

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

9-86-512

**Б.В.Василишин, И.Б.Иссинский, В.А.Михайлов,
М.Н.Таровик**

РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НУКЛОТРОНА

1986

В последние годы в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ были проведены исследования ряда вариантов структурных схем сверхпроводящего ускорителя релятивистских ядер нуклотрона. Ранее сформулированные предложения ^{/1/} подверглись тщательному пересмотру и уточнению в связи с прогрессом, достигнутым в разработке сверхпроводящих магнитов с полем, формируемым железом ^{/2/}, а также электронно-лучевого ^{/3/} и лазерного ^{/4/} источников с высокой степенью ионизации и малой длительностью импульса.

Результаты этой работы представлены ниже.

1. Требования к структуре ускорителя

Условия, налагаемые системой вывода, характеристики дипольных и квадрупольных магнитов с железным ярмом и обмотками из трубчатого сверхпроводника ^{/2/}, размещение систем комплекса в существующих зданиях, максимальное использование оборудования экспериментальных залов определили требования к структуре, которые сводятся к следующим:

- достижение максимально возможной энергии ускоренных ядер при имеющихся размерах кольцевого тоннеля здания синхрофазотрона, где располагается кольцо нуклотрона;

- получение высокой интенсивности пучков легких ядер с возможностью повышения в дальнейшем также до предельных значений интенсивности тяжелых;

- создание двух направлений медленного вывода пучка в существующие экспериментальные залы 1Б и 205 и одного направления быстрого аварийного вывода;

- обеспечение максимально высокой эффективности вывода пучка в широком диапазоне энергий, предельного снижения радиационного фона вокруг ускорителя;

- уменьшение поперечных сечений и апертур сверхпроводящих элементов кольца в целях снижения энергопотребления;

- использование в качестве инжектора линейного ускорителя ЛУ-20 с возможными модификациями;

- выбор физических параметров, позволяющих иметь устойчивую и надежную работу комплекса на физический эксперимент в широком диапазоне энергий;

- принципиальная возможность использования нуклотрона как инжектора ускорителя на более высокие энергии.

Эти требования в ряде случаев являются противоречивыми. Например, повышение энергии ускоренных частиц связано с более плотным заполнением кольца дипольными магнитами, а увеличение эффективности вывода требует удлинения свободных промежутков и расширения апертур. Последнее, в свою очередь, приводит к увеличению энергопотребления и т.д.

2. Варианты структуры

Форма кольцевого туннеля, а также имеющиеся направления ввода и вывода пучка позволяют разместить в цокольном этаже корпуса синхрофазотрона ускоритель с периметром ~250 м и числом суперпериодов, кратным 4. Схема расположения нуклотрона в корпусе синхрофазотрона приведена на рис. 1 /5/.

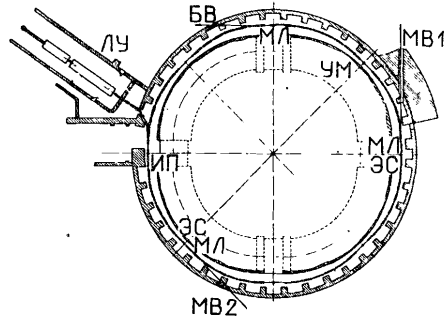


Рис. 1. Схема расположения нуклотрона (ЛУ - линейный ускоритель-инжектор, МВ1 и МВ2 - направления медленного вывода, БВ - быстрый вывод, ИП - инфлекторные пластины, ЭС - электростатический септум, МЛ - магнит Ламбертсона, УМ - ударный магнит).

Оценки показали, что при номинальной индукции магнитного поля $B \approx 2,2$ Тл и скорости нарастания $\dot{B} = 4$ Тл/с суммарная длина свободных промежутков для размещения оборудования систем ввода, вывода и ускорения должна быть ~50 м. Конечная энергия ядер с отношением заряда к массовому числу $q/A = 0,5$ в этом случае составляет 6,4 ГэВ/нуклон.

Были рассмотрены магнитные структуры типа ФОДО с числом суперпериодов $N_c = 4$ и $N_c = 8$. Число периодов по градиенту N_n выбиралось равным 24; 32 и 40. Большие свободные промежутки в каждом суперпериоде образованы за счет изъятия дипольных магнитов из двух соседних периодов при $N_c = 4$ и из одного периода при $N_c = 8$.

Расчеты проводились для следующих параметров инжектируемого пучка /6/: горизонтальный и вертикальный эмиттансы $\epsilon_{x,z} = 30$ п.м.мрад,

импульсный разброс $\Delta p/p = 10^{-3}$, энергия 12 МэВ/нуклон. В процессе инжекции и на начальной стадии ускорения из-за ошибок в согласовании канала транспортировки и погрешностей магнитного поля эффективный фазовый объем пучка возрастает. В соответствии с этим были приняты коэффициенты увеличения: для горизонтальной плоскости $K_x = 1,3$ и вертикальной $K_z = 1,5$. Большее значение K_z объясняется тем, что ввод частиц в нуклотрон будет производиться в вертикальной плоскости. Рост нормализованного эмиттанса в процессе ускорения аппроксимируем функцией $[2 - \exp(-5t/t_k)]^{1/2}$, где $t_k = 0,5$ с - полное время ускорения. Импульсный разброс после адиабатического захвата пучка в синхротронный режим и искажение орбиты при условии коррекции первого оборота, соответственно, равны $(\Delta p/p)_{max} = 4,10^{-3}$; $\delta x = \delta z = 4$ мм.

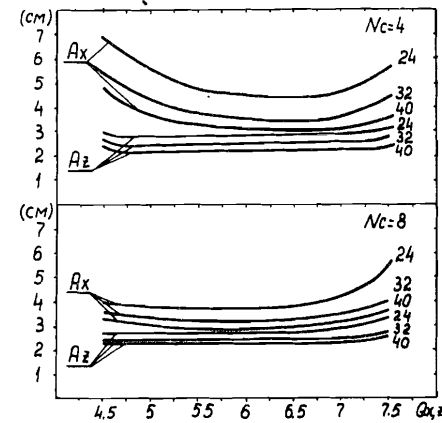


Рис. 2. Максимальный полуразмер огибающих пучка в горизонтальной (A_x) и вертикальной (A_z) плоскостях.

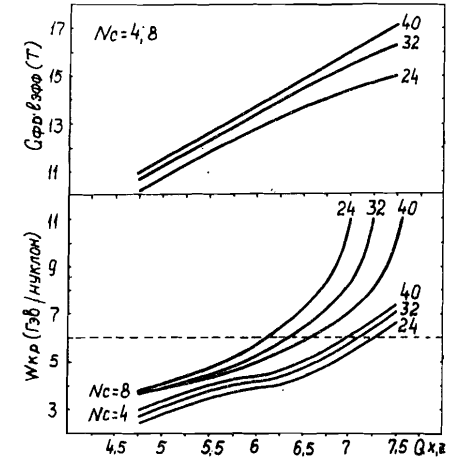


Рис. 3. Произведение градиента на эффективную длину квадрупольных линз (а) и критическая энергия (б) для различных вариантов структур.

Результаты расчета перечисленных вариантов структур частично приведены на графиках: максимальный полуразмер огибающих бетатронных колебаний в горизонтальной и вертикальной плоскостях (рис. 2) $A_{x,z}$, произведение градиента на эффективную длину квадрупольной линзы

$G_{p, l_{эфф}}$ для максимальной магнитной жесткости $B\rho = 46$ Тл·м (рис. 3а) и критическая энергия $W_{кр}$ (рис. 3б) в диапазоне частот бетатронных колебаний $Q_{x,z} = (4,5 + 7,5)$.

В структурах с $N_c = 4$ наличие 4-х больших свободных промежутков, разделенных квадрупольными линзами в каждом суперпериоде, позволяет оптимально (относительно набегов фаз бетатронных колебаний) разместить отклоняющие устройства систем ввода и вывода пучка. Однако внешний канал MB2 (рис. 1) в этом случае оказывается более сложным и дорогостоящим из-за большого угла поворота пучка при его транспортировке в экспериментальный зал ИБ.

Для выбранного интервала частот $Q_{x,z}$ критическая энергия ($W_{кр}$) (рис. 3б) во всех 4-х суперпериодных схемах меньше максимальной энергии ускоренных ядер. Увеличение в этом случае продольного эмиттанта в $(7 + 9)$ раз при переходе через критическую энергию $^{7/8}$ в сочетании с большими значениями дисперсионной функции в районе свободных промежутков ($\Psi_{max} \approx 10$ м) потребуют значительного расширения горизонтальных апертур структурных элементов для обеспечения требуемой эффективности медленного вывода.

Указанные недостатки являются весьма существенными и отсутствуют в 8-суперпериодных структурах с 24 и 32 периодами по градиенту. При частотах бетатронных колебаний $Q_{x,z} \approx 6,75$ критическая энергия становится больше максимальной (рис. 3б), а рабочая точка достаточно удалена от полос опасных структурных резонансов. Ниже для этих схем даны: отношение эффективной длины квадрупольной линзы к ее апертуре (с учетом медленного вывода) при индукции на полюсе 2 Тл, а также параметры, характеризующие когерентный сдвиг и разброс частот.

N_p	$l_{эфф}/A_x$	$\Delta Q_x / (\Delta G/G)_ф$	$\Delta Q_x / (\Delta P/P)$	$\Delta Q_z / (\Delta P/P)$
24	3,5	10,5	-9,2	-11,9
32	4	10,6	-7,8	-10,2

Приведенные характеристики не позволяют сделать вывод о существенных достоинствах какого-либо из вариантов. Решающим преимуществом 32-периодной структуры является то, что горизонтальные и вертикальные апертуры, соответственно, на 12 и 6 мм меньше, а максимальная энергия на 10% больше, чем в схеме с 24 периодами по градиенту.

3. Характеристики магнитной структуры

Выбранная магнитная структура состоит из 8 суперпериодов, в каждый из которых входят 3 регулярных периода и один период, не содержащий дипольных магнитов. Регулярный период включает в себя фокусирующую и

дефокусирующую квадрупольные линзы, 4 дипольных магнита и два малых свободных промежутка, предназначенных для размещения мультиполюсных корректоров и диагностического оборудования. Схемы двух типов периодов даны на рис. 4.

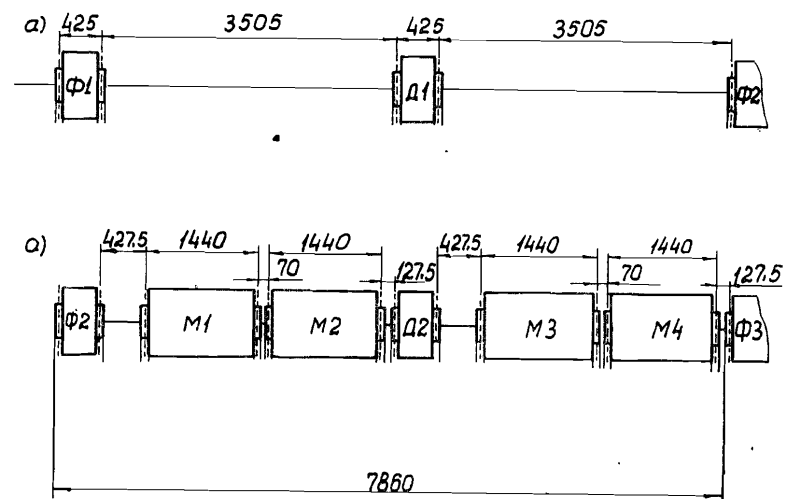


Рис. 4. Схемы двух типов периодов ускорителя; (а) - эффективные длины,

Динамические характеристики суперпериода для частот бетатронных колебаний $Q_x = Q_z = 6,75$ приведены на рис. 5. Здесь $\beta_{x,z}$, $\alpha_{x,z}$ - параметры Твисса, Ψ - дисперсионная функция, $\mu_{x,z}$ - набег фаз бетатронных колебаний.

Для медленного вывода целесообразно использовать нелинейный резонанс $3Q_x = 20$, возбуждаемый 20-й гармоникой секступольной нелинейности. Диаграмма резонансов до 4-го порядка включительно и возможные положения рабочей точки (1, 2, 3) даны на рис. 6. Каждая из приведенных областей имеет свои особенности. Первая область - максимальная, однако при смещении рабочей точки к полосе резонанса медленного вывода пересекаются, по крайней мере, три резонанса 4-го порядка. Вторая область характеризуется наиболее жесткими допусками на когерентный сдвиг и разброс частот бетатронных колебаний. Кроме того, при медленном выводе существенным может оказаться влияние резонанса $Q_x + 2Q_z = 20$, для которого 20-я гармоника секступольной нелинейности также является основной.

Работа в третьей области приведет к снижению кулоновского предела по интенсивности из-за опасной близости параметрических резонансов $2Q_{x,z} = 13$ и нежелательному уменьшению критической энергии (см. рис. 3).

Очевидно, что инжекцию и ускорение ионов желательнее осуществлять, работая в первой области ($Q_x = 6,8$; $Q_z = 6,85$). В режиме медленного вывода в этом случае постоянно фазовых характеристик пучка обеспечивается с помощью коррекции резонансов $3Q_x + Q_z = 27$; $4Q_x = 27$ и $2Q_x + 2Q_z = 27$ в сочетании с большой скоростью их пересечения.

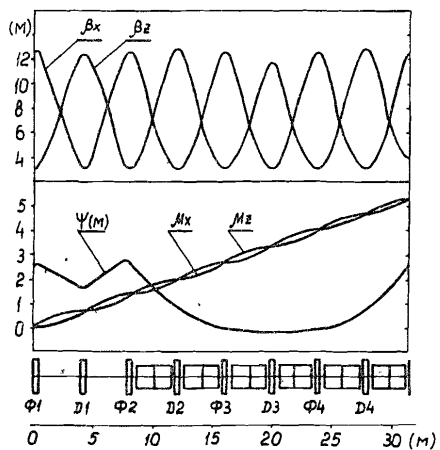


Рис. 5. Динамические характеристики суперпериода.

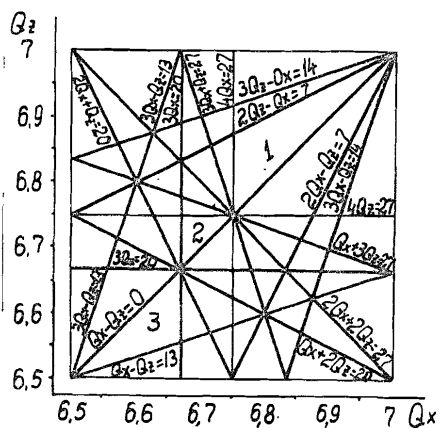


Рис. 6. Диаграмма резонансов бетатронных колебаний.

Выбор оптимального положения рабочей точки в синхротронах, как правило, продолжается на всех этапах создания и настройки ускорителя и не влияет на разработку отдельных систем, за исключением системы коррекции резонансов. Последняя поэтому должна быть в достаточной степени гибкой.

Как отмечалось выше, критическая энергия $W_{кр} = 7$ ГэВ/нуклон лежит вблизи максимальной кинетической энергии ионов. Близость этих значений может привести к увеличению горизонтального размера циркулирующего пучка за счет прохождения при больших энергиях резонансов синхротронных колебаний на частотах, кратных 50 Гц ^{7/8}. Подавление этих резонансов должно быть предусмотрено в соответствующим

щих системах нуклотрона. При ускорении протонов ($W_{max} = 13$ ГэВ) медленный вывод частиц в интервале энергий (6 + 8) ГэВ может быть обеспечен за счет смещения рабочей точки в окрестность частот $Q_{x,z} = 7,25$. В этом случае критическая энергия равна 12 ГэВ.

При заданных параметрах инжектируемого пучка и способе инжекции выбор апертур производится, в основном, исходя из требований к эффективности медленного вывода. Оценим потери частиц на септуме первого выходного устройства в зависимости от апертуры структурных элементов кольца.

В качестве отклоняющих устройств на каждом из двух направлений медленного вывода МВ1 и МВ2 (см. рис. 1) используются электростатический септум и магнит Ламбертсона. Так как азимут входа в ЭС находится в непосредственной близости от выхода из структурной линзы Ф, то горизонтальные размеры пучка в этих точках практически совпадают:

$$A_{x,\varphi} = x_c + \Delta x_{max} + \psi_c (\Delta p/p)_{max} + \delta x_0, \quad (I);$$

где x_c - расстояние от оси прямолинейного промежутка до септума (в соответствии с рис. 7 $x_c = 3,6$ см); Δx_{max} - максимальная глубина заброса, определяющая эффективность медленного вывода; δx_0 - искажение орбиты на участке вывода, контролируемое в пределах ± 1 мм. Импульсный разброс при выводе в интервале энергий (0,2 + 6) ГэВ/нуклон изменяется, соответственно, от $1,5 \cdot 10^{-3}$ до $8 \cdot 10^{-4}$.

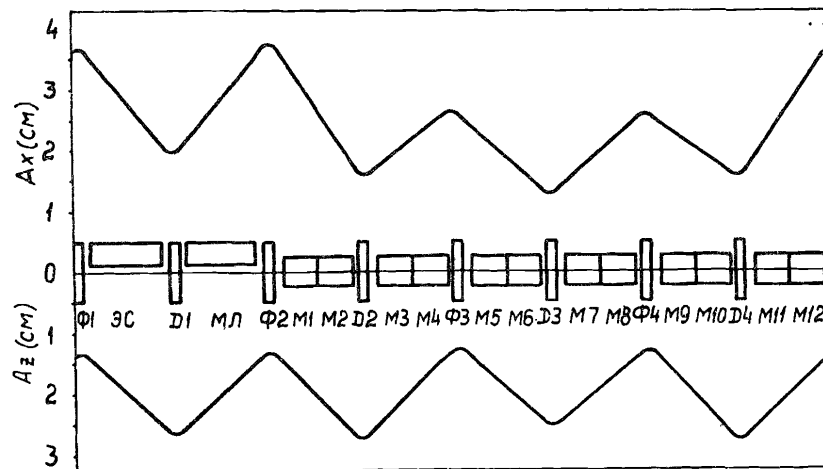
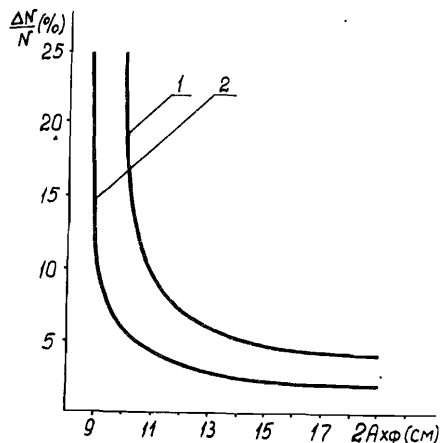


Рис. 7. Горизонтальная (A_x) и вертикальная (A_z) огибающие пучка.

Результаты оценок по формулам работы /9/ относительных потерь частиц на септуме с геометрической толщиной $\delta_c = 0,3$ мм представлены на рис. 8. Заполнение пучком апертур структурных элементов при эффективности медленного вывода $E(W_k = 6 \text{ ГэВ/нуклон}) = 96\%$ приведено на рис. 9. Данную величину следует считать удовлетворительной, хотя она на $(2 + 3)\%$ ниже максимальной эффективности, достигнутой на работающих ускорителях.



Основные параметры магнитной структуры нуклотрона приведены в таблице.

Рис. 8. Относительные потери частиц при медленном выводе в зависимости от полуширины пучка в структурной линзе Φ ($I = 0,2 \text{ ГэВ/нуклон}$, 2 - 6 ГэВ/нуклон).

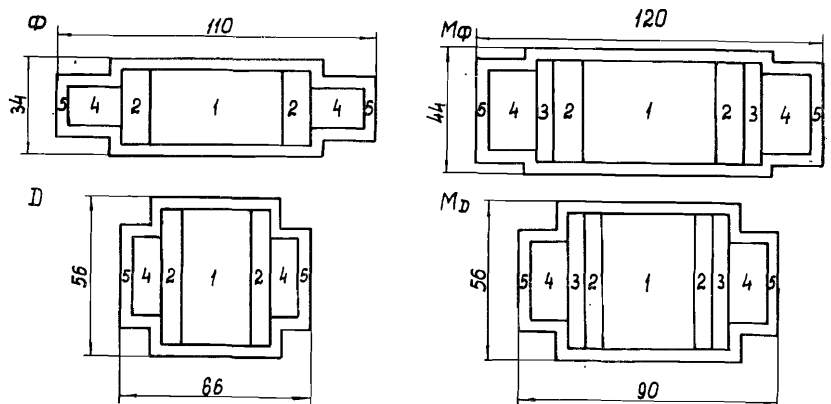


Рис. 9. Заполнение пучком апертур структурных элементов; 1 - бетатронные колебания; 2 - синхротронные колебания; 3 - сагитта в дипольных магнитах; 4 - медленный вывод; 5 - искажение орбиты. M_Φ и M_D - магниты, расположенные вблизи линз Φ и D соответственно.

Авторы выражают свою признательность А. М. Балдину и Л. Г. Макарову за постоянное внимание к данной работе и А. Д. Коваленко за весьма полезные обсуждения и советы.

Таблица

Основные параметры магнитной структуры нуклотрона

I. Общие данные	
Энергия инъекции	12 МэВ/нуклон
Энергия ядер с $g/A=0,5$ при $B=2,08$ Тл	6 ГэВ/нуклон
протонов	12,8 ГэВ
Магнитная жесткость при инъекции	1,00 Тл
максимальная	45,83 Тл·м
Периметр	251,52 Тл·м
Максимальная интенсивность (кулоновский предел)	$5 \cdot 10^{11} \text{ A/q}^2 \text{ част/цикл}$
Длительность инъекции	5 мкс
Длительность ускорения	0,5 с
Ускоряющее напряжение	50 кВ
Длительность медленного вывода	(I + IO)с
Диапазон энергий медленного вывода	(0,2 + 6)ГэВ/нуклон
Эффективность медленного вывода	96%
Критическая энергия	7 ГэВ
2. Структура и магнитные элементы	
Количество суперпериодов	8
Количество периодов типа ФОДО	32
Количество дипольных магнитов	48x2
квадрупольных линз	32x2
Индукция в дипольных магнитах при инъекции	0,0455 Тл
максимальная	2,0830 Тл
Градиент в линзах Φ при инъекции	0,761 Тл/м
максимальный	34,892 Тл/м
Градиент в линзах D при инъекции	-0,752 Тл/м
максимальный	-34,456 Тл/м
Радиус кривизны в дипольных магнитах	22 м
Сагитта в дипольных магнитах	5,8 мм

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Василишин Б.В. и др.

9-86-512

Расчет магнитной структуры нуклотрона

Нуклотрон - сооружаемый в ОИЯИ ускоритель релятивистских ядер. Сформулированы основные требования, предъявляемые к магнитной структуре синхротрона, рассмотрено несколько возможных ее конфигураций и выбран оптимальный вариант. Магнитная структура нуклотрона включает в себя 32 периода типа ФОДО и 8 суперпериодов. Частоты бетатронных колебаний $Q_x \sim Q_y \sim 6,75$. Выбранная структура позволяет разместить кольцо нуклотрона в здании синхрофазотрона и осуществлять ввод и вывод пучка по существующим направлениям.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Винниградской

Vasilishin B.V. et al.

9-86-512

Design of Nuclotron Magnetic Structure

The Nuclotron is an accelerator of relativistic nuclei being under construction at JINR. The main requirements for synchrotron magnetic structure are formulated, and a few possible configurations are considered and optimal variant is chosen. Nuclotron magnetic structure includes 32 FODO type periods and 8 superperiods. The betatron frequencies are $Q_x \sim Q_y \sim 6.75$. The chosen structure permits to place the Nuclotron ring in synchrophasotron building and to realize the beam injection and extraction in existing directions.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986