

Ш-42

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P9 - 4233

И.А.Шелаев, С.И.Козлов, Р.Ц.Оганесян,
С.Г.Фефилова

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ДВУХМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1968

P9 - 4233

Ш-42

И.А.Шелаев, С.И.Козлов, Р.Ц.Оганесян,
С.Г.Фефилова

7665/2

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ДВУХМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Двухметровый изохронный циклотрон ОИЯИ (У-200) предназначен для ускорения тяжелых ионов с отношением $\frac{A}{Z} \geq 2,8$ на фиксированном уровне магнитного поля /1/.

Ускоритель создан в результате реконструкции существовавшего в Лаборатории полуметрового циклотрона тяжелых ионов (У-150) /2/. После замены конических полюсных наконечников цилиндрическими диаметром 200 см конечный радиус увеличился с 67 до 90 см. Благодаря уменьшению среднего воздушного зазора до 100 мм, сближению основных катушек возбуждения и увеличению площади поперечного сечения ярма на 12% удалось поднять магнитное поле до 20 кэ без изменения ампер-витков возбуждения электромагнита. В итоге энергия ионов возросла с 63 до $156 \frac{Z^2}{A}$ (Мэв), т.е. почти в 2,5 раза.

В настоящей работе описаны результаты формирования магнитного поля циклотрона У-200.

Конструктивные элементы

Циклотрон У-200 выполнен на базе электромагнита СП-72А. Полюс электромагнита собран из шести дисков диаметром 200 см и толщиной 90 мм, скрепленных восьмью шпильками М48. Крышки вакуумной камеры, являющиеся одновременно частью полюса, изготовлены из специальных стальных поковок марки СТ-3; содержание примесей в металле кры-

шек следующее: углерод - 0,12%; кремний - 0,07%; марганец - 0,25±0,5%; фосфор - 0,08%; сера - 0,07%. На крышках камеры болтами М24 укреплены дополнительные двухметровые диски толщиной 42 мм.

Между крышкой и полюсом установлены регулирующие стальные пластины толщиной 3 мм, что позволяет юстировать зазор между крышками с точностью $\pm 0,05$ мм путем тщательного подбора толщины регулировочных пластин. Крышка крепится к полюсу двенадцатью болтами М36. Верхний полюс прикреплен к ядру четырьмя шпильками М72, нижний - шестью болтами М36.

В связи с малой величиной воздушного зазора очевидна необходимость использования дуантов, помещенных в долины. В этом случае выбор трехсекторного варианта магнитной структуры влечет за собой применение трех дуантов, что осложняет размещение в магнитном зазоре различного рода пробников и системы вывода. Использование же меньшего числа дуантов вносит несимметрию в ускорение ионов.

Принятая нами магнитная структура с четырьмя секторами и двумя дуантами, установленными в противоположных долинах, оказывается предпочтительнее, так как позволяет без больших изменений сохранить прежнюю резонансную систему: баки, штоки, линии связи. По конструктивным соображениям границы секторов выбраны прямыми. Значение угловой протяженности секторов α_c выбрано равным 45° . При большей α_c уменьшается угловая протяженность дуантов, что снижает эффективность использования ускоряющего напряжения, при меньшей α_c падает величина среднего поля, а для оптимальной вертикальной фокусировки необходимо, чтобы $\alpha_c \approx 35^\circ$ (при поле в холме 25 кэ, долине - 15 кэ). Таким образом, выбранный угол $\alpha_c = 45^\circ$ является компромиссным.

Секторы начинаются с радиуса $R = 5,5$ см и оканчиваются на радиусе $R = 97,5$ см.

В принятой конструкции секторы подняты над поверхностью полюса на 14 мм, что позволяет наиболее простым способом установить непосредственно на полюсе элементы, формирующие изохронную зависимость среднего магнитного поля: кольцевые шиммы и корректирующие катушки. Крепление сектора к крышкам камеры осуществляется тремя бол-

тами M20. Зазор между сектором и полюсом выдерживается с точностью $\pm 0,05$ мм при помощи калиброванных проставок.

Выбор параметров магнитной структуры

Задача формирования магнитного поля изохронного циклотрона заключается в создании поля, обеспечивающего устойчивость движения ионов в вертикальном и радиальном направлениях и изохронность ускорения.

Квадраты частот вертикальных и радиальных бетатронных колебаний в случае секторов с прямыми границами приближенно записываются в виде:

$$\nu_z^2 = -k + F \frac{N^2}{N^2 - 1} + \dots \dots \dots \quad (1)$$

$$\nu_r^2 = 1 + k + \frac{3 N^2}{(N^2 - 1)(N^2 - 4)} F + \dots \dots \dots$$

где

$$F = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{[H(r, \theta) - H(r)]^2}{H^2(r)} d\theta -$$

флаттер магнитного поля, N - число секторов, $H(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} H(r, \theta) d\theta$ -

среднее магнитное поле на радиусе r , $k = \frac{r}{H(r)} \frac{dH(r)}{dr} \approx \frac{2 \frac{E}{E_0}}{1 - 2 \frac{E}{E_0}}$ -

индекс среднего магнитного поля, E - кинетическая энергия иона, E_0 - энергия покоя.

Если выполняется изохронный режим ускорения ионов, то индекс k зависит только от энергии, до которой ускоряются ионы, в то время как значения флаттера определяются параметрами магнитной структуры и могут быть вычислены по результатам измерения магнитного поля.

Величина флаттера, необходимая для обеспечения фокусировки ионов ($\nu_z^2 > 0$, $\nu_r^2 > 1$), ускоряемых до энергии 20 Мэв/нуклон, должна быть не менее 0,055.

Предварительные эксперименты, проведенные на стенде магнитных измерений, позволили определить основные геометрические размеры воздушного зазора У-200. При этом исследовалось влияние геометрии зазора на величину флаттера. При постоянном воздушном зазоре, равном 94 мм, изменялась толщина сектора и определялась вариация магнитного поля

$$f_H = \frac{H_x - H_g}{H_x + H_g}$$

для выбранной геометрической "вариации" $f_r = \frac{\delta_g - \delta_x}{\delta_g + \delta_x}$, где H_x , H_g , δ_x , δ_g - магнитное поле и зазор в холме и долине, соответственно.

Было найдено, что при $\bar{H} = 19,5$ кэ и $f_r = 0,428$ значение вариации поля удовлетворяет условиям фокусировки, т.к. равно 0,25. Величины воздушных зазоров в долине δ_x и холме δ_g должны быть равны 150 и 60 мм соответственно, высота сектора выбрана равной 46 мм, поэтому зазор в холме составляет 30 мм (с учетом зазора 14 мм между сектором и крышкой камеры).

Для ускорения ионов до энергии 20 Мэв/нуклон ($k \approx 0,045$) значение радиального градиента среднего магнитного поля при сохранении условий устойчивости аксиальных и радиальных колебаний должно лежать в пределах $0 < \frac{dH(r)}{dr} < 12$ э/см, а для выполнения условия изохронного ускорения ионов до той же энергии величина $\frac{dH(r)}{dr}$ должна быть равна 9,3 э/см вблизи конечного радиуса, что в целом налагает жесткие требования на точность формирования и измерения магнитного поля.

Измерение магнитного поля

При формировании магнитного поля ставилась задача получения нужной конфигурации с помощью только железных масс. В этом случае среднее магнитное поле должно быть выполнено с высокой точностью.

Так как приближение к нужному распределению осуществляется путем измерения и последующей коррекции поля, то объем магнитных измерений довольно высок. Поэтому необходимо использование точной и быстродействующей методики измерения.

Разработанная в Лаборатории полуавтоматическая методика измерения магнитного поля отвечает таким требованиям /3/. Она позволяет измерять среднее магнитное поле с точностью ± 1 э на уровне $H = 20$ кэ. Скорость измерения при этом равна 2,5 сек на точку.

Магнитное поле измерялось с помощью датчика Холла, расположенного на измерительной штанге. Конструкция штанги обеспечивает установку датчика по радиусу с шагом $(10,0 \pm 0,0) \pm 0,1$ мм и автоматическое измерение поля в точках, отстоящих по азимуту на $(1,875 \pm 0,003)^\circ$. Измерение поля осуществлялось в двух направлениях по азимуту (по и против часовой стрелки).

С целью выяснения повторяемости результатов измерений проводились контрольные опыты, которые показали, что наибольшее отличие измеренных значений поля приходится на точки наибольшего градиента. Это объясняется тем, что цифровой вольтметр, измеряющий э.д.с. Холла, имеет конечное время срабатывания. Ошибка в определении среднего поля на данном радиусе при этом не превышает $\pm 0,5$ э, т.к. погрешности измерения поля в двух точках наибольшего градиента (при измерении на элементе периодичности) имеют разные знаки из-за разного направления градиента.

Результаты контрольных опытов приведены в таблице 1, где в первой колонке даны номера точек по азимуту, в следующих - поле в точках измерения, причем \vec{H} и \overleftarrow{H} - значения полей при движении датчика в разных направлениях. Результаты измерений приведены для радиуса $R = 80$ см.

Результаты формирования магнитного поля

В изохронном циклотроне зависимость среднего поля от радиуса определяется выражением:

$$H_{из}(r) = H_0 \frac{1 + \sigma(r)}{1 - \left\{ \frac{\omega_0}{c} r [1 + \sigma(r)] \right\}^2}, \quad (2)$$

где H_0 - поле в центре, $\omega_0 = \frac{ZeH_0}{Amc}$ - угловая частота обращения ионов,

$$\sigma(r) \approx - \frac{1}{(1-k)(N^2-1)} \left(F + \frac{r}{2} \frac{dF}{dr} \right),$$

N - число секторов, c - скорость света.

Подъем среднего магнитного поля по радиусу осуществляется кольцевыми железными шиммами. Окончательные размеры шимм устанавливались экспериментально при помощи набора кольцевых шимм толщиной 1 мм с разными радиальными размерами. Ориентировочная высота шимм определялась расчетным путем. Рассчитывалась H_z составляющая напряженности магнитного поля от пар кольцевых шимм конечной высоты с последующей суперпозицией их полей /4/.

На рис. 1 изображена экспериментальная кривая вклада кольцевой шиммы в среднее поле и его основные геометрические размеры. Кружками отмечены расчетные значения поля от шиммы. Как видно, совпадение эксперимента с расчетом лежит в пределах 10%. На том же рисунке показаны отдельно поле в холме и долине от кольцевой шиммы, измеренное экспериментально (штриховая линия - вклад шиммы в среднее поле). Вклад шиммы в холме меньше, чем в долине, что объясняется экранирующим влиянием сектора. Эти расчеты и эксперименты позволили сформировать среднее поле с отклонением от изохронного в 50 ± 200 э. Более точная коррекция поля кольцевыми шиммами оказывается затруднительной из-за высокой точности, с которой требуется подобрать и изготавливать ступени шиммы, поэтому дальнейшая доводка среднего поля осуществлялась изменением угловой протяженности сектора /5/.

На рис. 2 показано распределение магнитного поля по азимуту для нескольких радиусов. Изменение среднего поля $\Delta \bar{H}$ на данном радиусе

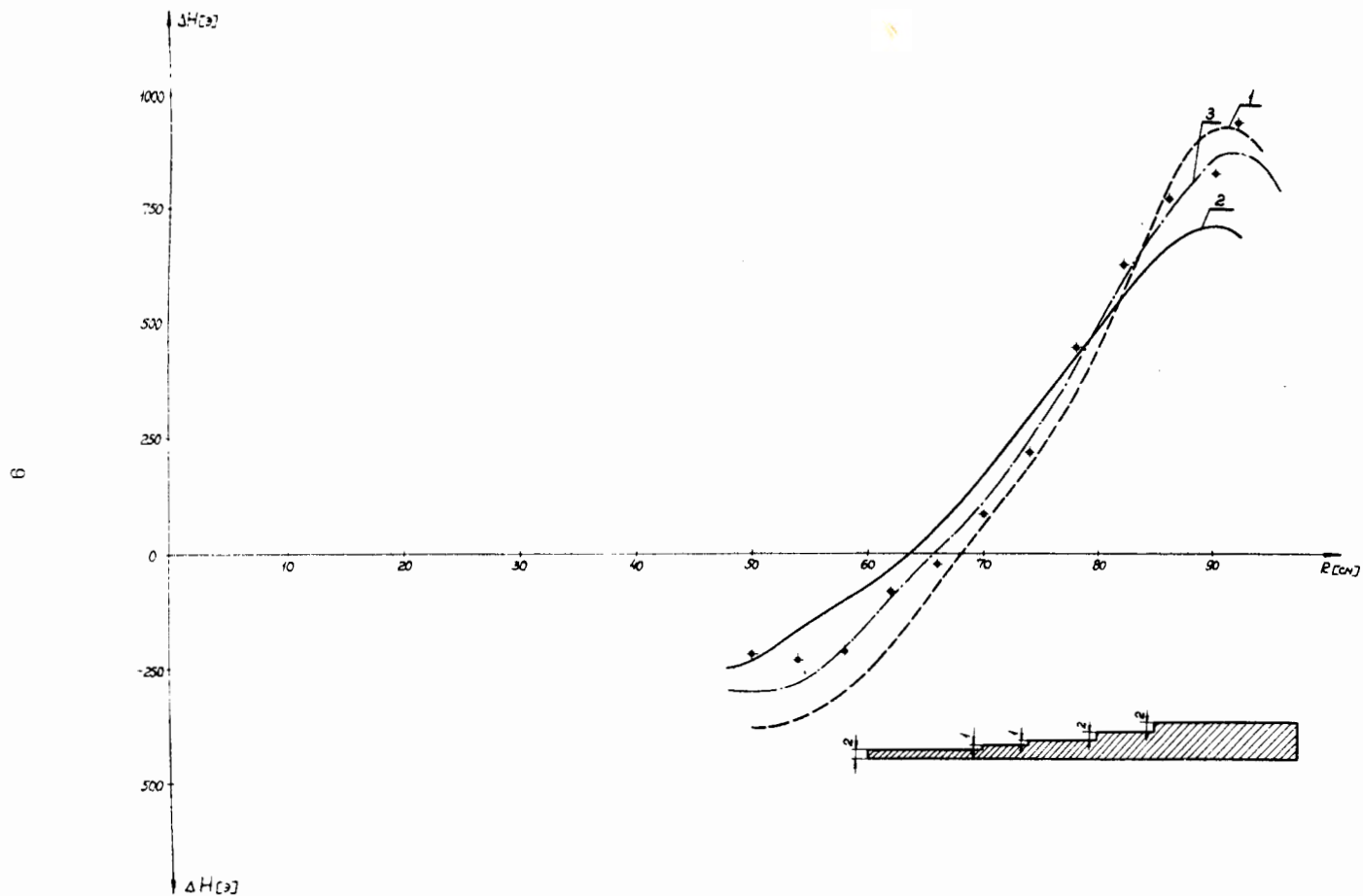


Рис. 1. Распределение магнитного поля от кольцевой шиммы ($I_M=1200a$).
 1 - поле в долине; 2 - поле в холме; 3 - среднее поле. Кружками отмечены расчетные значения.

В при изменении азимутального размера сектора на x с достаточной точностью определяется выражением:

$$\overline{\Delta H} = \frac{2}{\pi} \frac{x}{R} (H_x - H_g). \quad (3)$$

В нашем случае это дает около 10 эрстед на 1 мм дуги сектора в районе конечных радиусов. Изменение величины флаттера при этом незначительно.

Для исправления малых ошибок поля (100 + 200 э) этот метод более эффективен, чем метод шиммирования кольцами, так как он позволяет быстро и с высокой точностью рассчитать размеры шиммирующих элементов. Регулирование азимутальной протяженности сектора производилось путем искривления только одной его границы.

Необходимо отметить, что выражение (3) хорошо выполняется и для начальных радиусов, где распределение поля по азимуту не столь близко к трапеции.

Наиболее сложной задачей в нашем случае оказалось формирование поля в центральной области ускорителя, где сталкиваются два противоречивых требования: для размещения ионного источника и вытягивающего электрода необходимо оставить плоский участок, а для обеспечения необходимой вертикальной фокусировки требуется получать возможно быстрый рост величины флаттера по радиусу в центре. Кроме того, формирование поля в центре осложняется наличием в полюсном наконечнике вертикального отверстия, служащего для ввода источника в вакуумную камеру циклотрона.

Аналитический расчет распределения магнитного поля в центральной области крайне затруднителен из-за большого числа элементов, формирующих центр, поэтому для быстрого внесения изменений в геометрию центра эта область, диаметром $\phi = 200$ мм, делалась съемной. Так как секторы начинаются с радиуса $R = 5,5$ см (что дает быстрый рост флаттера), то поле в центре оказывается примерно на 900 эрстед меньше, чем на радиусе $R = 15 + 20$ см, если воздушный зазор оставить равным среднему. Выравнивание этого провала производилось уменьшением зазора в центре до 84 мм с помощью набора тонких кольцевых шимм.

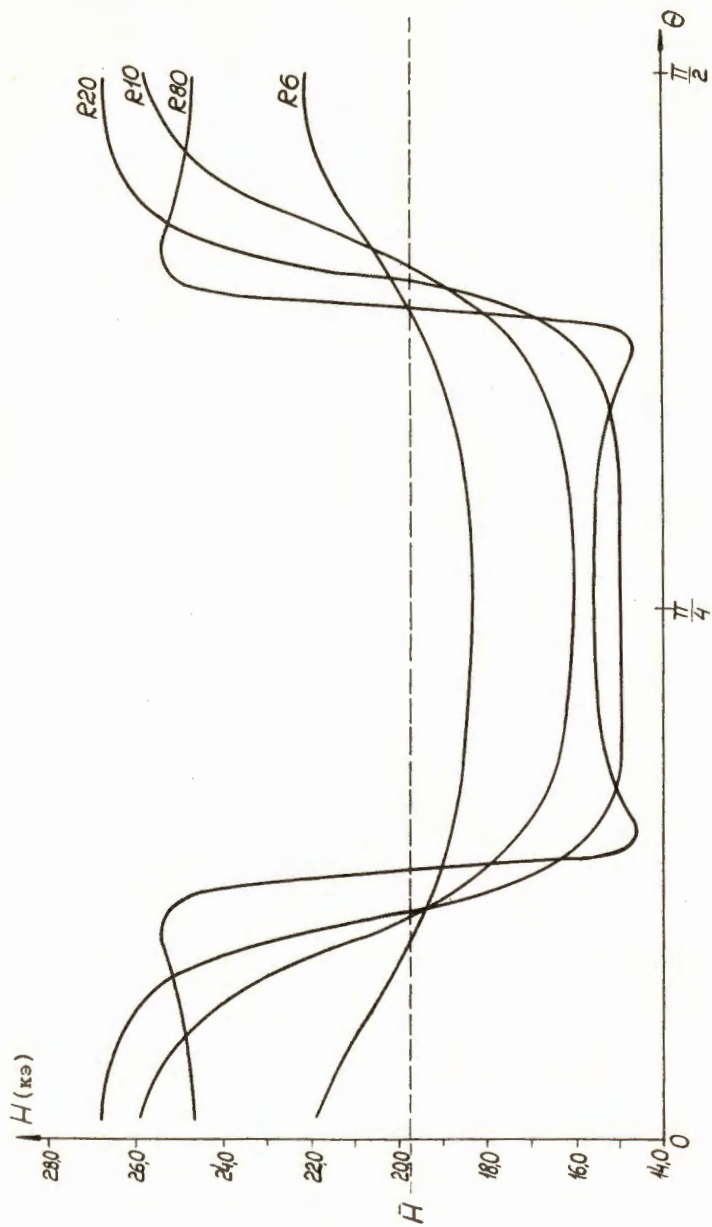


Рис.2. Распределение магнитного поля по азимуту.

На рис. 3 приведены основные размеры центральной секторно-кольцевой шиммы, а также показано отверстие под ионный источник.

Эксперименты, выполненные на стенде магнитных измерений, показали, что отверстие диаметром $\varnothing=45$ мм в полюсном наконечнике вносит большие возмущения в распределение магнитного поля в центральной области.

Для центрирования начальных орбит источник должен быть смещен на расстояние порядка 3 см от геометрического центра циклотрона, поэтому кроме снижения уровня среднего поля отверстие вносит дополнительные возмущения в виде низких гармоник.

После анализа этих экспериментов диаметр отверстия был уменьшен с 45 до 28 мм, что повлекло за собой изменение конструкции ионного источника.

На рис. 4 показано влияние отверстий в полюсе на распределение поля в центре (кривые 2 и 3 для отверстий диаметром 28 и 45 мм, соответственно).

Компенсация низших гармоник, возникающих из-за наличия отверстия, осуществляется двумя парами азимутальных катушек, разнесенных на угол 90° и расположенных на радиусе $R = 20$ см.

На рис. 5 приведено среднее магнитное поле и флаттер, сформированные для ускорения ионов с различным отношением $\frac{A}{Z}$. Пунктиром показаны расчетные зависимости $H_{из}(r)$ для тех же $\frac{A}{Z}$. Отклонение реального распределения поля от изохронной зависимости приводит к сдвигу фазы в процессе ускорения и определяется выражением [8]:

$$\Delta \sin(\rho) = - \frac{2 \pi n}{\epsilon_0} \int_0^{\rho} \Delta b(\rho) (1 + \sigma + \rho \sigma') \rho d\rho, \quad (4)$$

где

$$\epsilon_0 = \frac{\Delta E}{A m_0 c^2},$$

$\Delta E = 4 Z e U_g \sin \frac{n \pi}{8}$ - набор энергии за оборот, U_g - напряжение на дуанте, n - номер гармоники ускоряющего напряжения,

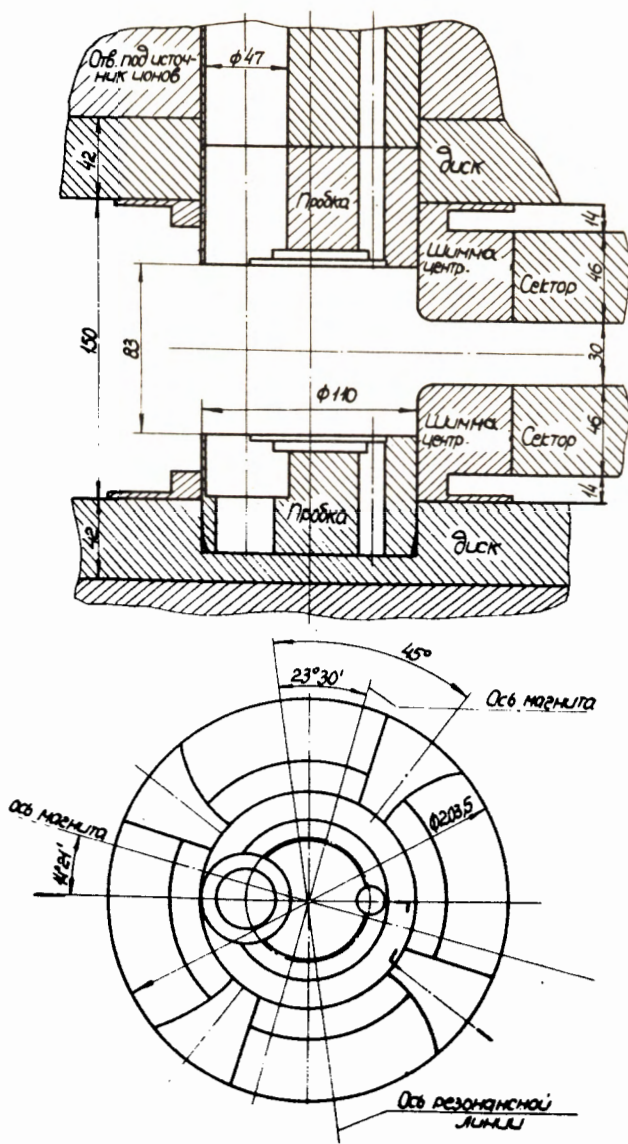


Рис.3. Центральная секторно-кольцевая шимма.

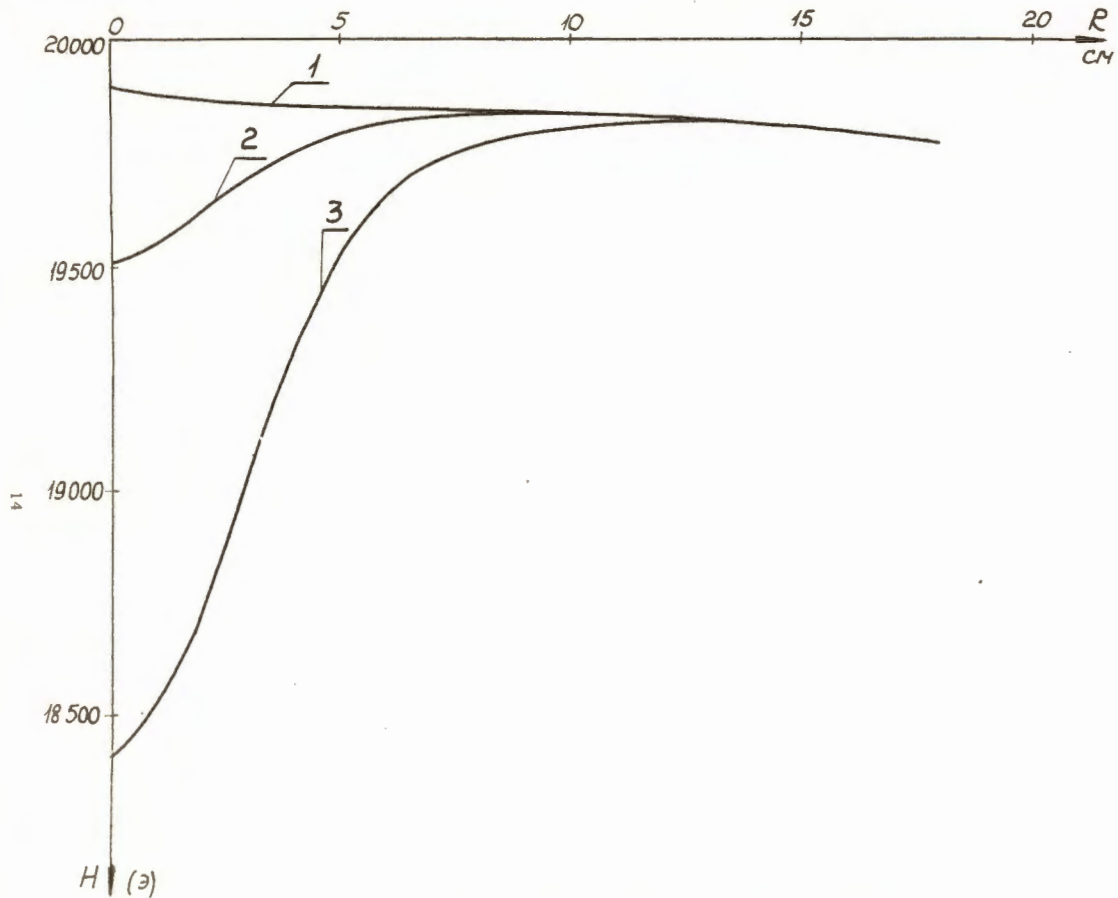


Рис.4. Распределение магнитного поля в центральной области при наличии отверстий в полюсном наконечнике, 1 - без отверстия; 2 - отверстие $\varnothing = 28$ мм; 3 - $\varnothing = 48$ мм.

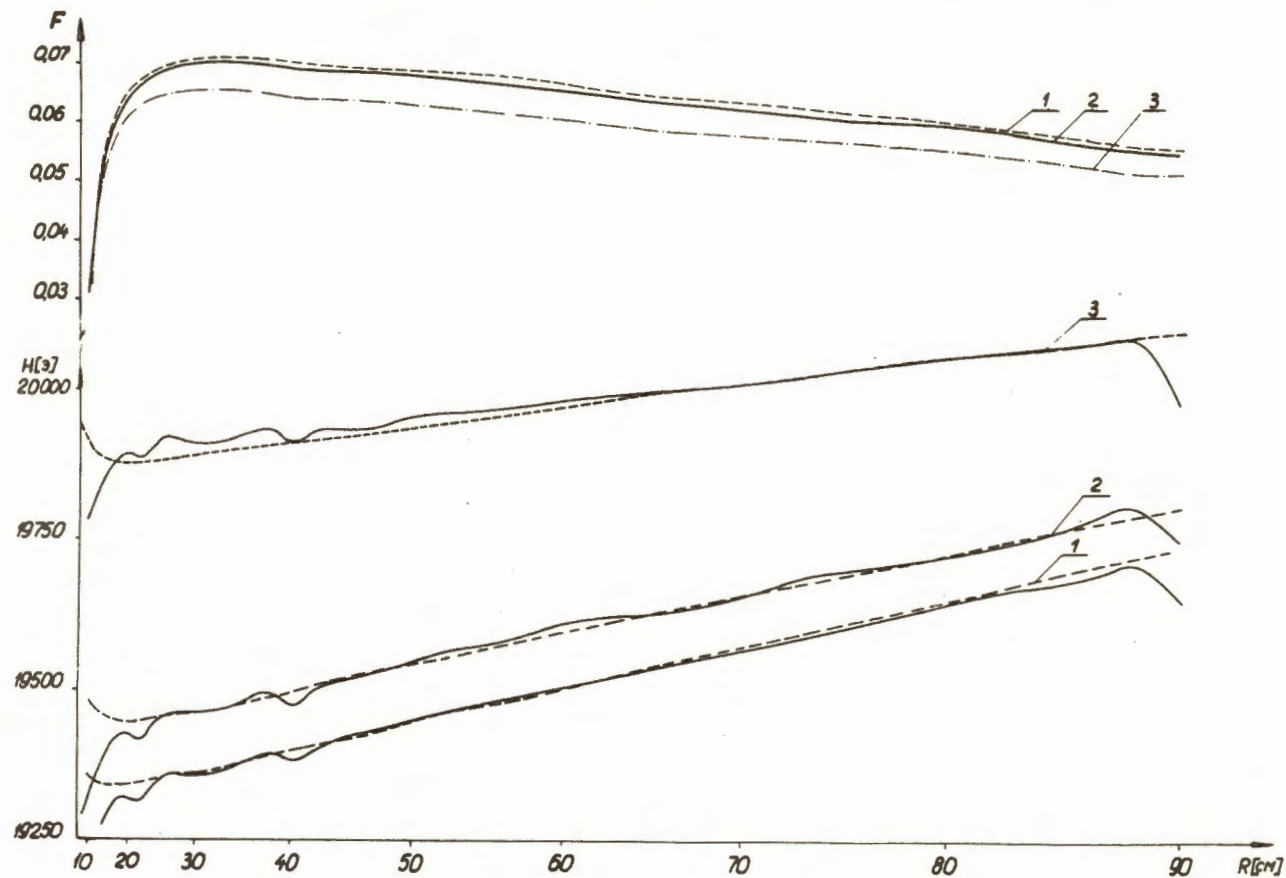


Рис.5. Зависимость среднего магнитного поля и флаттера для различных ионов. Кривые 1,2,3 для ионов с отношением $\frac{A}{Z} = 2,8; 3,2; 4$, соответственно.

$$\Delta b(\rho) = \frac{\Delta H(\rho)}{H_0}$$

$$\Delta H(\rho) = H_{из}(\rho) - H_p(\rho)$$

$$\rho = \frac{\omega}{c} R.$$

Ионы с отношением $\frac{A}{Z}$ в диапазоне $2,8 + 4,2$, ускоренные на II гармонике высокочастотного напряжения при $U_{г} = 75$ кв, совершают около 270 оборотов. Если ограничить сдвиг фазы иона, вызванный нестабильностью магнитного поля и частоты ускоряющего напряжения, значением $\Delta \sin \phi(\tau) \leq 0,1$, то точность поддержания этих величин должна быть не хуже $5 \cdot 10^{-5}$, что при уровне среднего поля 20 кэ составляет ± 1 э.

В рабочем диапазоне полей зависимость величины поля от изменения тока магнита составляет 3 э/а, поэтому стабильность тока в главной обмотке возбуждения должна быть не хуже $3 \cdot 10^{-4}$. Это позволяет использовать стандартную стойку стабилизации тока БТ-4.

Фазовое движение ионов, вызванное отклонением реального поля от изохронного, для 3-х частиц с $\frac{A}{Z} = 2,8; 3,2; 4$ показано на рис. 6. Начальное значение фазы выбрано равными 0° . На конечных радиусах фаза иона близка к нулю, что существенно для вывода частиц из циклотрона, т.к. набор энергии ионом в этом случае максимален.

Выражение (2) можно приближенно представить в виде:

$$H_{из}(\tau) \approx H_0 + \frac{1}{2} \beta^2(\tau) H_0 = H_0 + \Delta H(\tau). \quad (5)$$

Из рис. 5 видно, что при изменении тока в катушках возбуждения электромагнита изменение поля в центре и на краю различно. Последнее обстоятельство дает возможность ускорять ионы в широком диапазоне $\frac{A}{Z}$ без применения корректирующих катушек. Так, например, при значении поля в центре $H_0 = 19880$ э, $\Delta H = 240$ э, а при $H_0 = 19330$ э, $\Delta H = 346$ э, что позволяет в первом случае ускорять ионы до энергии 12 Мэв/нуклон, а во втором - до 18 Мэв/нуклон.

Частотный диапазон генератора $f = 14,2 + 21,8$ Мгц позволяет ускорять ионы с $\frac{A}{Z} > 4,2$, используя III + VI гармоники высокочастот-



Рис.6. Фазовое движение ионов. 1 - $\frac{A}{Z} = -2,8$; 2 - $\frac{A}{Z} = 3,2$; 3 - $\frac{A}{Z} = 4$.

ного напряжения, но изохронность ускорения должна обеспечиваться в этом случае корректирующими катушками. Результаты расчетов частот радиальных ν_r и аксиальных ν_z колебаний в зависимости от радиуса, выполненных по аналитическим выражениям /7/ для случая вышеуказанных полей, приведены на рис. 7. Обработка всех данных магнитных измерений и расчеты параметров орбит производились на электронно-вычислительных машинах типа "Минск-22", "БЭСМ-4" и "М-20".

При формировании производились также измерения, связанные с определением вклада секторов в среднее поле при различных их положениях относительно поверхности полюса.

На рис. 8 показано распределение магнитного поля по радиусу для "голых" полюсов при трех значениях тока возбуждения магнита и воздушном зазоре, равном 150 мм. Вклад секторов в магнитное поле для различных радиусов показан на рис. 9 (поднятые сектора + центральная секторно-кольцевая шимма).

В том случае, когда секторы опущены на поверхность полюса, вклад их в среднее поле несколько меньше, что видно из рис. 10, где $\overline{\Delta H} = \bar{H}_{\text{опущ.}} - \bar{H}_{\text{подн.}}$. Значения флаттера при двух различных положениях секторов также различны, что показано на рис. 11 (кривые 1,2 - секторы подняты; 3,4 - секторы опущены). Этот эффект объясняется различным распределением поля в холме и долине для этих двух случаев (рис. 12). При этом влияние секторов на величину поля в центре также различно.

З а к л ю ч е н и е

Результатом работ по формированию магнитного поля двухметрового изохронного циклотрона явилось создание магнитной структуры, обеспечивающей устойчивое и изохронное ускорение ионов. Выбранная магнитная система обладает большой экономичностью, так как при относительно небольшом увеличении тока в основных катушках возбуждения получено среднее магнитное поле 20 кэ. Ускорение ионов в широком диапазоне изменения $\frac{A}{Z}$ возможно осуществить, применяя маломощные корректирующие катушки.

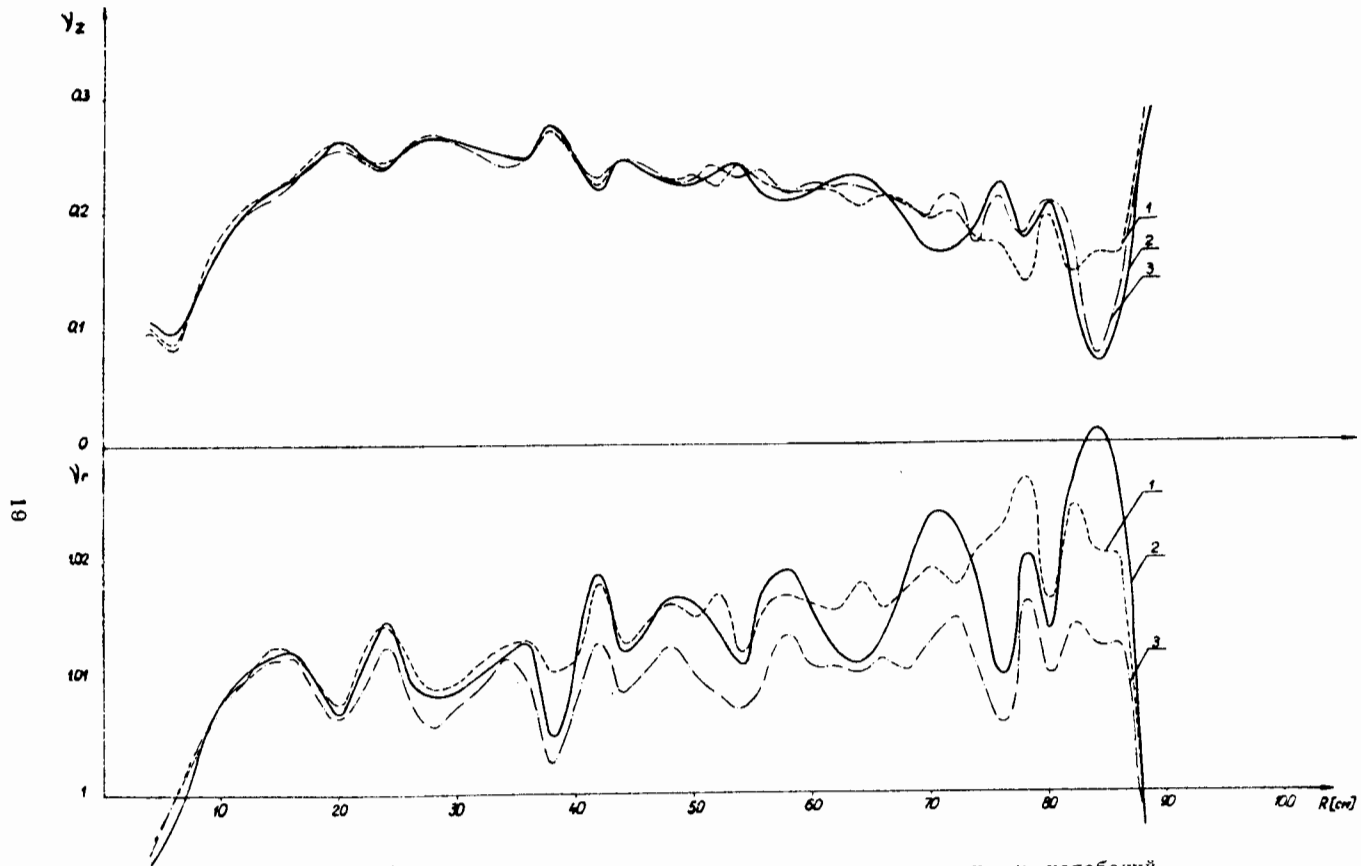


Рис.7. Зависимость частот радиальных ν_r и аксиальных ν_z колебаний от радиуса. 1 - $\frac{A}{L} = 2,8$; 2 - $\frac{A}{L} = 3,2$; 3 - $\frac{A}{L} = 4$.

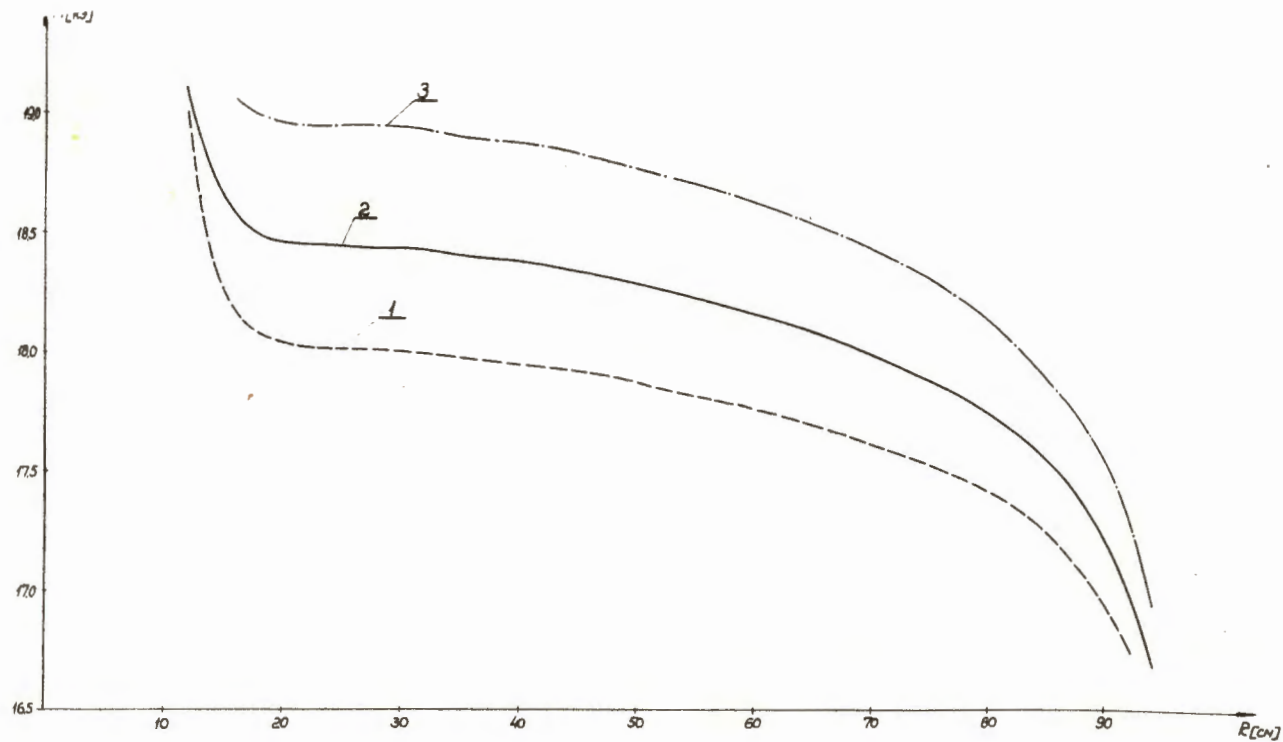


Рис.8. Распределение магнитного поля по радиусу для "голых" полюсов при нескольких значениях токов возбуждения магнита. Кривые 1,2,3 для $I_M = 1100$ а, 1200 а, 1350 а, соответственно.

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. Г.Н. Флерову за постоянный интерес к этой работе, М.П. Бургарель (Франция, ОРСЭ) – за полезные советы и ценные дискуссии при выборе основных параметров магнитной системы, Г.М. Куликовой, Х.Р. Нарзиеву, В.А. Акимову, Б.А. Кледину – за помощь при проведении магнитных измерений.

Л и т е р а т у р а

1. И. А. Шелаев, С.И. Козлов, Р.Ц. Оганесян, Ю.Ц. Оганесян, В.А. Чугреев. Препринт ОИЯИ 9-3988, Дубна 1968.
2. Б.А. Загер и др. Препринт ОИЯИ 1958, Дубна 1964.
3. Э.Г. Имаев, С.И. Козлов, Р.Ц. Оганесян, С.Г. Фефилова, И.А. Шелесев, Л.П. Челноков. Препринт ОИЯИ 9-3713, Дубна 1968.
4. В.И. Данилов. Диссертация Дубна, 1959.
5. V.L.Cohen et al. Nucl. Instr. and Meth., 6,2, (1960).
6. A.A.Garren. Nucl. Instr. and Meth., 18-19, 309 (1962).
7. H.L.Hagedoorn, N.F.Verster. Nucl. Instr. and Meth. 18-19, 228(1962).

Рукопись поступила в издательский отдел

29 декабря 1968 года.

ТАБЛИЦА I.

№ точек	\bar{H}	\bar{H}	\bar{H}	\bar{H}	\bar{H}
I	I5820	I5822	I5820	I5822	I5822
2	I58I3	I58I7	I58I3	I58I2	I58I4
3	I5789	I5788	I5792	I579I	I5789
4	I5733	I5732	I5734	I5734	I5733
5	I5648	I5652	I6652	I5654	I5650
6	I5550	I5552	I5553	I5552	I5552
7	I5436	I5427	I5436	I5438	I5436
8	I5289	I5292	I5289	I5294	I5289
9	I5079	I5082	I5079	I5079	I5080
IO	I4797	I4802	I4798	I4799	I4796
II	I4864	I4869	I4858	I4868	I4864
12	I9600	I9598	I9603	I9604	I959I
13	24968	24979	24969	24975	24969
14	2555I	25568	25552	25570	25554
15	25459	25465	25460	25468	25460
16	25358	25359	25358	2536I	25359
17	25I5I	25I5I	25I48	25I53	25I50
18	25035	25035	25036	25035	25034
19	24938	24938	24939	24939	24934
20	24826	2482I	24830	24827	24827
2I	24745	24744	24745	24746	24743
22	24728	24728	2473I	24728	24727
23	24685	24687	24685	24685	24684
24	24699	24698	24700	24698	24696
25	247I5	247I7	247I6	247I8	247I6
26	24755	24756	24754	24758	24754
27	24769	2477I	24770	24772	24769
28	24896	24897	24897	24899	24898
29	250I8	250I8	250I9	250I9	25020
30	25I60	25I60	25I56	25I60	25I56
3I	25330	25330	25328	25329	25329
32	25467	25466	25467	25468	25468
33	25446	2544I	25446	25442	25447
34	25025	25022	2503I	250I9	25030
35	20505	20496	20508	20489	20494
36	I5076	I506I	I5076	I5056	I5076
37	I4839	I4832	I4840	I4833	I4840
38	I5I09	I5I06	I5I08	I5I02	I5I08
39	I533I	I5332	I5332	I5332	I533I
40	I5498	I550I	I5498	I550I	I5499
4I	I5622	I5623	I562I	I5622	I562I
42	I5708	I57I0	I57I0	I57I0	I5708
43	I5775	I5776	I5775	I5775	I5774
44	I582I	I582I	I582I	I5822	I5820
45	I5856	I5855	I5854	I5857	I5853
46	I5878	I588I	I5880	I588I	I5878
47	I5893	I5893	I5892	I5892	I5892
48	I5898	I5899	I5899	I5899	I5900
<i>Σ</i> _{ср}	2006I,2	2006I,8	20062,0	20062,0	2006I,2

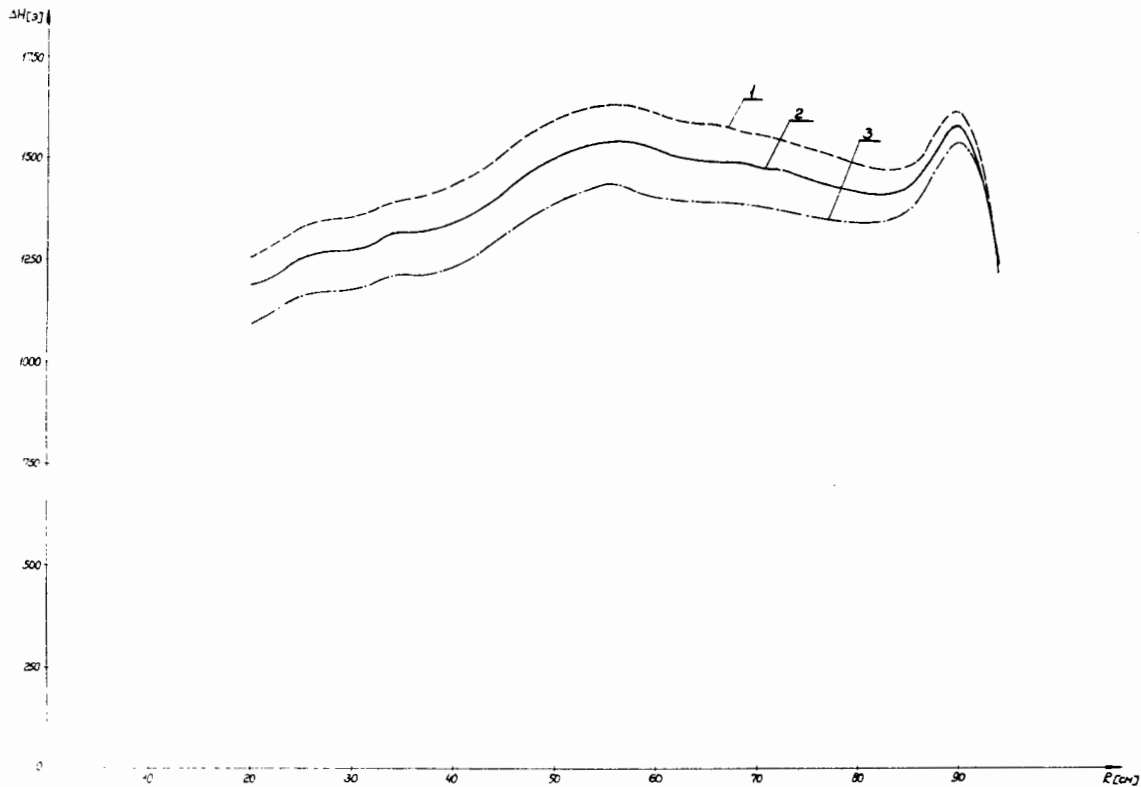


Рис.9. Вклад секторов в среднее магнитное поле для нескольких значений токов возбуждения магнита. 1 - $I_M = 1100$ а, 2 - $I_M = 1200$ а, 3 - $I_M = 1350$ а.

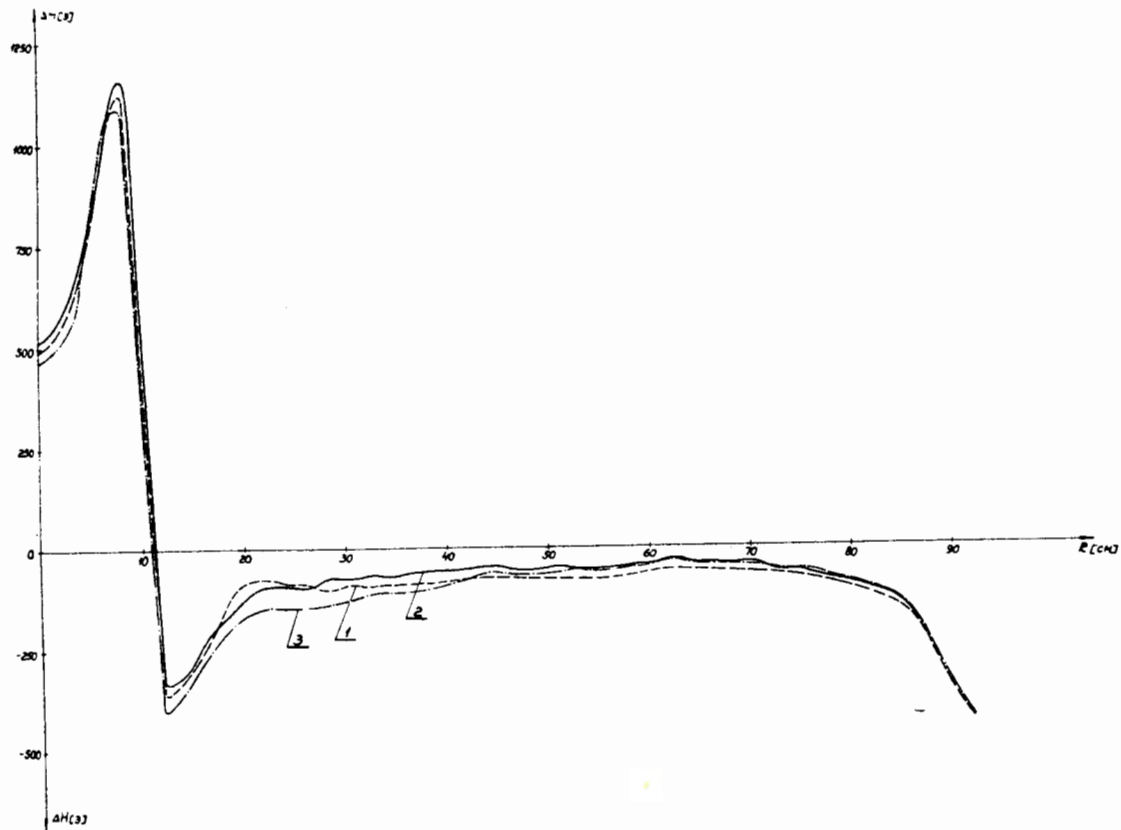


Рис.10. Зависимость $\Delta H = \bar{H}_{\text{опущ.}} - \bar{H}_{\text{подн.}}$ от радиуса для нескольких значений токов возбуждения магнита 1 - $I_M = 1100$ а, 2 - $I_M = 1200$ а, 3 - $I_M = 1350$ а.

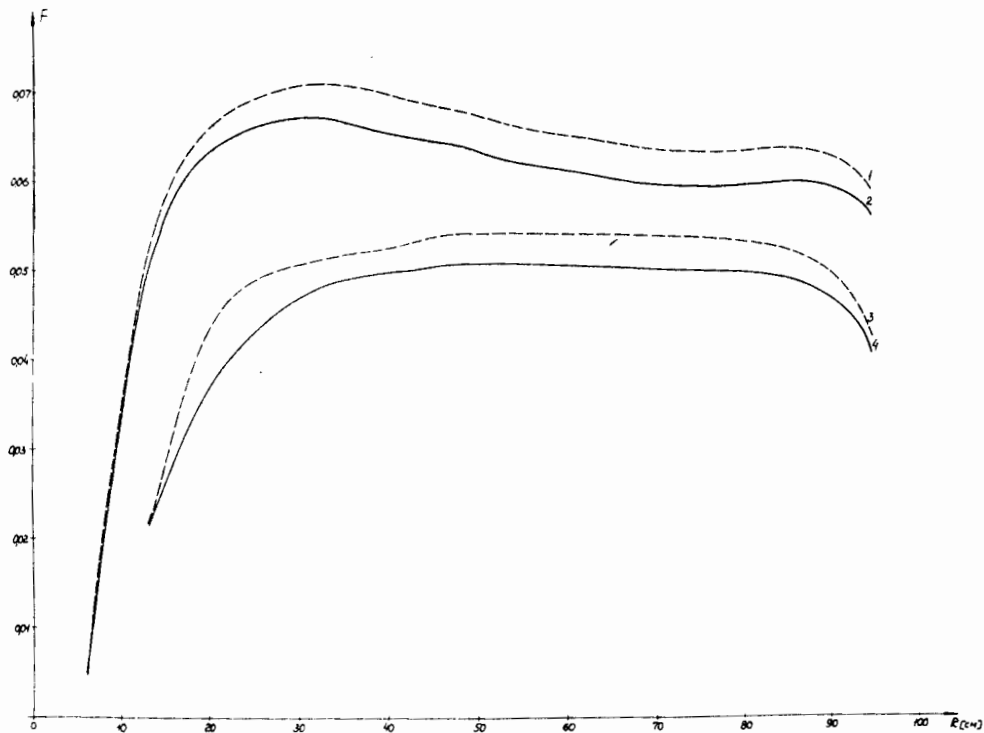


Рис.11. Распределение флаттера по радиусу. Кривые 1,2 - случай поднятых секторов, $l_M = 1100 a$, $1200 a$, соответственно. Кривые 3,4 - секторы лежат на поверхности полюса, $l_M = 1100 a$, $1200 a$.

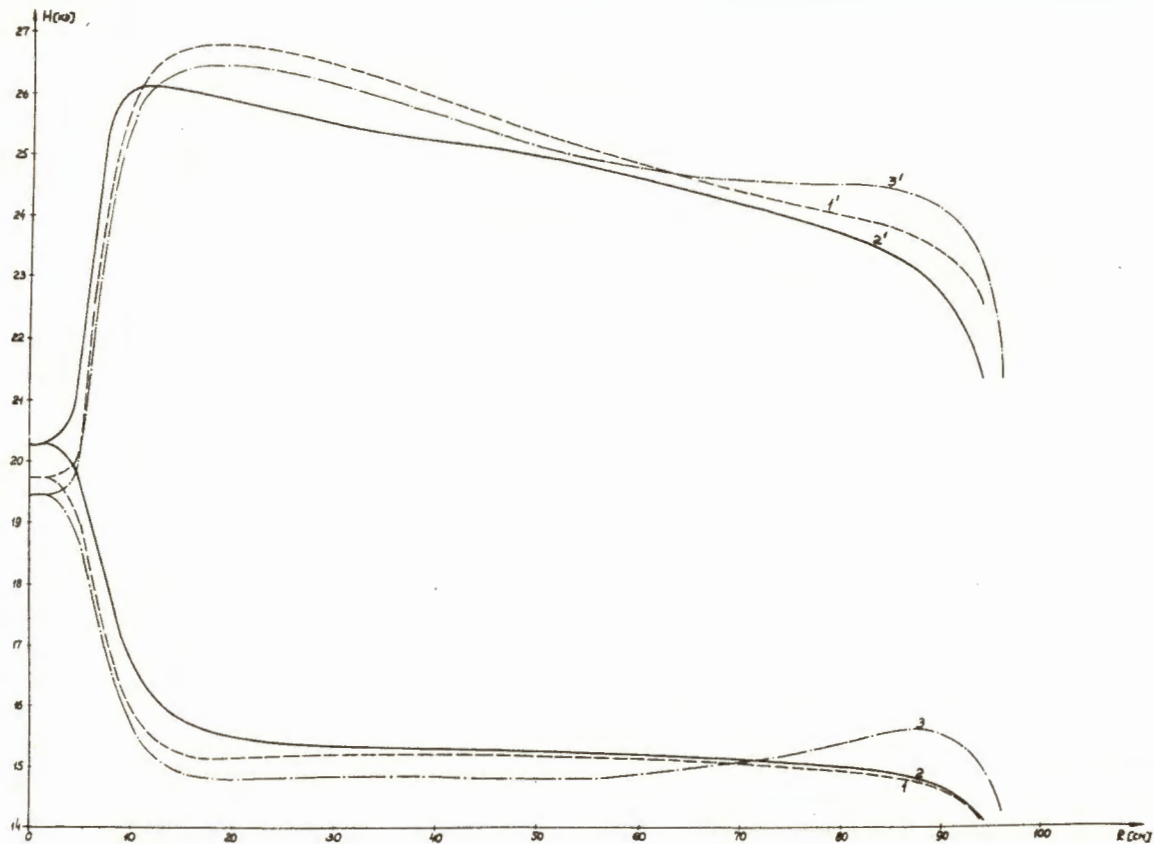


Рис.12. Распределение магнитного поля в холме (кривые 1', 2', 3') и долине (1,2,3), $I_M = 1200$ а. Зависимости 1,1' относятся к случаю, когда секторы лежат на полюсе; 2,2' - секторы подняты над полюсами; 3,3' - рабочий вариант (поднятые секторы + кольцевая шимма).