

с 346.60

А-91

Аствацатуров Р.Г.

Б2-1-4329.

+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

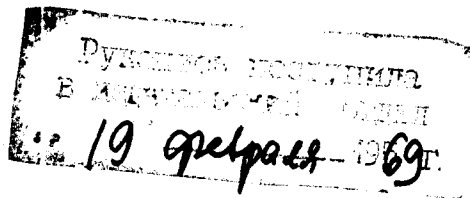
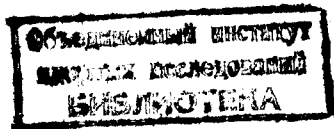
Лаборатория высоких энергий

Б2-1-4329

Р.Г.Аствацатуров, А.М.Балдин, В.А.Крамаренко,
В.Т.Матюшин, Г.Л.Мелкумов, М.Н.Хачатурян,
М.С.Хвастунов.

ПРОЕКТ

ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РАСПАДОВ $\psi \rightarrow \gamma\gamma$
И $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ С ПОМОЩЬЮ ИСКРОВЫХ
КАМЕР, ЧЕРЕНКОВСКИХ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРОВ
И СПЕКТРОМЕТРОВ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ
ПРОЛЕТА.



Дубна, июль, 1968г.

с. ф. 2399

О Г Л А В Л Е Н И Е

1. Введение	2
2. Физическая проблема	5
3. Кинематика процесса:	8
4. Кинематика процесса:	10
5. Геометрия опыта и экспериментальная аппаратура	11
6. Пучок π - мезонов	12
7. Мишень.	12
8. Детектор γ - квантов	12
9. Искровые камеры	14
10. Точность измерения эффективной массы	15
11. Электронная аппаратура	15
12. Калибровка γ - спектрометров	16
13. Спектрометр нейтронов	17
14. Эффективность детектора нейтронов	18
15. Электроника детектора нейтронов	18
16. Расчёт статистики для процесса: $\pi^- p \rightarrow \omega n; \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	20
17. Расчёт статистики для процесса: $\pi^- p \rightarrow \varphi n; \varphi \rightarrow \eta \gamma$	21
18. Количественная оценка фоновых процессов.	22
19. Оценка вклада фоновых процессов, обусловленных распадами резонансов.	30

1. В В Е Д Е Н И Е

Радиационные распады сильно взаимодействующих частиц интенсивно обсуждаются в литературе. Трудно указать область теории элементарных частиц, к которой экспериментальные данные об этих распадах не имели бы самого прямого отношения. Здесь можно отметить высшие симметрии, алгебру токов, теории, основанные на дисперсионных соотношениях, модель векторной доминантности, алгебру полей, исследование асимптотических свойств амплитуд бинарных реакций (модель Редже полюсов), проверку квантовой электродинамики и т.д. Однако, несмотря на большое число запросов теоретиков, электромагнитные распады резонансов за очень небольшим исключением практически не изучены экспериментально. Предлагаемый проект является естественным развитием работ по исследованию электромагнитных распадов, проводившихся в ЛВЭ в течение 1965-1967 годов. В этих экспериментах был использован сложный комплекс аппаратуры, состоящий из сцинтилляционных счётчиков, искровых камер и черенковских гамма-спектрометров. Опыт эксплуатации указанной регистрирующей системы показал её высокую эффективность для исследования редких распадов резонансов на электроны и фотоны. В частности, с помощью разработанной методики были впервые надёжно идентифицированы и измерены распады векторных мезонов (ρ и ω) на электрон-позитронные пары. Последующие эксперименты, выполненные в крупнейших лабораториях мира (Брукхевен, ЦЕРН, ДЭСИ) и эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках, подтвердили цифры полученные в Дубне. Указанная установка позволила также идентифицировать редкий распад $\psi \rightarrow e^+e^-$ и измерить его вероятность. Эти данные до настоящего времени остаются единственными. Эти примеры показывают высокую

конкурентноспособность установки даже при неблагоприятных (по отношению к зарубежным) соотношениях в параметрах пучков.

Другим важным свойством прибора является его глобальный характер т.е. возможность одновременной регистрации распадов различного типа. Так, например, в проведенных экспозициях установкой было зарегистрировано около десяти тысяч распадов на два гамма-кванта, 2,5 тысячи распадов на три гамма-кванта, несколько сот событий типа 4γ и т.д. Эти данные в настоящее время обрабатываются. Обработка части материала показала, что разрешающая способность установки в измерении эффективной массы хорошо согласуется с расчётным значением и равна $\approx 10\%$. Однако, быстрое развитие экспериментальной техники и необходимость конкурировать с ведущими лабораториями мира делает необходимым существенное улучшение параметров установки. В связи с этим в настоящем проекте предлагается дополнить существующую установку системой сцинтилляционных счётчиков для измерения времени пролета нейтронов и в два раза увеличить число каналов регистрации γ -квантов. В результате такой модернизации разрешающая способность установки может быть доведена до величины $\Delta m = \pm(7-10)\text{Мэв}$ и, следовательно, появляется реальная возможность разделить распады $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$ или $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$, $(\frac{\rho}{\omega}) \rightarrow \eta^0\gamma$, $\chi \rightarrow 2\gamma$, $\delta \rightarrow 2\gamma$ и т.д. Целый ряд важных задач физики электромагнитных взаимодействий, которые могут быть решены с помощью предлагаемой установки обсуждались в предыдущем проекте [1]. Существенно подчеркнуть, что актуальность большинства из этих задач за прошедшие три года возросла. Однако, имеющиеся экспериментальные данные даже об основных электромагнитных распадах носят предварительный характер. Предлагаемое в настоящем проекте увеличение числа каналов регистрации до четырех позволяет приблизить геометрию установки к

" 2π -геометрии". Необходимо подчеркнуть, что без такого увеличения геометрической эффективности аппаратуры проведение таких экспериментов, как обнаружение распадов типа $V \rightarrow \eta^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$ и измерение дифференциального сечения реакции:

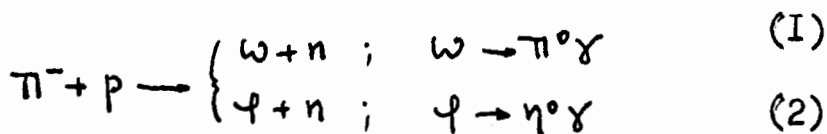


где необходимо определить распределения по азимутальному углу между плоскостью реакции и плоскостью распада станет невозможным.

Предлагаемый эксперимент обладает высокой конкурентноспособностью, особенно если учесть большой опыт, накопленный авторами проекта, как в эксплуатации подобного рода установок так и в обработке экспериментальных данных.

Физическая проблема.

В качестве основного эксперимента в данном проекте предлагается исследовать процессы:



Согласно модели векторной доминантности (VDM), сечения реакций (1) и (2) просто связаны с сечением фоторождения π^- -мезонов изоскалярными фотонами. Изоскалярное фоторождение мезонов является одним из наименее изученных процессов электромагнитного взаимодействия. Фоторождение мезонов в области энергий порядка или больше 3 Гэв обнаруживает (см., например, обзорные доклады В.Панофского и Г.Носа на Гейдельбергской конференции, 1967 г.) весьма своеобразное поведение, которое не описывается простейшей моделью полюсов Гедже. Здесь проявляются интересные закономерности, не понятные с точки зрения теории.

Как показывают экспериментальные данные реакции (1) и (2), по-видимому, вообще не описываются периферической моделью с одномезонным (ρ - мезонным) обменом. В связи с этим неизвестный, периферический вклад в эти реакции является основным. Таким образом, реакции (1) и (2) должны быть необычайно критичны к одному из наиболее интересных явлений с точки зрения теории реакций при высоких энергиях. Во всяком случае, довольно несовершенные попытки построения теории этого явления, основанные на так называемой гипотезе о заговоре полюсов, могут быть подвергнуты детальной проверке. Информация, получаемая о реакциях (1) и (2), оказывается значительно более детализированной по отношению к той информации, которую можно извлечь из данных по фоторождению мезонов. Это связано, во-первых, с тем, что при изучении фоторождения пионов раздельное изучение изоскалярной и изовекторной частей амплитуды возможно только в результате довольно неоднозначной интерпретации данных по фоторождению на дейтерии (эти данные немногочисленны); во-вторых, с тем, что в предлагаемом эксперименте становится возможным измерение матрицы плотности векторного мезона. Последнее, в соответствующих экспериментах по фоторождению, означает измерение образования пионов изоскалярными полностью поляризованными фотонами. Такая постановка проблемы фоторождения пионов, при существующей экспериментальной технике, невозможна на электронных ускорителях.

О реакции (2) следует сказать особо. Распад $\varphi \rightarrow \eta + \gamma$ ещё не открыт. Следовательно, наблюдение реакции (2) позволит впервые обнаружить этот распад. Согласно кварковой модели и $SU(6)$ симметрии, парциальная ширина распада $\varphi \rightarrow \eta \gamma$ в сотни раз должна превышать парциальную ширину, обнаруженного нами [2] распада $\varphi \rightarrow e^+ e^-$. Измерение отношения вероятностей распадов $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ и $\varphi \rightarrow \eta \gamma$

является очень чувствительной проверкой применимости высших симметрий к процессам электромагнитного взаимодействия адронов.

В эксперименте должны быть измерены зависимость сечения генерации векторных мезонов от квадрата передаваемого импульса ($-t$) в области $0 < -t \leq 0,7$ (Гэв/с)². Это наиболее интересная область передаваемых импульсов с точки зрения проверки вклада ρ -мезонной траектории Редже. При $-t = 0,5$ (Гэв/с)² в кривой зависимости сечения генерации векторных мезонов от t должен наблюдаться чётко выраженный минимум, если ρ -траектория даёт заметный вклад. Чтобы выявить характер кривой, достаточно зарегистрировать несколько сотен событий реакции (2).

Угловое распределение реакции (1) может быть измерено с лучшей точностью. Кроме того, в этом случае оказывается возможным измерение матрицы плотности. Угловое распределение γ -квантов, образующихся в результате распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ имеет (в системе покоя ω -мезона) следующий вид:

$$W(\theta, \varphi) = 1 - \rho_{00} \cos^2 \theta - \rho_{11} \sin^2 \theta + \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\varphi + \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \varphi$$
 где за полярную ось принято направление вдоль импульса π^- -мезона, ρ - элементы матрицы плотности, зависящие от S (квадрата полной энергии в системе центра масс реакции), и t (квадрата передаваемого γ -импульса); $\rho_{00} = 1 - \rho_{11}$.

В эксперименте будет измерено $W(\theta, \varphi)$ во всей области изменения φ . Проинтегрированное по φ угловое распределение распада позволит с точностью до нескольких процентов измерить ρ_{00} как функцию t (около 10 точек на кривой). Для определения параметров: ρ_{00} , ρ_{1-1} и $\operatorname{Re} \rho_{10}$ необходимо получить десять значений функции $W(\theta, \varphi)$, измеренных с точностью равной 10% (для каждого из десяти значений t).

Таким образом, планируемый эксперимент позволит получить уникальную информацию о свойствах образования и распада векторных мезонов, играющих, согласно существующим представлениям, фундаментальную роль в физике сильных взаимодействий. Резюмируя физическую часть проекта сформулируем основные результаты, которые будут получены в эксперименте.

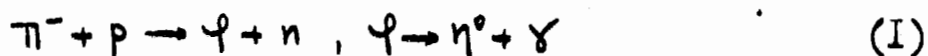
1. Доказательство существования (или отсутствия) распадов $\varphi \rightarrow \eta^0 \gamma$ и измерение его относительной вероятности. Проверка кварковых моделей и $SU(6)$ симметрии.

2. Получение уникальной информации о сечениях образования векторных мезонов (включая данные о матрице плотности реакции (I)). Эта информация позволит сделать критичную проверку интенсивно обсуждаемых моделей в теории элементарных частиц (VBM , модели рождения π - мезонов на нуклонах, модель полюсов Редже).

3. Измерение вероятности распадов $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ и определение константы δ_V^2 / χ_{π} с 10% точностью.

Несколько нам известно, аналогичные опыты на других ускорителях в настоящее время не планируются.

Кинематика процесса:



Кинематический анализ процессов (I) проводился для π^- - мезонов с импульсом $p=4,0$ Гэв/с и для $M_{\varphi} = 1020$ Мэв (см. рис. I-7).

Предельный угол вылета η^0 - мезона в л.с.к. равен 10° , при этом угол между γ - квантом и η^0 - мезоном в л.с.к. равен $\Theta = 18,5^{\circ}$.

Для процесса (I) оптимальной является геометрия, когда спектрометры $\check{C}_{1,2}$ охватывают интервал углов от $3,5^{\circ}$ до 22° , а спектрометры $\check{C}_{3,4}$ охватывают интервал углов от $14,5^{\circ}$ до 37° .

В оптимальной геометрии расстояние между центром мишени и центрами спектрометров равно примерно 105 см для $\chi_{3,4}$ и 120 см для $\chi_{1,2}$.

Проведенный расчёт показывает, что эффективность регистрации распадов (1) в выбранной (оптимальной) геометрии равна $\xi = 2\%$. В расчёте были использованы значения массы $\mu(\psi) = 1020 \text{ Мэв}$ и ширины $\Gamma_\psi = 0$ и зависимость дифференциального сечения образования ψ - мезонов от t , аппроксимированная выражением:

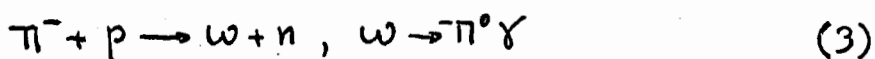
$$dG/dt \sim \exp(\gamma t) \quad (2)$$

В выбранной геометрии аппаратурой выделяются в основном те события, когда импульс переданный нуклону мал (интервал углов в с.ц.и. от 0° до 30°). Соответственно χ - кванты от распада $\psi \rightarrow \eta^0 \chi$ в системе покоя ψ - мезона охватывают интервал углов от 30° до 110° , а η^0 - мезоны интервал углов от 150° до 70° .

В расчётах угловое распределение продуктов распада резонанса предполагалось изотропным в системе покоя резонансной частицы. Анализ энергетических спектров χ - квантов и η^0 - мезонов (на основании кинематических расчётов) показывает, что в случае $p_{\psi} = 4,0 \text{ Гэв/с}$ и $\mu(\psi) = 1020 \text{ Мэв}$ в выбранной геометрии энергетические спектры в пределах конуса с угловым раствором (телесный угол охватываемый спектрометром) имеют максимум при энергии 2 Гэв и граничные значения от 1,0 Гэв до 2,6 Гэв для χ -квантов и 1,3 Гэв до 3,0 Гэв для η^0 - мезонов.

На рис.8 приведен схематический чертёж геометрии установки для исследования реакции (1). Экспериментальная аппаратура описывается на стр.

Кинематика процесса:



Кинематический анализ процессов (1) проводился для π^- -мезонов с импульсом $p = 4,0$ Гэв/с и для $m_\omega = 780$ Мэв (см. рис.9 и 10). Минимальный угол (минимальному углу в л.с.к. соответствует симметричный распад резонанса в системе покоя распадающейся частицы) между π^0 -мезоном и γ -квантом в л.с.к. равен $\theta_{\min} = 21^\circ$. Расчёт показывает, что оптимальной является геометрия ($\theta = 26^\circ$), когда направления вылета γ -кванта и π^0 -мезона под минимальным углом имеют направления близкие к направлениям осей детектора (см. рис.11). В оптимальной геометрии расстояние между центром мишени и центрами спектрометров равно 188см. При этом каждый из спектрометров охватывает угловой интервал от 5° до $22,5^\circ$. Расчёт проведенный на ЭВМ показывает, что эффективность регистрации распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ в выбранной геометрии в случае двух детекторов равна $\epsilon(2) = 1,7\%$ (см. рис.11а) и в случае четырех детекторов равна $\epsilon(4) \approx 3,5\%$. В расчёте были использованы значения массы $m(\omega) = 780$ Мэв и ширины $\Gamma_\omega = 0$ и зависимость дифференциального сечения образования ω -мезонов от t (квадрат переданного 4-импульса), аппроксимированная выражением (2). В указанной геометрии аппаратурой выделяются в основном те события, когда импульс, переданный нуклону мал (интервал углов в с.ц.и. от 0° до 40°). Соответственно γ -кванты от распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ в системе покоя ω -мезона охватывают интервал углов $\Delta\alpha = 55^\circ + 140^\circ$, а π^0 -мезоны интервал углов $\Delta\alpha = 135^\circ + 50^\circ$. В расчётах угловое распределение продуктов распада резонанса предполагалось изотропным в системе покоя резонансной частицы. Анализ энергетических спектров γ -квантов и π^0 -мезонов

(на основании кинематических расчётов) показывает, что в случае $\beta_{\pi} = 4,0$ Гэв/с и $\mu(\omega) = 780$ Мэв в избранной геометрии энергетические спектры в пределах конуса с угловым раствором $5^{\circ} + 22,5^{\circ}$ (телесный угол охватываемый спектрометром) имеют максимум при энергии 2 Гэв. и граничные значения $E_{\min}^{\gamma, \pi^0} = 0,5$ Гэв и $E_{\max}^{\gamma, \pi^0} = 3,5$ Гэв.

Геометрия опыта и экспериментальная аппаратура.

На рис. 12 приведен схематический чертеж экспериментальной установки для исследования реакции (I). Сцинтилляционные счётчики S_1, S_2 размером $7 \times 7 \times 1 \text{ см}^3$ и S_3 служат для мониторинга пучка π -мезонов. Черенковский пороговый счётчик \check{C} , используется для выделения электронов, присутствующих в виде примеси (около 2%) в пучке π -мезонов, для калибровки черенковских γ -спектрометров и для исключения событий, возникающих в результате взаимодействия электронов пучка в мишени при наборе рабочей информации. Сцинтилляционный счётчик S_4 , работающий в режиме антисовпадений, используется для исключения пучковых π -мезонов, не взаимодействующих в мишени. Для измерения угла вылета γ -квантов используется система фильмовых искровых камер размерами $60 \times 60 \times 10$ (каждый модуль). Латунные конверторы, используемые для конвертирования γ -квантов в электрон-позитронные пары имеют суммарную толщину 2 рад.ед. и располагаются перед второй и последующими камерами. Первая камера (по пучку) является антисовпадательной. Для увеличения эффективности запусков системы искровых камер между ними и черенковскими γ -спектрометрами помещаются сцинтилляционные счётчики $S_5 - S_8$ с площадью $50 \times 50 \text{ см}^2$ и толщиной 2 см. Четыре

γ - спектрометра располагаются за счетчиками $S_5 - S_8$.

Пучок π^- - мезонов

Предполагается использовать пучок π^- - мезонов (канал № 6) с импульсом 4,0 Гэв/с, который выводится в старый измерительный павильон первого корпуса. Разброс по импульсам в пучке не более $\pm (1-1,5)\%$, угловая расходимость в месте расположения жидководородной мишени не более $0,5^\circ$. Интенсивность не менее $5 \cdot 10^4$ π^- -мезонов/цикл. Длительность растяжки (" стол" магнитного поля) не менее 300 мсек.

Мишень.

В эксперименте используется жидководородная мишень в виде усеченного конуса длиной 25см объемом 13,8 л., разработанная и сконструированная специально для данного эксперимента.

Основные параметры мишени:

1. Диаметр входного отверстия 10 см.
2. Материал входного отверстия лавсан толщиной 0,252мм
3. Размеры выходного отверстия $140 \times 372 \text{мм}^2$
4. Материал выходного отверстия: медная фольга, толщиной 0,1мм
5. Длина мишени 25 см
6. Время между заливками ~ 20 часов.

Детектор γ - квантов.

Для регистрации, идентификации и измерения энергии электронов используются четыре, симметрично расположенные относительно оси пучка, черенковских γ - спектрометров из свинцового стекла (см. рис.13). Каждый из четырех идентичных спектрометров собирается из двух прямоугольных блоков стекла и имеет размеры

500x500x300. Для собирания черенковского света используются 30 фотоумножителей типа ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 17 см ($S_{\text{ф.}} = 188 \text{ см}^2$) фотоумножители располагаются на всех полированных поверхностях стекла ($S_{\text{стекла}} = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2$) и покрывают примерно 50%. В случае применения световодов коэффициент покрытия можно существенно увеличить и сделать близким к 100%.

Фотоумножители располагаются внутри магнитных экранов из пермалоя и мягкой стали и прижимаются к стеклу с помощью четырех симметрично расположенных пружин. Для оптического контакта между фотокатодом ФЭУ и стеклом используется кремнеорганический вазелин марки КВ-3А.

1. В этом варианте, как показывает расчёт, энергетическое разрешение спектрометра для электронов с энергией 4 Гэв благодаря увеличению числа фотоумножителей должно существенно улучшиться. Действительно, в старом варианте эффективное число фотоумножителей было равно 8. Увеличение числа ФЭУ в 4 раза должно привести к увеличению разрешающей способности примерно на фактор два. Экспериментально измеренное разрешение в старом варианте было около $\pm 5\%$. Следовательно, в новом варианте при $p_{\text{п}} = 4$ Гэв энергетическое разрешение должно быть около $R = \pm 2,5\%$.

Использование световодов соответствующей конфигурации в принципе может привести к улучшению R ещё на фактор 1,5-2. Эта возможность будет исследована экспериментально.

Разрешение может быть улучшено также более тщательным подбором фотоумножителей по следующим параметрам:

1. Квантовая эффективность.
2. Равномерность чувствительности фотокатода.
3. Качество сбора фотоэлектронов (спектрометрический режим).

Использование перечисленных выше в пунктах 1-3 ресурсов позволяет, со крайней мере принципиально, улучшить энергетическое разрешение черенковских γ - спектрометров из свинцового стекла до значения порядка $\pm 1\%$.

Искровые камеры.

Для измерения углов вылета γ - квантов, образующихся в результате распада $V \rightarrow \pi^0 \gamma$, используются пленочные искровые камеры (см. рис. 14). Искровые камеры должны удовлетворять следующим условиям:

1. Во-первых, обладать высокой эффективностью к многотрековым событиям, т.к. в результате конверсии γ - квантов образуется электромагнитный ливень с большим числом заряженных частиц (не менее 10 частиц).

2. Во-вторых, точностью восстановления пространственного угла θ около 1% . В случае регистрации резонанса с массой ~ 1000 Мэв $\theta_{\min} = 30^\circ$ и, следовательно, ошибка в измерении пространственного угла не должна превышать $0,1^\circ$ ($\Delta\theta = 0,14^\circ$).

Для реализации этого условия необходимо, чтобы точность локализации трека была $0,5$ мм и база (величина искрового промежутка) около 20 см. Здесь не была учтена ошибка, которую вносят конверторы. Точность измерения угла θ ограничивается многократным кулоновским рассеянием электронов в веществе конверторов. Среднее квадратичное значение угла многократного рассеяния, если потери энергии малы, равно:

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\varphi(t)} = \frac{E_0^2 t}{p^2 \beta^2} \quad (4)$$

Для того, чтобы выполнялось условие: $\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle_{\varphi(t)}} \ll 0,1^\circ$ при $p=1$ Гэв/с $\beta=1$ и $E_0 = 21$ Мэв необходимо, чтобы средняя толщина конвертора

не превышала $t \ll 0,02$ р.е. Система искровых камер с распределенным конвертором в принципе решает эту задачу. Таким образом, окончательно имеем $\Delta\theta = 0,14^\circ$.

Точность измерения эффективной массы системой искровых камер и черенковских γ -спектрометров.

Эффективная масса резонанса равна $V \rightarrow e^+e^-$

$$M_V^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2 \approx 2 E_1 \cdot E_2 (1 - \cos \theta) \quad (5)$$

Относительная среднеквадратичная ошибка эффективной массы равна:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta}{t_g \theta/2}\right)^2} \quad (6)$$

Подставляя $\Delta E/E = \pm 2,5\%$; $\Delta \theta = 0,14^\circ$; $\theta = 30^\circ$ получаем:

$$\frac{\Delta M}{M} = \pm 1,9\% \approx \pm 2\% \quad (7)$$

Для резонанса с массой $M = 1000$ Мэв $\Delta M = \pm 20$ Мэв.

Эффективность регистрации распадов $V \rightarrow e^+e^-$ от 20% до 30%.

Электронная аппаратура.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 15

Система искровых камер управляется импульсом $S_1 S_2 \bar{C}_n S_3 S_4 \bar{A}_2 \bar{A}_3 \check{C}_1 \check{C}_4$ и запускается при условии, если:

1. Энергии продуктов распада резонанса (электроны или γ -кванты) превышают некоторую пороговую энергию $E_{i,n} \geq E_i \geq E_{i,n}$
 2. Сумма энергий E_i удовлетворяет условию: $\sum E_i \geq E_n$
- Величины порогов $E_{i,n}$ и E_n устанавливаются на основании кинематического анализа процессов рождения и распада резонанса

в реакции (I) с учётом энергетических разрешений γ - спектрометров.

Импульсы от черенковских γ - спектрометров отбираются с помощью четырех дискриминаторов. Порог по сумме энергий устанавливается одним дискриминатором, включенным после схемы, суммирующей импульсы от четырех спектрометров. Дискриминаторы должны быть выполнены по схеме, исключаящей разброс задержек выходных сигналов в зависимости от амплитуды и формы входных импульсов. Спектрометрические каналы состоят из линейных схем пропускания, амплитудных анализаторов и регистраторов.

Анализаторы представляют собой комбинацию амплитудных кодировщиков с пересчётными устройствами. Отсчёты пересчётных устройств регистрируются цифropечатающим устройством, а также фотографируются на соответствующем кадре искровой камеры. Таким образом, вся информация о событии (углы вылета продуктов распада резонансной частицы и их энергии) фиксируется на киноплёнке.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис.15.

Калибровка γ - спектрометров.

Черенковские γ - спектрометры калибруются на пучке электронов:

1. По энергии, 2. По энергетическому разрешению (R),
3. Линейности и 4. Зависимости выходной амплитуды сигнала от места попадания в радиатор спектрометра. Для этого используется пучок электронов, присутствующий в качестве 2% примеси в пучке π^- - мезонов. Энергетическая калибровка производится в интервале рабочих энергий т.е. от 0,5 до 4 Гэв. Точность калибровки не хуже $\pm 1\%$. Аналогичная точность должна быть обеспечена также при

калибровка по поверхности радиаторов.

Длительность эксперимента и спектрометрический режим работы аппаратуры требуют создания специальной электронной аппаратуры, обеспечивающей высокую стабильность спектрометрических трактов. Стабильность, которую должна обеспечить указанная аппаратура не хуже 0,1%. Описание этой аппаратуры приводится в приложении № .

Спектрометр нейтронов

Полные и дифференциальные сечения генерации для значительной части резонансов в настоящее время исследованы ещё очень плохо. Отсутствие соответствующей информации о полном сечении, угловом распределении при данной энергии и матрице плотности) приводят к существенному ухудшению точности, с которой определяется парциальная ширина. Чтобы обойти эту трудность было найдено целесообразным производить одновременно с основным экспериментом измерение полных сечений генерации резонансов и использовать с этой целью сцинтилляционный спектрометр нейтронов по времени пролета. В дальнейшем предполагается увеличить эффективность регистрации нейтронов до нескольких процентов с тем, чтобы стало возможным одновременное использование как спектрометра γ -квантов, так и спектрометра нейтронов для селекции исследуемого процесса. В первом варианте спектрометр нейтронов работает автономно от основной регистрирующей аппаратуры и представляет собой систему, состоящую из 32 сцинтилляционных счётчиков, разделенных на две группы по 16 счётчиков в каждой группе. Каждый из 32 сцинтилляционных счётчиков представляет собой пластический сцинтиллятор размерами $10 \times 10 \times 130 \text{ см}^3$, на торцах которого располагаются два фотоумножителя типа АУР-56 (см. рис.17).

Указанная система позволяет:

1. Измерить азимутальный угол вылета нейтрона из мишени по разности времен прихода световых сигналов на торцы сцинтиллятора. Точность определения азимутальной координаты $\pm 2,5$ см.
2. Измерить полярный угол вылета нейтрона из мишени с угловой точностью $0,7^\circ$. Этой величине угла соответствует точность измерения эффективной массы около 16 Мэв.
3. Измерить время пролета нейтрона с точностью 1,0 нсек чему соответствует $\Delta M = 16$ Мэв.

Интегральное разрешение спектрометра $\Delta M = \pm 22$ Мэв. Кривые зависимости разрешения по массе от ошибки при измерении угла вылета нейтрона $\Delta \theta_n$ и скорости Δv_n для некоторых резонансов приводятся на рис. 17. Эффективность детектора нейтронов.

Эффективность нейтронного детектора определяется следующими факторами:

1. Величиной телесного угла, который охватывает детектор в азимутальном и полярном направлениях (соответственно 13,4% и 30%).
2. Эффективностью регистрации нейтронов с энергией E_n ($\epsilon = 1,5\%$ на один сантиметр толщины сцинтиллятора).

Полная эффективность нейтронного детектора в первом варианте равна: $\epsilon_n \approx 2,0\%$.

Расчёт эффективности производился для реакции (I) и $M(v) = 1000$ Мэв. Выбранный угловой интервал для нейтронов (в л.с.к.) $\Delta \varphi = 55,5^\circ - 49^\circ = 6,5^\circ$. Этому угловому интервалу соответствует диапазон энергий нейтронов от 38 Мэв до 400 Мэв и времена пролета (на базе 400 см) от 19 нсек до 48 нсек (см. рис. 18).

Электроника нейтронного детектора

Блок-схема электронной аппаратуры детектора нейтронов приведена на рис. 16.

Быстрые схемы совпадения СС1, СС2 и СД, выделяют полезное событие, образуя логическую схему: $S_1 S_2 S_3 \vee \bar{A}_1 \bar{A}_2 \bar{A}_3$, кроме того, задает уровень дискриминации для импульсов с детектора нейтронов.

Линейные "ворота" ЛВП отпираются нейтронным детектором на время ~ 50 нсек равное \max . значению суммы времени пролёта π - мезона до точки взаимодействия в мишени и времени пролёта нейтрона.

Сигнал с ЛВП разветвляется на три импульса. Один из них открывает ЛВ-I, пропускающий "стоповый" сигнал с сцинтилляционного счётчика S_2 . "Стоповый" сигнал далее поступает на соответствующие входы время - амплитудных конверторов А и В.

Два других сигнала а и б открывают ЛВ-III и ЛВ-IV, и пропускают два временных сигнала N_1 и N_2 с разных концов сцинтилляционного счётчика, в котором провзаимодействовал нейтрон. Сигналы N_1 и N_2 , пройдя соответствующие схемы "или" и схемы формирователей с компенсацией амплитудного разброса импульсов, размножаются на две пары импульсов. Одна пара поступает на время - амплитудный конвертор С. По разности времен прихода сигналов (пропорциональный разности расстояний от точки взаимодействия до расположенных друг против друга фотокатодов) определяется азимутальная координата места взаимодействия нейтрона.

Другая пара разветвлённых импульсов (N_1 и N_2) осуществляет запуск временных конверторов А и В. Конвертор А измеряет:

$t_1 - t_2 - t_0$, конвертор В измеряет: $t_3 - t_2 - t_0$. Здесь t_1 и t_2 - времена прохождения светового сигнала к соответствующим концам сцинтиллятора; t_3 - время, на которое задерживается сигнал "стоп" с "базового" счётчика S_2 ; t_0 - время пролёта

от "базового" счётчика до нейтронного счётчика. Импульсы С выходов преобразователей А и В суммируются: $2\tau_3 - (t_1 + t_2) - 2t_0$.

Отсюда, зная время, за которое свет проходит всю длину сцинтиллятора $t_1 + t_2$, можно получить удвоенное время пролёта $2t_0$.

Координата вспышки и величина времени пролёта нейтрона анализируются с помощью многоканального амплитудного анализатора. Фиксируется также номер счётчика, в котором произошло взаимодействие.

Расчёт статистики для процесса: $\pi^- + p \rightarrow \omega + n$; $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$

Число зарегистрированных событий N равно:

$$N(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = N_{\pi^-} \cdot N_A \cdot l_{H_2} \cdot \rho_{H_2} \cdot C \cdot R \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\kappa} \quad \text{где} \quad (8)$$

N_{π^-} - поток π^- - мезонов в цикле = $5 \cdot 10^4$

N_A - число Авогадро = $6 \cdot 10^{23}$

l_{H_2} - длина H_2 - мишени = 25 см

ρ_{H_2} - плотность водорода = $0,07$ г/см³

C - сечение генерации ω - мезонов в реакции (I) при

$$P_{\pi} = 4,0 \text{ ГэВ/с}; C(\omega) = 170 \text{ мкб} = 0,17 \text{ мб.}$$

R - вероятность данной моды распада = $0,1$

ϵ_{γ} - эффективность регистрации распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ = $0,04$

ϵ_{κ} - эффективность конверсии γ - квантов $(0,9)^3 \approx 0,7$

Подставляя указанные величины в (8) имеем:

$$N = 5 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 25 \cdot 0,07 \cdot 0,17 \cdot 10^{-27} \cdot 0,1 \cdot 0,04 \cdot 0,7 = \text{распадов за цикл} \\ = 2,5 \cdot 10^{-2}$$

Число событий за сутки: $N_c = 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot 450 \cdot 24 = 270$ распадов/сутки.

Необходимое время на ускорителе для набора 10^4 распадов: около 90 часов.

Необходимое время, включая настройку аппаратуры, контрольные опыты и основные измерения около 1000 часов.

Время необходимое на ЭВМ для обработки данных: около 100 часов.

Время необходимое на ЭВМ для моделирования около 50 часов.

Расчёт статистики для процесса $\pi^- p \rightarrow \varphi n; \varphi \rightarrow \eta^0 \gamma$

Число зарегистрированных событий \checkmark равно:

$$N(\varphi \rightarrow \eta^0 \gamma) = N_{\pi} \cdot N_A \cdot \rho_{H_2} \cdot S_{H_2} \cdot C \cdot R \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\kappa} \quad , \text{ где (9)}$$

N_{π} - поток π^- - мезонов в цикле $= 5 \cdot 10^4$

N_A - число Авогадро $= 6 \cdot 10^{23}$

ρ_{H_2} - длина H_2 - мишени $= 25$ см.

ρ_{H_2} - плотность водорода $= 0,07$ г/см³

C - сечение генерации φ - мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \varphi n$ при

$$p_{\pi} = 4,0 \text{ Гэв/с} ; \quad C(\varphi) \approx 15 \text{ мкб}$$

R - вероятность данной моды распада $= 0,1$

ϵ_{γ} - эффективность регистрации распадов $\varphi \rightarrow \eta^0 \gamma = 0,04$

ϵ_{κ} - эффективность конверсии γ - квантов $(0,9)^3 = 0,7$

Подставляя указанные величины в (9) имеем:

$$N \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 25 \cdot 0,07 \cdot 0,015 \cdot 10^{-27} \cdot 0,1 \cdot 0,04 \cdot 0,7 = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ распадов за цикл.}$$

Число событий за сутки: $N_c = 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot 450 \cdot 24 = 35$ распадов/сутки.

Необходимое время на ускорителе для набора 700 распадов:

около 500 часов.

Необходимое время, включая настройку аппаратуры, контрольные

опыты и основные измерения около 600 часов.

Время необходимое на ЭВМ для обработки данных: около 10 часов.

Время необходимое на ЭВМ для моделирования: около 50 ч.

Расчёт статистики для процесса $\pi^- p \rightarrow \psi n, \psi \rightarrow e^+ e^-$

Число зарегистрированных событий $N(\psi \rightarrow e^+ e^-)$ равно:

$$N(\psi \rightarrow e^+ e^-) = N_{\pi} \cdot N_A \cdot l_{H_2} \cdot \rho_{H_2} \cdot \sigma \cdot R \cdot \epsilon_e \quad , \text{ где} \quad (10)$$

N_{π} - поток π^- - мезонов в цикле $= 5 \cdot 10^4$

N_A - число Авогадро $= 6 \cdot 10^{23}$

l_{H_2} - длина H_2 - мишени $= 25$ см

ρ_{H_2} - плотность водорода $= 0,07$ г/см³

σ - сечение генерации ψ - мезонов в реакции $\pi p \rightarrow \psi n$
при $P_{\pi} = 4,0$ Гэв/с ≈ 15 мкб.

R - вероятность данной моды распада $\approx 6 \cdot 10^{-4}$

ϵ_e - эффективность регистрации распадов $\psi \rightarrow e^+ e^- \approx 25\%$.

Подставляя указанные величины в (10) получаем:

$$N \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 25 \cdot 0,07 \cdot 0,015 \cdot 10^{-27} \cdot 6 \cdot 10^{-4} \cdot 0,25 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ рас-}$$

падов/цикл

Число событий за сутки: $= 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot 450 \cdot 24 = 1,3$ события

За 200 часов работы ускорителя будет зарегистрировано около

1,3 распадов $\psi \rightarrow e^+ e^-$. Набор событий распадов $\psi \rightarrow e^+ e^-$

происходит одновременно с набором распадов $\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$ и не требует дополнительного времени на ускорителе.

Время необходимое на ЭВМ для обработки данных около 10 часов.

Время необходимое на ЭВМ для моделирования около 10 часов.

Количественная оценка фоновых процессов.

Основным источником фоновых запусков в реакциях (1) и (2) должны быть реакции образования π^0 - мезонов



Рассчитаем вероятность того, что в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ оба π^0 -мезона попадут в счётчики, один из которых расположен по направлению (θ, φ_1) и имеет угловые размеры $\Delta\theta_1, \Delta\varphi_1$, а другой - по направлению (θ_2, φ_2) и имеет угловые размеры $\Delta\theta_2, \Delta\varphi_2$, а оба счётчика регистрируют π^0 -мезоны в интервале импульсов от p' до p'' .

Будем считать, что $\varphi_1 = 0, \varphi_2 = \pi, \theta_1 = \theta_2 = 8^\circ, p' = 0,5$ Гэв/с и $p'' = 3,5$ Гэв/с.

Для удобства все данные необходимо перевести в с.ц.м. В нашем случае энергия πp в с.ц.м.

$$M = \sqrt{m_\pi^2 + m_n^2 + 2 E_\pi m_n} = \sqrt{8,42} = 2,91; \gamma = 1,705; \Gamma = v\gamma = 1,323 \quad (12)$$

так как $p' \gg m_\pi$, то угол θ^* в с.ц.м. практически от p не зависит

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \theta - v}{1 - v \cdot \cos \theta}$$

$$\omega^* = \gamma\omega - \Gamma p' \cos \theta \approx \omega (\gamma - \Gamma \cos \theta) \quad (13)$$

$$\omega^{1*} = 0,224; \omega^{2*} = 1,32$$

$$\theta^{1*} = 23,5^\circ; \theta^{2*} = 22,2^\circ$$

где ω и ω^* энергия частиц соответственно в л.с.к. и в с.ц.м. Пусть $\theta^* = 22,5^\circ; 2\theta^* = 45^\circ$. Кроме импульсов в с.ц.м. необходимо перевести угловые размеры счётчиков (см. ниже).

Для определения пределов, в которых меняется энергия π -мезонов в с.ц.м. построим диаграмму Далица.

Кривая строится по формулам:

$$m_\pi \leq \omega_1 \leq \frac{\mu^2 + m_\pi^2 - (m_\pi + m_n)^2}{2\mu} \quad (14)$$

$$p_1 = \sqrt{\omega_1^2 - m_\pi^2}; \mu_2 = \sqrt{\mu^2 + m_\pi^2 - 2\mu\omega_1}$$

$$\omega_2^{**} = \frac{\mu_2^2 + m_\pi^2 - m_\eta^2}{2\mu} ; \quad P_2^{**} = \sqrt{(\omega_2^{**})^2 - m_\pi^2}$$

$$\omega_2 = \frac{\mu - \omega}{\mu_2} \omega_2^{**} \pm \frac{P_1}{\mu_2} P_2^{**}$$

Задавая ряд значений ω_1 , по этим формулам можно вычислить ω_2 .

Из кривой для $\omega_2 = f(\omega_1)$ видно, что ω_1 и ω_2 меняются от 0,14 до 1,25.

В статистической теории интеграл состояний частиц $\pi^0 \pi^0 \pi$ в с.ц.м. имеет вид:

$$J = \int \frac{d^3 \bar{P}_1}{2\omega_1} \cdot \frac{d^3 \bar{P}_2}{2\omega_2} \cdot \frac{d^3 \bar{P}_3}{2\omega_3} \cdot \delta\left(\sum_i \bar{P}_i - \bar{P}\right) \quad (I5)$$

Интегрируем по \bar{P}_3 и заменяем $\frac{d^3 \bar{P}_i}{d\omega_i}$ на $P_i d\omega_i d\varphi_i d\cos\theta_i$

$$J = \frac{1}{8} \int P_1 d\omega_1 d\varphi_1 d\cos\theta_1 P_2 d\omega_2 d\varphi_2 d\cos\theta_2 \cdot \frac{\delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \mu)}{\omega_3} \quad (I6)$$

$$\text{где } \omega_3 = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \eta - m_\pi^2}$$

η - косинус угла между импульсами мезонов. Так как по геометрии опыта $\varphi_1, \varphi_2, \cos\theta_1, \cos\theta_2$ и η фиксированы и, кроме того, известны $d\varphi_1, d\varphi_2, d\cos\theta_1, d\cos\theta_2$ (эти величины определяются размерами спектрометров в с.ц.м.), то за знак интеграла нужно вынести $d\varphi_1, d\cos\theta_1, d\varphi_2, d\cos\theta_2$ и проинтегрировать оставшуюся δ -функцию, например по ω_2 .

$$J = \frac{1}{8} d\varphi_1 d\cos\theta_1 d\varphi_2 d\cos\theta_2 \int d\omega_1 \frac{P_1 P_2}{\omega_3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{P_2 + P_1 \eta}{\omega_3} \cdot \frac{\omega_2}{P_2}} \quad (I7)$$

где ω_2 - корень уравнения:

$$(\mu - \omega_1 - \omega_2)^2 - (P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \eta) = m_\pi^2 \quad (I8)$$

В точном расчете необходимо определить из уравнения (18) ω_2 как функцию ω_1 , и затем для каждого ω_1 в интервале от m_1 до $\sqrt{M^2 + m_\pi^2 - (m_n + m_\pi)^2}$ вычислять ω_2 , ω_3 и другие величины под интегралом. Сложив их для каждого ω_1 , можно найти величину интеграла. При этом за η надо принять:

В приближенном расчете массами η - мезонов можно пренебречь.

Тогда из уравнения (18) имеем:

$$\omega_2 = \frac{A - M\omega_1}{M - \omega_1(1-\eta)}, \quad \text{где} \quad A = \frac{M^2 + 2m_\pi - m_\pi^2}{2} \quad (19)$$

Под интегралом тогда останется:

$$\frac{\omega_1 \cdot \omega_2}{\omega_3} \cdot \frac{\omega_3}{\omega_3 + \omega_2 + \omega_1 \eta} = \frac{\omega_1 \cdot \omega_2}{M - \omega_1(1-\eta)} \quad (20)$$

Тогда для I получаем:

$$J = \frac{1}{8} (d\Omega)^2 \int d\omega_1 \cdot \frac{\omega_1}{M - \omega_1(1-\eta)} \cdot \frac{A}{M - \omega_1(1-\eta)} \quad (21)$$

Этот интеграл можно вычислить. Однако, точнее вычислить интеграл численно, ограничиваясь значениями ω_1 в интервале 0,35-1 Гэв (так как при $\omega_1 < 0,35$ и $\omega_1 > 1,0$ нельзя пользоваться нашим приближением). Из чертежа видно, что при этом отбрасывается несобольшая (не больше 20%) часть фазового пространства.

Вычисляя интеграл получаем: $J = 0,1$ (Гэв²). Приближенная формула для интеграла:

$$J = \frac{1}{8} (d\Omega)^2 \left(\frac{1}{M - \bar{\omega}_1(1-\eta)} \right)^2 \left(\frac{1}{2} A (\omega_{1\max}^2 - \omega_{1\min}^2) - \frac{1}{3} M \omega_{1\max}^3 \right) \quad (22)$$

где

$$\bar{\omega}_1 = \frac{\omega_{\max} + \omega_{\min}}{2}$$

вероятность регистрации двух π^0 - мезонов получим, если разделим полную вероятность рождения $\pi\pi$ и т.е. величину всего фазового объема. Эта величина вычислена в работе Копылова [3] и равна $\rho = 4,92$. Тогда вероятность регистрации двух π - мезонов равна:

$$W = \frac{\frac{1}{8}(d\Omega)^2 \cdot 0,1}{4,92} \quad (23)$$

теперь вычислим $(d\Omega)^2$. Воспользуемся формулой (13). Тогда имеем:

$$\cos \theta_1^* = \frac{0,999 - 0,80}{1,0 - 0,80 \cdot 0,999} = 0,995 \quad (24)$$

в отсюда $\theta_1^* = 5^{\circ}40'$ ($\theta_1 = 2,5^{\circ}$; $\cos \theta_1 = 0,999$; $V = \frac{p_1}{E_1} = 0,80$) в с.д.м.

$\theta_2^* = 39^{\circ}$ ($\theta_2 = 13,5^{\circ}$; $\cos \theta_2 = 0,972$; $V = 0,80$)

угловой интервал, соответствующий интервалу углов от $5^{\circ}40'$ до 39°

(в с.д.м.) равен $dN/N = 0,11$

угловой интервал вырезаемый спектрометром $d\Omega = \frac{0,11}{6} = 1,8 \cdot 10^{-2}$

и $(d\Omega)^2 = 3,2 \cdot 10^{-4}$

Сокращательно имеем:

$$W = \frac{\frac{1}{8} \cdot (3,2 \cdot 10^{-4}) \cdot 0,1}{4,92} \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \quad \text{и} \quad N_{\text{фон}} \approx 0,2 \frac{\text{запуска}}{\text{час}}$$

В расчете использовались следующие величины:

поток π - мезонов = $5 \cdot 10^4$ /цикл; длина H_2 мишени = 50 см,

сечение нейтральных процессов $\sigma = 5 \cdot 10^{-27}$ см².

Оценка вклада фоновых процессов, имитирующих распады $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$.

Распады $\rho \rightarrow \pi^0 \gamma$. По оценкам (см. таблицы Розенфельда, январь 1968) вероятность этих распадов менее 0,4%. Учитывая большую ширину ρ - мезона по сравнению с ω - мезоном и различие в сечениях (примерно в три-четыре раза) и угловых распределениях можно оценить вклад ρ - мезонов.

Используя литературные данные, получаем: $N(\rho)/N(\omega) < 0,06$.

В расчете были использованы следующие величины: сечение генерации ρ - мезонов $\sigma_t(\rho) \approx 0,8$ мб, сечение генерации ω - мезонов $\sigma_t(\omega) \approx 0,2$ мб. Относительная вероятность распадов $\rho \rightarrow \pi^0 \gamma$ по таблицам Розенфельда (январь 1968) оценивается величиной меньшей 0,4%, относительная вероятность распадов

$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ по оценкам около 10%. Ширина ρ - мезона $\Gamma(\rho) = 130$ Мэв. Ширина ω - мезона $\Gamma(\omega) = 12$ Мэв.

Оценка числа фоновых событий, имитирующих распады $\varphi \rightarrow \eta \gamma$.

Для оценки можно воспользоваться экспериментальным спектром по эффективным массам, полученным для распадов типа $\varphi \rightarrow \eta \gamma$. Число событий в спектре в интервале масс 950-1050 ($m(\varphi) \approx 1000$ Мэв) равно 40.

Рассчитаем сечение фоновых событий и сравним с сечением эффекта. За время рабочих измерений с жидководородной мишенью длиной 50 см было зарегистрировано мониторными счетчиками

число $1,6 \cdot 10^9$ π^- - мезонов, подставляя известные величины в формулу (9), получим: $N_{\phi} = N_{\pi} \cdot N_A \cdot \epsilon_{n_1} \cdot \beta_{n_1} \cdot G(\nu) \cdot \epsilon_v \cdot \epsilon_k$

$$N_{\phi} = 1,6 \cdot 10^9 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 50 \cdot 0,07 \cdot G \cdot 4,0 \cdot 10^{-2} \cdot 0,7 \cdot 10^{-27} =$$

$$1,6 \cdot 0,42 \cdot 1,7 \cdot 0,7 \cdot 10^{33} \cdot 10^{-29} \cdot G = 4 \cdot 10^4 \cdot G$$

$$G = \frac{N_{\phi}}{9,4 \cdot 10^4} = \frac{40}{9,4 \cdot 10^3 \cdot 10} = 0,5 \cdot 10^{-3} =$$

$$= 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ мб} = 0,5 \mu\text{б} = 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2.$$

Сечение генерации ϕ - мезонов равно $15 \mu\text{б}$, а распады $\phi \rightarrow \eta \gamma$ составляют 10% от всех распадов ϕ - мезона.

За счет улучшения разрешения, вместо интервала ± 50 Мэв можно взять ± 20 Мэв, получим превышение эффекта над фоном еще в 2,5 раза, т.е. отношение эффекта/фон $\approx 7,5$.

Таким образом, отношение эффект/фон ≈ 3 для $\Delta M = \pm 50$ Мэв.

При $\Delta M = \pm 20$ Мэв, отношение эффект/фон $\approx 7,5$.

Оценка вклада фоновых процессов, имитирующих распады $\phi \rightarrow e^+e^-$

Анализ экспериментальных данных, полученных с помощью двухканальной установки, показывает, что вероятность имитации распадов $\phi \rightarrow e^+e^-$ фоновыми процессами менее 0,1% [2].

Точность измерения эффективной массы для распадов

$$\underline{V \rightarrow \pi^0 \gamma \text{ и } V \rightarrow \eta \gamma}$$

Эффективная масса резонанса для указанных распадов ($V \rightarrow m_1 + m_2$) равна:

$$M_V^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 E_2 (1 - \beta_1 \beta_2 \cos \theta_{12}) \quad (25)$$

где $m_1, m_2, E_1, E_2, \beta_1, \beta_2$ - соответственно массы, полные энергии и скорости частиц 1 и 2, θ_{12} - угол разлета продуктов распада резонанса.

Относительная среднеквадратичная ошибка эффективной массы равна:

$$\frac{\Delta M}{M} \approx 0,5 \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta_{12}}{t_g \theta_{12}/2}\right)^2} \quad (26)$$

Численное значение ошибки $\Delta M/M$ вычисляется численным способом на ЭМ.

Вычисление недостающей массы спектрометром нейтронов

Масса резонанса может быть вычислена по формуле:

$$M_V^2 = C_1 + C_2 E_n + C_3 P_n \cos \theta_n \quad (27)$$

где $C_1 = m_p^2 + m_n^2 + m_n^2 + 2 E_0 m_p$; $C_2 = -2(E_0 + m_p)$; $C_3 = -2 p_0$.

E_n, P_n, θ_n -

соответственно полная энергия, импульс и угол вылета резонанса, определенные по времени пролета нейтрона.

На рис. 17 приведена зависимость разрешения по массе m_x от разрешения по времени пролета и углового разрешения при различных углах вылета нейтрона. При временном разрешении $\Delta t_n = 1,0$ нсек и базе $l = 400$ см часть ошибки в массе, обусловленная неточностью измерения времени пролета, равна $\Delta m_{\beta n}$. При этом вторая часть ошибки, обусловленная неточностью в измерении угла вылета нейтрона $\Delta \theta_n$, равна $\Delta m_{\theta n}$. Результирующая ошибка определяется по формуле:

$$\Delta m_v = (\Delta m_{\beta n}^2 + \Delta m_{\theta n}^2)^{1/2}$$

Масса, вычисленная по формуле (27), не зависит от моды распада резонанса.

Программы на ЭВМ

Для обработки и анализа экспериментального материала, имеющиеся у нас программы должны быть дополнены. Доля старой программы в новой указана в скобках и в процентах.

1. Программа геометрической реконструкции событий. Может быть написана на основе имеющейся геометрической программы (~ 70%).

2. Кинематическая программа.

Может быть написана на основе имеющейся кинематической программы (~ 50%).

3. Фит-программа. Может быть написана на основе имеющейся фит-программы (около 30%).

4. Программа вычисления эффективности.

5. Программа вычисления фоновых процессов. Может быть написана на основе имеющейся программы вычисления фоновых процессов (около 50%).

Хорошо
И. В. Вадеев
В. В. Вадеев

М. М. Мельников
М. М. Мельников
В. В. Вадеев

СПИСОК РИСУНКОВ.

1. Графики зависимости а) полной энергии ψ - мезона в л.с.к. от угла в л.с.к., б) угла вылета ψ - мезона в л.с.к. от угла вылета в с.ц.м.
2. График зависимости полной энергии ψ -мезона в л.с.к. от угла вылета в с.ц.м.
3. Распределение углов вылета и углов разлета η^0 - мезона и γ - кванта в распаде $\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$ в л.с.к. в зависимости от угла вылета в с.ц.м.
4. График зависимости полной энергии η^0 - мезона ($\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$) от угла вылета в системе покоя резонанса.
5. График зависимости энергии γ - кванта ($\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$) от угла вылета в системе покоя резонанса.
6. График зависимости а) полной энергии η^0 - мезона ($\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$) от угла вылета в л.с.к.; б) энергии γ - кванта ($\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$) от угла вылета в л.с.к.
7. Кинематика распада $\eta^0 \rightarrow \gamma \gamma$ для а) $p_{\eta^0} = 1,0$ Гэв/с, б) $p_{\eta^0} = 2,0$ Гэв/с, в) $p_{\eta^0} = 3,0$ Гэв/с.
8. Схематический чертеж геометрии установки (в масштабе 1:10) для исследования распадов $\psi \rightarrow \eta^0 \gamma$
9. График зависимости полной энергии ω - мезона от угла вылета в л.с.к. и в с.ц.м.
10. Кинематика распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ для $p_{\omega} = 4,0$ Гэв/с.
11. Схематический чертеж геометрии установки (в масштабе 1:10) для исследования распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$

- 11а. Зависимость эффективности регистрации распадов $\pi^0 \gamma$ от массы в условиях геометрии $\theta = 26^\circ$.
12. Схематический чертёж экспериментальной установки.
13. Схематический чертёж γ -спектрометра.
14. Схематический чертёж искровой камеры.
15. Блок-схема электронной аппаратуры.
16. Блок-схема электронной аппаратуры нейтронного детектора.
17. Кривые зависимости разрешения по массе от ошибки при измерении угла вылета нейтрона $\Delta\theta_n$ и скорости $\Delta\beta_n$.
18. Зависимость времени пролета нейтрона от угла вылета в л.с.к.

литература

1. M. A. Azimov et. al. Internal Report B-7-2070 (1964).
2. R. G. Astracaturov. Preprint JINR E1-3770 (1968).

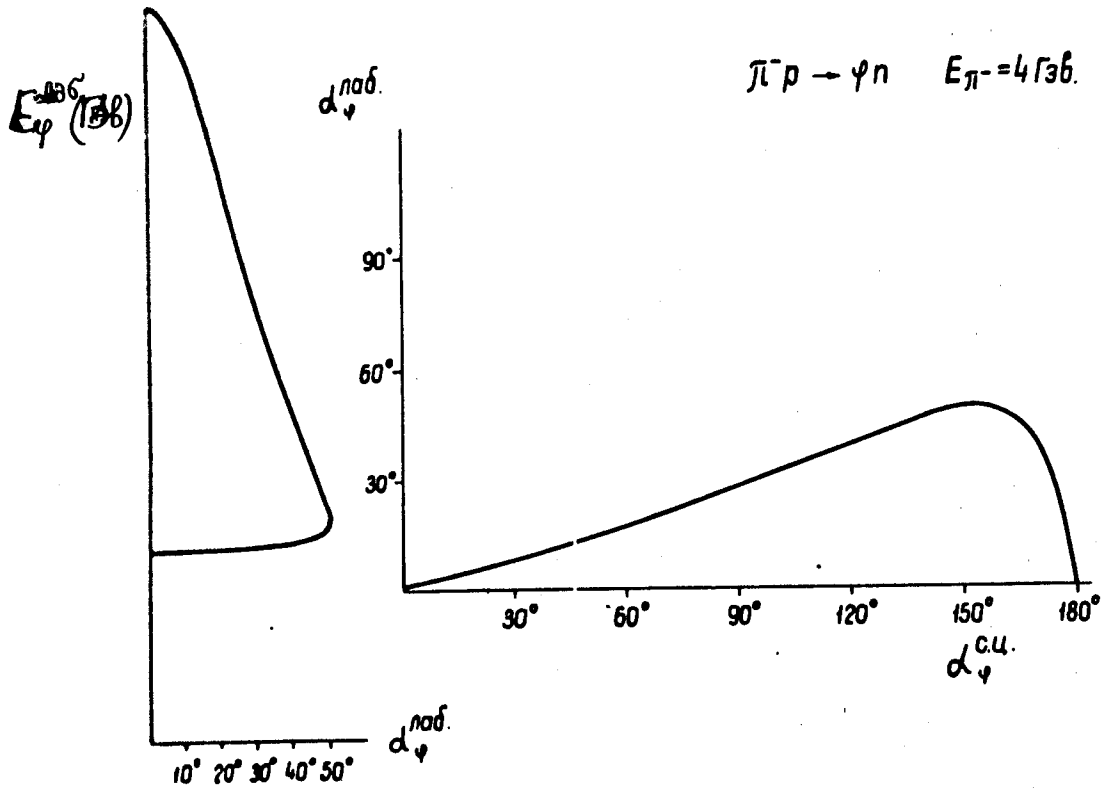


Рис. 1

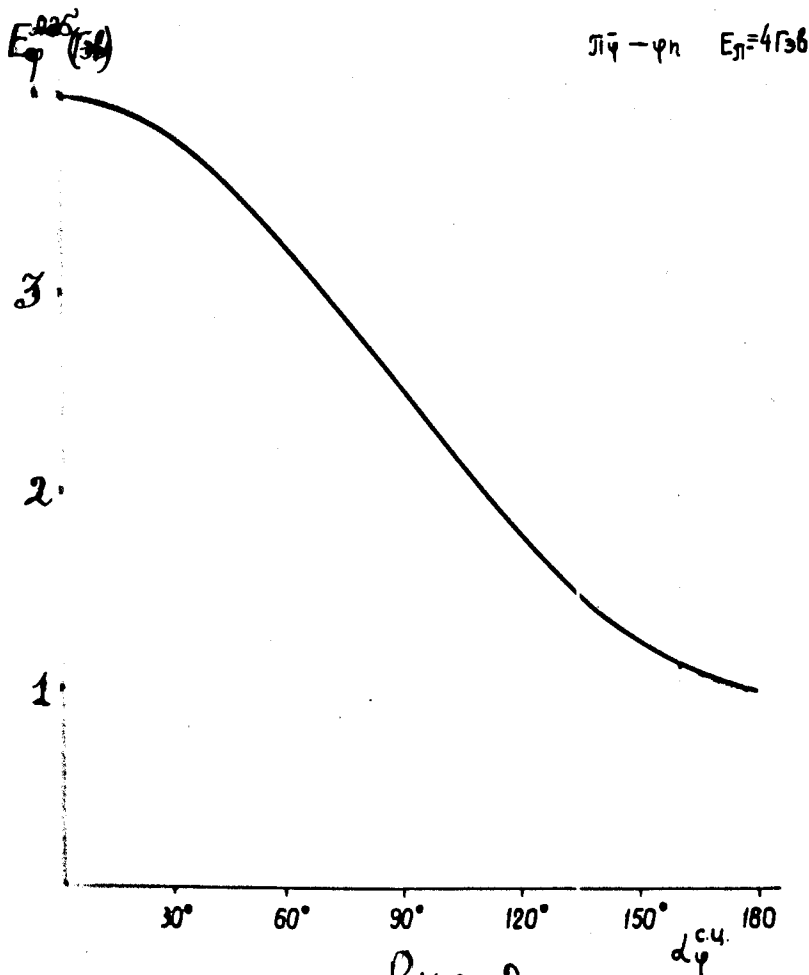
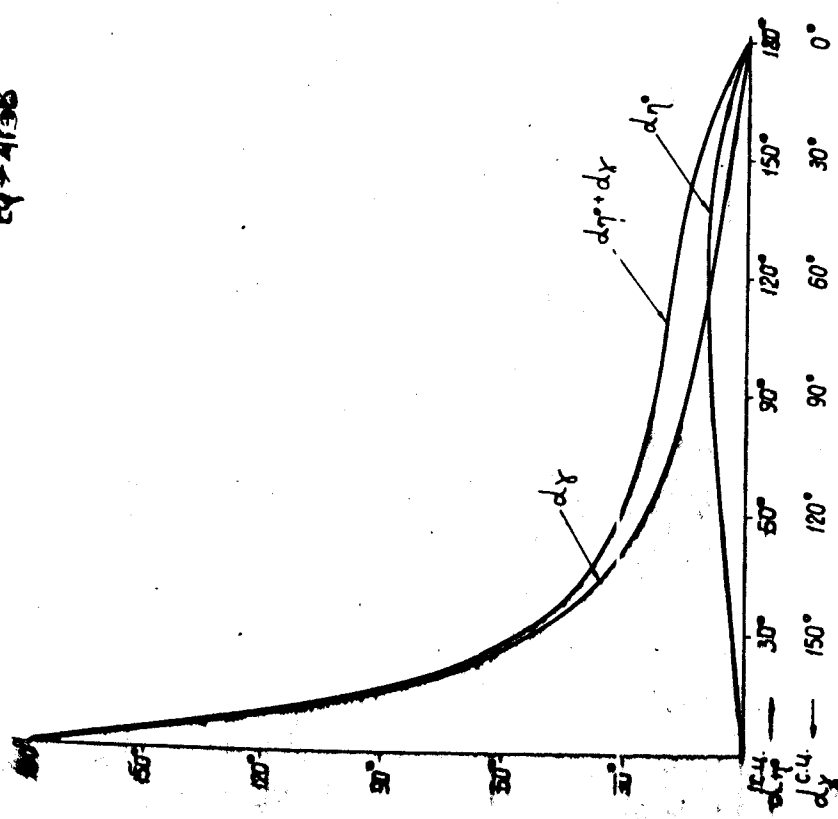


Рис. 2

α град.

$\varphi \rightarrow 178^\circ$
 $E\varphi \rightarrow 4156$



Распределение углов вылета и углов разлета μ -мезона и γ -кванта при распаде φ -мезона в Л.С.К. при энергии $E\varphi = 4156$ в зависимости от угла вылета в С.С.Ч.

Рис. 3

E_T (ГэВ)

$\varphi \rightarrow 178^\circ$
 $E\varphi = 4156$

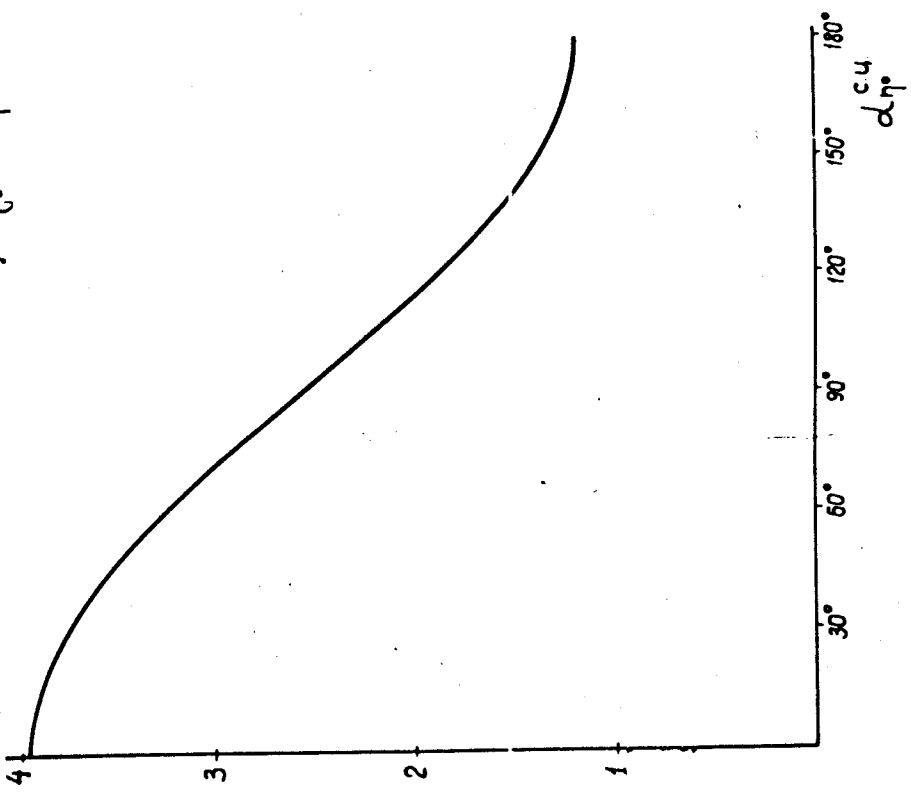


Рис. 4

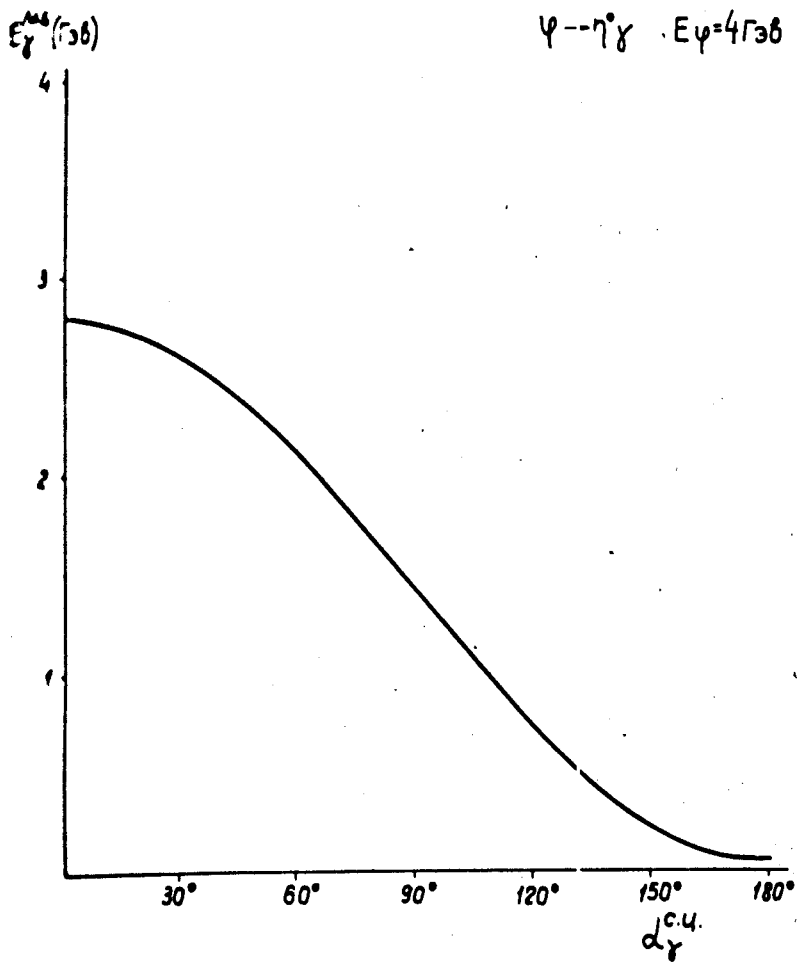
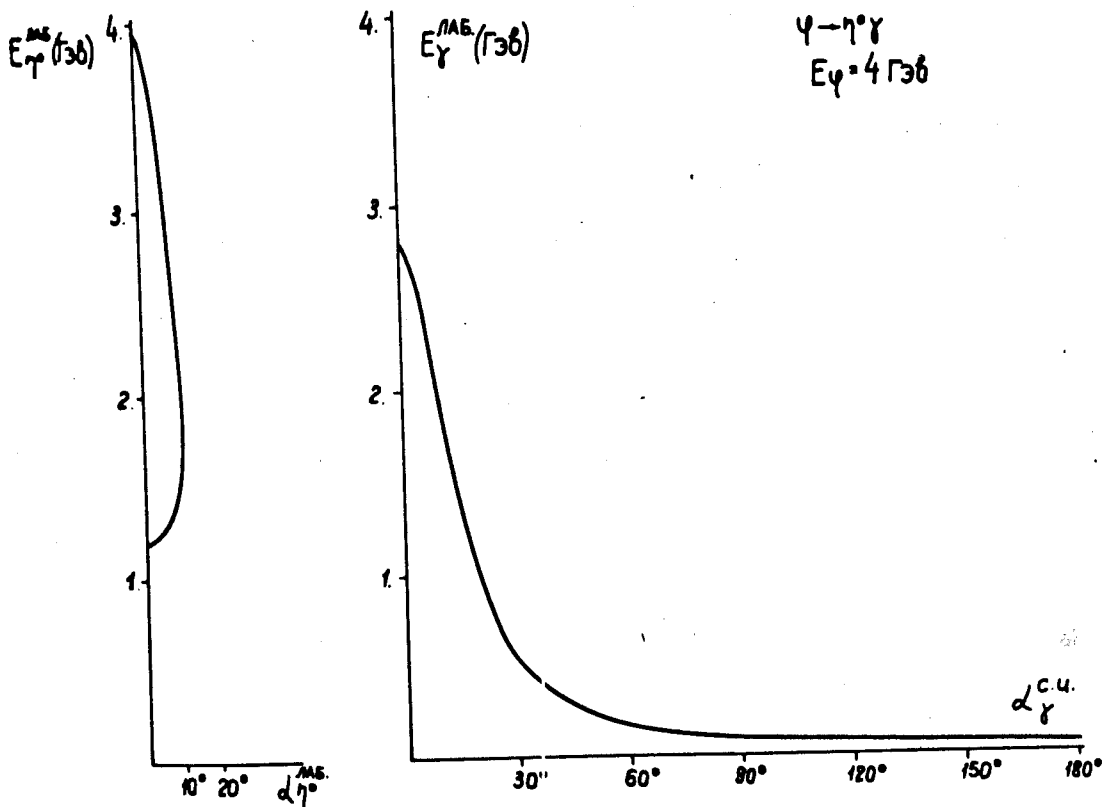
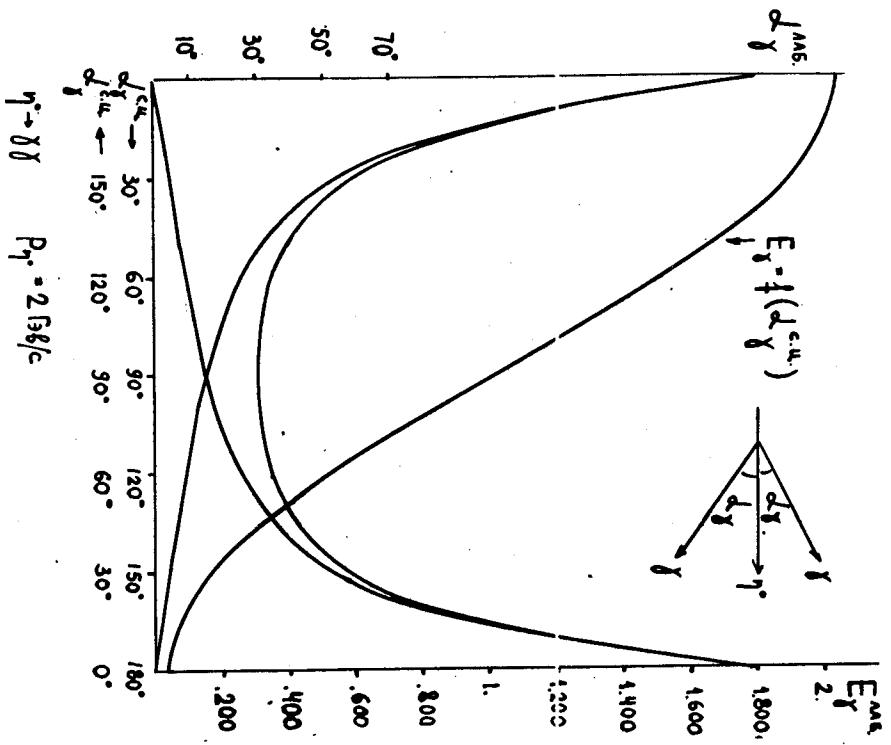
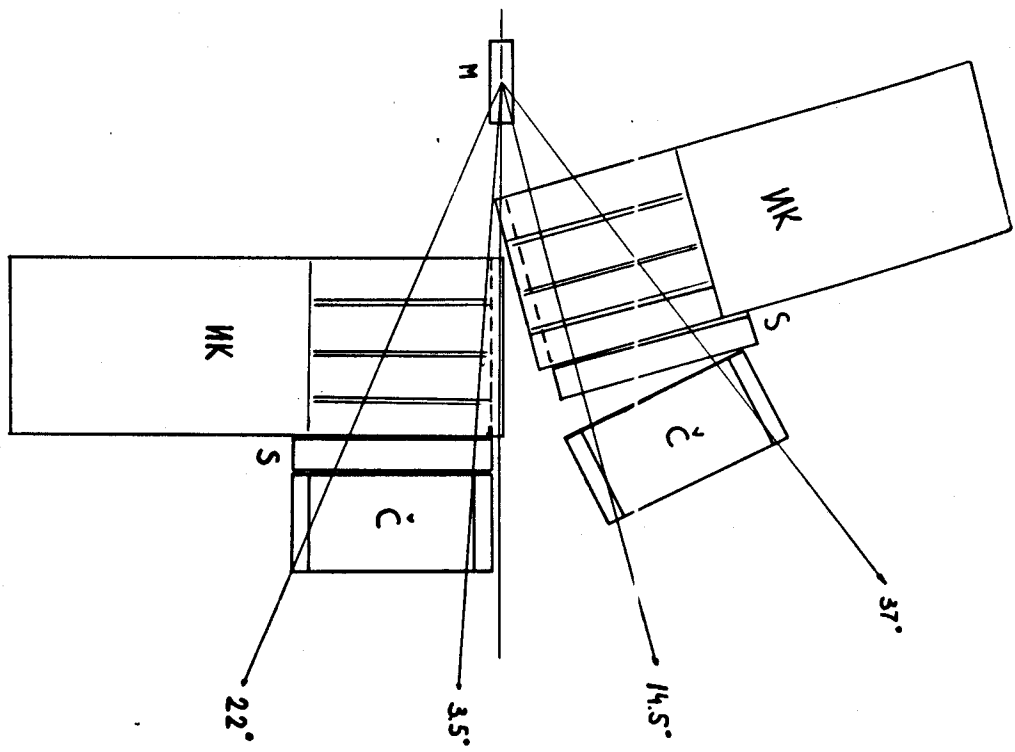


Рис. 5.





Puc. 7



Puc. 8

$E_{\omega}^{LAB.}$

$\pi p \rightarrow \omega n \quad P_{\omega} = 4.58/c$

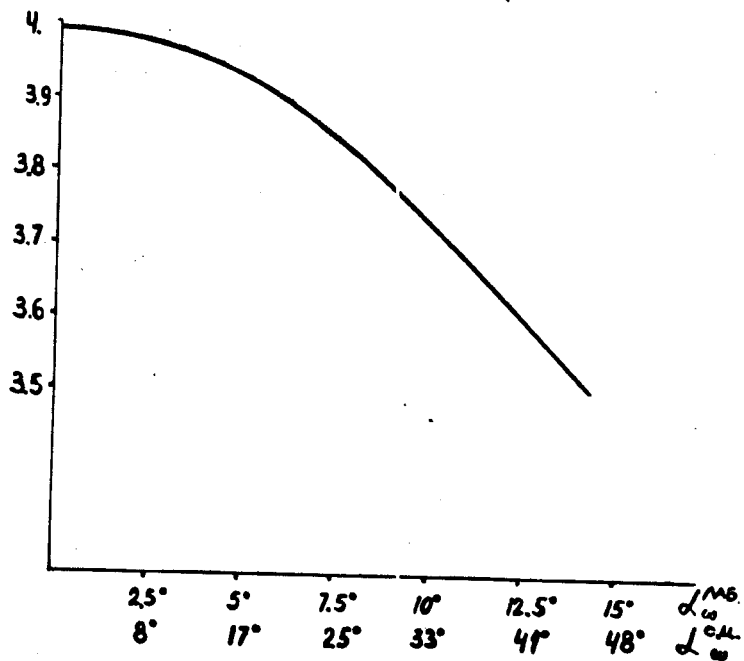
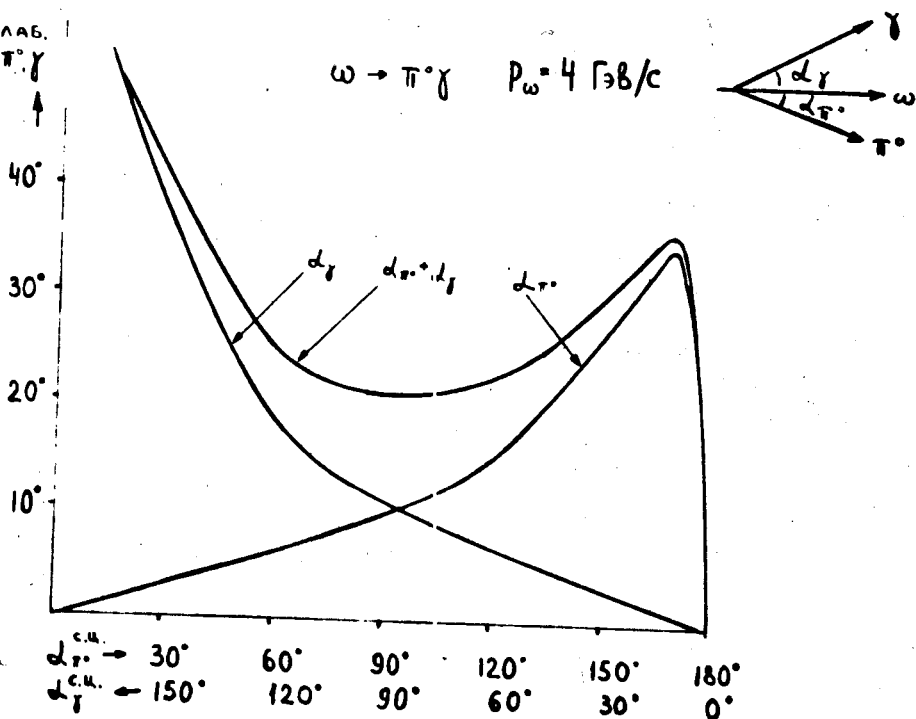


Рис. 9

$\delta_{\omega}^{LAB.}$

$\omega \rightarrow \pi \gamma \quad P_{\omega} = 4 \Gamma_{\beta} B/c$



E_{ω}^{AB}

$\tau \rho \rightarrow \omega n \quad P_{\omega} = 4 \Gamma B/c$

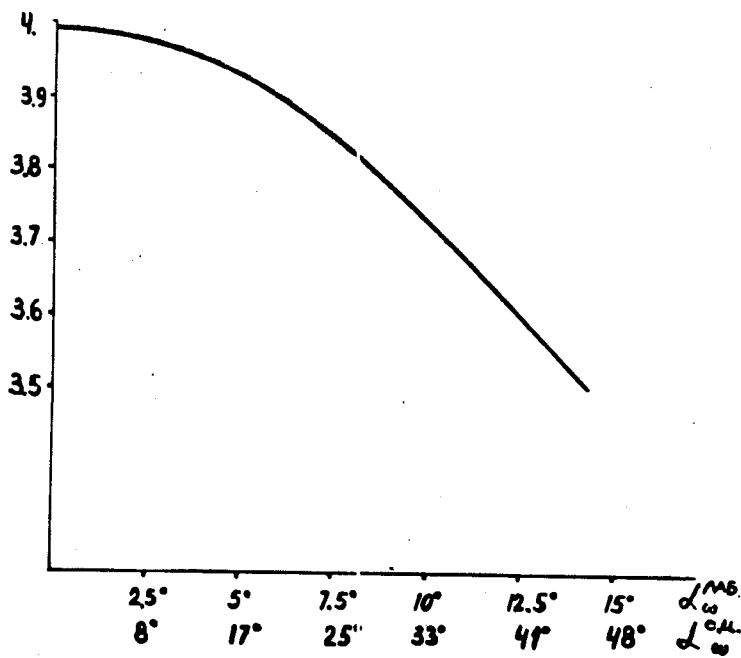


Рис. 9

g_{τ}^{AB}

$\omega \rightarrow \pi \gamma \quad P_{\omega} = 4 \Gamma B/c$

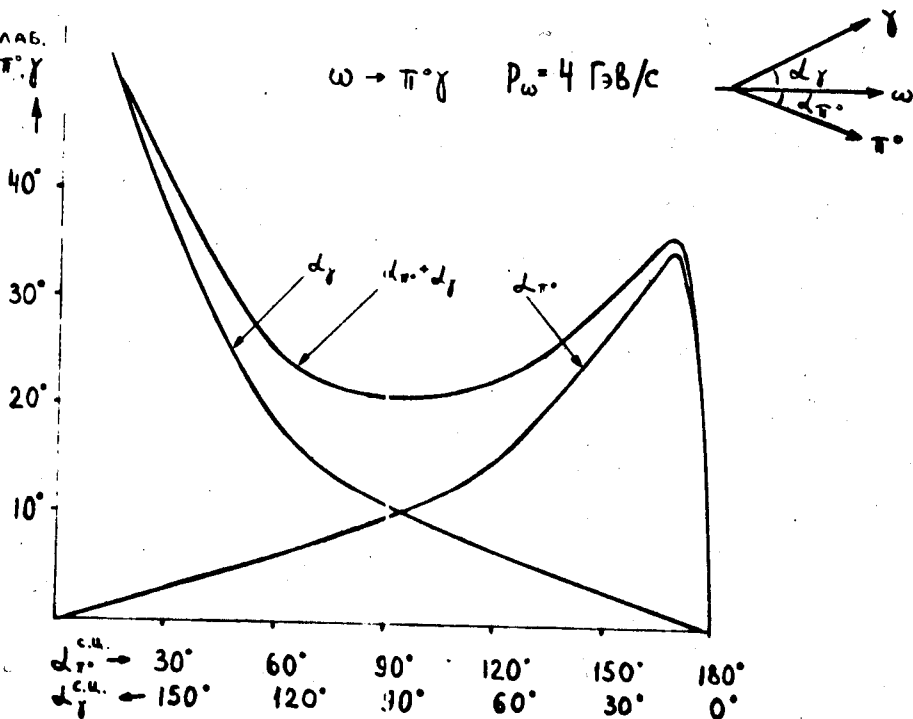
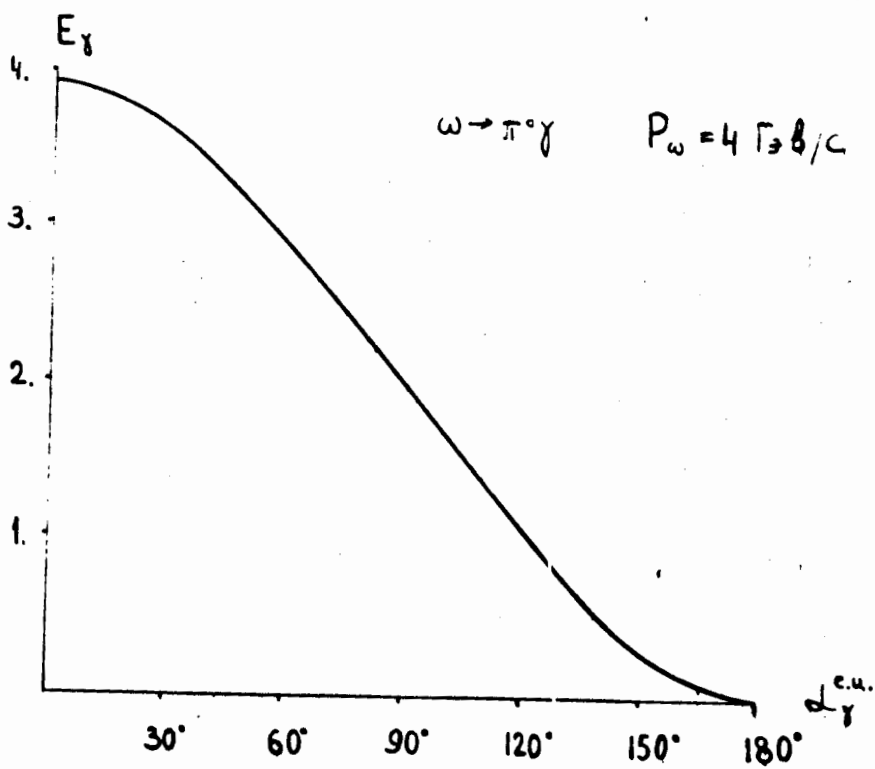
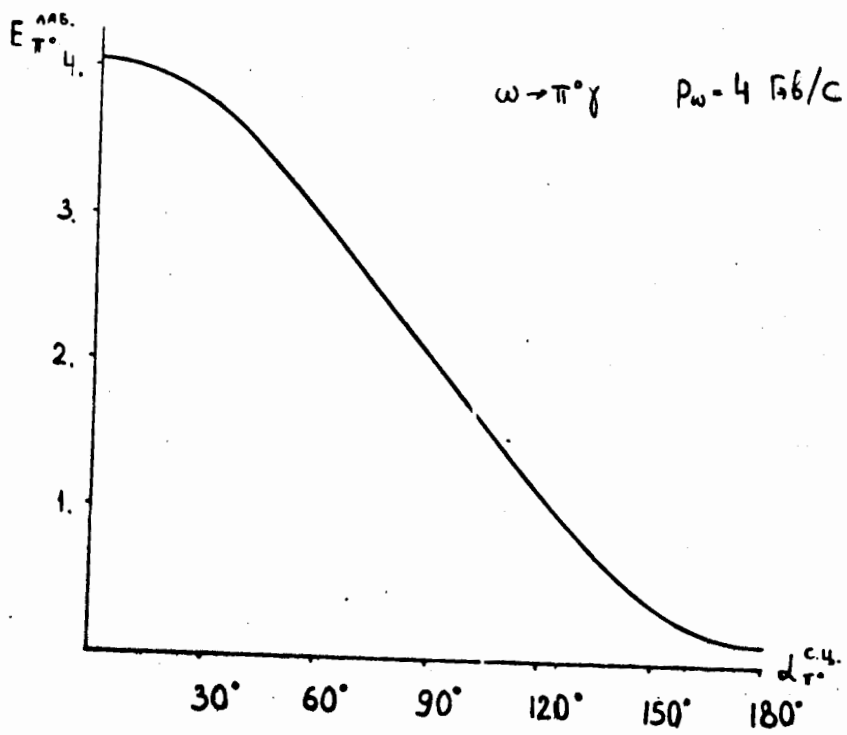


Рис. 10



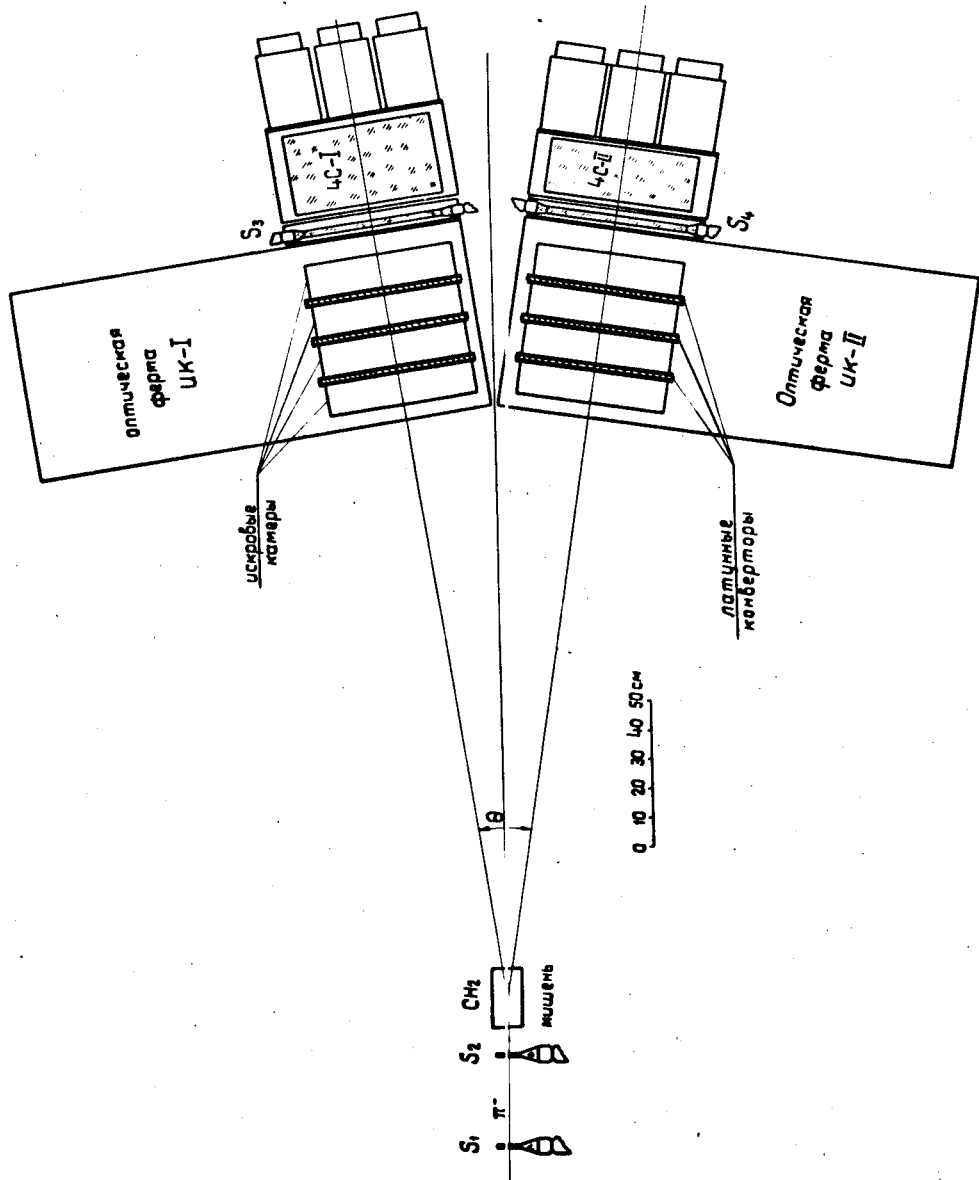
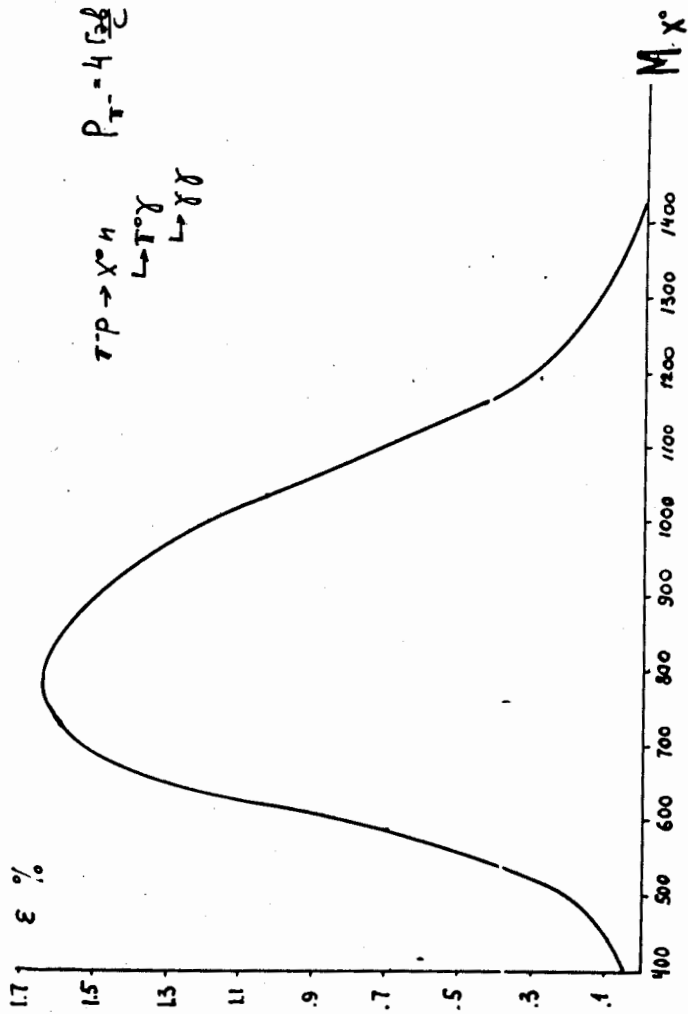
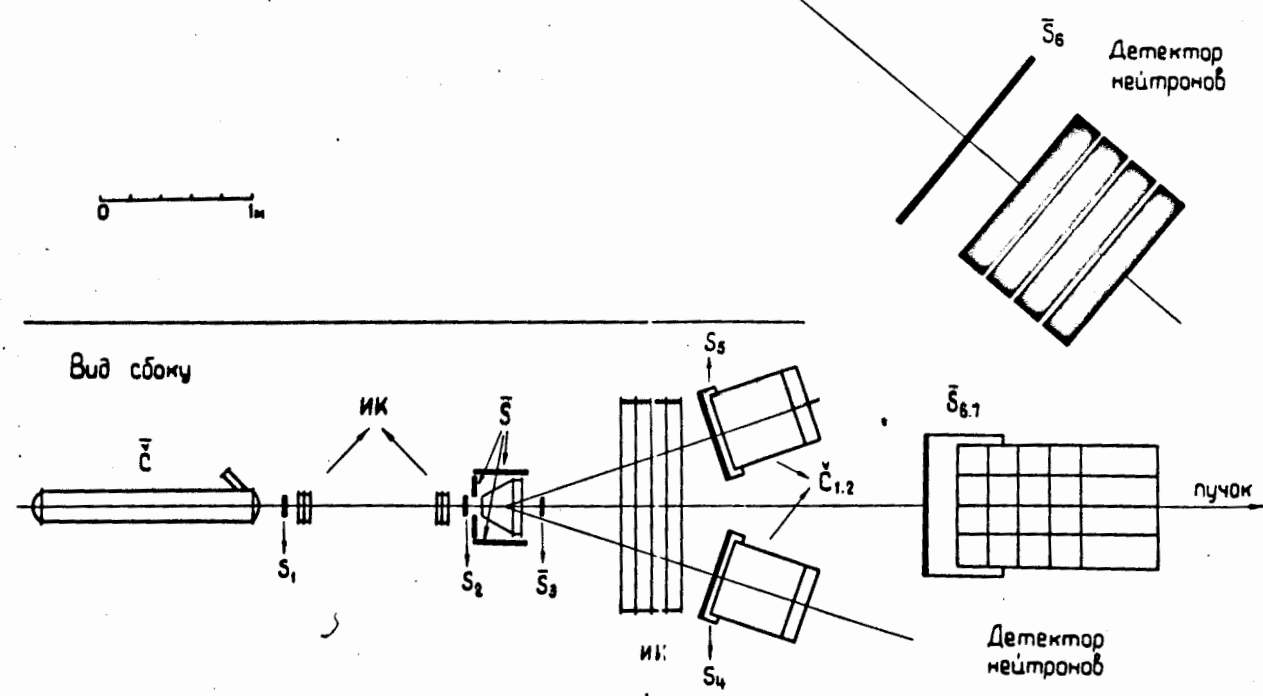
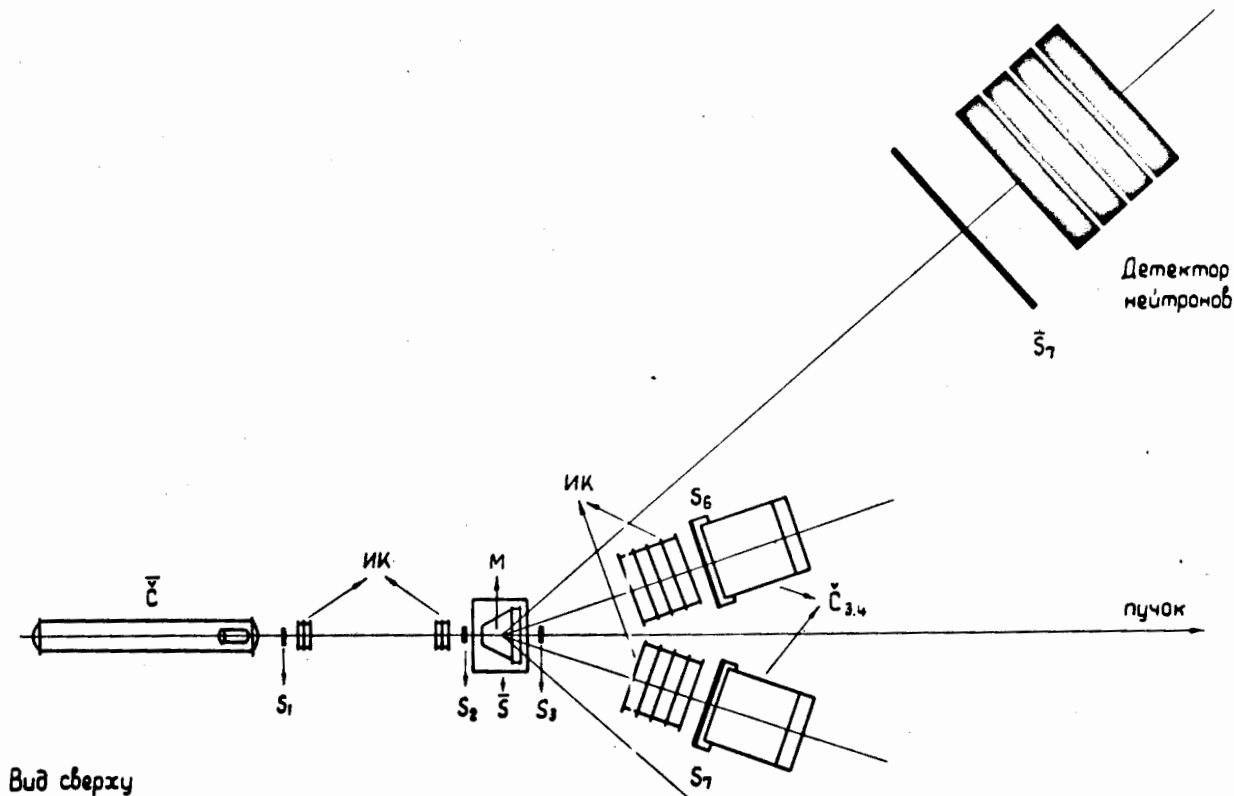


Рис. 11. Установка для исследования радиационных расщепов резонансов.



Pnc. Ma.



Схематический чертеж установки

Рис 12.

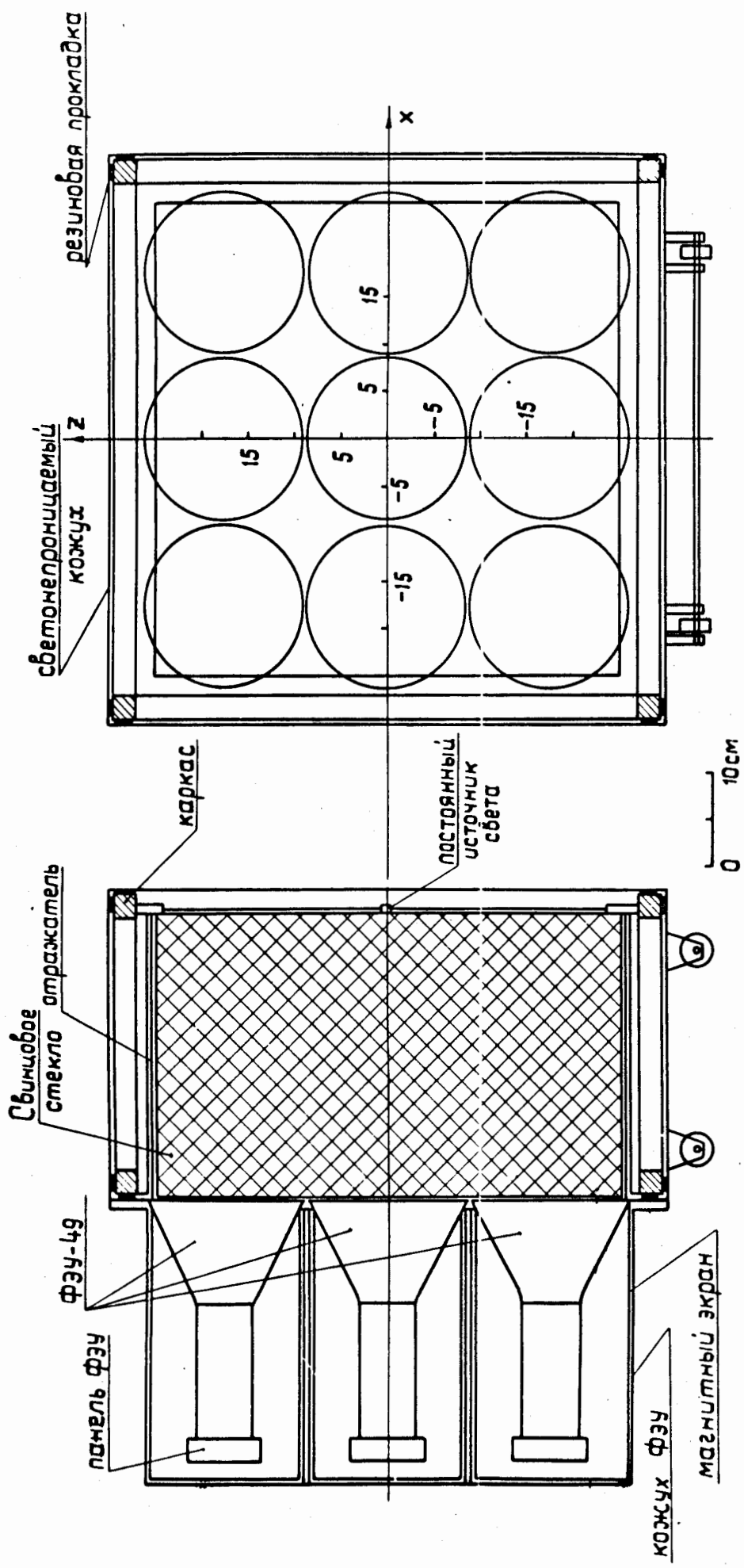


Рис. 13 Схематический чертеж черенковского счетчика полного поглощения (4С-1)

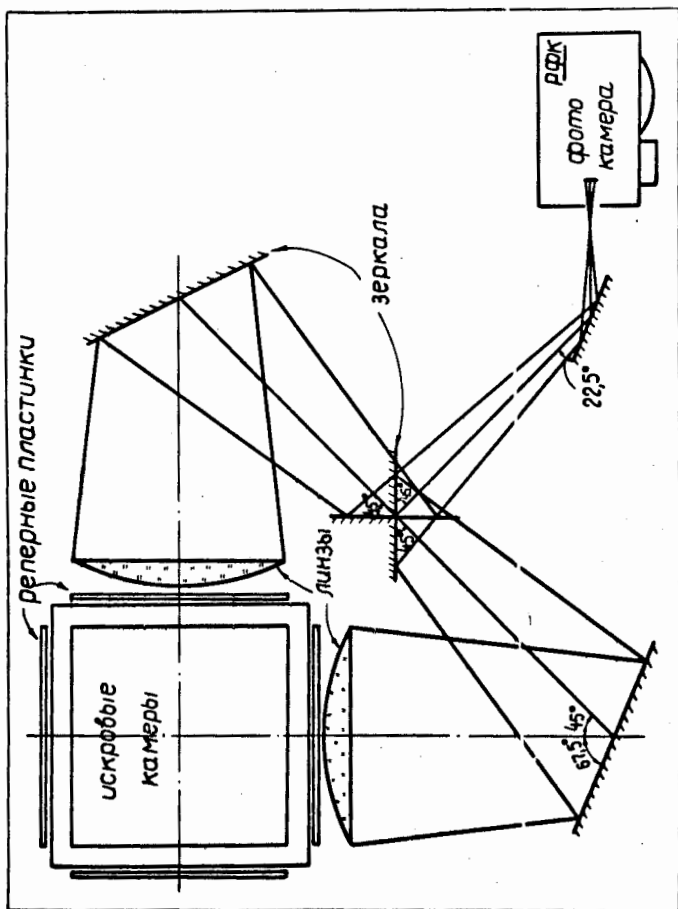


Рис. 14

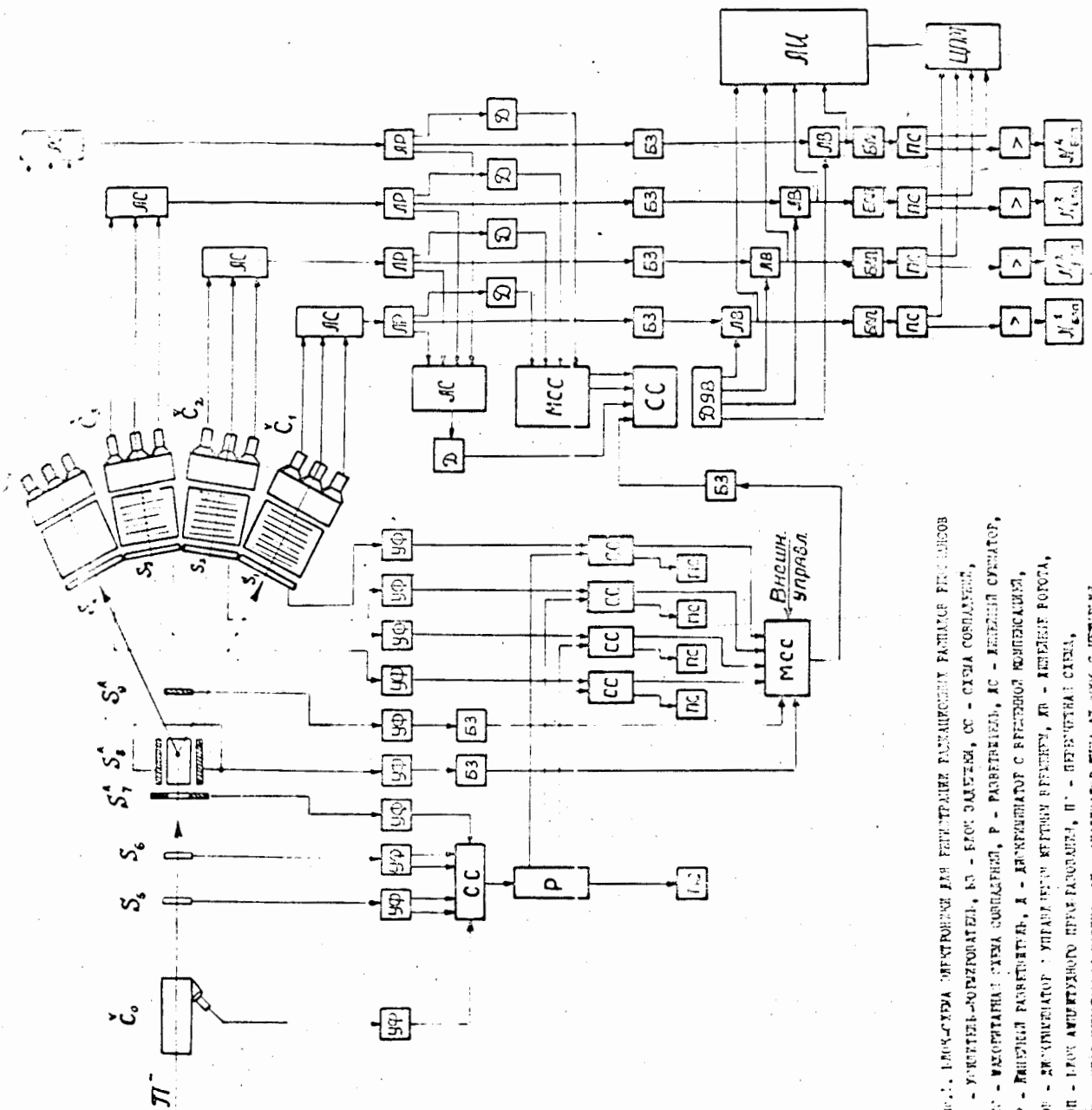


Рис. 15

СХЕМА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ РАБОТОЙ ПАРОВОЙ КОТЛА И ТУРБИНЫ
 ЯС - УЧЕТНО-РЕГУЛИРУЮЩИЙ, ЯД - РАБОТА КОТЛА, ЯФ - РАБОТА ТУРБИНЫ, ЯВ - РАБОТА ПАРОВОЙ КОТЛА И ТУРБИНЫ
 БЗ - МАШИНА СХЕМА КОМПЛЕКСА, П - РАБОТА КОТЛА, СЦ - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ
 ЭС - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ЭД - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ЭИ - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ЭО - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ЭП - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ЭР - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ
 П - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ, ТТ - РАБОТА КОТЛА И ТУРБИНЫ

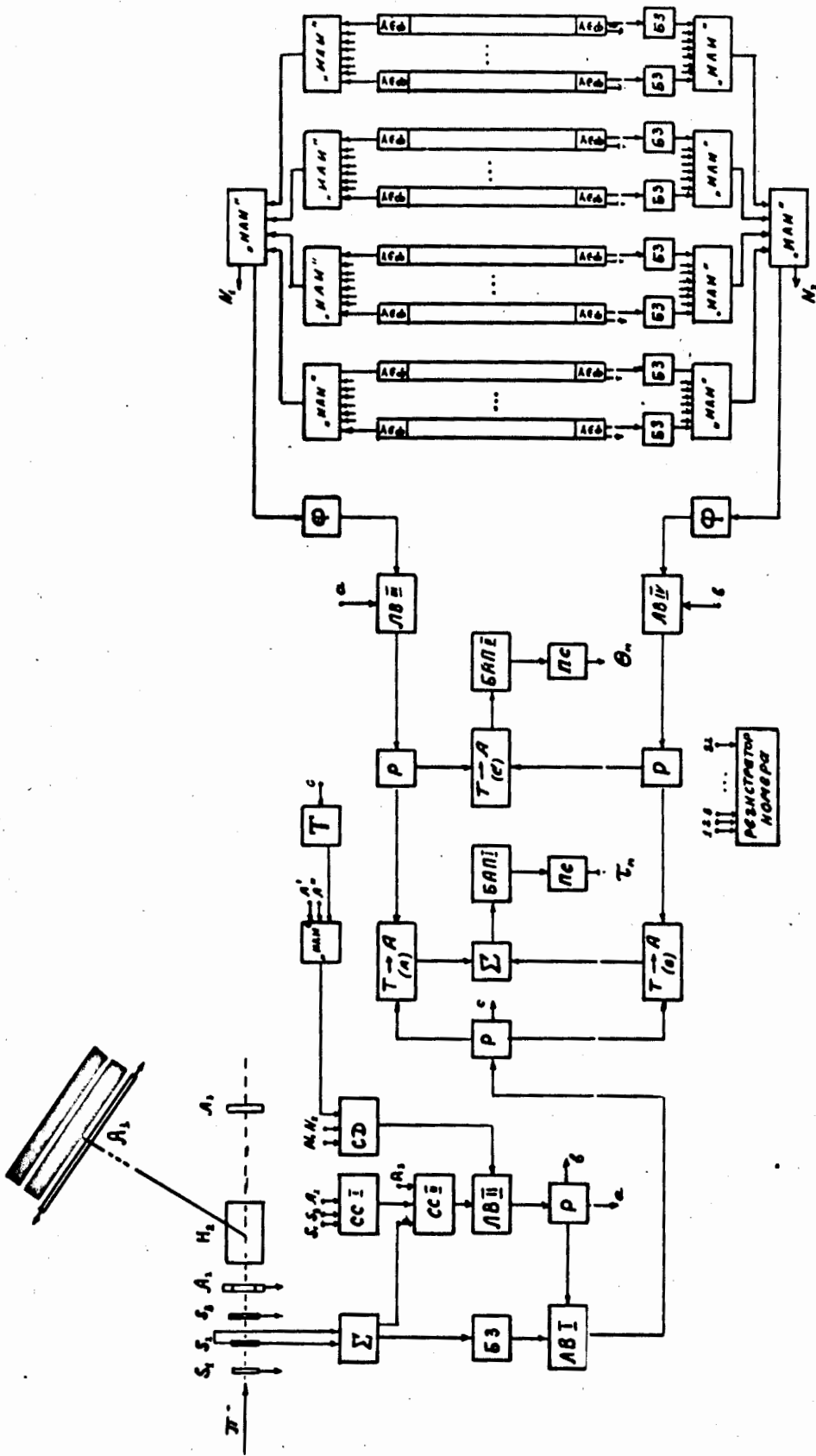
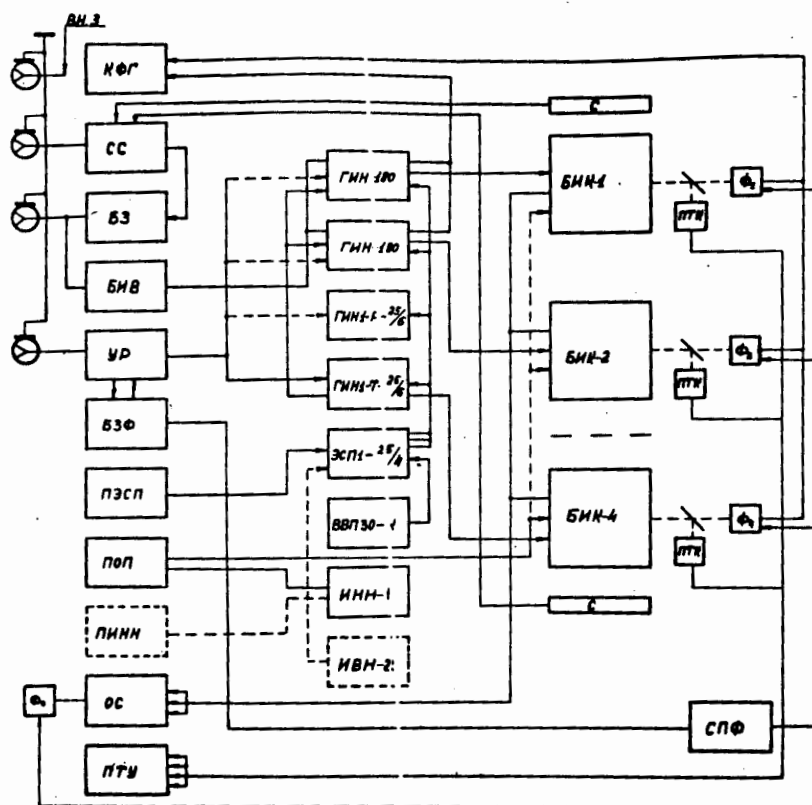


Рис. 16. Блок-схема спектрометра нейтронов по времени пролета.
 Т → А - ВРЕМЯ-АМПЛИТУДНЫЙ КОНВЕРТОР; ЛВ - СХЕМА ЛИНЕЙНЫХ ВОРОТ;
 БАП - БЛОК АМПЛИТУДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ; Ф - СХЕМА ФОРМИРОВАТЕЛЯ
 С КОМПЕНСАЦИЕЙ АМПЛИТУДНОГО РАЗБРОСА ИМПУЛЬСОВ; - СХЕМА
 ЛИНЕЙНОГО СУММАТОРА; СС - СХЕМА СОВПАДЕНИЙ; - СХЕМА СОВПАДЕНИЯ
 С ДИСКРИМИНАТОРОМ; Р - РАЗВЕТВИТЕЛЬ ИМПУЛЬСОВ; - БЗ - БЛОК
 ЗАКРЫТОК; ПС - ПЕРЕСЧЕТНАЯ СХЕМА; Т - ТРИГГЕР.



ВНЗ - внешний запуск, С - сцинтилляционный счетчик,
 СС - схема совпадений, БЗ - блок задержки,
 БИВ - блок измерения времени, УР - усилитель размножитель,
 БЗФ - блок запуска фоторегистраторов, БИК - блок искровых камер, Ф - фоторегистратор, ПТК - телекамера,
 ПТУ - телеустановка, ГИН - генератор импульсного напряжения (5-180кв), ЭСП - электронный стабилизатор-потенциометр,
 ПЭСП - пульт ЭСП, ВВП - высоковольтный преобразователь,
 ИИН - источник низких напряжений, ПИНН - пульт ИИН,
 ПОП - пульт рчищающих полей, ИВН - источник высоких напряжений, ОС - осциллограф, СПФ - стойка питания фоторегистраторов.

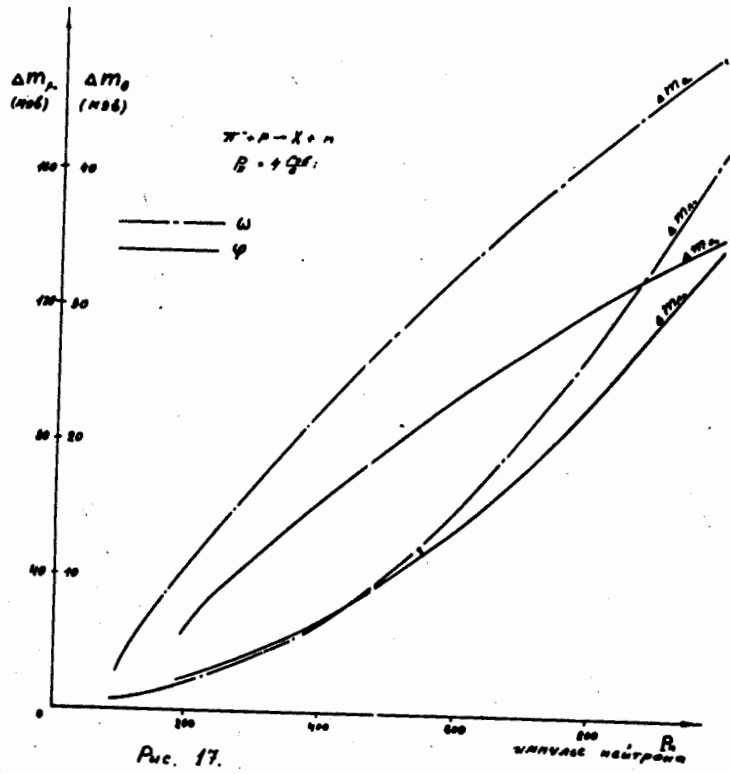


Рис. 17.

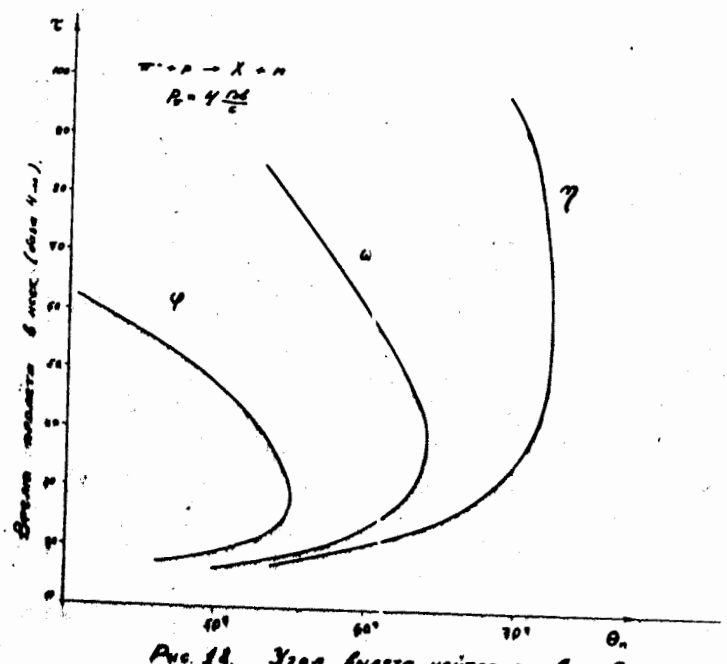


Рис. 18. Угол вылета нейтрона в лоб. смт.