

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА СОВЕТСКИХ СОЦИАЛИСТИЧЕСКИХ  
РЕСПУБЛИК

"Утверждаю"

Б1-1606

Доктор физико-математических  
наук

\_\_\_\_\_ М. Г. Мещеряков

15 апреля 1952 года

ВЫВОД ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 480 МЭВ ИЗ КАМЕРЫ  
ПЯТИМЕТРОВОГО СИНХРОЦИКЛОТРОНА

Руководитель отдела

Честной А. В.

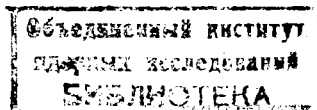
Руководитель сектора

Катышев В. С.

Исполнитель работы

ст. инженер -

Кропин А. А.



## В В Е Д Е Н И Е.

Для исследования ядерных взаимодействий частиц высокой энергии с веществом весьма важно иметь возможность проводить эти исследования вне камеры синхроциклотрона. Для этой цели необходимо пучок ускоренных ионов вывести за пределы разгонной камеры. Неизбежное уменьшение интенсивности пучка при выводе в значительной степени компенсируется резким уменьшением фона и более широкими возможностями для применения разнообразной экспериментальной методики. Однако, при решении проблемы вывода ионного пучка за пределы магнитного поля пятиметрового синхроциклотрона возникает ряд принципиальных и технических трудностей. Одна из них, обусловленная синхроциклотронным способом ускорения, заключается в том, что соседние витки спиральной траектории ионов в конце разгонного цикла слишком близки друг к другу. Это обстоятельство исключает применение обычных для циклотронов дефлекторных систем, так как основная часть ионного пучка будет потеряна на передней стенке отсекающей пластины. Для больших ускорителей "шаг спирали" т.е. расстояние между двумя последующими орбитами очень мало, как это следует из

$$\Phi\text{-лы} \quad \Delta r = \frac{R}{(1-n)\beta^2} \frac{2eV_0 \sin \varphi}{E} \quad 12$$

где  $R$  - радиус равновесной орбиты,  
 $n = -\frac{R}{H} \frac{dH}{dR}$  - показатель спада напряженности магнитного поля по радиусу,

$V$  - ускоряющее напряжение,

$\varphi$  - фаза, с которой ионы проходят ускоряющую щель,

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$E$  - полная энергия.

Так например, в пятиметровом синхротронном циклотроне для дейтронов  $\Delta r < 0,1 \text{ мм}$ , а для протонов  $\Delta r < 0,01 \text{ мм}$ .

Правда, известная доля пучка может попасть за переднюю отсекающую пластину в результате прецессии центров кривизны из-за радиальных колебаний,<sup>2/</sup> так как в этом случае радиальное перемещение частицы за один оборот прецессии определяется величиной

$$\delta = 2d \sin^2 \frac{\gamma}{2} + \Delta r$$

12/

значительно большей "шага спирали".

Здесь  $\delta$  - перемещение частицы вдоль радиуса,

$\gamma = \pi n$  - угол поворота центра кривизны за время одного оборота частицы.

$d$  - амплитуда радиальных колебаний.

Другая, не менее существенная сложность проблемы вывода, заключается в том, что частицы могут выйти из основного поля синхротронного циклотрона только при смещении их примерно на 20-25 см. с радиуса последней равновесной орбиты /  $n \leq 0,2$  / в область радиальной неустойчивости /  $n > 1$  /. Для смещения протонного пучка с энергией около полумиллиарда электрон-вольт в магнитном поле  $H = 16000$  гаусс на 20-25 см требуется напряженность электрического поля дефлектора свыше  $300 \text{ кВ/см}^3$ .

Создание и использование таких высоких напряжений при питании дефлекторной системы представляет значительные технические трудности.

Сложность второй проблемы вывода-смещение пучка в область радиальной неустойчивости - может быть устранена, если воспользоваться естественным механизмом смещения, существующем при взаимодействии заряженных частиц высокой энергии с веществом

-явлением многократного рассеяния.<sup>7/</sup> Но при этом эффективность выпуска уменьшается  $\sim$  в  $10^2$  раз по сравнению с методом с применением электрического дефлектора.

Поэтому отклонение ионного пучка в область радиальной неустойчивости целесообразно осуществить двумя ступенями: 1/ отклонением частиц на 5-8 см. с помощью электрической дефлекторной системы<sup>5/</sup> или с помощью явления многократного рассеяния ускоренных частиц на мишени для заброса их в выводное устройство / магнитный<sup>5/</sup> или электромагнитный канал<sup>6/</sup> и 2/ дальнейшим отклонением частиц в область радиальной неустойчивости и выводом их за пределы разгонной камеры с помощью соответствующего выводного устройства.

Вывод протонов, ускоренных в пятиметровом синхроциклотроне до энергии 480 Мэв, был осуществлен впервые в 1950 году при помощи многократного рассеяния пучка на урановой мишени в сочетании с магнитным каналом. Энергия частиц во внешнем пучке была при этом порядка 460 Мэв при эффективности выпуска  $10^{-5}\%$ . Усовершенствование примененного метода позволило увеличить в 1951 году эффективность выпуска до  $10^{-3}\%$  при энергии частиц во внешнем пучке порядка 470 Мэв.

#### Отклонение частиц в магнитный канал.

Одним из вторичных эффектов, получающихся при взаимодействии ускоренных частиц с веществом, является эффект отклонения заряженной частицы на некоторый угол  $\vartheta$  от направления первоначального ее движения. Этот эффект, обусловленный электро-

магнитным взаимодействием заряженной частицы с электрическими полями ядер и электронов вещества, может быть использован для отклонения ускоренных в синхроциклотроне частиц в магнитный канал или другое выводное устройство. При использовании этого явления нас будут интересовать отклонения частиц на малые углы  $\vartheta$ , как наиболее вероятные и являющиеся результатом многократного столкновения. Средне-квадратичный угол рассеяния в слое вещества- толщиной  $\delta \text{ г/см}^2$ , входящий в функцию распределения частиц после рассеяния, определяется следующей формулой<sup>8/</sup>

$$\overline{\vartheta}^2 = 16\pi L z_0^2 \left(\frac{m}{M}\right)^2 \frac{z}{A} \ln(181 z^{-1/3}) \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \delta \quad /3/$$

где  $z_0 = 2,8176 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона

$\frac{m}{M}$  - отношение массы электрона и частицы =  $\frac{1}{1840} \rho$   
 $L = 6,024 \cdot 10^{23}$  - число Авогадро

$z = \frac{\beta}{A}$  - атомный номер и атомный вес рассеивающего ядра

$\delta$  - толщина рассеивающей мишени в  $\text{г/см}^2$ .

Таким образом, если на пути пучка в области  $n \leq 0,2$  поставить мишень, то частицы разлетятся так, что ф-ция распределения

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi \overline{\vartheta}^2} e^{-\frac{\vartheta_z^2 + \vartheta_z'^2}{\overline{\vartheta}^2}} d\vartheta_z d\vartheta_z' \quad /4/$$

где  $\overline{\vartheta}^2$  - средне-квадратичный угол рассеяния, а

$\vartheta_z$  и  $\vartheta_z'$  - проекция угла рассеяния на радиус орбиты и направление магнитного поля.

Ускоренные частицы, проходя через вещество, теряют при столкновениях часть своей энергии. Эти потери, называемые ионизационными потерями  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$ , согласно теории Бете-Блоха

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 N z^2}{m v^2} \left\{ \ln \frac{2 m v^2}{I(z)} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - C_K \right\} \dots (5)$$

где  $N'$  - количество атомов в  $1 \text{ см}^3$  тормозящего вещества,  
 $C_k$  - поправки для скоростей близких к скоростям  
 электронов на  $k$ -оболочке и в нашем случае несущественны.

Так как  $N' = \frac{Ld}{A}$ , где  $d$  - плотность вещества, а  
 $J(z)$  - средний потенциал ионизации, который согласно при-  
 ближенной формулы, данной Блохом, может быть записан в виде

$$J(z) = J_H z^2 = 11,5 z^2,$$

то, выражая  $v = \beta c$  и  $e^2 = z_0 m c^2$ , получим формулу /5/ в виде:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Мев/см}} = 4\pi z_0^2 m c^2 L \frac{z}{A} \frac{d}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2mc^2}{11,5z} + \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right] \dots 16/$$

Переходя к более употребительным единицам  $\text{МэВ/мгр/см}^2$  по  
 соотношению  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Мев/мгр/см}^2} = \frac{1}{10^3 d} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Мев/см}}$ , получим

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Мев/мгр/см}^2} = 4\pi z_0^2 m c^2 L \frac{z}{10^3 A \beta^2} \left[ \ln \frac{2mc^2}{11,5z} + \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right] \dots 17/.$$

Если известны ионизационные потери для вещества с  $Z_0$  и  $A_0$ ,  
 то для вычисления потерь в веществах с  $Z$  и  $A$  можно вос-  
 пользоваться соотношением<sup>9/</sup>

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_0 \frac{A_0}{A} \frac{Z}{Z_0} = \frac{4\pi z_0^2 L}{10^3} \frac{z}{A} \ln \left(\frac{z}{Z_0}\right) \frac{1}{\beta^2} \dots 18/$$

Общая потеря энергии при прохождении слоя вещества тол-  
 щиною  $S$   $\text{гр/см}^2$  вычисляется по формуле:

$$\Delta E = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} S \dots \dots \dots 19/$$

Траектория частицы в заданном магнитном поле определяется  
 ее начальной скоростью, которой соответствует определенная ве-  
 личина угла рассеяния и координата центра кривизны орбиты  
 в центральной плоскости.

Ионизационные потери энергии вызывают перемещение центра  
 вдоль радиуса кривизны. Направление скорости частиц определяет-  
 ся углом рассеяния  $\vartheta$  вследствие многократного рассеяния  
 частиц в веществе, вызывающего смещение центра кривизны невоз-

мущенной орбиты на величину  $OO' = \rho \vartheta (\rho \sin \alpha)$ , где  $\rho$  - радиус кривизны орбиты. Пользуясь соотношениями

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad p = \frac{eH}{c} \rho \quad \text{и} \quad \omega = \frac{eHc}{E}$$

определим смещение центра вдоль радиуса кривизны вследствие потери энергии.

$$\Delta E = \frac{e^2 H^2 (1-n) \rho \Delta \rho}{E} = E \beta^2 \frac{\Delta \rho}{\rho} (1-n)$$

отсюда 
$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1}{(1-n)\beta^2} \frac{\Delta E}{E} \quad /10/$$

Подставляя значение  $\Delta E$  из /8/ и /9/, получаем

$$dc = \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{4\pi z_0^2 L}{1-n} \frac{z}{A} \frac{M}{m} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta^2} \left\{ 3 \ln(44z^{-1/3}) - \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 \right\} \dots (11)$$

Отношение среднеквадратичного угла  $\overline{\vartheta}^2$  к величине относительного смещения центра кривизны  $dc$  определит эффективность рассеивателя:

$$\frac{\overline{\vartheta}^2}{dc^2} = 4 \frac{m}{M} (1-n) \sqrt{1-\beta^2} z \varphi(z, \beta) \dots /12/$$

где 
$$\varphi(z, \beta) = \left[ \frac{3 \ln(44z^{-1/3}) - \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2}{\ln 18/z^{-1/3}} \right]^{-1} \quad \text{-медленно}$$

меняющаяся ф-ция от  $z$  и при интересующих нас энергиях от  $\beta$ .

Из выражения /12/ видно, что эффективность рассеивателя, т.е. среднеквадратичный угол рассеяния при заданной потере энергии пропорциональна атомному номеру  $z$ . Следовательно для отклонения частиц в магнитный канал методом многократного рассеяния выгоднее пользоваться тяжелыми веществами-, например, ураном, торием, висмутом, свинцом, вольфрамом.

Исходя из вышеизложенного необходимо рассчитывать толщину рассеивателя таким образом, чтобы среднеквадратичный угол

рассеяния  $\vartheta$  был близок к углу рассеяния  $\vartheta_c$ , определенному расположением магнитного канала относительно рассеивателя и последней равновесной орбиты, так как в этом случае мы будем работать на пологой части функции распределения согласно формулы /4/. Для небольших расстояний от последней равновесной орбиты до центра входа в магнитный канал, т.е. когда  $r$  можно считать постоянным, угол рассеяния определяется из формулы

$$\vartheta_c = \sqrt{1-n} \frac{x}{\sin(\sqrt{1-n}\varphi)} + \frac{d_c}{\sqrt{1-n}} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{1-n}}{2} \varphi \dots \dots \dots /13/$$

где  $x$  -расстояние от последней равновесной орбиты до входа в канал в единицах радиуса, а  $\varphi$  -угол от центра поля между рассеивателем и входом в магнитный канал. Рассматривая рис.1а можно установить простую связь между  $\vartheta$ , расстоянием  $y$  от равновесной орбиты до входа в канал и углом  $\varphi$  в случае отсутствия ионизационных потерь, т.е. когда  $d_c = 0$

На рис 1а  $O$  -центр кривизны невозмущенной орбиты

$O'$  - " - " - " - орбиты после прохождения мишени  $C$ .

$$OC = O'C = AO' = AB = \rho$$

$$AB + BO = \rho + y ; \text{ откуда } BO = y$$

$$\text{Но } BO = OO' \cos \varphi \sim OO' \cos \left( \frac{\pi}{2} - \varphi \right) = OO' \sin \varphi,$$

а  $OO' = \rho \vartheta$  и следовательно

$$y = \rho \vartheta \sin \varphi \dots \dots \dots /14/$$

$$y_{\max} = \rho \vartheta \text{ при } \varphi = \frac{\pi}{2}$$





В случае же  $d_c \neq 0$  центр кривизны перемещается из  $O$  в  $O''$  за счет многократного рассеяния и понизационных потерь -рис.16. В этом случае максимальное смещение орбиты  $y'$  будет не при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , а при угле  $\varphi = \frac{\pi}{2} - \psi$ , где  $\psi$  находится из соотношения:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{O'O''}{OO'} = \frac{\Delta \rho}{\vartheta \rho} \quad \text{--- --- ---} \quad /15/$$

и находится на продолжении  $OO''$ .

На рис 16.  $CO'' = AD = AO'' = (\rho - \Delta \rho)$

$$AO = AO'' + OO'' = (\rho - \Delta \rho) + OO''$$

Из треугольников  $O'O''D$  и  $EOB$  следует, что

$$\begin{aligned} OO'' = y' + O'B &= y' + O''D = y' + O''E = y' + \Delta \rho \cos \varphi = \\ &= y' + \Delta \rho \sin \psi \end{aligned}$$

Но  $OO'' = \rho \vartheta / \sin \varphi$  : т.о.  $\rho - \Delta \rho + y' + \Delta \rho \sin \psi = \rho - \Delta \rho + \rho \vartheta / \sin \varphi$

или  $\vartheta = (y' + \Delta \rho \sin \psi) \frac{\sin \varphi}{\rho}$  --- --- --- /16/

Задаваясь ионизационными потерями  $\Delta E$  не выше 15 Мэв, получим на основании формулы /10/ при  $E_{кин} \approx 500$  Мэв,

$$\rho = 220 \text{ см} \quad n \approx 0,2$$

$\Delta \rho = 4$  см. и на основании соотношения /15/

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{y}{220 \cdot \vartheta} = \frac{4}{220 \cdot \vartheta / \rho \sin \varphi} = \frac{4}{220 \cdot \frac{\vartheta}{220 \cdot \sin 70^\circ}} = \frac{\sin 70^\circ}{2} = \frac{0,94}{2} = 0,47; \psi \approx 25^\circ,$$

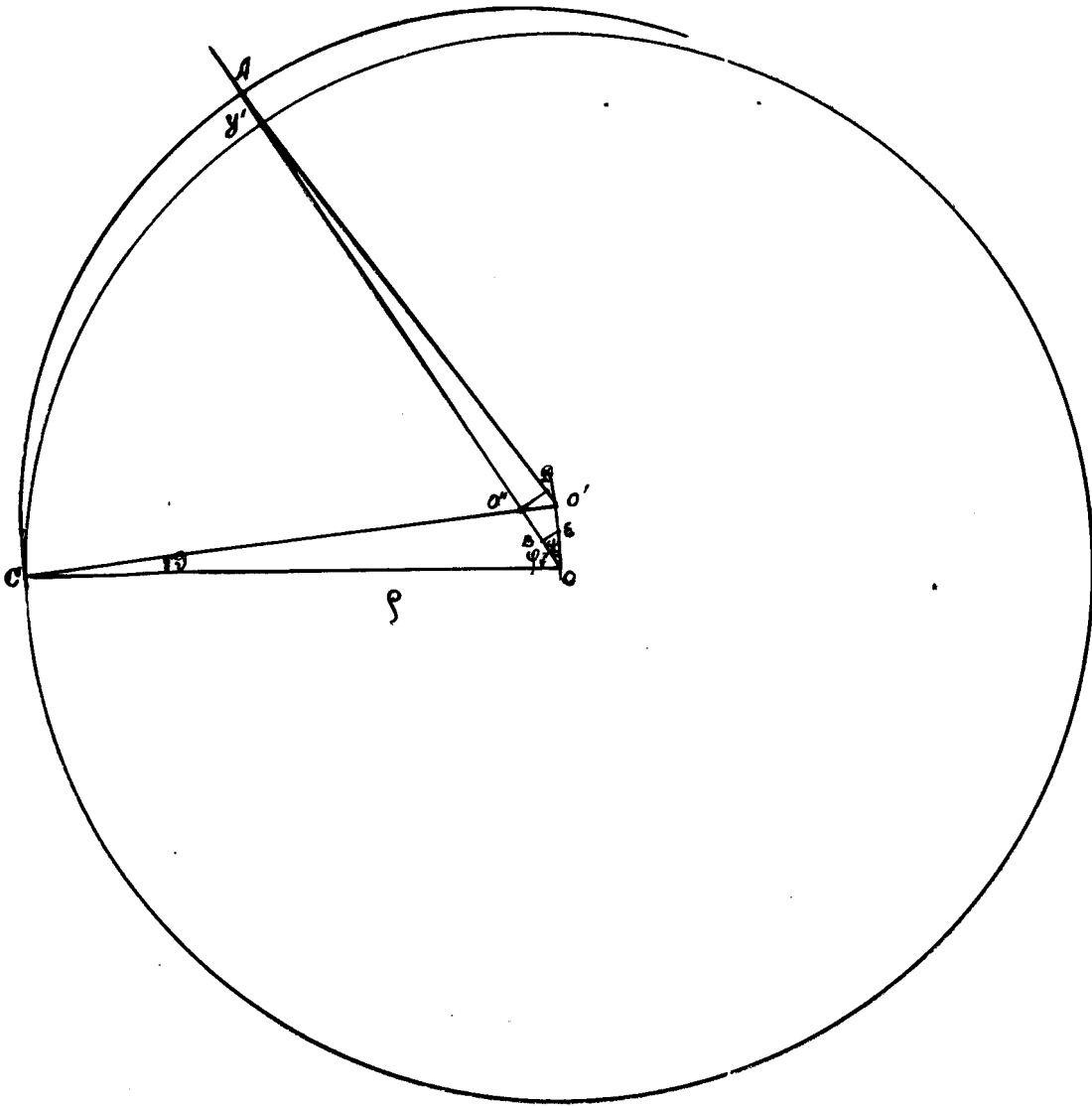
т.е. при смещении центра вдоль радиуса кривизны на 4 см. угол

$\psi$  должен быть взят в пределах  $65-70^\circ$ . По конструктивным соображениям угол  $\psi$  был выбран равным  $69^\circ$ .

Из соотношения /16/ при  $\Delta \rho = 4$  см,  $\psi = 69^\circ$ ,  $y = 8$  см,

находим, что угол рассеяния  $\vartheta \approx 5 \cdot 10^{-2}$  радиана.

Рис 16.



На основании формулы /3/ для  $u$ ,  $Th$  и  $Pb$  были вычислены значения среднеквадратичных углов для разных толщин материала. Данные расчета приведены в таблице № 1.

Таблица № 1.

Элемент	Толщина в мм $X$	$\delta_{\text{ср/см}^2}$	$\overline{\mathcal{J}}^2$	$\overline{\mathcal{J}}$ радиан	$\Delta E_{\text{Мев}}$
$u$	1	1,87	$2.44 \cdot 10^{-4}$	$1,56 \cdot 10^{-2}$	2,6
	1,5	2,81	$3,65 \cdot 10^{-4}$	$1,91 \cdot 10^{-2}$	238,14
	2,0	3,74	$4.86 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	
	2,5	4,67	$5,84 \cdot 10^{-4}$	$2,41 \cdot 10^{-2}$	$u_{92/d=18,7/}$
	4,0	7,50	$9,74 \cdot 10^{-4}$	$3.12 \cdot 10^{-2}$	
	6,0	11,2	$14.54 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	
$Th$	1	1,17	$1.49 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$\delta = 1,87 \text{ Гр/см}^2 \cdot \text{мм.}$
	1,5	1.755	$2.25 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	
	2.0	2.34	$3 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-2}$	
	2,5	2,92	$3.75 \cdot 10^{-4}$	$1,925 \cdot 10^{-2}$	
	4.0	5,84	$7.38 \cdot 10^{-4}$	$2.72 \cdot 10^{-2}$	
	6.0	7.02	$8.87 \cdot 10^{-4}$	$2.98 \cdot 10^{-2}$	
$Pb$	1	1,136	$1,43 \cdot 10^{-4}$	$1.19 \cdot 10^{-2}$	1,6
	1,5	1.70	$2.14 \cdot 10^{-4}$	$1,46 \cdot 10^{-2}$	$Pb_{82}^{207}/d=11,36/$
	2	2,27	$2.86 \cdot 10^{-4}$	$1,69 \cdot 10^{-2}$	
	2,5	2,84	$3,57 \cdot 10^{-4}$	$1,89 \cdot 10^{-2}$	

Элемент	Получена в мм	$\delta_{\varphi}^2$	$\overline{v^2}$	$\varphi_{\text{радикал}}$		Примечание
Pb	3	3,41	$4.29 \cdot 10^{-4}$	$2.07 \cdot 10^{-2}$		$\delta = 1,136 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2} \cdot \text{см}$
	3,5	3,98	$5,02 \cdot 10^{-4}$	$2,24 \cdot 10^{-2}$		
	4	4,54	$5.72 \cdot 10^{-4}$	$2.39 \cdot 10^{-2}$		
	6	6,82	$8.57 \cdot 10^{-4}$	$2,92 \cdot 10^{-2}$		
	8	9,08	$11.06 \cdot 10^{-4}$	$3,33 \cdot 10^{-2}$		
	10	11,36	$13.77 \cdot 10^{-4}$	$3.71 \cdot 10^{-2}$		

Коэффициент выпуска методом многократного рассеяния по порядку величины оценивается согласно формулы /4/. После рассеяния в мишени частицы будут сосредоточены в телесном угле с эффективным раствором  $\overline{v^2}$ . Число частиц, которые попадут в канал с площадью входа  $S = lh$ , где  $l$  и  $h$  ширины и высоты канала в единицах радиуса равновесной орбиты, будет

$$\frac{\Delta N}{N} \sim \frac{lh}{\pi \overline{v^2}} e^{-\frac{\varphi^2}{\overline{v^2}}} \quad \text{--- --- ---} \quad /17/$$

Точный расчет полного числа частиц, которые попадут в канал с учетом характера радиального и вертикального движения частиц, может быть произведен по формуле /4/

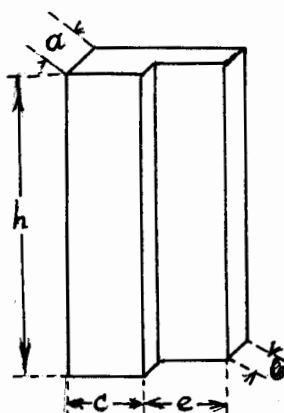
$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{hl}{\pi \overline{v^2}} \frac{\sqrt{n} \sqrt{1-n}}{\sin \sqrt{n} \varphi \sin \sqrt{1-n} \varphi} \cdot e^{-\left(\frac{\varphi}{\overline{v}} \frac{\sqrt{1-n}}{\sin \sqrt{1-n} \varphi} + \frac{dc}{\overline{v}} \frac{1}{\sqrt{1-n}} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{1-n} \varphi}{2}\right)^2} \quad \text{--- --- ---} \quad /18/$$

При расчете коэффициента выпуска не учитывался первоначальный разброс центров кривизны. Как известно<sup>2/</sup> влияние первоначального разброса центров кривизны сказывается в том, что радиус кривизны частицы оказывается меньшим  $\rho$  на величину  $d$  и отклонение частицы от окружности вследствие этого

уменьшается. Этот факт может быть учтен, если мы в формулах  $d_c$  заменим на  $d_c + d$ , где  $d$  - начальное отклонение центра кривизны от центра поля в единицах радиуса.

Из /17/ следует, что в лучшем случае можем ожидать эффективность выпуска  $\frac{\Delta N}{N} \sim 0,001$ .

Для экспериментальной настройки системы вывода были изготовлены урановые мишени следующих размеров (в мм):



	1	2	3
$a$	7	5	4
$b$	6	3	2
$h$	80	80	40 20
$c = e$	10	10	10

Так как частота вертикальных колебаний  $\omega_z$  связана с частотой вращения  $\omega_0$  соотношением  $\omega_z = \sqrt{n} \omega_0$ , то высоту мишени не имеет смысла брать <sup>большую</sup> высоты канала, ибо все частицы, даже с амплитудами большими, чем высота мишени, попадут на мишень в течение нескольких оборотов. Это положение подтверждается экспериментально <sup>постоянство</sup> по интенсивности выведенного с помощью рассеяния на мишенях высотой 80мм и 20 мм, пучка.

### Магнитный канал.

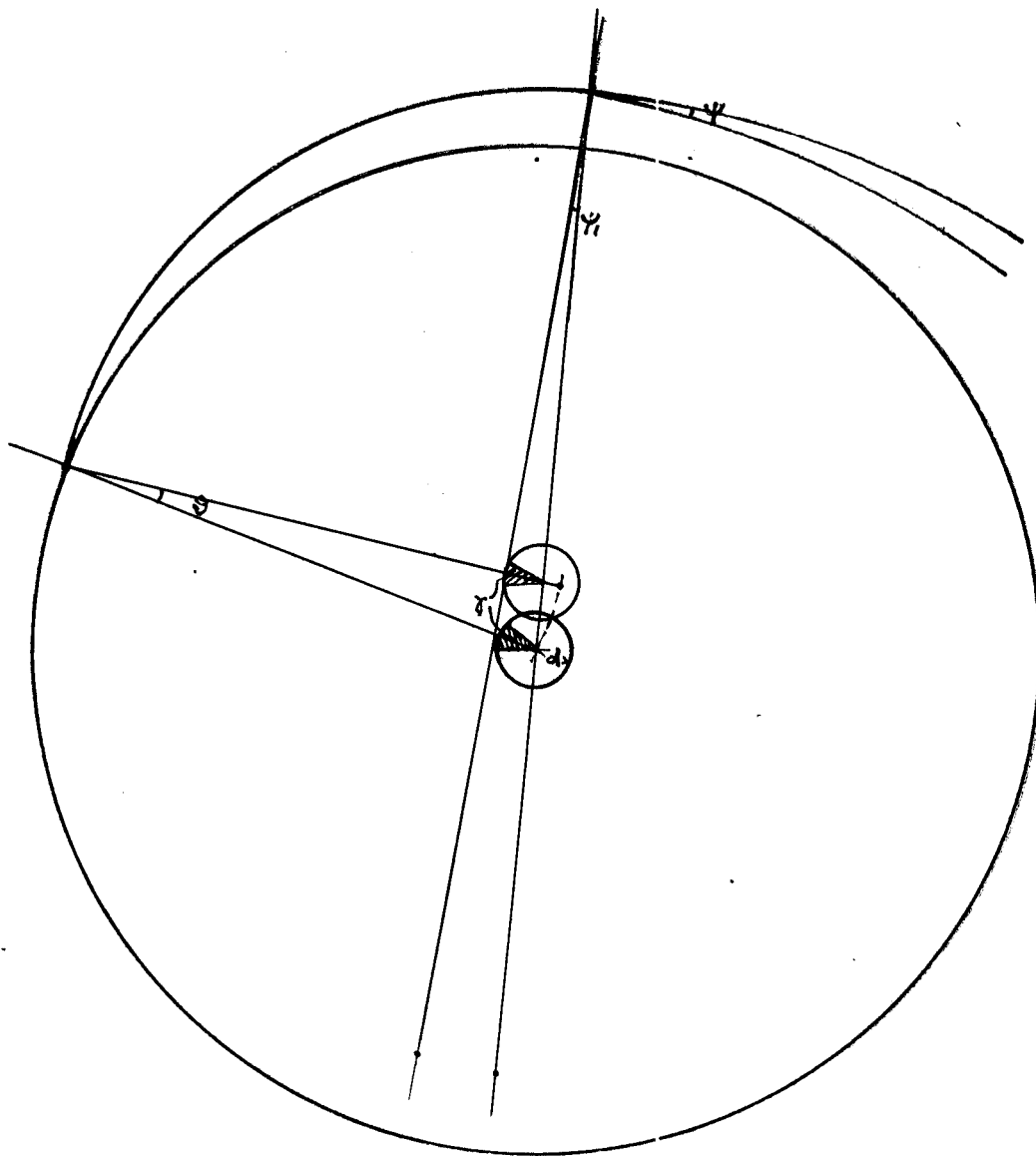
Определенная доля частиц пучка вследствие многократного рассеяния может войти в магнитный канал, который предназначен для снижения напряженности магнитного поля на пути отклоненных частиц без искажения равновесных орбит.

Для экранировки от слабых магнитных полей обычно употребляются железные трубы. Однако в сильных магнитных полях выгоднее экранировку осуществлять двумя вертикальными пластинами, так как верхние и нижние части труб полностью насыщены и работают только боковые части труб. Оказывается, что поле в зазоре между пластинами может быть снижено на 50-60% по отношению к полю, существовавшему до установки экранирующих пластин. Это снижение хорошо согласуется с расчетами при допущении, что между пластинами поле  $H_i$  должно быть тем же, что и поле внутри сплошного цилиндра из того же сорта железа, помещенного в магнитное поле перпендикулярно его направлению. В этом случае

$$B = \frac{2M}{\mu+1} H \quad \text{и} \quad H_i = \frac{B}{\mu}$$

Согласно данным по макетированию магнитного канала выбраны следующие размеры пластин: поперечное сечение пластин на входном конце 26x35 мм с зазором между ними 10мм; поперечное сечение пластин на выходном конце канала 35 x85мм с зазором между ними 40мм. Угловой растроб между пластинами, заданный по техническому проекту в 0,015 радиана для заброса в канал с помощью электрического дефлектора, удовлетворяет также механизму заброса с помощью многократного рассеяния. Причем все частицы с амплитудой радиальных колебаний от 0 до 3 см. проускаются каналом. Это видно из рис.2. Все частицы, <sup>центры кривизны которых</sup> сосредоточены в конусе с углом  $\delta = 36^\circ$ , будут рассеяны мишенью; их центры переместятся в среднем на угол  $\bar{\varphi}$ . Угол с вершинной на входе канала, образующийся частицами с амплитудами радиальных колебаний от 0 до  $d$ , не должен превышать

Рис.2.





угловой раструб канала  $\psi = 0,015$  радиана. Значение  $d$  определяется из отношения  $\psi, \rho = d$ ; при  $\psi = \psi = 0,015$  радиана и  $\rho = 220$  см., значение  $d = 3$  см.

Таким образом, угловой раструб канала пропускает все частицы с амплитудой радиальных колебаний от 0 до 3 см.

Размеры пластин в поперечном сечении увеличиваются от входа в канал к его выходу для того, чтобы сохранить примерно постоянным значение сниженного поля на всей длине пластин при увеличении расстояния между ними.

Форма, поперечные размеры и длина канала рассчитаны таким образом, что позволяют выпустить пучок в удобном для проведения физических экспериментов - направлении /рис.3/

Траектория движения ионов в канале и соответственно форма самого канала определяются соотношением

$$\rho H_i = \rho_0 H \quad \dots \dots \dots /19/$$

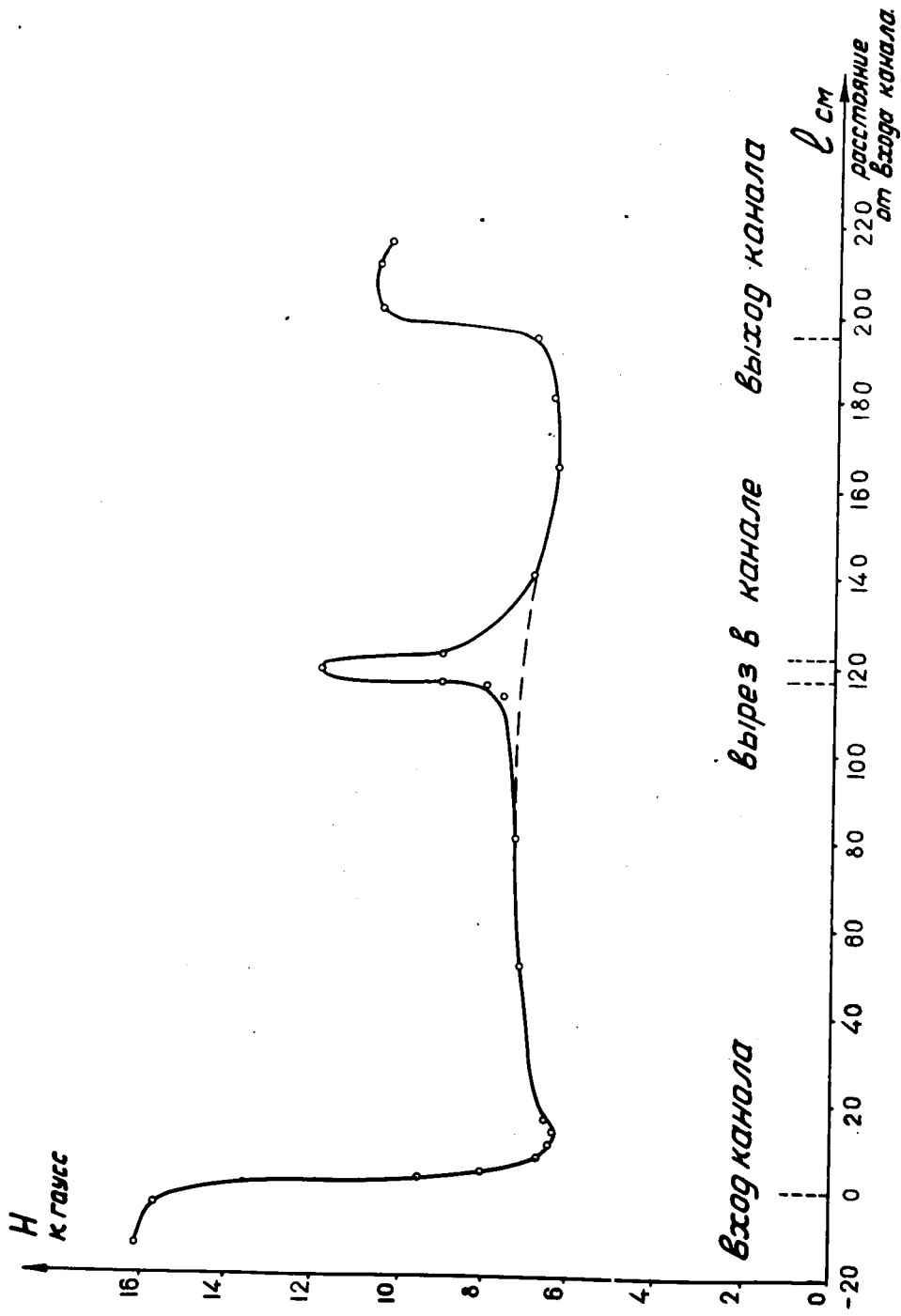
где  $\rho_0$  - радиус кривизны орбиты перед входом в магнитный канал.

$H$  - напряженность магнитного поля на радиусе входа в канал.

$H_i$  - напряженность магнитного поля в канале.

Расчет производился для расстояния от последней невозмущенной орбиты до канала в 8 см, на которое сможет отклонить частицы импульсный электрический дефлектор. Отклонение частиц, согласно технического проекта, начинается с радиуса  $\rho = 220$  см, где значение  $n = 0,2$ . На расстоянии  $R = \rho + 8$  см = 228 см от центра камеры значение поля  $H = 15800$  гаусс. Экспериментальная проверка снижения поля в области магнитного канала на его модели показала, что среднее значение  $H_i \sim 7500 - 7400$  гаусс /рис.4/. Из соотношения /19/ находим, что радиус





НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КАНАЛЕ.

Рис. 4

кривизны канала

$$\rho_k \sim 460 - 480 \text{ см.}$$

С таким же радиусом кривизны будут двигаться частицы в поле канала, так как напряженность поля  $H_i = \text{const}$ .

При длине канала  $L = 190 \text{ см.}$  и  $\rho_k = 470 \text{ см}$  - его выходной конец должен быть установлен от центра на расстоянии  $R = 264 \text{ см.}$ , определяемом методом графического построения<sup>10/</sup> или расчетом по "теореме косинусов."

Действительно из рис. 5 видно, что для частиц с  $\alpha = 0$  и

$$\rho_0 = 218 \text{ см} \quad (\Delta \rho = 2 \text{ см})$$

$$R = \sqrt{242^2 + 470^2 - 2 \cdot 470 \cdot 242 \cos 23^\circ} = 100\sqrt{6,94} =$$

$$= 264 \text{ см.}$$

Учитывая смещение магнитного центра для последних орбит на угол  $\psi = 0,013$  радиана<sup>11/</sup> экспериментальные данные/необходимо на этот угол изменить и установку выходного конца канала.

На длине 190 см. это вызывает смещение выходного конца на

$$- \Delta R = 190 \cdot \psi = 3 \text{ см.}$$

Таким образом для частиц с нулевой амплитудой координаты установки канала  $R$  входа = 228 см и  $R$  выхода = 261 см.

Траектория движения частиц после выхода из магнитного канала определяется графическим построением<sup>10/</sup> на основании соотношения /19/.



### Исправление поля.

Наличие в зазоре электромагнита железных пластин магнитного канала заметно возмущает магнитное поле до  $R = 190 - 200$  см. /Рис.6/ Это возмущение исправляется постановкой соответствующих корректирующих шимм.

Для исправления поля вертикальными шиммами необходимо иметь экспериментальные данные о степени возмущения поля пластинами канала на различных расстояниях от центра поля. Имея эти данные, расчет необходимых шимм можно произвести по формуле<sup>5/</sup> для двух бесконечных в направлении перпендикулярном полю шимм.

$$H_s = 2M \left[ \operatorname{arctg} \frac{x + \frac{t}{2}}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x - \frac{t}{2}}{h} \right] \text{ эрст. --- /20/}$$

или по общей формуле<sup>11/</sup> для двух полубесконечных шимм

$$H_s = 4M \frac{\frac{t}{2} h}{\sqrt{x^2 + y^2 + h^2} \cdot [\sqrt{x^2 + y^2 + h^2} - y]} \text{ эрст. --- /21/}$$

Где  $H_s$  - разность между значениями <sup>напряженностей</sup> невозмущенного и возмущенного полей.

$M = \frac{21000}{4\pi}$  Эрстедт - намагниченность железа при насыщении

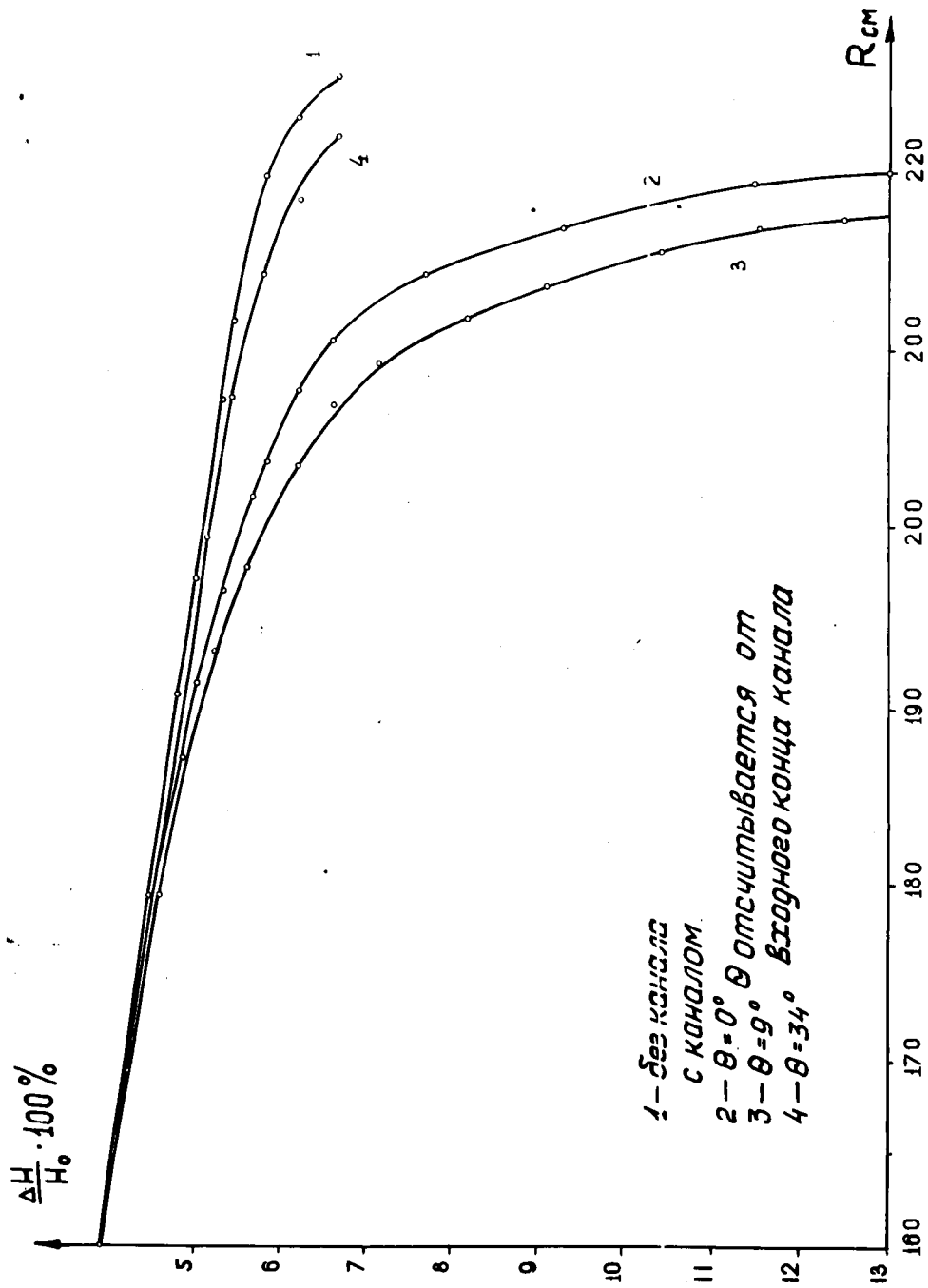
$x$  - расстояние от шимм по перпендикуляру до рассчитываемого места

$y$  - расстояние вдоль шимм от ее края

$h$  - расстояние по вертикали <sup>(средней)</sup> от плоскости магнита до края шиммы

$\frac{t}{2}$  - полутолщина шимм.

Зная  $H_s$  из экспериментальных измерений можно рассчитать соответствующие шиммы. Как видно из рис.6 значение  $H_s$  на



РАДИАЛЬНЫЙ СПАД НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
НА РАЗЛИЧНЫХ АЗИМУТАХ ( $\theta$ ) В ЗОНЕ КАНАЛА.

Рис. 6

рабочем радиусе  $R = 220$  см достигает значения 1500–2000 эрстедт

Скомпенсировать это возмущение с точностью до 0,1–0,2% значения  $H_0$  теоретически и экспериментально весьма трудно. Поэтому расчет параметров шимм производился таким образом, чтобы скомпенсировать возмущение с точностью до 1–1,5% и путем дополнительного экспериментального шиммирования довести до 0,1–0,2%. Рассчитанные шиммы были установлены, соответствующим образом закреплены и опробованы на прочность механического крепления при повышенной напряженности магнитного поля. На первом этапе шиммирования поле было удовлетворительно скорректировано до  $R = 220$  см., но при последующей установке шимм не было точно воспроизведено первоначальное положение, что привело к наличию <sup>зона</sup> дефокусировки, протяженностью  $15 \pm 20^\circ$  на  $R = 215$ – $217$  см. Это обстоятельство привело к полному пропаданию пучка на  $R = 220$  см. Наличие дефокусирующего фактора, как показали эксперименты, привело к весьма сильной раскочке амплитуд радиальных колебаний. Так как вблизи <sup>шимм</sup> поле по высоте неоднородно, то это обстоятельство вызвало также раздвоение пучка /см. фото на рис. 7/. Этот интересный факт указывает на возможность сильной радиальной раскочки пучка в области  $n < 0,2$  с помощью соответствующих железных пластин для возможного вывода пучка.<sup>12/</sup>

На втором этапе шиммирования корректировка поля была произведена до  $R = 220$  см. без снижения интенсивности основного пучка. На рис. 8(с,с) показана зависимость ионизации в нейтронном пучке от расстояния мишени до центра камеры без магнитного канала и при наличии магнитного канала в камере на первом и втором этапах шиммирования соответственно.



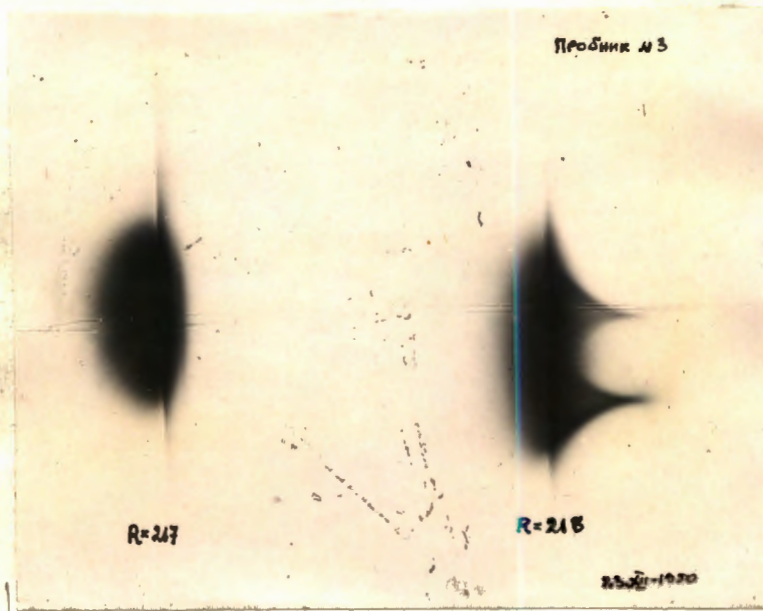
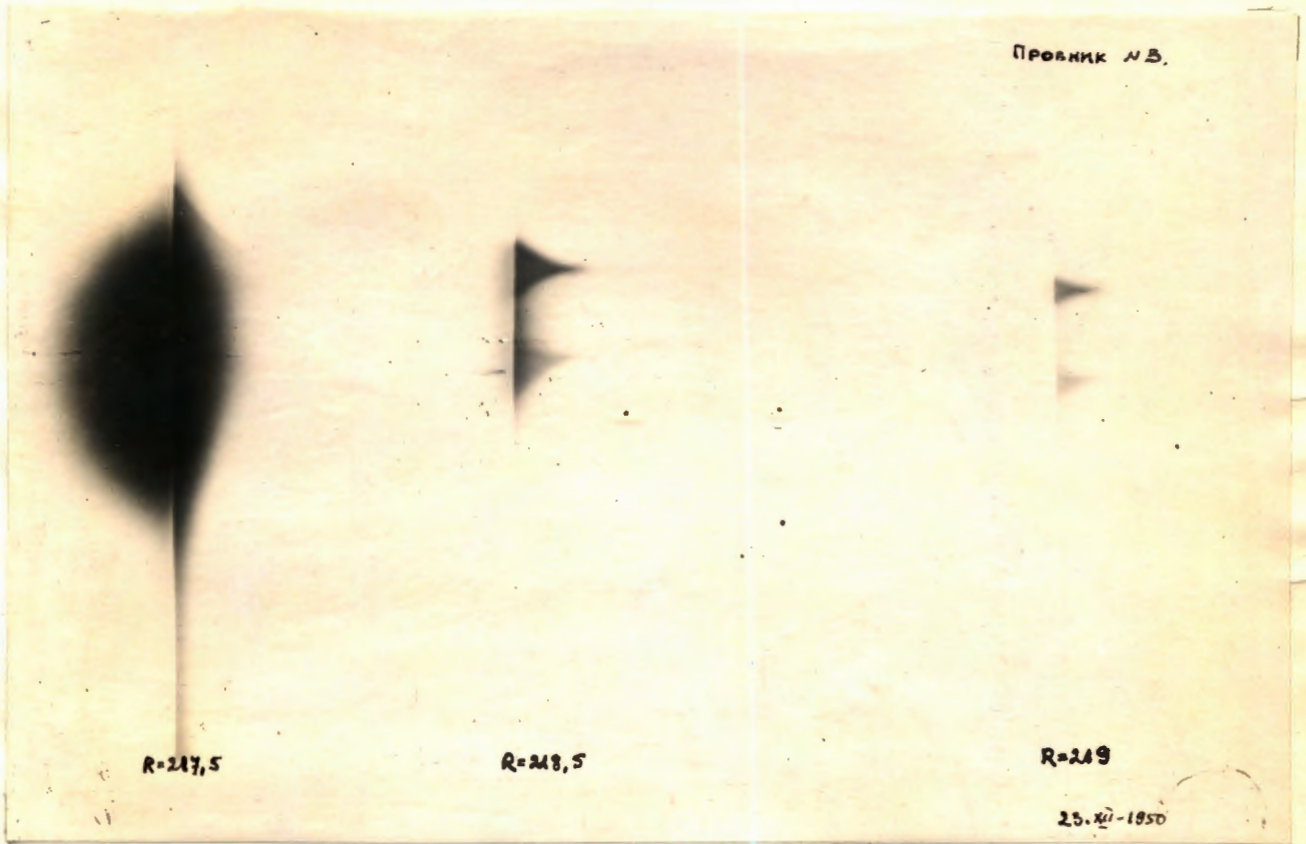
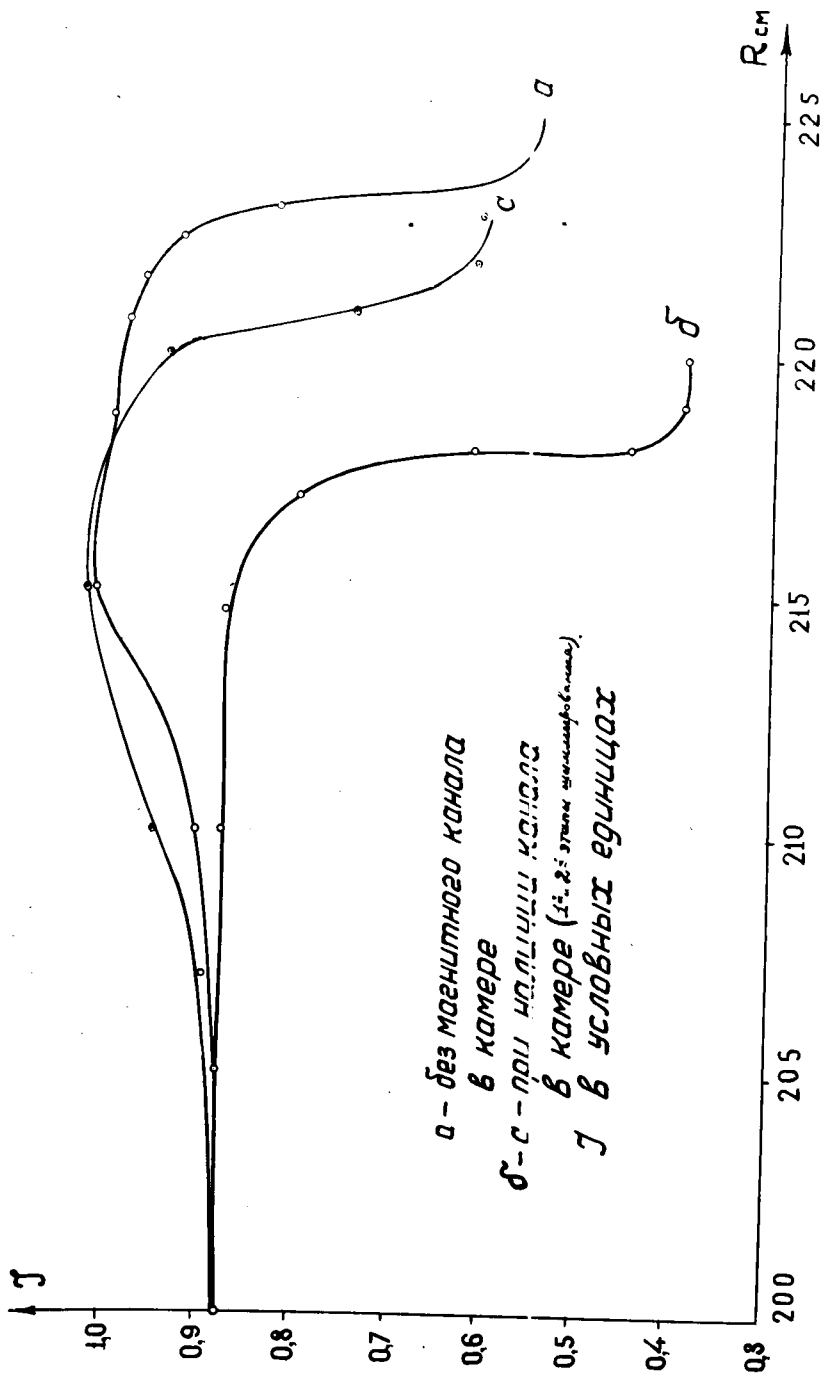


Рис. 7



ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИИ (J) В НЕЙТРОННОМ ПУЧКЕ  
 ОТ РАССТОЯНИЯ МИШЕНИ ДО ЦЕНТРА КАМЕРЫ

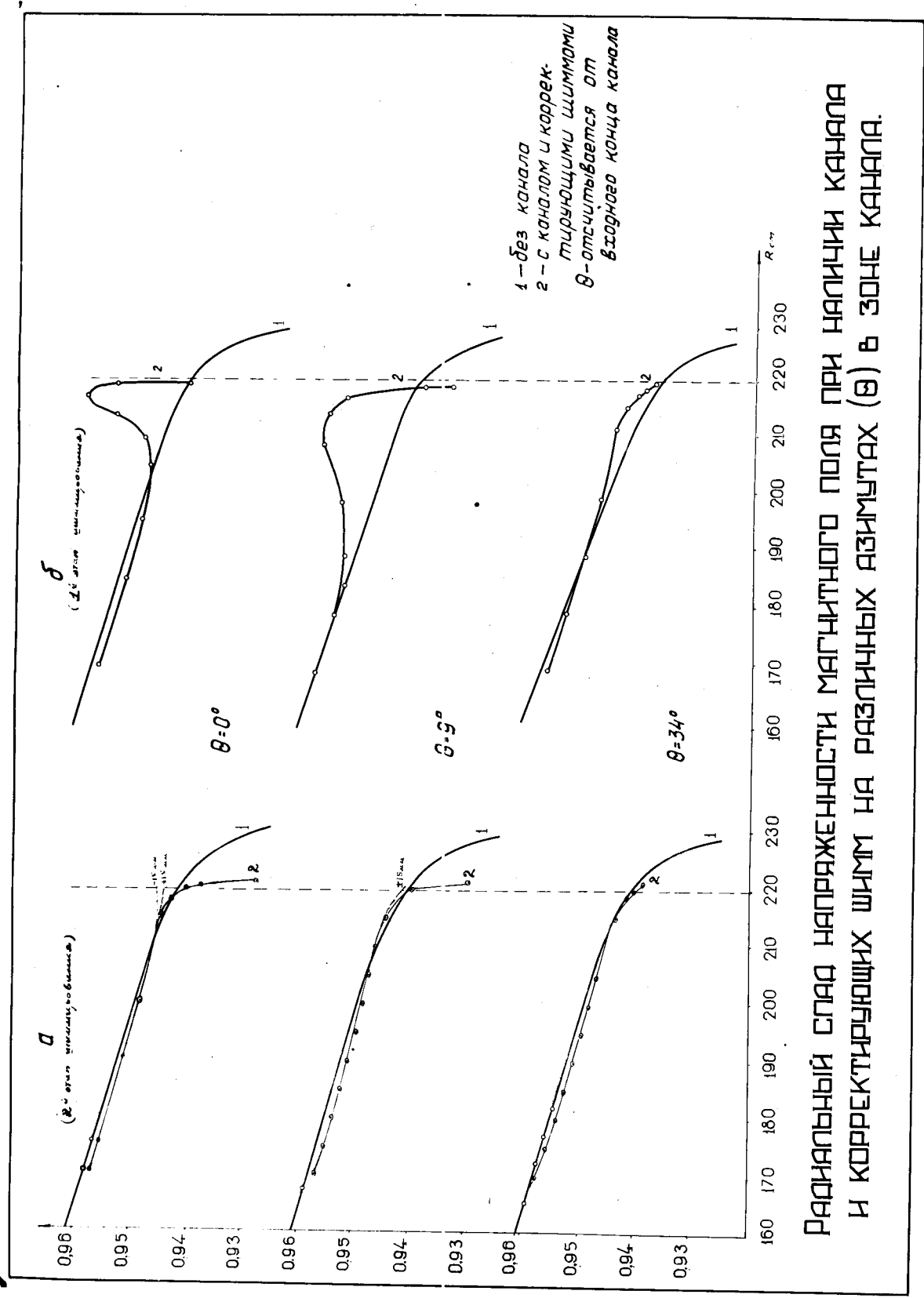
Рис. 8

На рис. 9 (б - а) приведена характеристика корректировки поля на первом и втором этапах шиммирования.

Так как исправление поля производилось в условиях большой радиоактивности камеры, то была разработана специальная методика и аппаратура для магнитных измерений<sup>13/</sup>, исключившая необходимость длительного пребывания экспериментатора внутри камеры.

Согласно технического проекта на магнитный канал был изготовлен механизм, позволяющий перемещать вход и выход канала без порчи вакуума в камере на  $\pm 25$  мм и  $\pm 50$  мм соответственно. Этим была предусмотрена возможность настройки канала на максимальный выход частиц, так как распределение частиц по амплитудам радиальных колебаний нам неизвестно. Кроме того, этим методом учитывается также и неточность определения положения магнитного центра и возможность заброса в канал с помощью электрического дефлектора, влияющего на координаты установки выходного конца канала.

Как было установлено во время экспериментального шиммирования на качество корректировки поля весьма существенно сказывается взаимное положение канала и шимм. Поэтому необходимо было предусмотреть такой механизм крепления канала с корректирующими шиммами, который позволял бы при перемещении канала во время настройки по эффективности выхода, не менять взаимного положения канала и шимм. Этот механизм, обеспечивший совместное их перемещение при настройке, позволял легко изменять взаимное положение канала и шимм при корректировке поля. На рис. 3 представлен канал с подвижной опорой, шимми и механизм для перемещения как выходного так и входного конца канала.



РАДИАЛЬНЫЙ СПАД НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ КАНАЛА И КОРРЕКТИРУЮЩИХ ШИММ НА РАЗЛИЧНЫХ АЗИМУТАХ ( $\theta$ ) В ЗОНЕ КАНАЛА.

Рис. 9

На рис.10 приведено взаимное расположение канала и шимм с основными размерами.

### Эксперименты по выводу пучка протонов.

Определение направления выведенного пучка протонов и настройка системы на оптимальный выход частиц, при данной ее конструкции, производилась с помощью ионизационной камеры, установленной на расчетной траектории пучка на расстоянии 7-8м от места выхода в стенке камеры. Теоретически рассчитанная траектория соответствовала установке выходного конца канала на  $R = 264$  см. - без учета истинного положения магнитного центра. Для этого положения канала оптимальное значение тока выведенного пучка в условных единицах соответствовало  $0,4^{(1Y)}$  для урановой мишени, толщиной 2 мм и  $0,2^{(1Y)}$  для мишени, толщиной 4мм. При перемещении выходного конца канала на  $R = 260$  см. максимальное значение тока в тех же единицах получилось  $0,9^{(1Y)} - 1^{(1Y)}$ . Направление пучка <sup>на расстоянии 6 м. от камеры</sup> сместилось при этом против расчетного на 30-40см, что соответствует истинному положению магнитного центра и хорошо согласуется с расчетами. Положение магнитного центра, рассчитанное на основании измерений азимутальной симметрии магнитного поля для последних орбит, было определено также экспериментально по методу трех пробников. <sup>14/</sup> Измерения показали, что возмущенное каналом поле скорректировано таким образом, что положение магнитного центра осталось неизменным.

Направление пучка, определенное с помощью ионизационной камеры, было проверено фотографированием пучка на рентгеновской пленке.

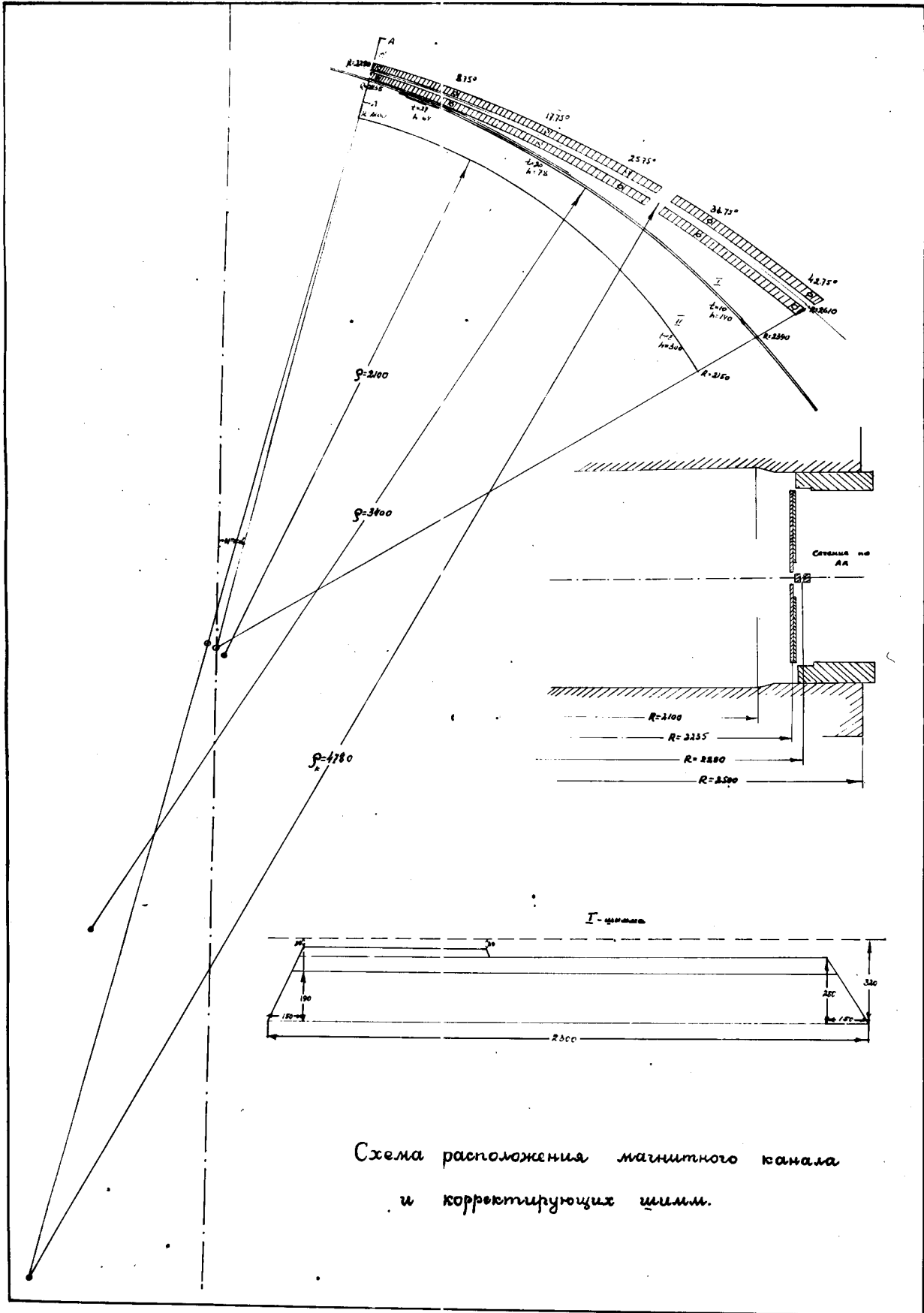


Схема расположения магнитного канала  
и корректирующих шимм.

Рис. 10

Одна из фотографий пучка непосредственно на выходе из разгонной камеры приведена на рис. 11. Фотография пучка на расстоянии 4 м. от выхода его из камеры имеет форму эллипса с радиальным размером 20 см. и высотой 7 см.

Эти размеры подтверждают правильность расчета геометрии пучка из энергетической неоднородности пучка, ширины канала и неоднородности магнитного поля, принятой в эскизном проекте.

Фотографии пучка в проеме магнитного канала и на его выходе подтверждают хорошее согласие формы канала с траекторией частиц, определяемой характером магнитного поля между его пластинами. Фотография пучка на выходе канала указывает так же на тот факт, что оптимальный выход пучка соответствует частицам с амплитудой радиальных колебаний около 2 см. так как центр пучка относительно осевой линии канала смещен примерно на 2 см. ближе к передней пластине (фото на рис. 12.)

Оценка эффективности вывода протонного пучка, описанным выше способом, была произведена, после определения центрального направления пучка, двумя методами: 1/ по счету числа следов в толстослойных фотопластинках  $\text{Cu}$  5, помещаемых на расстоянии 7 м от выходного фланца камеры и 2/ по измерению абсолютного числа распадов  $\text{C}^{14}$ , полученного при бомбардировке полистироловой тонкой пластинки  $1/60 \text{ мкг/см}^2$  выведенным протонным пучком, установленной на выходном фланце. Оба метода дали хорошее согласие и определили максимальное число частиц через  $1 \text{ см}^2$  в  $2 \cdot 10^6$  частиц /сек. или общий поток в  $4 \cdot 10^7$  частиц. Эта цифра находится также в хорошем согласии с





Рис. 11



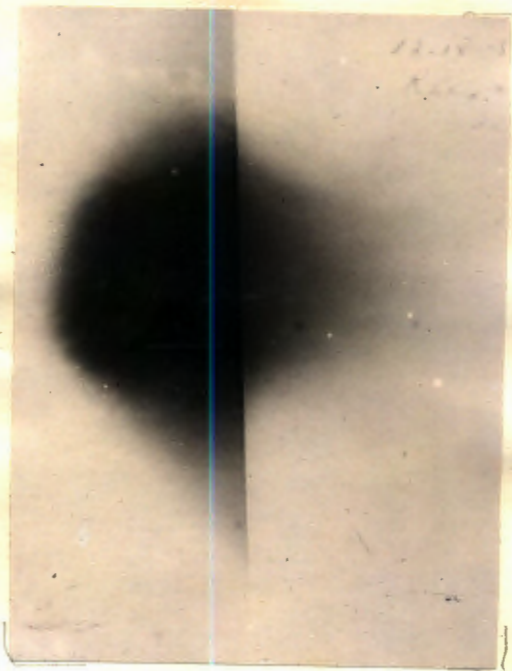


Рис. 12

с коэффициентом выпуска, рассчитанным по формуле /18/ при следующих исходных данных:

$$\varrho_0 = 218 \text{ см.}, \quad d_c = 2 \text{ см}, \quad d = 2 \text{ см}, \quad \varphi = 70^\circ, \quad \bar{n} = 0,28, \quad \bar{\nu} = 2,2 \cdot 10^{-2}$$

$$h \frac{e}{\varrho_0} \approx 2 \text{ см} \quad \text{и} \quad \nu_z = 4,8 \cdot 10^{-2}.$$

Коэффициент выпуска  $\frac{\Delta N}{N} = 2 \cdot 10^{-5}$ ; при циркулирующей внутри машины токе в  $2 \cdot 10^{-7} \text{ А}$  теоретически можно на выходе ожидать  $4 \cdot 10^7$  частиц в секунду, что совпадает с измеренным экспериментально числом частиц в  $4 \cdot 10^7$  сек.

ЛИТЕРАТУРА.

1. *D. Bohm and L. Foldy*, *Phys. Rev* 70,249 /1946/
2. Будкер Г.И. -Последние орбиты в синхроциклотроне-Диссертация.
3. Отчет АН СССР -Эскизный проект усилительного варианта ~~дефлекторной системы для вывода~~ /П-161/
4. Будкер Г.И. Использование многократного Резерфордского рассеяния для выпуска частиц /П-300 инв.333/
5. Электромагнитный дефлектор для пучка 184 дюймового циклотрона. *Rev. Sci. Instr.* 19,506 /1948/
6. Будкер Г.И. -Об одном новом методе выпуска частиц 1951г. /П-405/
7. Отклонение с помощью многократного рассеяния для 184дюймового циклотрона. *The Phys. Rev.* 78, 89 (1950). C. E. Leith.
8. Росси-Грейзен "Взаимодействие космических лучей с веществом"
9. Будянский Г.М. Вычисление потери энергии и пробегов частиц в веществе /П-147. 1949/.
10. Научно-исследовательские работы, проведенные в связи со строительством синхросциклотрона-Т.П.
11. Будкер Г.И. -Расчет ~~...~~ /П-425/.
12. Регенеративный дефлектор для синхроциклотрона  
*The proceedings of the Physical society* 1.XII.51г.
13. Кропин Я.А., Батюня В.В. "К вопросу об измерении магнитных полей." Отчет - 1952.
14. Дмитриевский В.П., Заплатин Н.А. "Определение магнитного центра" Отчет - 1951