Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 7, с. 411 – 418 © 2022 г. 10 октября

Спиновый навигатор на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ

Ю. Н. Филатов[+1)], *А. М. Кондратенко*[+*], *М. А. Кондратенко*[+*], *Е. Д. Цыплаков*[+], *А. В. Бутенко*[×], *С. А. Костромин*[×], *В. П. Ладыгин*[×], *Е. М. Сыресин*[×], *И. Л. Гурылева*[×], *А. А. Мельников*[°], *А. Е. Аксентьев*[°]

[+]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[*]*Научно-техническая лаборатория "Заряд", 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[°]*Институт ядерных исследований РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июля 2022 г.
После переработки 23 августа 2022 г.
Принята к публикации 28 августа 2022 г.

Предложен спиновый навигатор на основе корректирующих диполей, позволяющий манипулировать направлением спинов протонов во время проведения экспериментов в синхротроне Нуклотрон (г. Дубна, ОИЯИ). Управление поляризацией осуществляется за счет контролируемого искажения замкнутой орбиты пучка с помощью корректирующих диполей, вследствие чего обеспечивается многократное усиление действия навигатора на спины частиц. Предложена методика измерения когерентного влияния несовершенства структуры синхротрона на динамику спина с помощью навигатора. Продемонстрирована идея спинового компенсатора на основе корректирующих диполей, позволяющего нивелировать действие несовершенства структуры на поляризацию. Представленные навигатор и спиновый компенсатор позволят провести серию экспериментов в Нуклотроне по верификации нового режима управления поляризацией – режима спиновой прозрачности. Результаты актуальны для коллайдеров NICA (г. Дубна, Россия), EIC (г. Брукхейвен, США) и синхротрона COSY (г. Юлих, Германия) для проведения экспериментов с поляризованными пучками в режиме спиновой прозрачности.

DOI: 10.31857/S1234567822190016, EDN: kgzhlt

Введение. Для выполнения программы исследований с поляризованными пучками протонов и дейтронов в ускорительном комплексе NICA (ОИЯИ, г. Дубна) [1–4] планируется использовать новый режим управления поляризацией – режим спиновой прозрачности (ST режим) [5, 6]. В этом режиме полностью компенсируется действие структурных магнитов на спин при движении частицы по равновесной орбите — любое направление спина повторяется при каждом обороте частицы. Последнее означает, что частицы находятся в области спинового резонанса (ST резонанс). Для обеспечения ST режима в непрерывном диапазоне энергий пучка вводятся две соленоидальные сибирские змейки в противоположные прямолинейные промежутки коллайдера [7]. Управление поляризацией пучка в ST режиме осуществляется с помощью спиновых навигаторов на основе слабых магнитных полей, позволяющих стабилизировать любое направление поляризации во время проведения экспериментов [8].

[1)]e-mail: filatov.iun@mipt.ru

В ОИЯИ планируется провести экспериментальную верификацию ST режима на синхротроне Нуклотрон [9, 10], который является инжектором поляризованных протонов и дейтронов в коллайдер NICA. В Нуклотроне ST режим можно организовать без использования соленоидальных змеек на дискретных энергиях, которые соответствуют точкам целых спиновых резонансов [10]

$$\nu = \gamma G = k, \qquad k = 1, 2, \dots, \tag{1}$$

где ν — спиновая частота в единицах частоты обращения частицы, G — аномальная часть гиромагнитного отношения, γ — релятивистский фактор.

При ускорении частиц до энергии эксперимента необходимо обеспечить сохранение поляризации пучка. Основная деполяризация связана с пересечением спиновых резонансов линейного приближения, наиболее сильными из которых являются целые спиновые резонансы, обязанные неточностям изготовления и выставки магнитных элементов синхротрона, а также внутренние резонансы, возникающие из-за бетатронных колебаний пучка.

Возможность экспериментальной проверки ST режима для протонов в диапазоне импульсов до 3 ГэВ/с с помощью двух слабых соленоидов была проанализирована в работе [11]. В указанном диапазоне отсутствуют внутренние резонансы Нуклотрона. Навигаторные соленоиды с интегралом поля порядка 0.3 Тл · м помимо управления поляризацией протонов позволяют обеспечить адиабатическое пересечение целых резонансов с сохранением поляризации в процессе ускорения пучка [12].

В данной работе предложен спиновый навигатор, который не использует дополнительные магнитные поля, а создается на основе имеющихся в магнитной структуре Нуклотрона корректирующих диполей.

Спиновый навигатор на базе слабых поперечных полей. Методика расчета спиновых навигаторов с помощью спиновых функций отклика [13–16] приведена в работе [17]. Корректирующие диполи с радиальным b_x и вертикальным b_y магнитными полями индуцируют спиновое навигаторное поле $\mathbf{h}_{\rm nav}$. Спин частицы, направленный вдоль навигаторного поля, будет повторять свое направление каждый оборот частицы при ее движении вдоль замкнутой орбиты. Спин частицы, направленный поперечно к навигаторному полю, через оборот поворачивается вокруг направления навигаторного поля на малый угол $2\pi\nu_{\rm nav}$, который определяет навигаторную частоту $\nu_{\rm nav} = |\mathbf{h}_{\rm nav}|$. Навигаторное поле является периодической функцией координаты z вдоль расчетной замкнутой орбиты

$$\mathbf{h}_{\rm nav}(z) = \mathbf{h}_{\rm nav}(z+L)\,, \qquad (2)$$

где L – длина расчетной орбиты.

Спины частиц, направленные вдоль оси навигатора $\mathbf{n}$, будут совершать устойчивое периодическое движение, в то время как спины частиц, направленные поперечно к оси навигатора, будут размешиваться из-за разброса навигаторной частоты и частот орбитального движения.

Компоненты навигаторного поля постоянны в спиновой системе координат [18], единичные орты которой $\mathbf{s}_i$ описывают собой реальную динамику спинов при движении частицы по расчетной орбите:

$$\mathbf{h}_{\rm nav} = \sum_{i=1}^{3} h_{{\rm nav},i}\,\mathbf{s}_i, \quad h_{{\rm nav},i} = (\mathbf{h}_{\rm nav}\cdot\mathbf{s}_i),$$
$$h_{{\rm nav},i} = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^L \left(\frac{b_x}{B\rho}F_{xi} + \frac{b_y}{B\rho}F_{yi}\right) dz, \qquad (3)$$

где $B\rho$ – магнитная жесткость, $F_{xi} = (\mathbf{F}_x\cdot\mathbf{s}_i)$, $F_{yi} = (\mathbf{F}_y\cdot\mathbf{s}_i)$ – компоненты функций отклика вдоль радиального и вертикального направлений.

Для Нуклотрона, который представляет собой 8-ми суперпериодный синхротрон с вертикальным ведущим полем, компоненты вертикальной функции отклика равны нулю: $F_{yi} = 0$. Поэтому вклад в навигаторное поле связан лишь с радиальными магнитными полями b_x. В ускорительной системе ортов $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, связанной со скоростью частицы, спиновый орт $\mathbf{s}_2$ постоянен и направлен вдоль вертикали, а спиновые орты $\mathbf{s}_1$ и $\mathbf{s}_3$ вращаются вокруг вертикального направления $\mathbf{e}_y$ в арочных диполях

$$\mathbf{s}_2 = \mathbf{e}_y,$$
$$\mathbf{s}_1 + i\,\mathbf{s}_3 = (\mathbf{e}_x + i\,\mathbf{e}_z)\exp\left(i\,\gamma G\int\limits_0^z \frac{B_y}{B\rho}dz\right). \qquad (4)$$

Корректирующий диполь с радиальным полем искажает замкнутую орбиту в вертикальной плоскости Нуклотрона, в результате чего спины частиц, кроме прямого действия магнитного поля диполя, будут испытывать дополнительное действие магнитных полей, возникающих при движении частицы вдоль этой искаженной орбиты. Парциальный вклад в навигаторное поле $\mathbf{h}_i = \nu_i\,\mathbf{n}_i$ от короткого корректирующего диполя с радиальным полем $b_{x,i}$ длиной L_i, расположенного в месте с координатой z_i, определяется функцией отклика

$$\nu_i = \frac{|\mathbf{F}_x(z_i)|}{2\pi}\frac{b_{x,i}\,L_i}{B\rho} = \frac{\varphi_{x,i}}{2\pi}k_x(z_i),$$
$$\mathbf{n}_i(z) = \sum_{j=1}^{3}\frac{F_{xj}(z_i)}{|\mathbf{F}_x(z_i)|}\,\mathbf{s}_j(z), \qquad (5)$$

где $\varphi_{x,i} = \gamma G\alpha_{\rm orb}$ – угол поворота спина, $\alpha_{\rm orb}$ – угол поворота орбиты корректирующим диполем. Здесь введен коэффициент усиления навигаторной частоты k_x, вызванный искажением замкнутой орбиты

$$k_x(z) = \frac{|\mathbf{F}_x(z)|}{\gamma G}. \qquad (6)$$

На рисунке 1 приведены графики зависимости коэффициентов усиления k_x протонов от координаты z на одном суперпериоде Нуклотрона для ST-резонансов $\gamma G = k$ в диапазоне импульсов до 3 ГэВ/с. Для резонансов с номерами 2, 3, 4 коэффициент усиления $k_x < 1$ в любом месте орбиты, т.е. оптическая структура Нуклотрона будет частично компенсировать прямое действие на спин корректирующих диполей. Для резонанса с номером 5 коэффициент усиления $k_x \sim 1$, т.е. оптическая структура практически не будет оказывать дополнительного воздействия на спины по сравнению с прямым

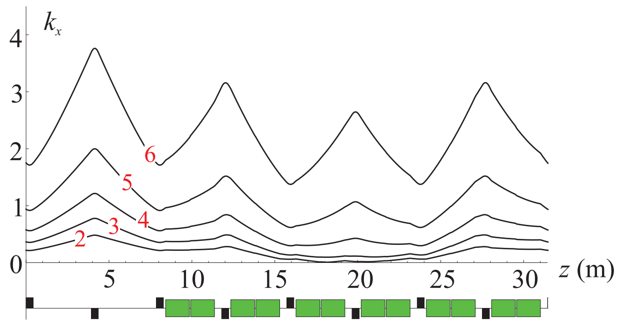

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости коэффициентов усиления навигаторной частоты k_x от координаты z для ST-резонансов $\gamma G = k$ $(k = 2, 3, 4, 5, 6)$ на одном суперпериоде Нуклотрона

действием корректирующих диполей. Для резонанса с номером 6 коэффициент усиления $k_x > 1$ и оптическая структура будет усиливать прямое действие корректирующих диполей примерно в 2–3 раза.

В линейном приближении по малым навигаторным полям $b_{x,i}$ (парциальным навигаторным частотам ν_i) итоговое навигаторное поле от $N_{\rm dip}$ корректирующих диполей будет задаваться суммой парциальных полей:

$$\mathbf{h}_{\rm nav}(z) = \sum_{i=1}^{N_{\rm dip}} \mathbf{h}_i(z) = \sum_{i=1}^{N_{\rm dip}} \nu_i\, \mathbf{n}_i(z). \qquad (7)$$

Для стабилизации спинового движения необходимо, чтобы действие навигатора на спин значительно превосходило действие возмущающих магнитных полей, вызванных несовершенством изготовления и выставки магнитных элементов Нуклотрона, а также бетатронными колебаниями, т.е. навигаторная частота должна значительно превосходить мощность ST-резонанса [5]

$$\nu_{\rm nav} \gg \omega. \qquad (8)$$

Влияние синхротронных колебаний в ST режиме на целых резонансах. В ST режиме на целых резонансах спиновая частота пропорциональна энергии, что приводит к дополнительным ограничениям на поля спиновых навигаторов из-за синхротронных колебаний, которые расщепляют ST-резонанс на серию саттелитных резонансов [10, 11]. При учете синхротронных колебаний спины частиц вращаются вокруг поля

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_{\rm nav} + \varepsilon_{\rm rf}\, \mathbf{e}_y, \qquad (9)$$

где $\varepsilon_{\rm rf}$ выполняет роль отстройки от ST-резонанса вдоль вертикального направления на величину

$$\varepsilon_{\rm rf} = \sigma \cos\Psi_\gamma, \quad \Psi_\gamma = 2\pi\nu_\gamma\, z/L + \Psi_0, \qquad (10)$$

где $\sigma = G\Delta\gamma$ – амплитуда синхротронной модуляции спиновой частоты, ν_γ, Ψ_0 – частота и начальная фаза синхротронных колебаний. Саттелитные резонансы возникают при условии

$$h_m = \sqrt{\nu_{\rm nav}^2 + \varepsilon_{\rm rf}^2} = m\nu_\gamma, \quad m = \pm1, \pm2, \ldots. \qquad (11)$$

Динамика спинов существенно зависит от частоты навигатора $\nu_{\rm nav}$ и от скорости пересечения центрального резонанса $\sigma\nu_\gamma$ [19]. При быстром пересечении ($\nu_{\rm nav}^2 \ll \sigma\nu_\gamma$) учет синхротронных колебаний приводит к пересечению σ/ν_γ саттелитных резонансов, мощность которых, в том числе и центрального резонанса, ослаблена в $J_m(\sigma/\nu_\gamma)$ раз. Отметим, что при $\nu_{\rm nav} \ll \sigma$ направление спинового поля (9) будет испытывать значительное отклонение от оси навигатора при удалении от центрального резонанса.

В другом предельном случае ($\nu_{\rm nav}^2 \gg \sigma\nu_\gamma$) можно осуществить адиабатический захват спинов навигатором. В этом случае при

$$\nu_{\rm nav} \gg \max(\nu_\gamma, \sigma) \qquad (12)$$

условие (11) выполнено только для больших номеров саттелитных резонансов, мощности которых резко уменьшаются с ростом номера резонанса. При этом направление спинового поля (9) незначительно отклоняется от оси навигатора.

Мощность ST резонанса в Нуклотроне. Анализ деполяризующего влияния несовершенства структуры Нуклотрона на поляризацию протонов с помощью спиновых функций отклика для ST-режима на целых резонансах в диапазоне импульсов до 3 ГэВ/с приведен в работе [10].

Мощность ST-резонанса определяется величиной поля ST-резонанса $\boldsymbol{\omega}$, которое связано с отклонением траектории частицы от расчетной орбиты из-за ошибок изготовления и выставки магнитных элементов коллайдера, а также эмиттансов пучка. Без навигаторных полей, спин поворачивается на угол $2\pi\omega$ вокруг направления $\boldsymbol{\omega}$ за один оборот частицы. Поле ST-резонанса состоит из двух частей:

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_{\rm coh} + \boldsymbol{\omega}_{\rm emitt}, \qquad (13)$$

когерентной части $\boldsymbol{\omega}_{\rm coh}$, возникающей из-за дополнительных поперечных и продольных полей на траектории, отклоненной от расчетной орбиты и некогерентной части $\boldsymbol{\omega}_{\rm emitt}$, связанной с эмиттансами бетатронных и синхротронных колебаний пучка.

В Нуклотроне к возмущению радиального поля ΔB_x могут приводить случайные сдвиги квадруполей в вертикальном направлении Δy_q и повороты магнитов $\Delta\alpha_z$ вокруг продольного направления. К возмущению продольного поля ΔB_z приводят случайные повороты магнитов $\Delta\alpha_x$ вокруг радиального направления. Величина некогерентной части спинового поля $\boldsymbol{\omega}_{\rm emitt}$, вызванной бетатронными колебаниями, не равна нулю только во втором порядке приближения по амплитуде колебаний частицы и пропорциональна бетатронным эмиттансам пучка. Расчет некогерентной части мощности осуществлялся с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [20]. В таблице 1 приведены значения когерентной $\omega_{\rm coh}$ и некогерентной $\omega_{\rm emitt}$ частей для целых спиновых резонансов. При расчетах полагалось, что $\Delta y_q \sim 0.1$ мм, $\Delta\alpha_z \sim$ ~ 0.1 мрад, $\Delta\alpha_z \sim 0.3$ мрад, а значения нормализованных бетатронных эмиттансов в вертикальном и радиальном направлениях равны $4.5\,\pi$ мм $\cdot$ мрад.

Таблица 1. Мощности целых спиновых резонансов в Нуклотроне

$\gamma G = k$	2	3	4	5	6
pc, ГэВ	0.46	1.26	1.87	2.44	3.00
$\omega_{\rm coh}$, 10^{-4}	0.24	0.57	1.27	2.81	6.88
$\omega_{\rm emitt}$, 10^{-4}	0.36	0.26	0.35	0.55	1.07

Спиновый навигатор в Нуклотроне. В Нуклотроне отсутствует вертикальная компонента радиальной функции отклика $F_{x2} = 0$. Это означает, что парциальные навигаторные поля лежат в плоскости Нуклотрона, каждое из которых можно характеризовать двумя параметрами: коэффициентом усиления навигаторной частоты $k_{x,i}$ и углом α_i между направлениями скорости и парциальной оси $\mathbf{n}_i$

$$\nu_i = \frac{\varphi_{x,i}}{2\pi} k_{x,i}, \qquad \mathbf{n}_i = (\sin\alpha_i,\, 0,\, \cos\alpha_i). \tag{14}$$

Таким образом, достаточно двух корректирующих диполей для получения любого требуемого направления итоговой оси навигатора и навигаторной частоты. Интегралы радиальных полей этих корректоров вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} b_{x,1}L_1 &= \frac{2\pi\nu_{\rm nav}}{\gamma G k_{x,1}} \frac{\sin(\alpha-\alpha_2)}{\sin(\alpha_1-\alpha_2)}\, B\rho, \\ b_{x,2}L_2 &= \frac{2\pi\nu_{\rm nav}}{\gamma G k_{x,2}} \frac{\sin(\alpha-\alpha_1)}{\sin(\alpha_2-\alpha_1)}\, B\rho\,, \end{aligned} \tag{15}$$

где α – угол между итоговой осью навигатора и направлением скорости. Из приведенных формул следует, что лучше выбирать диполи с поперечными друг другу парциальными навигаторными осями: $|\sin(\alpha_2-\alpha_1)| = 1$.

Продемонстрируем, как можно реализовать спиновый навигатор на базе корректирующих диполей в Нуклотроне на примере ST-резонанса $\gamma G = 6$. Будем полагать, что место наблюдения поляризации (поляриметр, канал инжекции или место вывода пучка из Нуклотрона и т.п.) выбрано в начале координат.

На рисунках 2 и 3 приведены значения коэффициентов усиления $k_{x,i}$ и углов α_i для этого резонанса.

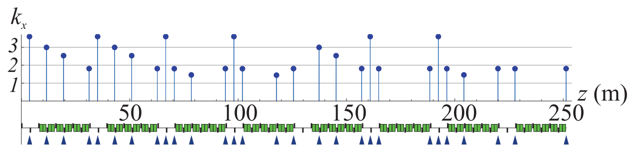

Рис. 2. (Цветной онлайн) Коэффициенты усиления навигаторной частоты протонов k_x корректирующих диполей Нуклотрона для ST-резонанса $\gamma G = 6$

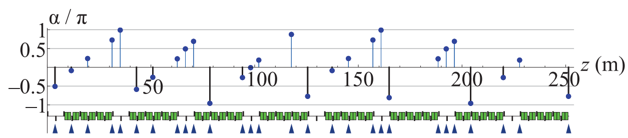

Рис. 3. (Цветной онлайн) Углы отклонения парциальных осей навигаторного поля корректирующих диполей от продольного направления в Нуклотроне для ST-резонанса $\gamma G = 6$

Места расположения 28 корректирующих диполей в структуре Нуклотрона обозначены треугольниками. Максимальный коэффициент усиления, равный примерно 3.6, осуществляется вблизи дефокусирующих линз в пустых промежутках суперпериодов Нуклотрона. В качестве пары для управления поляризацией протонов можно выбрать 1-й и 5-й корректирующие диполи, оси которых практически поперечны друг другу: $\alpha_1 \approx -\pi/2$, а $\alpha_5 \approx \pi$. В таком спиновом навигаторе 1-й диполь будет отвечать за радиальную поляризацию в начале координат, а 5-й диполь – за продольную.

Максимальное значение навигаторной частоты ограничено апертурой магнитных элементов Нуклотрона. На рисунке 4 приведены графики отклонения замкнутой орбиты при стабилизации радиальной

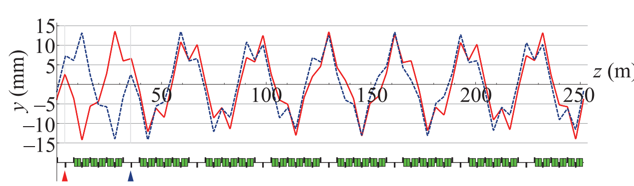

Рис. 4. (Цветной онлайн) Отклонение замкнутой орбиты при стабилизации радиальной (сплошная линия) и продольной (пунктирная линия) поляризаций спиновым навигатором

(сплошная линия) и продольной (пунктирная линия) поляризации в начале координат спиновым навигатором с частотой $\nu_{\rm nav} = 2 \cdot 10^{-3}$. Требуемый интеграл радиального поля в корректирующем диполе для обеспечения указанной частоты навигатора составляет примерно 6 мТл · м. Максимальное отклонение замкнутой орбиты от расчетной в обоих случаях не превышает 15 мм.

Отметим, что апертурные ограничения спадают с ростом энергии. Уже для резонанса $\gamma G = 7$ с помощью корректирующих диполей можно индуцировать навигаторную частоту $\nu_{\rm nav} \approx 10^{-2}$ при максимальном отклонении замкнутой орбиты, равном 15 мм.

Компенсация мощности ST резонанса. В реальной ситуации спин вращается в поле $\boldsymbol{\omega}_{\rm tot}$, являющимся суммой полей навигатора и ST-резонанса:

$$\boldsymbol{\omega}_{\rm tot} = \nu_{\rm nav}\mathbf{n} + \boldsymbol{\omega}. \qquad (16)$$

Спины частиц, направленные вдоль поля навигатора, будут вращаться внутри конуса вокруг его оси

$$\mathbf{n}_{\rm tot} = \frac{\boldsymbol{\omega}_{\rm tot}}{|\boldsymbol{\omega}_{\rm tot}|} \approx \mathbf{n} + \frac{\boldsymbol{\omega}_\perp}{\nu_{\rm nav}}, \quad \boldsymbol{\omega}_\perp = \boldsymbol{\omega} - (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n})\mathbf{n}. \quad (17)$$

Малый угол раствора ψ конуса поляризации определяется поперечной к $\mathbf{n}$-оси компонентой поля ST-резонанса $\omega_\perp$ (см. рис. 5):

$$\psi \approx \omega_\perp/\nu_{\rm nav}. \qquad (18)$$

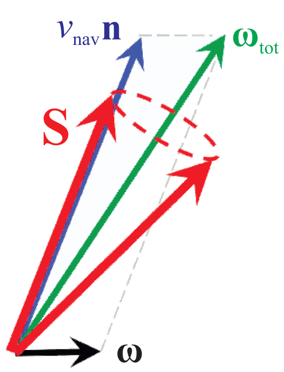

Рис. 5. (Цветной онлайн) Динамика спина в присутствии навигатора и поля ST-резонанса

Когерентную часть мощности ST-резонанса можно скомпенсировать с помощью слабых стационарных магнитных полей (спиновый компенсатор). В этом случае достигается минимальный угол раствора конуса поляризации, который определяется лишь некогерентной частью поля ST-резонанса.

После усреднения по спинам ансамбля частиц вектор поляризации $\mathbf{P}$ будет направлен вдоль оси $\mathbf{n}_{\rm tot}$. Степень поляризации P определяется средней проекцией спинов на эту ось. Для полностью поляризованного пучка (все спины направлены вдоль $\mathbf{n}_{\rm tot}$ оси) степень поляризации $P_{\max} = \pm 1$. Анализ измеренных проекций вектора поляризации позволяет определить компоненты поля $\boldsymbol{\omega}_{\rm coh}$. В Нуклотроне когерентная часть поля $\boldsymbol{\omega}_{\rm coh} = (\omega_x, 0, \omega_z)$ лежит в плоскости орбиты (xz) и ее компоненты ω_x и ω_z могут быть измерены различными способами.

Например, радиальную ω_x компоненту можно определить, измеряя последовательно радиальные компоненты поляризации $P^{(x)}_{x+}$, $P^{(x)}_{x-}$ при стабилизации навигатором в детекторе продольных осей с противоположными знаками $\mathbf{n}_{z+} = +\mathbf{e}_z$, $\mathbf{n}_{z-} = -\mathbf{e}_z$ соответственно:

$$P^{(x)}_{x+} = P\sin\alpha_+, \quad P^{(x)}_{x-} = P\sin\alpha_-,$$
$$\omega_x = \frac{2\,\mathrm{tg}\,\alpha_+\,\mathrm{tg}\,\alpha_-}{\mathrm{tg}\,\alpha_+ + \mathrm{tg}\,\alpha_-}\,\nu_{\rm nav}. \qquad (19)$$

Здесь α_+, α_- – углы между осями навигатора $\mathbf{n}_{z+}$, $\mathbf{n}_{z-}$ и направлением оси конуса поляризации $\mathbf{n}_{\rm tot}$. Перестройка оси навигатора с направления $\mathbf{n}_{z+}$ в $\mathbf{n}_{z-}$ должна осуществляться адиабатически. При этом резонансная деполяризация пучка исключается, если частота навигатора поддерживается постоянной во время перестройки оси навигатора [10].

Аналогично, продольную компоненту ω_z можно определить по последовательному измерению радиальных компонент поляризации $P^{(z)}_{x+}$, $P^{(z)}_{x-}$ при стабилизации навигатором в детекторе радиальных осей с противоположными знаками $\mathbf{n}_{x+} = +\mathbf{e}_x$, $\mathbf{n}_{x-} = -\mathbf{e}_x$, соответственно:

$$P^{(z)}_{x+} = P\cos\beta_+, \quad P^{(z)}_{x-} = P\cos\beta_-,$$
$$\omega_x = \frac{2\,\mathrm{tg}\,\beta_+\,\mathrm{tg}\,\beta_-}{\mathrm{tg}\,\beta_+ + \mathrm{tg}\,\beta_-}\,\nu_{\rm nav}, \qquad (20)$$

где β_+, β_- – углы между осями навигатора $\mathbf{n}_{x+}$, $\mathbf{n}_{x-}$ и направлением оси конуса поляризации $\mathbf{n}_{\rm tot}$.

После измерения ω_x и ω_z можно скомпенсировать когерентную часть поля ST-резонанса с помощью корректирующих диполей Нуклотрона. По своей сути спиновый компенсатор представляет собой спиновый навигатор с навигаторной частотой $\nu_{\rm comp}$ и осью $\mathbf{n}_{\rm comp}$:

$$\nu_{\rm comp} = \omega_{\rm coh}\,, \qquad \mathbf{n}_{\rm comp} = -\frac{\boldsymbol{\omega}_{\rm coh}}{\omega_{\rm coh}}. \qquad (21)$$

Моделирование динамики спина в ST-резонансе. Приведем результаты численного моделирования спиновой динамики в области ST-резонанса $\gamma G = 6$ для Нуклотрона с навигатором, выполненные с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [20].

На рисунке 6 показана зависимость радиальной компоненты спина S_x от числа оборотов протона N

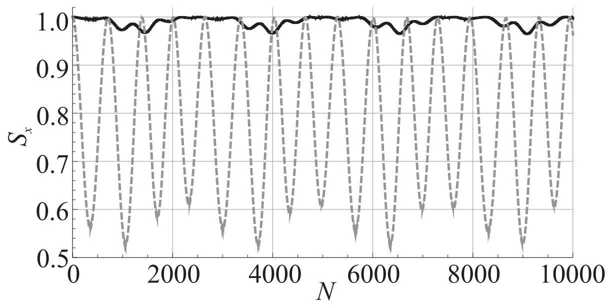

Рис. 6. Стабилизация радиальной поляризации спиновым навигатором в Нуклотроне

при стабилизации радиальной поляризации навигатором с $\nu_{\text{nav}} = 2\cdot10^{-3}$ для двух случаев: без компенсации когерентной мощности резонанса (пунктирная линия) и с ее компенсацией (сплошная линия). Спиновый компенсатор был реализован с помощью 9-го и 13-го корректирующих диполей, которые соответственно позволяли скомпенсировать радиальную и продольную компоненты поля ST-резонанса. Компенсация осуществлялась до уровня 10^{-4}, что соответствует значению некогерентной части мощности резонанса.

Как показывают расчеты, без компенсации мощности ω_{coh} угол раствора конуса поляризации (18) составляет порядка $\psi \approx 0.5$ и проекция спина S_x испытывает значительные отклонения от значения "+1". После компенсации ω_{coh} угол раствора становится порядка $\psi \approx 0.05$ и проекция спина S_x практически не отклоняется от своего исходного положения. Небольшое отклонение радиальной проекции спина от значения "+1" связано с бетатронным движением пучка (некогерентной частью поля ST-резонанса).

Аналогичные зависимости продольной компоненты спина S_z от числа оборотов при стабилизации продольной поляризации спиновым навигатором представлены на рис. 7.

На рисунке 8 приведены расчеты адиабатического захвата поляризации навигатором при учете синхротронных колебаний. При расчетах полагалось, что $\nu_{\text{nav}} = 2\cdot10^{-3}$, $\nu_\gamma = 2.5\cdot10^{-4}$. Сплошная толстая линия соответствует нулевому импульсному разбросу ($\sigma = 0$). Сплошная тонкая линия соответствует случаю $\sigma = 1.5\cdot10^{-3}$, когда условие адиабатического захвата (12) не выполнено: $\nu_{\text{nav}} \sim \sigma$. В этом случае происходит значительное отклонение спина от стабилизируемого радиального направления. Пунктирная линия соответствует случаю $\sigma = 3\cdot10^{-4}$, когда условие адиабатического захвата (12) выполнено и максимальное отклонение спина от радиального направления не превышает значения $\sigma/\nu_{\text{nav}} \sim 0.1$ радиан.

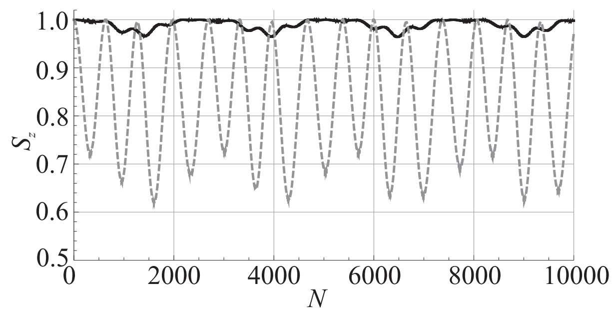

Рис. 7. Стабилизация продольной поляризации спиновым навигатором в Нуклотроне

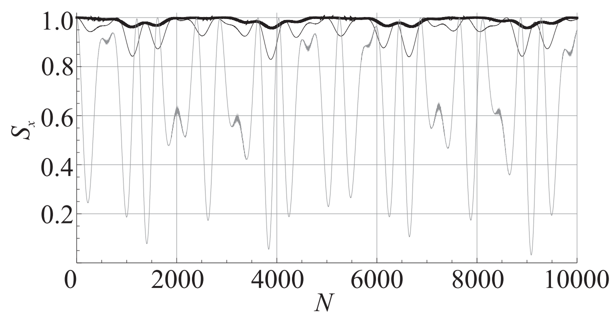

Рис. 8. Стабилизация радиальной поляризации спиновым навигатором с учетом синхротронных колебаний

В приведенном примере допустимый энергетический разброс, позволяющий осуществить адиабатический захват спинов протонов, определяется частотой навигатора и составляет $\Delta\gamma/\gamma \approx 5\cdot10^{-5}$. Допустимая величина энергетического разброса может быть увеличена за счет увеличения частоты навигатора, что может быть достигнуто, например, увеличением допустимых поперечных отклонений замкнутой орбиты от равновесной, либо оптимизацией значений полей имеющихся корректирующих диполей. Расчеты показывают, что при одновременном использовании 1, 5, 9, 13, 20-ого корректирующих диполей в результате оптимизации при максимальном отклонении замкнутой орбиты, равном 15 мм, индуцированная частота навигатора составляет величину $\nu_{\text{nav}} \approx 5\cdot10^{-3}$, что позволяет увеличить допустимый разброс по энергиям до $\Delta\gamma/\gamma \sim 10^{-4}$.

Выводы. Предложен спиновый навигатор на базе существующих корректирующих диполей, позволяющий управлять поляризацией протонов в плоскости кольца Нуклотрона в режиме спиновой прозрачности на целых резонансах.

Идея навигатора основана на интерференционном усилении действия корректирующих диполей на спин за счет возникновения дополнительных полей на возмущенной замкнутой орбите. На низких энергиях навигаторная частота ограничивается апертурой камеры синхротрона. Апертурные ограничения снимаются с ростом энергии. В отличие от продольных полей требуемые интегралы дипольных навигаторных полей не растут с энергией при фиксированном значении навигаторной частоты.

Представленный навигатор позволит провести экспериментальную проверку в ускорительном комплексе NICA (ОИЯИ, г. Дубна) нового способа управления поляризацией адронов – режима спиновой прозрачности.

Продемонстрирована идея компенсации когерентной части мощности ST-резонанса, вызванной несовершенством структуры синхротрона, с помощью спинового компенсатора на базе корректирующих диполей. Компенсация несовершенства структуры позволяет свести к минимуму угол раствора конуса поляризации, который будет определяться лишь орбитальными эммитансами пучка, что в конечном счете позволит вывести эксперименты с поляризованными протонами на новый уровень точности.

Предложенный спиновый навигатор актуален в ST-режиме на целых резонансах для управления поляризацией дейтронов в коллайдере EIC (г. Брукхейвен, США) [21], а также для управления поляризацией протонов в коллайдере NICA (г. Дубна, Россия) [7] и синхротроне COSY (г. Юлих, Германия) [22].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-42-04419, https://rscf.ru/project/22-42-04419/.

---

1. I. A. Savin, A. V. Efremov, D. V. Peshekhonov, 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).
2. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov et al. (Collaboration), PEPAN **52**(6), 1044 (2021).
3. Е. М. Сыресин, А. В. Бутенко, П. Р. Зенкевич, О. С. Козлов, С. Д. Колокольчиков, С. А. Костромин, И. Н. Мешков, Н. В. Митянина, Ю. В. Сеничев, А. О. Сидорин, Г. В. Трубников, ЭЧАЯ **52**(5), 1305 (2021).
4. E. Syresin, A. Butenko, S. Kostromin, O. Kozlov, I. Meshkov, A. Sidorin, G. Trubnikov, A. Tuzikov, P. Zenkevich, N. Mityanina, S. Kolokochikov, Y. Senichev, Yu. Filatov, A. Kondratenko, and M. Kondratenko, in *Proc. IPAC2022, Bangkok*, Thailand (2022), p. 1822.
5. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, and V. S. Morozov, Phys. Rev. Lett. **124**, 194801 (2020).
6. Y. S. Derbenev, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and V. S. Morozov, Symmetry **13**(3), 1 (2021).
7. Yu. N. Filatov, A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, E. M. Syresin, V. A. Mikhailov, S. S. Shimanskiy, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, EPJ Web Conf. **204**, 10014 (2019).
8. A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, V. D. Kekelidze, V. A. Mikhaylov, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. IPAC2015, Richmond*, VA, USA (2015), p. 2031.
9. A. A. Smirnov and A. D. Kovalenko, Particles and Nuclei, Letters **1**(6 (123)), 11 (2004).
10. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. V. Vorobyov, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, and V. S. Morozov, Phys. Rev. Acc. and Beams **24**(6), 061001 (2021).
11. 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)
12. 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.
13. 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).
14. V. I. Ptitsyn, Yu. M. Shatunov, and S. R. Mane, Nucl. Instrum. Methods A **608**, 225 (2009).
15. Yu. M. Shatunov and S. R. Mane, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 024001 (2009).
16. V. S. Morozov, Y. S. Derbenev, F. Lin, Y. Zhang, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. of IPAC2018, Vancouver*, BC (2018), p. 400.
17. 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**(11), 986 (2021).
18. A. M. Kondratenko, Y. N. Filatov, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and S. V. Vinogradov, J. Phys.: Conf. Ser. **1435**, 012037 (2020).
19. Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, and A. N. Skrinskii, ZhETF **60**, 1216 (1971) [Sov. Phys. JETP **33**, 658 (1971)].
20. F. Méot, Nucl. Instrum. Methods A **427**, 353 (1999).

21. A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmino et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. A **52**, 268 (2016).
22. A. Lehrach, U. Bechstedt, J. Dietrich, R. Gebel, B. Lorentz, R. Maier, D. Prasuhn, A. Schnase, H. Schneider, R. Stassen, H. Stockhorst, and R. Tolle, AIP Conf. Proc. **675**, 153 (2003).