

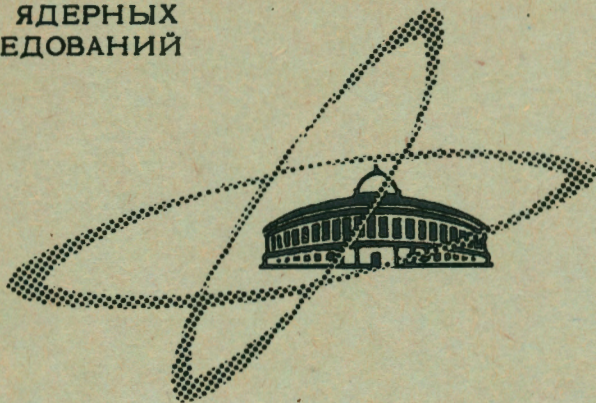
3951

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9 - 3951



А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов,  
В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолотчиков, Н.Л.Заплатин,  
В.В.Кольга, М.М.Комочков, А.АКропин, Л.И.Лapidус,  
А.И.Мухин, В.С.Роганов

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ФАЗОТРОН ОИЯИ НА 700 МЭВ  
(УСТАНОВКА "Ф")

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

9 - 3951

А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, - В.П.Джелепов,  
В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолдчиков, Н.Л.Заплатин,  
В.В.Кольга, М.М.Комочков, А.А.Кропин, Л.И.Лapidус,  
А.И.Мухин, В.С.Роганов

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ФАЗОТРОН ОИЯИ НА 700 МЭВ  
(УСТАНОВКА "Ф")

Направлено в АЭ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## В в е д е н и е

В течение последних лет физикам, работающим в области высоких энергий и элементарных частиц, особенно отчётливо стала ясна необходимость получения значительно более точных количественных данных обо всех основных взаимодействиях обычных частиц: слабых и электромагнитных. Однако решение этой проблемы возможно лишь при существенном увеличении интенсивности пучков частиц, получаемых от действующих ускорителей.

Наиболее радикальным средством для достижения этой цели в до-миллиардной области энергий является, несомненно, создание ускорителей типа "мезонная фабрика" с токами ускоренных протонов 200-1000 мка. Поэтому несколько лет тому назад в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ был создан проект переоборудования действующего синхроциклотрона на энергию 680 Мэв в релятивистской циклотрон (ток 500 мка) - мезонную фабрику/1,2/.

В настоящей работе излагается эскизный проект реконструкции синхроциклотрона ОИЯИ в малую мезонную фабрику с энергией протонов 700 Мэв и средним током пучка до 50 мка (т.е.  $3 \cdot 10^{14}$  р/сек). При реализации проекта ожидается, что интенсивности мезонных пучков возрастут (по сравнению с синхроциклотроном) примерно в 50-100 раз, а интенсивность выведенного протонного пучка - в 100-200 раз (благодаря применению высокоэффективного метода вывода). В установке "Ф", так же как и в релятивистском циклотроне, используется магнитное поле с пространственной вариацией, однако, рост среднего значения напряженности

поля с радиусом здесь происходит медленнее, чем это требуется для изохронного движения ускоряемых частиц, и, следовательно, возникает необходимость варьировать частоту ускоряющего напряжения, но в пределах меньших, чем в обычном синхроциклотроне.

## § 2. Увеличение интенсивности пучка путем применения пространственной вариации магнитного поля

При достигнутых в действующих синхроциклотронах на энергию 400 + 700 Мэв значениях амплитуды ускоряющего напряжения в 10 – 15 кв ток ускоренных протонов обычно не превышает 2,0 – 2,5 мка, что, по-видимому, близко к предельному значению тока при таких напряжениях. Повышение интенсивности пучка путем увеличения амплитуды ускоряющего напряжения в синхроциклотроне сопряжено со значительными техническими трудностями. Эти трудности, в основном, проявляются при создании надежно действующего устройства, обеспечивающего необходимое изменение частоты ускоряющего напряжения в течение цикла ускорения – вариатора частоты. Очевидно, что сложность задачи находится в зависимости от диапазона изменения частоты, и даже лучшие конструкции вариатора частоты на синхроциклотронах с энергией 600 + 700 Мэв не позволяют получать напряжение на дуанте выше 10 + 15 кв. Задача существенного повышения ускоряющего напряжения в синхроциклотроне приводит к такой совокупности требований к конструкции вариатора, при которых вариатор становится чрезвычайно сложным и дорогим в исполнении и обслуживании устройством, если не окажется, что он вообще технически невыполним.

Трудности, связанные с повышением ускоряющего напряжения в синхроциклотроне, могут быть уменьшены, если сократить (для заданной энергии) диапазон изменения частоты путем применения растущего по радиусу магнитного поля с пространственной вариацией. Для такого модифицированного синхроциклотрона (в дальнейшем называемого фазотроном с вариацией магнитного поля) ожидаемое увеличение интенсивности по сравнению с обычным синхроциклотроном можно оценить из сравнения объема фазового пространства для этих двух случаев, приняв оди-

наковыми для центральной области аксиальную жесткость ( $Q_z$ ), высоту пучка ( $\Delta z$ ) и равновесную фазу ( $\phi_s$ ), а также предположив, что интенсивность ограничивается дефокусирующим действием объемного заряда пучка /2/ :

$$\frac{i_{оф}}{i_{оc}} = \left( \frac{V_{ф}}{V_c} \right)^{3/2} \left( \frac{K_{оc}}{K_{оф}} \right)^{1/2} \quad (1)$$

Здесь  $V$  – амплитуда ускоряющего напряжения на дуанте;

$$K = 1 - \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{\beta^2} ; \quad n = \frac{dH}{dr} \cdot \frac{r}{H} ;$$

$H$  – напряженность магнитного поля;  $r$  – радиус ускорения;  $i_o$  – интенсивность в центральной области.

Индекс "ф" относит величины к случаю фазотрона с вариацией магнитного поля, индекс "с" – к случаю обычного синхроциклотрона, а индекс "о" – к центральной области ускорителя.

Из выражения (1) следует, что применение растущего по радиусу магнитного поля с вариацией приводит к дополнительному увеличению фазового объема за счёт уменьшения параметра "К".

Как будет видно из дальнейшего изложения, для фазотрона с вариацией магнитного поля, создаваемого на базе электромагнита 680-Мэвного синхроциклотрона ОИЯИ, вполне обоснованными являются значения  $V_{ф} = 50$  кв,  $K_{оф} = 0,32$ .

Принимая для действующего синхроциклотрона ОИЯИ  $V_o = 15$  кв,  $K_{оc} = 1,8$ , ток в центральной области ( $i_{оc}$ ) = 3,5 мка, можно ожидать, что ток в центре фазотрона составит примерно 50 мка.

В синхроциклотроне ОИЯИ не удается избежать фазовых потерь пучка в процессе ускорения, и поэтому ток на конечном радиусе в настоящее время составляет 2,3 мка. В фазотроне с вариацией магнитного поля представляется возможным выбором закона среднего поля обеспечить фазовый режим, почти полностью исключая потери частиц в процессе ускорения, и названная интенсивность (50 мка) в центральной области, по-видимому, может быть сохранена до конечного радиуса.

### §3. Структура магнитного поля фазотрона

Для фазотрона с вариацией магнитного поля предполагается использовать поле, которое в медианной плоскости описывается функцией

$$H_z(r, \theta) = H(r) \left[ 1 + \epsilon(r) \sin\left(\frac{r}{\lambda} - N\theta\right) \right], \quad (2)$$

где  $H(r)$  - среднее значение напряженности магнитного поля;  $r, z, \theta$  - координаты в цилиндрической системе;  $\epsilon(r)$  - глубина вариации магнитного поля;  $2\pi\lambda$  - радиальный шаг структуры поля;  $N$  - число спиралей в структуре поля.

На закон роста среднего значения напряженности поля  $H(r)$  накладывается ограничение, состоящее в том, что изменение (увеличение) параметра "K" вдоль радиуса не должно приводить к фазовым потерям частиц в процессе ускорения. Так как изменение "амплитуды" фазовых колебаний при адиабатическом изменении параметров определяется инвариантом

$$\sqrt{\frac{2eV E_s}{\pi \omega_s^2 K_s}} \int [\cos \phi + \cos \phi_s - (\pi - \phi - \phi_s) \sin \phi_s]^{1/2} d\phi = \text{const}, \quad (3)$$

а площадь области фазовой устойчивости равна

$$\int \phi d\phi = \sqrt{\frac{2eV \omega_s^2 K_s}{\pi E_s}} \int [\cos \phi + \cos \phi_s - (\pi - \phi - \phi_s) \sin \phi_s]^{1/2} d\phi, \quad (4)$$

то при постоянных значениях  $V$  и  $\sin \phi_s$  это требование можно представить следующим выражением:

$$K = 1 - \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{\beta^2} \leq K_{\text{доп}} = K_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^3 \left(\frac{H_0}{H}\right)^2. \quad (5)$$

В выражениях (3), (4), (5):

$e, E$  - заряд и полная энергия ускоряемой частицы;  $\omega$  - угловая частота обращения частицы;  $\phi$  - фаза ускоряющего поля, при которой частица пролетает ускоряющий промежуток.

Индекс "0" относит значение соответствующего параметра к центру ускорителя (при  $r = 0$ ), индекс "s" - к значению параметра для равновесной частицы.

В этом случае частицы, имевшие в первом фазовом колебании устойчивые фазовые траектории вблизи сепаратриссы, в процессе ускорения до конечного радиуса не выйдут из области устойчивости.

Решение дифференциального уравнения (5) проводилось на электронно-вычислительной машине при заданных граничных и начальных условиях. Граничное условие определялось максимально возможным перепадом среднего магнитного поля ( $h_k = \frac{H_k}{H_0}$ ) при заданном зазоре электромагнита. В результате находились начальное значение  $K_0$  и зависимость среднего поля от радиуса.

Необходимо отметить, что при отклонении от условия равенства в выражении (5) допуск на точность соблюдения постоянства  $\sin \phi_s$  становится менее жестким. Поэтому, а также для удобства рассмотрения динамических процессов зависимость среднего магнитного поля от радиуса была выбрана в аналитической форме, в виде:

$$H(\xi) = H_0 e^{c_0 \xi^2 - c_1 \xi^6}, \quad (6)$$

$$n = 2c_0 \xi^2 - 6c_1 \xi^6; \quad (7)$$

где  $\xi = \frac{r}{r_k}$ ,  $r_k$  - конечный радиус ускорения.

При этом значение параметра  $K$  поддерживается меньшим  $K$  в течение всего времени ускорения.

Выбранный закон (6) удовлетворяет этому условию при соотношении:

$$C_0 e^{2(C_0 - C_1)} < 0,68$$

для принятого перепада среднего поля  $h_k = 1,3675$ .

С учётом некоторых требований создания необходимой вариации магнитного поля значения коэффициентов в выражении (6) приняты следующими:  $C_0 = 0,358$  и  $C_1 = 0,045$ .

На рис. 1 приведены кривые  $K_{\text{доп}}$  и значения  $K$ , определяемые магнитным полем (6) при выбранных коэффициентах.

Если выбрать конечный радиус ускорения  $r_k = 270$  см, то при энергии 700 Мэв магнитное поле на конечном радиусе составит  $H_k = 16276$  э, а в центре  $-H_0 = \frac{H_k}{h_k} = 11900$  э.

На рис. 2 приведены графики  $H(r)$  и  $n(r)$ . Необходимая глубина вариации определяется из рассмотрения динамических процессов для магнитного поля (2) и (6). Используя систему уравнений, описывающих движение частиц с постоянным импульсом  $p$  в произвольном стационарном магнитном поле/3/:

$$r'' - \frac{2r'r'^2}{r} - r = -\frac{c}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + r'^2)H_z - z'r'H_r - z'r'H_\theta], \quad (8)$$

$$z'' - \frac{2r'z'}{r} = \frac{c}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + z'^2)H_r - z'r'H_z - r'r'H_\theta], \quad (9)$$

можно найти уравнение замкнутой орбиты и приближенные выражения для частот радиальных ( $Q_r$ ) и вертикальных ( $Q_z$ ) колебаний в виде:

$$\rho_0(\theta) = r_0(\theta) - R = \frac{\epsilon R}{N^2 - 1 - n} \sin\left(\frac{r}{\lambda} - N\theta\right) + \Delta R, \quad (10)$$

$$Q_r^2 = (1+n) \left\{1 + \frac{3}{2N^2} \left[\left(\frac{\epsilon R}{N\lambda}\right)^2 + 2\right]\right\}, \quad (11)$$

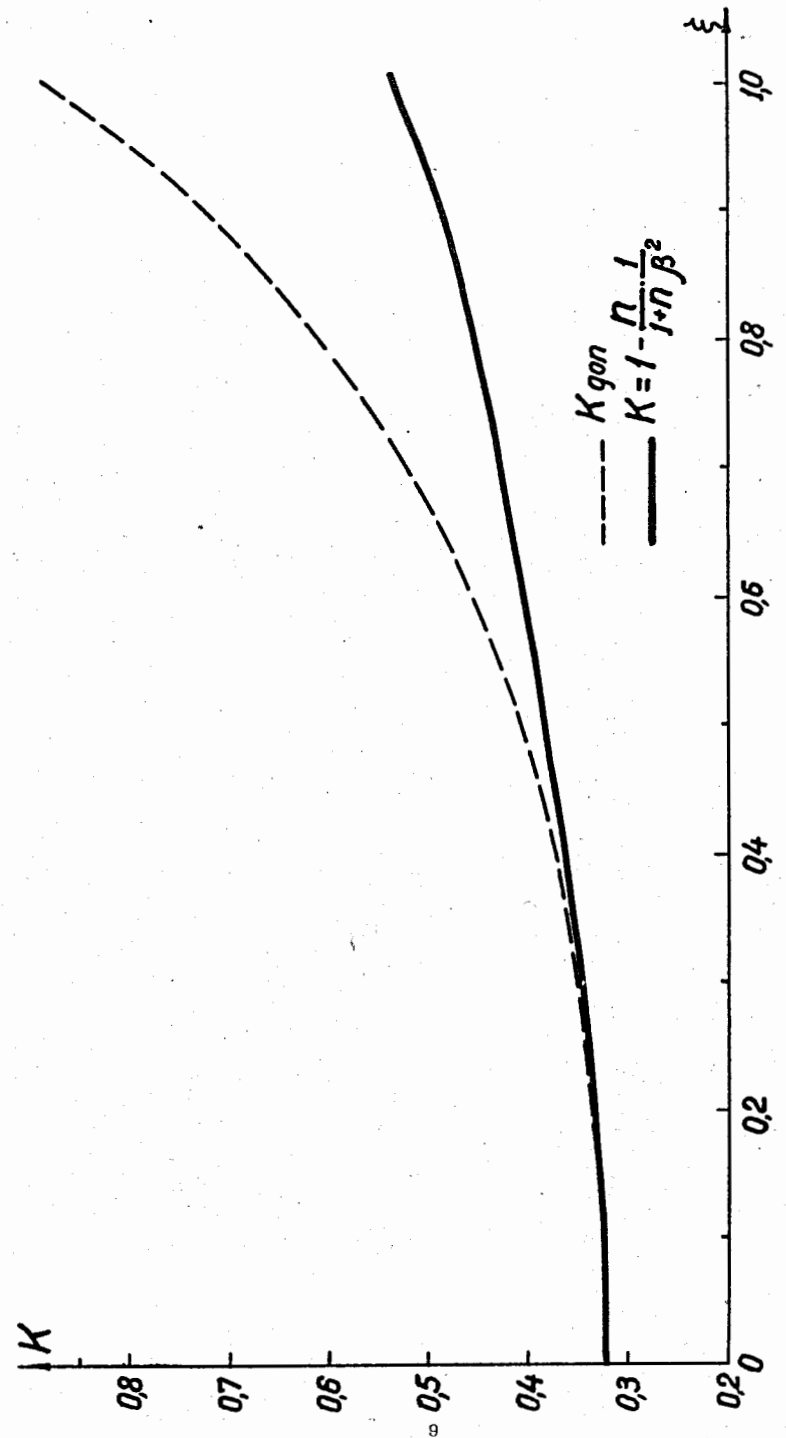


Рис. 1.

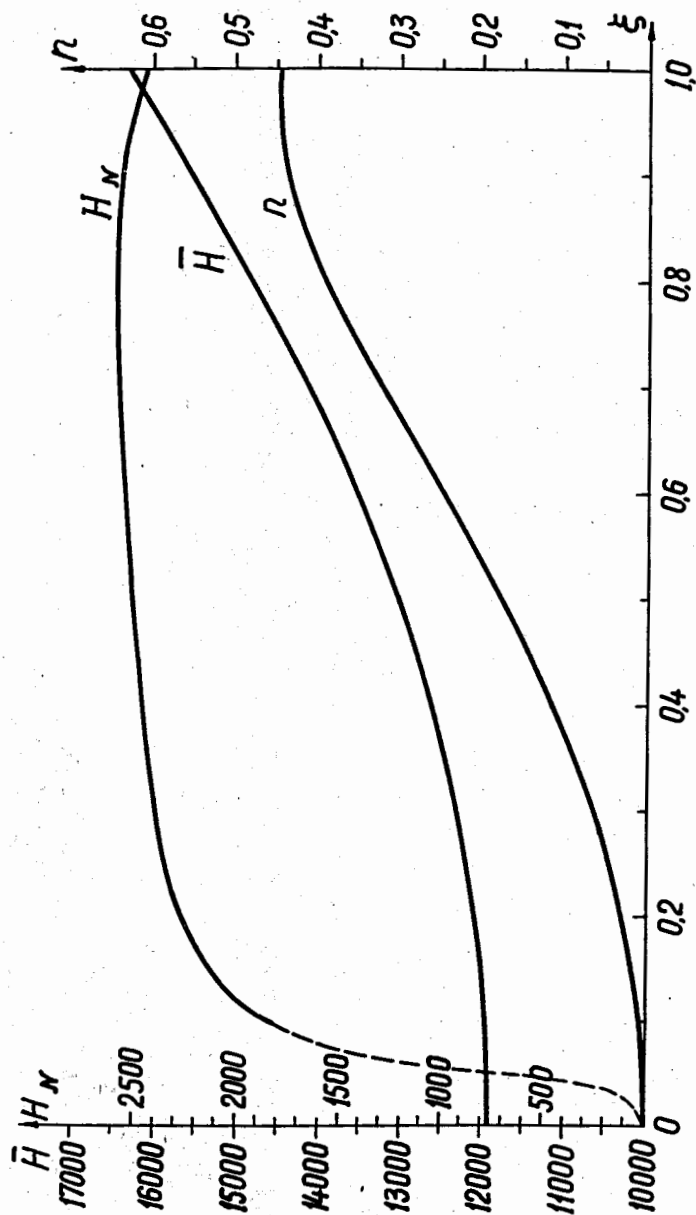


Рис. 2. Зависимость  $H, H_N, R$  от  $\xi = \frac{r}{2k}$

$$Q_z^2 = -n + \epsilon^2 \left[ \frac{N^2}{2(N^2 - 1 - n)} + \frac{R^2}{2N^2 \lambda^2} \left( 1 + \frac{N^2}{N^2 - 1 - n} \right) \right]. \quad (12)$$

Здесь:  $R$  – радиус, определяемый импульсом частицы  $p = \frac{e}{c} H(R)R$ ;  $\Delta R$ -поправка к радиусу  $R$ , вызываемая вариацией магнитного поля и составляющая примерно 0,1%  $R$ . Точность выражений (11), (12) была проверена нахождением частот свободных колебаний при численном интегрировании системы уравнений (8), (9).

Из выражений (7) и (12) определяется требуемая глубина вариации для различных значений  $(N \lambda)$ .

При выборе значений  $N$  и  $\lambda$  учитываются следующие требования:

- а) величина основной гармоники магнитного поля  $H_N$ , обеспечивающая принятое значение  $Q_z$ , должна быть минимальной;
- б) должно быть исключено влияние нелинейного резонанса на радиальные колебания в центре ускорителя.

Так как диапазон изменения частоты радиальных колебаний в рассматриваемом варианте фазотрона составляет  $1 < Q_r < 1,2$ , а частота аксиальных колебаний  $Q_z$  принимается равной 0,2 на всех радиусах, кроме центральной области, где она снижается до нуля при  $r = 0$  (рис. 3), то единственно возможным нелинейным резонансом оказывается резонанс  $N$ -го порядка по радиальным колебаниям в центральной области ускорителя.

Как будет показано в следующем разделе, создание необходимой глубины вариации облегчается с уменьшением числа спиралей  $N$ . По этой причине в центральной области исследовался нелинейный резонанс 4-го порядка, что соответствует выбору  $N = 4$ .

Известно, что при резонансе 4-го порядка малые амплитуды могут быть устойчивыми даже при точном резонансе, если стабилизирующий фактор имеет необходимое значение, как это имеет место, например, в синхротроне с жесткой фокусировкой. Однако можно показать, что для резонанса 4-го порядка в центральной области сильноточного фазотрона значение стабилизирующего фактора намного меньше величины, необходимой для устой-



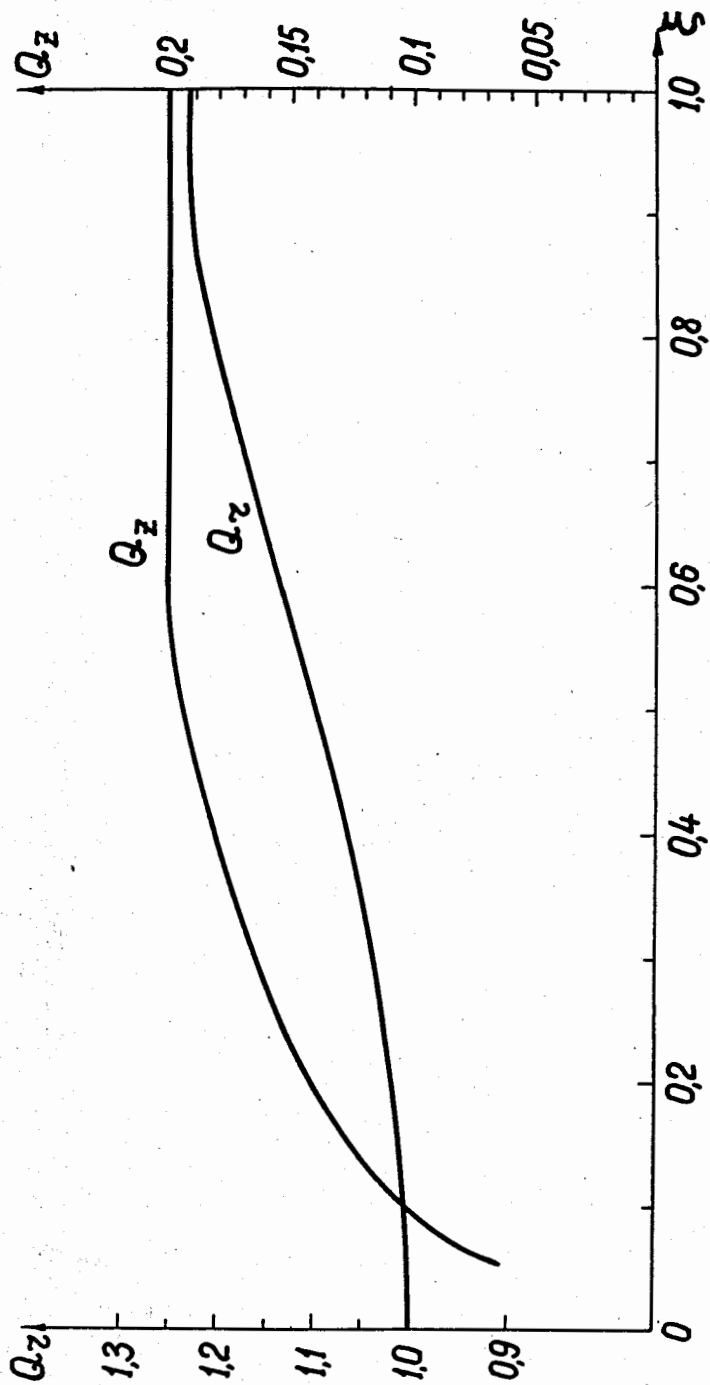


Рис. 3. Зависимость  $Q_z$  и  $Q_r$  от  $\xi = \frac{r}{r_k}$

чивости малых амплитуд радиальных колебаний. Поэтому необходимо выбрать параметры ускорителя в центральной области таким образом, чтобы ширина резонансной области для рассматриваемого резонанса была меньше радиуса первого оборота.

Ширина резонансной зоны нелинейного резонанса  $\Delta Q_r$  определяется соотношением [4]:

$$\Delta Q_r = \frac{\epsilon R}{a Q_r} \left[ J_{q-1} \left( \frac{a}{\lambda} \right) - J_{q+1} \left( \frac{a}{\lambda} \right) \right], \quad (13)$$

где:  $q$  - порядок нелинейного резонанса;  $a$  - амплитуда радиальных колебаний в начале полосы резонанса;  $J$  - функция Бесселя.

Зависимость частоты радиальных колебаний от радиуса в центральной области можно с достаточной точностью представить в виде  $Q_r = 1 + 1/2h(r)$ . Разлагая функцию Бесселя в ряд при условии  $a < \frac{\lambda}{2}$ , можно найти радиус резонансной зоны в центральной области в виде:

$$r_{\text{рез}} = \frac{\epsilon \xi_k^2}{C_0 Q_r 2^q (q-1)! \lambda} \cdot \left( \frac{a}{\lambda} \right)^{q-2}. \quad (14)$$

При  $r_k = 270$  см,  $q = 4$  (и, соответственно,  $N = 4$ ),  $\lambda = 15$  см,  $C_0 = 0,358$ ,  $\epsilon = 0,05$  радиус зоны нелинейного резонанса 4-го порядка составляет всего 0,8 см, даже если принять  $a = 4,5$  см. Этот результат был подтвержден непосредственным интегрированием уравнения (8) на электронно-вычислительной машине при  $N = 4$  и  $\lambda = 15$  см.

Таким образом, для рассматриваемого случая можно принять  $N = 4$ ,  $\lambda \geq 15$  см. На рис. 2 представлен график  $H_N(r)$  при  $N\lambda = 60$  см.

В связи с тем, что ограничения интенсивности в фазотроне по пространственному заряду определяются значением  $Q_z$  в центральной области ускорителя, где магнитная фокусировка еще слаба, учёт и использование дополнительных фокусирующих факторов является очень важным. В частности, исследовалось действие ускоряющего электрического



поля дуанта в центре ускорителя на аксиальное движение ионов<sup>5/</sup>.

При этом электрическое поле между дуантом и заземленной рамкой, имеющими одинаковую высоту, выражалось через потенциал в виде:

$$\Phi = \frac{2V}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi(1-b)}{D} y}{\left[ 1 + \operatorname{ch} \frac{\pi(1-b)}{D} y \right]}, \quad (15)$$

где:  $y$  - перпендикулярно кромке дуанта,  $D$  - апертура дуанта,

$$\frac{2\sqrt{b}}{1-b} + \ell_n \frac{1+\sqrt{b}}{1-\sqrt{b}} = \frac{\pi \ell}{D}; \quad \ell - \text{расстояние между дуантом и рамкой.}$$

Компонента поля  $\epsilon_z$  разлагалась в ряд Фурье и после подстановки в уравнение аксиальных колебаний (9) и сведения его к уравнению Хилла находилась частота аксиальных колебаний  $Q_z$ , обусловленная действием электрических фокусирующих сил.

На рис. 4 показано это значение  $Q_z$  при  $V = 50$  кВ и апертурах дуанта  $D = 10$  см и  $D = 7,5$  см для значений начальной фазы  $\phi_H = 0,25$  рад и  $\phi_H = 0,5$  рад.

Как видно, электрическая фокусировка при таком напряжении на дуанте может значительно облегчить задачу формирования магнитного поля в центральной области фазотрона.

#### §4. Формирование магнитного поля

Методика формирования магнитного поля, описываемого функцией (1), изложена в работах<sup>6/</sup>. Она заключается в том, что необходимая вариация по  $r$  и  $\theta$  создается железными шиммами прямоугольного сечения, изогнутыми по спиралям Архимеда и закрепленными симметрично относительно средней плоскости зазора на крышках камеры ускорителя, а закон роста среднего поля обеспечивается соответствующим профилем полюсных наконечников и изменением угловой протяженности спиральных шимм.

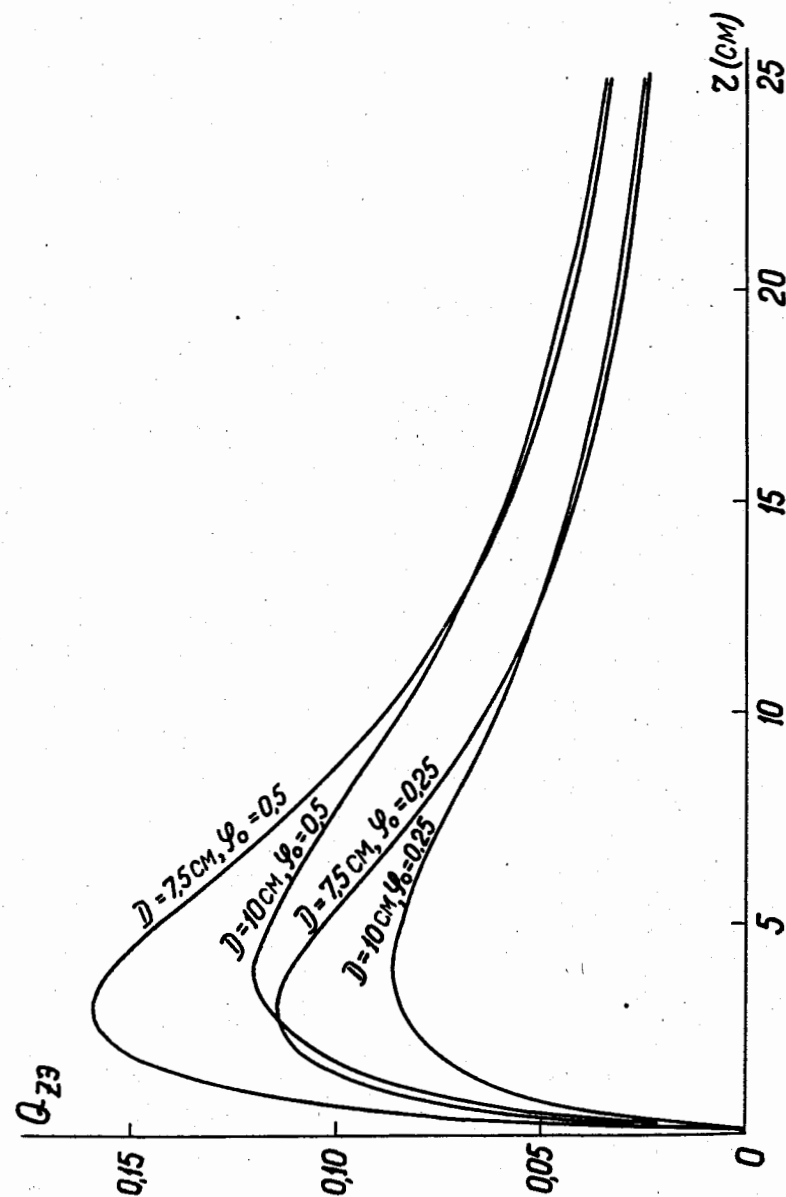


Рис.4. Зависимость  $Q_z$  от  $z$  при  $V = 50$  кВ.

Амплитуда вариации магнитного поля системы спиральных шимм достаточно хорошо описывается выражением:

$$H_N = 8M \sin N \frac{\alpha}{2} \left[ e^{-\frac{h_1}{\lambda_{\text{эфф}}}} - e^{-\frac{h_2}{\lambda_{\text{эфф}}}} \right], \quad (16)$$

где  $M$  - намагниченность шимм,  $h_1$  и  $h_2$  - расстояния от средней плоскости до поверхностей, ограничивающих шиммы в аксиальном направлении;  $\alpha$  - азимутальная протяженность спиральной шиммы,  $\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \left(\frac{N\lambda}{2}\right)^2}}$ .

На рис. 5 приведены зависимости требуемых и рассчитанных по формуле (16) амплитуд гармоник  $H_N$  от параметра спирали  $\lambda$  при значениях  $N = 4$  и  $N = 6$  для  $r = 100$  см. В расчётах величина намагниченности принималась равной  $4\pi M = 15000$  э,  $\alpha = \frac{\pi}{N}$ ,  $2h_1 = 30$  см,  $2h_2 = 80$  см. Величина зазора  $2h_1 = 30$  см определялась из требований на высокочастотную систему. Как видно из графика (рис. 5), при  $N = 6$  нельзя получить требуемой вариации, и принято к рассмотрению  $N = 4$ .

Наиболее трудные условия для создания вариации встречаются в зоне малых радиусов, поэтому в центральной зоне (интервал радиусов 0-75 см) потребуется уменьшить зазор между спиральными шиммами до 20 + 25 см, что, по-видимому, не вызовет особых затруднений при проектировании ускоряющей системы. Как отмечалось выше, аксиальная устойчивость в диапазоне радиусов 0 - 12 см может быть обеспечена, в основном, фокусирующим действием электрического поля дуанта.

Что касается среднего магнитного поля, то, как показывают предварительные расчёты и некоторые ранее выполненные на моделях эксперименты по созданию магнитного поля, при зазоре между поверхностями полюсов 120 см (таков зазор между полюсами в электромагните синхротрона ОИЯИ) принятый перепад среднего магнитного поля  $H_0 = 11902$  э и  $H_k = 16276$  э) вполне реализуем без применения каких-либо дополнительных обмоток. Это обстоятельство является весьма важным, так как позволяет существенно упростить конструкцию камеры и облегчает обслуживание ускорителя в целом в условиях высокой наведенной радиоактивности.

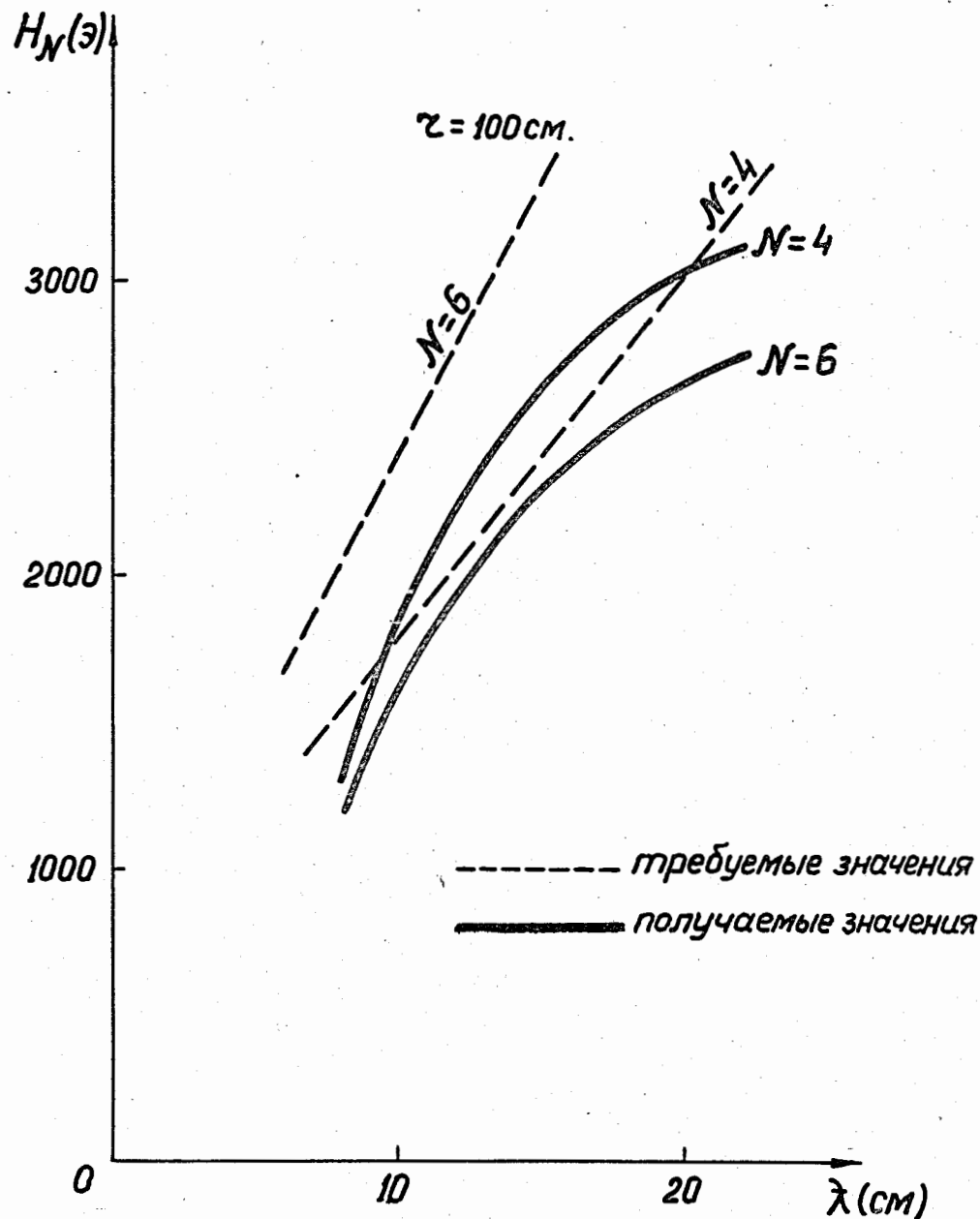


Рис. 5.

Выбор профиля полюсного наконечника и спиральных шимм, обеспечивающих изменение среднего поля в соответствии с (8), может быть сделан на основании исследований на модели, которые в настоящее время проводятся.

### § 5. Ускоряющая система

В больших синхроциклотронах для перекрытия диапазона частот ускорения при помощи вариатора используются, как правило, резонансные линии с неоднородным волновым сопротивлением. Повышение волнового сопротивления в районе узла напряжения низкочастотной части диапазона позволяет значительно уменьшить перекрытие вариатора по емкости, однако, при этом происходит повышение напряжения на вариаторе по сравнению с ускоряющим напряжением на дуанте (в 1,5 - 2,0 раза).

При создании ускоряющей системы для фазотрона с вариацией магнитного поля два обстоятельства являются благоприятными:

- 1) более узкий диапазон рабочих частот (в рассматриваемом нами ускорителе 18,18 + 14,41 МГц);
- 2) более низкое значение максимальной частоты.

В этих условиях оказывается возможным использовать для резонансной системы отрезок однородной линии с тем, чтобы напряжение на вариаторе было всегда меньше ускоряющего напряжения, что особенно важно для установки "Ф", где амплитуда ускоряющего напряжения должна составлять 50 кв.

Таким образом, ускоряющая высокочастотная система установки "Ф" представляет собой прямоугольную в плане плоскую полуволновую однородную линию длиной 7,5 м; шириной 6 м с постоянным зазором, равным 78,5 мм. Настройка системы осуществляется двумя идентичными емкостными вариаторами частоты, выполненными в виде конденсатора с вращающимся ротором, ось которого параллельна кромке дуанта (рис. 6,7). Большая длина резонансной системы позволяет вынести вариатор и высокочастотный генератор за радиационную защиту, что делает возможной работу с ними без применения манипулятора. При этом вариатор оказывается также вне интенсивного рассеянного магнитного поля ускорителя. Последнее очень важно ввиду большой скорости вращения ротора.

Для увеличения доли рабочего хода в полном цикле модуляции частоты угловая протяженность роторных пластин вариатора ( $70^\circ$ ) примерно в четыре раза меньше статорных, а необходимый закон изменения емкости обеспечивается профилированием статорных пластин по длине и толщине при использовании двух статорных пакетов. Напряженность электрического поля между пластинами вариатора при ускоряющем напряжении, равном 50 кв, должна составлять ~ 8 кв/мм, что значительно меньше того, что имеется в настоящее время в синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ. Благодаря большой емкости коллекторного конденсатора максимальное напряжение на волну ротора не должно превышать 2 кв.

На рис.8 представлены характеристики резонансной системы, полученные из измерений на модели в 1/4 натуральной величины. Кривой зависимости частоты от времени сопоставлены (точками) требуемые значения частоты при  $U_{\text{уск}} = \text{const}$  и  $\sin \phi_s = \text{const}$ .

Мощность потерь в резонансной системе составит около 200 квт.

### § 6. Вывод пучка протонов из камеры

На сильноточном фазотроне предусматривается использование внутренних мишеней для получения пучков мезонов, так как из-за многократного прохождения циркулирующего пучка протонов через мишень существенно повышается интенсивность мезонных пучков. С другой стороны, для получения высокоинтенсивных мезонных пучков от внешних мишеней (что также предполагается) нужно обеспечить высокоэффективный вывод пучка протонов из ускорителя.

Возможно использование тех же методов вывода, которые разрабатывались для релятивистского циклотрона:

- 1) Регенеративного метода, основанного на введении локальных неоднородностей на радиусе вывода и приведения в этой зоне частоты радиальных колебаний к значению, близкому к единице.
- 2) Модифицированного резонансного метода, при котором частота радиальных колебаний понижается на конечном радиусе до  $Q_s = 1$  путем введения в структуру магнитного поля дополнительной второй гармоники.

При использовании первого метода необходимое значение частоты радиальных колебаний в области вывода обеспечивается соответствующим выбором закона изменения среднего поля. Как показывает анализ, в случае использования одной локальной неоднородности, с практически приемлемой величиной градиента магнитного поля, для создания условий, необходимых для заброса частиц в выводной канал, значение частоты радиальных колебаний в зоне вывода должно составлять  $1,07 + 1,08$ .

Для получения на конечных радиусах ( $r = 260 + 270$  см) такой частоты  $Q$ , необходимо, чтобы показатель "n" магнитного поля составлял  $0,13 + 0,16$ .

Среднее магнитное поле, обеспечивающее заданную величину  $K_0$  ( $K_0 = 0,32$ ), заданный общий рост поля ( $h_k = 1,3675$ ) и указанное выше значение "n" в зоне конечных радиусов, может быть описано выражением:

$$H(\xi) = H_{\text{exp}} (0,359 \xi^2 + 0,83 \xi^6 - 1,611 \xi^8 + 0,733 \xi^{10}). \quad (17)$$

Максимальное значение амплитуды основной гармоники магнитного поля в этом случае составляет 3000 э, т.е. несколько превышает значение, найденное для случая поля, описанного формулой (6), а на конечном радиусе уменьшается до  $H_4 = 1600$  э.

Возможности второго метода вывода изложены в работах /7/ применительно к релятивистскому циклотрону. Выбор параметров для случая фазотрона потребует детальных численных расчетов.

### 87. Защита от излучений

Описываемый сильноточный фазотрон является очень мощным источником нейтронного и гамма-излучений. Общий поток быстрых нейтронов различных энергий (вплоть до 700 Мэв), возникающих при взаимодействии пучка протонов в 50 мка с мишенями и ловушкой - поглотителем, будет достигать  $3 \cdot 10^{14}$  нейтр/сек, а поток гамма-квантов, в основном, малых энергий (от захвата нейтронов) -  $10^{15}$  квант/сек.

Плотности потоков нейтронов, выходящих в экспериментальный зал из коллиматоров, заложенных в основной защитной стене, составят  $5 \cdot 10^7 - 10^8$  нейтр/см<sup>2</sup> сек.

В этих условиях для того, чтобы снизить нейтронный фон в местах пребывания персонала до допустимой нормы ( $10$  нейтр/см<sup>2</sup> сек), имеющаяся в настоящее время защита от излучений должна быть существенно усилена. Следует также учитывать возможное сильное повышение уровня наведенной нуклонами радиоактивности в деталях вакуумной камеры ускорителя, магнита, трактов пучков и т.д. В связи с этим должна быть предусмотрена защита ряда помещений и оборудования экранами и в тех случаях, когда доступ в эти помещения и к оборудованию предусматривается только при неработающем ускорителе.

Как показал анализ, наиболее экономичное решение проблемы радиационной защиты состоит в сооружении дополнительных защитных стен непосредственно вокруг ускорителя. На рис. 9 показан общий вид здания, защита и схема пучков частиц после реконструкции существующего синхроциклотрона и превращения его в малую мезонную фабрику. Новая защита, включая потолочные перекрытия, делается из сборного железобетона, в основном, с плотностью  $3,6$  г/см<sup>3</sup>. Часть стен и потолков снабжается устройствами для быстрой откатки (например, стена "в-в", прикрывающая доступ к высокочастотному генератору и вариаторам частоты).

Расчет показал, что сооружение стены "в-в" в виде железной плиты толщиной 80-100 см позволит резко снизить уровень наведенной активности вариаторов частоты и в.ч. генератора и тем самым обеспечить возможность выполнения профилактических работ с этими устройствами без применения манипуляторов с защитными кабинами. С другой стороны, для проведения таких операций как ремонт дуанта, камеры мишеней (т.е. наиболее сильно активируемых деталей ускорителя) предусматриваются передвижные кабины-манипуляторы с толщиной защитной стенки из железа до 30 см.

При токе ускоренных протонов 50 мка доза гамма-излучения наведенной активности дистиллированной воды, охлаждающей детали ускорителя, включая обмотку магнита, в основном, меньше или равна допустимой как по короткоживущим  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{C}$ , так и по долгоживущим изотопам и поэтому не вызывает особых осложнений. Исключение составляет сис-

Фазотрон с вариацией магнитного поля

План спиральных шимм

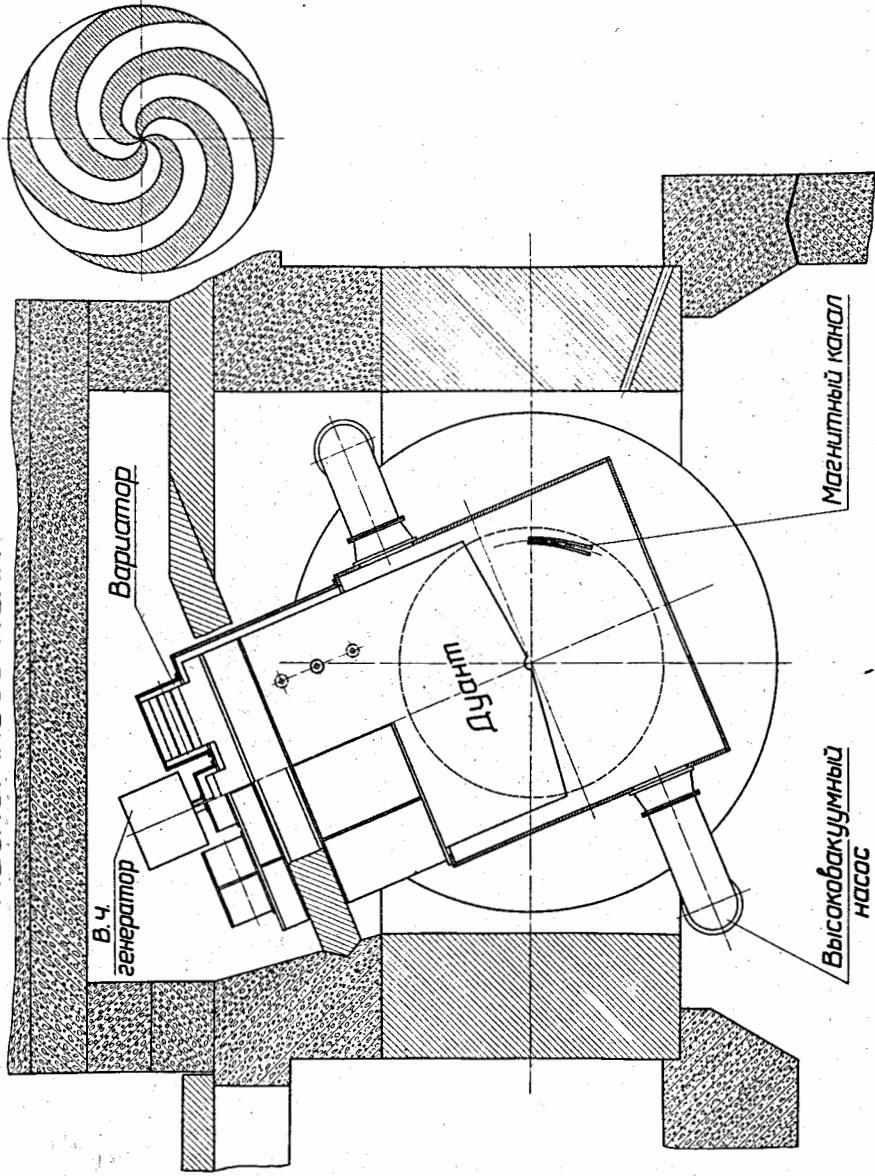
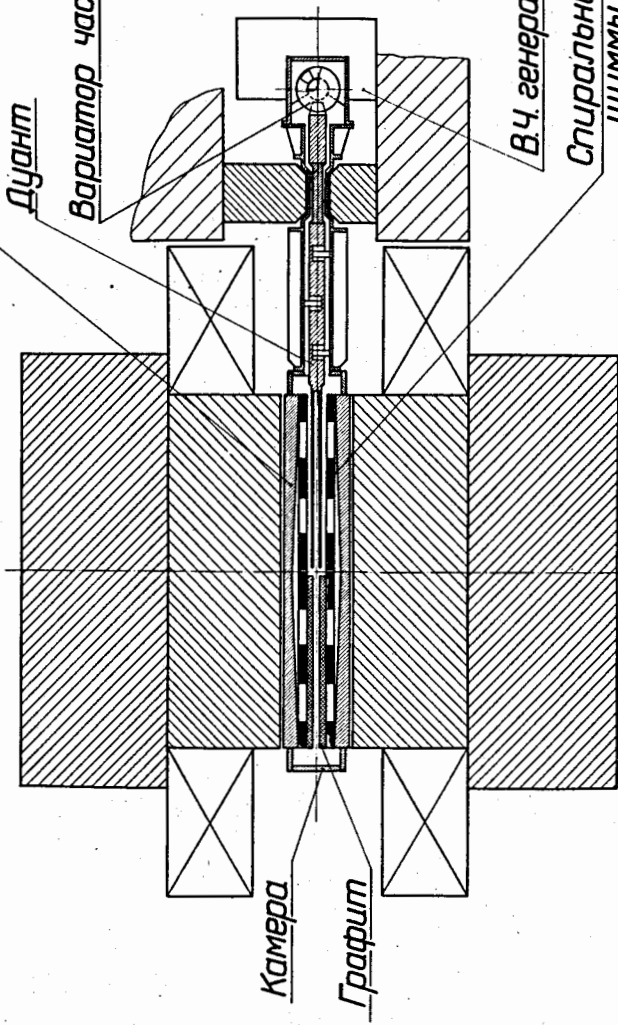


Рис. 6.

Полюсный наконечник

Дуант

Вариатор частоты



В.ч. генератор

Спиральные шиммы

Рис. 7.

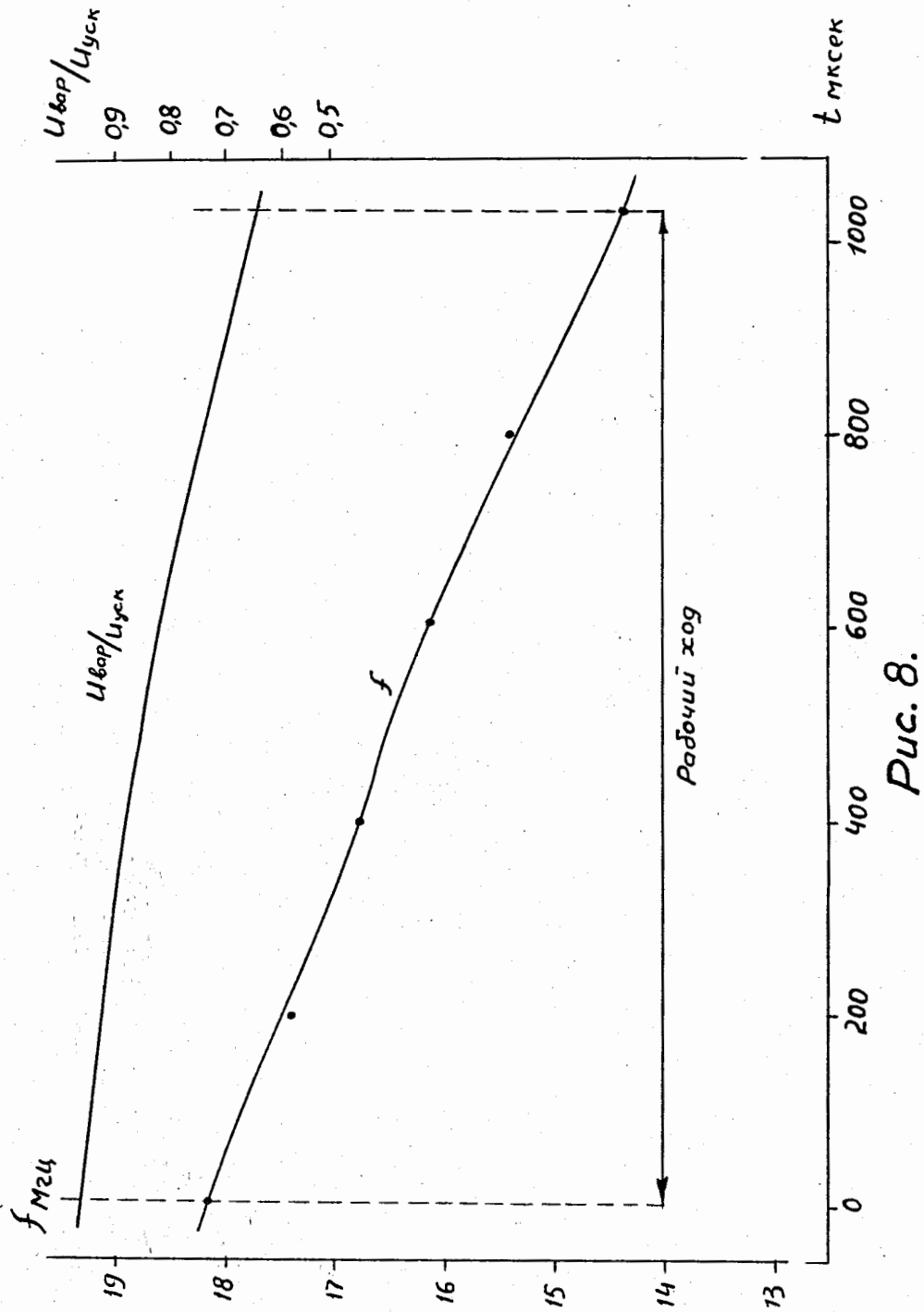


Рис. 8.

План защиты и схема пучков (после реконструкции)

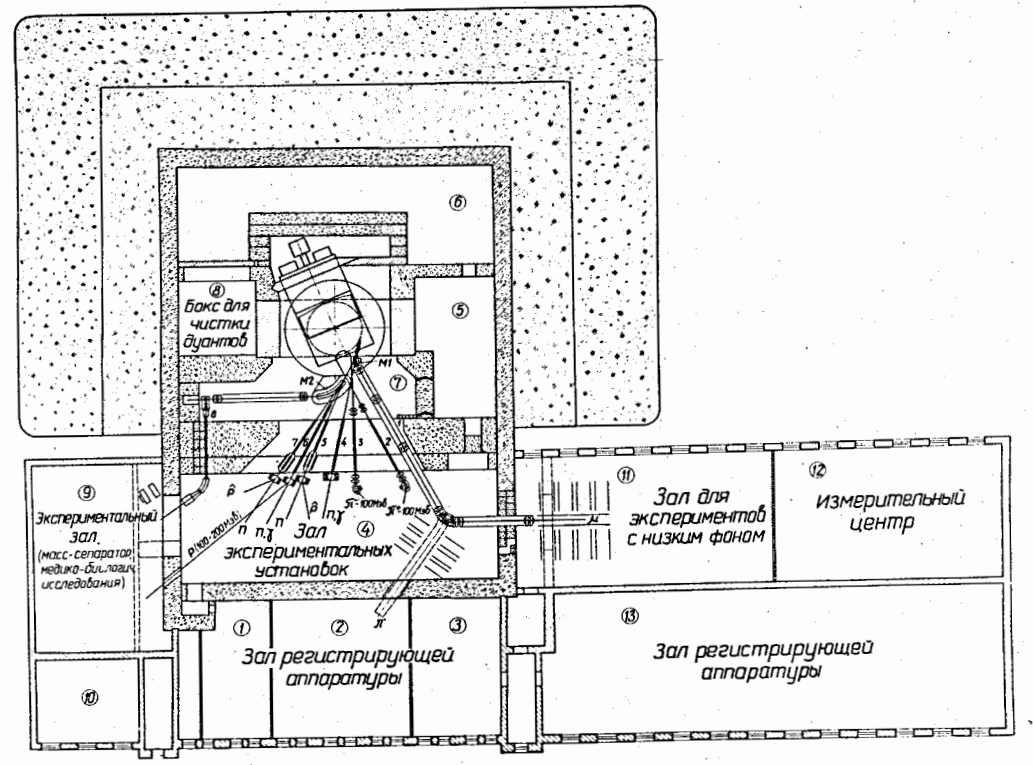


Рис. 9.

тема охлаждения дуанта, мишеней и гасителя протонного пучка. В этом случае уровень гамма-излучения радиоактивной воды сразу после выключения ускорителя примерно в 100 раз превысит допустимый, и поэтому коммуникации и емкости с охлаждающей водой снабжаются соответствующей защитой. В системах водяного охлаждения используются замкнутые циклы.

Активность воздуха, вызванная теми же изотопами, что и активность воды, а также  $^{41}\text{Ar}$ , непосредственно близ работающего ускорителя (помещение 6 и 7 на рис. 9) в отсутствие вентиляции тотчас после выключения ускорителя в несколько тысяч раз превышает допустимую. В целях устранения трудностей с эксплуатацией и профилактическими работами на ускорителе в проекте предусматривается создание системы вытяжной вентиляции с соответствующей кратностью обмена.

### 83. Таблица основных параметров фазотрона

1. Энергия ускоренных протонов	$W = 700 \text{ МэВ}$
2. Ток внутреннего пучка	$i = 50 \text{ мкА}$
3. Радиус конечной орбиты	$r_k = 270 \text{ см}$
4. Напряженность магнитного поля в центре	$H_0 = 11902 \text{ э}$
5. Среднее значение напряженности магнитного поля на конечном радиусе	$H_k = 16276 \text{ э}$
6. Максимальная глубина вариации магнитного поля	$\epsilon = 0,2 + 0,25$
7. Параметр спирали	$\lambda = 15-20 \text{ см}$
8. Число спиралей	$N = 4$
9. Диаметр полюсного наконечника	$D = 600 \text{ см}$
10. Зазор между спиралью	$2h = 30 \text{ см}$
11. Частота свободных колебаний:	
а) вертикальных	$Q_z = 0 + 0,2$
б) радиальных	$Q_r = 1 + 1,2$
12. Диапазон частоты ускоряющего поля	$f = 18,18-14,41 \text{ МГц}$
13. Число дуантов	1
14. Амплитуда ускоряющего напряжения	$V = 40 + 50 \text{ кВ}$
15. Апертура дуанта	10 см

16. Зазор между дуантом и полюсом	7,85 см
17. Способ вариации частоты-вращающийся конденсатор	
18. Частота модуляции	500-600 гц
19. Амплитуда напряжения на вариаторе	40 + 50 кв
20. Мощность питания электромагнита	1100 квт
21. Мощность потерь в в/ч системе	200 квт

### 89. Пучки частиц от фазотрона. Расширение возможностей для проведения физических экспериментов

На рис. 9 приводится общая схема пучков, образованных как на внутренних, так и на внешних мишенях. Ниже в таблице приводятся ожидаемые интенсивности этих пучков от фазотрона при внутреннем токе протонов 50 мка; коэффициент вывода протонов из камеры принят равным 0,5.

Частицы	Энергия, МэВ	Номер коллиматора	Интенсивность в сек на данную площадь	Площадь детектора, см <sup>2</sup>
1. Протоны (выведенный пучок)	680 ± 3	6,7	$2 \cdot 10^{13}$	12
2. Поперечно-поляризованные протоны	620 ± 10	5,7	$6 \cdot 10^9$	10
3. Продольно-поляризованные протоны	620 ± 10	5,7	$6 \cdot 10^9$	10
4. Нейтроны (на всю область спектра)	$500 \leq E \leq 660$	4,5 6,7	$6 \cdot 10^7$	20
5. Электроны конверсии гамма-квантов от распада $\pi^0$ -мезонов	150	"	$3 \cdot 10^6$	75
6. Гамма-кванты от распада $\pi^0$ -мезонов	$10 \leq E \leq 600$	"	$5 \cdot 10^6$	20
7. $\pi^+$ -мезоны	70 ± 3	2,3	$1,5 \cdot 10^6$	75
8. $\pi^-$ -мезоны				



	Пучки мезонного тракта <sup>x/</sup>		
9. $\mu^-$ - мезоны	$30 \leq E \leq 300$	$2 \cdot 10^4 + 2 \cdot 10^6$	50
10. $\mu^+$ - мезоны	$30 \leq E \leq 300$	$4 \cdot 10^4 + 1 \cdot 10^7$	50
11. $\pi^-$ - мезоны	$60 \leq E \leq 370$	$2 \cdot 10^5 + 2 \cdot 10^7$	50
12. $\pi^+$ - мезоны	$60 \leq E \leq 370$	$1 \cdot 10^6 + 1 \cdot 10^8$	50

<sup>x/</sup> Пучки получаются с внутренней и внешней мишеней в указанном интервале энергии. Интенсивности пучков приведены для  $\frac{\Delta p}{p} = 0,05$ .

В процессе реконструкции предполагается построить дополнительно два экспериментальных зала. Один зал (помещение 11 на рис.9) с очень низким уровнем фона будет использоваться для выполнения тонких, прецизионных опытов с мюонами и пионами от мезонного тракта (часть таких опытов, как следует из рисунка, можно будет проводить также в помещении 2).

Во втором зале разместится лаборатория ядерной спектрометрии для изучения с помощью масс-сепаратора и различных спектрометров свойств короткоживущих радиоактивных изотопов, получаемых при бомбардировке мишеней протонами (помещение 9) и лаборатория лучевой терапии и радиационной биологии (помещение 10). В последнюю лабораторию сначала будет выведен только пучок протонов с энергией от 130 до 680 Мэв, а позднее, когда будет создана дополнительная в/ч система, - пучок альфа-частиц с энергией до 800 Мэв.

Наряду с этим вблизи залов регистрирующей аппаратуры будет оборудован измерительный центр (помещение 12), оснащенный электронно-вычислительной машиной средней мощности и группой многоканальных, многомерных анализаторов для работ по системе "он лайн".

#### §10. Основные перспективы исследований по физике элементарных частиц на сильноточном фазотроне

Ускоритель протонов с током порядка 50 мка и хорошей радиационной защитой создаст богатые возможности для постановки большого

комплекса новых фундаментальных исследований в области прецизионного изучения основных типов взаимодействий элементарных частиц: сильного, слабого и электромагнитного и проверки различных свойств симметрии микромира, включая исследования эффектов, характеризующихся сечениями порядка  $10^{-36} \text{ см}^2$  и менее.

Среди экспериментов по изучению свойств симметрии микромира можно указать на проверку Т-инвариантности сильных (с точностью до 0,10%) и СРТ-инвариантности слабых взаимодействий с участием нестранных частиц. В последнее время стала ясной необходимость тщательной проверки сохранения лептонного заряда, для чего требуется поиск процесса  $\mu \rightarrow e \gamma$  на уровне, составляющем  $10^{-9} - 10^{-10}$  вероятности обычного распада мюона.

В области слабых взаимодействий станут доступными опыты по строгой проверке теории универсального слабого взаимодействия при исследовании слабого и радиационно-слабого захватов мюона водородом и дейтерием, радиационного распада пиона. До сих пор вне экспериментальных программ остаются опыты по поиску таких новых распадков пионов и мюонов, как  $\pi \rightarrow 3e + \nu$  и  $\mu \rightarrow 3e + \nu + \bar{\nu}$ .

В области сильных взаимодействий можно отметить большую программу исследований с монокинетическими пучками нейтронов высоких энергий, повышение на порядок точности данных о р-р-взаимодействии. Для пион-нуклонного взаимодействия особую ценность представляют данные о нерезонансных фазах рассеяния в области энергий до 300 Мэв (проверка дисперсионных правил сумм и т.п.).

На основе более точных данных, полученных в систематических исследованиях, появится возможность провести проверку справедливости  $SU_3$  - симметрии и тех более высоких симметрий, которые придут ей на смену.

Особую роль для теории играет изучение пион-пионного взаимодействия. Едва ли не единственным методом определения характеристик пион-пионного взаимодействия при малых энергиях, строго обоснованным с теоретической точки зрения, является изучение рождения пиона в пион-нуклонных взаимодействиях вблизи порога.

Наличие точных данных о сильных взаимодействиях пионов и нук-

лонов должно, как мы надеемся, привести, наконец, к появлению новых фундаментальных теоретических исследований, развитие которых требует проведения новых экспериментов с хорошей точностью.

В области изучения структуры адронов укажем на необходимость прецизионного изучения такого редкого распада  $\pi^0$ -мезона, как  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+$ , что дает возможность определить средне-квадратичный радиус  $\pi^0$ -мезона. К настоящему времени имеются лишь две работы, результаты которых именно из-за недостаточной интенсивности пучков пионов и поэтому невысокой точности не позволяют сделать определенные заключение в пользу каких-либо теоретических моделей.

Едва ли не основное направление исследований с мюонами, по-видимому, будет связано с попытками найти причины различия масс электронов и мюонов на совершенно другом, чем в настоящее время уровне точности.

Из большого класса электромагнитных взаимодействий с пионами и мюонами укажем на радиационный захват пионов протонами, изучение которого эквивалентно исследованию фоторождения пионов на свободных нейтронах, а также на изучение электромагнитной структуры ядер на основе изучения мю-мезорентгеновского излучения.

Новым вопросом является исследование тормозного излучения в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных столкновениях с испусканием жестких квантов.

Некоторые из перечисленных выше процессов доступны для исследований и в настоящее время, однако на новом ускорителе существенно повышается уровень точности всех экспериментов в целом, что будет больше соответствовать требованиям теоретиков.

В новых условиях станут возможными такие пока почти недоступные опыты, как уточнение значения массы мюонного нейтрино, измерение его спиральности.

Предполагаемое увеличение интенсивности пучков протонов и мезонов примерно в 100 раз откроет новые возможности для исследований в области физики атомного ядра, к которым относятся, например, такие важные исследования, как поиски нового класса легких ядер с большим числом нейтронов, проведение большой программы исследований, осно-

вывающейся на дисперсионной теории ядерных реакций, изучение кластеров, обнаружение новых радиоактивных изотопов, далеко отстоящих от области стабильности и т.п.

В новых условиях существенно расширятся также возможности использования пучков частиц от ускорителя для исследований в области биологии, лучевой терапии, физики твердого тела, радиохимии, защиты от излучений космических кораблей и т.д.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов и др. Труды Международной конференции по ускорителям. М., 1954, Госатомиздат, стр. 547.
2. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга, УФН, 85, в.4, 651 (1965).
3. Д.П.Василевская и др. Атомная энергия, 8, 189 (1960).
4. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Труды Международной конференции по ускорителям. М., 1964, Госатомиздат, стр. 833.
5. В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова, Тезисы совещания по изохронным циклотронам. Алма-Ата, 1967, стр.10.
6. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян. Препринты ОИЯИ 1431 и 1432, 1963 г.
7. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Препринт ОИЯИ Р-1981, 1965 г.

Рукопись поступила в издательский отдел

28 июня 1968 года.