

# Компенсация влияния несовершенства структуры Нуклotronа/ОИЯИ на поляризацию протонов в области целого спинового резонанса (Миниобзор)

Ю. Н. Филатов<sup>+∇1)</sup>, А. М. Кондратенко<sup>+,\*</sup>, Н. Н. Николаев<sup>+×∇</sup>, Ю. В. Сеничев<sup>+,○</sup>,  
М. А. Кондратенко<sup>+,\*</sup>, С. В. Виноградов<sup>+,○</sup>, Е. Д. Цыплаков<sup>+,○</sup>, А. И. Чернышов<sup>+,○</sup>, А. В. Бутенко<sup>∇</sup>,  
С. А. Костромин<sup>∇</sup>, В. П. Ладыгин<sup>∇</sup>, Е. М. Сыресин<sup>∇</sup>, Е. А. Бутенко<sup>∇</sup>, И. Л. Гурылева<sup>+∇</sup>,  
А. А. Мельников<sup>+○×</sup>, А. Е. Аксентьев<sup>+,○</sup>

<sup>+</sup>Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

<sup>\*</sup>Научно-техническая лаборатория “Заряд”, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>○</sup>Институт ядерных исследований РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

<sup>∇</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 19 сентября 2024 г.

После переработки 27 сентября 2024 г.

Принята к публикации 28 сентября 2024 г.

В управлении спинами сталкивающихся пучков, которое является ключевым аспектом для работы коллайдеров поляризованных частиц NICA (ОИЯИ, Дубна, Россия) и EIC (BNL, Брукхейвен, США), есть открытые вопросы. Единственно реалистичный для управления поляризацией дейtronов режим спиновой прозрачности все еще не апробирован экспериментально. При существующей конфигурации ускорительных колец в ОИЯИ пилотный эксперимент по спиновой прозрачности возможен с протонами на синхротроне Нуклotron на целом спиновом резонансе. Анализируется динамика поляризации протонов при быстром пересечении целого резонанса с управляющими спиновыми навигаторами на основе штатных корректирующих орбит диполей. Разработана схема компенсации когерентного влияния на спин ошибок установки и изготовления магнитных элементов структуры Нуклotronа, основанная на измерении спинового поля несовершенства структуры по адиабатическому отклонению спинов в области резонанса с учетом синхротронной модуляции энергии. Компенсация мощности целых резонансов возможна вплоть до ограничений, связанных с орбитальными эмиттансами пучка. Результаты проведенного численного моделирования предлагаемого спинового компенсатора подтверждают возможность экспериментальной верификации режима спиновой прозрачности в присутствии сильного искажения замкнутой орбиты несовершенством структуры Нуклotronа.

DOI: 10.31857/S0370274X24110233, EDN: SLKPVJ

**Введение.** В Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна) вводится в эксплуатацию ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Если первая стадия работы NICA в режиме коллайдера релятивистских ядер будет посвящена изучению в детекторе MPD (Multi-Purpose Detector) [1, 2] ядерной материи в области кирального фазового перехода, то во второй стадии столкновений поляризованных частиц в детекторе SPD (Spin Physics Detector) [3–5] ключевой

задачей становится управление поляризацией накаленных пучков. Задача управления спином остается ключевой и в аспекте расширения программы спиновой физики в область фундаментальных симметрий [6]: поиска ЭДМ протонов и дейtronов как возможного ключа к загадке барионной асимметрии Вселенной [7–9], поиска аксионов [10–12] и аксионоподобных частиц как вероятного кандидата на темную материю во Вселенной [6, 7, 13–17], проверки Стандартной Модели по несохранению четности при высоких и промежуточных энергиях [18, 5].

<sup>1)</sup>e-mail: filatov.iun@mipt.ru

В настоящее время в лаборатории BNL (Брукхейвен, США) идет активная работа по созданию электрон-ионного коллайдера EIC (Electron Ion Collider) [19]. Ионное кольцо будет реализовано на базе существующего кольца коллайдера RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), который позволяет проводить эксперименты с поляризованными пучками протонов [20]. Для сохранения поляризации в диапазоне энергий до 255 ГэВ в RHIC используются две сибирские змееки, реализованные на спиральных магнитах [21], расположенных в противоположных промежутках коллайдера. Каждая из змеек поворачивает спины на  $180^\circ$  вокруг направлений, лежащих в плоскости коллайдера и составляющих углы со скоростью  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$ , что обеспечивает значение спиновой частоты равным половине для любой энергии. Устойчивая поляризация направлена вдоль вертикали в арках коллайдера и меняет знак после прохождения каждой змееки. Продольная поляризация обеспечивается с помощью двух спиновых ротаторов на спиральных магнитах, расположенных с обоих сторон детектора: первый поворачивает поляризацию из вертикального в продольное направление, а второй возвращает поляризацию обратно в вертикальное направление. Характерный интеграл поля для каждого ротатора или каждой змееки составляет около 25 Тл·м. Особую роль при проведении спиновых исследований в EIC играют поляризованные дейtronы и ядра гелий-3, так как они открывают возможность проведения экспериментов с поляризованными нейтронами. Для управления поляризацией ядрами гелий-3 можно использовать схему управления с двумя спиральными змееками. Однако для дейtronов, из-за малого значения гиромагнитного отношения, схема со змееками не применима, так как для змеек потребуется интеграл поперечного поля на два порядка больший, чем для протонов. В работе [22] рассматривалась возможность получения вертикальной поляризации дейtronов во всем диапазоне энергий RHIC, за исключением дискретных значений энергий, соответствующих целым спиновым резонансам, поляризация которых стабилизировалась с помощью частичных сибирских змеек.

Новая концепция управления вектором поляризации пучков адронов – режим спиновой прозрачности (ST-режим) – позволяет реализовать в коллайдерах контроль направления поляризации любого сорта частиц, в том числе и дейtronов [23–25]. В этом режиме полностью компенсируется действие структурных элементов магнитной системы ускорителя на спин при движении частицы по дизайн-орбите. В ST-

режиме управление поляризацией осуществляется с помощью специальных спиновых ротаторов на базе слабых магнитных полей – спиновых навигаторов [26–28]. Требуемый интеграл магнитных полей спиновых навигаторов как минимум на два порядка меньше, чем для спиновых ротаторов, использующихся в RHIC.

Впервые идея спиновой прозрачности была сформулирована в работе для управления поляризацией протонов и дейtronов в кольцах формы “восьмь” [23]. Далее идеи спиновой прозрачности были расширены и на традиционные коллайдеры формы “рейст-рек”. Установка двух идентичных сибирских змеек в противоположные промежутки традиционного коллайдера обеспечивает ST-режим во всем диапазоне энергий [29]. Для реализации столкновений поляризованных пучков протонов и дейtronов в комплексе NICA планируется использовать ST-режим с двумя соленоидальными змееками [30].

ST-режим может быть реализован и без использования сибирских змеек в традиционных коллайдерах на дискретных значениях энергий, соответствующих целым спиновым резонансам [31]. Манипуляция направлением поляризации дейtronов во время проведения эксперимента в традиционных кольцах в ST-режиме на целых резонансах является реалистичным сценарием как для существующего коллайдера RHIC (EIC), так и для строящегося коллайдера NICA. Более того, использование соленоидальных змеек позволит проводить исследования с поляризованными дейtronами в непрерывном диапазоне энергий NICA.

Для проведения высокоточных экспериментов с поляризованными пучками необходима разработка системы многократных переворотов спинов (системы спин-флипа) без существенной потери степени поляризации, которая позволяет значительно уменьшить систематические ошибки в поляризационных экспериментах. В коллайдере RHIC система спин-флипа основана на пересечении спинового резонанса, индуцированного высокочастотным (ВЧ) полем. Пересечение резонанса осуществляется за большое число оборотов путем адиабатического изменения частоты ВЧ-поля. Эффективность спин-флипа протонов в этом случае составила около 97 % в диапазоне энергий до 255 ГэВ [32]. Особенностью такого метода является то, что при каждом пересечении индуцированного ВЧ-резонанса происходит заметная деполяризация пучка на уровне нескольких процентов, что ограничивает максимальное число переворотов спина за время проведения эксперимента. В коллайдере NICA система спин-флипа будет реализована на

базе спинового навигатора, который позволяет поддерживать постоянной спиновую частоту в процессе адиабатической перестройки спинового движения, что исключает резонансную деполяризацию во время манипуляций с направлениями спинов [33].

Запланированный к использованию в комплексе NICA режим спиновой прозрачности требует экспериментальной верификации. При существующей конфигурации колец комплекса NICA такая верификация может быть выполнена в действующем синхротроне Нуклotron, в котором можно организовать ST-режим на целом резонансе (ST-резонансе) для пучка протонов [31].

Для Нуклотрона навигатор на базе двух слабых соленоидов был представлен в работе [33]. Из-за дефицита свободного места в Нуклotronе был предложен альтернативный спиновый навигатор на основе штатных корректирующих диполей [34]. В отличие от традиционных спиновых ротаторов, в которых локализуется отклонение замкнутой орбиты на участке вставки поперечных полей, в предложенном спиновом навигаторе отклонение замкнутой орбиты, индуцируемое штатным корректором, оставляют вдоль всего кольца синхротрона. В результате спины частиц, кроме прямого действия участка с радиальным полем в корректоре, будут также испытывать дополнительное действие, вызванное возникающими радиальными полями в квадруполях при движении частицы вдоль отклоненной замкнутой орбиты. Появляется возможность организовать когерентное сложение действия радиальных полей в квадруполях, приводящее к интерференционному усилинию действия корректирующих диполей на спин.

Интерференционное усиление увеличивается с ростом энергии. Поэтому для проведения пилотного эксперимента с корректирующими диполями целесообразно выбрать целый резонанс, соответствующий максимальной границе диапазона импульсов, в котором решена проблема сохранения поляризации протонов. В структуре Нуклотрона, с числом суперпериодов  $N = 8$ , при выборе вертикальной нормализованной бетатронной частоты (в единицах частоты обращения частицы) в диапазоне  $7 < \nu_y < 8$  максимальное значение целого резонанса равно  $\gamma G = 7$  (здесь  $G$  – аномальная часть гиромагнитного отношения,  $\gamma$  – релятивистский фактор), при котором в процессе ускорения протонов до импульса 3.54 ГэВ/с внутренние резонансы пересекаться не будут [35]. В указанном диапазоне импульсов поляризация при ускорении протонов может быть сохранена с помощью штатных корректирующих диполей и слабого продольного поля с интегралом  $\sim 50$  мТл · м [36].

В работе [37] была предложена система спин-флипа протонов в Нуклotronе на резонансе  $\gamma G = 7$ , которая может быть экспериментально проверена. Навигаторная частота (сила навигатора) задавалась посредством контролируемого отклонения замкнутой орбиты штатными корректирующими диполями, не превышающими 10 мм. При этом полагалось, что действие навигатора на спин значительно превышает действие несовершенства структуры. Отклонение орбиты, индуцированное навигатором, было значительно больше искажения замкнутой орбиты, вызванного неточностью установки и исполнения магнитных элементов Нуклотрона, которое не превышало 1 мм.

Из-за строительства и ввода в эксплуатацию колайдера NICA в настоящее время искажение замкнутой орбиты составляет не несколько миллиметров, как полагалось при проектировании спинового навигатора в работе [37], а достигает значений в несколько сантиметров. В этой связи необходимо расширить возможности системы управления поляризацией на случай, когда искажение орбиты становится сравнимым с ее отклонением, вызываемым навигаторными корректорами. Для этих целей представляется возможным использовать идею компенсации когерентного воздействия на спины несовершенства структуры с помощью слабых магнитных полей, предложенную в работе [34]. Последующее изложение посвящено новым идеям в решении этой актуальной задачи. В развитие идей предыдущих работ [37, 34], посвященных возможности проведения пилотного эксперимента по проверке ST-режима в Нуклotronе, далее излагаются оригинальные результаты по контролю поляризации разработанным на основе штатных корректирующих диполей навигатором, действие которого на спины сравнимо с действием ST-резонанса.

**Спиновая динамика в области ST-резонанса.** В реальной структуре динамика спина в области ST-резонанса представляет собой вращение вокруг итогового поля  $\omega_{\text{tot}}$ , являющегося суммой полей навигатора и ST-резонанса [25, 34]:

$$\omega_{\text{tot}} = \mathbf{h}_{\text{nav}} + \boldsymbol{\omega}. \quad (1)$$

Навигаторное поле  $\mathbf{h}_{\text{nav}}$  описывает динамику спина при движении частицы вдоль замкнутой орбиты, индуцированной поперечными магнитными полями навигатора. Учет влияния на спин дополнительных полей, вызванных несовершенством структуры и бетатронными колебаниями пучка, описывается полем ST-резонанса:

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_{\text{coh}} + \boldsymbol{\omega}_{\text{emit}}. \quad (2)$$

Когерентная часть поля ST-резонанса  $\boldsymbol{\omega}_{\text{coh}}$ , учитывающая когерентное действие на спин ошибок

установки и изготовления магнитных элементов структуры, описывает динамику спина при движении частицы вдоль искаженной этими ошибками замкнутой орбиты. Некогерентная часть  $\omega_{\text{emit}}$ , пропорциональная поперечным эмиттансам пучка, учитывает действие на спин дополнительных магнитных полей, возникающих при движении частиц по орбитам, отклоненным от замкнутой. В Нуклotronе компоненты полей  $\mathbf{h}_{\text{nav}} = (h_x, 0, h_z)$  и  $\omega_{\text{coh}} = (\omega_x, 0, \omega_z)$  лежат в плоскости орбиты ( $xz$ ), а поле  $\omega_{\text{emit}} = (0, \omega_y, 0)$  направлено по вертикали. Навигаторное поле задает нормализованную частоту (в единицах частоты обращения частицы) и ось навигатора:

$$\nu_{\text{nav}} = |\mathbf{h}_{\text{nav}}|, \quad \mathbf{n} = \mathbf{h}_{\text{nav}}/|\mathbf{h}_{\text{nav}}|. \quad (3)$$

Здесь и далее по тексту для частот спинового и орбитального движения термин “нормализованная” будет опускаться. Величина поля ST-резонанса определяет мощность резонанса  $\omega$ . Навигатор будет определять спиновую динамику, если

$$\nu_{\text{nav}} \gg \omega. \quad (4)$$

В этом случае спины частиц, направленные вдоль поля навигатора, будут вращаться внутри конуса вокруг его оси (см. рис. 1)

$$\mathbf{n}_{\text{tot}} = \frac{\omega_{\text{tot}}}{|\omega_{\text{tot}}|} \approx \mathbf{n} + \frac{\omega_{\perp}}{\nu_{\text{nav}}}, \quad \omega_{\perp} = \omega - (\omega \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}. \quad (5)$$

Малый угол раствора  $\psi$  конуса поляризации определяется поперечной к  $\mathbf{n}$ -оси компонентой поля ST-резонанса  $\omega_{\perp}$ :

$$\psi \approx \omega_{\perp}/\nu_{\text{nav}}. \quad (6)$$

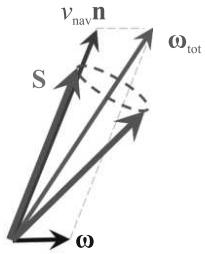


Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика спина в присутствии навигатора и поля ST-резонанса

Спины частиц, направленные вдоль оси навигатора  $\mathbf{n}$ , будут совершать устойчивое периодическое движение. Напротив, движение спинов частиц, направленных поперечно к оси навигатора, будет неустойчивым, так как спины частиц будут размешиваться из-за разброса спиновой частоты  $\omega_{\text{tot}}$ .

В Нуклotronе спиновая частота пропорциональна энергии, что приводит к дополнительным ограничениям на поля спиновых навигаторов из-за синхротронных колебаний, которые расщепляют ST-резонанс на серию сателлитных резонансов [38]. Для того, чтобы спиновый навигатор осуществлял адиабатический захват спинов в области ST-резонанса, помимо условия (4), необходимо выполнить дополнительное условие [31, 33]

$$\nu_{\text{nav}} \gg \max(\nu_{\gamma}, \sigma_{\gamma}), \quad (7)$$

где  $\sigma_{\gamma} = G\Delta\gamma$  – амплитуда синхротронной модуляции спиновой частоты,  $\nu_{\gamma}$  – частота синхротронных колебаний. При этом направление спинового поля незначительно отклоняется от оси навигатора.

**Компенсация когерентной части поля ST-резонанса в Нуклotronе.** Коррекция мощностей целых резонансов с целью их быстрого пересечения при ускорении протонов успешно применялась в 1970-х гг. в синхротронах ZGS и AGS [39, 40]. В AGS коррекция осуществлялась с помощью 96 ВЧ-дипольных корректоров, осциллирующих на частотах, соответствующих резонансам  $\gamma G = k$  с подходящими амплитудами и фазами, которые подбирались в процессе многократных измерений степени поляризации после ускорения пучка. Процесс коррекции оказался трудоемким и впоследствии для минимизации деполяризации при пересечении целых резонансов стала использоваться частичная сибирская змейка, обеспечивавшая их адиабатическое пересечение [41, 42].

С развитием метода спиновой прозрачности для эффективного управления вектором поляризации с помощью предельно малых квазистационарных полей, помимо уменьшения мощностей целых резонансов, возникла задача полной компенсации влияния на спины несовершенств структуры. Полная компенсация такого влияния открывает уникальные возможности по проведению прецизионных экспериментов с поляризованными пучками, таких как поиск электрического дипольного момента [6–9] и поиск аксионоподобных частиц [6, 7, 15, 16].

Идея компенсации мощности ST-резонанса с помощью спиновых компенсаторов на основе слабых стационарных магнитных полей была предложена в работах [34, 43]. После измерения когерентной части поля ST-резонанса спиновый компенсатор по своей сути является навигатором, который индуцирует спиновое поле

$$\mathbf{h}_{\text{comp}} = -\omega_{\text{coh}}. \quad (8)$$

После компенсации спиновое движение будет эквивалентно динамике спинов в идеальной структуре

синхротрона, в котором поле ST-резонанса связано лишь с бетатронными и синхротронными колебаниями пучка. Спиновый компенсатор позволяет расширить область, в которой навигатор будет определять спиновую динамику для случая, когда

$$\nu_{\text{nav}} \sim \omega_{\text{coh}}, \quad \nu_{\text{nav}} \gg \omega_{\text{emit}}. \quad (9)$$

Измерение компонент поля ST-резонанса можно производить различными способами, анализируя проекции вектора поляризации. Например, в работе [34] радиальную и продольную компоненты  $\omega_{\text{coh}}$  предлагалось определить, находясь непосредственно в ST-резонансе, измеряя последовательно радиальные компоненты поляризации при стабилизации навигатором в поляриметре продольных и радиальных осей с противоположными знаками. В настоящее время в ОИЯИ имеющиеся поляриметры позволяют измерять в Нуклotronе только вертикальную поляризацию пучка [44–46], поэтому рассмотрим процедуры определения поля ST-резонанса по измерению вертикальной компоненты спинов.

При отстройке от ST-резонанса на величину  $\varepsilon$  вертикальная компонента поляризации равна [38]

$$P_y = P_\infty \frac{\varepsilon + \omega_{\text{emit}}}{\sqrt{(\varepsilon + \omega_{\text{emit}})^2 + \Omega_\perp^2}}, \quad \varepsilon = \gamma G - k, \quad (10)$$

где  $P_\infty$  – поляризация вдали от ST-резонанса, а  $\Omega_\perp$  задается полем навигатора и когерентной частью поля ST-резонанса

$$\Omega_\perp^2 = |\mathbf{h}_{\text{nav}} + \omega_{\text{coh}}|^2. \quad (11)$$

Измеряя зависимости вертикальной компоненты поляризации  $P_y(\varepsilon)$  в зависимости от отстройки от резонанса при различных направлениях поля навигатора, можно определить компоненты когерентной части поля ST-резонанса. Экспериментально определяя величины  $\Omega_{x+}$ ,  $\Omega_{x-}$  и  $\Omega_{z+}$ ,  $\Omega_{z-}$ , которые соответствуют  $\Omega_\perp$  в формуле (11) при стабилизации навигатором радиального,  $\mathbf{h}_{\text{nav}} = \pm \nu_{\text{nav}} \mathbf{e}_x$ , и продольного,  $\mathbf{h}_{\text{nav}} = \pm \nu_{\text{nav}} \mathbf{e}_z$ , направлений с противоположными знаками, получим соответственно следующие компоненты поля ST-резонанса:

$$\omega_x = \frac{\Omega_{x+}^2 - \Omega_{x-}^2}{4\nu_{\text{nav}}}, \quad \omega_z = \frac{\Omega_{z+}^2 - \Omega_{z-}^2}{4\nu_{\text{nav}}}. \quad (12)$$

При таком определении компонент поля  $\omega_{\text{coh}}$  важно, чтобы в процессе сканирования вертикальной компоненты поляризации выполнялось условие адиабатического движения спинов. С учетом (7) такой подход применим для области, где

$$\omega_{\text{coh}} \gg \max(\nu_\gamma, \sigma_\gamma), \quad \nu_{\text{nav}} \sim \omega_{\text{coh}}. \quad (13)$$

При достаточно точном определении величин  $\Omega_{x+}$ ,  $\Omega_{x-}$  и  $\Omega_{z+}$ ,  $\Omega_{z-}$  область применимости метода можно расширить и на случай, когда условие адиабатического движения спинов обеспечивается навигатором:

$$\omega_{\text{coh}} \sim \max(\nu_\gamma, \sigma_\gamma), \quad \nu_{\text{nav}} \gg \omega_{\text{coh}}. \quad (14)$$

Для малых значений мощности когерентной части ST-резонанса, когда

$$\omega_{\text{coh}} \ll \max(\nu_\gamma, \sigma_\gamma), \quad (15)$$

определение поля  $\omega_{\text{coh}}$  по адиабатическому отклонению поляризации становится нецелесообразным. В этом случае для измерения  $\omega_{\text{coh}}$  более эффективно использовать изменение вертикальной проекции поляризации после быстрого пересечения области ST-резонанса. При пересечении уединенного ST-резонанса с постоянной скоростью  $\varepsilon'$  компоненты вертикальной поляризации до и после пересечения связаны формулой Фруассара–Стора (FS-пересечение) [47]

$$P_y^{\text{after}} = P_y^{\text{before}} \left( -1 + 2 \exp \left( -\frac{\pi \Omega_\perp^2}{2 \varepsilon'} \right) \right), \quad (16)$$

где  $\Omega_\perp$  из формулы (11) учитывает вклад поля навигатора и поля ST-резонанса, а нормализованная скорость пересечения резонанса определяется темпом подъема поля в арочных диполях

$$\varepsilon' = R \frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{eGR\rho}{mc^3} \left( \frac{dB}{dt} \right). \quad (17)$$

Здесь  $2\pi R$  – длина дизайн-орбиты,  $z$  – продольная координата вдоль нее, а  $\rho$  – радиус орбиты в арочных диполях.

Формула (16) применима и с учетом синхротронных колебаний энергии в случае быстрого пересечения резонанса при условии

$$\Omega_\perp^2 \ll \varepsilon', \quad (18)$$

когда результат пересечения всех сателлитных резонансов эквивалентен пересечению уединенного резонанса без учета синхротронной модуляции энергии.

На практике удобно использовать быстрое FS-пересечение ST-резонанса, варьируя темп подъема поля, чтобы относительное изменение вертикальной проекции поляризации после пересечения составило 10–30 %. Сначала, можно определить по формуле (16) величину когерентной части ST-резонанса с выключенным навигатором. Направление поля  $\omega_{\text{coh}}$  можно определить по скалярному произведению  $(\omega_{\text{coh}} \cdot \mathbf{h}_{\text{nav}})$ , измерив изменение поляризации

после быстрого FS-пересечения с включенным навигатором с заданным направлением.

В Нуклotronе, при скорости подъема поля около 1 Тл/с, с помощью быстрого FS-пересечения можно измерить когерентную часть поля ST-резонанса с мощностью  $\omega_{coh} < 10^{-3}$ . В оставшемся диапазоне  $\omega_{coh} > 10^{-3}$  измерение поля  $\omega_{coh}$  лучше производить по адиабатическому отклонению вертикальной поляризации в области ST-резонанса.

**Моделирование компенсации мощности резонанса  $\gamma G = 7$ .** Приведем результаты численного моделирования спиновой динамики, выполненные с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [48], при компенсации мощности резонанса  $\gamma G = 7$ , когда искажения орбиты, вызванные несовершенствами структуры, значительно превышают отклонение замкнутой орбиты, индуцируемое спиновым навигатором на основе корректирующих диполей.

**Спиновый навигатор.** Спиновый навигатор, использующий дипольные корректоры Нуклotronа, для резонанса  $\gamma G = 7$  был представлен в работе [37]. Корректоры в количестве  $N_{dip}$  штук задают итоговое навигаторное поле [34]:

$$\mathbf{h}_{\text{nav}}(z) = \sum_{i=1}^{N_{\text{dip}}} \mathbf{h}_i(z) = \sum_{i=1}^{N_{\text{dip}}} \nu_i \mathbf{n}_i(z), \quad (19)$$

где вклад в парциальные поля  $\mathbf{h}_i$  от каждого  $i$ -го диполя с радиальным полем  $b_{x,i}$  длиной  $L$ , расположенного в месте с координатой  $z_i$ , определяется периодической спиновой функцией отклика  $\mathbf{F}_x$  для режима спиновой прозрачности [49, 50]:

$$\nu_i = \frac{|\mathbf{F}_x(z_i)| b_{x,i} L}{2\pi B\rho}, \quad \mathbf{n}_i(z) = \sum_{j=1}^3 \frac{F_{xj}(z_i)}{|\mathbf{F}_x(z_i)|} \mathbf{s}_j(z). \quad (20)$$

Здесь  $B\rho$  – магнитная жесткость,  $\mathbf{s}_j$  – единичные орты спиновой системы координат, которые в начале координат совпадают с ортами ускорительной системы [51]. При движении частицы по дизайн-орбите спиновые орты  $\mathbf{s}_j(z)$  воспроизводят динамику спинов, изначально направленных вдоль радиального  $\mathbf{e}_x$ , вертикального  $\mathbf{e}_y$  и продольного  $\mathbf{e}_z$  направлений. Функция отклика, кроме прямого действия на спин радиального поля корректора, учитывает также и дополнительное действие полей, возникающих на отклоненной этим корректором замкнутой орбите.

На рисунке 2 приведены компоненты радиальной функции отклика  $\mathbf{F}_x$  протонов для резонанса  $\gamma G = 7$ . Сплошная красная и пунктирная синяя линии соответствуют радиальной  $F_{x1}$  и продольной  $F_{x3}$  компонентам функции отклика. В Нуклotronе вер-

тикальная компонента функции отклика отсутствует ( $F_{x2} = 0$ ) [34]. Также на рис. 2 показана структура Нуклotronа: зелеными прямоугольниками обозначены арочные диполи. Места расположения корректоров указаны треугольниками под структурой Нуклotronа.

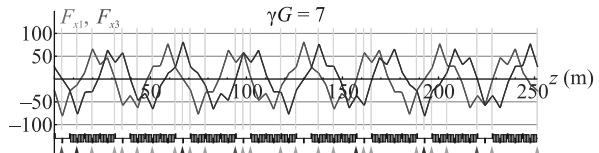


Рис. 2. (Цветной онлайн) Компоненты функции отклика для протонов

Спиновый навигатор в статье [37] был реализован используя 1-й и 9-й корректоры, которые индуцировали соответственно радиальную и продольную компоненты навигаторного поля. При  $\nu_{\text{nav}} = 0.02$  отклонение замкнутой орбиты этими корректорами не превышало значения 10 мм.

В этой работе управление радиальной и продольной компонентами навигаторного поля осуществляется группами корректоров (1-й, 12-й, 26-й) и (2-й, 9-й, 19-й, 23-й), обозначенные соответственно красными и синими треугольниками на рис. 3, что позволяет примерно в два раза сократить отклонение орбиты при  $\nu_{\text{nav}} = 0.02$  (см. рис. 3).

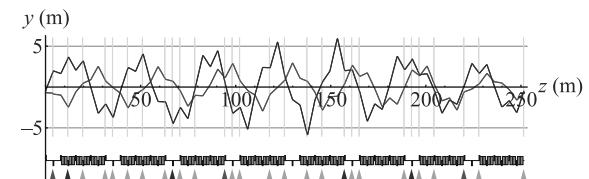


Рис. 3. (Цветной онлайн) Отклонение замкнутой орбиты при стабилизации радиальной и продольной поляризации

В Нуклotronе для  $\gamma G = 7$  при ускоряющем напряжении  $V_{\text{rf}} = 10$  кВ и кратности ускорения  $q = 5$  разброс спиновой частоты  $\sigma_{\gamma} \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$ , а частота синхротронных колебаний  $\nu_{\gamma} \approx 4.3 \cdot 10^{-4}$  и значения  $\nu_{\text{nav}} = 0.02$  достаточно для обеспечения адиабатического захвата поляризации навигатором в присутствии синхротронной модуляции энергии [37].

**Несовершенства структуры.** Для учета несовершенства структуры Нуклotronа использовалась модель случайных сдвигов квадрупольей в радиальном и вертикальном направлениях, диаграмма которых приведена на рис. 4 при нормальном распределении ошибок со средним квадратичным отклонением  $\sigma_{x,y} = 1.5$  мм.

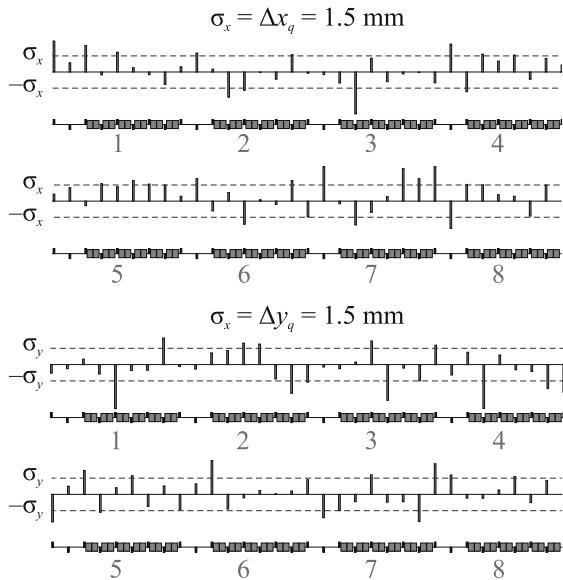


Рис. 4. (Цветной онлайн) Диаграмма ошибок установки квадрупольей

Ошибки установки квадрупольей приводят к искажению замкнутой орбиты, показанному на рис. 5. Среднеквадратичные отклонения  $\sigma_{x,y}$  квадрупольей выбирались таким образом, чтобы максимальное искажение замкнутой орбиты, составляющее примерно 40 мм, было порядка апертурных ограничений в Нуклotronе, что примерно в 10 раз превышает отклонение замкнутой орбиты, вызываемое спиновым навигатором.

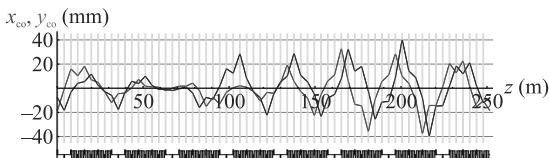


Рис. 5. (Цветной онлайн) Искажения замкнутой орбиты в Нуклotronе из-за случайных сдвигов квадрупольей

**Компенсация мощности резонанса.** В рассматриваемой модели среднеквадратичное искажение замкнутой орбиты составляет порядка 1 см, чему соответствует среднестатистическая мощность резонанса, равная  $\sim 0.03$  для  $\gamma G = 7$  [36]. В этом случае эффективно измерять мощность резонанса по адиабатическому отклонению поляризации в области ST-резонанса. На рисунке 6 приведен результат моделирования сканирования вертикальной компоненты поляризации при адиабатическом изменении  $\gamma G$  (энергии протонов) при стабилизации навигатором частоты  $\nu_{\text{nav}} = 0.015$  в продольном (красные кривые) и радиальном (синие кривые) направлениях. Сплошные

кривые соответствуют осям навигатора вдоль направлений  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_z$ , а пунктирные – против. Вдали от резонанса поляризация была направлена по вертикали.

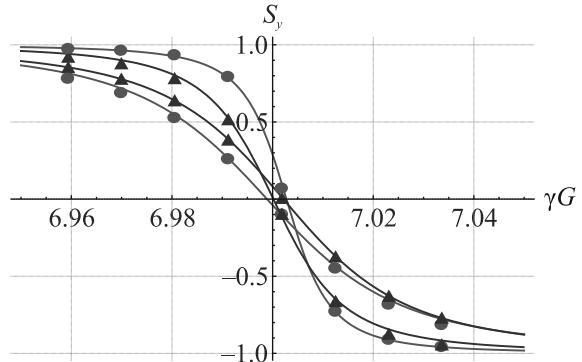


Рис. 6. (Цветной онлайн) Сканирование вертикальной поляризации в области резонанса  $\gamma G = 7$  по энергии

“Экспериментально измеряя” величины

$$\begin{aligned} \Omega_{x+} &\approx 0.0261, & \Omega_{x-} &\approx 0.0140, \\ \Omega_{z+} &\approx 0.0277, & \Omega_{z-} &\approx 0.0093, \end{aligned} \quad (21)$$

получим компоненты поля ST-резонанса

$$\omega_x \approx 0.0081, \quad \omega_z \approx 0.0114, \quad (22)$$

которым соответствует “измеренная” когерентная часть мощности резонанса  $\omega_{\text{coh}} \approx 0.014$ .

При моделировании спиновый компенсатор был реализован на тех же корректорах, что и спиновый навигатор (см. рис. 2). График изменения вертикальной компоненты спина после пересечения резонанса  $\gamma G = 7$  с темпом подъема поля 0.3 Тл/с с включенным спиновым компенсатором приведен на рис. 7, из которого следует, что мощность резонанса уменьшилась примерно в 60 раз и скомпенсировалась до уровня  $\omega_{\text{coh}} \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$ . Следует подчеркнуть, что такая значительная компенсация обусловлена достаточно “точным измерением” отклонения поляризации в процессе моделирования. На практике, эффективность компенсации будет определяться погрешностью измерения отклонения спинов поляриметром.

Максимальное отклонение замкнутой орбиты, индуцируемое спиновым компенсатором, не превышает 5 мм (см. рис. 8), что на порядок меньше искажения замкнутой орбиты вызываемого несовершенствами структуры.

Стабилизация навигатором требуемого направления спина в Нуклotronе без компенсации и с компенсацией мощности резонанса  $\gamma G = 7$  показана на

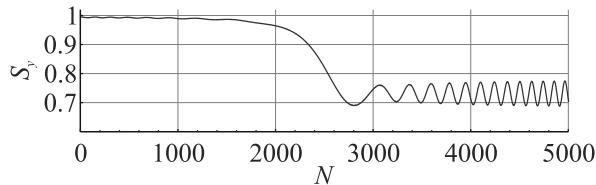


Рис. 7. (Цветной онлайн) Пересечение резонанса  $\gamma G = 7$  после компенсации по адиабатическому отклонению спинов

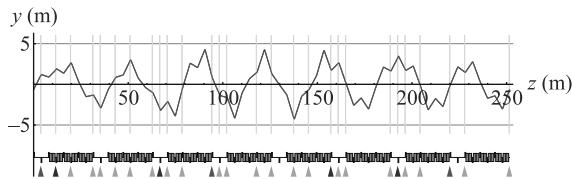


Рис. 8. (Цветной онлайн) Отклонение замкнутой орбиты спиновым компенсатором

рис. 9. В качестве примера была выбрана стабилизация навигатором с частотой  $\nu_{\text{nav}} = 0.02$  радиально-направления поляризации. Без компенсации спин значительно отклоняется от своего изначально радиального направления – действие ошибок установки квадрупольей сравнимо с действием навигатора. После компенсации отклонение спина от радиального направления не превышает 0.2 %.

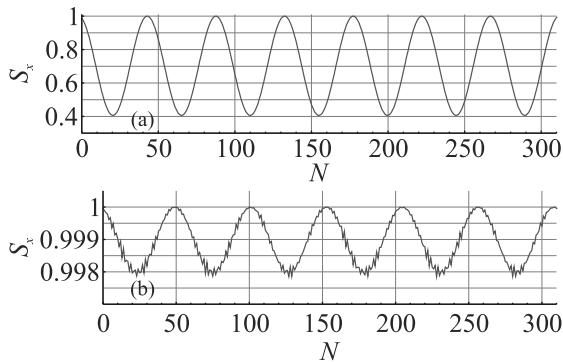


Рис. 9. (Цветной онлайн) Стабилизация радиальной компоненты спина навигатором: (а) – без компенсации мощности резонанса, (б) – с компенсацией

Для проведения прецизионных экспериментов можно провести дальнейшую компенсацию мощности резонанса. По быстрому FS-пересечению, приведенному на рис. 7, определяется лишь остаточная мощность резонанса (абсолютная величина остаточного поля ST-резонанса  $\delta\omega$ ). Направление остаточного поля ST-резонанса можно определить по изменению вертикальной поляризации после быстрого FS-пересечения с навигатором, индуцирующим поле вдоль продольного направления. Численный ана-

лиз показывает, что угол остаточного поля  $\delta\omega$  с направлением скорости составляет примерно  $309^\circ$ , а его компоненты имеют следующие значения:

$$\delta\omega_x \approx 0.00014, \quad \delta\omega_z \approx -0.00017. \quad (23)$$

Для определения мощности резонанса после дополнительной компенсации на рис. 10 приведен график изменения вертикальной компоненты спина после пересечения резонанса  $\gamma G = 7$  с темпом подъема поля 0.3 Тл/с. Спиновый компенсатор индуцирует обратное суммарное поле с компонентами из (22) и (23). В результате мощность резонанса еще уменьшилась примерно в 5 раз и скомпенсировалась до уровня  $\omega_{\text{coh}} \approx 4.6 \cdot 10^{-5}$ .

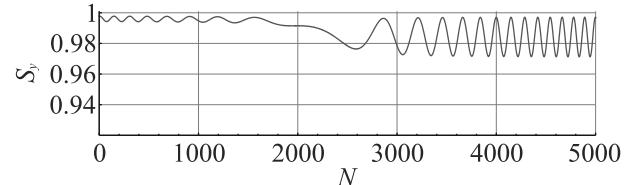


Рис. 10. (Цветной онлайн) Пересечение резонанса  $\gamma G = 7$  после компенсации по быстрому FS-пересечению

После дополнительной компенсации поле ST-резонанса, как и в случае идеальной структуры Нуклotronа, будет определяться лишь бетатронными колебаниями пучка – некогерентной частью мощности резонанса, которая при нормализованных эмиттансах  $\epsilon_{x,y} = 4.5 \cdot \pi \text{ мм мрад}$  примерно равна  $10^{-4}$ .

**Выводы.** Предложена система компенсации когерентного влияния на поляризацию несовершенства структуры Нуклotronа на базе штатных корректирующих диполей, в основе которой лежит измерение не только величины мощности целого резонанса, но и направления спинового поля несовершенства структуры синхротрона. Такая компенсация позволяет провести первые эксперименты по проверке концепции спиновой прозрачности в Нуклotronе в условиях, когда искажения замкнутой орбиты, вызванные ошибками установки и изготовления его магнитных элементов, сравнимы с отклонениями орбиты, вызванными слабыми полями спинового навигатора, который стабилизирует требуемое направление поляризации протонов в детекторе.

Открывается возможность для проведения прецизионных экспериментов. Компенсация мощности целых спиновых резонансов может быть осуществлена вплоть до предельного уровня, когда мощность резонанса определяется лишь орбитальными эмиттансами пучка, что позволит существенно увеличить время спиновой когерентности в режиме спиновой прозрачности. В этой ситуации реальная структура

Нуклонона с ошибками установки и изготовления его магнитных элементов становится эквивалентна идеальной структуре, в которой отсутствуют указанные ошибки.

Предложенная система компенсации несовершенства структуры синхротрона актуальна в ST-режиме на целых резонансах для управления поляризацией протонов и дейtronов в коллайдере NICA [30], а также для управления поляризацией дейtronов в коллайдере EIC [19].

**Финансирование работы.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 22-42-04419, <https://rscf.ru/project/22-42-04419/>.

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. D. Kekelidze, A. D. Kovalenko, I. N. Meshkov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov, *Phys. Atom. Nucl.* **75**, 542 (2012).
2. N. N. Agapov, V. D. Kekelidze, A. D. Kovalenko, R. Lednitsky, V. A. Matveev, I. N. Meshkov, V. A. Nikitin, Yu. K. Potrebennikov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov, *Phys.-Uspekhi* **59**, 383 (2016).
3. I. A. Savin, A. V. Efremov, D. V. Peshkhanov, A. D. Kovalenko, O. V. Teryaev, O. Yu. Shevchenko, A. P. Nagajcev, A. V. Guskov, V. V. Kukhtin, and N. D. Topilin, *EPJ Web Conf.* **85**, 02039 (2015).
4. A. Arbuzov, A. Bacchetta, M. Butenschoen et al. (Collaboration), *Prog. Part. Nucl. Phys.* **119**, 103858 (2021).
5. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov et al. (Collaboration), *PEPAN* **52**(6), 1044 (2021).
6. Yu. V. Senichev, A. E. Aksent'ev, S. D. Kolokolchikov, A. A. Mel'nikov, N. N. Nikolaev, V. P. Ladygin, and E. M. Syresin, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **21**(3), 261 (2024).
7. S. N. Vergeles, N. N. Nikolaev, Yu. N. Obukhov, A. Ya. Silenko, and O. V. Teryaev, *Phys.-Uspekhi* **66**(2), 109 (2023).
8. T. Chupp, P. Fierlinger, M. Ramsey-Musolf, and J. Singh, *Rev. Mod. Phys.* **91**(1), 015001 (2019).
9. F. Abusaif, A. Aggarwal, A. Aksentev et al. (Collaboration), *CERN Yellow Reports: Monographs*, CERN-2021-003, arXiv:1912.07881 (2021).
10. R. D. Peccei, and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977).
11. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223 (1978).
12. P. V. Vorob'ev, I. V. Kolokolov, and V. F. Fogel', *JETP Lett.* **50**, 65 (1989) *Pis'ma v ZhETF* **50**, 58 (1989) [P. V. Vorob'ev, I. V. Kolokolov, and V. F. Fogel', *JETP Lett.* **50**, 65 (1989)].
13. P. Sikivie and Q. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 111301 (2009).
14. P. Sikivie, *Rev. Mod. Phys.* **93** (1), 015004 (2021).
15. N. N. Nikolaev, *Pis'ma v ZhETF* **115**, 683 (2022) [N. N. Nikolaev, *JETP Lett.* **115**, 639 (2022)].
16. A. J. Silenko, *Eur. Phys. J. C* **82**, 856 (2022).
17. S. Karanth, E. J. Stephenson, S. P. Chang et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **13**, 031004 (2023).
18. I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salnikov, P. Yu. Shatunov, and Yu. M. Shatunov, *Pisma Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra* **17**(2), 122 (2020) [I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salnikov, P. Yu. Shatunov, and Yu. M. Shatunov, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **17** (2), 154 (2020)].
19. A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmino et al. (Collaboration), *Eur. Phys. J. A* **52**, 268 (2016).
20. M. Harrison, S. Peggs, and T. Roser, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52**(1), 425 (2002).
21. V. I. Ptitsin and Yu. M. Shatunov, *Nucl. Instr. Meth. A* **398**, 126 (1997).
22. H. Huang, F. Méot, V. Ptitsyn, V. Ranjbar, and T. Roser, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 021001 (2020).
23. V. S. Morozov, Ya. S. Derbenev, Y. Zhang, P. Chevtsov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and Yu. N. Filatov, in *Proc. IPAC2012*, New Orleans, Louisiana, USA (2012), p. 2008.
24. Y. S. Derbenev, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and V. S. Morozov, *Symmetry* **13**(3), 1 (2021).
25. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, and V. S. Morozov, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 194801 (2020).
26. V. S. Morozov, Y. S. Derbenev, F. Lin, Y. Zhang, Y. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. IPAC2015*, Richmond, VA, USA (2015), p. 2301.
27. A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, V. D. Kekelidze, V. A. Mikhaylov, Y. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. IPAC'15*, Richmond, VA, USA (2015), p. 2031.
28. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, V. S. Morozov, A. V. Butenko, E. M. Syresin, and E. D. Tsyplakov, *Eur. Phys. J. C* **81**, 986 (2021).
29. A. D. Kovalenko, Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and V. A. Mikhaylov, *PEPAN* **45**(1), 321 (2014).
30. Yu. N. Filatov, A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, E. M. Syresin, V. A. Mikhaylov, S. S. Shimanskiy, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, *EPJ Web Conf.* **204**, 10014 (2019).
31. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. V. Vorobyov, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, and V. S. Morozov, *Phys. Rev. Accel. Beams* **24**(6), 061001 (2021).
32. H. Huang, J. Kewisch, C. Liu, A. Marusic, W. Meng, F. Méot, P. Oddo, V. Ptitsyn, V. Ranjbar, and T. Roser, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 264804 (2018).

33. Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko, V. Vorobyov, S. Vinogradov, E. Tsyplakov, A. Butenko, E. Syresin, S. Kostromin, Y. Derbenev, and V. Morozov, *JINST* **16** (12), P12039 (2021).

34. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, I. L. Guryleva, A. A. Melnikov, and A. E. Aksentyev, *Pis'ma v ZhETF*, **116** (7), 411 (2022) [Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, I. L. Guryleva, A. A. Melnikov, and A. E. Aksentyev, *JETP Lett.* **116** (7), 413 (2022)].

35. Y. N. Filatov, A. V. Butenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and V. A. Mikhaylov, in *Proc. IPAC2017*, Copenhagen, Denmark (2017), p. 2349.

36. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, and A. Butenko, *PEPAN* **55**(4), 731 (2024).

37. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, N. N. Nikolaev, Yu. V. Senichev, M. A. Kondratenko, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, I. L. Guryleva, A. A. Melnikov, and A. E. Aksentyev, *JETP Lett.* **118** (6), 387 (2023).

38. Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, and A. N. Skrinskii, *Sov. Phys. JETP* **33**, 658 (1971).

39. T. Khoe, R. L. Kustom, R. L. Martin, E. F. Parker, C. W. Potts, L. G. Ratner, R. E. Timm, A. D. Krisch, J. B. Roberts, and J. R. O'Fallon, *Particle Accelerators* **6**, 213 (1975).

40. L. G. Ratner, H. Brown, I-H Chiang et al. (Collaboration), *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32**(5), 1656 (1985).

41. H. Huang, L. Ahrens, J. G. Alessi et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2982 (1994).

42. H. Huang, L. A. Ahrens, M. Bai et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **99**, 154801 (2007).

43. Ya. S. Derbenev, F. Lin, V. S. Morozov, Y. Zhang, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and Yu. N. Filatov, in *Proc. IPAC2014*, Dresden, Germany (2014), p. 68.

44. P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka et al. (Collaboration), *Nucl. Instr. Methods A* **642**, 45 (2011).

45. A. A. Terekhin, I. S. Volkov, Y. V. Gurchin, A. Y. Isupov, V. P. Ladygin, S. G. Reznikov, A. V. Tishevsky, A. N. Khrenov, and M. Janek, *Phys. Part. Nucl.* **54** (4), 634 (2023).

46. L. S. Azhgirey, V. P. Ladygin, F. Lehar, A. N. Prokofiev, G. D. Stoletov, A. A. Zhdanov, and V. N. Zhmyrov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **497**, 340 (2003).

47. M. Froissart and R. Stora, *Nucl. Instr. Methods*, **7** (3), 297 (1960).

48. F. Méot, *Nucl. Instr. Methods A* **427**, 353 (1999).

49. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Ya. S. Derbenev, V. S. Morozov, and A. D. Kovalenko, *Eur. Phys. J. C* **80**, 778 (2020).

50. V. S. Morozov, Y. S. Derbenev, F. Lin, Y. Zhang, Y. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. IPAC2018*, Vancouver, BC (2018), p. 400.

51. A. M. Kondratenko, Y. N. Filatov, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and S. V. Vinogradov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1435**, 012037 (2020).