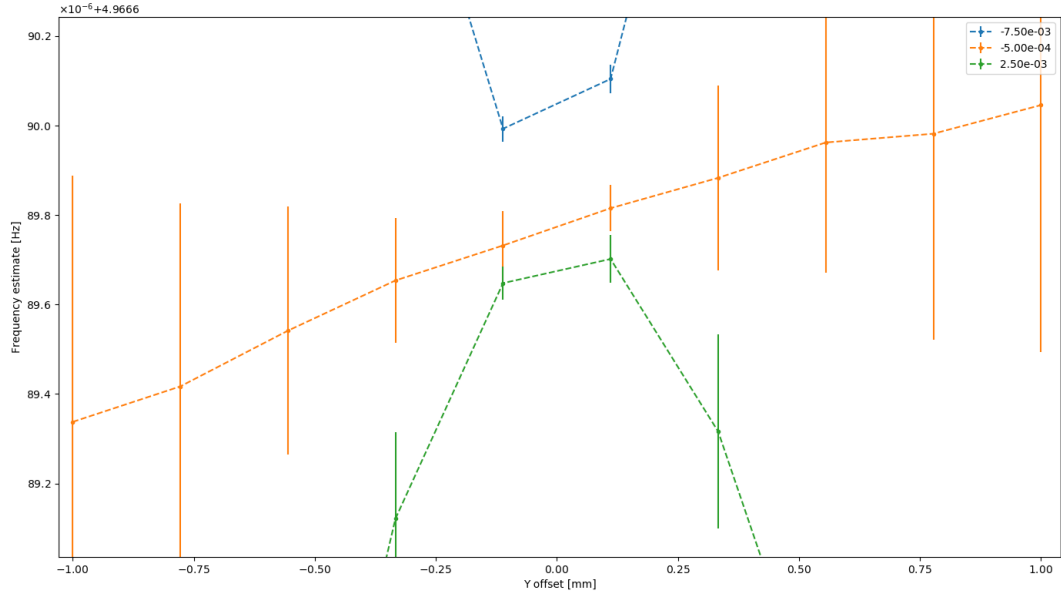


(с) Спин-тюн ν_s .

Рис. 4.5: Данные DECON построенные для каждого значения градиента GSY в зависимости от вертикального оффсета пучка.



(а) Полный диапазон.



(b) Детализировка Рисунка 4.6а. Оценка частоты колебаний вертикальной компоненты поляризации зависит от начального оффсета пучка линейно, как спин-тюн ν_s , а не как \bar{n}_y .

Рис. 4.6: Оценка частоты прецессии поляризации пучка в вертикальной плоскости в зависимости от начального оффсета пучка от референсной орбиты для оптимального значения градиента GSY секступоля (оранжевый), и двух значений на противоположных концах рассматриваемого спектра значений GSY.

4.3.2 Исследование зависимости оценки частоты прецессии поляризации банча от спин тьюна и прецессии оси стабильного спина

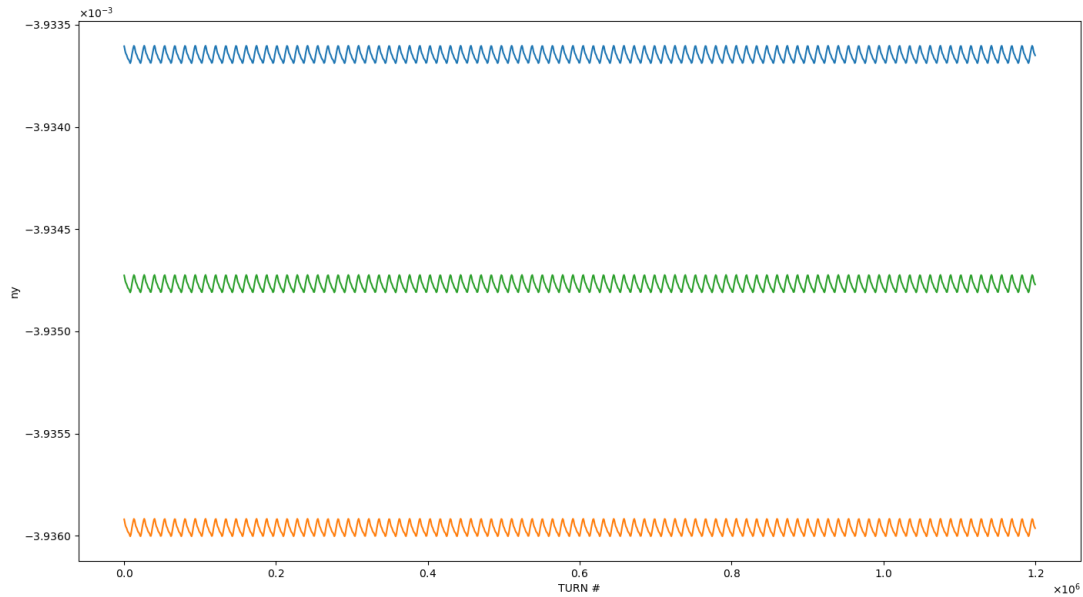
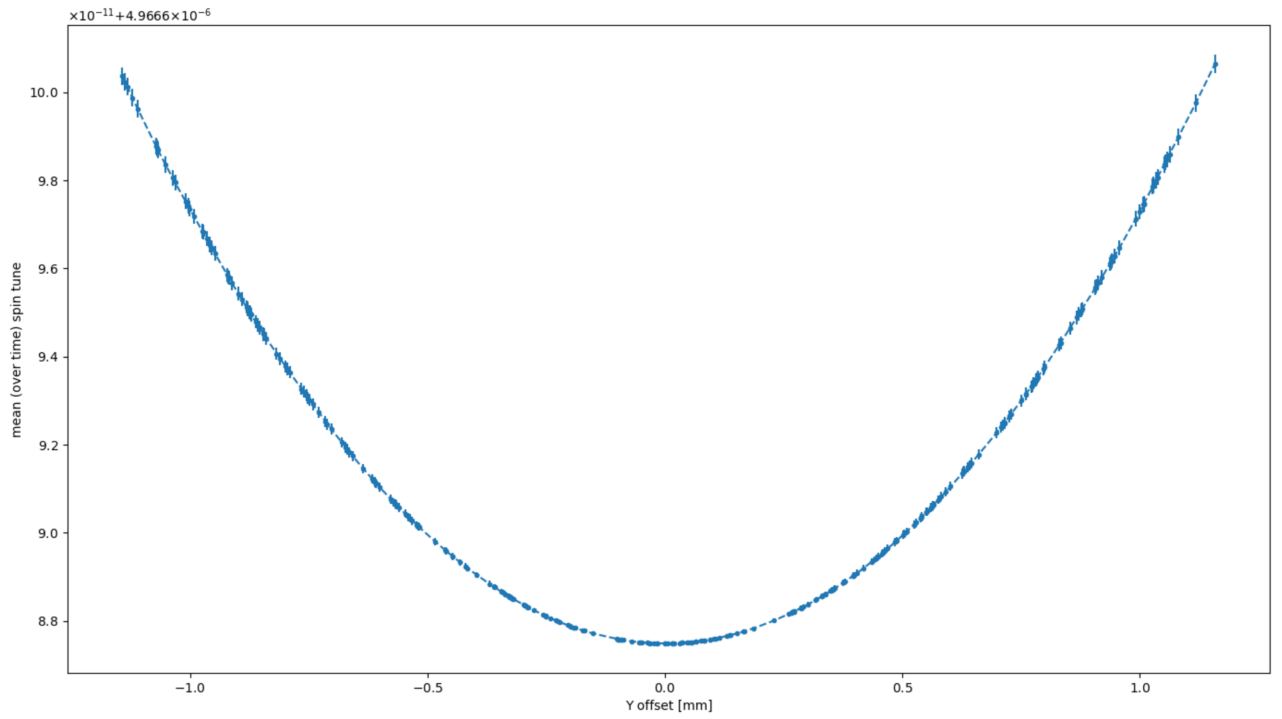
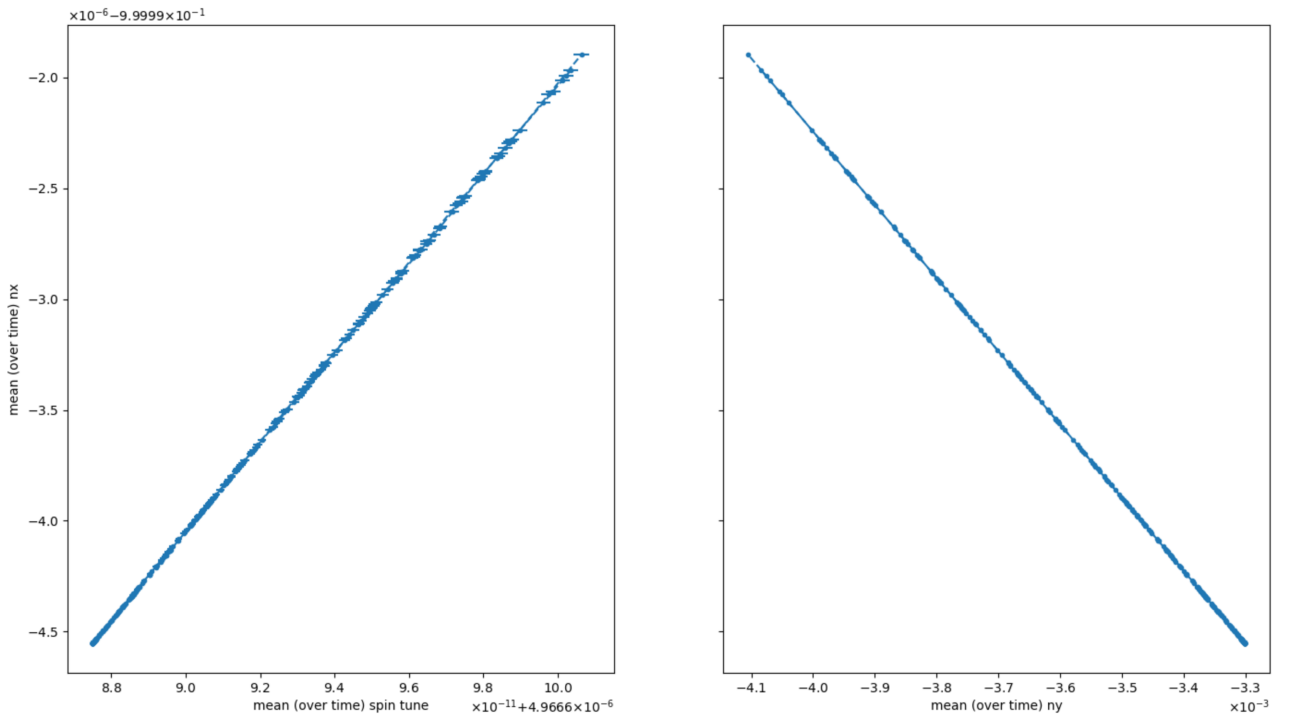


Рис. 4.7: Вертикальная компонента \bar{n} для частиц с оффсетами, соответственно: $[1.02749, 1.02937, 1.02840]$ мм. Мы наблюдаем быстрые осцилляции вокруг некоторого среднего уровня. Этот средний уровень изменяется параболически с вертикальным оффсетом частиц (см. Рисунок 4.8 ниже). Быстрые осцилляции вызваны бетатронным движением (см. Рисунки 4.9, 4.10).



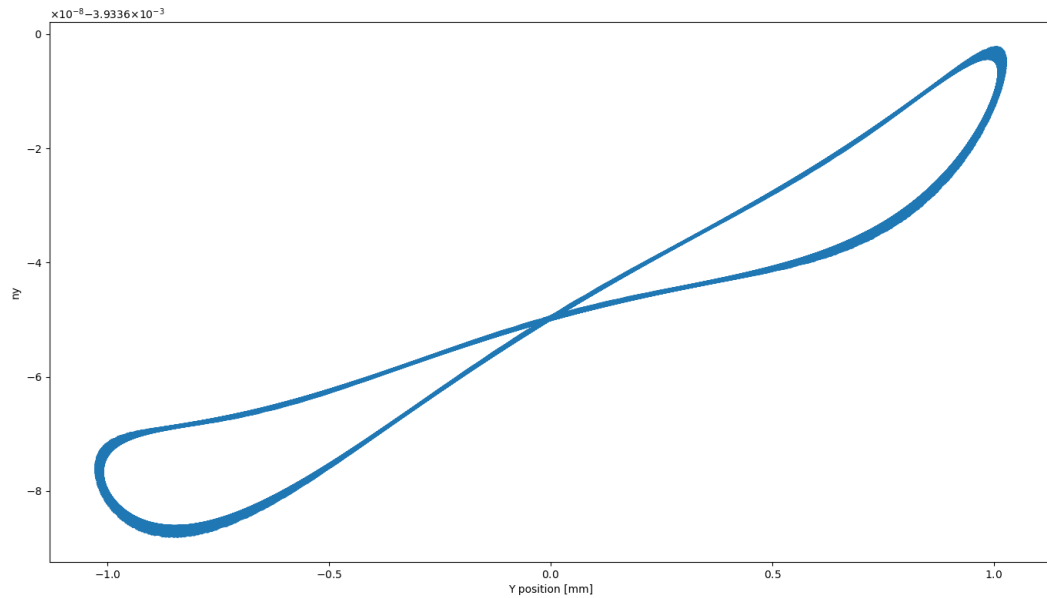
(a) Средний уровень спин тюна в зависимости от вертикального сдвига пучка



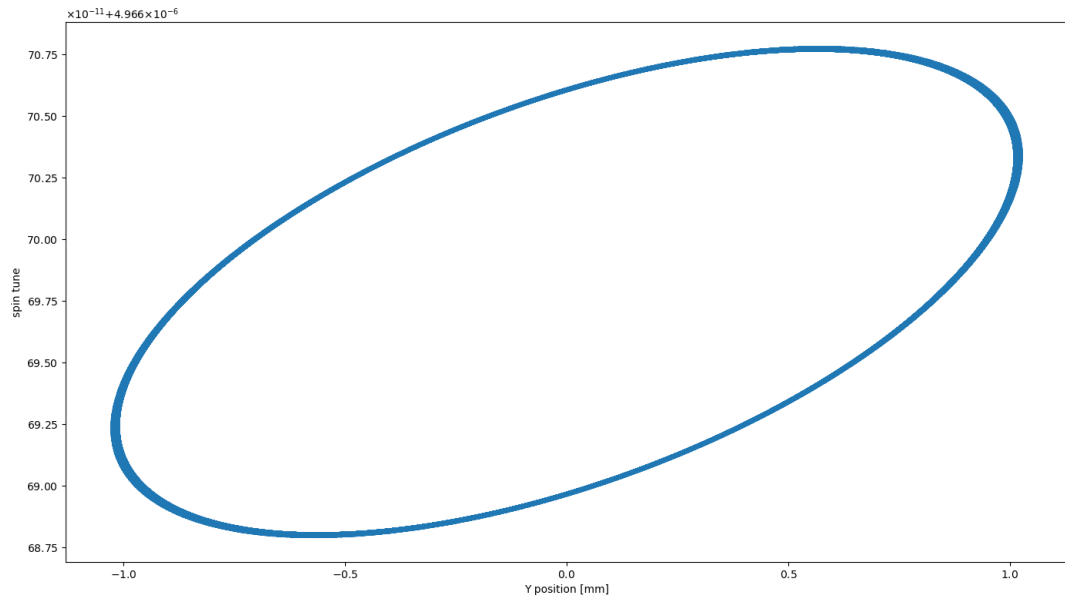
(b) Связь средних уровней компонент \bar{n} и спин тюна

Рис. 4.8: Средние уровни спин тюна и оси стабильного спина в зависимости от начального вертикального сдвига пучка и друг друга. Видно, что спин тюн и ось прецессии спина жёстко связаны между собой.

На Рисунке 4.8 видно, что средние уровни компонент оси прецессии спина связаны линейно со средним уровнем спина; в связи с этим следует вывод, что использование секступольных полей выравнивает не только скорости вращения спинов частиц вокруг их собственных осей прецессии в некотором диапазоне вокруг замкнутой орбиты, но также и направления самих осей.

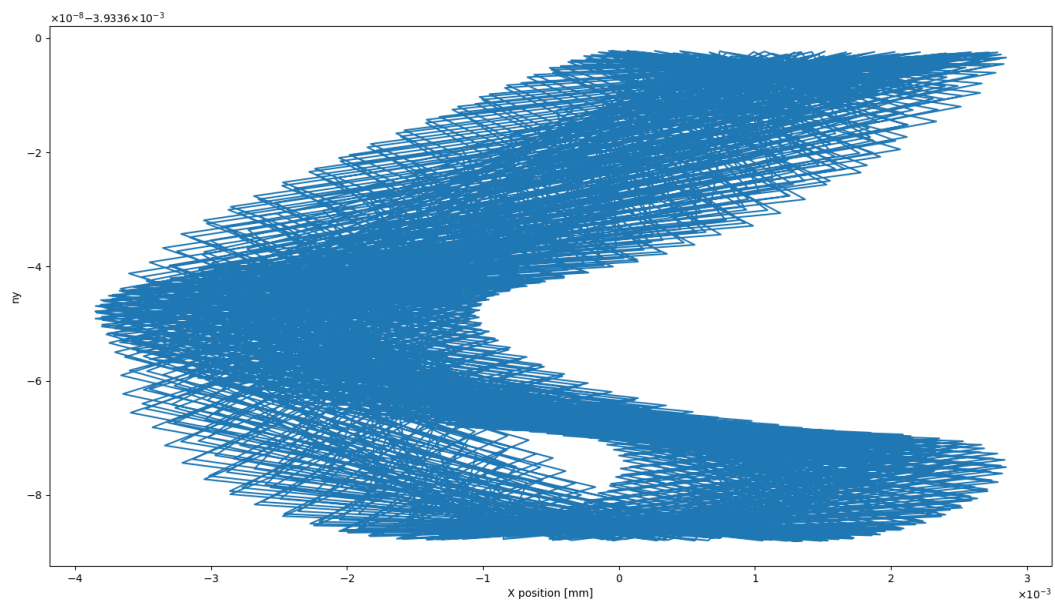


(а) Вертикальная компонента \bar{n} в зависимости от вертикального положения.

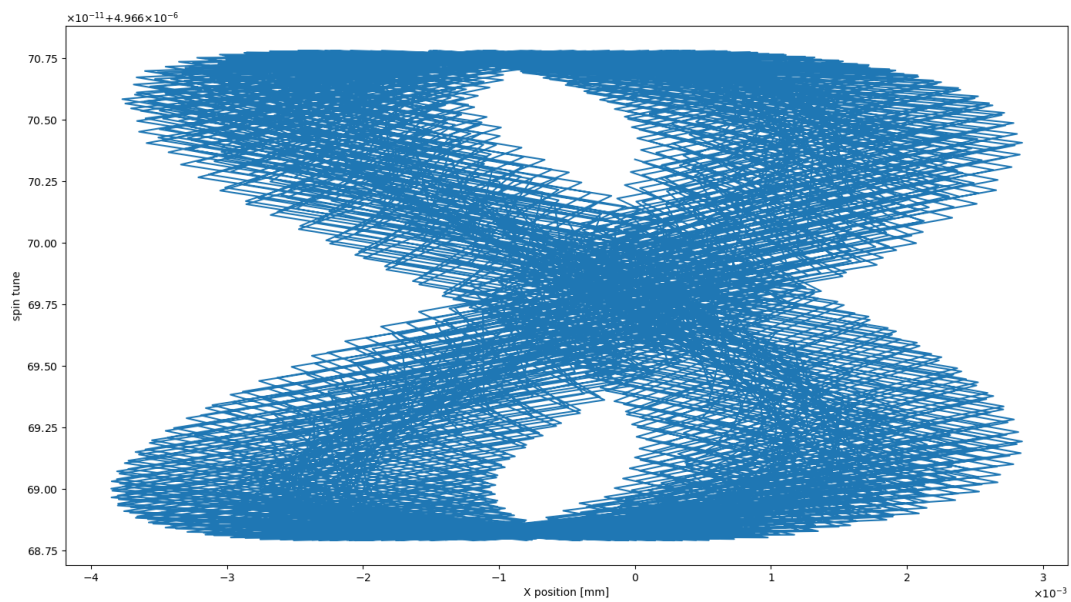


(b) Спин-тюн в зависимости от вертикального положения.

Рис. 4.9: Частота прецессии частицы в зависимости от её вертикального оффсета. Выраженная нефункциональность зависимости параметров от вертикального положения частицы, отражённая на рисунках — следствие их зависимости также и от радиального положения частицы, которое также осциллирует на малой амплитуде (см. Рисунок 4.10).



(а) Вертикальная компонента \bar{n} в зависимости от радиального положения.



(б) Спин-тюн в зависимости от радиального положения.

Рис. 4.10: Частота прецессии спина в зависимости от радиального положения частицы.

4.4 Калибровка величины ведущего магнитного поля с помощью частоты прецессии поляризации пучка в горизонтальной плоскости

Симуляции и анализ данных по этому поводу ещё ведутся.

Глава 5

Результаты обобщения и систематизации результатов проведённых исследований

В процессе проведения работы было определено следующее:

1. обоснованная длительность цикла измерений находится в диапазоне от двух до трёх постоянных времени жизни поляризации τ_d ;
2. при этом, статистически нет препятствий получению верхнего предела оценки ЭДМ дейтрона на уровне $10^{-29} \text{ e} \cdot \text{cm}$ за полное время измерений в один год;
3. скорость паразитного МДМ вращения линейно зависит от среднего угла наклона спин-ротаторов, и не зависит от конкретной реализации распределения наклонов;
4. при этом, величина этой скорости достаточно велика, чтобы сделать непрактичным оригинальный FS метод измерения ЭДМ;
5. возможно использование секступольных полей для подавления декогеренции спина и, соответственно, увеличения времени жизни поляризации τ_d ;

6. использование секступольных полей одновременно выравнивает как скорости вращения спин-векторов частиц вокруг их собственных осей прецессии спина, так и направления самих этих осей, в некоторой области вокруг референсной орбиты;
7. *среднее* (по времени) направление оси прецессии спина частицы зависит от *амплитуды* бетатронных колебаний, но не от конкретного положения частицы в поперечной плоскости вакуумной камеры.

Глава 6

Оценка достоверности и достаточности данных исследования

Глава 7

Заключения и выводы

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Joerg Pretz. Measurement of Permanent Electric Dipole Moments of Proton, Deuteron and Light Nuclei in Storage Rings. Groningen, Germany; 2012. Available from: http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public_files/usual_event/2012-06-18_J.Pretz_SSP2012.pdf.
- [2] D Anastassopoulos, V Anastassopoulos, D Babusci. AGS Proposal: Search for a permanent electric dipole moment of the deuteron nucleus at the 10²⁹ e · cm level. BNL; 2008. Available from: https://www.bnl.gov/edm/files/pdf/deuteron_proposal_080423_final.pdf.
- [3] Anastassopoulos V, Andrianov S, Baartman R, Bai M, Baessler S, Benante J, et al. A Storage Ring Experiment to Detect a Proton Electric Dipole Moment. Review of Scientific Instruments. 2016 Nov;87(11):115116. ArXiv: 1502.04317. Available from: <http://arxiv.org/abs/1502.04317>.
- [4] Eremey Valetov. FIELD MODELING, SYMPLECTIC TRACKING, AND SPIN DECOHERENCE FOR EDM AND MUON G-2 LATTICES. Michigan State University. Michigan, USA;. Available from: http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public_files/theses/valetovphd.pdf.
- [5] S R Mane. Spin Wheel. arXiv:150901167 [physics]. 2015 Sep;ArXiv: 1509.01167. Available from: <http://arxiv.org/abs/1509.01167>.

- [6] Senichev Y, Aksentev A, Ivanov A, Valetov E. Frequency domain method of the search for the deuteron electric dipole moment in a storage ring with imperfections. arXiv:1711.06512 [physics]. 2017 Nov;ArXiv: 1711.06512. Available from: <http://arxiv.org/abs/1711.06512>.
- [7] I A Koop. Asymmetric energy colliding ion beams in the EDM storage ring. In: Beam Dynamics and Electromagnetic Fields. Shanghai, China; 2013. p. 1961–1963. Available from: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/ipac2013/papers/tupwo040.pdf>.
- [8] Dennis Eversmann. Analysis of the Spin Coherence Time at the Cooler Synchrotron COSY. Rheinisch-Westfaelische Technische Hochschule Aachen (RWTH). Aachen; 2013. Available from: http://www.physik.rwth-aachen.de/fileadmin/user_upload/www_physik/Institute/Inst_3B/Mitarbeiter/Joerg_Pretz/DEMasterarbeit.pdf.
- [9] Senichev Y, Zyuzin D. SPIN TUNE DECOHERENCE EFFECTS IN ELECTRO- AND MAGNETOSTATIC STRUCTURES. In: Beam Dynamics and Electromagnetic Fields. vol. 5. Shanghai, China: JACoW; 2013. p. 2579–2581. OCLC: 868251790. Available from: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2013/papers/wepea036.pdf>.
- [10] Saleev A, Nikolaev NN, Rathmann F, Augustyniak W, Bagdasarian Z, Bai M, et al. Spin tune mapping as a novel tool to probe the spin dynamics in storage rings. Physical Review Accelerators and Beams. 2017 Jul;20(7). ArXiv: 1703.01295. Available from: <http://arxiv.org/abs/1703.01295>.