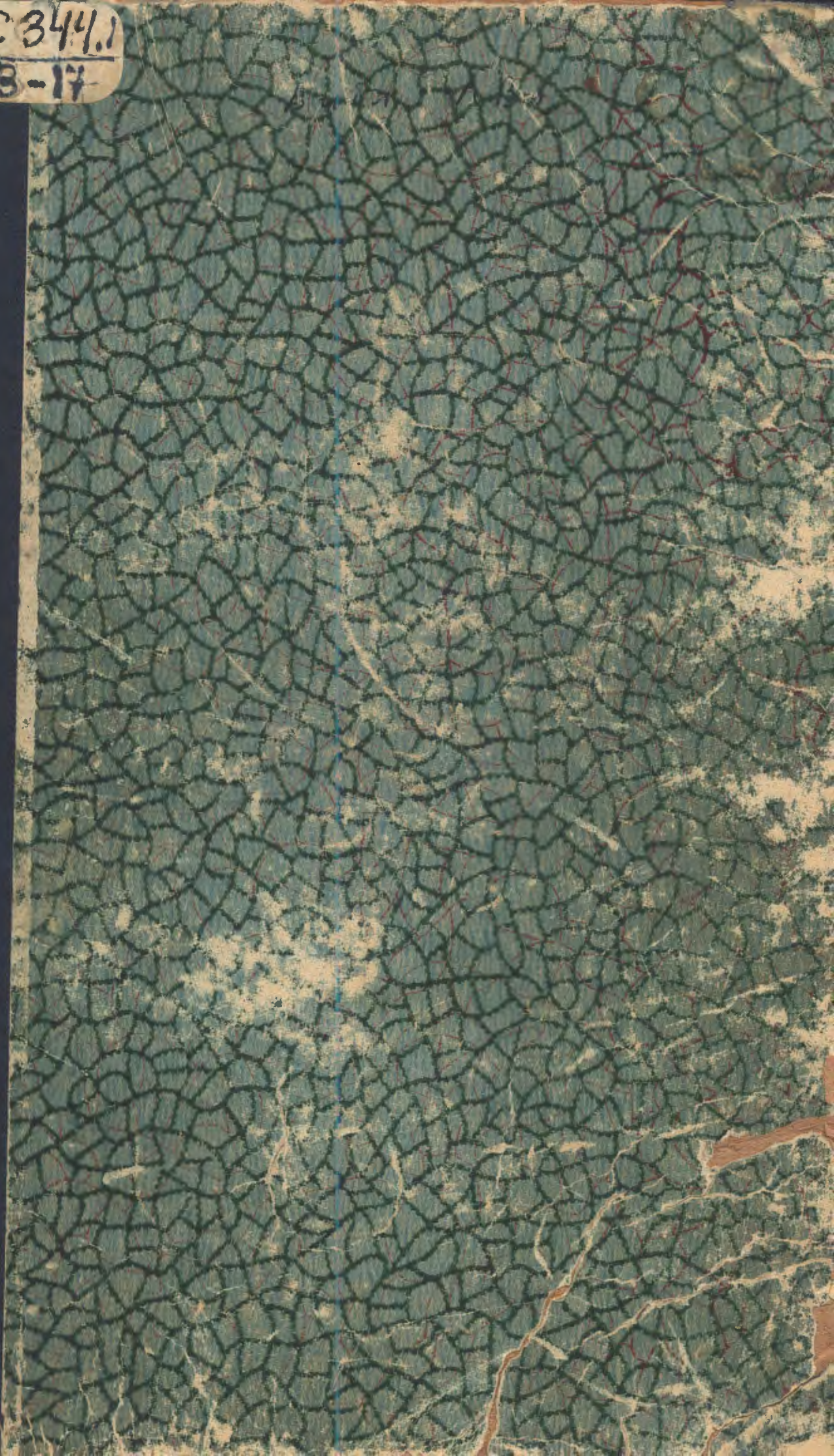


C 344.1  
B-17



Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

52-829

Лаборатория высоких энергий

52-829

"Утверждаю"

Директор Лаборатории  
высоких энергий ОИЯИ

/ Векслер В.И. /

С.Ф.У.1  
В-17

1958 года

26 \* 61

О Т Ч Е Т

24-литровая пропановая пузырьковая камера  
и подготовка ее к проведению экспериментов.

Руководитель работы:

проф.

/ Ван Ган-чан /

Исполнители:

/ Ван Цу-цзен /

/ Дин Да-цао /

/ Никитин А.В. /

/ Нгуэн Дин-Ты /

/ Кладницкая Е.Н. /

/ Соловьев М.И. /

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна  
-1958г.-

с.ф. 3853

## Содержание

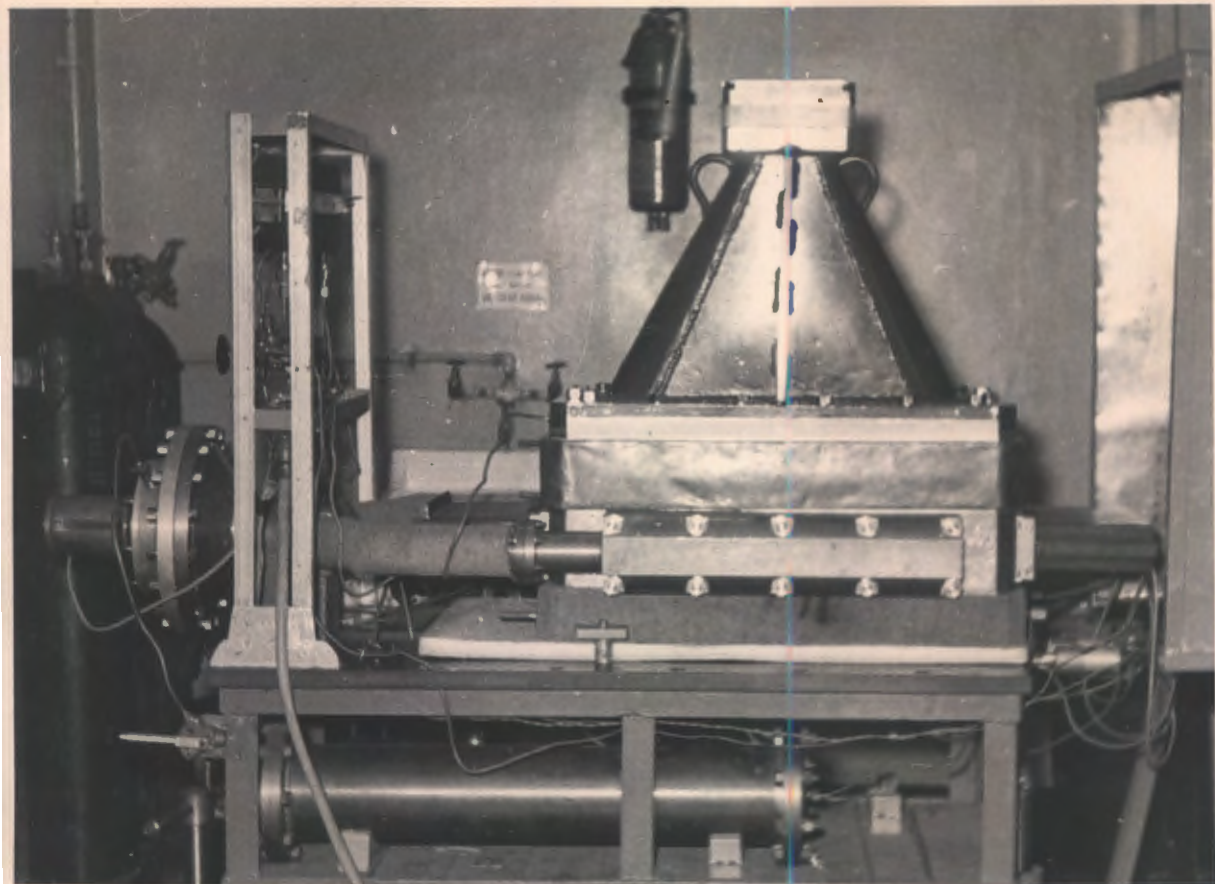
	Стр.
Введение	
I. 24-литровая пропановая пузырьковая камера	I
Размер камеры	I
Конструкция камеры	8
Сильфонный тип расширения	12
Передача давления по трубам	15
Расширитель	17
Электромагнитный клапан	19
Экран - глушитель - стабилизатор	21
Термостатирование и изоляция	23
Освещение	24
Порядок сборки в магните	27
Подготовка камеры к работе	28
Меры безопасности	31
Очистка пропана	32
Измерение давления	34
Работа по наладке ПМ-4	34
II. Пульт управления ПК - 4	55
Блок-схема	57
Управление временными циклами	58
Питание	60
Контроль за работой камеры	63
Изучение спада давления	64
III. Предполагаемые задачи	65
Поиски антигиперонов	65
Проверка несохранения T и C в распаде	75
Поиски новых частиц предсказываемых схемой Гелл-Мана	77

	Взаимодействие гиперонов с нуклонами	78
	Излучение рождения и свойств $\Xi$ гиперона	83
	Общий анализ взаимодействий $\Pi$ - мезонов с нуклонами и ядрами углерода при высоких энергиях	91
IV.	Метод идентификации	95
	Идентификация нейтральных частиц ( $\theta^0, \Lambda^0, \Lambda^0$ )	97
	Идентификация заряженных частиц ( $K^\pm, \Sigma^\pm, \Sigma^\pm$ )	101
V	Расчет пучка	
	Определение положения мишени и вывод отрицательных частиц с определенной энергией	103
	Эффективный источник	112
	Магнитный канал	118
VI	Оценка интенсивности пучков $\Pi$ -мезонов с импульсами 4 Бэв/с и 7 Бэв/с	129
VII	Измерение магнитных полей	133
	Измерение магнитного поля в магнитах СП-40 и СП-57	133
	Измерение магнитного поля в линзах ИЛ-7	147
VIII	Обработка стереофотографий	154.
$\frac{IX}{X}$	<i>закончить</i> Приложение - отчет о параметрах мишени. (Рубин, Фран. Шюу-Сенс.)	<sup>158</sup> 169

## ВВЕДЕНИЕ

В этом отчете обобщена работа сотрудников сектора по подготовке эксперимента в пучке отрицательных частиц от синхрофазотрона с помощью пропановой пузырьковой камеры.

Опыт по наладке камеры, расчет вывода пучков, обработка камерных фотографий и др. вопросы, нам кажется, будут полезны для занимающихся подобными задачами.



ПК-4  
на наладочном стенде-

24- ЛИТРОВАЯ ПРОПАНОВАЯ ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА.

24-литровая пропановая пузырьковая камера (I) была сконструирована и изготовлена для изучения взаимодействия частиц высоких энергий с углеродом и водородом. Камера предназначена для работы в постоянном магнитном поле. Передача давления в камере производится через воду, отделенную от пропана сифонами. Электромагнитный клапан вынесен в зону рассеянного магнитного поля и защищен экраном. Нагрев верхней части камеры и дна производится водой <sup>от</sup> двух термостатов ТС-15 или ТС-24. Теплоизоляция из войлока. Применено освещение под углом  $90^{\circ}$  к оси фотографирования. Фотографирование производится на фоне темного дна фотоаппаратом ЛИТМО на пленку 63мм. База стереофотоаппарата 300мм. Масштаб фотографирования 1/10. Объективы "Руссар -Плазмат" с фокусом 61мм и углом  $2\beta = 70^{\circ}$ .

Управление временными циклами осуществляется с пульта, работа которого синхронизована с работой ускорителя. Для наладки камеры предусмотрен запуск с помощью кнопки и от внутреннего генератора с регулируемым циклом.

Размер камеры.

Размер рабочей области камеры желательно было сделать большим. Но изготовление больших камер встречает ряд трудностей технического характера. Камера должна выдерживать быстропеременное давление в несколько десятков атмосфер.

Для камер объемом в несколько десятков и сотен литров изготовление хорошего оптического стекла, выдерживающего

давление, очень сложно (2). Поэтому в камерах стараются использовать разгрузочное давление (3, 4, 5, 6) или умышленно идут на увеличение объема и делают небольшие окна для фотографирования (7).

Мы не стали применять жидкость для разгрузки верхнего стекла по той причине, что в жидкости при нагреве и работе возможно возникновение участков разной оптической плотности. Искажения из-за переменного коэффициента преломления, возникающие при работе в различных местах камеры, трудно учесть.

Нами применена частичная разгрузка верхнего стекла, над которым имеется 15 атм. давление углекислого газа, заключенного в конусном колпаке. У большинства пузырьковых камер, описанных в литературе, используется освещение напросвет. У камер в магнитном поле такая система занимает все же много места (8, 9, 10). Поэтому делаются поиски методов освещения со стороны фотографирования (11, 12, 13). Для водородных камер это объясняется особенностями рассеяния света на пузырьках.

Мы применили освещение под углом  $90^\circ$  к оси фотографирования. Это позволило поставить камеру в 450мм зазор постоянного магнита.

Мы использовали готовый магнит и стереофотоаппарат. Поэтому размер рабочей области определялся с учётом всех вышеназванных условий.

Длина - 55 см, ширина - 28 см. и глубина - 14 см.

Для этого размера камеры, сделана оценка многократного рассеяния в пропане для  $p$  и  $\Pi$ -мезонов разного импульса по формуле

$$R_s = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda}{\sqrt{\theta^2}}$$

, где



$X$  - половина длины камеры

$\sqrt{\bar{\theta}^2}$  - средний угол многократного рассеяния

$$\bar{\theta}^2 = \frac{4\pi N z^2 Z^2 e^4 L}{p^2 c^2 \beta^2} \cdot \ln \frac{a_0 c \beta p}{2 Z^{4/3} z e^2}$$

$N$  - число атомов  $C_3H_8$  в  $cm^3$

$L$  - длина камеры

$z$  - атомный номер частицы

$Z$  - атомный номер в-ва

$e$  - заряд электрона

$p$  - импульс

$c$  - скорость света

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

$a_0$  - боровский радиус

Результаты оценки приведены на рис. I.

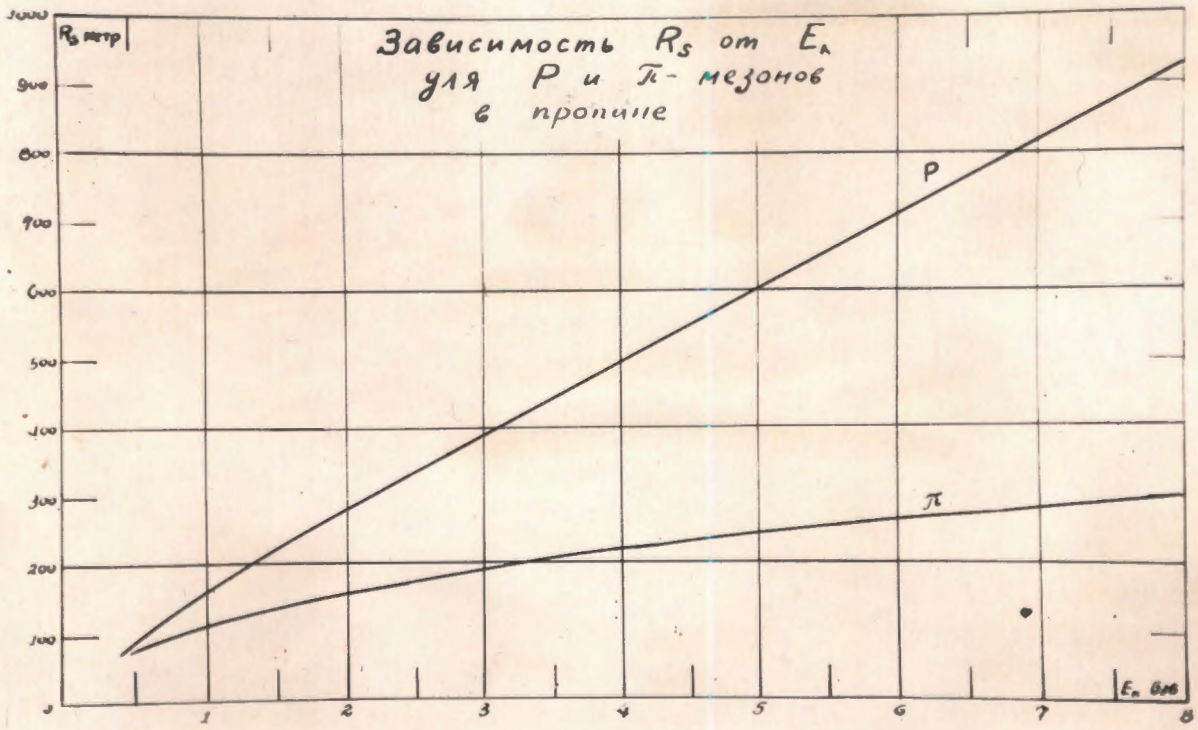


Рис. I.

Радиус кривизны следа частицы в магнитном поле определяется формулой

$$R_H = \frac{pc}{300H}$$

На рис. 2. Изображены радиусы кривизны следов частиц разного импульса при разном значении магнитного поля.

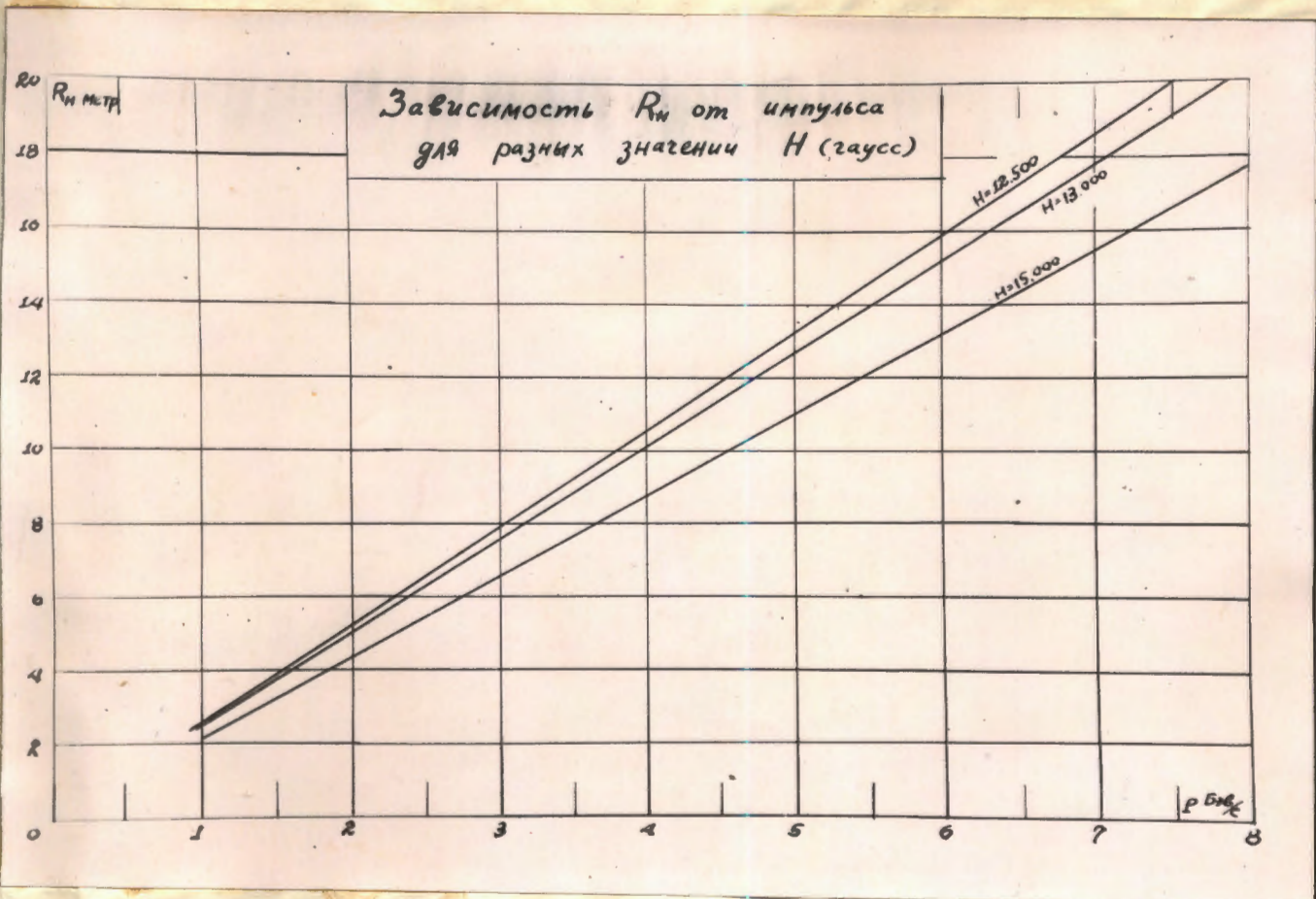


Рис. 2.

Ошибка, вносимая многократным рассеянием в кривизну, обусловленную магнитным полем, будет  $\frac{R_H}{R_S}$

Обработку фотографии предполагается проводить на микроскопах УИМ-21 и УИМ-22. Измеряются надежно только те импульсы, стрела прогиба которых в несколько раз больше толщины следа.

На рис.3 приведена зависимость стрелы прогиба от длины следа и радиуса кривизны

$$d = \frac{l^2}{8R}$$

Итак, для выбранного размера рабочей области при поле 13-18 тыс. Гаусс можно проводить измерение импульса частиц, образовавшихся в камере от взаимодействия  $4+7$  Бэв/с  $\Pi^-$  - мезонов и анти-протонов с нуклонами пропана.

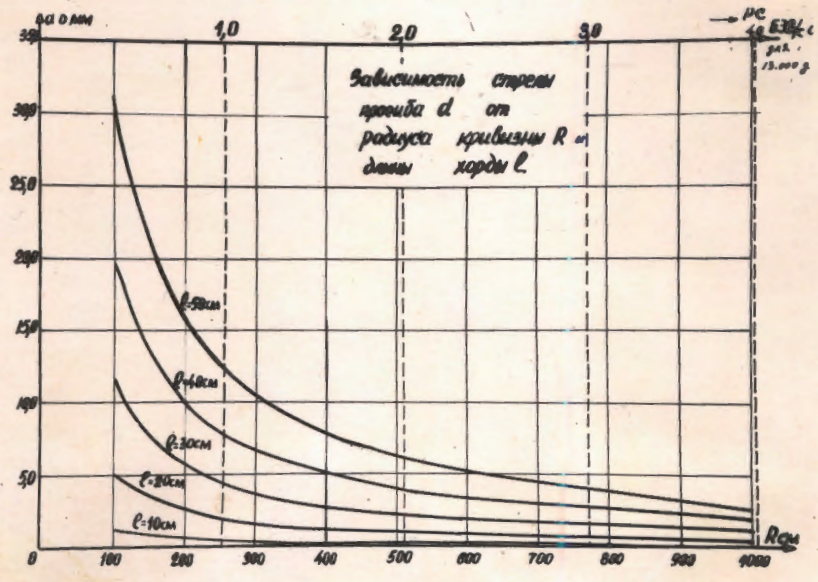


Рис. 3.

Конструкция камеры.

На рис.4 показан схематический чертёж ПК-4.

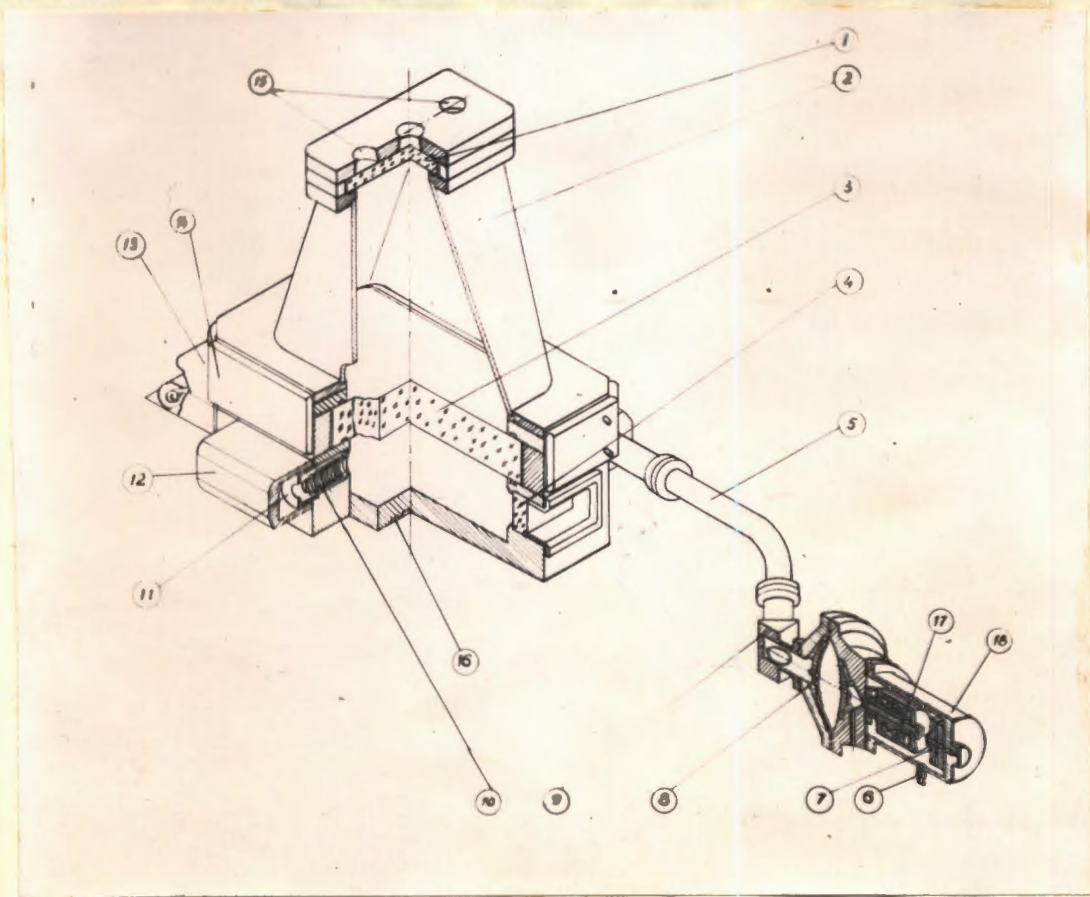


Рис.4.

## Схематический чертёж ПК-4

1 - стекло, 2- конусный колпак, 3- верхнее стекло камеры,  
 4 - боковые стекла для освещения, 5 - труба, 6 - игольчатый  
 вентиль, 7 - дюралюминиевые диски, 8 - расширитель, 9 - тройник,  
 10 - сильфон, 11- стакан, крепящий сильфон, 12 - коллектор,  
 13 - осветитель, 14- верхний обогреватель, 15- окна для фото-  
 графирования, 16- полости для обогрева дна, 17 - электромаг-  
 нитный клапан, 18 - магнитный экран.

Корпус ПК-4, коллекторы, расширитель, трубы сделаны из латуни, конусный козпак, фланцы, прижимающие стекла, болты и шпильки - из нержавеющей стали. Уплотнения стекол производятся прокладками из фторопласта - 4.

Размер верхнего стекла камеры  $610 \times 340 \times 110 \text{ мм}^3$ , размер стекол для освещения  $300 \times 70 \times 36 \text{ мм}^3$ , размер стекла, закрывающего окна для фотографирования  $340 \times 150 \times 36 \text{ мм}^3$ . Все стекла изготовлены из К-8.

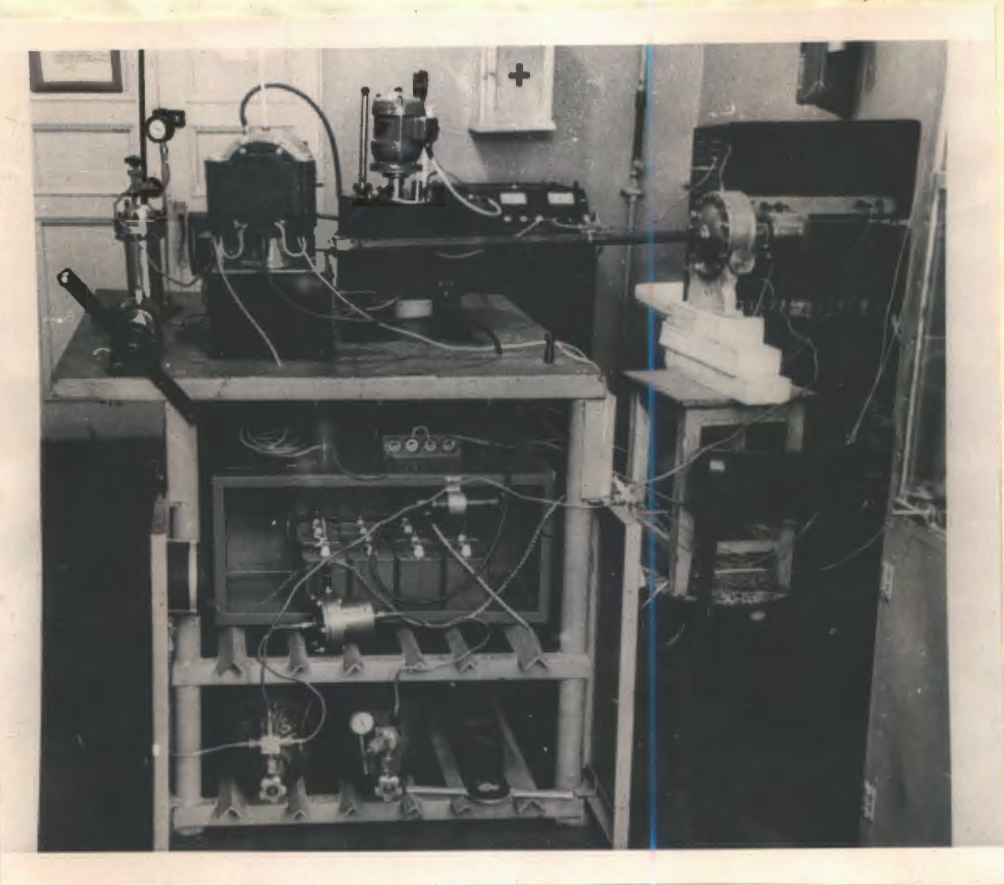


Рис. 5.

ПК-2.

Расширитель находится на расстоянии 1 м от камеры, труба их соединяющая имеет внутренний диаметр 15 мм.

Как уже было сказано выше - давление передается через воду, отделенную от пропана сифонами. Сифонов 8, по 4 вдоль длинных сторон камеры. Сифоны крепятся стаканами, ввертывающимися в тело камеры, и закрываются коллекторами. Коллектора соединяются симметрично изогнутыми трубами с внутренним диаметром 50мм. Эти трубы под углом  $120^{\circ}$  друг к другу через тройник соединяются с расширителем с помощью трубы длиной 650мм и внутренним диаметром 75мм.

Расширитель сделан по типу расширителя ПК-2. Резиновая мембрана перемещается между двумя решетками, которые определяют объем расширения. Этот объем сделан равным приблизительно 3% от всего объема камеры.

Нижний порог давления в камере определяется объемом экрана-стабилизатора, верхний - давлением газа в балластном баллоне.

Для закрывания и открывания выхлопного отверстия применён электромагнитный клапан с двумя обмотками. Электромагнитный клапан защищен от рассеянного магнитного поля экраном из СТ-3 с толщиной стенок 10мм. Экран одновременно является глушителем звука и стабилизатором нижнего порога давления. Объем в экране может регулироваться путём изменения числа дюралюминиевых дисков.

#### Уплотнение стекол.

Для уплотнения стекол нами использован фторопласт -4. Промышленность выпускает пластины размером  $200 \times 200 \text{ мм}^2$ , толщина разная. Размер камеры во много раз больше, чем размер фторопластовых пластин.



Было решено из этих пластин вырезать фигурную прокладку в длиной, равной длине контура уплотнения. Прокладка выжималась и калибровалась по толщине и ширине. При калибровке первая прокладка удлинилась. Удлинение было учтено. Все вновь вырезанные прокладки хорошо входили в канавки выфрезерованные в теле камеры. Ширина канавок 7мм, глубина 1,5мм. После того, как прокладка укладывалась в канавку, на неё опускалось стекло. Сверху стекло прижималось фланцем с аналогичным типом уплотнения.

Уплотнение достигалось затягиванием гаек при нагреве камеры до  $70+80^{\circ}\text{C}$ . Фторопласт размягчался и растекался до ширины 12-15мм.

Во время уплотнения и после остывания камеры равномерность затяжки проверялось с помощью полароидов.

Применение фторопластовых прокладок с обеих сторон стекла, как со стороны камеры, так и со стороны фланца было необходимо, т.к. над верхним стеклом к фланцу крепится конусный колпак, в котором во время работы находится углекислый газ при 15атм.

Конусный колпак и стекло, закрывающее окна для фотографирования, уплотняются резиной.

Окна для освещения - фторопластом -4. Перед уплотнением стекол мы провели испытание гидростатическим давлением в 50атм металлических частей камеры. После сборки камеры со стеклами - испытание было повторено. Давление при этом было 42 атм. Время, в течение которого камера находилась под давлением было около 10 часов.

Из опыта эксплуатации ПК-4 и ПК-2 можно сделать вывод, что если стекло уплотнено, то его вынимать не следует. Чаще

всего стекла разрушаются при уплотнении.

Толщина стекол обеспечивает не меньше пятикратного расчетного запаса прочности.

### Сильфонный тип расширения.

Нами применен сильфонный тип расширения. Сильфоны располагаются в отверстиях, сделанных в длинных сторонах камеры, по четыре с каждой стороны. Диаметр сильфонов 78,5мм. Горловина сильфонов обращена внутрь камеры. Крепление сильфонов осуществляется стаканами, ввертывающимися в отверстия в теле камеры. В этих стаканах имеются отверстия разной площади. В первом к расширителю <sup>стакане</sup> ~~сильфона~~ отверстия меньше, чем во втором, во втором меньше, чем в третьем, в третьем, меньше, чем в четвертом, который почти полностью открыт. Рис.6.

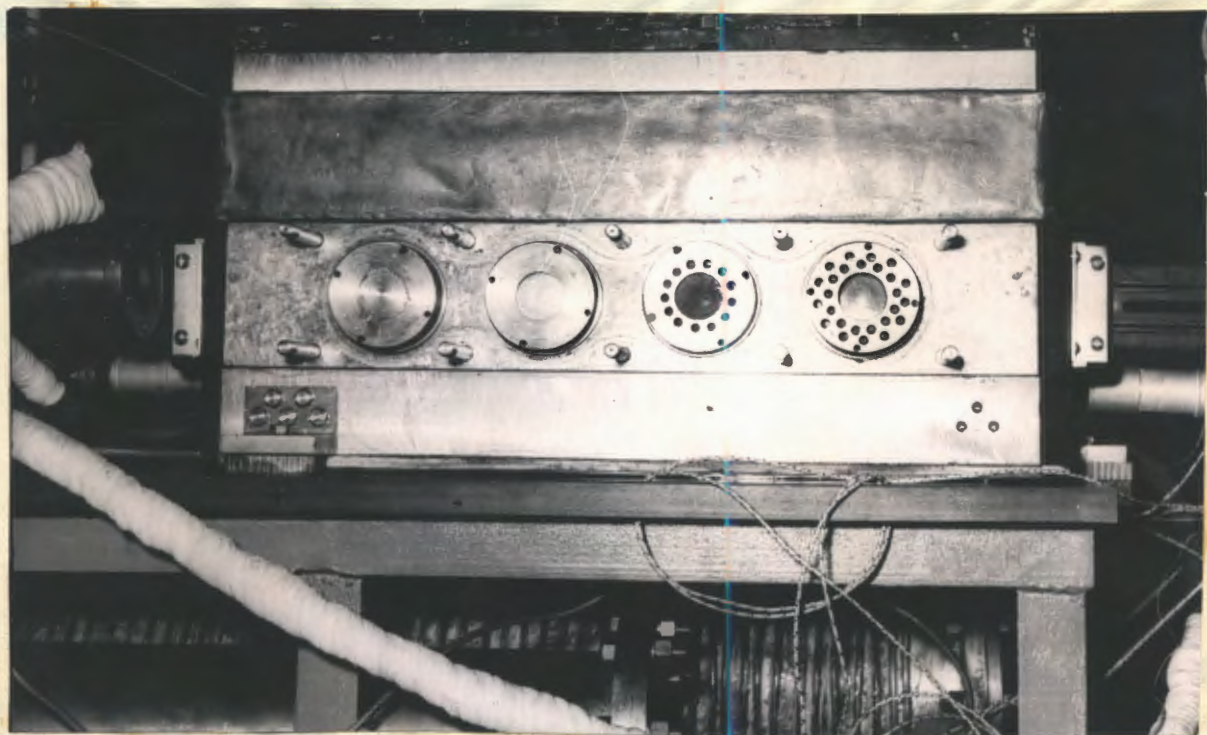


Рис.6.

Вначале мы сделали отверстия в стаканах, укрепляющих сильфоны, одинаковой площади. Работа их была одновременной, что видно на рис.7.

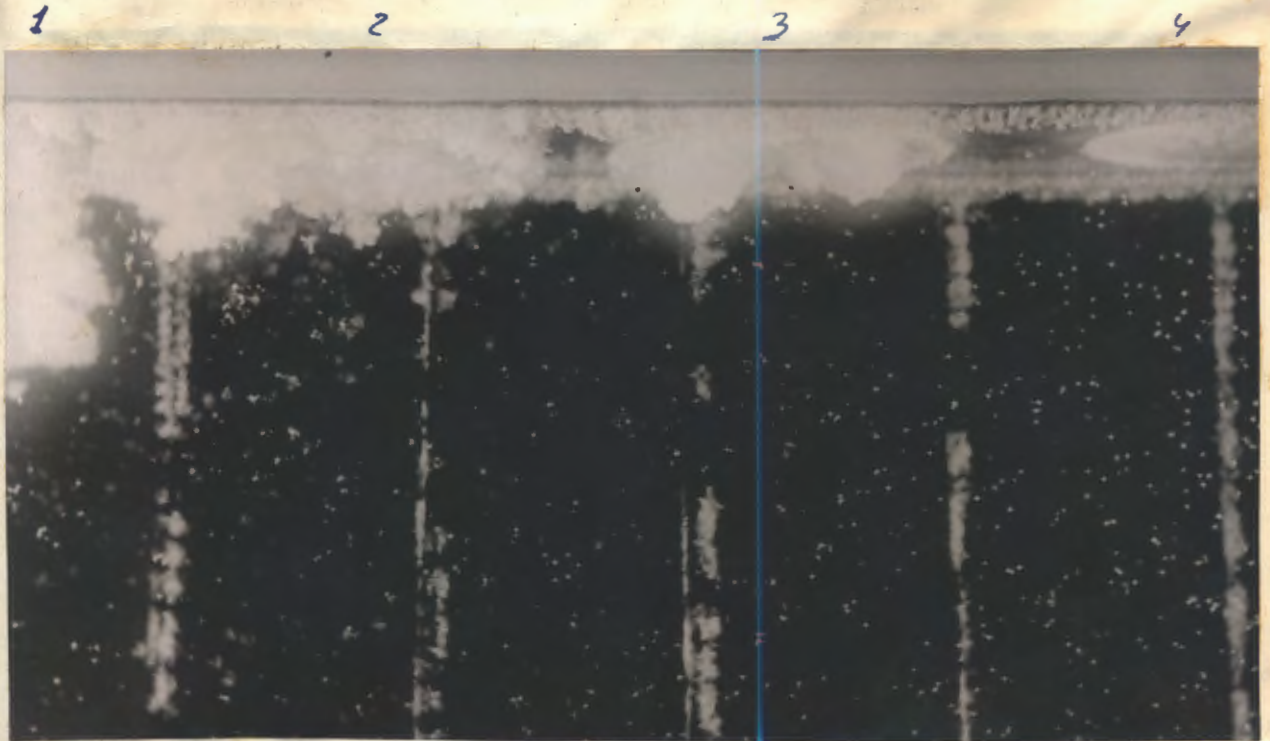


Рис.7.

А также нами было проведено испытание работы камеры, когда сильфоны располагались горловиной к коллектору, а головкой внутрь камеры. При этом рабочих условий в камере не было. Если расширение идёт при растяжении сильфонов, то скорость больше — камера работает, если расширение идёт при сжатии сильфонов, то вязкость жидкости, сжимаемой между гофрами, возрастает  $\gamma$  скорость расширения уменьшается — камера не работает.

На рис.8а показана фотография, полученная с большой задержкой на освещение после запускающего импульса, но следов от кобальтового источника нет. При всех равных условиях, если

сильфоны расположены горловиной в сторону рабочего объема камеры и при расширении камеры сильфоны растягиваются. Следы электронов отдачи от  $\gamma$  источника  $\text{Co}^{60}$  есть всегда. Рис. 8б

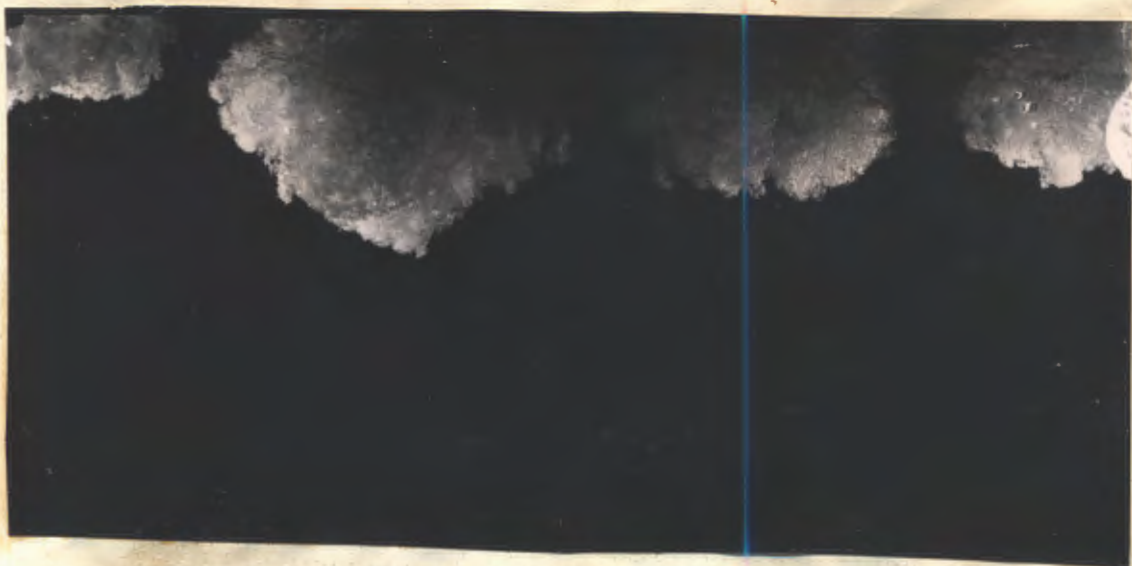


рис. 8а

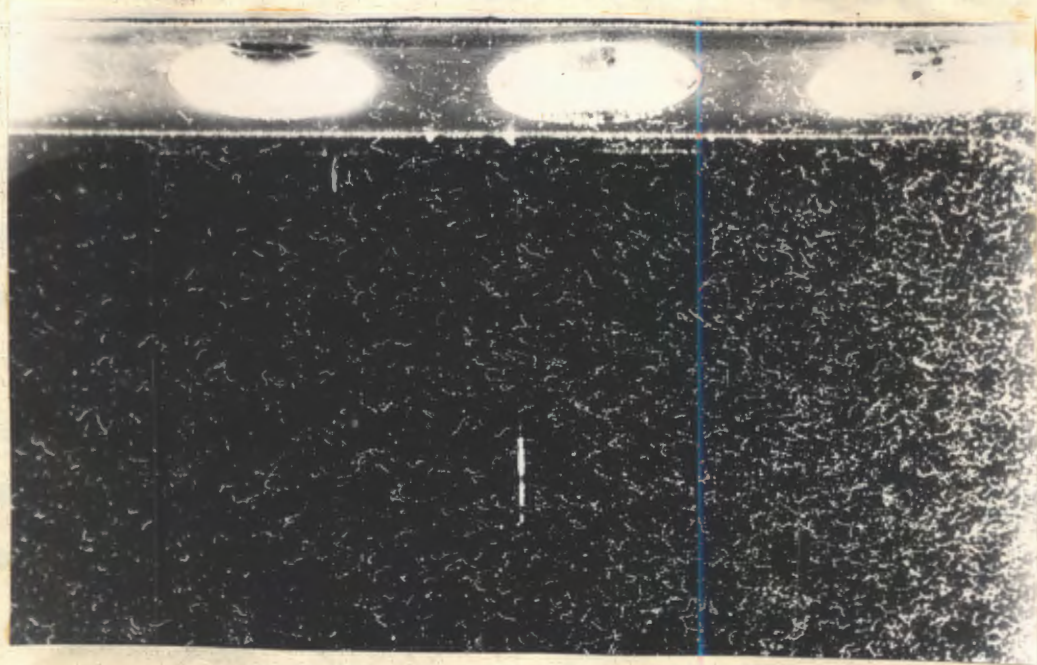


Рис. 8б.

Уплотнение сильфонов осуществляется кольцевыми прокладками из фторопласта -4 или специальной резины. В настоящее время мы перешли на резиновые прокладки. Они более удобны при работе, т.к. не требуют больших усилий для уплотнения.

### Передача давления по трубам.

Если камера конструируется для работы в магнитном поле и имеет электромагнитный клапан в системе расширителя, то желательно вынести его из зоны магнитного поля. На ПК-2 была исследована возможность передачи давления по трубе через воду (I4). На рис.5 изображена ПК-2 с расширителем, отнесенным на I метр от камеры с помощью трубы диаметром 15мм. Труба вносила 2-х миллисекундную дополнительную задержку во время расширения. Без трубы следы от источника  $Se^{60}$  наблюдались через 10,5 мсек после запускающего импульса, с трубой - через 12,5 мсек. Внос расширителя с помощью труб оказался возможным. В ПК-4 эта возможность и была использована. Коллекторы, закрывающие сильфоны, соединяются симметрично - изогнутыми трубами рис.9 с внутренним диаметром 50мм с расширителем через тройник и трубу диаметром 75мм, длиной 650мм.

Общая протяженность труб составила около 1,5м. При передаче давления по трубам стало возможным <sup>ен</sup> <sup>ос</sup> вынести <sup>ого</sup> электромагнитный клапан в зону рассеянного магнитного поля, что обеспечило более надежную работу клапана и не внесло существенной задержки во время расширения.

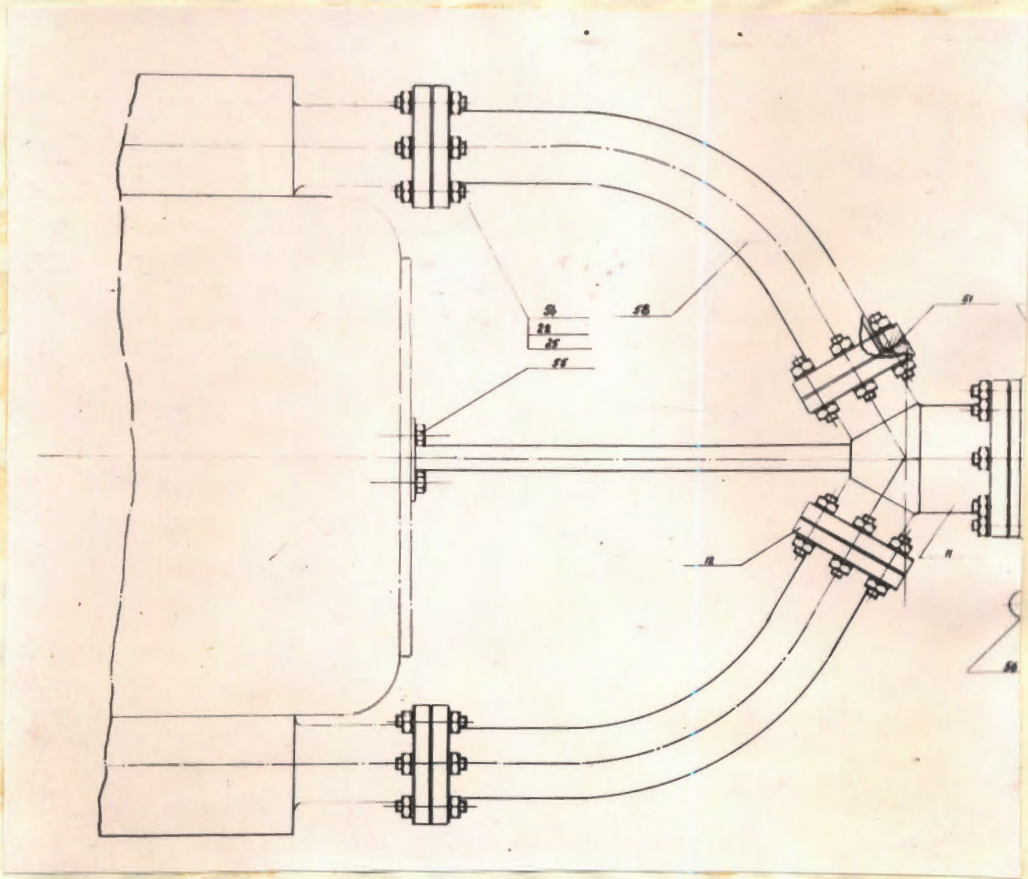


Рис. 9.

### Расширитель.

На рис.10 изображен расширитель ПК-4.

Мембрана перемещается между двумя ограничительными решетками. Изменение объема, получаемое из-за перемещения мембраны, составляет около 3% от полного объема камеры. В решетке, ограничивающей ход мембраны при сжатии, имеется около 1000 отверстий диаметром 4,5 мм. рис. 11

~~рис. 11.~~ В решетке, ограничивающей ход мембраны при выхлопе имеется около 300 отверстий диаметром 3 мм. Эта решетка изображена на рис.12. Решетки имеют ребра жесткости, что можно видеть на рис.13. Решетки испытаны гидростатическим давлением в 50 атм.

Мембрана из листовой резины толщиной 4,5-5мм, диаметр 280мм.

Выхлопное отверстие расширителя диаметром 22,5мм. Опыт эксплуатации такого типа расширителя на ПК-2 и ПК-4 показал, что он работает надежно.

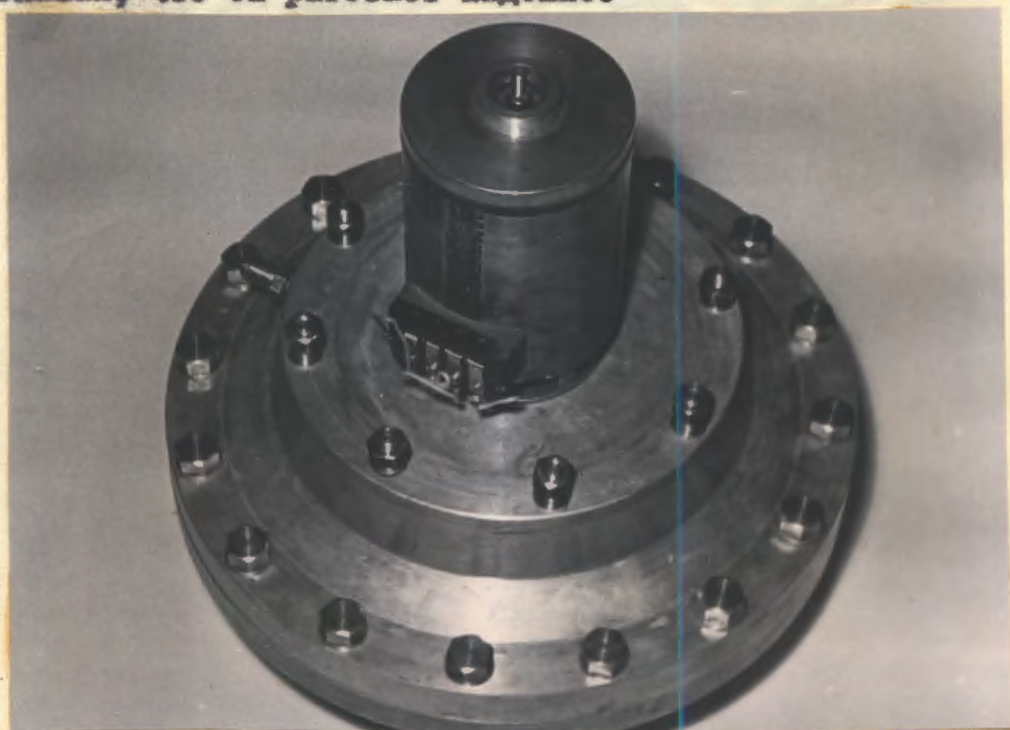


Рис.10.

4-322859

С.Ф. 3853

Атомный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

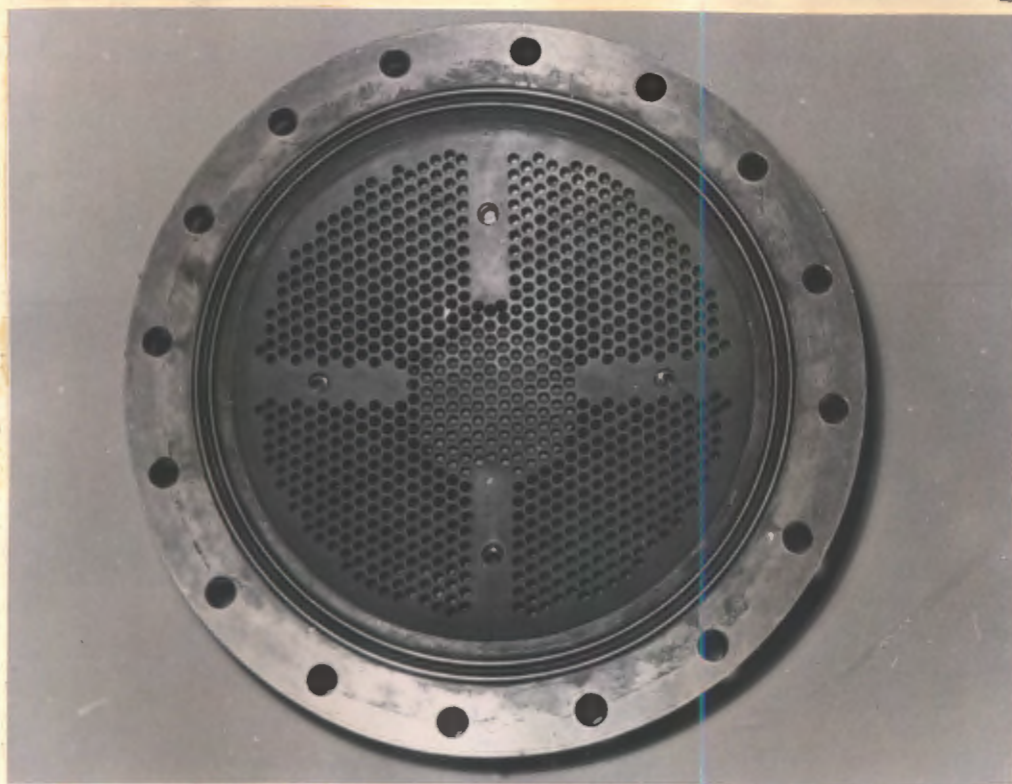


Рис. II.

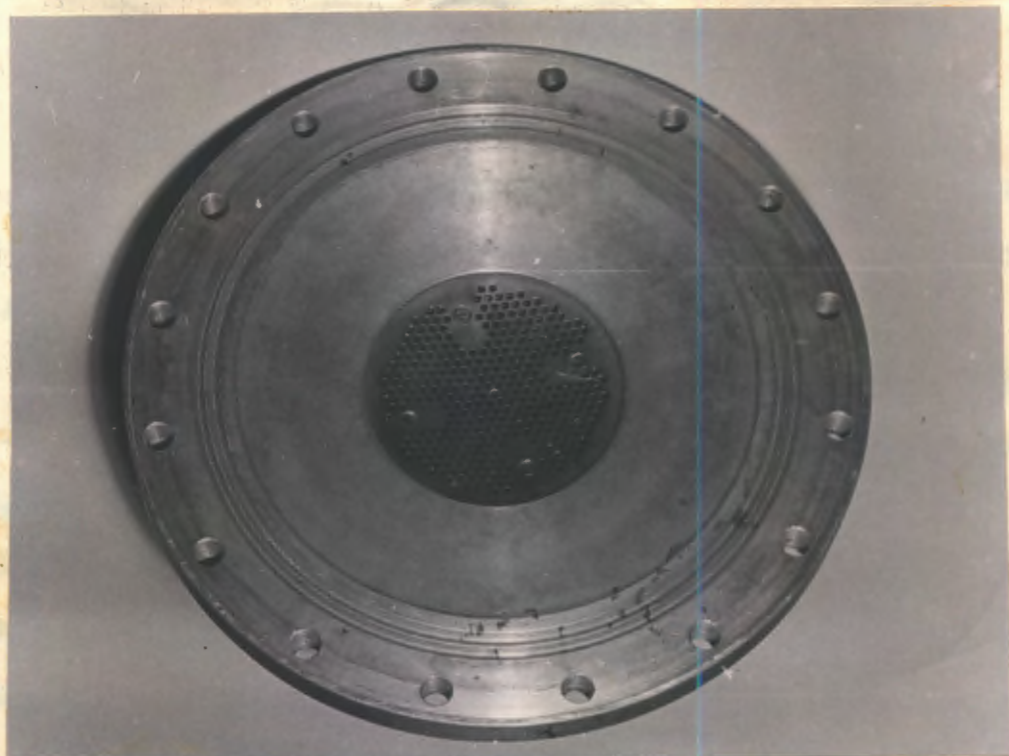


Рис. I2.





Рис.13.

### Электромагнитный клапан.

Хорошая работа камеры может быть только при хорошей работе клапана. Клапан должен иметь большую удерживающую силу и малую инерцию при открывании и закрывании.

Нами используется электромагнитный клапан с двумя обмотками. "Удерживающая" обмотка имеет 9000 витков, "отшибающая" - 50, уложенных в зазоре, как показано на рис.14.

"Удерживающая" обмотка всегда включена. Через "отшибающую" обмотку разряжается емкость в момент поступления запускающего импульса. При токе в "удерживающей" обмотке  $90\text{ ма}$  самотрив клапана происходит при давлении в расширителе 31 атм. Разряд емкости  $40\ \mu\text{F}$ , 200 в. Через "отшибающую" обмотку открывает клапан, когда давление в расширителе не ниже 24,5 атм. В интервале

25-30 атм. при названных токах через обмотки, клапан работает удовлетворительно. Разброс во времени открывания после запускающего импульса меньше 0,5 мсек. На рис.15 показана осциллограмма изменения давления, определяющая скорость выхлопа. С этим клапаном <sup>рабочий</sup> <sup>камеры</sup> получен цикл меньше 12 сек.

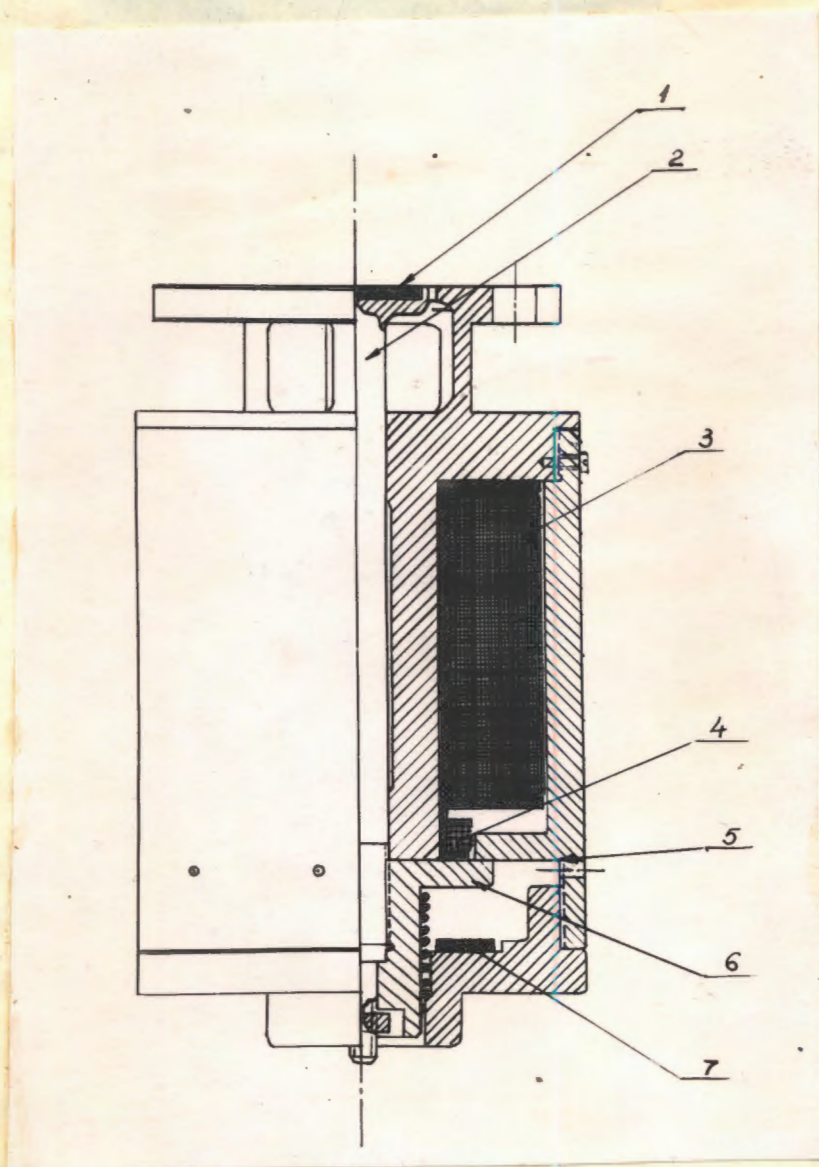
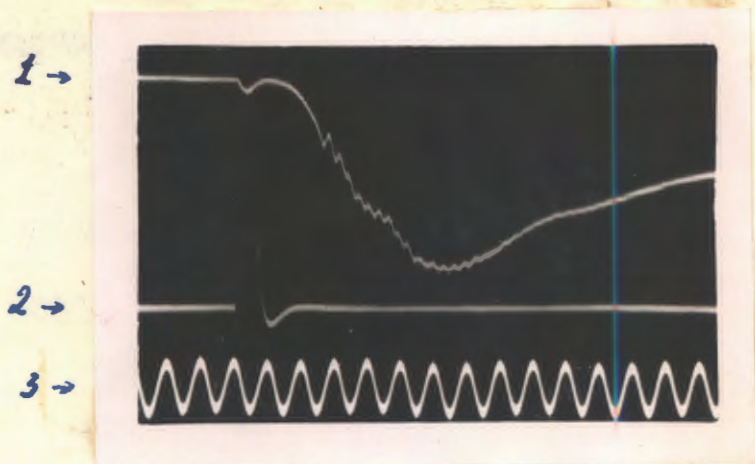


Рис.14.



- 1 - Импульс от емкостного датчика  
 2 - Запускающий импульс  
 3 - Импульс от датчика давления,  $f = 500 \text{ герц}$ .

Рис.15.

### Экран-глушитель-стабилизатор.

Для обеспечения надежности работы клапана в зоне рассеянного магнитного поля сделан экран из стали-3. Толщина стенок 10мм. Экран выполняет и другие функции. Он одновременно является глушителем звука при выхлопе и стабилизатором нижнего давления, до которого происходит выхлоп. На рис.16 показан чертеж расширителя, клапана и экрана. До выхлопа в объеме расширителя давление 28 атм., в экране-стабилизаторе давление отсутствует. Клапан открывается - объем расширителя соединяется с объемом экрана, устанавливается некоторое давление. Затем клапан закрывается. Давление в камере растет до давления в балластном баллоне за несколько миллисекунд, а давление <sup>в</sup> стабилизаторе <sup>падает</sup> вытекает

газ вытекает

22.-

через игольчатый вентиль за несколько секунд. Изменяя объем внутри экрана можно регулировать давление до которого происходит расширение. Это позволяет изменять чувствительность камеры без изменения температуры.

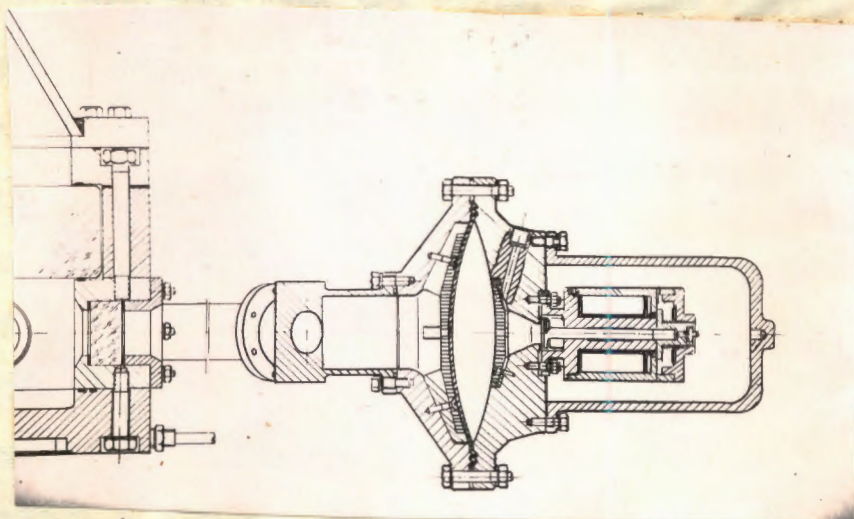


Рис. 16.

### Термостатирование и изоляция.

Пропановые пузырьковые камеры работают при температуре  $+60$   $+65^{\circ}\text{C}$ . Для нагрева и поддержания постоянной рабочей температуры применены термостаты ТС-15 и ТС-24. Верх камеры нагревается водой от одного термостата, дно камеры - от другого. Раздельный нагрев сделан для того, чтобы получить более короткий рабочий цикл. Так как камера располагается в горизонтальном зазоре магнита, фотографирование производится сверху, то пузырьки газа, образовавшиеся во время расширения в объеме камеры, будут подниматься вверх. Во время сжатия пузырьки будут конденсироваться. Теплота конденсации будет выделяться в верхней части камеры, а теплота испарения будет поглощаться во всем объеме, где будут условия для образования пузырьков. Верх может быть нагрет больше, чем остальные части камеры. У стекла может образоваться паровой пузырь, который будет затемнять часть рабочей области камеры и нарушать рабочие условия. Этот градиент температуры можно ликвидировать, если дно камеры поддерживать при температуре несколько выше, чем температура верха камеры. Вода от термостатов поступает по дюритовым трубкам, которые для уменьшения потерь соединены вместе и теплоизолированы. Камера снизу имеет изоляцию из войлока толщиной 10 мм и пенопласта той же толщины. Корпус камеры и трубы изолированы войлочной рубашкой <sup>х)</sup>. Камера во время работы находится под вентиляционной тягой. Но и при этих условиях нагрев камеры от  $20^{\circ}\text{C}$  до  $60^{\circ}\text{C}$  двумя термостатами ТС-15 производится за 4-5 часов. Во

---

х) Войлочная изоляция предложена и сделана ст.техником Н.А.Смирновим.

время работы температура поддерживается с достаточной точностью.

### О с в е щ е н и е.

Большинство пузырьковых камер, описанных в литературе, работает с освещением напросвет. (5, 8, 9-20) и др.

Как уже говорилось выше, в магните такой тип освещения требует много места для осветителей, стекла и т.д. Делались камеры (8,9), в которых сокращалось пространство, занимаемое осветителем. Делались камеры с освещением со стороны фотоаппарата (II, I2, I3). Мы решили вопрос иначе. Нами была проверена возможность освещать камеру под углом  $90^{\circ}$ . Работа проведена <sup>x)</sup> на модели натуральной величины, наполненной водой. Фотографирование пузырьков газа на фоне чёрного дна при освещении под углом  $90^{\circ}$  к оси фотографирования дало удовлетворительные результаты. Поскольку у воды  $n=1,33$ , а у пропана  $n=1,23$ , то мы ожидали приблизительно такого же качества фотографии пузырьков в пропане. Расположение осветителей с двух противоположных сторон камеры и освещение через небольшие окна - существенно облегчило конструкцию. Рис. I7.

x) Работа проводилась ст. лаборантом Сигир Ф.И. и студентом ИГУ Дубровским Л.Н. в 1956 г.

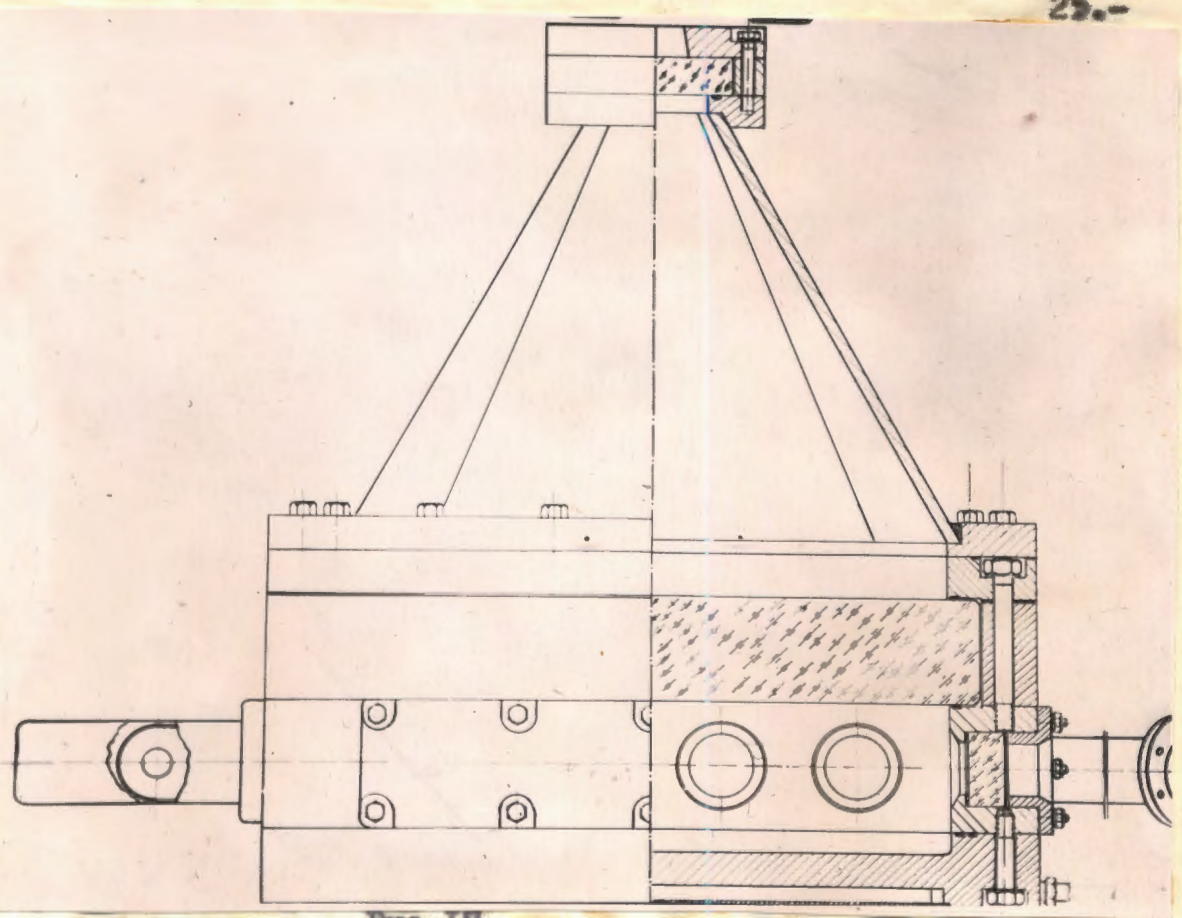
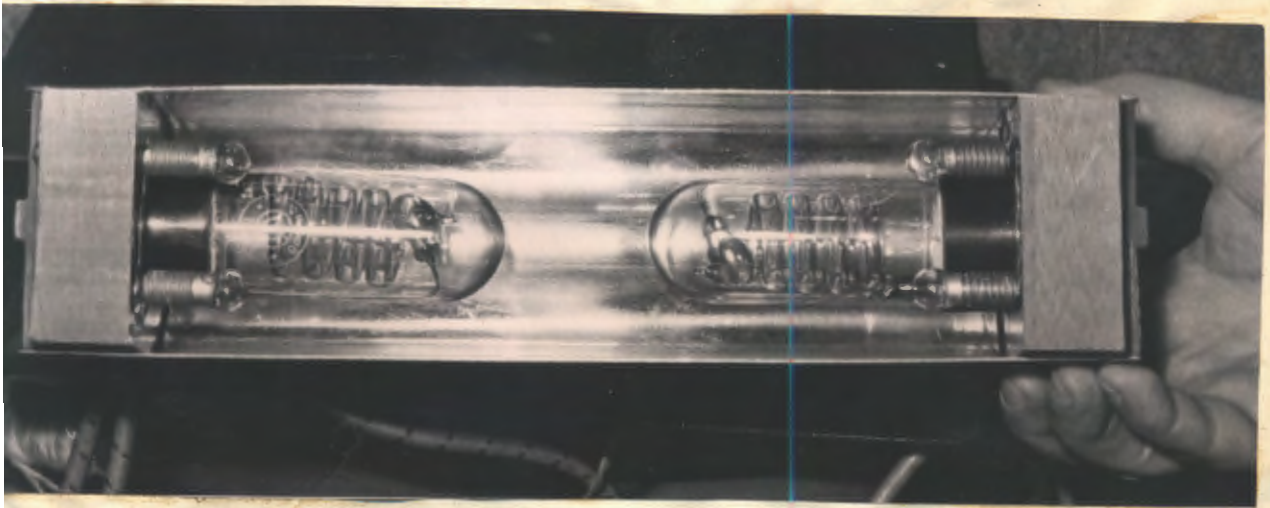


Рис.17.

фотографирование производится на фоне  
темного дна. Рис.18.



Так располагаются лампы ИСС-250  
в магнитном поле (здесь лампы ИФК-500).

Рис.18.

Освещение рабочей<sup>3</sup> области 55x28x14см<sup>5</sup> производится с двух сторон через окна 5x28см осветителями без оптических конденсаторов. (Применены лампы ИСС-250 (рис.18) или осветителями с лампами ИФК-500, Рис.19). Лампы ИСС-250 имеют бифеларную стеклянную спираль и хорошо работают в магнитном поле при любой ориентации

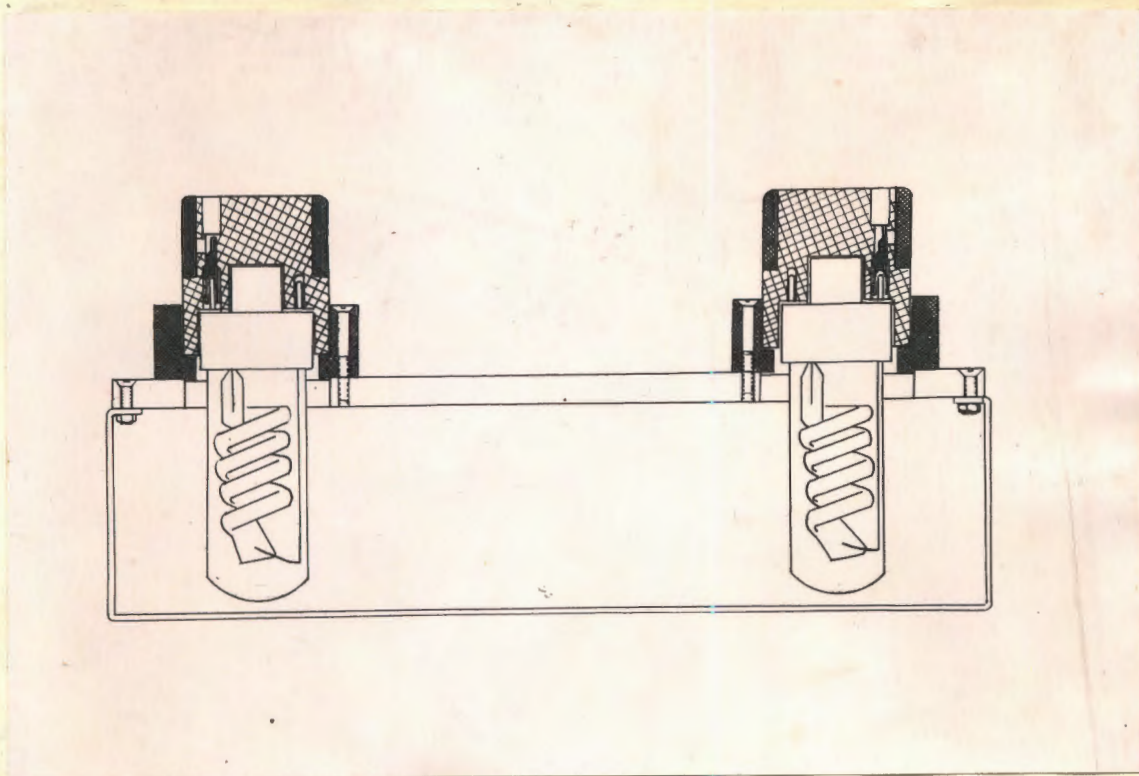


Рис.19.

относительно направления магнитных силовых линий. Лампы ИФК-500 работают удовлетворительно только при расположении лампы вдоль магнитных силовых линий, т.к. при других ориентациях относительно поля после нескольких циклов отламывается металлический проводник, впаянный в стеклянную спираль.



Порядок сборки в магните.

1. Стекланные окна уплотнены, камера испытана на давление до сборки в магните.
2. В зазор магнита вдвигается конусный колпак до отверстия в польсном наконечнике, поднимается и закрепляется.
3. Камера вдвигается в зазор магнита под конусный колпак, который опускается на камеру и крепится к ней болтами.
4. Привертывается расширитель с трубами.
5. Подсоединяются трубки для наполнения водой, углекислым газом и пропаном.
6. Ставятся осветители.
7. Одевается теплоизоляция.
8. Подсоединяются дуритовые трубки, передающие воду от термостатов.

Разборка камеры производится в обратном порядке.

Смена сильфонов не требует демонтажа всей камеры. Для смены сильфонов необходимо частично раскрыть теплоизоляцию, ослабить болты расширителя и спустить воду, отвернуть гайки крепления коллекторов, снять коллекторы. После чего специальным ключом отвертываются стаканы, крепящие сильфоны. Сильфоны вынимаются и заменяются.

Перед началом разборки нужно удостовериться нет ли в камере пропана. Если пропан есть, то его необходимо выпустить: жидкий в баллон, газообразный - в вентиляционное устройство.

Очистка внутренней поверхности камеры и промыв её производится через отверстия для сильфонов.

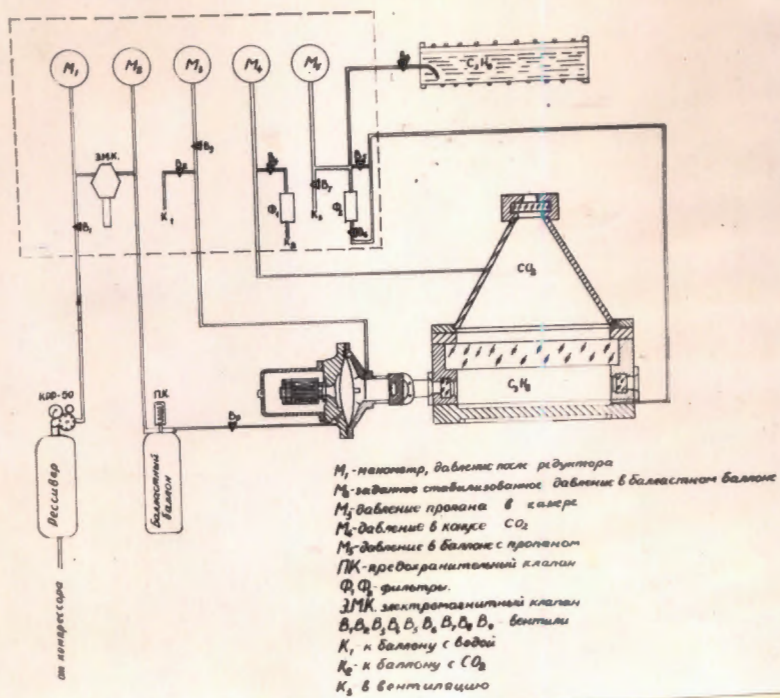
### Подготовка камеры к работе.

Схема включения камеры по давлению на рис.20.

Промежуточный объем откачивается форвакуумным насосом в течение 5-10 минут. После чего производится заполнение промежуточного объема водой. Для этого через трубку и вентиль В-2 подсоединяется бутылка с водой. Вентиль открывается. Вода заполняет откаченный объем, вентиль В-2 закрывается. Такой способ позволяет наполнить водой объем сложной формы и избежать воздушного пузыря. Если в промежуточном объеме останется воздушный пузырь, то будет нарушаться нормальная работа камеры, будет сжиматься и разжиматься при работе и уменьшаться эффективное расширение пропана.

Как только промежуточный объем будет заполнен, можно произвести откачку камеры форвакуумным насосом. Можно и не производить откачки перед наполнением, если провести 5-6 кратное промывание пропаном-газом. Промывание производится так: объем камеры наполняется пропаном-газом до 5-6 ати., затем выпускается в вентиляционное устройство до 1 ати.; эта процедура повторяется 5-6 раз, затем камера наполняется пропаном-газом до 7-8 ати. После наполнения газом приступают к наполнению жидким пропаном. Для этих целей сделан специальный баллон, в котором на входе вентиля В-8 впаяна трубка, конец трубки загнут к одной из стенок. Снаружи баллона имеется указатель положения конца трубки. Расположив баллон так, чтобы конец трубки был внизу, и ~~не~~ подогрев баллон путем пропускания теплой воды от термостата по трубке, напаянной на баллоне, можно поднять давление паров в баллоне.

Схема включения ПК-4 по давлению



Давление пропана-газа будет перегонять жидкий пропан в камеру. Наблюдение за наполнением производится через окна для освещения. После наполнения камеры пропановый баллон не должен отсоединяться. Это необходимо для того, чтобы в любой момент пропан из камеры можно было бы выпустить обратно в баллон.

Следует иметь в виду, что промывку камеры нужно производить пропаном-газом. При промывке из специального баллона метка положения конца трубки должна быть вверху. Так как если в пустую камеру подавать жидкий пропан, то он будет испаряться и охлаждаться, что может привести к разрушению стекол.

Наполнение камеры жидким пропаном производится не полностью. Достаточно чтобы жидкий пропан был на 4-5мм выше отверстия сильфонов.

После наполнения камеры пропаном, наполняется конус противодавления углекислым газом или азотом до 15 атм. Наполнение производится через фильтр Ф-1. И здесь скорость наполнения не должна быть большой, чтобы не было охлаждения при расширении газа в объеме конуса при выходе из наполняющей трубки. Перед тем, как камеру нагревать до рабочей температуры на контактных манометрах устанавливается допустимое давление, на пульте управления включаются сигналы блокировок.

Во время нагревания камеры нужно следить, чтобы газовый пузырь не был полностью сконденсирован. Если он будет уменьшаться и даже если весь пропан станет жидким, то давление в камере может превысить давление насыщенных паров, поэтому при уменьшении пузыря или полном его исчезновении пропан нужно выпускать.

Система блокировок и сигнализации описана в следующем параграфе.

### Меры безопасности.

1. Расчёт камеры произведенный при конструировании, предусматривает запас прочности по стеклам - не менее пятикратного; запас прочности на деформацию металла камеры - не менее двухкратного.

2. Рабочее давление не выше 30 атм. Испытание всех металлических частей камеры произведено гидростатическим давлением в 50 атм. Испытание камеры со стеклами - в 42 атм., т.е. в пределах нормы для эксплуатации сосудов с газом.

3. Камера располагается в магните и закрывается по периметру полусных наконечников дюралюминиевыми щитами, образующими коробку, которая соединена с действующей вентиляцией.

4. Нагрев камеры производится водой от термостатов, расположенных в стороне от камеры.

5. Контроль за давлением осуществляется контактными манометрами, включенными в цепь с звуковой и световой сигнализацией.

При повышении давления в камере контактный манометр М-3, рис. 20 выключает нагрев термостатов, включает сирену и сигнальную лампочку на пульте.

Изменение давления в конусе как в сторону повышения так и в сторону понижения контролируется контактным манометром М-4, включающим звонок и сигнальную лампочку.

6. Давление сжатого воздуха из ресивера редуцируется КРР-50, после чего контролируется контактным манометром М-2. Давление в балластном баллоне не может стать выше установленного давления на контактном манометре, т.к. на пути газа от редуктора к балластному баллону находится электромагнитный клапан ЭМК, который закрывается, как только замыкается контакт манометра М-2. Кроме редуктора, электромагнитного клапана с контактным манометром на

стороне балластного баллона расположен пружинный предохранительный клапан ПК, срабатывающий при давлении выше 30 атм.

7. Как уже было сказано, нагрев камеры производится от термостатов. Температура регулируется контактными термометрами. Если откажет контактный термометр и температура будет повышаться, то давление будет расти до предела, установленного на контактном манометре И-3, который выключит термостаты и дает звуковой и световой сигнал.

8. Ток через "удерживающую" обмотку электромагнитного клапана устанавливается не выше 90 *ма*, что так же гарантирует открывание клапана при повышении давления в балластном баллоне.

9. Порядок работы определен инструкцией: на камере могут работать лишь те сотрудники, которые хорошо знакомы с устройством камеры и правилами работы на ней.

#### Очистка пропана.

Очистка пропана описана в отчёте (14).

Очистка пропана для наполнения ПК-4 производится аналогичным методом. Легкие фракции выпускаются, тяжелые не доводятся до температуры, при которой давление их паров становится заметным. Используя кривые давления насыщенных паров в зависимости от температуры (рис. 27) для возможных фракций технического пропана, можно получить пропан достаточной очистки. В наших рабочих условиях пропан имел давление паров в зависимости от температуры очень близкое к чистому пропану.

При  $60^{\circ}\text{C}$ ,  $p = 21\text{--}22$  атм.

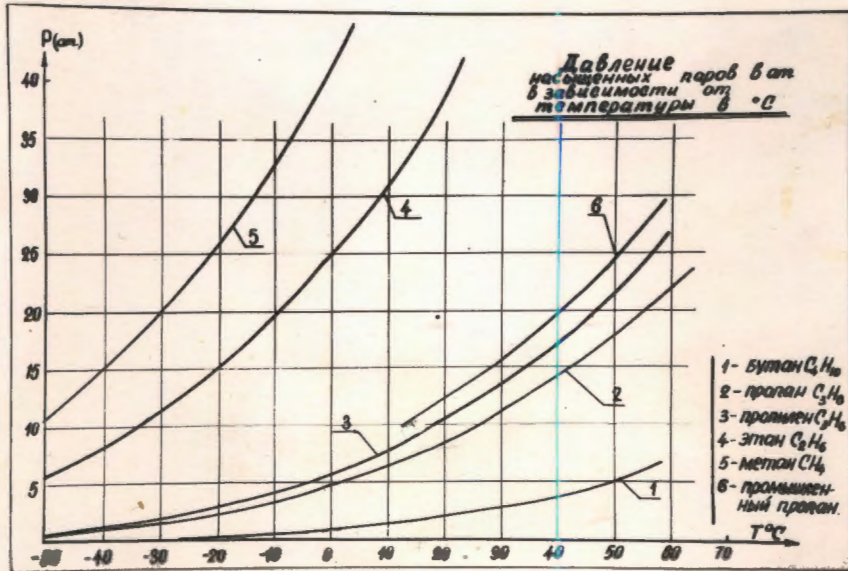


Рис 21

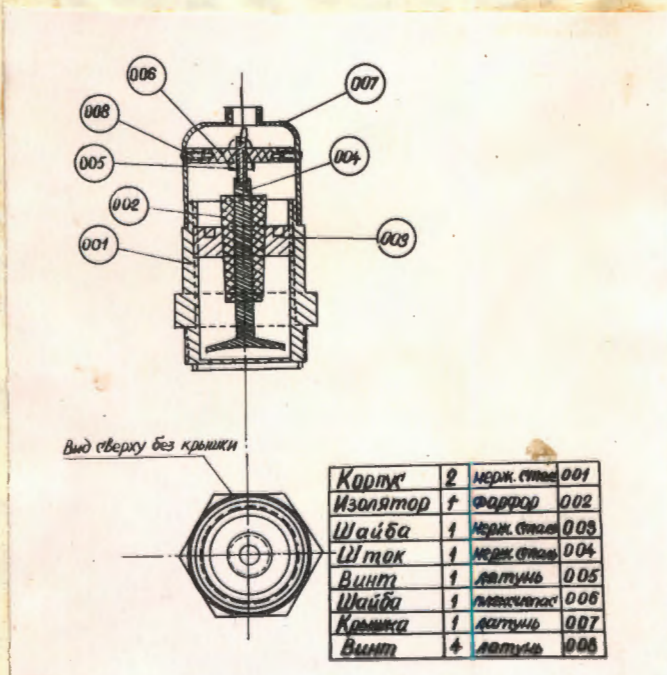


Рис. 22

### Измерение давления.

Измерение медленно меняющегося давления в камере производится с помощью контактных манометров диаметром 150мм класса точности 2.5. Измерение же быстропеременного давления производится с помощью емкостного манометра, Схема включения которого описана в статье Кузнецова (21). Устройство манометра показано на рис. 22. Изменения давления, происходящие при рабочем процессе, записывались на шлейфовом осциллографе. Показания манометра можно прокалибровать и знать не только форму изменения давления, но и величину его в каждый момент времени. Осциллограммы, полученные с помощью этого манометра, приведены <sup>ены</sup> на рисунках 15, 29, 30.

### Работа по наладке ПК-4.

При наладке камеры мы встретились с трудностями по обеспечению:

- а) надежной работы сильфонов;
- б) надежной работы расширителя;
- в) безотказной работы электромагнитного клапана;
- г) получения равного темного фона на дне камеры и некоторые др.

#### а) Надежная работа сильфонов.

Как уже описывалось в параграфе "сильфонный тип расширения" необходимо было решить, как ставить сильфоны в камере. Опыт работы ПК-3 (20) говорил за то, что сильфоны можно ставить так, как показано на рис. 23. Это уменьшало объем пропана, а следовательно, объем расширения, что казалось выгодным. Но мы предусмотрели, при конструировании и другую возможность. Камера была изготовлена с двумя вариантами крепления сильфонов. Первый вариант изображен



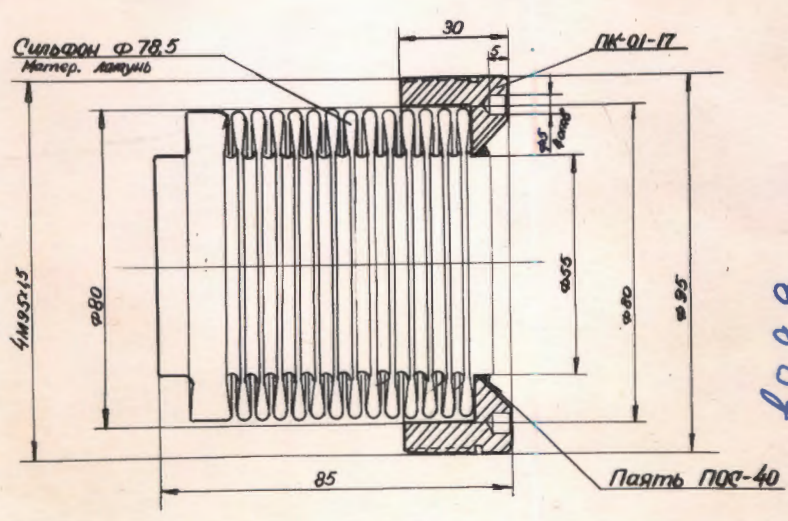
на рис.24, второй на рис.25. При работе с креплением сифонов по первому варианту: а)

мы не получили рабочих условий в камере. Было сделано предположение, что во время рабочего цикла сифон сжимается и при этом сжимаются пропан и вода между гофрами - это тормозит скорость расширения. На фотографиях видны грибообразные образования у отверстий сифонов, рис. 27<sup>и 8а</sup> следов от кобальтового источника не было при задержках от 20 до 180 мсек. Но сделать окончательное заключение о том, что причиной этому является неудачное крепление сифонов, мы не могли, т.к. и расширитель и клапан работали тоже неудовлетворительно.

Было решено поставить сифоны по второму варианту, а к проверке первого варианта возвратится после наладки всех других узлов камеры.

Переход ко второму варианту при наладке был выгоден и по той причине, что позволял проводить сборку и разборку камеры более легко и без поломки сифонов. В первом варианте нужно было проводить откачку и из камеры и из промежуточного объема одновременно. Осторожно вести наполнение промежуточного объема водой. Но это не всегда удавалось. Сифоны деформировались так, что были непригодны для работы. Второй вариант тип а) был так же не совсем удачным, т.к. стаканы, укрепляющие сифоны, имели одинаковые отверстия. Это приводило к тому, что при расширении первый к расширителю сифон начинал перемещаться раньше и, очевидно, больше, чем второй, второй больше, чем третий и т.д. рис.7. Для устранения неравномерной работы сифонов было решено в стаканах, укрепляющих сифоны сделать отверстия разной площади с таким расчетом, чтобы первый к расширителю сифон имел возможность перемещаться

пронан

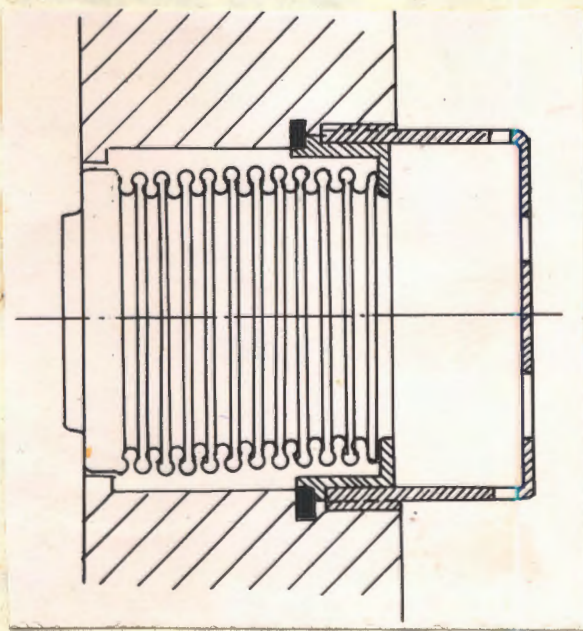


вода

первый вариант  
Тип а).

Рис. 23

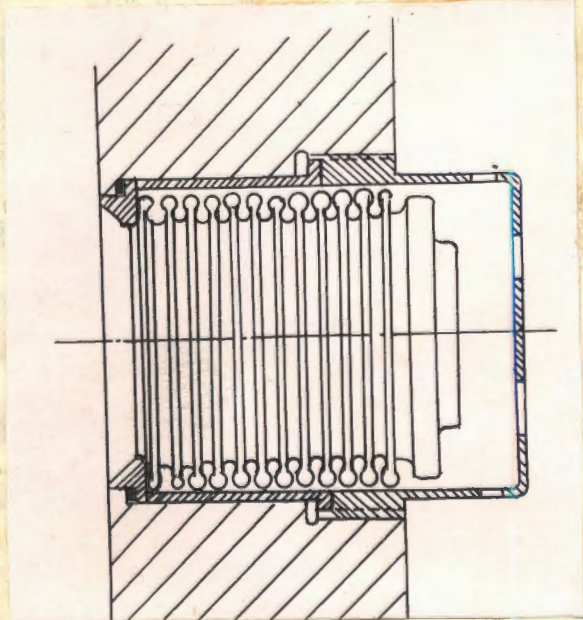
пронан



вода

← Рис. 24  
первый вариант  
Тип б).

пронан



вода

← Рис. 25  
второй вариант

медленнее, чем второй и т.д. стаканы были переделаны. Оказалось недостаточным для работы сделать отверстия в стаканах с суммарной площадью:

у первого -  $2,8 \text{ см}^2$ , у второго -  $4,9 \text{ см}^2$ ,  
у третьего -  $11 \text{ см}^2$ , у четвертого -  $33 \text{ см}^2$ .

Стаканы, кроме того, что калибровали количество протекающей воды за время расширения, также ограничивали ход сильфонов при откачке на вакуум промежуточного объема. Рабочий объем камеры мог не откачиваться. Откачка, заполнения водой промежуточного объема, наполнение камеры пропаном, а так же разборка камеры не приводили к поломке сильфонов.

При работе с креплением сильфонов по второму варианту б) б) были получены хорошие характеристики рабочих условий в камере. Как видно на фотографиях, рис.26. Закипания у отверстий сильфонов нет.

Камера становится чувствительной через 25 мсек после запускающего импульса и имеет время чувствительности больше 30мсек. Время чувствительности определялось по космическим частицам и с помощью источника  $\text{Co}^{60}$ .

Как только была достигнута удовлетворительная работа камеры, мы провели испытание ее работы с постановкой сильфонов по первому варианту б).

Площадь ишириину отверстий в стаканах была такой же, как во втором варианте б). Рабочих условий не было. Отверстия в стаканах были увеличены вдвое. Рабочих условий так же не было, а против сильфонов каждый раз образовались грибообразные выбросы, рис.27 <sup>8а</sup>

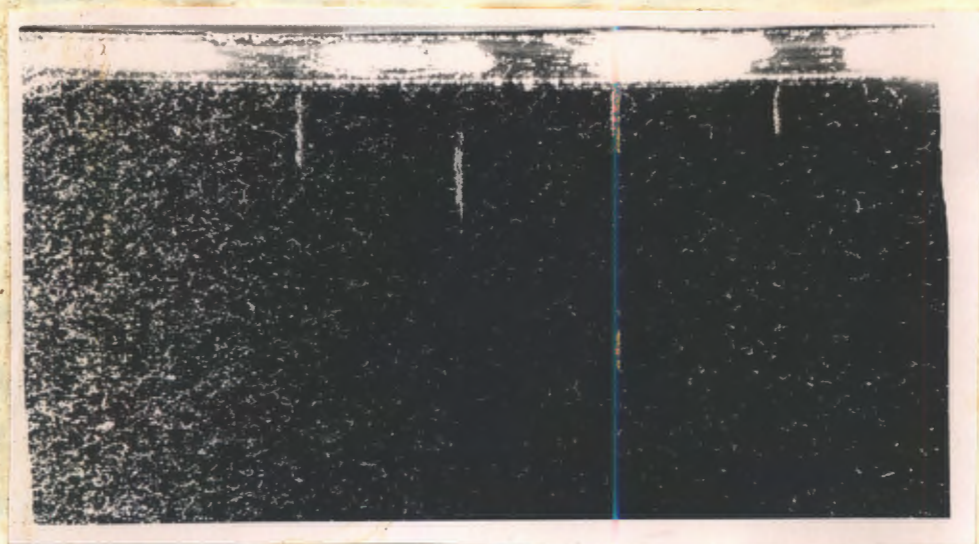


Рис. 26.

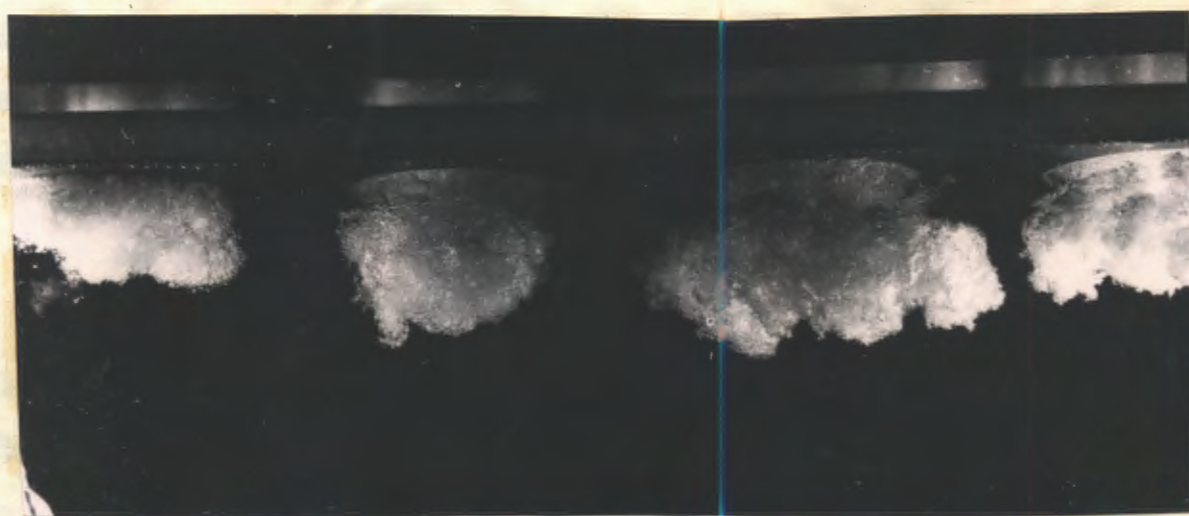


Рис. 27.

В начале мы применяли латунные сильфоны. Крепление сильфонов производится стаканами, сделанными так же из латуни. При небольшом перекосе сильфонов, они начинают тереться.

Срок службы резко сокращается. Теперь мы заменили сильфоны из латуни на сильфоны из нержавеющей стали. Износа сильфонов из-за трения о стенки стаканов не обнаружено. Итак, можно сделать вывод:

1. Для работы пузырьковых камер, с использованием в системе расширения сильфонов, крепление сильфонов нужно проводить по второму варианту.

2. Возможно демпфирование скорости расширения у сильфонов, расположенных на различных расстояниях от расширителя, путем подбора площадей отверстий в крепящих стаканах.

3. Нельзя применять сильфоны и крепящие их стаканы из одного материала.

4. Пока еще нельзя сделать вывода о сроках службы сильфонов. Какой сильфон служит дольше в наших условиях латунный или из нержавеющей стали — можно будет сделать заключение после длительной работы их в камере.

#### б) Надежная работа расширителя.

Расширитель у ПК-4 с помощью труб вынесен на 1,5 м от камеры. Передача давления производится через воду. Вода малосжимаема. Поэтому объем расширителя должен рассчитываться только с учетом рабочей жидкости и объема, занимаемого ею в камере.

Наша камера имеет рабочий объем 21,5 л., а полный 24 л. Известно, что пропановые камеры хорошо работают, когда расширение производится приблизительно на 3%. Наш расширитель должен иметь объем около 700 см<sup>3</sup>. Выхлопное отверстие расширителя должно быть такого диаметра, чтобы обеспечить достаточно быстрый выхлоп рабочего

газа из расширителя. Для удовлетворения этих требований Д.Н.Шкобининым был предложен совершенно новый тип расширителя, который не имел ограничительных решеток. По мнению Шкобина скорость выхлопа сильно уменьшается из-за трения газа при прохождении его через отверстия, решетки. Предложенный им расширитель имел резиновую мембрану, в центре которой укреплялись по обе стороны диски из нержавеющей стали диаметром 50мм и толщиной 5мм. Крепление дисков по центру осуществлялось одним болтом, проходящим сквозь резину. При выхлопе газ вытекал через гладкое сопло. Мембрана отходила назад. Металлический диск закрывал отверстие и предохранял мембрану от вырывания. При сжатии - диск упирался в ограничитель и не давал мембране двигаться дальше. Таким образом объем расширителя был фиксирован. На рис. 28 изображен чертеж этого расширителя.

При наладке камеры с этим расширителем выяснилось, что он не дает выигрыша во времени расширения по сравнению с расширителем ПК-2. Но работа его очень опасна. При расширении металлический диск ударяется об ограничительное кольцо и деформируется. ~~Рис. 28~~. Крепление дисков одним болтом, плохое устройство зажима мембраны по контуру, малый диаметр ее по сравнению со стрелкой прогиба - все это делало работу расширителя ненадежной. Резина вытягивалась из пазов по контуру крепления и из под дисков. Было решено расширитель переделать по типу расширителя ПК-2. Устройство расширителя описано в параграфе "Расширитель" и изображено на рис. 16.

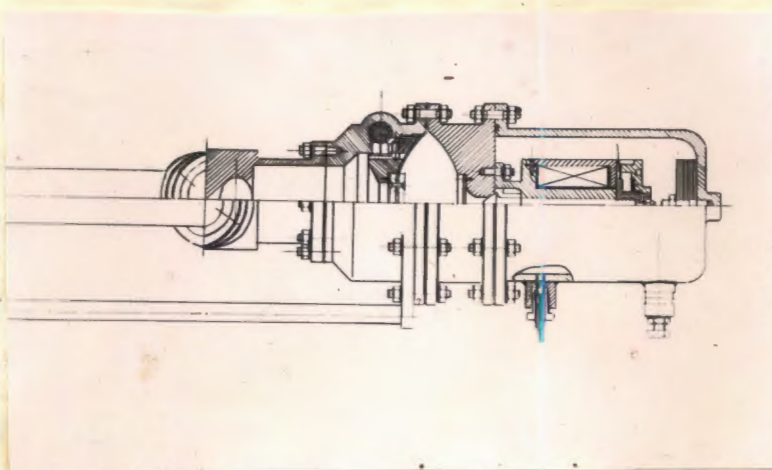
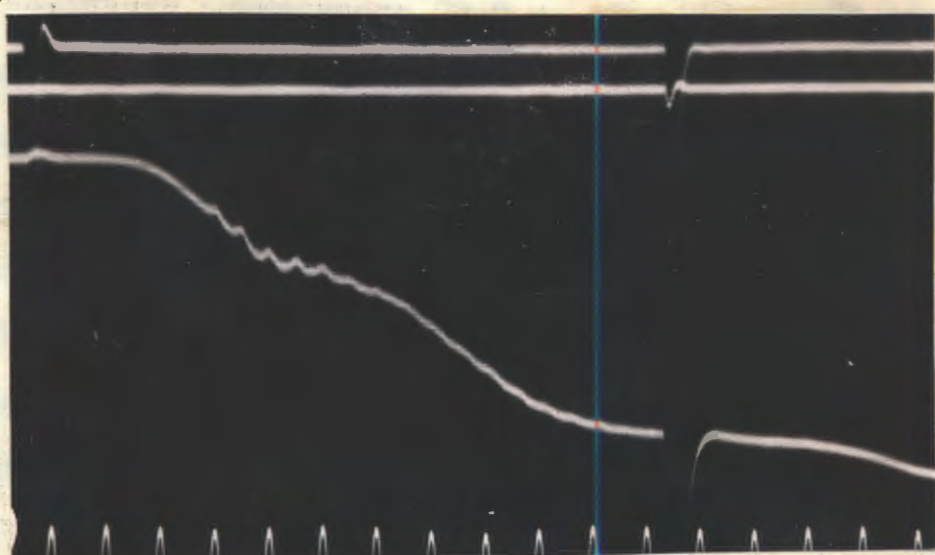


Рис. 28



← Запускающий импульс.  
 ← Импульс на освещении  
 ← Изменение давления  
 ← частота 500 герц.

24 мкс  
 начало рабочей области.  
 Рис. 29  
 2 мкс.

Запускающий импульс  
 Импульс от манометра на расширителе  
 Импульс от манометра на конце трубы  
 частота 500 герц.

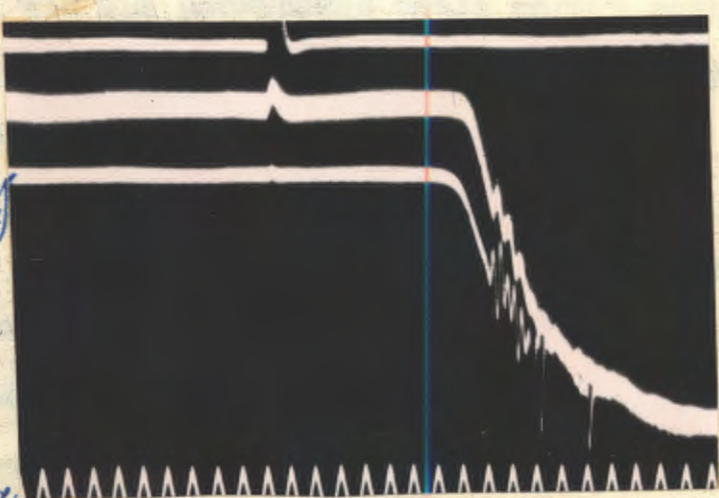


Рис. 30.

Отношение стрелы прогиба к диаметру резиновой мембраны  $1/10$ .

У расширителя первого варианта это отношение было  $1/3$ .

Опыт эксплуатации ПК-2 и ПК-4 говорит за то, что расширитель с резиновой мембраной, перемещающейся между двумя решетками, работает достаточно надежно.

Площадь отверстий в решетках в 2,5-3 раза больше площади труб для решетки, ограничивающей ход мембраны и <sup>БОЛЬШЕ ПЛОЩАДИ</sup> выхлопного отверстия для решетки, удерживающей мембрану при выхлопе. Диаметр выхлопного отверстия расширителя 22,5 мм. Это отверстие обеспечивает необходимую скорость выхлопа рабочего газа. Рис.15. На рис.20 изображена осциллограмма, показывающая изменение давления во времени при рабочих условиях камеры. Камера становится чувствительной через 25 мсек после запускающего импульса.

Было проведено измерение изменения давления двумя емкостными манометрами, включенными по схеме Кузнецова (21). Один манометр укреплялся непосредственно на расширителе, другой - в конце трубы. Как видно на рис.3D изменение давления происходит практически одновременно. Неравномерность движения сильфонов, находящихся на разном расстоянии от расширителя, очевидно, можно объяснить тем, что при расширении около первых сильфонов давление падает из-за перемещения жидкости, т.к. чем больше скорость в трубе, тем меньше давление.

Наладка камеры производилась с укороченной трубой, увеличение длины трубы на 65 см не сказалось на рабочих характеристиках камеры. Итак, можно подвести итог:

I. Для надежной работы расширителя резиновая мембрана, помещенная между решетками, ограничивающими ее ход, должна иметь стрелу прогиба  $1/8 - 1/10$  от ее диаметра.



2. Диаметр выхлопного отверстия 22,5мм обеспечивает необходимую скорость расширения 24 литровой камеры. Выхлопываемый полный объем около 0,9 литра, <sup>выхлоп</sup> происходит за 8-10 мсек. Рис.15.

3. Влияние длины труб, соединяющих расширитель с камерой, практически не сказывается на скорости расширения.

4. Применение опорных дисков, укрепленных по центру мембраны для закрывания выхлопного отверстия при выхлопе, не ведет к увеличению скорости выхлопа.

#### 6. Электромагнитный клапан.

В параграфе "электромагнитный клапан" описано устройство клапана, применяемого нами в настоящее время.

Несколько слов следует сказать о том клапане, который был сделан вначале.

Д.Н.Шкобин предложил сделать клапан без резинового уплотнения, а уплотнять металл- по-металлу, как это делается, например, в автомобильных двигателях. Шток из нержавеющей стали, после крепления клапана, притирался головкой к уплотняющему гнезду латунного корпуса расширителя, что видно на рис.28.

Клапан открывался путем снятия тока через "удерживающую" обмотку и одновременного разряда емкости через "отшибающую" обмотку, расположенную сверху "удерживающей". Но при этом имелся разброс во времени открывания клапана в несколько мсек. Число витков в "отшибающей" обмотке было около 1000. Емкость 40-60 мF, напряжение более 400 вольт.

При снятии клапана и последующей постановке его необходимо было снова производить притирку и регулировать уплотняющий зазор. Поэтому пришлось отказаться от этой конструкции.

Мы переделали шток клапана и сделали другое уплотняющее седло в корпусе расширителя, а обмотки намотали так, как это описано в параграфе "электромагнитный клапан". Уплотнение стало осуществляться с помощью резины. Снятие клапана с расширителя и новая постановка его не требовала никаких подгонок.

Однако применение латунной фольги толщиной 0,15 мм между корпусом клапана и якорем (для избежания залипания) было мало пригодно. При длительной работе фольга деформировалась, сминалась. Зазор изменялся. Изменялся и ток через клапан для удерживания одного и того же давления.

Тогда было решено нанести гальваническим способом на якорь слой меди. После омеднения клапан стал работать хорошо. При эксплуатации в течение нескольких часов (более 1000 циклов) клапан работал нормально. Разброса во времени отрывания якоря практически нет - меньше 0,5 мсек.

Итак, можно сделать вывод:

1. Уплотнение металл - по металлу возможно, но оно не допускает разборки. После разборки клапан необходимо снова притирать.

2. Управление клапаном с помощью прекращения тока через "удерживающую" обмотку и разряда емкости через "отшибающую" обмотку, намотанную поверх "удерживающей", приводит к разбросу во времени открывания в несколько мсек.

3. Расположение "отшибающей" обмотки в зазоре, как показано на рис. 14, требует малого количества ампер-витков и обеспечивает хорошую работу клапана при постоянном токе в "удерживающей" обмотке.

4. Для устранения "залипания" якоря удобно использовать

Гальваническое покрытие немагнитным металлом, например, медью.

5. Постоянно протекающий ток в "удерживающей" обмотке позволяет с одним клапаном получить быстрое поджатие в камере. Камера в настоящее время работает с циклом меньше 12 сек.

г). Получение ровного темного фона.

При работе с моделью камеры по проверке условий фотографирования пузырьков газа в воде с освещением под углом  $90^{\circ}$  к оси фотографирования, мы использовали в качестве темного фона на дне-черной <sup>ый</sup> эбонит~~е~~ или красили в черный цвет стенку модели из плексигласа. Результат был хороший. Предполагалось, что в самой камере на дно будет положен лист черного стекла. Но когда камера была уже готова и проходила сборку, то черного стекла еще не было. Поэтому дно камеры осталось незакрытым. А после уплотнения стекол и их испытания гидростатическим давлением не решались производить разборку камеры, опасаясь поломки стекол.

Единственные места, через которые можно было что-либо положить на дно камеры — это отверстия для сильфонов, диаметр которых, как уже говорилось выше, около 80 мм. Поэтому были вырезаны полосы из стекла "Тисс" шириной 78 мм и через отверстия для сильфонов положены на дно камеры.

Но при работе с большой задержкой на освещение на стенках стеклянных пластин начиналось закипание. Рис. 32.

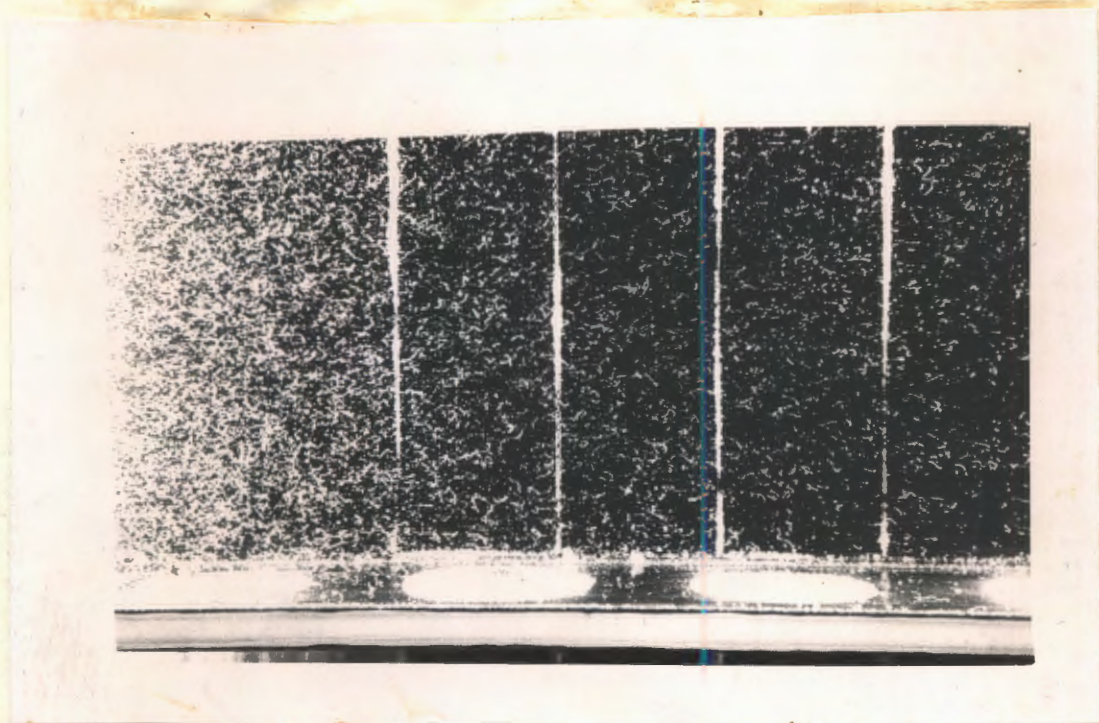


Рис. 32.

Кроме этого было и другое, что портило качество фотографии. Из отверстия для наполнения камеры пропаном во время работы вырывается струя газа, которая делает нерабочей небольшую часть камеры и смещает стекла. Рис. 32.

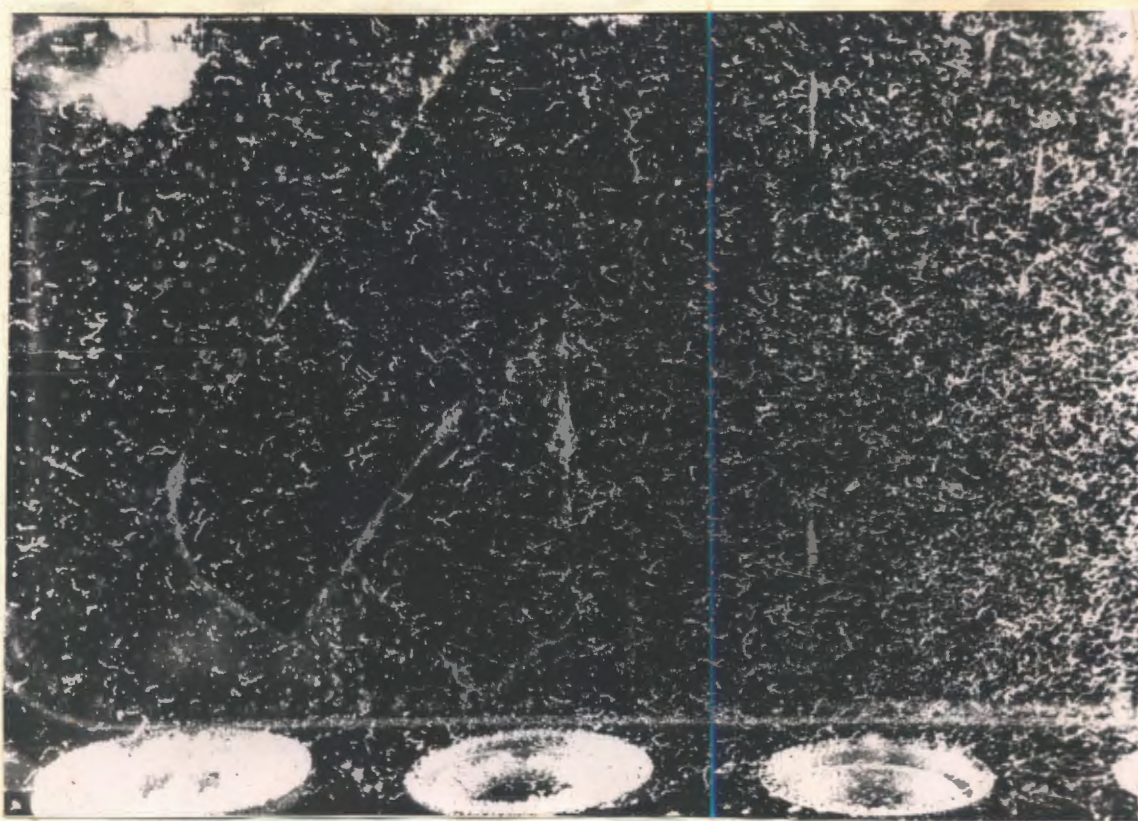


Рис. 32.

При гидростатическом испытании и прогреве камеры с водой, при наладочной эксплуатации в течение года латунь внутри камеры потемнела. Поэтому было решено провести пробное фотографирование без покрытия дна черным стеклом. Фон получается темным, но на дне камера начинается закипание. Это снижает качество фотографии.

Рис. 34.

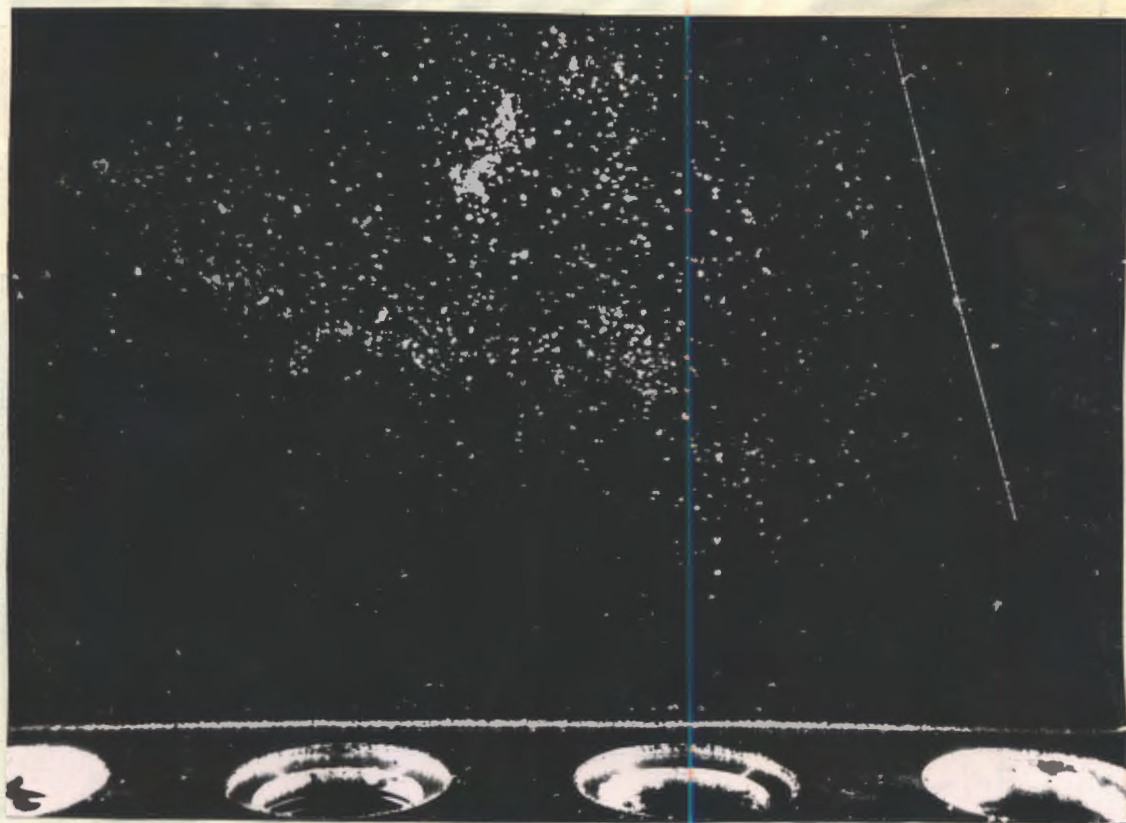


Рис. 34.

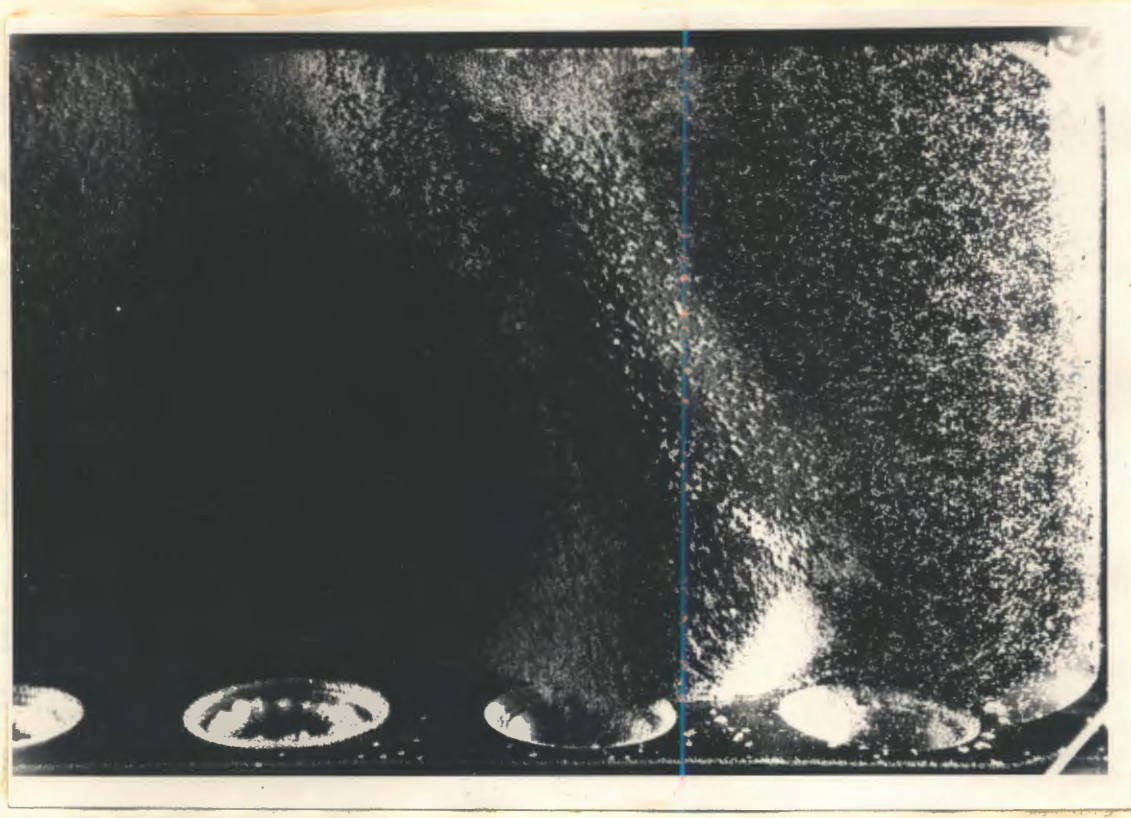


Рис. 34.

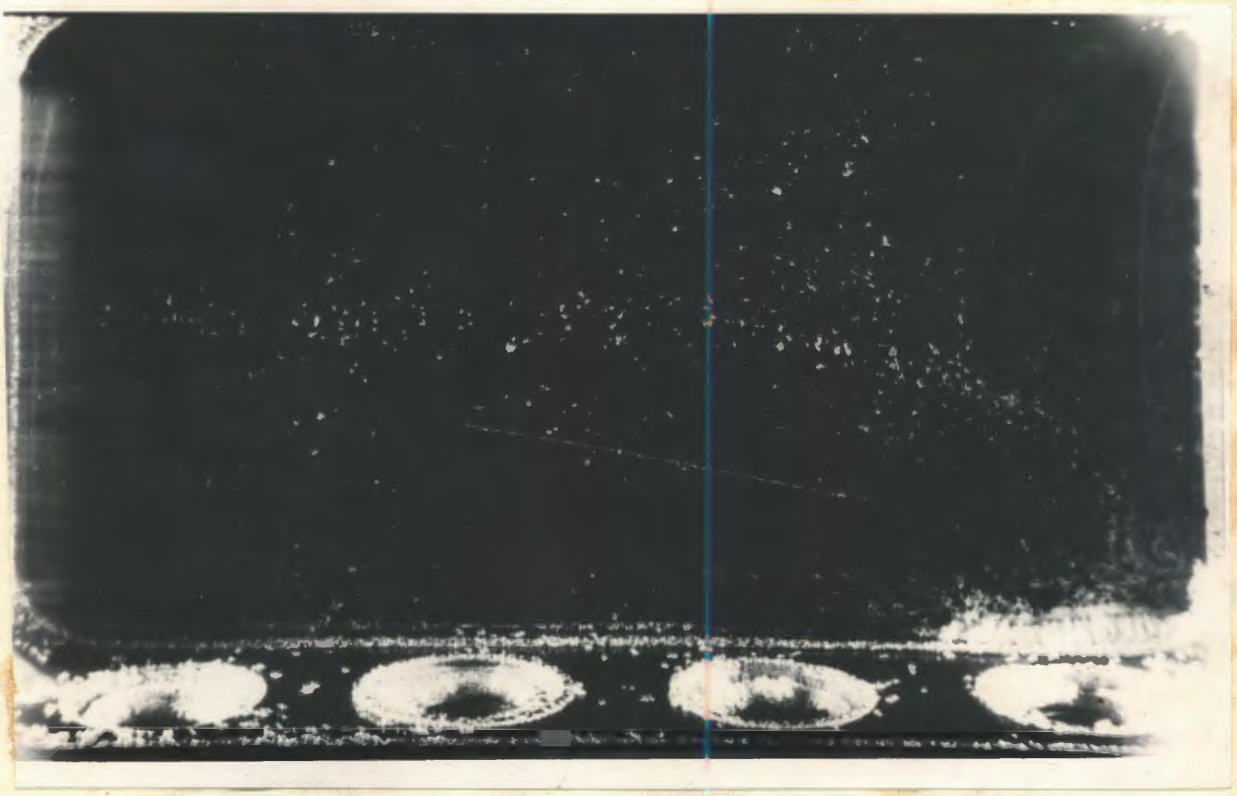


Рис. 35.

Мы проводили испытание различных материалов, которые можно было бы использовать для получения черного фона при сплошном покрывании дна камеры. Кляли на дно черную маслястой-кую резину, темный целлулоид.

На резине начинается закипание. Кроме этого резина увеличивается в размерах на 0,2%. На рис. 34 видно, как из-за набухания в пропане резина увеличилась в размерах и поднялась в некоторых местах над дном камеры.

Целлулоид так же из-за температурного воздействия деформировался. На рис. 35 видно, что он не равно прилегает к дну камеры. Итак, идеальной поверхностью, обеспечивающей хороший ровный темный фон, является сплошное черное стекло, которое и будет положено в камеру при первой её разборке, а до разборки будем переводить фотографирование на фоне черного стекла, положенного на дно пластинами.

#### д). Воздействие пропана на различные материалы в интервале рабочих температур.

Нам было известно, что пропан не оказывает никакого действия на металлы, фторпласт, стекло. Поэтому рабочая область камеры выполнена так, чтобы в контакте с пропаном были эти материалы. В дальнейшей работе было установлено, что пропан не оказывает воздействия на многие пластмассы: плексиглас, целлулоид, пластификат и маслбензостойкую резину и др. Обычная резина сильно набухает и теряет прочность. Рис. 36.

Плексиглас и целлулоид подвергаются воздействию температуры, размягчаются. Делать смотровые окна из этих материалов - нельзя.



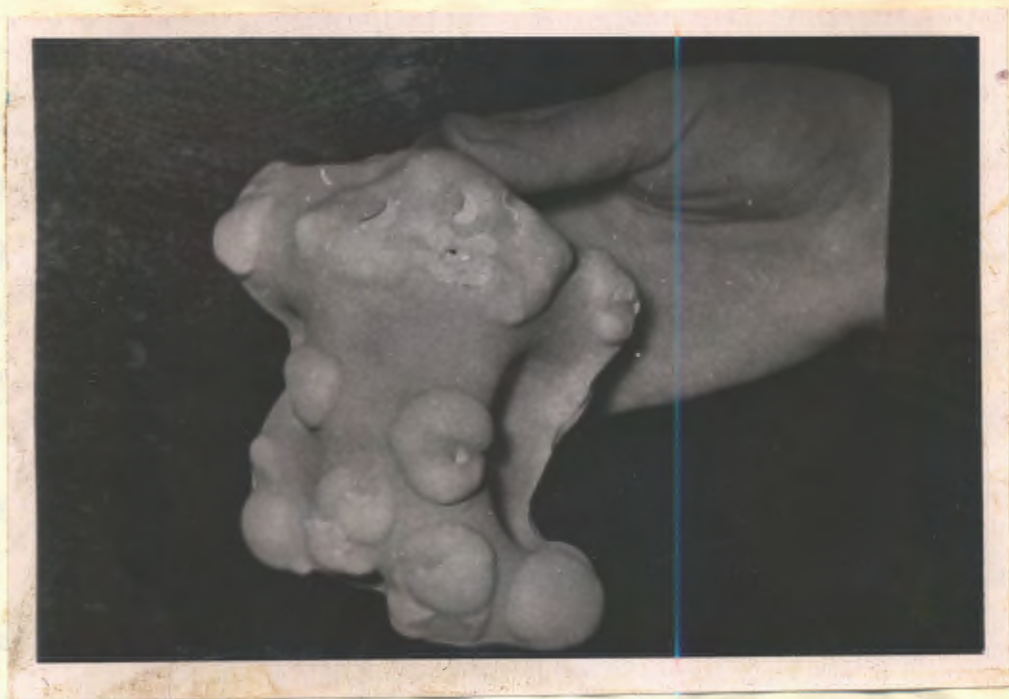


Рис. 36.

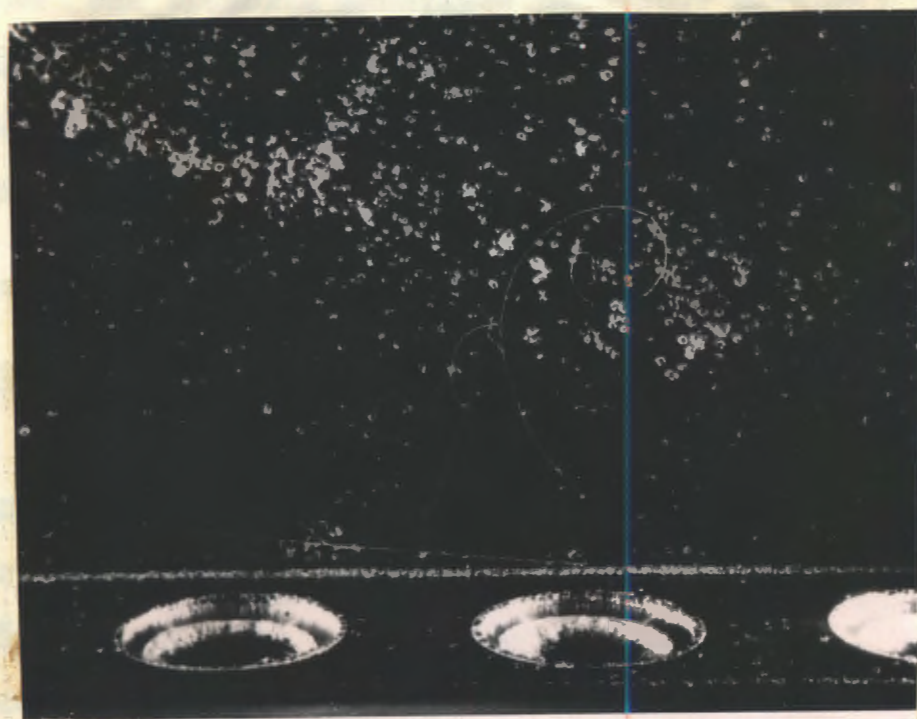


Рис. 37.

Мы применили сильфоны в системе расширения. Их эксплуатация мало экономична. Гораздо экономичнее использовать пластификаторную мембрану. По своим свойствам пластификат близок к резине, но выгодно отличается от маслобензостойкой резины тем, что не набухает в пропане. Нагрев не уменьшает срока его работы, а наоборот увеличивает.

При дальнейшем конструировании пропановых камер пластификат может с успехом применяться как материал для мембраны.

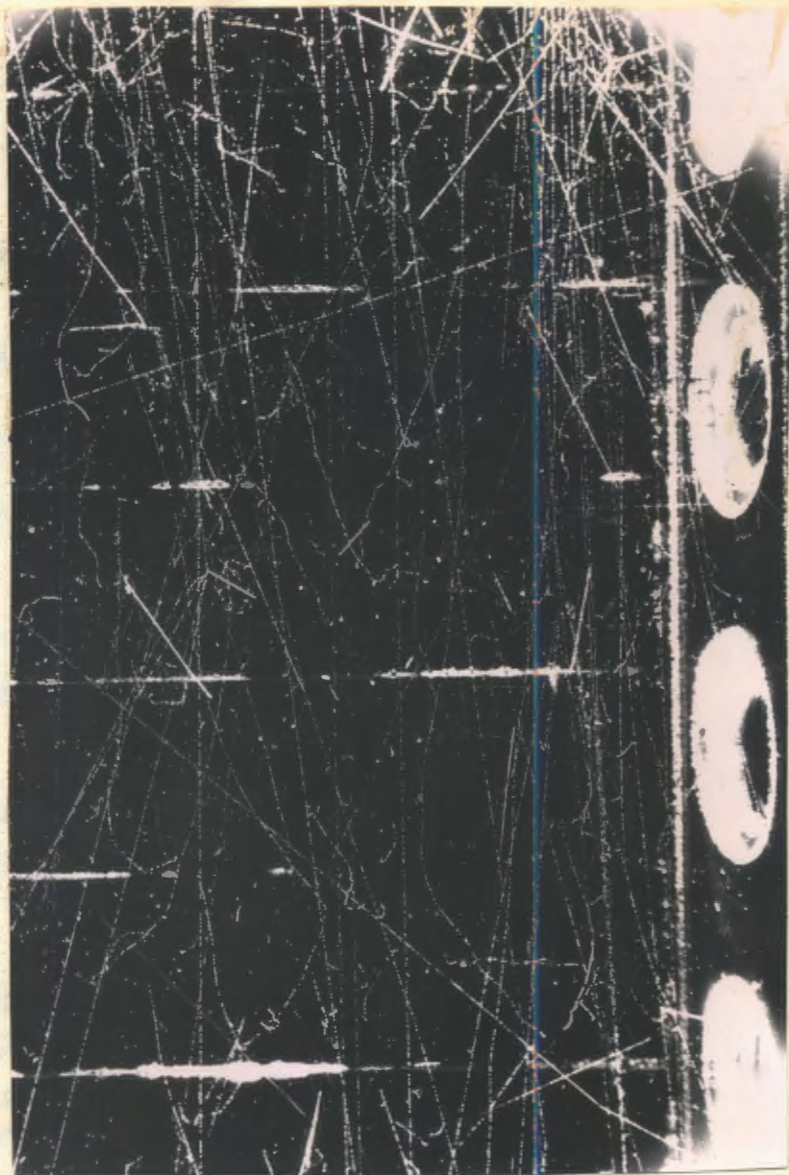
По данным ТТЛ АН СССР в камерах на пропан + этановых смесях, работающих при комнатной температуре, можно применять плексиглас для устройства окон для фотографирования и освещения. Это дешевле и надежнее, чем окна из оптического стекла.

Мы еще проводим испытание некоторых материалов для использования в пропановых камерах, но уже те данные, которые имеются в настоящее время, позволяют сделать камеру много проще и дешевле в эксплуатации.

#### е). Работа камеры в магнитном поле.

Камера конструировалась для работы в постоянном магните. После наладки её вне магнита и последующей постановки в магнит - трудностей не было. Все узлы работали нормально. Пришлось только изменить расположение импульсных ламп в осветителях, т.к. лампы ИСС-250 не выпускаются, а ИСК-500 работают при определенной ориентировке относительно направления магнитного поля. Об этом говорилось выше.

На рис. 37. приведена фотография космических частиц при работе камеры в магнитном поле 13000 гаусс с циклом 12 сек и задержкой на освещение после запускающего импульса 40 мсек.



Камера ПК-4 в  $\pi^-$ -мезонном  
 пучке с импульсом 4 БэВ/с.  
 фон большой, т.к. нет защиты  
 от рассеянного излучения.

Рис. 38.

## Л и т е р а т у р а :

1. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев, В.И. Шкобин. Сообщение на совещании по камерам в ОИЯИ 11-16 ноября 1957 г.
2. L. W. Alvarez, Сообщение о проекте 72 дюймовой камеры на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий 14-22 мая 1956 г.
3. Н. Дас Гунта и С. Гон. Камера Вильсона и ее применения в физике, стр. 49/52 (1957)
4. Saburo Miyake, J. Phys. Soc. of Japan, <sup>195</sup> II, 3, (1956)
5. P. Bassi, A. Loria, T. A. Meyer, P. Mittler, J. Scotoni, Nuovo Cim. 4, 491, (1956г.)
6. Alston, Collinge, Evans, Newport and Williams, Phil. Mag. 2, 280, (1957г.)
7. А.В. Белоногов, А.Г. Зельдович, В.З. Колганов, А.В. Лебедев, С.Я. Никитин, В.И. Смолянкин, И.В. Чувилло. Доклад на совещании по камерам в ОИЯИ 11-16 ноября 1957г.
8. И.И. Першин ИТЭ I, 39, (1956)
9. L.O. Oswald, R. S. Y. 28, 80, (1957)
10. L.W. Alvarez, CERN Symposium 2, 13, (1956)
11. H.P. Hernandez, Y.W. Mark, R.D. Watt, (чертеж 72 дюймовой камеры Alvarez's) 28, 528, (1957)
12. Белоногов А.В., А.Г. Зельдович и др. ИТЭ, I, 38, (1958)
13. А.В. Белоногов, А.Г. Зельдович и др. Проект большой жидководородной камеры, ИТЭ.
14. М.И. Соловьев, Е.Н. Кладницкая, Н.А. Смирнов Отчет ИТЭ (1956)

15. *S. Glaser, Z. Rahm. Phys. Rev* 97, 474, (1958)
16. Г.А. Блинов, В.С. Крестников, М.Ф. Ломанов  
ЭНЭФ, 31, 762, (1956).
17. В.З. Калганов, А.В. Лебедев, С.Я. Никитин, В.Т. Смолянкин  
ИТЭ, 1, 31, (1958)
18. Г.А. Блинов, М.Ф. Ломанов, А.Г. Мешковский, Я.Я. Шаламов,  
В.А. Шебанов, ИТЭ, 1, 35, (1958)
19. М.П. Баландин, А.Т. Василенко, В.А. Моисеенко  
Доклад на совещании по камерам в ОУИИ  
11-16 ноября 1957 года.
20. Э.Н. Мальцев, Дипломная работа, ЛВЭ, МГУ (1958)
21. Е.В. Кузнецов ИТЭ, 1, 58 (1956).

Ц.

ПУЛЬТ УПРАВЛЕНИЯ ПК-4

Управление временными циклами камеры, синхронизация с работой ускорителя, контроль за рабочими режимами камеры и работой её отдельных узлов осуществляется с помощью пульта, фотография которого приведена на рис. I.

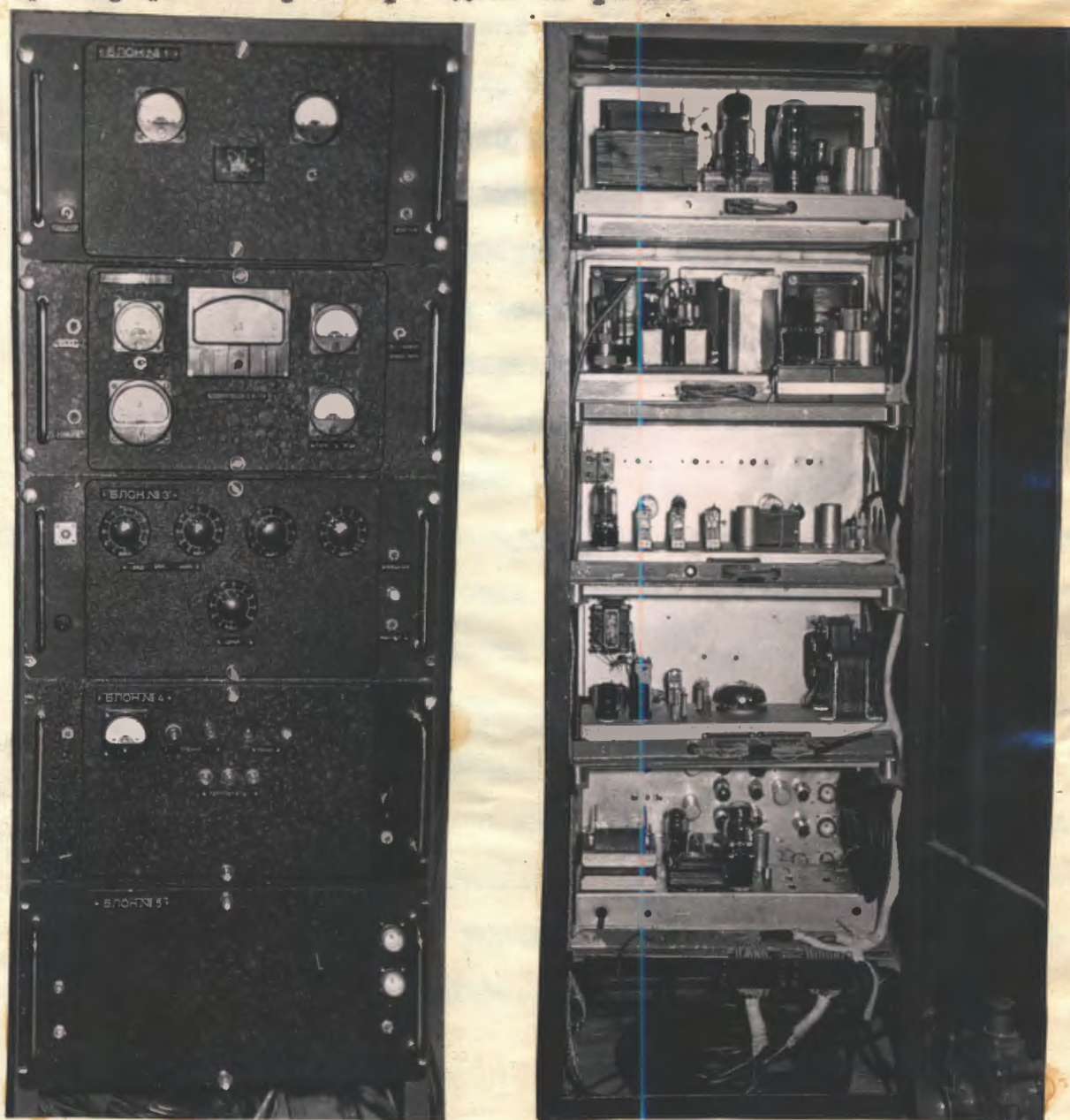


Рис. I.

При работе камеры с ускорителем синхронизирующий импульс подается с временного селектора высокочастотного устройства ускорителя за  $4+40$  мсек до выключения высокочастотного ускоряющего напряжения. После выключения В.Ч. магнитное поле продолжает расти, и частицы начинают свертываться на мишень. Время, через которое частицы попадут на мишень, определяется энергией частиц, величиной магнитного поля, расстоянием мишени от центральной орбиты и по порядку величины составляет  $3+10$  мсек.

Как показал эксперимент, ШК-4 становится чувствительной к излучению через 25 мсек после подачи запускающего импульса. Поэтому схема управления должна запускаться импульсом за 25 мсек до срыва В.Ч. и позволять регулировать задержку расширения в камере на время свертывания частиц на мишень. Скорость свертывания частиц на мишень определяет длительность излучения. Так как в синхрофазотроне эта длительность составит  $3+4$  мсек, и следовательно, сравнима со временем роста пузырьков, то к моменту фотографирования треки в камере будут разных возрастов. Отсюда может быть установлено условие на стабильность момента фотографирования относительно момента прохождения частиц через камеру. Этот разброс не должен превышать  $\pm 0,5$  мсек, т.е. одного-двух процентов от задержки на поджиг импульсных ламп относительно запускающего импульса. Схема удовлетворяет этим условиям, так как одновибраторы, используемые в схеме, дают задержки с точностью не хуже 1%, что было установлено из измерений их длительностей с помощью осциллографа.

А. БЛОК-СХЕМА системы управления приведена на рис.2.

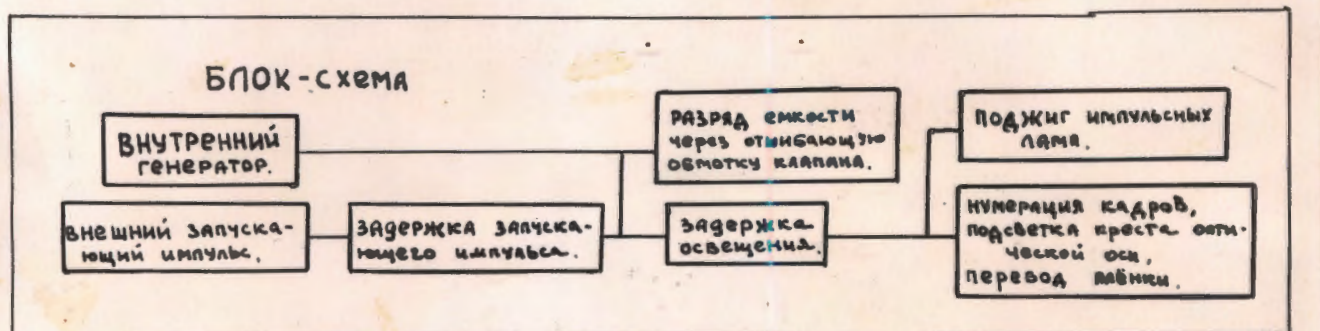


Рис.2

Схема может запускаться:

- 1/ от внутреннего генератора,
- 2/ путём нажатия кнопки для работы с произвольным циклом,
- 3/ от внешнего запускающего импульса, который задерживается на регулируемую величину.

Схема управления осуществляет последовательно следующие операции:

- 1) производит разряд емкостей через "отгибальную" обмотку клапана,



- 2) осуществляет поджиг импульсных ламп через регулируемую задержку,
- 3) нумерует кадры ,
- 4) даёт импульс на подсветку креста, нанесенного на стекле, к которому прижимается плёнка. Крест отмечает на кадре проходные оптической оси объектива,
- 5) переводит плёнку.

**Б. УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫМИ ЦИКЛАМИ** расположено в блоке № 3 ( рис.№ 3).

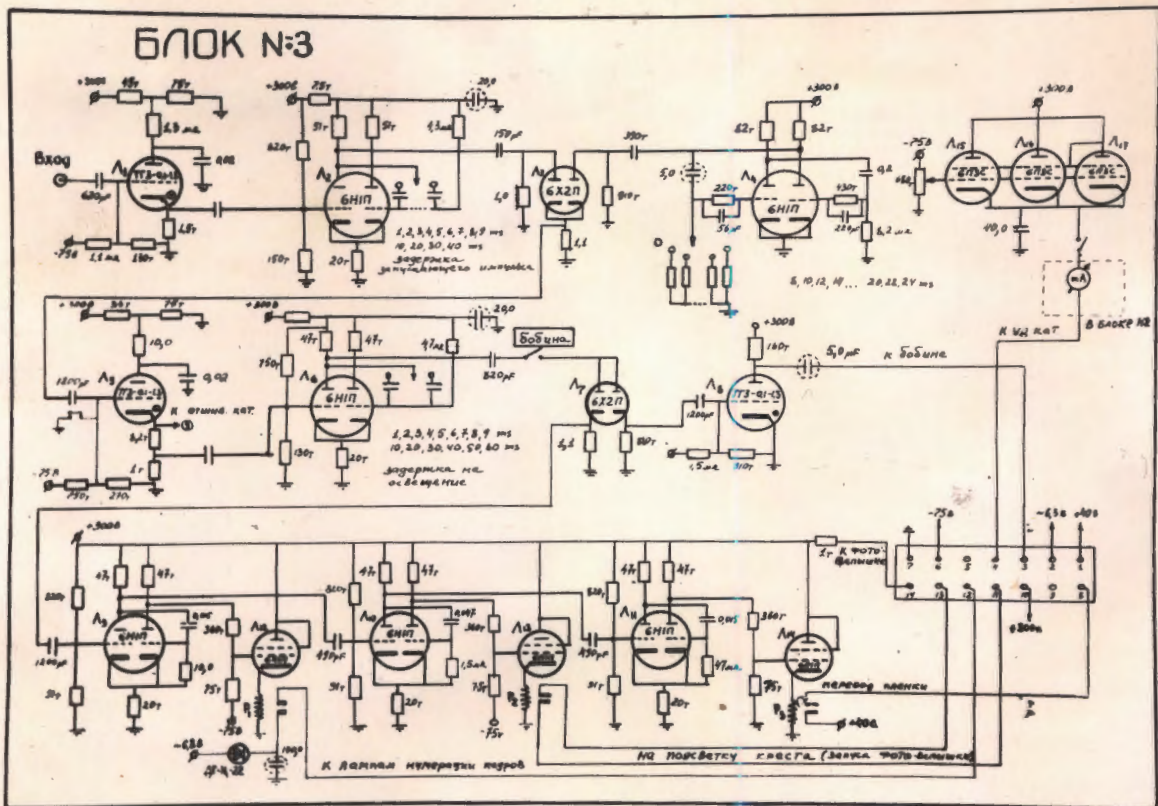


Рис.3.

Внутренний генератор, собранный на лампе 6Н1П ( $\Lambda_4$ ) может работать с циклом  $\infty$ , 8, 10, 12 ... 20, 22, 24 сек.

Внешний запускающий импульс подаётся на формирующий тиратрон  $\Lambda_1$  и задерживается одновибратором  $\Lambda_2$  на  $T \approx 49$  мсек. Эта задержка регулируется через  $T$  мсек с помощью 2-х переключателей на 5 и 10 положений. Импульс с  $\Lambda_5$  открывает тиратрон ТГ1-1-0,8 / см. блок № 2 /, что приводит к разряду ёмкости  $C = 40 \mu F$  через "отшибающую" обмотку электромагнитного клапана. Ток через "удерживающую" обмотку регулируется лампами  $\Lambda_{15} - \Lambda_{16} - \Lambda_{17}$  и при работе камеры составляет около 85 ма.

Приблизительно через 25 мсек после разряда ёмкости камера становится чувствительной к излучению.

Одновибратор  $\Lambda_6$  задерживает поджиг импульсных ламп относительно импульса на электромагнитный клапан на время до 70 мсек с регулировкой через  $T$  мсек. Импульсные лампы поджигаются с помощью двух мотоциклетных бобины, которые включены параллельно в цепь тиратрона  $\Lambda_8$ . Одновибратор  $\Lambda_9$  открывает на 2 сек лампу  $\Lambda_{12}$ , в цепи которой стоит реле  $P_1$ . Это реле включает лампочки нумераторов кадров. После этого реле  $P_2$  включает фотовспышку на лампе ИЖ-120, в результате чего на плёнке изображаются кресты оптической оси объективов, нанесённые на стекле, к которому прижимается плёнка. Для перевода плёнки одновибратор  $\Lambda_{11}$  включает на 2 сек реле  $P_3$ , через контакты которого идёт питание мотора. Схема включения мотора показана на рис. 4.



Рис. 4.

В. ПИТАНИЕ схемы осуществляется от 6 выпрямителей и 2-х трансформаторов. В блоке В I (рис. 5) расположены:

1. Стабилизированный выпрямитель на лампе 5Ц8С:  $V = 300\text{в}$ ,  
 $I = 450\text{ма}$  (I)

2. Выпрямитель на лампе 6Ц4П,  $V = 75\text{в}$ ,  $I = 60\text{ма}$ .

3. Накальный трансформатор  $V = \sim 6,3\text{в}$ ,  $I = 12\text{а}$ .

В блоке В 2 (рис. 6) расположены:

4. Высоковольтный выпрямитель на лампе В-1-0,02 для заряда емкостей, питающих импульсные лампы, с выходным напряжением 1200, 1300, 1400, 1500, 1600в.

5. Выпрямитель на лампе 5Ц3С с выходным напряжением 600в для питания емкости, разряжающейся через отшибающую обмотку клапана.

6/. Селеновый выпрямитель  $V = 30\text{в}$ ,  $I = 3\text{а}$  для питания клапана перекрытия, реле сигнализации, статической подсветки камеры и т.д.

В блоке № 4 ( рис. 7) расположены:

7/. Выпрямитель на ДГЦ-24 для питания мотора перевода плёнки  $V = 40\text{в}$ ,  $I = 2\text{а}$ .

8/. Трансформатор 220в/2в для питания мостовых схем.

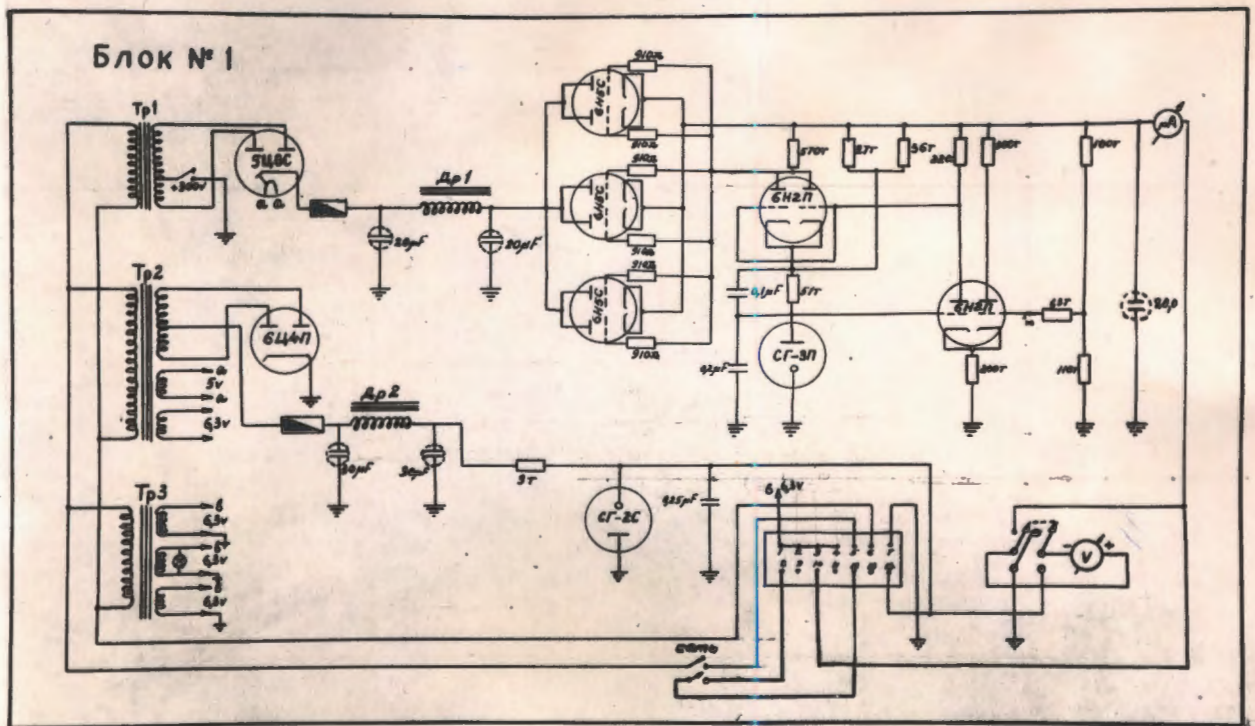


Рис. 5.

# БЛОК N2

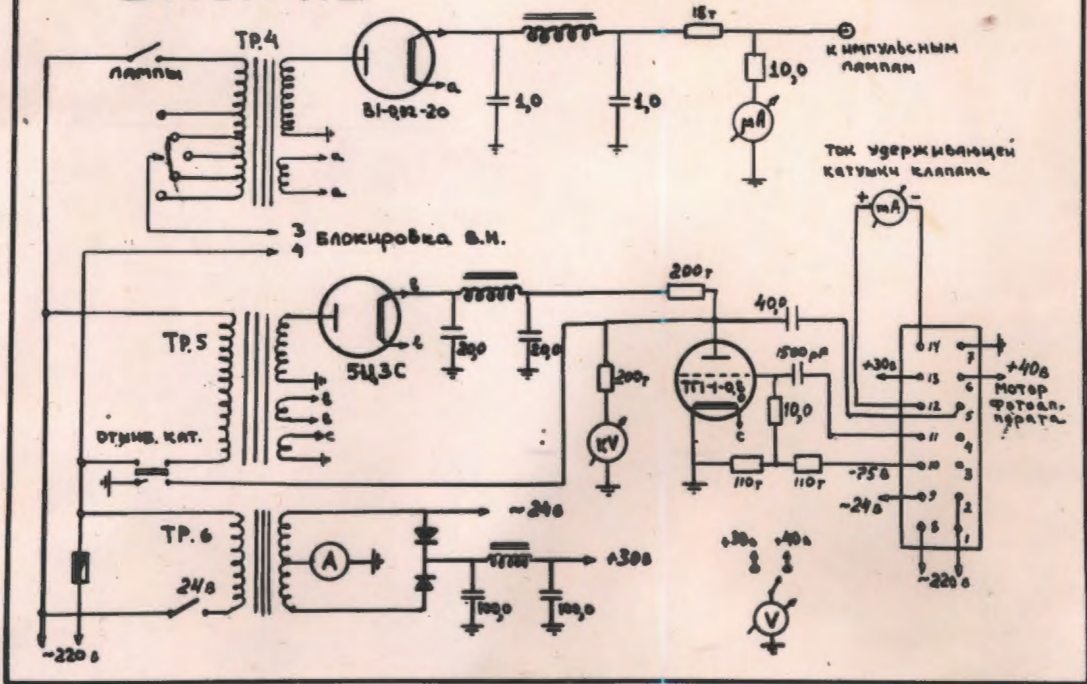


Рис. 6.

# БЛОК N4

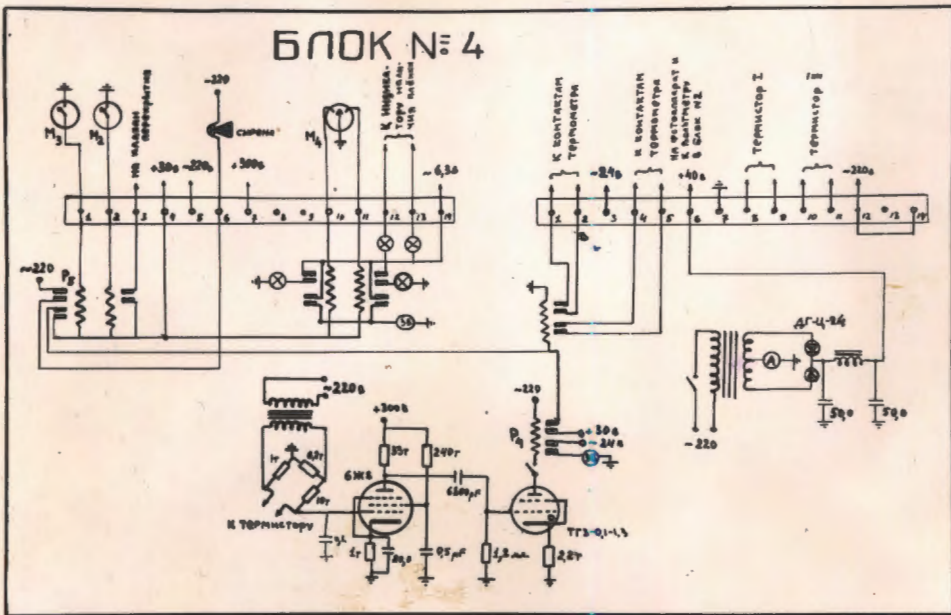


Рис. 7.

## Г. КОНТРОЛЬ ЗА РАБОТОЙ КАМЕРЫ

( блок № 4 ).

1/. При достижении температуры заданной величины в мостовой схеме, в одном из плечей которой находится термистор, устанавливается баланс. До этого напряжение на сетке тиратрона ТГЗ-0,1/1.3 было противоположно по фазе напряжению между анодом и катодом. При достижении баланса тиратрон загорается. Это приводит к замыканию реле  $P_4$ , в результате чего выключаются <sup>ТЕРМОСТАТЫ</sup> и включается электрический звонок.

2/ При повышении давления в камере выше установленного предела срабатывает контактный манометр  $M_3$  и включается реле  $P_5$ , что приводит к выключению термостатов и включению сирены.

3/ В случае повышения или понижения давления в конусе камеры замыкаются контакты манометра  $M_4$ . Это приводит к замыканию цепи звонка и включению сигнальных лампочек.

4/. Наличие плёнки в фотоаппарате проверяется по миганию 2-х лампочек при перемотке плёнки. О работе мотора говорит показание амперметра, включённого в его цепь.

5/. Давление в балластном баллоне около 30 атм. поддерживается контактным манометром  $M_2$ , который включает и выключает клапан перекрытия, расположенный между ресиверным и балластными баллонами.

6/. Килвольтметр, подключенный к емкостям, от которых питаются импульсные лампы, даёт возможность судить о исправности цепи импульсного освещения.

7/. Исправность питания электромагнитного клапана проверяется по показаниям миллиамперметра, включённого в цепь "удерживающей" обмотки и вольтметра, измеряющего напряжение на ёмкости, разряжающейся через "отшибавшую" обмотку.

8/. При срабатывании электромагнитного клапана происходит понижение давления в балластном баллоне, включается клапан перекрытия, а так как его работа приводит к небольшой подсадке выходного напряжения, то по этому падению можно судить о факте расширения в камере.

В целях безопасности ёмкости, питающие импульсные лампы, помещены в защитный металлический ящик, крышка которого имеет блокировку. При открытии<sup>ии</sup> ящика разрываются контакты 3-4 (см. блок В 2) первичной цепи трансформатора и одновременно пластины конденсаторов закорачиваются.

Д. ИЗУЧЕНИЕ СПАДА ДАВЛЕНИЯ в камере производилось с помощью ёмкостного манометра, электрическая схема которого описана Е.В. Кузнецовым (I).

#### Л и т е р а т у р а:

1. Е.В. Кузнецов ПТЭ, I, 58, 1956
2. А.М. Бонч-Бруевич. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. Гостехиздат 1956 г.
3. Ю.П. Прокофьев, В.Д. Степанов, Г.И. Лебедев. Схема управления ПК-2 ОИЯИ. Отчёт 1956 г.

ЧАСТЬ III.ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ ЗАДАЧИ.

Наш ускоритель позволяет изучать взаимодействия частиц при таких энергиях, которые еще не достигались ранее, при этом можно ожидать образования новых частиц и изучать новые явления. Большая пузырьковая камера имеет ряд преимуществ: плотная среда повышает вероятность взаимодействия частиц, большой размер позволяет подробно изучать свойства вторичных частиц, их распад, можно хорошо видеть точку взаимодействия и проводить идентификацию по кинематике, а когда камера находится в магнитном поле, то можно измерять импульс частиц.

Ниже излагается некоторые из предполагаемых задач.

гиперонов

§ I. Поиски антигиперонов.

После запуска синхрофазотрона на 10 Бэв появляется возможность для открытия неизвестных пока античастиц. Это наша основная задача.

Антигипероны возможно рождаются в следующих реакциях.

$$1) \quad \pi + N \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma} + N \quad E_{\text{порог}} = 4,7 \text{ Бэв для } \tilde{\Lambda}$$

$$2) \quad \bar{N} + N \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma} \quad E_{\text{порог}} = 0,8 \text{ Бэв для } \tilde{\Lambda}$$

$$3) \quad K^+ + N \rightarrow \tilde{\gamma} + N + N \quad E_{\text{порог}} = 3,8 \text{ Бэв для } \tilde{\Lambda}$$

$$4) \quad p + N \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma} + N + N \quad E_{\text{порог}} = 7,1 \text{ Бэв для } \tilde{\Lambda}$$

Очевидно, что в  $K^+$  - пучке будет очень большой фон от  $\pi^+$  и  $p$  с таким же импульсом, их соответствующая энергия ниже порога. Работать в таком пучке не выгодно. Вывод положительного пучка с энергией в несколько Бэв также затруднен по конструктивным соображениям. Нами выбраны два варианта в пучке отрицательных частиц:



W

$$\bar{\pi} + \rho \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda} + n$$

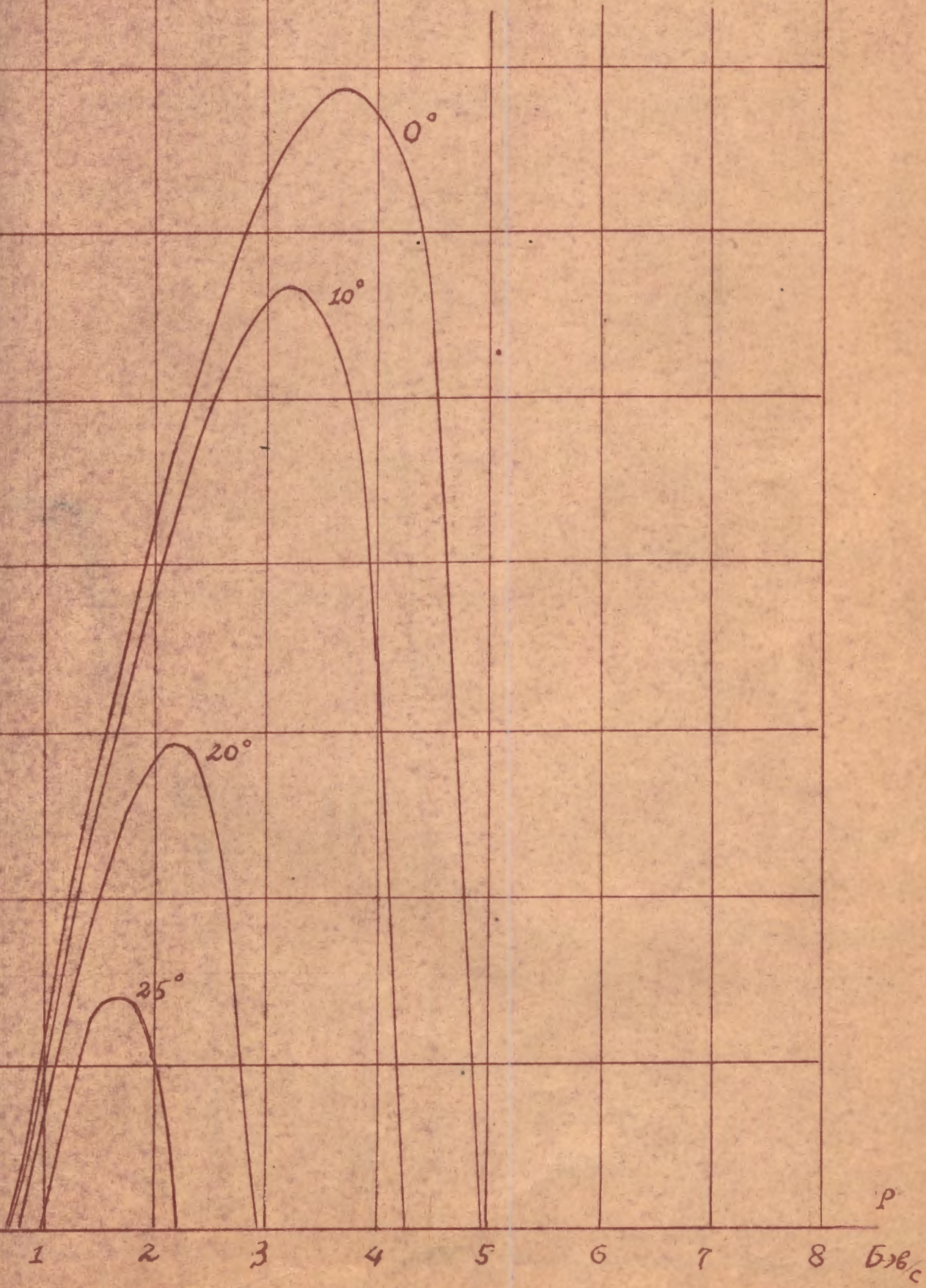


рис. 1

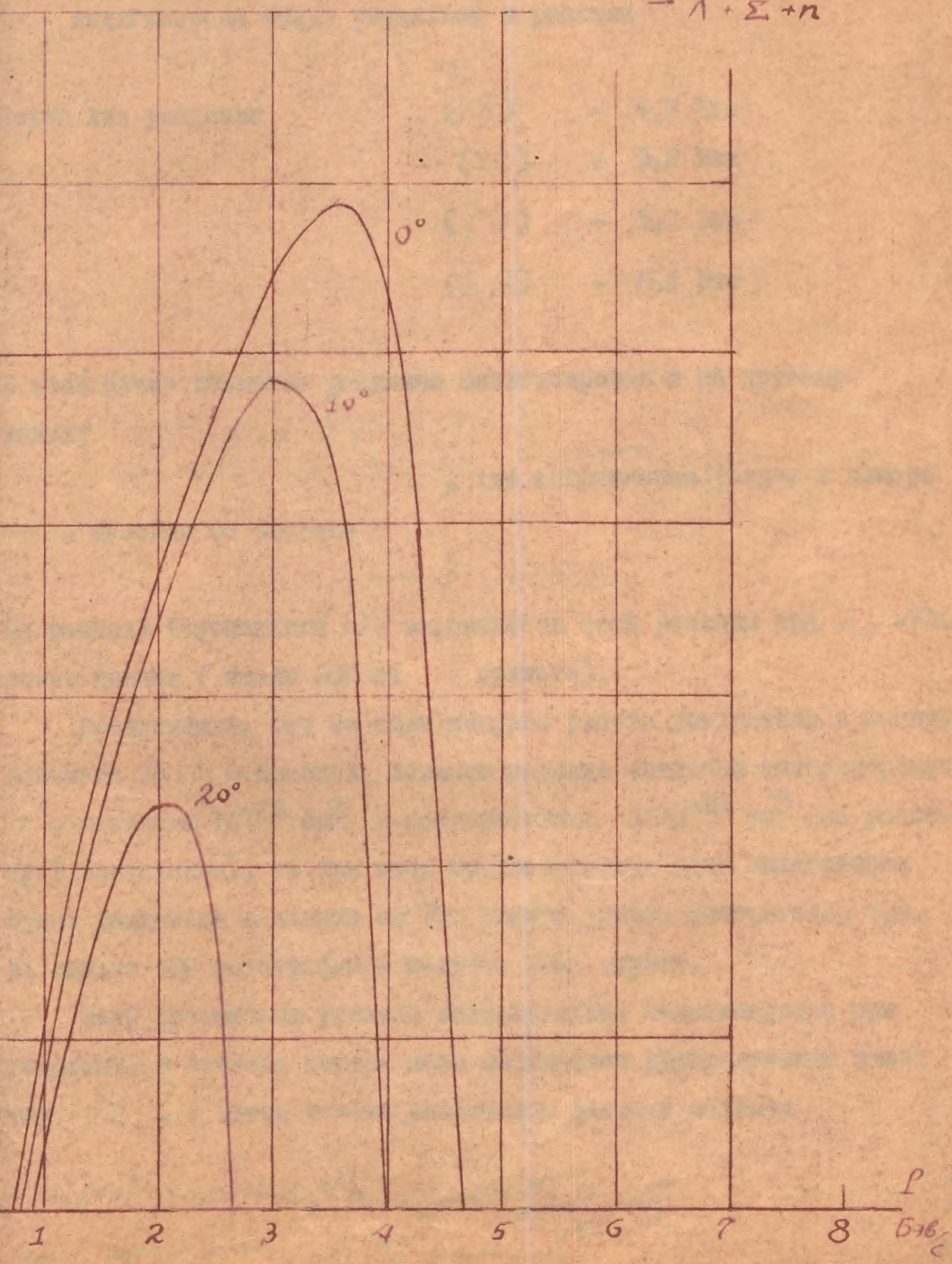
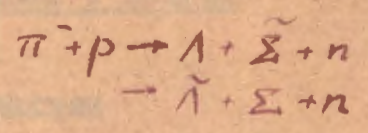


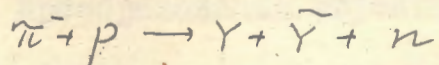
рис 2

P 5-16c

Первый вариант: поиски антигиперонов в пучке  $\pi^-$  с импульсом 7 Бэв/с и второй вариант  $\bar{p}, \pi^-$  с импульсом 4 Бэв/с.

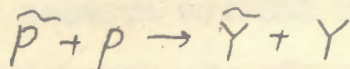
а)  $\pi^-$  - мезонный пучок с импульсом 7 Бэв/с.

Антигипероны будут рождаться в реакции



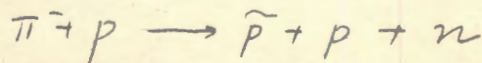
Порог для рождения	$(\Lambda \bar{\Lambda})$	- 4,7 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Sigma})$	- 5,2 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Lambda})$	- 5,0 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Sigma})$	- 6,2 Бэв

В этом пучке возможно рождение антигиперонов и по другому каналу



, где антигиперон рожден в камере

$\pi^-$  - мезоном по реакции



По расчету Барашенкова [1] вероятность этой реакции при  $E_{\pi^-} = 7$  Бэв очень велика (около 20% от  $\sigma$  полного).

Предположим, что за один импульс работы ускорителя в камеру попадает 30  $\pi^-$  - мезонов. Возьмем сечение рождения антигиперонов  $\pi^-$  - мезонами  $10^{-29}$  см<sup>2</sup> и антипротонами  $6 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup> (по расчету Л. Заставенко), то при этих предположениях один антигиперон будет рождаться в камере за 300 циклов работы ускорителя, т.е. на каждые 300 фотографии - получим один случай.

Были рассчитаны угловые распределения антигиперонов при рождении. В системе центра масс импульсное распределение имеет вид [2]. (Здесь только рассмотрим фазовый объем):

$$F(p_i^*) dp_i^* d(\cos \theta^*) \sim \frac{d^3 p_i^*}{E_i^*} \prod_j d^3 p_j^*$$

для системы из 3-х частиц.

$$F(p_i^*) = \text{const} \cdot p_i^{*2} \left\{ \left[ 1 - \frac{2(m_j^2 + m_k^2)}{(E^* - E_i^*)^2 - p_i^{*2}} + \frac{(m_j^2 - m_k^2)^2}{[(E^* - E_i^*)^2 - p_i^{*2}]^2} \right]^{1/2} \right\} \times \left\{ 3(E^* - E_i^*)^2 \left[ 1 - \frac{(m_j^2 - m_k^2)^2}{[(E^* - E_i^*)^2 - p_i^{*2}]^2} - p_i^{*2} \left[ 1 - \frac{2(m_j^2 + m_k^2)}{(E^* - E_i^*)^2 - p_i^{*2}} + \frac{(m_j^2 - m_k^2)^2}{[(E^* - E_i^*)^2 - p_i^{*2}]^2} \right] \right\} \quad (1)$$

(\*) - отмечены величины в С.П.М.

Используя преобразования Лорентца

$$p^{*2} = p^2 \sin^2 \theta + \gamma_c^2 (p \cos \theta - \beta_c E)^2$$

$$E^* = \gamma_c (E - \beta_c p \cos \theta) \quad (2)$$

$$\frac{p^2}{E} dp d(\cos \theta) = \frac{p^{*2}}{E^*} dp^* d(\cos \theta^*)$$

Получим угловое и импульсное распределение

$$W = F \left( \frac{p}{p^*} \right)^2 \frac{E^*}{E} \quad (3)$$

Результат расчета показан на рис. 1, 2, 3, 4. С учетом надежной идентификации для обнаружения одного антигиперона нужно получить 1000 фотографий.

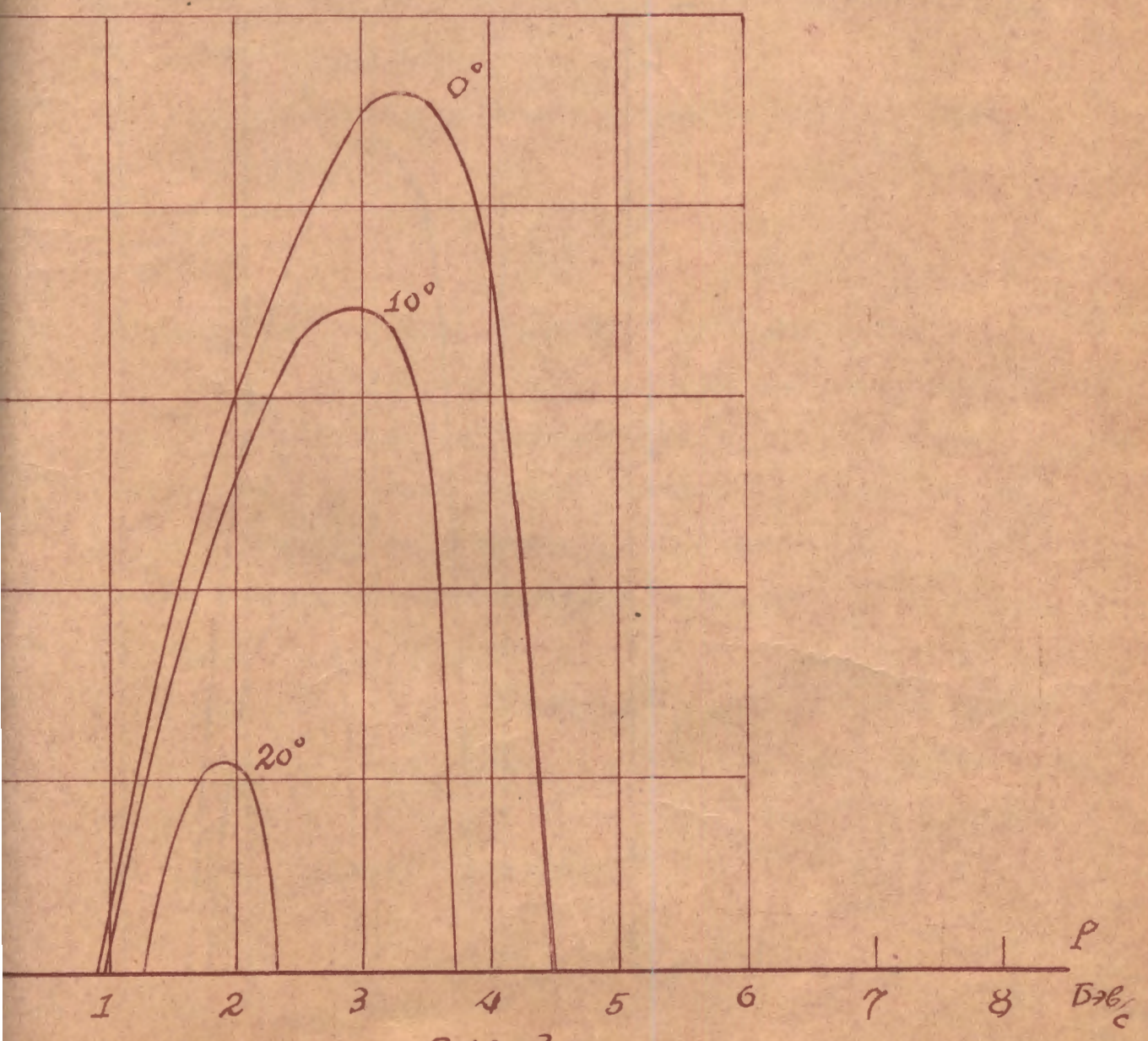
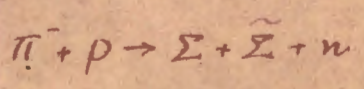
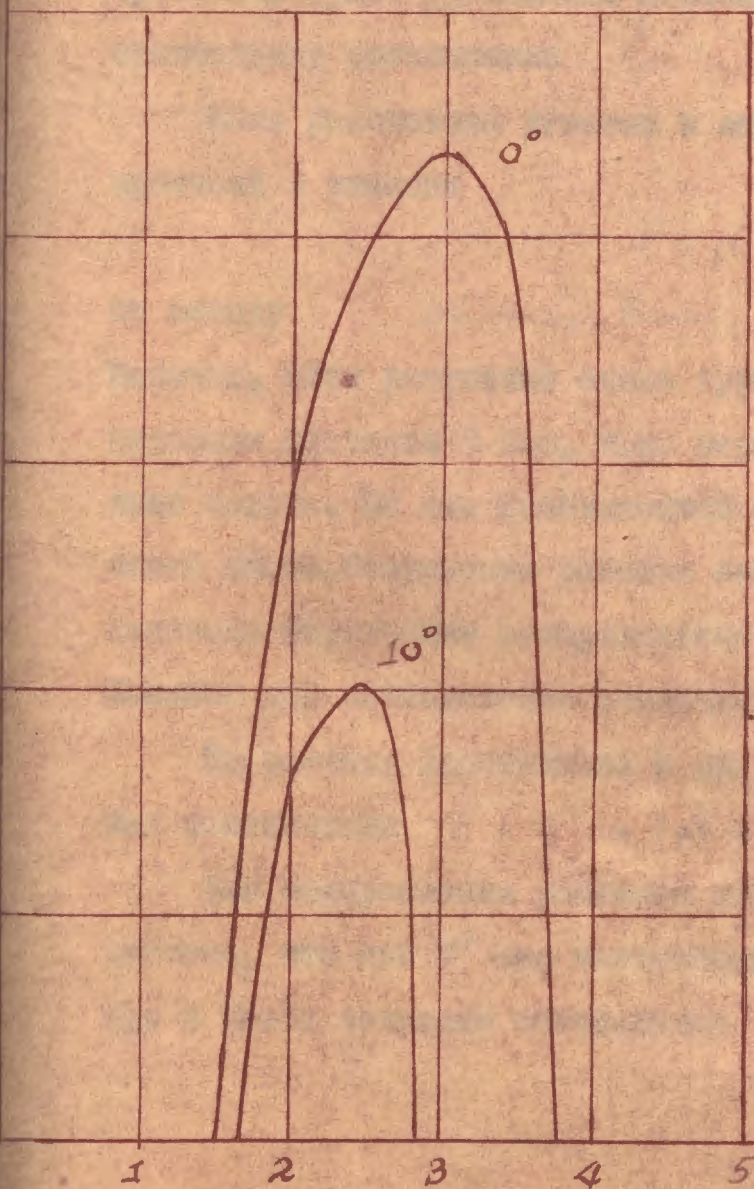


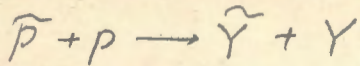
рис. 3



puc. A

б)  $\bar{p}, \pi^-$  - пучок с импульсом 4 Бэв/с.

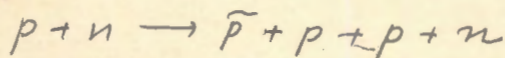
Антигипероны будут рождаться в реакции



Порог для рождения	$(\Lambda \bar{\Lambda})$	-	0,75 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Sigma})$	-	1,13 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Lambda})$	-	0,94 Бэв
	$(\bar{\Sigma} \bar{\Sigma})$	-	1,83 Бэв

В этом варианте фон  $\pi^-$  - мезонов по сравнению с антипротонами будет громадный. Поэтому очень важно выбрать самое оптимальное соотношение  $\bar{p}/\pi^-$ .

Были рассчитаны угловое и импульсное распределения антипротонов в реакции



по методу Chamberlain - и др. [3].

Конечно, этот результат очень груб, особенно при энергии, падающих протонов 9 Бэв, т.к. первичная энергия протона много выше порога. Но для приближенной ориентации этот результат имеет смысл. Результаты расчета показаны на рис.5. На рис.6 показано импульсное распределение при угле  $0^\circ$  для  $\pi^-$  и  $\bar{p}$ . Масштаб для антипротонов увеличен в 500 раз.

По расчету Барашенкова и др. [4] при 10 Бэв-ных протонах соотношение  $\bar{p} : \pi^- = 1,5 : 100$ . (по полному спектру).

Для осторожности уменьшим это отношение в 10 раз. Будем считать, что при  $0^\circ$  это соотношение сохраняется и по рис.6 при 4 Бэв/с получаем соотношение  $\bar{p} : \pi^- = 1 : 300$ .

$$p+n \rightarrow \tilde{p}+p+p+n$$

$$\tau_p = 9.536$$

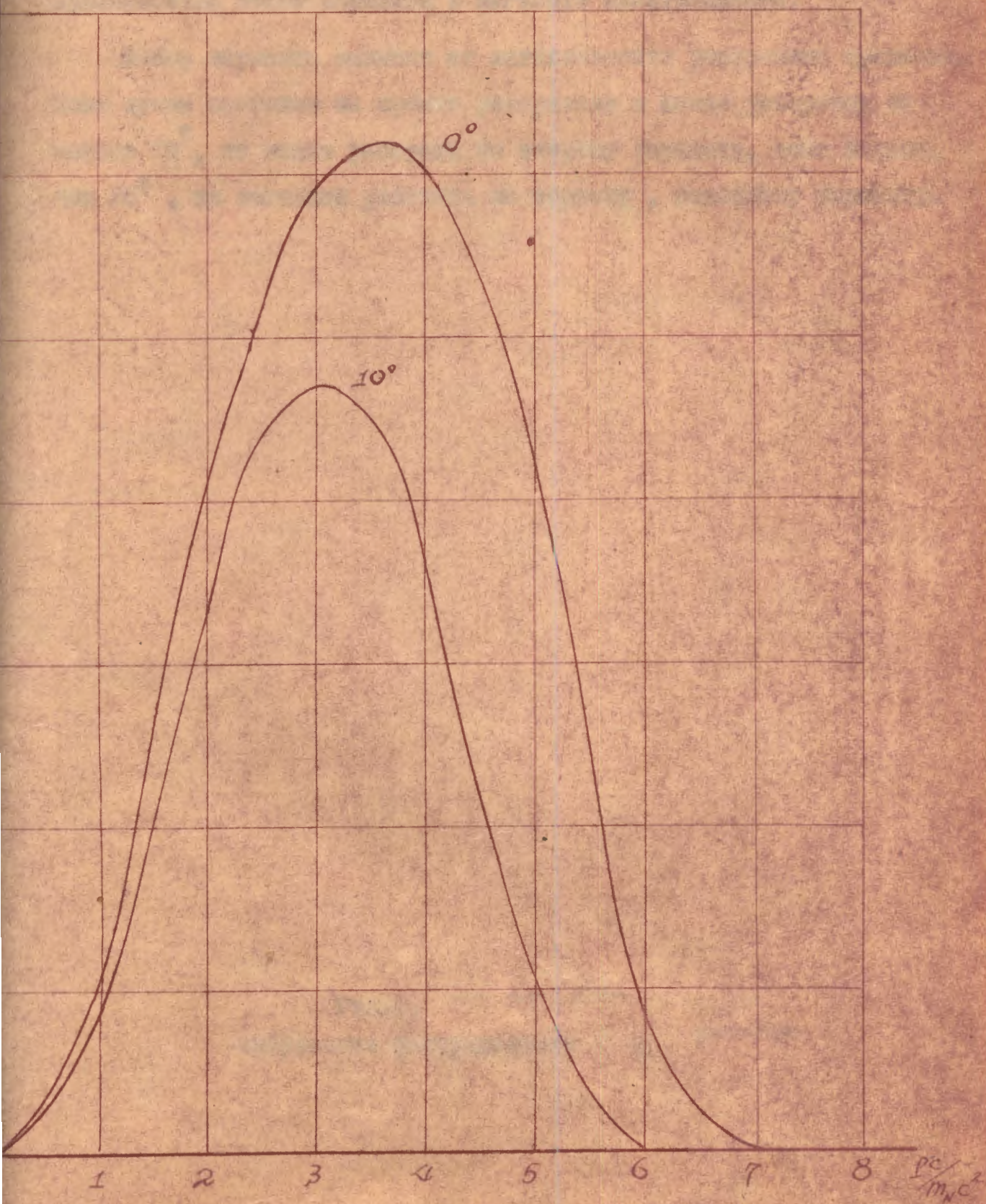


рис. 5



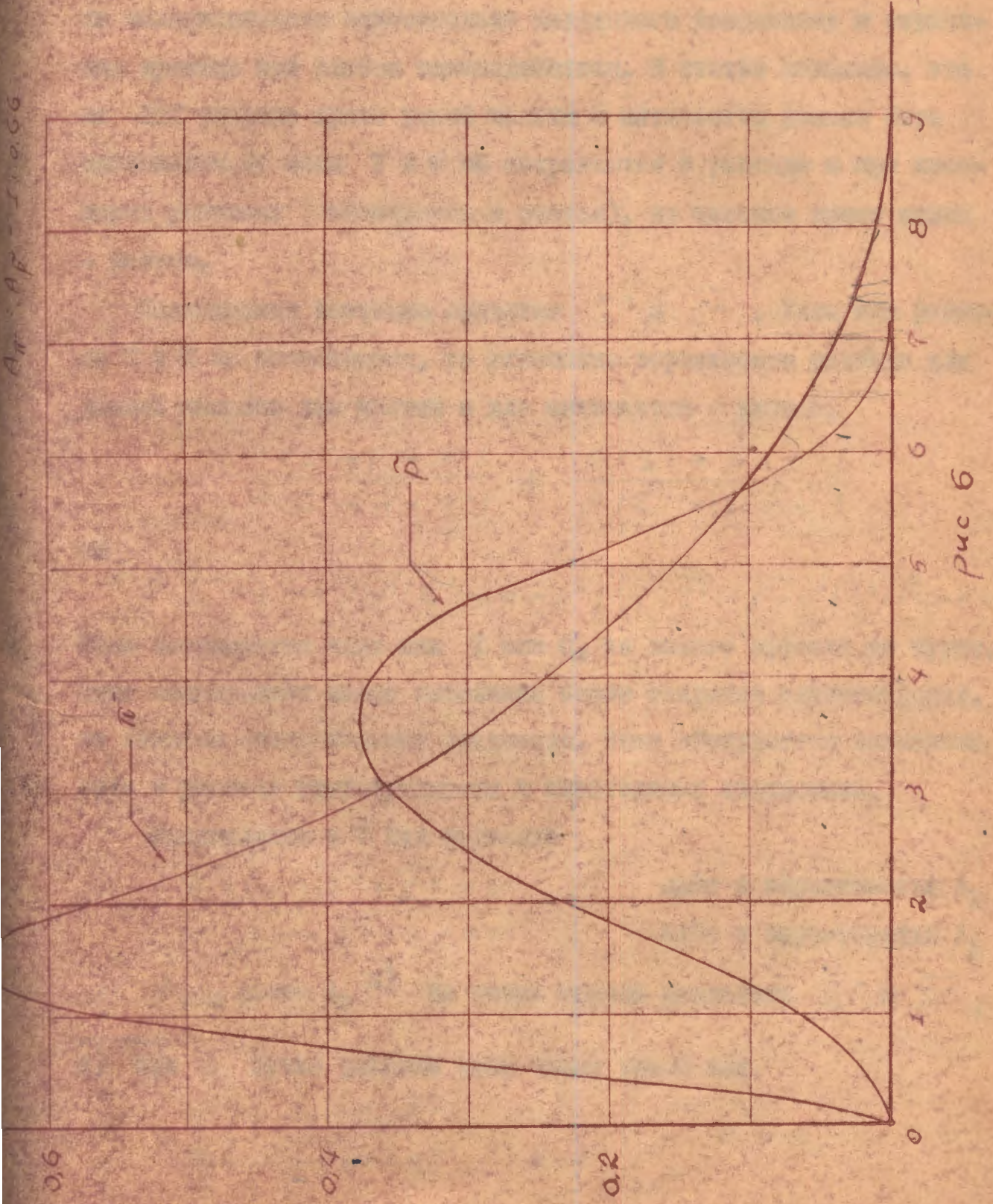
Если на камеру будет падать  $30 \pi^-$  - мезонов за импульс, то на 2000 фотографии будет один случай рождения антигиперона. Эффективность идентификации в этом случае 50%. Единственное преимущество этого варианта в легкости идентификации.

Выбор варианта зависит от интенсивности ускоренных протонов. Если пучок протонов на орбите ускорителя в конце ускорения не меньше  $10^7$ , то можно работать по второму варианту, если больше, чем  $10^8$ , то выгоднее работать по первому, основному варианту.

Рис. 5. *на стр. 73а.*  
импульсное распределение  $p$ . *на стр.*

См. 47072

AP. 07-11066



рс  
м/с<sup>2</sup>

рuc 6

## § 2. Проверка несохранения T и C в распаде.

Недавно была опубликована статья Окуба [5]. В этой статье обсуждается вопрос о возможной экспериментальной проверке инвариантности относительно зарядового сопряжения и отражения времени при слабом взаимодействии. В статье показано, что по ИТС теореме время жизни частиц и античастиц должно быть одинаковым, но если T и C не сохраняются в распаде и при некоторых условиях (отмеченных в статье), их частное время жизни - разное.

Подходящими частицами являются  $\bar{\Sigma}^+$  и  $\widetilde{\Sigma}^+$ . Если при распаде T и C не сохраняются, то отношение вероятности распада для разных каналов для частиц и для античастиц - разное.

$$\frac{\rho(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow p + \pi^0)}{\rho(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow n + \pi^+)} \neq \frac{\rho(\widetilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{p} + \pi^0)}{\rho(\widetilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{n} + \pi^-)}$$

но

$$\rho(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow p + \pi^0) + \rho(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow n + \pi^+) = \rho(\widetilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{p} + \pi^0) + \rho(\widetilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{n} + \pi^-)$$

Если сохраняется один или T или C, то такого эффекта не будет. Этот эксперимент можно выполнить после открытия антигиперонов, но имеется очень большая трудность. Ниже обсуждается возможный путь к решению этой трудности и необходимая статистика.

Предположим в 7 Бэв варианте

$$\pi^- + p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ + \widetilde{\Sigma}^+ + n$$

идёт с вероятностью  $A_1$

$$\pi^- + p \rightarrow \widetilde{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^- + n$$

идёт с вероятностью  $A_2$

и  $A_1 \neq A_2$  <sup>х)</sup> равна  $A_2$  Но очень трудно разделить  $\bar{\Sigma}^+$  и  $\widetilde{\Sigma}^+$ ,

х) При  $\tilde{p}$  пучке реакции тоже имеет такой вид

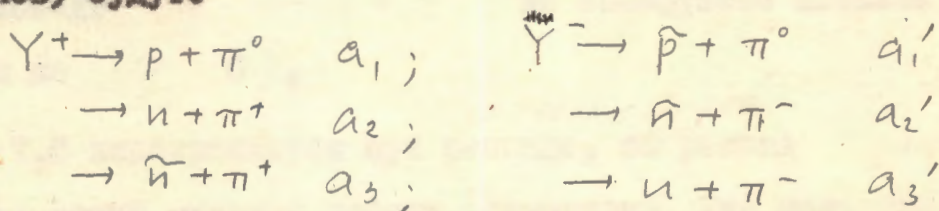
$$\tilde{p} + p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ + \widetilde{\Sigma}^+ ; (B_1)$$

$$\tilde{p} + p \rightarrow \widetilde{\Sigma}^- + \bar{\Sigma}^- ; (B_2)$$

и  $B_1 = B_2$

$\Sigma^-$  и  $\Sigma^+$  без аннигиляции антипротонов от распада  $\Sigma^\pm$  нуклонов

Распады положительно и отрицательно заряженных гиперонов (и антигиперонов) будут:



Если  $A_1 = A_2 = A$ , то

$$a_1 + a_2 + a_3 = a_1' + a_2' + a_3' = 2A$$

$$a_3 = a_3' = A$$

$$a_1 = a_2 = \frac{A}{2}$$

Если T, C сохраняются вместе или один из них, то

$$\theta = \frac{a_1'}{a_1 + a_2 + a_3} = 0.25$$

Если T, C не сохраняются, то максимальное значение  $\theta$  будет

$$\theta = 0.40.$$

Для отделения  $a_1'$  от всех  $\Upsilon^-$  нужно оценить число  $\bar{p}$  или  $\pi^0$  по регистрации аннигиляции  $\bar{p}$  и конверсии  $\gamma$  - квантов.

Конечно, такая оценка груба, но эти две оценки могут контролировать друг друга.

Другой проверкой будет оценка  $\Sigma^-$  по числу аннигиляций  $\bar{n}$  (вместе с  $\pi^+$ ). Всё это позволяет уменьшить неопределенность. По значению  $\theta$ , приведенному выше, видно, что если предположим допустимую статистическую ошибку не более 30%, то число случаев (A) должно быть не меньше 20.

По расчетам Баранова [1] вероятность рождения ( $\Sigma^\pm$ ) пары составляет 1/3 от всех ( $\Upsilon\bar{\Upsilon}$ ). Поэтому только тогда, когда будет около ста гиперонов и антигиперонов можно произвести такую проверку. Если бы была такая статистика, то наблюдение углового

распределения продуктов распада  $\Upsilon^+$  по  $\varphi$  (относительно плоскости рождения) будет очень интересно. Эксперимент дает, что при распаде  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  не обнаружено никакой асимметрии по  $\varphi$  [6].

Если T, C не сохраняются при распаде, то <sup>по теории Окобо [5]</sup> распад  $\Sigma^- \rightarrow \tilde{n} + \pi^+$  будет иметь самый сильный эффект асимметрии. Уже известна [7] асимметрия при распаде  $\Sigma^+$ , угловое распределение которого есть  $[1 + (-0,36 \pm 0,02) \cos \varphi]$

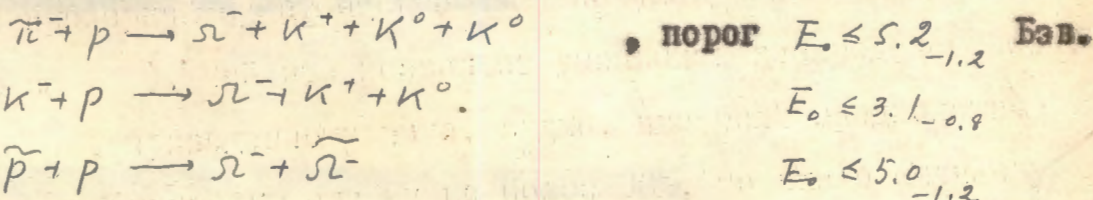
Из наблюдаемых данных вычтем эту известную часть - получим угловое распределение по  $\varphi$  для  $\Sigma^-$ .

Думаем, что в нашем эксперименте вначале будет очень малая возможность для обсуждения этого вопроса, но полезно сохранить эту идею и иметь её ввиду в дальнейшем.

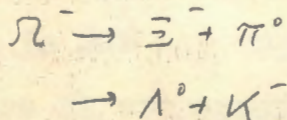
### § 3. Поиски новых частиц, предсказываемых схемой

#### Гелл-Манн.

а)  $\Omega^-$  - барион, представляет изотопический синглет и странность - 3. Если её масса небольшее 1,8 Бэв, то в нашем эксперименте возможные каналы её рождения будут:



Её возможный распад:



\*1)  $M(\Omega^-) < M(\Xi + K) = 1,85 \text{ эв}$

распределения продуктов распада  $\Upsilon^+$  по  $\varphi$  (относительно плоскости рождения) будет очень интересно. Эксперимент дает, что при распаде  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$  не обнаружено никакой асимметрии по  $\varphi$  [6].

Если T, C не сохраняются при распаде, то распад  $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^+$  по теории Окобо [5] будет иметь самый сильный эффект асимметрии. Уже известна [7] асимметрия при распаде  $\Sigma^+$ , угловое распределение которого есть  $[1 + (-0,36 \pm 0,02) \cos \varphi]$

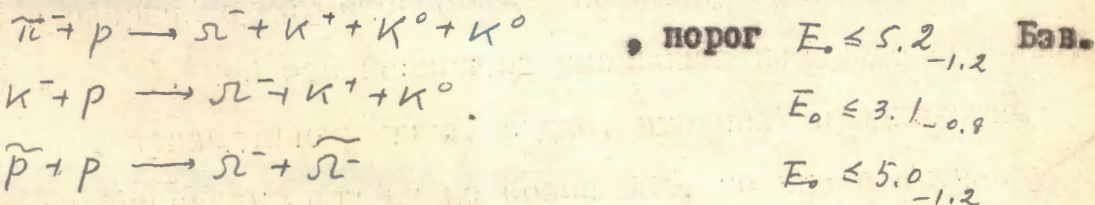
Из наблюдаемых данных вычтем эту известную часть - получим угловое распределение по  $\varphi$  для  $\Sigma^-$ .

Думаем, что в нашем эксперименте вначале будет очень малая возможность для обсуждения этого вопроса, но полезно сохранить эту идею и иметь её ввиду в дальнейшем.

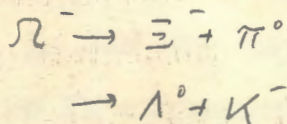
### § 3. Поиски новых частиц, предсказываемых схемой

#### Гелл-Манна.

а)  $\Omega^-$  - барион, представляет изотопический синглет и странность - 3. Если её масса небольшее 1,8 Бэв, то в нашем эксперименте возможные каналы её рождения будут:

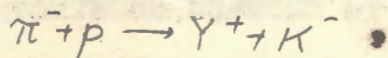


Её возможный распад:

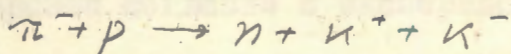


\*1)  $M(\Omega^-) < M(\Xi + K) - 1,85 \text{ эв}$

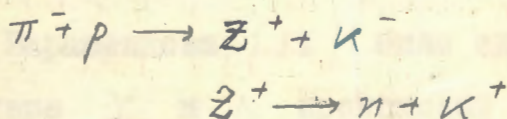
- б)  $\Sigma^+$  - барион, представляет изотопический синглет и странность +1. Экспериментальные данные говорят, что если она существует, то ее масса не может быть близка к массе обычных гиперонов, потому что до сих пор не наблюдается совместное рождение такого типа, как



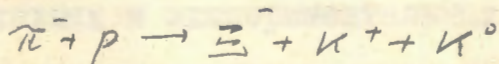
Разумно думать, что ее масса больше суммы  $N$  и  $K$  и она очень быстро распадается на  $N$  и  $K$ . В нашем эксперименте очень существенно определение энергетического спектра  $K^-$  от реакции



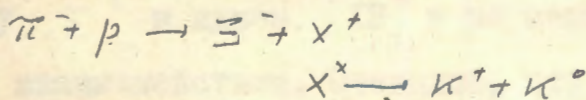
Если спектр монохроматический, то можно думать, что реакция имеет следующий вид:



- в)  $\chi^+$  - мезон, изотопический синглет и странность +2. Его легко наблюдать в реакции



Если у  $\Xi^-$  будет энергетический спектр монохроматическим, то это говорит в пользу существования  $\chi^+$ , который очень быстро распадается на два  $K$ - мезона



#### § 4. Взаимодействие гиперонов с нуклонами.

- а) Взаимодействие гиперонов с нуклонами - это очень интересный и важный вопрос. До сих пор изучение взаимодействия между  $\Lambda^0$  и  $N$  производилось по гиперфрагментам, а  $\Sigma^\pm$  с ядрами по данным энергетического спектра  $\Sigma^\pm$  при захвате  $K^-$  в фотоэмульсии.

Но по этим данным мы еще далеко не знаем характер этого взаимодействия, особенно самый основной вопрос: через  $K$  или  $\pi$  - мезоны осуществляется взаимодействие.

По анализу энергии связи гиперфрагментов  ${}^1\text{He}^5$  и  ${}^1\text{He}^4$  был сделан вывод, что сила между  $\Lambda$  и  $N$  существенно зависит от спина [8]. Это нельзя объяснить тем, что  $\Lambda$  и  $N$  взаимодействуют через  $K$  - мезонное поле [9]. Но в другой работе [10] говорится, что анализ по энергии связи гиперфрагментов с атомными числами 3, 4, 5, 7, 9 даёт хорошее согласие с экспериментом, кроме  ${}^1\text{He}^5$ , если делается предположение, что между  $\Lambda$  и  $N$  действует спин-независимая сила.

В расчете Барашенкова [11] было сделано предположение, что взаимодействие  $\Upsilon$  и  $N$  происходит через  $\pi$ . Получены некоторые результаты, сравнимые с экспериментом. Но пока еще трудно сказать, что есть в действительности, т.к. нет полного совпадения расчетных и экспериментальных данных, получение которых и дает ответ на вопрос в дальнейшем.

Что касается анализа  $\Sigma^\pm$  энергетического спектра при  $K$  захвате, то он даёт только феноменологический ядерный потенциал между  $\Sigma^\pm$  и ядром [12] и не может <sup>полностью описать</sup> ~~давать~~ ~~характер~~ их взаимодействия. Очевидно, что эти косвенные изучения не дают ясной картины. Если имеется возможность непосредственно наблюдать и изучать эти взаимодействия, то эта возможность должна быть использована, т.к. она имеет очень большое значение. Одно из таких взаимодействий будет



трудности при постановке, заключающиеся в том, что у  $\Upsilon$  очень



короткое время жизни.

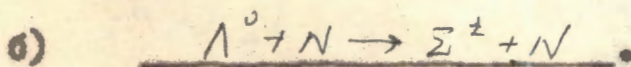
По экспериментальным данным можно сказать, что хотя вероятность этих взаимодействий мала, но не ничтожна. Сейчас найдено - один случай упругого рассеяния  $\Sigma^+ + p$  [14] и два случая  $\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$ . Сечение  $\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$  оценено  $\sigma = 60 \pm 30$  мб [15]. Имеется так же 7 случаев взаимодействия  $\Sigma^- + p$  при малых энергиях [16].

При взаимодействии  $Y + N \rightarrow Y' + N'$ , если существует обменные силы через K - мезон, то  $Y'$  должен лететь назад, если через  $\pi$  - мезон, то должен лететь вперед.

В нашей камере можно легко идентифицировать взаимодействие  $\Lambda^0 + p$ , но поскольку в камере кроме водорода имеется еще и углерод, то нельзя различить случаи рождения  $\Lambda^0$  от распада  $\Sigma^0$  от случаев рассеяния  $\Lambda^0$  на углероде, т.к. ядро отдачи будет иметь незаметный пробег.

По сравнению с другими гиперонами трудно идентифицируется  $\Sigma^+$  из-за очень короткого времени жизни, а реакцию  $\Sigma^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + p$  в нашей камере почти невозможно идентифицировать.

Ниже рассмотрим реакцию, которая, как нам кажется, лучше всех может быть наблюдаема.



Согласно работе [15] предположим, что при наших энергиях сечение этой реакции около 10м.б.\*), тогда на пути 20000 см пробега  $\Lambda^0$  будет несколько десятков таких взаимодействий. Пусть средний пробег  $\Lambda^0$  10см, тогда нам нужно 2000  $\Lambda^0$ . Это количество  $\Lambda^0$ , по-видимому, можно получить на 30000-40000 фотографии.

\*) в нашем случае 1 мб соответствует пути ~ 6000 см

Критерий отбора  $\Lambda^0$  — существование  $\theta^0$ . На чём родилась  $\Lambda^0$  на свободном или связанном водороде в ядре углерода — безразлично.

Рассмотрим очень подробно картину этого взаимодействия.

Реакция I.

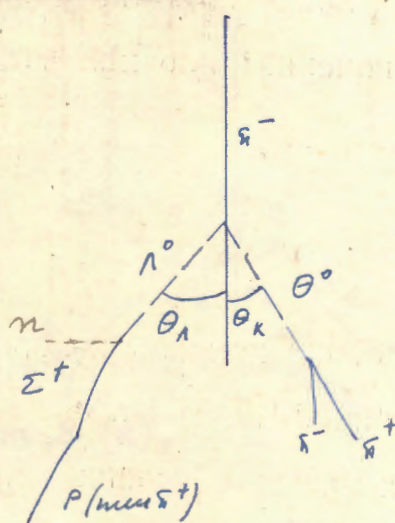
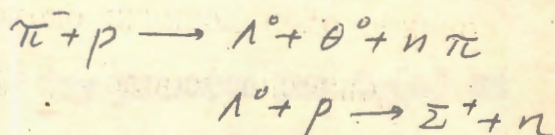


Рис. 7(а)



Если оба распада зафиксированы, то идентификация не представляет затруднений.

Если  $\Lambda^0$  рождается в ядре и взаимодействует в нем, то

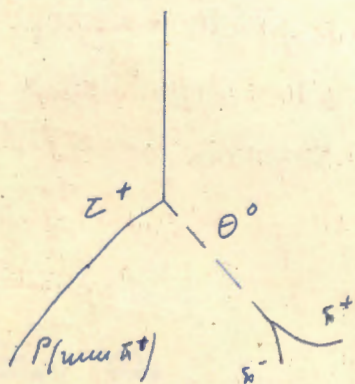
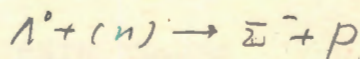
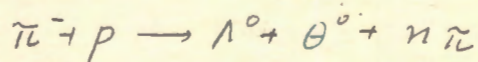


Рис. 7(бв).

картина будет такой, как показано на рис. 7 (б).

Идентификация возможна по знакам зарядов вторичных частиц.

Реакция II.

$\Lambda^0$  - взаимодействует со связанным нейтроном.

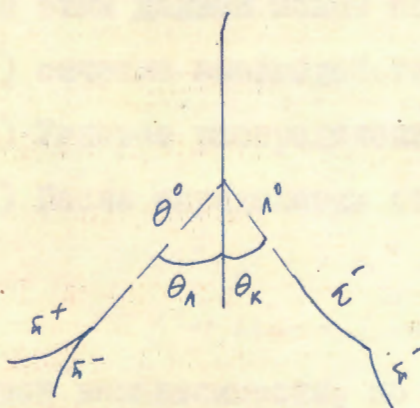


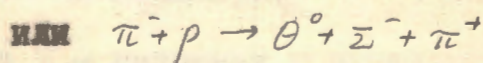
Рис. 8 (а).

Эту реакцию рис. 8 (а) не трудно идентифицировать, особенно когда существует протон отдачи.

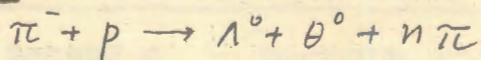
Но если  $\Lambda^0$  рождается и взаимодействует в одном и том же ядре, то дело усложняется. На рис. 8 (б) приведена возможная схема.

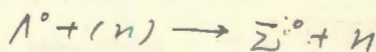
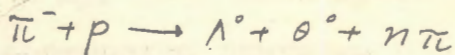
Как видно из рисунка, реакцию II, трудно отличить от реакции  $\pi^- + p + n \rightarrow \theta^0 + \Sigma^- + p$  (где  $p$  - есть протон отдачи в реакции рождения  $\Sigma^-$  - частицы).

Рис. 8 (б).



Конечно, кроме вышеприведенных, ещё возможны реакции:

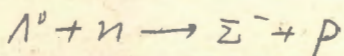
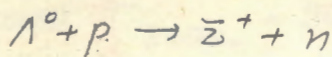
Реакция III.

Реакция IV.

Но как уже говорилось выше, идентификация  $\Sigma^0$  в нашей камере затруднена.

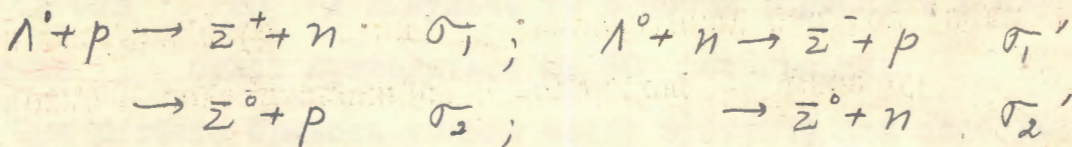
По этим данным можно получить следующую информацию:

- 1) сечение взаимодействия  $\Lambda^0 + N \rightarrow \Sigma^\pm + N$
- 2) Угловое распределение вторичных частиц в системе Ц.М.
- 3) После определения сечений *реакций?*



, можно проверить принцип

зарядовой независимости, по которому имеются соотношения:



$$\sigma_1 = 2\sigma_2$$

$$\sigma_1' = 2\sigma_2'$$

Сечение  $\Lambda^0 + p$  должно быть равно сечению  $\Lambda^0 + n$ , поэтому можно ожидать, что  $\sigma_1 = \sigma_1'$

Конечно, еще рано сейчас говорить что-либо по этому вопросу, но иметь ввиду эту задачу необходимо.

### § 5. Изучение рождения и свойств $\Xi^-$ - гиперона.

Вероятность рождения  $\Xi^-$  гиперонов  $\pi^-$  мезонами в нашей камере. Угловое и импульсное распределение  $\Xi^-$  при рождении в реакции  $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0$

Пока у нас мало знаний о  $\Xi^-$  частице, поэтому изучение ее свойств в нашем эксперименте представляет большой интерес.

Барашенковым и др. [I] были произведены расчеты по статистической теории вероятности рождения  $\Xi^- \nu \pi^+ \rho$  взаимодействиях при энергиях  $\pi^-$  - мезонов 5 и 7 Бэв. Мы сделали экстраполяцию до 4 Бэв и получили вероятность рождения  $\Xi^-$  для наших энергий  $\pi^-$  - мезонов, которая оказалась следующей:

для 4 Бэв	- 0,054%	от $\sigma$ геометрического
для 5 Бэв	- 0,071%	- " -
для 7 Бэв	- 0,104%	- " -

Если предположим  $\sigma_{\text{геом.}} = 20$  м.б. и интенсивность падающих частиц

для 4 Бэв 40  $\pi^-$  импульс, а для  
7 бэв 20  $\pi^-$  импульс, то в обоих вариантах I случай рождения  $\Xi^-$  будет приходиться на 600 фотографий.

При расчете бралось только число протонов как свободных, так и связанных. Рождение на связанных нейтронах не принималось во внимание. Было предположено, что вклад от рождения на связанных нейтронах будет компенсироваться поглощениями  $\Xi^-$  внутри ядра.

Были сосчитаны угловое и импульсное распределение  $\Xi^-$  в лабораторной системе координат по формулам I, 2, 3 параграфа I.

$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^0 + K^0$   
 $T_{\pi^-} = 4.0 \text{ GeV}$

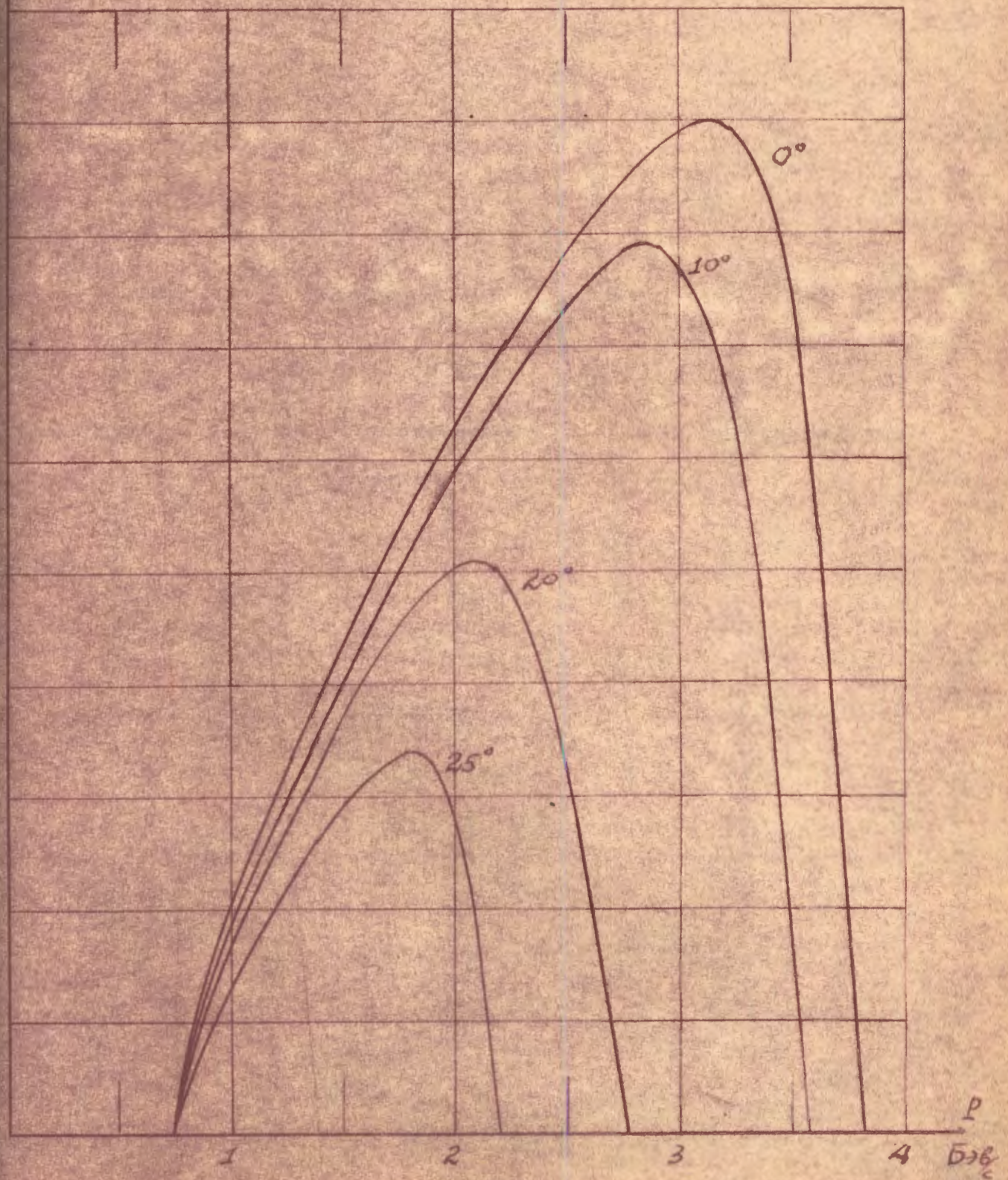
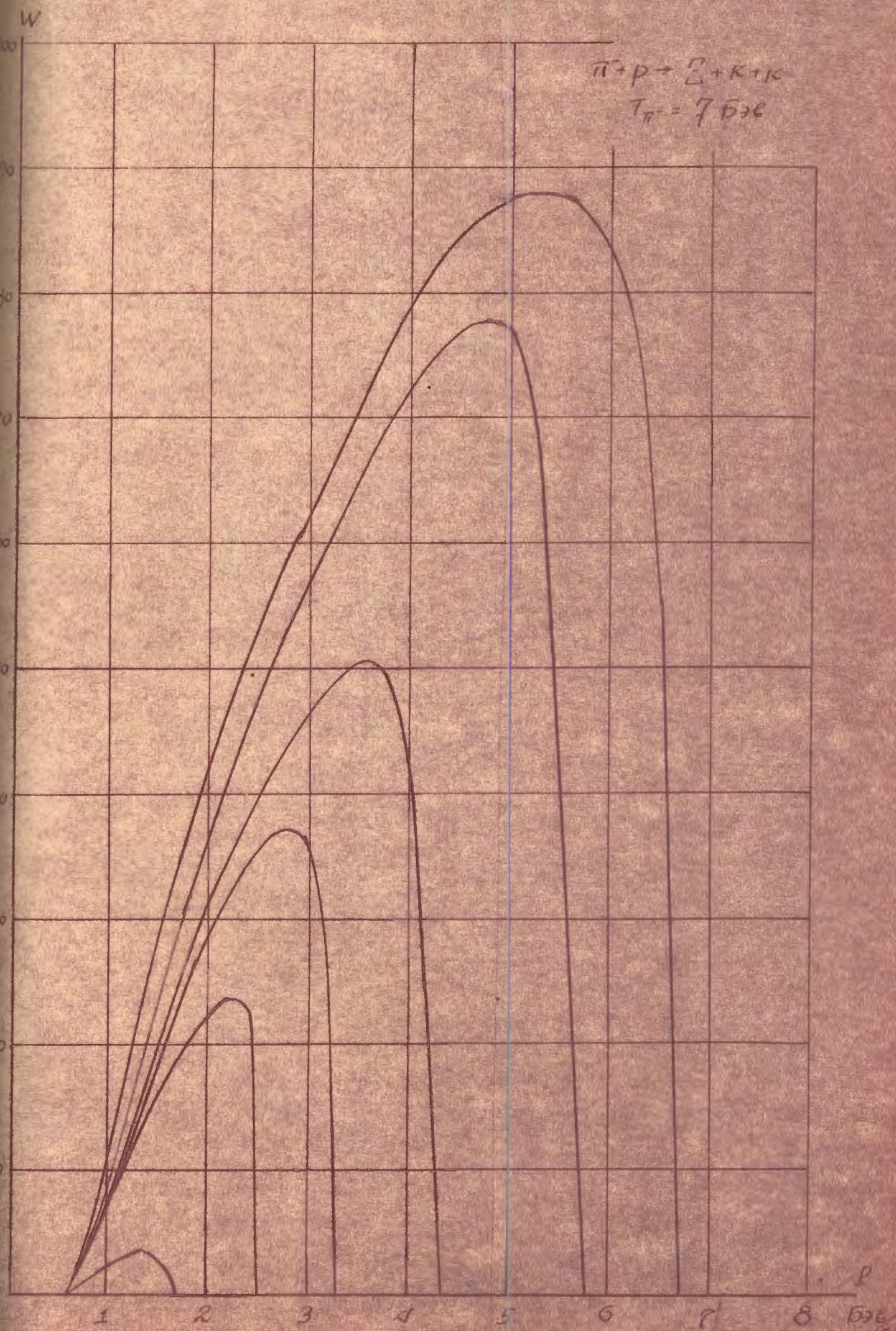
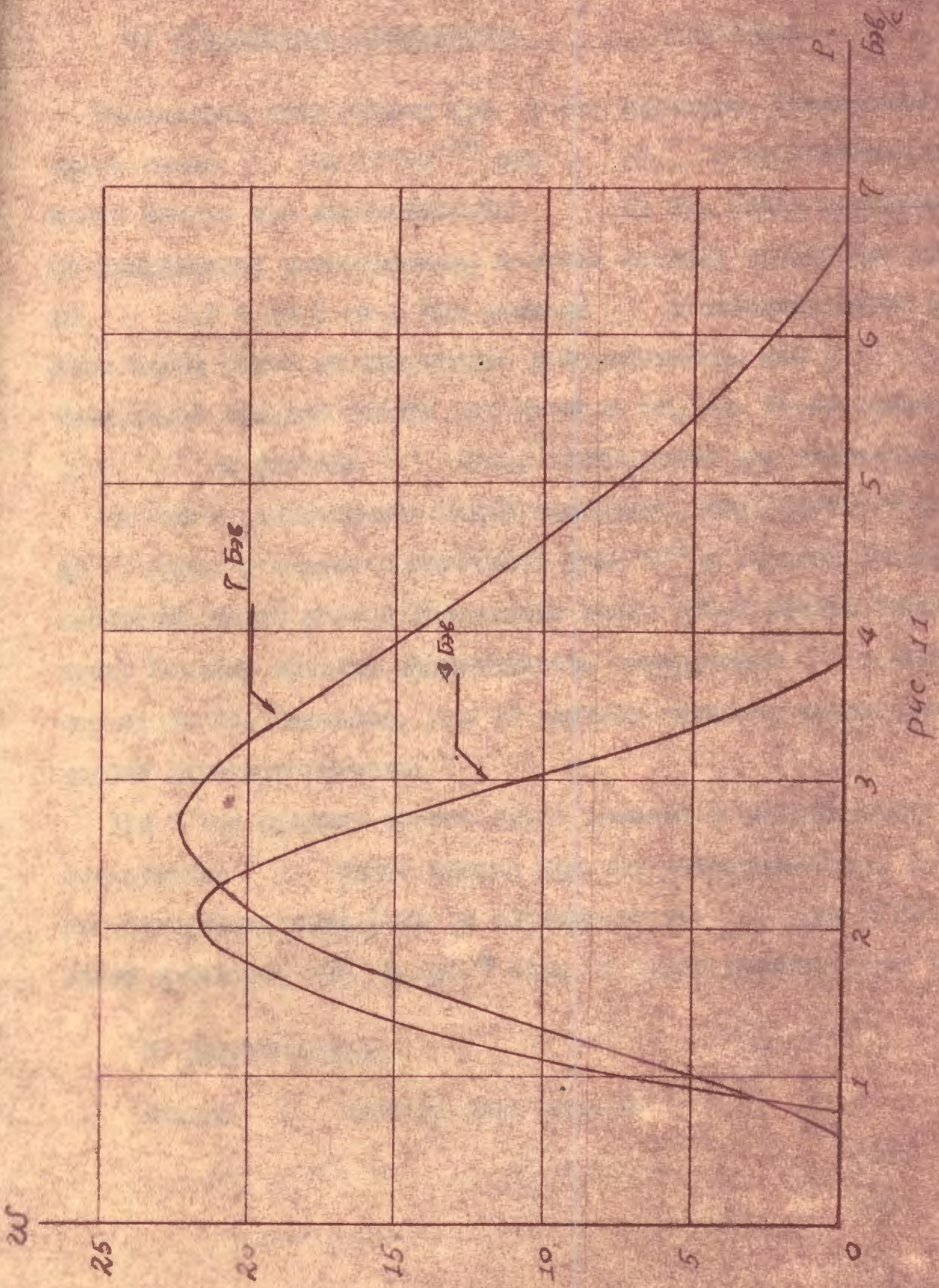


рис 9







б) Вероятность обнаружения  $\Xi^-$  в камере.

Рассмотрим этот вопрос <sup>для</sup> при 4 Бэв варианте. Предположим время жизни  $\Xi^- (2+5) \cdot 10^{-10}$  сек [17], а эффективная длина нашей камеры для идентификации  $\Xi^-$  25 см. Делая усреднение по импульсному распределению, получим средний пробег для распада  $\Xi^-$  9,7 - 24,2 см. При распаде  $\Xi^-$  в основном летит вперед. <sup>Взяв  $\Lambda^0$  взять</sup> Если берем такое же импульсное распределение, как у  $\Xi^-$  - частицы, то её средний пробег для распада 16,3 см. Берем пробег  $p$  и  $\pi^-$  от распада  $\Lambda^0$  10 см, <sup>которые</sup> необходимые для идентификации.

Из этого рассмотрения можно заключить, что (70+50) % распада  $\Xi^-$  будет в конусе с половиной угла  $30^\circ$  и высотой 25 см. Но геометрия нашей камеры составляет всего 1/8,4 объема этого конуса. Поэтому средняя эффективность обнаружения  $\Xi^-$  в нашем случае около 7%. Очевидно, эти 7% случаев являются такими, которые хорошо идентифицировать.

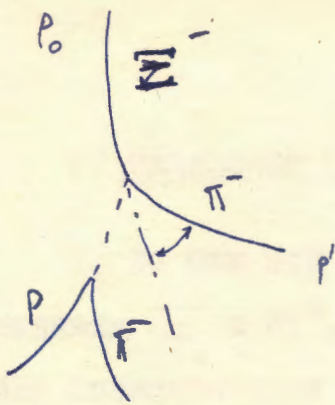
Для 7 Бэв средний пробег будет длиннее и эффективность обнаружения  $\Xi^-$  будет меньше при тех интенсивностях, о которых говорилось выше. Если же интенсивность  $\pi^-$  при 7 Бэв будет такой же, как и при 4 Бэв, то лучше работать при 7 Бэв.

в) Идентификация.

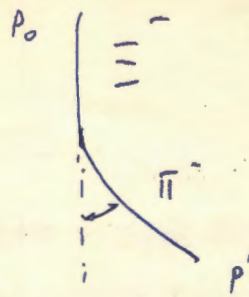
Распад  $\Xi^-$  идёт по двум каналам:

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- , \quad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (a)$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- , \quad \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 \quad (b)$$



Распад (а)



Распад (в)

Реакцию (а) необходимо отличить от реакции  $K^- + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ , а реакцию (в) от реакции  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + K^-$  и  $K^- + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$  без регистрации распада  $\Lambda^0$ .

Разделение возможно по кинематике. Результат приведен в таблице I. Большая трудность <sup>составить</sup> в измерении импульса  $P_0$  при небольшом пробеге (несколько см). Особенно трудно разделение случаев  $\Sigma^-$  и  $\Xi^-$  распадов.

Таблица I

$\theta$	$P_0$	1 Бэв/с			2 Бэв/с			3 Бэв/с		
		$\Xi^-$	$\Sigma^-$	$K^-$	$\Xi^-$	$\Sigma^-$	$K^-$	$\Xi^-$	$\Sigma^-$	$K^-$
$5^\circ$		0,32	0,44	0,93	0,53	0,73	1,84	0,75	1,05	2,82
$10^\circ$		0,31	0,42	0,92	0,50	0,70	1,79	0,68	0,90	2,70
$15^\circ$		0,30	0,40	0,90	0,75	0,60	1,74	0,52	0,70	2,58
$20^\circ$		0,29	0,38	0,87	0,38	0,52	1,65	0,39	0,54	2,39
$25^\circ$		0,28	0,36	0,84	0,32	0,44	1,56	0,25	0,39	2,20
$30^\circ$		0,27	0,34	0,82	0,26	0,36	1,46	-	-	-
$35^\circ$		0,23	0,31	0,79	0,20	0,30	1,36	-	-	-
$60^\circ$		0,14	0,19	0,62	-	-	-	-	-	-
$90^\circ$		0,07	0,11	0,47	-	-	-	-	-	-
$120^\circ$		0,04	0,07	0,37	-	-	-	-	-	-

Поэтому очень важно, чтобы тщательно изучать характер рожде-

### г) Ожидаемые физические результаты.

1. До сих пор известен только один случай совместного рождения  $\Xi^-$  с  $2K^0$ , полученный в космических лучах. На ускорителе появился один случай совместного рождения  $\Xi^-$  с одним  $K^0$ . <sup>ВАЖНО</sup> Поэтому изучить характер совместного рождения для тех случаев, которые уже хорошо идентифицируются по схеме распада.

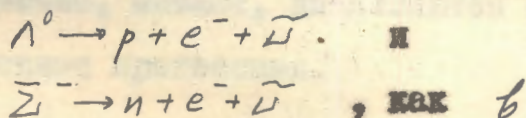
2. Очень интересно изучить энергетический спектр  $\Xi^-$  при рождении для обнаружения существования  $\chi^+$  - мезона со странностью +2 и с очень быстрым распадом на  $K^+$  и  $K^0$ .

3. Время жизни  $\Xi^-$  определено по космическим данным, точность очень низкая. Желательно иметь большую статистику для уточнения времени жизни.

4. Можно установить нижнюю величину спина  $\Xi^-$  по угловой корреляции при рождении и распаде. По Адазу [18] эта корреляция имеет самый практический характер при угле полета относительно полета первичной частицы, родившей  $\Xi^-$ , 0 и  $180^\circ$ . Если после анализа всех случаев будет установлена асимметрия, то спин больше  $1/2$ .

### 5. $\beta$ -распад $\Xi^-$ - частицы.

Существование четырехфермионного взаимодействия



обычный  $\beta$  - распаде  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ , очень интересно. К сожалению, вероятность этого процесса для  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Sigma}^-$  очень мала. Благодаря большой массе  $\bar{\Sigma}^-$ , распад

$\bar{\Sigma}^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$  имеет вероятность такого же порядка, как  $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

При  $\beta$ -распаде правило  $\Delta S = -1$ , возможно, не действует. Для регистрации имеются существенные трудности, т.к. энергия  $e^-$  будет очень большой, поэтому  $e^-$  трудно идентифицировать в камере, потому что радиационная длина в пропане 188 см. Необходимо в камере поставить свинцовую пластинку с толщиной в 2-3 радиационных единицы - это во-первых. Во-вторых, благодаря вероятности рождения  $\Sigma^-$  гораздо большей, чем  $\Xi^-$ , возможно  $\Sigma^-$  дает для  $\beta$ -распада фон. Поэтому требуется точно измерять импульс первичной частицы ( $P_0$ ), для того чтобы можно было перевести импульс и угол вылета электрона в лабораторной системе в систему ц.м. В С.Д.М. электрон от распада  $\Sigma^-$  имеет максимальный импульс 230 Мэв/с, а от распада  $\Xi^-$  на 100 Мэв/с больше.

*Кроме того, нужно обратить внимание на возможность распада  $\Xi^- \rightarrow n + \mu^- + \nu$ .*

### § 6. Общий анализ взаимодействий $\pi^-$ - мезонов с нуклонами и ядрами углерода при высоких энергиях.

В пузырьковой пропановой камере будет много ядерных взаимодействий без рождения странных частиц. Если интенсивность пучка несколько десятков частиц в импульсе, то почти на каждом снимке будет регистрироваться взаимодействие. Для изучения странных частиц они нам, конечно, мешают, но являются очень важными и интересными физическими процессами.

#### а) Взаимодействие $\pi^-$ - мезонов с протонами.

##### 1. Упругое рассеяние.

Упругое рассеяние при больших энергиях представляет интерес для изучения структуры нуклона. Эта работа выполняется с помощью

камеры без магнитного поля. Поле ~~даже~~ затрудняет идентификацию. Для получения 1000 случаев ( $\pi^-p$ ) упругого рассеяния достаточно 4-5 тысяч фотографий. Кинематические соотношения показаны на рис. 12.

Проф. Даниш М.Я. и Подгорецкий И.И. обсуждали с нами эту возможность, и в настоящее время ведется подготовительная работа.

## 2. Множественное рождение $\pi^-$ - мезонов $\pi^-$ - мезонами.

Этот вопрос изучался для  $\pi^-$  - мезонов при энергии 5 Бэв [19]. Полученный результат хорошо согласуется с расчетом Барашенкова и др. [1].

Очень интересно было бы продолжить эту работу при больших энергиях, Изучить множественность, энергетическое и угловое распределение вторичных частиц.

Т.К. наша камера наполнена пропаном  $C_3H_8$ , то необходимо иметь некоторые критерии разделения двух групп взаимодействия ( $\pi^-p$ ) и ( $\pi^-C$ ). Основным критерий - это зарядовый состав вторичных частиц. В ( $\pi^-p$ ) взаимодействии вторичные частицы будут состоять наполовину положительно и наполовину - отрицательно заряженными. В ( $\pi^-C$ ) взаимодействии среди вторичных частиц больше будет заряженных положительно.

Сечение неупругого взаимодействия больше сечения упругого ( $\pi^-p$ ) взаимодействия.

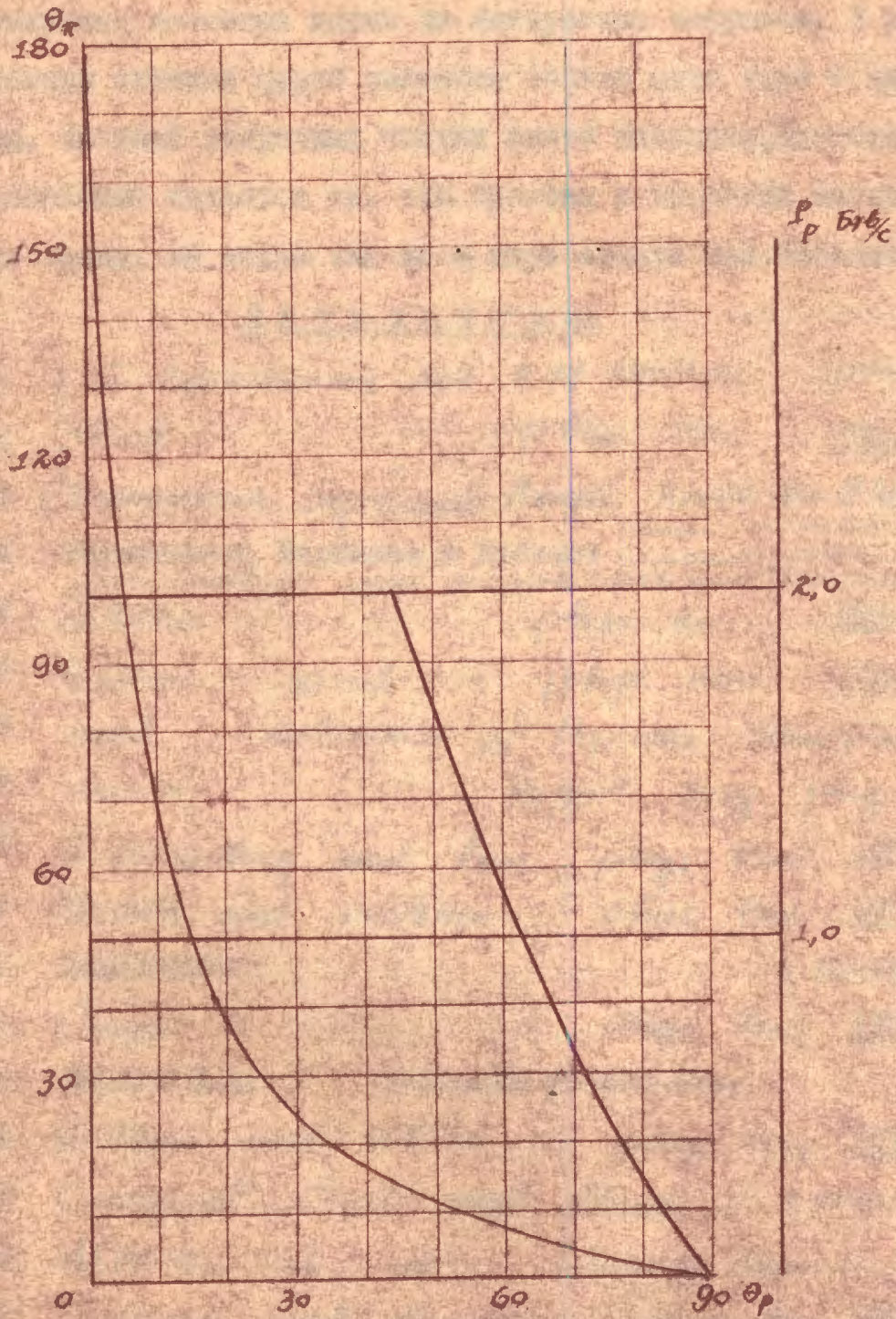


рис. 12

б) Взаимодействия  $\bar{K}^-$  с углеродом.

Изучение характера расщепления легких ядер при больших энергиях является одним из интересных вопросов. В пропановой камере сложным ядром является только одно ядро - ядро углерода. Импульс вторичных частиц можно измерить, Единственным недостатком является то, что протоны с энергией меньше 10-15 Мэв не видны, не видны так же и ядра отдачи при больших энергиях.

Л и т е р а т у р а:

- 1 V. S. Barashenkov and V. M. Mal'tsev (preprint)
- 2 Block *Phys. Rev.* 101, 796, (1956)
- 3 Chamberlain, Segre and Amaldi; *Nuovo Cim.* II 462, (1956)
- 4 Барашенков, Барбашов и Бубелев <sup>Статистическая теория</sup> *импульсного распада*  
*и частиц при столкновении в спектрах мезонов.*
- 5 Okubo *Phys. Rev.* 109, 984, (1958)
- 6 Eisler et al. *Phys. Rev.* 108, 1353, (1957)
- 7 Feld Conference of Padova - Venezia (1957)
- 8 Dalitz Report. *prog. phys.* (1957)
- 9 Lichtenberg and Ross *Phys. Rev.* 109, 2163, (1958)
- 10 Brown and Peshkin *Phys. Rev.* 107, 272, (1957)
- 11 Барашенков (preprint).
- 12 Capps *Phys. Rev.* 107, 239, (1957)
- 13 Марков М.А. К-мезоны и гипероны.
- 14 Gilbert and White *Phys. Rev.* 107, 1685, (1957)
- 15 Crawford, Cresti and Good (preprint)
- 16 Alvarez et al. *Nuovo Cim.* V, 1026, (1957)
- 17 Trilling and Leighton *Phys. Rev.* 104, 1703, (1956)
- 18 Adair *Phys. Rev.* 100, 1540, (1955)
- 19 W. Powell et al. *Phys. Rev.* 108, 850, (1957)

#### IV. МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ.

Идентификация частиц рожденных в камере затрудняется из-за больших энергий.

1. Импульсы можно измерять только с небольшой точностью. Точность измерения хуже в случаях коротких пробегов, например, в распаде  $\Sigma^{\pm}$  и  $\tilde{\Sigma}^{\pm}$ .

2. Так как энергия падающих частиц большая, во многих случаях <sup>странные</sup> частицы рождаются вместе с одним или несколькими заряженными или нейтральными  $\pi$  - мезонами, и таким образом, трудно идентифицировать эти странные частицы по схеме рождения.

3. В пропановой пузырьковой камере, частицы могут быть идентифицированы по плотности ионизации только тогда, когда их энергия не велика. Для больших энергий этого нельзя сделать, что видно из следующих оценок

$$\begin{array}{lll} p = 1 \text{ Бэв}/c & \left(\frac{g}{g_0}\right)_{\pi} \approx 1 & \left(\frac{g}{g_0}\right)_p = 1,5 \div 1,7 \\ p = 2 \text{ Бэв}/c & \left(\frac{g}{g_0}\right)_{\pi} \approx 1 & \left(\frac{g}{g_0}\right)_p \approx 1,2 \end{array}$$

4. Наблюдение аннигиляционных звезд, образованных антигиперонами или их продуктами распада, служит простым методом идентификации. Но так как энергия большая, очень трудно отличить аннигиляционные звезды от звезд, образовавшихся при взаимодействии протонов или  $\pi$  - мезонов с ядрами пропана.

Следовательно, идентификация по кинематике и распадным характеристикам будет основной, но в отдельных случаях можно идентифицировать по схеме рождения, по ионизации и, по аннигиляции.



Так как странные частицы рождаются в разнообразных реакциях, расчёт распределения импульсов довольно сложен и неточен, поэтому мы учитывали только максимальные импульсы рожденных частиц и продуктов их распада ( см. таб. I и 2 ). В табл.3 приведена вероятность распада для разных частиц с разными импульсами. Эффективная длина распада взята равной  $\ell = 22$  см.

Таблица I

Максимальные импульсы рожденных частиц и продуктов их распада при импульсных падающих частиц 4 Бэв/с.

		$\theta^\circ$	$\lambda^\circ$	$\bar{\Sigma}^\pm$	$\bar{\Lambda}^\circ$	$\bar{\Sigma}^\pm$
$P_{\text{max}}$	рожденных частиц (Бэв/с)	3,77	4,25	$\approx 4,18$	3,73	$\approx 3,80$
$P_{\text{max}}$ продуктов	$\pi$ -мезоны	3,42	1,07	$\approx 1,49$	0,93	$\approx 1,29$
распада (Бэв/с)	$P$ или $\bar{p}$	/	3,99	$\approx 4,07$	3,50	$\approx 3,50$

Таблица II.

максимальные импульсы рожденных частиц и продуктов их распада при импульсах падающих частиц 7 Бэв/с.

		$\theta^\circ$	$\lambda^\circ$	$\bar{\Sigma}$	$\bar{\Lambda}^\circ$	$\bar{\Sigma}$
$P_{\text{max}}$	рожденных частиц (Бэв/с)	6,77	7,28		4,81	4,21
$P_{\text{max}}$	$\pi$ -мезоны	6,29	1,79		1,18	1,53
продуктов распада (Бэв/с)	$P$ или $\bar{p}$	/	6,84		4,52	4,08

Таблица III

Вероятность распада частиц рожденных в камере

 $(l = 22 \text{ см}).$ 

Вероятность %	P(Бэв/с)	0,1	0,5	1	2	3	4	5
$K^{\pm}$		100	5,5	2,5	1,3	1	0	0
$\theta^{\circ}$		100	100	98	85	72	62	56
$\Lambda^{\circ} (\tilde{\Lambda}^{\circ})$		100	100	93	74	59	49	42
$\Sigma^{+} (\tilde{\Sigma}^{+})$		100	100	100	99	96	91	86
$\Sigma^{-} (\tilde{\Sigma}^{-})$		100	100	100	92	82	72	64

Из табл. I и 2 отметим, что импульсы  $\pi$ - мезонов в распаде гиперонов и антигиперонов не превышают 1,8 Бэв/с, в то время как в распаде  $\theta^{\circ}$  ( и  $K^{\pm}$  ) могут достигать очень больших значений ( 4 Бэв/с и более); это отличие очень полезно для идентификации.

## II. Идентификация нейтральных частиц ( $\theta^{\circ}$ , $\Lambda^{\circ}$ и $\tilde{\Lambda}^{\circ}$ ).

В пузырьковой камере всегда будут видны точки рождения (кроме небольшого числа случаев рождения в стенках камеры ) и таким образом по компланарности треков первичных и вторичных частиц можно отличить случай распада нейтральных частиц на две заряженных частицы. В результате измерения получим импульсы  $p_{+}$ ,  $p_{-}$  вторичных частиц и углы  $\theta_{+}$ ,  $\theta_{-}$  образованные направлениями треков этих частиц с направлением трека первичной частицы. Для проверки точности наших измерений воспользуемся соотношением

$$p_T = p_{+} \sin \theta_{+} = p_{-} \sin \theta_{-} \quad ,$$

выражающим равенство трансверсальных составляющих импульсов вторичных частиц.

Ниже мы будем рассматривать только 1-й вариант с импульсом падающих частиц 4 Бэв/с. Вариант 2-ой, с импульсом падающих частиц 7 Бэв/с, мало отличается от первого.

Как видно из таб. I, импульс  $\pi^\pm$ - мезонов при распаде  $\Lambda^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$  всегда  $< 1,1$  Бэв/с, этим можно воспользоваться, как критерием для предварительной идентификации. Мы будем различать следующие 4 случая:

- 1)  $p_+ \text{ и } p_- > 1,1$  Бэв/с, этот случай возможен только при распаде  $\theta^\circ$
- 2)  $p_- < 1,1$  Бэв/с  $< p_+$ , возможен при распаде  $\theta^\circ$  и  $\Lambda^\circ$
- 3)  $p_+ < 1,1$  Бэв/с  $< p_-$  возможен при распаде  $\theta^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$
- 4)  $p_+ \text{ и } p_- < 1,1$  Бэв/с возможен при распаде любой из трех частиц  $\theta^\circ$ ,  $\Lambda^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$ .

Для подробной идентификации мы использовали метод, изложенный в работе (I). В табл. 4 приведены распадные характеристики  $\theta^\circ$ ,  $\Lambda^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$  - частиц.

Таблица IV.

распадные характеристики  $\theta^\circ$ ,  $\Lambda^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$ .

	Q (Мэв)	P' (Мэв/с)	$\bar{\alpha}$	$\varepsilon'$
$\theta^\circ$	217	203	0	0,825
$\Lambda^\circ$	37	100	0,692	0,179
$\tilde{\Lambda}^\circ$	37	100	-0,692	0,179

в таблице  $p' = (p_T)_{\max}$  - импульс в системе ц.м.

$$\bar{\alpha} = \frac{m_+^2 - m_-^2}{m_0^2}$$

где  $m_0$ ,  $m_+$ ,  $m_-$  - массы первичной и вторичных (положительной и отрицательной) частиц.

$$\varepsilon' = \frac{2p'}{m_0}$$

Ниже изложены три способа идентификации  $\theta^\circ, \lambda^\circ$  и  $\tilde{\lambda}^\circ$ .

1) Идентификация по корреляции между  $p_+, p_-$  и  $\theta = \theta_+ + \theta_-$   
и по значению  $Q$ . Для этого используем уравнение

$$E_+ E_- - p_+ p_- \cos \theta = \frac{1}{2}(m_0^2 - m_+^2 - m_-^2)$$

и графики в работе (2).

2) Идентификация по проекции поверхности распада на плоскость  $(\alpha, p_T)$ .

Уравнение поверхности распада имеет вид (I)

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{4p_0'^2 \left( \frac{1}{m_0^2} + \frac{1}{p_0^2} \right)} + \frac{p_T^2}{p_0'^2} = 1$$

где  $\alpha = \frac{\sin(\theta_- - \theta_+)}{\sin(\theta_+ + \theta_-)}$  и  $p_0$  - импульс первичной частицы

На плоскости  $(\alpha, p_T)$ , при разных значениях  $p_0$  мы получим семейство эллипсов (см. рис. I). На рисунке видно, что если распределение продуктов распада изотропно в системе ц.м., то 86,6%  $\theta^\circ$ -распада имеет  $p_T > 100$  Мэв/с и можно отличить от распада  $\lambda^\circ$  и  $\tilde{\lambda}^\circ$ ; на рисунке тоже видно, что около половины случаев распада  $\lambda^\circ$  и  $\tilde{\lambda}^\circ$  попадает внутрь предельной кривой  $p_0 = \infty$  при распаде  $\theta^\circ$  и их можно легко идентифицировать.

3) Идентификация по проекции поверхности распада на плоскость  $(\alpha, \xi)$ .

Уравнения поверхности распада имеют вид (I)

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{1 + \left( \frac{m_0}{p_0} \right)^2} + \frac{\xi^2}{\left( \frac{m_0}{p_0} \right)^2} = \xi'^2$$

и

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{1 - \left( \frac{p_T}{p_0} \right)^2} - \frac{\xi^2}{\left( \frac{p_T}{p_0} \right)^2} = \xi'^2$$

где

$$\xi = \frac{2p_T}{p_0} = \frac{2 \sin \theta_- \sin \theta_+}{\sin(\theta_- + \theta_+)}$$

На поверхности  $(\alpha, \varepsilon)$ , при разных значениях  $P_0$  и  $P_T$  мы получили семь конфокальных и взаимноортогональных эллипсов и гипербол ( см. рис. 2 и 3). Координаты  $\alpha$  и  $\varepsilon$  зависят только от углов и поэтому значение  $\theta_+$  и  $\theta_-$  определяется изображением случаев распада на рисунке.

По  $P_T$  можно отличить распад  $\theta^\circ$  от  $\Lambda^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$ . На рис. 2 и 3 можно очень ясно видеть и другие кинематические параметры распада  $\theta_+, \theta_-; P_+, P_-$  и  $P_0$ , а также можно видеть, что есть совокупность значений  $\alpha$  и  $\varepsilon$ , лежащих на одной кривой, где все кинематические параметры распада  $\theta^\circ$  и  $\Lambda^\circ$  ( или  $\theta^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$  ) совпадают между собой, и таким образом, нельзя их идентифицировать по кинематике. В области близкой к этой кривой, кинематические параметры распада  $\theta^\circ$  и  $\Lambda^\circ$  ( или  $\theta^\circ$  и  $\tilde{\Lambda}^\circ$  ) мало различаются и тоже трудно их идентифицировать по кинематике. В этих случаях надо идентифицировать по схеме рождения по ионизации или аннигиляции. Но как уже отметили выше, это не всегда можно сделать из-за большой энергии.

Таким образом можно оценить, что около 85%  $\theta^\circ$ , распадающихся на  $\pi^+ + \pi^-$  и 60%  $\Lambda^\circ$  ( $\tilde{\Lambda}^\circ$ ), распадающихся на  $\pi^+ + p$  ( $\pi^+ + \tilde{p}$ ), будет идентифицировано. Если учесть еще нейтральные распады и часть частиц, которые вышли из камеры, то эффективность идентификации будет следующая:

а) для  $K^0$  - частиц  $\approx 29\%$  от полного числа  $K^0$  - частиц, рожденных в камере;

б) для  $\Lambda^\circ$  ( $\tilde{\Lambda}^\circ$ )  $\approx 28\%$  от полного числа  $\Lambda^\circ$  ( $\tilde{\Lambda}^\circ$ ), рожденных в камере.

Нейтральные распады  $\theta^0$ ,  $\Lambda^0$  и  $\tilde{\Lambda}^0$  будут идентифицироваться по  $e^+e^-$  - паре, образуемой в камере  $\gamma$  - квантами при распаде  $\pi^0$ , как в работе (3).

### III) Идентификация заряженных частиц ( $K^\pm$ , $\Sigma^\pm$ и $\tilde{\Sigma}^\pm$ )

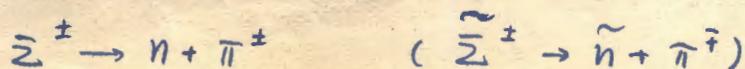
Идентификация заряженных  $V$  - случаев затрудняется из-за большого фона при рассеянии  $\pi^\pm$ - мезонов на протоне или на ядрах углерода, и неточности в измерении импульсов первичных частиц.

Применяя вышеизложенные методы, можно отличить  $\Sigma^\pm$  ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ ) от  $K^\pm$ . Ниже будем рассматривать только вопрос разделения  $\tilde{\Sigma}^\pm$  ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ ) и упругого рассеяния  $\pi^\pm$ - мезонов на  $p$  или  $c$  и  $\Sigma^\pm$  от  $\tilde{\Sigma}^\pm$ . В упругом рассеянии  $\pi^\pm$ - мезонов на  $p$ , когда не видно  $p$  - отдачи, кинетическая энергия протона должна быть меньше 10 Мэв, и в соответствии с этим, угол рассеяния  $\pi^\pm$ - мезонов не превышает предельное значение  $\theta_{max}$ . В табл. У приведены значения  $\theta_{max}$  при различных импульсах первичных частиц и в соответствии с этими целями значения импульсов вторичных заряженных частиц в рассеянии ( $\pi^\pm p$ ) и в распаде  $\tilde{\Sigma}^\pm$  ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ ).

Таблица У.

импульс первичных частиц Бэв/с	$\theta_{max}$	импульс мезонов в рассеянии	импульс $\pi^\pm$ в распаде $\Sigma^\pm$ ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ )	имп. $p$ ( $\bar{p}$ ) в распаде $\Sigma^\pm$ ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ ).
0,5	$15^050$	0,49	0,29	0,22 и 0,55
1,0	$7^050$	0,99	0,44	0,60 и 0,98
2,0	$4^0$	1,99	0,74	1,3 и 1,9
3,0	$2^040$	2,99	1,07	1,95 и 2,8

Из табл.У можно видеть, что распад  $\tilde{\Sigma}^\pm$  ( $\tilde{\Sigma}^\pm$ ), где заряженные вторичные частицы есть  $\pi$  - мезоны



Можно отличить по кинематике от  $(\pi p)$  рассеяния или  $(\pi c)$ , в то время как распад

$$\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (\tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \pi^0 + \tilde{p})$$

очень трудно отличить от  $(\pi p)$  рассеяния при большей энергии. Осталось ещё разделить  $\tilde{\Sigma}^\pm$  от  $\tilde{\Sigma}^\pm$ . Есть следующие две группы:

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (1) \quad \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{p} + \pi^0 \quad (1')$$

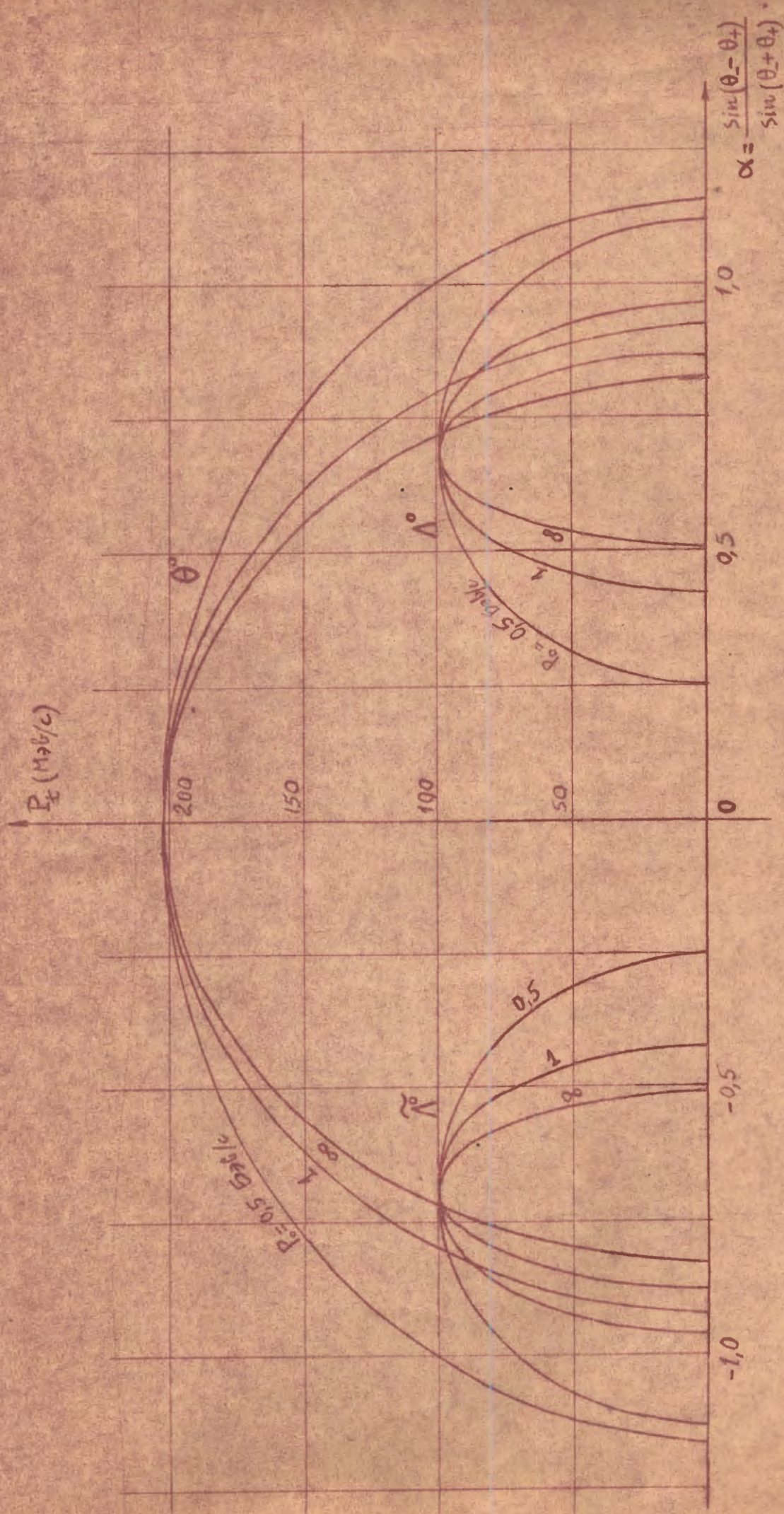
$$\tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{\pi}^+ + n \quad (2) \quad \text{и} \quad \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{\pi}^+ + \tilde{n} \quad (2')$$

$$\tilde{\Sigma}^- \rightarrow \tilde{\pi}^+ + \tilde{n} \quad (3) \quad \tilde{\Sigma}^- \rightarrow \tilde{\pi}^- + n \quad (3')$$

Как мы уже отметили выше, (1) и (1') можно разделить по кинематике от других схем распада; но если  $\tilde{n}$  не аннигилирует в камере, отличить  $\tilde{\Sigma}^-$  в (3) от  $\Sigma^+$  в (2) и  $\tilde{\Sigma}^+$  в (2') от  $\tilde{\Sigma}^-$  в (3') нельзя, <sup>и</sup> только в отдельных случаях можно идентифицировать при изучении полной картины рождения.

#### Л и т е р а т у р а :

- (1) J. Podolanski, R. Armenteres. *Phil. Mag.*, 45 360 (1954)  
 (2) Howard S. White.  
 (3) Fisker *Nuo. Cim.* V, 1700 (1957)



puc. 1



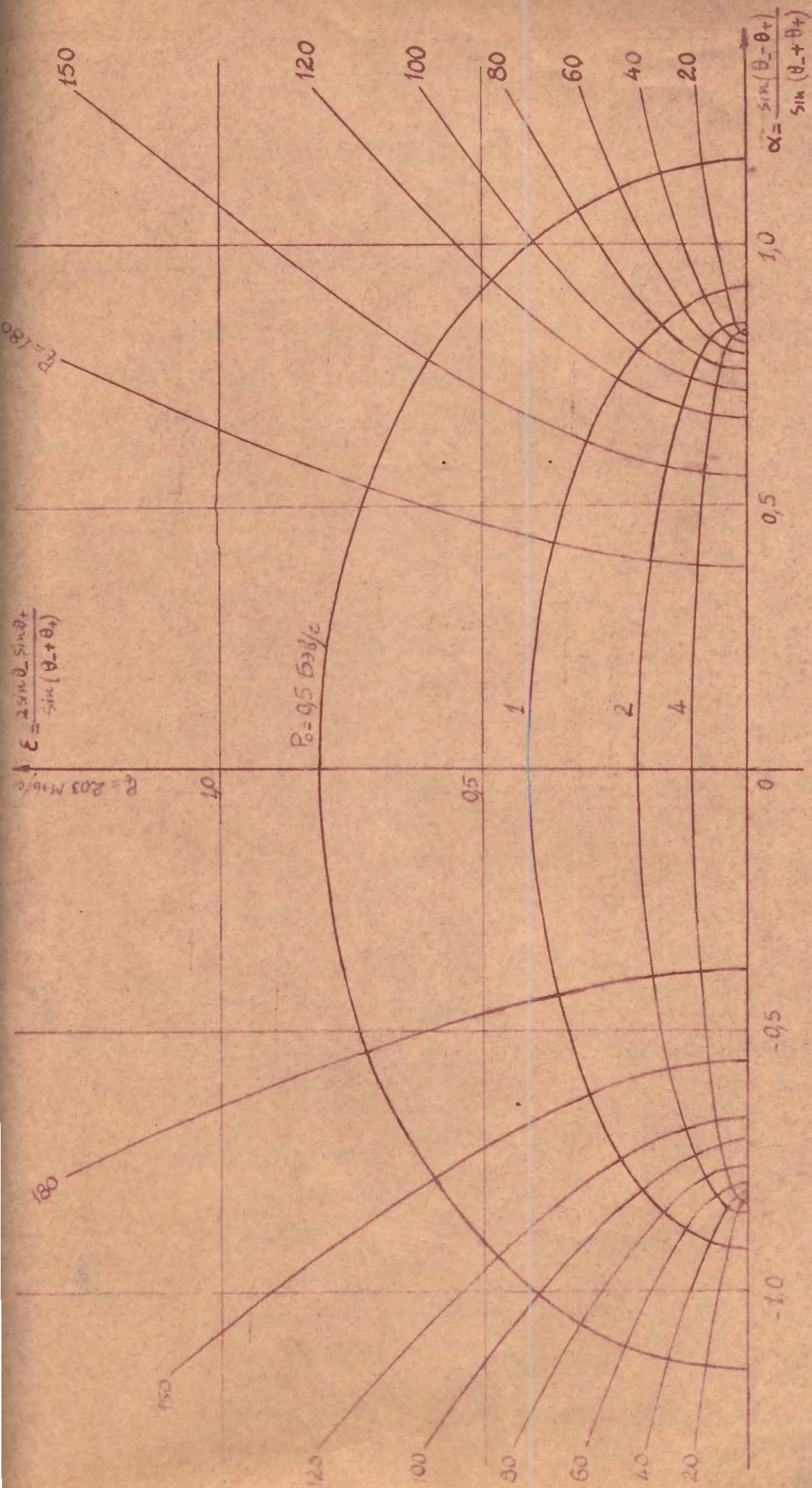
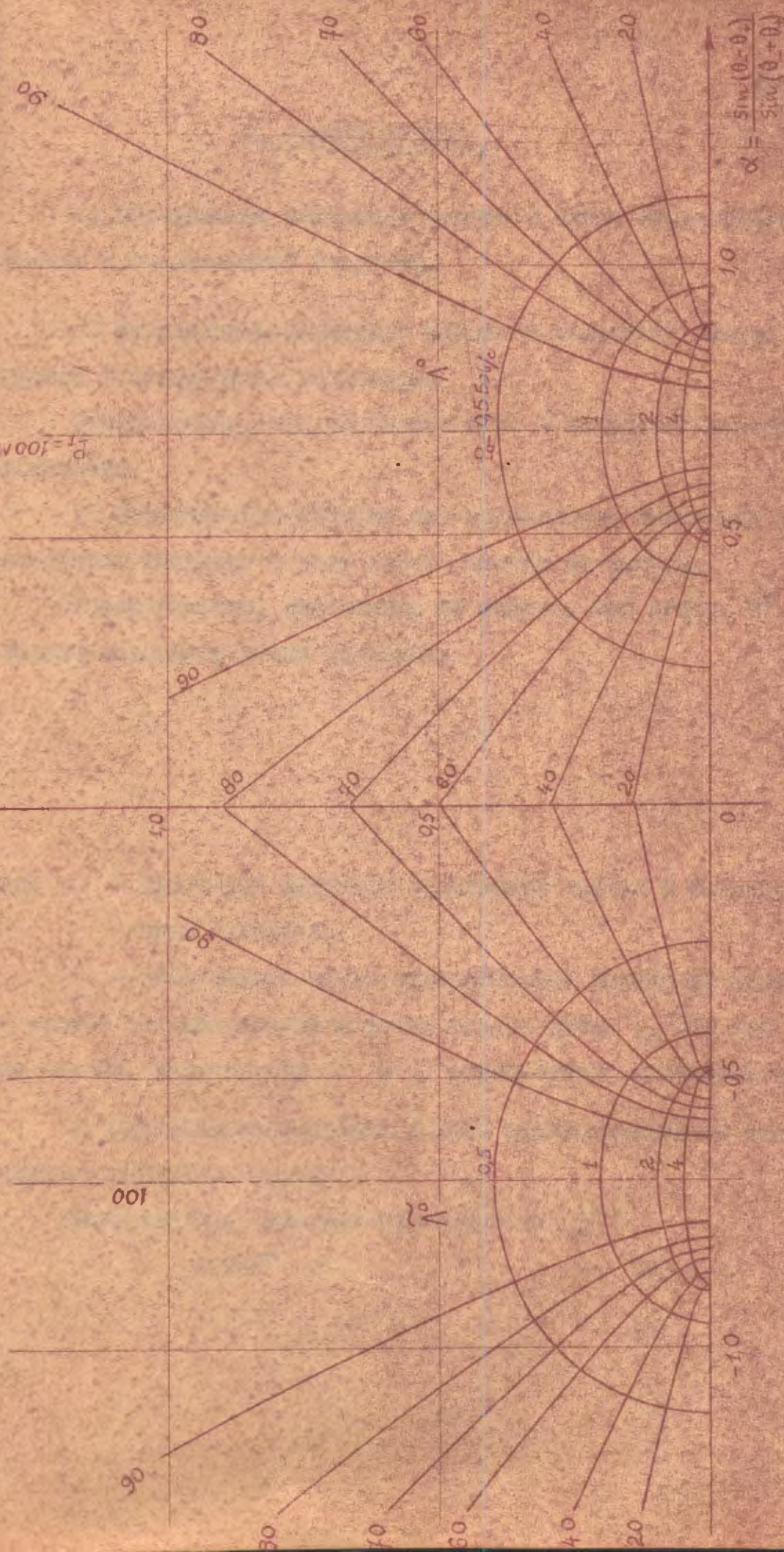


рис. 2

$$\xi = \frac{2.5 \sin \theta_+ \sin \theta_-}{\sin(\theta_+ + \theta_-)}$$

$$P_1 = 100 \text{ MHz}$$



pic. 3

## У. РАСЧЁТ ПУЧКА.

1. Определение положения мишени и вывод отрицательных частиц с определенной энергией.

а) Определение положения мишени в вакуумной камере ускорителя и вывод пучка из камеры.

Предполагаем, что магнитное поле в вакуумной камере постоянно.

1. Приближенные формулы для определения положения мишени по данным импульсу и углу вылета частиц из камеры.

Берем частицы, вылетающие из мишени, под углом  $0^\circ$  относительно падающего пучка протонов.

$$K = \frac{R'}{R_0} = \frac{P_-}{P_P} ; \quad \zeta = \frac{K}{\frac{R}{R_0} + K} \alpha, \quad \ell = \zeta R$$

$$n = \frac{\zeta^2}{2} \left( \frac{\frac{R}{R_0} + K}{K} \right); \quad X = nR$$

где  $K$  - отношения импульса вылетающих частиц к импульсу падающих протонов.

$\alpha$  - угол вылета пучка отрицательных частиц из камеры  $\ominus$  (отсчёт от касательной в точке выхода пучка). Эти две величины заданы. Параметрами  $X$  и  $\ell$  определяется положение мишени.

2. Определение импульса и угла вылета частиц из камеры по данному положению мишени  $(X, \ell)$ .

Если частицы вылетают из мишени под  $0^\circ$

$$\alpha = 180^\circ - 2\gamma - \zeta \quad (3)$$

$$K = \frac{R'}{R_0} = \frac{\sin \zeta}{2 \sin \gamma \cos(\gamma + \zeta)} \quad (4)$$

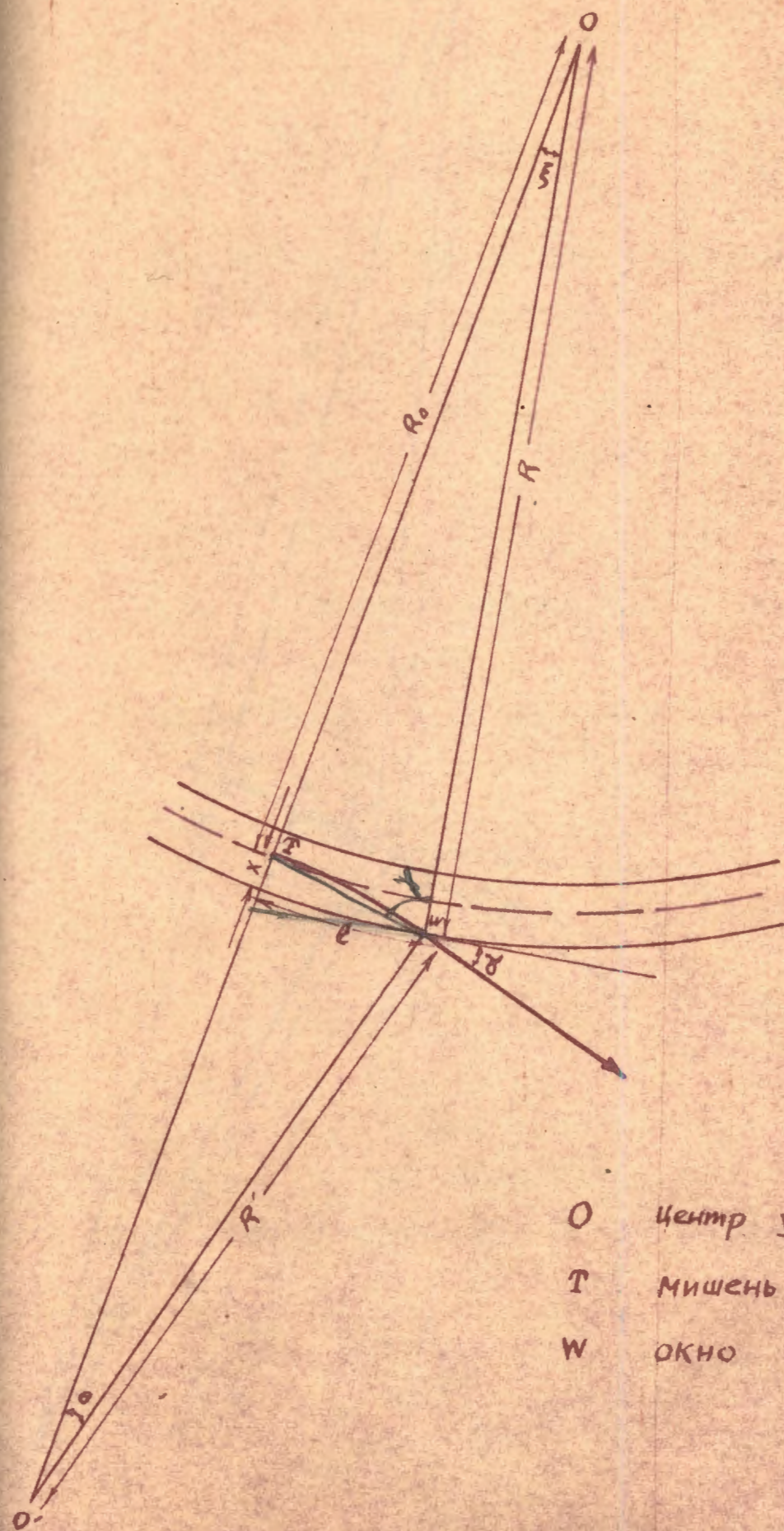


рис. 1



где 
$$\cos \zeta = \frac{R^2 + R^2 - D^2}{2RR} \quad (5)$$

$$\sin \gamma = \frac{R \sin \zeta}{D} \quad (6)$$

Если частицы вылетят из мишени под углом  $\delta$  к первичному пучку, то формулы будут следующие:

$$\alpha = 180^\circ - 2\gamma - \zeta + \delta \quad (7)$$

$$K = \frac{\sin \zeta}{2 \sin \gamma \cos (\gamma + \zeta - \delta)} \quad (8)$$

Знак  $\delta$  определяется, как показано на рисунке 2,  $\cos \zeta$ ,  $\sin \gamma$  определяются по (5), (6).

3. Определение  $l$ ,  $\alpha$  по данным  $K$ ,  $x$

При  $\delta = 0$  следующие формулы очень удобны для определения положения мишени и вывода пучка.

$$R \sin \zeta = \sqrt{\frac{K(R^2 - R^2)}{K+1} - \left(\frac{R^2 - R^2}{2R(K+1)}\right)^2}, \quad l = \zeta R \quad (9)$$

$$R \sin \zeta = KR \sin \theta, \quad \alpha = \zeta + \theta \quad (10)$$

По формулам (9), (10) были построены кривые для нахождения параметров  $l$ ,  $\alpha$  для нескольких  $x$  и  $K$  в интервале 0.2-0.9. Кривые показаны на рис. За и Зв. Взяты постоянные  $R = 2900 \text{ см}$

и  $R = R - x$

I X = 110 CM  
II X = 115 CM  
III X = 120 CM

I  
II  
III

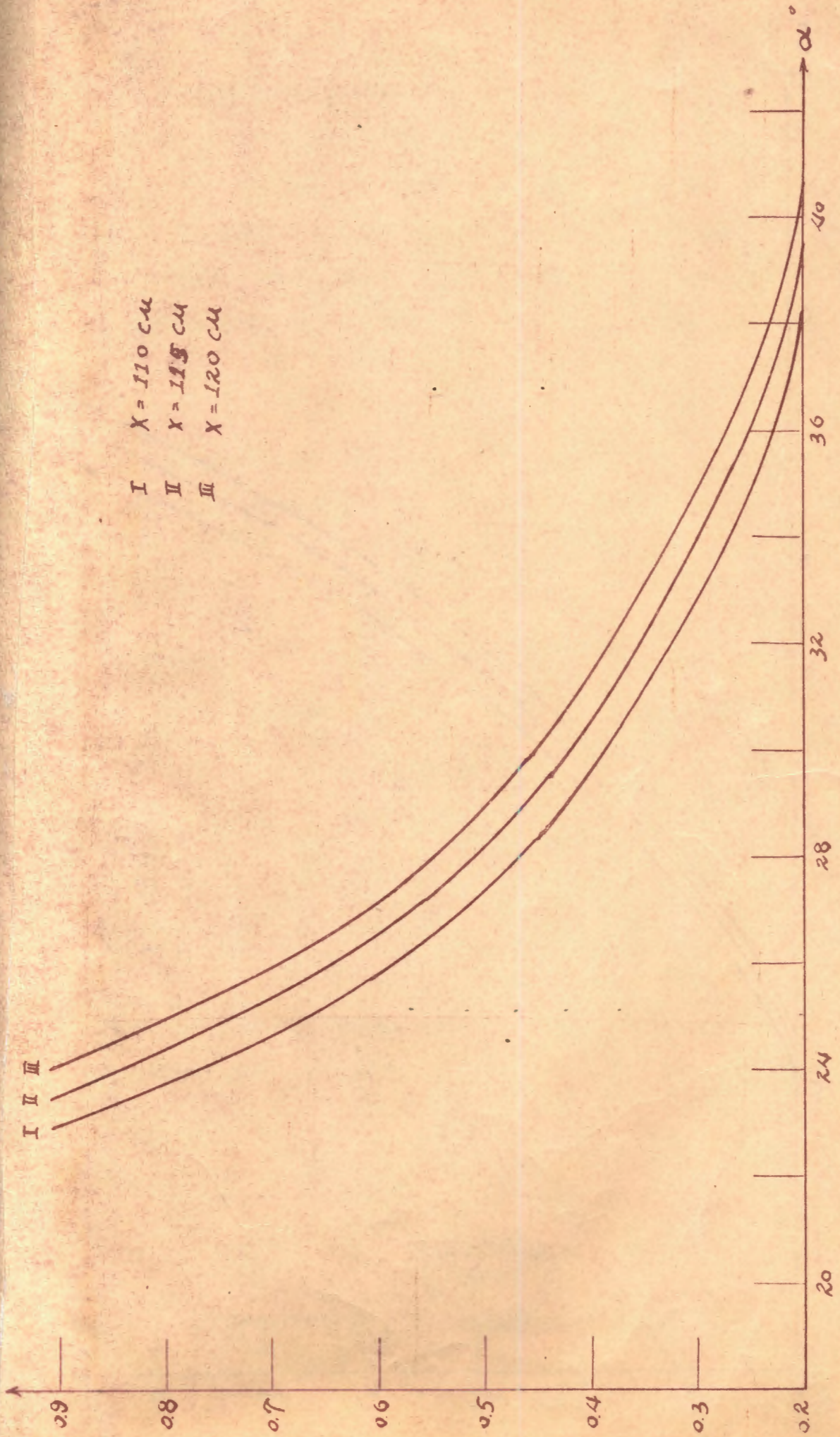
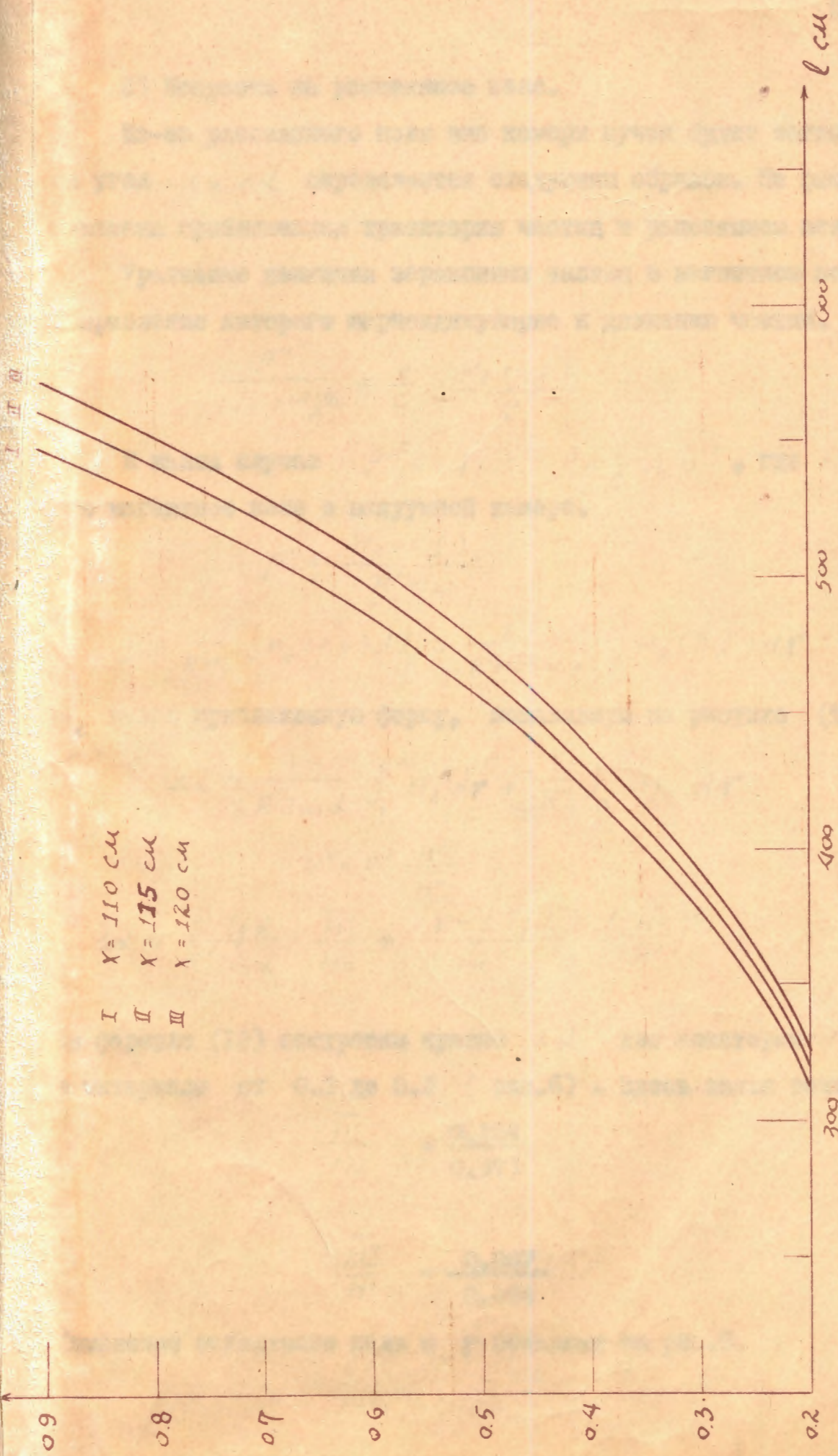


рис. 3а



I X = 110 cm  
 II X = 115 cm  
 III X = 120 cm

рис 3б



б) Поправка на рассеянное поле.

Из-за рассеянного поля вне камеры пучок будет загибаться на угол  $\Delta\alpha$ .  $\Delta\alpha$  определяется следующим образом. На рис. 4 показана приближенная траектория частиц в рассеянном поле.

Уравнение движения заряженных частиц в магнитном поле, направление которого перпендикулярно к движению частиц.

$$\frac{\rho''}{(1+\rho'^2)^{3/2}} = \frac{e}{c} \cdot \frac{H_z(\rho, l)}{P}$$

В нашем случае  $\rho'^2 \ll 1$ .  $P = \frac{e}{c} H_0 R'$ , где  $H_0$  среднее магнитное поле в вакуумной камере.

$$\rho'' = \frac{H_z(\rho, l)}{R' H_0}$$

$$\rho' = \frac{1}{R' H_0} \int H_z(\rho, l) dl \approx \frac{1}{R' H_0 \sin \alpha} \int H_z(\rho, l) dr \quad (11)$$

$H_z$  имеет приближенную форму, показанную на рисунке (5)

$$\Delta\alpha \approx \frac{1}{R'' \sin \alpha} \int_0^a H_z dr + \frac{1}{R''} \int_a^D H_z dr$$

$$R'' = R' \frac{\bar{H}'}{H''}$$

$$\Delta\alpha \approx \frac{c \cdot \text{tg} \alpha}{R' \sin \alpha} \cdot \frac{\bar{H}'}{H_0} + \frac{(D - c \cdot \text{tg} \alpha)}{R'} \left( \frac{\bar{H}''}{\bar{H}'} \right)^2 \quad (12)$$

По формуле (12) построены кривые  $\Delta\alpha$  для некоторых  $\alpha$  и  $K$  в интервале от 0.2 до 0.9 (рис. 6). Здесь взяты величины

$$\frac{\bar{H}'}{H_0} = \frac{0.484}{0.973}$$

$$\frac{\bar{H}''}{\bar{H}'} = \frac{0.087}{0.484}$$

Изменение магнитного поля с  $r$  показано на рис. 5.

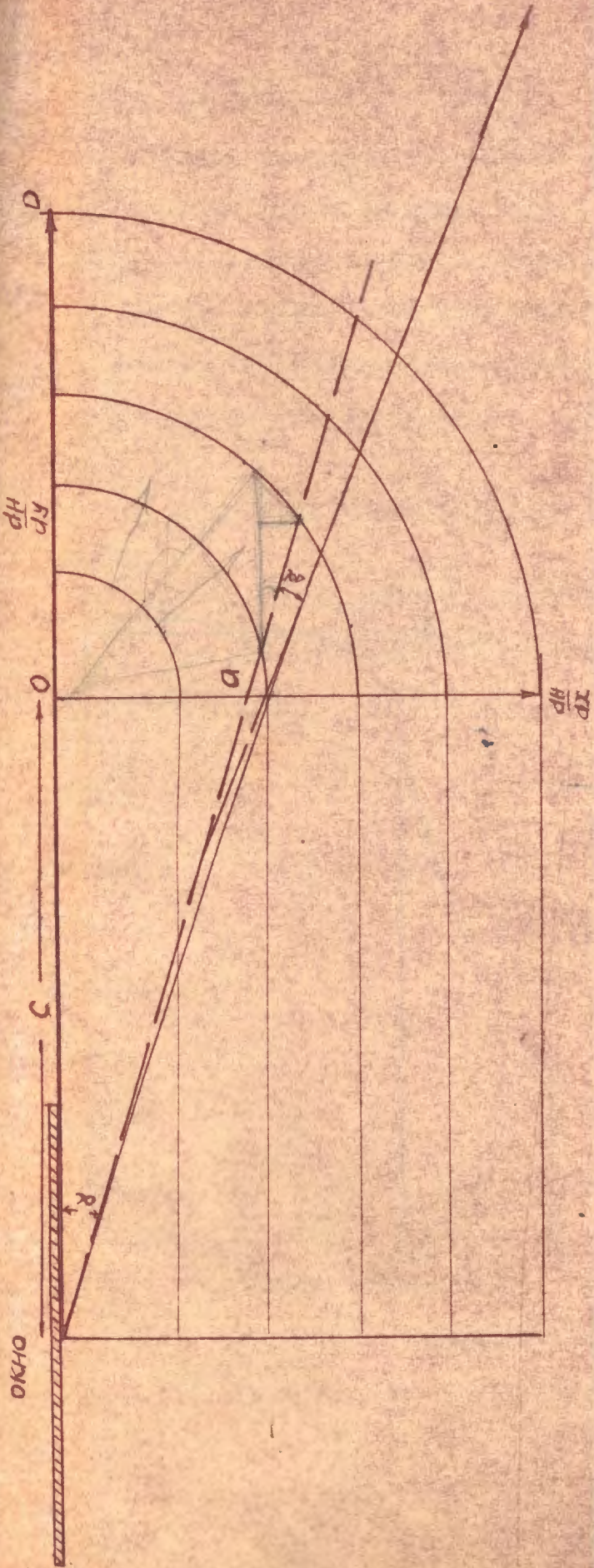


Рис. 9

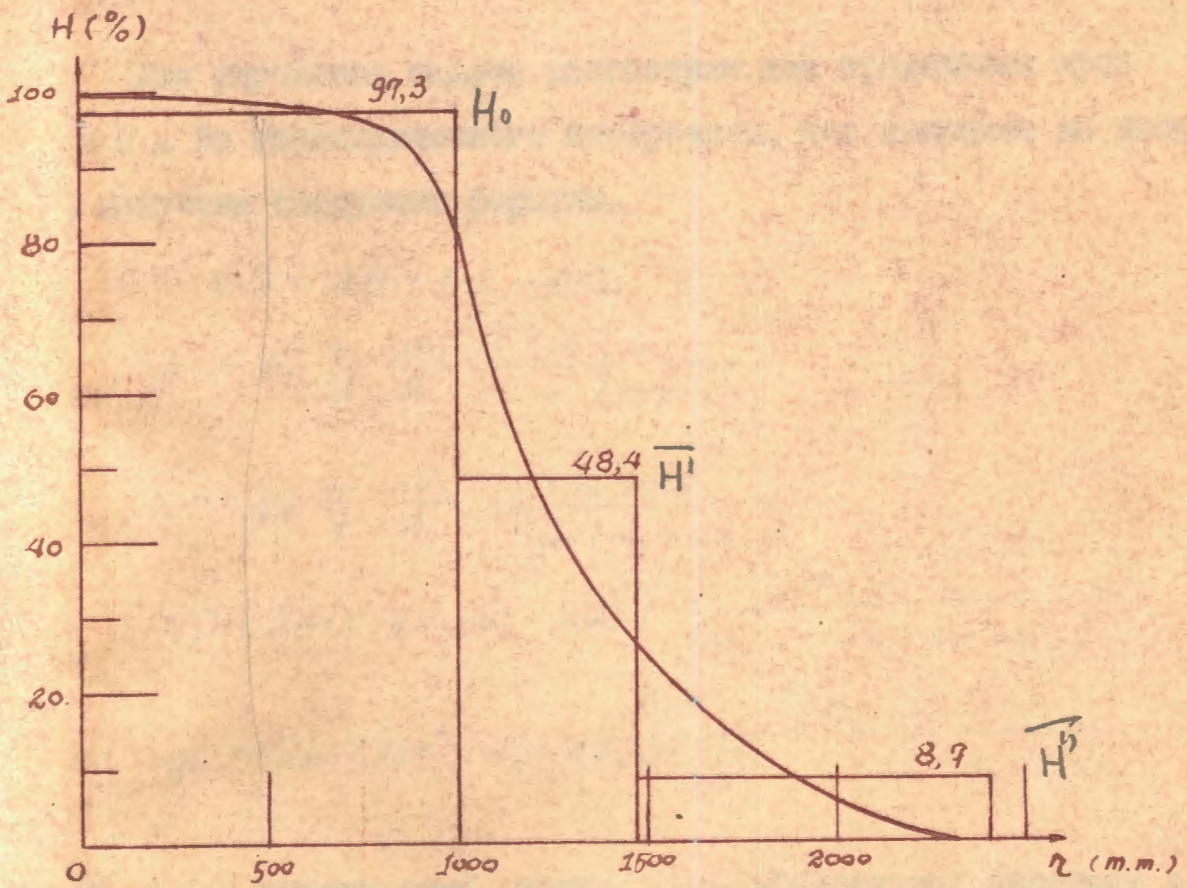


рис. 5

## II. Эффективный источник.

Вследствие влияния рассеянного поля ускорителя пучок фокусируется или дефокусируется в этой области. Для внешней оптической системы мишень не будет находиться на том месте, которое определено по предыдущим формулам, а будет удаляться от него или приближаться к оптической системе. Это так называемый "эффективный источник".

### I. В горизонтальной плоскости.

Для упрощения задачи рассмотрим два предельных луча I и II. Из геометрического построения, как показано на рисунке 7, получены следующие формулы.

$$CD = AB + BD - AC$$

$$AC = \bar{R}_1 \operatorname{tg} \frac{\Delta \alpha_1}{2} \cdot \frac{\sin \Delta \alpha_1}{\sin (\alpha_1 + \Delta \alpha_1)}$$

$$BD = \bar{R}_2 \operatorname{tg} \frac{\Delta \alpha_2}{2} \cdot \frac{\sin \Delta \alpha_2}{\sin (\alpha_2 + \Delta \alpha_2)}$$

и

$$OD = \sin (180^\circ - \alpha_1 - \Delta \alpha_1) \cdot \frac{CD}{\sin (\alpha_1 + \Delta \alpha_1 - \alpha_2 - \Delta \alpha_2)}$$

$$OC = \sin (180^\circ - \alpha_2 - \Delta \alpha_2) \cdot \frac{CD}{\sin (\alpha_1 + \Delta \alpha_1 - \alpha_2 - \Delta \alpha_2)}$$

(13)

где  $AB$  - ширина окна, точка  $O$  - эффективный источник в горизонтальной плоскости.

I  $\alpha = 24^\circ$   
 II  $\alpha = 28^\circ$   
 III  $\alpha = 32^\circ$   
 IV  $\alpha = 36^\circ$

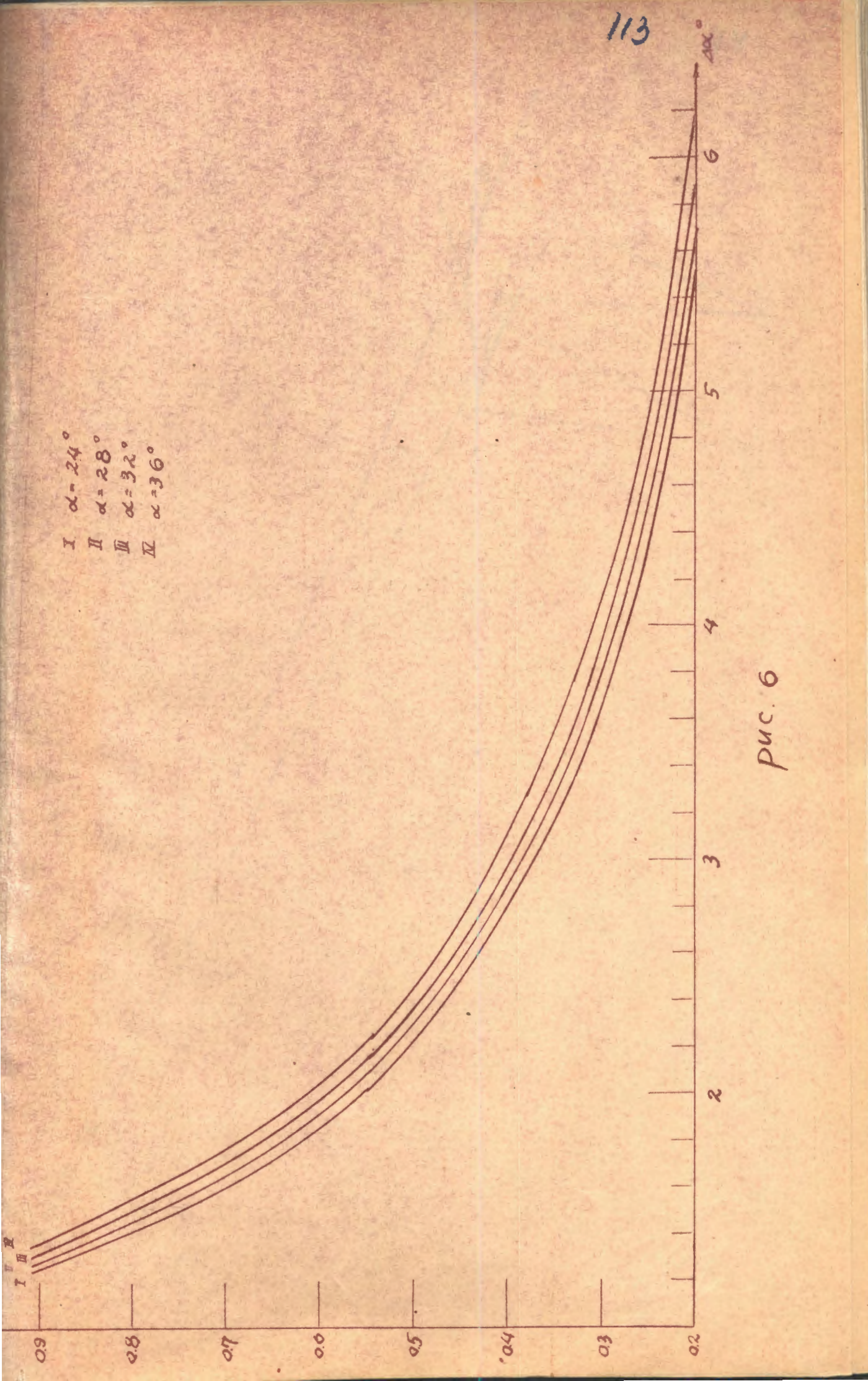


рис. 6

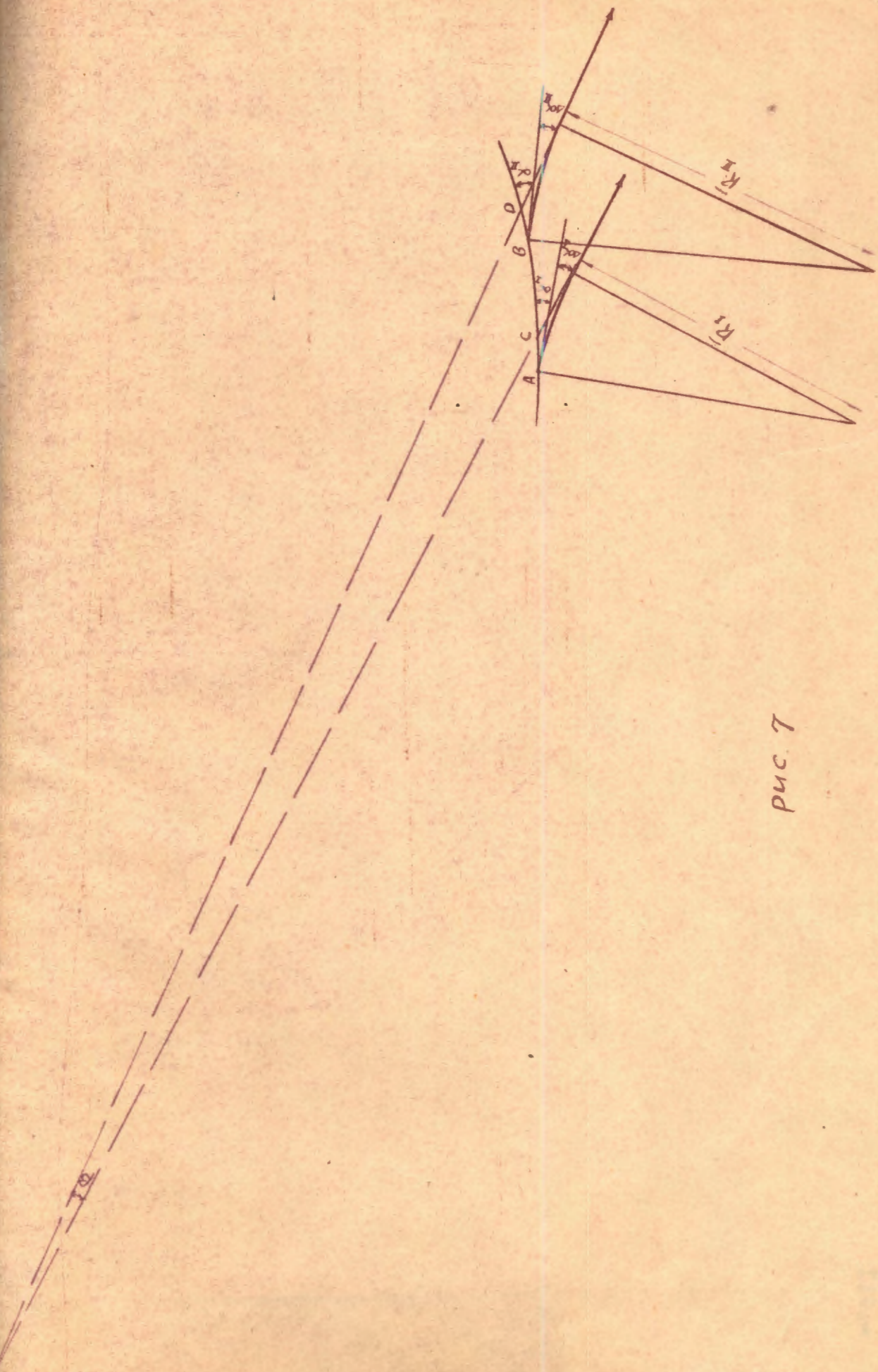


рис. 7

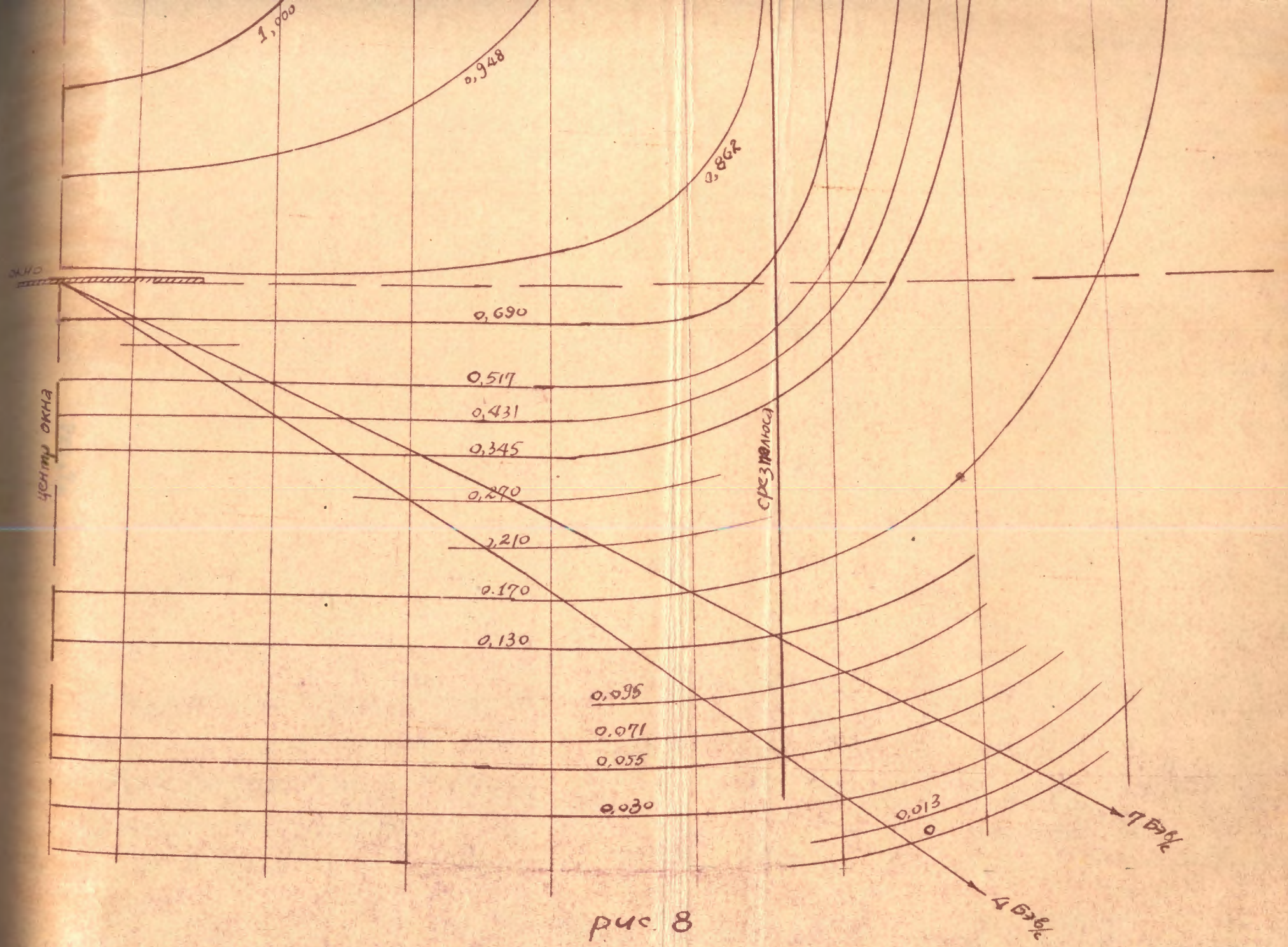


рис. 8

Были сосчитаны положения точки "0" в двух вариантах, т.е. для отрицательных частиц с импульсом 4 Бэв/с и 7 Бэв/с. Результаты приведены в таблице I. Взяты  $l = 430$  см,  $X = 115$  см для 4 Бэв/с и  $l = 521$  см  $X = 115$  см для 7 Бэв/с, ширина окна 60 см и ширина мишени 5 см;  $ab = 5$  см.

Таблица I

Для точки <i>a</i> 4 Бэв/с	OC	1763 см
	OD	1809 см
7 Бэв/с	OC	1580 см
	OD	1630 см
Для точки <i>b</i> 4 Бэв/с	OC	1572 см
	OD	1617 см
7 Бэв/с	OC	1582 см
	OD	1632 см

## 2. В вертикальной плоскости.

В изменении движения частиц в вертикальной плоскости основную роль играет неоднородность магнитного поля ( $H_z$ ). В нашем случае пучок дефокусируется.

Уравнение движения отрицательных частиц в вертикальной плоскости запишется в виде

$$\frac{d}{dt}(mz') = \frac{e}{c} l' H_p - \frac{l}{c} p' H_z$$



координаты выбраны

$$\vec{z} = \vec{\rho} \times \vec{l}$$

$$H_{\rho} = H_2 \cos \beta = \frac{\partial H_2}{\partial r} z \cos \beta$$

$$H_l = H_2 \sin \beta = \frac{\partial H_2}{\partial r} z \sin \beta$$

$$\rho'^2 + l'^2 + z'^2 = v^2$$

$v$  скорость движения частиц.

В нашем случае частицы с высокой энергией, и можно получить результаты с пренебрежимо малой ошибкой, если предположить

$$\rho' \ll l' \quad , \quad l' \approx v$$

Уравнение движения будет

$$\frac{d^2 z}{dl^2} - \frac{0.03}{P} \frac{dH_2}{dr} z \cos \beta = 0 \quad (14)$$

$P$  в единицах Бэв/с,  $\frac{dH_2}{dr}$  в килогаусс/м

Решение этого уравнения можно записать в следующем виде

$$\begin{vmatrix} z \\ \frac{dz}{dl} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cosh \sqrt{k} l & \frac{\sinh \sqrt{k} l}{\sqrt{k}} \\ \sqrt{k} \sinh \sqrt{k} l & \cosh \sqrt{k} l \end{vmatrix} \begin{vmatrix} z_0 \\ \frac{dz}{dl}_0 \end{vmatrix}$$

$$k = \frac{0.03}{P} \frac{dH_2}{dr} \cos \beta$$

Эффективный источник находится на расстоянии

$$L' = \frac{z}{\frac{dz}{dl}} \Big|_{l=L}$$

от края магнитного поля, где  $L$  полная длина жизни частиц в магнитном поле.

Были сосчитаны положения эффективного источника в вертикальной плоскости для 4 Бэв/с и 7 Бэв/с вариантов. При расчёте

разделили полную длину частиц на несколько участков и предположили, что на каждом из них  $\kappa$  постоянно. График пути частиц в магнитном поле и результаты приведены на рис. 8 и в таблице 2. Положение мишени взято таким же, как указано раньше.

Таблица II

4 Бэв/с участок	$l$ (М)	$\frac{dH}{dz}$ (К.Т. М)	$\cos \beta$
I	3.40	0	
2	0.90	4.85	0.875
3	0.39	17.40	0.857
4	0.28	13.20	0.857
5	0.37	8.20	0.857
6	0.18	4.60	0.839
7	0.17	4.60	0.815
8	0.16	3.45	0.799
9	0.16	3.45	0.777
10	0.09	2.88	0.766
11	0.17	2.61	0.743
12	0.15	2.87	0.719

$$L' = 4.51 \text{ М}$$

7 Бэв/с участок	$l$	$\frac{dH}{dz}$	$\cos \beta$
I	4.00	0	
2	1.20	4.85	0.915
3	0.48	17.40	0.904
4	0.35	13.20	0.904
5	0.22	9.60	0.904
6	0.20	6.90	0.883
7	0.20	4.20	0.866
8	0.19	4.60	0.848
9	0.16	3.60	0.839
10	0.24	3.45	0.682
11	0.22	2.40	0.695
12	0.06	2.98	0.616

$$L' = 6.66 \text{ М}$$

Окончательно запишем положение эффективного источника в обеих плоскостях от центра окна, через которое вылетят частицы; это будет полезно для дальнейшего расчёта.

Таблица III.

В горизонтальной плоскости

4 Бэв/с 17 м

7 Бэв/с 16 м

В вертикальной плоскости

4 Бэв/с 2.3 м

7 Бэв/с 4.1 м

### III. Магнитный канал.

#### а) Фокусирующие линзы.

Для увеличения интенсивности пучка отрицательных частиц применена фокусирующая система, составленная из двух магнитных линз МЛ-7 (+ -). Расчёт магнитной фокусирующей системы проводился аналогично расчёту обычной оптической системы.

Основные формулы следующие.

#### I. Фокусное расстояние для одной линзы.

Уравнения движения заряженных частиц в линзе

$$\frac{d^2x}{dy^2} + \frac{r}{HR} \frac{dH_z}{dx} x = 0$$

$$\frac{d^2z}{dy^2} - \frac{r}{HR} \frac{dH_x}{dz} z = 0$$

Фокусное расстояние

$$f_f = \frac{1}{\sqrt{k} \sin \sqrt{k} l}$$

дефокусное расстояние

$$f_{def} = \frac{1}{\sqrt{k} \sinh \sqrt{k} l}$$

$$y_f = \frac{1 - \cos \sqrt{k} l}{\sqrt{k} \sin \sqrt{k} l} \quad (16)$$

$$y_{def} = \frac{\cosh \sqrt{k} l - 1}{\sqrt{k} \sinh \sqrt{k} l}$$

где  $K = \frac{0.03}{P} \frac{dH}{dz}$  ,  $P$  в единицах  $\frac{B \cdot V}{c}$  ,  $\frac{dH}{dz}$  в  $\frac{K. \Gamma.}{M.}$

$K$  в  $M^{-2}$  где  $y$  - расстояние между главной плоскостью и геометрическим срезом,  $l$  - длина линзы.

## 2. Фокусное расстояние для системы линз.

Рассмотрим магнитную систему как оптическую систему.

Имеется линзы  $f_1 (f_1')$  ;  $f_2 (f_2')$  и расстояние между главными плоскостями  $(P_2, P_1) = t$

Фокусное расстояние системы  $f (f')$

главные плоскости системы  $P (P')$

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta} \quad , \quad f' = - \frac{f_1' f_2'}{\Delta}$$

$$y_H = f_1 \cdot \frac{\Delta + f_1' - f_2}{\Delta} = f_1 \cdot \frac{t}{\Delta} \quad (17)$$

$$y_H' = f_2' \cdot \frac{\Delta + f_1' - f_2}{\Delta} = f_2' \cdot \frac{t}{\Delta}$$

## 3. Расчёт фокусирующей системы.

В нашем канале помещается только две линзы, а магнитные измерения показали, что градиент в линзах не может быть больше  $\sim 520$  гаусс/см. Учитывая это, подбираем градиенты в линзах и расстояние между линзами для получения наиболее удовлетворительного изображения ( по размерам и положению). Результаты расчёта показали, что для 4 Бэв/с варианта градиенты в линзах должны быть 450 гаусс/см и  $\sim 525$  гаусс/см (максимальный), первая линза будет фокусировать пучок в горизонтальной плоскости и вторая будет дефокусировать. Расстояние между коухами линз около 20 см. Для 7 Бэв/с варианта, градиенты 500 и около 516 гаусс/см, расстояние между коухами 80 см и направление градиентов такое же как и в первом варианте.



Подробный расчёт приведен ниже в таблице IV.

Таблица IV

(I) Для 4 Бэв/с варианта  
для одной линзы:

$$\frac{dH}{dz} = 450$$

$P$	$f_+$	$y_+$	$f_{def}$	$y_{def}$
3.5	2.76	0.51	2.42	0.49
4.0	3.14	0.51	2.81	0.49
4.5	3.50	0.51	3.17	0.49

$$\frac{dH}{dz} = 500$$

$P$	$f_+$	$y_+$	$f_{def}$	$y_{def}$
3.5	2.51	0.52	2.18	0.48
4.0	2.85	0.52	2.51	0.48
4.5	3.17	0.52	2.81	0.48

$$\frac{dH}{dz} = 525$$

$P$	$f_+$	$y_+$	$f_{def}$	$y_{def}$
3.5	2.40	0.52	2.06	0.48
4.0	2.71	0.52	2.38	0.48
4.5	3.03	0.52	2.70	0.48

$$\frac{dH}{dz} = 550$$

$P$	$f_+$	$y_+$	$f_{def}$	$y_{def}$
3.5	2.30	0.52	1.96	0.48
4.0	2.60	0.52	2.27	0.48
4.5	2.91	0.52	2.56	0.48

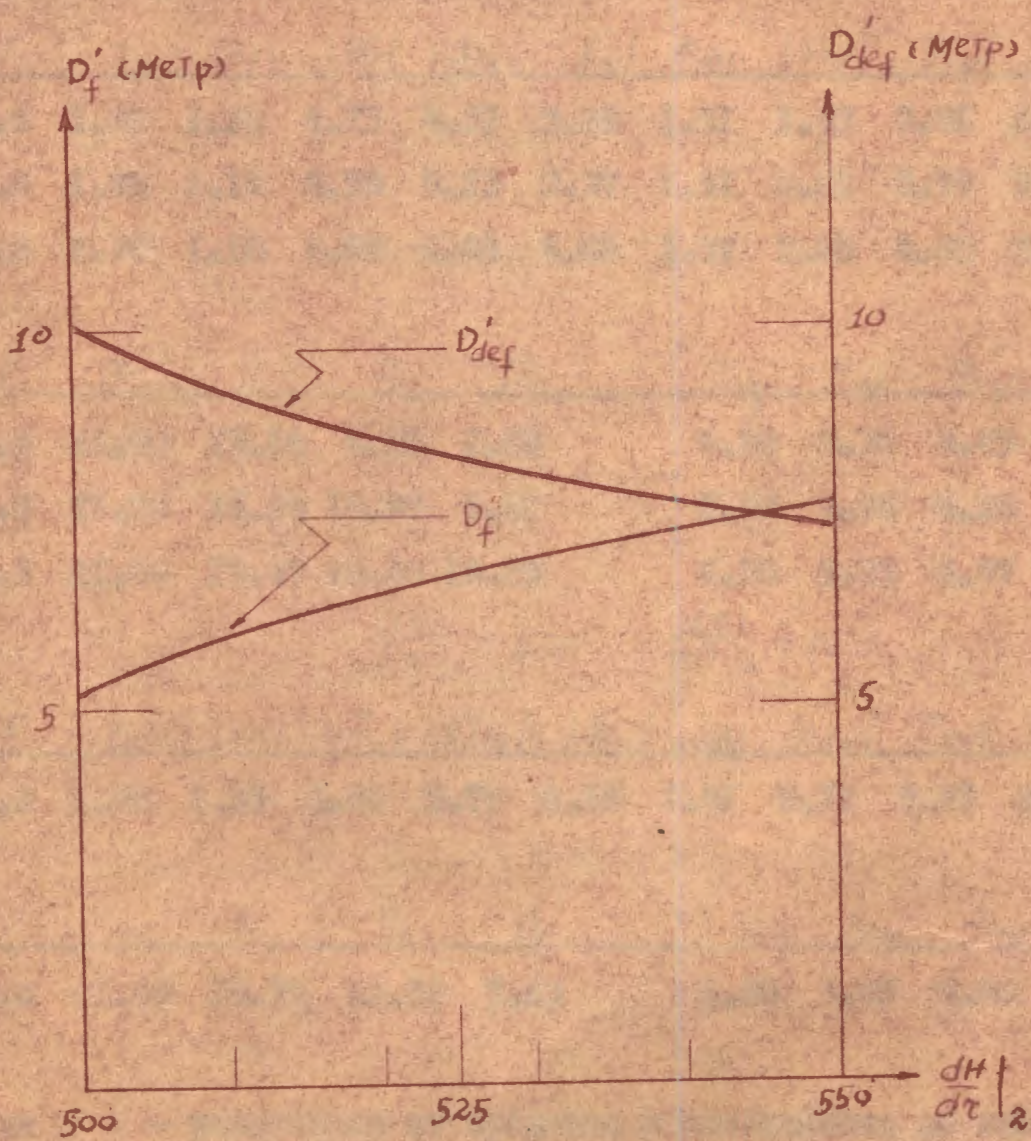


рис 10

Таблица У

для системы

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 450 \quad \frac{dH}{dz}\Big|_2 = 500$$

P	$t_f$	$ A_f $	$ F_f $	$ y_{Hf} $	$ y'_{Hf} $	$t_{def}$	$ A_{def} $	$ F_{def} $	$ y_{Hdef} $	$ y'_{Hdef} $
4.0	1.89	1.26	6.25	4.71	3.76	1.91	1.87	4.28	2.87	2.91

P	$D_f$	$P_f$	$q_f$	$D'_f$	$D_{def}$	$P_{def}$	$q_{def}$	$D'_{def}$
4.0	21.00	16.80	9.55	5.30	6.50	9.78	7.65	10.04

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 450 \quad \frac{dH}{dz}\Big|_2 = 525$$

P	$t_f$	$ A_f $	$ F_f $	$ y_{Hf} $	$ y'_{Hf} $	$t_{def}$	$ A_{def} $	$ F_{def} $	$ y_{Hdef} $	$ y'_{Hdef} $
3.5	1.90	1.20	4.73	4.37	3.26	1.91	1.93	3.01	2.39	2.37
4.0	1.90	1.10	6.55	5.23	3.97	1.91	2.01	3.79	2.67	2.57
4.5	1.90	1.10	8.60	6.04	4.66	1.91	2.05	4.68	2.95	2.82

P	$D_f$	$P_f$	$q_f$	$D'_f$	$D_{def}$	$P_{def}$	$q_{def}$	$D'_{def}$
3.5	21.00	17.14	6.55	2.80	6.50	9.30	4.45	6.30
4.0	21.00	16.28	10.97	6.61	6.50	9.58	6.26	8.31
4.5	21.00	15.47	19.40	14.25	6.50	9.85	8.97	11.27

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 450 \quad \frac{dH}{dz}\Big|_2 = 550$$

P	$t_f$	$ A_f $	$ F_f $	$ y_{Hf} $	$ y'_{Hf} $	$t_{def}$	$ A_{def} $	$ F_{def} $	$ y_{Hdef} $	$ y'_{Hdef} $
4.0	1.90	1.03	6.90	5.79	4.18	1.91	2.11	3.47	2.54	2.35

P	$D_f$	$P_f$	$q_f$	$D'_f$	$D_{def}$	$P_{def}$	$q_{def}$	$D'_{def}$
4.0	21.00	15.72	12.30	7.63	6.50	9.45	5.48	7.34

где P, q - расстояние от предмета и изображения до главной плоскости

D, D' - расстояния от предмета и изображения до среза линзы.



они определяются из  $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}$

$$P_f = D_f + |y_{f1}| - |y_{Hf}|, \quad P_{def} = D_{def} + |y_{def1}| + |y_{Hdef}|$$

$$D'_f = q_f - |y_{def2}| - |y_{Hf}'|, \quad D'_{def} = q_{def} + |y'_{Hdef}| - |y_{f2}|$$

Наилучшая рабочая точка для 4 Бэв/с показана на рис.10, но видно, что эта рабочая точка не наилучшая для частиц с импульсом 3.5 Бэв/с или 4 Бэв/с. Масштаб изображения приблизительно равен единице в обеих плоскостях.

(2) Для 7 Бэв/с варианта для одной линзы приведены в таблице VI.

Таблица VI

	$P$	$f_f$	$y_f$	$f_{def}$	$y_{def}$
$\frac{dH}{dz} = 500$	6.5	4.49	0.51	4.16	0.49
	7.0	4.85	0.51	4.47	0.49
	7.5	5.17	0.51	4.87	0.49

	$P$	$f_f$	$y_f$	$f_{def}$	$y_{def}$
$\frac{dH}{dz} = 510$	6.5	4.41	0.51	4.08	0.49
	7.0	4.74	0.51	4.41	0.49
	7.5	5.08	0.51	4.72	0.49

	$P$	$f_f$	$y_f$	$f_{def}$	$y_{def}$
$\frac{dH}{dz} = 525$	6.5	4.31	0.51	3.98	0.49
	7.0	4.61	0.51	4.27	0.49
	7.5	4.93	0.51	4.60	0.49

для системы в табл. УП.

Таблица УП.

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 500$$

$$\frac{dH}{dz}\Big|_2 = 500$$

P	t <sub>f</sub>	Δf	F <sub>f</sub>	y <sub>нf</sub>	y' <sub>нf</sub>	<del>t<sub>def</sub></del>	<del>Δ<sub>def</sub></del>	F <sub>def</sub>	y <sub>нdef</sub>	y' <sub>нdef</sub>
7.0	2.50	2.12	10.20	5.72	5.27	2.50	1.62	10.20	5.27	5.72

P	D <sub>f</sub>	P <sub>f</sub>	q <sub>f</sub>	D' <sub>f</sub>	D <sub>def</sub>	P <sub>def</sub>	q <sub>def</sub>	D' <sub>def</sub>
7.0	20.00	14.79	32.80	27.04	8.10	13.86	38.60	43.81

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 500$$

$$\frac{dH}{dz}\Big|_2 = 510$$

P	t <sub>f</sub>	Δf	F <sub>f</sub>	y <sub>нf</sub>	y' <sub>нf</sub>	t <sub>def</sub>	Δ <sub>def</sub>	F <sub>def</sub>	y <sub>нdef</sub>	y' <sub>нdef</sub>
6.5	2.50	2.09	8.78	5.37	4.89	2.50	2.25	8.14	4.62	4.90
7.0	2.50	2.06	10.38	5.89	5.35	2.50	2.23	9.51	5.01	5.32
7.5	2.50	2.05	11.92	6.31	5.76	2.50	2.24	10.94	5.38	5.68

P	D <sub>f</sub>	P <sub>f</sub>	q <sub>f</sub>	D' <sub>f</sub>	D <sub>def</sub>	P <sub>def</sub>	q <sub>def</sub>	D' <sub>def</sub>
6.5	20.00	15.24	20.90	15.52	8.10	13.21	21.20	25.59
7.0	20.00	14.62	35.70	29.86	8.10	13.60	31.65	36.48
7.5	20.00	14.20	74.60	68.35	8.10	13.97	50.50	55.69

$$\frac{dH}{dz}\Big|_1 = 500$$

$$\frac{dH}{dz}\Big|_2 = 525$$

P	t <sub>f</sub>	Δf	F <sub>f</sub>	y <sub>нf</sub>	y' <sub>нf</sub>	t <sub>def</sub>	Δ <sub>def</sub>	F <sub>def</sub>	y <sub>нdef</sub>	y' <sub>нdef</sub>
7.0	2.50	1.92	10.80	6.32	5.56	2.50	2.36	8.73	4.73	4.88

P	D <sub>f</sub>	P <sub>f</sub>	q <sub>f</sub>	D' <sub>f</sub>	D <sub>def</sub>	P <sub>def</sub>	q <sub>def</sub>	D' <sub>def</sub>
7.0	20.00	14.19	45.30	39.25	8.10	13.33	25.20	29.57

Тогда выбираем рабочую точку для 7 Бэв/с по рисунку II.  
Масштаб изображения приблизительно 2.5 в обеих плоскостях.

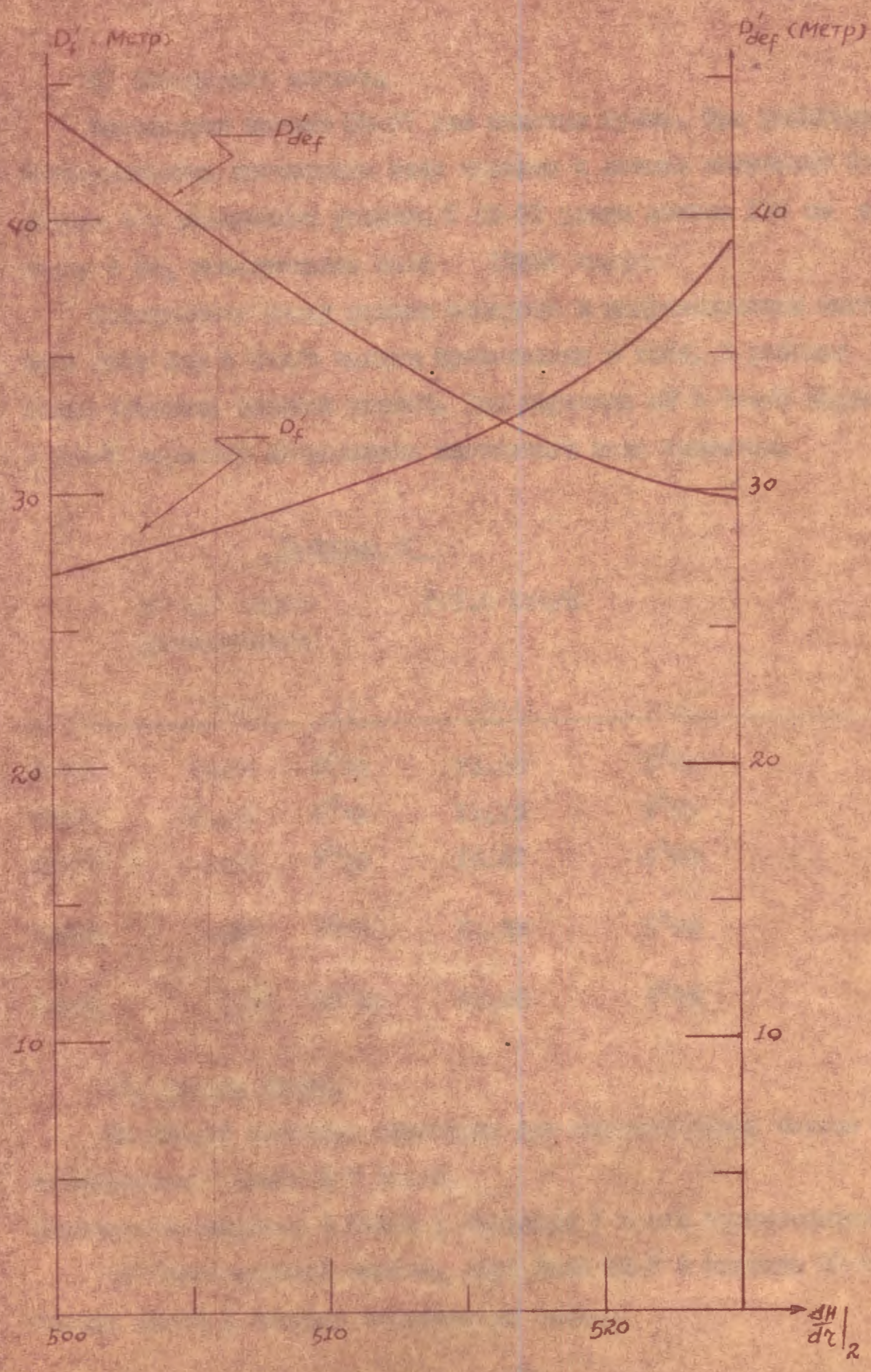


рис 11

### б) Поворотный магнит.

Используем магнит СП-57 для очистки пучка. При различных напряженностях магнитного поля частицы с данным импульсом будут лететь под различными углами. У СП-57 длина полюса 130 см и зазор 8 см, максимальное поле 17600 гаусс.

Соотношения между углами поворота и напряженностью магнитного поля для 4 Бэв/с частиц произведены в табл. 8 рабочей точка отмечена красной чертой. При переходе от 4 Бэв/с варианта к 7 Бэв/с варианту направление магнитного поля меняется.

Таблица 8

P= 4.0 Бэв/с  
~~P=4.0 Бэв/с~~

P=7.0 Бэв/с

H	P(M)	$\Delta\theta^\circ$	P(M)	$\Delta\theta^\circ$
10000	13.33	5 <sup>0</sup> 34	23.28	3 <sup>0</sup> 12
12000	11.11	6 <sup>0</sup> 42	19.15	3 <sup>0</sup> 53
14000	9.53	7 <sup>0</sup> 50	16.67	4 <sup>0</sup> 28
16000	8.33	8 <sup>0</sup> 58	14.58	5 <sup>0</sup> 06
18000	7.41	10 <sup>0</sup> 06	12.98	5 <sup>0</sup> 45

### IV. График пучка.

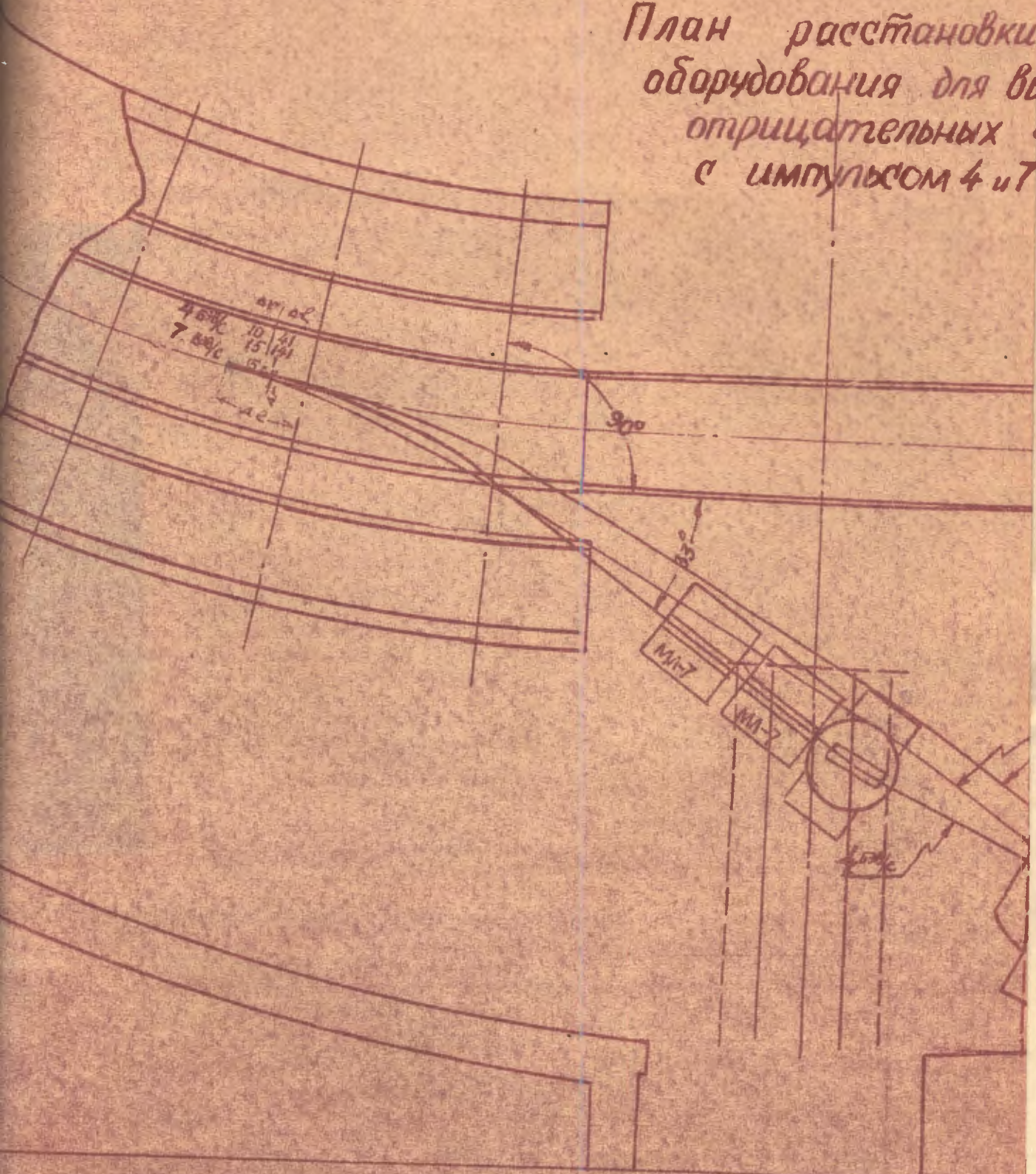
На рис. 12 показаны геометрия для отрицательных частиц с импульсом 4 Бэв/с и 7 Бэв/с.

Переход от импульса 4 Бэв/с к импульсу 7 Бэв/с производится:

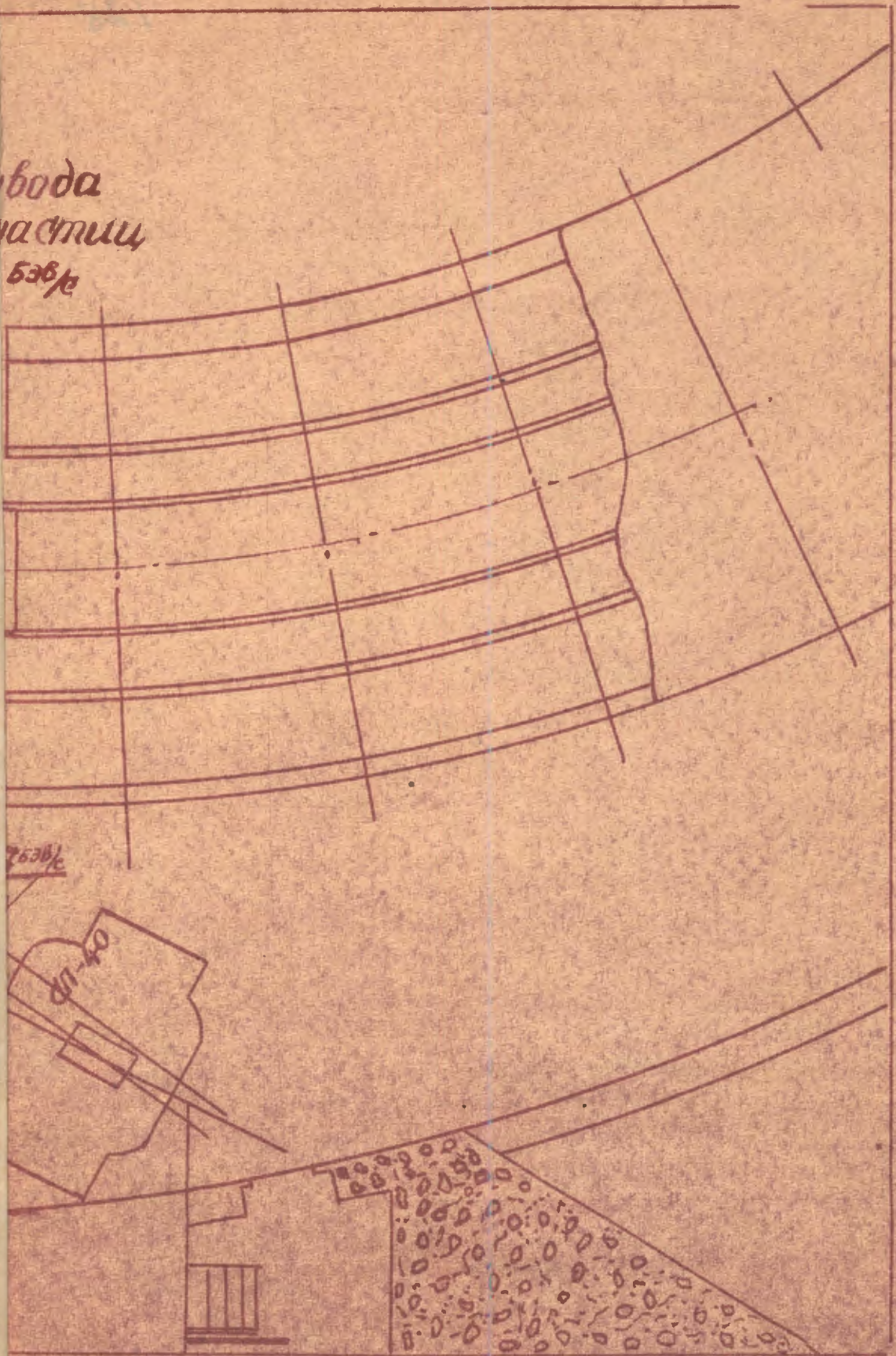
а) Перестановкой мишени, двух линз МЛ-7 и магнита СП-57.

Магнит СП-40 с камерой остается на месте.

План расстановки  
оборудования для во  
отрицательных  
с импульсом 4 и 7

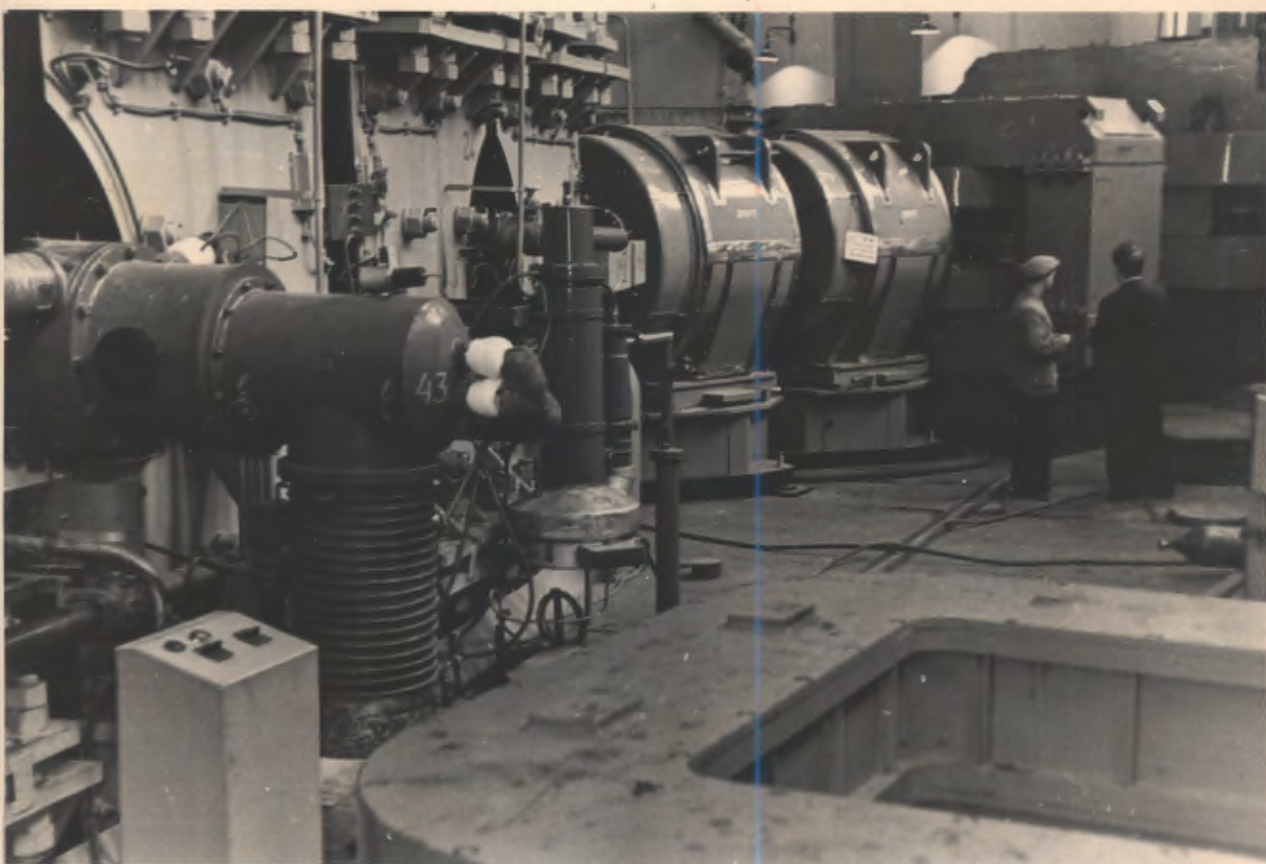


вода  
на ступи  
базе



7630/2

04-110



Магнитный канал.

б) Путем установления <sup>НК.</sup> точной стенки в вакуумной камере на пути вывода и перемещения всей магнитной системы. Мишень остается на прежнем месте.

У. Мишень и флажок рассчитывались А. Рубиным и Ван Шоу - сяи ( см. их отчет ~~в~~ приложении ).

#### VI. ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСАМИ

4 Бэв/с и 7 Бэв/с

Пучок протонов, ускоренных до энергии 9 Бэв будет падать на Be мишень размером  $2 \times 5 \times 20 \text{ см}^3$ . При взаимодействии протонов высокой энергии с ядрами Be будет происходить множественное рождение  $\pi$  - мезонов. Число взаимодействий протонов с ядрами Be.

$$N_1 = N \sigma l n$$

где  $N$  - интенсивность падающих на мишень протонов  $1 \cdot 10^7 / \text{мин.}$   
 $\sigma$  - сечение взаимодействия протонов с Be / предполагается равным геометрическому

$$\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3} \quad r_0 = 1 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad A=9 \quad \sigma = 140 \text{ м.б.}$$

$l$  - длина мишени / 20 см /

$n$  - число ядер Be в  $1 \text{ см}^3$  /  $6,06 \cdot 10^{23} \frac{1,83}{9}$  /

$$N_1 = 3,5 \cdot 10^6$$



Средняя множественность рождения пионов при соударении 10 Бэв протонов с нуклонами  $3,7$  <sup>1)</sup>, при соударении 7 Бэв протонов -  $3,13$  <sup>1)</sup>; считаем, что для 9 Бэв протонов средняя множественность  $3,5$ . При справедливости гипотезы зарядовой независимости при больших энергиях  $\pi^-$  будут составлять  $1/3$  от полного числа рожденных пионов. Из полного спектра, родившихся пионов  $\pi^-$  мезоны с  $P = 4 \pm 0,3$  Бэв/с составляют  $2\%$  <sup>2)</sup> (с учетом изобар)

2. см. графики спектров пионов.

1. В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов, Э.Г. Бубелев

<sup>сти</sup>Статистическая теория множественного рождения частиц при столкновении быстрых нуклонов, ЛТФ, Дубна, 1957 г.

Апертура нашей первой линзы  $\pm 1^\circ$ . В этот телесный угол попадает только  $0,15\%$  всех  $\pi^-$  с импульсом  $(4 \pm 0,3)$  Бэв/с. Окончательно имеем:

$$3,5 \cdot 10^6 \cdot 3,5 \cdot \frac{1}{3} \cdot 0,02 \cdot 0,0015 = 122,5 \pi^-/\text{имп.}$$

Т.е. в первую линзу ИЛ-7 будет попадать за импульс  $\sim 122 \pi^-$  с импульсом  $4 \pm 0,3$  Бэв/с. Пионов с  $p=7$  Бэв/с  $\pm 1 \frac{\text{Бэв}}{\text{с}}$  будет за импульс с той же мишени меньше в 9 раз (с учетом изобар) <sup>3)</sup>, т.е.  $13,6 \pi^-/\text{имп.}$

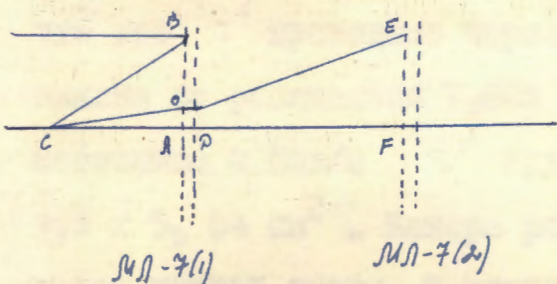
Выше не учитывалось рассеяние и поглощение  $\pi^-$  - мезонов в самой мишени. При  $\sigma_{\pi-\text{Be}} = 140 \mu.\delta.$   $30\%$   $\pi^-$  выбудет из пучка, т.е.

$$\pi^- \text{ с } p=4 \text{ Бэв/с будет } 85/\text{имп.}, \text{ а } 7 \text{ Бэв/с} - 9,5 \pi^-/\text{имп.}$$

При прохождении системы из двух линз ИЛ-7 часть  $\pi^-$  мезонов теряется. Первая линза в горизонтальной плоскости фокусирует, вторая дефокусирует пучок частиц. В вертикальной плоскости на-

оборот. Потери будут в основном при дефокусирующем действии первой линзы

1).  $p = 4$  Бэв/с



Частицы, прошедшие выше направления  $COE$ , во вторую линзу не попадут. Найдем отношение  $AO : AB$ .

$AC = f_{def1} = 2,81$ ,  $AF = 1,90$  м. Расстоянием между главными плоскостями первой линзы можно пренебречь по сравнению с

$CF$  ( $\sim 3$  см)  $AB = 15$  см  $FE = 15$  см

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{FE}{CF} = \frac{15}{471} \quad \operatorname{tg} \alpha = 0,0319$$

$$AO = CA \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad AO = 281 \cdot 0,0319 = 8,48 \text{ см}$$

$$\frac{AO}{AB} = \frac{8,48}{15} = 0,565$$

### 3. См. спектры Барашенкова

Таким образом, если бы на линзу падал параллельный пучок  $\pi^-$ , то  $\sim 44\%$  из них потерялось до выхода из системы линз; т.к. в нашем случае пучок расходящийся, то потери составят  $\sim 60\%$ .

2.  $p = 7$  Бэв/с

$AC = 4,47$  м  $AF = 2,5$  м

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{15}{697} = 0,0215$$

$$AO = 447 \cdot 0,0215 = 9,61 \text{ см}$$

$$\frac{9,61}{15} = 0,64$$

В этом случае потери для параллельного пучка в линзах составляют 36%. Для расходящегося (апертура  $\pm 1^\circ$ ) - 50%.

Пренебрегая потерями  $\pi^-$  после выхода из 2-ой линзы, считали, что все  $\pi^-$  прошедшие через линзы сосредоточатся в изображении мишени на расстоянии 7,66м от среза 2-ой линзы. Изображение источника 4 Бэв/с  $\pi^-$  будет иметь вид прямоугольника  $9,5 \times 5,84 \text{ см}^2$ . Камера расположена на расстоянии 6,35 м от среза второй линзы. В сечении, проходящем, через середину камеры, пучок будет иметь вид прямоугольника  $9,7 \times 11,52 \text{ см}^2$ . Размеры окна камеры  $20 \times 5 \text{ см}^2$ . Из-за того, что камера расположена не в месте получения изображения потери  $\pi^-$  мезонов будут составлять  $1 - 5/11,52 = 0,57$  (57%).

Окончательно в камеру за импульс попадет

$$122 \cdot 0,4 \cdot 0,43 = 21 \pi^- \text{ мезон с } p = (4 \pm 0,3) \text{ Бэв/с}$$

Изображение источника 7 Бэв/с  $\pi^-$  будет иметь вид прямоугольника  $5 \times 9 \text{ см}^2$  на расстоянии 30,65м от среза 2-ой линзы. Камера расположена на расстоянии 6,35 м от того же среза. В сечении, проходящем через середину камеры, пучок имеет вид прямоугольника  $21,2 \times 28,3 \text{ см}^2$ . Площадь окна камеры  $100 \text{ см}^2$ . Следовательно, камера захватит только

$$\frac{100}{21,2 \times 28,3} = 0,167$$

всех 7 Бэв/с  $\pi^-$ , вышедших из линз. На камеру за импульс попадет:

$$9,5 \cdot 0,5 \cdot 0,167 = 0,8 \pi^- / \text{имп.}$$

Использование фокусирующих линз дает выигрыш в интенсивности 4 Бэв/с  $\pi^-$  в 10 раз.

## УП. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

### А. Измерение магнитного поля в магните СП-40 и СП-57

Наша камера располагается в магните СП-40 с зазором  $45 \times 100 \times 150 \text{ см}^3$  и отверстием в верхнем полюсе диаметром 50 см. Для точного определения импульса частиц, необходимо знать распределение магнитного поля в объеме, занимаемой камерой.

Для измерения поля использовалась катушка. Было сконструировано приспособление для крепления катушки, которую можно перемещать по трем взаимно-перпендикулярным направлениям и поворачивать на  $180^\circ$ . С помощью этого приспособления можно измерять распределение магнитного поля двумя методами.

1. Метод поворота катушки был использован для измерения абсолютной напряженности магнитного поля. В этом методе катушка поворачивалась с произвольной скоростью на  $180^\circ$ , после чего <sup>12</sup> включался баллистический гальванометр и катушка возвращалась в первоначальное состояние под действием упругой силы резинки. Время этого поворота много меньше времени релаксации гальванометра. Абсолютное значение напряженности магнитного поля  $H_{аб}$  связано с отбросом гальванометра  $\alpha$  формулой

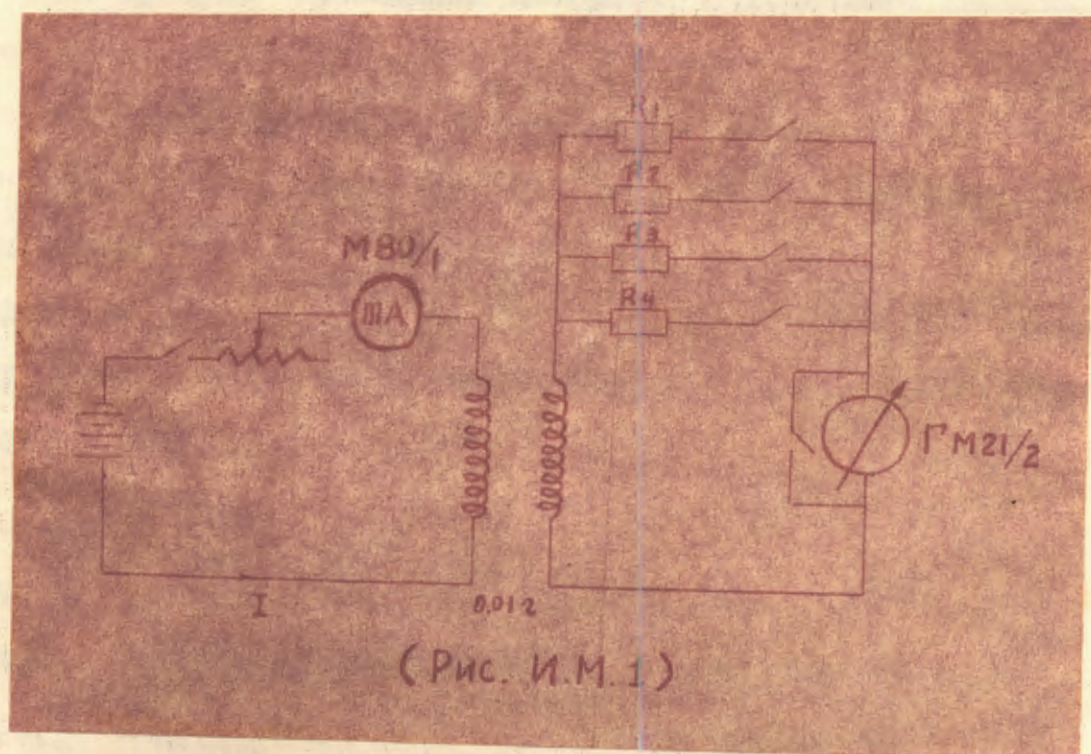
$$(1) \quad H_{аб} = \frac{RC_{\delta} \cdot \alpha \cdot K}{2SW} \quad , \text{ где}$$

$C_{\delta}$  - постоянная баллистического гальванометра

$R$  - внешнее сопротивление

$K$  - коэффициент шунтировки

$SW$  - постоянная измерительной катушки



(Рис. И.М.1)

2. Метод перемещения катушки использован для измерения относительной напряженности магнитного поля. Катушка быстро перемещается из точки А в точку В. Расстояние перемещения катушки обязательно должно быть больше ее диаметра.

Относительная величина магнитного поля  $\Delta H$  связана с отбросом гальванометра  $\alpha$  формулой

$$(2) \quad \Delta H = \frac{RC\delta \cdot \alpha}{SW}$$

Метод относительного измерения дает большую точность, но все же требует проведения измерения абсолютного значения в нескольких точках.

Рассмотрим пример: обозначим напряженности магнитного поля в точках А и В через  $H_A$  и  $H_B$ . Ошибки измерения абсолютных значений  $H_A$  и  $H_B$  будут  $\Delta H_A$  и  $\Delta H_B$ . Суммарная ошибка  $\sqrt{(\Delta H_A)^2 + (\Delta H_B)^2} \equiv (\Delta H)_{аб}$ , а ошибка измерения относительной напряженности магнитного поля  $\Delta(H_A - H_B)$ , поэтому суммарная ошибка

$$\sqrt{[\Delta(H_A - H_B)]^2 + (\Delta H_B)^2} \equiv (\Delta H)_{отн.}$$

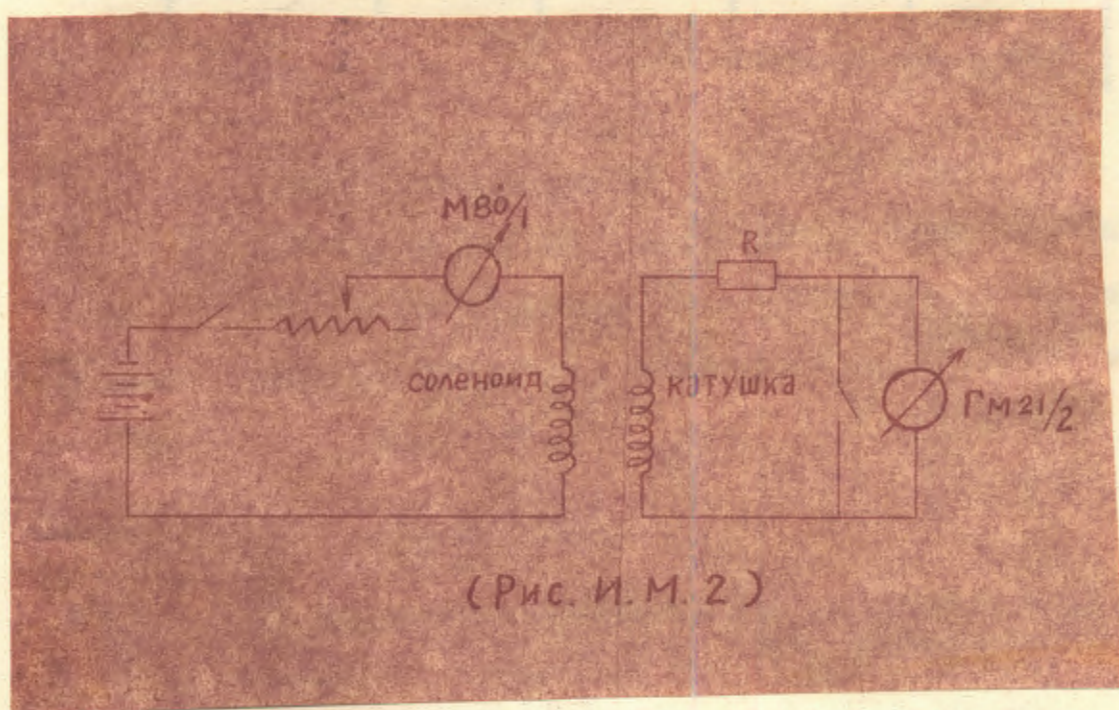
Если  $H_A \approx H_B \gg H_A - H_B$ , то  $\Delta H_{отн.} \approx \Delta H_{аб} / \sqrt{2}$ . Поэтому мы использовали метод 2. В наших измерениях ошибка меньше 1%.

Нами использовался гальванометр

$$M - 21/2 \quad c \quad R_r = 83 \text{ л.}$$

#### Измерение постоянной гальванометра

Измерение постоянной гальванометра производится при различных сопротивлениях  $R$  внеш. Рис. И.М. I.



(Рис. И. М. 2)

$$RC_{\delta} = \frac{MI}{\alpha} \cdot 10^8$$

- $M$  - известная индуктивность ( в нашем случае  $M=0,01$  генри).  
 $I$  - ток в амперах.  
 $\alpha$  - отброси зайчика гальванометра.

### Результаты наших измерений

$R$ ом	1000	1800	2000	2500
$RC_{\delta}$	583,5	697,2	726,8	805,7

Нами использовано значение  $R = 1800$  ом, т.к.  
 Если  $R = 1000$ , то зайчик быстро возвращается и колеблется около нулевого положения, если  $R = 2000$  и больше, то зайчик возвращается очень медленно, поэтому измерения менее надежны, чем с  $R = 1800$  ом.

### Измерения SW катушек.

Зная  $RC_{\delta}$  и значение напряженности магнитного поля  $H$ , можно определить SW катушки. Рис. П.М.2.

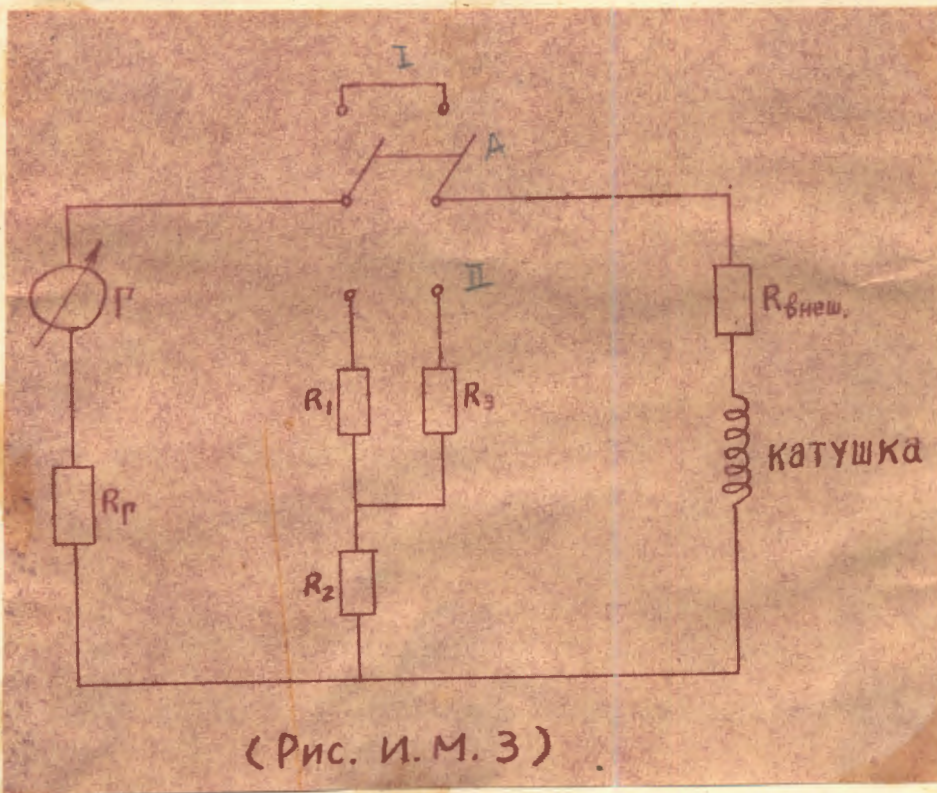
$$H_{\text{сол}} = \frac{0,4 \pi n I}{l} \quad (\text{Эрстед})$$

$$SW = \frac{RC_{\delta} l}{H_{\text{сол}}} \quad , \text{ где } H_{\text{сол}} - \text{ поле в градуировочном соленоиде}$$

### Результаты измерения SW катушек.

$N \frac{1}{n}$	Число витков	Сопротивление ом	SW
1	150	70	147,3
2	100	60	164,0
3	130	80	226,5
4	100	60	147,3





(Рис. И. М. 3)

Рис. 3.

Измерения поля.

Схема измерения поля показана на рис. И.И.3, когда А соединено с I, то измеряем  $\Delta H$ , когда А соединено с II, то измеряем  $H_{аб}$ . формулы (2) и (1).

Значения  $R_1, R_2, R_3$  определяются по следующим формулам

$$R_1 = \frac{R_{внеш} \cdot K - R_r}{K + 1}$$

$$R_2 = \frac{K (R_{внеш} + R_r)}{K^2 - 1}$$

$$R_3 = \frac{R_r K - R_{внеш}}{K + 1}$$

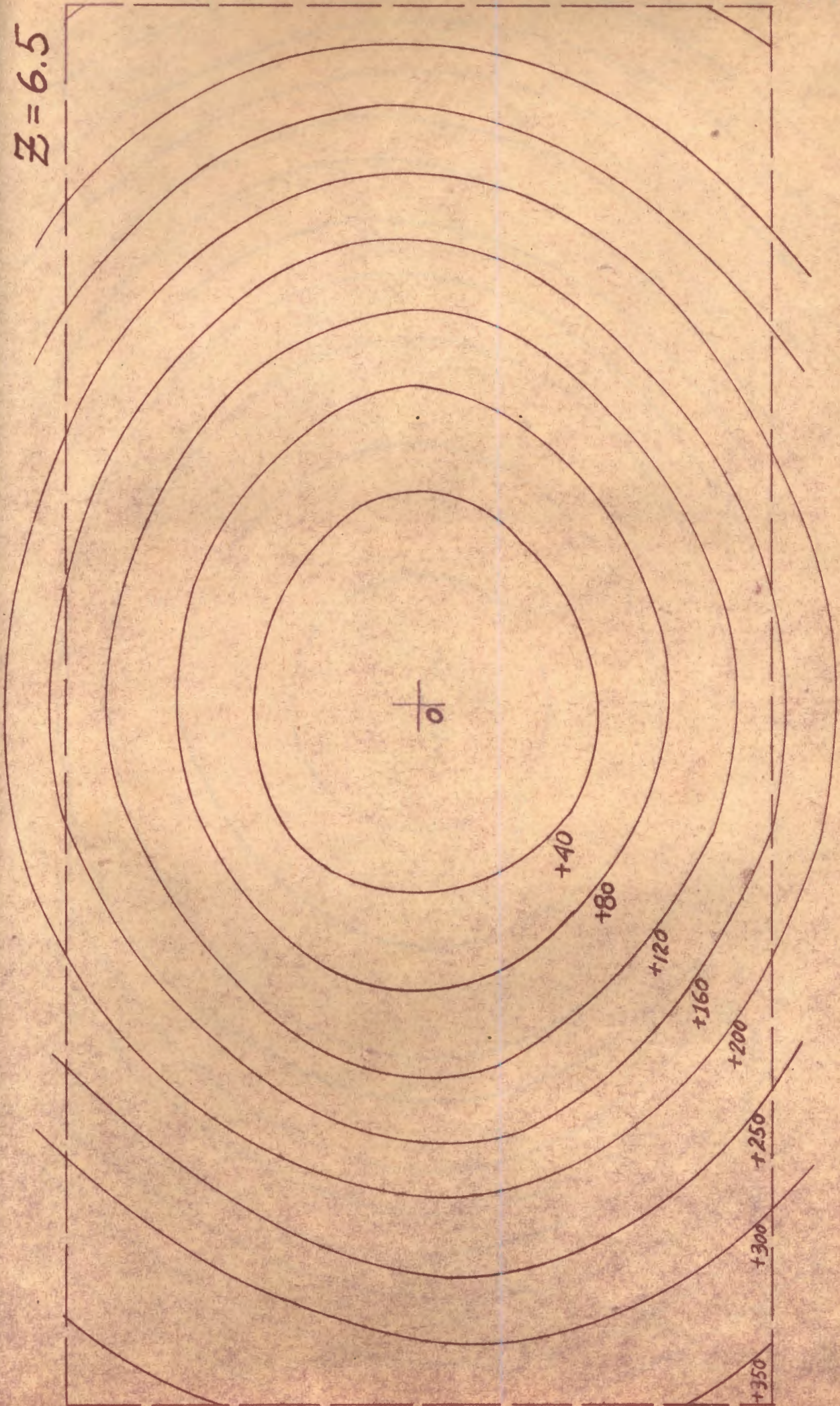
Нами была взята катушка В 2,  $R_{внеш} = 1800$  ом,  $R_{сб} = 697,2$ ,  
 $K = 30$ ,  $R_r = 83$  ома,  $R_1 = 1739,3$  ома,  $R_2 = 62,8$  ома,  
 $R_3 = 22,3$  ома.

Результаты измерений показаны на рис. 4а, 4б, 4в, 4г, 4д.

Неоднородность поля в рабочем объеме камеры составляет около  $\pm 5\%$ .

Измерения поля в магните СП-57 производились аналогичным образом и результат показан на рис. III 5а, 5б.

$Z = 6.5$



$Z = 10.8$

141

$-116$

$-100$

$-50$

$0$

$+40$

$+80$

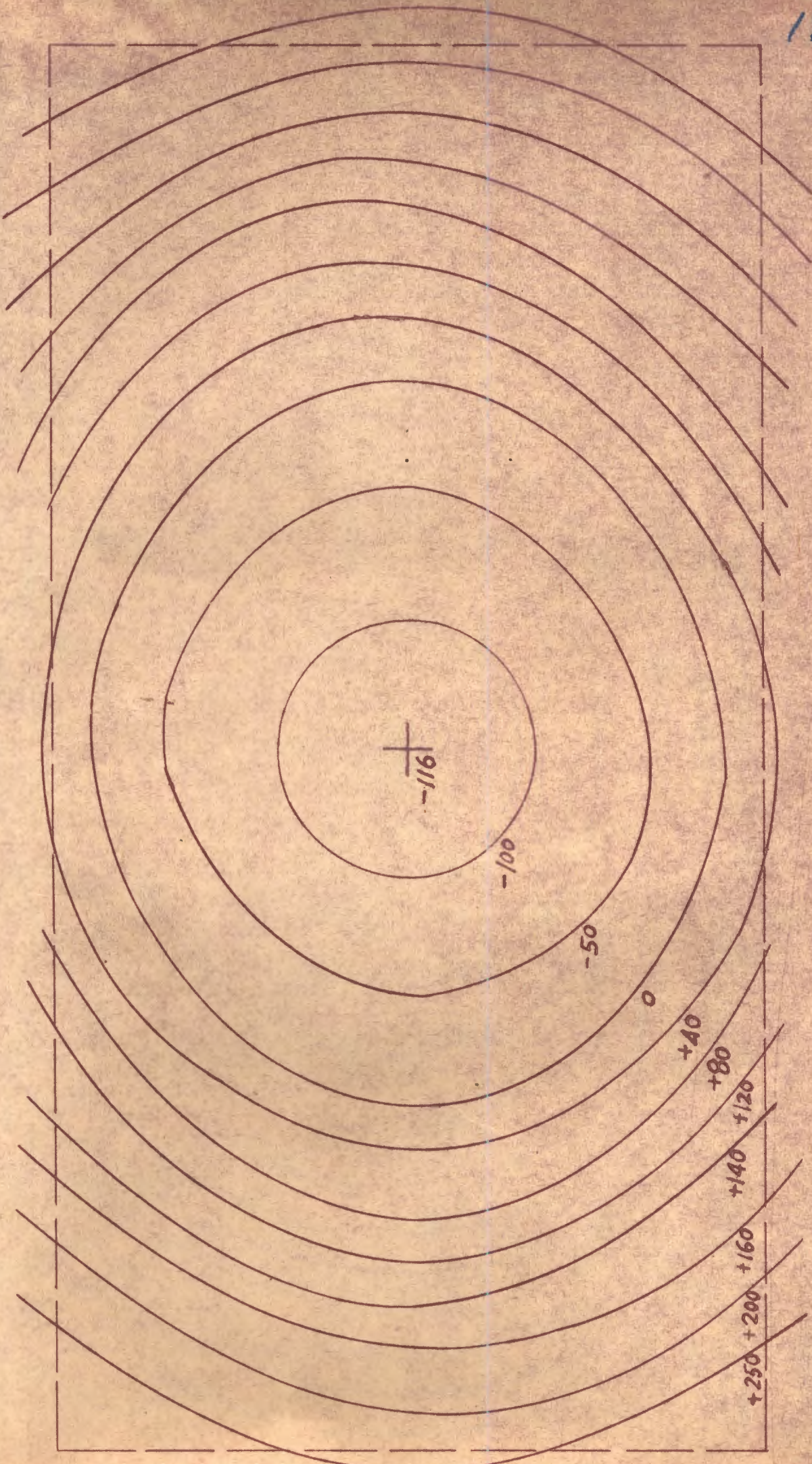
$+120$

$+140$

$+160$

$+200$

$+250$



$\frac{-285}{-}$

-250

-200

-150

-100

-50

0

+40

+80

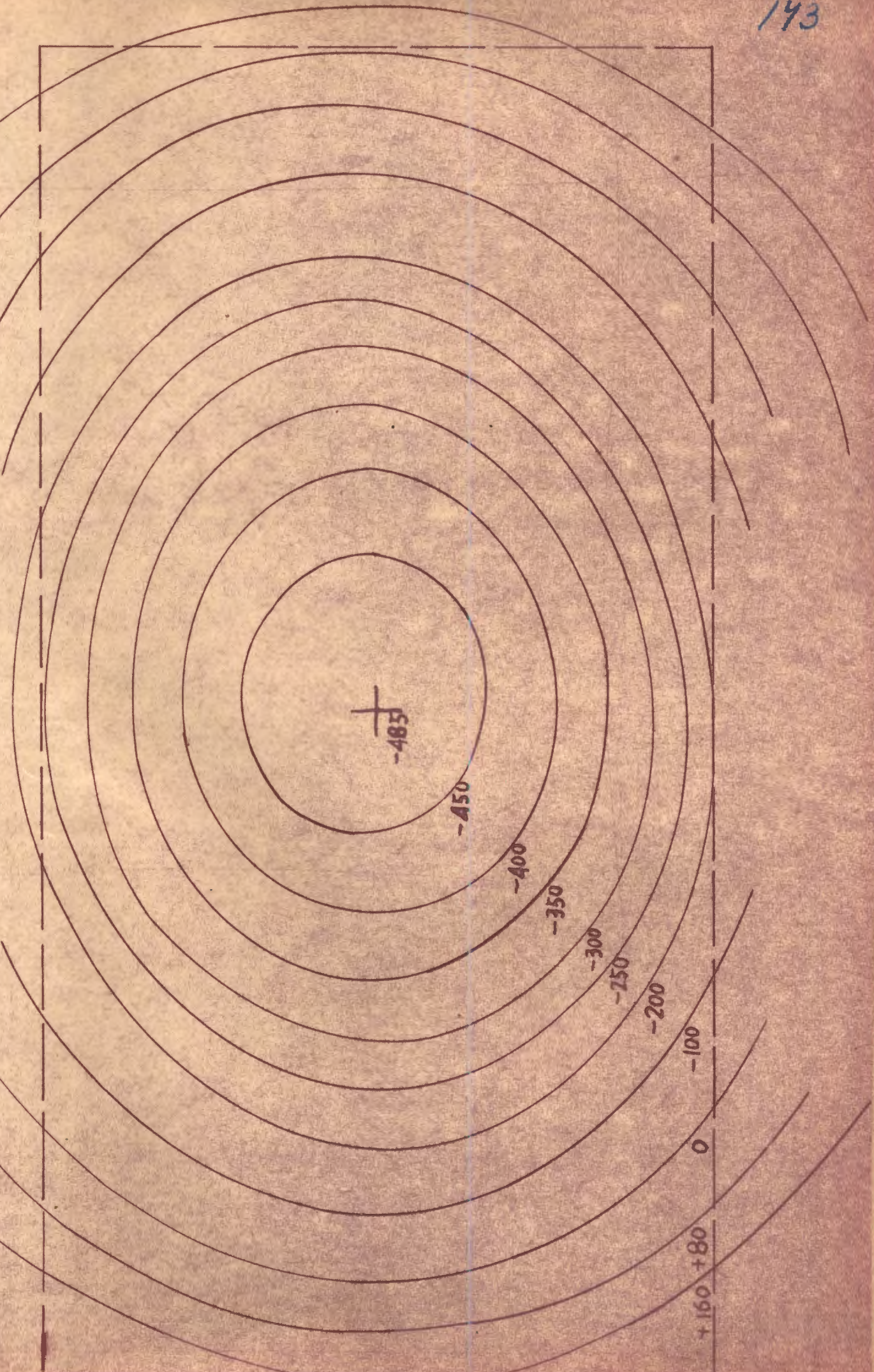
+120

+160

+200

+250

L-10.0



-485

-450

-400

-350

-300

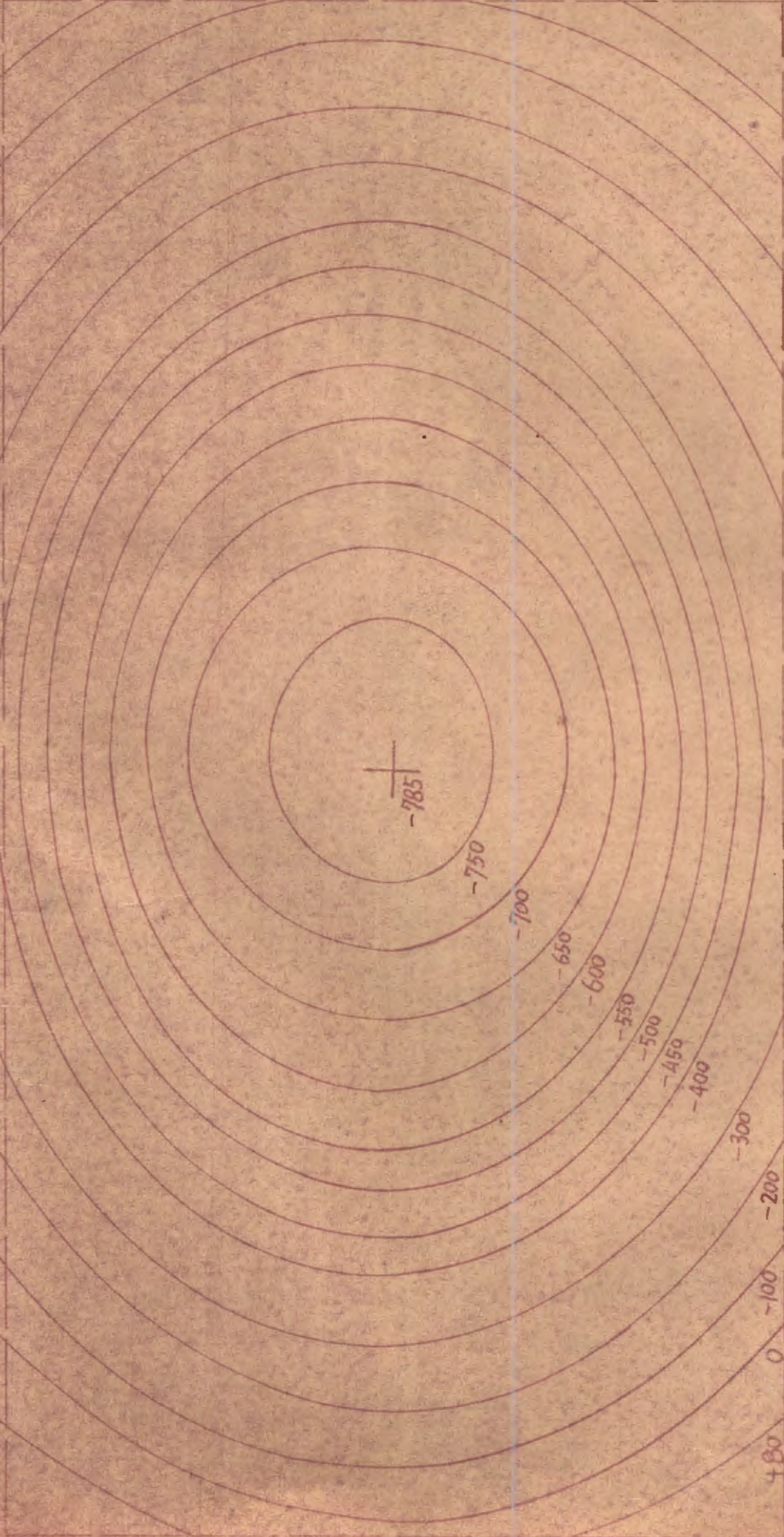
-250

-200

-100

0

+160 +80



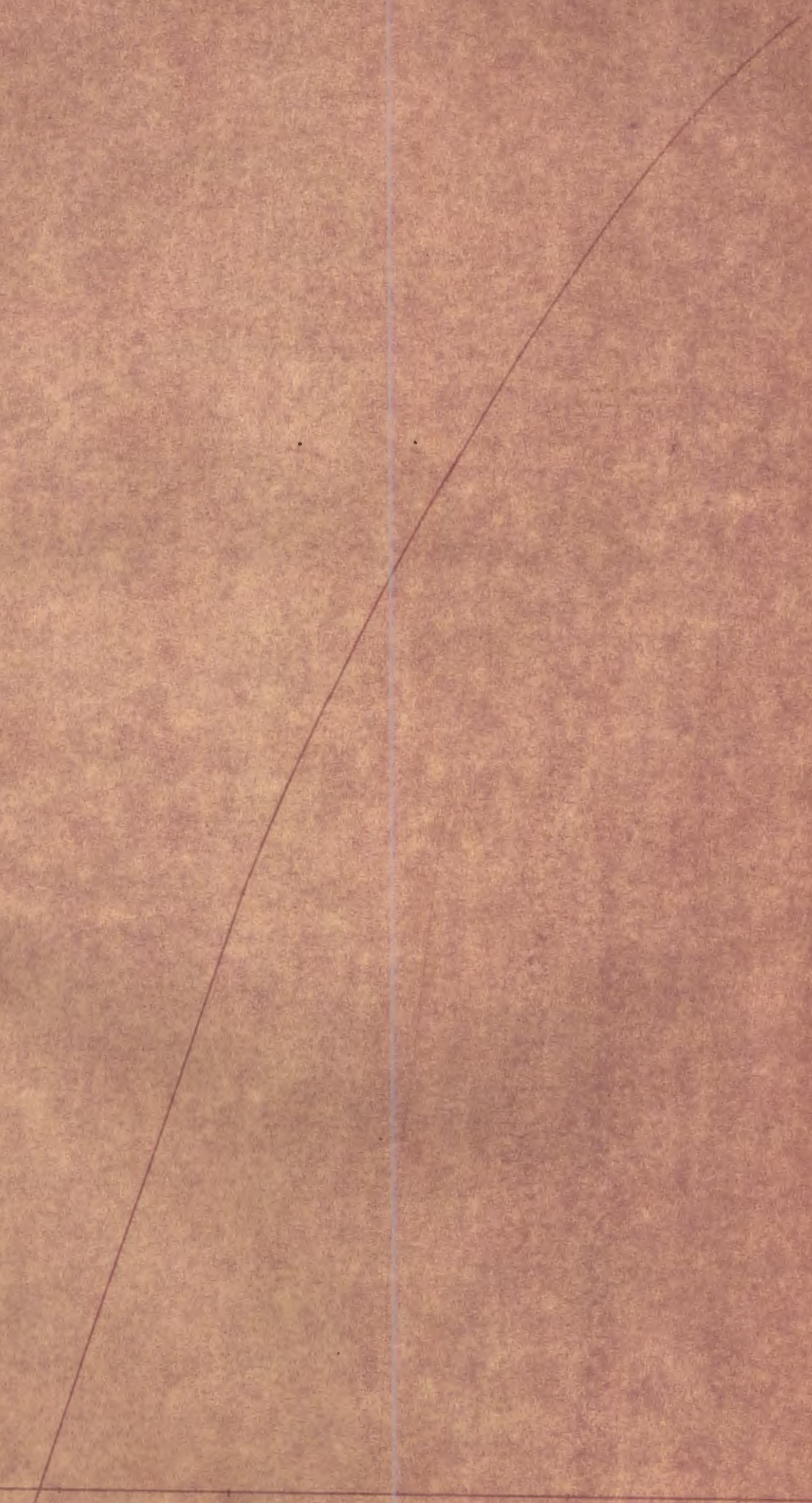
145

СП-57

H (эрстед)

16000  
14000  
12000  
10000  
8000

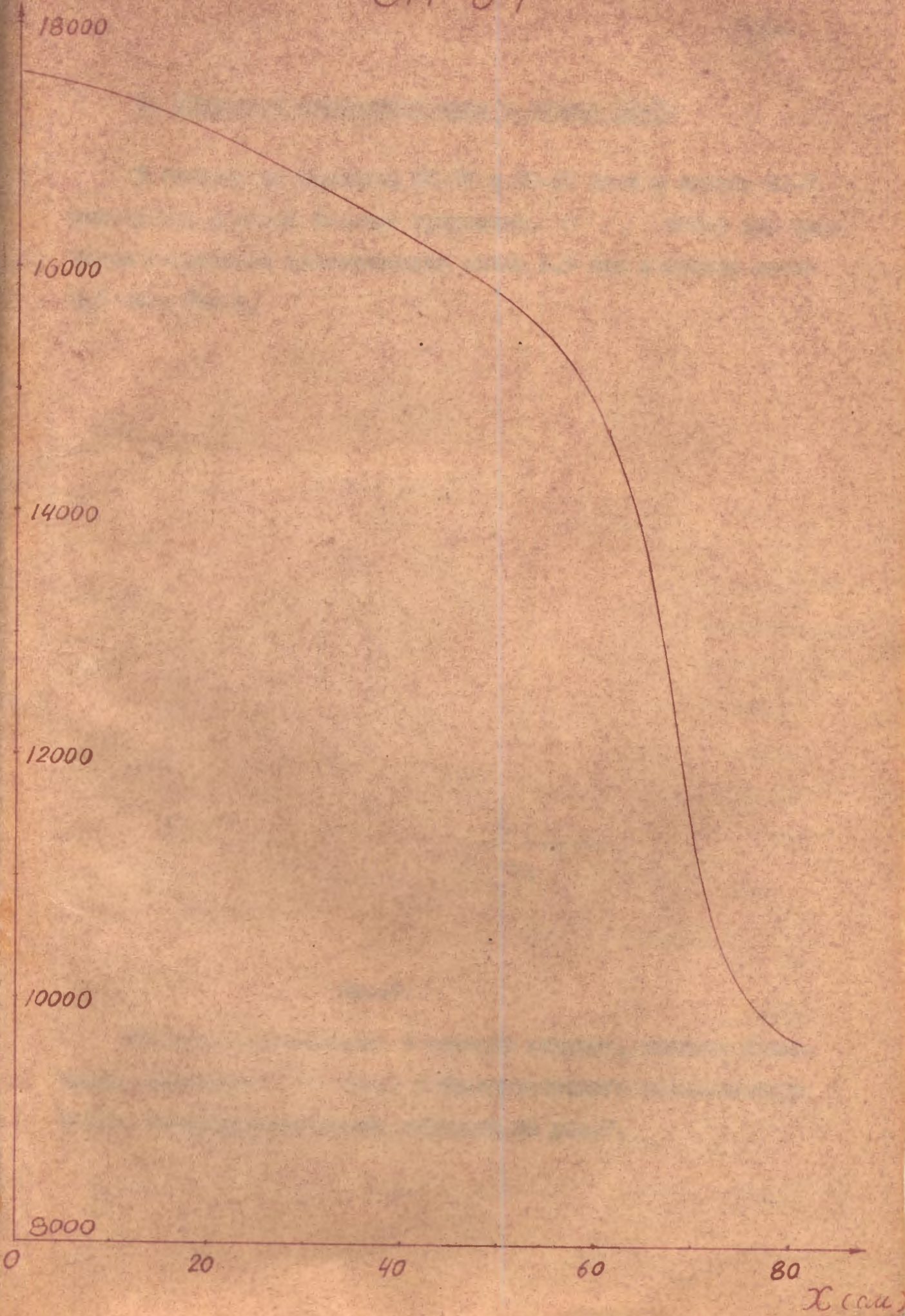
100 200 300 400 500 600 I (амп)





H (русмед)

СП-57



Б. Измерение магнитного поля в линзах МЛ-7.

В отличие от магнитов СП-40 и СП-57 поле в линзах МЛ-7 импульсное и имеет большие градиенты.  $H(\tau)$  имеет вид трапеции с фронтами длительностью около 1,5 сек и столом около 0,5 сек. Рис.6.

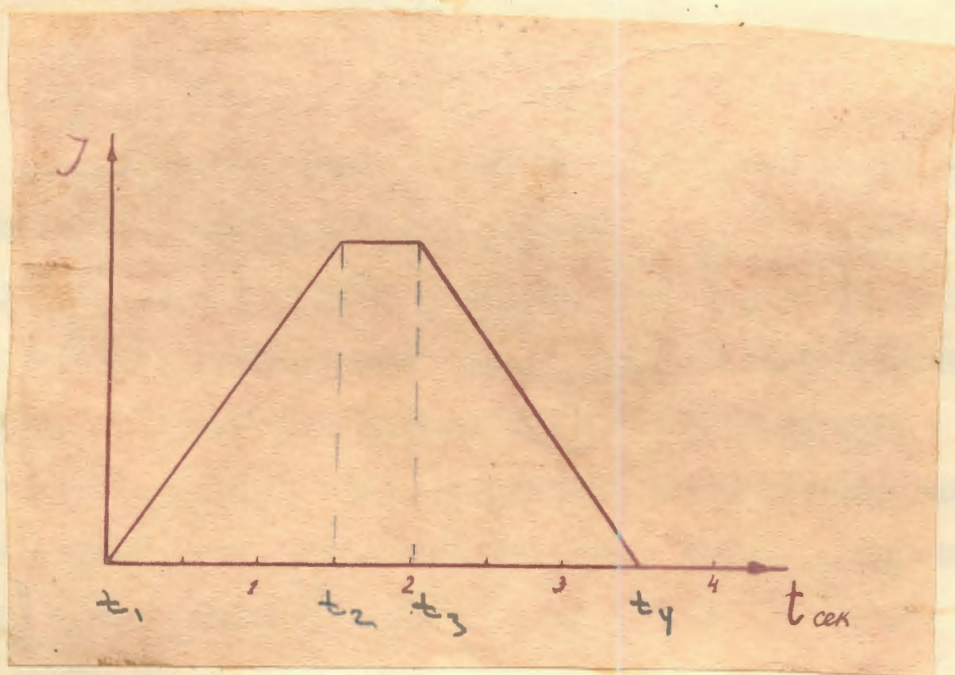


Рис.6.

Измерение проводилось с помощью катушек, имеющих одинаковые постоянные (SW-418) и баллистического гальванометра И21/2. Измерительная схема показана на рис.7.

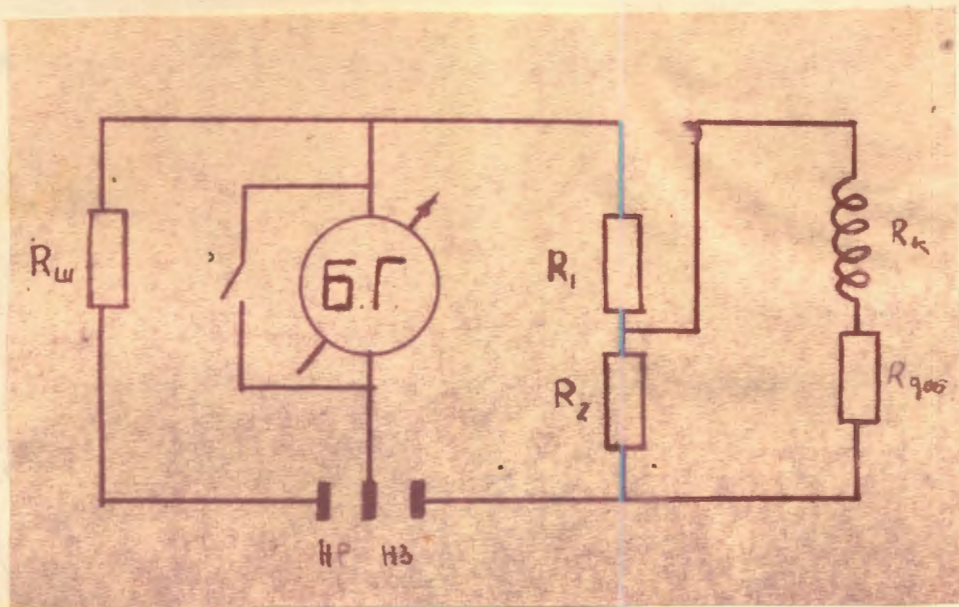


Рис.7.

Гальванометр обычно включен на измерение ~~в момент~~ ~~напряжения~~ ~~тока~~ ~~и~~ ~~в~~ ~~момент~~ ~~т<sub>3</sub>~~ (Рис.6) он отключается от измерительной схемы. Так как  $t_2 - t_1 < T$ , где  $T_0 = 2I \cdot 2 \text{сек}$  время релаксации гальванометра, то отброс гальванометра от каждой катушки пропорционален  $H$ . Катушки были наклеены своими торцами на общее основание с расстоянием между центрами осей 1 см и включались навстречу друг другу. Отброс гальванометра показывал градиент поля.

$$\frac{\Delta H}{\Delta I} = K \frac{C_{\delta}}{C W} \Delta \alpha$$

• причём при измерениях было

$$R_{\text{внеш}} = 2000 \Omega, \quad K=3, \quad C_{\delta} = 726,8$$

Отключение гальванометра в момент  $t_3$  производилось электронной приставкой (см.рис.8), состоящей из двухкаскадного усилителя с обратной связью. Положительный импульс с усилителя открывает тиратрон, в цепи которого стоит реле Р. Для запуска приставки на одном из полюсов линзы было уложено 20 витков,

наведенный импульс с которых подавался на усилитель.

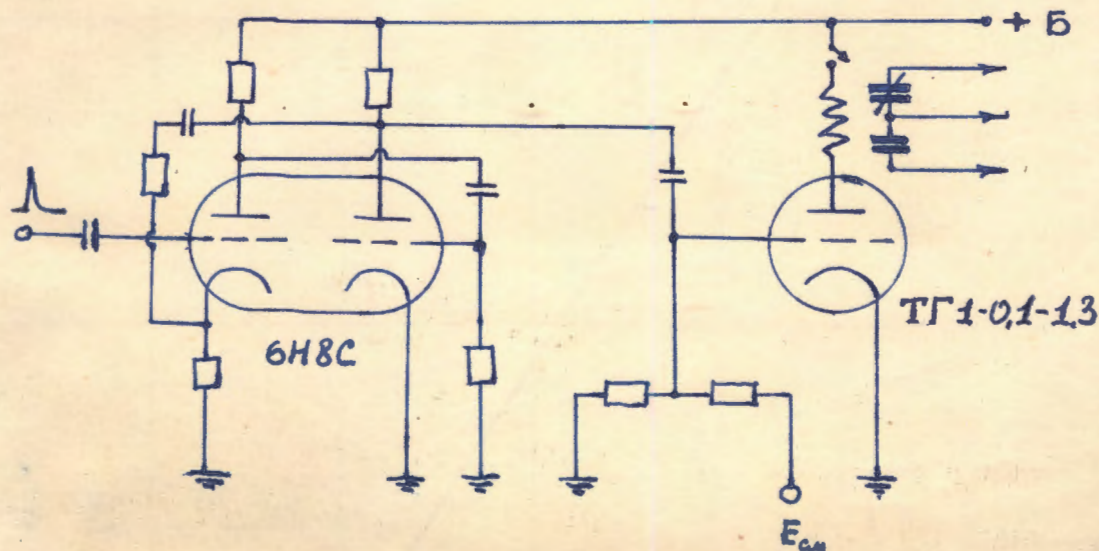


Рис. 8.

Катушки градуировались в уже известном поле магнита СП-40. Для устранения небольшой раскомпенсации катушек при измерениях брали  $\Delta\alpha = \frac{\Delta\alpha_0 + \Delta\alpha_{180}}{2}$ , где  $\Delta\alpha_0$  и  $\Delta\alpha_{180}$  соответствует двум измерениям отличающимся друг от друга поворотом катушек на  $180^\circ$ .

На рис. 9, 10, 11, 12 показаны результаты измерений. Измерения в обеих линзах дали одинаковые результаты, хорошо согласующиеся с заводскими.

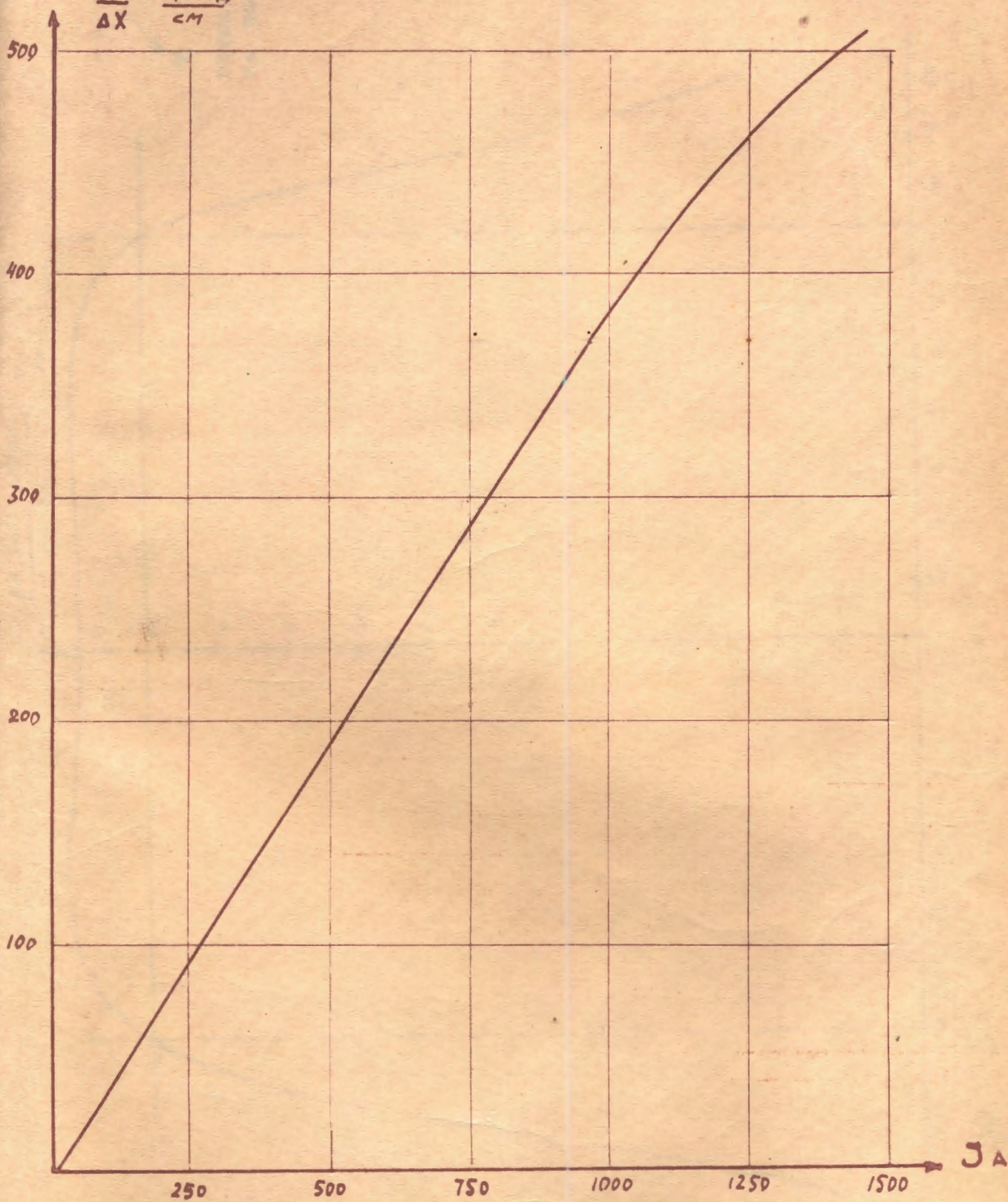
$\frac{\Delta H}{\Delta X}$  эрста  
см

Рис 9. Зависимость  $\frac{\Delta H}{\Delta X} = f(J)$

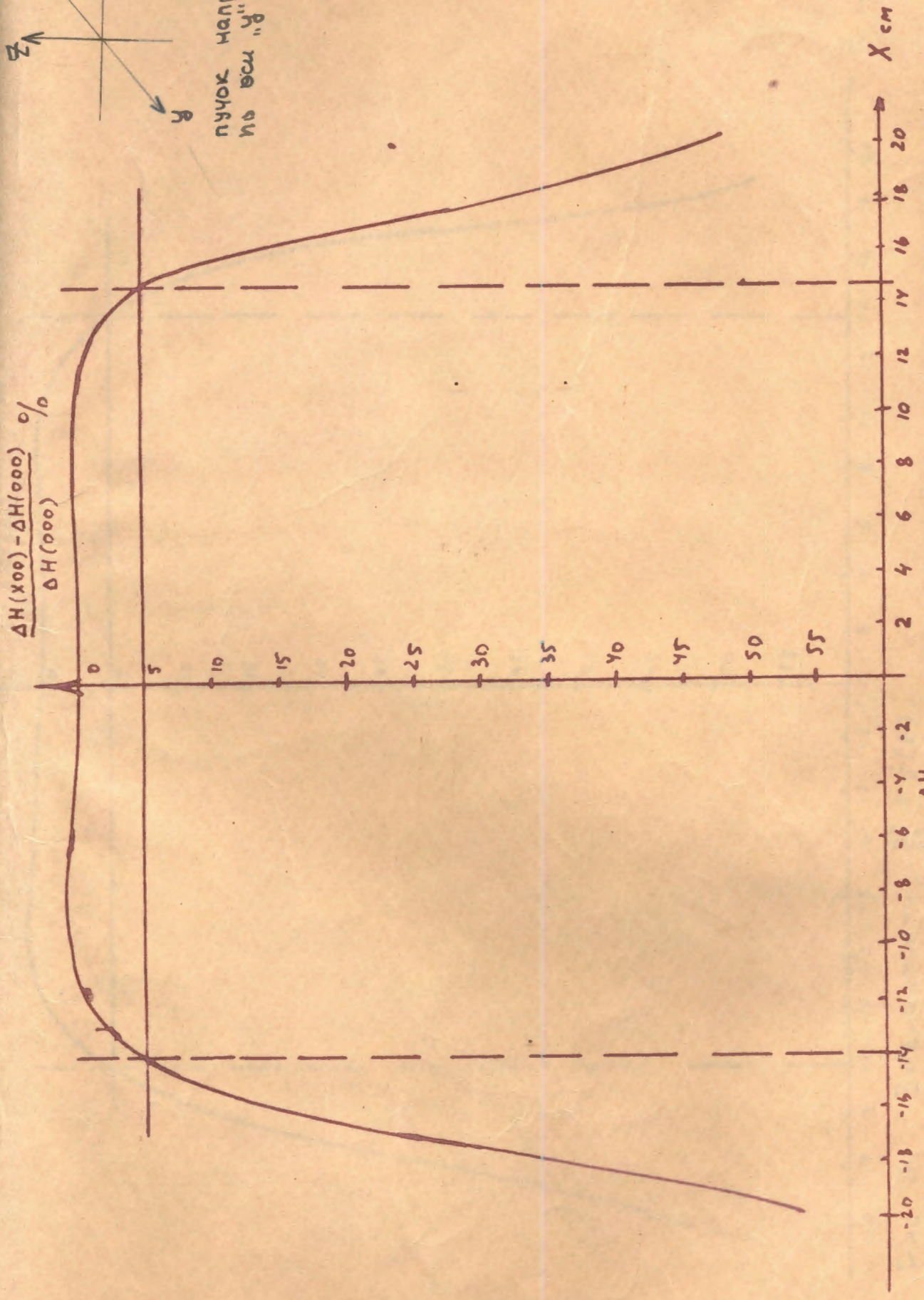


Рис. 10 Зависимость  $\frac{\Delta H}{\Delta x} = f(x)$ .

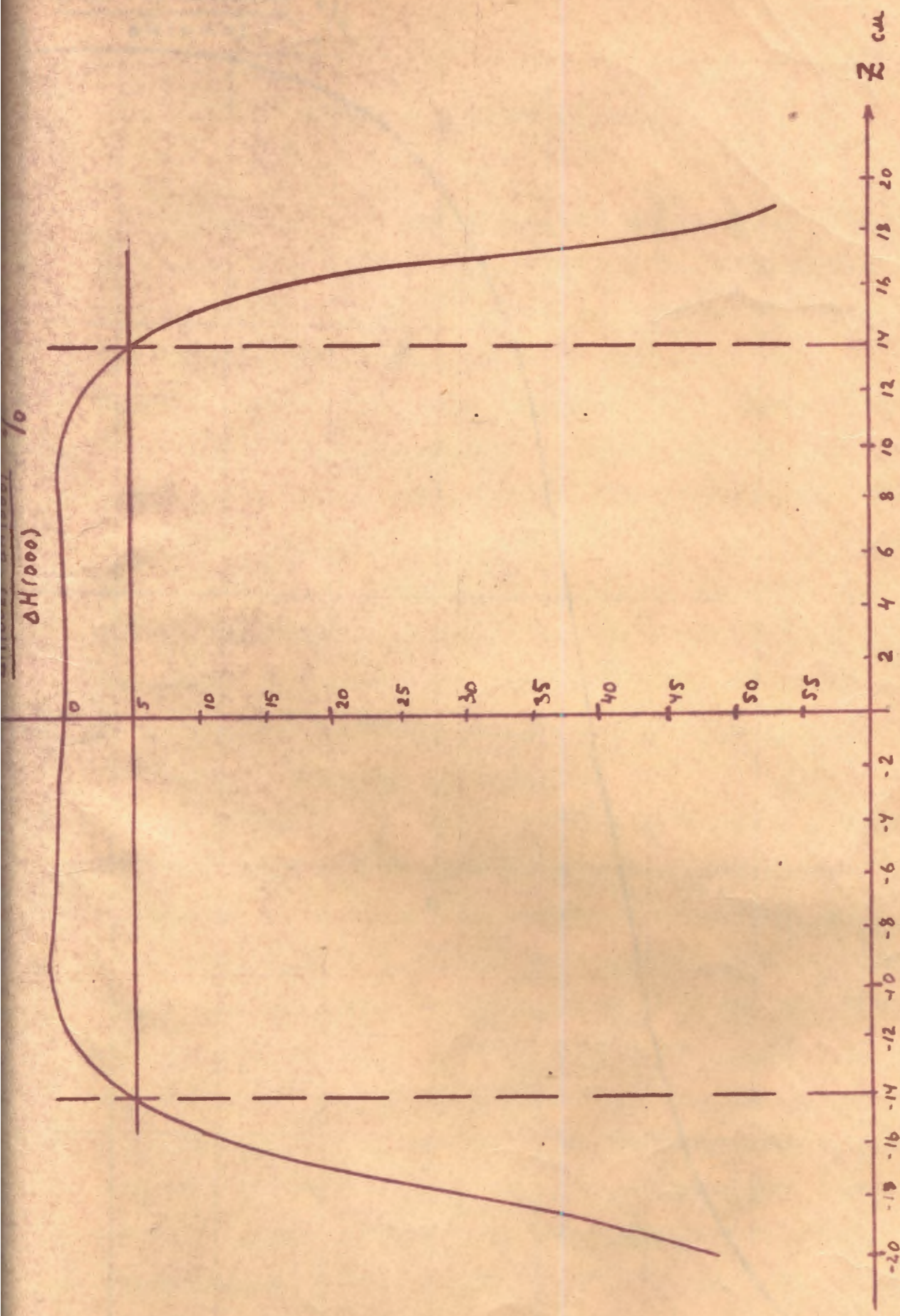


Рис. 11. Зависимость  $\frac{\Delta H}{\Delta z} = f(z)$ .

$$\frac{\Delta H(0\gamma_0) - \Delta H(000)}{\Delta H(000)} \%$$

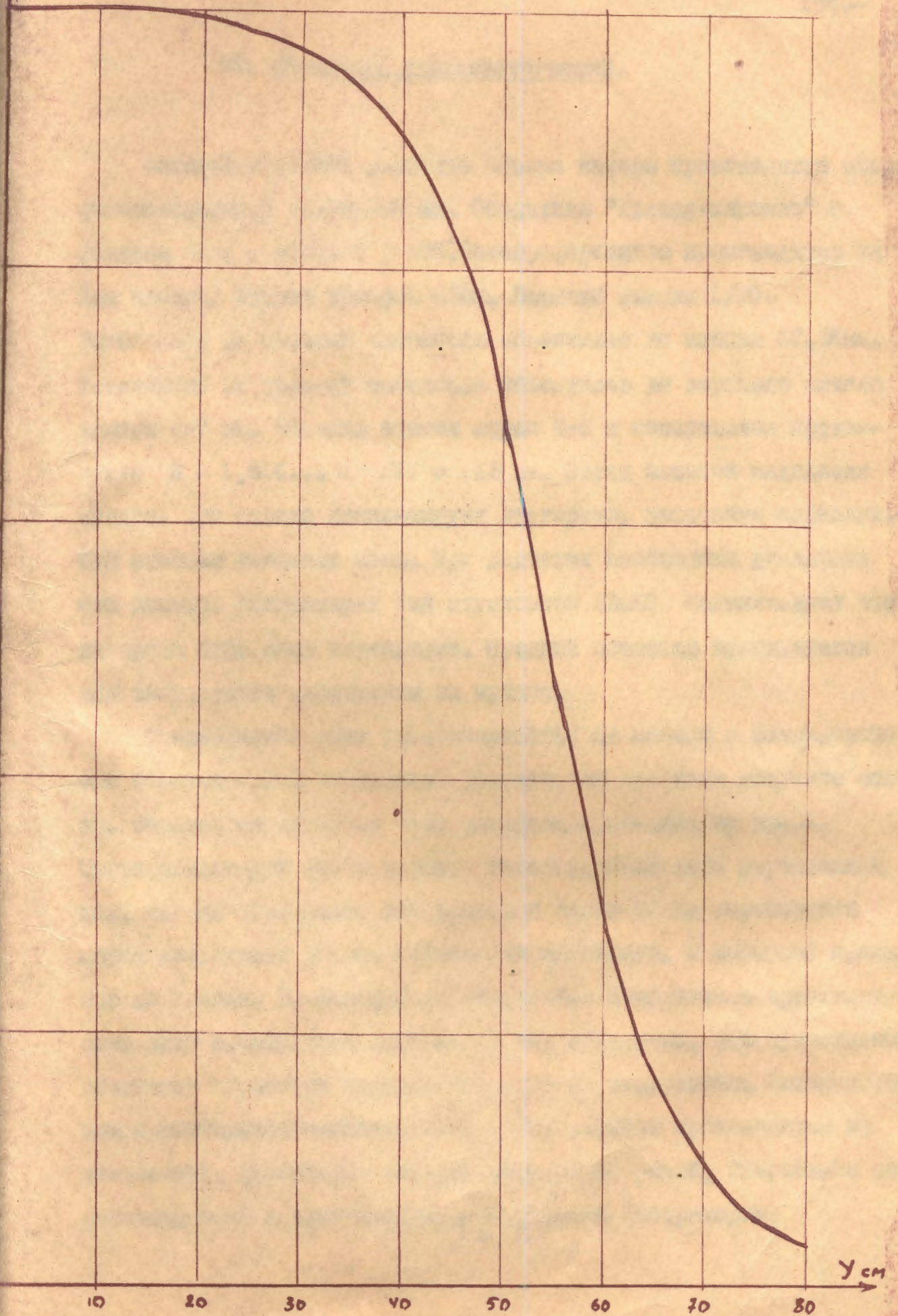


Рис. 12. Зависимость  $\frac{\Delta H}{\Delta x} = f(y)$ .



### УШ. Обработка стереофотографий.

Фотографирование рабочего объема камеры производится стереофотоаппаратом с базой 300 мм. Объективы "Руссар-плазмат" с фокусом 61 мм и углом  $2\beta = 70^\circ$ . Фотографирование производится на две пленки, ширина которых 63 мм. Масштаб съемки 1/10.

Расстояние от главной плоскости объективов до пленки 67,35 мм. Расстояние от главной плоскости объективов до верхнего стекла камеры 497 мм. Толщина стекол марки К-8 с показателем преломления  $n = 1,516 \dots 36 + 107 = 143$  мм. Перед пленкой находится стекло. Это стекло компенсирует дисторсию, вызванную параллельным стеклом толщиной 85 мм. При расчетах необходимо учитывать эти данные. Фотоаппарат был изготовлен ЛИТНО. Механическая часть аппарата была нами переделана. Средний объектив используется для визуального наблюдения за пучком.

Стереофотоаппарат устанавливается на камере в фиксированном положении. Направляющими и фиксаторами являются конусные штифты. Фотография внешнего вида аппарата приведена на рис. 1. Стереофотоаппарат имеет съемную головку. Объективы укреплены так, что их оптическая ось проходит через точку пересечения перпендикулярных рисок, нанесенных на стекле, к которому прижимается пленка. На фотопленке получается изображение креста, отмечающего прохождение оптической оси объектива. Это существенно облегчает обработку стереофотографий на микроскопе. ~~Отбор событий производится на микроскопе.~~ Отбор событий производится на стереолупе, фотография которой показана на рис. 2. Стереолупа разработана нами и изготовлена в мастерских Лаборатории.

После просмотра и отбора событий измеряются координаты интересующего события на микроэкране УИИ-21. Для крепления пленки сделаны специальные фильмовые каналы, укрепляемые на столиках микроскопа. Для измерения углов рассеяния используется приспособление с поворотным столиком.

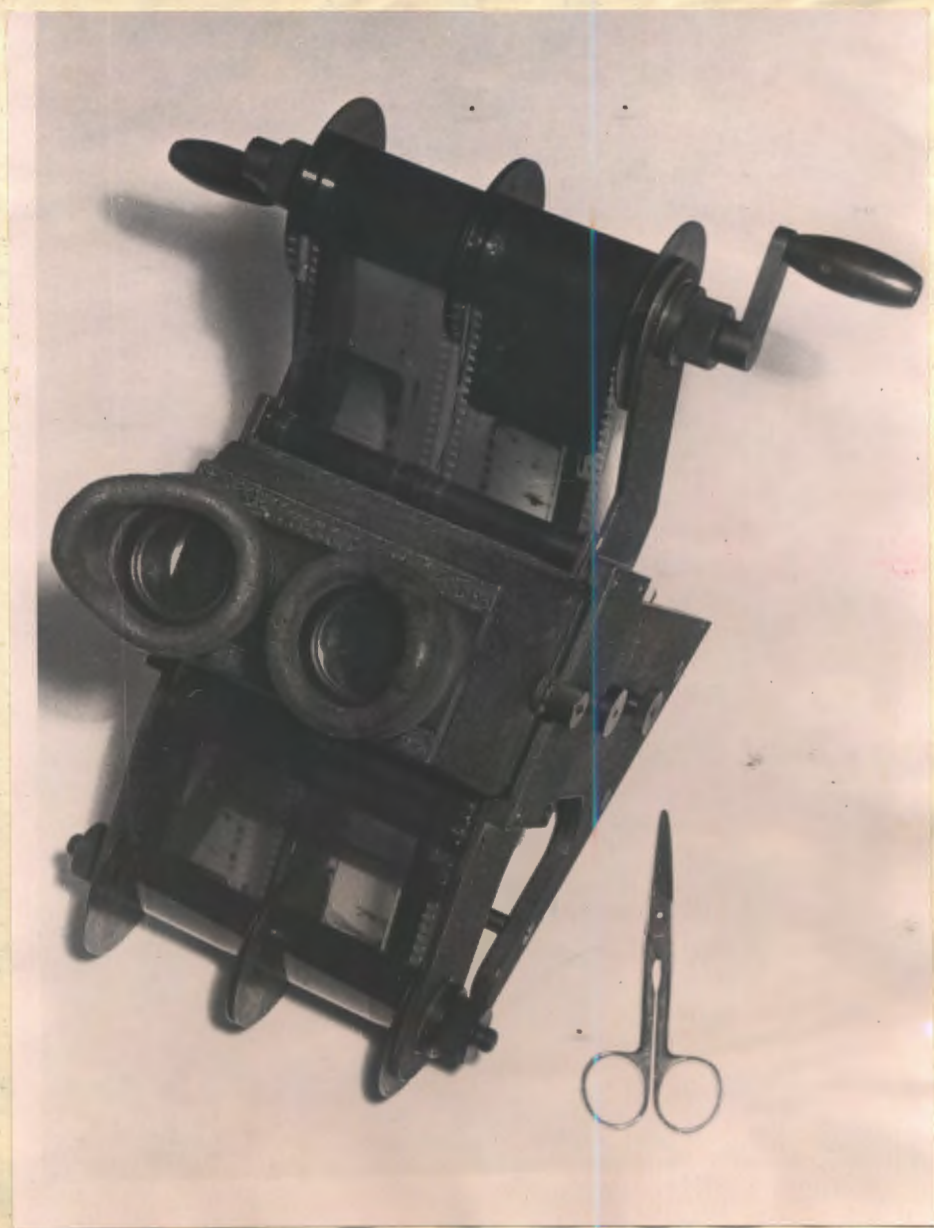
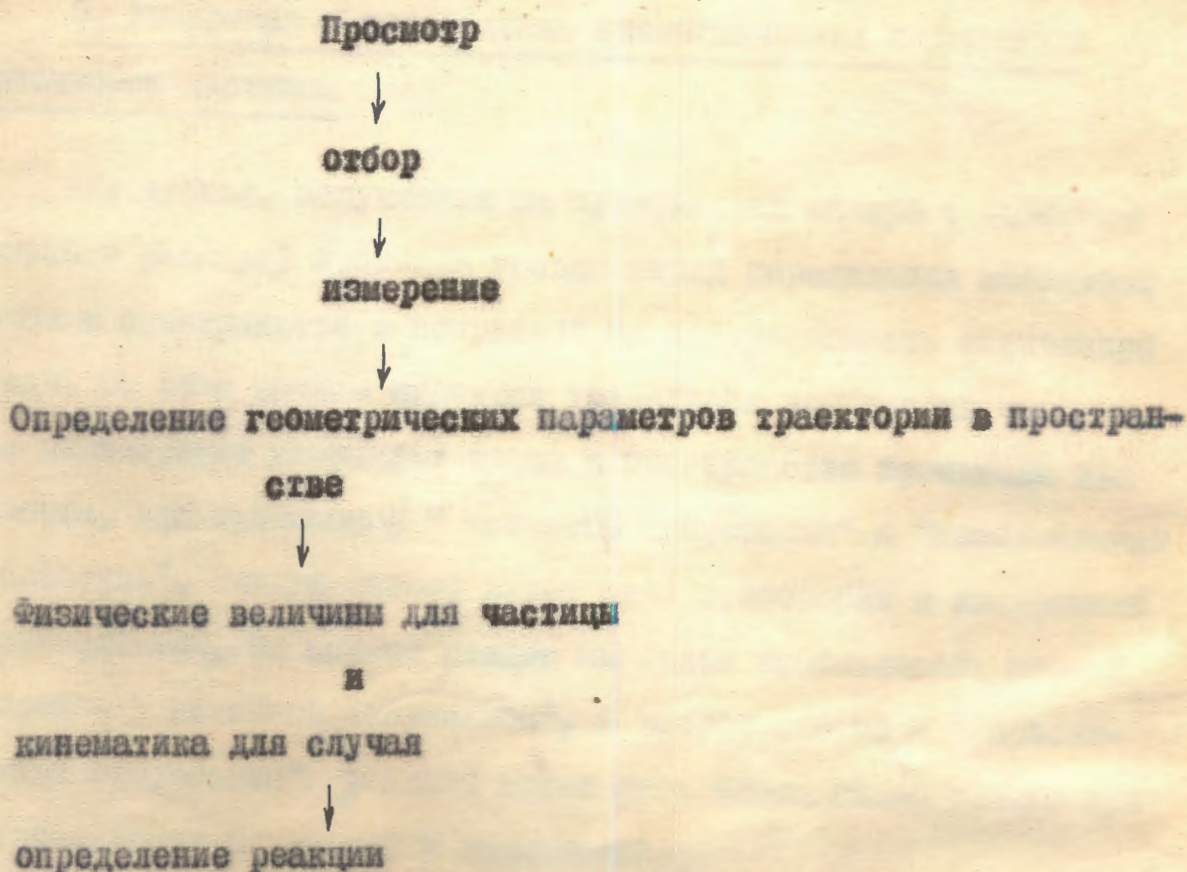


Рис. 2.

### I. Последовательность обработки пленок.

Обработка включает три части: 1) просмотр и отбор интересных событий; 2) измерения и 3) вычисления. Из этих операций особенно больших затрат времени требуют измерения и вычисления, поэтому для ускорения работы необходимо эти процессы автоматизировать. Просмотр пленок требует участия человека для отбора интересных случаев, поэтому нет смысла заменять труд человека по просмотру какой-либо машиной. Обработка проводится в следующем порядке.



## 2. Просмотр и отбор случаев.

Целью просмотра является наблюдение и отбор случаев, которые нас интересуют. Для повышения эффективности наблюдения необходимо проводить эту процедуру независимо двумя или тремя наблюдателями. Если эффективности двух наблюдателей есть  $e_1, e_2$  соответственно, то совместная эффективность просмотра будет

$$e = 1 - (1 - e_1)(1 - e_2)$$

По некоторым критериям все интересующие нас случаи грубо разделяются на группы.

## 3. Измерение и определение геометрических параметров траектории частицы.

Для пленок, полученных на пузырьковой камере (особенно большого размера) пригоден только метод определения координат точек в пространстве с поправкой на неоднородность оптической среды. По этим точкам строится траектория движущейся частицы. Для определения координат точек в пространстве принимаем два способа, так называемый "истинный стереоскоп" и "приближенный стереоскоп". Каждый способ имеет свои требования к измерениям и вычислениям. На первой стадии мы будем использовать первый способ - "истинный стереоскоп", а второй способ - "приближенный стереоскоп" реально может быть использован только при автоматизации измерений и вычислений.

### 1. Вычисление координат в пространстве.

#### а) истинный стереоскоп.

Смысл этого метода заключается в том, что определяются координаты точки  $(x, y, z)$  в пространстве по их изображениям на

обоих стереокадрах. Поэтому нужно мерить координаты изображений  $(x, y)$  на каждой стереокадре только для соответствующих точек. Если пренебречь неоднородностью оптической среды или в случае пузырьковой камеры малых размеров, можно считать, что соответствующие изображения одной точки на обоих кадрах лежат на одной прямой, которая параллельна базе стереофотоаппарата. Трудность этого метода состоит в нахождении соответствующих изображений на паре стереокадров. Когда следы, созданные быстрыми частицами, имеют отдельные пузырьки, по характеру пузырьков или разрывов между ними не трудно найти эти нужные изображения, а для жирного следа, созданного медленной частицей, это намного труднее, но если предположить, что соответствующие изображения лежат на прямой, параллельной базе стереофотоаппарата, то для этих частиц с малой энергией не будет большой ошибки. Измерив координаты на двух кадрах относительно оптических осей объективов  $- x, y$  (на левом) и  $x', y'$  (на правом), получим координаты точки в пространстве по следующим формулам (1)

$$X = \frac{B}{x - x' \frac{y}{y'}} x, \quad Y = \frac{B}{x - x' \frac{y}{y'}} y$$

$$Z = \left[ \frac{B}{x - x' \frac{y}{y'}} v - (n_0 + d) \right] \sqrt{n_3^2 + (n_3^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varphi} +$$

$$+ d \sqrt{n_3^2 + (n_3^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varphi} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{n_2^2 + (n_2^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varphi}} \right)$$

где начальная точка координат - пересечение оптической оси левого объектива с поверхностью жидкости.

$B$  - база стереоаппарата

$v$  - расстояние между пленкой и главной плоскостью объектива.

$n_1$  - показатель преломления воздуха ( $n_1 = 1$ )

$n_2$  - " - стекла

$n_3$  - " - жидкости

$H_0$  - расстояние между главной плоскостью и стеклом

$d$  - толщина стекла

и 
$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}$$

### б) Приближенный стереоскоп.

В случае " истинного стереоскопа" при измерении тратится много времени на нахождение соответствующих точек на следе (если это не конец следа). При автоматизации будут измеряться  $(x, y)$  координаты независимых точек следа на правом и левом кадрах, т.к. машина не может находить соответствующие изображения. Метод, примененный в предыдущем параграфе для определения координат в пространстве, не пригоден для такого измерения. Вычисление можно проводить по следующему принципу и только на электронной вычислительной машине.

Предположим, что замерены  $N_{лев}$  точек и  $N_{пр}$  точек на обоих кадрах для одного трека. Эти точки независимы. Берем точку "I" из  $N_{лев}$  в пространстве она соответствует одной прямой. Произведя все поправки на преломление, можно получить уравнение этой прямой в пространстве и её проекцию на другом кадре. Пересечение этой проекции с треком, определенным по  $N_{пр}$  будет " приближенная соответствующая точка для "I"

(уравнение трека, определенного из  $N_{np}$ , можно получить по методу наименьших квадратов). Если провести такую процедуру для всех точек из  $N_{ub}$ , то можно получить пространственные координаты для всех точек  $N_{ub}$ . (Конечно можно сделать наоборот, определить "приближенные соответствующие точки" для всех  $N_{np}$ ). И по ним можно построить траекторию.

## II. Определение геометрических параметров траектории частиц в магнитном поле $x$ ) .

Траектория заряженной частицы в магнитном поле имеет спиральную форму

$$X = R \cos \delta + a$$

$$Y = R \sin \delta + b$$

$$Z = Z_0 + (R\delta) \tan \alpha$$

где  $a, b$  - координаты центра проекции спирали на  $X.Y$ -плоскости  
 $R$  - радиус проекции спирали на  $X.Y$ -плоскости

$\delta$  - углы между осью  $Ox$  и прямой, соединяющей центр  $(a, b)$  с определенной точкой  $(x, y)$

$Z_0$  - координата по  $Z$  начальной точки спирали

$\alpha$  - угол, который определяет наклон спирали.

Для определения этих параметров траектории достаточно трех точек, но для контроля и определения ошибки необходима четвертая точка. Если след таков, что можно замерить около десяти или

x) Определение геометрических параметров для прямой написано в отчёте

более соответствующих точек, то геометрические параметры траектории определяются методом наименьших квадратов. Расчёт очень сложен и дливен. Подробные формулы и таблицы для этого расчёта и определения ошибок здесь не будут приводиться, т.к. предполагается проводить этот расчёт на электронной вычислительной машине. (Нами дано задание на составление программы). Если на следе можно измерить только четыре точки, то геометрические параметры траектории определяются следующим образом:

а) Определение  $(a, b)$  — проекция спирали на плоскость будет окружность. У нас имеются точки  $(x_1, y_1, z_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2)$ ,  $(x_3, y_3, z_3)$  и  $(x_4, y_4, z_4)$ .

Из рисунка 2 видно, что имеются следующие соотношения

$$x_0 = \frac{1}{2}(x_1 + x_2) \quad y_0 = \frac{1}{2}(y_1 + y_2)$$

$$x'_0 = \frac{1}{2}(x_1 + x_3) \quad y'_0 = \frac{1}{2}(y_1 + y_3)$$

$$x''_0 = \frac{1}{2}(x_1 + x_4) \quad y''_0 = \frac{1}{2}(y_1 + y_4)$$

$$x'''_0 = \frac{1}{2}(x_2 + x_4) \quad y'''_0 = \frac{1}{2}(y_2 + y_4)$$

$$d^2 = R^2 - [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2]$$

$$d'^2 = R^2 - [(x'_0 - x_1)^2 + (y'_0 - y_1)^2]$$

$$d''^2 = R^2 - [(x''_0 - x_1)^2 + (y''_0 - y_1)^2]$$

$$d'''^2 = R^2 - [(x'''_0 - x_2)^2 + (y'''_0 - y_2)^2]$$

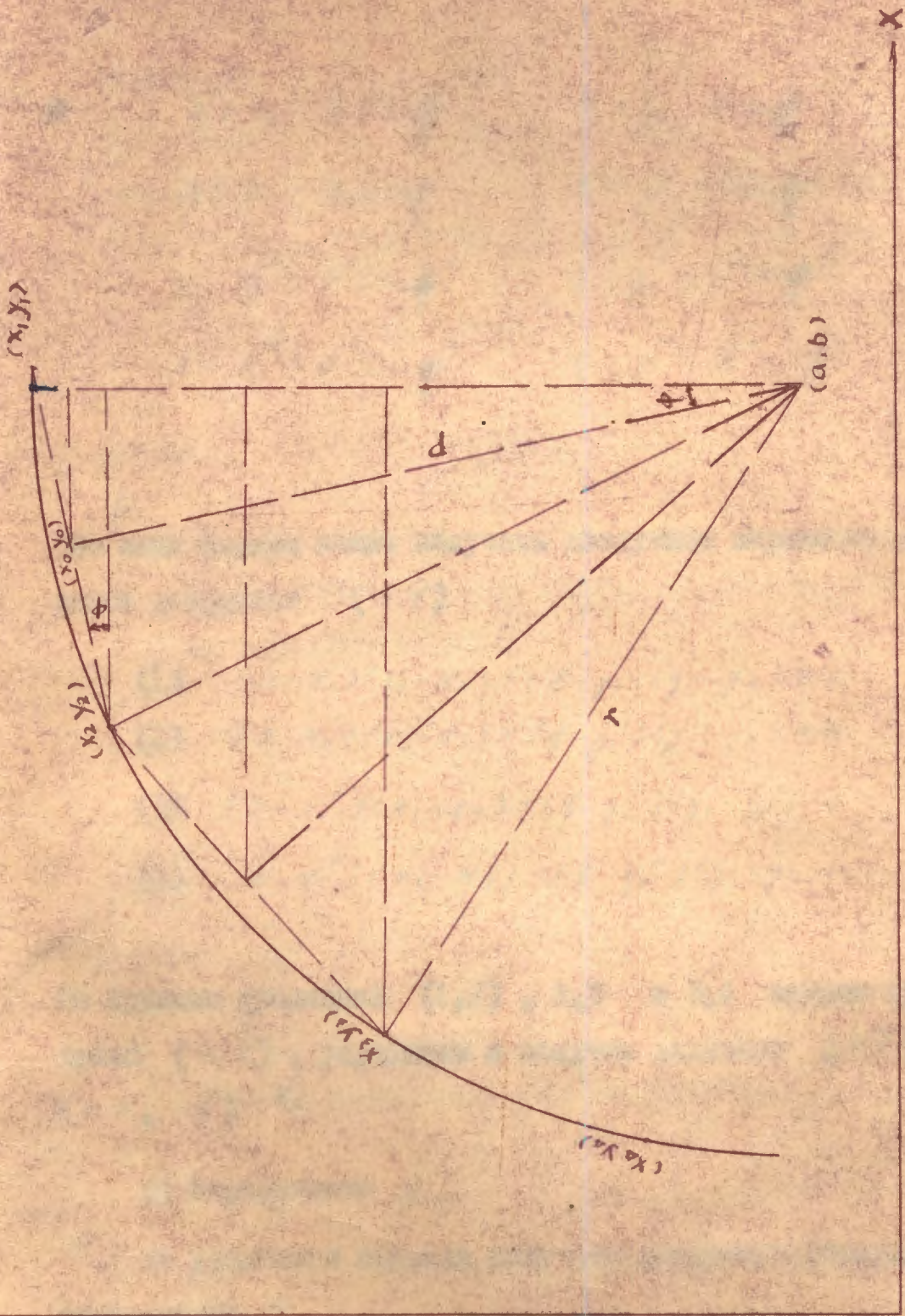
$$\sin \phi = \frac{1}{f}(y_1 - y_2) \quad \cos \phi = \frac{1}{f}(x_1 - x_2) \quad f^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2$$

$$\sin \phi' = \frac{1}{f'}(y_1 - y_3) \quad \cos \phi' = \frac{1}{f'}(x_1 - x_3) \quad f'^2 = (x_1 - x_3)^2 + (y_1 - y_3)^2$$

$$\sin \phi'' = \frac{1}{f''}(y_1 - y_4) \quad \cos \phi'' = \frac{1}{f''}(x_1 - x_4) \quad f''^2 = (x_1 - x_4)^2 + (y_1 - y_4)^2$$

$$\sin \phi''' = \frac{1}{f'''}(y_2 - y_4) \quad \cos \phi''' = \frac{1}{f'''}(x_2 - x_4) \quad f'''^2 = (x_2 - x_4)^2 + (y_2 - y_4)^2$$





pus. 2

$$\begin{aligned}
 a &= x_0 + d \sin \phi & b &= y_0 - d \cos \phi \\
 a &= x_0' + d' \sin \phi' & b &= y_0' - d' \cos \phi' \\
 a &= x_0'' + d'' \sin \phi'' & b &= y_0'' - d'' \cos \phi'' \\
 a &= x_0''' + d''' \sin \phi''' & b &= y_0''' - d''' \cos \phi'''
 \end{aligned}$$

Из этих формул можно получить следующие выражения для определения координат  $(a, b)$

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & (a - x_0)(x_1 - x_2) + (b - y_0)(y_1 - y_2) = 0 \\
 (2) \quad & (a - x_0')(x_1 - x_3) + (b - y_0')(y_1 - y_3) = 0 \\
 (3) \quad & (a - x_0'')(x_1 - x_4) + (b - y_0'')(y_1 - y_4) = 0 \\
 (4) \quad & (a - x_0''')(x_2 - x_4) + (b - y_0''')(y_2 - y_4) = 0
 \end{aligned}$$

По группам уравнений (1,2), 2,3 и 3,4 найдем группу значений  $(a, b)$ , усредняем и получим величины  $(\bar{a}, \bar{b})$  и  $(\Delta a, \Delta b)$  х)

#### б) Определение R

Из уравнения спирали получаем следующую формулу для определения R

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = R^2 \quad (5)$$

Сейчас у нас имеется четыре подобных соотношения для  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ ,  $(x_3, y_3)$  и  $(x_4, y_4)$  и можно

х) При усреднении "а" и "в" нужно иметь в виду, что "а" и "в" полученные по (1,2) и (2,3) и (3,4) имеют разные веса

определить четыре радиуса  $R_1, R_2, R_3$  и  $R_4$ , найдем среднюю величину  $R$  и  $\Delta R_I$ . Ошибка  $\Delta R_I$  получается из-за неточности измерения  $(x_i, y_i)$ , а неточность определения  $(a, b)$  будет давать <sup>α</sup> дополнительную ошибку  $\Delta R_{II}$ .

$$\left(\frac{\Delta R_{II}}{R}\right)^2 = 4 \frac{(x-a)^2}{R^4} (\Delta a)^2 + 4 \frac{(y-b)^2}{R^4} (\Delta b)^2 \quad (6)$$

Обычно  $\frac{\Delta R_I}{R}$  очень мала.

### в) Определение $\delta_i$

Из уравнения спирали видно, что для определения имеется следующая формула

$$\operatorname{tg} \delta_i = \frac{y_i - b}{x_i - a} \quad (7)$$

ошибка для  $\delta_i$  будет

$$\left(\frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_i}{\operatorname{tg}^2 \delta_i} \Delta \delta_i\right)^2 = \left(\frac{\Delta a}{x_i - a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{(x_i - a) \operatorname{tg} \delta_i}\right)^2 \quad (8)$$

### г) Определение $\alpha$

Имеется соотношение для определения  $\alpha$

$$\operatorname{tg} \alpha_{ij} = \frac{z_i - z_j}{R(\delta_i - \delta_j)} \quad (9)$$

Возьмем любую пару величин из четырех точек и получим

$\alpha_{ij}, \alpha_{jk}$ ; усредняем и получим величину  $\bar{\alpha}$  и  $\Delta \alpha_I$ ,  
(за счёт  $\Delta a$  и  $\Delta b$ ) будет  $\Delta \alpha_{II}$

$$\left(\frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}{\operatorname{tg}^2 \alpha}\right)^2 (\Delta \alpha_{II})^2 = \frac{1}{R^2 (\delta_i - \delta_j)^2} (\Delta R^2 + \Delta \delta_i^2 + \Delta \delta_j^2) \quad (10)$$

Очевидно, что если разница между  $\delta_{-и}$  маленькая, то ошибка будет большая но этот слабый пункт никак нельзя обойти в определении  $\alpha$ .

Были проведены расчёты для 20 треков  $\pi^-$  (средний импульс  $248 \pm 6$  Мэв/с) по этим формулам и получен средний импульс для них  $244 \pm 19$  Мэв/с.

4. Физические величины для частицы и кинематика для случая.

Для каждой частицы очень важно знать её импульс и направление движения. В магнитном поле  $H$  импульс  $P$  будет

$$P = 0.03 H R \sec \alpha \quad (11)$$

где  $P$  в единицах Бэв/с,  $H$  в килогауссах и  $R$  в метрах. Если неоднородность магнитного поля нельзя пренебречь, то грубо можно писать  $\bar{H}$  вместо  $H$ , где  $\bar{H}$  - средняя напряженность магнитного поля в той области, где находится измеряемый трек. Ошибка  $\Delta P$  будет

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2 + (tg \alpha \cdot \Delta \alpha)^2 \quad (12)$$

Направление траектории в точке  $i$  будет

$$\begin{aligned} l_i &= -\sin \delta_i \cos \alpha \\ m_i &= \cos \delta_i \cos \alpha \\ n_i &= \sin \alpha \end{aligned} \quad (13)$$

$\cos \alpha$  всегда берется со знаком плюс, а знак  $\sin \alpha$  определяется знаком  $\operatorname{tg} \alpha$ . Знаки  $\sin \delta_i$  и  $\cos \delta_i$  определяются  $(x_i - a)$  и  $(y_i - b)$ , соответственно.

Для идентификации случая очень важно знать угловые соотношения между частицами. Угол разлета двух частиц будет

$$\cos \theta_{ij} = l_i l_j + m_i m_j + n_i n_j \quad (14)$$

и компланарность трёх частиц будет определяться

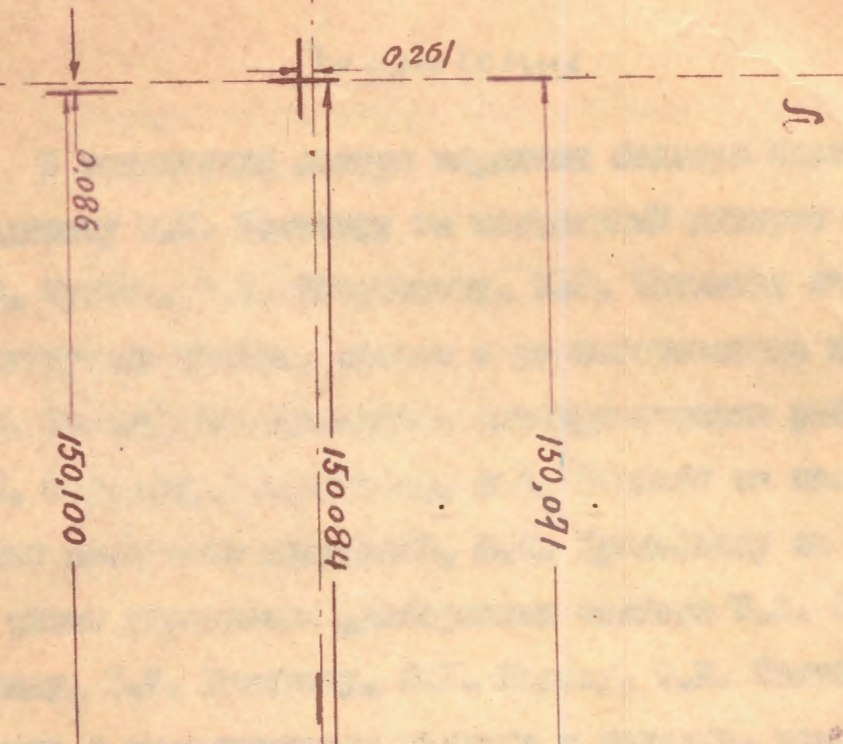
$$\sin \eta = \begin{vmatrix} l_1 & l_2 & l_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \end{vmatrix} \quad (15)$$

где  $\eta$  - угол между направлением 1 и плоскостью (2,3)

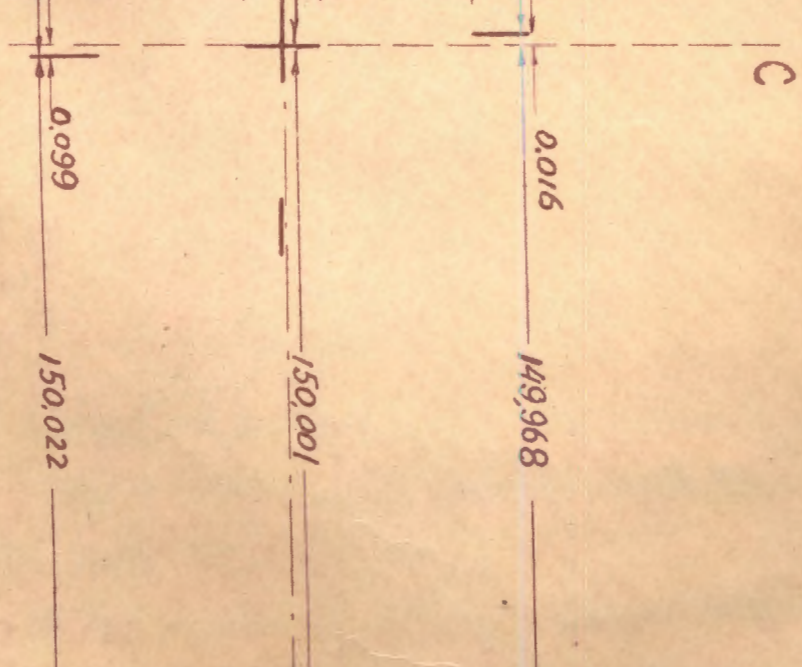
### Л и т е р а т у р а :

- I Ван Ган-чан и др. Обработка результатов, полученных при облучении пузырьковой пропановой камеры ЛВЭ в  $\pi^+$  мезонном пучке синхротрона ОИЯИ. Отчёт ЛВЭ ОИЯИ (1957).

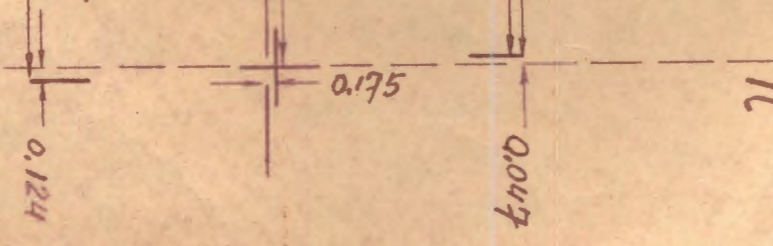
4.073 17.054 8.037 17.003 4.086



4.107 17.026 8.059 17.017 4.085



4.089 17.040 8.058 17.007 4.078



Заключение.

В заключение авторы выражают большую благодарность академику В.И. Векслеру за постоянный интерес к работе, И.В. Чувиле, Э.В. Козубскому, И.И. Потанову за обсуждение конструкции камеры, помощь в ее изготовлении и наладке, Ю.И. Шкобину за выполнение конструкторских работ по камере С.В. Федукеву, А. Журавлеву и В. Иванову за помощь в проведении магнитных измерений, В.И. Прокофьеву за помощь в наладке схемы управления, лаборантам сектора И.А. Смирнову, Ю.С. Неганову, В.И. Макарову, Ю.И. Исаяву, Ф.И. Салгир за большую помощь в моделировании, монтаже и наладке камеры.

О параметрах мишени, необходимо для экспериментов с большой пропановой камерой.

В этом отчёте мы хотим обсудить, как выбрать размеры фляжка и мишени.

Материал фляжка лучше выбрать так; чтобы частицы после прохождения фляжка получили самый малый угол отклонения  $\sqrt{\varphi^2}$  обусловленный рассеянием, для того чтобы размер  $\tau$  и соответственно вес мишени  $W$  были малы (см. фиг. I).

Фиг. I.

Поэтому мы выбираем Al для материала фляжка, толщиной  $d$  (мм) и высотой 3 мм (определяемый допустимым перекосями мишени, например  $\ll 0.5^\circ$ ).

Протон с энергией 9 Бэв. после прохождения фляжка теряет энергию  $0.5 \times d$  Мэв (в то же время мгновенная орбита соответственно сместится внутрь на  $3.3 \times d$  мм) и получит угол отклонения  $\sqrt{\varphi^2} = 1.6 \times 10^{-4} \sqrt{d}$  рад. x)

---

x) см. Б. Росси, К. Грайзен. Взаимодействие космических лучей с веществом.



Исходя из этого рассчитаем размер мишени  $\tau$ , который определим из тех соображений, чтобы все частицы после прохождения флажка (через один раз или два раза) стали проходить через мишень.

Уравнения свободных колебаний в синхрофазотроне могут быть приближенно выражены так:

$$\Delta R = \frac{R}{1-n} \frac{\Delta p}{p}$$

для мгновенной орбиты (м.о.)

$$\begin{cases} \chi \approx \frac{\phi_0 R}{\chi} \sin \chi \theta + \chi_0 \cos \chi \theta \\ \phi \approx \phi_0 \cos \chi \theta - \frac{\chi_0 \chi}{R} \sin \chi \end{cases}$$

для бетатронных колебаний

вокруг м.о.

Систему координат выберем так, как показано на фиг. 2.

центр камеры.

мгновенная орбита

траектория частицы

Обозначаем через  $h$  - координату мгновенной орбиты (м.о.)

$X$  - амплитуда бетатронного колебания вокруг м.о.

$\phi$  - угол отклонения от м.о.

$\tau$  - размер мишени в направлении  $R$

$R = \sqrt{1-n} \cdot R$  - радиус уставки.

По этой формуле мы провели расчет для разных размеров фляжка  $d$ . Результаты показываются с приведенных в приложении таблиц.

$h_0, h_1, h_2$  - координаты м.о., соответственно вначале и после первого и второго оборотов.

$\phi_{0,2\pi}; \phi_{1,0}; \phi_{1,2\pi}; \dots; \chi_{0,2\pi}, \chi_{1,0}, \chi_{1,2\pi}; \dots$  - углы между направлением движения частиц и м.о. и соответственно отклонения частиц от мгновенной орбиты, на азимуте вход  $\phi_0$  фляжок (этот азимут обозначаем индексом "0", ставим на втором месте) и выхода из него (соответствующим азимут обозначаем "  $2\pi$  ", этот индекс так же ставим на второе место). Первый индекс отмечает число сделанных частицей оборотов.

$\tau_{пред}$  - толщина фляжка, требуемая в данном случае.

Из этих таблиц видно, что лучше всего выбрать толщину фляжка  $d = 0.8$  мм и соответственно толщину мишени  $\tau = 20$  мм (с некоторым запасом).

Дальнейшее уменьшение  $d$  привело бы к тому, что частицы долго прибывали бы около фляжка. Это нежелательно.

В таблице 4 отражены расчеты для случая  $n = 0.6$ . При худшем начальном условии было получено  $\tau_{пред} = 17$  мм, что тоже не больше чем 20 мм.

Размер мишени в направлении  $z$  определяется диаметром пучка  $\sim 50 + 60$  мм.

С точки зрения механики, требуется, чтобы вес мишени был меньше 500 г. Поэтому мы решили выбрать окончательный размер мишени  $20 \times 60 \times 100$  мм<sup>3</sup> материал мишени Вв. Его плотность  $1,83$  г/см<sup>3</sup>, общий вес мишени равен 220г.

Из этого, видно, что нет необходимости брать тонкую мишень в расчете на многократное прохождение частиц через нее, так как последний случай обязательно хуже с точки зрения интенсивности, чем рассмотренный выше.

Рубин Н.Б.

Фан Шоу-сянь.

Таблица I (  $\eta = 0.67$  )

$d = 1 \text{ m.m.}$      $\sqrt{\overline{\phi^2}} = 1,6 \times 10^{-4}$      $\Delta E \approx 0,5 \text{ МэВ}$      $\Delta R = 4,3 \text{ m.m.}$

$h_0$	-4.3	-4.3	-4.3	-4.3	-3.3	-3.3	-2.3	-2.3	-1.3	-1.3	0.3	0.3
$X_{0,2\pi}$	4.3	4.3	4.3	4.3	3.3	3.3	2.3	2.3	1.3	1.3	0.3	0.3
$X_{0,2\pi} \cdot 10^4$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$X_{1,0}$	0	0	0	0	-1	-1	-2	-2	-3	-3	-4	-4
$X_{1,0} \cdot 10^4$	1.6	1.6	0	-1.4	1.6	1.6	1.6	-1.6	1.6	-1.6	1.6	-1.6
$h_1$	0	0	0	0	1	1	2	2	3	3	4	4
$X_{1,2\pi}$	-3.4	3.4	0	3	-2.4	4.3	-1.6	5.2	-0.7	6.1	-0.2	8
$X_{1,2\pi} \cdot 10^4$	-1.4	1.4	0	-1.3	-1.5	1.3	-1.6	-0.3	-1.7	1.7		
$X_{2,0}$	-3.4		-4.3	-1.3	-2.4		-5.9		-5.0			
$X_{2,0} \cdot 10^4$	-1.4		-1.6	-2.9	-1.5		-3.2		-3.3			
$h_2$	0		4.3	4.3	1		6.3		7.3			
$X_{2,2\pi}$	6		7.3	7.2	5.2		12		11.4			
$\tau_{\text{сред.}}$ (m.m.)	3	0.4	8.6	8.5	3.2	2.3	15.3	2.2	15.7	9.1	0.8	9

Таблица 2 (  $\eta = 0.67$  )

$d = 1.5 \text{ m.m.}$      $\sqrt{\overline{\phi^2}} = 1,95 \times 10^{-4}$      $\Delta E \approx 0,75 \text{ МэВ}$      $\Delta R = 6,4 \text{ m.m.}$

$h_0$	-6.4	-6.4	-6.4	-6.4	-4.0	-3.0
$X_{0,2\pi}$	6.4	6.4	6.4	6.4	4.0	3.0
$X_{0,2\pi} \cdot 10^4$	0	0	0	0	0	0
$X_{1,0}$	0	0	0	0	-2.4	-3.4
$X_{1,0} \cdot 10^4$	-1.95	1.95	0	-1.4	1.95	1.95
$h_1$	0	0	0	0	2.4	3.4
$X_{1,2\pi}$	4.10	-4.10	0	3	-2.0	-10
$X_{1,2\pi} \cdot 10^4$		-1.75	0	-1.3	-1.5	-2.05
$X_{2,0}$		-4.10	-6.4	-3.4	-8.4	-7.4
$X_{2,0} \cdot 10^4$		-1.75	-1.95	-3.3	-3.5	-4.0
$h_2$		0	6.4	6.4	8.8	9.4
$X_{2,2\pi}$		7.36	9.85	9.9	15.0	15.0
$\tau_{\text{сред.}}$	1.10	4.4	12.3	12.3	20.8	21.4

Таблица 3  
(  $\eta = 0.67$  )

$d=0.8$ m.m.	$\Delta R=3.4$ m.m.	$\sqrt{\overline{\Phi^2}} = 1.45 \times 10^{-4}$
$h_0$	-1.8	-1.4
$X_{0,2\pi}$	1.8	1.4
$\Phi_{0,2\pi} \cdot 10^4$	0	0
$X_{1,0}$	-1.6	-2
$\Phi_{1,0} \cdot 10^4$	+1.5	1.5
$h_1$	1.6	2
$X_{1,2\pi}$	-1.6	-1.2
$\Phi_{1,2\pi} \cdot 10^4$	-1.6	-1.5
$X_{2,0}$	-5.0	-5.0
$\Phi_{2,0} \cdot 10^4$	-3.0	-2.7
$h_2$	5.0	5.4
$X_{2,2\pi}$	10.6	10
$\tau$ msec.	12.6	12.4

Таблица 4  
(  $\eta = 0.60$  )

$d=0.8$ m.m.	$\Delta R=4$ m.m.	$\sqrt{\overline{\Phi^2}} = 1.45 \times 10^{-4}$
$h_0$	-2	-1
$X_{0,2\pi}$	2	1
$\Phi_{0,2\pi} \cdot 10^4$	0	0
$X_{1,0}$	-2	-3
$\Phi_{1,0} \cdot 10^4$	1.0	1.5
$h_1$	2	3
$X_{1,2\pi}$	-2	-2.8
$\Phi_{1,2\pi} \cdot 10^4$	-1.0	-1.2
$X_{2,0}$	-6	-6.8
$\Phi_{2,0} \cdot 10^4$	-2.5	-2.6
$h_2$	6	7
$X_{2,2\pi}$	12.1	12.9
$\tau$ msec.	15.1	16.9