

Ш. - 599

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9-95-271

На правах рукописи

УДК 621.384+
634.5

ЩЕПУНОВ

Вячеслав Анатольевич

КОРРЕКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НУКЛОТРОНА

Специальность: 01.04.13 — электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель:

кандидат технических наук
старший научный сотрудник

МИХАЙЛОВ Владимир
Афанасьевич

Официальные оппоненты:

доктор технических наук
профессор

ГЛАЗКОВ Анатолий
Александрович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЧИРКОВ Пётр
Николаевич

Ведущая организация:

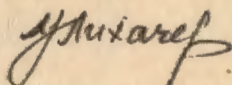
ИПО "Электрофизика" им. Д.В. Ефремова г. Санкт-Петербург

Защита состоится "___" _____ 1995 г. в ___ часов
на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в
Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных
исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Автореферат разослан "___" _____ 1995 г.

учёный секретарь
диссертационного совета



ЛИХАЧЕВ М.Ф.

АКТУАЛЬНОСТЬ РАБОТЫ

В целях проведения исследований на пучках релятивистских ядер в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ был разработан проект нуклотрона — сверхпроводящего ускорительного комплекса, предназначенного для ускорения тяжёлых ионов до энергий 6 Гэв/н. Наряду с задачами выбора основных параметров комплекса, его магнитной структуры, разработки и создания структурных элементов, криогенного и вакуумного оборудования и пр., большое внимание было уделено проектированию систем коррекции магнитного поля: разработке корректирующих элементов, их размещению в кольце ускорителя, выработке подходящих алгоритмов коррекции. Системы коррекции магнитного поля, а также управления полем структурных магнитов, являются основным инструментом управления пучком и исследования его динамики. От эффективности коррекции в известной степени зависят как интенсивность пучка, так и сама возможность ускорения частиц. В частности, для обеспечения устойчивой циркуляции пучка в процессе вывода из нуклотрона, который может длиться до 15 сек, ускоритель должен иметь надёжную систему коррекции бетатронных резонансов. Необходимость эффективной коррекции резонансов диктуется также предполагаемым ускорением интенсивных пучков, когда из-за кулоновского сдвига частот во время инжекции и на начальном этапе ускорения возможно пересечение опасных резонансных линий. В нуклотроне предусмотрены следующие системы коррекции:

- горизонтальной и вертикальной проекций замкнутой орбиты,
- хроматичности и амплитудной зависимости бетатронных частот,
- ближайших к рабочей точке бетатронных резонансов 2-4 порядков.

При проектировании систем коррекции принималось во внимание ограничение пространства в кольце ускорителя доступного для размещения корректоров и пикап-электродов. Использование мультипольного корректора, поле которого содержит 4 независимые мультипольные компоненты, позволило разместить в кольце ускорителя необходимое количество корректирующих элементов.

Наряду с эффективностью, системы коррекции должны обладать достаточной степенью гибкости в управлении, когда предусмотрена возможность быстрой смены алгоритма коррекции, а также перехода от режима ручной настройки к режиму программного управления токами коррекции. Такая гибкость связана со схемами электрического включения корректирующих элементов и алгоритмами управления токами коррекции. Использование независимых источников питания для каждой корректирующей обмотки мультипольного корректора обеспечило значительную свободу в выборе алгоритмов управления корректорами.

Для оценки эффективности различных алгоритмов коррекции и выбора наиболее подходящих для магнитной структуры нуклотрона был решен ряд задач численного моделирования. Основное внимание при этом уделялось возможности использования результатов измерения полей структурных магнитов.

ЦЕЛЬ ДИССЕРТАЦИИ состоит:

— в определении степени влияния погрешностей магнитных полей на искажение замкнутой орбиты, разброс бетатронных частот и ширины бетатронных резонан-

сов в нуклотроне;

– в выборе оптимальной компоновки элементов систем коррекции в кольце ускорителя, разработке и программной реализации алгоритмов коррекции магнитного поля;

– в определении требований к максимальным значениям полей корректирующих элементов, расчёте токовых обмоток корректора и составлении соответствующих технических заданий;

– в разработке и программной реализации алгоритмов численного моделирования коррекции магнитного поля с учетом нелинейных компонент магнитных полей корректоров и структурных магнитов;

– в исследовании путем численного моделирования возможностей систем коррекции магнитного поля нуклотрона.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

1. Разработаны гибкие алгоритмы управления корректорами нуклотрона, предусматривающие возможность использования нескольких методов коррекции и перехода от одного метода коррекции к другому.

2. Выбрана конфигурация и произведен расчёт магнитного поля и токовых обмоток сверхпроводящего мультипольного корректора, поле которого содержит 4 независимо возбуждаемые мультипольные компоненты. Конфигурации обмоток выбраны из условия минимизации паразитных (неосновных) гармоник поля.

3. Разработаны и программно реализованы алгоритмы численного моделирования коррекции магнитного поля в синхротронах. Программы моделирования позволяют:

– учитывать ошибки юстировки и мультипольные компоненты магнитных полей корректоров и структурных магнитов синхротрона;

– получать статистическую информацию об искажениях замкнутой орбиты, разбросах частот бетатронных колебаний и искажениях огибающих пучка под воздействием бетатронных резонансов;

– получать статистическую информацию об эффективности соответствующих алгоритмов коррекции магнитного поля.

4. Во 2 порядке приближения метода усреднения Крылова–Боголюбова получены аналитические выражения для разбросов бетатронных частот синхротрона под влиянием квадратичных нелинейностей магнитного поля (с учетом искажений замкнутой орбиты). Применительно к нуклотрону сделаны соответствующие численные оценки.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

Результаты проделанной работы лежат в основе:

– технических заданий на разработку корректирующих элементов нуклотрона и их источников питания;

– принятых схем компоновки корректоров и элементов системы диагностики пучка в кольце ускорителя;

– выбранных алгоритмов коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов;

– программ численного моделирования коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов.

Разработанные алгоритмы коррекции магнитного поля и программы численного моделирования могут быть использованы при разработке аналогичных систем коррекции магнитного поля синхротронов.

НА ЗАЩИТУ ВЫНОСЯТСЯ

1. Компоновка элементов систем коррекции магнитного поля в кольце нуклотрона. Конфигурации токовых обмоток неявнополюсных мультипольных корректоров.

2. Алгоритмы коррекции замкнутой орбиты нуклотрона.

3. Алгоритмы коррекции частот бетатронных колебаний в нуклотроне с учетом эффектов 2 порядка, вносимых квадратичными нелинейностями магнитных полей.

4. Алгоритмы коррекции бетатронных резонансов 2–4 порядков, включая независимую коррекцию 4 полуцелых резонансов и 2 резонансов связи.

5. Результаты аналитических расчётов влияния погрешностей магнитного поля нуклотрона на искажение замкнутой орбиты, разброс бетатронных частот и ширины бетатронных резонансов.

6. Методы численного моделирования замкнутой орбиты и ее коррекции. Методы численного моделирования систем коррекции бетатронных частот и резонансов. Программы, реализующие данные методы.

7. Результаты численного моделирования систем коррекции орбиты, бетатронных частот и резонансов в нуклотроне.

8. Анализ результатов экспериментальных измерений и коррекции замкнутой орбиты ускорителя.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ И ПУБЛИКАЦИИ

Основные результаты диссертационной работы докладывались на 2 Европейской конференции по ускорителям заряженных частиц (Ницца, Франция 1990г.), на XIII Совещании по ускорителям заряженных частиц (Дубна, Россия 1992г.), на Международном совещании по программированию и математическим методам решения физических задач (Дубна, Россия 1993г.), на школе ЦЕРН по ускорителям заряженных частиц (Баден, Австрия 1994г.), на Национальной конференции США по ускорителям заряженных частиц (Даллас, США 1995), на научных семинарах ЛВЭ ОИЯИ. По теме диссертации опубликовано 11 печатных работ.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и 8 приложений; изложена на 107 страницах текста, включая 23 рисунка, 19 таблиц и библиографический список литературы из 87 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во ВВЕДЕНИИ показана актуальность данной работы, сформулированы ее основные задачи, дается краткое описание предмета и специфики исследования, приведено описание структуры диссертации.

В ГЛАВЕ I приведены основные сведения о магнитной структуре нуклотрона, дан анализ влияния ошибок юстировки и погрешностей поля на искажение замкнутой орбиты и разброс бетатронных частот, содержатся результаты экспериментальных исследований замкнутой орбиты ускорителя.

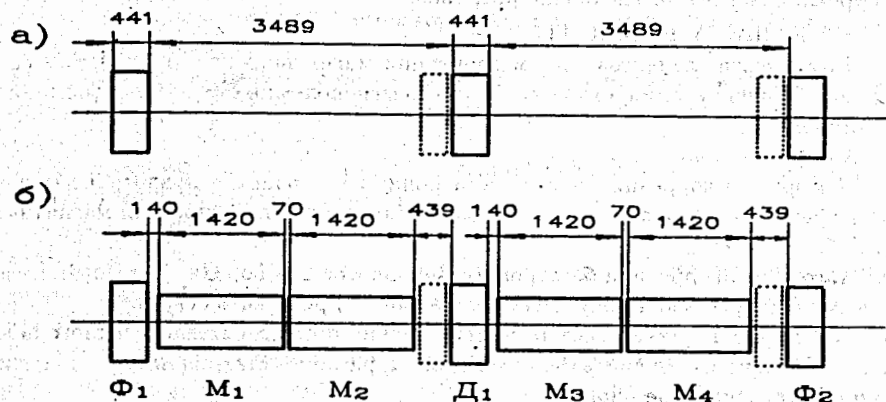


Рис. 1. ФОДО периоды нуклотрона. Обозначения: Ф – фокусирующая линза, Д – дефокусирующая линза, М₁–М₄ – дипольные магниты. Пунктиром показаны места расположения корректоров и пикап-электродов.

В п. 1.1 даны основные параметры нуклотрона, описана магнитная структура кольца, приведены оптические функции суперпериода для номинальной рабочей точки $Q_x = 6.80$, $Q_z = 6.85$. Кольцо нуклотрона состоит из 8 суперпериодов, в каждый из которых входят 1 ФОДО ячейка, не содержащая дипольных магнитов (рис. 1а), и 3 регулярных периода (рис. 1б). Кратко описано устройство структурных дипольных и квадрупольных магнитов, приведены статистические данные о погрешностях их магнитных полей, полученные из магнитных измерений.

В п. 1.2 рассматривается влияние различных источников возмущения на искажение замкнутой орбиты нуклотрона. Основными источниками искажений являются разброс $\langle \Delta B_l / B_l \rangle_M$ интегральных значений $(B_l)_M$ ведущего поля в дипольных магнитах, разброс $\langle \Delta \alpha \rangle_M$ углов поворота медианных плоскостей дипольных магнитов относительно продольной оси, горизонтальные и вертикальные смещения осей квадрупольных линз $\langle \Delta x \rangle_L$, $\langle \Delta z \rangle_L$ и, при низких индукциях, статические рассеянные поля B_R в прямолинейных промежутках ускорителя (здесь и далее $\langle \rangle$ обозначают среднеквадратичные величины). Расчёты показывают, что другие источники возмущений, такие как смещения дипольных магнитов, мультипольных корректоров и пр., вносят пренебрежимый с практической точки зрения вклад в общее искажение орбиты.

Для оценки искажений, вызванных случайным разбросом погрешностей, были введены функции $\xi_{x,z,\alpha}(\phi)$, показывающие абсолютные значения горизонтальных и вертикальных искажений орбиты на азимуте ϕ , которые не будут превы-

шены с вероятностью α . Например, при допусках, принятых на этапе проектирования и монтажа ускорителя:

$$\langle \alpha \rangle_M = 5 \cdot 10^{-4}, \quad \langle \Delta B_l / B_l \rangle_M = 7 \cdot 10^{-4}, \quad \langle \Delta x \rangle_L = \langle \Delta z \rangle_L = 0.1 \text{ мм},$$

максимальные значения $\xi_{x,0.98}^{\max}$ и $\xi_{z,0.98}^{\max}$ составляют 5.7 и 7.6 мм соответственно (без учета рассеянных полей). После завершения монтажа ускорителя был проведен более детальный анализ источников искажений орбиты. В таблице 1 представлены результаты расчётов замкнутой орбиты, проведенных с учетом результатов магнитных измерений полей диполей (на уровне поля инжекции дейтронов $B_{\text{инж}} = 294$ Гаусс) и геодезических данных об ошибках юстировки диполей и квадрупольных (с учетом их положений в кольце). Согласно геодезическим данным установленные допуски на юстировку были выдержаны. Реальная величина $\langle \Delta B_l / B_l \rangle_M$ превысила допуск и составила $\approx 1.6 \cdot 10^{-3}$, чему соответствует статистическая оценка $\xi_{x,0.98}^{\max} = 15.5$ мм (что несколько превышает результат точного расчёта, приведенного в табл. 1.).

Табл. 1. Вклад различных источников возмущений в искажение замкнутой орбиты (расчёт для номинальной рабочей точки ускорителя).

Источник искажения	Максимальное горизонтальное искажение [мм]	Максимальное вертикальное искажение [мм]
Смещения линз	2.0	1.3
Повороты диполей вдоль оси пучка	0.0	0.6
$\langle \Delta B_l / B_l \rangle_M$ в диполях	11.0	0.0
Смещения фундамента	-	3.5

Измерения замкнутой орбиты, проведенные на пучке дейтронов на этапе пуска - наладочных работ, показали что при низких индукциях ведущего поля B реальные максимальные искажения орбиты в обеих плоскостях превышают приведенные расчётные значения. Было установлено, что источником дополнительных искажений орбиты являются рассеянные поля в 8-и прямолинейных промежутках ускорителя (см. рис. 1а). Расчёты, проведенные с учетом измеренных рассеянных полей, показали, что при низких индукциях они вносят основной вклад в искажения вертикальной орбиты. При этом наблюдается согласие между экспериментально измеренными и расчётными значениями искажений. В искажения горизонтальной орбиты вносят сравнимые вклады как разброс $(\Delta B_l / B_l)_M$ в диполях, так и рассеянные поля. Наиболее эффективную коррекцию рассеянных полей обеспечивают корректоры, расположенные вблизи центров прямолинейных промежутков (перед линзами Д₁ в каждом суперпериоде, см. рис. 1а, 2).

В п. 1.3 на основе данных магнитных измерений сделаны оценки сдвигов и разбросов частот бетатронных колебаний, вызванных погрешностями структуры

и полями корректоров хроматичности. Основным источником смещения рабочей точки от номинала $Q_x = 6.80, Q_z = 6.85$ является изменение средних значений интегральных полей диполей $(\overline{BI})_M$ и Ф- и Д- квадруполей $(\overline{BI})_{\Phi, \Delta}$ во время цикла ускорения. Наибольших значений сдвиги частот достигают при полях насыщения железе $B=1.7-2.08$ Тл и составляют $\Delta \overline{Q}_{x,z}^{(1)} \simeq +0.25$. Структурные дипольные, Ф- и Д- квадрупольные линзы имеют независимые источники питания, что позволяет стабилизировать положение рабочей точки путем программируемого изменения отношения $K_{\Phi, \Delta} = I_{\Phi, \Delta} / I_M$ токов $I_{\Phi, \Delta}$ в Ф- и Д- квадрупольях к току I_M диполей.

Частотные разбросы также достигают своих наибольших значений при полях близких к полям насыщения в железе. В первом порядке теории возмущений получены следующие оценки разбросов частот и изменения хроматичности (при ведущем поле $B=2.08$ Тл):

$\Delta \overline{\chi}_x \simeq +18.5, \Delta \overline{\chi}_z \simeq -17.0$ - изменение хроматичности структуры, вносимое систематической составляющей $(\Delta \overline{B}/B)^{(2)} \simeq 0.008$ квадратичных нелинейностей полей диполей (в линейном приближении хроматичность составляет $\chi_{x0} \simeq -8.1$ и $\chi_{z0} \simeq -8.0$);

$\langle \Delta Q_{x,z}^{(3)} \rangle, |\Delta \overline{Q}_{x,z}^{(3)}| \leq 0.7 \cdot 10^{-3}$ - стандартные отклонения и средние значения разбросов частот, вносимых октупольными нелинейностями; вклад декапольных и додекапольных нелинейностей составляет:

$$\langle \Delta Q_{x,z}^{(4)} \rangle \ll |\Delta \overline{Q}_{x,z}^{(4)}|, |\Delta \overline{Q}_x^{(4)}|_{\max} = 2.5 \cdot 10^{-3}, |\Delta \overline{Q}_z^{(4)}|_{\max} = 3.8 \cdot 10^{-3};$$

$$\langle \Delta Q_{x,z}^{(5)} \rangle \ll |\Delta \overline{Q}_{x,z}^{(5)}|, |\Delta \overline{Q}_x^{(5)}|_{\max} = 3.6 \cdot 10^{-3}, |\Delta \overline{Q}_z^{(5)}|_{\max} = 2.1 \cdot 10^{-3}.$$

Оценки показывают, что при относительном импульсном разбросе $|\delta| \leq 10^{-3}$ основной вклад в частотные разбросы вносят секступольные нелинейности полей дипольных магнитов, а также секступольные поля корректоров хроматичности. По этой причине их влияние было исследовано более детально: с точностью до 2 порядка метода усреднения Крылова-Боголюбова и с учетом искажений замкнутой орбиты. Кроме упомянутых поправок к хроматичности среди эффектов 1 порядка следует выделить:

- сдвиги частот $\Delta \overline{Q}_{x,z}^{(s)} \simeq \pm 6.2 \cdot 10^{-2}$, вносимые сагиттой в дипольных магнитах (при $B=2.08$ Тл);

- сдвиги частот, обусловленные секступольными полями корректоров хроматичности и искажением замкнутой орбиты (при полной компенсации χ_{x0} и χ_{z0}):

$$\Delta Q_{x \max}^A = 3.3 \cdot 10^{-2} \cdot A_x, \quad \Delta Q_{z \max}^A = 6.7 \cdot 10^{-2} \cdot A_z,$$

где $A_{x,z}$ - амплитуды 8-х гармоник замкнутой орбиты [см].

Во 2 порядке приближения квадратичные нелинейности ведут себя подобно кубическим нелинейностям. Среди сдвигов частот, вызванных нелинейностями в дипольных магнитах, выделим $\Delta \overline{Q}_{xM}^{(I)}, \Delta \overline{Q}_{zM}^{(I)}$, которые зависят от амплитуд

бетатронных колебаний, и $\Delta \overline{Q}_{xM}^{(AA)}, \Delta \overline{Q}_{zM}^{(AA)}$, связанные с искажением замкнутой орбиты:

$$\begin{pmatrix} \Delta \overline{Q}_{xM}^{(I)} \\ \Delta \overline{Q}_{zM}^{(I)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.046 & 0.021 \\ 0.021 & -0.048 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_x \\ I_z \end{pmatrix} [(\Delta \overline{B}/B)^{(2)} \cdot 10^{-3}]^2,$$

$$\begin{pmatrix} \Delta \overline{Q}_{xM}^{(AA)} \\ \Delta \overline{Q}_{zM}^{(AA)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -83 & -721 \\ -13 & 641 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x^2 \\ A_z^2 \end{pmatrix} [(\Delta \overline{B}/B)^{(2)}]^2;$$

где $0 \leq I_x \leq 4 \cdot 10^{-3}, 0 \leq I_z \leq 2.2 \cdot 10^{-3}$ [см] - линейные инварианты бетатронных колебаний $I_x = [x^2 + (x'\beta_x + x\alpha_x)^2]/2\beta_x$ (и аналогично для I_z), $\beta_{x,z}, \alpha_{x,z}$ - функции Твисса; $A_{x,z}$ - амплитуды 8-х гармоник замкнутой орбиты [см]; $(\Delta \overline{B}/B)^{(2)}$ - среднее значение секступольной нелинейности в дипольных магнитах на радиусе $r=4$ см, нормированное на ведущее поле B . Аналогичные сдвиги частот $\Delta Q_{xC,zC}^{(I)}$ и $\Delta Q_{xC,zC}^{(AA)}$ вносят и корректоры хроматичности (оценка дана для случая полной компенсации $\chi_{x0,z0}$):

$$\begin{pmatrix} \Delta Q_{xC}^{(I)} \\ \Delta Q_{zC}^{(I)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.57 & 0.39 \\ 0.39 & 0.30 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_x \\ I_z \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \Delta Q_{xC}^{(AA)} \\ \Delta Q_{zC}^{(AA)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.51 & -3.84 \\ 0.34 & 4.27 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x^2 \\ A_z^2 \end{pmatrix};$$

Приведенные оценки 2 порядка метода усреднения показывают, что при $B \leq 1.8$ Тл, когда $(\Delta \overline{B}/B)^{(2)} \simeq -1 \cdot 10^{-3} \simeq \text{Const}$, вклад нелинейностей диполей в разброс частот, зависящий от амплитуды, примерно на порядок меньше вклада, вносимого корректорами хроматичности. При $B \geq 2.0$ Тл: $3 \cdot 10^{-3} \leq (\Delta \overline{B}/B)^{(2)} \leq 1 \cdot 10^{-2}$, - дипольные магниты становятся основным источником этих разбросов. Для компенсации амплитудной зависимости бетатронных частот в системе коррекции предусмотрены 2 независимых семейства октупольных корректирующих обмоток (см. п. 2.3).

ГЛАВА II посвящена системе коррекции магнитного поля нуклотрона. В ней описано размещение элементов системы коррекции в кольце ускорителя; приведен расчёт корректирующих обмоток мультипольного корректора; рассматриваются алгоритмы коррекции замкнутой орбиты, резонансов и разбросов бетатронных частот; приводятся результаты численного моделирования различных типов коррекций.

В п. 2.1 содержатся основные сведения о неявнополюсном сверхпроводящем мультипольном корректоре, приведен расчёт корректирующих обмоток. Каждый корректор содержит 4 типа обмоток, две из которых - дипольные - служат для коррекции вертикальной и горизонтальной проекций замкнутой орбиты. Две другие обмотки возбуждают (в зависимости от назначения) квадрупольную, секступольную или октупольную (прямые, либо косые) компоненты поля. Обмотки расположены на цилиндрическом каркасе длиной 350 мм, выполненном из нержавеющей стали толщиной 1.75 мм и разделены тонкими изоляционными прокладками толщиной $\delta \simeq 0.1$ мм. Все обмотки однослойные, за исключением 2-х слойных обмоток, возбуждающих прямую секступольную компоненту для

коррекции хроматичности. Толщина одного слоя обмотки с прокладкой составляет 0.65 мм. Каркас с обмотками окружен цилиндрическим магнитопроводом, набранном из листов электротехнической стали, что позволяет увеличить максимальное поле в центре корректора в 1.7–1.8 раза. В таблице 2 приведены магнитные характеристики мультипольного корректора.

Табл. 2: Магнитные характеристики мультипольного корректора. N_B – число витков/полюс; $B_{расч}$ – расчётные поля в центре "бесконечно длинного" корректора; $B_{изм}^{(30)}$ – измеренные значения интегральных полей, приведенные к длине $l=30$ см. Поля даны на радиусе нормализации $r_n=40$ мм при максимальном токе $I_{max}=100$ А; $\lambda = B_{изм}^{(30)}/I_{max}$.

N	Тип обмотки	N_B	$B_{расч}$ [Гаусс]	$B_{изм}^{(30)}$ [Гаусс]	λ [Гаусс/А]
1	Диполь	110	1780	1300	13.0
2	Квадруполь	69	1160	948	9.5
3	Секступоль	2×44	1150	903	9.0
4	Октуполь	35	306	207	2.1

Угловая протяженность дипольных обмоток выбрана таким образом, чтобы они не возбуждали паразитную 3 гармонику поля. Для уменьшения паразитной 5 гармоники дипольных обмоток, в их центрах оставлено свободное пространство не занятое проводником. Магнитные измерения показали, что в этом случае интегральные значения 5 гармоники не превышают 2.5% от величины основной гармоники. Вклады остальных паразитных гармоник для обмоток всех типов, не превышают 1% относительно значений основных гармоник. Учитывая небольшую суммарную длину всех мультипольных корректоров, достигнутые значения паразитных гармоник можно считать допустимыми.

В п. 2.2 рассматриваются вопросы коррекции орбиты. Кратко описаны алгоритмы коррекции: наименьших квадратов, "динамический", гармонический, бамп-метод, а также спрямление пучка на первых оборотах. В методе наименьших квадратов силы корректоров определяются из условия минимума суммы квадратов значений орбиты в пикап-электродах. Целевая функция F имеет вид (1а):

$$a) F = \sum_{i=1}^{N_m} (Y_i + \Delta Y_i)^2 \rightarrow \text{Min}, \quad б) F = \int_0^{2\pi} (Y(\phi) + \Delta Y(\phi))^2 / \beta(\phi) d\phi \rightarrow \text{Min}; \quad (1)$$

где Y_i – значение орбиты (горизонтальной или вертикальной) в i -ом пикап-электроде до коррекции; ΔY_i – вклад в орбиту, вносимый корректорами. В "динамическом" методе минимизируется функция (1б), где $\beta(\phi)$ – амплитудная функция Твисса, ϕ – обобщенный азимут. В гармоническом методе компенсируются наиболее опасные гармоники замкнутой орбиты. В перечисленных 3 методах коррекции замкнутой орбиты вычисляется линейная матрица $\|A_{ij}\|$,

связывающая угол коррекции корректора j с его вкладом ΔY_i в показание пикап-электрода i . Данная матрица используется в многошаговом алгоритме MICADO поиска минимального числа наиболее эффективных корректоров. Для бамп-метода локальной коррекции орбиты реализован следующий цикл: 1) поиск участка с наибольшим искажением орбиты, 2) локальная коррекция орбиты на этом участке.

Табл. 3. Среднеквадратичные значения максимальных искажений орбиты после коррекции $\langle x_{max} \rangle$, $\langle z_{max} \rangle$, углов коррекции $\langle \Delta x_{max,z} \rangle$ и качества коррекции $\langle K_{x,z} \rangle$ для 3-х методов коррекции при разных ошибках $\langle \Delta x_p \rangle = \langle \Delta z_p \rangle$ определения положения центра тяжести пучка в пикап-электродах (скобки $\langle \rangle$ опущены).

Метод коррекции	Δx_p [мм]	x_{max} [мм]	z_{max} [мм]	Δx_{max} [мрад]	Δz_{max} [мрад]	K_x	K_z	κ_x	κ_z
Гармонический	0.0	1.2	1.2	0.30	0.39	3.8	4.4	2.15	1.82
	0.5	1.6	1.5	0.35	0.47	2.8	3.6		
	1.0	2.5	2.2	0.43	0.58	1.8	2.8		
"Динамический"	0.0	0.9	1.2	0.46	0.52	4.7	4.5	3.65	3.11
	0.5	2.0	1.9	0.65	0.59	2.2	2.9		
	1.0	3.8	3.4	1.17	0.92	1.3	1.7		
Миним. квадр.	0.0	1.1	1.6	0.86	0.71	4.4	4.3	3.5	2.9

В систему коррекции орбиты нуклотрона входят 20 датчиков (пикап-электродов), показывающих вертикальные и горизонтальные смещения центров тяжести пучка от оси вакуумной камеры, и 2×29 прямых и косых (попарно) дипольных корректирующих обмоток в составе 29 мультипольных корректоров (см. рис. 2). На этапе проектирования системы коррекции орбиты ее эффективность оценивалась путем численного моделирования коррекции методом Монте-Карло. В таблице 3 представлены результаты моделирования коррекции орбиты 3 методами для 20 наборов погрешностей структуры и принятых для них допусках (см. п. 1.2). При этом использовались 20 корректоров и показания 20 пикап-электродов. Для оценки качества коррекции вычислялся коэффициент:

$$K = \frac{\max_{0 \leq \phi < 2\pi} |Y(\phi)|}{\max_{0 \leq \phi < 2\pi} |Y_{cor}(\phi)|}$$

Моделирование показало, что наилучшая коррекция при отсутствии ошибок в показаниях пикап-электродов достигается при использовании "динамического" метода; близким к "динамическому" по характеру и качеству коррекции оказывается метод наименьших квадратов. Ошибки в определении положений центров тяжести пучка в пикап-электродах $\langle \Delta x_p \rangle$, $\langle \Delta z_p \rangle$ приводят к увеличению максимальных искажений скорректированной орбиты. Например, для горизонтальных искажений:

$$\langle x_{max} \rangle^2 = \langle x_{max}^0 \rangle^2 + (\kappa_x \langle \Delta x_p \rangle)^2,$$

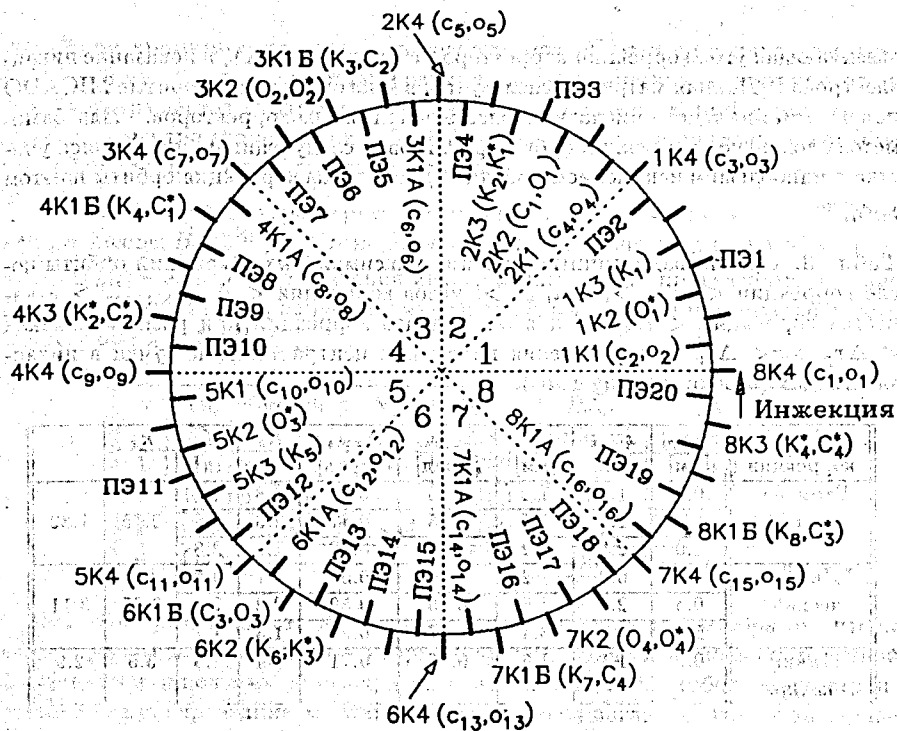


Рис. 2. Схема расположения корректоров (1К1, 1К2...8К4) и пикап-электродов (ПЭ1-ПЭ20) в кольце нуклотрона. Внешние штрихи показывают положения Ф-квадруполей, внутренние - Д-квадруполей. В скобках указаны обмотки, расположенные в корректорах: c_1-c_{16} - прямые секступоли для коррекции хроматичности, o_1-o_{16} - прямые октуполи для коррекции амплитудной зависимости бетатронных частот, K_1-K_8 - прямые квадрупольные обмотки для коррекции параметрических резонансов, $K_1^*-K_4^*$ - косые квадрупольные обмотки для коррекции резонансов связи 2 порядка, $C_1-C_4, C_1^*-C_4^*$ - соответственно, прямые и косые секступоли для коррекции резонансов 3 порядка и $O_1-O_4, O_1^*-O_4^*$ - соответственно, прямые и косые октуполи для коррекции резонансов 4 порядка. Все корректоры содержат прямые и косые дипольные обмотки для коррекции замкнутой орбиты. Цифры в центре - номера суперпериодов.

где $\langle z_{\max}^0 \rangle$ - среднеквадратичные значения максимальных искажений горизонтальной орбиты при нулевых ошибках (для $\langle z_{\max} \rangle$ - аналогично). Параметры $\kappa_{x,z}$ характеризуют восприимчивость метода коррекции к указанным ошибкам (см. табл. 3). Наиболее устойчивым к ошибкам пикап-электродов оказывается гармонический метод коррекции. Многошаговый алгоритм MICADO

обеспечивает приемлемое качество коррекции при относительно небольшом числе корректоров. Численное моделирование спрямления инжектированного пучка на 1 обороте показывает, что (при существующей расстановке корректоров и пикап-электродов) устойчивая коррекция достигается лишь в том случае, когда сила каждого корректора определяется на основе показаний не менее чем 3-х следующих за ним пикап-электродов. В целом (с учетом возможных ошибок пикап-электродов) система коррекции замкнутой орбиты позволяет снизить реальные максимальные искажения до уровня не более чем в 3.5 мм в обеих плоскостях.

Эксперименты по коррекции орбиты, проведенные на этапе пуско-наладочных работ, показали, что упомянутое преимущество метода MICADO является особенно важным при первоначальной настройке системы коррекции орбиты, так как позволяет значительно снизить искажения орбиты с помощью 2-3 наиболее эффективных корректоров.

В п. 2.3 рассмотрены алгоритмы коррекции сдвигов и разбросов бетатронных частот. Коррекция положения рабочей точки нуклотрона осуществляется с помощью структурных квадрупольных Ф и Д линз. Для коррекции хроматичности и амплитудной зависимости бетатронных частот, имеется 16 мультиполюсных корректоров, содержащих секступольные и октупольные обмотки (см. рис. 2). По электропитанию секступольные обмотки c_1-c_{16} объединены в 2 независимых семейства, одно из которых включает обмотки с нечетными номерами (перед Ф-линзами), а другое - с четными (перед Д-линзами). Секступольные поля $B_{\Phi}^{(c)}$ и $B_{D}^{(c)}$, возбуждаемые в корректорах каждого семейства, связаны с вносимыми ими изменениями хроматичности $\Delta\chi_{x,z}$ следующим образом:

$$\begin{pmatrix} B_{\Phi}^{(c)} \\ -B_{D}^{(c)} \end{pmatrix} \approx 10^{-3} \cdot B \begin{pmatrix} 3.22 & 0.96 \\ 1.44 & 4.88 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\chi_x \\ \Delta\chi_z \end{pmatrix},$$

где B - ведущее поле; $B_{\Phi}^{(c)}$ и $B_{D}^{(c)}$ даны на радиусе нормализации $r=4$ см. Аналогично, в 2 семейства, объединены октупольные обмотки o_1-o_{16} , предназначенные для коррекции амплитудной зависимости бетатронных частот. Данная зависимость характеризуется производными: $a_{xx} = (\partial Q_x / \partial I_x)$, $a_{zz} = (\partial Q_z / \partial I_z)$, $a_{xz} = (\partial Q_x / \partial I_z)$ [1/см], где $I_{x,z}$ - линейные инварианты бетатронных колебаний, - и может быть скорректирована с помощью 3 независимых семейств октупольных корректоров. Однако, для размещения обмоток 3 независимого семейства в кольце нуклотрона отсутствует необходимое свободное пространство. С помощью 2 семейств возможны либо частичная компенсация разбросов частот, либо смещение области занятой частотами на диаграмме (Q_x, Q_z) от линий опасных резонансов. В нуклотроне октупольные поля $B_{\Phi}^{(o)}$ и $B_{D}^{(o)}$ выбираются так, чтобы с ростом амплитуды колебаний частоты удалялись от линии резонанса связи $Q_x - Q_z = 0$. При этом условие удаления имеет вид:

$$\begin{pmatrix} B_{\Phi}^{(o)} \\ B_{D}^{(o)} \end{pmatrix} \leq 10^{-3} \cdot B \begin{pmatrix} 2.7 & -1.2 \\ -1.2 & 2.8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{xz} - a_{xx} \\ a_{xz} - a_{zz} \end{pmatrix}$$

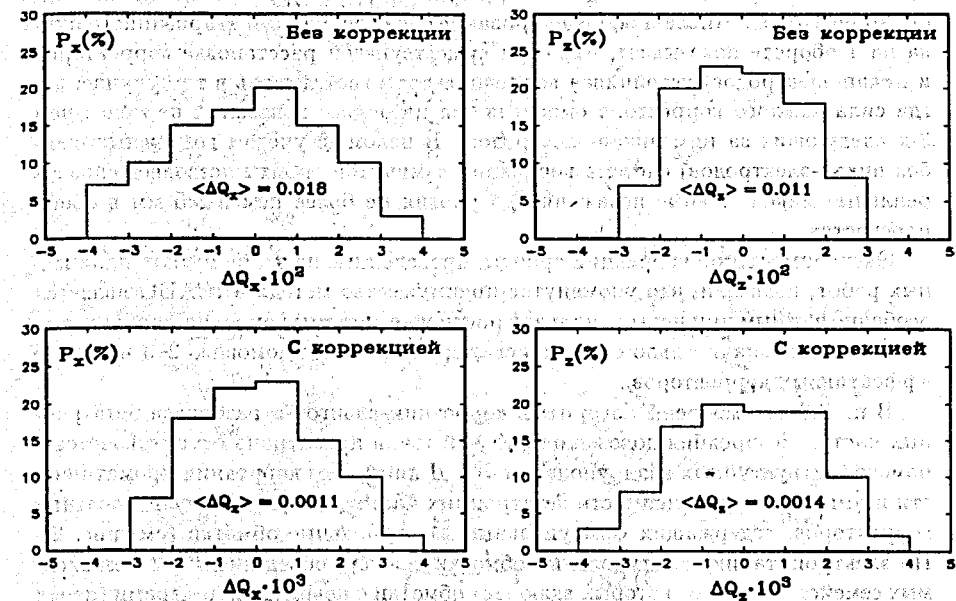


Рис. 3. Разбросы бетатронных частот без коррекции и с коррекцией хроматичности, полученные численным моделированием методом Монте-Карло. Гистограммы построены на основе результатов трассировки 100 частиц, начальные импульсы которых задавались случайным образом в соответствии с параболическим законом распределения: $P(y) = (3/4)(1 - y^2)$, где $P(y)$ – функция плотности вероятности, $y = (\delta/\delta_{\max})$, $\delta_{\max} = 4 \cdot 10^{-3}$, $\delta = (p/p_0 - 1)$ – отклонение импульса от равновесного p_0 .

(поля даны на радиусе нормализации $r=4$ см).

Эффективность коррекции оценивалась путем численного моделирования методом Монте-Карло (см. п. 3.3). В частности, коррекция хроматичности позволяет примерно на порядок снизить разброс частот, вызванный немонахроматичностью пучка (см. рис. 3).

Кроме алгоритмов коррекции разбросов частот, описанных выше, рассмотрены их усложненные варианты, где учтены эффекты 2 порядка, вносимые секступольными полями (см. п. 1.3). Рассмотрены случаи коррекции с помощью: а) 3 семейств секступольных корректирующих обмоток (сформированных из набора $c_1 - c_{16}$); б) комбинации 1 пары секступольных и 2 семейств октупольных корректирующих обмоток.

Параграф 2.4 посвящен коррекции бетатронных резонансов. В нем приведены оценки ширин ближайших к рабочей точке ускорителя резонансов 2–4 порядков (см. табл. 4 и диаграмму (Q_x, Q_z) на рис. 4); подробно рассмотрены

возможные схемы коррекций; сделаны статистические оценки величины корректирующих полей; приведены результаты численного моделирования независимой коррекции резонансов 2 порядка.

В кольце нуклотрона имеются следующие обмотки, предназначенные для коррекции бетатронных резонансов: 8 прямых и 4 косых квадрупольных, 4 прямых и 4 косых секступольных и 4 прямых и 4 косых октупольных, – размещенные в 16 мультипольных корректорах. Расположение обмоток в кольце нуклотрона показано на рис. 2. В табл. 4 указаны корректируемые резонансы и соответствующие корректирующие обмотки. Возможны 2 варианта подключения 4 однотипных обмоток: 1) попарное объединение с 2 независимыми источниками питания, 2) подключение каждой обмотки к независимому источнику питания.

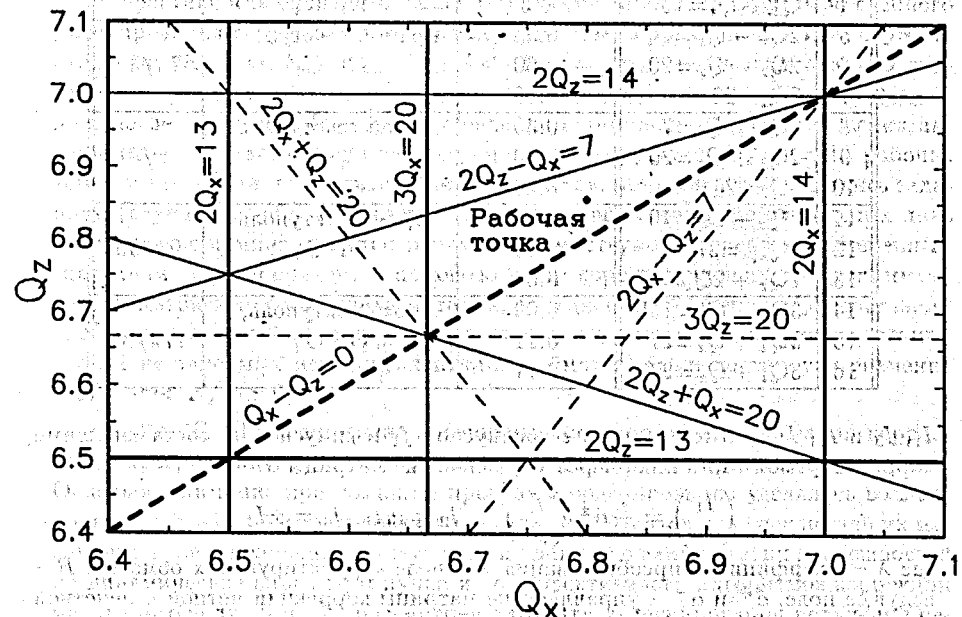


Рис. 4. Рабочая точка нуклотрона $Q_x = 6.80$, $Q_z = 6.85$ и линии ближайших к ней резонансов 2–3 порядков, возбуждаемых прямыми (сплошные линии) и косыми (пунктир) компонентами полей.

Первый вариант подключения, позволяет корректировать синусную и косинусную составляющие только одного резонанса $n_x Q_x + n_z Q_z = m$. Пусть в пары объединены 1, 3 и 2, 4 обмотки (в порядке их следования в кольце ускорителя). Корректоры размещены так, что азимутальный угол между обмотками каждой пары составляет π рад. При одинаковых направлениях токов в обмотках пары они корректируют только четные гармоники возмущений, не возбуждая нечетных, а при противоположных – нечетные, не возбуждая четных. При этом токи

Табл. 4. Корректируемые резонансы. $\langle \delta_r \rangle$ - среднеквадратичные значения ширины резонансных полос; в пределах которых модуляция амплитуды $\Delta A/A_0 \geq 0.1$. Оценки сделаны для эмиттансов $\epsilon_x \simeq \epsilon_z = 30\pi$ мм-мрад и рабочей точки $Q_x = 6.80$, $Q_z = 6.85$. θ_{12} - азимутальный угол между первой и второй парами корректоров (пояснения в тексте). Обозначения обмоток соответствуют рис. 2.

N	Резонанс	$100 \cdot \langle \delta_r \rangle$	Тип и обозначение обмоток	θ_{12} [рад]
1	$2Q_x=13, 14$	10.5	прямой квадруполь, K_1-K_8	$\pi/4$
2	$2Q_z=13, 14$	10.5		$\pi/4$
3	$Q_x - Q_z = 0$	6.0	косой квадруполь, $K_1^* - K_4^*$	$17\pi/32$
4	$Q_x + Q_z = 13$	6.5		
5	$2Q_z - Q_x = 7$	0.55	прямой секступоль, $C_1 - C_4$	$7\pi/32$
6	$2Q_z + Q_x = 20$	0.60		
7	$3Q_x = 20$	0.30		
8	$2Q_x - Q_z = 7$	0.35	косой секступоль, $C_1^* - C_4^*$	$\pi/8$
9	$2Q_x + Q_z = 20$	0.40		
10	$3Q_z = 20$	0.20		
11	$2Q_x - 2Q_z = 0$	0.11	прямой октуполь, $O_1 - O_4$	$9\pi/32$
12	$4Q_{x,z} = 27$	0.03		
13	$2Q_x + 2Q_z = 27$	0.08		
14	$3Q_z - Q_x = 13$	0.09	косой октуполь, $O_1^* - O_4^*$	$17\pi/32$
15	$3Q_x + Q_z = 27$	0.11		
16	$3Q_z + Q_x = 27$	0.11		

I_1, I_3 и I_2, I_4 обмоток связаны с косинусной f_1 и синусной f_2 составляющими корректируемой гармоники через управляющие матрицы $\hat{\alpha}$:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \frac{B}{2\lambda} \hat{\alpha}^\pm \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad I_3 = \pm I_1, \quad I_4 = \pm I_2;$$

где λ - коэффициент преобразования ток-поле корректирующих обмоток, B - ведущее поле, $\hat{\alpha}^+$ и $\hat{\alpha}^-$ - управляющие матрицы коррекции чётной и нечётной гармоник соответственно. Азимутальные углы θ_{12} между первой и второй парами обмоток выбирались, по-возможности, так, чтобы $m\theta_{12} \simeq (\pi/2)(2k+1)$, где k - целое. В этом случае корректоры испытывают минимальную нагрузку.

При использовании 4 независимых источников питания для 4 корректирующих обмоток возможна одновременная и независимая коррекция 2 резонансов, возбуждаемых чётной и нечётной гармониками возмущений (одного типа мультипольности). В этом случае управляющая матрица (размерностью 4×4), связывающая токи коррекции с косинусной и синусной компонентами гармоник, имеет вид:

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \hat{\alpha}^+ & \hat{\alpha}^- \\ \hat{\alpha}^+ & -\hat{\alpha}^- \end{pmatrix}$$

В соответствии с описанной схемой могут корректироваться те пары резонансов из табл. 4, которые возбуждаются чётной и нечётной гармониками возмущений. Кроме этого, для 4 параметрических резонансов $2Q_{x,z} = 13, 14$ предусмотрена дополнительная возможность их независимой и одновременной коррекции с помощью 8 квадрупольных корректирующих обмоток, имеющих независимые источники питания. Управляющая матрица размерностью 8×8 при этом имеет вид:

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \hat{\alpha}^{14} & \hat{\alpha}^{13} \\ \hat{\alpha}^{14} & -\hat{\alpha}^{13} \end{pmatrix},$$

где $\hat{\alpha}^{13}, \hat{\alpha}^{14}$ - управляющие матрицы (размерностью 4×4) независимой коррекции пар резонансов $2Q_{x,z} = 13$ и $2Q_{x,z} = 14$ соответственно.

Эффективность описанных выше алгоритмов оценивалась путем численного моделирования коррекции. Показателем качества коррекции при этом служило отношение $K_{x,z} = \langle \delta I_{x,z} / I_{x,z} \rangle_{\text{сог}} / \langle \delta I_{x,z} / I_{x,z} \rangle_0$ среднеквадратичных значений модуляций линейных инвариантов $\langle \delta I_{x,z} / I_{x,z} \rangle = \langle (I_{x,z} / \bar{I}_{x,z} - 1)_{\text{max}} \rangle$ до и после коррекции (где $\bar{I}_{x,z}$ - усредненные по числу оборотов значения инвариантов). В частности, при моделировании коррекции $2Q_{x,z} = 13$ рабочая точка устанавливалась вблизи линий резонансов; резонансы возбуждались заданием (случайным образом) разбросов эффективных длин квадрупольных линз относительно номинала с дисперсиями, соответствующими реально измеренным значениям. При коррекции с помощью 2 пар корректирующих обмоток, имеющих 2 независимых источника питания, усредненные значения $K_{x,z}$ составили $\langle K_x \rangle \simeq \langle K_z \rangle \simeq 0.38$, тогда как с помощью алгоритма независимой коррекции (при 4 независимых источниках питания обмоток) были достигнуты значения $\langle K_x \rangle \simeq \langle K_z \rangle \simeq 0.04$.

В ГЛАВЕ III рассмотрены алгоритмы численного моделирования коррекции и программные средства, связанные с задачей коррекции магнитного поля. Основное внимание при создании программ моделирования уделялось возможностям: учета ошибок юстировки структурных элементов и погрешностей их магнитных полей; получения статистических данных о влиянии этих погрешностей на динамические параметры пучка и об эффективности алгоритмов коррекции магнитного поля. В п. 3.1 рассмотрен алгоритм интегрирования уравнений бетатронного движения заряженных частиц в 4-х мерном фазовом пространстве. Кроме фазовых координат частиц алгоритм позволяет вычислять якобиан преобразования фазовых координат от их начальных значений к текущим (в окрестности произвольной траектории), который используется для определения набега фаз бетатронных колебаний и контроля за величиной накопленной ошибки интегрирования. Полный импульс каждой частицы p рассматривается как постоянный параметр, задаваемый в начале трассировки. Используются следующие приближения:

- в пределах каждого магнитного элемента продольный векторный потенциал A , не зависит от продольной координаты s и ступенчатым образом спадает до нуля на его краях (изомагнитное приближение);

- поперечные компоненты потенциала $A_{1,2} \cong 0$, эффект наклона границ учитывается в приближении тонких линз;
 - $\sqrt{1 - p_1^2 - p_2^2} \cong 1 - (p_1^2 + p_2^2)/2$, где $p_{1,2}$ - поперечные импульсы, нормированные на полный импульс.

Например, для квадрупольных линз и мультипольных корректоров, в которых кривизна равновесной траектории $h = 0$, уравнение движения (в криволинейной системе координат, принятой в физике синхротронов) в комплексной записи имеет вид:

$$z'' + \sum_{n=1}^L (K_n z^n)^* / n! = 0, \quad K_n = \bar{K}_n + i\tilde{K}_n, \quad z = x_1 + ix_2;$$

где \bar{K}_n, \tilde{K}_n - прямые и косые мультипольные силы; x_1, x_2 - горизонтальные и вертикальные координаты; штрих обозначает производную по продольной координате s , а звезда - комплексное сопряжение; L - номер максимальной мультипольной компоненты. Решение данного уравнения в пределах текущего магнитного элемента можно получить в виде степенного ряда:

$$z(\Delta s) = x_1 + ix_2 = \sum_{m=0}^M c_m \Delta s^m, \quad c_m = a_m + ib_m, \quad (2)$$

где $\Delta s = s - s_0$ - смещение частицы от входной границы элемента вдоль равновесной траектории, s_0, s - продольные координаты входной границы и частицы соответственно; $s_0 \leq s \leq s_0 + L_{\text{эфф}}$, $L_{\text{эфф}}$ - эффективная длина магнитного элемента. Координаты на выходе из магнита вычисляются суммированием ряда при $\Delta s = L_{\text{эфф}}$. При этом быстрая сходимость ряда обеспечивается малостью мультипольных сил \bar{K}_n и \tilde{K}_n . Коэффициенты ряда, зависящие от фазовых координат на входе в магнитный элемент, определяются из рекуррентных соотношений:

$$c_{m+2} = -\frac{1}{(m+1)(m+2)} \left(\sum_{n=1}^{n \leq L} (K_{n-1} C_{n-2,m})^* / (n-1)! \right);$$

$$C_{l+1,m} = \sum_{k=0}^m c_{m-k} C_{l,k}, \quad l = 0 \div (L-2), \quad C_{0,m} = c_m; \quad c_0 = z_0, \quad c_1 = z'_0.$$

Рекуррентные формулы для вычисления якобиана преобразования координат в текущем магнитном элементе находятся путем дифференцирования приведенных рекуррентных соотношений. Аналогичным образом решается задача в случае структурного дипольного магнита (при $h \neq 0$) с произвольным набором мультипольных компонент. Якобиан M преобразования фазовых координат от их начальных значений к текущим находится путем последовательного перемножения якобианов магнитных элементов ускорителя. При этом набег фаз бетатронных колебаний $\phi_{1,2}$ определяются через собственные значения λ якобиана M :

$$\cos(\phi_{1,2}) = \text{Re}(\lambda_{1,2}), \quad \det(M - \lambda E) = 0,$$

где E - единичная матрица. Для контроля за накопленной ошибкой интегрирования вычисляется мера ϵ несоблюдения условия симплектичности:

$$\epsilon = \left(\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \Delta_{ij}^2 \right)^{1/2}, \quad \Delta = M^T(z) S M(z) - S;$$

где z - координата частицы в 4-х мерном фазовом пространстве; $S_{12} = S_{34} = 1, S_{21} = S_{43} = -1$, остальные элементы симплектической матрицы S равны нулю. Приведены характерные значения ошибки ϵ для преобразования координат в дипольном магните нуклотрона в зависимости от порядка приближения M разложения (2).

В п. 3.2 описаны алгоритмы восстановления нелинейных преобразований фазовых координат для элемента периодичности синхротрона из результатов численного интегрирования уравнений движения. Ввиду циклического характера движения частиц задачу трассировки целесообразно решать в 2 этапа. На первом этапе определяется функциональная связь между фазовыми координатами на входе и выходе элемента периодичности синхротрона (полное кольцо или суперпериод). На втором этапе найденная связь используется для трассировки частиц. Исключение промежуточных вычислений позволяет сократить время трассировки. Следует отметить, однако, что найденное преобразование имеет определенную точность, что ограничивает максимальное число итераций (т.е. максимальное число оборотов в ускорителе), которое может быть получено с его помощью.

Реализованы 2 метода описания нелинейного преобразования. В 1 варианте восстанавливается производящая функция $G(x, \bar{p})$, зависящая от старых (начальных) координат $x = (x_1, x_2)$ и новых (на выходе элемента периодичности) импульсов $\bar{p} = (\bar{p}_1, \bar{p}_2)$. Связь старых и новых фазовых координат может быть неявно задана с помощью частных производных G (что является следствием гамильтонова характера уравнений движения):

$$\bar{x}_{1,2} = (\partial G / \partial \bar{p}_{1,2}) \equiv G_{\bar{p}_{1,2}}(x, \bar{p}), \quad p_{1,2} = (\partial G / \partial x_{1,2}) \equiv G_{x_{1,2}}(x, \bar{p}),$$

где $\bar{x} = (\bar{x}_1, \bar{x}_2)$ - новые координаты, а $p = (p_1, p_2)$ - старые импульсы. Неявная связь фазовых координат, описываемая с помощью G , точно удовлетворяет условию симплектичности (и, в частности, условию сохранения фазового объема, занятого частицами). Функция G восстанавливается в виде многочлена:

$$G(x, \bar{p}) = \sum_{m_1, m_2, n_1, n_2=0}^{2N} x_1^{m_1} \cdot x_2^{m_2} \cdot \bar{p}_1^{n_1} \cdot \bar{p}_2^{n_2} \cdot g_{m_1, m_2, n_1, n_2},$$

где $2N$ - задает порядок разложения. При этом коэффициенты g_{m_1, m_2, n_1, n_2} определяются из результатов численного интегрирования методом наименьших квадратов.

Во 2 варианте используется явная кусочно-квадратичная аппроксимация, которая не удовлетворяет условию симплектичности. Новые координаты вычисляются в последовательности: 1) определяется ближайший к частице с координатами z узел $z^{(K)}$ (преобразование координат в узлах известно из результатов точного интегрирования); 2) методом наименьших квадратов определяются коэффициенты $\bar{z}_{i0}^{(K)}, r_{ij}^{(K)}, t_{ijk}^{(K)}$ нелинейного преобразования в окрестности узла:

$$\bar{z}_i = \bar{z}_{i0}^{(K)} + \sum_{j=0}^4 r_{ij}^{(K)} (z - z^{(K)})_j + \sum_{j=0}^4 \sum_{k=0}^4 t_{ijk}^{(K)} (z - z^{(K)})_j (z - z^{(K)})_k;$$

3) в соответствии с найденными коэффициентами вычисляются новые координаты. Приведены оценки точности 2 методов в случае типичных магнитных полей нуклотрона. Оценки показывают, что при одинаковом числе точек 4-х мерной равномерной сетки кусочно-квадратичная аппроксимация обеспечивает лучшую точность восстановления нелинейного преобразования координат.

В п. 3.3 описана структура программ моделирования коррекции замкнутой орбиты, бетатронных частот и резонансов и программа on-line обработки показаний пикап-электродов. Общий подход к моделированию систем коррекции основан на использовании метода Монте-Карло, когда многократно повторяется следующий цикл: 1) с помощью генератора случайных чисел задаются погрешности полей магнитов и ошибки юстировки; 2) рассчитывается замкнутая орбита и определяется величина ее максимальных искажений (либо производится трассировка тестовых частиц с целью определения разбросов бетатронных частоты и максимальных искажений огибающих пучка под воздействием резонансов); 3) в соответствии с выбранным методом коррекции определяются силы в корректорах; 4) повторяется п. 2) с учетом полей корректоров. Качество коррекции оценивается по коэффициентам уменьшения среднеквадратичных значений: максимальных искажений орбиты, отклонений частот от их средних значений, амплитуд модуляции огибающих пучка под воздействием резонансов.

Программа on-line обработки показаний пикап-электродов служит для визуального отображения замкнутой орбиты нуклотрона на экране монитора и расчёта (в промежутке между циклами ускорения) углов коррекции орбиты. При этом замкнутая орбита аппроксимируется периодическим кубическим сплайном, а углы коррекции рассчитываются в соответствии с методами коррекции, описанными в п. 2.2.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ изложены основные результаты исследований.

1. Проведены статистические аналитические оценки влияния ошибок юстировки и погрешностей магнитных полей структурных элементов, полученных из магнитных измерений, на величину искажения замкнутой орбиты, разброс частот бетатронных колебаний и ширины бетатронных резонансов 2-4 порядков в нуклотроне. Определены требования к максимальным значениям полей в корректорах.

2. Проведен расчёт и оптимизация корректирующих токовых обмоток, составлены технические задания на корректирующие элементы и их источники питания. Определена компоновка корректоров и элементов системы диагностики пучка в кольце ускорителя.

3. Для исследования эффективности системы коррекции орбиты, тестирования разных методов коррекции создана программа численного моделирования коррекции орбиты методом Монте-Карло. Замкнутая орбита корректируется с помощью одного из методов: гармонического, "динамического", наименьших квадратов, MICADO или итеративного бамп-метода. Для коррекции первого

оборота используется метод спрямления пучка. Результаты моделирования выносятся в виде числовых и графических данных.

4. Для исследования эффективности выбранных схем коррекции бетатронных частот и резонансов создана библиотека программ численного интегрирования уравнений бетатронного движения в 4-х мерном фазовом пространстве и восстановления (из результатов интегрирования) нелинейного преобразования фазовых координат в элементе периодичности синхротрона. Программы позволяют: учитывать мультипольные компоненты полей структурных магнитов, а также ошибки их юстировки; проводить численное моделирование с целью получения статистической информации о динамических параметрах пучка и эффективности соответствующих алгоритмов коррекции.

5. Путем численного моделирования исследован ряд методов коррекции орбиты в нуклотроне. Установлено, в частности что, при выбранной расстановке корректоров и пикап-электродов:

- эффективная коррекция 1 оборота возможна, если сила каждого корректора определяется из показаний не менее 3-х пикап-электродов;
- гармонический метод оказывается наиболее устойчивым к ошибкам пикап-электродов в определении центров тяжести пучка;
- при малых ошибках пикап-электродов наилучшую коррекцию замкнутой орбиты обеспечивает "динамический" метод;
- метод MICADO позволяет значительно уменьшить искажения орбиты с помощью малого числа корректоров, что является его преимуществом на этапе первоначальной настройки системы коррекции орбиты.

В целом система коррекции замкнутой орбиты позволяет снизить реальные максимальные искажения до уровня не более чем в 3.5 мм в обеих плоскостях.

6. Проведен анализ измерений замкнутой орбиты нуклотрона и осуществлена ее коррекция с использованием минимального числа наиболее эффективных корректоров.

7. Выбраны схемы коррекции хроматичности и амплитудной зависимости частот бетатронных колебаний. Эффективность коррекции исследована путем численного моделирования. Показано, что принятая схема коррекции хроматичности позволяет примерно на порядок снизить разброс бетатронных частот, вызванный немонохроматичностью пучка. Амплитудная зависимость частот может быть скорректирована как с использованием октупольных, так и комбинации секстипольных и октупольных корректоров.

8. Разработаны алгоритмы независимой коррекции ширин бетатронных резонансов 2-4 порядков, которые позволяют исключить взаимное влияние разных групп корректоров, достичь лучшего качества коррекции и облегчить процедуру настройки корректоров. Эффективность независимой коррекции подтверждается численным моделированием коррекции 4 полустелых резонансов $2Q_{x,z} = 13, 14$ и двух резонансов связи $Q_x - Q_z = 0$ и $Q_x + Q_z = 13$.

9. Создана программа on-line обработки показаний пикап-электродов, которая служит для визуального отображения замкнутой орбиты нуклотрона на

экране монитора и расчёта углов коррекции орбиты в соответствии с выбранными алгоритмами коррекции.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ работы отражены в публикациях:

1. Issinsky I.B., Mikhailov V.A., Shchepunov V.A. Nuclotron Lattice. – In: Proc. of the 2nd European Part. Accel. Conf., Nice, 1990, Vol.1, 458.
2. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Коррекция магнитного поля нуклотрона. – Труды XIII Совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 13-15 октября 1992, Дубна 1993, т.1, с.253.
3. Щепунов В.А. Численное моделирование коррекции магнитного поля нуклотрона. – Труды Международного совещания по программированию и математическим методам решения физических задач, Дубна 14-19 июня 1993, ОИЯИ, P11-94-100, Дубна, 1994, с.135.
4. Issinsky I.B., Mikhailov V.A., Shchepunov V.A.. Magnetic Field Correction in Nuclotron. – In: Proc. of IEEE Part. Accel. Conf., Dallas, TX, 1995.
5. Михайлов В.А., Щепунов В.А. SYNCEL – программа для расчёта магнитной структуры синхротронов. – ОИЯИ, Б2-9-88-112, Дубна, 1988.
6. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Влияние квадратичных нелинейностей магнитного поля на разброс частот бетатронных колебаний. – ОИЯИ, P9-89-487, Дубна, 1989.
7. Щепунов В.А. CORBIT – программа моделирования коррекции замкнутой орбиты в синхротронах. – ОИЯИ, Б1-9-90-366, Дубна, 1990.
8. Акишин П.Г., Динев Д.Х., Иссинский И.Б., Михайлов В.А., Щепунов В.А. Моделирование коррекции замкнутой орбиты нуклотрона. – ОИЯИ, P9-90-485, Дубна, 1990.
9. Щепунов В.А. Метод трассировки заряженных частиц в нелинейных полях синхротронов. – ОИЯИ, P9-91-55, Дубна, 1991.
10. Щепунов В.А. Коррекция частот бетатронных колебаний в нуклотроне. – ОИЯИ, P9-92-203, Дубна, 1992.
11. Михайлов В.А., Щепунов В.А. Коррекция бетатронных резонансов в нуклотроне. – ОИЯИ, P9-92-204, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел

26 июня 1995 года.