

61:84-1/2394-4

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  


---

Институт ядерной физики

ХАЗИН Борис Исаакович

ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМФАКТОРА ПИОНА НА ВСТРЕЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ В ДИАПАЗОНЕ  
ЭНЕРГИЙ  $360 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 820 \text{ МэВ}$

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц



Диссертация, представленная на  
соискание ученой степени  
кандидата физико-математических  
наук

Научный руководитель - доктор  
физ.-мат. наук, профессор,  
член-корр. АН СССР Л.М.Барков

Новосибирск - 1984

О Г Л А В Л Е Н И Е

|  | стр. |
|--|------|
| В В Е Д Е Н И Е .....  | 4    |
| ГЛАВА I. МНОГОПРОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ<br>В СИСТЕМЕ ЗАПУСКА КРИОГЕННОГО МАГНИТНОГО<br>ДЕТЕКТОРА ..... | 9    |
| I.1. Криогенный магнитный детектор .....   | 9    |
| I.2. Электрические поля и устойчивость<br>проволочек в цилиндрической МПК .....                                  | 14   |
| I.3. Особенности работы МПК в детекторе КМД .....  | 21   |
| I.4. Конструкция МПК .....   | 30   |
| I.5. Система запуска КМД .....   | 33   |
| ГЛАВА II. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА .....  | 44   |
| 2.1. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПН-2М ....  | 44   |
| 2.2. Возможности КМД по разделению частиц .....  | 44   |
| 2.3. Просмотр экспонированной фотопленки .....   | 53   |
| 2.4. Набор экспериментальной статистики .....  | 55   |
| ГЛАВА III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАДРАТА МОДУЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО<br>ФОРМФАКТОРА ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ .....                  | 57   |
| 3.1. Отбор коллинеарных событий и отделение<br>фона космических частиц .....                                     | 57   |
| 3.2. Разделение событий по квадрату массы .....  | 64   |
| 3.3. Разделение событий по двумерным распреде-<br>лениям средней импульс - угол вылета .....                     | 69   |
| 3.4. Определение квадрата модуля электро-<br>магнитного формфактора пиона .....                                  | 75   |
| ГЛАВА IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ .....   | 83   |
| 4.1. Теоретические модели .....  | 83   |
| 4.2. Экспериментальные данные о $\pi\pi$ взаимо-<br>действии в Р-волне .....                                     | 91   |

|  | стр. |
|--|------|
| 4.3. Анализ экспериментальных данных по $ F_{\pi}(s) ^2$<br>в диапазоне $4m_{\pi}^2 < s < 2,0 \text{ ГэВ}^2$ ..... | 94   |
| 4.4. Среднеквадратичный электромагнитный<br>радиус пиона .....   | 98   |
| 4.5. Длина $\pi\pi$ рассеяния в P-волне .....  | 104  |
| 4.6. Вклад адронной поляризации вакуума<br>в величину аномального магнитного<br>момента мезона .....               | 105  |
| <b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....  | 109  |
| <b>ЛИТЕРАТУРА</b> .....  | III  |

## В В Е Д Е Н И Е

Для развития физики высоких энергий в последние десятилетия заметную роль сыграли эксперименты, выполненные на установках со встречными электрон-позитронными пучками. Модельная интерпретация получаемой в них информации значительно облегчена по сравнению с экспериментами на неподвижных мишенях, так как начальное состояние описывается с высокой точностью квантовой электродинамикой. Измерения на установках со встречными электрон-позитронными пучками квадрата модуля электромагнитного формфактора пиона  $|F_{\pi}(s)|^2$ , являющегося единственным неизвестным параметром в сечении реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  позволяют получить наиболее чистую информацию о физике пион-пионных взаимодействий.

Если пионерские работы по измерению сечения аннигиляции электронов и позитронов в пару заряженных пионов, выполненные в 1967 г. на установках в Орсе и Новосибирске, позволили лишь в общих чертах прорисовать кривую возбуждения  $\rho$ -резонанса, то последующее непрерывное увеличение точности и подробности экспериментов дало возможность изучить тонкие эффекты  $\rho$ - $\omega$  интерференции и распад  $\phi \rightarrow 2\pi$ . В то же время выяснилось, что такие фундаментальные параметры, характеризующие физику пионных взаимодействий, как масса и ширина  $\rho$ -мезона, среднеквадратичный электромагнитный радиус пиона, параметры высших векторных резонансов в сильной степени зависят от применяемых для описания формфактора пиона моделей. Точное определение входящих в модели параметров затрудняется тем обстоятельством, что значительная часть экспериментальных данных /1-8/ имеет большую систематическую ошибку, а статистика экспериментов с малым уровнем систематической ошибки /9,10/ относительно бедна.

В связи с этим, актуальными становятся эксперименты с малыми статистическими и систематическими ошибками, в которых квадрат формфактора пиона измерялся бы в диапазоне энергий, начинающемся возможно ближе к порогу рождения пары пионов и включающем область  $\rho$ -резонанса.

Полученные в этих экспериментах данные позволят повысить надежность указанных выше параметров пион-пионных взаимодействий. С их помощью можно будет уточнить параметры теоретических моделей, принятых для описания электромагнитного формфактора пиона /II-I4/, в частности, уточнить вклад неупругих каналов /I3-I7/. Недостаток точных и подробных данных о сечении рождения пары заряженных пионов в области вблизи порога реакции приводит к большой ошибке в величине вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$  /I8/. Уменьшение этой ошибки до уровня, позволяющего изучать вклад слабых взаимодействий в величину  $a_\mu$  открыло бы возможность постановки таких экспериментов и стимулировало повышение точности электродинамических расчетов  $a_\mu$ .

Кроме того, точные и подробные данные о поведении формфактора пиона вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  должны облегчить теоретический анализ возможности единого аналитического описания формфактора во времениподобной и пространственноподобной областях квадрата переданного четырехимпульса. В области  $S < 0$  формфактор пиона измерялся в процессах электророждения пиона на нуклоне /I9-22/ и рассеяния пионов на электронах /23/, а при

$0 < S < 4m_\pi^2$  в реакции обратного электророждения /24/. Необходимость учета диаграмм, содержащих вершины с сильно взаимодействующими частицами серьезно осложняет анализ этих экспериментов и определяемые значения формфактора пиона существенно зависят от моделей сильного взаимодействия. Анализ совокупности эксперимен-

тальных данных о факторе пиона привел авторов работы /25/ к выводу о несовместности данных в области отрицательных и положительных квадратов переданного четырехимпульса в рамках гипотезы аналитичности. Дополнительная информация с установок на встречных пучках и, в особенности, из экспериментов на неподвижных мишенях, позволила бы уточнить ситуацию.

Увеличение точности экспериментальной информации, получаемой на установках со встречными пучками, обуславливалось как повышением светимости накопителей, так и развитием методики детектирования конечных частиц. Для идентификации частиц в нонечном состоянии в настоящее время широко используются детекторы с магнитным полем, в которых измеряется импульс заряженных частиц. При этом качество детекторов в значительной степени определяется точностью измерения координат треков, и величиной магнитного поля. В связи с этим, перспективным представляется направление развития методики детекторов с применением сверхпроводящих магнитных систем, которые позволяют получить большие магнитные поля при малой потребляемой мощности. Кроме того, низкие температуры, сопровождающие применение сверхпроводников, позволяют легко достигнуть увеличения плотности газовой смеси в координатной части детектора, что обычно ведет к улучшению координатного разрешения.

В данной работе описан эксперимент по измерению квадрата модуля электромагнитного фактора пиона в интервале энергий  $360 \text{ МэВ} \leq 2E = \sqrt{s} \leq 820 \text{ МэВ}$ , выполненный на установке со встречными электрон-позитронными пучками Института ядерной физики СО АН СССР ВЭП-2М с помощью криогенного магнитного детектора (КМД). Магнитное поле в КМД создается сверхпроводящим соленоидом и достигает 32 кГс. Пространственное разрешение в искровой камере, служащей координатной частью детектора, составляет

50+70 мкм. Эти параметры позволили измерить формфактор пиона во всем указанном диапазоне. Измерения были проведены в 24 энергетических точках с систематической ошибкой не превышающей 2%. На основании совокупности экспериментальных данных по величине  $|F_{\pi}(s)|^2$ , полученных на установках со встречными электрон-позитронными лучками в интервале энергий  $2m_{\pi} \leq 2E \leq 1,4$  ГэВ определены масса и ширина  $\rho$ -мезона:

$$m_{\rho} = (775,5 \pm 0,8 \pm 0,6) \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{\rho} = (151,4 \pm 1,2 \pm 3,0) \text{ МэВ},$$

где первая приведенная ошибка соответствует статистическим и систематическим ошибкам экспериментальных данных, а вторая связана с изменениями этих величин в различных моделях, использовавшихся для аппроксимации экспериментальных данных. Найдена величина среднеквадратичного электромагнитного радиуса заряженного пиона:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = (0,424 \pm 0,002 \pm 0,012) \text{ фм}^2.$$

Величина длины  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне оказалась равной

$$a_1^1 = (0,033 \pm 0,003),$$

где ошибка определяется в основном модельной зависимостью результата.

Определен вклад адронной поляризации вакуума в величину аномального магнитного момента мюона  $a_{\mu}$  :

$$a_{\mu} = (68,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-9},$$

с учетом которого ожидаемое значение величины  $a_{\mu}$  равно:

$$a_{\mu \text{ теор}} = (1165919,0 \pm 2,6) \cdot 10^{-9}.$$

Значительное место в диссертации посвящено исследованию работы многопроволочных пропорциональных счетчиков (МПК) с цилиндри-

дической геометрией при низкой температуре. Две МПК, одна из которых окружала место встречи пучков в накопителе, а вторая располагалась за искровой камерой, образовывали систему запуска детектора. Подобрана газовая смесь  $Ne+8\%Ar+2,5\%CO_2$  обеспечивающая надежную работу МПК при температуре 180 К и давлении 2 атм, которая является одновременно газовой смесью для искровой камеры. Рассмотрены вопросы распределения электрических полей и устойчивости сигнальных проволочек в цилиндрических МПК.

Система запуска искровой камеры на основе МПК в криогенном режиме продемонстрировала высокую надежность в течение всех экспериментов, проведенных на КМД.



## Г Л А В А I

### МНОГОПРОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ В СИСТЕМЕ ЗАПУСКА КРИОГЕННОГО МАГНИТНОГО ДЕТЕКТОРА

#### I.I. Криогенный магнитный детектор

Схематический разрез криогенного магнитного детектора показан на рис. I.I. Треки заряженных частиц регистрируются цилиндрической оптической искровой камерой (6), окружающей место встречи пучков. Камера помещена в магнитное поле сверхпроводящего соленоида (7), параллельное ее оси и направлению движения пучков в накопителе. Максимальное рабочее поле в центре камеры 32 кГс. Влияние магнитного поля основного соленоида на движение частиц в накопителе уменьшается с помощью двух компенсирующих сверхпроводящих соленоидов (5), создающих магнитное поле обратного знака. Фотографирование камеры производится через систему зеркал (I4) с помощью кинокамеры "Конвас-автомат", переделанной на покадровую съемку. Кинокамера расположена в фокусе стеклянной сферической линзы (I0), которая находится непосредственно перед искровой камерой. Для фотографирования применялась обратимая черно-белая фотопленка 04-180.

Искровая камера работает в трековом режиме при температуре 180°К и давлении 2 атмосферы, что соответствует плотности наполняющей ее газовой смеси в три раза большей, чем при нормальных условиях. Повышенная плотность газовой смеси позволила получить пространственное разрешение камеры в плоскости, перпендикулярной оси пучков в накопителе 50+70 мкм.

Координаты искр по глубине камеры определяются с помощью предложенной в работе /26/ системы призм, помещенных, как это видно из рис. I.2, перед передним стеклом искровой камеры. Прин-

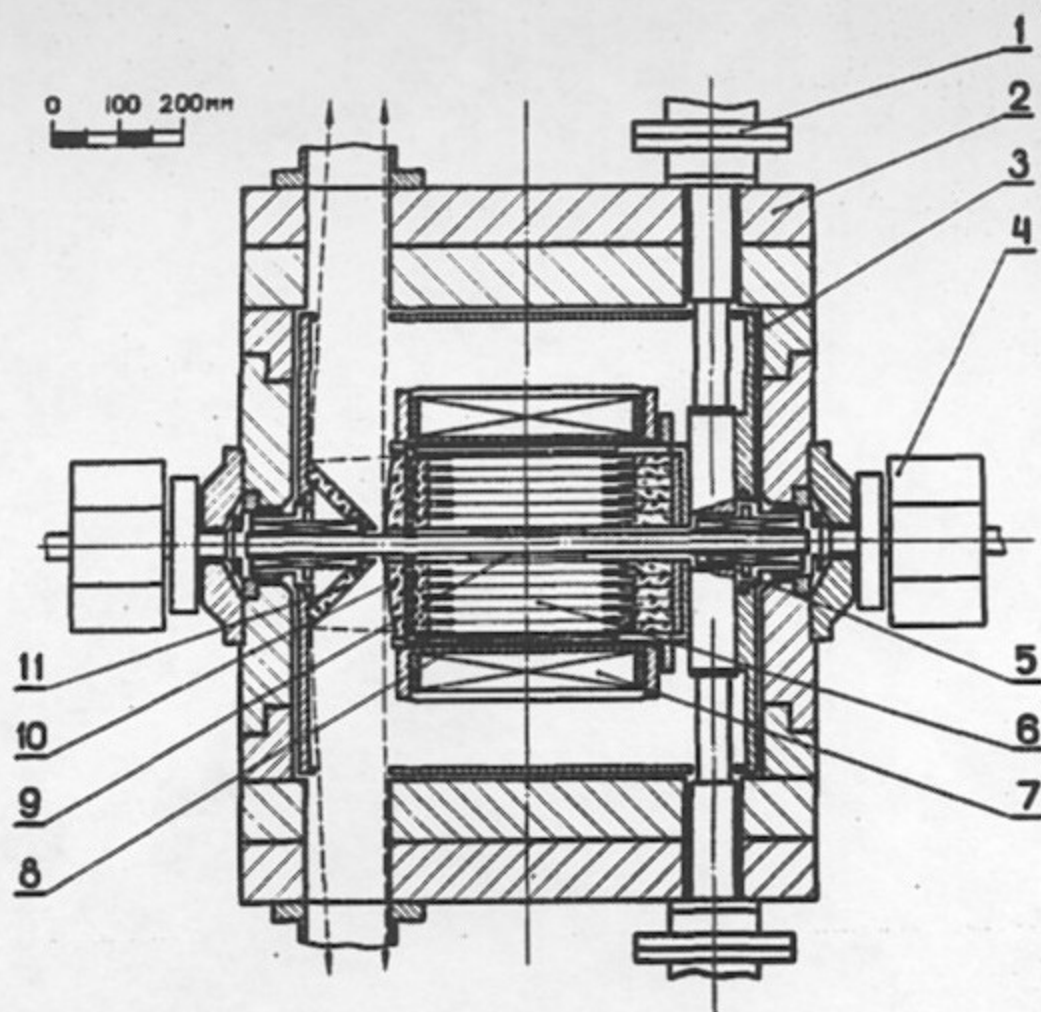


Рис. I. I. Схематический разрез КМД. I - токоввод, 2 - ярмо магнита, 3 - азотный экран, 4 - магнитная линза накопителя, 5 - компенсирующий магнит, 6 - искровая камера, 7 - сверхпроводящий соленоид, 8 - внешняя МПК, 9 - внутренняя МПК, 10 - оптическая линза, II - зеркало.

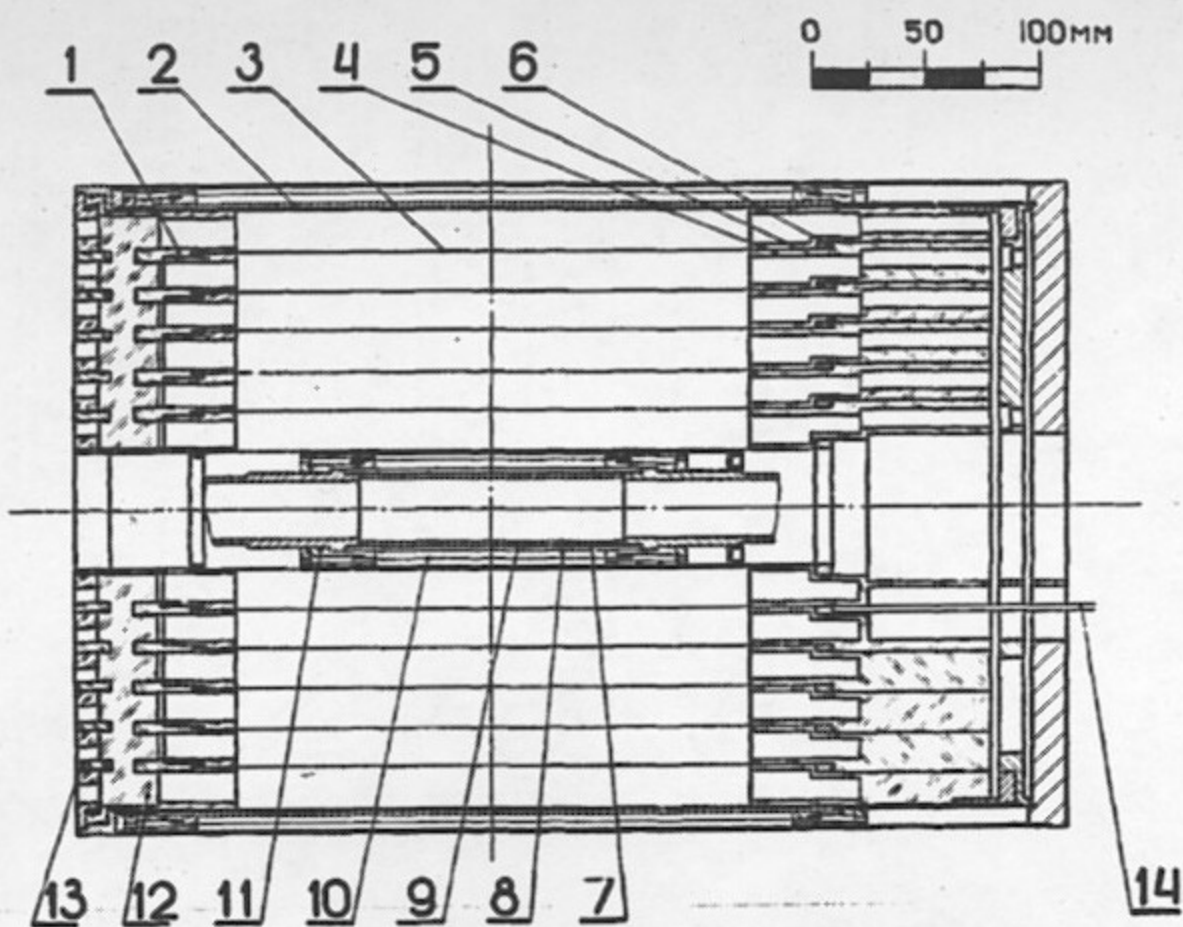


Рис. I.2. Элементы конструкции искровой камеры и МПК.  
1, 4, 5 - изолирующие кольца, 2 - внешний электрод искровой камеры, 3 - электроды из алюминиевой фольги, 6 - алюминиевое кольцо, 7 - бериллиевая трубка, 8 - электрод пропорциональной камеры, 9 - вакуумная трубка накопителя, 10 - сигнальная проволока, 11 - изолирующее кольцо, 12 - передняя стенка камеры, 13 - призмы для измерения координаты по глубине камеры, 14 - токоввод.

ция работы такой призмы поясняется на рис. I.3. Часть света от искры попадает в кинокамеру проходя через призму, занимающую одну треть радиального размера зазора искровой камеры. Если  $\alpha$  - угол при вершине призмы,  $n$  - коэффициент преломления оргстекла, из которого изготовлены призмы, то величина смещения изображения искры в призме относительно трека связана с  $Z$ -координатой искры по глубине камеры соотношением:

$$Z = Z_0 - h/\alpha(n-1)$$

причем  $Z_0$  выбирается таким образом, что положительные значения  $Z$  отсчитываются от центра камеры в направлении переднего стекла. Каждый цилиндрический зазор имеет 20 призм с углом при вершине  $7,5^\circ$ .

Поскольку для определения координаты искры по глубине искровой камеры необходимо измерить величину смещения ее изображения в призме от изображения трека, то и разрешение по глубине камеры определяется разрешением в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$  и при указанной величине  $\alpha$  и коэффициенте преломления оргстекла  $n = 1,49$  составляет  $\sigma_z = 1,1+1,5$  мм.

Искровая камера имеет шесть зазоров величиной  $17,5$  мм разделенных электродами из алюминиевой фольги толщиной  $50$  мкм. Диаметр внутреннего электрода  $51$  мм, диаметр внешнего электрода, изготовленного из меди толщиной  $1,5$  мм, составляет  $260$  мм. Внешний электрод камеры - несущий. Он обеспечивает также выравнивание температуры вдоль камеры в процессе охлаждения детектора. Длина рабочей области камеры вдоль оси  $Z$  равна  $220$  мм.

Высоковольтное питание искровой камеры осуществляется с помощью трех генераторов Аркадьева-Маркса, каждый из которых работает на два зазора. Генераторы формируют импульсы с амплитудой до  $100$  кВ и длительностью около  $20$  нс.

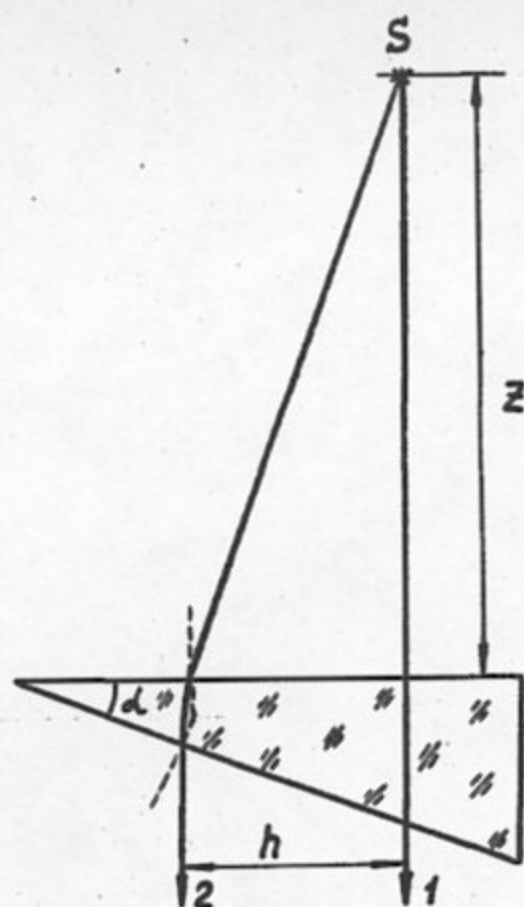


Рис.1.3. Принцип работы оптических призм.  
1 - прямой луч, 2 - луч, преломленный в призме.

Для запуска искровой камеры используются две многопроволочные цилиндрические пропорциональные камеры, одна из которых (9) (см. рис. I.1) расположена в непосредственной близости к месту встречи пучков, а вторая (8) охватывает искровую камеру. Запускающие искровые камеры отбирают события, находящиеся внутри телесного угла  $0,6 \times 4\pi$  стерадиан.

Прежде чем описывать многопроволочные пропорциональные камеры (МПК), рассмотрим требования, которые должны быть выполнены для сохранения устойчивости проволочек и получения достаточно хороших рабочих характеристик в цилиндрической МПК.

### I.2. Электрические поля и устойчивость проволочек в цилиндрической МПК

Хотя распределение электрических полей и устойчивость проволочек в плоских МПК обсуждались в ряде работ (см., например, /27-29/), случай цилиндрической МПК, имеющий ряд характерных особенностей, не рассматривался до появления работы автора /30/, основные результаты которой изложены ниже.

Условная структура цилиндрической МПК представлена на рис. I.4. Сигнальные проволочки диаметром  $d$  и длиной  $l$  натянуты с постоянным шагом по образующей цилиндра радиуса  $R_0$ . Высоковольтные электроды, находящиеся под потенциалом  $V_0$  - сплошные цилиндры радиусов  $R_1$  и  $R_2$ , причем все цилиндрические поверхности соосны. Если  $Q$  - заряд единицы длины проволочки, то комплексный потенциал такой системы линейных зарядов можно представить в виде /31/

$$F = 2Q \ln \left\{ \theta_1 \left( \frac{1}{2\gamma} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right); \tau \right) / \theta_1 \left( \frac{1}{2\gamma} \ln \left( \frac{z \bar{z}_0}{R_1^2} \right); \tau \right) \right\},$$

где  $\gamma = \ln(R_1/R_2)$ ,  $\tau = i\pi/N\gamma$ ,  $N$  - число проволочек цилиндрической МПК,  $z = \rho e^{i\psi}$  - точка на комплексной плоскости, в которой из-

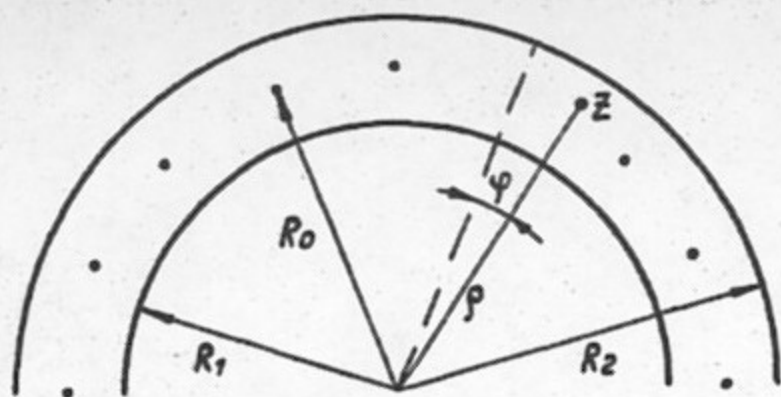


Рис. I.4. Схема цилиндрической МПК.

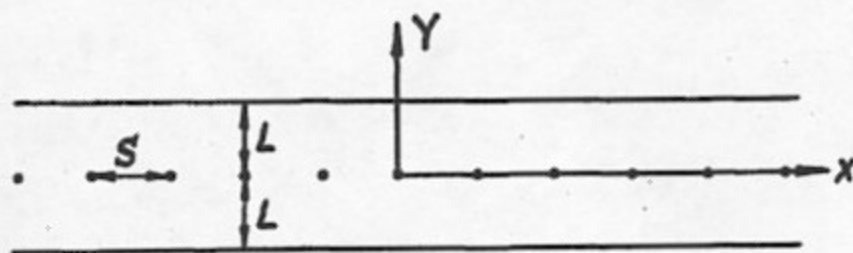


Рис. I.5. Схема плоской МПК.

меряется потенциал,  $z_0 = R_0 e^{i\psi_0}$  - координата сигнальной проволоки, вблизи которой измеряется потенциал,  $\theta_1(u; \epsilon)$  - тэта-функция с модулем  $\epsilon$ . Переходя к сопряженному модулю и раскладывая тэта-функцию в ряд, получим для действительной части  $F$ , определяющей физический потенциал:

$$Re F = V(\rho, \varphi) = 2kQN \ln(\rho/R_1) - Q \ln \left\{ \frac{[3\ln^2(\frac{N\varphi}{2}) + \text{sh}^2(\frac{N}{2} \ln \frac{R_0}{\rho})]}{[3\ln^2(\frac{N\varphi}{2}) + \text{sh}^2(\frac{N}{2} \ln \frac{R_1^2}{\rho R_0})]} \right\}, \quad (I.1)$$

где  $k = \ln(R_1/R_0)/\ln(R_2/R_1)$ . Легко видеть, что при больших  $R_1, R_2, R_0$  при условии  $R_0 = R_1 + L, R_2 = R_1 + 2L$  эта формула переходит в хорошо известное выражение для потенциала в плоской камере:

$$V(x, y) = 2\pi LQ/S - Q \ln [4\text{sh}^2(\pi x/S) + 4\text{sh}^2(\pi y/S)],$$

где обозначения ясны из рис. I.5. Следует отметить, что с помощью предельного перехода в формуле (I.1) получается правильное распределение потенциала в камере и в тех случаях, когда поверхность, на которой находятся сигнальные проволоки, расположена несимметрично относительно высоковольтных электродов.

Определим теперь емкость проволоки. Считая, что эквипотенциали вблизи проволоки мало отличаются от окружностей, получим:

$$V_{\text{пров}} = -2Q \{ k \ln(R_2/R_0) + \ln(Nd/2R_0) \}. \quad (I.2)$$

Тогда емкость единицы длины проволоки составит:

$$C = Q/V_{\text{пров}} = 4\pi\epsilon_0 \{ 2N \ln(R_0/R_1) \ln(R_2/R_0) / \ln(R_2/R_1) - 2 \ln(Nd/2R_0) \}^{-1}. \quad (I.3)$$

Из выражения (I.3) можно получить формулу для емкости проволоки в несимметричной плоской МПК:

$$C = 4\pi\epsilon_0 \{ 4\pi L_1 L_2 / S(L_1 + L_2) - 2 \ln(\pi d / 2S) \}^{-1},$$

где  $L_1, L_2$  - расстояния от сигнальной плоскости до высоко-



вольтных электродов. Исходя из выражения для потенциала (I.1) найдем для радиальной  $E_r$  и азимутальной  $E_\varphi$  компонент поля:

$$E_r(\rho, \varphi) = \frac{NQ}{8\pi\epsilon_0\rho} \left[ -4K + \frac{\operatorname{sh}(NA)}{\operatorname{sh}^2 \frac{N\varphi}{2} + \operatorname{sh}^2 \frac{NA}{2}} - \frac{\operatorname{sh}(NB)}{\operatorname{sh}^2 \frac{N\varphi}{2} + \operatorname{sh}^2 \frac{NB}{2}} \right] \quad (\text{I.4a})$$

$$E_\varphi(\rho, \varphi) = \frac{NQ}{8\pi\epsilon_0\rho} \frac{\operatorname{sh}^2 \frac{NB}{2} - \operatorname{sh}^2 \frac{NA}{2}}{(\operatorname{sh}^2 \frac{N\varphi}{2} + \operatorname{sh}^2 \frac{NA}{2})(\operatorname{sh}^2 \frac{N\varphi}{2} + \operatorname{sh}^2 \frac{NB}{2})}, \quad (\text{I.4b})$$

где  $A = \ln(\rho/R_0)$ ,  $B = \ln(\rho R_0/R_1^2)$ .

В частности, радиальная компонента поля на азимуте, соответствующем азимуту сигнальной проволоочки

$$E_r(\rho, 0) = \frac{QN}{4\pi\epsilon_0\rho} \{-2k + \operatorname{cth}(NA/2) - \operatorname{cth}(NB/2)\}, \quad (\text{I.5a})$$

радиальная компонента поля на азимуте  $\alpha/2$ , где  $\alpha$  - угловой шаг проволочек

$$E_r(\rho, \alpha/2) = \frac{QN}{4\pi\epsilon_0\rho} \{-2k + \operatorname{th}(NA/2) - \operatorname{th}(NB/2)\}. \quad (\text{I.5b})$$

Азимутальная компонента поля на радиусе, на котором расположены сигнальные проволоочки

$$E_\varphi(R_0, \varphi) = -\frac{QN}{4\pi\epsilon_0 R_0} \left\{ \frac{\operatorname{ctg} \frac{N\varphi}{2} \operatorname{sh}^2 [N \ln(\frac{R_0}{R_1})]}{\operatorname{sh}^2 \frac{N\varphi}{2} + \operatorname{sh}^2 [N \ln(\frac{R_0}{R_1})]} \right\}. \quad (\text{I.5b})$$

Выражения (I.4) более точны, чем приведенные в работе [32], особенно вблизи катодных поверхностей. Это обстоятельство может оказаться важным при расчете полей в дрейфовых камерах. Используя выражение (I.5a), определим поле вблизи проволоочки. Полагая  $\rho = R_0 + \delta$  получим с точностью до членов порядка  $\delta/R_0$

$$E_r(R_0 + \delta, 0) = 2Q/4\pi\epsilon_0 \delta - QN(1+2k)/4\pi\epsilon_0 R_0. \quad (\text{I.6})$$

Первый член в (I.6) - это поле, создаваемое зарядом, расположенным на проволочке, вблизи которой рассчитывается величина электрического поля, а второй определяется зарядами на остальных проволочках и изображениями всех проволочек, включая рассматриваемую, в цилиндрических высоковольтных электродах. Как следует из (I.6), сила действующая на проволочку обращается в ноль, когда  $R_0 = \sqrt{R_1 R_2}$ . При этом  $k = -0,5$  и второй член в (I.6), определяющий влияние внешних зарядов на рассматриваемую проволочку, исчезает. При меньших  $R_0$  сила направлена к оси камеры, а при больших - меняет знак.

Как хорошо известно, условие обращения в ноль силы, действующей на проволочки в МПК, недостаточно для их устойчивости при расположении в одной плоскости в случае плоской МПК. Аналогично, в цилиндрической МПК устойчивым оказывается состояние, изображенное на рис. I.6. Цилиндрические поверхности, на которых теперь находятся проволочки, смещены на расстояния  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  от поверхности радиуса  $R_0$ . Для удобства дальнейшего изложения введем переменные  $y = (\Delta_1 - \Delta_2)/2$  и  $\Delta = \Delta_1 - y = \Delta_2 + y$ . Определим силу, действующую на проволочку, которая отмечена крестиком на рис. I.6, при малом  $\Delta$ . Используя (I.5в), можно получить, что поле от проволочек, смещенных на  $\Delta_2$ , составит вблизи нее

$$E_1 = \frac{QN^2\Delta}{16\pi\epsilon_0 R_0^2} (1 - 4/N\gamma) + \frac{QN}{8\pi\epsilon_0 R_0^2} (1+2k)y - \frac{QN}{8\pi\epsilon_0 R_0} (1+2k),$$

где  $\gamma = \ln(R_2/R_1)$ . Согласно (I.5а) поле, создаваемое в интересующей нас области смещенными на  $\Delta_1$  проволочками, есть

$$E_2 = \frac{QN^2}{8\pi\epsilon_0 R_0^2} \left\{ \left[ 1 + 2\left(\frac{1}{\gamma} + k\right) \right] / N \right\} \Delta + \frac{QN}{8\pi\epsilon_0 R_0^2} (1+2k)y - \frac{QN}{8\pi\epsilon_0 R_0} (1+2k).$$

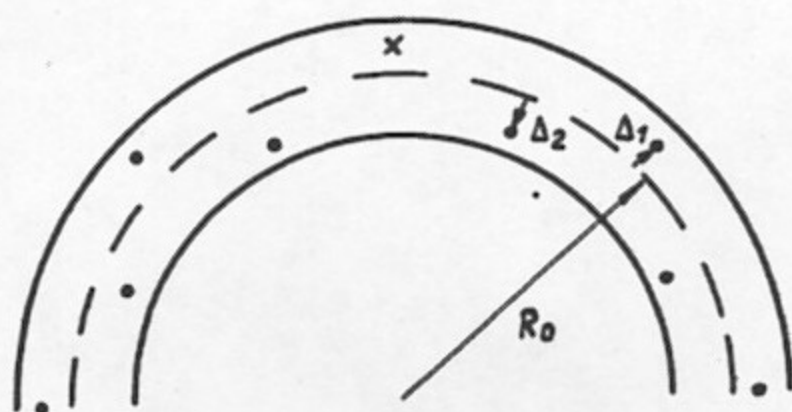


Рис: I.6. Схема цилиндрической камеры при натяжении сигнальных проволочек меньше  $T_0$

Тогда полная сила, действующая в радиальном направлении на единицу длины проволоочки оказывается равной:

$$f_{np} = Q(E_1 + E_2) = \frac{Q^2 N^2}{16\pi\epsilon_0 R_0^2} [1 + 2(1+2k)/N] \Delta + \frac{Q^2 N}{4\pi\epsilon_0 R_0^2} (1+2k) y - \frac{Q^2 N}{4\pi\epsilon_0 R_0} (1+2k).$$

Под действием этой силы проволоочка принимает форму линии, удовлетворяющей уравнению

$$T_0 \frac{d^2(y+\Delta)}{dz^2} = f_{np} \quad (I.7)$$

с граничными условиями  $y+\Delta=0$  при  $z=\pm \ell/2$ . В уравнении (I.7)  $T_0$  - сила натяжения проволоочки, а ось  $z$  направлена вдоль оси камеры, причем  $z=0$  соответствует координате середины проволоочки. Состояние, в котором все проволоочки МПК находятся на одном радиусе при данном  $z$  устойчиво, если решением уравнения (I.7) будет  $\Delta \equiv 0$ . В этом случае  $y = \Delta_1 = -\Delta_2$  и все проволоочки действительно расположены на поверхности, радиус которой зависит только от  $z$ , но не от азимутального угла. Легко видеть, что  $\Delta \equiv 0$  удовлетворяет уравнению (I.7) при условии

$$T_0 \geq \frac{Q^2 N^2 \ell^2}{16\pi^3 \epsilon_0 R_0^2} [1 + 2(1+2k)/N]. \quad (I.8)$$

При этом отклонение проволоочек от поверхности  $R_0$  определяется зависимостью

$$y = R_0 [1 - \cos(\omega z)] / \cos(\omega \ell/2),$$

где 
$$\omega^2 = Q^2 N (1+2k) / R_0^2 T_0$$

Таким образом, характерным свойством цилиндрической МПК является смещение проволоочек от поверхности  $R_0$  даже в том случае, когда сила натяжения проволоочек достаточно велика для преодоления электростатической неустойчивости. Лишь при условии  $R_0 = \sqrt{R_1 R_2}$  когда  $\omega^2$  обращается в ноль, этого смещения не бу-

дет. Этот же результат можно получить, если поверхность, на которой расположены проволочки, заменить сплошным проводящим цилиндром и рассмотреть условия, при которых полная сила, действующая на него, обращается в ноль.

### 1.3. Особенности работы МПК в детекторе КМД

Низкая температура, повышенное давление, цилиндрическая геометрия, применяемые в КМД, наложили ряд специфических требований на условия работы и конструкцию пропорциональных камер, используемых в системе запуска искровой камеры.

Необходимость работы при низкой температуре ограничивает выбор газов, которые могут быть использованы для наполнения МПК. Напомним кратко механизм развития лавины в благородном газе, наполняющем МПК /33,34/. Электроны, образовавшиеся в первичных кластерах ионизации после прохождения через камеру заряженной частицы, дрейфуют к сигнальным проволочкам, на которых поддерживается положительный потенциал. По мере приближения к проволочке напряженность электрического поля возрастает настолько, что на длине свободного пробега электроны набирают энергию, достаточную для ударной ионизации атомов газовой смеси. После этого число электронов нарастает лавинообразно и за время порядка  $1$  нс они собираются на сигнальной проволочке, образуя токовый импульс, соответствующий пролету заряженной частицы через МПК. Оставшиеся в лавине положительные ионы, обычно около  $10^5 + 10^6$ , имея в этот момент примерно в  $100$  раз меньшую чем у электронов скорость, начинают дрейфовать к катоду МПК. Когда расстояние до катода уменьшается до величины порядка  $10^{-8}$  см, электрическое поле, создаваемое ионом, становится достаточным для того, чтобы вырвать из катода электрон, который нейтрализует ион. Однако, он остается в

возбужденном состоянии, поскольку работа выхода из катода составляет 4+6 эВ, а потенциал ионизации близок к 15+20 эВ. Возбуждение снимается либо излучением фотона, либо освобождением из катода одного или двух добавочных электронов. Любой из этих вторичных процессов на катоде приводит, в конечном счете, к появлению повторных импульсов, а при достаточно больших коэффициентах газового усиления, к непрерывному разряду в счетчике. Описанная картина миграции ионов к катоду верна в случае наполнения МПК благородными одноатомными газами, которые обеспечивают достаточно низкие рабочие напряжения, но, в силу указанных обстоятельств, не позволяют достичь больших коэффициентов газового усиления, необходимых для высокой эффективности регистрации минимально ионизирующих частиц. Ситуация коренным образом меняется, если в состав газовой смеси введены добавки многоатомных газов. Становятся достижимыми коэффициенты газового усиления в 100+1000 раз больше, чем при наполнении чистым благородным газом. По пути к катоду ионизованные или возбужденные метастабильные атомы благородного газа переходят в основное состояние, ионизуя молекулы добавки, которые подбираются так, чтобы их потенциал ионизации был ниже, чем у атомов благородного газа. После того, как молекула добавки нейтрализуется на расстоянии  $10^{-8}$  см от катода, наиболее вероятной возможностью снятия оставшегося возбуждения оказывается ее диссоциация. Время диссоциации, которое составляет  $\sim 10^{-13}$  с, меньше времени, затрачиваемого на преодоление оставшегося до катода расстояния  $\sim 10^{-12}$  с и времени, необходимого для излучения фотона  $\sim 10^{-8}$  с. Таким образом, вторичные процессы на катоде практически отсутствуют, что и позволяет получить высокий коэффициент газового усиления.

Основной компонентой совместной газовой смеси искровой камеры и МПК в КМД был выбран неон. Температура сжижения неона рав-

на  $27^{\circ}\text{K}$ , порядковый номер  $Z = 10$ , атомный вес  $A = 20,2$ , плотность при нормальных условиях  $8,4 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ , а потери энергии минимально ионизирующих частиц составляют  $1,41 \text{ кэВ/см}$ , причем согласно /35/ число кластеров первичной ионизации равно  $12 \text{ I/см}$ , а содержащееся в них число ион-электронных пар 39.

Для изучения работы МПК при низкой температуре была изготовлена охлаждаемая азотом камера высокого давления, в которую помещались МПК. Электрическая схема экспериментальной установки показана на рис. I.7. Высокое напряжение с источников ВС-22 подавалось на сигнальные проволочки через ограничивающие сопротивления  $R_{огр} = 10 \text{ МОм}$ . Съём сигналов производился через емкостную развязку  $C = 680 \text{ пФ}$ . Использовались усилители-формирователи (УФ) с входным сопротивлением  $50 \text{ Ом}$  и коэффициентом усиления 8000. Порог УФ устанавливался на уровне  $1 \text{ мкА}$ . В процессе экспериментов изучались плоские и цилиндрические конструкции МПК. Сигнальные плоскости МПК наматывались из золоченой вольфрам-рениевой проволочки диаметром  $28 \text{ мкм}$ .

Оказалось /36/, что при азотной температуре на смеси неона с добавками аргона и метана и катодах из нержавеющей стали, дюралюминия или титана получить стабильную работу МПК не удастся. Через некоторое время после включения высокого напряжения в цепи высоковольтного питания МПК появляется ток. Характерная величина установившегося тока на ограничивающем сопротивлении  $10 \text{ МОм}$  составляет  $100 \text{ мкА}$ , первоначальное рабочее напряжение  $\sim 1,8 \text{ кВ}$ , поэтому напряжение, которое остается на камере после того, как потёк ток, оказывается равным  $800 \text{ В}$ . Следствием этого является уменьшение амплитуды импульсов с камеры и падение эффективности регистрации. На рис. I.8 приведена зависимость скорости счета  $\gamma$ -квантов от времени для источника  $\text{Co}^{60}$ , снятая на МПК с шагом

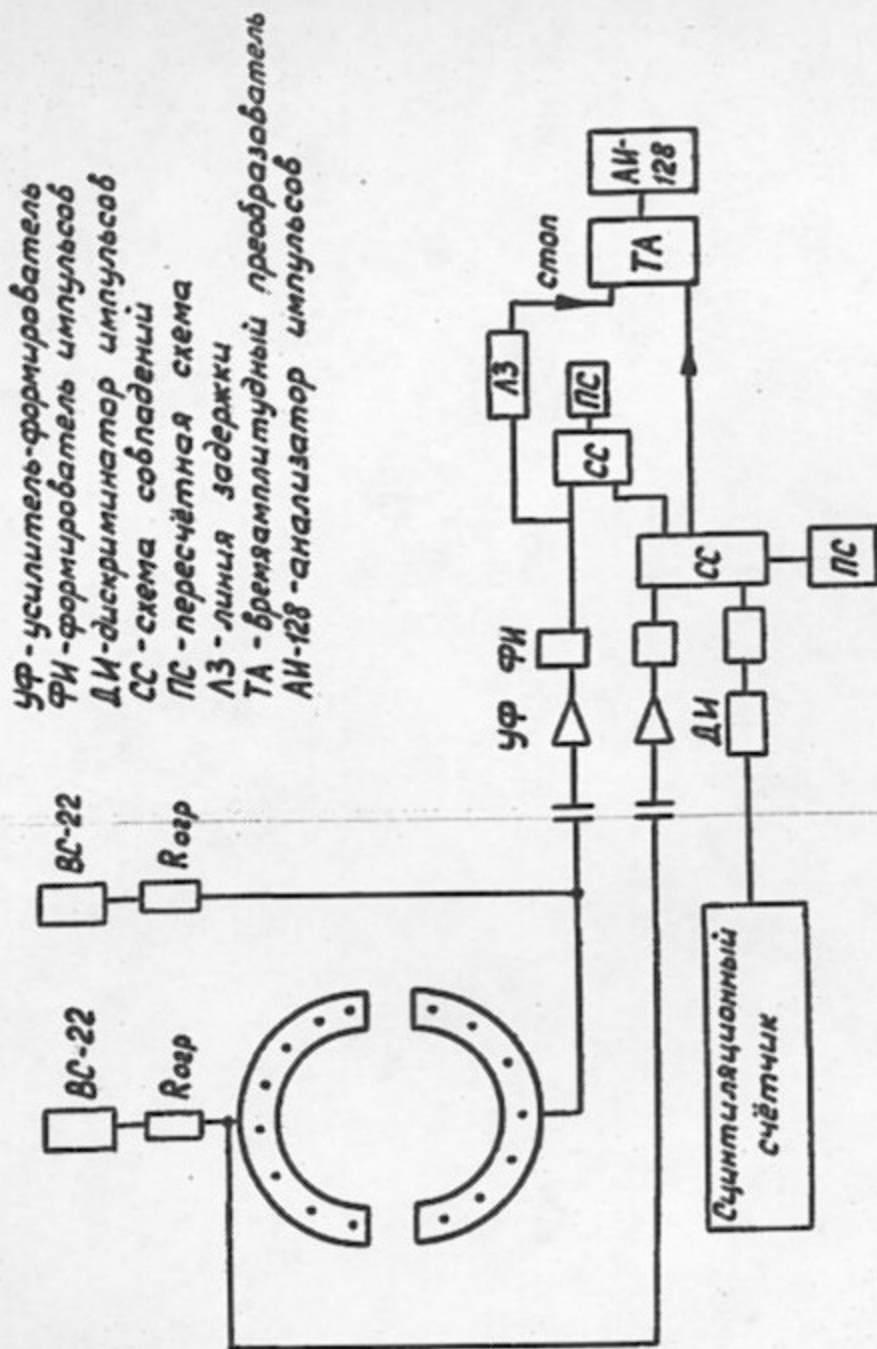


Рис.1.7. Схема установки для изучения работы МПК при низкой температуре.



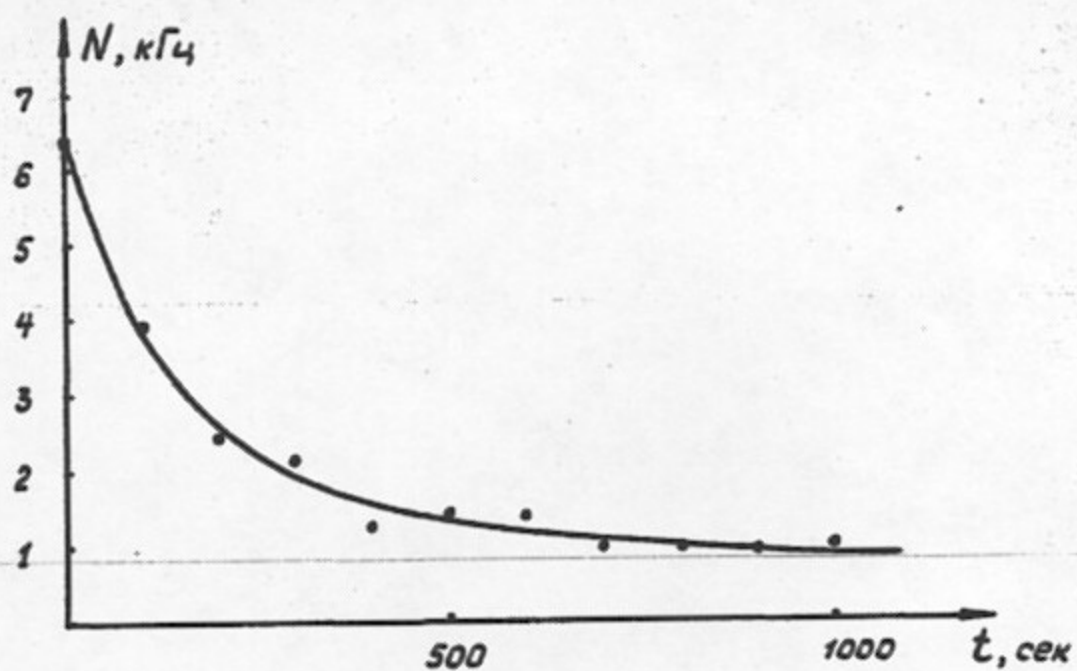


Рис. I.8. Зависимость скорости счета источника  $\text{Co}^{60}$  в МПК с  $S = 2$  мм  $L = 6$  мм от времени при  $T = 77^\circ\text{K}$ .

$S = 2$  мм при зазоре  $L = 6$  мм с катодами из дюралюминия, наполнение камеры  $Ne + 1,5\% CH_4 + 2,5\% Ar$  температура  $T = 78^\circ K$ , давление  $p = 2$  атм. Характерные времена, за которые происходит падение скорости счета в камере, зависят от условий чистки и травления катодов и меняются в интервале от десятков секунд до десятков минут. Восстановить амплитуду импульсов подъемом напряжения не удается, так как ток увеличивается с ростом напряжения на камере. Следует отметить, что сразу же после подъема напряжения амплитуда сигналов с камеры подрастает, а затем за несколько секунд падает до прежнего уровня. Для того, чтобы ток через камеру прекратился, необходимо напряжение питания снизить не менее, чем до величины остаточного напряжения 800 В. Время, через которое появится ток после повторного подъема напряжения, зависит от продолжительности пребывания камеры при пониженном напряжении. Появление тока не объясняется поверхностными утечками, так как при любом выборе изолирующего материала (СТЭФ, оргстекло, тефлон), рабочего напряжения, зазора между анодной и катодной плоскостями, газовой смеси и давления в камере он нарастает до величины, достаточной для практически полного прекращения газового усиления. Кроме того, измерения сопротивления между сигнальными проволочками и катодами дали величину порядка  $10^{13}$  Ом как при комнатной, так и при азотной температурах.

В процессе изучения зависимости эффекта появления тока от материала, из которого изготовлены катоды, были опробованы медь и покрытия оловом и золотом, напыленные на медные катоды. МПК с катодами из меди без покрытия и меди, покрытой оловом методом распыления в вакууме, сразу после изготовления работали при азотной температуре устойчиво. Однако, после того как камера с медными катодами без покрытия была открыта на атмосферу в течение

месяца, а камера с оловянным покрытием выдержана в атмосфере кислорода 100 часов, они работали устойчиво лишь при температурах выше  $170+180^{\circ}\text{K}$ . При более низких температурах через них шёл ток.

МПК с катодами из дуралюминия и меди покрытыми золотом методом катодного распыления в аргоновой атмосфере (толщина пленки золота 0,5 мкм) работали устойчиво при температуре  $100^{\circ}\text{K}$  в течение 8 часов при нагрузке 3 кГц на проволочку, прежде чем через камеру пошёл ток. МПК вновь на время восстановила работоспособность после повышения температуры до  $115^{\circ}\text{K}$ . Этот эффект повторялся при температурах  $130^{\circ}\text{K}$  и  $150^{\circ}\text{K}$ .

Для изучения влияния напряженности поля на катоде на эффект появления тока были изготовлены плоские МПК с шагом сигнальных проволочек 2, 4, 8 мм. Расстояние от анодной плоскости до катодов во всех случаях равнялось 3 мм, а диаметр сигнальных проволочек был 28 мкм. Предельным переходом к плоской камере в выражении (1.5а) можно найти величину напряженности электрического поля над сигнальной проволочкой:

$$E_y(a, y) = \frac{Q}{2\epsilon_0 s} \operatorname{cth}(\pi y/s),$$

где  $Q = CV_0 = 2\pi\epsilon_0 V_0 / [\pi L/s - \ln(\pi d/s)]$ ,  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.

Так как коэффициент газового усиления определяется напряженностью электрического поля у поверхности сигнальной проволочки, а значит, при неизменном диаметре, ее зарядом, то при изменении шага сигнальных проволочек заряд на них меняется. Для электрического поля над проволочкой вблизи катода имеем:

$$E_y(a, L)_{s=2} : E_y(a, L)_{s=4} : E_y(a, L)_{s=8} \approx 4 : 2 : 1$$

Две плоские камеры, одна с шагом 2 мм, другая с шагом 4 мм со свежепротравленными катодами из дюралюминия, были наполнены смесью  $Ne + 2,5\% CH_4 + 1,5\% Ar$  и охлаждены до азотной температуры. На камеры было подано раздельное высокое напряжение и начато облучение радиоактивным источником  $Co^{60}$ . Скорость счета на обеих камерах составляла вначале 8 кГц. Ток на камере с  $S = 2$  мм появился через 10 минут. Камера с  $S = 4$  мм работала значительно устойчивее. Ток появился только через 30 часов непрерывной работы. Через 48 часов работы через камеру с  $S = 4$  мм шёл ток 100 мкА. Все это время камера с  $S = 2$  мм тоже была включена. После отогрева и вскрытия камер на катодах была обнаружена неравномерная темная пленка, значительно более выраженная на камере с  $S = 2$  мм. Попытки очистить катоды ионной бомбардировкой в аргоновой атмосфере и ультразвуком оказались неудачными из-за сильного сцепления пленки с поверхностью металла. МПК с шагом проволочек  $S = 8$  мм проработала до появления тока 45 часов. Подобные процессы полимеризации гасящих добавок на катодах отмечались в литературе /37-40/. После образования непроводящей полимерной пленки достаточной толщины, ионы, высаживающиеся на пленку, не могут нейтрализоваться за счет нормального тока проводимости и образуют поверхностный заряд. Поле этого заряда вырывает электроны из катода. Проходя пленку, электроны рассеиваются и дрейфуют к проволочке иницируя вблизи нее вторичные лавины. Начинает течь темновой ток. За характерное время развития тока 100 с в камере образуется

$$N_{ионов} = \dot{N} \alpha t = 8 \cdot 10^3 \cdot 10^5 \cdot 10^2 = 8 \cdot 10^{10} \text{ ионов.}$$

Здесь  $\dot{N}$  - скорость счета МПК,  $\alpha$  - коэффициент газового усиления,  $t$  - время развития тока. Считая, что все ионы оседают на поверхности пленки и полагая, что область действия иона на поверхности катода имеет линейные размеры порядка толщины пленки, най-

дем площадь, с которой течет ток:

$$S \sim \pi d^2 N_{\text{ионов}} = \pi \cdot 10^{-14} \cdot 8 \cdot 10^{10} \sim 10^{-3} \text{ см}^2.$$

Величина  $d$  - толщина пленки на поверхности катода, взята для оценки, равной 10 атомным слоям. Тогда плотность тока под действием создаваемого ионами поля должна составить величину

$$j = 50 \cdot 10^{-6} \text{ А} / 10^{-3} \text{ см}^2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ А/см}^2.$$

С другой стороны, плотность тока можно оценить согласно формуле Ричардсона для автоэлектронной эмиссии [41]:

$$j = j_0 \exp(2 \lambda q/3),$$

где  $j_0 = (4 \pi e m U_a^2 / h^3 q^2) \cdot \exp(-2q/3)$ ,  $q = 2U_a^{3/2} \sqrt{2m}/\hbar e \mathcal{E}$

$$\lambda = 1,5 k^2 [0,5 + \ln(4/k')], \quad k^2 = e^3 \mathcal{E} / 4 \sqrt{U_a},$$

$e, m$  - заряд и масса электрона,  $U_a$  - работа выхода материала катода,  $h$  - постоянная Планка,  $\mathcal{E}$  - напряженность электрического поля у катода. Принимая величину работы выхода равной 4 эВ найдем, что такая плотность тока достигается при напряженности электрического поля около  $2 \cdot 10^7$  В/см. Эта величина поля не противоречит принятой для оценки толщине пленки, так как однократно заряженный ион создает на расстоянии  $10^{-7}$  см электрическое поле напряженностью  $1,4 \cdot 10^7$  В/см.

Таким образом, наличие непроводящей пленки на поверхности катода приводит к тому, что через некоторое время после подачи высокого напряжения на МПК через нее начинает течь ток. На поверхности катодов, изготовленных из дюралюминия, нержавеющей стали или титана, непроводящая пленка создается слоем окислов, а для катодов, у которых окисный слой имеет довольно высокую проводимость (медь, олово), или его вообще нет (золото), непроводящая пленка образуется при полимеризации ионов газа добавки на

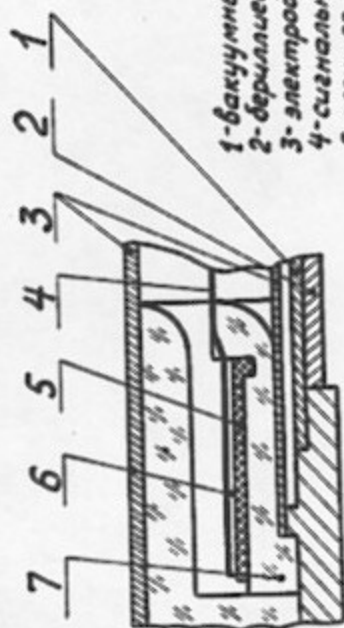
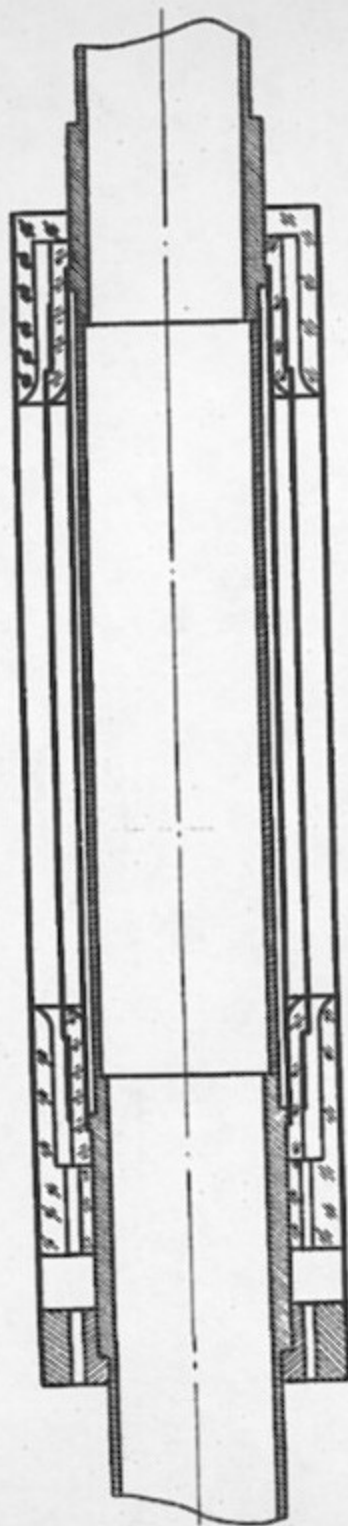
катоде.

Для того, чтобы избежать полимеризации, в качестве гасящей добавки была выбрана углекислота  $\text{CO}_2$ . Окончательный состав газовой смеси определился из требования удовлетворительной совместной работы искровой камеры и МПК. Смесь  $\text{Ne} + 2,5\% \text{CO}_2 + 8\% \text{Ar}$  при температуре  $180^\circ\text{K}$  позволила иметь ширину плато эффективности около 80 эВ при эффективности регистрации луче 99,5% и разрешающем времени МПК 70 нс.

#### 1.4. Конструкция МПК

Для уменьшения многократного рассеяния и потерь энергии вылетающих из места встречи пучков частиц, внутренняя МПК выполнена так, что на их пути находится минимальное количество вещества.

Конструкция внутреннего пропорционального счетчика, окружающего место встречи пучков, показана на рис.1.9. Вакуумная трубка ускорителя (1) в месте встречи сделана из нержавеющей стали толщиной 60 мкм. Для предохранения ее от схлопывания под действием давления газовой смеси, внутрь вакуумной трубки вставлена поддержка в виде бериллиевого цилиндра (2) с толщиной стенки 1 мм. На вакуумную трубку одет внутренний земляной электрод МПК (3) из дюралюминия толщиной 150 мкм. Обращенная внутрь МПК поверхность электрода напылена золотом. Толщина покрытия 0,5 мкм. Изолирующие кольца (5), несущие сигнальные проволочки (4), сделаны из оргстекла. Сигнальные проволочки из вольфрам-рениевого сплава имеют диаметр 28 мкм. Они распаяны с шагом 4 мм на ламельки, приклеенные к несущему разрезному кольцу из СТЭфа (6), которое, в свою очередь, крепится на изолирующее кольцо (5). Размеры и материалы конструкции подобраны таким образом, что позволяют сохранить натяжение проволочек после охлаждения камеры. Диаметр



- 1-вакуумный промежуток,
- 2-бериллиевая подержка,
- 3-электроды МПК,
- 4-сигнальная проболочка,
- 5-несущее кольцо,
- 6-ламельки для распылки сигнальных проболочек,
- 7-изолирующее кольцо.

Рис. I.9. Конструкция внутренней МПК.

внутреннего электрода МПК равен 34,4 мм, диаметр цилиндрической поверхности, на которой находятся сигнальные проволочки 40,8 мм. Диаметр внешнего электрода был выбран в соответствии с условием, найденным в § I.2 для того, чтобы проволочки в состоянии равновесия не смещались от цилиндрической поверхности:

$$D_2 = D_0^2 / D_1$$

где  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_0$  - диаметры внутреннего электрода, внешнего электрода и поверхности, на которой расположены проволочки, соответственно. В соответствии с этим условием  $D_2 = 48,4$  мм. Сигнальные проволочки натягивались силой 60 Г, что значительно превышает определяемое из (8) критическое значение  $T_0$ , необходимое для устойчивости проволочек. Выбранная сила, которая в два раза меньше, чем натяжение, выводящее проволочку за пределы упругих деформаций, позволяет убрать локальные деформации проволочки, связанные с ее изгибом на катушках во время хранения. Полное количество проволочек во внутренней МПК равно 32 при чувствительной длине проволочки 103 мм. Конструкция внешней МПК аналогична конструкции внутренней. Электроды ее сделаны из меди толщиной 1,5 мм, причем поверхности электродов, обращенные внутрь чувствительного объема покрыты катодным распылением слоем золота, толщиной 0,5 мкм. Длина сигнальных проволочек внешней МПК 235 мм, радиус цилиндрической поверхности, на которой они расположены - 137 мм, шаг намотки 4 мм, зазоры между проволочками и электродами равны 3 мм. Всего во внешней МПК 216 проволочек. Полное количество вещества в стенках вакуумного промежутка накопителя и внутренней МПК составляет 0,3 г/см<sup>2</sup>, что соответствует 0,009 радиационной длины.



### I.5. Система запуска КМД

Высокое напряжение в пропорциональных камерах КМД подается на сигнальные проволочки, поэтому сигналы снимаются через емкостную развязку. Схема съема сигналов показана на рис. I.10. Высокое напряжение от источника ВВИ через ограничительное сопротивление  $R_0$  подается на проволочки МПК. Для того, чтобы исключить перекрестные наводки между проволочками по высоковольтной цепи, последовательно впаяны разделительные сопротивления  $R_p$ . Усилители-формирователи (УФ), собранные по схеме, описанной в работе /42/, расположены на расстоянии около 5 м от детектора, сигнал на них подается по радиочастотному кабелю РК-50 через развязывающие емкости  $C_p$ . Входное сопротивление усилителя 50 Ом, коэффициент усиления 8000, граничная полоса пропускания  $f_{верх} = 30$  МГц. Усилители имеют регулируемый порог, который обычно устанавливался на уровне 3 мкА. Длительность сформированного импульса 150 нс. Проволочки в каждой МПК разбиты на 16 секторов, внутри которых они соединены параллельно. Вследствие этого, электрическая схема каждой МПК содержит по 16 УФ, собранных в одном блоке. Сигналы с двух блоков УФ поступают в блок быстрой логики /43/, которая производит отбор нужных для запуска искровой камеры совпадений. Простой контроль работы всего тракта прохождения сигналов с секторов МПК осуществляется с помощью сигналов проверки, которые через разделительную емкость подаются на проволочки МПК.

В разных экспериментах использовались различные схемы логики отбора событий. Принцип работы схемы "вилочной логики", применявшейся в эксперименте по измерению фактора пиона, ясен из рис. I.11. В схеме логики собраны 16 "лучей", образованных совпадением сигналов с любого сектора внутренней МПК с одним из

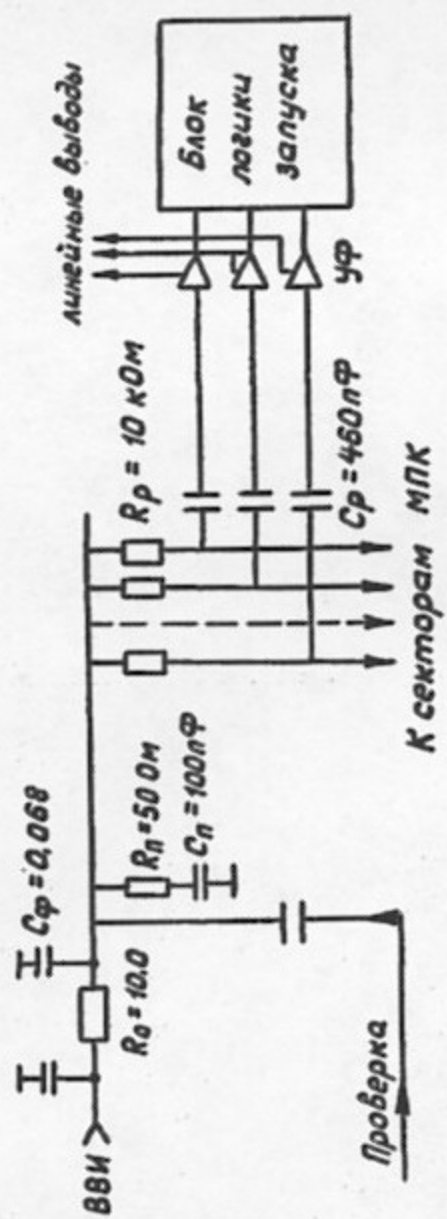


Рис.1.10. Схема съема сигналов с МПК.

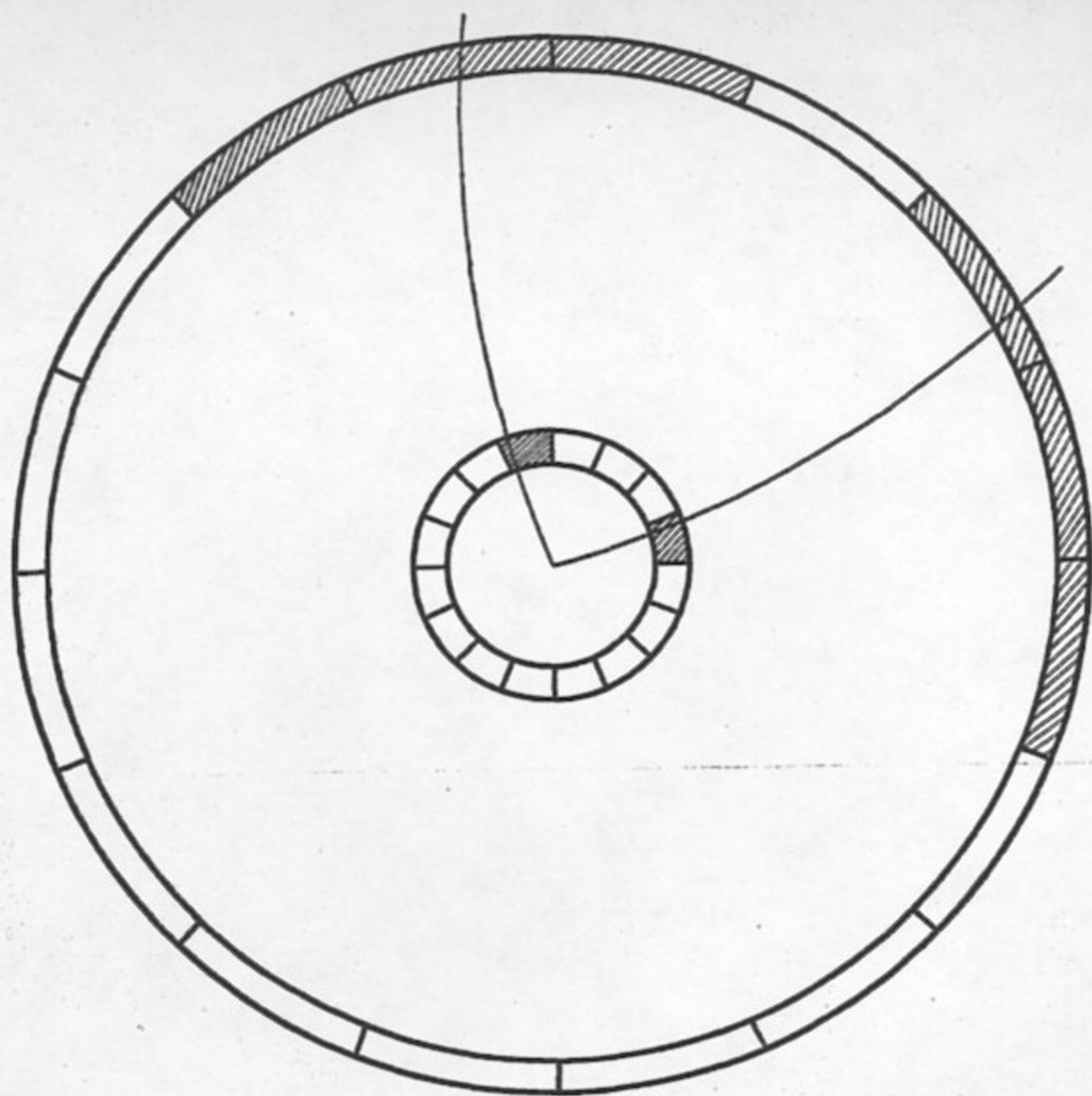


Рис. I. II. Принцип работы "вилочной" логики.

трех противоположащих ему секторов внешней МПК. Сигнал на запуск искровой камеры вырабатывается при совпадении любых двух лучей, при условии, что между сработавшими секторами внутренней МПК находится не менее трех секторов. Такая схема регистрирует со 100% эффективностью заряженные частицы, летящие в камеру, если радиус кривизны траектории превышает 15,5 см. Эффективность регистрации частиц с радиусом кривизны меньше 8,6 см равна нулю.

В результате первых же экспериментов по изучению фоновых условий на накопителе выяснилось, что значительная доля запусков камеры вызвана частицами, выбывающими из пучка, которые дают ливни в линзах магнитной системы накопителя и компенсирующих магнитах КМД. При этом, как видно из рис. I.12, одновременно срабатывает большое число секторов МПК. Для подавления таких запусков использовалась мажоритарная схема совпадений, запрещающая импульс запуска на искровую камеру, если число сработавших секторов превышало установленный предел. Частота фоновых запусков при энергии пучков выше 500 МэВ падает в 6 раз при включении мажоритарной схемы, запрещающей срабатывание более двух секторов в каждой МПК. Поскольку временное разрешение применяемых в КМД пропорциональных камер составляет  $2\tau_p = 150$  нс (см. рис. I.13), для эффективной работы мажоритарной схемы совпадений импульс с выхода схемы быстрой логики задерживался на 150 нс. Полное время задержки между моментом пролета заряженной частицы через МПК и приходом сигнала на систему, вырабатывающую высоковольтный импульс для искровой камеры, составляет 330 нс.

Для уменьшения частоты запусков космическими частицами использовались большие сцинтилляционные счетчики, расположенные за ядром магнита, как показано на рис. I.14. Включение этих счетчиков в антисовпадения уменьшает частоту запусков космических частиц в 2 раза. Средняя частота запусков искровой камеры в экспе-

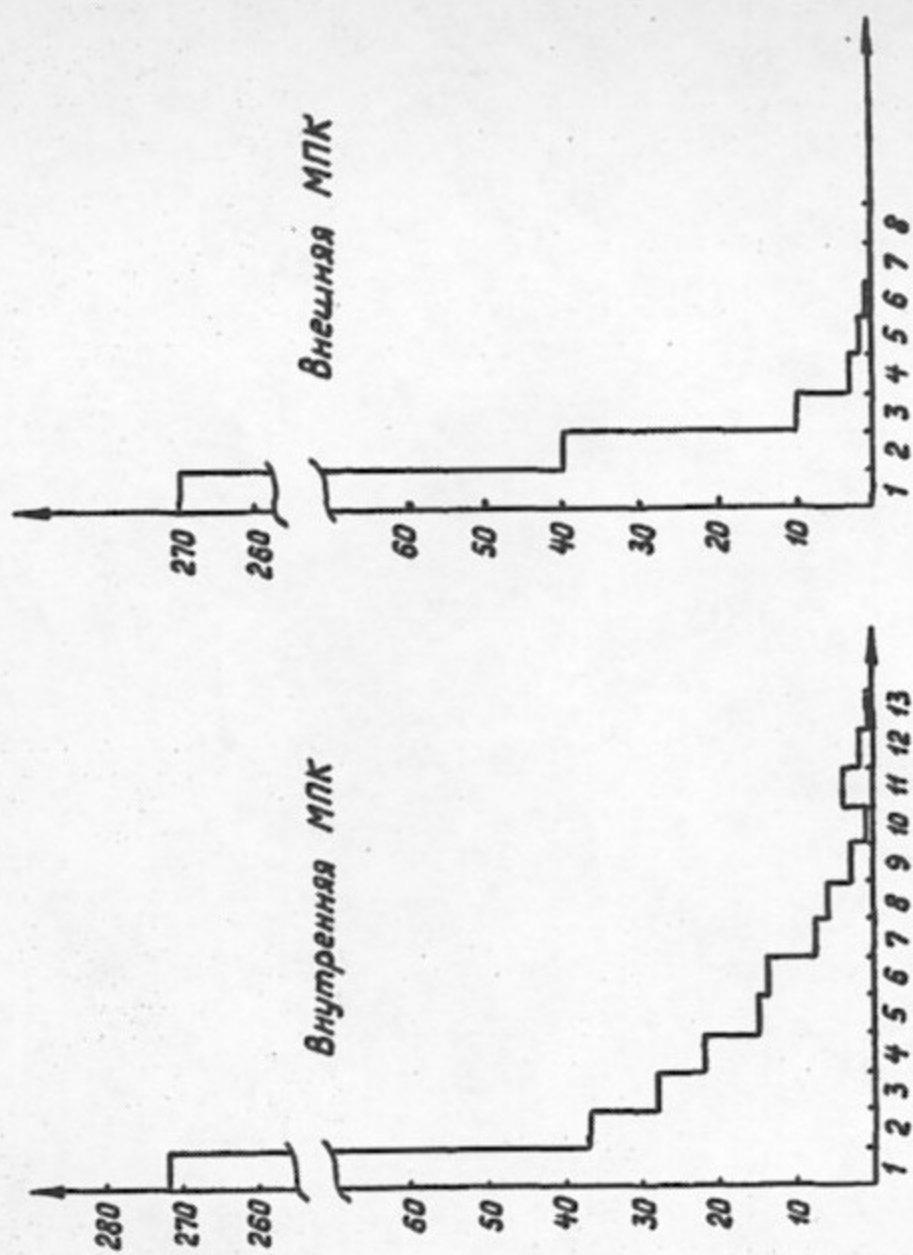


Рис. 1.12. Распределения по числу одновременно сработавших секторов МПК.

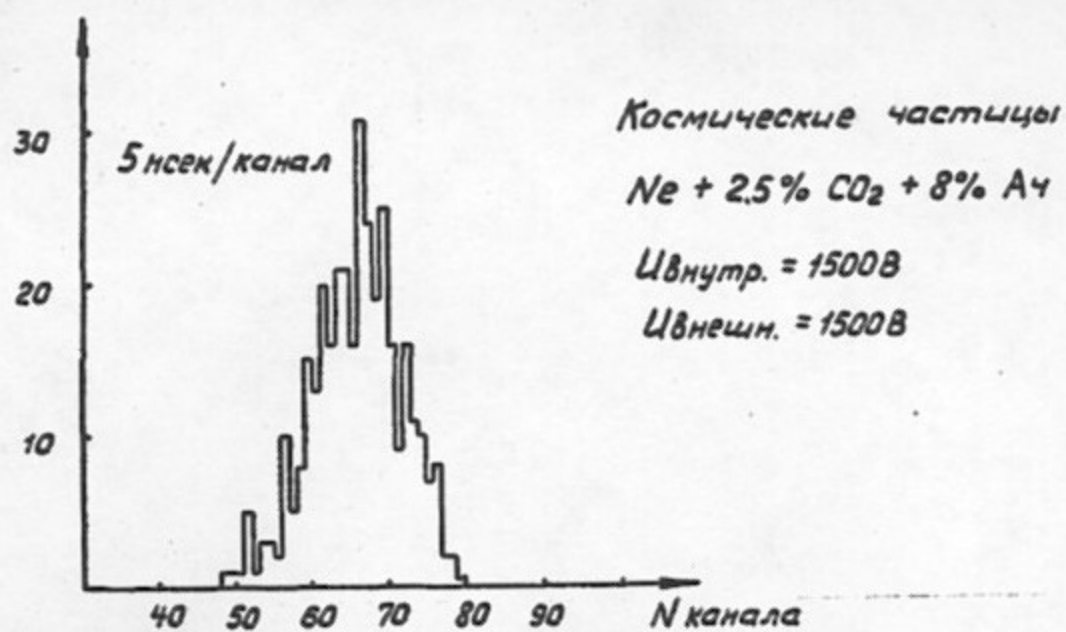


Рис. I.13. Временное разрешение МПК.

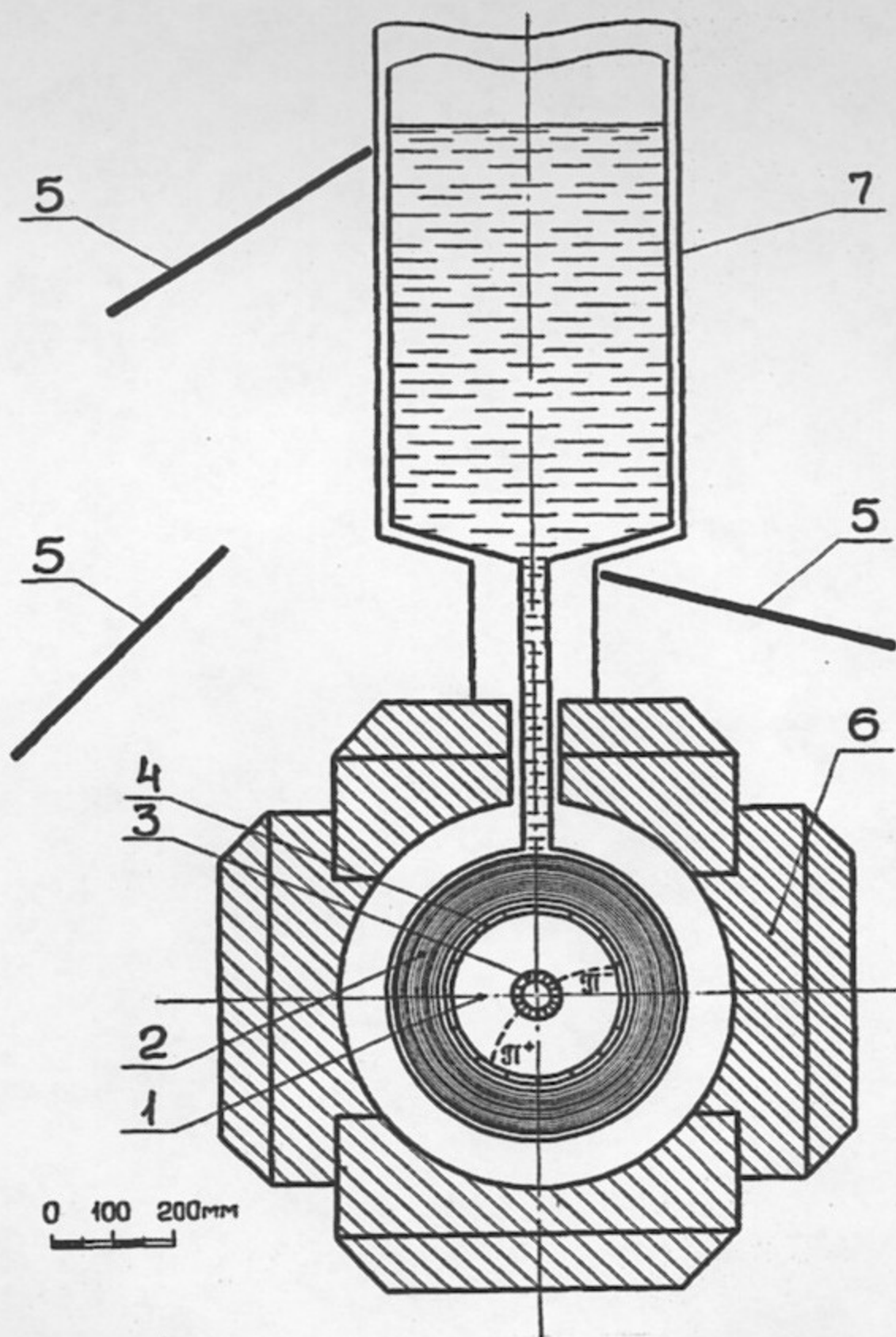


Рис. I.14. Общий вид криогенного магнитного детектора.  
1 - искровая камера, 2 - сверхпроводящий соленоид,  
3 - внутренняя МПК, 4 - внешняя МПК, 5 - сцинтилляционные счетчики, 6 - ярмо магнита, 7 - гелиевый криостат.

рименте по измерению фактора пиона составила 0,2 Гц.

Контроль правильности работы схемы быстрой логики запуска проводился периодически с помощью микро-ЭМ "Электроника-60". Специально разработанный в системе КАМАК блок преобразовывал коды номеров секторов МПК, вырабатываемые ЭМ, в импульсы, подаваемые на соответствующие этим секторам входы блока логики запуска и осуществлял контроль правильности отработанного логикой запуска сигнала. С помощью этого же блока настраивался уровень запрета по числу сработавших секторов в мажоритарной схеме совпадений. Контроль за порогамии усилителей-формирователей проводился непрерывно слежением за распределением числа срабатываний каждого сектора. Информация об этом распределении выводилась в течение эксперимента на цветной дисплей. На этом же дисплее высвечивалась картина сработавших секторов МПК для каждого запуска искровой камеры.

Как уже отмечалось, искровая камера и МПК работают на общей газовой смеси. Ультрафиолетовое излучение и разряды по поверхности изолирующих оргстеклянных колец искровой камеры, возникающие при ее срабатываниях, приводят к разрушению молекул оргстекла и обогащению газовой смеси органическими добавками. Вследствие этого, несмотря на применяемую продувку газовой смеси, рабочие напряжения МПК меняются. Контроль и регулировка напряжений осуществлялись с помощью микро-ЭМ "Электроника-60". Сигналы с линейных выходов УФ пропорциональных камер интегрируются и анализируются блоками зарядовоцифровых преобразователей (ЗЦП). На рис. I.15 показано распределение срабатывания каналов ЗЦП для одного из секторов внешней МПК при напряжении на камере 1480 В, магнитном поле в КМД 32 кГс и токе в накопителе 12 мА е<sup>-</sup>. Как видно из рис. I.16, среднее такого распределения является чувствительной характеристикой напряжения на МПК. Регулировка напряже-



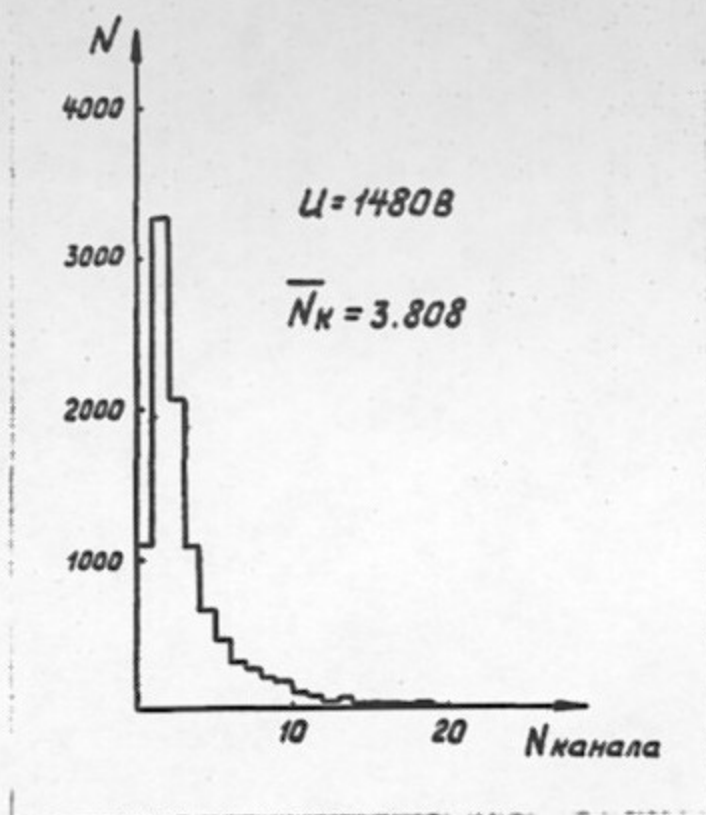


Рис. I. I5. Амплитудный спектр импульсов МПК с зарядово-цифрового преобразователя.

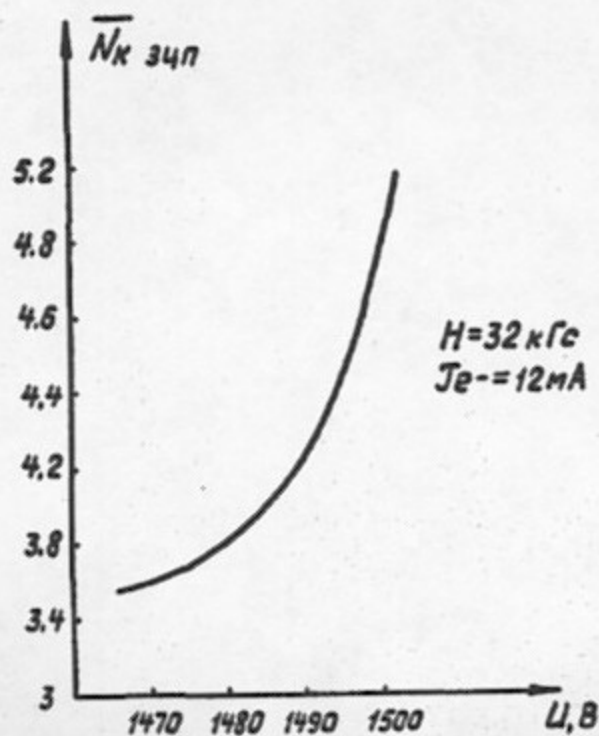


Рис. I. I6. Зависимость средней амплитуды ЗЦП от напряжения на МПК.

ния производилась каждые 30 минут. Уровень напряжения с ВВИ менялся с помощью блока цифро-аналогового преобразователя, задающего опорный потенциал. Изменение напряжения проводилось до тех пор, пока среднее по распределению сработавших каналов ЗЦП не соответствовало первоначально установленному с точностью 3%. График зависимости напряжения на пропорциональных камерах от числа срабатываний искровой камеры в одном из экспериментальных заходов показан на рис. I.17. Как видно из рисунка, скорость подъема напряжения на МПК составляет примерно 10 В на каждые 10 тысяч срабатываний искровой камеры.

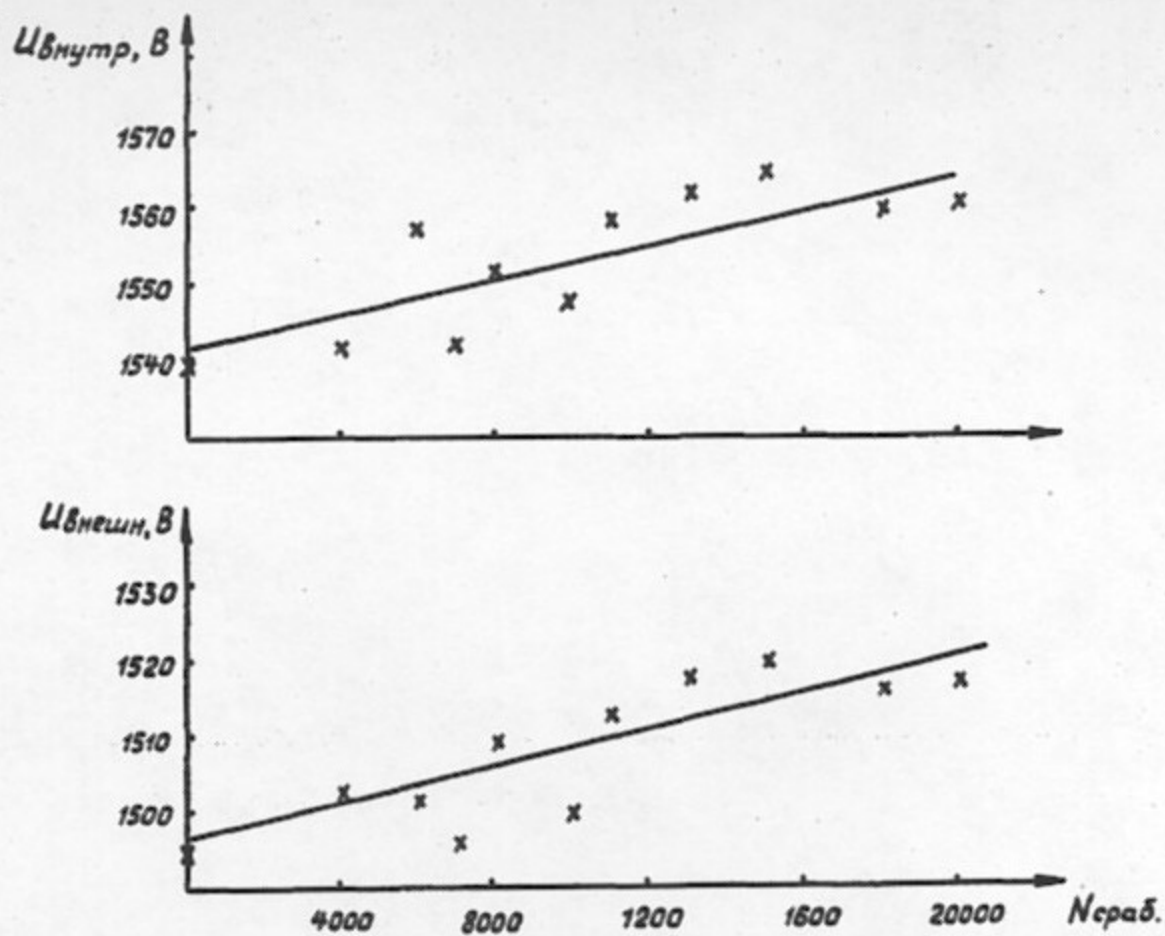


Рис. I. I7. Зависимость напряжения на МПК от числа срабатываний искровой камеры.

## Г Л А В А П

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 2.1. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭШ-2М

Криогенный магнитный детектор установлен в одном из прямолинейных промежутков жесткофокусирующего кольца накопителя ВЭШ-2М /44/. Пучки электронов и позитронов, накапливаемые в слабофокусирующем кольце ВЭШ-2, ускорялись в нем до энергии эксперимента, а затем перепускались в ВЭШ-2М. В связи с тем, что при энергиях, на которых проводились измерения формфактора пиона  $2 \times 180 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 2 \times 410 \text{ МэВ}$  время жизни пучков в кольце ВЭШ-2М, определяемое Тушек-эффектом составляло 3-5 минут, перепуски электронов и позитронов производились поочередно каждые 2-3 минуты. Для защиты от запусков детектора частицами, выбывающими из пучков при перепусках (эффективность перепусков составляла обычно 40+50%), схема логики запуска детектора блокировалась на время перепуска импульсом из пульта управления комплексом ВЭШ-2М. Аналогичные блокировки устанавливались на срабатывания инжектора электронов, импульсного ускорителя ИЛУ и синхротрона Б-3М. С учетом блокировки системы запуска на время перемотки кадра в кинокамере, полное время блокировок при частоте запусков 1 Гц составляло 0,4 с.

Величина токов в пучках электронов и позитронов ограничивалась эффектами встречи и изменялась от 1,5 мА при энергии пучка 180 МэВ до 6+7 мА при энергии пучка 410 МэВ.

#### 2.2. Возможности КМД по разделению частиц

Для проведения эксперимента по измерению сечения рождения пары заряженных пионов в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  используемый

детектор должен уверенно идентифицировать события этой реакции на фоне событий типа  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Основными характеристиками, с помощью которых в детекторе КМД определялся сорт заряженных частиц, являются их импульсы и углы вылета. Таким образом, качество выделения отдельных типов реакций определяется в конечном счете пространственным разрешением искровой камеры в плоскости поперечной направлению движения пучков в накопителе ( $x-y$  плоскость) и в плоскости содержащей ось пучков (ось  $z$ ). Выбор направления координатных осей показан на рис.2.1. Ось  $x$  направлена к центру кольца ВЭШ-2М, ось  $z$  - вдоль движения позитронов, в сторону переднего стекла камерн. Начало координат - в центре искровой камерн.

При обмере зарегистрированных в детекторе событий, на каждом треке снималось 12 точек - по две точки на каждую искру и 6 точек на смещенных в оптических клиньях изображениях - по одной на каждый снос. Координатное разрешение искровой камерн в  $XY$  плоскости составило  $50+70$  мкм. Оно оказалось неодинаковым для разных энергетических точек, так как состав газовой смеси, качество работы генераторов высоковольтного импульсного напряжения, состояние зеркал вывода изображения за пределы детектора, качество проявления экспонированной фотошленки и некоторые другие параметры, влияющие на разрешение, несколько менялись в течение эксперимента.

Оценим точность определения  $\theta$  -угла вылета заряженной частицы относительно оси  $z$ . Вообще говоря, траектория частицы в пространстве имеет вид винтовой линии, однако, в случае когда радиус кривизны траектории много больше радиуса искровой камерн, проекцию на плоскость содержащую ось  $z$  можно считать мало отличающейся от прямой линии. На рис.2.2 показана

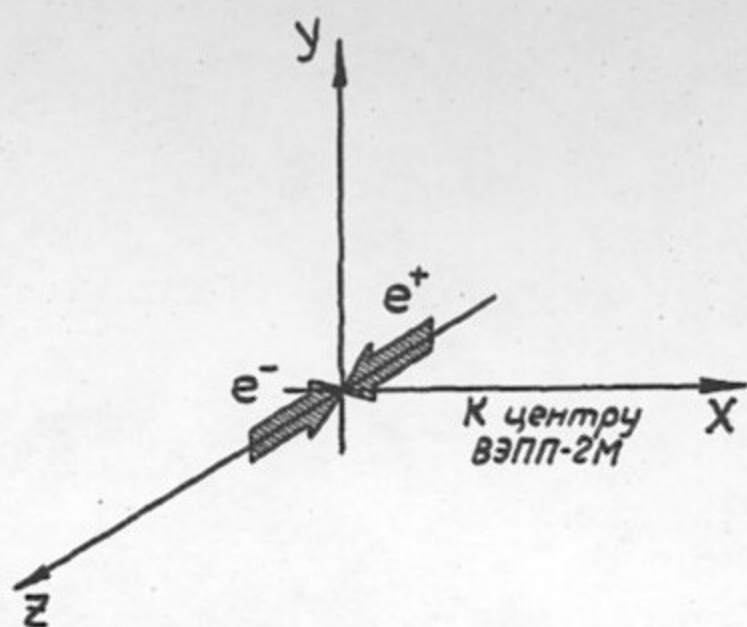


Рис.2.1. Система координат, выбранная для описания пространственных характеристик событий в КМД.

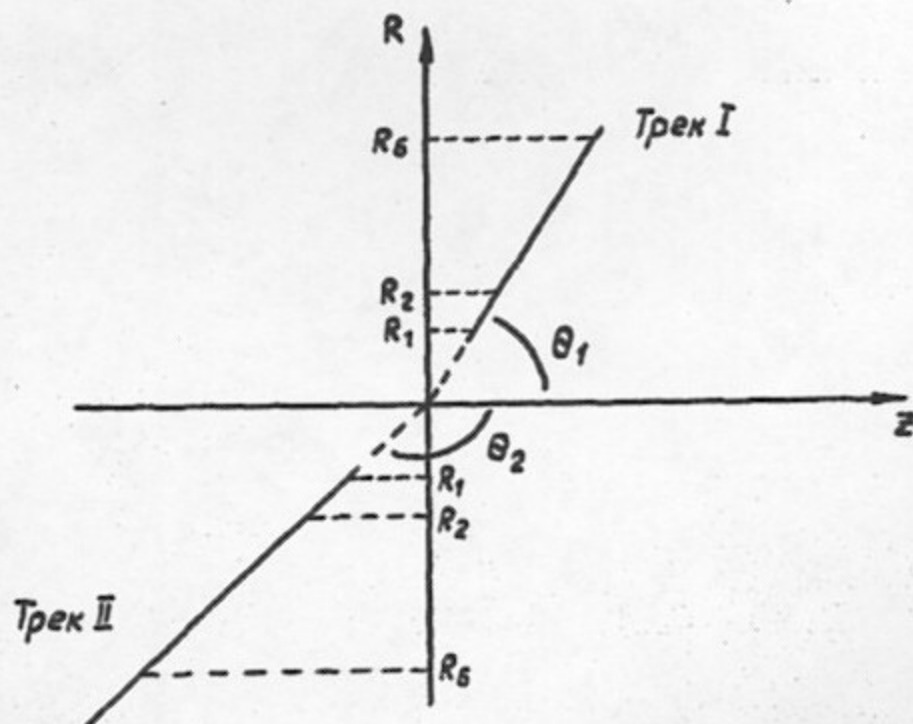


Рис.2.2. Проекция двухчастичного события на плоскость, содержащую ось пучков.

проекция на плоскость, содержащую ось  $\xi$ , события с двумя частицами в конечном состоянии. Сплошной линией отмечены участки траекторий, находящиеся внутри чувствительного объема искровой камеры. Радиальные координаты точек, для которых определяется положение трека по глубине камеры при обмере события, обозначены как  $R_{1-6}$ . Углы вылета относительно оси  $\xi$  равны  $\theta_1$  и  $\theta_2$  соответственно для первого и второго треков. Излом между треками (отличие от нуля угла расколлинearности  $\Delta\theta = 180 - (\theta_1 + \theta_2)$ ) может быть связан с рассеянием в веществе до искровой камеры, либо с излучением радиационного гамма-кванта начальными частицами. В соответствии с этим, для оценки точности восстановления траекторий в плоскости содержащей ось  $\xi$  естественно минимизировать функционал

$$\Phi = \sum_I \frac{(\xi_i - (a_1 R_i + b))^2}{\sigma_i^2} + \sum \frac{(\xi_i - (a_2 R_i + b))^2}{\sigma_i^2},$$

где  $\sigma_i$  - точность определения  $\xi$  координаты в точке  $i$ . Проводя вычисления в соответствии с обычной процедурой метода наименьших квадратов и учитывая фактические значения радиусов, на которых расположены оптические призмы для определения  $\xi$  координат искр, можно найти разрешение по параметрам  $a_1$ ,  $a_2$  и  $b$

$$\sigma a_1 = \sigma a_2 = 0,1 \sigma_i, \quad \sigma b = 0,77 \sigma_i.$$

При выбранном угле в вершине оптической призмы  $\alpha = 7,5^\circ$ , и коэффициенте преломления оргстекла, из которого они изготовлены  $n = 1,49$ , координата искры вдоль оси  $\xi$  в 15 раз больше видимого смещения изображения искры в призме. Кроме того, отметим, что при определении величины смещения искры, необходимо измерить как координату самой искры в  $X Y$  плоскости, так и

координату ее смещенного изображения. Таким образом, можно получить оценку для углового разрешения камеры по оси  $\xi$

$$b_{\theta} = 0,1 \cdot \sqrt{2} \cdot 15 \cdot b_{xy} \approx 1,1 \cdot 10^{-2} \div 1,5 \cdot 10^{-2}$$

где  $b_{xy}$  - координатное разрешение в  $XY$  плоскости. Реально следует ожидать несколько худшего разрешения, так как значительная часть треков имеет число скосов в оптических призмах меньше 6. Характерное распределение событий по числу скосов показано на рис.2.3.

С учетом найденного разрешения по углу  $\theta$  оценим импульсное разрешение КМД. Представим траекторию заряженной частицы в плоскости  $XY$  в виде:

$$\xi = a + \varphi \eta + \frac{1}{2} c \eta^2$$

где координата  $\eta$  отсчитывается вдоль касательной к траектории в точке вылета, а координата  $\xi$  перпендикулярна к  $\eta$ . Такая аппроксимация хорошо описывает траекторию частицы при условии, что радиус кривизны  $\rho = 1/c$  велик по сравнению с радиусом искровой камеры. Как показано в работе /45/, импульсное разрешение в плоскости поперечной оси пучков, связанное с координатным разрешением детектора, оказывается равным:

$$b_{\rho}^{коорд} = \frac{\rho^2}{0,3H} \frac{b_{xy}}{L^2} \sqrt{A_N},$$

где  $H$  - магнитное поле,  $L$  - длина проекции траектории частицы на плоскость  $XY$ ,  $b_{xy}$  - точность измерения координат в плоскости  $XY$ ,  $A_N$  - коэффициент, зависящий от числа измеряемых на треке точек. При обмере 12 точек, равномерно расположенных вдоль трека,  $A_N = 42,4$  /45/. Дополнительная ошибка в определении импульса, возникающая из-за многократного рассеяния



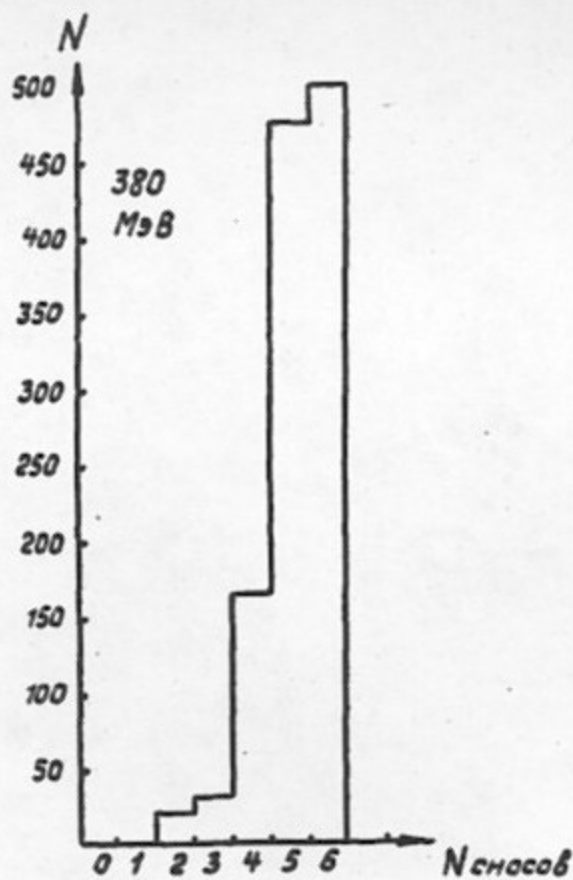


Рис.2.3. Характерное распределение событий по числу сносов в оптических призмах.

заряженной частицы в газе, наполняющем камеру и в ее электродах равна /45/:

$$\sigma_p^{MKP} = \frac{\rho^2}{0,3H} \sqrt{\frac{\langle \theta^2 \rangle_{plane}}{L} C_N},$$

где  $\langle \theta^2 \rangle_{plane}$  - среднеквадратичный угол рассеяния при единичной длине рассеивателя,  $C_N$  - коэффициент, который при  $N = 12$  равен 1,35.

Полный импульс частицы есть  $p = p_1 / \sin \theta$ , где  $\theta$  - угол вылета частицы относительно оси  $z$ , откуда следует, что

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \frac{1}{\sin \theta} \sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \frac{\sigma_\theta^2}{\sin^2 \theta} p_1^2} = \\ &= p \left[ \frac{\rho^2}{(0,3H)^2} \left( \frac{\sigma_{xy}^2 A_N}{L^4} + \frac{\langle \theta^2 \rangle C_N}{L} \right) \sin^2 \theta + \left( \frac{\sigma_\theta}{\sin \theta} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

Величина среднеквадратичного угла рассеяния заряженной частицы с импульсом  $p$  и массой  $m$  на одном сантиметре пути в веществе искровой камеры КМД составляет

$$\langle \theta^2 \rangle = 2,6 \cdot 10^{-2} \frac{\rho^2 + m^2}{p^4}$$

После подстановки в выражение для  $\sigma_p$  получаем:

$$\sigma_p = p \left[ \frac{\rho^2}{(0,3H)^2} \left( \sigma_{xy}^2 \cdot 5,2 \cdot 10^{-3} + 3,7 \cdot 10^{-3} \frac{\rho^2 + m^2}{p^4} \right) \sin^2 \theta + \frac{\sigma_\theta^2}{\sin^2 \theta} \right]^{1/2}.$$

На рис.2.4 показана зависимость величины  $\sigma_p/p$  от энергии частицы в магнитном поле  $H = 24$  кГс при  $\sigma_{xy} = 60$  мкм и  $\sigma_\theta = 1^\circ$ . Как следует из рисунка, КМД позволяет уверенно разделять пионы и электроны вплоть до энергий  $\sim 2 \times E = 800$  МэВ, при которых разница в импульсах пионов и электронов составляет 6,3%, а

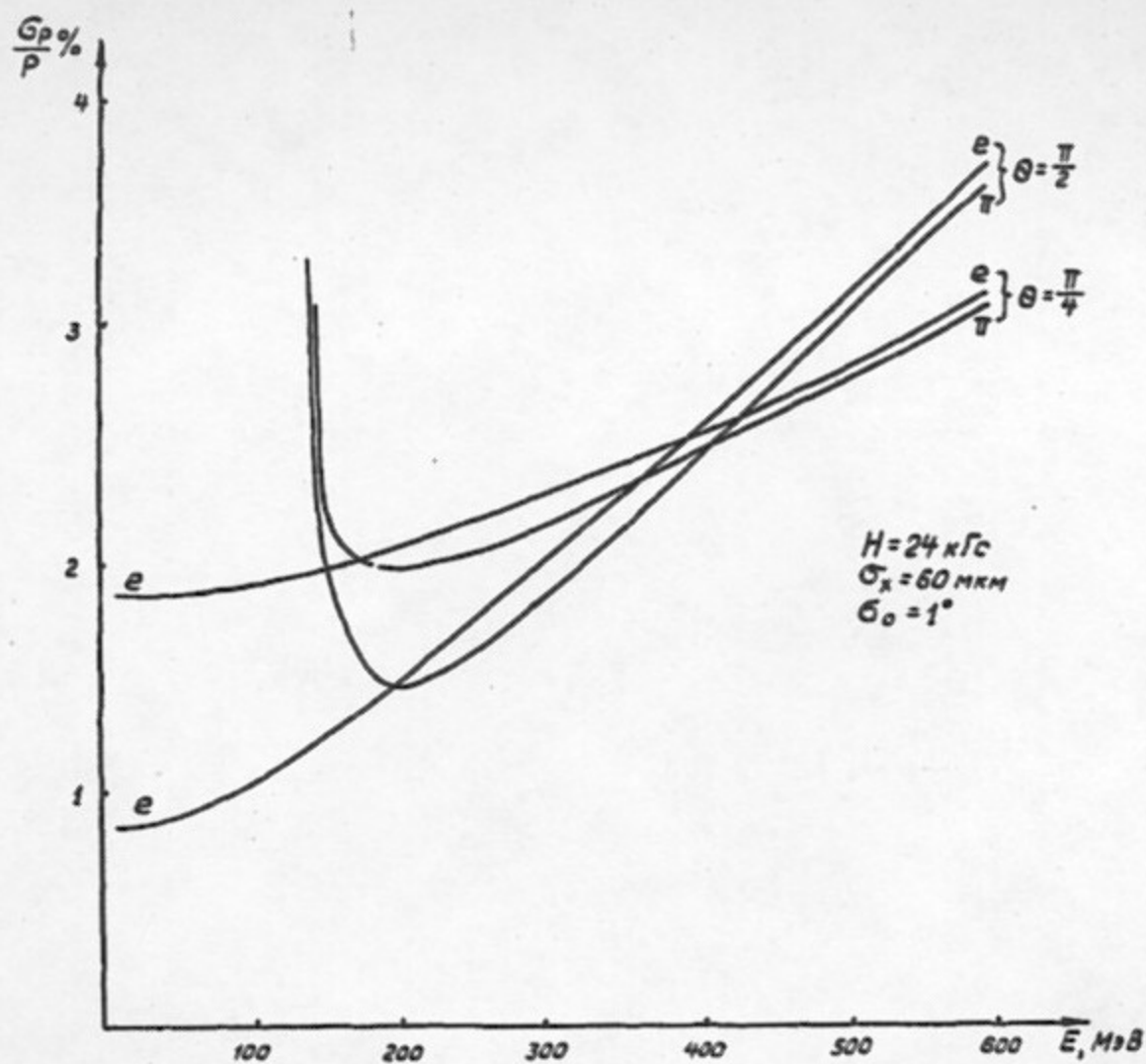


Рис.2.4. Импульсное разрешение КМД в зависимости от энергии заряженных частиц.

разрешение имеет величину около 2,5%.

Величина магнитного поля в каждой энергетической точке выбиралась в соответствии с обсужденным в § 1.5 критерием, согласно которому для сохранения 100% эффективности регистрации событий радиус кривизны заряженной частицы, обратно пропорциональный величине магнитного поля, должен превосходить  $\rho_k = 15,5$  см.

Следует отметить, что максимальная величина магнитного поля в детекторе в первых двух сериях облучений, выполненных в декабре 1979 - январе 1980 г.г. и в ноябре 1981 г. была ограничена 24 кГс, а серия облучений в июне 1982 г., в диапазоне энергий  $2 \times 320 + 2 \times 410$  МэВ была проведена после улучшения магнитной системы КМД, что позволило увеличить магнитное поле до 32 кГс.

Распределения по величине среднего импульса событий с двумя частицами в конечном состоянии характеризуются длинным "хвостом" в сторону малых величин импульсов, связанным с излучением радиационных гамма-квантов. Такой "хвост" приводит к частичному наложению распределений событий содержащих в конечном состоянии пару пионов, мезонов или электронов, так как взаимодействие начальных электронов и позитронов всегда сопровождается излучением гамма-квантов. Это излучение можно учесть в первом приближении, строя распределения событий по квадрату массы конечных частиц в предположении, что частицы, зарегистрированные в событии, имеют равные массы, а реакция их рождения сопровождалась излучением только одного гамма-кванта /46/. Из законов сохранения энергии и импульса для события с двумя частицами равной массы  $m$  и гамма-квантом в конечном состоянии:

$$\vec{\omega} + \vec{p}_+ + \vec{p}_- = 0,$$

$$\omega + \sqrt{p_+^2 + m^2} + \sqrt{p_-^2 + m^2} = 2E,$$

следует

$$m = \frac{(2E - \omega)^4 + (p_+^2 - p_-^2)^2}{4(2E - \omega)^2} - \frac{p_+^2 - p_-^2}{2}, \quad (2.1)$$

$$\omega = \sqrt{p_+^2 + p_-^2 + 2p_+ p_- \cos \psi},$$

где  $\vec{p}_+$ ,  $\vec{p}_-$ ,  $\psi$  - импульсы заряженных частиц и пространственный угол между ними,  $\vec{\omega}$  - импульс гамма-кванта,  $E$  - энергия пучка в накопителе. Точное выражение для разрешения по параметру  $m^2$  имеет довольно сложный вид, однако главную его часть можно оценить как

$$\sigma_{m^2}^2 = p^2(4\sigma_p^2 + \sigma_\psi^2 E^2),$$

где  $\sigma_\psi$  - разрешение детектора по пространственному углу между конечными частицами. Видно, что разрешение по этому параметру несколько хуже, чем по величине среднего импульса частиц в событии из-за наличия слагаемого, содержащего угловое разрешение. Однако, при достаточно низких энергиях метод разделения событий по параметру  $m^2$  конкурирует с методом разделения по среднему импульсу, обладая преимуществом учета радиационных процессов уже на стадии построения гистрограмм.

Конечные частицы, рождающиеся в процессах  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  имеют существенно отличающиеся угловые распределения. Информация об угле вылета частиц относительно оси  $Z$  совместно с величиной среднего импульса частиц в событии использовалась при энергиях выше 320 МэВ для улучшения выделения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

### 2.3. Просмотр экспонированной фотопленки

Обмер треков заряженных частиц производился на специально разработанном для КМД сканирующем автомате /47/. Координаты то-

чек на пленке измерялись с точностью около 1 мкм и с помощью мини-ЭМ М-6000 записывались на первичную магнитную ленту.

Время обмера одного кадра составляло 10 с, причем за рабочую смену оператор записывал на магнитную ленту 2000 кадров. Всего на первичную магнитную ленту помещалось 5000 кадров. Записанная на ленте информация о кадре может содержать лишние точки, связанные с дефектами фотопленки, ложными пробоями искровой камеры и сорванными, не идущими по следу частицы, искрами. Для удаления лишних точек изображение кадра с первичной магнитной ленты выводилось на экран цветного дисплея. Оператор с помощью светового пера "стирал" информацию о координатах лишних точек. Отфильтрованная таким образом информация о кадре записывалась на вторичную магнитную ленту. При этом отбрасывалась служебная информация о кадре, в связи с чем плотность записи возрастала до 20000 на ленту. Программная реализация процедуры фильтрации лишних точек кадра была осуществлена на мини-ЭМ "Электроника-100", связанной с управляющей схемой светового пера микро-ЭМ "Электроника-60". Производительность оператора за дневную смену составляла около 10000 кадров.

Восстановление импульсов, координат и углов вылета частиц в событии с последующей их записью на третичную магнитную ленту производилось с помощью специально разработанного пакета программ на ЭМ ЕС-1040 и ЕС-1060. Пакет программ содержал данные о структуре магнитного поля внутри искровой камеры детектора и об оптических свойствах линзы, переднего стекла камеры и призм для измерения  $\chi$ -координаты искр.

Информация о физических параметрах события, записанная на третичной ленте, использовалась для построения гистрограмм.

#### 2.4. Набор экспериментальной статистики

Набор статистики для эксперимента по измерению квадрата электромагнитного формфактора заряженного пиона был проведен в три сеанса. Первый в декабре 1979 г. - январе 1980 г. в диапазоне энергий  $2E$  от 360 МэВ до 470 МэВ, второй в ноябре 1980 г. в диапазоне от 470 МэВ до 640 МэВ и третий в июне 1982 г. в диапазоне энергий от 640 МэВ до 820 МэВ.

В таблице 2.1 для каждой фиксированной энергетической точки  $2E$  приведены магнитное поле в центре детектора  $H$ , полное время набора статистики  $t$ , набранный интеграл светимости  $\mathcal{L}$  и число отснятых на фотошленку кадров. Полное время набора статистики по всем заходам составило около 34 суток. При обработке эксперимента интеграл светимости в каждой энергетической точке определялся по числу зарегистрированных событий упругого электрон-позитронного рассеяния на большие углы. Полный интеграл светимости, набранный в эксперименте, составил  $40 \text{ нб}^{-1}$ . Полное число отснятых фотографий 540000.

В первом и втором сеансах для подавления запусков искровой камеры космическими частицами использовались сцинтилляционные счетчики, описанные в § 1.5 (см. также рис. I.15). Так как при энергиях пучков  $2E > 640$  МэВ доля событий реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  запускающих эти счетчики за счет образования ливней в ядре сверхпроводящего магнита (позиция 6 на рис. I.15) становится относительно большой ( $> 2\%$ ), то в третьем сеансе система защиты от запусков космическими частицами была отключена.

Таблица 2.1

| Энергия пучков, $2E$ , МэВ | Магнитное поле, $H$ , кГс | Время захода $t$ , час, | Интеграл светимости $\mathcal{L}$ , $\text{нб}^{-1}$ | Число отснятых кадров |
|----------------------------|---------------------------|-------------------------|--|-----------------------|
| 360                        | 11,9                      | 177                     | 3,47   | 161500                |
| 380                        | 18,0                      | 131                     | 2,17   | 117500                |
| 410                        | 23,9                      | 67                      | 2,59   | 40000                 |
| 430                        | 23,9                      | 51                      | 1,48   | 25600                 |
| 438                        | 24,0                      | 92                      | 1,85   | 31100                 |
| 470                        | 23,9                      | 35                      | 1,11   | 20400                 |
| 470                        | 32,0                      | 34                      | 1,79   | 23200                 |
| 540                        | 32,0                      | 23                      | 2,34   | 16500                 |
| 580                        | 32,0                      | 17                      | 1,80   | 11100                 |
| 620                        | 52,0                      | 14                      | 2,11   | 10700                 |
| 640                        | 32,0                      | 15                      | 1,16   | 9700                  |
| 640                        | 32,0                      | 11                      | 1,05   | 5700                  |
| 660                        | 32,0                      | 16                      | 0,87   | 6300                  |
| 700                        | 32,0                      | 11                      | 0,33   | 1600                  |
| 740                        | 32,0                      | 13                      | 0,36   | 2100                  |
| 760                        | 32,0                      | 5                       | 0,73   | 2600                  |
| 770                        | 32,0                      | 17                      | 2,6  | 11600                 |
| 774                        | 32,0                      | 7                       | 1,74   | 6300                  |
| 778                        | 32,0                      | 7                       | 1,96   | 6600                  |
| 780                        | 32,0                      | 3                       | 0,67   | 2700                  |
| 782                        | 32,0                      | 7                       | 1,34   | 5100                  |
| 786                        | 32,0                      | 7                       | 1,32   | 5600                  |
| 790                        | 32,0                      | 17                      | 1,63   | 5800                  |
| 794                        | 32,0                      | 14                      | 1,52   | 5900                  |
| 800                        | 32,0                      | 5                       | 0,64   | 2500                  |
| 820                        | 32,0                      | 11                      | 1,19   | 3300                  |



### Г Л А В А Ш

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАДРАТА МОДУЛЯ ЭЛЕКТРО- МАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ

##### 3.1. Отбор коллинеарных событий и отделение фона космических частиц

Для определения величины квадрата формфактора пиона, из всех зарегистрированных событий отбирались коллинеарные события и проводилось их отделение от фона космических частиц.

Коллинеарность треков конечных частиц в реакциях  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  нарушается за счет многократного рассеяния в веществе перед искровой камерой (0,009 р.д.), конечного пространственного разрешения искровой камеры и излучения гамма-квантов, сопровождающего процесс рождения пары заряженных частиц. Влияние многократного рассеяния иллюстрируется рисунком 3.1, на котором показано полученное методом Монте-Карло распределение пионных событий по углу расколлинеарности в пространстве при энергии  $2E = 360$  МэВ. Как видно из рисунка, существует значительная вероятность появления больших углов расколлинеарности. Разрешение детектора по углам расколлинеарности треков в плоскости, поперечной оси пучков  $\Delta\varphi = 180^\circ - (\varphi_1 + \varphi_2)$  где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  углы с осью  $X$  первого и второго треков соответственно и в плоскости, содержащей ось пучков  $\Delta\theta = 180^\circ - (\theta_1 + \theta_2)$  где обозначения  $\theta_1$  и  $\theta_2$  ясны из рис.2.2, можно оценить из распределений зарегистрированных событий по этим параметрам, которые показаны на рис.3.2. Среднеквадратичная дисперсия представленных на рис.3.2 распределений составляет  $1,2^\circ$  для угла  $\Delta\varphi$  и  $2,9^\circ$  - для угла  $\Delta\theta$ , что согласуется с оценками, выполненными в главе II. В соответствии

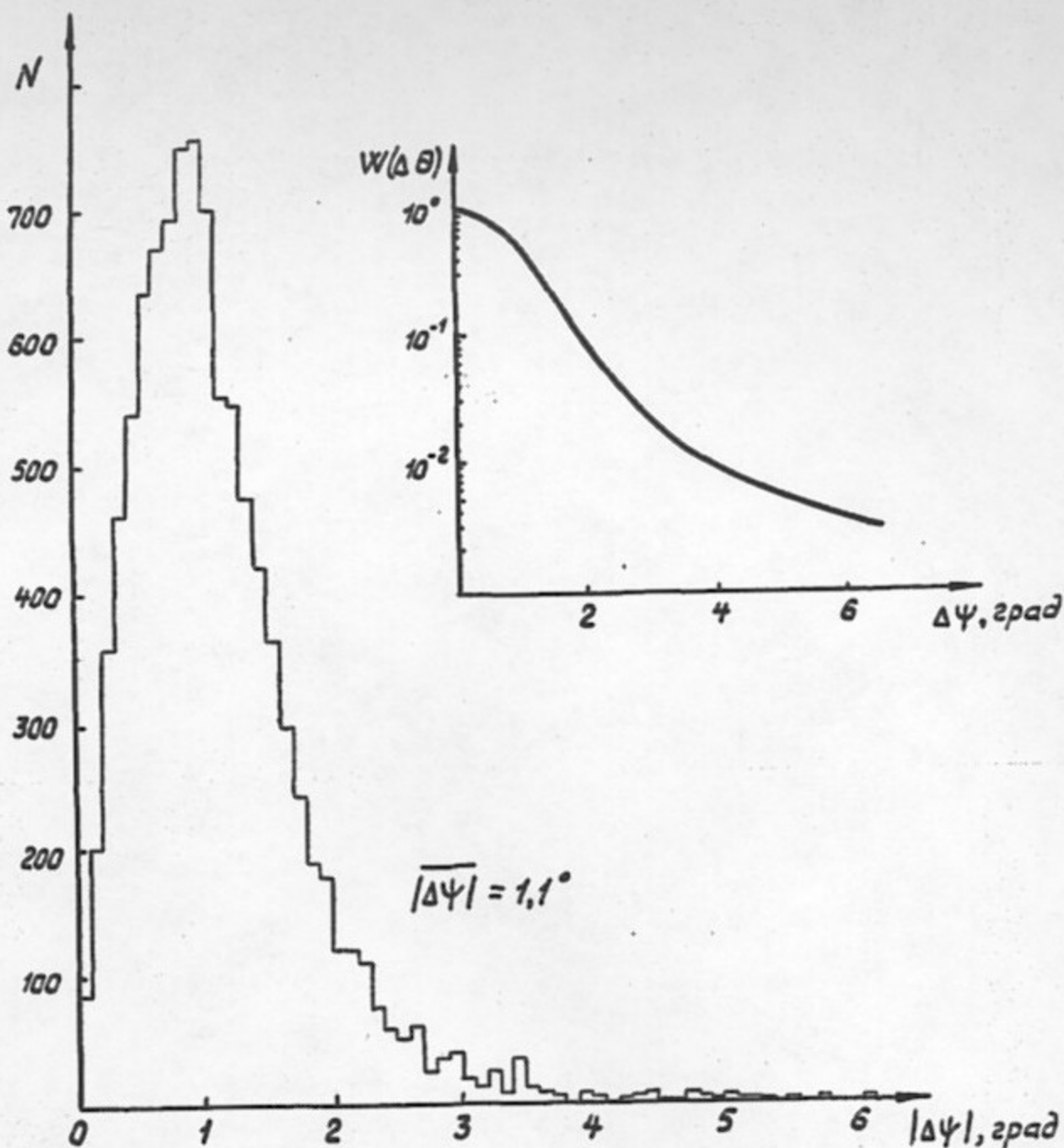


Рис.3.1. Распределение пионных событий по углу раскол-  
линейности в плоскости, содержащей треки ко-  
нечных частиц при  $2E=360$  МэВ. Моделирование.

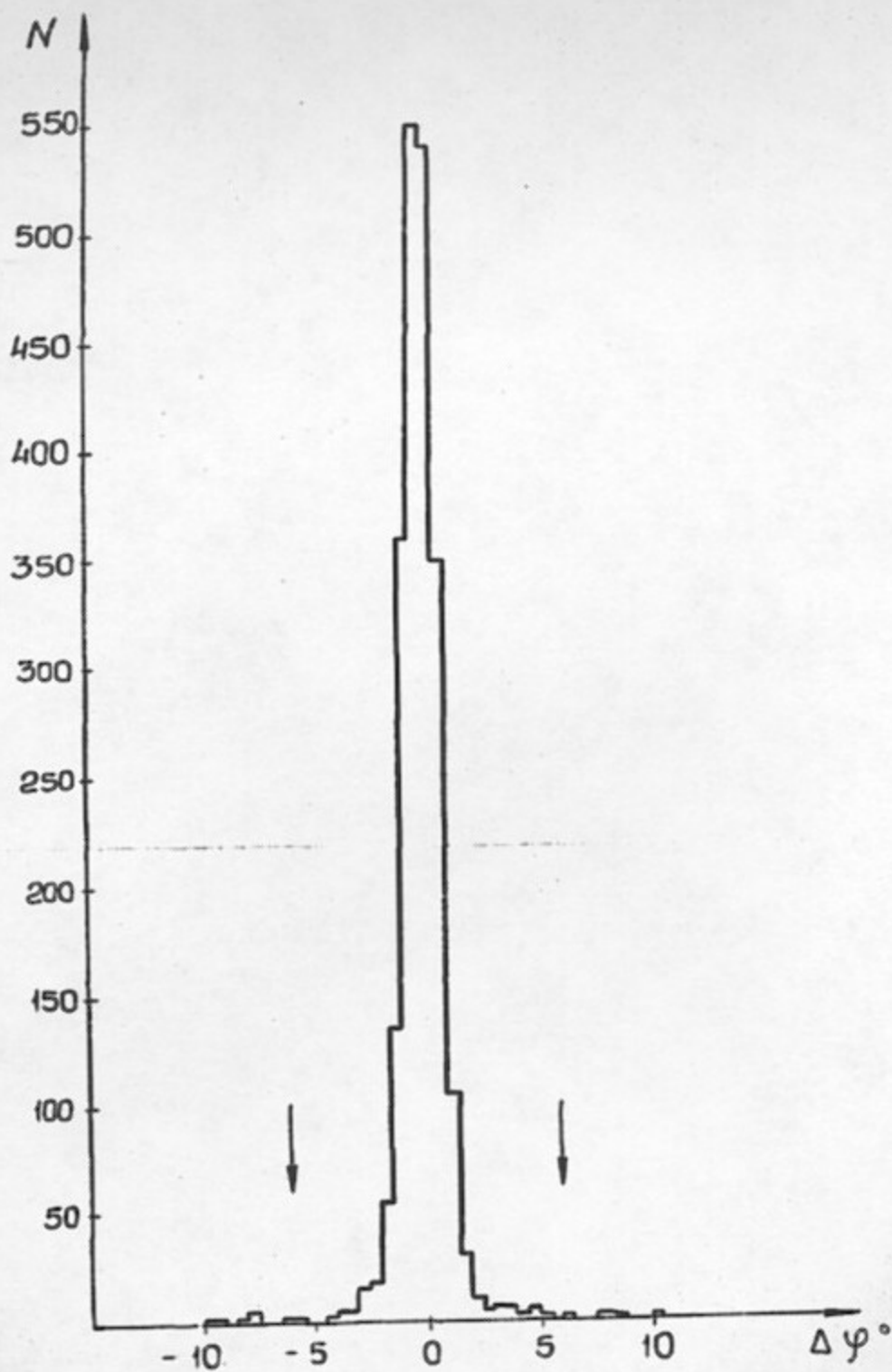


Рис.3.2 а) Распределение событий по углу расколлинеарности  $\Delta\varphi$ . Стрелками показаны границы отбора коллинеарных событий.

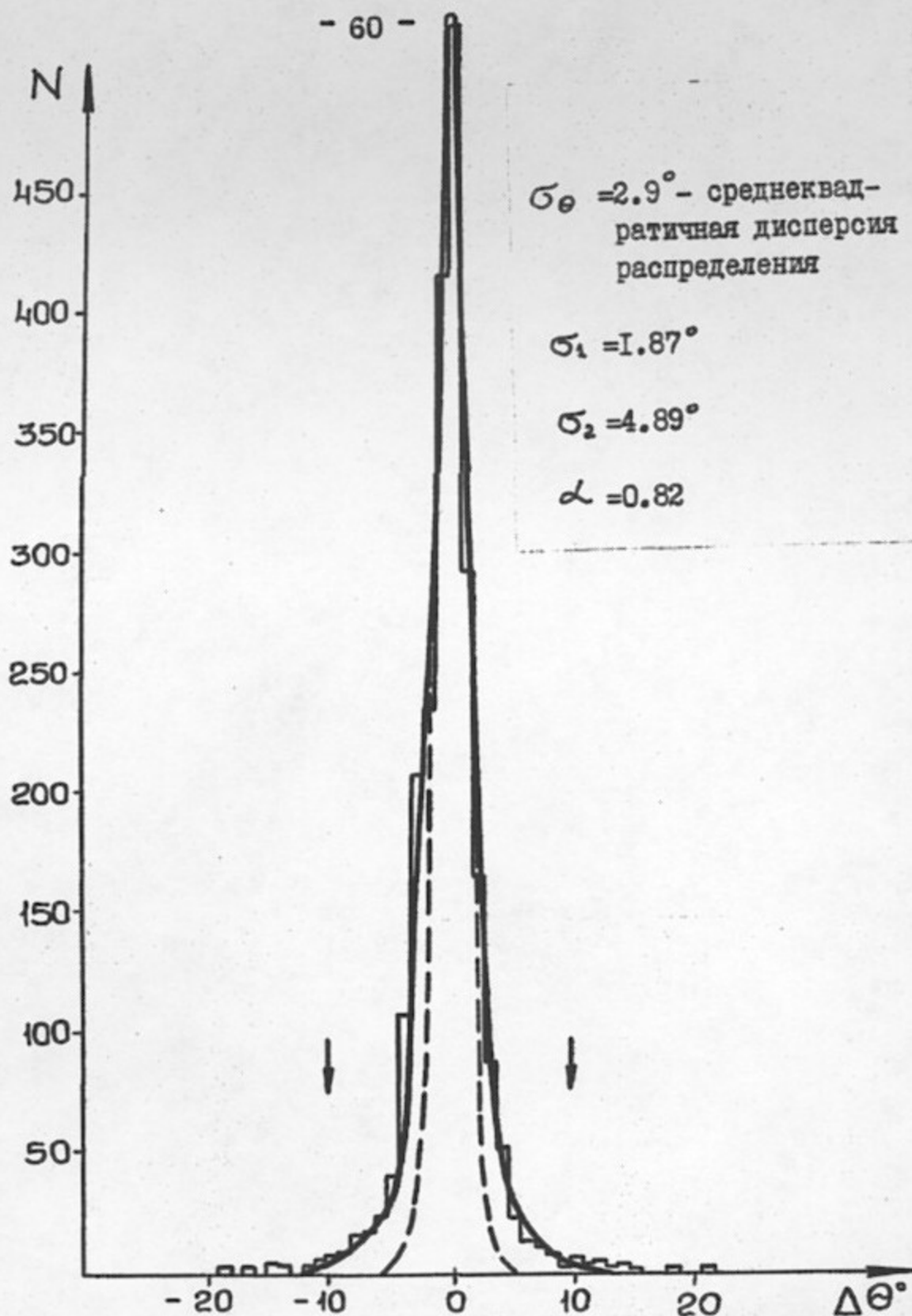


Рис.3.2 в) Распределение событий по углу расколлинearности  $\Delta\theta$ . Стрелками указаны границы отбора коллинеарных событий.

Пунктирная кривая -  $\exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_{\theta}^2)$   
 Сплошная кривая -  $N\lambda\exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_1^2) + N(1-\lambda)\exp(-\Delta\theta^2/2\sigma_2^2)$   
 где  $N$  - параметр, нормирующий площадь под кривой на полное число событий.

с этим обстоятельством ограничение, которому должны удовлетворять углы  $\Delta\theta$  для коллинеарных событий, было выбрано примерно равным утроенной дисперсии распределения событий по этому параметру  $|\Delta\theta| < 10^\circ$ . Ограничение на  $\Delta\varphi$  выбиралось равным  $|\Delta\varphi| < 6^\circ$  из условия, чтобы за поставленную границу за счет многократного рассеяния выпадало не более 0,5% событий. События, выпавшие за указанные границы за счет излучения жестких гамма-квантов, учитывались введением радиационной поправки.

Характерной особенностью представленного на рис.3.2в распределения событий по углу расколлинеарности  $\Delta\theta$  является необходимость использования для его описания суммы двух гауссовских распределений с разными дисперсиями. Это обстоятельство связано с тем, что значительная доля событий имеет меньше шести сносков на треке (см.рис.2.3), что приводит к ухудшению точности определения угла вылета частицы относительно оси  $z$ .

Высокое координатное и угловое разрешение КМД позволяет с хорошей точностью определить минимальное расстояние  $\Delta z$  от трека заряженной частицы до оси пучков. Этот параметр использовался для отделения событий с космическими частицами от коллинеарных событий. Положение оси пучков определялось как среднее по распределению точек пересечения треков коллинеарных событий с импульсом, соответствующим импульсу электронов в каждой фиксированной энергетической точке. Дисперсия распределения событий по параметру  $\Delta z$  определяется размерами пучков в месте встречи

$\sigma_x = 280$  мм,  $\sigma_y = 10$  мм /48/, угловым разрешением детектора и многократным рассеянием в веществе перед искровой камерой. Вклад координатного разрешения в величину разрешения по параметру  $\Delta z$ ,  $\sigma_{\Delta z}$  равен  $R_{min} \sigma_\varphi$ , где  $R_{min} = 30$  мм - расстояние до ближайшей измеряемой точки на треке,  $\sigma_\varphi$  - угловое раз-

решение детектора в плоскости  $XY$   $\sigma_{\varphi} \sim 10^{-2}$  рад. Таким образом, вклад в дисперсию  $\Delta z$  из-за углового разрешения составляет 0,3 мм. Вклад многократного рассеяния пионов при минимальной энергии эксперимента  $2E = 360$  МэВ составляет

$$R_{min} \theta_{plane}^{rms} (113,7 \text{ МэВ}/c) / \sqrt{2} = 0,3 \text{ мм}$$

где  $\theta_{plane}^{rms}(p)$  - среднеквадратичный угол многократного рассеяния пиона, вычисляемый в соответствии с рекомендациями работы /49/. С учетом указанных вкладов, дисперсия распределения событий по параметру  $\Delta z$  оказывается равной  $\sigma_{\Delta z} \approx 0,5$  мм. В соответствии с этой оценкой ограничение на  $\Delta z$ , которому должны удовлетворять пучковые события, было выбрано равным 1,5 мм для всех энергетических точек. Типичное распределение коллинеарных событий по параметру  $\Delta z$  при энергии пучков  $2E = 470$  МэВ представлено на рис.3.3. Как видно из рисунка, разрешение по этому параметру согласуется с проведенными оценками.

Для того, чтобы исключить возможную зависимость эффективности регистрации внешней запускающей МПК от точки пролета частицы вблизи конца сигнальной проволочки отбирались события, у которых  $\xi$  -координата точки пересечения восстановленной траектории частицы с внешней МПК лежала в границах  $-9 \text{ см} < \xi < 9 \text{ см}$  при длине сигнальной проволочки 23,5 см. Распределение событий по координате пересечения трека частицы с проволочкой внешней МПК показано на рис.3.4. Благодаря различию в угловых распределениях электронов и пионов, указанное ограничение уменьшает число электронов в 1,2 раза, а число пионов только на 6%.

Излучение гамма-кванта конечным электроном или позитроном, оставляя событие коллинеарным, приводит к уменьшению среднего импульса пары. Такие события могут имитировать пионы. Улучшения разделения пионов, мюонов и электронов, а также дополнительного

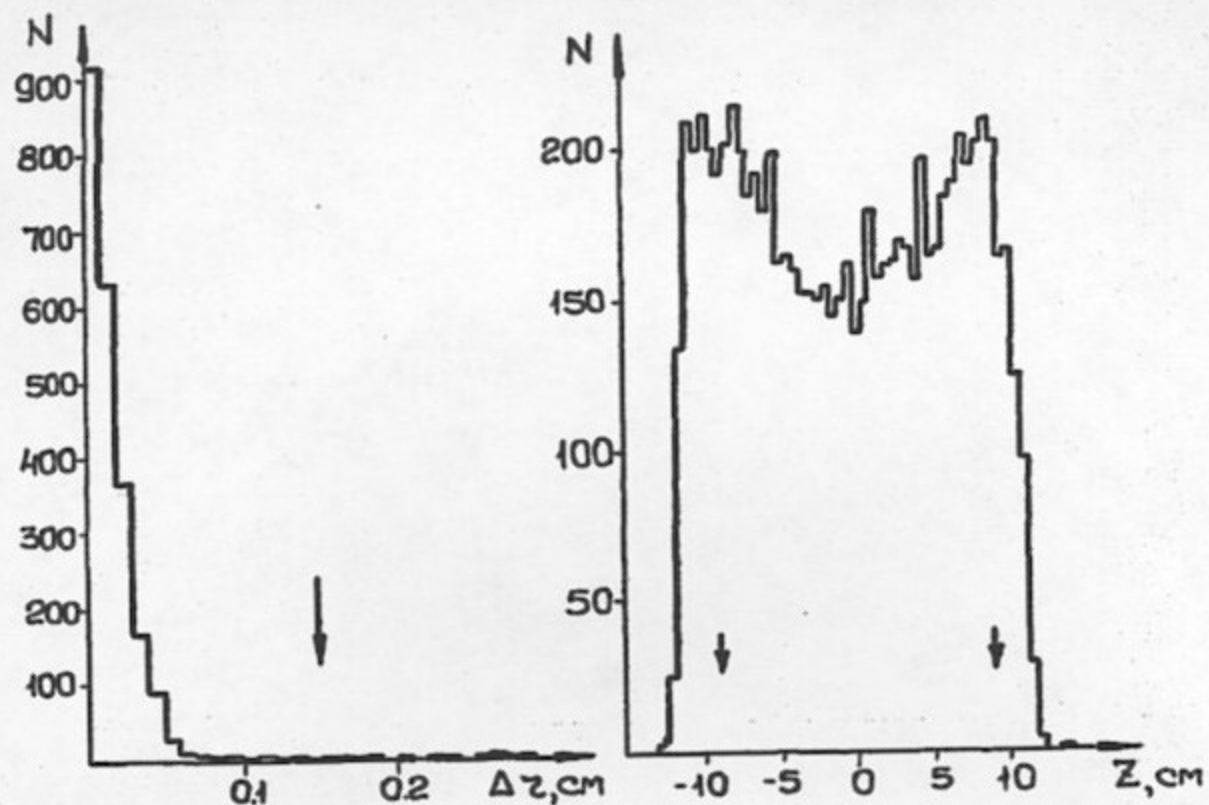


Рис.3.3. Распределение коллинеарных событий по расстоянию точки взаимодействия до оси пучков. Стрелкой показана граница отбора пучковых событий.

Рис.3.4. Распределение коллинеарных событий по  $Z$  - координате точки пересечения трека частицы с внешней МПК. Стрелками показаны границы отбора.

уменьшения фона можно достигнуть введением ограничения на параметр  $|(P_- - P_+)/ (P_- + P_+)| < 0,15$ , что, как видно из рис.3.5, соответствует утроенной дисперсии распределения по этому параметру.

### 3.2. Разделение событий по квадрату масс

Разделение отобранных коллинеарных событий на события типа  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-, e^+e^-$  в диапазоне энергий эксперимента  $360 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 660 \text{ МэВ}$  производилось по квадрату массы частицы методом минимизации функции максимального правдоподобия.

Функция максимального правдоподобия строилась в виде:

$$-\ln \mathcal{L} = -N_i \sum \ln (N_\pi f_\pi(x_i) + N_\mu f_\mu(x_i) + N_e f_e(x_i) + N_\phi f_\phi(x_i)) + N_{tot} \ln N_{tot}$$

где  $f_\pi, f_\mu, f_e$  - функции, описывающие распределения пионов, мюонов и электронов,  $f_\phi$  - функция, описывающая распределение фоновых событий, причем площадь под функциями  $f_\pi, f_\mu, f_e, f_\phi$  нормирована на единицу,  $N_i$  - число событий в  $i$ -ом канале гистограммы распределения событий по квадрату масс,  $N_{tot}$  - полное число событий в гистограмме,  $N_\pi, N_\mu, N_e, N_\phi$  - числа пионных, мюонных, электронных и фоновых событий в гистограмме соответственно.

Для определения формфактора пиона достаточно знать отношение числа пионных событий к суммарному числу электронов и мюонов, а не числа этих частиц в отдельности, поэтому функция максимального правдоподобия переписывалась через параметры  $N_\pi / (N_e + N_\mu)$ ,  $N_\mu / N_e, N_\phi$  и налагалось естественное требование  $(N_\pi + N_\mu + N_e + N_\phi) = N_{tot}$ .

Форма распределения событий, соответствующих определенному сорту частиц аппроксимировалась суммой двух асимметричных гауссовых функций вида:



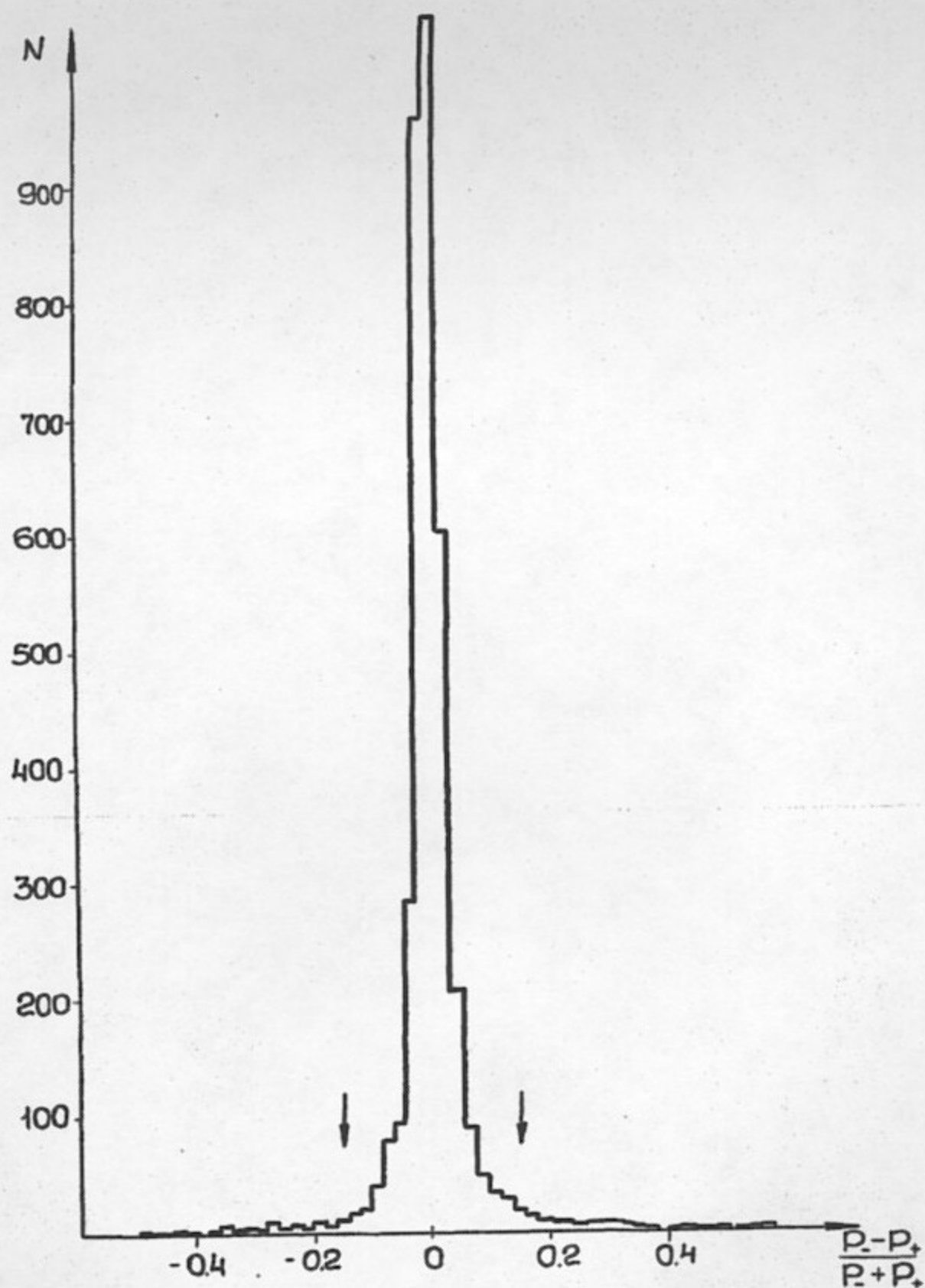


Рис.3.5. Распределение событий по параметру  $|\frac{\rho_- - \rho_+}{\rho_- + \rho_+}|$   
Стрелками показаны границы отбора.

$$f(x) = \alpha \exp\left(-\frac{U_1^2}{2} - A_1 U_1^3 \varphi_1 + B_1 U_1^4 \psi_1\right) + (1-\alpha) \exp\left(-\frac{U_2^2}{2} - A_2 U_2^3 \varphi_2 + B_2 U_2^4 \psi_2\right), \quad (3.1)$$

где  $x = m^2$ ,  $U_{1,2} = (x - x_{0,1,2}) / \sigma_{1,2}$ , параметры  $A_{1,2}, B_{1,2}, x_{0,1,2}, \sigma_{1,2}$  являются функциями от величины дисперсии стрелки прогиба трека  $\sigma_n$  и значений  $\sigma_{\theta_1}, \sigma_{\theta_2}$  для гауссовых кривых, аппроксимирующих распределение коллинеарных событий по  $\Delta\theta$ ,  $\alpha$  - относительный вес слагаемых, который определялся по отношению площадей под гауссовыми кривыми с разными  $\sigma_{\theta}$  при аппроксимации распределений по  $\Delta\theta$  (см. рис. 3.2в),  $\varphi_{1,2}$  - функции вида  $\{\exp[(U_{1,2} - U_{0,1,2})/T_{1,2}] + 1\}^{-1}$ ,  $\psi_{1,2}$  - функции вида  $\{\exp(-U_{1,2}/T_{1,2}) + 1\}^{-1} \times \{\exp[(U_{1,2} - U_{0,1,2})/T_{1,2}] + 1\}^{-1}$ , подавляющие неограниченный рост экспонент в выражении (3.1) при  $m^2$  далеких от  $m_0^2$ , параметры  $U_{0,1,2}$  выбирались так, чтобы спадание крыльев функции  $f(x)$  не сменялось ростом, а величины параметров  $T_{1,2}$ , определяющие ширину ступеньки функций  $\varphi(U)$  и  $\psi(U)$  выбирались равными  $0,1 \times U_{0,1,2}$ .

Асимметрия распределений событий по квадрату масс, которая описывается кубичным членом в показателях экспонент выражения (3.1), связана с тем, что любой излом между треками, возникающий из-за конечного углового разрешения детектора, приписывается излучению гамма-кванта  $\gamma$ , тем самым, приводит только к уменьшению восстанавливаемого квадрата массы частицы в событии. Член  $B U^4$  в показателях экспонент описывает подъем распределений событий типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  при  $m^2$  больших  $m_0^2$ , связанный с радиационными потерями электронов в веществе перед искровой камерой, когда обе конечные частицы теряют радиационным образом примерно одинаковую энергию остаются коллинеарными, удовлетворяют критерию отбора  $|(p_- - p_+) / (p_- + p_+)|$  и, после расчета по формуле (2.1) для  $m^2$ , приобретают величину квадрата массы достаточно большую, по срав-

нению с  $m_0^2$ .

Зависимость входящих в  $f(x)$  параметров  $x_0, b, A, B$  от  $b_h$  определялась путем подгонки функции  $f(x)$  к распределениям по квадрату масс электронов, пионов и мюонов, полученных методом Монте-Карло. Моделирование проводилось в каждой энергетической точке с учетом углового распределения разнгрываемых частиц, величин  $b_{\theta_1}$  и  $b_{\theta_2}$ , определенных из экспериментальных распределений событий по  $\Delta\theta$  и энергетических потерь электронов на тормозное излучение в веществе перед искровой камерой. Вероятность электрону с энергией  $E_0$  иметь энергию от  $E$  до  $E+\Delta E$  после прохождения через слой вещества толщиной  $t$  радиационных единиц бралась в виде, данном в работе /50/:

$$W(E_0, E, t) = (dE/E_0) [\ln(E_0/E)]^{t/\ln 2 - 1} / [\Gamma(t/\ln 2)],$$

где  $\Gamma(x)$  - гамма-функция.

На рис.3.6 показано распределение электронов по квадрату массы при энергии  $2E = 470$  МэВ, полученное методом Монте-Карло. Сплошная кривая - аппроксимация этого распределения функцией (3.1).

Распределение фона космических частиц по квадрату массы находилось в каждой энергетической точке моделированием. Форма импульсного распределения космических частиц бралась из работы /51/. В интересующей нас области импульсов до 450 МэВ/с она хорошо описывается параболой

$$y = -2,17 \cdot 10^{-5} \rho^2 + 1,75 \cdot 10^{-2} \rho - 0,53,$$

где  $y$  - интенсивность потока частиц в единицах  $10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стерад}^{-1} (\text{МэВ/с})^{-1}$ ,  $\rho$  - импульс частицы в МэВ/с. На рисунке 3.7 сравниваются распределения космических частиц по квадрату массы, полученные моделированием (точки) и в фоновом облуче-

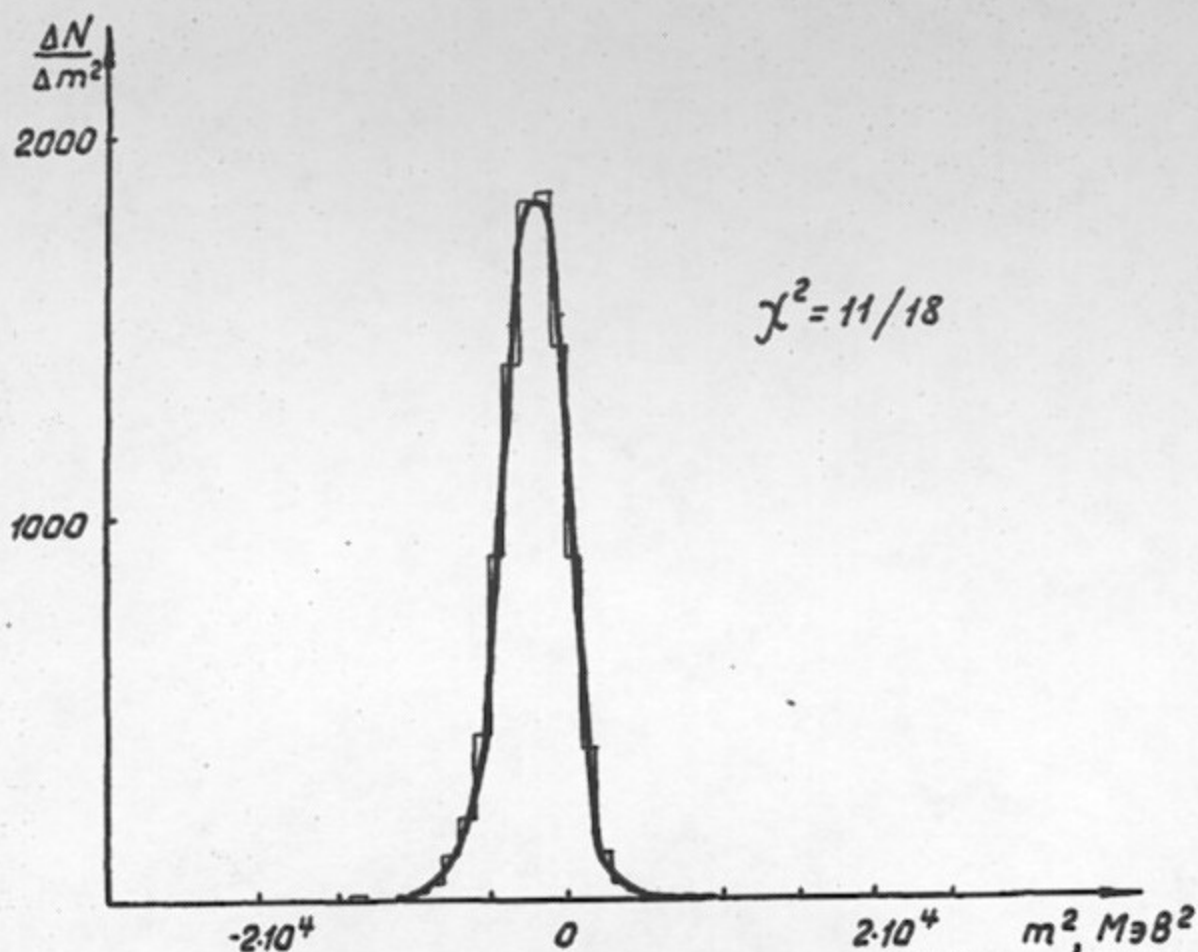


Рис.3.6. Моделированное распределение электронных событий по  $m^2$  при  $2E=470$  МэВ. Сплошная линия - аппроксимация функцией

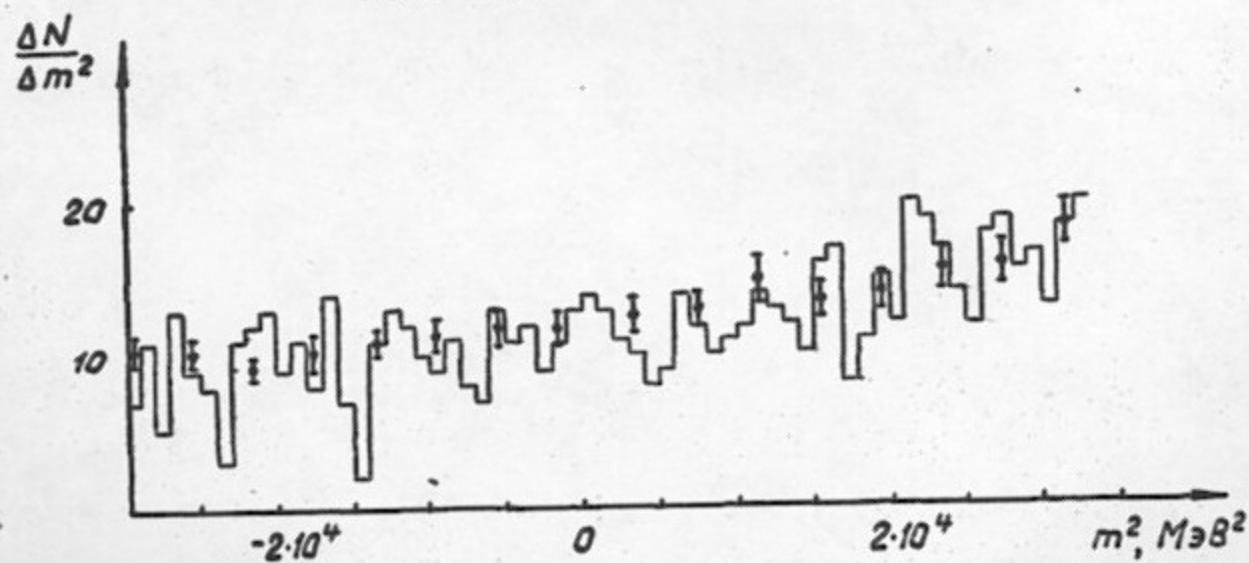


Рис.3.7. Сравнение распределений по  $m^2$  событий фона космических частиц, полученных моделированием (гистограмма) и снятых в фоновом заходе (точки).

нии, в котором регистрировались только космические частицы (гистрограмма). Магнитное поле в КМД во время фонового захода было выбрано равным  $H = 24$  кГс. Вычисления квадрата массы частиц в событии велись в предположении, что их энергия соответствует энергии пучков в накопителе  $2E = 470$  МэВ. Видно, что результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Для учета возможных систематических ошибок процедуры разделения событий, в качестве свободных параметров вводились дополнительные сдвиги распределений электронов относительно разыгранных -  $D_e$ , мюонов -  $D_\mu$ , и общий сдвиг энергии эксперимента  $D_0$ . Эти параметры учитывали ионизационные потери электронов, мюонов и пионов, неточность калибровки энергии пучков в накопителе и систематические ошибки в определении абсолютной величины импульсов заряженных частиц в КМД.

Таким образом, при аппроксимации экспериментальных распределений по квадрату массы теоретическими кривыми, функция максимального правдоподобия оптимизировалась по семи параметрам:  $N_\pi/(N_e+N_\mu)$ ,  $N_\mu/N_e$ ,  $N_\pi$ ,  $b_h$ ,  $D_e$ ,  $D_\mu$ ,  $D_0$ . Как видно из рис.3.8 а)-м), на котором экспериментальные распределения в энергетических точках диапазона  $360 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 660 \text{ МэВ}$  сравниваются с результатами аппроксимации, функции вида (3.1) хорошо описывают экспериментальные данные.

### 3.3. Разделение событий по двумерным распределениям средний импульс - угол вылета

Для улучшения разделения коллинеарных событий при обработке энергетических точек выше  $2E = 660$  МэВ использовалась информация об угловых распределениях зарегистрированных частиц.

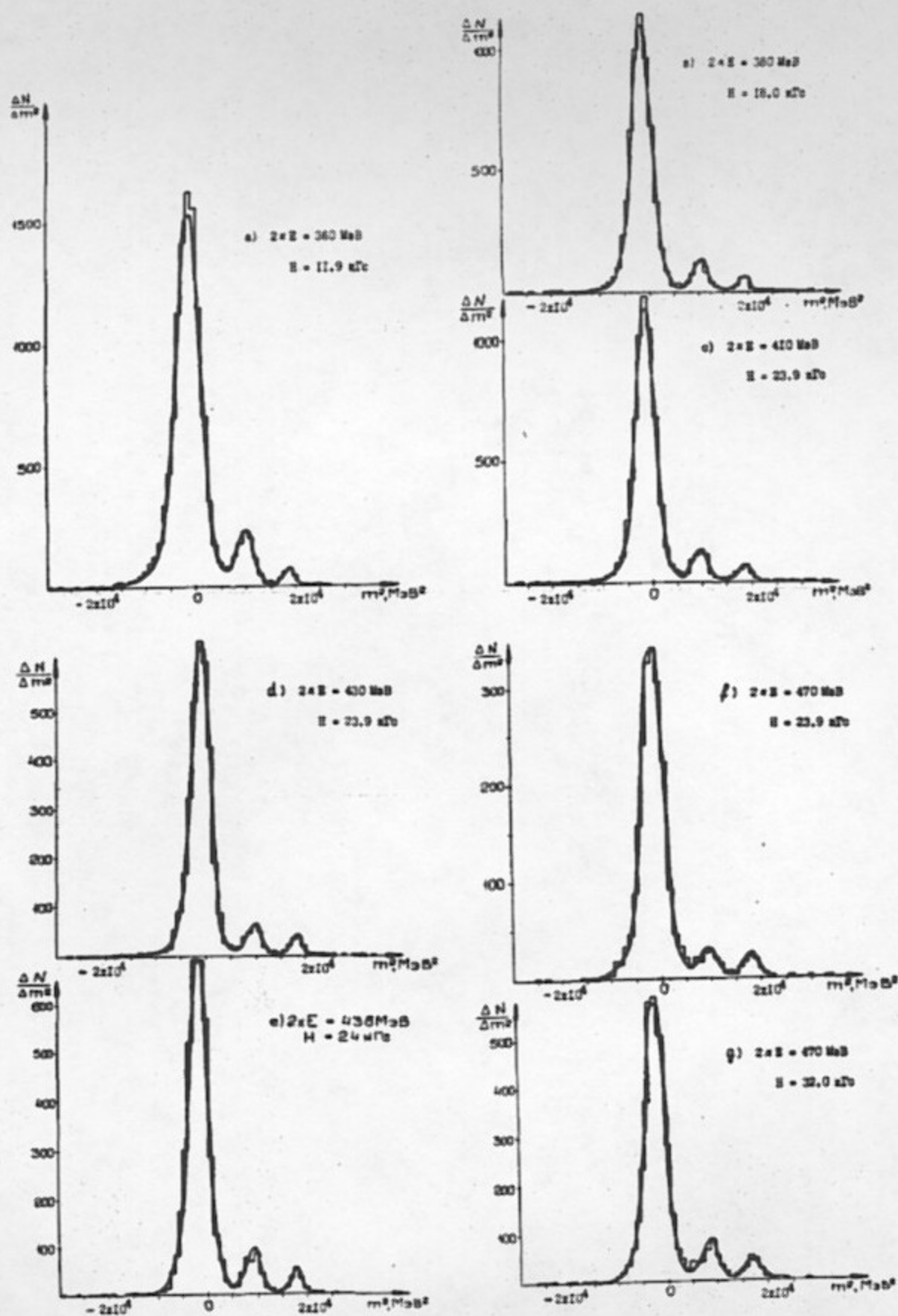


Рис.3.8. Распределения коллинеарных событий по квадрату массы в диапазоне энергий  $360 \text{ MeB} \leq 2E \leq 640 \text{ MeB}$ .

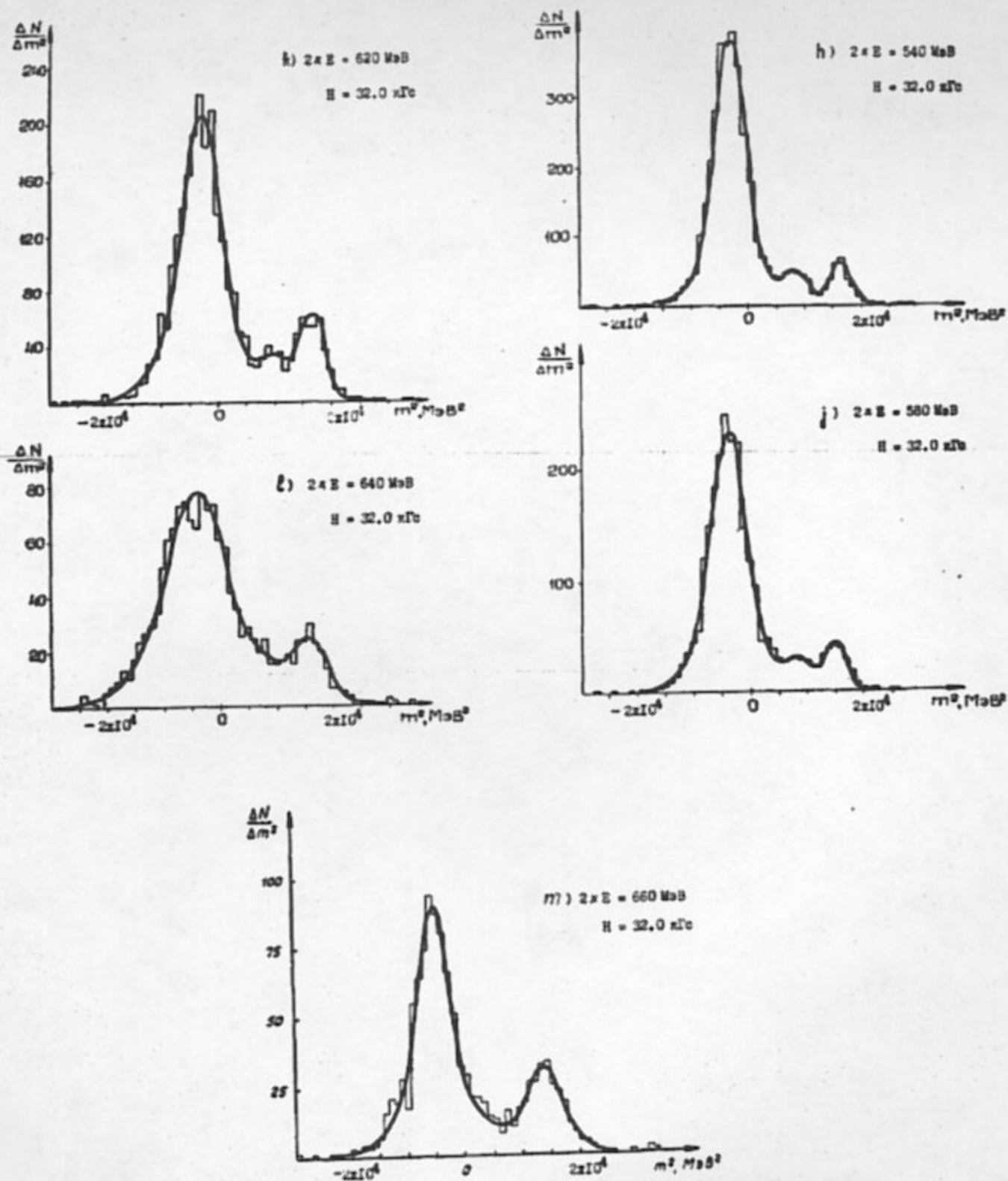


Рис.3.8. (продолжение)

Как известно (см., например, /52/), сечения рассматриваемых процессов в первом борновском приближении имеют вид:

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \left( \frac{3 + \cos^2\theta}{1 - \cos\theta} \right)^2,$$

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16\gamma^2} \beta_\mu \left[ 1 + \frac{m_\mu^2}{E^2} + \beta_\mu^2 \cos^2\theta \right],$$

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{32\gamma^2} \beta_\pi^3 \sin^2\theta |F_\pi|^2$$

где  $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона,

$\gamma = E/mc$ ,  $\beta_{\mu,\pi} = v_{\mu,\pi}/c$ , при выбранном направлении оси  $z$  угол  $\theta$  соответствует углу вылета отрицательно заряженной частицы.

Для того, чтобы использовать различия в угловых распределениях конечных частиц, разделение событий проводилось на основе двумерных распределений. По одной из осей откладывался средний импульс пары частиц в событии, а по второй оси - угол вылета отрицательной частицы.

Разделение событий проводилось методом минимизации функции максимального правдоподобия, которая записывалась в виде:

$$\ln \mathcal{L} = -N_{ij} \sum_{ij} \ln [N_\pi \Phi_\pi(\rho_i, \theta_j) + N_\mu \Phi_\mu(\rho_i, \theta_j) + N_e \Phi_e(\rho_i, \theta_j) + N_\phi \Phi_\phi(\rho_i, \theta_j)] + N_{tot} \ln N_{tot},$$

где  $\Phi_\pi, \Phi_\mu, \Phi_e, \Phi_\phi$  - функции, описывающие распределения пионных, мюонных, электронных и фоновых событий соответственно, причем площадь под этими функциями нормировалась на 1,  $N_{ij}$  - число событий в  $ij$ -ом элементе двумерного распределения,  $N_{tot}$  - полное число событий,  $N_\pi, N_\mu, N_e, N_\phi$  - числа пионных, мюонных, электронных и фоновых событий. Как и в случае разделения по параметру  $m^2$ , при оптимизации функция максимального правдоподобия записывалась через параметры  $N_\pi/(N_e + N_\mu), N_\mu/N_e$ ,



$N_\phi$ . Поскольку при энергиях  $2E > 640$  МэВ мюонный пик практически неразличим на фоне пиков пионных и электронных событий, отношение  $N_\mu/N_e$  полагалось равным своему теоретическому значению, найденному по квантовой электродинамике с учетом радиационных поправок.

Для аппроксимаций импульсных распределений каждого класса событий в интервале углов  $\Delta\theta$  вблизи угла вылета  $\theta$  была подобрана функция вида:

$$\Phi(\rho) = \frac{A(\rho - \rho_0)^2}{B + (\rho - \rho_0)^6} + \exp\left\{-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (3.2)$$

причем коэффициент  $A$  полагался равным нулю при среднем импульсе  $\rho$  большем  $\rho_0$ . Первое слагаемое в  $\Phi(\rho)$  описывает радиационный "хвост" распределения. Как видно из рис.3.9, функция (3.2) хорошо аппроксимирует распределение по величине среднего импульса событий типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  при энергии пучков  $2E = 1088$  МэВ. В этой энергетической точке число пионных событий составляет не более 5% от числа электронных событий, поэтому она и была выбрана для проверки правильности аппроксимирующей функции  $\Phi(\rho)$ .

Величины параметров  $A, B, \rho_0, \sigma$  и их зависимость от угла вылета определялась подгонкой функции  $\Phi(\rho)$  к полученным методом Монте-Карло двумерным распределениям, соответствующим частицам разных типов. При этом величина  $\sigma_n$  определялась из распределения экспериментальных событий по среднеквадратичному отклонению измеренных точек трека от восстановленной траектории.

Функция  $\Phi_\phi(\rho, \theta)$ , заданная в табличном виде, описывала распределение фоновых событий, которое было определено моделированием фона космических частиц.

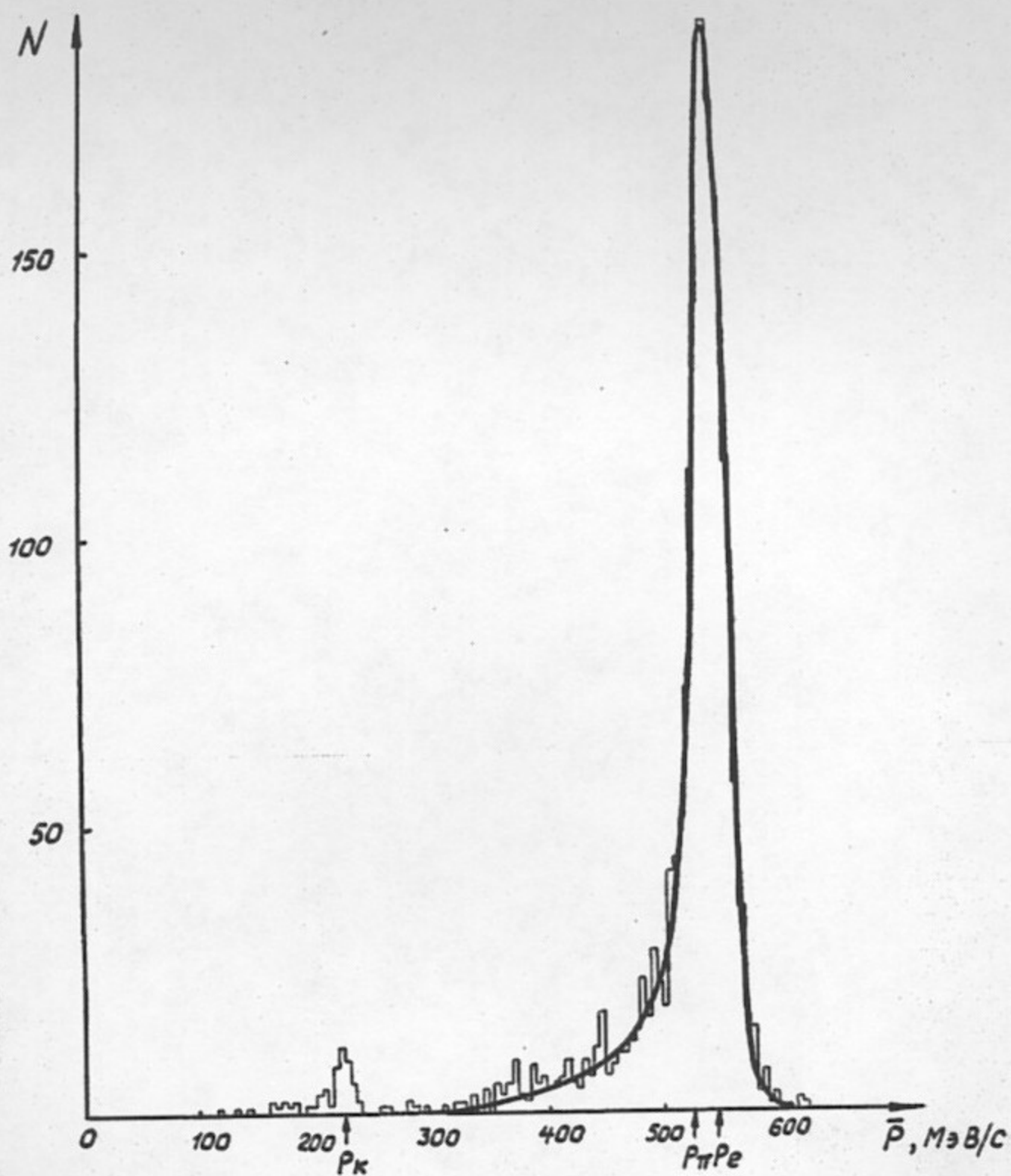


Рис.3.9. Аппроксимация распределения событий типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  по величине среднего импульса пары зарегистрированных частиц.  $2E=1088$  МэВ. Пик слева соответствует рождению пары заряженных каонов.

Для учета возможных систематических ошибок процедуры разделения и определения абсолютных величин импульсов частиц в КМД при оптимизации функции максимального правдоподобия вводились дополнительные параметры сдвига импульсов электронов, мезонов и пионов относительно разыгранных -  $D_e, D_\mu, D_\pi$  соответственно.

Для проверки согласованности методов разделения по квадрату массы и по двумерным распределениям, события в энергетической точке  $2E = 700$  МэВ были проанализированы обоими способами. При этом ответы оказались одинаковыми, а точность разделения при использовании двумерных распределений улучшилась более чем на 10%. На рисунках 3.10 а)-б) представлены проекции двумерных распределений событий в энергетических точках диапазона  $700 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 820 \text{ МэВ}$  на ось среднего импульса. Из рисунков видно, что теоретические кривые, показанные сплошной линией, хорошо аппроксимируют экспериментальные данные.

#### 3.4. Определение квадрата модуля электромагнитного фактора заряженных пионов

Квадрат модуля фактора пиона находился по формуле:

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_\pi}{N_e + N_\mu} \frac{b_e(1+\delta_e)(1+\delta_A) + b_\mu(1+\delta_\mu)}{b_\pi(1+\delta_\pi)(1+\delta_A)(1+\delta_p)(1+\delta_i)}$$

Здесь  $b_e, b_\mu, b_\pi$  - сечения регистрации реакций  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , рассчитанные в первом борновском приближении квантовой электродинамики,  $\delta_e, \delta_\mu, \delta_\pi$  - радиационные поправки к этим сечениям с учетом ограничений, наложенных при отборе событий,  $\delta_A$  - поправка, учитывающая возможность запуска антисовпадательных сцинтилляционных счетчиков ливнем, рожденным электроном или позитроном в 15 р.д. вещества сверхпро-

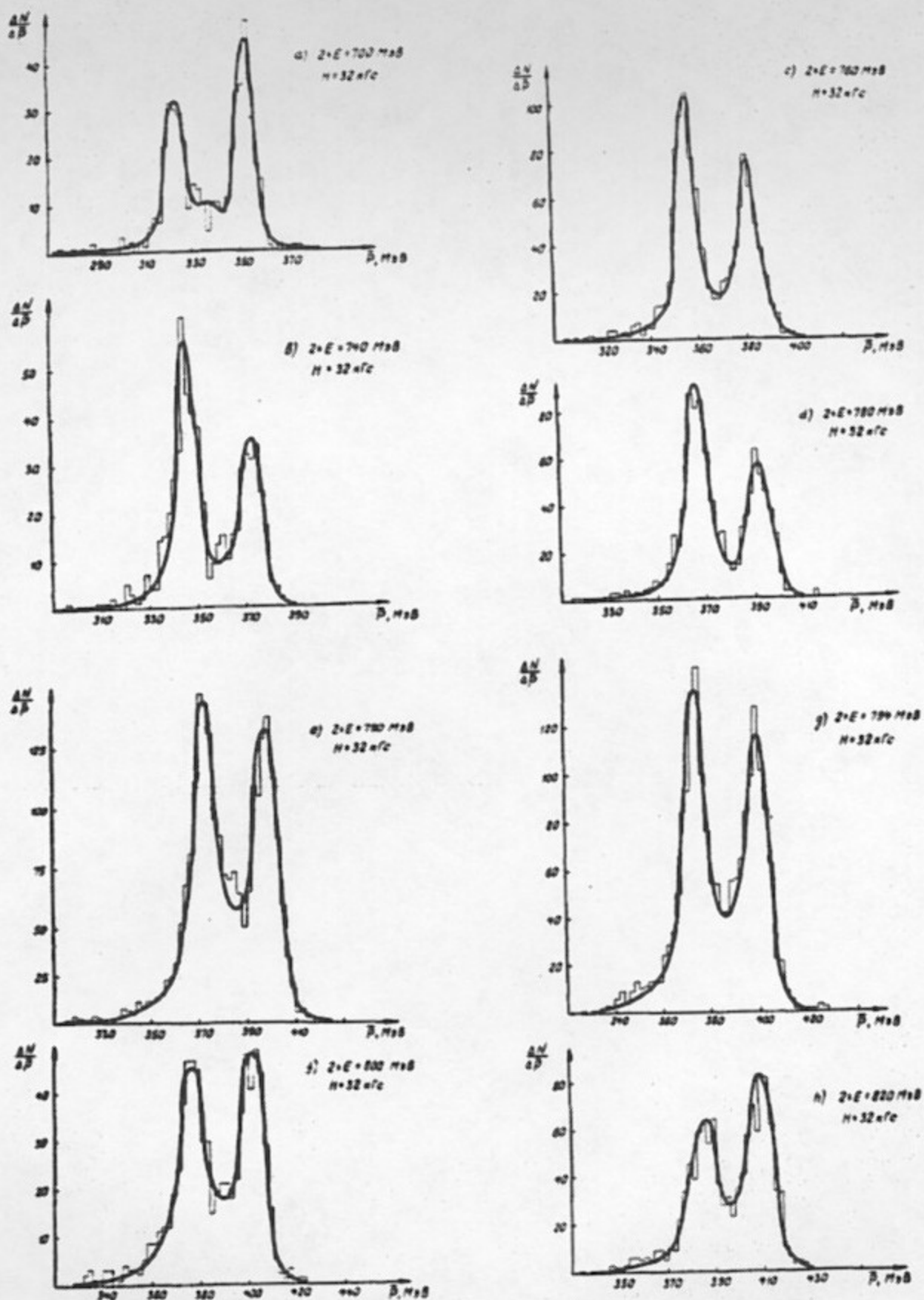


Рис.3.10. Проекция двумерных распределений коллинеарных событий на ось среднего импульса.

водящего магнита и ярма детектора,  $\delta_{я}$  - поправка, учитывающая ядерное поглощение пионов в веществе детектора (главным образом во внешнем электроде искровой камеры и электроде внешней МПК общей толщиной 3,5 мм меди),  $\delta_{р}$  - поправка на распады заряженных пионов в рабочем объеме искровой камеры,  $\delta_{и}$  - поправка, учитывающая зависимость эффективности регистрации искровой камеры от угла вылета частицы относительно оси  $z$ .

Радиационные поправки находились интегрированием по телесному углу детектора дифференциальных сечений для излучения фотонов произвольной жесткости начальными и конечными частицами с точностью до членов порядка  $\lambda^3$  в соответствии с результатами работы /53/. Величина поправки на ядерное поглощение пионов находилась согласно данным, содержащимся в работах /54-56/. Величина  $\delta_{я}$  вычислялась как

$$\delta_{я} = \frac{\Delta}{\lambda},$$

$$\lambda = \frac{1}{8,49 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ бнерег}},$$

где  $\Delta = 2 \cdot 0,35$  - удвоенная толщина слоя меди перед внешней МПК, причем удвоение появляется, так как есть два летящих в противоположных направлениях пиона,  $8,49 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  - число атомов меди в одном кубическом сантиметре,  $\text{бнерег}$  - сечение нерегистрации пиона в МПК. Сечение нерегистрации пиона  $\text{бнерег}$  оценивалось как

$$\text{бнерег} = 0,6 \text{ бinel} + \text{бперезар} + \text{бabs},$$

где  $\text{бinel}$  - сечение неупругого взаимодействия пионов с ядрами меди, причем 60% неупруго провзаимодействовавших пионов рассеиваются на углы больше  $90^\circ$  и, тем самым, возвращаются в искровую камеру, не дав запуска во внешней МПК,  $\text{бперезар}$  - сечение перезарядки,  $\text{бabs}$  - сечение поглощения. В качестве соответствующих

сечений брались их средние величины для пионов противоположных знаков.

При распадах заряженных пионов в камере на мюон и нейтрино предельный угол вылета мюона относительно направления движения пиона меняется от  $20^\circ$  при  $2E = 360$  МэВ до  $7^\circ$  при  $2E = 820$  МэВ. Таким образом, события типа  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- + \pi\mu\nu$  дают запуск "вилочной" логики во всем диапазоне энергий эксперимента. Однако, они выпадают из отобранных для дальнейшей обработки событий за счет ограничений, поставленных на параметры  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\varphi$  и  $|(p_- - p_+)/ (p_- + p_+)|$ . Величина поправки  $\delta_p$  находилась моделированием.

Эффективность регистрации сцинтилляционными счетчиками гамма-квантов с энергией около 1 МэВ, знание которой необходимо для вычисления антисовпадатальной поправки  $\delta_A$ , определялась с помощью радиоактивного источника  $Co^{60}$  и составила 2%. Число гамма-квантов и заряженных частиц в ливне после прохождения 15 р.д. вещества определялось по ливневым кривым, приведенным в работе /57/. Поскольку при наборе экспериментальной статистики в точках с энергией  $2E > 640$  МэВ антисовпадатальные счетчики не включались, для них  $\delta_A = 0$ .

В энергетических точках  $2E = 360$  МэВ и  $380$  МэВ, в связи с неполадками работы тракта подачи высоковольтного импульса на искровую камеру, часть искр на треке пропадала, причем вероятность пропадания зависела от угла вылета частицы относительно оси пучков в накопителе. Это обстоятельство учитывалось с помощью поправки  $\delta_{и}$ . Во всех остальных энергетических точках эта поправка равна нулю.

Значения поправок во всех энергетических точках приведены в таблице 3.1. Как видно из таблицы, суммарная величина поправок  $\delta_p \cdot \delta_r \cdot \delta_A \cdot \delta_{и}$  не превышает 4-5% во всех энергетических точ-

Таблица 3.1

| $2E,$<br>МаВ | $\delta_e$ | $\delta_M$ | $\delta_L$ | $\delta_A$ | $\delta_P$ | $\delta_A$ | $\delta_H$ |
|--------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| 360          | -0,102     | -0,072     | -0,094     | -0,015     | -0,023     | -0,013     | 0,014      |
| 380          | -0,097     | -0,070     | -0,087     | -0,020     | -0,020     | -0,014     | 0,011      |
| 410          | -0,099     | -0,068     | -0,083     | -0,026     | -0,017     | -0,014     | -          |
| 430          | -0,100     | -0,068     | -0,080     | -0,030     | -0,016     | -0,014     | -          |
| 438          | -0,100     | -0,069     | -0,082     | -0,031     | -0,015     | -0,015     | -          |
| 470          | -0,103     | -0,075     | -0,086     | -0,036     | -0,013     | -0,015     | -          |
| 540          | -0,114     | -0,071     | -0,085     | -0,042     | -0,011     | -0,017     | -          |
| 580          | -0,098     | -0,073     | -0,086     | -0,044     | -0,010     | -0,017     | -          |
| 620          | -0,117     | -0,078     | -0,093     | -0,043     | -0,010     | -0,018     | -          |
| 640          | -0,114     | -0,077     | -0,094     | -0,043     | -0,009     | -0,019     | -          |
| 660          | -0,107     | -0,073     | -0,094     | -0,044     | -0,009     | -          | -          |
| 700          | -0,107     | -0,075     | -0,099     | -0,044     | -0,008     | -          | -          |
| 740          | -0,114     | -0,078     | -0,094     | -0,043     | -0,008     | -          | -          |
| 760          | -0,123     | -0,079     | -0,082     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 770          | -0,111     | -0,076     | -0,071     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 774          | -0,119     | -0,078     | -0,067     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 778          | -0,114     | -0,078     | -0,063     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 780          | -0,118     | -0,080     | -0,062     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 782          | -0,114     | -0,079     | -0,059     | -0,043     | -0,007     | -          | -          |
| 786          | -0,122     | -0,079     | -0,053     | -0,042     | -0,007     | -          | -          |
| 790          | -0,122     | -0,081     | -0,050     | -0,042     | -0,007     | -          | -          |
| 794          | -0,116     | -0,081     | -0,045     | -0,042     | -0,007     | -          | -          |
| 800          | -0,120     | -0,082     | -0,038     | -0,042     | -0,007     | -          | -          |
| 820          | -0,129     | -0,082     | -0,017     | -0,041     | -0,007     | -          | -          |

ках.

В таблице 3.2 для каждой энергетической точки приведены определяемые в результате минимизации функции максимального правдоподобия числа электронов  $N_e$ , мюонов  $N_\mu$ , пионов  $N_\pi$ , фоновых событий  $N_\phi$ , величина параметра  $N_\pi/(N_e + N_\mu)$ , а также квадрат модуля электромагнитного формфактора пиона. Приводимые ошибки чисто статистические.

На рис.3.II представлено отношение величины  $(N_\mu/N_e)_{\text{эксп}}$  к величине  $(N_\mu/N_e)_{\text{теор}}$  для энергетических точек, в которых этот параметр определялся оптимизированием функции максимального правдоподобия. Видно, что имеется удовлетворительное согласие теоретических предсказаний с экспериментальными результатами. Таким образом, замена отношения  $(N_\mu/N_e)$  при более высоких энергиях его теоретическим значением вполне оправдана.

Систематическая ошибка в величине квадрата формфактора пиона складывается из неопределенности величины радиационных поправок (1%), неопределенности в величине поправок на ядерное поглощение пионов (1%) и в распадных поправках (1%). Неопределенность в величине квадрата формфактора из-за неточности знания телесного угла установки не превышает 0,2%. Таким образом, полная систематическая ошибка приводимых данных о квадрате модуля электромагнитного формфактора пиона не превосходит 2% во всех энергетических точках.



Таблица 3.2

| $2E,$<br>МеВ | $N_e$ | $N_\mu$ | $N_\pi$ | $N_\phi$ | $N_\pi/(N_e + N_\mu)$ | $ F_\pi ^2$      |
|--------------|-------|---------|---------|----------|-----------------------|------------------|
| 360          | 10070 | 936     | 164     | 360      | $0,015 \pm 0,001$     | $1,87 \pm 0,16$  |
| 380          | 5853  | 477     | 135     | 227      | $0,021 \pm 0,002$     | $2,13 \pm 0,20$  |
| 410          | 6033  | 515     | 190     | 225      | $0,029 \pm 0,002$     | $2,37 \pm 0,16$  |
| 430          | 3172  | 239     | 114     | 96       | $0,034 \pm 0,003$     | $2,44 \pm 0,24$  |
| 438          | 3603  | 353     | 159     | 84       | $0,040 \pm 0,003$     | $2,77 \pm 0,23$  |
| 470          | 5000  | 488     | 250     | 102      | $0,044 \pm 0,003$     | $2,77 \pm 0,18$  |
| 540          | 3029  | 311     | 294     | 36       | $0,088 \pm 0,008$     | $4,45 \pm 0,30$  |
| 580          | 2020  | 197     | 260     | 14       | $0,117 \pm 0,008$     | $5,63 \pm 0,38$  |
| 620          | 2026  | 191     | 429     | 32       | $0,133 \pm 0,011$     | $8,62 \pm 0,50$  |
| 640          | 2035  | 182     | 509     | 77       | $0,222 \pm 0,012$     | $9,87 \pm 0,55$  |
| 660          | 784   | 68      | 266     | 23       | $0,312 \pm 0,024$     | $12,60 \pm 0,89$ |
| 700          | 260   | 23      | 170     | 23       | $0,592 \pm 0,064$     | $25,37 \pm 2,74$ |
| 740          | 253   | 23      | 308     | 22       | $1,110 \pm 0,101$     | $45,45 \pm 4,09$ |
| 760          | 473   | 43      | 583     | 54       | $1,039 \pm 0,071$     | $40,90 \pm 2,79$ |
| 770          | 1700  | 153     | 2071    | 112      | $1,118 \pm 0,045$     | $43,95 \pm 1,78$ |
| 774          | 1112  | 100     | 1361    | 122      | $1,123 \pm 0,052$     | $43,42 \pm 2,01$ |
| 778          | 1245  | 110     | 1613    | 80       | $1,191 \pm 0,051$     | $46,98 \pm 1,97$ |
| 780          | 419   | 38      | 537     | 31       | $1,176 \pm 0,086$     | $45,01 \pm 3,29$ |
| 782          | 836   | 75      | 784     | 60       | $0,855 \pm 0,047$     | $32,82 \pm 1,84$ |
| 786          | 1044  | 90      | 811     | 92       | $0,741 \pm 0,044$     | $27,91 \pm 1,66$ |
| 790          | 986   | 89      | 879     | 84       | $0,818 \pm 0,045$     | $30,54 \pm 1,68$ |
| 794          | 921   | 83      | 775     | 93       | $0,772 \pm 0,044$     | $28,82 \pm 1,64$ |
| 800          | 379   | 34      | 304     | 39       | $0,735 \pm 0,068$     | $27,04 \pm 2,50$ |
| 820          | 659   | 59      | 396     | 50       | $0,551 \pm 0,043$     | $19,39 \pm 1,51$ |

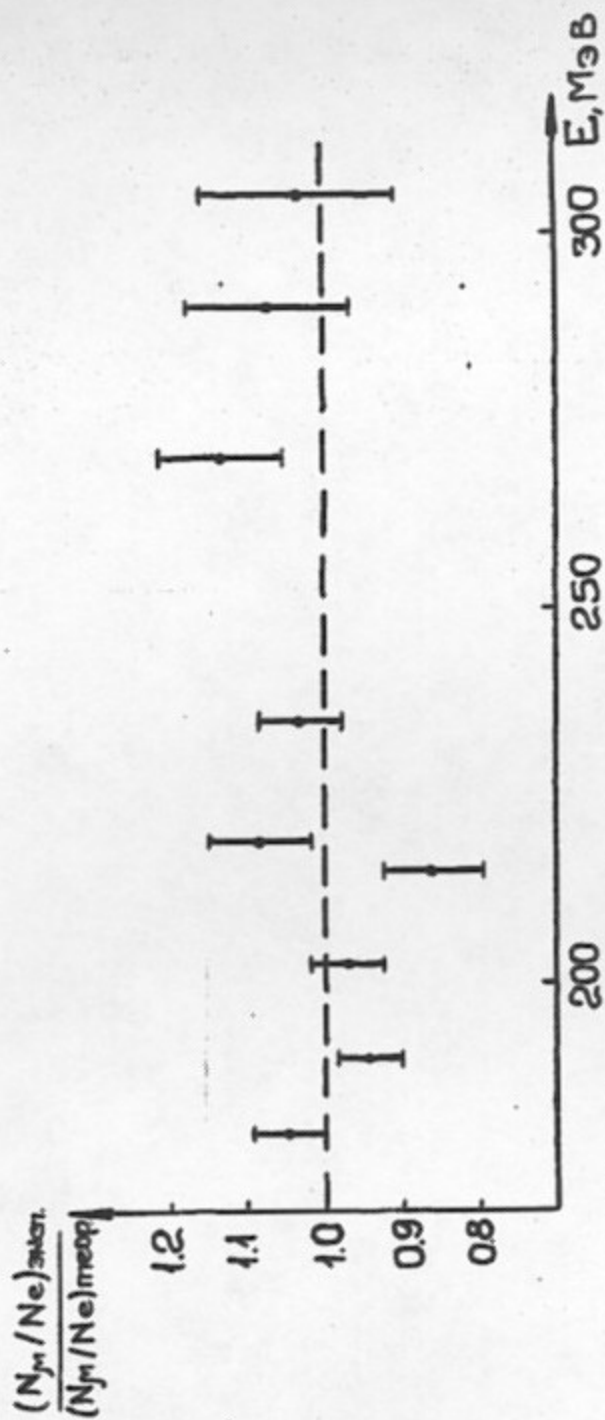


Рис. 3.11. Отношение величин  $(N_M / N_e)_{\text{эксп}}$  к  $(N_M / N_e)_{\text{теор}}$ .

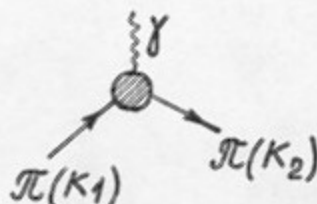
Г Л А В А IV

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Теоретические модели

В настоящее время существует несколько моделей, которые на основе общих требований унитарности и аналитичности матричных элементов, описывающих взаимодействие пионов с электромагнитным током, определяют вид зависимости электромагнитного формфактора пиона от квадрата переданного четырехимпульса.

Взаимодействие пиона с электромагнитным током может быть представлено диаграммой



Используя лоренцовую инвариантность и закон сохранения электромагнитного тока, матричный элемент взаимодействия можно записать в следующем виде /58/:

$$\langle \pi / J_{\mu}^{em}(0) / \pi \rangle = (K_1 + K_2)_{\mu} F_{\pi}(s). \quad (4.1)$$

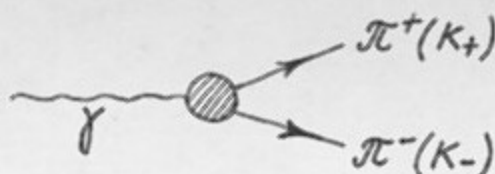
Из эрмитовости электромагнитного тока следует, что электромагнитный формфактор действителен при  $s \leq 0$ :

$$F_{\pi}^{*}(s) = F_{\pi}(s),$$

а из СРТ инвариантности можно получить, что в случае, когда фотон находится на массовой поверхности, т.е.  $s = 0$ , электромагнитный формфактор заряженного пиона нормирован условием

$$F_{\pi}(0) = 1.$$

Согласно гипотезе об аналитичности, матричный элемент (4.1) является аналитическим продолжением матричного элемента электромагнитного тока между вакуумным состоянием и состоянием :



$$\langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{J}_\mu^{em}(0) | 0 \rangle = (k_+ - k_-)_\mu F_\pi(s), \quad (4.2)$$

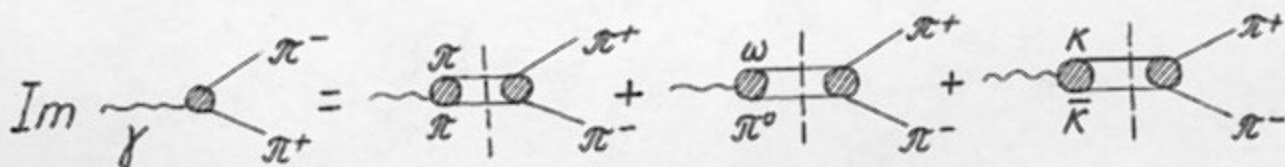
где  $s = (k_+ + k_-)^2 > 0$ . Таким образом, можно ввести функцию  $F(z)$  аналитичную во всей плоскости комплексного переменного  $z$ , за исключением разреза вдоль действительной оси от  $s_0 = 4m_\pi^2$  до  $\infty$ , причем  $F_\pi(s) = F(s)$  при  $s < s_0$  и  $F_\pi(s) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} F(s + i\varepsilon)$  для  $s > s_0$ , а скачок  $F(z)$  на правом разрезе равен:

$$\sigma_\pi(s) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} [F(s + i\varepsilon) - F(s - i\varepsilon)] = 2i \text{Im} F_\pi(s).$$

Предполагая, что на большом круге  $F(z)$  убывает степенным образом и применяя теорему Коши для контура, состоящего из верхнего и нижнего берегов разреза и большого круга, можно записать дисперсионное соотношение для  $F_\pi(s)$  без вычитаний:

$$F_\pi(s) = \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{\text{Im} F_\pi(t)}{t - s} dt.$$

Мнимую часть фактора, стоящую под знаком интеграла можно вычислить, в принципе, исходя из соотношения унитарности (см., например, /56/) через амплитуды адронных процессов:



где вертикальная черта означает интегрирование по промежуточным состояниям. Первый член выписанного ряда соответствует амплитуде  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне, которая в релятивистской записи для изотопического спина I имеет вид /59/:

$$A(s) = \frac{\sqrt{s}}{\kappa^3} e^{i\delta_1^1(s)} \sin \delta_1^1(s),$$

где  $\kappa = \sqrt{s - 4m_\pi^2}/2$ ,  $\delta_1^1(s)$  - фаза  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне с изотопспином I. С помощью N/D метода /60/ указанную амплитуду можно представить в виде

$$A(z) = \frac{N(z)}{D(z)},$$

где  $N(z)$  аналитична всюду, кроме разреза вдоль отрицательной действительной оси от  $S = -\infty$  до 0, а  $D(z)$  имеет разрез от  $S_0$  до  $\infty$  на положительной действительной оси.

Ограничившись только первым членом ряда в соотношении унитарности, и полагая  $N(z) \equiv 1$ , Гунарис и Сакураи /II/ пришли к следующему выражению для формфактора пиона:

$$F_\pi(s) = \frac{m_\rho^2 (1 + d \frac{\Gamma_\rho}{m_\rho})}{(m_\rho^2 - s) + f(s) - i m_\rho \Gamma_\rho \left(\frac{\kappa}{\kappa_\rho}\right)^3 \frac{m_\rho}{\sqrt{s}}}, \quad (4.3)$$

где  $f(s) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho^2}{\kappa_\rho^3} \left\{ \kappa^2 [h(s) - h(m_\rho^2)] - (s - m_\rho^2) \kappa_\rho^2 h'(m_\rho^2) \right\}$ ,

$$h(s) = \frac{2}{\pi} \frac{\kappa}{\sqrt{s}} \ln \frac{\sqrt{s} + 2\kappa}{2m_\pi},$$

$$d = \frac{3}{\pi} \frac{m_\pi^2}{\kappa_\rho^2} \ln \frac{m_\rho + 2\kappa_\rho}{2m_\pi} + \frac{m_\rho}{2\pi \kappa_\rho} - \frac{m_\pi^2 m_\rho}{\pi \kappa_\rho^3},$$

$$\kappa_\rho = \kappa(m_\rho^2).$$

Важным отличием приведенного выражения от обычного Брейт-Вигнеровского полюса является зависимость мнимой части знаменателя от  $S$ , которая задает зависимость ширины  $\rho$ -мезона от энергии. Следует отметить, что несмотря на заложенное при выводе выражения для  $F_\pi(s)$  предположение об упругости формфактора, фаза  $F_\pi(s)$  не выходит на  $180^\circ$  при  $S \rightarrow \infty$ . Этот недостаток был исправлен в работах [13,14], в которых для  $N(s)$  выбрана параметризация:

$$N(s) = 4\beta / (s + S_1),$$

где

$$\beta = \frac{\Gamma_\rho m_\rho (m_\rho^2 + S_1)}{8 \frac{\kappa^3}{\sqrt{S}}}$$

При этом зависимость ширины  $\rho$ -мезона от энергии приобретает следующий вид:

$$\Gamma_\rho(s) = \Gamma_\rho \frac{\kappa^3}{\kappa_\rho^3} \frac{m_\rho}{\sqrt{S}} \frac{R^2 \kappa_\rho^2 + 1}{R^2 \kappa^2 + 1},$$

где  $R^2 = 4 / (S_1 + 4m_\pi^2)$ .

В этом случае фаза формфактора автоматически выходит на  $180^\circ$  при  $S \rightarrow \infty$ . Выражение для формфактора пиона, полученное в работах [13,14], можно записать в виде:

$$F_\pi(s) = D_\pi(0) / D_\pi(s), \quad (4.4)$$

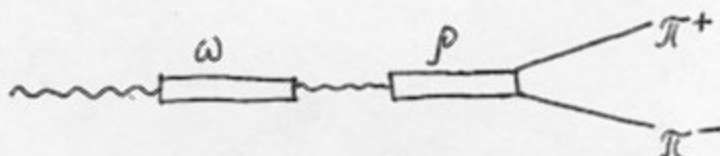
где  $D_\pi(s) = (m_\rho^2 - s) [1 - H'(m_\rho^2)] - [H(s) - H(m_\rho^2)] - i \Gamma_\rho(s) m_\rho$ ,

$$H(s) = -2\beta (s - 4m_\pi^2) [h(s) - h(-s_1)] / \pi (s + S_1),$$

$$H'(m_\rho^2) = - \left\{ \left( \frac{S_1 + 4m_\pi^2}{m_\rho^2 + S_1} \right) [h(m_\rho^2) - h(-S_1)] + \frac{4m_\pi^2 h(m_\rho^2) + m_\rho^2 - 4m_\pi^2}{2m_\rho^2} \right\} \frac{2\beta}{\pi} \frac{1}{S_1 + m_\rho^2}$$

Следует отметить, что выражение для  $F_{\pi}(s)$ , найденное в работах /13,14/, переходит в формулу Гунариса-Сакураи (4.3) при  $R \rightarrow 0$ .

Приведенные выражения для  $F_{\pi}(s)$  описывали бы формфактор пиона полностью, если бы взаимодействие пионов с электромагнитным током целиком определялось  $\rho$ -мезоном. Однако, экспериментально надежно установлен факт распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ , ведущий к появлению  $\rho$ - $\omega$  интерференции в канале  $\pi^+\pi^-$  (см., например, /3,10/), наличие резонанса  $\rho'$  (1600), и, возможно,  $\rho'$  (1250), имеющих моду распада на два заряженных пиона. Хотя распад  $\omega$ -мезона на два пиона запрещен законом сохранения  $G$ -четности в сильном взаимодействии, однако он идет за счет несохраняющего изотопический спин электромагнитного взаимодействия. Таким образом, связь  $\omega$ -мезона с  $\pi^+\pi^-$  можно представить диаграммой



С учетом этой диаграммы, выражение для формфактора пиона иногда записывают в виде /10/:

$$F_{\pi}(s) = F_{\rho}(s) + |\xi| e^{i\phi} \frac{m_{\omega}^2}{m_{\omega}^2 - s - i m_{\omega} \Gamma_{\omega}}, \quad (4.5)$$

где  $|\xi|$  связан с вероятностью распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$  соотношением

$$|\xi| = \Gamma_{\omega \rightarrow \pi\pi}^{1/2} \frac{6 \Gamma_{\omega \rightarrow ee}^{1/2}}{2 m_{\omega}} \left( \frac{m_{\omega}^2}{m_{\omega}^2 - 4 m_{\pi}^2} \right)^{3/4}.$$

Однако, следует отметить, что такой способ учета  $\rho$ - $\omega$  интерференции несколько непоследователен, поскольку формфактор не оказывается нормированным на единицу при  $s = 0$ , а его фаза

не становится автоматически равной нулю ниже порога рождения пары пионов. В соответствии с этим обстоятельством, использовалась мультипликативная форма записи  $\rho$ - $\omega$  интерференции:

$$F_{\pi}(s) = F_{\rho}(s) [1 + \alpha_{\omega} F_{\omega}(s)] / (1 + \alpha_{\omega}), \quad (4.6)$$

где  $\alpha_{\omega}$  - действительная константа. Очевидно, что выражение (4.6) нормировано на единицу в точке  $S = 0$ , причем его мнимая часть равна нулю ниже порога  $S_0 = 4m_{\pi}^2$ .

Аналогичным образом, вклад в величину формфактора пиона от вышележащих векторных мезонов, имеющих моду распада на два пиона, может быть учтен в виде:

$$F_{\pi}(s) = F_{\rho}(s) [1 + \sum \alpha_i F_i^V(s)] / (1 + \sum \alpha_i), \quad (4.7)$$

где действительные константы  $\alpha_i$  характеризуют связь векторных мезонов с парой заряженных пионов.

Несколько иной подход к построению модели формфактора пиона применен в работе /12/. Авторы основываются на найденном из КХД в работе /61/ асимптотическом поведении формфактора, которое имеет вид:

$$F_{As} = \frac{C}{S} \frac{1}{\ln S/\Lambda_c^2} + \frac{B}{S^2} \ln \frac{S}{\Lambda_B^2}, \quad (4.8)$$

где  $b = 11 - \frac{2}{3} n_f \approx 9$ ,  $C = 16\pi f_{\pi}^2 \alpha_s(s) \ln(S/\Lambda_c^2) \approx 0,6 \text{ ГэВ}^2$ ,

$$B = \frac{2\pi}{3} f_{\pi}^2 \frac{m_{\pi}^2}{m_0^2} b \alpha_s(1 \text{ ГэВ}^2) \approx (0,4^{+0,35}_{-0,16}) \text{ ГэВ}^4, m_0 = (7 \pm 2) \text{ МэВ}, f_{\pi} = 0,093 \text{ ГэВ},$$

а обезразмеривающие константы  $\Lambda_c^2$  и  $\Lambda_B^2$  полагаются равными масштабному фактору квантовой хромодинамики  $\Lambda^2 = 10^{-2} \text{ ГэВ}^2$ , причем теоретическая неопределенность величин  $B$  и  $C$  порядка 2. Формфактор пиона записывается в виде:



$$F_{\pi}(s) = \frac{G_{\rho}}{\Delta_{\rho}(s)} \psi_{\rho}(s) + \frac{G_{\rho'}}{\Delta_{\rho'}(s)} \psi_{\rho'}(s), \quad (4.9)$$

где  $\Delta_{\rho}(s)$  и  $\Delta_{\rho'}(s)$  - обратные функции Грина  $\rho$  (770) и  $\rho'$  (1600) мезонов,  $\psi_{\rho}$  и  $\psi_{\rho'}$  - фазовые множители. Пропагаторы резонансов имеют вид:

$$\Delta_j(s) = (m_j^2 - s)(1 + B_j) + W_j(s) - A_j, \quad (4.10)$$

где  $A_j = \text{Re } W_j(m_j^2)$ ,  $B_j = \text{Re } W_j'(m_j^2)$ ,

$$W_j(s) - A_j = -\frac{\chi_j}{\chi_j(m_j^2)} \left[ Q_j(s) - \text{Re } Q_j(m_j^2) + (s - m_j^2)(f_j(0) + U_j(s)) \right],$$

$$\chi_j = m_j \Gamma_j, \quad \chi_j(s) = \rho_j(s) \Gamma_j(s), \quad \rho_j(s) = (s - s_j)^{3/2} / s^{1/2},$$

$s_j$  - пороги резонансов, принятые равными  $s_1 = 4m_{\pi}^2$ ,  $s_2 \sim 1,2 + i,3 \text{ ГэВ}^2$ ,

$$f_j(s) = C \left[ \ln \frac{(M_j + \sqrt{s_j - s})^2}{\Lambda^2} \right]^{-1} - B (M_j^2 + s)^{-1} \ln \frac{s_j - s}{\Lambda^2} \text{ при } s < 0,$$

$M_j$  определяют границу между резонансной и асимптотическими областями,

$$Q_j(s) = \rho_j(s) [f_j(s) - f_j(0)],$$

$$U_j(s) = V_j(s) - \frac{B \rho_j(M_j^2)}{(M_j^2 + m_j^2)(M_j^2 + s)} \ln \frac{s_j + M_j^2}{\Lambda^2},$$

$$V_j(s) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{s_j} \frac{\text{Im } Q_j(t) dt}{(t - m_j^2)(t - s)}.$$

Функция  $f_j(t)$  имеет разрез вдоль вещественной оси от  $s_j$  до  $\infty$ , а функция  $\rho_j(t)$  имеет разрез  $[0, s_j]$ , причем при

$t < 0$ ,  $\rho_j(t) = |\rho_j(t)|$ . Фазовые множители имеют вид:

$$\psi_j(s) = \frac{\sqrt{s_j - s} - \Omega_j}{\sqrt{s_j - s} + \Omega_j} \frac{\sqrt{s_j - s} - \Omega_j^*}{\sqrt{s_j - s} + \Omega_j^*} \quad (4.11)$$

где  $\Omega_j = \omega_{0j} + i\omega_j$ . На разрезе при  $s > s_j$  функции  $\psi_j(s)$  являются фазовыми множителями ( $|\psi_j|^2 = 1$  при  $s \geq s_j$ ). Для правильного поведения на асимптотике необходимо положить  $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$  и

$$G_{\rho'} = - \frac{1 + B_{\rho'}}{1 + B_{\rho}} G_{\rho},$$

а для нормировки формфактора на единицу в точке  $s = 0$  должно выполняться условие

$$G_{\rho}^{-1} = \frac{\psi_{\rho}(0)}{m_{\rho}^2(1+B_{\rho}) - A_{\rho}} - \frac{1+B_{\rho'}}{1+B_{\rho}} \frac{\psi_{\rho'}(0)}{m_{\rho'}^2(1+B_{\rho'}) - A_{\rho'}}.$$

Существует еще добавочное условие, которое исключает перенормировку констант  $C$  и  $B$ , определяющих асимптотическое поведение формфактора:

$$C_{AS} = - \frac{G_{\rho}}{1+B_{\rho}} \left[ \frac{\chi_{\rho}}{(1+B_{\rho})\chi_{\rho}(m_{\rho}^2)} - \frac{\chi_{\rho'}}{(1+B_{\rho'})\chi_{\rho'}(m_{\rho'}^2)} \right] = 1.$$

Это условие в рамках описываемой модели выполняется за счет изменения ширины  $\rho'$  (1600) мезона.

В ряде работ [13-17] сделаны попытки учесть влияние неупругих каналов на формфактор пиона. При этом учитывалось промежуточное  $\pi\omega$  состояние в соотношении унитарности для  $\text{Im} F_{\pi}(s)$ . Авторы указанных работ приходят к выводу, что отсутствие экспериментальных данных о  $\pi\omega$  взаимодействии не позволяет провести последовательный расчет влияния неупругости на формфактор пиона.

В силу этого обстоятельства, делаются более или менее оправданные предположения о виде амплитуды процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$ . Авторы работ /13,14/, считая, что в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$  доминирует

(I250) мезон, приходят к уравнениям, связывающим действительную и мнимую части формфактора пиона дисперсионным интегралом, который зависит от фазы и неупругости  $\pi\pi$  рассеяния. В работе /17/, используя быстрый рост сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$  выше порога реакции, для оценки влияния неупругости на формфактор пиона предложено следующее выражение:

$$F_{\pi}(s) = F_{\pi}^0(s) \cdot g(s), \quad (4.12)$$

где  $F_{\pi}^0(s)$  - упругий формфактор, а  $g(s)$  задается как:

$$g(s) = \begin{cases} \left( \frac{M_0^2}{s - M_0^2 - iM_0\Gamma_0} \right)^n & \text{выше порога неупругости,} \\ \left( \frac{M_0^2}{s - M_0^2} \right)^n & \text{ниже порога неупругости,} \end{cases}$$

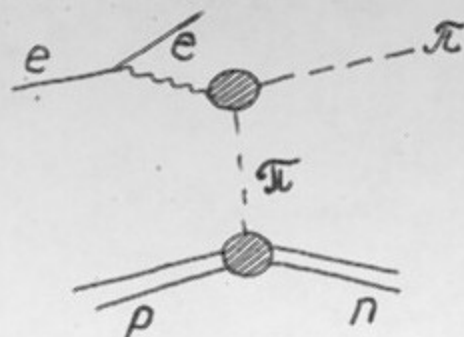
$n$  - число порядка I,  $M_0$  и  $\Gamma_0$  - параметры, характеризующие энергетическую зависимость сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$ . Проведенный в цитируемых работах анализ показывает, что вклад неупругих каналов в области  $\rho$ -резонанса достигает нескольких процентов.

#### 4.2. Экспериментальные данные о $\pi\pi$ взаимодействии в P-волне

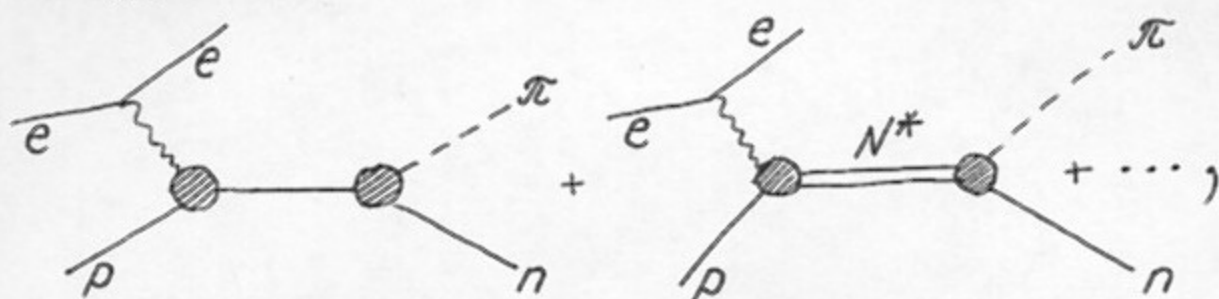
К настоящему времени зависимость электромагнитного формфактора пиона от энергии изучена экспериментально в диапазоне энергий  $10 \text{ ГэВ}^2 \leq s \leq -10 \text{ ГэВ}^2$ .

В области  $-10 \text{ ГэВ}^2 < s < 0$  формфактор пиона изучался в процессе электророждения пиона на нуклоне /19-22/ и в рассеянии

пионов на электронах /23/. Фейнмановская диаграмма для процесса электророждения имеет вид:

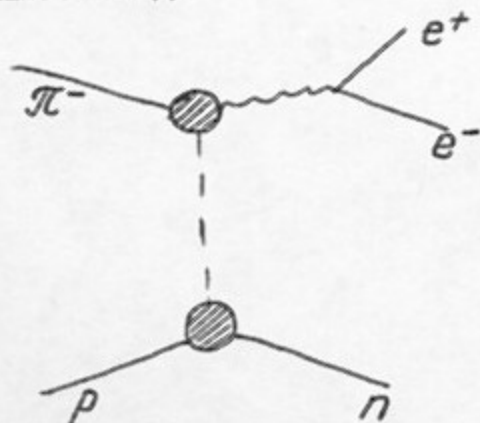


Фактически, кроме этой диаграммы, процесс определяется еще и амплитудами вида:



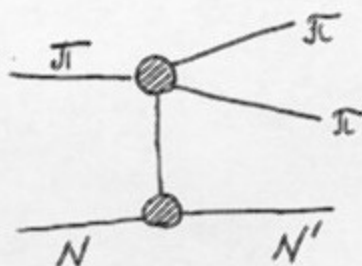
вклад которых в сечение необходимо учитывать. Как хорошо известно, расчет этих диаграмм не может быть выполнен по теории возмущений и отсутствие теории сильных взаимодействий крайне осложняет задачу извлечения информации о формфакторе пиона в этих экспериментах.

Процесс обратного электророждения  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ , диаграмма которого имеет вид:

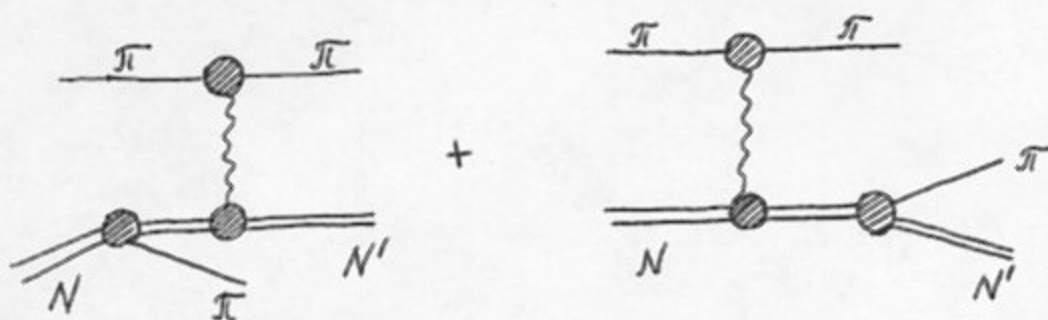


изучался в работе /24/. Поскольку квадрат инвариантной массы рожденной пары  $e^+e^-$  может, в принципе, быть как угодно близким к  $2m_e^2$ , в этой реакции изучалось поведение фактора пиона в области  $0 < S < 4m_\pi^2$ . К сожалению, необходимость учета диаграмм, аналогичных рассмотренным для предыдущего процесса, делает интерпретацию экспериментальных результатов трудной задачей.

Независимым источником информации о физике пион-пионных взаимодействий является анализ парциальных амплитуд рассеяния в реакциях типа  $\pi p \rightarrow \pi \pi N$  и  $\pi p \rightarrow \pi \pi \Delta^{++}$  /62-66/. В этих экспериментах, используя гипотезу о доминирующей роли однопионного обмена (OPE-модель), находятся фазы и параметры неупругости парциальных амплитуд  $\pi\pi$  рассеяния. Наряду с диаграммой однопионного обмена:



учитывается вклад диаграмм дифракционной диссоциации

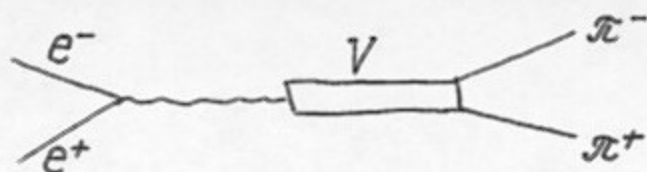


При обработке экспериментальных данных возникают серьезные сложности уже при интерпретации диаграммы однопионного обмена, так как промежуточный пион не находится на массовой поверхности.

В работах по фазовому анализу было показано, что  $\pi\pi$  рассеяние остается практически упругим вплоть до  $S \sim 0,8 \text{ ГэВ}^2$ .

Этот же результат следует и из экспериментов по рождению многоадронных событий на встречных электрон-позитронных пучках /67,68/, согласно которым заметный выход реакции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  появляется только при энергиях  $2E > 900$  МэВ.

Как уже отмечалось во введении, очень простая ситуация возникает в экспериментах на установках со встречными электрон-позитронными пучками при изучении реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , диаграмма которой в однофотонном приближении имеет вид:



Эта реакция изучалась на установках в Орсе /10/, Фраскатти /4,5/, DESY /6/, SPEAR /7/ и в Новосибирске /1-3,9,67/ в диапазоне  $4m_\pi^2 < S < 14$  ГэВ<sup>2</sup>. Поскольку формфактор пиона является единственным неизвестным параметром, характеризующим сечение реакции, ее исследование позволяет получать чистую информацию о квадрате модуля электромагнитного формфактора пиона, не зависящую от моделей сильного взаимодействия.

#### 4.3. Анализ экспериментальных данных по $|F_\pi(s)|^2$ в диапазоне $4m_\pi^2 < S < 2.0$ ГэВ<sup>2</sup>

Совокупность экспериментальных данных по величине  $|F_\pi(s)|^2$ , полученных на установках со встречными электрон-позитронными пучками в диапазоне квадрата переданного четырехимпульса

$4m_\pi^2 < S < 2.0$  ГэВ<sup>2</sup> аппроксимировалась выражениями вида (4.7), (4.9), (4.12). Указанный диапазон наиболее богат информацией, а уровень систематических ошибок в ряде работ /9,10,67/ не превышает 3%.

При аппроксимациях масса и ширина  $\omega$ -мезона брались равными их среднемировым значениям  $m_\omega = (782,6 \pm 0,2)$  МэВ,  $\Gamma_\omega = (9,9 \pm 0,3)$  МэВ /49/. Параметр  $\rho$ - $\omega$  смешивания  $\delta\omega$  в соответствии с наиболее подробными данными работы /3/ выбирался равным  $\delta\omega = 0,0022 \pm 0,0005$ . Масса и ширина  $\rho'$  (1600)-мезона полагались равными их среднемировым значениям  $m_{\rho'(1600)} = (1600 \pm 20)$  МэВ,  $\Gamma_{\rho'(1600)} = (300 \pm 100)$  МэВ /49/, за исключением тех случаев, когда использовалось выражение (4.9) и ширина  $\rho'$ -мезона была параметром аппроксимации. Масса и ширина состояния  $\rho'$  (1250) в случаях, когда этот резонанс принимался во внимание, выбирались равными значениям  $m_{\rho'(1250)} = (1292 \pm 17)$  МэВ,  $\Gamma_{\rho'(1250)} = (218 \pm 46)$  МэВ, которые приведены в работе /3/.

Дополнительные предположения, в которых проводились аппроксимации, найденные параметры  $\rho$ -мезона и величины  $\chi^2$  для каждой аппроксимации приведены в таблице 4.1. Следует отметить, что приведенная величина  $\chi^2$  получена по 123 экспериментальным точкам, а число оптимизируемых параметров в моделях не превышало 6.

На рис.4.1 приведены экспериментальные данные в области энергий  $4m_\pi^2 < S < 2,0 \text{ ГэВ}^2$  и кривая, соответствующая аппроксимации I. Следует отметить, что по критерию  $\chi^2$  все аппроксимации I-5 незначимо отличаются одна от другой, т.е. несмотря на довольно широкий круг рассмотренных моделей, ни одну из них исключить нельзя. Значения массы и ширины  $\rho$ -мезона были определены в соответствии с аппроксимациями I,2,4, которые дают близкие значения:

$$m_\rho = (775,5 \pm 0,8 \pm 0,6) \text{ МэВ}$$

$$\Gamma_\rho = (151,4 \pm 1,2 \pm 3,0) \text{ МэВ.}$$

Первая приведенная ошибка соответствует статистическим и система-

Таблица 4.1

| №<br>аппрок-<br>симации | Модель<br>работ<br>/I1/ | Модель<br>работ<br>/I3,<br>I4/ | Модель<br>работ<br>/I2/ | $\rho'(1250)$ | $\rho'(1600)$ | Неупр-<br>ные ка-<br>налы<br>/I7/ | $M\rho$ ,<br>МэВ | $\Gamma\rho$ ,<br>МэВ | $\chi^2$ |
|-------------------------|-------------------------|--------------------------------|-------------------------|---------------|---------------|-----------------------------------|------------------|-----------------------|----------|
| 1                       | +                       | -                              | -                       | +             | +             | +                                 | $775,5 \pm 0,8$  | $151,4 \pm 1,2$       | III,1    |
| 2                       | +                       | -                              | -                       | -             | +             | +                                 | $775,4 \pm 0,8$  | $151,5 \pm 1,2$       | III,4    |
| 3                       | +                       | -                              | -                       | +             | +             | -                                 | $774,8 \pm 0,8$  | $148,6 \pm 1,2$       | II7,1    |
| 4                       | -                       | +                              | -                       | +             | +             | +                                 | $775,6 \pm 0,8$  | $151,3 \pm 1,2$       | III,0    |
| 5                       | -                       | -                              | +                       | -             | +             | -                                 | $775,9 \pm 0,9$  | $147,9 \pm 1,5$       | II2,1    |



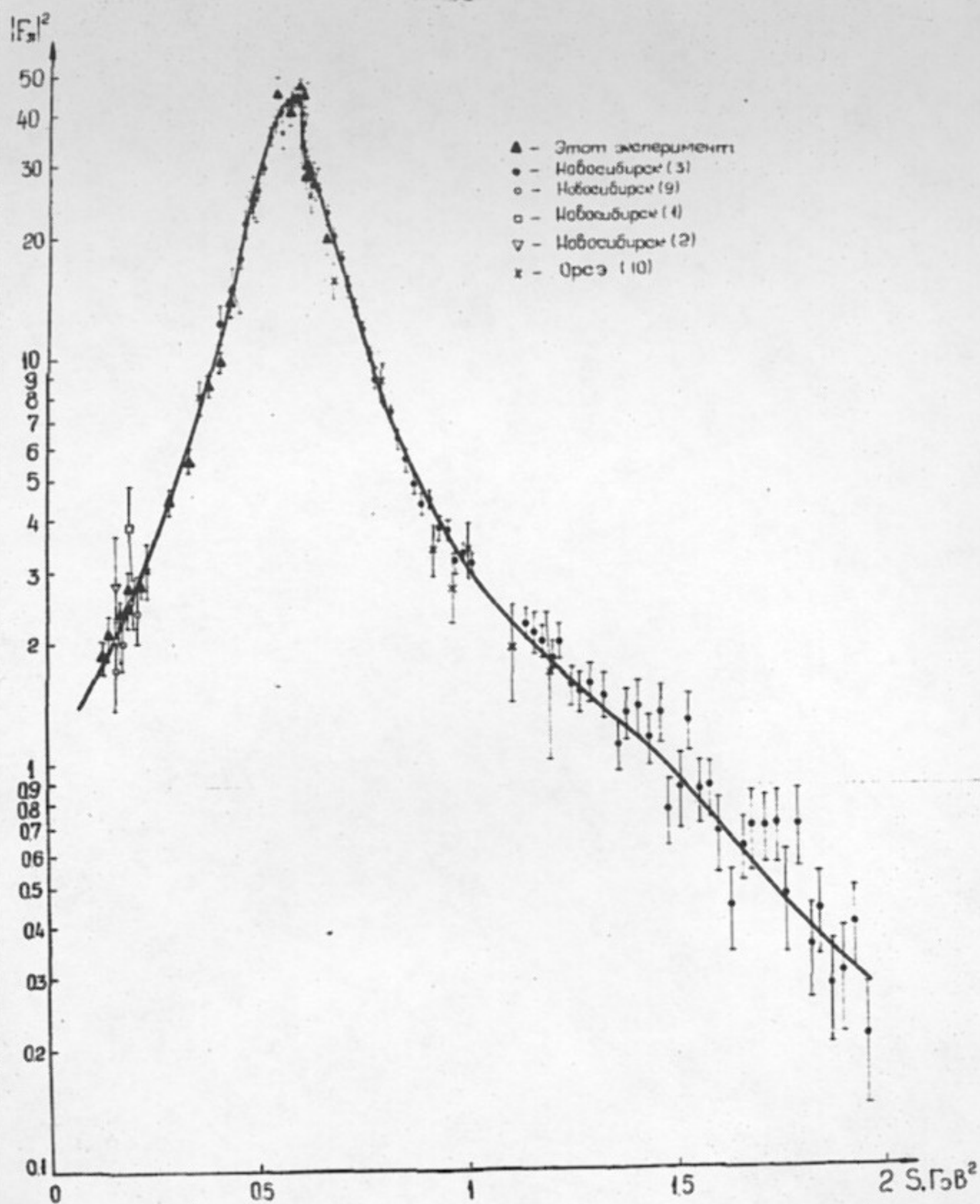


Рис.4.1. Экспериментальные данные по  $|F_\pi(S)|^2$  в области  $4 m_\pi^2 < S < 2 \text{ ГэВ}^2$ .  
Сплошная кривая - аппроксимация I.

тическим ошибкам экспериментальных данных, а вторая, модельная ошибка, оценена по максимальному изменению параметров  $\rho$ -мезона при использовании различных моделей.

Найденные параметры  $\rho$ -резонанса сравниваются на рис.4.2а, в с массой и шириной  $\rho$ -мезона, полученными в экспериментах на обычных ускорителях с неподвижными мишенями /62,63,69-76/. Из рисунков видно, что масса и ширина  $\rho$ -мезона, определяемые в экспериментах на неподвижных мишенях, несмотря на значительное расхождение результатов отдельных работ между собой, в среднем неплохо согласуются с параметрами  $\rho$ -мезона, найденными по совокупности данных со встречных электрон-позитронных пучков.

На рис.4.3 экспериментальные данные в областях  $S < 4m_\pi^2$  и  $S > 2,0 \text{ ГэВ}^2$ , не участвовавшие в аппроксимациях I-5 сравниваются с предсказаниями аппроксимации I. Как видно из рисунка, выражение (4.12), в котором упругий формфактор взят в виде (4.7) с параметрами, оптимизированными в области  $4m_\pi^2 < S < 2,0 \text{ ГэВ}^2$ , достаточно хорошо описывает экспериментальные данные, полученные на обычных ускорителях. Включение в оптимизацию точек при  $S < 0$ , не меняя, фактически, параметры  $\rho$ -мезона, несколько улучшает согласие теории и эксперимента при  $S < 0$ , как это показано на рис.4.3 штриховой линией.

#### 4.4. Среднеквадратичный электромагнитный радиус пиона

Как известно, в нерелятивистском пределе для бесспиновой частицы формфактор соответствует распределению заряда в импульсном представлении (см., например, /59/):

$$F_\pi(q^2) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r}} dV.$$

Условие нормировки при  $q^2 = 0$  дает:

$$F_\pi(0) = \int \rho(r) dV = 1,$$

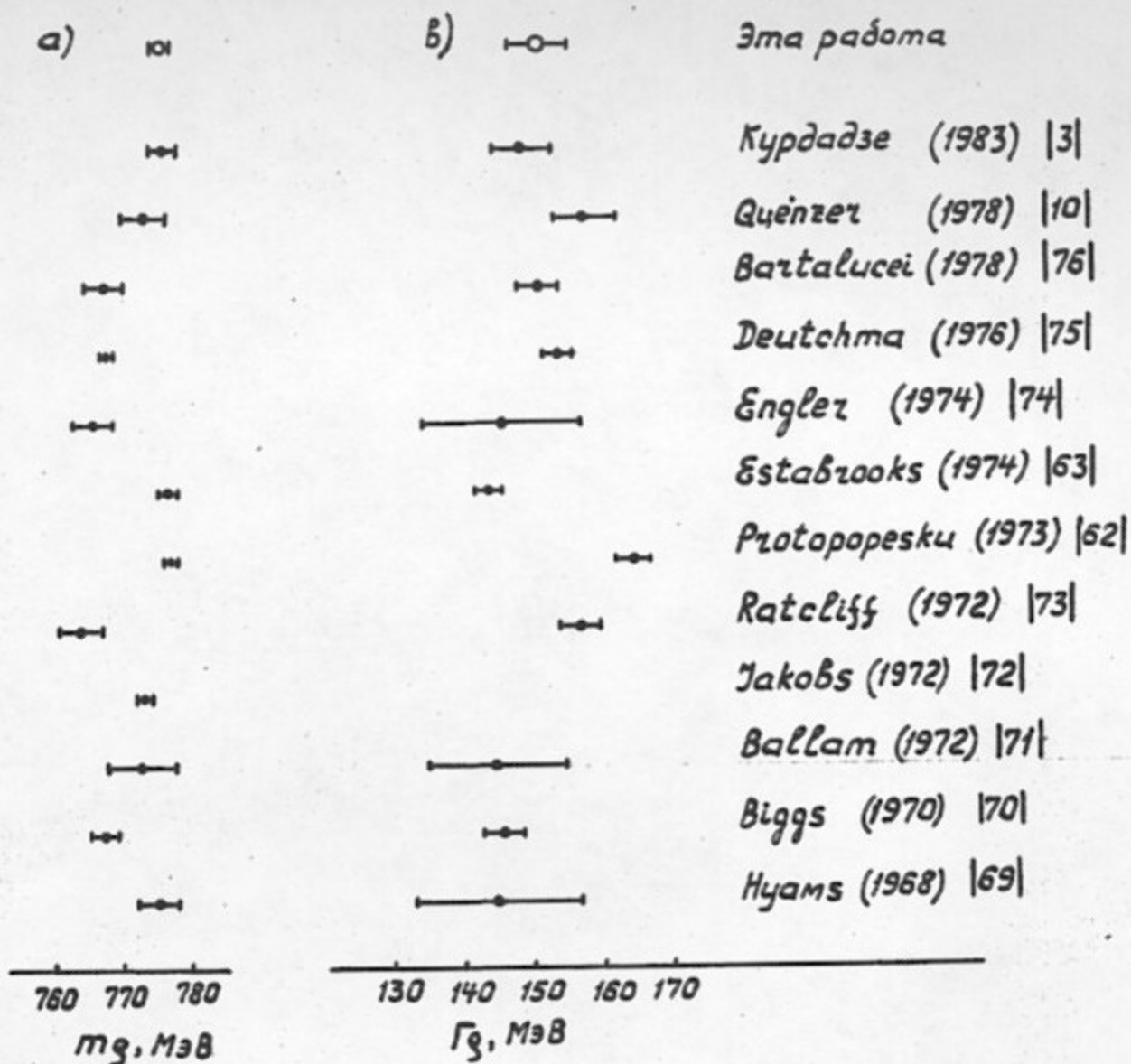


Рис.4.2. Сравнение экспериментальных данных по массе  $m_\rho(\alpha)$  и ширине  $\Gamma_\rho(\beta)$   $\rho$ -мезона.

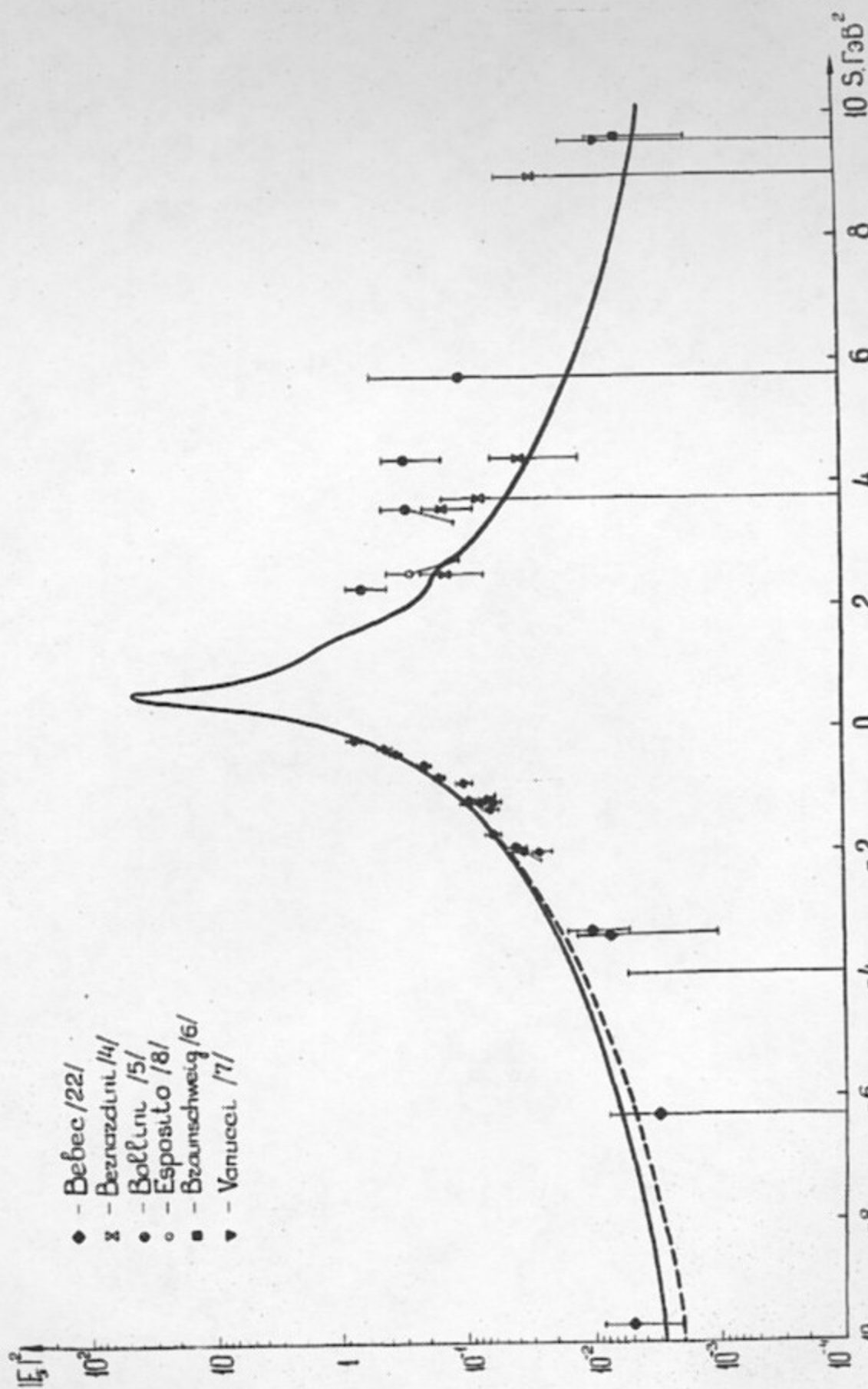


Рис.4.3. Сравнение предсказаний аппроксимации I (сплошная кривая) с экспериментальными данными в областях  $S < 0$  и  $S > 2 \text{ ГэВ}^2$ . Пунктирная линия - результаты оптимизации с учетом данных при  $S < 0$ .

а разлагая экспоненту в ряд при малых  $q^2$  получаем соотношение:

$$F_{\pi}(q^2) = F_{\pi}(0) + q^2 \frac{dF_{\pi}(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = 1 - \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle q^2,$$

где  $\langle r^2 \rangle = \int \rho(r) r^2 dr$  - средний квадрат распределения плотности заряда внутри пиона. Таким образом:

$$\langle r^2 \rangle = 6 \frac{dF_{\pi}}{dS} \Big|_{S=0}.$$

Среднеквадратичный электромагнитный радиус пиона определяется дифференцированием аналитических модельных функций типа (4.7), (4.9), (4.12) в точке  $S = 0$ . В случае, когда для описания резонансов применяется модель Гунариса-Сакураи /II/, производная в точке  $S = 0$  дается выражением:

$$\frac{dF_{\pi} \Big|_{S=0}}{dS} = \frac{1 + \frac{\Gamma_V m_V^2}{K_V^3} \left[ \kappa_V^2 h'(m_V^2) + \frac{1}{4} h(m_V^2) - \frac{1}{3\pi} \right]}{m_V^2 \left( 1 + d \frac{\Gamma_V}{m_V} \right)}. \quad (4.13)$$

Для модели работ /I3, I4/

$$\frac{dF_{\pi}}{dS} \Big|_{S=0} = \frac{1 - H'(m_V^2) - \frac{2\beta}{\pi} \frac{s_1 + 4m_V^2}{s_1^2} [1 - h(-s_1)] - \frac{2\beta}{3\pi} \frac{1}{s_1}}{m_V^2 [1 - H'(m_V^2)] - \frac{8\beta m_V^2}{\pi s_1} [1 - h(-s_1)] + H(m_V^2)}. \quad (4.14)$$

В модели /I2/ производная также находилась в аналитическом виде, который явно здесь не выписывается, ввиду громоздкости.

В случае, когда учитывается вклад неупругих каналов, они дают поправку к производной, равную  $n/M_0^2$

Таким образом, среднеквадратичный электромагнитный радиус пиона определяется в общем случае по формуле:

$$\langle r^2 \rangle = 6 \left\{ \left( \frac{dF_{\pi}}{dS} \Big|_{S=0} + \sum \Delta_i \frac{dF_i^V(s)}{dS} \Big|_{S=0} \right) / \left( 1 + \sum \Delta_i \right) + \frac{n}{M_0^2} \right\}. \quad (4.15)$$

На основании аппроксимаций, описанных в § 4.3, было найдено следующее значение величины  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$  :

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = (0,424 \pm 0,002 \pm 0,012) \text{ Фм}^2.$$

Первая ошибка определяется статистическими и систематическими ошибками экспериментальных данных. Вторая, модельная ошибка, была оценена по максимальному разбросу значений  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ , причем минимальное значение квадрата радиуса получается при использовании модели /12/:  $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,413 \pm 0,011$ , а максимальное — при аппроксимации типа I с учетом экспериментальных точек при  $S < 0$ :  $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,437 \pm 0,002$ .

Значение  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ , найденное в данной работе с учетом всех измерений величины квадрата формфактора пиона в области  $4m_{\pi}^2 < S < 2,0 \text{ ГэВ}^2$ , сравнивается на рис.4.4 с экспериментальными значениями  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ , опубликованными ранее. Среднеквадратичный электромагнитный радиус пиона, определенный в этой работе, хорошо согласуется с результатами, полученными ранее в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках /3,9/. Противоречие с результатом, найденным в Орсе /10/ связано, по-видимому, с некорректностью процедуры нахождения радиуса пиона, примененной в указанной работе. Приводимое нами значение хорошо согласуется с усредненным результатом трех советско-американских экспериментов по рассеянию пионов на электронах /77,78/ и более чем на три ошибки не согласуется с результатом работы /22/, в котором изучалось электророждение пионов на дейтонах и водороде.

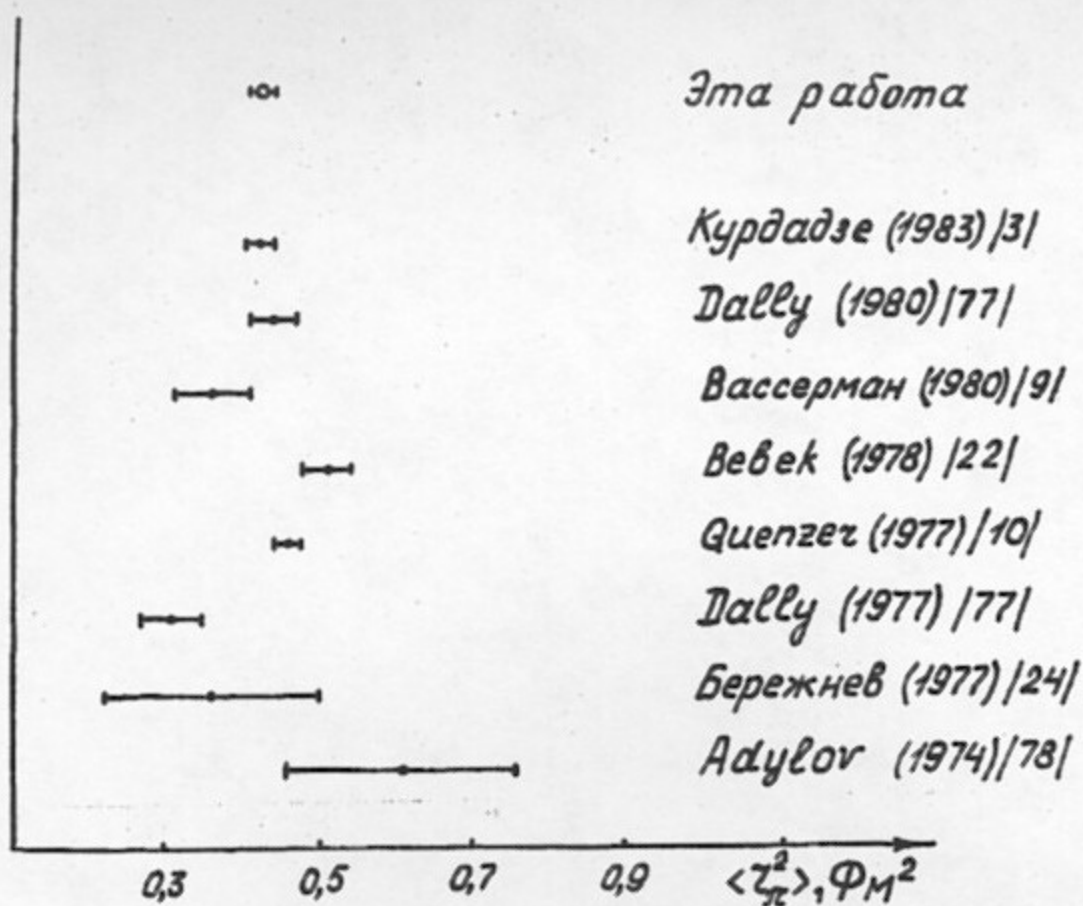


Рис.4.4. Сводка экспериментальных данных по  $\langle \chi_\pi^2 \rangle$ .

#### 4.5. Длина $\pi\pi$ рассеяния в Р-волне

Как известно из квантовой механики (см., например, /79/), фаза рассеяния бесспиновой частицы на силовом центре при малых импульсах относительного движения зависит от импульса как

$$\delta_\ell \sim (k)^{2\ell+1},$$

где  $\ell$  - орбитальный момент относительного движения. В связи с этим обстоятельством, амплитуда рассеяния при малых  $k$  ведет себя как

$$f_\ell \sim \frac{e^{2i\delta_\ell} - 1}{2i k} = \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_\ell - ik} \approx \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_\ell}.$$

В случае  $\ell = 0$ , в пределе малых  $k$

$$f_\ell = \frac{1}{a_0}.$$

Величина  $a_0$  называется длиной рассеяния в S-волне. Аналогично вводится и понятие длины  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне в состоянии с изотопическим спином  $T = 1$ :

$$\frac{2k^3 \operatorname{ctg} \delta_1^1}{(m_{\pi\pi}/m_\pi)} = \frac{1}{a_1^1}, \quad (4.16)$$

где  $k$  - импульс пиона в с.ц.и. рассеивающихся пионов,  $m_{\pi\pi}$  - инвариантная масса пары пионов и  $a_1^1$  измеряется в единицах  $1/m_\pi^3$ . Поскольку, как уже отмечалось ранее, при  $S < 0,81 \text{ ГэВ}^2$   $\pi\pi$  рассеяние является чисто упругим процессом, то фаза форм-фактора в этой области совпадает с фазой  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне. Следствием этого обстоятельства является возможность определения длины  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне на основе проделанных аппроксимаций I-5:

$$a_1^1 = (0,033 \pm 0,003),$$



причем приведенная ошибка определяется в основном модельной зависимостью результата. На рис.4.5 сравниваются экспериментальные данные работ /62-66/ о поведении фазы  $\pi\pi$  рассеяния с предсказаниями аппроксимации I, которые показаны сплошной кривой. Видно, что в среднем согласие удовлетворительное, хотя большой разброс экспериментальных точек при малых приводимых ошибках фактически делает невозможным применение критерия  $\chi^2$  для одновременной оптимизации данных различных экспериментов по фазовому анализу.

#### 4.6. Вклад адронной поляризации вакуума в величину аномального магнитного момента мюона

Информация о поведении сечения аннигиляции электронов и позитронов в пару заряженных пионов, полученная в этом эксперименте, может быть использована для уточнения величины вклада сильных взаимодействий  $a_H$  в аномальный магнитный момент мюона  $a_M$ . Согласно работе /80/ этот вклад вычисляется по следующей формуле:

$$a_H = \left(\frac{\alpha m_M}{3\pi}\right)^2 \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s)K(s)}{s^2} ds, \quad (4.17)$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ,  
 $K(s)$  - монотонная функция, возрастающая от 0,63 при  $s = 4m_\pi^2$  до 1 при  $s \rightarrow \infty$

$$K(s) = \frac{3s}{m_M^2} \left\{ \frac{1}{2} x^2 (2-x^2) + \frac{(1+x^2)(1+x)^2}{x^2} \left[ \ln(1+x) - x + \frac{x^2}{2} \right] + \left( \frac{1+x}{1-x} \right) x^2 \ln x \right\},$$

$$x = \frac{1-\beta_M}{1+\beta_M}, \quad \beta_M = \left( \frac{s-4m_\pi^2}{s} \right)^{1/2}.$$

Как видно из приведенного выражения, основной вклад в интеграл

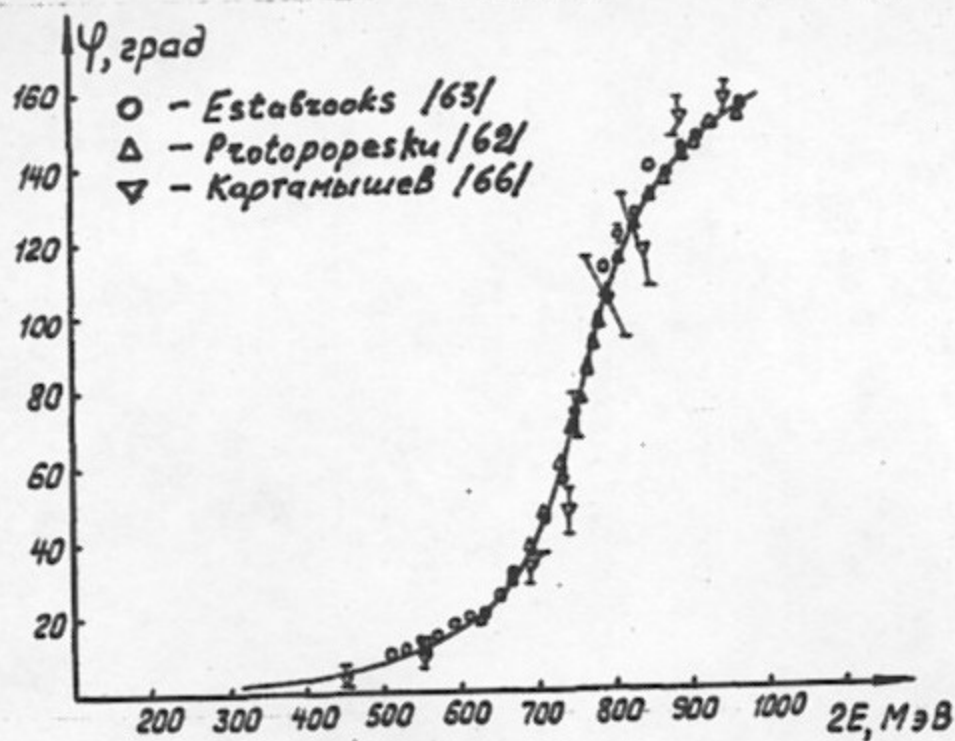


Рис.4.5. Фаза  $\pi\pi$  рассеяния в  $P$ -волне в зависимости от полной энергии пионов в с.ц.м. Сплошная кривая - предсказания аппроксимации I.

дает область малых  $S$ , чем и объясняется необходимость подробных и точных измерений сечения рождения пары пионов вблизи порога реакции для уточнения величины  $\alpha_H$ .

Вклад в величину  $\alpha_H$  от канала  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в области  $4m_\pi^2 < S < 1 \text{ ГэВ}^2$  определялся интегрированием выражения (4.9), в котором квадрат формфактора пиона задавался соотношением (4.5) с параметрами, определенными в оптимизациях I-5. В результате интегрирования было найдено:

$$\alpha_H^{\pi^+\pi^-} = (48,97 \pm 0,56) \cdot 10^{-9}.$$

Величина приведенной ошибки определяется в основном систематическими ошибками экспериментальных данных.

Вклад в интеграл (4.17) от каналов  $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi, \pi\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \varphi \rightarrow 3\pi, K\bar{K}, \gamma\gamma$  был определен на основании данных из работ /68, 81-83/ и оказался равным:

$$\alpha_H^{\omega/\varphi} = (8,94 \pm 0,49) \cdot 10^{-9}.$$

Для нахождения вклада в величину  $\alpha_H$  от каналов  $e^+e^- \rightarrow$  адроны выше  $1,0 \text{ ГэВ}^2$  по экспериментальным данным работ /84-90/, в которых определялась величина  $R(s)$ , проводился квадратичный сплайн. Величина вклада в интеграл (4.17) составила:

$$\alpha_H^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}} = (9,44 \pm 0,81) \cdot 10^{-9}.$$

Таким образом, полный вклад адронной поляризации вакуума в величину аномального магнитного момента мюона оказывается равным:

$$\alpha_H = (68,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-9}.$$

Найденная величина  $\alpha_H$  согласуется с результатами работ, в которых он вычислялся ранее:

$$\alpha_H = (66 \pm 10) \cdot 10^{-9}, \quad /80/$$

$$\alpha_H = (70,2 \pm 8) \cdot 10^{-9}, \quad /18/$$

Однако ее точность существенно лучше главным образом благодаря высокой точности результатов данной работы в области малых и увеличению объема экспериментальной информации при больших

С учетом приведенных в работе /18/ вкладов электромагнитных взаимодействий:

$$\alpha_{QED} = (1165852 \pm 1,9) \cdot 10^{-9}$$

и слабых взаимодействий

$$\alpha_W = (2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-9},$$

и вклада высших порядков виртуальных адронных состояний  $(-3,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-9}$ , ожидаемая величина аномального магнитного момента мюона составляет:

$$\alpha_{\mu теор} = (1165919,0 \pm 2,6) \cdot 10^{-9}.$$

Это значение хорошо согласуется со среднемировым значением приводимым в /49/

$$\alpha_{\mu эксл} = (1165924 \pm 9) \cdot 10^{-9}.$$

Точность величины  $\alpha_{\mu теор}$ , определяемая в основном неточностью квантовоэлектродинамических расчетов и учетом вклада высших виртуальных адронных состояний, находится на уровне вклада слабых взаимодействий. Таким образом, результаты данной работы открывают перспективу изучения слабых взаимодействий в экспериментах по измерению аномального магнитного момента мюона и делают актуальным уточнение теоретических расчетов вкладов КЭД и высших порядков виртуальных адронных состояний.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка и использование криогенного магнитного детектора в экспериментах со встречными электрон-позитронными пучками ВЭШ-2М позволили в широкой области энергий выделить события рождения пары заряженных пионов на фоне электронных и мюонных событий. Основные результаты выполненной работы состоят в следующем:

1. Развита методика низкотемпературных пропорциональных камер.
2. Создана система запуска искровой камеры детектора КМД на основе низкотемпературных МПК.
3. Получены выражения для распределения электрических полей в цилиндрических многопроволочных камерах.
4. Найдены критерии устойчивости проволочек в МПК с цилиндрической геометрией.
5. В области энергий встречных пучков  $360 \text{ МэВ} \leq 2E \leq 820 \text{ МэВ}$  с высокой точностью измерен квадрат модуля электромагнитного формфактора пиона, причем измерения при  $2E \leq 380 \text{ МэВ}$  выполнены впервые.

6. На основе совокупности экспериментальных данных по величине  $|F_{\pi}^2|$  найдены параметры  $\rho$ -резонанса:

$$m_{\rho} = (775,5 \pm 0,8 \pm 0,6 \text{ (модель)}) \text{ МэВ}$$

$$\Gamma_{\rho} = (151,4 \pm 1,2 \pm 3,0 \text{ (модель)}) \text{ МэВ.}$$

7. Вычислен средний квадрат электромагнитного радиуса пиона:

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = (0,424 \pm 0,002 \pm 0,012 \text{ (модель)}) \text{ фм}^2.$$

8. Найдена длина  $\pi\pi$  рассеяния в Р-волне:

$$\alpha_1^1 = (0,033 \pm 0,003) m_{\pi}^{-2}.$$

9. Определен вклад адронной поляризации вакуума в величину аномального магнитного момента мюона:

$$a_{\mu} = (68,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-9}$$

с точностью в несколько раз превышающей прежние результаты, что открывает возможность изучать слабые взаимодействия в экспериментах по измерению  $a_{\mu}$ .

Основные результаты диссертации докладывались на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (1978-1983 г.г.), на советско-американских совещаниях по методике экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках (Новосибирск, 1977г.; Сан-Франциско, 1982 г.), Международных совещаниях по методике проволочных камер (Дубна, 1975, 1977 г.г.), Международном симпозиуме по взаимодействию фотонов и электронов высокой энергии (Корнелл, США, 1983 г.).

Я искренне благодарен моему научному руководителю Л.М.Баркову за активное участие в этой работе, А.Н.Скринскому за постоянную поддержку и полезные советы. Я признателен Г.А.Блинову, В.Н.Зайцеву, В.С.Охалкину, Н.М.Рыскулову, В.П.Смактину, Е.П.Солодову, А.И.Шехтману, В.М.Хореву, без участия которых в конструировании КМД, проведении экспериментов и обработке результатов эта работа не могла быть выполнена. Я благодарен А.И.Вайнштейну, М.В.Терентьеву, Б.В.Гешкенбейну, И.Б.Хрипловичу, Э.А.Кураеву, Н.М.Будневу, Б.А.Шварцу за многочисленные и полезные обсуждения результатов работы, всему коллективу работников лаб. 2-0 и установки ВЭШ-2М, принимавших участие в эксперименте.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вассерман И.Б., Курдадзе Л.М., Сидоров В.А. и др. Измерение формфактора пиона в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  вблизи порога рождения. - ЯФ, 1979, т.30, № 4(10), с.999-1003.
2. Барков Л.М., Вассерман И.Б., Голубев В.Б. и др. Измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  при энергии  $2 \times 200$  МэВ. - Новосибирск, 1979. - 12с. - (Препринт) Ин-т ядерн.физики СО АН СССР; ИЯФ 79-117).
3. Курдадзе Л.М., Лельчук М.Ю., Пахтусова Е.В. и др. Измерение формфактора пиона в области  $\sqrt{s}$  от 640 до 1400 МэВ. - ЭЭФ. Письма, 1983, т.37, с.613-615.
4. Bernardini M., Bollini D., Brunini P.L. et al. The time-like electromagnetic form factors of the charged pseudo-scalar mesons from 1.44 to 9.0 GeV<sup>2</sup>. - Phys. Lett., 1973, vol. 46B, No. 2, p. 261-264.
5. Bollini D., Giusiti P., Massam T. et al. The pion electromagnetic form factor in the timelike range (1.44-9.0) GeV<sup>2</sup>. - Nuovo cimento Lett., 1975, vol. 14, No. 11, p. 418-420.
6. Braunschweig W., Martyn H.-U., Sander H.G. et al.  $J/\psi$  and  $\psi'$  decays into two hadrons. - Phys. Lett., 1976, vol. 63B, No. 4, p. 487-490.
7. Vanucci F., Alam M.S., Boyarski A.M. et al. Mesonic decays of the  $\psi$  (3095). - Phys. Rev., 1977, vol. 15D, No. 7, p. 1814-1825.
8. Esposito B., Felicetti F., Marini A. et al. Momentum analysis of kaon and pion pairs produced from time-like photons at 1.6 GeV energy. - Phys. Lett., 1977, vol. 67B, No. 2, p. 239-242.
9. Вассерман И.Б., Иванов П.М., Кезерашвили Г.Я. и др. Измерение формфактора пиона в реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в области энер-

- гий от 0,4 до 0,46 ГэВ. - ЯФ, 1981, т.33, с.709-714.
10. Quenzer A., Ribes M., Rumpf F. et al. Pion form factor from 480 MeV to 1100 MeV. - Phys. Lett., 1978, vol. 76B, No. 4, p. 512-516.
  11. Gounaris G., Sakurai J. Finite-width corrections to the vector-meson dominance prediction for  $\rho \rightarrow e^+e^-$ . - Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 21, p. 244-247.
  12. Гешкенбейн Б.В., Терентьев М.В. Феноменологическая формула для электромагнитного формфактора  $\pi$ -мезона. - ЯФ, 1984, т.39, № 2.
  13. Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. The influence of inelastic  $\pi\omega$  channel on pion form factor at  $S < (m_\omega + m_\pi)^2$ . - Phys. Lett., 1976, vol. 64B, No. 3, p. 307-310.
  14. Буднев Н.М. Изовекторные электромагнитные формфакторы нуклонов и мезонов в квазидвухчастичном приближении. - Дис. на соиск.учен.степен.к.ф.-м.н. - Новосибирск, 1977.-151с.
  15. Roos M. Inelastic pion form factor and the  $\rho$ -meson width. - Nucl. Phys., 1975, vol. 97B, No. 1, p. 165-177.
  16. Gensini Paolo M. Analytic and unitary representation for the pion form factor at all  $Q^2$ . - Phys. Rev., 1978, vol. 17D, No. 5, p. 1368-1375.
  17. Costa de Beauregard B., Pham T.N., Pire B., Truong Tran N. Inelastic effect of the  $\omega\pi^0$  channel on the pion form factor. - Phys. Lett., 1977, vol. 67B, No. 2, p. 213-216.
  18. Calmet J., Narison S., Perroted M. and de Rafael E. The anomalous magnetic moment of the muon: a review of the theoretical contributions. - Rev. Mod. Phys., 1977,



- vol. 49, No. 1, p. 21-29.
19. Driver C., Heinloth K., Hohne K. et al. Electroproduction of single  $\pi^+$  - mesons on hydrogen. - Phys. Lett., 1971, vol. 35B, No. 1, p. 77-80.
  20. Sofair A., Allison J., Dickinson B. et al. Coincidence electroproduction above the resonance region. - Nucl. Phys., 1972, vol. 42B, p. 369-396.
  21. Brown C.N., Canizares C.R., Cooper W.E. et al. Coincidence electroproduction of charged pions and the pion form factor. - Phys. Rev., 1973, vol. 8D, No. 1, p. 92-135.
  22. Bebek C.J., Brown C.N., Holmes S.D., et al. Electroproduction of single pions at low  $Q^2$  and a measurement of the pion form factor up  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . - Phys. Rev., 1978, vol. 17D, No. 7, p. 1693-1706.
  23. Dally E.B., Drickey D.J., Hauptman J.M. et al. Direct measurement of the  $\pi^-$  form factor. - Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, No. 19, p. 1176-1179.
  24. Бережнев С.Ф., Блохинцева Т.Д., Демьянов А.В. и др. Определение нуклонного и пионного формфакторов из анализа реакции  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$  при энергии 275 МэВ. - ЯФ, 1977, т.26, № 3/9, с.547-553.
  25. Heun M.F., Lang C.B. Analysis of the pion form factor in the space-like and time-like region. - Zeitschr. für phys., 1981, vol. 7C, No. 2, p. 169-181.
  26. Коренченко С.М., Некрасов К.Г. Способ определения координаты искры по глубине искровой камеры. - ПТЭ, 1971, № I, с.54-55.
  27. Charpak G. Evolution of the automatic spark chambers. - In: Annual review of nuclear science - 1970: Palo Alto, California, 1970, vol. 20, p. 195-254.

28. Erskine G.A. Electrostatic problems in multiwire proportional chambers. - Nucl. instrum. meth., 1972, vol. 105, No. 3, p. 565-572.
29. Тельнов В.И. Расчет натяжения проволок в пропорциональных камерах. - ПТЭ, 1974, № 5, с.46-47.
30. Хазин Б.И. Электрические поля и устойчивость проволок в цилиндрической пропорциональной камере. - ПТЭ, 1982, № I, с.64-66.
31. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей/Пер. с нем. под ред. М.С. Рабиновича и Л.Л. Сабсовича. - М.: Иностранная литература, 1961. - 711с., ил.
32. Celani F., Codino A., Fabbri F.L. et al. Electrostatic field in a cylindrical proportional chamber. - Nucl. instrum. meth., 1980, vol. 171, No. 3, p. 613-615.
33. Фриш Э., Нейерт Г. Счетчики излучений/Пер. с нем. А.Г. Берковского и др. - М.: Атомиздат, 1961, - 403с., ил.
34. Sauli F. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. - Geneva, 1977, 92 p. - (Preprint/CERN 77-09).
35. Fulbright H.W. Ionization chambers in nuclear physics. - In: Encyclopedia of physics. Berlin, 1958, p. 1-75.
36. Хазин Б.И., Солодов Е.П. Пропорциональная камера в криогенном режиме. - В кн.: Пропорциональные и дрейфовые камеры: Материалы Международного совещания по методике проводочных камер. Дубна, 1975, с.116-119.
37. Korff S.A., Present K.P. On the role of polyatomic gases in fast counters. - Phys. rev., 1944, vol. 65, No. 9/10,

p. 274-282.

38. Charpak G., Fisher H.G., Gruhn C.R. et al. Time degeneracy of multiwire proportional chambers. - Nucl. instrum. meth., 1972, vol. 99, No. 2, p. 279-284.
39. Friedland S.S. On the life of Self-quenching counters. - Phys. rev., 1948, vol. 74, No. 8, p. 898-901.
40. Farmer E.C., Brown S.C. A study of the deterioration of methane - filled Geiger-Muller counters. - Phys. rev., 1948, vol. 74, No. 8, p. 902-905.
41. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. - М.: Физматгиз, 1958. - 272с.,ил.
42. Барков Л.М., Барышев В.Б., Блинов Г.А. Губанов Е.Н., Зайцев В.Н., Крушин Н.И., Рыскулов Н.М., Солодов Е.П., Хазин Б.И., Хорев В.М. Криогенный магнитный детектор для экспериментов на ВЭШ-2М. - Новосибирск, 1976. 13с. - (Препринт/Ин-т.ядерн.физики СО АН СССР, ИЯФ 76-121).
43. Барков Л.М., Барышев В.Б., Блинов Г.А. Рыскулов Н.М., Солодов Е.П., Хазин Б.И. Пропорциональные камеры в системе запуска криогенного магнитного детектора.-В кн.: 3 Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978, с.225-228.
44. Тумайкин Г.М. Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью - ВЭШ-2М. - В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977. - Серпухов, 1977, т.1, с.443-447.

45. Glukstern R.L. A momentum and track direction uncertainties due to multiple scattering and measurement errors. - Nucl. instrum. meth., 1963, vol. 24, No. 2, p. 381-389.
46. Quenzer A. Etude du facteur de forme electromagnetique du pion dans la région temps, du seuil de production a 900 MeV dans le centre de masse. - These pour obtenir le grade de Docteur ès sciences. - Orsay, 1977, - 275 p.
47. Barkov L.M., Blinov G.A., Hazin B.I. et al. A cryogenic magnetic detector for storage ring experiments. - Nucl. instrum. meth., 1983, vol. 204, No. 213, p. 379-383.
48. Барков Л.М., Золоторев М.С., Макарына Л.Н. и др. Измерение параметров  $\phi$ -мезона методом ядерной эмульсии. - Новосибирск, 1979, 23с. - (Препринт/Ин-т ядерн.физики СО АН СССР; ИЯФ 79-93).
49. Particle data group. Review of particle properties. - Phys. lett., 1982, vol. 111B, p. 1-293.
50. Основные формулы физики: Сб. статей/М.: Иностранная литература, 1975. - 464с.
51. Rossi B. Interpretation of cosmic-ray phenomena. - Rev. modern phys., 1948, vol. 20, No. 3, p. 537-583.
52. Байер В.Н. Взаимодействие электронов и позитронов при больших энергиях. - УФН, 1962, т.78, № 4, с.619-650.
53. Кураев Э.А., Эйдельман С.И. Радиационные поправки в экспериментах на встречных  $e^+e^-$  пучках. - Новосибирск, 1978, 31с. - (Препринт/Ин-т ядерн.физики СО АН СССР; ИЯФ 78-82).
54. Барков Л.М., Никольский Б.А.  $\pi$ -мезоны (Обзор экспериментальных данных). - УФН, 1957, т.61, № 3, с.341-398.

55. Nakai K., Kobayashi T., Numao T. et al. Measurements of cross sections for pion absorption by nuclei. - Phys. rev. lett., 1980, vol. 44, No. 22, p. 1446-1449.
56. Ashery D., Navon I., Azuelos G. et al. True absorption and scattering of pions on nuclei. - Phys. rev., 1981, vol. 23C, No. 5, p. 2173-2185.
57. Volkel Uta. A monte-carlo calculation of cascade showers in copper due to primary photons of 1 GeV, 3 GeV and 6 GeV and to a 6 GeV - Bremsstrahlung spectrum. - Hamburg, 1967, 56 p. - (Preprint/DESY 67/16).
58. Бьёркен Дж.Д., Дреми С.Д. Релятивистская квантовая теория/Пер. с англ. Б.О.Кербилова; Под ред. В.Б.Берестецкого. - М.: Наука, 1978. - 407с., ил.
59. Пилькун Х. Физика релятивистских частиц/Пер. с англ. И.И.Иванчика; Под ред. И.М.Дремина. - М.: Мир, 1983. - 542с., ил.
60. Chew G.F., Mandelstam S. Theory of the low-energy pion-pion interaction. - Phys. rev., 1960, vol. 119, No. 1, p. 467-477.
61. Geshkenbein B.V., Terentiev M.V. The enhanced power correction to the asymptotics of the pion form factor. - Phys. lett., 1982, vol. 117B, No. 3/4, p. 243-246.
62. Protopopescu S.D., Alston-Garnjost M., Barbaro-Galtieri A. et al.  $\pi\pi$  partial-wave analysis from reactions  $\pi^+\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta^{++}$  and  $\pi^+\rho \rightarrow \kappa^+\kappa^-\Delta^{++}$  at 7.1 GeV/c. - Phys. rev.,

- 1973, vol. 7D, p. 1279-1309.
63. Estabrooks P., Martin A.D.  $\pi\pi$  phase-shift analysis below the  $K\bar{K}$  threshold. - Nucl. phys., 1974, vol. 79B, No.2, p. 301-316.
64. Manner W.  $\pi\pi$  phase-shift analysis. - In: 17th Intern. conf. on high energy physics, London, 1974. - p. 219-220.
65. Hyams B., Jones G., Weilhammer P. et al. A study of the  $\pi\pi$  phase shift solutions in the mass region 1.0 to 1.8 GeV from  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$  at 17.2 GeV. - Nucl. phys., 1975, vol. 100B, No. 2, p. 205-224.
66. Картамышев А.А., Макарыш В.К., Мухин К.Н. и др. Энергетически независимый фазовый анализ  $\pi^+\pi^0$  взаимодействия из реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$ . - ЖЭТФ. Письма, 1977, т.26, № 5, с.422-426.
67. Anikin G.V., Barkov L.M., Hasin B.I. et al. The results of experiments with CMD on VEPP-2M storage ring. - Novosibirsk, 1983, 33 p. - (Preprint/In-t of nuclear physics SB AS USSR, INP 83-85).
68. Kurdadze L.M., Lelchuk M.Yu., Pakhtusova E.V. et al. Results of experiments with OLYA detector at VEPP-2M. - Novosibirsk, 1982. 19 p. - (Preprint/In-t of nuclear physics SB AS USSR, INP 82-97).
69. Hyams B., Koch W., Potter D.C. et al. The reactions  $\pi^+p \rightarrow \rho^+n$  and  $K^+p \rightarrow K^{*0}(890)n$  at 11.2 GeV/c. - Nucl. phys., 1968, vol. 7B, No. 1, p. 1-15.
70. Biggs P.J., Braben D.W., Clifft R.W. et al. Observation of  $\rho-\omega$  interference in the photoproduction of electron-positron pairs from carbon and a measurement of the  $\rho-\omega$  phase. - Phys. rev. lett., 1970, vol. 24, No. 21, p. 1197-

- 1201.

71. Ballam J., Chadwick G.B., Gearhart R. Bubble-Chamber study of photoproduction by 2.8- and 4.7 GeV polarized photons. I. Cross section determinations and production of  $\rho^0$  and  $\Delta^{++}$  in the reaction  $\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$  - Phys. rev., 1972, vol. 5D, No. 3, p. 545-589.
72. Jacobs L.D. Parametrization of the nonevasive exchange processes and background contributions in the reaction  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$  at 2.77 GeV/c. - Phys. rev., 1972, vol. 6D, No. 5, p. 1291-1302.
73. Ratcliff B.N., Bulos F., Carnegie R.K. et al. Measurements of  $\rho$ - $\omega$  interference in the reaction  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  at 15 GeV/c. - Phys. lett., 1972, vol. 38B, No. 5, p. 345-348.
74. Engler A., Kraemer R.W., Toaff S. et al.  $\pi\pi$  scattering in the energy region 0.6 to 1.42 GeV. - Phys. rev., 1974, vol. 10D, No. 7, p. 2070-2079.
75. Deutchmann M., Kirk H., Sixel et al.  $\rho^0$  and  $f$  production in  $\pi^+ p$  interactions. - Nucl. phys., 1976, No. 3, p. 426-444.
76. Bartalucci S., Basini C., Bertolucci S. et al. Measurement of the photoproduction phases of the  $\rho$ ,  $\omega$  and  $\phi$  mesons. - Nuovo cim., 1978, vol. 44A, No. 4, p. 587-598.
77. Dally E.B., Drickey D.J., Hauptman J.M. et al. Direct measurement of the  $\pi^-$  form factor. - Phys. rev. lett., 1977, vol. 39, No. 19, p. 1176-1179.  
Dally E.B. et al. - In: XXth Intern. Conf. on high energy physics, Madison, Wisconsin, 1980. Contributed paper.
78. Adylov G.T., Aliev F.K., Bardin D.Yu. et al. The pion radius. - Phys.lett., 1974, vol. 51B, No. 4, p. 402-406.

79. Ландау Л.Д., Лифшиц В.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Изд. 3-е, перераб. и доп. при участии Л.П.Питаевского. - М.: Наука: 1974. - 752с., ил.
80. Barger V., Long W.F., Olsson M.G. New evaluation of muon ( $g-2$ ) hadronic anomaly. - Phys. Lett., 1975, vol. 60B, No. 1, p. 89-92.
81. Букин А.Д., Курдадзе Л.М., Середняков С.И. и др.  $\phi$ -мезон: прецизионное измерение массы, наблюдение  $\omega$ - $\phi$  интерференции. - ЯФ, 1978, т.27, № 4, с.976-984.
82. Cosme G., Jean-Marie B., Jullian S. et al.  $\pi^+\pi^-\pi^0$  and  $\pi\pi\gamma$  production in the energy range with the ORSAY storage ring. - Phys. Lett., 1974, vol. 48B, No. 2, p. 155-158.
83. Augustin J.E., Benaksas D., Buon J. et al.  $\omega^0$  production by  $e^+e^-$  annihilation. - Phys. Lett., 1968, vol. 28B, No. 7, p. 513-516.
84. Brandelik R., Braunschweig W., Martyn H.-U. et al. Total cross section for hadron production by  $e^+e^-$  annihilation at center of mass energies between 3.6 and 5.2 GeV. - Phys. Lett., 1978, vol. 76B, No. 3, p. 361-365.
85. Bacci C., Zorzi G., Penso G. et al. Total cross section for hadronic production by  $e^+e^-$  annihilation in the total CM energy range 1.42-3.09 GeV. - Phys. Lett., 1979, vol. 86B, No. 2, p. 234-238.
86. Bartel W., Canzler T., Cords D. et al. Total cross section for hadron production by  $e^+e^-$  annihilation at PETRA energies. - Phys. Lett., 1979, vol. 88B, No. 1/2, p.171-176.



87. Brandelic R., Braunschweig W., Gather K. et al. A measurement of  $\sigma_{tot}(e^+e^- \text{ hadrons})$  for CM energies between 120 and 36.7 GeV. - Phys. Lett., 1982, vol. 113B, No. 6, p. 499-508.
88. Niczyporuk B., Jakubowski Z., Nowak G. et al. Measurement of R in  $e^+e^-$  annihilation for  $\sqrt{s}$  between 7.4 and 9.4 GeV. - Zeit. für phys., 1982, vol. 15C, No. 4, p. 299-310.
89. Siegrist J.L., Schwitters R.F., Alam M.S. et al. Hadron production by  $e^+e^-$  annihilation at center-of-mass energies between 2.6 and 7.8 GeV. I. Total cross section, multiplicities and inclusive momentum distributions. - Phys. Rev., 1982, vol. 26D, No. 5, p. 969-990.
90. Albrecht H., Childers R., Darden C.W. et al. The hadronic cross section of electron-positron annihilation at 9.5 GeV and the  $\gamma$  and  $\gamma'$  resonance parameters. - Phys. Lett., 1982, vol. 116B, No. 5, p. 383-386.