

15-19
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Р-390 *e*

Д.П. Василевская, А.А. Глазов, В.И. Данилов, Ю.Н. Денисов,
В.П. Желепов, В.П. Дмитриевский, Б.И. Замолодчиков,
Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга, А.А. Кропин, Лю Нэ-чуань,
В.С. Рыбалко, А.Л. Савенков, Л.А. Саркисян

ЦИКЛОТРОН
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ
НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Атомная энергия, 1960, т 8, в. 3.

Kernenergie, 1960, т 3, в. 10/11, р. 1025-1033.

Д.П.Василевская, А.А.Глазов, В.И.Данилов, Ю.Н.Денисов,
В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолотчиков,
Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, А.А.Кропня, Лю Нэ-чуань,
В.С.Рыбалко, А.Л.Савенков, Л.А.Саркисян

ЦИКЛОТРОН
С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВАРИАЦИЕЙ
НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ^{x/}

^{x/} Краткое сообщение о запуске этого ускорителя было помещено
в журнале "Атомная энергия", 6, 657 /1959/.



А н н о т а ц и я

Работа охватывает круг вопросов, связанных с разработкой циклотрона с пространственной вариацией напряженности магнитного поля. В ней изложены основные выводы линейной теории движения заряженных частиц в магнитном поле с периодической структурой по радиусу и азимуту. Приведены теоретические и экспериментальные результаты исследования нелинейного резонанса вблизи центра ускорителя. Получены формулы для расчета требуемых конфигураций магнитных полей. Изложены методы шиммирования, измерения и стабилизации магнитного поля. Описаны система ускорения ионов, ионный источник, вакуумная камера ускорителя. Разработанный ускоритель с диаметром полюсных наконечников 120 см использовался для моделирования фазового движения ионов и исследования пространственной устойчивости. На нем ускорены дейтроны до энергий 13 Мэв при амплитуде ускоряющего напряжения 5 кв.

В в е д е н и е

Первые идеи использования в циклических ускорителях пространственной вариации напряженности магнитного поля относятся к 1938 году, когда Л.Томасом была предложена азимутальная вариация поля в циклотроне^{/1/}. Эти идеи не получили в то время должного развития в связи с тем, что ограничение по энергии в циклотроне было вызвано фазовым движением ионов, а предложенный метод устранял это ограничение только в узкой области энергий ускоряемых ионов. Не менее существенным обстоятельством, затормозившим развитие этого предложения, явился относительно низкий уровень как измерительной, так и вычислительной техники. Благодаря открытию в 1944-45 г.г. В.И.Векслером^{/2/} и Мак-Милланом^{/3/} принципа автофазировки были устранены ограничения по предельной энергии в циклических ускорителях с азимутально-симметричной структурой магнитного поля. Однако при разработке ускорителей на энергии порядка 10-15 Бэв и выше возникли серьезные трудности технического и экономического характера. Частично эти трудности были устранены в кольцевых структурах магнитного поля с переменными градиентами^{/4/}, позволивших уменьшить объем магнитного поля, в котором осуществляется ускорение частиц.

В настоящее время ускорители такого типа для ускорения протонов до нескольких десятков миллиардов электроно-вольт разрабатываются и строятся в исследовательских центрах ряда стран^{/5, 6, 7/}.

Импульсный характер работы этих ускорителей накладывает существенные ограничения на достижимый средний ток ускоренных частиц, а также в значительной степени сужает методические возможности при ядерных исследованиях.

Предложение об использовании для изучения ядерных процессов встречных пучков частиц, исключительная важность исследований ядерных реакций, вызываемых вторичными частицами π , μ , K , \bar{p} , Σ и т.д./, непрерывно повышающиеся требования к точности эксперимента - все это приводит к необходимости увеличения интенсивности пучков частиц, получаемых на ускорителях. В связи с этим появилась настоятельная необходимость детального исследования тех новых возможностей для ускорительной техники^{/8,9/}, которые заложены в неоднородных структурах стационарных маг-

нитных полей^{х/}.

В 1955 году были предложены магнитные поля, у которых напряженность периодически изменяется не только по азимуту, но и по радиусу^{/12/}. Теоретические исследования динамики частиц в таких полях показали, что они обладают значительными преимуществами по сравнению с магнитными полями, предложенными Л.Томасом. Для ускорителей циклотронного типа эти преимущества сводятся к увеличению предельной энергии ускоряемых частиц, а также к значительному уменьшению требуемой глубины вариации напряженности магнитного поля. Для ускорителей синхроциклотронного типа такие структуры позволяют получить динамически подобные орбиты в течение всего цикла ускорения, а также "разместить" большой диапазон импульсов частиц в относительно узкой кольцевой зоне магнитного поля.

В течение 1955-1958 г.г. в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований был разработан и построен ускоритель циклотронного типа, на котором были проведены исследования с двумя структурами магнитного поля. Эта модель использовалась для проверки линейной теории пространственной устойчивости, развитой в Дубне^{/13, 14, 15/} и Харуэлле^{/16,17,18/}, определения границ ее применимости, исследования некоторых линейных резонансных эффектов, а также нелинейного резонанса в центре ускорителя.

На ускорителе были также экспериментально изучены вопросы, связанные с фазовым движением ионов, и проверены разработанные методы расчета и формирования требуемых структур магнитного поля.

§ 1. Линейная теория

Система уравнений, описывающая движение заряженной частицы в магнитном поле, написанная в цилиндрической системе координат, имеет вид:

х/ Мы не касаемся здесь вопросов, связанных с использованием для ускорителей свойств релятивистской плазмы^{/10/}, а также возможностей когерентного метода ускорения^{/11/}, так как это выходит за рамки нашего сообщения.

$$\begin{aligned}\ddot{z} - z\dot{\varphi}^2 &= \frac{e}{mc} (z\dot{\varphi}H_z - \dot{z}H_\varphi) , \\ z\ddot{\varphi} + 2\dot{z}\dot{\varphi} &= \frac{e}{mc} (\dot{z}H_z - \dot{z}H_z) , \\ \ddot{z} &= \frac{e}{mc} (z\dot{\varphi}H_z - \dot{z}H_\varphi) .\end{aligned}\quad /1/$$

Так как для этой системы $\dot{z}^2 + z^2\dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2 = v^2 = \text{const}$, то можно перейти к независимой переменной φ :

$$\begin{aligned}z'' - \frac{2z'z''}{z} - z &= -\frac{e}{mc} \frac{\sqrt{z'^2 + z^2 + z'^2}}{v} \left(zH_z - z'H_\varphi - \frac{z'z'}{z}H_z + \frac{z'^2}{z}H_z \right) , \\ z'' - \frac{2z'z'}{z} &= -\frac{e}{mc} \frac{\sqrt{z'^2 + z^2 + z'^2}}{v} \left(z'H_\varphi - zH_z - \frac{z'^2}{z}H_z + \frac{z'z'}{z}H_z \right) ,\end{aligned}\quad /2/$$

где z' , z'' обозначает дифференцирование по φ ; H_z , H_z , H_φ - соответствующие компоненты напряженности магнитного поля; mv - импульс частиц.

При зеркально-симметричной структуре магнитного поля система координат выбирается так, что полный вектор напряженности магнитного поля на медианной плоскости направлен вдоль оси z . Функция, характеризующая распределение напряженности магнитного поля на этой плоскости, полностью определяет динамику движения частиц. В применении к магнитному полю циклотрона эту функцию удобно представить в следующей форме:

$$H_z = H(z) [1 + \varepsilon f(z, \varphi)] \quad , \quad /3/$$

где ε - глубина вариации магнитного поля, $f(z, \varphi)$ - периодическая функция по обоим переменным со средним значением, равным нулю.

После подстановки /3/ в /2/ получим следующую систему уравнений, которая описывает движение частиц импульса

$$P = mv = \frac{e}{c} H(R) R \quad /4/$$

с точностью до членов третьего порядка:

$$\begin{aligned} \varphi'' + \left[1+n + \varepsilon R \frac{\partial f}{\partial z} + (2+n)\varepsilon f \right] \varphi + \left[\frac{d}{R} + \frac{3}{2} \frac{1}{R} + \frac{2n}{R} + \frac{\varepsilon}{R} \left(\frac{3}{2} + 2n + \frac{d}{2} \right) f + \right. \\ \left. + \varepsilon(2+n) \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\varepsilon R}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right] \varphi^2 - \left[\frac{1}{2R} - \frac{3}{2} \frac{\varepsilon}{R} f \right] \varphi'^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{d}{R} + \frac{d}{R} \varepsilon f + 2n\varepsilon \frac{\partial f}{\partial z} + \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon}{R} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \varepsilon R \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right] z^2 - \frac{\varepsilon}{R} \frac{\partial f}{\partial y} z z' + \frac{1}{2R} (1 + \varepsilon f) z'^2 = -\varepsilon R f \end{aligned} \quad /5/$$

$$\begin{aligned} z'' - \left[n + \varepsilon n f + \varepsilon R \frac{\partial f}{\partial z} \right] z - \left[\frac{2}{R} (n+d) + \frac{2\varepsilon}{R} (n+d) f + 2\varepsilon(1+n) \frac{\partial f}{\partial z} + \right. \\ \left. + \varepsilon R \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right] z \varphi + \frac{\varepsilon}{R} \frac{\partial f}{\partial y} z \varphi' - \left[\frac{1}{R} - \frac{\varepsilon}{R} f \right] z' \varphi' = 0 \end{aligned}$$

где $\varphi = z - R$, $n = \frac{R}{H(R)} \frac{dH(z)}{dz} \Big|_{z=R}$, $d = \frac{1}{2} \frac{R^2}{H(R)} \frac{d^2 H(z)}{dz^2} \Big|_{z=R}$; значения функции f , а также ее частных производных взяты при $z = R$.

Из рассмотрения первого уравнения системы /5/ следует, что при выбранной системе отсчета в плоскости $z = 0$ имеют место вынужденные колебания, которые указывают на отсутствие в рассматриваемых полях замкнутых орбит в виде окружностей. Поэтому целесообразно для анализа решений системы /5/ найти замкнутую орбиту и рассмотреть свободные колебания относительно этой орбиты. Уравнение замкнутой орбиты в линейном приближении, полученное из /5/, имеет вид

$$\bar{\varphi}'' + \left[1+n + \varepsilon R \frac{\partial f}{\partial z} + (2+n)\varepsilon f \right] \bar{\varphi} = -\varepsilon R f \quad /6/$$

Обозначая через $\bar{\varphi}$ частное решение неоднородного уравнения /6/, получим следующие уравнения линейного приближения для колебаний относительно замкнутой орбиты

$$\begin{aligned} \varphi'' + \left[1+n + \varepsilon R \frac{\partial f}{\partial z} + (2+n)\varepsilon f + \frac{1}{R} (3+4n+2d) \bar{\varphi} + 2\varepsilon(2+n) \bar{\varphi} \frac{\partial f}{\partial z} + \right. \\ \left. + \varepsilon R \bar{\varphi} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right] \varphi - \frac{1}{R} (1-3\varepsilon f) \bar{\varphi}' \varphi' = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z'' - \left[n + \varepsilon n f + \varepsilon R \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{2}{R} (n+d) \bar{\varphi} + \frac{2\varepsilon}{R} (n+d) \bar{\varphi} f + 2\varepsilon(1+n) \bar{\varphi} \frac{\partial f}{\partial z} + \right. \\ \left. + \varepsilon R \bar{\varphi} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{R} \frac{\partial f}{\partial y} \bar{\varphi}' \right] z - \frac{1}{R} (1-\varepsilon f) \bar{\varphi}' z' = 0 \end{aligned} \quad /7/$$

Для того, чтобы определить основные возможности циклотронного метода ускорения, которые обеспечивает магнитное поле типа /3/, рассмотрим реализованный нами практически случай, когда линии экстремальных значений вертикальной составляющей напряженности магнитного поля являются спиралями Архимеда.

$$\oint = \sin\left(\frac{r}{\lambda} - N\varphi\right), \quad /8/$$

где $2\pi\lambda$ - радиальный шаг и N - периодичность структуры магнитного поля.

Так как в условиях циклотрона ($\omega_0 = \text{const}$) показатель поля "n" должен изменяться как $\frac{\beta^2}{1-\beta^2}$, то выбор структуры магнитного поля, в которой экстремальные значения напряженности расположены по логарифмической спирали /16/, является иррациональным.

Как будет показано ниже, глубина вариации для циклотронов удовлетворяет условию $\varepsilon < 1$, поэтому из /6/ замкнутая орбита с точностью до членов ε^3 описывается функцией

$$\bar{\varphi} = \frac{\varepsilon R}{N^2 - (1+n)} \sin\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) - \frac{\varepsilon^2 R(2+n)}{2[N^2 - (1+n)](1+n)} - \frac{\varepsilon^2 R[(\frac{R}{\lambda})^2 + (2+n)^2]^{1/2}}{2[N^2 - (1+n)]} \cos\left[2\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) + \varphi_0\right], \quad /9/$$

где $\tan \varphi_0 = \frac{R}{(2+n)\lambda}$. После подстановки /9/ в /7/ и замены переменной, при которой исчезают члены с "периодическим трением" / λ' , ρ' / , уравнения /7/ преобразуются к виду

$$\rho'' + \left\{ 1+n - \frac{\varepsilon^2 R^2}{2\lambda^2[N^2 - (1+n)]} - \frac{\varepsilon^2(2+n)}{2(1+n)} \cdot \frac{3+4n+2d}{N^2 - (1+n)} - \frac{\varepsilon^2 N^2}{8[N^2 - (1+n)]} + \frac{\varepsilon R}{\lambda} \cos\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) + \right. \\ \left. + \left[(2+n)\varepsilon + \frac{\varepsilon(3+4n+2d)}{N^2 - (1+n)} - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon^2 N^2}{N^2 - (1+n)} \right] \sin\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) \right\} \rho = 0,$$

/10/

$$z'' + \left\{ -n + \frac{\varepsilon^2}{N^2 - (1+n)} \left[\frac{N^2}{2} + \frac{n+d}{n+1} \right] + \frac{\varepsilon^2 R}{2\lambda^2[N^2 - (1+n)]} - \frac{\varepsilon R}{\lambda} \cos\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) - \right. \\ \left. - \frac{\varepsilon^2 N^2}{8[N^2 - (1+n)]^2} - \left[\varepsilon n + \frac{2\varepsilon n}{N^2 - (1+n)} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon N^2}{N^2 - (1+n)} \right] \sin\left(\frac{R}{\lambda} - N\varphi\right) \right\} z = 0.$$

Для рассматриваемого циклотрона основное фокусирующее действие определяется членами, содержащими отношение $\frac{R}{\lambda}$, которое при неконсервативном выборе параметров /19/ значительно превышает единицу во всем диапазоне радиусов, исключая небольшую зону в центре ускорителя, где излагаемая линейная теория неприменима.

После пренебрежения малыми членами и приведения к каноническому виду, систему /10/ можно записать:

$$\begin{aligned} \rho'' + (a_r + 2q \cos 2\xi) \rho &= 0, \\ z'' + (a_z - 2q \cos 2\xi) z &= 0, \end{aligned} \quad /11/$$

где

$$\begin{aligned} a_r &= \frac{4}{N^2} \left\{ 1+n - \frac{\varepsilon^2 R^2}{2\lambda^2 [N^2 - (1+n)]} \right\}, & a_z &= -\frac{4}{N^2} \left\{ n - \frac{\varepsilon^2 R^2}{2\lambda^2 [N^2 - (1+n)]} \right\}, \\ q &= \frac{2\varepsilon R}{N^2 \lambda}, & 2\xi &= \frac{R}{\lambda} - N\varphi. \end{aligned}$$

Из выражения /11/ следует, что для циклотронов начальные значения коэффициентов в уравнениях Матье равны соответственно: $a_r = \frac{4}{N^2}$, $a_z = 0$, $q = 0$, то есть рабочая точка лежит в первой области устойчивости /20/. Ширина этой области при $q < 1$ с точностью до нескольких процентов определяется как

$$-\frac{1}{2} q^2 \leq a_{r,z} \leq 1 - q - \frac{1}{8} q^2 \quad /12/$$

Из рассмотрения неравенства /12/ следует, что для вертикальных колебаний ограничение накладывает только нижняя граница области устойчивости $-\frac{1}{2} q^2$, для радиальных - только верхняя граница $1 - q - \frac{1}{8} q^2$.

Первое ограничение записывается в виде

$$\varepsilon \geq \frac{N\lambda}{R} \sqrt{n} \sqrt{\frac{N^2 - (1+n)}{N^2 - \frac{1}{2}(1+n)}} \quad /13/$$

Второе -

$$\varepsilon \leq \frac{N\lambda}{2R} \left\{ \frac{4[N^2 - (1+n)]}{3N^2 + (1+n)} - \sqrt{\frac{16[N^2 - (1+n)]^2}{(3N^2 + n + 1)^2} - \frac{8[N^2 - (1+n)]}{3N^2 + n + 1} + \frac{32(1+n)[N^2 - (1+n)]}{N^2(3N^2 + n + 1)}} \right\} \quad /14/$$

Если выбрать режим движения рабочей точки по области устойчивости, при котором $a_z = 0$, $a_r = \frac{4}{N^2}$, то необходимая вариация будет равна

$$\varepsilon = \sqrt{2} \frac{e H(r)}{E_0} N \lambda \sqrt{1 - \frac{1+n}{N^2}} \quad /15/$$

Приравнивая выражения /13/ и /14/ для заданного значения N , можно определить предельные значения величины n , и, следовательно, предельную энергию, которая может быть получена в циклотроне с магнитным полем вида /8/

$$E_{кин.} = E_0 (\sqrt{n+1} - 1) \quad /16/$$

Предельная энергия неограниченно увеличивается с увеличением периодичности структуры магнитного поля / N / и для практически реализуемых структур приведена в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

N	4	6	8
$E_{кин.} / \text{МэВ} /$	500	1130	1780

Однако для рассматриваемого ускорителя, как и для известных типов ускорителей, у которых собственные частоты колебаний меняются в процессе ускорения, предельная энергия будет определяться не границами области устойчивости, а резонансными значениями частот собственных колебаний.

Из /11/ следует, что частоты собственных колебаний равны:

$$Q_{z,r} = \frac{N}{2} \mu_{z,r} \quad , \quad /17/$$

где значения μ_z и μ_r для уравнений Матье определяются из выражения

$$\cos \mu \pi = \cos \pi \sqrt{a} - \frac{\pi^2}{4} \frac{\sin \pi \sqrt{a}}{\pi \sqrt{a}} \cdot \frac{q^2}{1-a} \quad /18/$$

Это выражение обеспечивает достаточную для практических расчетов точность во всем диапазоне изменения частот свободных колебаний. Если $q \ll 1$, то из /11/, /17/ и /18/ следует:

$$Q_z = \sqrt{1+n} + \frac{3}{4} \frac{1}{N^2} \left(\frac{\varepsilon R}{N} \right)^2 \frac{1 - \frac{4}{3} \frac{1+n}{N^2}}{1 - \frac{1+n}{N^2}}, \quad /19/$$

при $n \ll N^2$

$$Q_z = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon R}{N} \right)^2 - n} \quad /20/$$

Из выражений /19/ и /20/ следует, что в циклотронах начальные частоты собственных колебаний равны:

$$Q_z = 0, \quad Q_z = 1$$

В процессе ускорения эти частоты увеличиваются. Если исключить резонансное возбуждение колебаний в центральной области ускорителя, то первое линейное резонансное возбуждение колебаний первой и третьей гармониками магнитного поля возможно в зонах, где $Q_z = 0,5$; $Q_z = 1,5$, соответственно.

Рассмотрим квазистатический метод оценки увеличения амплитуды при параметрическом резонансе. Если в структуре магнитного поля имеется первая гармоника, то функция

$$f(z, y) = \sin\left(\frac{y}{\lambda} - Ny\right) + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \sin[\alpha_1(z) - y] \quad /21/$$

где ε_1 — величина первой гармоники / $\varepsilon_1 \ll \varepsilon$ /.

Из /7/ при условии $R \left. \frac{d\alpha_1(z)}{dz} \right|_{z=R} \ll n$ для $Q_z \approx 0,5$ получим:

$$z'' + \{0,25 + n\varepsilon_1 \sin[\alpha_1(R) - y]\} z = 0 \quad /22/$$

Из /22/ следует, что резонансная полоса симметрична относительно частоты $Q_z = 0,5$ и ее полуширина

$$\Delta Q_z = \frac{n\varepsilon_1}{2}, \quad /23/$$

а максимальный показатель экспоненциального роста амплитуды внутри этой полосы равен

$$M_{\max} = n\varepsilon_1 \quad /24/$$

Если $R \frac{d\alpha_1}{dz} \Big|_{z=R} \gg n$, то в выражениях /23/, /24/ величина " n " заменяется величиной $R \frac{d\alpha_1}{dz} \Big|_{z=R}$, и максимальный показатель роста амплитуды колебаний будет равняться

$$\mu_{\max} = \epsilon_1 R \frac{d\alpha_1}{dz} \Big|_{z=R} \quad /25/$$

Число оборотов иона на ширине резонансной полосы зависит от выбранного режима движения рабочей точки по области устойчивости. Более подробные сведения о прохождении через параметрический резонанс приведены в работе /15/. Проведенные расчеты по увеличению амплитуд колебаний вблизи резонансных областей $Q_z = 2$ и $Q_z = 1^{x/}$ указывают на возможное ограничение предельной энергии /16/ следующими значениями:

Т а б л и ц а 2.

N	4	6	8	∞
$\frac{E_{\text{кин}}}{\text{МэВ}}$	500	790	850	938

§ 2. Нелинейные эффекты

Наличие в структуре магнитного поля /3/, /8/ параметра λ вызывает увеличение влияния нелинейных эффектов в таких ускорителях.

По аналогии с системами, рассмотренными в /21/, следует ожидать, что исследуемая система /2,3,8/ возбуждается на частотах $Q_{z\lambda} = \frac{p}{q} N$, где p и q - целые числа. Таким образом, в центральной области ускорителя / $Q_z = 1$, $p = 1$, $q = N$ / возможен нелинейный резонансный эффект, если начальная амплитуда будет больше некоторой величины, которая определяется параметрами выбранной структуры магнитного поля. Для того, чтобы найти эту амплитуду, необходимо решить уравнение /2/ при $z = 0$.

^{x/} Резонанс $Q_z = 1$, а также резонансы по линейному взаимодействию $Q_z + Q_z = 1$, $Q_z + Q_z = 2$ имеют место только в случае нарушения зеркальности магнитного поля $\frac{\partial H_z}{\partial z} \Big|_{z=0} \neq 0$.

$$z'' - \frac{2z'z}{z} - z = - \frac{e}{Pc} \frac{(z'^2 + z^2)}{z} H_z(z, y) \quad , \quad /26/$$

где $H_z(z, y) = H_0 (1 + \alpha z^2) \left[1 + \varepsilon \sin\left(\frac{z}{\lambda} - N y\right) \right] \quad ,$

$$\alpha = \frac{1}{2 z_\infty^2} \quad , \quad z_\infty = \frac{E_0}{e H_0} \quad .$$

Для центральной области ускорителя $\alpha z^2 \ll 1$ и $\varepsilon \ll 1$, поэтому за невозмущенное решение уравнения /26/ можно принять

$$z = S \cos(\varphi - \psi) + \sqrt{R^2 - S^2 \sin^2(\varphi - \psi)} \quad , \quad /27/$$

где S, ψ - координаты центра кривизны окружности радиуса

$$R = \frac{Pc}{e H_0} \quad . \quad /28/$$

Так как проявление нелинейного резонансного эффекта при $\varepsilon \ll 1$ выражается как смещение мгновенного центра кривизны орбиты, естественно решение возмущенного уравнения /26/ искать также в виде /27/, где $S = S(y)$ и $\psi = \psi(y)$.

Связь между координатами частицы / z , y / и координатами центра кривизны / S , ψ / при движении в магнитном поле / H_z / z, y / можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dy} &= \frac{Pc}{e} \frac{H_z'}{H_z^2 \sqrt{z'^2 + z^2}} \left[z \cos(\varphi - \psi) + z' \sin(\varphi - \psi) \right] \quad , \\ S \frac{d\psi}{dy} &= \frac{Pc}{e} \frac{H_z'}{H_z^2 \sqrt{z'^2 + z^2}} \left[z \sin(\varphi - \psi) - z' \cos(\varphi - \psi) \right] \quad , \end{aligned} \quad /29/$$

где H_z' обозначает полную производную по y . Подставляя /27/ в /29/ и используя метод усреднения^{/21/} по y при условии $S_{\max} < \lambda \ll R$, получим для четных структур / $N = 2k$ /:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dy} &= (-1)^{\frac{N}{2}} \varepsilon R \frac{1}{(N-1)! 2^N} \left(\frac{S}{\lambda}\right)^{N-1} \sin\left(N\psi - \frac{R}{\lambda}\right) \quad , \\ \frac{d\psi}{dy} &= -\alpha R^2 + (-1)^{\frac{N}{2}} \frac{\varepsilon R}{\lambda} \frac{1}{(N-1)! 2^N} \left(\frac{S}{\lambda}\right)^{N-2} \cos\left(N\psi - \frac{R}{\lambda}\right) \quad . \end{aligned} \quad /30/$$

Из анализа выражений /30/ следует, что граница, определяющая режим прецессии центра кривизны от режима, при котором азимутальное движение центра кривизны ограничено углом $\frac{\pi}{N}$, характеризуется неравенством

$$\alpha R^2 > \frac{\epsilon}{2^N (N-1)!} \frac{R}{\lambda} \left(\frac{S_{max}}{\lambda} \right)^{N-2} \quad /31/$$

Экспериментальное исследование нелинейного резонанса было проведено на модели ускорителя при следующих параметрах магнитного поля: $N = 4$,

$\lambda = 1,34$ см, $\epsilon = 0,02$. Наблюдаемое смещение центров мгновенных орбит для различных радиусов видно из рис. 1, на котором точками обозначены положения центров орбит, а числами — их радиусы. Рассчитанные теоретически максимальные отклонения центров для случая $S > \lambda$ согласуются с экспериментом.

Для правильного выбора параметров структуры магнитного поля, при которой нелинейный резонансный эффект не будет проявляться, достаточно воспользоваться выражением /31/, куда вместо S_{max} необходимо подставить максимальную начальную амплитуду колебаний для данного ускорителя.

На основе приведенного выше анализа была создана структура магнитного поля со следующими параметрами: $N = 6$; $\lambda = 2,7$ см; $\epsilon = 0,066$.

Подставляя эти параметры, можно видеть, что неравенство /31/ удовлетворяется, начиная с радиуса $R = 2$ см. Экспериментальное определение центра кривизны орбит для этого случая показало, что смещение орбит не превышает отклонений, вызываемых низшими гармониками в структуре магнитного поля; по абсолютному значению эти смещения не превышают 2 см.

Движение рабочей точки по области устойчивости, характеризующее изменение собственных частот свободных колебаний в процессе ускорения, приведено на рис. 2.

При проектировании такого типа ускорителя на синхроциклотронные энергии выбор режима движения рабочей точки по области устойчивости будет существенно зависеть от результатов исследований прохождения частиц через области нелинейных резонансов $\frac{N}{N-1}$, $\frac{N}{N-2}$ до $\frac{N}{N-95N} = 2$ для радиальных колебаний, а также через зоны связи колебаний.

§ 3. Фазовое движение

Если среднее значение напряженности магнитного поля изменяется по закону

$$H(z) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{z}{z_\infty}\right)^2}}, \quad /32/$$

где $z_\infty = \frac{E_0}{eH_0}$, то для частицы импульса "Р" /4/ на орбите " $R + \bar{r}(\vartheta)$ " фазовый сдвиг может быть вызван двумя причинами:

а/ отклонениями напряженности магнитного поля от закона /32/, связанными с недостаточной точностью шиммирования и стабилизации;

б/ отклонениями формы замкнутой орбиты от окружности.

Требуемая степень стабилизации магнитного поля должна быть не менее

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{4A}, \quad /33/$$

где A - число оборотов иона за время ускорения.

Ошибки при измерении напряженности магнитного поля также не должны превышать эту величину /22/.

Фазовый сдвиг, обусловленный изменением периода обращения частицы на замкнутой орбите /9/ при изменении энергии, может быть вычислен:

$$\Delta\omega = \frac{v}{R} - \frac{2\pi v}{\int_0^{2\pi} \sqrt{r^2 + z^2} d\vartheta} \quad /34/$$

Используя /9/, получим:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\epsilon^2}{2} \left\{ \frac{2+n}{(1+n)[N^2 - (1+n)]} - \frac{N^2}{2[N^2 - (1+n)]} \right\} \quad /35/$$

Из выражения /35/ следует, что величина поправки к закону /32/ имеет порядок $\sim \frac{\epsilon}{N}$. При $\epsilon > 0,1$ необходимо вносить коррективы в закон /32/.

Фазовый режим в циклотроне проверялся с вышеуказанной шестиспиральной структурой магнитного поля при ускорении дейтронов до энергии 13 Мэв.

Минимальное ускоряющее напряжение на дуанте для магнитного поля $H(r)$, график которого приведен на рис. 3, оказалось равным 5 Кв. При этом ионы совершают приблизительно 2500 оборотов.

Измерение энергии ускоренных частиц на предельном радиусе /54 см/ производилось двумя методами:

а/ измерением среднего радиуса кривизны орбит при помощи трех пробников;

б/ измерением пробега ускоренных дейтронов в алюминиевой фольге.

Опыты проводились при интенсивности внутреннего пучка не превышающей 1 мка, благодаря чему не наводилась заметная величина активности на внутренних деталях камеры.

Для иллюстрации на рис. 4 приведена кривая зависимости интенсивности внутреннего пучка от радиуса ускорителя при ускоряющем напряжении на дуанте 11 кв. Пучок на всех радиусах хорошо сфокусирован и полуширина его вертикального распределения менее 1 см.

§ 4. Расчет и шиммирование магнитного поля

Создание в средней плоскости зазора электромагнита /диаметр полюсов 120 см, расстояние между полюсами $2h_m = 22$ см/ магнитного поля вида /3/ осуществлялось с помощью шимм прямоугольного сечения, изогнутых по спирали Архимеда $r = kN\varphi$, и системы кольцевых шимм. Параметры спиральных шимм /соотношение между шириной и высотой/ выбирались из условия близости намагничивания объема шимм к насыщению по направлению вертикальной составляющей поля электромагнита, так как в рабочей области зазора $H_z \gg H_r$. При этом получение необходимого закона магнитного поля можно разделить на две практически самостоятельные задачи. Первая задача состоит в создании необходимой вариации поля / \mathcal{E} /, вторая-включает в себя формирование азимутально-симметричного поля $H(r)$.

Компоненты поля от шимм произвольной конфигурации находятся из выражений

$$\Phi = M \frac{\partial}{\partial z} \int_{V'} \frac{1}{\rho} dv' ,$$

$$\vec{H} = -\text{grad} \Phi ,$$
/36/

где Φ - скалярный магнитный потенциал, $M = M_z$ - средняя намагниченность образца по оси z , ρ - расстояние от точки наблюдения поля / z, y, z / до переменной точки / z', y', z' / элементарного объема dv' .

Из /36/, используя известное интегральное представление - /23/

$$\frac{1}{\rho} = \int_0^\infty e^{-\lambda|z-z'|} J_0(\lambda z) J_0(\lambda z') d\lambda + 2 \sum_{m=1}^\infty \cos m(y-y') \int_0^\infty e^{-\lambda|z-z'|} J_m(\lambda z) J_m(\lambda z') d\lambda ,$$
/37/

можно найти магнитное поле произвольной системы криволинейных шимм в виде ряда Фурье:

$$H_z(z, y, z) = H_z(z, z) + \sum_{m=1}^\infty H_{mN}(z, z) \sin [\beta_{mN}(z, z) - mNy] .$$
/38/

Здесь $\frac{2\pi}{N}$ - период структуры поля, $H_N = \epsilon H(z)$ - амплитуда основной гармоники, которая выбирается в соответствии с условиями /13, 14/. Следует отметить, что если амплитуды высших гармоник в законе магнитного поля невелики, то условия устойчивости не нарушаются /24/.

Система шимм, дающая распределение H_z -составляющей поля в виде /38/, состоит из $2N$ идентичных шимм, расположенных симметрично относительно средней плоскости зазора электромагнита / $z = 0$ / и сдвинутых относительно друг друга на угол $\frac{2\pi}{N}$. Для системы спиральных шимм неограниченной высоты, толщина которых мала по сравнению с другими параметрами, среднее поле и амплитуды гармоник в разложении /38/ при $z = 0$ из /36/ и /37/ можно представить в виде /25/

$$H(z) = \frac{2MSN h_1}{\pi z \sqrt{z\lambda N}} \int_{y_N}^{y_K} \sqrt{\frac{1+y'^2}{y'^3}} \left[-\frac{d}{dx} Q_{-\frac{1}{2}}(x) \right] dy' ,$$
/39/

$$H_K(z) = \sqrt{[H_K^x(z)]^2 + [H_K^y(z)]^2} ,$$
/40/

$$K = mN \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

$$H_K^c(z) = \frac{4MSNh_1}{\pi z \sqrt{z} N} \int_{y_n}^{y_K} \sqrt{\frac{1+y'^2}{y'^3}} \cos Ky' \left[-\frac{d}{dx} Q_{K-\frac{1}{2}}(x) \right] dy' ,$$

$$H_K^s(z) = \frac{4MSNh_1}{\pi z \sqrt{z} N} \int_{y_n}^{y_K} \sqrt{\frac{1+y'^2}{y'^3}} \sin Ky' \left[-\frac{d}{dx} Q_{K-\frac{1}{2}}(x) \right] dy' , \quad /41/$$

$Q_{K-\frac{1}{2}}(x)$ - сферическая функция Лежандра 11-го рода от аргумента

$$x = \frac{h_1^2 + z^2 + \lambda^2 N^2 y'^2}{2z\lambda N y'} , \quad y_K - y_n - \text{азимутальная протяженность, } \delta - \text{толщина}$$

шимм, $2h_1$ - зазор между шиммами по вертикали и $M = \frac{21000}{4\pi}$ эрстед.

Фазы гармоник вариации находятся из соотношения

$$\beta_K(z) = \alpha z \operatorname{tg} \frac{H_K^s(z)}{H_K^c(z)} . \quad /42/$$

Поле системы шимм, ограниченных по высоте, легко получить из /39/, /40/ как разность полей от систем шимм неограниченной высоты с h_1 и h_2 /высота шимм $2\delta = h_2 - h_1$ /. При этом среднее поле, амплитуды и фазы гармоник находятся из выражений:

$$H(z, 2\delta) = H(z, h_1) - H(z, h_2) , \quad /43/$$

$$H_K(z, 2\delta) = \sqrt{[H_K^c(z, h_1) - H_K^c(z, h_2)]^2 + [H_K^s(z, h_1) - H_K^s(z, h_2)]^2} , \quad /44/$$

$$\beta_K(z, 2\delta) = \alpha z \operatorname{tg} \frac{H_K^s(z, h_1) - H_K^s(z, h_2)}{H_K^c(z, h_1) - H_K^c(z, h_2)} , \quad /45/$$

где $H(z, h)$, $H_K^c(z, h)$ и $H_K^s(z, h)$ определяются из /39/ и /41/. Из анализа выражения /40/ видно, что амплитуды гармоник равны нулю при $z = 0$ и возрастают с ростом радиуса по закону

$$H_K(z) = z^K (\gamma_0^{(K)} z^2 + \gamma_4^{(K)} z^4 + \dots) ,$$

где $\gamma_{2n}^{(K)}$ - коэффициенты, зависящие от параметров шимм.

Если кривизна спиральных шимм $K = \frac{1}{\lambda N} \frac{y'^2 + 2}{(y'^2 + 1)^{3/2}}$ стремится к нулю, то амплитуды гармоник /38/ достигают своих предельных значений. Эти предель-

ные значения будут равны амплитудам гармоник в разложении поля бесконечной системы прямолинейных шимм неограниченной длины с теми же поперечными размерами.

Поле таких шимм в системе координат, указанной на рис. 5, при условии $\frac{\delta}{h_1} \ll 1$ в плоскости $z = 0$ можно представить в виде

$$H_z(y) = \frac{2Mh_1\delta}{(2\pi\lambda)^2} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\left(\frac{h_1}{2\pi\lambda}\right)^2 + \left(\frac{y}{2\pi\lambda} + s\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{h_1+2\delta}{2\pi\lambda}\right)^2 + \left(\frac{y}{2\pi\lambda} + s\right)^2} \right] \quad /46/$$

Производя в /46/ суммирование по s и разлагая полученный результат в ряд Фурье, найдем следующее выражение для амплитуд гармоник /26/:

$$H_k^* = 4M \frac{\delta}{\lambda} e^{-k \frac{h_1}{\lambda}} \left(1 - e^{-k \frac{2\delta}{\lambda}} \right) \quad /47/$$

Формула /47/ является удобной для предварительного выбора параметров системы спиральных шимм.

Учет влияния полюсного наконечника на поле шимм производился в предположении бесконечной протяженности полюсов на основе теории изображений /27/.

Для случая магнитной проницаемости полюса $\mu \gg 1$ и при зазоре электромагнита $2h_m = 2(h_1 + 2\delta)$ для амплитуд гармоник получим:

$$H_k^* = 4M \frac{\delta}{\lambda} e^{-k \frac{h_1}{\lambda}} \frac{1 - e^{-k \frac{4\delta}{\lambda}}}{1 - e^{-k \frac{2h_m}{\lambda}}} \quad /48/$$

Из /48/ видно, что при $h_m > \frac{2\pi\lambda}{4}$ расчет амплитуд гармоник поля с достаточной для практики точностью можно производить без учета влияния полюсных наконечников, считая шиммы неограниченными по высоте. Это приводит к значительному сокращению расчетов по формулам /41/, связанных с определением зависимости от радиуса амплитуды и фазы основной гармоники магнитного поля.

Следует отметить, что эти выводы не относятся к расчету среднего поля системы спиральных шимм, при котором для достижения необходимой точности необходимо учитывать влияние полюсных наконечников.

Исследуемые структуры магнитного поля были созданы при помощи системы спиральных шимм со следующими параметрами:

1/ $N = 4$	$\lambda = 1,34$ см	$\delta = 1,2$ см	$h_1 = 4$ см	$2b = 4$ см
2/ $N = 6$	$\lambda = 2,7$ см	$\delta = 2,5$ см	$h_1 = 4$ см	$2b = 3$ см.

Внешний вид полюсного наконечника для $N = 4$ показан на рис. 6. Расчетная кривая и экспериментальные значения амплитуды основной гармоники для этого варианта приведены на рис. 7. Из этой зависимости видно, что амплитуда, равная нулю в центре, возрастает с увеличением радиуса, достигая 90% от предельной амплитуды уже на $z \approx 15$ см. На том же рисунке приведены отклонения фазы основной гармоники β_4 от идеальной фазы $\frac{z}{\lambda}$. Изменение знака отклонения приводит на конечных радиусах к эффективному увеличению λ , что вызывает локальное увеличение амплитуды на этих радиусах. При оптимальном выборе λ /из условия максимума предельной амплитуды/ этот эффект заметно уменьшается. Это видно из анализа данных приведенных на рис. 8, на котором дана зависимость амплитуды и фазы основной гармоники от радиуса для варианта $N = 6$, где λ было выбрано близким к оптимальному. Схематический чертеж полюсного наконечника со спиральными шиммами для этого варианта приведен на рис. 9. Соотношения амплитуд гармоник в разложении поля в интервале радиусов 20-50 см соответствует расчетному из выражения /47/. Амплитуда восьмой гармоники в первом варианте и двенадцатой во втором составляет 5% и 25%, соответственно, от амплитуды основной гармоники.

Наиболее трудоемкой задачей при формировании магнитного поля циклотрона являлось создание резонансного среднего поля /32/. Формирование среднего поля осуществлялось кольцевыми шиммами, расчет магнитного поля которых велся в предположении равномерного осевого намагничивания из выражения /36/. Составляющая магнитного поля от тонких кольцевых шимм радиальной протяженности $\Delta R = R_2 - R_1$ и высоты Δh описывается при условии $\frac{\Delta h}{h} \ll 1$ следующим образом /28/

$$H_z(z) = 4\pi M \Delta h \left\{ \Psi(z, h_1, R_2) - \Psi(z, h_1, R_1) \right\}, \quad /49/$$

где

$$\Psi(z, h_1, R) = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{(R+z)^2 + h_1^2}} \left[F_0(\alpha) + \frac{R^2 - z^2 - h_1^2}{(R-z)^2 + h_1^2} E_0(\alpha) \right],$$

F_0 и E_0 - нормированные полные эллиптические интегралы $\bar{1}$ -го и $\bar{11}$ -го рода;

$$\alpha = \arcsin \sqrt{\frac{4Rz}{(R+z)^2 + h^2}}$$

Численное значение намагниченности M для кольцевых шимм находилось с помощью кривых намагничивания вещества ^{/29/} и магнитометрического размагничивающего фактора ^{/28/}, который определяется из соотношения

$$N = \frac{1}{V} \int_V f_z(z, z, \Delta h, R_1, R_2) z dz d\varphi dz,$$

где $f_z = \frac{H_z}{M}$ - функция, описывающая распределение вертикальной составляющей магнитного поля внутри рассматриваемого образца. Размагничивающий фактор является безразмерной функцией параметров шимм и меняется от 0 /при $\frac{\Delta h}{\Delta R} \rightarrow \infty$ / до 4π /при $\frac{\Delta h}{\Delta R} \rightarrow 0$ /.

Предварительные эксперименты, проведенные с одиночными кольцевыми тонкими шиммами, показали, что отклонение расчетных и экспериментальных кривых не превышает 10% от максимального значения поля шиммы, и в пределах этой точности имеет место принцип суперпозиции полей от одиночных шимм. Для более точного шиммирования среднего поля применялись стальные цилиндры малого диаметра / ϕ 0,8 см/. Перераспределение цилиндров по азимуту использовалось для уменьшения амплитуд первой и второй гармоник, появление которых в разложении поля объясняется ошибками в геометрии шимм, которые в изготовленном комплекте спиральных шимм составляли около 0,01 см, и перекосом полюсных наконечников, не превышающим 0,05 см. Амплитуды низших гармоник в зависимости от радиуса представлены на рис. 10. Величины амплитуд 1-й и 2-й гармоник для $0 < z < 50$ см не превышают 15 эрстед.

Для улучшения условий начального формирования пучка в центральной области ускорителя осуществлен небольшой подъем среднего поля. В интервале радиусов 8-52 см отклонение среднего поля от резонансного не превышает $2 \cdot 10^{-2}\%$ /на рис. 3, точками изображено экспериментально осуществленное среднее поле/.

§ 5. Измерение и стабилизация напряженности магнитного поля

Абсолютная величина напряженности неоднородного магнитного поля ускорителя измерялась специально разработанными магнитометрами, основанными на

эффекте Холла^{/30/} и явлении ядерного магнитного резонанса^{/31/, /32/}.

При помощи указанного ядерного магнитометра абсолютная величина напряженности магнитного поля в диапазоне от 250 до 24 000 эрстед с градиентом 5-10% от H_0 /до 1000-1200 э/см/ может быть измерена с точностью $\pm 0,01\%$. Эти измерения являются практически "точечными", так как объем вещества датчика магнитометра, в котором наблюдается ядерный магнитный резонанс, при средних величинах магнитного поля составляет $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$. Одновременно может быть определена с точностью $\pm 1\%$ величина градиента напряженности магнитного поля в точке измерения и его направление.

Для измерения напряженности магнитного поля в зазоре магнита циклотрона датчики обоих приборов устанавливались на специальном приспособлении, позволяющем перемещать их по радиусу, по вертикали и по азимуту от 0° до 360° . Точность установки датчика по радиусу $\pm 0,01$ см, по вертикали $\pm 0,01$ см и по азимуту $\pm 0,1^\circ$.

В ядерном магнитометре применена система дистанционной грубой и точной настройки колебательного контура регенеративного детектора сигнала ядерного магнитного резонанса и система дистанционного полуавтоматического управления азимутальным перемещением датчика, что позволило значительно сократить время, необходимое для измерений напряженности магнитного поля в процессе шиммирования.

Требуемая стабильность магнитного поля $/0,01\%/$ может быть получена только при помощи устройства, которое реагирует непосредственно на изменение напряженности магнитного поля в зазоре электромагнита. Из известных способов такой стабилизации магнитного поля наиболее точными и удобным является метод, основанный на использовании явления ядерного магнитного резонанса. Стабильность резонансной величины напряженности магнитного поля определяется практически только стабильностью частоты высокочастотного возбуждающего поля. Использование параметрически стабилизированных или стабилизированных кварцем генераторов, задающих частоту высокочастотного возбуждающего поля, позволяет стабилизировать напряженность магнитного поля с точностью 0,01 - 0,001%.

В циклотроне напряженность магнитного поля стабилизировалась с точ-

ностью 0,005% ядерным стабилизатором, в котором резонансный сигнал наблюдался методом ядерной индукции^{/33/}.

§ 6. Высокочастотная система и генератор

Высокочастотная система циклотрона представляет собой коаксиальную четвертьволновую резонансную / $W = 64$ см / линию, замкнутую с одной стороны передвижным диском и нагруженную с другой стороны емкостью дуант-камера^{/34/}.

Перемещением диска система перестраивается в диапазоне от 7,6 до 12 мгц при рабочей частоте в 10,5 мгц.

Особенностью высокочастотной системы является наличие только одного дуанта и малые зазоры между дуантом и камерой /1,5 - 2 см/. Высоко-частотный пробой между дуантом и камерой ограничивает максимально возможное ускоряющее напряжение 40 кв. Малость зазоров обуславливает также значительную расстройку системы при нагреве, что приводит к необходимости принимать специальные меры для поддержания неизменной ее собственной частоты.

Общий вид резонансной линии приведен на рис. 11. Наружным электродом линии является стальной вакуумный бак, покрытый изнутри медными листами. Диаметры внешнего и внутреннего электродов равны 58,4 и 20,0 см, соответственно.

Дуант имеет следующие размеры: радиус 57,5, апертура 4 см. С целью увеличения рабочей апертуры трубки охлаждения расположены вдоль боковых кромок дуанта вне рабочих радиусов.

Питание высокочастотной системы осуществляется семикаскадным генератором с независимым возбуждением. Задающий генератор собран на триоде 6Н15П по схеме с заземленным анодом и емкостной обратной связью; для обеспечения высокой стабильности частоты в нем применены термокомпенсирующие конденсаторы, стабилизировано анодное питание и индуктивность выполнена на керамическом каркасе методом горячей посадки. Стабильность частоты этого генератора составляет $4 \cdot 10^{-5}$ / после двухчасового прогрева/.

Выходной каскад собран на двух лампах ГУ-12А, включенных параллельно. Для устранения паразитных генераций в режиме с независимым возбуждением и возможности простого перехода в автоколебательный режим каскад работает по схеме с заземленной сеткой. Каскад расположен в непосредственной близости от резонансной линии /рис. 11/. Его анодным контуром является высокочастотная система, с которой осуществлена кондуктивная связь посредством короткого воздушного коаксиального фидера с волновым сопротивлением 64 ома. При работе с независимым возбуждением уход собственной частоты высокочастотной системы в результате нагрева приводит к изменению ускоряющего напряжения. Поддержание постоянства собственной частоты /амплитуды ускоряющего напряжения/ осуществляется при помощи автоматической системы стабилизации амплитуды путем изменения емкости между дуантом и дополнительным электродом, вводимым в камеру ускорителя. В диапазоне регулирования система стабилизации поддерживает неизменной амплитуду ускоряющего напряжения с точностью 1,5%.

8 7 . Камера и источник ионов

Вакуумная камера ускорителя, имеющая форму прямоугольного параллелепипеда с размерами 158x154x33,5 см, сконструирована таким образом, чтобы максимально обеспечить экспериментальные удобства при простоте и надежности ее обслуживания. Камера, за исключением цилиндрических стальных крышек, выполнена из сплава типа "авиаль" для уменьшения вредного радиоактивного фона от долгоживущих изотопов, накапливаемых в камере под действием ускоренных частиц. Камера и внешняя труба резонансной линии образуют вакуумный объем, откачиваемый тремя паромасляными насосами типа Н-5Т. Указанные насосы обеспечивают рабочий вакуум в системе $1-2 \cdot 10^{-5}$ мм. рт.ст. при натекании рабочего газа в источник около $2-5 \text{ см}^3/\text{мин.}$

Форвакуумная откачка камеры и диффузионных насосов обеспечивается двумя механическими насосами ВН-1 через форвакуумный трубопровод, секционированный для отдельной откачки камеры и диффузионных насосов.

Использование в качестве источника ионов разряда типа Пеннинга позволило избежать значительных конструктивных трудностей, связанных с

подогревом катода и охлаждением отдельных частей источника ионов. Конструктивно источник выполнен так, что имеется возможность его продольного и бокового смещения без нарушения вакуума в системе. Камера снабжена тремя пробниками с кварцевыми мишенями в качестве индикаторов пучка. Тонкая вольфрамовая проволока, намотанная на кварцевые мишени, позволяет проводить одновременно с визуальным наблюдением измерение тока пучка ускоренных частиц.

Общий вид ускорителя со стороны ионного источника и пробников приведен на рис. 12.

З а к л ю ч е н и е

Комплекс проведенных работ по пуску и исследованию ускорителя с пространственной вариацией напряженности магнитного поля позволяет сделать следующие выводы:

а/ Экспериментально подтверждена развитая в применении к этим ускорителям линейная теория пространственной устойчивости в определенном диапазоне изменения частот собственных колебаний частиц;

б/ Теоретически и экспериментально исследован нелинейный резонансный эффект в центре ускорителя и найдены области параметров структуры магнитного поля, при которых эффект практически отсутствует;

в/ Разработанные методы создания вариации напряженности магнитного поля обеспечивают необходимую для практики точность и могут применяться при сооружении ускорителей такого типа;

г/ Все указанные теоретические и экспериментальные исследования, а также разработанная аппаратура для измерения и стабилизации магнитных полей сложной конфигурации и методы шиммирования среднего поля позволяют осуществить на циклотронах соответствующих размеров условия, необходимые для резонансного ускорения частиц до энергий, получаемых при помощи существующих синхроциклотронов при токах в пучках в сотни микроампер.

Авторы высоко ценят большую напряженную работу, выполненную при сооружении ускорителя коллективами экспериментальных мастерских, конструкторов

торского бюро, радиотехнического и электротехнического секторов Лаборатории ядерных проблем. Авторы глубоко благодарны этим коллективам и их руководителям К.А.Байчеру, Н.И.Фролову, М.Ф.Шульге, Ф.В.Чумакову за оказанную помощь, ценные предложения и обсуждение многих технических вопросов. Авторы выражают благодарность Д.И.Блохинцеву, Д.В.Ефремову, К.Н.Мещерякову, В.Н.Сергиенко за постоянный интерес и содействие, в значительной мере способствовавшие ускорению работ, и Е.Г.Комару, И.Ф.Малышеву, Л.Н.Федулову за конструирование и изготовление камеры и магнита ускорителя. За помощь, оказанную на первой стадии составления технического задания, авторы признательны Честному А.В.

Рукопись поступила в издательский отдел 19 августа 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. L.N.Thomas, Phys.Rev. 54, 580 (1938).
2. В.И.Векслер. ДАН, 43, 346 /1944/.
3. E.M.McMillan, Phys.Rev. 68, 143 (1945).
4. N.Christophilos (unpublished); E.D.Courant, M.S.Livingston, N.S.Snyder, Phys.Rev. 88, 1190 (1952).
5. V.V.Vladimirski, E.G.Komar, A.L.Mints, CERN Symposium, I, 122 (1956).
6. Сборник "Протонный синхрофазотрон на 25 Бэв в ЦЕРН"е".
Издание Главатома СССР, вып. 1 /1956/.
7. Annual Report of Brookhaven National Laboratory, July I,
25, (1958).
8. А.А.Коломенский, В.А.Петухов, М.С.Рабинович. Сборник "Некоторые вопросы теории циклических ускорителей" Москва /1955/.
9. Е.М.Мороз, М.С.Рабинович. ПТЭ, № 1, 15 /1957/.
10. Г.И.Будкер, Атомная энергия, 5, 9 /1956/.
11. В.И.Векслер. Атомная энергия, 11, 5, 427 /1957/.

12. D.W.Kerst, K.M.Terwilliger, K.R.Symon, I.W.Jones, Bull.Amer. Phys.Soc. 30, I, (1955).
13. В.П.Дмитриевский. О предельной энергии частиц в ускорителях типа циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля. Отчет ОИЯИ /1955/.
14. В.В.Кольга. Применение в ускорителях периодических магнитных полей специального вида. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.
15. В.В.Кольга. Влияние возмущений на устойчивость орбит в циклотроне с периодическим магнитным полем. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.
16. P.D.Dunn, L.B.Mullet, T.G.Pickavance, W.Walkinshaw, J.J.Wilkins, CERN, Symposium, I, 9 (1956).
17. W.Walkinshaw, N.M.King, Linear Theory in S/R. Cyclotron Design AERE, GR/R 2050 (1956).
18. N.M.King, W.Walkinshaw, Nuclear Instr. 2, 4, (1958).
19. D.W.Kerst, H.J.Hausman, R.O.Naxby, I.J.Jaslett, F.E.Mills, T.Ohkawa, F.L.Peterson, A.M.Sessler, J.N.Snyder, W.A.Walentymer, Rev.Sci. Instr. 28, II, 970 (1957).
20. Мак-Лахлан. Теория и приложение функций Маттье, ИЛ /1953/.
21. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний ГИТТЛ /1956/.
22. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга. Фазовое движение в циклотроне с периодическим магнитным полем. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1957/.
23. Н.Н.Лебедев. Специальные функции и их применение. ГИТТЛ Москва /1953/.
24. В.В.Кольга. Влияние высших гармоник на движение частиц в ускорителях с периодическим магнитным полем. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1958/.
25. В.И.Данилов, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко. Об одном методе расчета магнитных полей для ускорителя с пространственной вариацией магнитного поля. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1956/.

26. В.И.Данилов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, Лю Нэ-чуань, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян. Магнитное поле модели циклотрона с пространственной вариацией, препринт ОИЯИ /1959/.
27. В.Смайт. Электростатика и электродинамика. Ил /1954/.
28. В.И.Данилов, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян. Формирование аксиально-симметричных магнитных полей с помощью кольцевых шимм, препринт ОИЯИ /1959/.
29. И.В.Антик, Е.И.Кондорский, Е.П.Островский, Б.А.Садиков. Магнитные измерения ГОНТИ /1939/.
30. Д.П.Василевская, Ю.Н.Денисов, ПТЭ, № 3 /1959/.
31. Ю.Н.Денисов, ПТЭ, № 5, 67 /1958/.
32. Ю.Н.Денисов. Измерение напряженности и градиента магнитных полей ядерным магнитометром ПТЭ /в печати/.
33. Ю.Н.Денисов, ПТЭ, № 1, 36 / 1959/.
34. А.А. Глазов, В.А.Кочкин, Б.Н.Марченко, А.Л.Савенков. Радиочастотная система модели циклотрона с пространственной вариацией магнитного поля. Отчет ЛЯП ОИЯИ /1959/.

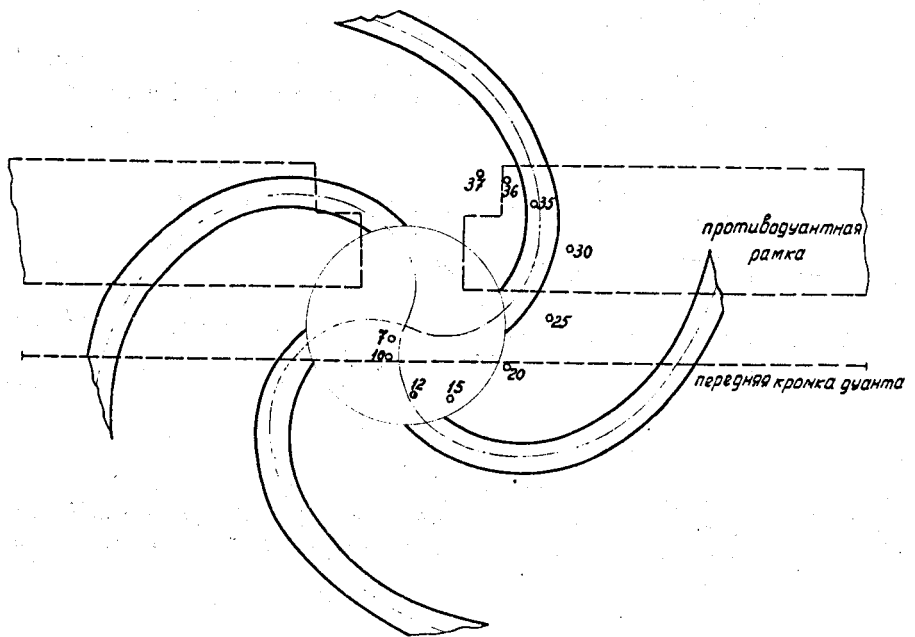


Рис. 1. Положение центров мгновенных орбит для $N = 4$.

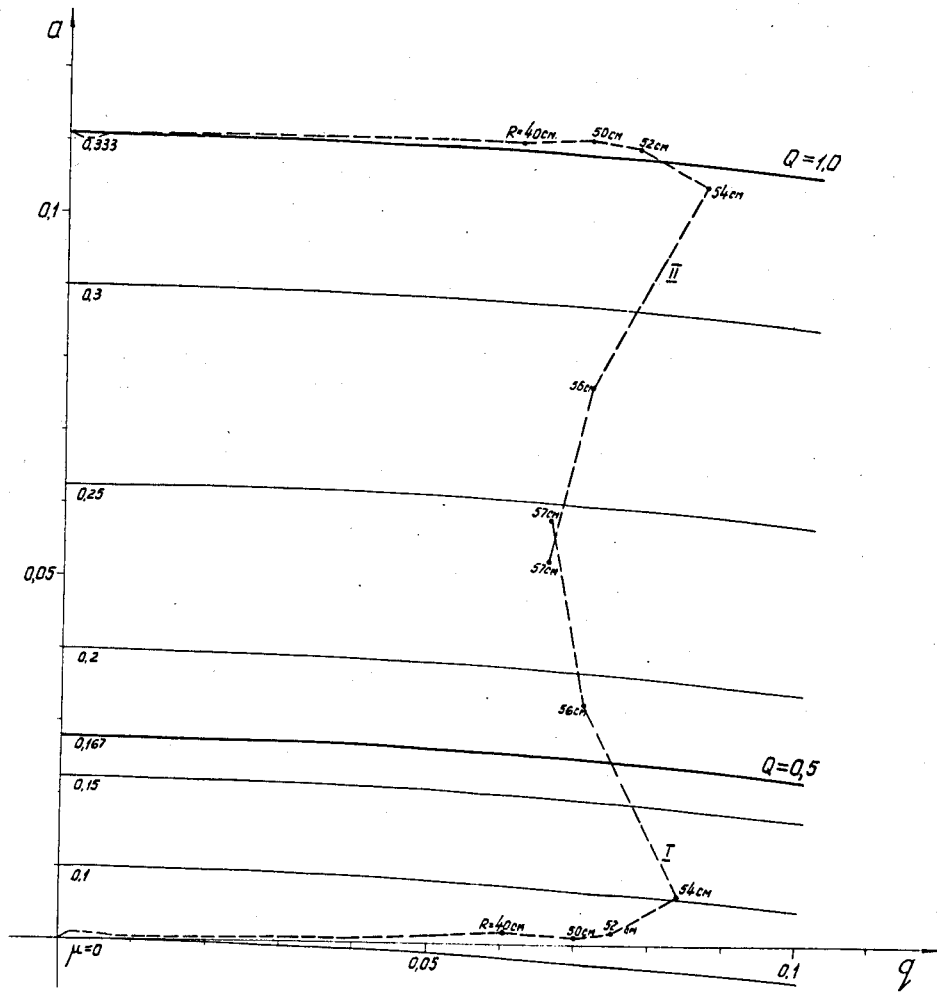


Рис. 2. Движение рабочей точки по области устойчивости:

1. Для вертикальных колебаний;
- II. Для радиальных колебаний.

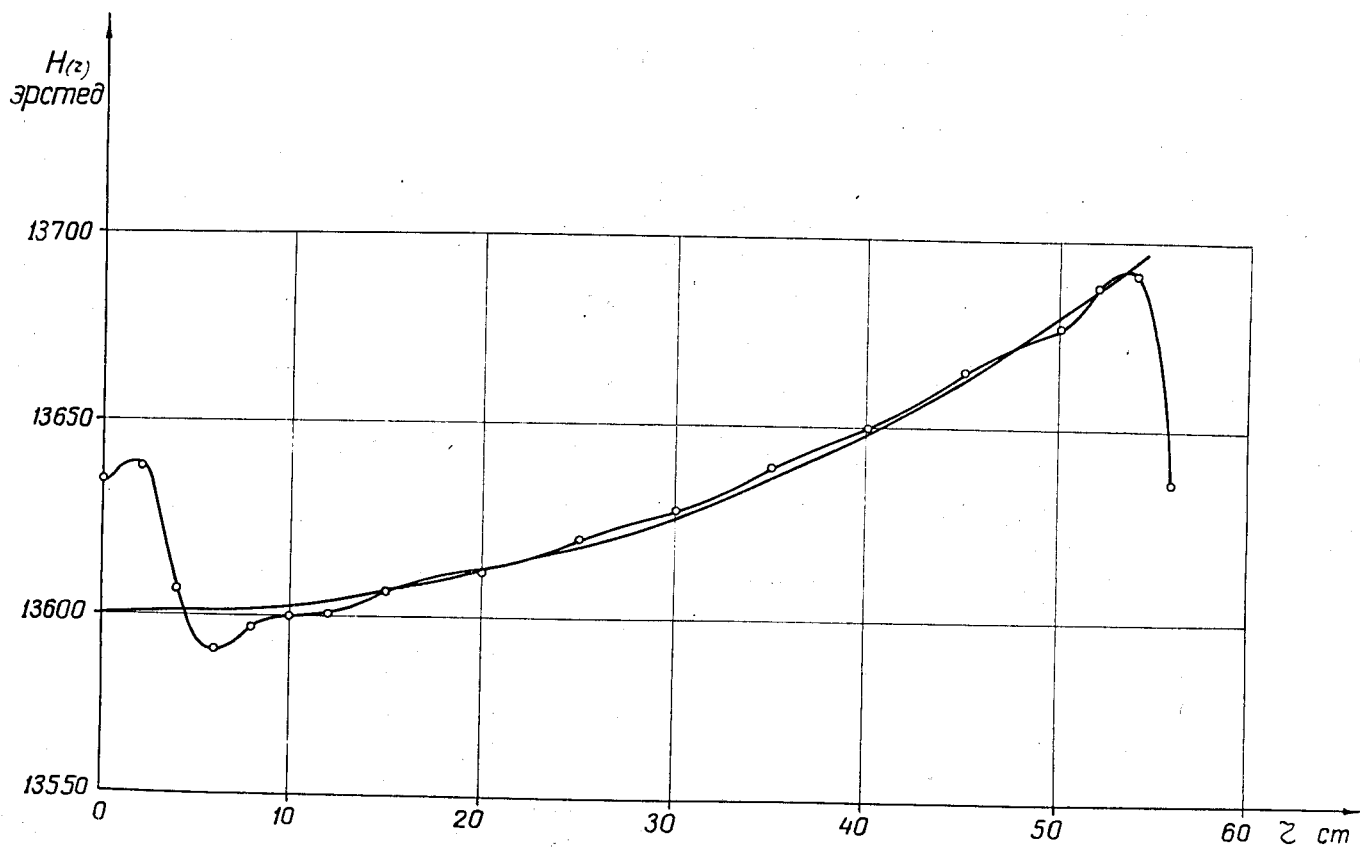


Рис. 3. Зависимость напряженности среднего магнитного поля циклотрона от радиуса для $N = 6$.

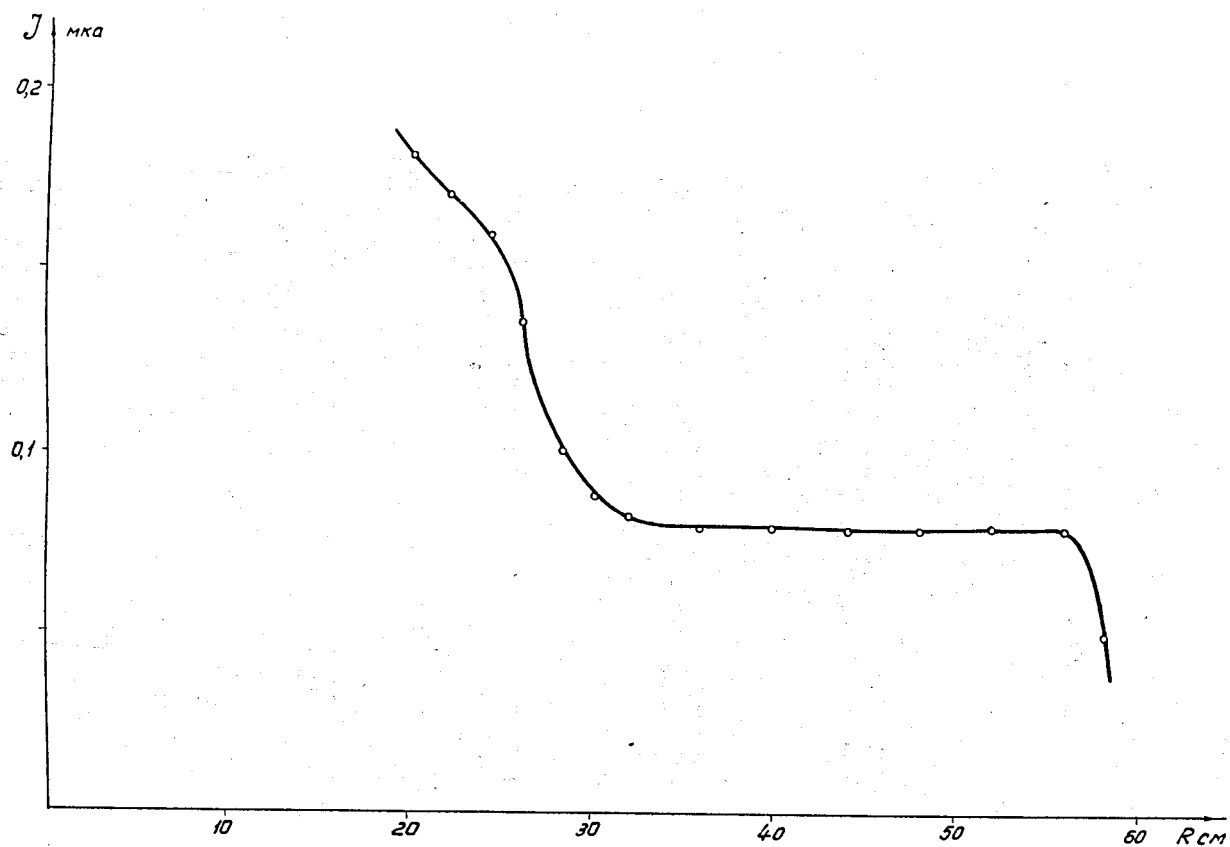


Рис. 4. Ток пучка частиц на различных радиусах / $V_0 = 11$ кв./

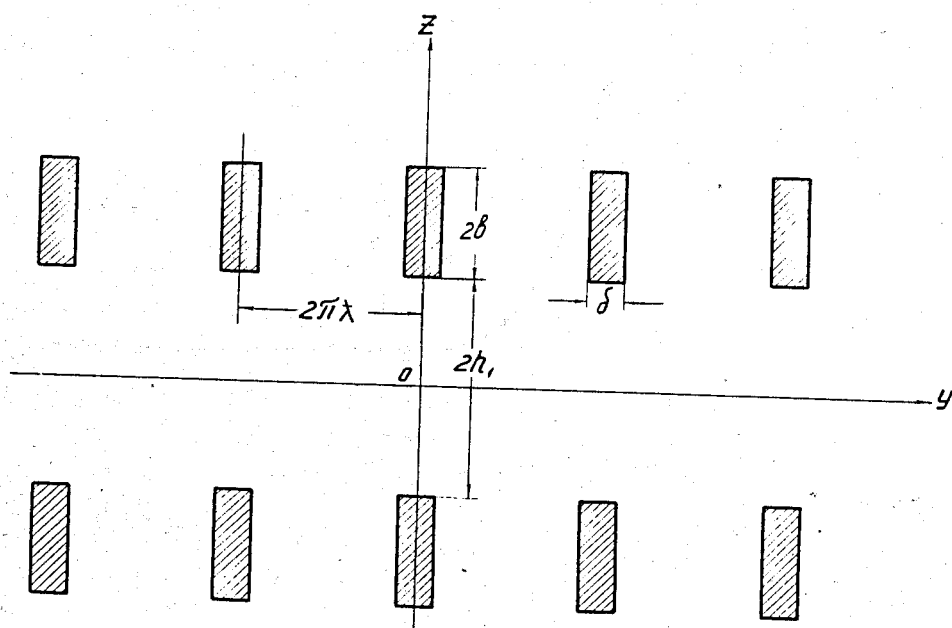


Рис. 5. Система прямолинейных шимм.

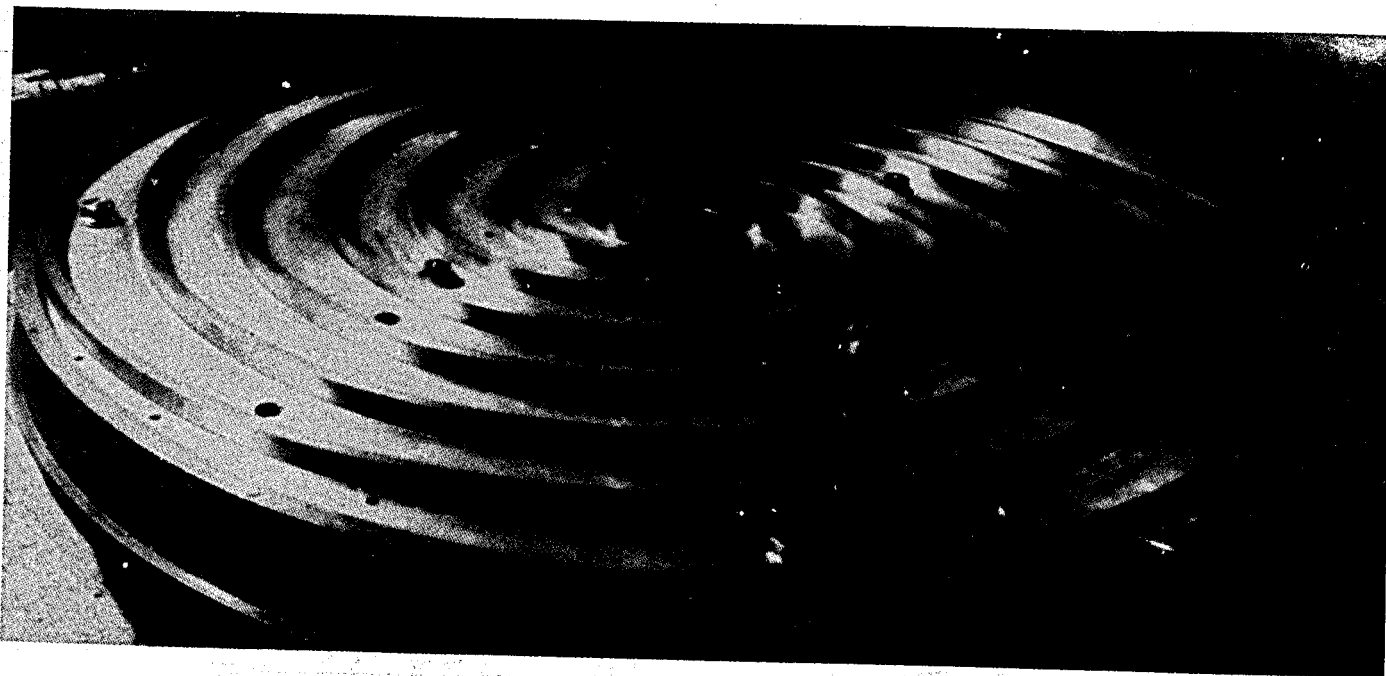


Рис. 6. Полюсный наконечник со спиральными шиммами для варианта с $N = 4$.

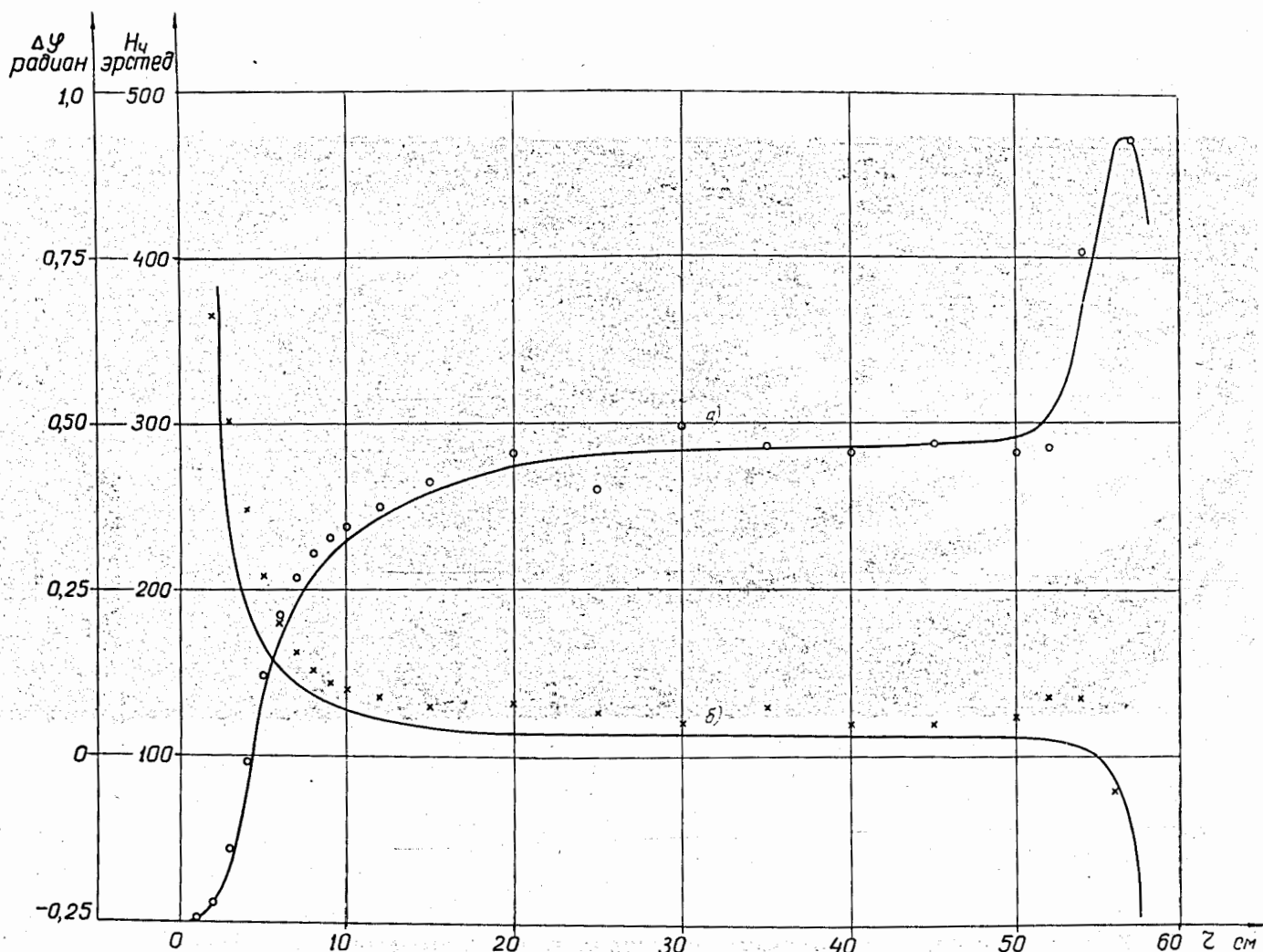


Рис. 7. а/ Зависимость амплитуды 4-й гармоники магнитного поля H_4 от радиуса /сплошная кривая - расчет, кружки - опытные данные/;

б/ отклонение фазы 4-й гармоники магнитного поля от спирали /сплошная кривая - расчет, крестики - опытные данные/.

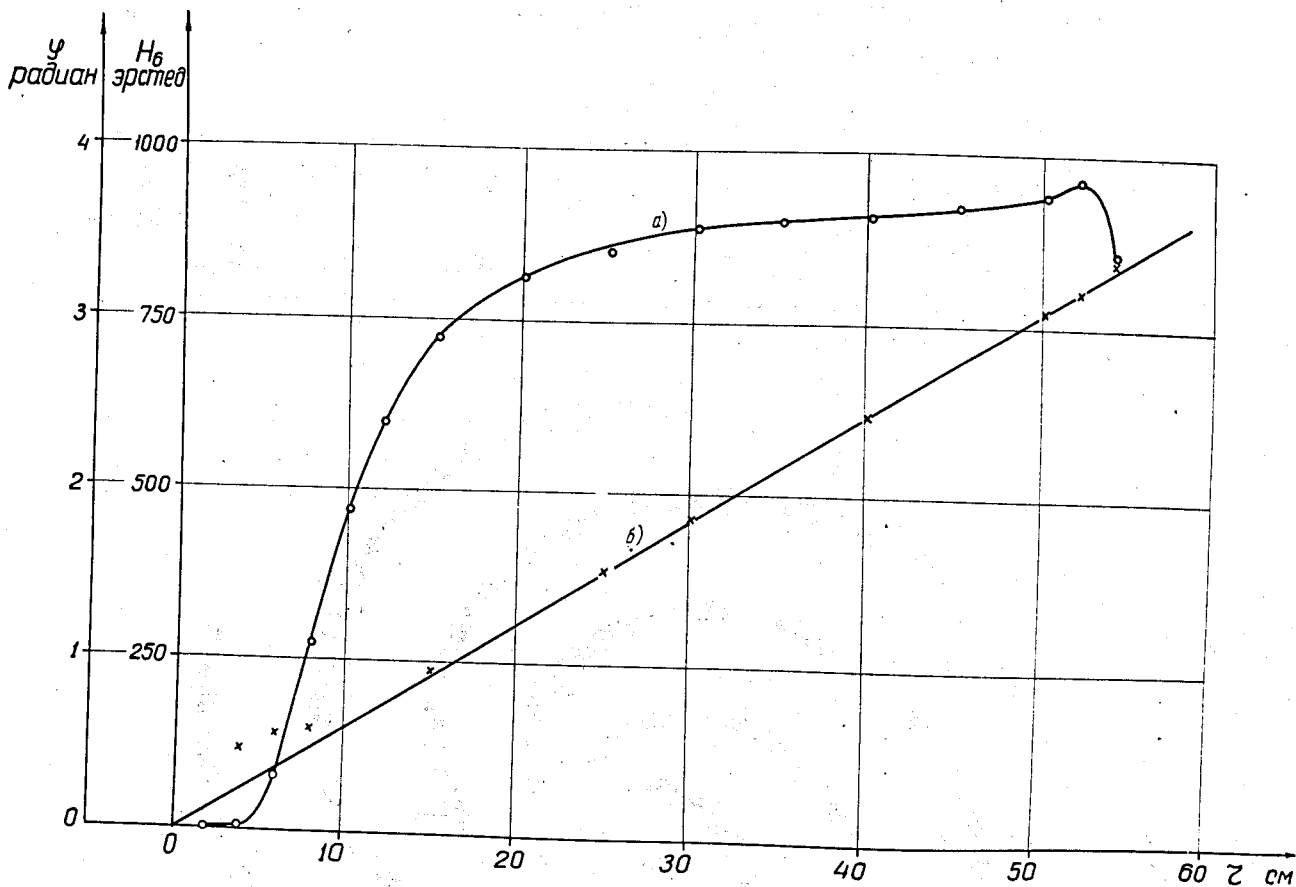


Рис. 8. а/ Зависимость амплитуды 6-й гармоники магнитного поля H_6 от радиуса;

б/ Зависимость фазы ψ спиральной шиммы от радиуса /сплошная линия/.

Экспериментальная зависимость фазы 6-й гармоники магнитного поля от радиуса /крестики/.

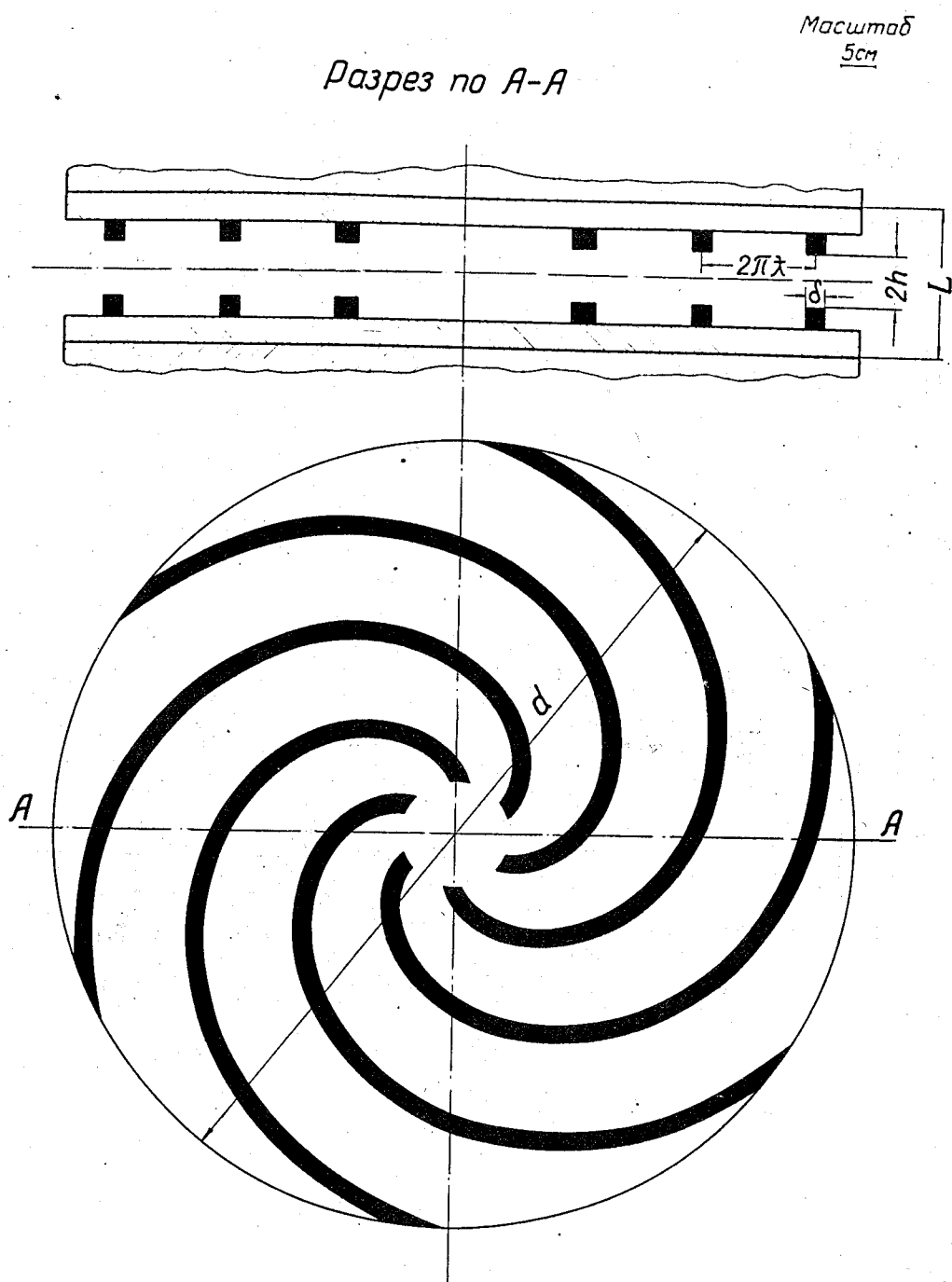


Рис. 9. Схематический чертеж полюсного наконечника со спиральными шиммами для варианта с $N = 6$.

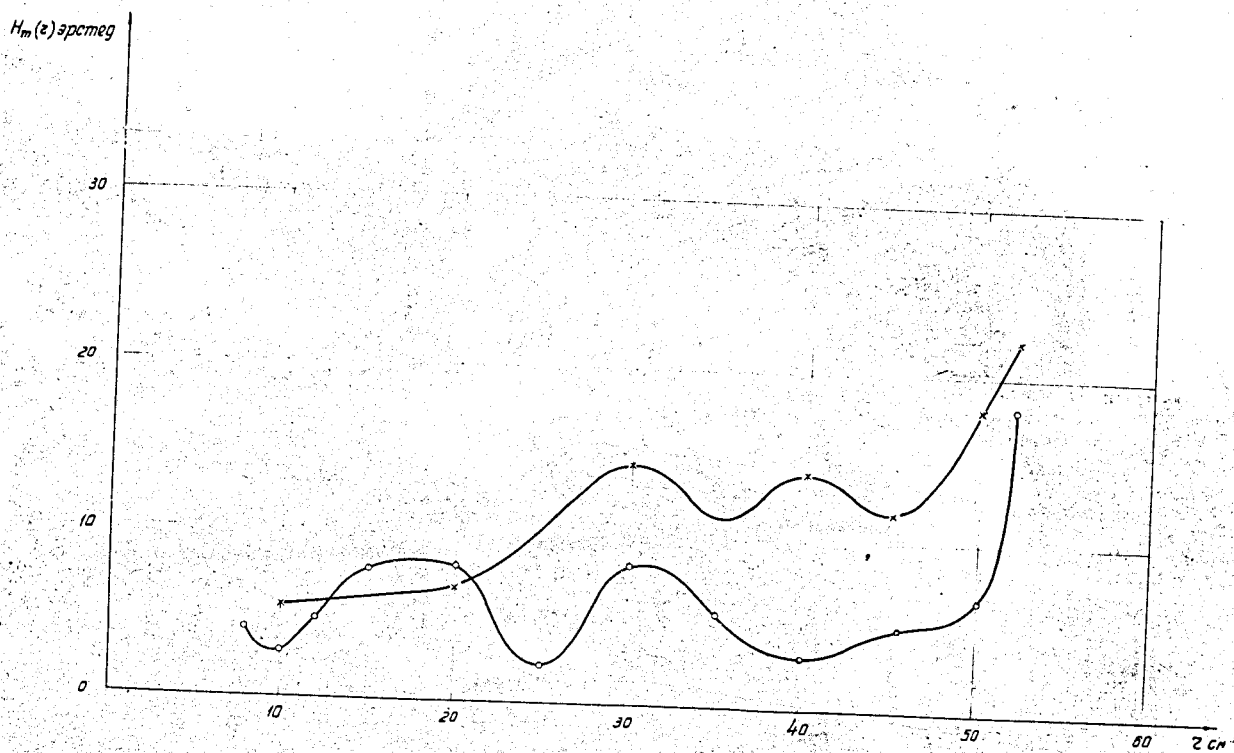


Рис. 10. Зависимость амплитуд низших гармоник магнитного поля от радиуса для $N = 6$ /кружки - 1-я гармоника, крестики - 2-я гармоника/.

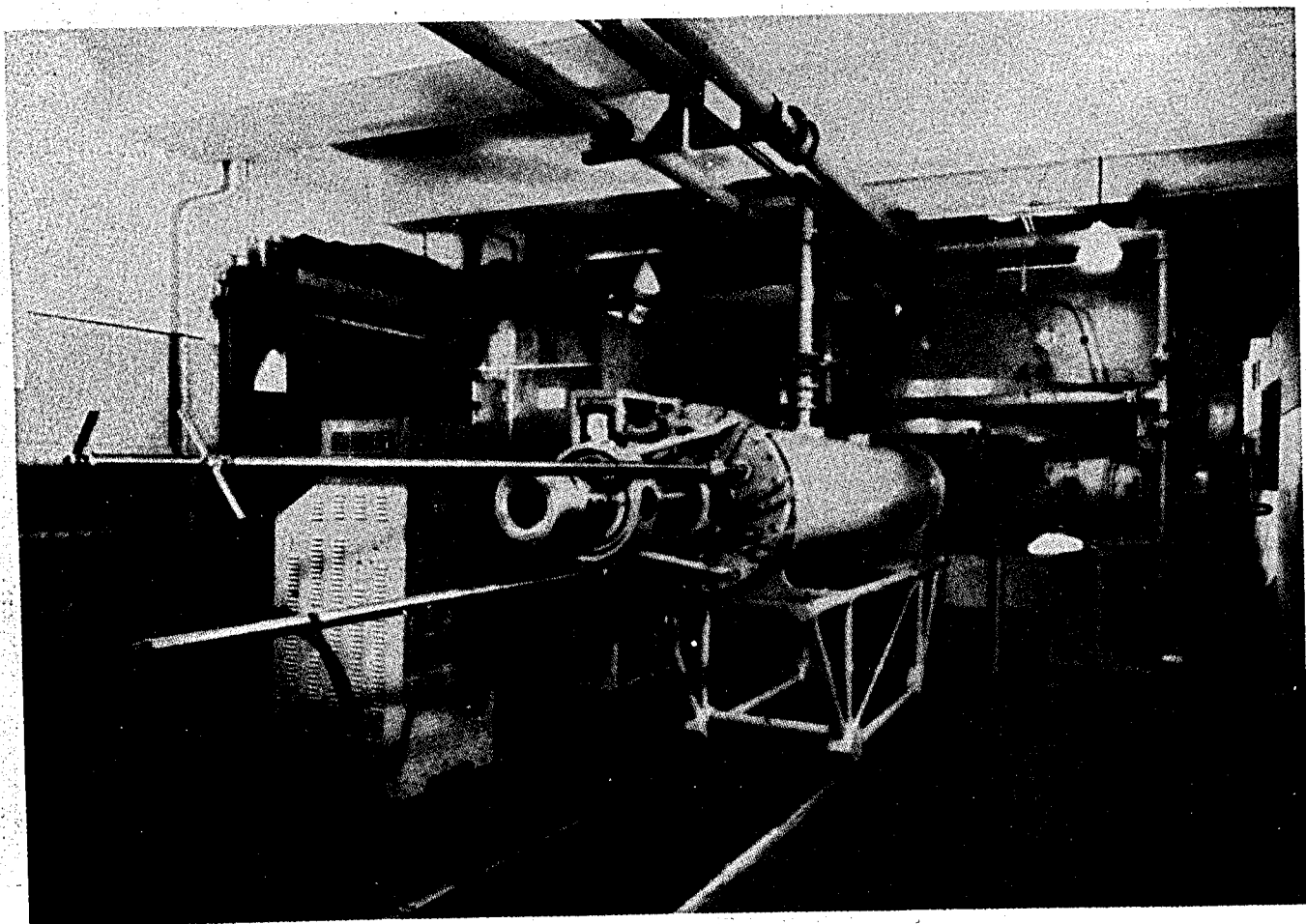


Рис. 11. Общий вид ускорителя со стороны резонансной линии.

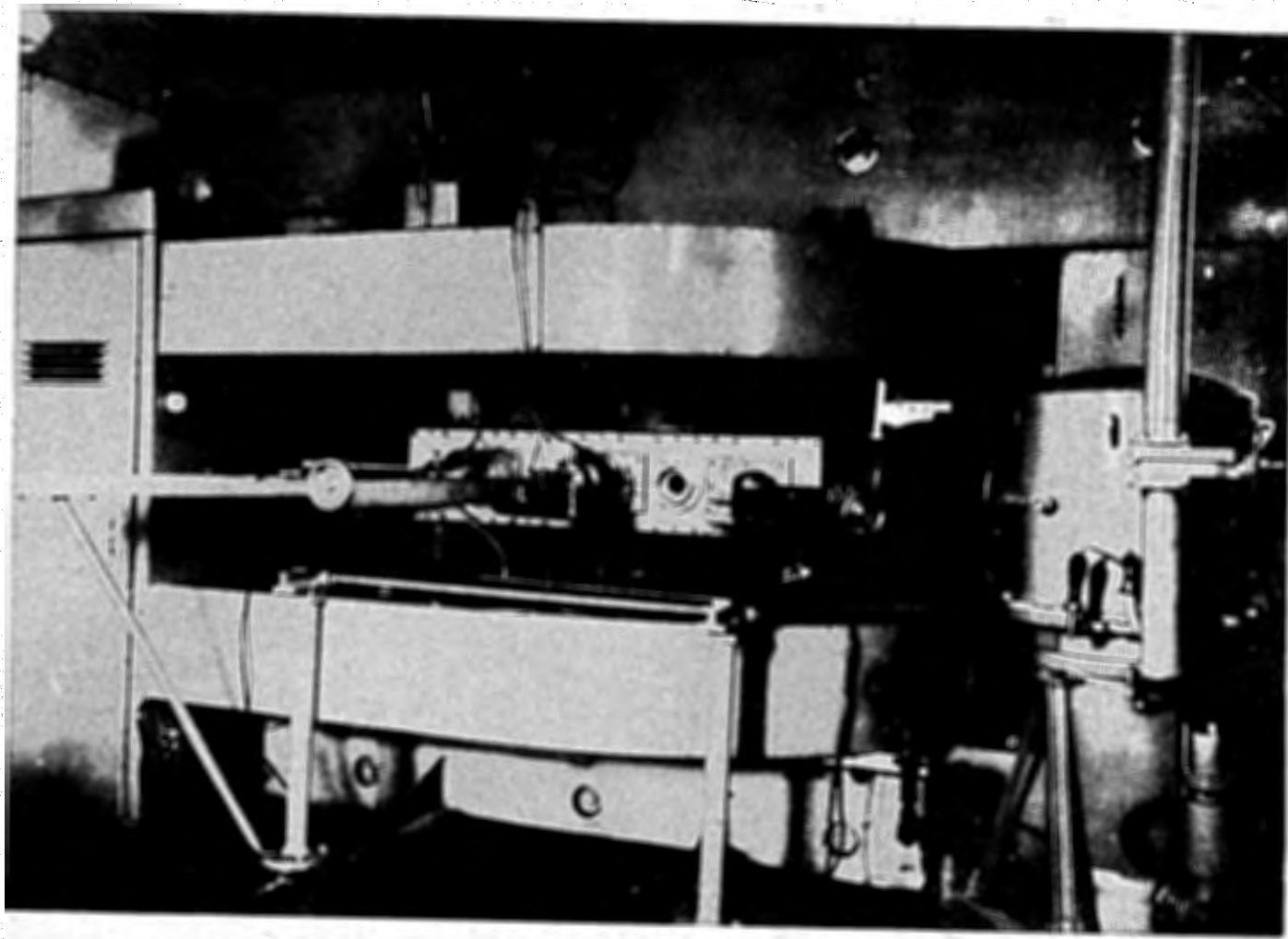


Рис. 12. Общий вид ускорителя со стороны ионного источника и пробников.