

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.3.038.628, 621.3.038.615, 621.384.634.5

АЛГОРИТМЫ КОРРЕКЦИИ ОРБИТЫ БУСТЕРА NICA

© 2023 г. М. М. Шандов^{a, *}, С. А. Костромин^{a, b}^aОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия^bСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*E-mail: shandov@jinr.ru

Поступила в редакцию 15.07.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Ускорительный комплекс NICA включает в себя две цепочки линейных инжекторов, новый сверхпроводящий бустерный синхротрон (Бустер) с энергией 578 МэВ/нуклон, действующий сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон и сооружаемый сверхпроводящий Коллайдер, состоящий из двух накопительных колец длиной 503 м каждое. В настоящее время, завершается процедура технологического пуска Бустера, после чего планируется сеанс работы с пучком. Одной из первых операций после инжекции пучка является коррекция замкнутой орбиты и обеспечение устойчивой циркуляции. Необходимо обеспечивать положение замкнутой орбиты в пределах требуемых значений на протяжении всего рабочего цикла. В работе рассмотрены алгоритмы коррекции замкнутой орбиты в сверхпроводящих синхротронах, применимые для реализации в Бустере и ожидаемые результаты их применения при работе с пучком.

Ключевые слова: ускоритель заряженных частиц, синхротрон, Бустер, коррекция орбиты

DOI: 10.56304/S2079562922030459

ВВЕДЕНИЕ

Одним из элементов ускорительного комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [1] является новый сверхпроводящий бустерный синхротрон (Бустер) [2]. Описание магнитооптической структуры и рабочие параметры установки можно найти в [1–4], здесь же приведем только те, что непосредственно относятся к моделированию орбиты (табл. 1). Для коррекции ведущего магнитного поля, хроматичности и секстипольных нелинейностей магнитных полей элементов оптической структуры предусмотрена система коррекции, включающая 48 дипольных (24 вертикальных и 24 горизонтальных) и 8 мультипольных корректирующих магнитов (далее корректоров). Горизонтальная и вертикальная обмотки дипольного корректора одинаковы (рис. 1) и отличаются только установкой в магнит (повернуты на 90 относительно друг друга). Конструкция, расчеты магнитных полей, производство и магнитные измерения корректоров рассматриваются в [5]. Для контроля положения пучка в магнитооптической структуре Бустера (рис. 2) имеется 48 монитора положения пучка (МПП), аналогично дипольным корректорам по 24 для каждой плоскости (вертикальной и горизонтальной). Оптические функции суперпериода Бустера представлены на рис. 3.

Каждый магнитный элемент оптической структуры Бустера (40 дипольных и 24 дублета квадрупольных магнитов) при производстве прошел процедуру магнитных измерений [6, 7], результаты которых приведены в [8, 9]. Полученные средние значения параметров и их среднеквадратичные отклонения (СКО), используемые при моделировании, представлены в табл. 2. СКО параметров заданы в виде нормального распределения с помощью генератора случайных чисел программного комплекса MAD-X [10], в котором выполнялось моде-

Таблица 1. Основные параметры Бустера NICA

Параметр	Значение
Энергия ионов $^{197}_{31}\text{Au}$, МэВ/нуклон	3.2–578
Частоты бетатронных колебаний ν_x/ν_y	4.80/4.85
Натуральная хроматичность ξ_x/ξ_y	–5.10/–5.50
Импульсный разброс $\Delta p/p$:	
при инжекции	$\pm 10^{-3}$
максимальный	$\pm 2.3 \cdot 10^{-3}$
в конце ускорения	$\pm 5 \cdot 10^{-4}$

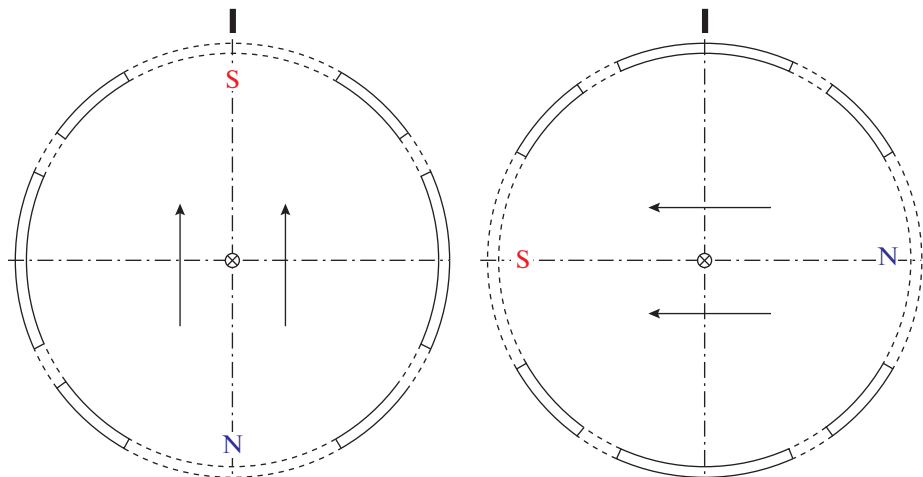


Рис. 1. Конструкция горизонтальной (слева) и вертикальной (справа) обмоток корректирующего магнита

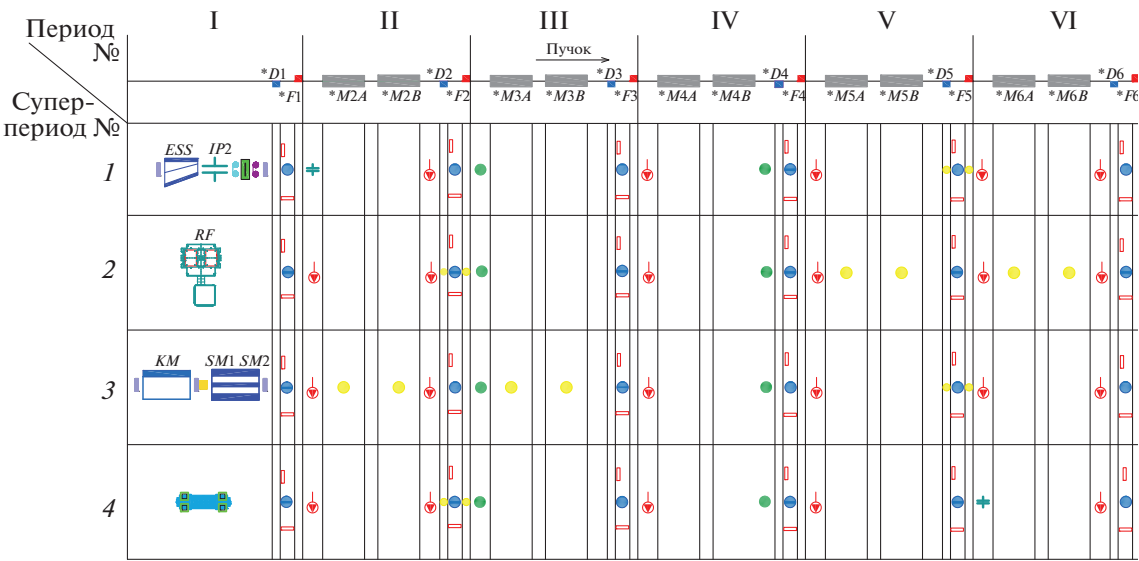


Рис. 2. Магнитооптическая структура Бустера (слева указан номер суперпериода, сверху – номера ДФО-ячейки). Синими кругами отмечено место дипольных корректоров, красными полыми прямоугольниками – МПП.

лирование. Значение гармоник магнитного поля определены в виде среднеинтегральных значений относительно основной (дипольной или квадрупольной) компоненты поля:

$$b(a)_n = \frac{1}{n!} \frac{r_{\text{ref}}^n}{B_{\text{ref}}} \frac{\partial^n B_{y(x)}}{\partial x^n}; \quad b(a)_n^{\text{int}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} b(a)_n(s) ds}{L_{\text{eff}}},$$

где n – номер “гармоники” (начиная с $n = 0$); B_{ref} – основная компонента поля (B_0 для дипольного, B_1 для квадрупольного, соответственно) на радиусе r_{ref} ; L_{eff} – эффективная длина магнита.

Поскольку ошибки интегральной величины магнитного поля дипольных магнитов и смещения квадрупольных магнитов в поперечном направлении (смещение магнитной оси относительно орбиты пучка) оказывают наиболее сильное влияние на возмущение замкнутой орбиты, моделирование выполнено для трех случаев:

1. без ошибок магнитооптических элементов;
2. ошибки интегральных величин магнитного поля дипольных магнитов и смещения квадрупольных магнитов в поперечном направлении;
3. все ошибки, согласно табл. 2.

1. ЗАДАЧА КОРРЕКЦИИ ОРБИТЫ

Замкнутой (мгновенной, периодической или равновесной) орбитой (ЗО) называют замкнутую траекторию частиц с данной энергией в данном магнитном поле [11]. Существование таких траекторий не является, вообще говоря, очевидным и, во всяком случае, накладывает некоторые ограничения на геометрию магнитного поля. Положение ЗО в точке s_i при наличии единичного дипольного возмущения (kick) θ_z , расположенного в точке s_0 продольной координаты, описывается с помощью решения уравнения Хилла [12]:

$$z(s_i) = \theta_z(s_0) \frac{\sqrt{\beta(s_i)\beta(s_0)}}{2\sin(\pi Q_z)} \cos(Q_z\pi - |\mu(s_i) - \mu(s_0)|), \quad (1)$$

где s_0, s_i — продольная координата положения дипольного возмущения и точки наблюдения, соответственно; z — поперечная координата в горизонтальной или вертикальной плоскости (x или y , соответственно); β — бета-функция; μ — набег бетатронной фазы; Q_z — когерентная бетатронная частота в горизонтальной или вертикальной плоскости. Уравнение (1) можно записать в матричной форме с использованием матрицы отклика орбиты (МОО):

$$\begin{pmatrix} R_{xx} & R_{xy} \\ R_{yx} & R_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \text{ или } \mathbf{z} = \mathbf{R}\mathbf{\Theta}, \quad (2)$$

где $\mathbf{\Theta}$ — вектор состояния корректора; $\mathbf{z}$ — вектор координат в точке расположения МПП; $\mathbf{R}$ — матрица отклика орбиты.

Table 2. Результаты магнитных измерений ($r_{\text{ref}} = 30$ мм)

Параметр	Дипольный магнит		Квадрупольный магнит	
	среднее	СКО	среднее	СКО
При энергии инжекции (3.2 МэВ/нуклон)				
α (наклон), мрад	−1.3	1.7	0.0	0.1
$dX = dY$, мм	—	—	0.0	0.1
B_0L (B_1L), Тл · мм	257.31	0.19	643.90	0.06
$b_2 \cdot 10^{-4}$	−0.8	0.6	−2.1	4.6
$a_2 \cdot 10^{-4}$	—	—	1.3	4.3
$b_3 \cdot 10^{-4}$	—	—	7.6	3.1
$b_5 \cdot 10^{-4}$	—	—	4.9	0.6

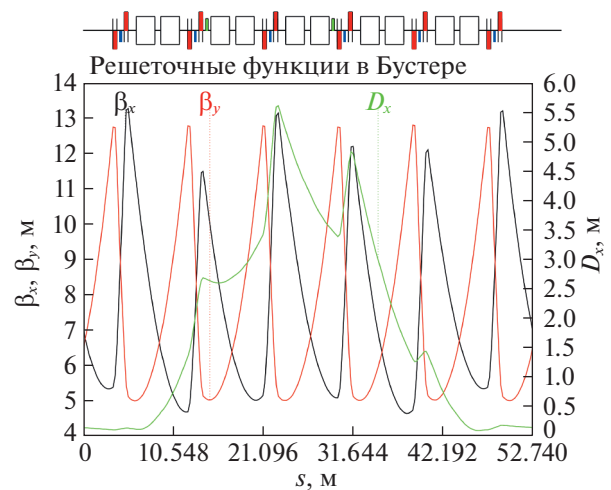


Рис. 3. Оптические функции суперпериода Бустера.

Отклик орбиты — изменение положения ЗО $\mathbf{z}$ в результате действия возмущений ($\mathbf{\Theta}$). Элементами матрицы $\mathbf{R}$ являются коэффициенты отклика в точках наблюдения (МПП) i под действием возмущения в точках расположения корректоров j :

$$R_{zz,ij} = \frac{\Delta z_i}{\theta_{z,j}}, \quad R_{xy,ij} = \frac{\Delta x_i}{\theta_{y,j}}, \quad R_{yx,ij} = \frac{\Delta y_i}{\theta_{x,z}}. \quad (3)$$

Здесь элементы R_{zz} показывают отклик в вертикальной или горизонтальной плоскости, а $R_{xy,ij}$ и $R_{yx,ij}$ показывают наличие связи вертикального и горизонтального движений.

Перейдем к рассмотрению синхротрона с возмущением $\mathbf{q} = (x, x', y, y') = \text{const}$ в точке j . Вектор координат в четырехмерном фазовом пространстве $\mathbf{x} = (x, x', y, y')$ тогда определяется как (с учетом цикличности установки):

$$\mathbf{x}_j = \mathbf{R}_{jj}\mathbf{x}_j + \mathbf{q}_j. \quad (4)$$

В этом случае $\mathbf{R}_{jj}$ будет однооборотным отображением магнитооптической структуры установки для точки x_j , а выражение (4) можно преобразовать к виду:

$$\mathbf{x}_j = (1 - \mathbf{R}_{jj})^{-1}\mathbf{q}_j, \quad (5)$$

тогда в точке x_i (отличной x_j) имеем:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_i &= \mathbf{R}_{ij}\mathbf{x}_j = \mathbf{R}_{ij}(1 - \mathbf{R}_{jj})^{-1}\mathbf{q}_j = \mathbf{C}_{ij}\mathbf{q}_j, \\ \mathbf{C}_{ij} &= \mathbf{R}_{ij}(1 - \mathbf{R}_{jj})^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Полагая отсутствие связи горизонтального и вертикального бетатронного движений, далее будем рассматривать только горизонтальное (в плоскости x). В случае синхротрона с конечным числом МПП (n) и корректирующих магнитов (m) уравнение (2) с учётом преобразований (4)–(6) примет вид:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \cdots & C_{1m} \\ C_{21} & C_{22} & \cdots & C_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{n1} & C_{n2} & \cdots & C_{nm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \\ \vdots \\ \theta_m \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Таким образом, задача коррекции ЗО заключается в определении сил корректоров, минимизирующих возмущения ЗО ($\mathbf{z}_{\text{ref}}$), измеряемые в местах установки МПП и вызванные наличием дополнительных возмущений (компенсации этих возмущений), что можно представить как:

$$\Theta = \mathbf{R}(\mathbf{C})^{-1}\mathbf{z}_{\text{ref}}, \quad \mathbf{z}_{\text{ref}} \rightarrow \min. \quad (8)$$

Элементы матрицы отклика орбиты (7) могут быть определены из теоретической модели машины (например через моделирование в MAD-X или другой расчетной программе) или экспериментально по следующему алгоритму:

- измерить текущее положение орбиты $x_{0;j}$;
- изменить силу корректора $\Delta\theta_i$;
- записать новое положение орбиты x_j ;
- вычислить соответствующий элемент МОО, усреднив все полученные значения:

$$\mathbf{C}_{ij} = \left\langle \frac{\mathbf{x}_{1;j} - \mathbf{x}_{0;j}}{\Delta\theta_{1;i}}, \frac{\mathbf{x}_{2;j} - \mathbf{x}_{0;j}}{\Delta\theta_{2;i}}, \dots \right\rangle.$$

2. КОРРЕКЦИИ ОРБИТЫ

2.1. Алгоритмы коррекции

В работе рассматриваются случаи одинакового и различного количества МПП и корректоров (на случай отказа МПП или корректора) и только алгоритмы глобальной коррекции:

1. Метод обратной матрицы. При $m = n$ и невырожденности МОО – С решение (8) находится в явном виде.

2. При $m \neq n$ используется метод наименьших квадратов (МНК) с целевой функцией $\chi^2 = |\mathbf{z} - \mathbf{C}\Theta|^2$ или алгоритм сингулярного разложения матриц (SVD), который также может применяться в случае вырожденности матрицы С при $m = n$.

3. Гармонический метод может применяться для всех описанных выше случаев.

Для применения гармонического метода коррекции перепишем выражение для решения уравнения Хилла в виде [13]:

$$x(s) = a\sqrt{\beta_x(s)} \cos\left(Q_x \int_0^s \frac{ds}{Q_x \beta_x(s)}\right). \quad (9)$$

Введем понятие обобщенного азимута и нормализованного отклонения:

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{ds}{Q_x \beta_x(s)} \quad \text{и} \quad \eta(s) = \frac{x(s)}{\sqrt{\beta_x(s)}}.$$

Тогда уравнение (9) принимает вид: $\eta = a \cos(Q\varphi)$ и, используя свойство бета-функции, можно переписать уравнение Хилла в виде:

$$\frac{d^2\eta}{d\varphi^2} + Q^2\eta = Q^2 f(\varphi), \quad (10)$$

где $f(\varphi) = \beta^{3/2} F(\varphi)$, $F(\varphi)$ – функция описывающая наличие дипольных возмущений вдоль азимута установки.

Нормализованная орбита $\eta(\varphi)$, как и функция возмущений $f(\varphi)$, по-прежнему 2π -периодические функции. Найдем разложение Фурье для этих функций:

$$\begin{aligned} \eta(\varphi) &= \frac{u_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (u_k \cos k\varphi + v_k \sin k\varphi); \\ f(\varphi) &= \frac{f_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (f_k \cos k\varphi + g_k \sin k\varphi). \end{aligned} \quad (11)$$

Затем, найдем связь между коэффициентами разложения Фурье нормализованной орбиты и функции возмущения, используя уравнение (10):

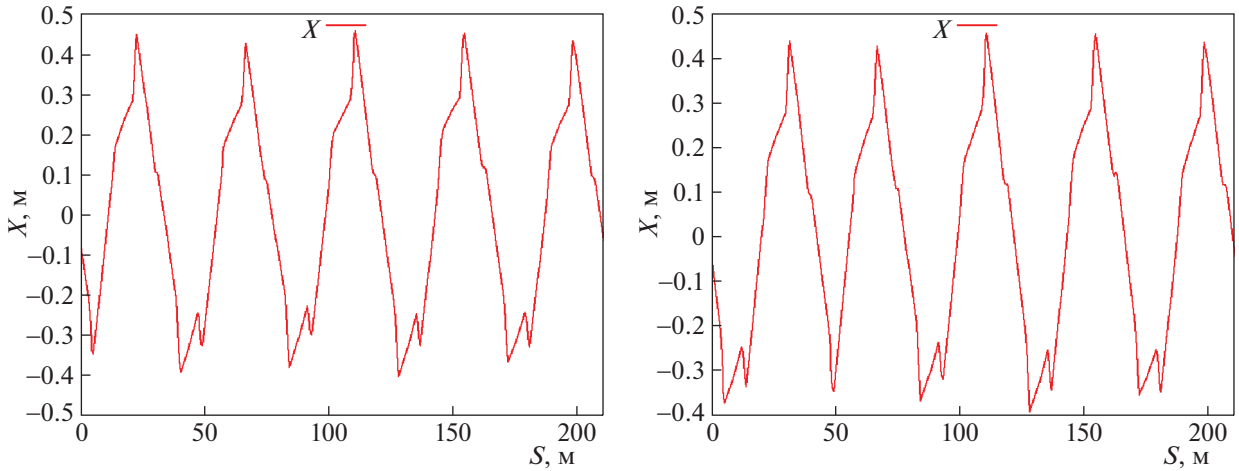


Рис. 4. Возмущение ЗО при включении первого (слева) и шестого (справа) корректора максимальной силы в структуру без ошибок.

$$\begin{aligned} u_0 &= f_0; \\ u_k &= \left(\frac{Q^2}{Q^2 - k^2} \right) f_k; \\ v_k &= \left(\frac{Q^2}{Q^2 - k^2} \right) g_k. \end{aligned} \quad (12)$$

Согласно теореме Котельникова [14] $2N$ МПП позволяют определить только первые N Фурье гармоник. В случае равномерного распределения МПП вдоль азимута, гармоники орбиты можно вычислить через коэффициенты Бесселя:

$$\begin{aligned} u_0 &\approx U_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{2N} \eta_i; \\ u_k &\approx U_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{2N} \eta_i \cos k\varphi_i; \\ v_k &\approx V_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{2N} \eta_i \sin k\varphi_i. \end{aligned} \quad (13)$$

Учитывая, что длина корректирующего магнита мала по сравнению с длиной орбиты $\Delta\varphi_c \ll 2\pi$, переходя от интеграла к сумме и учитывая (12), можно составить следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^{2N} f_i^c \Delta\varphi_i^c &= U_0; \\ \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^{2N} f_i^c \cos k\varphi_i \Delta\varphi_i^c &= \left(\frac{Q^2 - k^2}{Q^2} \right) U_k; \\ \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^{2N} f_i^c \sin k\varphi_i \Delta\varphi_i^c &= \left(\frac{Q^2 - k^2}{Q^2} \right) V_k. \end{aligned} \quad (14)$$

Откуда можно найти силы корректоров $F_i^c = f_i^c \beta^{-3/2}$, $i = 1 \dots 2N$ или $B_i^c = F_i^c B\rho$ [Тл], где $B\rho$ — магнитная жесткость пучка.

Таким образом, гармонический метод позволяет выполнять коррекцию без вычисления МОО, но при этом требуется знание значений бета-функций во всех элементах системы коррекции (МПП и корректорах). Также стоит отметить, что гармонический метод коррекции применим при любом распределении МПП и корректоров по азимуту установки, но уравнения (13) будут иметь иной вид.

2.2. Исследование магнитооптической структуры без ошибок

В отсутствии ошибок магнитооптических элементов и выключенных корректорах, отклонение ЗО возможно только при наличии дисперсии (рис. 3). Расчет положения ЗО в таком случае позволяет определить точность моделирования, которая составила $\approx 10^{-15}$ м в месте максимума дисперсионной функции.

Следующим этапом ставилась задача определения максимального возмущения ЗО, вызываемого включением корректора максимальной силы. Согласно техническим характеристикам корректоров [5], максимальное поле составляет $B_{0;\max} = 0.08$ Тл при рабочем токе 40 А, эффективная длина корректора — $L_{\text{eff}} = 0.32$ м, магнитная жесткость пучка на энергии инжекции (3.2 МэВ/нуклон) $B\rho = 1.6381$ Тл·м. Отсюда максимальное возмущение, создаваемое одним корректором: $\theta_{\max} = (B_{0;\max} L_{\text{eff}}) / B\rho = 15.6$ мрад. Возмущение ЗО при включении первого и последнего (шестого) корректоров первого супер-

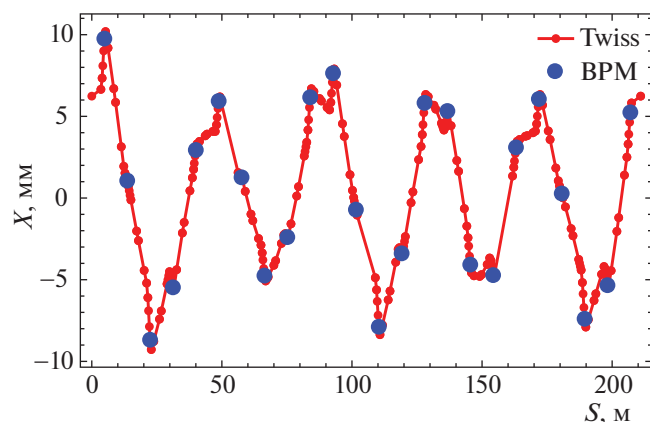


Рис. 5. Возмущение ЗО при наличии ошибок дипольных и положения квадрупольных магнитов вдоль всего периметра установки.

риода составляют $[-0.4; 0.45]$ м и отличаются только сдвигом фазы колебаний (рис. 4).

2.3. Ошибки дипольных магнитов и ошибки положения квадрупольных магнитов

Данный тип ошибок задавался с помощью модулей EFCOMP и EALIGN программного комплекса MAD-X согласно СКО параметров, приведенных в табл. 2. Наличие таких ошибок приводит к возмущению ЗО с максимальной амплитудой $[-10; 10]$ мм (рис. 6). Сравнение значений в местах установки МПП (синие маркеры) с поведением ЗО показывает, что МПП установлены близко к максимальным отклонениям ЗО.

Построение МОО выполнялось при силе корректирующих магнитов $B_0 = 0.005$ Тл. Коррекция орбиты методом обратной матрицы позволила

получить отклонения $[-3; 0.7]$ мм (рис. 6). Приведенные на рис. 6 результаты коррекции (скорректированная ЗО и требуемые силы корректоров) не симметричны, что может быть связано с наличием систематической ошибки в используемом методе и требует дополнительного исследования.

2.4. Ошибки всех элементов магнитооптической структуры

Наличие ошибок всех структурных элементов согласно таблицы 2 приводят к меньшему, чем в п. 2.3, возмущению возмущению ЗО с максимальной амплитудой $[-8; 7]$ мм (рис. 7). Построение МОО выполнялось при силе корректирующих магнитов $B_0 = 0.005$ Тл. Коррекция орбиты методом обратной матрицы позволила получить отклонения $[-1; 0.2]$ мм (рис. 8). Приведенные результаты коррекции также не симметричны и требуют поиска источника систематической ошибки.

Использование МНК и SVD алгоритмов дает аналогичный результат, поскольку $m = n$. Как видно на рис. 8 (справа), средняя требуемая сила корректоров составляет 0.3% (максимальной 1%), что соответствует току питания 0.12 А (максимум 0.4 А).

Далее выполнялась проверка алгоритма МНК при $m \neq n$. С этой целью при моделировании отключался последний МПП четвертого суперпериода, после чего выполнялась коррекция. Результаты моделирования на рис. 9 показывают, что различия в положении ЗО и настройках корректоров имеются только в области выключенного МПП и отклонения ЗО не выходят за полученные при $m = n$ пределы.

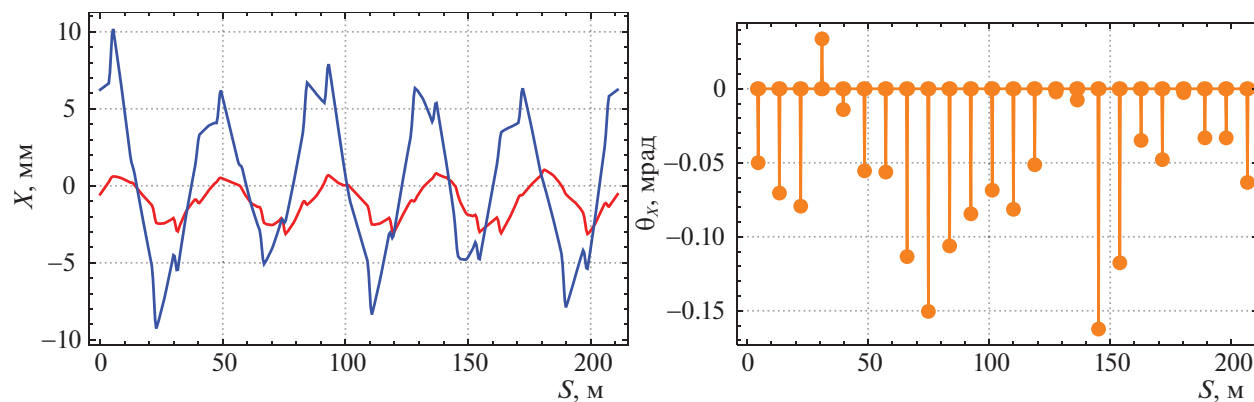


Рис. 6. Возмущение ЗО до (синяя кривая) и после (красная кривая) коррекции при наличии ошибок дипольных и положения квадрупольных магнитов (справа) вдоль всего периметра установки (слева) и требуемые силы корректирующих магнитов (справа).

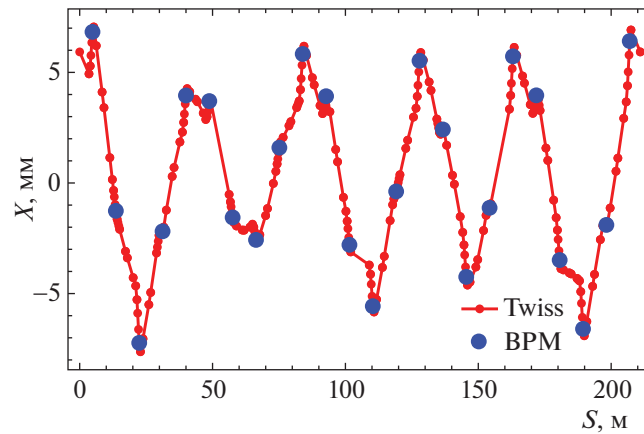


Рис. 7. Возмущение ЗО при наличии всех ошибок элементов магнитооптической структуры вдоль всего периметра установки.

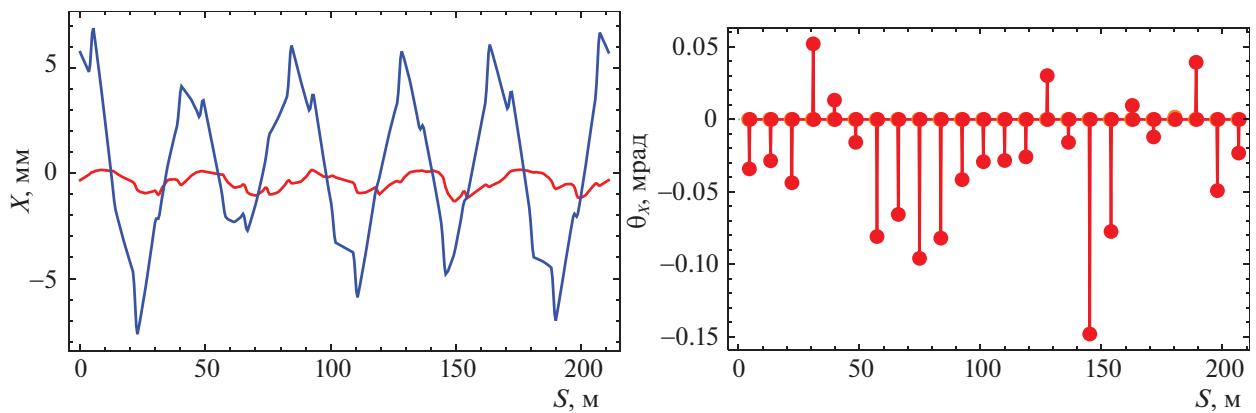


Рис. 8. Возмущение ЗО до (синяя кривая) и после (красная кривая) коррекции при наличии всех ошибок (слева) и требуемые силы корректирующих магнитов (справа).

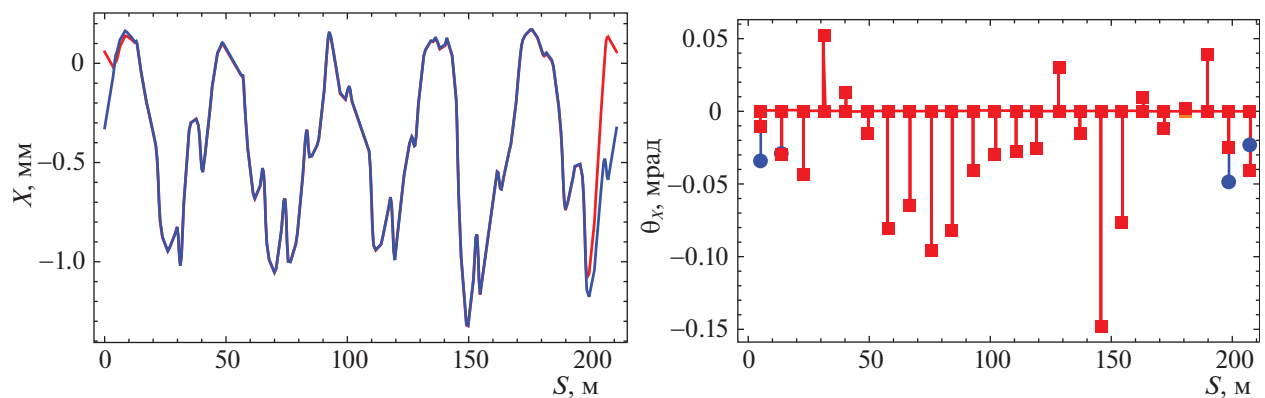


Рис. 9. Скорректированная ЗО при $m = n$ (синяя кривая) и при выключенном МПП (красная кривая) (слева) и сравнение требуемых сил корректирующих магнитов (справа).

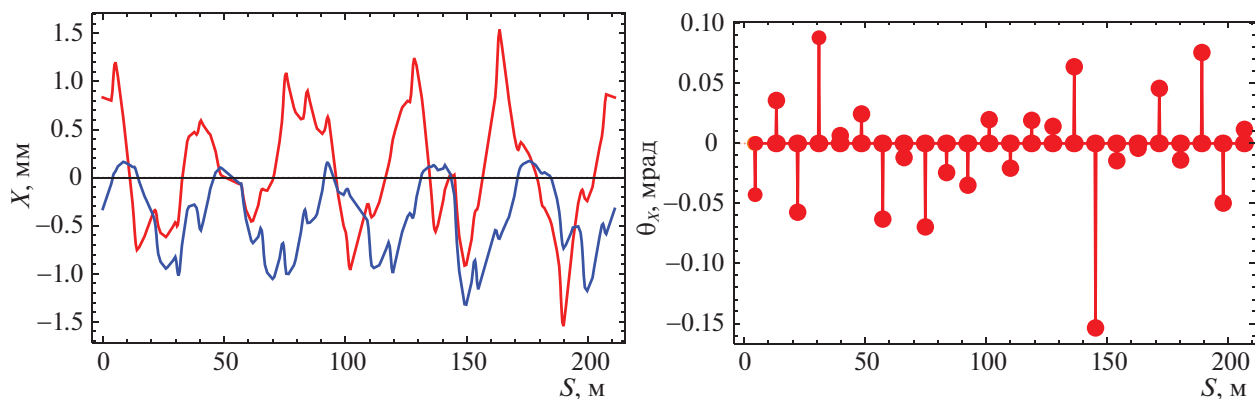


Рис. 10. Коррекция ЗО методом обратной матрицы (синяя кривая) и гармоническим методом (красная кривая) (слева), требуемые силы корректирующих магнитов (справа) при гармоническом методе коррекции.

Последний алгоритм, рассматриваемом в работе, является гармонический метод коррекции. Найденные с помощью соотношений (13) и (14) настройки корректирующих магнитов и скорректированное отклонение ЗО приведены на рис. 10. Гармонический метод коррекции позволяет получить разброс амплитуды ЗО в диапазоне $[-1.5; 1.5]$ мм при этом он позволяет получить симметричные (относительно равновесной орбиты) отклонения и уменьшить среднюю силу и количество задействованных корректоров.

3. ВЫВОДЫ

Ошибки магнитооптических элементов, определенные в процессе производства (по средствам магнитных измерений), приводят к возмущению $ЗО \leq \pm 8$ мм. Рассмотренные в работе алгоритмы коррекции ЗО (метод обратной матрицы, МНК, SVD и гармонический метод коррекции) позволяют скорректировать отклонения ЗО до $\leq \pm 1-1.5$ мм, при этом гармонический метод позволяет получить симметричные (относительно равновесной орбиты) отклонения и не требует построения МОО (но, с другой стороны, требует знания величины бета-функции в местах установки МПП и корректоров). Наличие не симметричности в методах с построением МОО может быть связано с наличием систематической ошибки и требует дополнительного исследования. Необходимые силы корректоров составляют 0.3% (максимум 1%), что соответствует 0.12 А (максимум 0.4 А), гармонический метод, в свою очередь, позволяет уменьшить среднюю силу и количество задействованных корректоров. Все рассмотренные алгоритмы коррекции моделировались по данным в местах установки МПП, что делает возможным использовать полученные модели при написании библиотек для ПО системы управления Бустера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Syresin E.M., et al. // Proc. 26th Russian Particle Accelerator Conf. (RUPAC'18). 2018. P. 12–16. <https://doi.org/10.18429/JACoW-RUPAC2018-MOX-MH03>
2. Tuzikov A.V., et al. // Proc. 25th Russian Particle Accelerator Conf. (RuPAC'16). 2017. P. 160–162. <https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2016-FR-CAMH05>
3. Kazinova O., et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15 (7). P. 854–857. <https://doi.org/10.1134/S1547477118070051>
4. Бутенко А.В., Казина О., Костромин С.А. и др. Допуски на погрешности магнитного поля бустера нуклотрона. Сообщение ОИЯИ № P9-2017-18. 2017. Дубна: ОИЯИ. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/48/088/48088308.pdf
5. Shandov M.M., et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17 (4). P. 535–538. <https://doi.org/10.1134/S154747712004041X>
6. Kostromin S.A., et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13 (7). P. 855–861. <https://doi.org/10.1134/S1547477116070323>
7. Donyagin A.M., et al. // Appl. Phys. 2017. V. 4. P. 16–21.
8. Borisov V.V., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2018. V. 28 (3). P. 1–5.
9. Shemchuk A.V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15 (7). P. 873–877.
10. Methodical Accelerator Design (MAD-X). 2020. <https://mad.web.cern.ch/mad/>.
11. Kolomensky A. A., Lebedev A.N. Theory of Cyclic Accelerators. 1966. Amsterdam: North-Holland.
12. Ziemann V. Hands-On Accelerator Physics Using MATLAB. 2019. Boca Raton: CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9780429491290>
13. Dinev D. // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28 (4). P. 398–417. <https://doi.org/10.1134/1.953046>
14. Kotelnikov V.A. Reprint in Modern Sampling Theory: Mathematics and Applications. 2000. Boston: Birkhäuser.

Closed Orbit Correction Algorithms of the NICA Booster

M. M. Shandov^{1, *} and S. A. Kostromin^{1, 2}

¹*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

²*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: shandov@jinr.ru*

Received July 15, 2022; revised July 15, 2022; accepted July 18, 2022

Abstract—The NICA accelerator complex will consist of two injector chains, a new 578 MeV/u superconducting booster synchrotron (Booster), the existing superconducting synchrotron - Nuclotron, and the new superconducting collider that has two storage rings each of about 503 m in circumference. At present, the technological commissioning run of the Booster is being completed. The next step is planned commissioning run with the beam. One of the first procedures after beam injection is the closed orbit correction and providing stable circulation. The closed orbit distortion is should not be out of the tolerance range during the accelerating cycle. The article describes the closed orbit correction algorithms in superconducting synchrotrons, which can be implemented in the Booster and the expected results for Run with a beam.

Keywords: particle accelerator, synchrotron, Booster, closed orbit correction