

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С345

К-835

А.А. Кропин

1820

ПУЧКИ ЧАСТИЦ
ОТ ШЕСТИМЕТРОВОГО СИНХРОЦИКЛОТРОНА
О И Я И

Доклад,
представленный на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук по совокупности работ

А.А. Кропкин

1820

с 345

К-835

1939 г.

ПУЧКИ ЧАСТИЦ
ОТ ШЕСТИМЕТРОВОГО СИНХРОЦИКЛОТРОНА
О И Я И

Доклад,
представленный на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук по совокупности работ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1984

О Г Л А В Л Е Н И Е

В В Е Д Е Н И Е.....	5
ГЛАВА I. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СИНХРОЦИКЛОТРОНА.....	7
1. Размеры магнита.....	7
2. Конфигурация поля электромагнита.....	8
3. Исправление азимутальной неоднородности поля и искажений медианной поверхности..	12
ГЛАВА II. ВЫВОД ПУЧКА ИЗ КАМЕРЫ СИНХРОЦИКЛОТРОНА.....	16
1. Методы вывода частиц.....	16
2. Отклонение частиц в магнитный канал путем многократного рассеяния на мишени.....	17
3. Заброс в магнитный канал с помощью увели- чения радиальных колебаний.....	18
4. Магнитный канал.....	22
ГЛАВА III. ФОРМИРОВАНИЕ ВНЕШНИХ ПУЧКОВ.....	24
1. Фокусирующие устройства.....	24
2. Движение частиц в рассеянном поле ускор- теля.....	26
3. Движение частиц в квадрупольных полях...	28
4. μ -мезонный канал.....	32
З А К Л Ю Ч Е Н И Е.....	37
Л И Т Е Р А Т У Р А.....	40

ВВЕДЕНИЕ

Сооружение мощных ускорителей заряженных частиц на энергии в сотни миллионов электрон-вольт открыло широкие возможности для более глубокого и последовательного изучения основных проблем физики атомного ядра.

Создание в лабораторных условиях мощных управляемых установок для ускорения заряженных частиц предоставило в руки ученых возможности выбора оптимальных условий для физических экспериментов. Естественно, что эти оптимальные условия в первую очередь определяются такими параметрами ускорителя, как энергия ускоренных частиц и их общий поток. Поэтому для более эффективного его использования должны быть решены те вопросы, которые определяют максимальную энергию частиц на данном ускорителе и минимальные потери частиц в процессе ускорения. Одним из решающих факторов в этом отношении является характер изменения магнитного поля ускорителя и минимальные его искажения.

Не менее существенной является возможность проведения экспериментов на внешнем пучке ускорителя вне магнитного поля и радиационного фона ускорителя. Использование выведенного пучка открывает более широкие возможности для применения разнообразной экспериментальной методики. Поэтому проблема вывода частиц является одной из наиболее важных задач физики и техники ускорителей.

В настоящее время из ускорителей с энергиями в десятки Мэв удается вывести не более 20-30% частиц. Вывод частиц из синхроциклотронов с энергиями в несколько сотен Мэв не превышает 5-7%⁽¹⁾.

Хотя использование внешних пучков и производится в более благоприятных для эксперимента условиях, зачастую оно сопряжено со значительными потерями интенсивности в связи с расходимостью пучков.

Последнее обстоятельство приводит к увеличению времени экспериментов вообще, а в случае опытов, связанных с наблюдением редких событий, иногда и к отказу от их постановки.

Поэтому вопросы фокусировки и канализации внешних пучков существенным образом влияют на выбор оптимальных условий эксперимента и, естественно, определяют эффективность использования ускорителя.

Перечисленные вопросы и составили основное содержание экспериментальных работ, выполненных автором в период 1948-1963 гг в связи с моделированием⁽²⁾, запуском⁽³⁾ и совершенствованием^(1,4,5,6,7) синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Основные из этих работ нашли свое отражение в настоящем докладе.

Работы по измерениям^(8,9), формированию^(10,11,12) и исправлению неоднородностей магнитного поля синхроциклотрона^(13,14) приведены в главе I.

Работы по выводу пучка из ускорителя^(1,5,6) приведены в главе II, и работы по формированию внешних пучков^(4,15,16,17,18,7) - в главе III. Эти работы были выполнены совместно с рядом сотрудников отдела ускорителей и отдела экспериментальной ядерной физики Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, которым автор выражает искреннюю признательность.

ГЛАВА I
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

I. Размеры магнита

Известное соотношение

$$\rho = mv = eHR, \quad (I.1)$$

связывающее импульс частиц с величиной поля и радиусом орбиты, дает возможность определить необходимые размеры магнита для ускорения частиц до заданной кинетической энергии E_k . Из уравнения (I.1) следует, что

$$HR = \frac{1}{ec} (E_k^2 + 2E_k E_0)^{1/2}, \quad (I.2)$$

где E_k - кинетическая энергия частиц с зарядом e , а E_0 - энергия покоя частиц.

Для нерелятивистского случая, $E_k \ll E_0$, кинетическая энергия, приобретаемая частицей, растет приблизительно как квадрат напряженности поля и радиуса орбиты, то есть

$$E_k \sim (HR)^2.$$

Для релятивистского случая, когда $E_k \gg E_0$, энергия частицы растет только пропорционально первой степени поля и радиуса

$$E_k \sim HR.$$

Отсюда следует, что при проектировании ускорителей до энергий, меньших 1000 Мэв, целесообразно использовать сильные поля и большие магниты со сплошными цилиндрическими полюсами. Для энергий свыше 1000 Мэв становится экономически и технически нерациональным строить ускорители на основе таких магнитов, ибо энергия частицы начинает расти линейно с радиусом, а стоимость магнита возрастает пропорционально кубу его размеров. Так, для синхротрона ОИЯИ на энергию протонов 700 Мэв вес магнита около 7000 тонн, а для ускорения протонов до энергии в 3-4 раза большей вес магнита подобной конфигурации составил бы 200-300 тысяч тонн.

Существенное снижение веса магнита и потребляемой им мощности для создания в зазоре нужной напряженности поля может быть достигнуто за счет уменьшения воздушного зазора между его полюсами, как это следует из формулы

$$H = \frac{\text{магнитодвижущая сила}}{\text{сопротивление магнитопровода}} \approx \frac{NJ}{\frac{L}{\mu_0 \mu} + \frac{G}{\mu_0 A}}, \quad (1.3)$$

где L - средняя длина магнитных силовых линий в железе,

G - высота воздушного зазора между полюсами,

A - сечение зазора,

NJ - ампервитки возбуждающей обмотки,

μ_0 - проницаемость вне железа и

μ - проницаемость железа.

Синхроциклотрон в Дубне на энергию протонов в 480 Мэв имел воздушный зазор $G = 80$ см при диаметре полюсов в 500 см. Известно, что эффективность полюсов, то есть отношение падения магнитного потенциала в зазоре к общему падению его в полюсе и зазоре существенно зависит от формы полюса⁽¹⁹⁾. В электромагните пятиметрового варианта синхроциклотрона оптимальная форма полюсов была конструктивно осуществлена набором стальных дисков с уменьшающимся диаметром от 600 см у основания полюсов до 500 см у воздушного зазора. Однако конусообразная форма полюсов приводит к относительному утяжелению магнита, увеличению его размеров и размеров обмотки и, следовательно, к увеличению потребляемой мощности. Кроме того, более протяженная при этом область рассеянного магнитного поля осложняет вопросы вывода пучков заряженных частиц из ускорителя и создания более экономичной радиочастотной системы.

Зависимость напряженности магнитного поля от намагничивающего тока для пятиметрового варианта магнита⁽¹⁰⁾ показала, что при напряженности поля в зазоре $(I_6 + I_7) \cdot 10^3$ эрст. железо магнитопровода еще далеко не достигает насыщения. Этот факт указал на возможность увеличения размеров полюсов до 600 см без увеличения номинальной мощности питания обмоток магнита.

При реконструкции ускорителя в 1953 г были реализованы указанные резервы электромагнита. Полюса электромагнита были увеличены до 600 см за счет установки дополнительных колец на его уступах, а воздушный зазор уменьшен с 80 см до 60 см. При этом вес магнита увеличился на полтора процента (120 тонн), потребляемая мощность - с 850 квт до 1000 квт, а энергия ускоряемых частиц возросла почти в полтора раза - с 480 Мэв до 680 Мэв⁽²⁰⁾.

2. Конфигурация поля электромагнита

Условия радиальной и вертикальной устойчивости движения частиц в синхроциклотроне требуют, чтобы зависимость магнитного поля от радиуса, характеризуемая показателем спада поля

$$n = -\frac{R}{H} \frac{dH}{dR}, \quad (I.4)$$

была ограничена пределами его изменения

$$0 < n < 1. \quad (I.5)$$

Хотя величина nR , характеризующая энергию пучка, достигает своего максимального значения при $n=1$, однако практический предел ускорения частиц наступает в синхроциклотроне гораздо раньше - при значении $n = 0,2 + 0,25$ ^(21,22).

Относительно наиболее экономичной конструкцией синхроциклотрона является та, при которой значение $n = 0,2 + 0,25$ достигается на возможно большем радиусе магнита. У большинства ускорителей этот предельный радиус ускорения находится на расстоянии полузазора между полюсами от края магнита.

Регулирование изменения μ вдоль радиуса осуществляется изменением воздушного зазора между полюсными наконечниками магнита. Так как плотность потока в железе не является постоянной величиной, то обычно закон изменения μ определяется экспериментально на основании исследования электромагнитов на моделях, в десятки и сотни раз⁽¹⁹⁾ меньших по весу. Однако существенное упрощение коррекции поля как в модели, так и в реальном магните, может быть сделано, если известно отличие реального поля магнита от требуемого. В этом случае легко оценить расчетным путем необходимые параметры стальных листов - шимм⁽²³⁾, установка которых на полюсах позволяет нужным образом скорректировать поле в зазоре магнита. Брусok железа в магнитном поле, в зависимости от соотношения его размеров, намагничивается до величины

$$M = \frac{B}{4\pi} \text{ гаусс},$$

где максимальное значение индукции в железе $B = 21000$ гаусс. В предположении равномерного осевого намагничивания бруска (что хорошо подтверждается экспериментально в полях $H > 8000$ эрстед), магнитное поле H_z от железного образца (V') может быть найдено из потенциала^(24,6)

$$\phi = M \int_{V'} \frac{z - z'}{\sqrt{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}}} dV' \quad (I.6)$$

как $H_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}$. (I.6')

Интегрирование выражения (I.6') в заданных пределах размеров образца шириной $2a$, толщиной $2d$ и длиной $2l$ дает выражение, определяющее величину поля от железного бруска в виде:

$$H_z = -M \left\{ \begin{aligned} & \operatorname{arctg} \frac{x-a}{z-d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x-a)^2 + (z-d)^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{z-d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x-a)^2 + (z-d)^2}} - \\ & \operatorname{arctg} \frac{x+a}{z-d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x+a)^2 + (z-d)^2}} + \operatorname{arctg} \frac{x+a}{z-d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x+a)^2 + (z-d)^2}} + \\ & + \operatorname{arctg} \frac{x+a}{z+d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x+a)^2 + (z+d)^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x+a}{z+d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x+a)^2 + (z+d)^2}} - \\ & - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{z+d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x-a)^2 + (z+d)^2}} + \operatorname{arctg} \frac{x-a}{z+d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x-a)^2 + (z+d)^2}} \end{aligned} \right\}. \quad (I.7)$$

Здесь ось X направлена по ширине образца, ось Y - по его длине, а ось Z - по его толщине с центром системы координат, совпадающим с центром образца.

В плоскости $z=0$ уравнение (I.7) для $y=0$ и $y=l$ принимает следующий вид:

$$H_z(x, 0, 0) = -4M \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a}{d} \frac{l}{\sqrt{l^2 + (x+a)^2 + d^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{d} \frac{l}{\sqrt{l^2 + (x-a)^2 + d^2}} \right) \quad (I.8)$$

$$\text{и } H_z(x, l, 0) = -2M \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a}{d} \frac{2l}{\sqrt{4l^2 + (x+a)^2 + d^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{d} \frac{2l}{\sqrt{4l^2 + (x-a)^2 + d^2}} \right).$$

Для образцов, длина которых $2l \gg 2a$ и $2d$, следует, что

$$H_z(x, 0, 0) = 2H_z(x, l, 0). \quad (I.9)$$

Если длина образца только в 2 раза больше его поперечных размеров $2a$ и $2d$, то расчет поля от бруска можно проводить по формуле для бесконечно длинного образца

$$H_z(x, 0, 0) = -4\mu \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a}{d} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{d} \right) \quad (I.10)$$

с максимальной ошибкой не более 10%. При этом поле на краю такого образца будет также в два раза меньше, чем поле на его середине (I.9), с точностью до 10%.

Поле от двух образцов, размещенных в магнитном поле друг над другом с зазором $2h$ симметрично относительно средней плоскости магнита, в плоскости $Z=0$ определяется следующим выражением:

$$H_z = 2M \left\{ \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x-a)^2 + h^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x-a)^2 + h^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x+a}{h} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x+a)^2 + h^2}} + \operatorname{arctg} \frac{x+a}{h} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x+a)^2 + h^2}} + \operatorname{arctg} \frac{x+a}{h+2d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x+a)^2 + (h+2d)^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x+a}{h+2d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x+a)^2 + (h+2d)^2}} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h+2d} \frac{y-l}{\sqrt{(y-l)^2 + (x-a)^2 + (h+2d)^2}} + \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h+2d} \frac{y+l}{\sqrt{(y+l)^2 + (x-a)^2 + (h+2d)^2}} \right\}. \quad (I.11)$$

Начало координат расположено в центре симметрии двух образцов.

Аналогично (I.10), поле от двух брусков при $l \geq 2h$ в плоскости $Z=0$ рассчитывается по формуле:

$$H_z(x, 0, 0) = 4\mu \left(\operatorname{arctg} \frac{x+a}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h} + \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h+2d} - \operatorname{arctg} \frac{x+a}{h+2d} \right). \quad (I.12)$$

Если толщина пластин $2d$ мала по сравнению с зазором $2h$ между ними, то формула (I.12) принимает вид:

$$H_z(x, 0, 0) \approx 8\mu \left(\frac{d}{h} \right) \left(\frac{x+a}{h} \frac{1}{1 + \left(\frac{x+a}{h} \right)^2} - \frac{x-a}{h} \frac{1}{1 + \left(\frac{x-a}{h} \right)^2} \right). \quad (I.13)$$

Так как при коррекции поля в зазоре магнита железные пластины-шimmy укрепляются непосредственно на полюсах, то необходимо учесть влияние железа магнита на собственное поле шимм. Этим влиянием можно пренебречь, если полюса магнита полностью насыщены (край магнита).

Для полюсов, далеких от насыщения (центр магнита), их поверхности можно рассматривать как эквипотенциалы, и результирующее поле двух шимм получается в результате бесконечного числа отражений в полюсах (25):

$$H_z(x, 0, 0) = 2 \cdot 8\mu \left(\frac{d}{h} \right) \left[\frac{x+a}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 + \left(\frac{x+a}{h} \right)^2} - \frac{x-a}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 + \left(\frac{x-a}{h} \right)^2} \right]. \quad (I.14)$$

Сумма в выражении (I.14) может быть записана как

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 + \beta^2} \approx \frac{1}{1+\beta^2} + \frac{1}{3^2+\beta^2} + \dots + R_m, \quad (I.15)$$

где сумма остаточных членов заменена интегралом:

$$R_m = \int_m^{\infty} \frac{dn}{(2n)^2 + \beta^2} = \frac{1}{2\beta} \operatorname{arctg} \frac{\beta}{2m}. \quad (I.15')$$

Максимальное значение суммы получается при $\beta=0$ и равняется $\frac{\pi^2}{8} = 1.2337$. Если ограничиться суммой первого члена разложения (I.15) и остаточного члена (I.15'), то при $m=1$

ошибка в определении суммы будет меньше 1,5%. Максимальное значение суммы достигается при $x=0$ для $a \ll h$.

На рис.1 приведены значения $H_z / 8\pi d/h$ для различных значений a/h как функции x/h с учетом и без учета отображений в полюсах.

В реальном магните полюса насыщены наиболее сильно к краю магнита и слабее в его центре. Поэтому в расчетах поля шимм для края полюсов применима формула (I.13), а для центральной части - формула (I.14).

Коэффициент M , характеризующий насыщение шимм, не достигает своего максимального значения $\frac{21000}{4\pi}$ гаусс для образцов, толщина которых мала по сравнению с их шириной, и близок к величине поля в зазоре $\frac{B}{4\pi}$ гаусс. В процессе коррекции поля значение M уточняется экспериментально.

Таким образом, из рис.1 видно, что наиболее сильное влияние железа полюсов при $M \gg 1$ соответствует, по крайней мере, удвоению поля шимм, закрепленных на полюсах, что при малых толщинах шимм $2d \ll 2h$ соответствует удвоению толщины шиммы в формуле (I.13).

Без учета последующих отображений из формулы (I.13) следует, что поле шимм убывает до нуля на расстоянии

$$x_1 = \pm \sqrt{a^2 + h^2} \quad (I.16)$$

и меняет знак при $x > x_1$.

Для узких шимм, когда $a \ll h$ уже на расстоянии полузазора между ними, поле спадает до нуля.

При ширине шимм, равной зазору, поле спадает до нуля на расстоянии, меньшем, чем $1,5h$.

В области $x > x_1$, отрицательное поле шимм составляет несколько процентов от поля шиммы при $x=0$, убывая до нуля при $x \gg x_1$.

Для шестиметрового электромагнита профиль шимм, определенный на его модели в масштабе 1:4,16⁽²⁶⁾, создавался набором шимм различной толщины в шести кольцевых зонах от $R=100$ см до $R=300$ см, разбитых на 24 участка. Это создавало экспериментальные удобства при исправлении отклонений поля реального магнита от поля его модели как при создании радиального спада, так и при исправлении азимутальной неоднородности и искажений медианной поверхности.

На рис.2 представлен график изменения поля H_z и показателя спада поля η как функции радиуса шестиметрового синхротрона с шиммами расчетного и экспериментального вариантов⁽¹³⁾. При заданном минимальном зазоре на краю полюса (46 см) был получен предельный радиус ускорения $R=279$ см ($\eta=0,2$) при спаде поля 4,9%.

При этом геометрический радиус ускорителя (300см) используется на 93% при уменьшении зазора между полюсами электромагнита на 23%. На ускорителе в Чикаго минимальный зазор меньше максимального на 22%, на ускорителе в Ливерпуле - на 26%, а в Питсбурге - на 37,5%. При

этом геометрический радиус используется на 91%.

Для уменьшения зоны естественного параболического спада поля в центре магнита были рассчитаны центральные шиммы - конуса.

Для шимм, размеры которых $2\alpha = 2\ell \ll 2h$ и толщина $2d \ll 2\alpha$, расчет производился по формуле

$$H_z(x, 0, 0) = 8\mu \left(\frac{\alpha}{h}\right) \left(\frac{d}{h}\right) \left[\frac{x + \alpha}{\sqrt{\alpha^2 + h^2 + (x + \alpha)^2}} - \frac{x - \alpha}{\sqrt{\alpha^2 + h^2 + (x - \alpha)^2}} \right]. \quad (I.17)$$

Для тонкой, стержневой шиммы, когда $2d \gg 2\alpha$, расчетная формула принимает вид:

$$H_z(x, 0, 0) = 8\mu \left(\frac{\alpha}{h}\right)^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x}{h}\right)^2}} - \frac{1}{(1 + 2d/h)^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x}{h + 2d}\right)^2}} \right]. \quad (I.18)$$

Учет влияния железа полюсов, в соответствии с вышеизложенным, производился удвоением толщины шиммы.

Центральные шиммы - конуса, как показывает теоретическая оценка^(2I) и эксперименты с пучком ускоренных частиц⁽³⁾, улучшают магнитную фокусировку в центре и фиксацию центров орбит. Это приводит к существенному увеличению интенсивности внутреннего пучка. На пятиметровом синхротроне ОИЯИ такие конуса увеличили интенсивность пучка в 5-8 раз⁽³⁾.

Измерения магнитного поля при создании требуемого закона спада поля по радиусу производились с помощью двух многовитковых катушек, поворачиваемых одновременно на 180° с помощью пружинного механизма. Одна из измерительных катушек фиксировалась в центре магнита, а вторая - перемещалась по радиусу^(8,9).

Для избежания длительной процедуры подгонки параметров катушек последние помещались в однородное магнитное поле на минимальном расстоянии их друг от друга.

Разница в ЭДС, при повороте катушек на 180° , компенсировалась соответствующим подбором сопротивлений в дифференциально-баллистической схеме измерений.

Указанный метод обеспечивал точность измерений 0,1%. Контрольные измерения спада поля производились с помощью ядерно-абсорбционного метода.

3. Исправления азимутальной неоднородности поля и искажений медианной поверхности

При сооружении циклических ускорителей заряженных частиц, по соображениям экономического и технического характера, ограничивается объем магнитного поля, в котором частицы могут двигаться. Поэтому к конфигурации магнитного поля предъявляются более жесткие требования, чем это необходимо для создания пространственной устойчивости движения частиц в азимутально-симметричном поле ($0 < \rho < 1$). Из-за искажений магнитного поля, вызываемых наличием локальных неоднородностей материала полюсов и шимм, а также неточностью их изготовления, пространственно-замкнутая орбита движения частиц будет отличаться от окружности. Это приводит к тому, что, помимо свободных колебаний, частицы будут испытывать вынужденные аксиальные и радиальные колебания. Связь этих колебаний с искажением магнитного поля определяется уравнениями:

$$\begin{aligned} Z_k &= Z_{mk} \frac{n}{n - k^2} , \\ \rho_k &= \frac{\Delta H(\varphi)_k}{H_0} \frac{R}{k^2 + n - 1} , \end{aligned} \quad (I.19)$$

где Z_k и ρ_k - амплитуды гармоник колебаний частиц, а Z_{mk} и $\frac{\Delta H(\varphi)_k}{H_0}$ - амплитуды гармоник искажений плоскости и поля.

Уравнения (I.19) накладывают жесткие ограничения на допустимые искажения магнитного поля ускорителя, так как возникающие при этом вынужденные колебания частиц будут уменьшать эффективно используемую область ускорения. Так, например, для шестиметрового ускорителя доступная для ускорения частиц область, ограничиваемая по высоте размерами дуанта и точностью его установки относительно середины зазора магнита, меньше ± 6 см. Поэтому максимальное отклонение частиц из-за свободных и вынужденных колебаний не должно превышать $5 + 6$ см. Если принять, что амплитуда свободных аксиальных колебаний равняется 3 см, то отклонение равновесной орбиты Z_k от середины зазора не должно превышать 1-2 см. Отсюда следует, что минимальное отклонение медианной поверхности Z_{mk} , определяемое из уравнений (I.19) при $k=1$, будет равно

$$Z_{m1} = \frac{1-n}{n} Z_1 = \frac{0,8}{0,2} (1+2) = 4 + 8 \text{ см.}$$

Таким образом, локальные искажения медианной поверхности должны быть определены и исправлены с точностью, лучшей чем 4 см.

Так как радиальная компонента магнитного поля при этих отклонениях от середины зазора в сотни раз меньше значения вертикальной компоненты поля, то выявление искажений медианной поверхности является весьма сложной задачей.

Измерение положений медианной поверхности шестиметрового магнита производилось с помощью прямоугольной рамки с током, подвешенной на гибкой нити так, что плоскость рамки была близка к вертикали. Этот метод позволял проводить локальные измерения положения медианной поверхности с точностью $\pm 0,5$ см^(12,14).

Среднее положение медианной поверхности определялось с помощью витка с током, подвешенного в магнитном поле на ползавке, плавающем в сосуде с четыреххлористым углеродом^(27,14).

Метод плавающего витка с током позволял одновременно определять и радиальное смещение орбит.

Азимутальная неоднородность поля контролировалась специальным прибором⁽²⁸⁾ с точностью до 0,05%. Сопоставление результатов измерений смещения орбит в соответствии с расчетами по (I.19) и непосредственно по положению витка с током показало хорошее их совпадение⁽¹²⁾.

Величина допустимой азимутальной неоднородности поля может быть оценена также из (I.19). Если амплитуда вынужденных радиальных колебаний составляет 5 см, то частицы с

амплитудой свободных колебаний 5-7 см теряются на боковых стенках дуанта. При этом из (I.19) следует, что амплитуда первой гармоники азимутальной неоднородности поля должна составить величину

$$\frac{\Delta H(\varphi)}{H_0} = \rho_1 \frac{1+n-1}{R} \approx 5 \cdot \frac{0,04}{260} \approx 0,0007.$$

Таким образом, измерение азимутальной неоднородности поля должно быть выполнено с точностью выше 0,07%. Указанная точность измерения обеспечивалась с помощью прибора, действие которого основано на изменении магнитной проницаемости сердечника из магнитоэлектрика (28).

Исправление локальных неоднородностей магнитного поля может производиться с помощью тонких листов железа, укрепляемых на полюсах магнита, аналогично шиммированию заданного закона изменения $H_z(R)$.

Величина радиальной составляющей напряженности магнитного поля от тонкого листа железа на поверхности одного из полюсов магнита может быть оценена из выражения для потенциала (I.6) как

$$H_z \approx - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \dots \dots \dots \quad (I.6'')$$

Интегрирование выражения (I.6'') по объему (V') листа шириной $2a$, толщиной $2d$ и длиной 2ℓ дает выражение, определяющее величину радиальной компоненты напряженности магнитного поля от железного листа, в виде (I.4):

$$H_z \approx 4MZe \cdot d_{эф} \left\{ \frac{1}{[z^2 + (x-a)^2] \sqrt{z^2 + (x-a)^2 + \ell^2}} - \frac{1}{[z^2 + (x+a)^2] \sqrt{z^2 + (x+a)^2 + \ell^2}} \right\}. \quad (I.20)$$

Для случая протяженного листа, то есть $\ell \rightarrow \infty$, формула (I.20) принимает вид

$$H_z \approx 16MZe \cdot d_{эф} \cdot x \cdot a \frac{1}{[z^2 + (x-a)^2][z^2 + (x+a)^2]}. \quad (I.21)$$

Влияние железа полюсов на величину H_z учитывалось удвоением толщины шиммы: $d_{эф} = 2d$.

Из выражений (I.20) и (I.21) следует, что

$$H_z(-x) = -H_z(x),$$

то есть железный лист с одной стороны от середины будет вызывать подъем медианной поверхности, а с другой стороны - опускание ее; под серединой листа положение поверхности не изменяется.

На рис.3 приведена зависимость H_z в средней плоскости зазора, то есть на расстоянии $Z=h$ от тонкого листа железа, укрепленного на полюсе магнита, как функция x/h для различных значений ширины листа a/h .

Таким образом, методика локального исправления медианной поверхности магнитного поля заключается в том, чтобы с помощью перераспределения токов в катушках электромагнита (I2, I4) или путем перераспределения железа на полюсах добиться, чтобы медианная поверхность пересекла среднегеометрическую плоскость. В месте пересечения на нижний или верхний полюс укладывается лист железа в соответствии с оценкой, даваемой выражением (I.21)

или графиком на рис.3.

Применяя последовательное наложение листов на верхний или нижний полюса, можно добиться приемлемой формы медианной поверхности. Для того, чтобы при этом не возникла азимутальная неоднородность поля, вместо наложения железных листов производилось локальное перераспределение шимм на верхнем и нижнем полюсах.

Так как для формирования радиального спада поля шиммирующие кольца были разбиты на 24 участка с набором шимм различной толщины, то сравнительно просто можно было комбинированием толщины шимм исправить как азимутальную неоднородность, так и искажение медианной поверхности магнитного поля.

Таким способом азимутальная неоднородность поля шестиметрового магнита, которая достигала значения 0,5%, в результате исправления была сведена до величины, меньшей 0,05%^(I2).

Медианная же поверхность, отклонения которой до исправления превышали 7 см, была исправлена так, что амплитуда первой гармоники на всех радиусах не превышала 2 см^(I4). На рис.4 изображено положение медианной поверхности после ее исправления и положение циркулирующего пучка.

ВЫВОД ПУЧКА ИЗ КАМЕРЫ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

I. Методы вывода частиц

Использование выведенного из камеры синхроциклотрона пучка ускоренных частиц открывает широкие возможности для применения разнообразной экспериментальной методики. Однако проблема вывода пучка является одной из наиболее сложных задач. Основная трудность вывода, обусловленная синхроциклотронным способом ускорения, состоит в очень малом увеличении радиуса орбиты за один оборот. Для больших ускорителей этот прирост составляет десятые и сотые доли миллиметра. Это обстоятельство практически исключает возможность применения обычного электростатического дефлектора с закрытой отсекающей пластиной. Правда, известная доля пучка может попасть за отсекающую пластину из-за прецессии центров орбит в радиально-спадающем поле⁽²⁹⁾.

Однако этот метод оказывается эффективным только при ускорении частиц до небольших энергий. Так, при ускорении дейтронов до 7,3 Мэв на циклотроне с модуляцией частоты удалось вывести около 10% частиц. Протонный же пучок с энергией в 14,6 Мэв был выведен с эффективностью в 5%⁽²⁹⁾. Вывод частиц с еще большими энергиями - с энергиями в сотни миллионов электронвольт - осложняется тем обстоятельством, что электрическое поле дефлектора при таких скоростях частиц является малоэффективным для их отклонения в область радиальной неустойчивости. Потребуются очень высокие напряжения в сотни и тысячи киловольт, что вызовет ряд принципиальных трудностей.

Вывод частиц с радиуса ускорения, где $n > 1$, также малоэффективен из-за потерь частиц на стенках дуанта при прохождении зон резонансов связи радиальных и аксиальных колебаний при $n = 0,2; 0,25$ и др. Особенно опасным является резонанс при $n = 0,25$ ⁽²²⁾, практически и ограничивающий предельный радиус ускорения даже на небольших ускорителях. Прохождение этого резонанса требует такого прецизионного исправления азимутальной неоднородности поля, которое невозможно выполнить на больших синхроциклотронах.

Простейшим методом вывода частиц из синхроциклотрона, не требующим специальных устройств, является метод использования части пучка, рассеянной на внутренней мишени ускорителя⁽³⁰⁾. Однако эффективность вывода при этом не превышает десяти тысячных долей процента.

Эффективность этого метода может быть существенно увеличена, если использовать часть пучка, рассеянного мишенью на небольшие углы, достаточные для заброса частиц в магнитный канал. При этом можно вывести до 0,1% пучка.

На шестиметровом синхроциклотроне в 1953г этим способом было выведено 0,07% частиц с энергией 660 Мэв⁽²⁰⁾.

Использование магнитного канала упрощает также и проблему вывода пучка с помощью электростатического дефлектора. Так, на синхротронном циклотроне в Беркли в 1948г был осуществлен вывод пучка с эффективностью 0,5% с помощью щелевого импульсного дефлектора⁽³¹⁾. Однако этот способ не нашел широкого применения, так как длительность импульса выведенного пучка частиц составляет при этом 10^{-7} сек, что значительно снижает возможности применения электронной аппаратуры в экспериментах.

Одним из первых способов вывода пучка из синхротронного циклотрона ОИЯИ был осуществленный в 1950 г. вывод пучка протонов с энергией в 480 Мэв с помощью магнитного канала и заброса в него частиц, рассеянных на урановой мишени⁽⁵⁾. Эффективность вывода составляла $\sim 10^{-3}\%$.

Но наиболее приемлемым методом вывода оказался способ более эффективного заброса частиц в магнитный канал за счет увеличения радиальных колебаний при прохождении пучком локальных неоднородностей магнитного поля⁽³²⁾.

Этот способ, осуществленный на шестиметровом синхротронном циклотроне ОИЯИ в 1954г, обеспечил вывод 5-7% протонного пучка с энергией 680 Мэв^(1,33).

2. Отклонение частиц в магнитный канал путем многократного рассеяния на мишени

При попадании частиц пучка на внутреннюю мишень одним из эффектов, возникающих при этом, является рассеяние на углы, достаточные для естественного вывода частиц из ускорителя. Однако плотность распределения частиц в пучке после прохождения мишени резко упадет, так как частицы разлетятся так, что их распределение будет определяться выражением

$$\frac{dN}{N_0} \sim \frac{1}{\pi \langle \theta \rangle^2} e^{-\frac{v_z^2 + v_z'^2}{\langle \theta \rangle^2}} d v_z' d v_z, \quad (2.1)$$

где v_z и v_z' - проекции угла рассеяния, а $\langle \theta \rangle^2$ - среднеквадратичный угол рассеяния, связанный с зарядом и атомным номером рассеивающего ядра по формуле

$$\langle \theta \rangle^2 = 16\pi Z_0^2 \left(\frac{m}{M}\right)^2 \frac{Z^2}{A} \ln(181Z^{-1/3}) \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \delta. \quad (2.2)$$

Здесь $Z_0 = 2,8176 \cdot 10^{-23}$ - классический радиус электрона; $\frac{m}{M}$ - отношение масс электрона и частицы; $Z = 6,024 \cdot 10^{23}$ - число Авогадро, $\beta = v/c$, δ - толщина рассеивающей мишени в $г/см^2$.

Прохождение частиц через вещество связано также и с ионизационными потерями энергии частиц. Уменьшение радиуса орбит при этом на величину ΔR определяется соотношением

$$d_c = \frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{(1-n)\beta^2} \frac{\Delta E}{E}, \quad (2.3)$$

где

$$\Delta E = \left(-\frac{dE}{dx}\right) \delta = 4\pi Z_0^2 m c^2 Z \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{2mc^2}{11,5Z} + \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right] \frac{\delta d}{\beta}, \quad (2.4)$$

а d - плотность вещества.

Отношение среднеквадратичного угла $\langle \theta \rangle^2$ к относительному изменению радиуса будет характеризовать эффективность рассеивающего вещества⁽³⁴⁾

$$\frac{\langle \theta \rangle^2}{d_c^2} = 4 \frac{m}{M} (1-n) \sqrt{1-\beta^2} Z \varphi(Z, \beta), \quad (2.5)$$

где

$$\varphi(Z, \beta) = \left[\frac{3 \ln(44 Z^{-1/3}) - \ln \frac{A}{Z} - \beta^2}{e_n 181 Z^{-1/3}} \right]^{-1}$$

медленно меняющаяся функция Z и β .

Из выражения (2.5) видно, что наиболее эффективными рассеивателями должны быть мишени из тяжелых веществ, ибо среднеквадратичный угол при заданной потере энергии пропорционален атомному номеру Z .

Из выражения (2.1) следует, что доля частиц, выведенных из ускорителя, будет тем больше, чем меньший угол рассеяния частиц используется. Минимальный угол рассеяния частиц ψ_z будет определяться расстоянием от невозмущенной орбиты, на которой установлен рассеиватель, до зоны резкого снижения магнитного поля (магнитный канал, электрический дефлектор).

Величина угла рассеяния ψ_z , под которым частицы входят в канал, может быть вычислена по формуле⁽³⁴⁾

$$\psi_z = \sqrt{1-n} \frac{x}{\sin \sqrt{1-n} \varphi} + \frac{d_c}{\sqrt{1-n}} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{1-n}}{2} \varphi, \quad (2.6)$$

где x - есть расстояние от оси канала до невозмущенной орбиты, а φ - центральный угол между рассеивателем и входом в канал. В случае малых ионизационных потерь угол $\varphi \approx 90^\circ$. С учетом ионизационных потерь оптимальное расположение рассеивателя будет определяться углом⁽⁵⁾

$$\varphi \approx \frac{\pi}{2} - \psi, \quad (2.7)$$

при котором частица будет отходить от невозмущенной орбиты на максимальное расстояние.

Угол ψ определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \psi \approx \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{1}{\beta}. \quad (2.8)$$

Для случая вывода протонов с энергией в 480 Мэв и потерями $\Delta E \approx 15$ Мэв с предельно-го радиуса ускорения $R = 220$ см ($n = 0,2$), угол $\varphi = 65^\circ$. По конструктивным соображениям, угол φ был выбран равным 69° .

3. Заброс в магнитный канал с помощью увеличения радиальных колебаний

Местные нарушения азимутальной симметрии магнитного поля в ускорителе вызывает дополнительные колебания частиц в горизонтальной и вертикальной плоскостях. При правильном подборе параметров неоднородностей магнитного поля можно значительно увеличить радиальные колебания частиц и увеличить радиальное перемещение их в течение одного оборота для более эффективного заброса в магнитный канал^(32,35,6,36).

Критерий устойчивости движения частиц в горизонтальной и вертикальной плоскостях на предельных радиусах синхроциклотрона можно представить в виде⁽³³⁾:

$$\left| C_1 C_3 \cos \chi (\varphi_0 + \varphi_2) - \frac{1}{2} \frac{\chi_1^2 + \chi_2^2}{\chi_1 \chi_2} C_1 S_3 \sin \chi (\varphi_0 + \varphi_2) - \frac{\chi_2^2 + \chi_1^2}{2 \chi_1 \chi_2} C_1 S_2 \sin \chi (\varphi_0 + \varphi) - \frac{\chi_1^2 + \chi_2^2}{2 \chi_1 \chi_2} S_1 S_3 \cos \chi \varphi_2 \cos \chi \varphi_0 + \frac{\chi_1^2 + \chi_2^2}{2 \chi_1^2 \chi_2} S_1 S_3 \cdot \sin \chi \varphi_0 \sin \chi \varphi_2 \right| < 1, \quad (2.9)$$

где $S_1 = \sin \chi_1 \varphi_1$, $S_3 = \sin \chi_3 \varphi_3$, $C_1 = \cos \chi_1 \varphi_1$, $C_3 = \cos \chi_3 \varphi_3$;
 φ_1 и φ_3 - азимутальные протяженности областей возмущенного магнитного поля, φ_1 и φ_3 - невозмущенного поля:

$$\varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi,$$

$\rho_N^2 = \rho_N$ - для вертикальных колебаний, и $\chi_N^2 = 1 - \rho_N$ - для радиальных колебаний,
 где $\rho_N = \left(-\frac{R}{H_2} \frac{dH_2}{dR} \right)_N$.

Из анализа выражения (2.9) следует, что можно осуществить неустойчивое движение частицы в горизонтальной плоскости при устойчивом движении в вертикальной плоскости и наоборот.

Этот факт экспериментально впервые был обнаружен в 1950 г. при выводе протонного пучка с энергией 480 Мэв с помощью магнитного канала из пятиметрового синхроциклотрона ОИЯИ. Вследствие локальных искажений магнитного поля в зоне канала заброс ионов на мишень увеличился до 15 мм⁽⁵⁾.

Величина радиального перемещения частиц в течение одного оборота, то есть величина заброса частиц на мишень может быть определена из выражения⁽³³⁾

$$\delta = \xi \cdot A_{\psi-1}, \quad (2.10)$$

где $A_{\psi-1}$ - амплитуда колебания частицы перед забросом на мишень, а ξ - коэффициент, зависящий от параметров локальных неоднородностей. Его величина может быть доведена до значений 0,5-0,6 при дополнительном увеличении амплитуд вертикальных колебаний не более чем в 2 + 2,5 раза.

При амплитуде колебаний $A = 10$ см радиальный заброс на мишень может достичь значения $\delta \approx 5 + 6$ см.

В действующих синхроциклотронах амплитуда радиальных колебаний обычно не превышает 3-4 см; таким образом, для получения указанного заброса необходимо увеличение амплитуды радиальных колебаний на 7-8 см. Такие амплитуды можно получить за счет соответствующей радиальной протяженности переходной зоны "возбудителя" ($\rho > 0$) и "регенератора" ($\rho < 0$), то есть зоны возмущения, где величина ρ меняется соответственно от $\rho \leq 0,2$ до $\rho_1 = 5,5$ и $\rho_2 \approx -7$. Эти области возмущения магнитного поля могут создаваться при помощи железных масс, величина поля от которых определяется из выражения потенциала (I.6).

Для магнитной массы бруска в форме параллелепипеда ширинов $2a$, высот $2d$, расположенного в центре магнита, напряженность поля в любой точке плоскости $Z=0$ дается выражением (I.10).

Градиент поля $G = \frac{\partial H}{\partial x}$, создаваемый таким бруском, определяется из выражения:

$$G = \frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{4M}{d} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{x+a}{d}\right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{x-a}{d}\right)^2} \right]. \quad (2.11)$$

На рис.5 и 6 представлены графики зависимости поля $H_z/4M$ и градиента $G/(4M/d)$ для различных параметров бруска a/d в зависимости от расстояния x/d .

Из рис.5 видно, что для получения переходной области длиной 8-10 см, высота пластины $2d$ должна иметь примерно такие же размеры. Толщина пластины $2a$ и ее азимутальная протяженность выбираются из условия заданного радиального заброса на мишень.

Для обеспечения нормального подхода ионов к области возбуждения, а также для создания более резкого перехода магнитного поля по производной $\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)$ область "возбудителя" корректировалась тонкими высокими шиммами.

Расчетной формулой для таких шимм является выражение (1.12). Для случая, когда высота шимм $2d$ очень велика, выражение (1.12) приобретает вид:

$$H_z(x, 0, 0) = 4M \left(\arctg \frac{x+a}{h} - \arctg \frac{x-a}{h} \right). \quad (2.12)$$

В этом случае выражение (2.12) совпадает с точностью до знака с (1.10) для поля от одиночной пластины высотой $2d$.

Таким образом, графики на рис.5 и 6 могут быть использованы также и для определения поля и градиента от двух бесконечно высоких пластин, отстоящих от середины зазора магнита на величину $\pm h$.

Как видно из выражения (1.10), брусок, помещенный в середину зазора магнита, создает поле с положительным значением η . Ионы, попадающие в область возмущения поля этого бруска, увеличивает амплитуду радиальных колебаний. Поэтому в методе вывода частиц с помощью раскачки радиальных колебаний такой брусок называется "возбудителем".

Для того, чтобы расстояние между орбитами после прохождения области "возбудителя" все время возрастало, необходимо постоянно возвращать центр кривизны орбит в прежнее азимутальное положение. Эту роль и выполняет область возмущения магнитного поля с отрицательным значением η - область "регенератора".

Перемещение центра кривизны орбиты по кругу прецессии в сторону, противоположную вращению иона, равно $\Delta \phi_n \approx -\eta_2 \Delta \varphi$. Перемещение же центра прецессии в направлении вращения иона равно $\Delta \alpha_n \approx \mathcal{J} \eta$. Если возмущение поля создается в области $\eta \approx 0,2$, то компенсирующее действие "регенератора" наступает при $\eta_2 \approx -7$ ($\Delta \varphi = 0,09$).

Указанное возрастание напряженности магнитного поля $\left(\frac{\partial H}{\partial x} \approx 400 + 500 \text{ э/см}\right)$ может быть получено с помощью двух шимм, симметрично отстоящих от середины магнита на величину $\pm h$. Расчет напряженности поля производится по формулам (1.12) или (2.12).

Система из двух пластин конечной высоты (1.12) позволяет корректировать поле и вне заданной области возмущения, так как при $x = x_1$ поле пластин меняет знак. Расстояние x_1

определяется из выражения

$$x_1 \approx \sqrt{a^2 + h_1^2} + h_1 2d \quad (2.13)$$

4. Магнитный канал

Рассмотрение различных способов вывода частиц из камеры синхротрона показывает, что наиболее эффективными оказываются те способы, которые используют комбинацию частичного отклонения пучка от равновесной орбиты с последующим выводом его из камеры ускорителя с помощью магнитного канала.

Таким образом, из сказанного следует, что основным элементом большинства выводных систем является "магнитный канал", то есть область резкого снижения магнитного поля.

Существенное снижение поля может быть достигнуто с помощью магнитных масс, помещаемых в середине зазора магнита, аналогично разобранным выше случаям для создания поля "возбудителя". Еще более резкое снижение поля достигается в зазоре между двумя пластинами, находящимися друг от друга на небольшом расстоянии $x = h_3$ (31).

Для системы из двух пластин шириной $2a$, высотой $2d$ и длиной 2ℓ , отстоящих друг от друга в горизонтальной плоскости на величину h_3 , можно получить распределение поля на различных расстояниях от пластины при помощи формулы (I.10) и графика рис.5. Аналитически суммарное поле от двух пластин в системе координат, совпадающей с центром зазора, выражается формулой:

$$H_z(x, 0, 0) = -4M \left(\operatorname{arctg} \frac{x + 2a + \frac{h_3}{2}}{d} - \operatorname{arctg} \frac{x + \frac{h_3}{2}}{d} - \operatorname{arctg} \frac{x - 2a - \frac{h_3}{2}}{d} + \operatorname{arctg} \frac{x - \frac{h_3}{2}}{d} \right) \quad (2.14)$$

Поле в центре зазора при $x = 0$ между пластинами вычисляется на основании выражения

$$H_z(0, 0, 0) = -8M \left(\operatorname{arctg} \frac{4a + h_3}{2d} - \operatorname{arctg} \frac{h_3}{2d} \right) \quad (2.15)$$

В выражениях (2.14) и (2.15) использовались формулы для бесконечно длинных пластин. Однако, как было показано выше, при длине образца 2ℓ , равной удвоенной величине одного из поперечных размеров, его поле будет совпадать с полем бесконечно длинных образцов с точностью до 10%.

Таким образом, за исключением небольшой краевой области порядка полуширины пластины, выражения (2.14) и (2.15) справедливы для расчетов канала конечной длины.

На рис.7 графически представлена зависимость поля H_z от двух пластин на различных расстояниях x/d от середины между ними для пластин нескольких параметров. Из рис.7 видно, что поле в зазоре ослабляется наиболее сильно, когда отношение ширины пластины к ее высоте (a/d) возрастает, а зазор между пластинами h_3 уменьшается. Из этого же рис. 7 видно, что заметное возмущение от двух пластин распространяется на расстояние $x \approx (5 + 10)d$. Поэтому при выборе параметров пластин канала необходимо исходить из

возможности компенсации поля возмущения как можно ближе к каналу.

Шиммирование магнитного поля вне канала может быть сделано аналогично исправлению поля "возбудителя" с помощью двух пластин, симметрично расположенных относительно середины зазора магнита.

Расчет компенсирующих шимм производится на основании формул (1.12) и (2.12). Для случая бесконечно высоких шимм (простирающихся до полюсов) могут быть использованы данные приведенные на графиках рис.5.

Наибольшую трудность представляет компенсация поля возмущения на входном конце канала, который располагается на наименьшем расстоянии от последних орбит в ускорителе. В этом случае компенсирующие шиммы будут наиболее сильно уменьшать снижение поля в зазоре канала. Это уменьшение будет тем слабее, чем меньше будет зазор $2h$ между компенсирующими пластинами. Ибо, как это следует из формулы (2.13), возмущение быстрее падает с уменьшением зазора $2h$. Отсюда следует, что неотшиммированная область возмущения поля каналом не может быть меньше, чем толщина ближайшей к орбите пластины канала.

Следует заметить, что пластины магнитного канала локально снижают магнитное поле ускорителя по обе стороны каждой из пластин. Проводник же с током создает магнитное поле противоположного направления от его оси. Поэтому, если для компенсации поля возмущения канала использовать витки с током, то можно скомпенсировать возмущение в зоне рабочих орбит ускорителя и одновременно усилить ослабление поля в канале. В этом случае величина заброса пучка частиц в канал будет практически определяться только размерами передней его пластины совместно с токовыми витками. Однако для компенсации поля в несколько тысяч гаусс потребуется плотности тока в несколько десятков тысяч ампер.

Разброс начальных условий частиц в пучке, приводящий к угловому расширению пучка, должен быть учтен в конструкции канала заданием соответствующего линейного расширения зазора h , между пластинами канала. Уменьшение снижения поля внутри канала при этом должно быть скомпенсировано увеличением сечения пластин канала - их высоты и ширины.

Поле внутри канала с пластинами переменного сечения практически достаточно точно можно рассчитать, если разбить канал по его длине на участки, в каждом из которых сечение принимается постоянным и равным среднему значению⁽²³⁾.

Отшиммированный расчетным путем канал изгибается по траектории частицы внутри канала. Шиммы, исправляющие возмущение поля каналом в рабочей зоне ускорения, должны изгибаться по радиусу, близкому к радиусу кривизны невозмущенных орбит, так как вследствие отхода выходного конца канала вызываемое им возмущение на рабочих орбитах быстро падает.

Естественно, что исправление поля с точностью до 10^{-3} от основного поля магнита требует дополнительной экспериментальной коррекции.

При выводе частиц из синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем для оптимальной настройки положения канала "возбудителя" и "регенератора" по пучку в конструкциях была предусмотрена возможность их перемещения без нарушения вакуума в камере ускорителя.

На рис.8 и 9 приведены параметры устройств выводных систем и схемы вывода пучка протонов из пяти- и шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ.

ГЛАВА III
ФОРМИРОВАНИЕ ВНЕШНИХ ПУЧКОВ

I. Фокусирующие устройства

При проведении большинства физических экспериментов с частицами высоких энергий требуются большие плотности частиц в пучках. Условия опытов требуют также проведения их вне зон радиационного фона и магнитного поля ускорителя. С другой стороны, использование внешних пучков хотя и приводит к более благоприятным для эксперимента условиям, но производится при меньшей их интенсивности. Так, например, плотность внешнего протонного пучка, расходимость которого на выходе из магнитного канала составляет всего $\pm 0,5^{\circ}$, падает после прохождения рассеянного поля ускорителя почти в тысячу раз за защитной стеной на расстоянии 10–15 м от ускорителя. Доля же используемых в экспериментальных павильонах мезонных пучков от образующихся при взаимодействии протонного пучка с внутренней мишенью еще меньше.

Естественно, что такие малые потоки частиц удлиняют продолжительность эксперимента, а в ряде других задач, связанных с наблюдением редких событий, вообще недостаточны для его постановки. Очевидно, что самым кардинальным решением этого вопроса явилось бы увеличение внутреннего пучка синхроциклотрона в сотни и тысячи раз, то есть получение таких плотностей частиц в пучках, которые доступны лишь при циклотронном способе ускорения. Такой способ получения циклотронных интенсивностей с энергиями в сотни миллионов электронвольт разрабатывается в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и предусматривается в перспективных планах реконструкции шестиметрового синхроциклотрона⁽³⁷⁾.

Для того, чтобы эффективность шестиметрового синхроциклотрона была наибольшей, при существующей интенсивности внутреннего пучка протонов около 2,3 мка, необходимо использовать все доступные и наиболее простые способы для увеличения в экспериментальных павильонах плотности пучков вторичных частиц.

Одним из наиболее простых способов увеличения плотности потоков заряженных частиц представляется создание специальных фокусирующих устройств, использующих собственное поле ускорителя. Применяя устройства, подобные "возбудителю" и "регенератору" на выходе протонного пучка из магнитного канала, можно значительно уменьшить его расходимость.

Так, при выводе протонного пучка из 184-дюймового синхроциклотрона в Беркли, внутренняя пластина канала была более длинной, чем внешняя, для создания однородного поля и уменьшения таким образом горизонтальной расходимости пучка⁽³¹⁾.

Более существенным было уменьшение расходимости протонного пучка, выведенного из шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ в 1954 г. На выходе пучка из магнитного канала было поставлено фокусирующее устройство типа "регенатор" с растущим по радиусу полем ($\rho < 0$)

с градиентом $\frac{\partial H}{\partial r} \approx 1000$ э/см. Совместно с областью рассеянного поля, где $\rho > 0$, это устройство являлось фокусирующим как в вертикальной, так и горизонтальной плоскостях. В результате плотность протонного пучка на расстоянии 10 м от камеры была увеличена в 3 - 3,5 раза (38).

Подобные устройства устанавливались и в поворотных-анализирующих магнитах для увеличения плотности потоков вторичных частиц - поляризованных протонов и положительных мезонов (39).

Поле ускорителя можно более эффективно использовать и при выводе мезонных пучков, образованных на внутренней мишени. Хотя большинство пучков и фокусируется рассеянным полем очень сильно, например, мезонный пучок с энергией в 300 Мэв фокусируется за защитной стеной примерно в 10 раз, а с энергией 80 Мэв - в 200 раз (17, 18), однако и при такой большой фокусировке можно еще в несколько раз уменьшить расходимость приведенных пучков (7). Если изменять положение мишени по азимуту и по радиусу при выводе мезонных пучков, то можно более эффективно использовать фокусирующие свойства магнитного поля (17). Анализ движения показал, что особенно существенным этот эффект будет для мезонных пучков, выводимых в интервале энергий от 100 до 180 Мэв. Оценки показывают, что плотность этих пучков может быть увеличена в 20 раз.

С открытием принципа жесткой фокусировки квадрупольные поля нашли широкое применение при канализации ускоренных частиц. В этом отношении жесткофокусирующие квадрупольные поля обладают определенными преимуществами перед перечисленными выше способами.

С помощью только одной пары малогабаритных квадрупольных линз с апертурой в 4 см и градиентом $G \sim 2000$ э/см плотность внешнего протонного пучка шестиметрового синхротронного лотрона была увеличена в 5-6 раз (4), а с помощью аналогичных линз с апертурой в 8 см - в 20-25 раз. Плотность пучка поляризованных протонов с внутренней мишени была увеличена в 4,5 раза.

Благодаря такому увеличению плотности внешнего протонного пучка, была получена возможность образования интенсивных пучков поляризованных протонов и пучков положительных мезонов на внешней мишени (15). В опытах Е.Неганова, О.Савченко и др. поток протонов $3 \cdot 10^{11}$ I/сек внешнего пучка падал на мишень из CN_2 длиной 20-25 см, установленную между отклоняющим магнитом и фокусирующими линзами. Получены высокоинтенсивные пучки P^+ -мезонов с энергиями от 60 до 300-360 Мэв.

С помощью фокусирующего канала, составленного из непрерывно чередующихся квадрупольных магнитов, можно получить также и высокоинтенсивный пучок μ -мезонов (40). С помощью анализирующих магнитов μ -мезонный пучок очищается от примеси P -мезонов (41).

Такой канал, составленный из 28 квадрупольных линз с апертурой в 20 см, введен в действие в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в декабре 1963 г. Плотность мезонных пучков

увеличена в 20-100 раз. Потоки мезонных пучков отрицательных частиц составляют на выходе канала около $(1+2) \cdot 10^6$ I/сек на площадь 80 см^2 .

В качестве анализаторов, очищающих μ -мезонные пучки от примеси π -мезонов, используются рассеянное поле магнита ускорителя и специальный трехсекционный жесткофокусирующий магнит.

Первоначальные эксперименты показали, что получен μ -мезонный пучок с импульсом около 180 Мэв/с и потоком частиц около $2 \cdot 10^4$ I/сек на площадь $S = 80 \text{ см}^2$. Примесь π -мезонов - около 5%.

2. Движение частиц в рассеянном поле ускорителя

Для расчета фокусирующих систем, в которых используется как поле ускорителя, так и поле квадрупольных магнитных линз, необходимо знание траекторий движения частиц пучка. Движение заряженных частиц в азимутально симметричном поле описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{z^2 + 2z'^2 - z z''}{[z^2 + z'^2]^{3/2}} = \frac{eH(z)}{cp}, \quad (3.1)$$

где

$$z' = \frac{dz}{d\varphi}$$

Общее решение этого уравнения можно представить в виде (35)

$$\varphi = \int_{z_0}^z \frac{\lambda_0 z_0 \rho_0 H_0 + \int_{z_0}^z H(z) z dz}{z^2 \sqrt{H_0^2 \rho_0^2 - \frac{1}{z^2} [\lambda_0 z_0 \rho_0 H_0 + \int_{z_0}^z H(z) z dz]^2}} dz, \quad (3.2)$$

где λ_0 - есть синус угла между радиусом и касательной к траектории частицы в точке z_0 . Но в большинстве случаев траектории частиц достаточно точно могут быть найдены графическим методом. Однако если требуется знание большого числа траекторий, например, при изучении траекторий движения мезонов, то задача может быть решена только с помощью электронных счетных машин. В этом случае очень удобны и экономичны для расчета траекторий следующие формулы (42, 16, 17):

$$\begin{aligned} R_{i+1} &= R_i + h \cos \alpha_i - \frac{h^2}{2\rho_i} \sin \alpha_i + \frac{h^3}{2R_i} \sin^2 \alpha_i, \\ \varphi_{i+1} &= \varphi_i + \frac{h}{R_{i+1}} \sin \alpha_i + \frac{h^2}{2\rho_i R_{i+1}} \cos \alpha_i, \\ \alpha_{i+1} &= \alpha_i + \frac{h}{\rho} - (\varphi_{i+1} - \varphi_i), \\ Z_{i+1} &= Z_i \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{W} \frac{dH}{dR} \sin \alpha_i \right] + Z_i h, \\ Z'_{i+1} &= -Z_i \frac{h}{W} \frac{dH}{dR} \sin \alpha_i + Z_i \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{W} \frac{dH}{dR} \sin \alpha_i \right], \end{aligned} \quad (3.3)$$

где h - малый шаг перемещения вдоль траектории.

Индекс i - означает параметры траектории в начале шага,

а индекс $i+1$ - параметры траектории в конце шага;

R - расстояние от центра магнита до рассматриваемой точки;

φ - угол между начальным радиус-вектором R_0 , проведенным через мишень,

и текущим радиус-вектором R_i ;

α - угол между радиус-вектором R_i и касательной к траектории;

Z - отклонение траектории от средней плоскости;

$Z' = \frac{dz}{ds}$ - наклон траектории к средней плоскости.

$\bar{\rho}$ и $\bar{\alpha}$ - радиус кривизны и угол отклонения траектории, взятые в центре шага h , для учета малых изменений в ρ и α на длине шага.

$$\rho = \frac{m v c}{e H} = \frac{3,333}{H} \rho = \frac{W}{H} \text{ см} . \text{ Здесь } P(\text{Мэв}/c), \text{ а } H(\text{кэ}).$$

Для расчета всей траектории движения частицы в магнитном поле ускорителя необходимо знание закона изменения поля в зависимости от расстояния до центра ускорителя (R). На рис.10 приведена эта зависимость $H_z(R)$ для шестиметрового синхроциклотрона.

Для того, чтобы знать траектории частиц с произвольными начальными условиями вылета в вертикальной плоскости, достаточно знание двух траекторий $Z_1(L)$ и $Z_2(L)$. Общее решение уравнения движения для произвольной траектории, выраженное через известные параметры двух траекторий, будет иметь вид:

$$\begin{aligned} Z &= Z'(0) Z_1(L) + Z(0) Z_2(L) , \\ Z' &= Z'(0) Z'_1(L) + Z(0) \cdot Z'_2(L) . \end{aligned} \quad (3,4)$$

В работах (16,17), связанных с расчетами траекторий движения Π^- -мезонов в рассеянном поле шестиметрового синхроциклотрона, приведены подробные сведения для двух траекторий с углом вылета частиц из средней плоскости $Z' = 0,01$ и параллельно ей на расстоянии $Z=1$ см для энергий Π^- -мезонов от 80 до 400 Мэв.

Анализ приведенных данных показал, что доля Π^- -мезонов, попадающих в экспериментальный павильон через коллиматор диаметром 10 см, очень мала. На расстоянии 15 м от внутренней мишени ускорителя проходят мезоны, которые попадают в интервал углов вылета из мишени в медианной плоскости $\Delta\psi = 2,5^\circ; 2^\circ$ и $1,5^\circ$, а в вертикальной плоскости $\Delta Z'(0) = 2,9; 0,29^\circ$ и $0,23^\circ$, то есть в интервале телесных углов $d\Omega_{эфф} = 8 \cdot 10^{-3}; 1,6 \cdot 10^{-3}$ и $3,5 \cdot 10^{-4}$ стер., для энергий 80, 160 и 300 Мэв, соответственно. Геометрический телесный угол при этом еще меньше и составляет величину $d\Omega_{geom} \sim (4 + 5) 10^{-5}$ стер.

Отсюда следует, что рассеянное поле ускорителя является хорошей фокусирующей линзой для большинства мезонных пучков. Однако более рациональный вывод этих пучков может дать еще дополнительный выигрыш в интенсивности пучков.

Обычно при выводе используются мезонные пучки, образованные под углами вылета из мишени ψ , близкими к нулю, относительно направления протонного пучка. Если же использовать пучки мезонов, вылетающих под углами $\psi \approx 10+30^\circ$ вглубь ускорителя, то можно увеличить интенсивность мезонных пучков в 2-4 раза по сравнению с выводом их при $\psi = 0^\circ$. Несмотря на то, что сечение мезообразования несколько уменьшается при увеличении угла

вылета, эффект фокусировки оказывается значительно сильнее⁽⁷⁾.

Из уравнения вертикального движения

$$m\ddot{z} - \frac{e}{c} V \text{Sin} \alpha \frac{dH}{dz} z = 0$$

следует, что характер движения частиц (фокусировка или дефокусировка) определяется знаком $\text{Sin} \alpha$. Если изменить положение мишени по радиусу, то можно уменьшить дефокусирующее действие поля за счет того, что при установке мишени на меньшем радиусе мезоны будут сильнее заворачиваться и подходить к области больших дефокусирующих градиентов поля с меньшими значениями $\text{Sin} \alpha$. Использование этого эффекта дает заметный результат только для энергий π^- -мезонов от 100 до 180 Мэв при смещении мишени вглубь ускорителя на величину до 22,5 см.

Таким образом, за счет сведения до минимума сферической абберации, то есть вывода π^- -мезонов под углами вылета $\psi \approx 10 + 30^\circ$, имеет место увеличение интенсивности мезонных пучков в 2-4 раза для всех рассмотренных энергий от 100 до 340 Мэв.

За счет же уменьшения вертикальной расходимости π^- -мезонных пучков, при выводе их с более глубоких радиусов, интенсивность пучков возрастает только для мезонов малых энергий от 100 до 180 Мэв. При этом для пучков π^- -мезонов малых энергий согласно расчетам интенсивность за счет обоих факторов может быть увеличена в 20 раз.

3. Движение частиц в квадрупольных полях

Условия прохождения заряженных частиц через поля, магнитный скалярный потенциал которых выражается как

$$\text{где } \varphi = Gxy, \quad G = \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial x} = \text{Const}.$$

определяются уравнениями движения

$$\frac{d^2x}{dz^2} + K^2x = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{d^2y}{dz^2} - K^2y = 0.$$

Здесь

$$K^2 = \frac{e}{cmv} G = \frac{e}{pc} G = \frac{300G}{p}, \quad (3.6)$$

а $P(\text{эв})$ - импульс частицы, $G = \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial x}$ (э/см).

Из решения уравнений (3.5) видно, что движение в плоскости xz будет сходящимся, а в плоскости yz - расходящимся. Здесь S есть длина магнитного поля квадруполь, а x, x', y и y' - начальные условия движения частицы на входе в квадруполь. Для простоты решения принята прямоугольная модель поля, то есть вне линзы, длиной S , поле всюду равно нулю:

$$\int_{-S}^S G dz = K^2 S \frac{p}{300}. \quad (3.7)$$

В работах Грайвет-Септир⁽⁴³⁾ показано, что такое приближение модели магнитного поля достаточно точно для расчета оптических характеристик в первом приближении для пучка ограниченных размеров.

Если на длине квадруполя S можно пренебречь изменением координат X и Y , то есть считать линзу достаточно тонкой, в этом приближении уравнения (3.5) интегрируются непосредственно и фокусная длина "тонкой линзы" определяется как

$$f_0 = \frac{1}{K^2 S} \quad (3.8)$$

Формула (3.8) весьма полезна при приближенном расчете фокусирующих систем. При точных расчетах реальную линзу можно считать тонкой, но с различными фокусными длинами и главными плоскостями в фокусирующей и дефокусирующей плоскостях, соответственно.

Знание фокусных длин и главных плоскостей линзы позволяет сравнительно просто в терминах обычной оптики решать задачу транспортирования пучков. Эти основные элементы линзы - фокусное расстояние и расположение главных плоскостей - легко определяются из преобразующей матрицы

$$N = \begin{pmatrix} 1 & Z_1 - Z_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & Z_e - Z_o \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

где матрица $\begin{pmatrix} n_{11} & n_{12} \\ n_{21} & n_{22} \end{pmatrix}$ включает в себя область поля, а две другие матрицы есть участки прямолинейного движения частиц в областях вне магнитного поля квадрупольной линзы.

На основании определения фокусного расстояния как

$$f = -\frac{X_o}{X_i}$$

из (3.9) имеем, что

$$f = -\frac{1}{m_{21}} = -\frac{1}{n_{21}} \quad (3.10)$$

Если $n_{21} < 0$, то $f > 0$ - система собирающая, а при $n_{21} > 0$, $f < 0$ - система рассеивающая.

Фокальная плоскость изображения Z_{f_1} определится из $m_{11} = 0$, а фокальная плоскость объекта Z_{f_0} - из $m_{22} = 0$:

$$\begin{aligned} Z_{f_1} &= Z_s - \frac{n_{11}}{n_{21}}, \\ Z_{f_0} &= Z_e + \frac{n_{22}}{n_{21}}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Здесь Z_e - входная граница поля линзы, а Z_s - выходная граница.

Главные плоскости изображения Z_p и объекта Z_{p_0} определяются из условий:

$$\begin{aligned} Z_{f_1} - Z_p = f, \quad \text{и} \quad Z_{p_0} - Z_{f_0} = f, \quad \text{то есть} \quad Z_p = Z_s + \frac{1 - n_{11}}{n_{21}}, \\ Z_{p_0} = Z_e - \frac{1 - n_{22}}{n_{21}}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Плоскость изображения точечного источника на оси определяется из условия $m_{11} = 0$:

$$Z_i = Z_s - \frac{n_{11} + (Z_e - Z_o) n_{12}}{n_{22} + (Z_e - Z_o) n_{21}} \quad (3.13)$$

Для одной фокусирующей линзы

$$f_x = \frac{1}{K \sin K S} = f_0 + \frac{S}{6},$$

$$Z_{p_{ix}} = Z_s - \frac{1 - \cos K S}{K \sin K S} = Z_s - \frac{S}{2} - \frac{S^2}{24 f_0},$$

$$Z_{p_{ox}} = Z_e + \frac{1 - \cos K S}{K \sin K S} = Z_e + \frac{S}{2} + \frac{S^2}{24 f_0}$$
(3.14)

и для одной дефокусирующей линзы

$$f_y = -\frac{1}{K \operatorname{sh} K S} = f_0 - \frac{S}{6},$$

$$Z_{p_{iy}} = Z_s - \frac{\operatorname{Ch} K S - 1}{K \operatorname{sh} K S} = Z_s - \frac{S}{2} + \frac{S^2}{24 f_0},$$

$$Z_{p_{oy}} = Z_e + \frac{\operatorname{Ch} K S + 1}{K \operatorname{sh} K S} = Z_e + \frac{S}{2} - \frac{S^2}{24 f_0},$$
(3.15)

где f_0 — фокусное расстояние "тонкой линзы" (3.8), а S — ее эффективная длина, которая связана с длиной полюса ℓ и апертурой линзы 2α эмпирическим соотношением⁽⁴³⁾

$$S \approx \ell + \alpha \quad (3.16)$$

Система, составленная из двух квадрупольных магнитов, повернутых относительно оси Z на 90° друг к другу, будет фокусирующей системой одновременно в обеих плоскостях XZ и YZ . Для такой системы, расстояние в которой между квадрупольными полями есть δ , приближенное выражение для фокусного расстояния и расположения главных плоскостей имеет вид:

$$F_x = \frac{1}{K^4 S^2 (2/3 S + \delta)} = \frac{f_0^2}{2/3 S + \delta} = \frac{f_0^2}{\mathcal{D}},$$

$$Z_{p_{ix}} = Z_s - \frac{(\frac{K S}{4})^4 + \ell K^2 S + \frac{\ell}{3} K^4 S^3 + K^2 S^2}{K^4 S^2 (2/3 S + \delta)} = Z_s - \frac{1}{\mathcal{D}} \left(\frac{S^4}{4} + \ell f_0 + \frac{\ell S}{3} + S f_0 \right),$$

$$Z_{p_{ox}} = Z_e + \frac{(\frac{K S}{4})^4 - \ell K^2 S + \frac{\ell}{3} K^4 S^3 - K^2 S^2}{K^4 S^2 (2/3 S + \delta)} = Z_e + \frac{1}{\mathcal{D}} \left(-\frac{S^4}{4} - \ell f_0 + \frac{\ell S}{3} - S f_0 \right).$$
(3.17)

Здесь первая линза в плоскости XZ является фокусирующей. Для плоскости YZ первая линза будет дефокусирующей, и соответствующие выражения принимают вид:

$$F_y = \frac{1}{K^4 S^2 (2/3 S + \delta)} = -\frac{f_0^2}{\mathcal{D}},$$

$$Z_{p_{iy}} = Z_s - \frac{1}{\mathcal{D}} \left(\frac{S^4}{4} - \ell f_0 + \frac{\ell S}{3} - S f_0 \right),$$

$$Z_{p_{oy}} = Z_e + \frac{1}{\mathcal{D}} \left(\frac{S^4}{4} + \ell f_0 + \frac{\ell S}{3} + S f_0 \right).$$
(3.18)

Таким образом, для системы из двух квадрупольных магнитов фокусные расстояния в плоскостях первой собирающей F_x и первой рассеивающей линз F_y равны друг другу, но отсчитываются от главных плоскостей, не совпадающих между собой (3.17) и (3.18). Естественно, что такая система обладает астигматизмом, то есть изображения предмета в плоскостях XZ и YZ не будут совпадать.

Система, не обладающая астигматизмом, может быть создана из трех квадрупольных, средний из которых в два раза длиннее крайних ($2S$), с полем противоположно направленным по отношению к полю крайних линз.

Фокусное расстояние и положение главных плоскостей триплетной линзы определяются выражениями: $F_x = F_y = F = \frac{1}{2 K^4 S^2 (2/3 S + \delta)} = \frac{f_0^2}{2\mathcal{D}}$,

$$Z_{p_{ix}} = Z_{p_{iy}} = Z_s - \frac{S}{2},$$

$$Z_{p_{ox}} = Z_{p_{oy}} = Z_e + \frac{S}{2}.$$
(3.19)

При одинаковой общей длине триплетной и дублетной линз фокусное расстояние первой в 4 раза больше, чем второй. Таким образом, кажущееся преимущество стигматичной триплетной линзы пропадает, ибо, изменяя градиенты в дублетной линзе за счет возбуждающих токов, можем сделать изображение стигматичным и в этом случае, но только более экономичным способом.

Процедура выбора подходящей фокусирующей системы заключается в определении местоположения "эффективного источника" и его изображения. Так как в большинстве экспериментов желательно иметь хорошо сфокусированные и слаборасходящиеся пучки частиц на мишени-регистраторе, то необходимо фокусирующую систему располагать ближе к объекту. В этом случае и число частиц, захватываемых фокусирующей системой с заданной апертурой, будет наибольшим.

Выбрав расстояние от объекта до главной плоскости линзы $d = Z_p$, и расстояние от изображения до главной плоскости $P = Z_p'$, найдем требуемое для этого случая фокусное расстояние из формулы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{P} + \frac{1}{d} \quad (3.20)$$

Зная необходимое значение фокусного расстояния F , можем определить значение градиента G и длины квадрупольной линзы по формулам (3.18) и (3.19) для дублетной и триплетной линз, соответственно.

С помощью нескольких пар квадрупольных линз можно транспортировать пучки частиц на очень большие расстояния, сохраняя первоначальную плотность частиц в пучке или увеличивая ее в плоскости изображения. Например, в работе Чемберлена и др.^(44,45) антипротонный пучок с импульсом $P = 1,4$ Бэв/с передан на расстояние более 30 м с помощью трех пар квадрупольных линз. В этой фокусирующей системе каждая пара квадрупольных линз размещалась на двойном фокусном расстоянии друг от друга. Легко видеть, что такая система линз удерживает частицы даже от растянутого эффективного источника с широким набором импульсов. Обычно в технике ускорителей эффективный источник, представляющий собой пересечение краевых траекторий с осью системы, растянут на значительную величину. Для передачи изображения точечного источника достаточна система линз, расставленных с интервалом в четыре фокусных длины. Для изображения растянутого источника с широким набором импульсов линзы расставляются на двойном фокусном расстоянии.

С помощью только одной пары квадрупольных линз с апертурой в 8 см и градиентом поля $G \approx 2000$ э/см плотность протонного пучка от шестиметрового синхротрона ОИЯИ на расстоянии 15 м от камеры ускорителя была увеличена в 1954 г в 20–25 раз⁽⁴⁾. На рис. II приведено распределение частиц в протонном пучке до фокусировки перед входом в линзы на расстоянии 4 м от камеры.

Как видно из рис. II, более 80% частиц протонного пучка, распределенных на площади эллипса $S = \pi \cdot 4,5 \times 2,5 \text{ см}^2$, может быть сфокусировано линзами с апертурой в 8 см. На рис. 12 приведены размеры протонного пучка, сфокусированного с помощью одной пары указанных линз, на различных расстояниях от последних. На расстоянии 3 и 15 м, то есть 7 и 19 м от камеры ускорителя соответственно, изображение не превышало круга диаметром в 20 и 90 мм. Максимальная плотность пучка в фокусе достигает $3 \cdot 10^{11}$ Р/сек.

4. μ-мезонный канал

В ряде физических экспериментов представляет интерес изучение свойств μ-мезонов и взаимодействия их с веществом.

Источником для получения μ-мезонов являются пучки π-мезонов, образованные в мишени на внутреннем или внешнем пучке синхроциклотрона. Однако значительный фон от сопровождающих μ-мезонный пучок π-мезонов, из которых они образуются в π - μ -распаде, делает невозможным проведение экспериментов с быстрыми μ-мезонами. Так, на шестиметровом синхроциклотроне ОИЯИ μ-мезоны являются лишь примесью π-мезонного пучка с интенсивностью почти в 20 раз меньшей последнего. Улучшение соотношения μ/π в пучке с помощью соответствующих фильтров позволяет получать μ-мезоны с энергией только ниже 50 Мэв. Получение же быстрых μ-мезонов с малой примесью может быть принципиально осуществлено следующим путем (46, 40). С помощью первого анализатора ограничивается нижнее значение импульса частиц в пучке π-мезонов величиной $> P_1$, которые затем попадают в фокусирующее устройство, длина которого сравнима с распадной длиной π-мезонов. Второй анализатор на выходе из фокусирующего устройства ограничивает верхнее значение импульса прошедших частиц значением меньшим, чем P_1 .

Таким образом, в принципе не будет других частиц с импульсом меньшим, чем P_1 , кроме μ-мезонов, образовавшихся в π - μ -распаде.

Так как распад π-мезонов происходит с образованием μ-мезонов и нейтрино, то в системе покоя π-мезона должны выполняться равенства

$$\begin{aligned} E_{\mu} + E_{\nu} &= m_{\pi} c^2, \\ P_{\mu} &= P_{\nu} \end{aligned}$$

При этом образование μ-мезонов в системе покоя пиона является изотропным. Естественно, что в лабораторной системе энергия образующихся μ-мезонов будет зависеть от угла вылета ν-мезонов по отношению к направлению полета π-мезона. Эта зависимость может быть представлена в виде (40)

$$E_{\mu} = E_{\pi} \left[1 + \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} \right)^2 \right] \frac{1}{2} \frac{1 + \text{ctg}^2 \vartheta' + \text{ctg} \vartheta' \beta_n \beta \sqrt{\text{ctg}^2 \vartheta' - \text{ctg}^2 \vartheta'_{\max}}}{\left(\frac{E_{\pi}}{E_{\text{оп}}} \right)^2 + \text{ctg}^2 \vartheta'} \quad (3.21)$$

где скорость вылета μ-мезонов в системе пиона выражается как

$$\beta = \frac{1 - \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} \right)^2}{1 + \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} \right)^2} \quad (3.22)$$

а максимальный угол вылета ϑ'_{\max} определяется из уравнения

$$\operatorname{ctg} \psi'_{\max} = \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{\beta_{\pi}^2 - \beta^2}{1 - \beta_{\pi}^2}} . \quad (3.23)$$

На рис.13 приведена зависимость $E_{\mu} = f(E_{\pi})$ для энергии μ -мезона в 300 Мэв.

Максимальный и минимальный момент спектра мюонов в единицах импульса пионов выражается соотношениями (для $\rho_{\pi} = 419$ Мэв/с)

$$\frac{\rho_{\mu \max}}{\rho_{\pi}} = \frac{\beta_{\pi} + \beta}{\beta_{\pi}(1 + \beta)} = 1,01 , \quad (3.24)$$

$$\frac{\rho_{\mu \min}}{\rho_{\pi}} = \frac{\beta_{\pi} - \beta}{\beta_{\pi}(1 + \beta)} = 0,56 . \quad (3.25)$$

Как видно из последних равенств, наиболее быстрые μ -мезоны, вылетающие под углами ψ' , близкими к нулю, находятся в тесном импульсном интервале с пионами, из которых они образовались в $\pi - \mu$ распаде, и поэтому трудно отделимы друг от друга с помощью анализирующего магнита. Более медленные μ -мезоны разделены широким спектральным интервалом (3.25) с π -мезонами и поэтому легко могут быть выделены. Однако, как видно из рис. 13 и формулы (3.21), энергия "медленных" мезонов слабо растет с углом вылета ψ' , и поэтому фокусирующая система должна рассчитываться на максимальные углы вылета μ -мезонов. Как следует из уравнения (3.23), для пионов с импульсом $\rho_{\pi} = 419$ Мэв/с ($\beta_{\pi} = 0,948$ и $\beta = 0,272$) максимальный угол $\psi'_{\max} = 0,0947$ ($5,43^{\circ}$).

На основании рассмотрения возможных фокусирующих систем для μ -мезонного тракта кажется наиболее простой и осуществимой система из чередующихся квадрупольных линз. В этом случае задача проведения частиц через такую фокусирующую систему сводится к многократному прохождению частиц через структурный период системы из двух, развернутых одна относительно другой на 90° , квадрупольных линз и промежутка между ними. В матричной форме решения это сводится к возведению в n -степень структурной матрицы $(M)^n$, где n - число структурных периодов. Элементы матрицы переноса t_{ij} через всю систему в этом случае выражаются в виде:

$$\begin{aligned} t_{11} &= m_{11} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} - \frac{\sin(n-1)\mu}{\sin \mu} , \\ t_{12} &= m_{12} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} , \quad t_{21} = m_{21} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} , \\ t_{22} &= m_{22} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} - \frac{\sin(n-1)\mu}{\sin \mu} , \\ \cos \mu &= \frac{m_{11} + m_{22}}{2} . \end{aligned} \quad (3.26)$$

где

Траектория частицы на выходе системы из n одинаковых элементов связана с начальными значениями x_0 и x_0' соотношением:

$$x_n = \left[m_{11} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} - \frac{\sin(n-1)\mu}{\sin \mu} \right] x_0 + m_{12} \frac{\sin n\mu}{\sin \mu} x_0' . \quad (3.27)$$

Максимальное отклонение частицы в такой системе может быть найдено приравнением нуля производной $\frac{dx_n}{dn} = 0$ из уравнения (3.27).

Выразив из уравнения $\frac{dx_n}{dn}$ значение $tg \eta \mu$ для максимального отклонения частицы:

$$tg \eta \mu = \frac{x_0 (m_{11} - \cos \mu) + m_{12} x_0'}{x_0 \sin \mu} \quad (3.28)$$

и подставив его в уравнение (3.27), найдем максимальное отклонение частицы

$$x_{n_{max}} = \pm \frac{\sqrt{x_0^2 (m_{11}^2 + 1 - 2m_{11} \cos \mu) + 2m_{12} x_0 x_0' (m_{11} - \cos \mu) + m_{12}^2 x_0'^2}}{\sin \mu} \quad (3.29)$$

Естественно, что максимальное отклонение частицы не будет превышать величины полуапертуры линзы α , то есть $x_{n_{max}} \leq \alpha$.

Исследования Грайвет-Септира⁽⁴³⁾ показали, что при отклонениях $x_{n_{max}} \leq (0,7+0,8)\alpha$ искажения оптической системы пренебрежимо малы.

Уравнение (3.29) дает нам совокупность начальных условий x_0 и x_0' , при которых

$$-x_0^2 m_{21} + x_0 x_0' (m_{11} - m_{22}) + m_{12} x_0'^2 = \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{4 - (m_{11} + m_{22})^2}{m_{12}} \right], \quad (3.30)$$

где $\alpha \leq (0,7 + 0,8)\alpha$.

Воспользовавшись свойствами обратной матрицы

$$M \cdot M^{-1} = I,$$

можно найти начальные условия, при которых частицы проходят систему и в плоскости, перпендикулярной первой. Уравнение эллипса начальных условий сразу же за дефокусирующей линзой имеет вид:

$$\begin{aligned} & y_0^2 \left\{ -m_{21}(1+\eta)^2 - \delta(1+\eta)(m_{11} - m_{22}) + m_{12} \delta^2 \right\} + \\ & + y_0 y_0' \left\{ m_{21} 2(1+\eta)\Delta + (1+2\eta)(m_{11} - m_{22}) - m_{22} 2\delta \right\} + \\ & + y_0'^2 \left\{ -m_{21} \Delta^2 - \Delta(m_{11} - m_{22}) + m_{12} \right\} = \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{4 - (m_{11} + m_{22})^2}{m_{12}} \right]. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Здесь матричные элементы m_{ij} для структурного периода из двух квадруполов (сразу же за фокусирующей линзой) имеют вид:

$$\begin{aligned} m_{11} &= 1 + \frac{\Delta}{f_0} \equiv 1 + \eta, \\ m_{12} &= \Delta \left(2 + \frac{\Delta}{f_0} \right) \equiv \Delta(2 + \eta), \\ m_{21} &= -\frac{\Delta}{f_0} \equiv -\eta / f_0, \\ m_{22} &= 1 - \Delta / f_0 - (\Delta / f_0)^2 = 1 - \eta - \eta^2, \end{aligned} \quad (3.32)$$

где $f_0 = \frac{1}{k^2 S} \equiv \frac{1}{\delta}$ - фокусная длина тонкой линзы, а Δ - расстояние между серединами соседних квадруполов.

На рис.14 изображены эллипсы начальных условий для различных значений $\eta = \Delta / f_0$ в плоскости сразу же за фокусирующей линзой (F) и в плоскости сразу же за дефокусирующей линзой (D).

Анализируя траектории движения П-мезонов в рассеянном поле шестиметрового синхротрона^(16,17), можно оценить, какая часть мезонного лучка с начальными условиями,

удовлетворяющими (3.30) и (3.31), будет удерживаться фокусирующим каналом.

Выбирая подходящий наклон канала относительно этих траекторий, можем найти оптимальное его расположение, соответствующее максимальному захвату как быстрых, так и медленных мезонов. Это может быть достигнуто при минимальном расстоянии канала от последних орбит ускорителя и двух азимутально различных положений мишени для прямого и обратного поля ускорителя.

Так как Π -мезоны будут распадаться в любом месте канала с различными по азимуту углами распада, то эффективность удержания $\mu\text{м-мезонов}$ такой фокусирующей системой будет значительно хуже, чем для Π -мезонов.

Численные расчеты эффективности канала⁽⁴⁰⁾, то есть отношения числа $\mu\text{м-мезонов}$, выходящих из канала, к числу Π -мезонов, распадающихся в канале, показывают, что система из квадрупольных линз с апертурой $2a = 20$ см способна пропустить 15–20% $\mu\text{м-мезонов}$. Выбирая экономически приемлемую длину канала в 14 м, на которой распадается $\approx 45\%$ всех Π -мезонов, получаем, что эффективность канала по отношению к $\mu\text{м-мезонам}$ будет около 6–10%.

Анализирующий магнит, разделяя π - и $\mu\text{м-мезоны}$, выделит примерно 0,1 спектрального интервала. Таким образом, общая эффективность тракта для $\mu\text{м-мезонного}$ пучка будет около 1%. Для того, чтобы анализирующий магнит пропустил как можно больше частиц, вылетающих из тракта под большими углами, необходимо чтобы он при этом обладал и фокусирующими свойствами. Если пропускать пучок частиц через два квадрупольных магнита одинаковой полярности, но по разные стороны от вертикальной плоскости симметрии, то мы получим поворотный магнит с двойной фокусировкой. Заменяя квадрупольные линзы специальными секциями жесткофокусирующих магнитов, можем обеспечить при повороте пучка двойную фокусировку частиц как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях.

Три квадрупольных магнита с общим углом поворота быстрых мезонов около $60\text{--}80^\circ$ и значающимися градиентом $G \approx 500 + 800$ э/см выполняют роль жесткофокусирующего анализатора в $\mu\text{м-мезонном}$ тракте Лаборатории ядерных проблем.

По оценкам траекторий движения Π -мезонов в рассеянном поле ускорителя^(16,17) тракт, установленный в непосредственной близости к камере, может захватить около $(2+5)10^6$ μ /сек. Следовательно, ожидаемая интенсивность $\mu\text{м-мезонного}$ пучка должна составить $(2+5)10^4$ μ /сек.

Первые эксперименты по измерению, пропускаемых $\mu\text{м-мезонным}$ трактом пучков, проведенные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в декабре 1963 г, показали, что до анализирующего магнита проходит $\approx 2 \cdot 10^6$ μ /сек как медленных, так и быстрых мезонов, со средней энергией около 140 и 300 Мэв, соответственно.

После анализирующего магнита получен пучок $\mu\text{м-мезонов}$ с импульсом около 180 Мэв/с и интенсивностью $2 \cdot 10^4$ μ /сек. Примесь Π -мезонов — около 5%. На рис.15 приведена зави-

сильность числа совпадений от тока анализирующего магнита.

На рис.16 приведена общая схема разводки пучков от шестиметрового синхротрона ОИЯИ, а в таблице I даны основные параметры пучков частиц высоких энергии от синхротрона на 680 МэВ Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в измерительном павильоне, мезонной и поляризационной лабораториях. На всех пучках заряженных частиц применяются фокусирующие устройства. Интенсивности пучков частиц приведены на расстоянии 15 м от камеры ускорителя.

Таблица I

Частицы	Энергия (МэВ)	Номер пучка и тип мишени	Интенсивность сек ⁻¹ на площадь
Протоны (выведенный пучок)	665 ± 3	6, 7, 8	8,0.10 ¹⁰ (12 см ²)
Поперечно-поляризованные протоны	635 ± 15	4 (внутренняя мишень)	4,5.10 ⁷ (10 см ²)
	612 ± 9	5,9 (внешняя мишень)	3.10 ⁷ (10 см ²)
Продольно-поляризованные протоны	612 ± 9	5,9 (внешняя мишень)	3.10 ⁷ (10 см ²)
Нейтроны	На всю область спектра 500-650	11, 12, 13 (внутренняя мишень)	3.10 ⁶ (18 см ²)
π ⁺ -мезоны	60 ± 7	6 (внутренняя мишень)	6.10 ⁴ (75 см ²)
	300 ± 6 (pp, π ⁺)	9,6 (внешняя мишень)	2,4.10 ⁵ (75 см ²)
	70 ± 3	8,9 (внутренняя мишень)	7.10 ⁴ (75 см ²)
	150 ± 6	9 (внутренняя мишень)	4,5.10 ⁴ (20 см ²)
	360	(внешняя мишень)	2.10 ⁴ (20 см ²)
π ⁻ -мезоны	70 ± 3	8,9,10 (внутренняя мишень)	8.10 ⁴ (75 см ²)
	155 ± 5	17 (внутренняя мишень)	4.10 ⁴ (60 см ²)
	250 ± 9	1 (внутренняя мишень)	5.10 ⁴ (16 см ²)
	340 ± 8	1 —"	1,5.10 ⁴ (16 см ²)
	370 ± 8	1 —"	5.10 ³ (16 см ²)
	300 ± 8	14 —"	4.10 ⁴ (75 см ²)
μ ⁺ -мезоны	95 ± 7	8,9,10 (внутр. мишень)	1.10 ⁴ (60 см ²)
μ ⁻ -мезоны	95 ± 7	8,9,10 —"	6.10 ⁴ (75 см ²)
	180 ± 4	17 —"	1.10 ⁴ (75 см ²)
μ ⁻ -мезоны, заторможенные до остановки	70 (исходная)	8 (внутренняя мишень)	Число остановок 1.10 ⁴ в 4 гр/см ² (100 см ²)
	155 —"	17 —"	2.10 ³ в 8 гр/см ² (100 см ²)
Электроны конверсии гамма-квантов от распада π ⁰ -мезонов	150	8 (внутренняя мишень)	1,4.10 ⁵ (75 см ²)
Гамма-кванты от распада π ⁰ -мезонов	10 ≤ E ≤ 600	12 (внутренняя мишень)	2,4.10 ⁵ (20 см ²)

Следует указать, что синхротрон на 680 МэВ Лаборатории ядерных проблем дает наибольший в мире ток внутреннего пучка 2,3 мка.

Учитывая это и принимая во внимание данные таблицы, можно сказать, что на существующих синхротриклотронах в настоящее время путем применения различных фокусирующих систем удается получать пучки протонов и мезонов примерно со следующими интенсивностями:

1. Протоны (выведенный пучок) до $8 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$ I/сек.
2. Поляризованные протоны до $5 \cdot 10^7$ I/сек.
3. P^{\pm} - высоких энергий до $5 \cdot 10^5$ сек.
4. P^{\pm} - низких энергий или полученных торможением в фильтрах до 10^5 сек.
5. μ^{\pm} - высоких энергий и низких энергий до 10^4 сек.

Нейтронные пучки на синхротриклотронах, как правило, получаютс я в результате обменного взаимодействия нуклонов при бомбардировке ускоренными протонами внутренних мишеней из бериллия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К периоду создания и пуска первого в Советском Союзе мощного синхротриклотрона (1949 год) на энергию протонов 480 Мэв опыт формирования и измерения сильных магнитных полей на больших магнитах был представлен очень слабо. Приборы, основанные на использовании ядерного резонанса, в то время еще не были известны. Поэтому измерение магнитного поля с точностью 10^{-3} на уровне $(15-20) \cdot 10^3$ гаусс в объеме пятиметрового синхротриклотрона являлось достаточно сложной проблемой. Специальный магнетометр^(8,9), разработанный автором доклада, обеспечил измерение поля в зазоре пяти и шестиметрового магнита с требуемой точностью 10^{-3} .

Методика оценки параметров шимми для исправления поля в зазоре магнита до требуемой величины, приведенная в докладе, достаточно проста и обеспечивала необходимую точность коррекции поля пяти и шестиметрового магнита синхротриклотрона ОИЯИ^(10,12,13,23).

Способ определения местоположения медианной поверхности и положения орбит на различных радиусах ускорителя о помощью плавающего витка с током^(14,27) обеспечил возможность быстрой и достаточно точной коррекции азимутальной неоднородности и искажений медианной поверхности^(12,13,14).

Более чем десятилетний период эксплуатации синхротриклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ подтвердил точность и надежность коррекции магнитного поля, выполненной автором на шестиметровом магните.

Опыт измерения и формирования магнитного поля синхротриклотрона ОИЯИ на энергию про-

тонов 480 и 680 Мэв, полученный сотрудниками отдела синхротриклотрона Лаборатории ядерных проблем, в том числе и автором доклада, позволили начать осуществление идеи циклотронного способа ускорения до энергий в несколько сотен Мэв. Идея такого ускорения, высказанная Томасом⁽⁴⁷⁾ и определенным образом модифицированная, была осуществлена в изохронном ускорителе с пространственной вариацией магнитного поля^(48,49). Это оказалось возможным только после того, как были развиты методы прецизионного измерения и формирования полей сложной конфигурации (смотри, например, работы^(50,51)).

Создание циклотрона с пространственной вариацией напряженности магнитного поля, который впервые был запущен в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (1959 год)⁽⁴⁹⁾, дало возможность разработать проект релятивистского циклотрона на энергию протонов 700 Мэв с проектным током пучка 500-1000 мкА⁽³⁷⁾.

В работе по выводу протонов с энергией 480 Мэв из камеры пятиметрового синхротриклотрона⁽⁵⁾ (1951 год), связанной с созданием одного из первых магнитных каналов, автором было получено первое экспериментальное подтверждение увеличения радиальных колебаний частиц в зоне локальных неоднородностей магнитного канала. Этот факт, более детально изученный в работе В.П.Дмитриевского и автора доклада⁽⁶⁾ (1952 год), способствовал тому, что новый и более эффективный метод вывода⁽³⁶⁾ был осуществлен впервые (1954 год) на шестиметровом синхротриклотроне ОИЯИ⁽¹⁾. При этом был достигнут наибольший среди такого рода ускорителей коэффициент вывода (5-7% частиц внутреннего пучка).

Работы по расчету и применению фокусирующих устройств, использующих рассеянное поле ускорителя⁽³⁸⁾, а также работы автора доклада по расчету и созданию сильнофокусирующих малогабаритных линз с апертурой 4 и 8 см⁽⁴⁾, позволили собрать около 80% частиц протонного пучка с энергией 680 Мэв в пятно 20 и 90 мм диаметром на расстоянии 7 и 15 м от камеры синхротриклотрона. За счет только одной пары квадрупольных линз плотность внешнего пучка была увеличена в 20-25 раз и достигла в фокусе величины $3 \cdot 10^{11}$ р/сек.

Работы по выводу и фокусировке предоставили широкие экспериментальные возможности использования внешнего протонного пучка как в прямых экспериментах с ускоренными протонами, а также и в экспериментах с пучками положительных мезонов и поляризованных протонов, образованных протонным пучком на внешней мишени.

Работы сотрудников отдела синхротриклотрона по дальнейшему увеличению интенсивности внутреннего пучка⁽⁵³⁾ и работы автора, приведенные в докладе, способствовали обеспечению возможности выполнения обширной программы исследований с частицами высоких энергий на синхротриклотроне ОИЯИ (смотри, например, обзорную работу В.П.Джелелова и Б.И.Понтекорво⁽⁵²⁾)

Работы В.С.Роганова, А.В.Самойлова и автора доклада по созданию и вводу в действие в Лаборатории ядерных проблем в 1963 году фокусирующего тракта для получения чистых пучков быстрых и медленных π -мезонов с малой примесью L -мезонов открывают еще одну возможность более детального исследования свойств π -мезонов и взаимодействия их с веществом.

Основные работы по выводу и фокусировке пучков заряженных частиц шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ, а также работы по проекту сильноточного релятивистского циклотрона были доложены на международных конференциях в Женеве (СЕВН - 1956, 1959 гг) и Дубне (ОИЯИ-1957, 1963 гг).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Данилов, В.П.Дмитриевский, А.А.Кропин и др. Вывод пучка протонов из шестиметрового синхроциклотрона посредством возбуждения радиальных колебаний. ПТЗ, №1, 1957.
2. М.Г.Мещеряков, В.С.Катышев, А.А.Кропин, Е.Л.Григорьев и др. Научно-исследовательские работы, проведенные в связи со строительством синхроциклотрона. Дубна, БИ-1601, 1948.
3. М.Г.Мещеряков, В.П.Джелепов, А.В.Честной, А.А.Кропин, Б.И.Замолотчиков и др. Спыт ускорения частиц до энергии 500 Мэв. Часть I и II. Дубна, БИ-1605, 1951.
4. А.А.Кропин. Фокусировка пучков частиц высоких энергий от шестиметрового синхроциклотрона сильнофокусирующими линзами. Дубна, БИ-1613, 1957.
5. А.А.Кропин. Вывод протонов с энергией 480 Мэв из камеры пятиметрового синхроциклотрона. Дубна, БИ-1606, 1951.
6. В.П.Дмитриевский, А.А.Кропин. Разработка методов вывода пучка ускоренных частиц из синхроциклотрона. Дубна, БИ-1608, 1951.
7. А.А.Кропин, В.С.Роганов, А.В.Самойлов. Эффективный вывод P -мезонных пучков из синхроциклотрона ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Р-1048, Дубна, 1962.
8. В.С.Катышев, А.А.Кропин. 5% спад магнитного поля, его создание и измерение. Научно-исследовательские работы, проведенные в связи со строительством синхроциклотрона, т.У.ч.1. Дубна, БИ-1603, 1949.
9. В.С.Катышев, А.А.Кропин, Н.И.Фролов. Разработка магнитометра для определения характеристики магнитного поля пятиметрового электромагнита. Научно-исследовательские работы, проведенные в связи со строительством синхроциклотрона, т.У, ч.1, Дубна, БИ-1603, 1949.
10. В.С.Катышев, А.А.Кропин. Шиммирование поля в зазоре пятиметрового электромагнита. Научно-исследовательские работы, проведенные в связи со строительством синхроциклотрона, т.У, ч.1, Дубна, БИ-1603, 1949.
11. В.В.Батюня, А.А.Кропин. К вопросу об измерении магнитных полей. Дубна, БИ-1607, 1952.
12. В.С.Катышев, А.А.Кропин, В.Б.Мухина, Т.Н.Томилина, А.В.Честной. Исследование и корректировка магнитного поля шестиметрового синхроциклотрона. ч.1 и 2, Дубна, БИ-1611, 1954.
13. В.С.Катышев, А.А.Кропин, В.Б.Мухина, Т.Н.Томилина, А.В.Честной. Исправление радиального спада и азимутальной неоднородности магнитного поля шестиметрового синхроциклотрона. Препринт ОИЯИ Р-601, Дубна, 1960.
14. В.И.Данилов, В.П.Дмитриевский, А.А.Кропин и др. Исправление медианной поверхности магнитного поля шестиметрового синхроциклотрона. ПТЗ, №3, 1956.
15. А.А.Кропин. Пучки частиц шестиметрового ускорителя. В книге "Материалы совещания по методике толстослойных фотоэмпульсий." т. I, стр. 195-201. Дубна, 1957.
16. В.Г.Кириллов-Угрывов, А.А.Кропин, В.С.Роганов, А.В.Самойлов. Расчет траекторий P -мезонов, образованных на внутренней мишени синхроциклотрона ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Р-663, Дубна, 1961.
17. В.Г.Кириллов-Угрывов, А.А.Кропин и др. Траектории P -мезонов с энергией от 40 до 400 Мэв, образованных на внутренней мишени синхроциклотрона ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Р-664, Дубна, 1961.
18. А.А.Кропин, В.С.Роганов, А.В.Самойлов. Угловая и энергетическая дисперсия P -мезонов в рассеянном поле 6 - метрового синхроциклотрона. АЗ, т.11, 1961.
19. M. Foss et al. Расчет магнита циклотрона. Rev. Sci. Instr. , 22, 469, 1951.

20. М.Г.Мечеряков, В.П.Джелепов, В.С.Катышев, А.А.Кропин и др. Отчет о научно-исследовательских работах, выполненных в Институте ядерных проблем в 1953 году, Дубна, БИ-1609.
21. L. Henrich, D. Sewell, J. Vale. *Rep. Scient. Instr.*, 20, 887, 1949.
22. В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга. О потере пучка на предельном радиусе в фазотроне. АЗ, 9, 303, 1960.
23. В.И.Данилов. Расчет магнитного канала и шиммирование поля. Дипломная работа, Дубна, БИ-1610, 1953.
24. Г.И.Будкер. Расчет параметров шимм при исправлении локальных неоднородностей в магнитном поле. Дубна, БИ-1604, 1951.
25. Bengt Nedin. Проект СЕРН - синхротронного магнита. Препринт СЕРН, 55-3, 1955.
26. Д.В.Ефремов, М.Г.Мечеряков, А.Г.Милиц, В.П.Джелепов и др. АЗ, т.5, №4, 1956.
27. H.L.Anderson, J.Marshall, L.Kornblith, Jr., L.Swaroz, R.H.Miller. *Rev.Sci.Instr.*, 12, 707-728, 1952.
28. М.П.Зельдович, С.М.Рубчинский. Измеритель азимутальной симметрии поля мощных электромагнитов. ПТЗ, №1, 56, 1958.
29. J.R.Richardson, B.T.Wright, E.J.Lofgren and B.Peters. Исследование работ фазотрона. *Phys.Rev.*, 72, 424, 1948.
30. С.Е.Leicht. Отклонение пучка с помощью многократного рассеяния для 184-дюймового циклотрона. *Phys.Rev.*, 78, 89, 1950.
31. W.M.Powell, L.R.Henrich et al. Электромагнитный дефлектор для пучка 184-дюймового циклотрона. *Rev.Sci.Instr.*, 19, 506, 1948.
32. S.L.Tuok, L.S.Teng. Регенеративный дефлектор для синхротрона. *Phys.Rev.*, 81, №2, 1951.
33. В.И.Данилов, В.Н.Денисов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, А.А.Кропин. Вывод пучка протонов из шестиметрового синхротрона посредством возбуждения радиальных колебаний. Дубна, БИ-1612, 1955.
34. Г.И.Будкер. Исследование многократного резерфордова рассеяния для выпуска частиц из ускорителя. Дубна, БИ-1600, 1951.
35. Г.И.Будкер. Последние орбиты ионов в резонансных ускорителях. Диссертация. ИАЭ АН СССР, 1950.
36. В.П.Дмитриевский. Диссертация, ЛЯП ОИЯИ, Дубна, 1953.
37. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, А.А.Кропин и др. Релятивистский протонный циклотрон на энергию 700 Мэв. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1963.
38. В.И.Данилов, В.П.Дмитриевский, А.В.Честной. Метод повышения плотности пучка протонов, выведенного из шестиметрового синхротрона. ПТЗ, №3, 1956.
39. В.И.Данилов, О.В.Савченко. Метод фокусировки заряженных частиц от ускорителей. ПТЗ, №3, 1959.
40. A.Citron, H.Øverås. Фокусирующий канал для собирания μ -мезонов от π - μ -распада на лету. СЕРН SC - 143, 1957.
41. A.Citron, E.G.Michaelis, M.Morpurgo and H.Øverås. Высокоинтенсивный μ -мезонный пучок из 600 Мэв ускорителя СЕРН. Конференция по инструментам для ядерной физики высоких энергий. Беркли, сентябрь 1960, стр. 286.
42. F.S.M.Farley. СЕРН - 59-12, 1959.
43. P.Grivet, A.Saptier. Магнитные квадрупольные линзы. *Nucl. Instr. and Methods*, 6, 126-156, 243-275, 1960.
44. O.Chamberlain. Оптика высокоэнергичных пучков. *Ann.Rev.Nucl.Phys.*, 10, 1960.

45. B.Cork, G.R.Lamperston et al., Phys.Rev., 107, 248, 1957.
46. W.Paul and Steinwedel. Мезонный фильтр. Bonn, 1962.
47. L.Thomas. Phys, Rev., 54, 580, 1932.
48. F.A.Neun and K.K.Tat. Rev.Sci.Instr., 29, 662, 1958.
49. Д.П.Василевская, А.А.Кропкин и др. АЭ, 6, 657, 1959; АЭ, 8, 189, 1960.
50. Д.П.Василевская, Л.В.Васильев, Д.Н.Денисов. Ядерный магнитометр для измерения сильно неоднородных магнитных полей. Препринт ОИЯИ Р-1475, Дубна, 1963.
51. В.И.Данилов. Формирование магнитных полей для ускорителей с пространственной вариацией. Диссертация ЛЯП ОИЯИ, Дубна, 1959.
52. В.П.Джелепов, Б.М.Понтекорво. Исследования по физике частиц высоких энергий на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. АЭ, 3, 413, 1957.
53. В.И.Данилов, И.Б.Енчевич, Б.И.Замолотчиков и др. Увеличение тока внутреннего пучка синхротрона ОИЯИ на 680 Мэв. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1963 г.

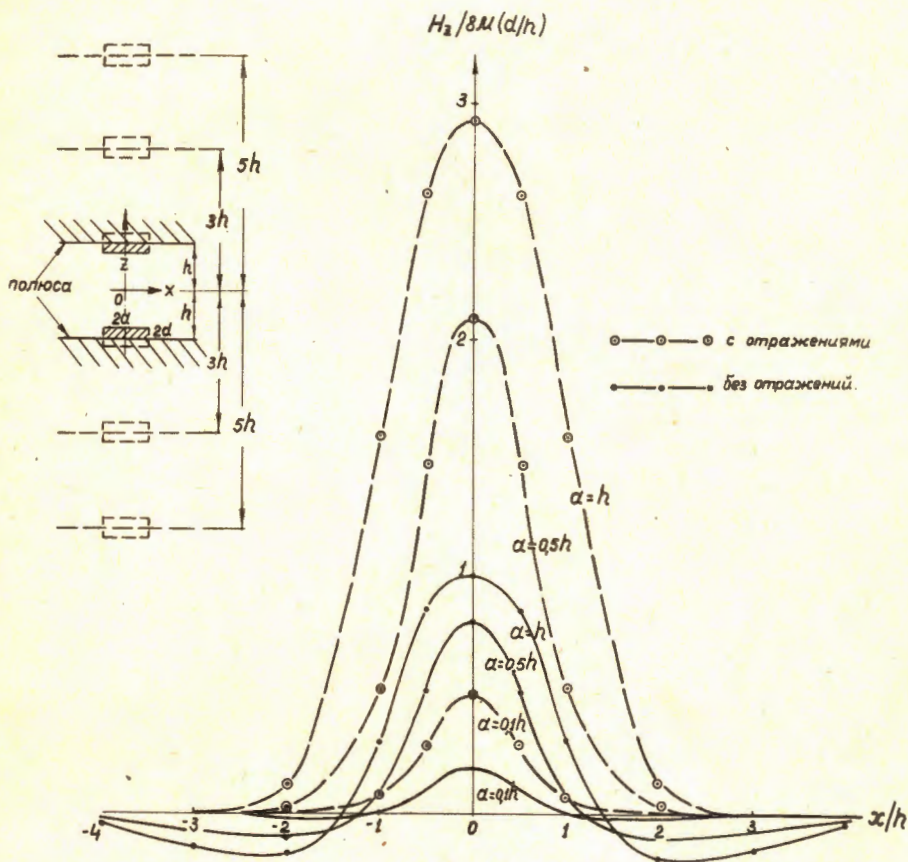


Рис. 1
 Зависимость поля H_z от x/h для плоских шимм (на полюсах магнита)
 Параметры шимм: $\alpha = h$; $\alpha = 0,5h$ и $\alpha = 0,1h$.

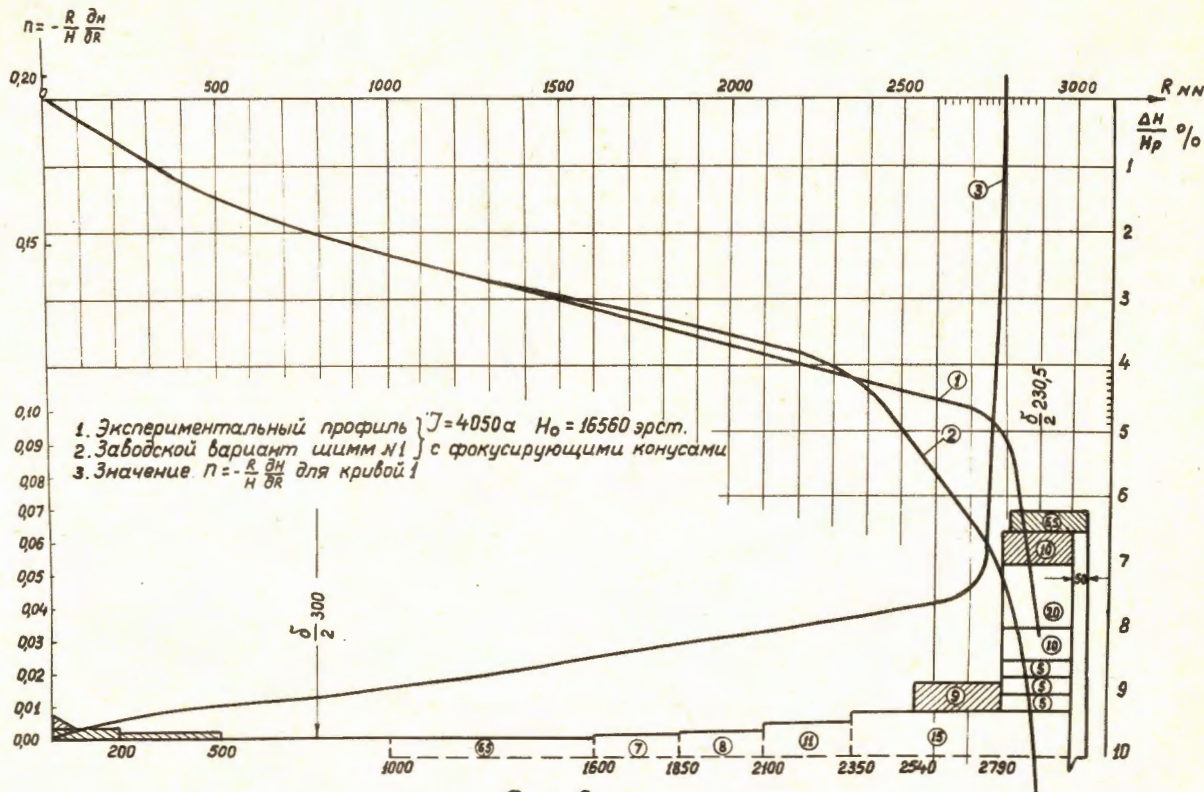


Рис. 2

Радиальный спад напряженности магнитного поля для шестиметрового синхроциклотрона.

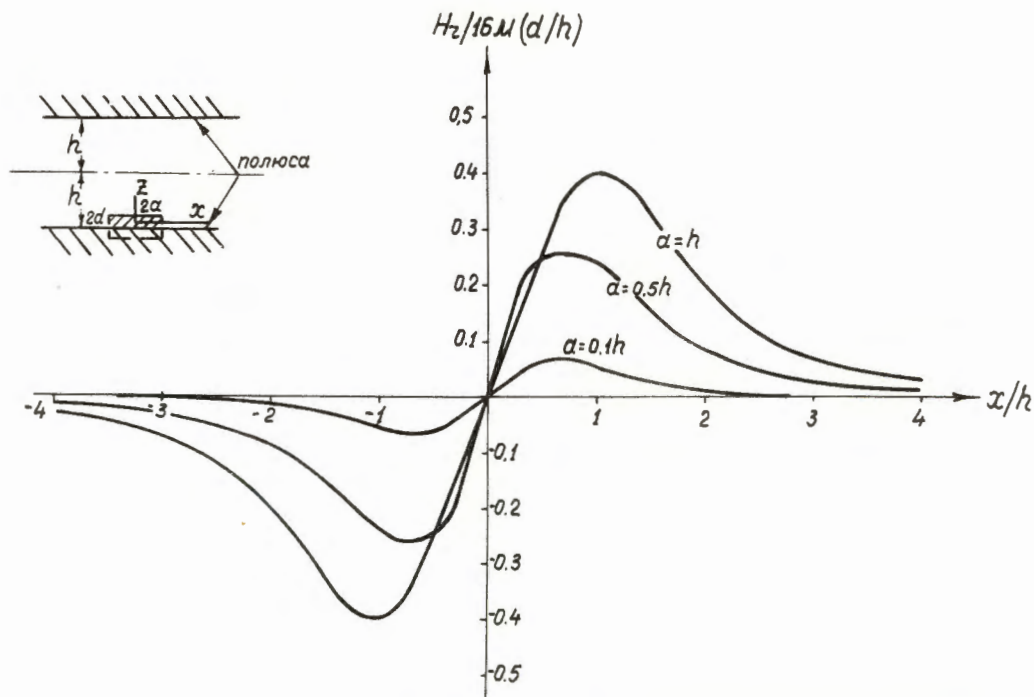
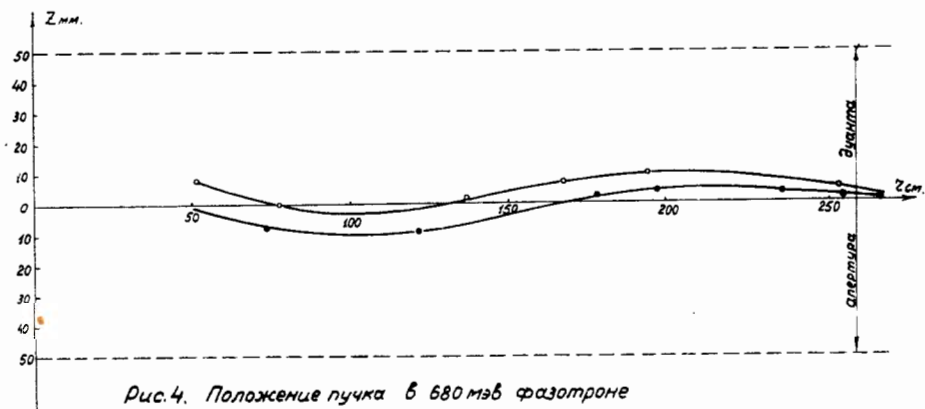


Рис. 3.

Зависимость поля H_z от x/h для плоской шиммы (на полюсе магнита). Параметры шиммы: $a = 0,1h$; $a = 0,5h$ и $a = h$.



- измеренное среднее положение медианной поверхности.
- положение пучка определенное по радиоавтограмм.

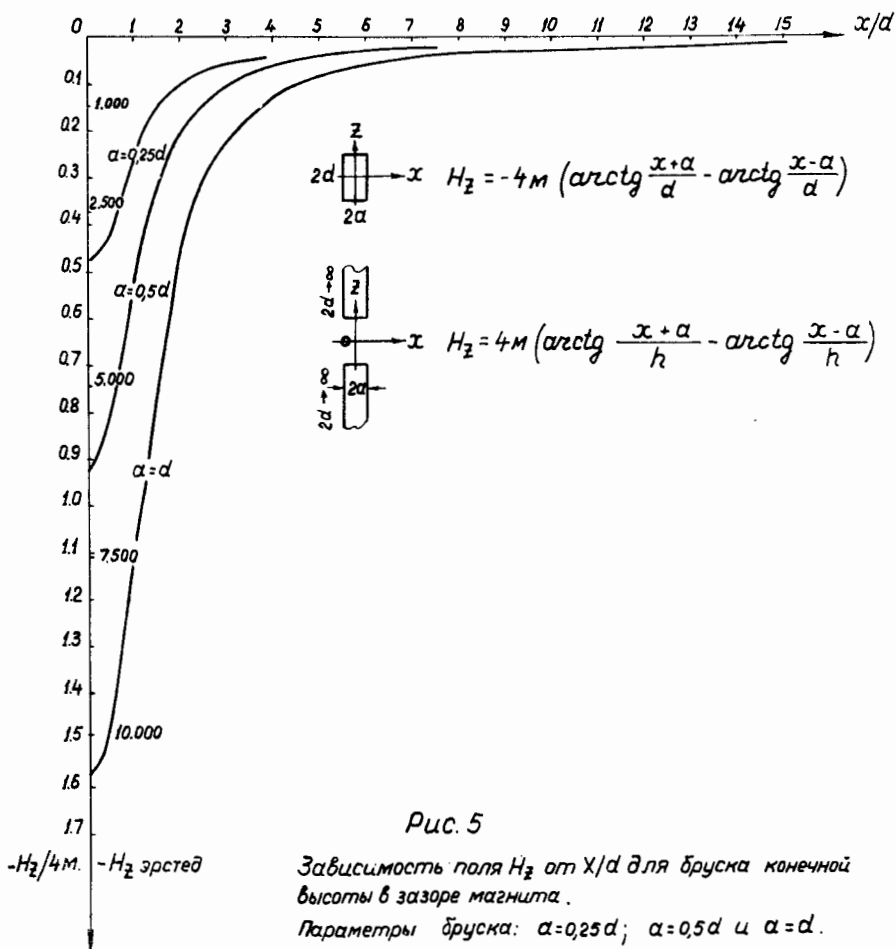


Рис. 5

Зависимость поля H_z от x/d для бруска конечной высоты в зазоре магнита.

Параметры бруска: $\alpha=0.25d$; $\alpha=0.5d$ и $\alpha=d$.

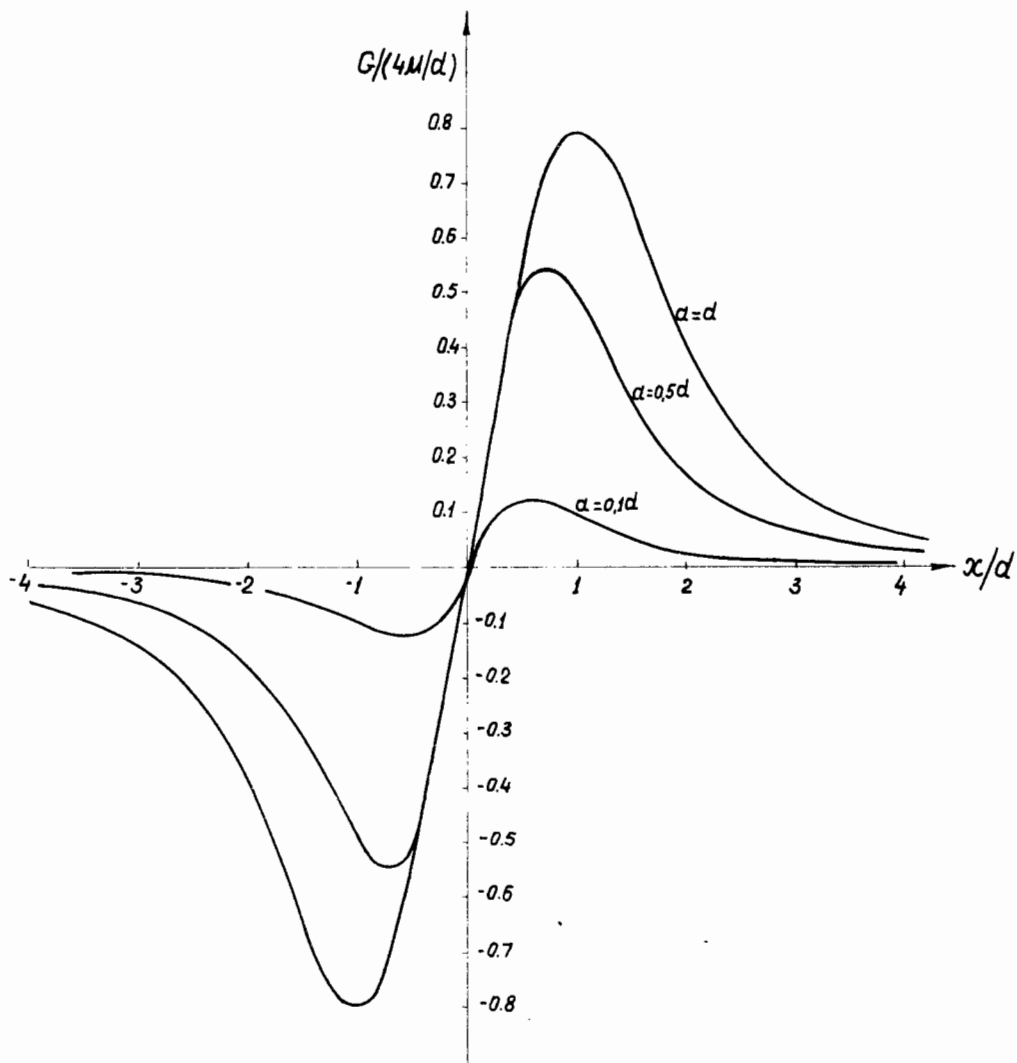
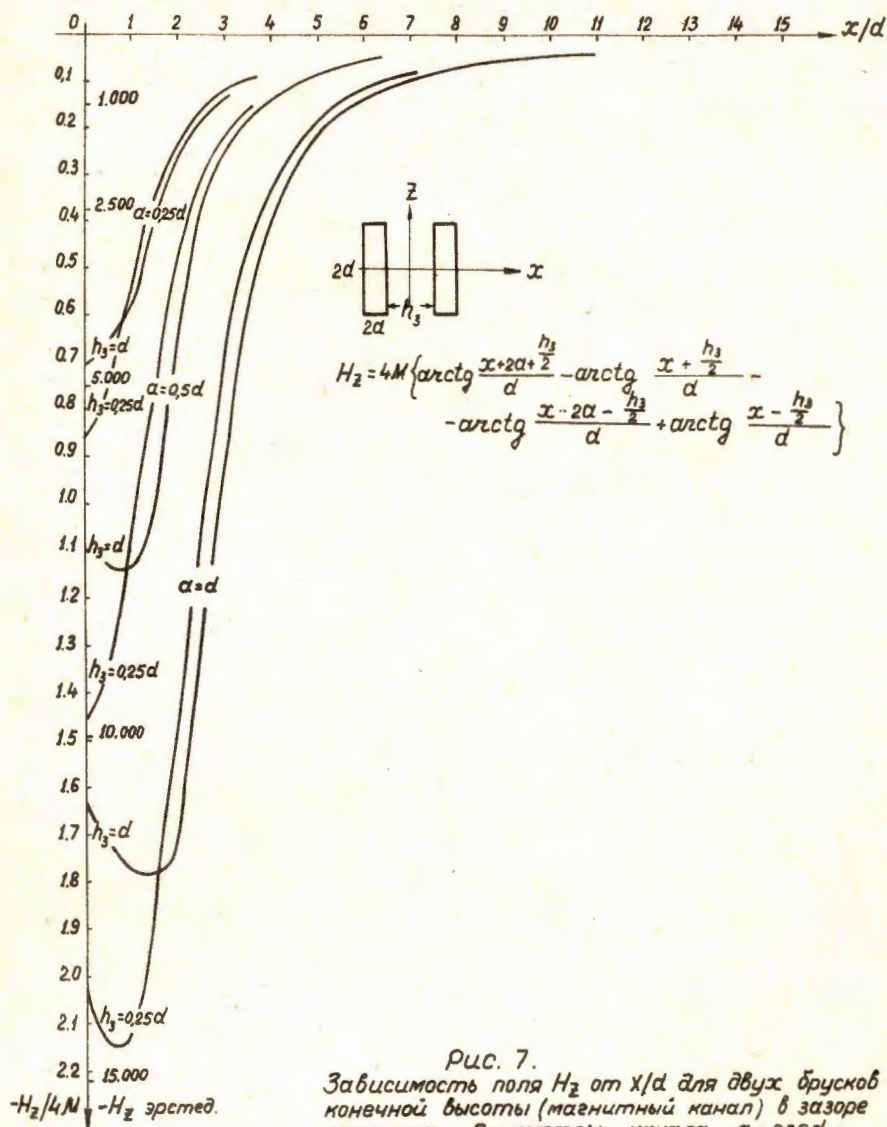


Рис. 6

Зависимость градиента поля G_z от x/d для бруска конечной высоты в зазоре магнита. Параметры бруска: $\alpha = 0,1d$; $\alpha = 0,5d$ и $\alpha = d$.



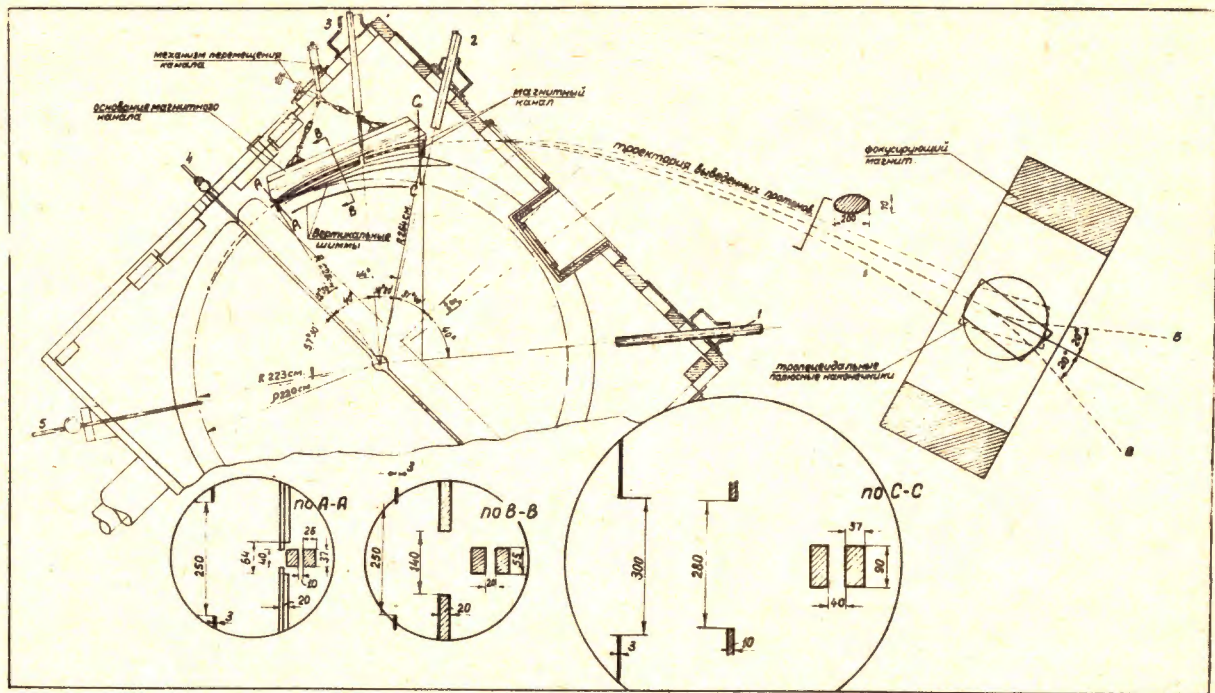


Рис. 8.
 Схема вывода пучка протонов с энергией 480 MeV.

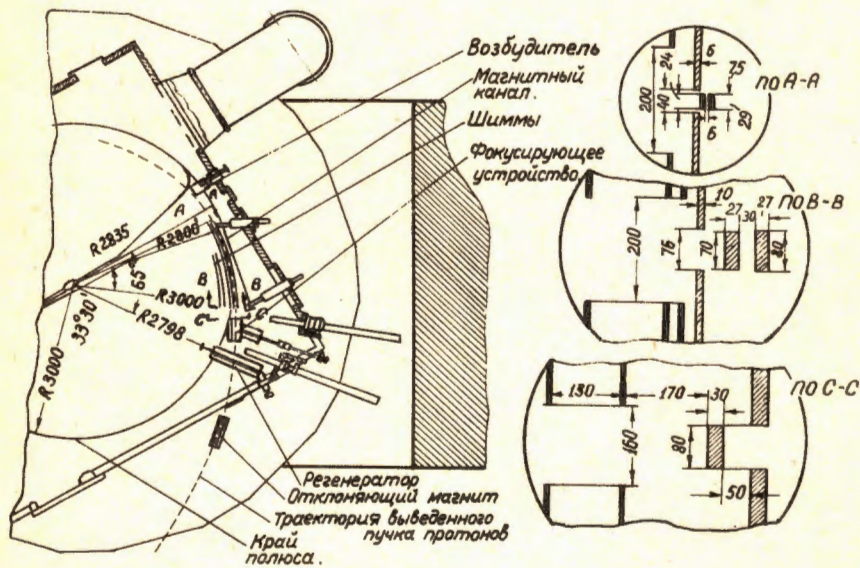


Рис. 9
Схема вывода пучка протонов с энергией 680 Мэв.

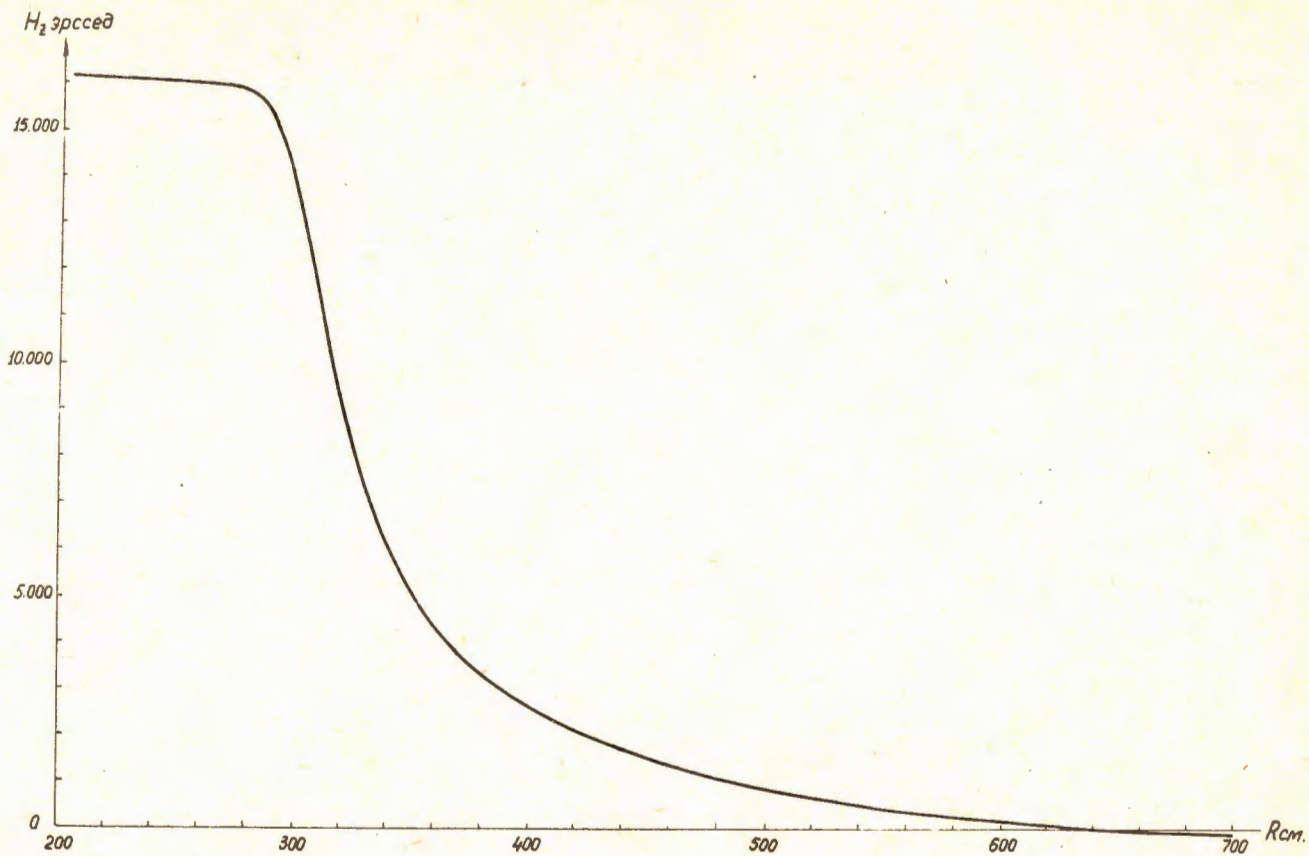
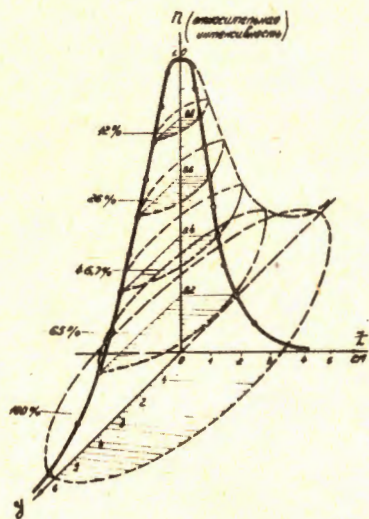


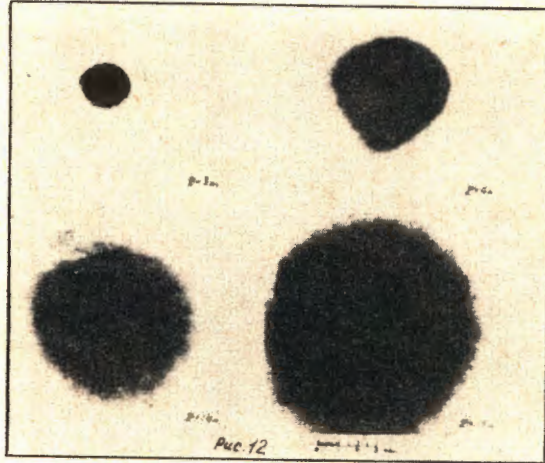
Рис. 10
Зависимость поля H_2 от радиуса R для шестиметрового синхроциклотрона.



Дис. 11

Распределение частиц в протонном пучке на расстоянии 4^2 м. от камеры ускорителя.

Величина фокусировки



Размеры протонного пучка на различных расстояниях от фокусирующих линз.

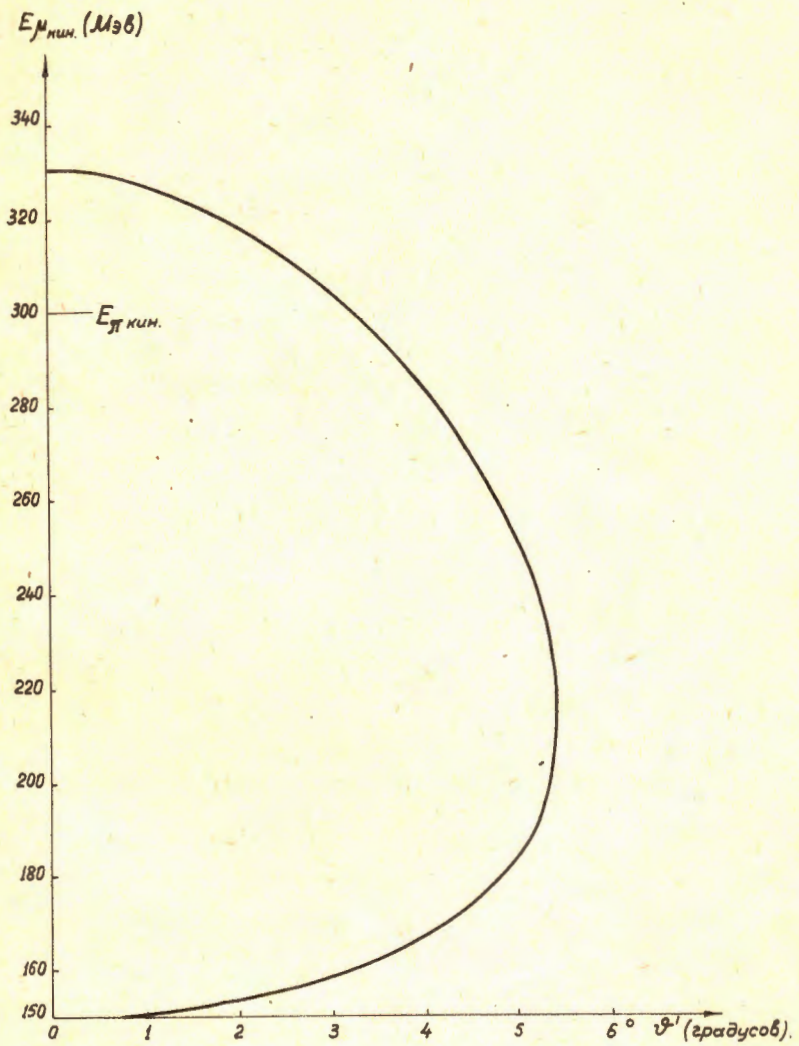


Рис. 13
 Зависимость энергии E_{μ} от угла вылета ϑ' из распада
 300 Мэв π -мезонов в лабораторной системе

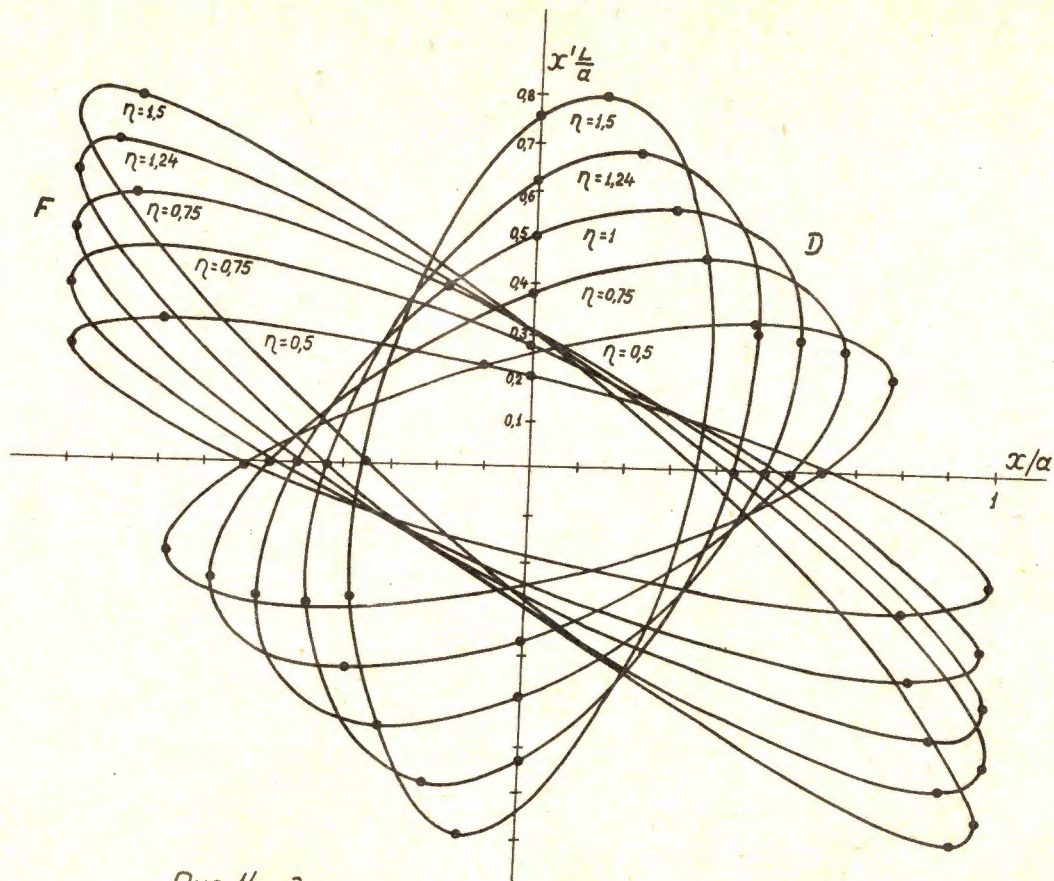


Рис. 14. Эллипсы начальных условий.

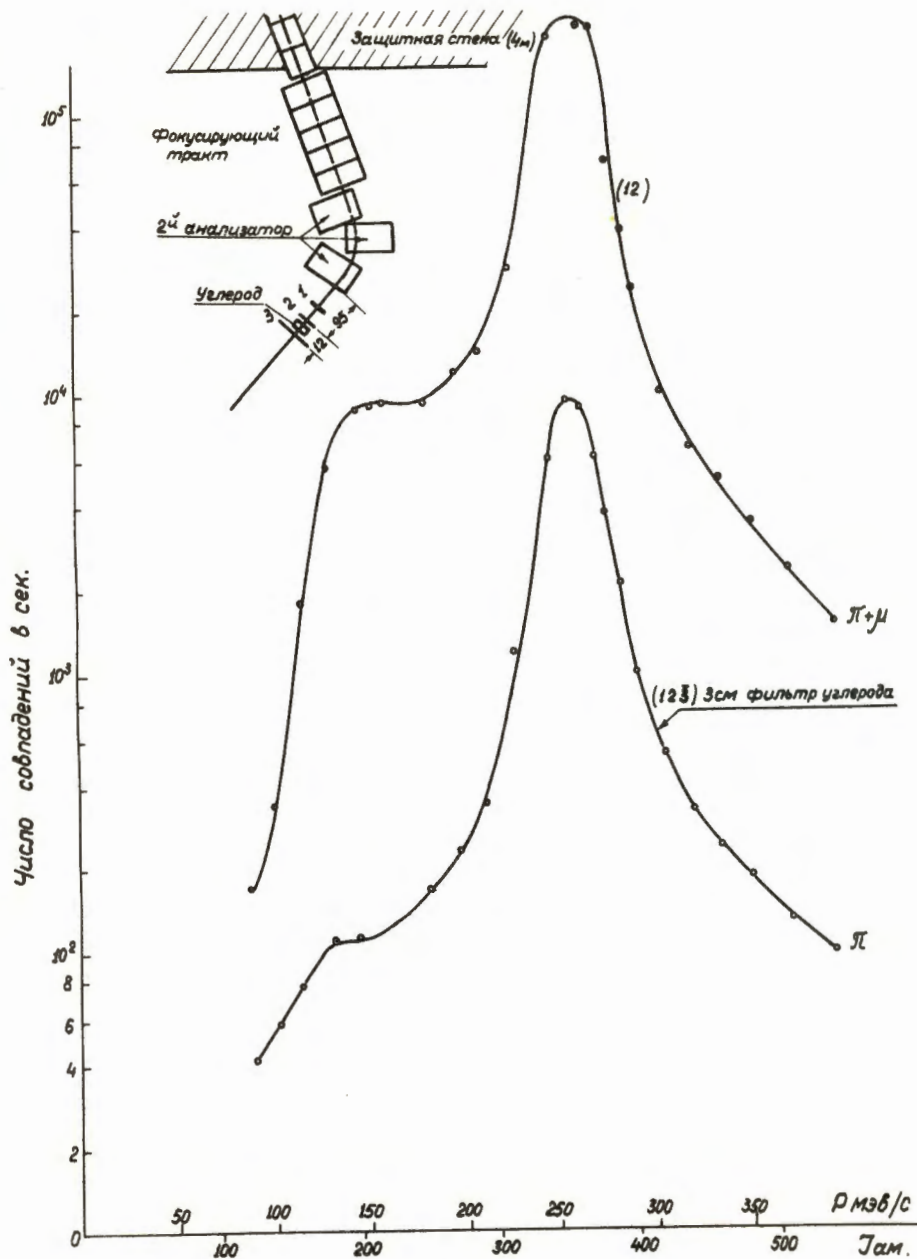


Рис. 15
Зависимость числа совпадений π и $\pi + \mu$ от тока магнита.

ПЛАН ЗДАНИЯ И СХЕМА ПУЧКОВ
 СИНХРОЦИКЛОТРОНА 680 МЭВ ОИЯИ

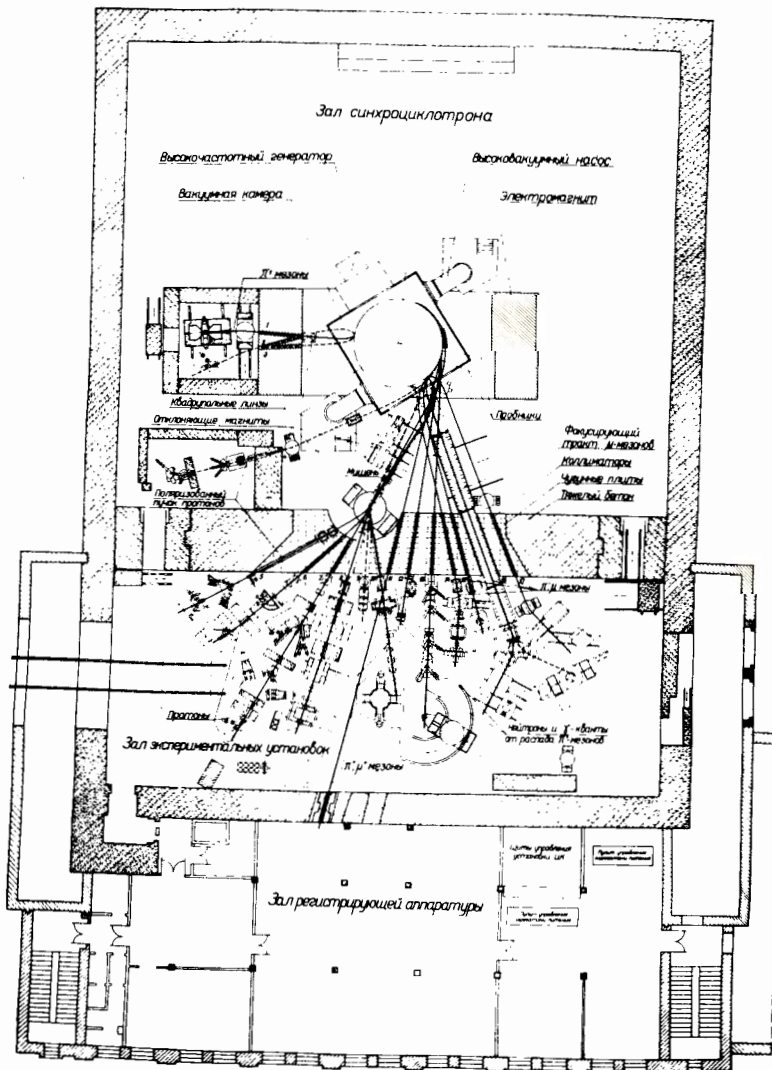


Рис. 16