

Академия Наук СССР  
Сибирское отделение  
Институт ядерной физики

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАСС ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Л.М.Барков, Л.М.Курдадзе, С.И.Мишнев, А.П.Онучин, В.В.Петров,  
И.Я.Протопопов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, В.П.Смахтин,  
Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумаикин, Ю.М.Шатунов

Описание цикла работ, представленных на соискание  
Государственной премии СССР за 1989 год

Новосибирск

1988

# О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
I. Введение .....	2
II. Абсолютная калибровка энергии накопителя методом резонансной деполяризации .....	7
III. Комплексы установок ВЭПП-2М и ВЭПП-4 .....	19
IV. Измерение массы $\phi$ -мезона .....	24
У. Измерение массы заряженных каонов .....	34
VI. Измерение массы нейтрального каона .....	36
VII. Измерение массы $\omega$ -мезона .....	47
VIII. Измерение масс $\psi$ и $\psi'$ -мезонов .....	52
IX. Измерение масс $\gamma$ , $\gamma'$ , $\gamma''$ -мезонов .....	63
X. Заключение .....	77
Литература .....	79

## I. Введение

Роль фундаментальных физических констант в науке общеизвестна. Сверхточные измерения масс элементарных частиц становятся особо важными с дальнейшим развитием физики микромира. Прецизионные эксперименты и развитая при этом методика в ИЯФ в Новосибирске открыли новые возможности для существенного уточнения шкалы масс элементарных частиц.

Представленный цикл работ посвящен прецизионному измерению масс  $\Phi$ -мезона, заряженных и нейтральных  $K$ -мезонов,  $\omega$ -мезона, векторных мезонов со скрытым шармом -  $\psi$ ,  $\psi'$  и векторных мезонов со скрытой прелестью -  $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ . Эксперименты проведены в ИЯФ СО АН СССР на установках со встречными электрон-позитронными пучками. По сравнению с результатами предыдущих экспериментов, проведенных в других лабораториях мира, точность измерения масс  $\Phi$ ,  $\omega$  и  $K$ -мезонов заметно улучшена, масс  $\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ -мезонов повышена на порядок, а массы  $\gamma$ -мезона - на два порядка. Полученные значения масс являются метрологическими реперами для точного определения масс других частиц, особенно в семействах  $\psi$  и  $\gamma$ -мезонов.

Обычно в экспериментах на встречных пучках точность измерения масс обусловлена точностью калибровки энергии накопителя, которая определяется по величине интеграла магнитного поля вдоль равновесной орбиты. В лучшем случае точность составляет  $10^{-3}$ . Успех представленных экспериментов связан с тем, что авторы предложили и разработали новый метод абсолютной калибровки энергии, так называемый метод резонансной деполяризации. Применение этого метода позволило достигнуть точности калибровки выше, чем  $10^{-5}$ .

Суть метода резонансной деполяризации заключается в том, что при движении поляризованных электронов в накопителе происходит прецессия их спинов, причем частота прецессии однозначно связана с энергией электронов. Для измерения частоты прецессии используется резонансное воздействие внешнего высокочастотного электромагнитного поля на предварительно поляризованный пучок электронов. При совпадении частот прецессии и внешнего поля происходит деполяризация. Измерение частоты, при которой происходит деполяризация, позволяет определить энергию электронов.

Первое сообщение о методе резонансной деполяризации /1/ было сделано в 1975 г. на V Международном симпозиуме по физике высоких энергий после экспериментальной проверки метода на накопителе ВЭШ-2М.

Первым применением метода резонансной деполяризации явилось прецизионное измерение массы  $\phi$ -мезона. Эксперимент был проведен на накопителе ВЭШ-2М с помощью детектора ОЛЯ. Для измерения частоты деполяризации использовалась известная зависимость сечения взаимного рассеяния электронов внутри пучка от степени поляризации электронов /17,21/. Точность измерения массы  $\phi$ -мезона была повышена в 2 раза по сравнению с усредненным значением всех предыдущих экспериментов. Результаты эксперимента были доложены на V Международном симпозиуме по физике высоких энергий (Варшава, 1975 г.), сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1975 г.). Окончательный результат эксперимента опубликован в 1978 г. /2/.

В дальнейшем на накопителе ВЭШ-2М был проведен эксперимент по прецизионному измерению масс заряженных каонов. Масса каонов определялась по разнице между энергией электронов и кинетической энергии каонов. Энергия каонов определялась по пробегу в



ядерной эмульсии. Калибровка соотношения пробег-энергия в эмульсии была осуществлена в ИЯФ с помощью протонов на установке с электронным охлаждением. Результаты эксперимента были доложены на XIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976 г.), на I Советско-американском совещании по методике экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках (Новосибирск, 1977 г.), окончательные результаты опубликованы в 1979 г. /3/.

На накопителе ВЭПП-2М были проведены также эксперименты по прецизионному измерению массы нейтрального каона и  $\omega$ -мезона. Точность измерений массы нейтрального каона в данном эксперименте в 4 раза выше точности, полученной усреднением всех предыдущих экспериментов. Предварительные результаты эксперимента были представлены в 1983 г. на Международный симпозиум по взаимодействию электронов и фотонов высоких энергий (Корнелл, США), результат первого измерения опубликован в 1985 г. /7/, а результат второго, более точного, измерения в 1987 г. /9/. Точность измерения массы  $\omega$ -мезона в данном эксперименте была повышена в 2 раза по сравнению с усредненным значением всех предыдущих экспериментов. Результаты эксперимента опубликованы в 1987 году /10/.

В 1980 г. был проведен эксперимент по измерению масс  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов на накопителе ВЭПП-4 с помощью детектора "Оля". Измерение степени поляризации также, как и на ВЭПП-2М, производилось по эффекту внутреннего рассеяния. Использование двух специальных приемов - инъекция в накопитель поляризованных электронов и одновременная работа с поляризованным и неполяризованным ступками электронов - позволили провести калибровку энергии накопителя с высокой точностью. Эксперимент поднял точность

измерения масс  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов на порядок по сравнению с результатами предыдущих экспериментов, выполненных в США, ФРГ и Италии. Результаты эксперимента доложены на сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Протвино, 1980 г.), опубликованы в /54, 4/.

В 1982-1984 годах на накопителе ВЭПП-4 проведены эксперименты по измерению масс  $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезонов. Эксперименты проведены с помощью большого магнитного детектора МД-1. При калибровке энергии накопителя использовались два метода измерения поляризации. Первый метод /8/ был основан на известном способе рассеяния поляризованного света от лазера /18/. Вторым методом /19/ предложен и развит в ИЯФ и впервые применен в данных экспериментах. Здесь использовалось рассеяние фотонов синхротронного излучения на электронах встречного пучка.

В 1982 г. был проведен эксперимент по измерению массы  $\gamma$ -мезона, в 1983 г. измерены массы  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ -мезонов и снова масса  $\gamma$ -мезона. В 1984 г. проведено новое измерение массы  $\gamma$ -мезона. По сравнению с предыдущими экспериментами, проведенными в США и ФРГ, точность измерения масс  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезонов повышена на порядок, а  $\gamma$ -мезона на два порядка. Достигнутая относительная точность измерения массы  $\gamma$ -мезона всего лишь в 5 раз ниже точности измерения массы электрона.

Результаты этих экспериментов докладывались на многих международных конференциях (XXI Международная конференция по физике высоких энергий, Париж, 1982 г.; Международный симпозиум по взаимодействию электронов и фотонов при высоких энергиях, Корнелл, 1983 г.; XXII Международная конференция по физике высоких энергий, Лейпциг, 1984 г.; Международный симпозиум по лептонным и фотонным взаимодействиям при высоких энергиях, Киото,

1985 г.), на научных сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (1982 г., 1984 г., 1985 г.). Результаты опубликованы в /5, 6, 8/.

## II. Абсолютная калибровка энергии накопителя методом резонансной деполяризации

I. Явление резонансной деполяризации родственно явлениям электронного и ядерного магнитного резонанса. При движении электрона в магнитном поле накопителя частота прецессии спина зависит от частоты обращения  $\omega_0$  и релятивистского фактора  $\gamma$  :

$$\Omega = \omega_0 (1 + \gamma \mu'/\mu_0)$$

где  $\mu'/\mu_0$  - отношение аномальной и нормальной частей магнитного момента электрона.

Частота обращения определяется частотой ускоряющей системы и измеряется с высокой точностью. Для измерения частоты прецессии используется резонансное воздействие внешнего электромагнитного поля. При совпадении частот прецессии спина и внешнего поля пучок деполяризуется. Фиксируя факт деполяризации пучка, можно определить частоту прецессии спина и вычислить релятивистский фактор  $\gamma$  и, соответственно, энергию частиц.

Таким образом, для реализации этого способа калибровки энергии частиц необходимо иметь поляризованные пучки частиц в накопительном кольце, научиться измерять их поляризацию и разработать деполяризующие устройства.

2. В представленном цикле работ было использовано явление радиационной поляризации. Причиной возникновения радиационной поляризации является синхротронное излучение, а именно, часть синхротронного излучения, сопровождающаяся поворотом спина. Излучение с переворотом спина приводит к упорядочению спинов, так как его вероятность зависит от начальной ориентации спинов. В результате через некоторое время вектор поляризации частиц оказывается направленным, в случае простой магнитной структуры, вдоль аксиальной компоненты ведущего магнитного поля накопитель-



ного кольца.

Степень поляризации в простых случаях стремится к предельной величине

$$\xi_0 = 8/5\sqrt{3} = 0.924$$

по закону  $\xi = \xi_0 [1 - \exp(-t/\tau_p)]$  с характерным временем

$$\tau_p = \left[ \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{m e^2 c}{\hbar^2} \gamma^2 \left( \frac{H}{H_0} \right)^3 \right]^{-1}$$

где  $\gamma$  - релятивистский фактор,  $H$  - величина магнитного поля,  $m$ ,  $e$  - масса, заряд электрона,  $c$  - скорость света,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $H_0 = 4.41 \cdot 10^{13}$  эрстэд.

Эффект радиационной поляризации был теоретически предсказан в работе /11/. В дальнейшем теоретическая разработка проблем, связанных с получением поляризованных пучков и их динамики в накопительном кольце была продолжена в ряде работ. В частности, вопрос о резонансном воздействии на спин изучался в работах /12,13,14/. Однако в этих работах вопрос использования резонансного воздействия на спин для измерения частоты прецессии и калибровки энергии не обсуждался.

Идея калибровки энергии накопителя методом резонансной деполаризации была высказана А.Н.Скринским, разработка метода проведена коллективом авторов, первая публикация сделана в 1975 году /1/.

3. Первые наблюдения радиационной поляризации были выполнены на установках со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2 /14/ и АСО /15/. Подробное изучение радиационной поляризации было выполнено впервые на установке ВЭПП-2М /16/.

В основу методов наблюдения за поляризацией было положено два предложения /17, 18/, основанные на процессах, сечение которых зависит от поляризации частиц. Эти предложения были использованы для разработки поляриметров, примененных в экспери-



ментах.

Первый метод основан на зависимости сечения упругого рассеяния частиц внутри сгустка (Тухек-эффект) от поляризации. В собственной системе сгустка частицы, сталкиваясь при поперечных колебаниях, рассеиваются на некоторый угол так, что часть поперечного импульса переходит в продольный. В лабораторной системе продольный импульс вследствие релятивистского преобразования увеличивается в  $\gamma$  раз. Таким образом, две частицы после рассеяния будут иметь отличные от равновесного на  $\pm \Delta p$  продольные импульсы и могут быть разведены магнитным полем накопителя в разные стороны от равновесной орбиты и зарегистрированы

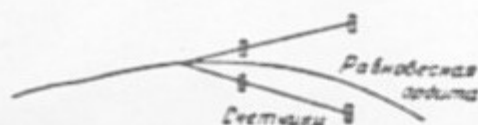


Рис. П-1. Схема расположения счетчиков для регистрации пар электронов, рассеянных внутри пучка.

соответствующей системой счетчиков. Вклад поляризации в число таких событий удобно характеризовать отношением

$$\Delta = \Delta_{\max} \xi^2 = \frac{\dot{N} - \dot{N}_p(\xi)}{\dot{N}_0}$$

где  $\xi$  - степень поляризации пучка;  $\dot{N}_0, \dot{N}_p(\xi)$  - число рассеяний (в секунду) в неполяризованном и поляризованном пучке;  $\Delta_{\max}$  - это же отношение при  $\xi = 1$ . Величина  $\Delta_{\max}$  зависит от относительного изменения импульса  $\eta = \Delta p/p$  частиц при рассеянии и от разброса поперечных импульсов в пучке. Точность определения степени поляризации зависит от величины  $\Delta$  и скорости счета рассеянных частиц  $\dot{N}$ . Обе эти величины быстро падают с ростом энергии частиц в накопительном кольце, поэтому такого типа поляриметры рационально было использовать в области низких энергий. В накопительном кольце ВЭПП-2М этот метод позволял измерять поляризацию во всем диапазоне энергий (до 700 МэВ). В част-

ности на энергии  $\phi$ -мезона, величина  $\Delta_{\text{max}}$  составляла около 0,25.

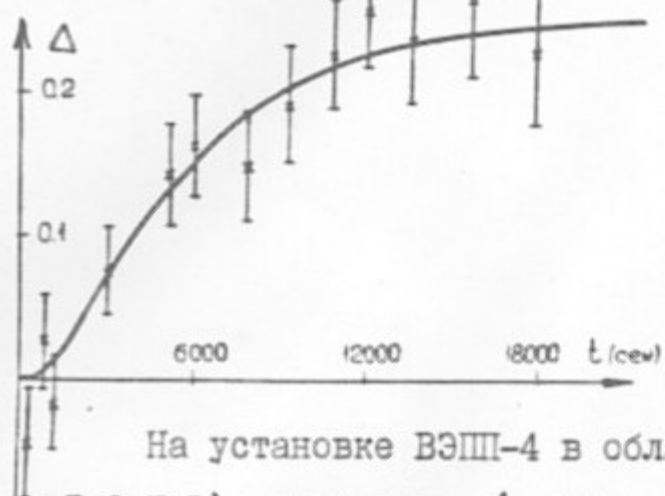


Рис. П-2. Величина  $\Delta$  в зависимости от времени поляризации пучка на установке ВЭШ-2М.

На установке ВЭШ-4 в области  $\psi$ ,  $\psi'$ -мезонов ( $E=1,5 \pm 1,8$  ГэВ), значение  $\Delta$  было около 0,02. Поэтому для наблюдения столь малого эффекта была разработана специальная методика, включающая режим двух сгустков - поляризованного и неполяризованного с нормировкой первого на второй.

Для регистрации выбывших вследствие эффекта внутреннего рассеяния частиц обычно использовались сцинтилляционные счетчики, включенные в схемы совпадений. Расположение счетчиков на накопителях выбиралось таким образом, чтобы иметь максимальную скорость счета при малом уровне фоновой загрузки.

Для области высоких энергий ВЭШ-4 был применен второй метод, основанный на зависимости сечения комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов от вектора поляризации электронов. При лобовом столкновении фотонов с электронами большой энергии обратно рассеянные фотоны вылетают в узкий конус с углом  $\sim 1/\gamma$  относительно направления начального электрона и имеют после взаимодействия энергию, сравнимую с энергией электрона. Если пучок электронов имеет поперечную поляризацию, направленную по вертикальной оси, то в вертикальном распределении обратно рассеянных фотонов появляется некоторая асимметрия. Величина этой асимметрии растет с увеличением энергии первичных фото-

нов и при использовании коротковолновых лазеров может достигать нескольких процентов.

Были разработаны два поляриметра, использующие разные источники коротковолновых фотонов.

В первом типе поляриметра использовался способ рассеяния света от лазера. Такого типа поляриметр с использованием стандартного коротковолнового лазера, был опробован ранее на установке *SPEAR*. В измерениях на ВЭШ-4 ввиду отсутствия подходящего коротковолнового лазера был применен твердотельный (YAG) лазер в режиме удвоения частоты. Длина волны использованного в эксперименте лазерного излучения 5300 Å, средняя мощность 1 Вт, частота повторения 10 кГц, длительность импульса 70 нс. Для устранения систематических ошибок циркулярная поляризация фотонов поочередно изменялась с правой на левую с частотой 5 Гц. Регистрация рассеянных фотонов производилась пропорциональной камерой, перед которой стоял вольфрамовый конвертор толщиной 1 X. За камерой стоял счетчик на основе йодистого натрия. При степени поляризации пучка электронов 0,8 величина асимметрии  $A = (\text{вверх-вниз})/(\text{вверх+вниз})$  составляла 1,3%. Статистическая ошибка при токе пучка 3 мА составляла 0,2% за время измерения 150 с.

Второй тип поляриметра разработан в ИЯФ и впервые применен в данном эксперименте. Вместо лазерного света здесь используются фотоны синхротронного излучения от встречного пучка, которые генерируются в магнитном поле детектора МД-1. Известно, что синхротронное излучение поляризовано, поляризация зависит от направления движения фотонов: в плоскости орбиты - линейная поляризация, над орбитой и под орбитой - циркулярная поляризация. Для того, чтобы в рассеянии участвовали фотоны в основном с цир-

кулярной поляризацией, орбиты пучков в месте встречи разводились по вертикали. Оптимальная величина разведения в данном эксперименте составляла 120 мкм при среднеквадратичном размере пучка по вертикали 30 мкм и выбиралась из соображений максимума отношения скорости счета эффекта к фону от однократного тормозного излучения и фону от остаточного газа.

Основное преимущество этого поляриметра по сравнению с лазерным — большая величина асимметрии. Максимальная асимметрия достигается тогда, когда в системе покоящегося электрона энергия налетающего фотона равна массе электрона. Для энергии 5 ГэВ оптимальная энергия фотонов 25 эВ, что на порядок больше, чем энергия лазерных фотонов. В спектре синхротронного излучения таких фотонов достаточно много, отбор нужных фотонов производится по энергии рассеянных фотонов.

Для регистрации и измерения энергии рассеянных фотонов использовались данные со счетчиков йодистого натрия. Измерение асимметрии "вверх-вниз" производилось двумя сцинтилляционными счетчиками, между которыми была щель в горизонтальном направлении величиной 1 мм. Перед сцинтилляционными счетчиками стояла свинцовая пластина толщиной 7 мм, которая играла роль конвертора фотонов и защиты от синхротронного излучения.

Для исключения влияния нестабильности положения орбиты перед свинцовыми пластинами с каждой стороны были поставлены двойные ионизационные камеры, регистрирующие синхротронное излучение. Данные о величине тока в камерах программным образом использовались для коррекции орбиты, так что в месте встречи стабилизировать положение орбиты по вертикали и угол в вертикальной плоскости.

Величина асимметрии при степени поляризации пучка 0,8 составляет 5% в электронном и позитронном направлениях. Статисти-



численная ошибка при токах  $3 \times 3 \text{ мА}^2$  равна 0,5% при времени измерения 100 с.

Схема расположения используемой аппаратуры для измерения поляризации представлена на рис. П-3.

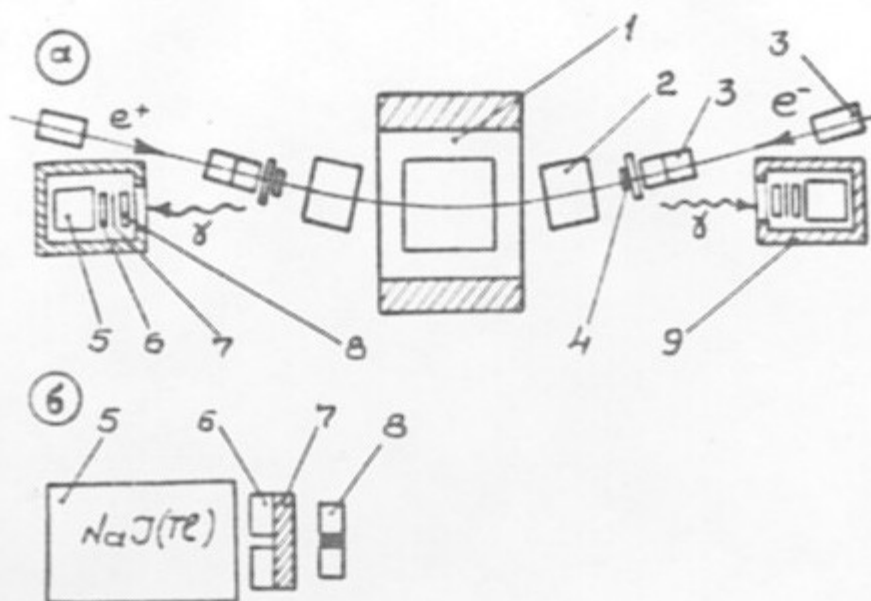


Рис. П-3. (а - вид сверху; б - сечение вертикальной плоскостью);  
 1 - центральная часть МД-1; 2 - доворотные магниты;  
 3 - линзы; 4 - счетчики измерения светимости по рассеянию на малые углы; 5 - счетчики для измерения светимости по  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  и для измерения поляризации методом рассеяния СИ; 6 - счетчики для измерения асимметрии "вверх-вниз"; 7 - пластинка 7 мм Pb; 8 - двойные ионизационные камеры; 9 - свинцовая защита.

Таким образом, в экспериментах по прецизионному измерению масс использовалось несколько типов калориметров. Их описание можно найти в работах /4, 16, 19, 20, 21/.



4. Резонансная деполяризация. Как упоминалось выше, для измерения частоты прецессии спина применялась резонансная деполяризация пучка.

Было разработано два типа деполяризаторов: первый тип деполяризатора создавал на орбите продольное магнитное высокочастотное поле  $H_{\sigma}$ , второй тип - поперечное поле на бегущей навстречу пучку волне.

Время деполяризации пучка в условиях резонанса, когда частота деполяризатора  $\omega_d$  совпадает с частотой прецессии спина  $\omega_d = \Omega$ , может быть оценено из следующего соотношения [14]

$$\tau \approx \frac{\Delta\omega_d}{\omega_0 \omega_d} \left( \frac{\bar{H}_z L}{H_{\sigma} \ell} \right)^2$$

где  $\bar{H}_z$  - среднее поле на орбите,  $L$  - длина орбиты,  $\ell$  - длина деполяризатора,  $H_{\sigma}$  - величина продольного поля,  $\omega_0$  - частота обращения частиц,  $\Delta\omega_d$  - ширина линии деполяризации.

Ширина линии  $\Delta\omega_d$  складывается из ширины спектра частот деполяризирующего устройства  $\delta\omega_d$  и разброса частот прецессии спина  $\delta\Omega$ :

$$\Delta\omega_d = \sqrt{\delta\Omega^2 + \delta\omega_d^2} \quad (1)$$

Величина  $\Delta\omega_d$  определяет точность измерения частоты прецессии частиц и собственно их энергии.

Ниже приведен анализ величины разброса спиновых частот  $\delta\Omega$ .

Квантовые флуктуации синхротронного излучения обуславливают разброс энергии электронов пучка, циркулирующего в накопителе. Распределение частиц пучка по энергии - нормальное со средним значением  $E_0$  и среднеквадратичным отклонением  $\Delta E$ . Для накопителя ВЭШ-4 среднеквадратичный разброс энергии в с.ц.м. встречных пучков равен

$$\Delta_{2\epsilon} (\text{МэВ}) = \sqrt{2} \Delta E = \sqrt{2} \cdot 0.21 E^2 (\text{ГэВ})$$

и при энергии  $\gamma$ -мезона составляет 7 МэВ, что дает  $\frac{\Delta x}{2\varepsilon} \approx 10^{-3}$ .  
 Ниже будет показано, что метод калибровки энергии, основанный на измерении частоты прецессии спина, позволяет определить равновесную энергию частиц пучка с ошибкой, существенно меньшей, чем приведенная величина энергетического разброса.

Наличие разброса энергии в пучке, как известно, приводит к синхротронным колебаниям энергии частиц пучка около равновесной энергии  $\gamma_0$  с частотой  $\omega_\gamma$ :

$$\gamma = \gamma_0 \left( 1 + \frac{\Delta x}{\gamma_0} \sin \omega_\gamma t \right). \quad (2)$$

Частота обращения отдельной частицы пучка, естественно, также совершает колебания вокруг равновесного значения  $\omega_0$  по закону

$$\omega = \omega_0 \left( 1 - \alpha \frac{\Delta x}{\gamma_0} \sin \omega_\gamma t \right), \quad (3)$$

где  $\alpha$  — коэффициент уплотнения орбит.

Так как частота прецессии спина электрона зависит от энергии, то наличие разброса энергии электронов ( $\sim 10^{-3}$ ) должно приводить к такому же разбросу частот прецессии спинов. Однако, если время измерения частоты прецессии (время деполяризации) много больше периода синхротронных колебаний, то средняя частота прецессии, а именно на нее воздействует деполяризующее поле, в первом порядке по  $\frac{\Delta x}{\gamma}$  не уширяется. Действительно, для частицы с неравновесной энергией (отклонение энергии  $\sim \Delta x$ ) частота прецессии спина с учетом (2) и (3) имеет вид:

$$\Omega = \Omega_0 - \omega_\gamma \gamma_0 \frac{\mu'}{\mu_0} \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\Delta x}{\gamma_0} \right)^2 + \omega_\gamma \frac{\Delta x}{\gamma_0} \left[ \frac{\mu'}{\mu_0} \gamma_0 (1 - \alpha) - \alpha \right] \sin \omega_\gamma t + \omega_\gamma \gamma_0 \frac{\mu'}{\mu_0} \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\Delta x}{\gamma_0} \right)^2 \cos 2\omega_\gamma t, \quad (4)$$

где  $\Omega_0 = \omega_0 \left( 1 + \gamma_0 \frac{\mu'}{\mu_0} \right)$  — частота прецессии спина частицы с равновесной энергией. Из (4) видно, что синхротронные колебания модулируют частоту прецессии спина с частотой  $\omega_\gamma$ , поэтому

спектр спинового движения, кроме основной линии, содержит набор боковых, отстоящих от основной на величину  $\pm n\omega_p$  ( $n$  — целое). При усреднении (4) по многим периодам синхротронных колебаний остаются первые два члена, которые и определяют частоту прецессии спина неравновесной частицы.

Таким образом, при наличии энергетического разброса основная линия смещается и уширяется на величину

$$\delta\Omega_p \approx \omega_p \gamma_0 \frac{\mu'}{\mu_0} \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)^2,$$

т.е. пропорционально  $\left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)^2$ .

Приведенные выше выражения были получены в линейном по полю накопителя приближении. В реальной магнитной структуре накопителя существует квадратичная нелинейность ведущего магнитного поля  $\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$ . Радиальные бетатронные колебания в присутствии квадратичной нелинейности магнитного поля также смещают и уширяют основную линию частоты прецессии спина на величину

$$\delta\Omega_p \approx \omega_p \gamma_0 \frac{\mu'}{\mu_0} \left\langle \frac{x^2}{H_z^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} \right\rangle,$$

где  $\langle x^2 \rangle$  — квадрат радиального размера пучка.

Оценки смещения частоты прецессии для накопителей ВЭШ-4 и ВЭШ-2М дают

$$\frac{\delta\Omega_p}{\Omega_0} \leq 10^{-8} \quad \text{и} \quad \frac{\delta\Omega_p}{\Omega_0} \leq 2 \cdot 10^{-6}$$

Полученные оценки показывают возможность измерять среднюю энергию с абсолютной ошибкой на два порядка меньшей энергетического разброса в пучке.

При проведении экспериментов фактическая ширина линии деполаризации определялась шириной спектра деполаризующую устройства, который нетрудно было сделать достаточно узким. Так, например, в экспериментах по измерению массы  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов на ВЭШ-4  $\frac{\delta\omega}{\omega} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ .

Реальная точность определялась нестабильностью и pulsa-

циями магнитного поля  $\frac{\Delta H}{H} \approx 10^{-5}$ .

5. В описываемых ниже экспериментах измерение частоты  $\Omega$  производилось медленным сканированием частотой деполаризатора с одновременным измерением степени поляризации пучка. Соотношение между скоростью сканирования  $\dot{\omega}_d$  и временем деполаризации пучка  $\tau_d$  должно удовлетворять условию  $\frac{\text{Sec}}{\dot{\omega}_d} > \tau_d$ . Изменение направления сканирования, которое применялось от захода к заходу, позволяло устранять систематические ошибки.

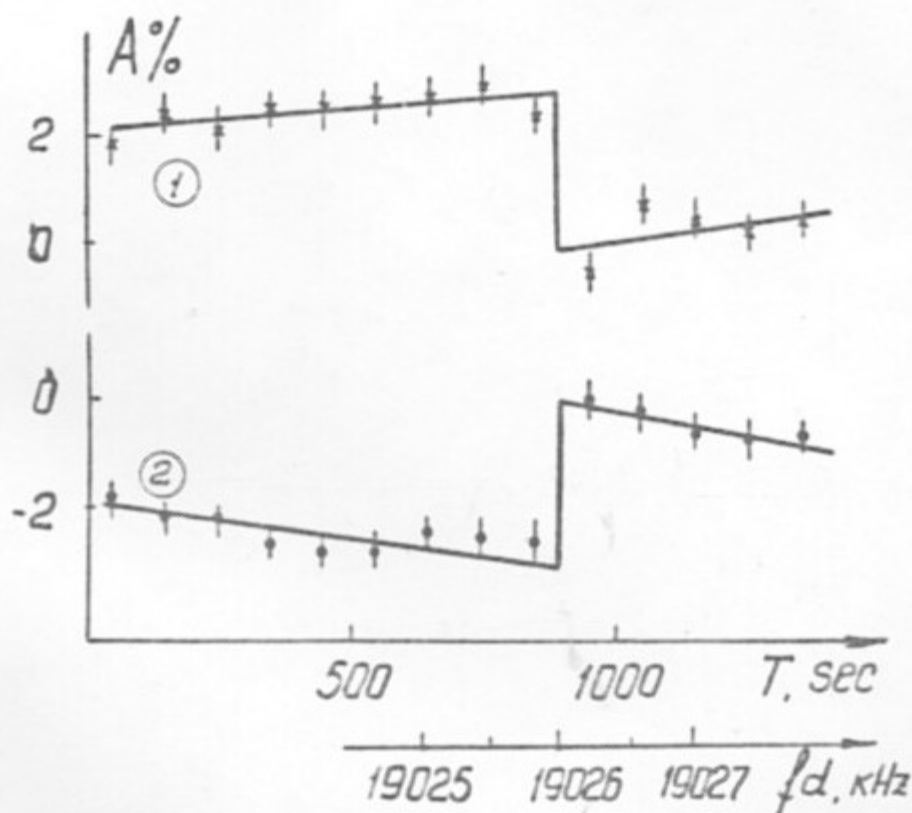


Рис. П-4.

На рис. П-4 показаны результаты одного цикла калибровки энергии, выполненные на установке ВЭШ-4 при измерении массы  $\gamma$ -мезона. По вертикальной оси отложена величина асимметрии обратнорассеянных комптоновских фотонов на электронном и позитронном пучках, по горизонтальной оси время и частота деполаризатора. В момент деполаризации происходит скачок в величине асимметрии.

Вся процедура абсолютной калибровки на накопительных кольцах ВЭШ-2М и ВЭШ-4 была полностью автоматизирована /23,22/ ЭВМ управляла накоплением пучков, подъемом энергии, установлением режима эксперимента.

Управление деполяризатором, сканировании его частотой, фиксация момента деполяризации пучка и дальнейшая статистическая обработка также осуществлялась через ЭВМ.



### Ш. Комплексы установок ВЭПП-2М и ВЭПП-4

Представленные эксперименты выполнены на комплексах установок со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М и ВЭПП-4 /25, 24/.

1. Описание комплекса ВЭПП-2М (рис.Ш-1). Жесткофокусирующее накопительное кольцо ВЭПП-2М сооружено на базе ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2, на котором ранее были проведены первые эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках. Слабофокусирующее кольцо ВЭПП-2 используется в качестве бустерного накопителя, а инжектором в него, как и ранее, является электронный синхротрон Б-3М на энергии 250 МэВ. Инжекция в бустер ВЭПП-2 как электронов, так и позитронов, получаемых посредством конверсии электронов, производится поочередно на энергии 120 МэВ. Затем накопленный в ВЭПП-2 пучок ускоряется и переводится в кольцо ВЭПП-2М. Перевод пучков обычно идет на той энергии, при которой проводится эксперимент. Это обеспечивает непрерывность работы, а средняя светимость оказывается близкой к максимальной.

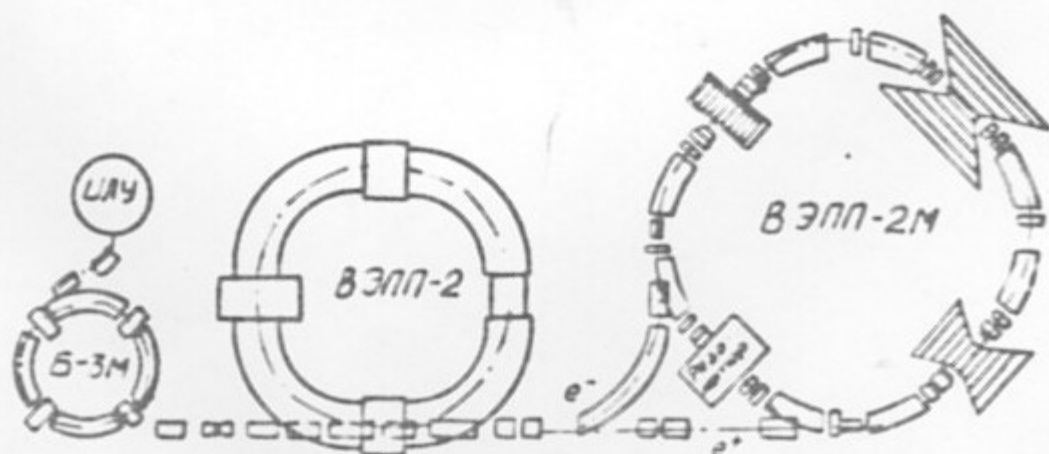


Рис. Ш-1. Схема комплекса ВЭПП-2.

Введенное в строй в 1974 году накопительное кольцо ВЭПП-2М с максимальной энергией  $2 \times 670$  МэВ обеспечило проведение экспериментов при более высокой светимости по сравнению с другими работающими в этой области энергий установками.

Ниже приведено сравнение светимости на одно место встречи ( $\text{см.}^{-2} \text{сек.}^{-1}$ ) накопителя с другими установками при энергии  $2 \times 510$  МэВ:

<i>Адон</i>	ВЭПП-2	АСО	ВЭПП-2М
$1 \cdot 10^{28}$	$2 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{29}$	$3 \cdot 10^{30}$

Структурно накопитель состоит из 8 секций магнитной системы, четырех коротких и четырех длинных промежутков. Элемент периодичности имеет зеркальную симметрию. Каждая секция имеет поворотный магнит с однородным полем и две квадрупольные линзы. В одном из длинных промежутков расположен резонатор, три остальных используются для экспериментов. В коротких промежутках расположены дополнительные квадрупольные линзы, позволяющие менять вертикальную  $\beta$ -функцию в области взаимодействия, впускные магниты, пластины инфлекторов и электростатические квадрупольные.

#### Основные параметры магнитной системы

Максимальная энергия		670 МэВ
Периметр кольца		1788 см
Частоты бетатронных колебаний	$\nu_z, \nu_x$	$\sim 3,06$
Коэффициент пространственного уплотнения орбит		0,17
Максимальное поле в магнитах		18,25 кГс
Градиент магнитного поля в основных линзах		6,4 кГс/см
Длина экспериментального промежутка		110,58 см
Значения $\beta_z, \beta_x, \eta_x$	в месте встречи (см)	6,5; 45; 41

Для коррекции хроматизма, кубичной нелинейности и связи бетатронных колебаний первоначально было установлено 16 секступольных, 16 октупольных линз и 2 повернутых квадрупольных.

Вакуумная камера накопителя выполнена из нержавеющей стали, снабжена приемниками излучения, рабочий вакуум  $\sim 1 \cdot 10^{-9}$  мм рт.ст. Это обеспечивает время жизни пучков несколько часов, что дает возможность вести эксперимент с поляризованными пучками. На энергии 510 МэВ, где велись измерения масс  $\phi$  и  $K$ -мезонов, время поляризации около 3 часов.

С 1974 года на установке ВЭПП-2М работали 6 детекторов. На двух из них были выполнены эксперименты по прецизионному измерению масс.

Весь комплекс автоматизирован и управляется от ЭВМ.

2. Описание комплекса ВЭПП-4. Общая схема ВЭПП-4 представлена на рис. III-2.

Инжекционная система комплекса включает в себя линейный ускоритель, возбуждаемый от импульсного гироконатора, синхротрон с энергией 350 МэВ и бустерный накопитель ВЭПП-3 с энергией 2.2 ГэВ. Позитроны с энергией 7 МэВ образуются конверсией 50-и МэВ-ных электронов на выходе линейного ускорителя. Частота циклов инжекции в ВЭПП-3 - один герц. Такая система инжекции обеспечивает скорость накопления позитронов в ВЭПП-4 более 0,5 мА/мин.

Основное кольцо периметром 366 метров состоит из двух полуколец (структура ФОДО) и двух промежутков. Один промежуток, длиной 40 метров, предназначен для системы инжекции и ускоряющих резонаторов, в другом организовано место встречи пучков с малой  $\beta_2$ -функцией. Работа ведется в режиме по одному сгустку электронов и позитронов, пучки в противоположном месте встречи

разведены с помощью электрических диполей.

Экспериментальный промежуток удлинен до 55 метров за счет крайних элементов периодичности. Недостающий поворот в 18 градусов осуществляется в центре промежутка магнитным детектором МД-1.

В экспериментальном промежутке ВЭШ-4 на первом этапе были организованы 3 возможных места встречи пучков. Это позволило до ввода в строй основного детектора МД-1, провести эксперименты по измерению масс  $\psi$ ,  $\psi'$ -мезонов с детектором "ОЛЯ".

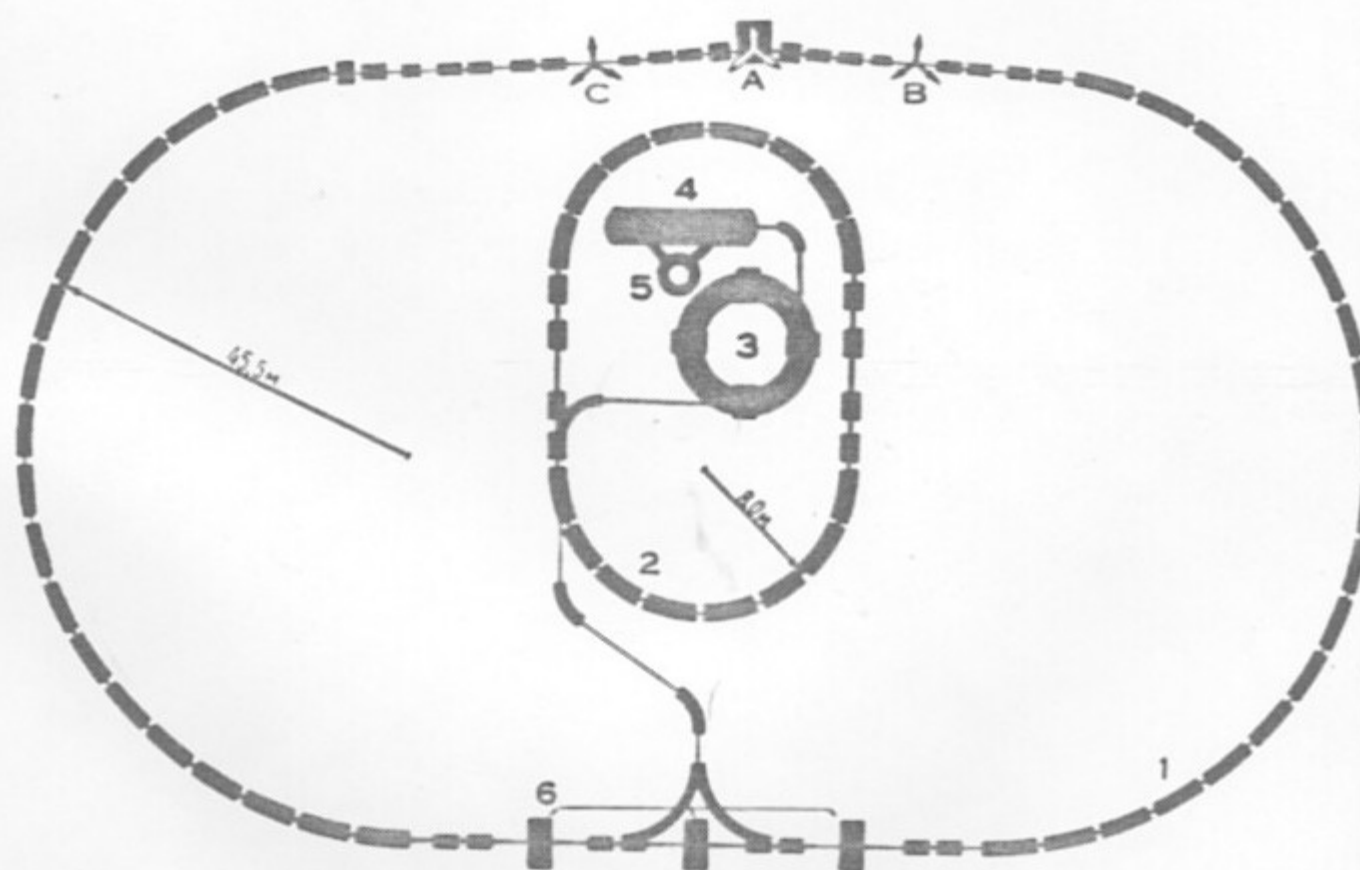


Рис. III-2. Схема комплекса ВЭШ-4. 1 - кольцо ВЭШ-4; 2 - кольцо бустерного накопителя ВЭШ-3; 3 - синхротрон Б-4; 4 - линейный ускоритель; 5 - импульсный СВЧ-генератор типа Гирокон; 6 - ускоряющие резонаторы ВЭШ-4.  
А, В, С - места встречи пучков.

Главной особенностью экспериментального промежутка ВЭПП-4 был детектор МД-1 с вертикальным магнитным полем. Этот детектор был специально ориентирован на изучение двухфотонных процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и имел хорошую точность измерения энергий рассеянных электронов и высокую эффективность их регистрации. Место встречи пучков в магнитном поле детектора позволило организовать измерение поляризации одновременно электронов и позитронов с использованием синхротронного излучения от встречного пучка.

Инжекция в кольцо ВЭПП-4 производилась обычно при энергии 1,8 ГэВ, дальнейшее ускорение до энергии эксперимента велось непосредственно в магнитной системе ВЭПП-4. Работа на эксперимент велась в диапазоне энергий от  $2 \times 1,5$  до  $2 \times 5,5$  ГэВ, максимальная светимость  $5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Время поляризации пучков на энергии 5 ГэВ составляет 40 минут.

Эксперименты на комплексе ВЭПП-4 были начаты в 1980 году. В течение 1980-1985 годов был набран интеграл светимости около 30 обратных пикобарн, основная часть которого была получена в последние годы. За это время на комплексе ВЭПП-4 был проведен цикл экспериментов по прецизионному измерению масс  $\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ -мезонов, цикл экспериментов по двухфотонной физике, подробное сканирование области энергий от  $2 \times 3,5$  ГэВ, измерение спиновой поправки к синхротронному излучению, разработаны методы измерения поляризации пучка с использованием синхротронного излучения от встречного пучка, лазерным поляриметром и др. Параллельно программе по физике высоких энергий велись работы с использованием обратно-рассеянных фотонов в ядерной физике и прикладному использованию синхротронного излучения.

Все управление и контроль комплекса полностью автоматизированы и ведется от ЭВМ.

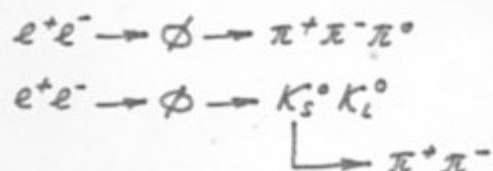


#### IV. Измерение массы $\phi$ -мезона

I. Измерение массы  $\phi$ -мезонного резонанса проводилось на встречных электрон-позитронных пучках в 1970-1974 г.г. /26-28/. Новое измерение /1,2/, проведенное в 1977 году и обеспечившее существенно лучшую точность, было стимулировано возросшими возможностями накопителя ВЭПП-2М /24/.

Большая светимость ( $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ) позволила провести эксперимент с высокой статистической точностью, а удобный промежуток встречи - использовать широкоугольную систему регистрации (детектор "ОЛЯ" /29,30/).

Измерение резонансной кривой было проведено по двум каналам



Основной целью эксперимента было проведение прецизионного измерения массы  $\phi$ -мезона, а также определение относительного знака амплитуд  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов в канале  $3\pi$ .

Прецизионное измерение массы  $\phi$ -мезона стало возможным после разработки метода абсолютной калибровки энергии пучков в накопителях, основанном на резонансной деполяризации пучков (см. гл. II).

2. Измерения были проведены на детекторе "ОЛЯ". Схема детектора "ОЛЯ" приведена на рис. IV-1. Детектор содержит 32 сцинтилляционных счетчика (40 ФЭУ) и 16 координатных проволочных искровых камер (10000 проволочек). Он состоит из четырех одинаковых квадрантов, охватывающих место встречи. Телесный угол детектора составляет  $0,65 \cdot 4\pi$  стерад.

Сцинтилляционные счетчики С1, С2, С3-1 и С3-2 включены в схему запуска, энергетический порог которого для пионов составляет 45 МэВ, для заряженных каонов - 65 МэВ. Запуск детектора

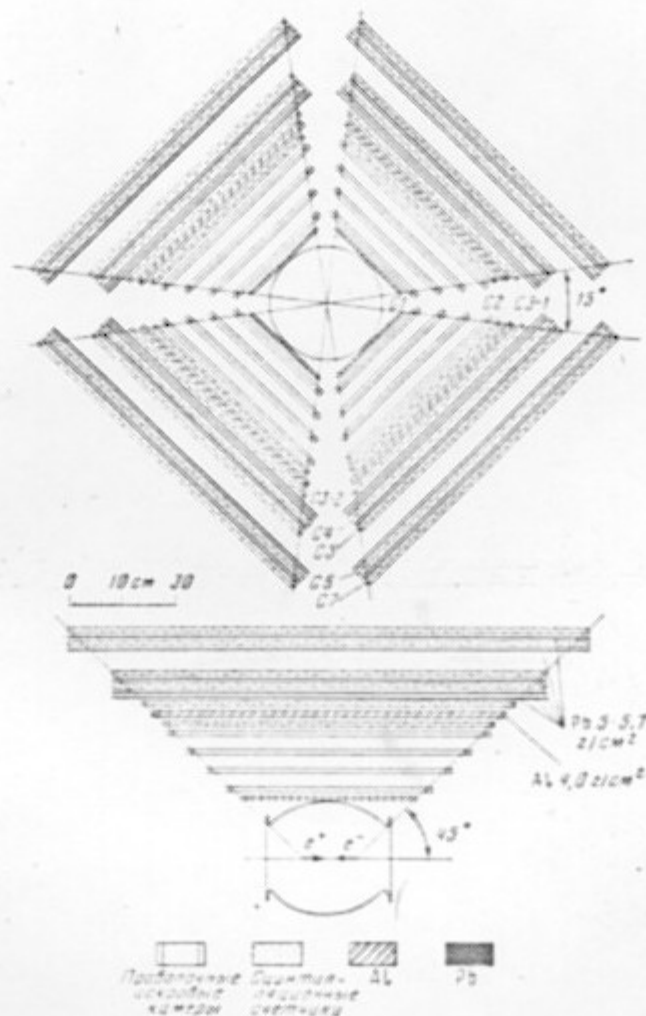


Рис. IV-I. Детектор "ОЛН". Телесный угол -  $0,65 \times 4\pi$ ; порог запуска ( $\pi$ ) - 45 МэВ; искровых камер - 16; сигнальных проволочек  $\sim 10^4$ ; сцинтилляционных счетчиков - 32; фотоумножителей - 40.

осуществляется при наличии, по крайней мере, двух заряженных частиц в разных квадрантах. Счетчики С4, С5, С6, С7 составляют сцинтилляционный сэндвич. Каждая пластина сэндвича просматривается своим фотоумножителем. При последующей обработке информации об амплитудах в каждой пластине используется для разделения электронов и мезонов.

Для подавления фона космических частиц осуществляется измерение времени пролета частиц между счетчиками С3 противоположных квадрантов детектора. Дополнительное снижение числа запусков от космических частиц (в 7 раз) получено синхронизацией запуска детектора с моментом пролета пучками места встречи.

Оперативное измерение светимости накопителя осуществляется регистрацией процесса двойного тормозного излучения двумя счетчиками полного поглощения на кристаллах  $NaI(Tl)$ . Счетчики расположены с противоположных сторон от места встречи вдоль направления пучков. Управление режимом работы детектора "ОЛЯ", сбор, контроль и первичную обработку информации осуществляет миникомпьютер М-6000, связанный через систему "Радиус" /ЗИ/ с ЭВМ "Минск-32", на магнитных лентах которой и происходит накопление информации. Последующая обработка данных также проводилась на этой машине.

3. Вся экспериментальная информация набрана в трех циклах сканирования интервала энергии  $2E$  от  $1013,5$  до  $1026,0$  МэВ с шагом  $\Delta(2E) = 0,5$  МэВ. Перед началом эксперимента была проведена абсолютная калибровка шкалы энергии накопителя.

Цикл измерения начинался с проверки калибровки энергии пучка в точке  $E = 509,6$  МэВ. Внутри цикла измерения энергия контролировалась по значению частоты ЯМР. После окончания эксперимента вновь была проверена калибровка энергии пучка. Суммарная точность калибровки энергии в этом эксперименте составила

$$\Delta(2E)/2E = 1,0 \cdot 10^{-4}.$$

Измерения проводились при следующих параметрах накопителя: ток электронов  $\sim 10$  мА, ток позитронов  $\sim 10$  мА, светимость  $-(1+5) \cdot 10^{29}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>, время жизни пучков около 30 мин.

Частота запусков детектора "ОЛЯ" в среднем составляла 1 Гц, из них примерно 0,3 Гц - события эффекта ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, K_s K_L, 3\pi$  и др.). Всего за время измерения  $T = 184 \cdot 10^3$  сек было зарегистрировано  $185 \cdot 10^3$  запусков детектора. Полный интеграл светимости, набранный в эксперименте, составляет  $42,4$  нбн<sup>-1</sup>.

4. Изучаемые моды распада  $\phi$ -мезона регистрировались по двум заряженным пионам. При обработке экспериментальных данных отбирались события, содержащие в координатных камерах два трека, удовлетворяющие условиям "точечности" (пересекающиеся в пространстве с точностью 10 мм).

Разделение каналов проводилось по пространственному углу отклонения от коллинеарности  $\omega$ . При заданной энергии сталкивающихся пучков скорость рождающихся  $K^0$ -мезонов фиксирована (с точностью до радиационных поправок), поэтому в л.с. пространственный угол отклонения от коллинеарности пионов распада  $K_s^0$  лежит в пределах от нуля до  $\omega_{\max}$ . Для того, чтобы эффективность регистрации пионов не зависела от энергии, на угол  $\omega$  наложено ограничение  $\omega < 36^\circ$ , что больше максимального угла во всем диапазоне энергии эксперимента. События, имеющие угол отклонения от коллинеарности  $\omega > 36^\circ$ , отнесены к каналу  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Расстояние от точки пересечения двух треков до линии пучков ограничивалось длиной 30 мм для событий  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  (около 5 распадных длин) и 10 мм для событий  $3\pi$ .

Для отделения от коллинеарных событий, соответствующих реакциям  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$ , установлено ограничение  $\omega > 15^\circ$ .



В этих условиях основным фоновым процессом остается электророжде-  
ние электрон-позитронной пары  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ . Этот процесс  
характеризуется малой кинетической энергией частиц, попадающих  
в детектор, а также компланарностью родившейся пары с осью пучка.  
Поэтому в обработке были отброшены события, в которых обе части-  
цы имели пробег меньше  $23 \text{ г/см}^2$ , а также события с углом откло-  
нения от компланарности  $|\Delta\varphi| < 10^\circ$ .

На рис. IV-2 приведена гистограмма по углу  $\omega$  для отобран-  
ных таким образом событий. Вертикальные пунктирные линии соот-  
ветствуют границам разделения коллинеарных пар и событий  $K_s^0 \rightarrow 2\pi$   
и  $3\pi$ . Всего в эксперименте, в условиях отбора, было выделено  
 $N(K_s^0) = 2732$  и  $N(3\pi) = 949$  событий.

Вероятности регистрации процессов вычислялись методом Монте-  
Карло. При моделировании учитывались ионизационные потери, много-  
кратное рассеяние и ядерное поглощение. Вероятности регистрации  
в условиях отбора

$$\varepsilon(K_s^0) = (11,3 \pm 0,5)\%, \quad \varepsilon(3\pi) = (6,4 \pm 0,6)\%.$$

Светимость определялась по процессу упругого электрон-позит-  
ронного рассеяния на большие углы. К процессу упругого рассеяния  
относились события с большой амплитудой в счетчиках-сандвичах, с  
полярным углом отклонения от коллинеарности  $|\Delta\theta| < 5^\circ$  и азимуталь-  
ным  $|\Delta\varphi| < 3^\circ$ . С учетом радиационной поправки ( $-9,1\%$ ) сечение  
регистрации упругого рассеяния  $\sigma(ee) = 527 \pm 6 \text{ нбн}$ . Всего зарегист-  
рировано 22344 события упругого рассеяния.

5. Для определения параметров  $\phi$ -мезона проводилась совме-  
стная обработка данных каналов  $\phi \rightarrow K_s^0 K_s^0$  и  $\phi \rightarrow 3\pi$  методом мак-  
симума правдоподобия. Сечения процессов записывались в виде

$$\sigma_j(E) = \sigma_j^{(0)} [1 + \delta_j(E)] [1 + P_j(E)]$$



где  $j = 1$  или  $2$  - номер канала распада ( $K_1^0 K_2^0$  или  $3\pi$ );

$\delta_j(E)$  - радиационная поправка,  $\rho_j(E)$  - поправка, связанная с разбросом энергии частиц в пучке, и  $\sigma_j^{(0)}$  - резонансное сечение.

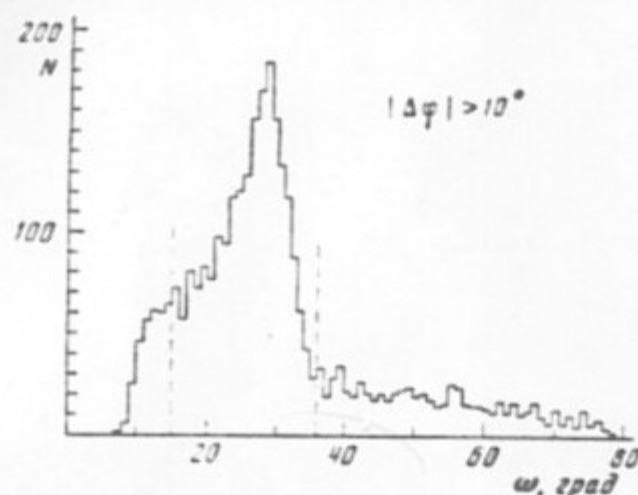


Рис. IV-2. Распределение событий по углу отклонения от коллинеарности  $\omega$ .

В канале  $K_1^0 K_2^0$  сечение имеет вид

$$\sigma_j^{(0)}(E) = \sigma_j^{(0)} / F \phi^2 (E_0/E)^2 V_K$$

а в канале  $3\pi$  с учетом  $\omega$ - $\phi$ -интерференции:

$$\sigma_j^{(0)}(E) = \left| \sqrt{\sigma_j^{(0)}} F_\phi + \sqrt{\sigma_j^{(0)}} F_\omega e^{i\alpha} \right|^2 (E_0/E)^2 V_{3\pi}$$

здесь  $E_0 = m_\phi/2$ ,  $\sigma_j^{(0)}$  - сечение в пике резонанса,  $V_K$  - фазовый объем каонов,  $V_{3\pi}$  - фазовый объем распада  $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,

$\alpha$  - относительная фаза амплитуд  $\omega$  и  $\phi$ ,  $F_\omega$ ,  $F_\phi$  - резонансный форм-фактор, нормированный в пике на единицу, с учетом близости к порогу рождающихся частиц /32/.

Радиационные поправки учитывались согласно работе /33/.

Энергия встречных пучков в с.д.м. ( $2E$ ) распределена по Гауссу со среднеквадратичным разбросом  $\Delta$ . Значение этой величины при  $2E = m_\phi$  составляет  $\Delta = 0,26$  МэВ и слабо зависит от энергии. Поправка, связанная с разбросом энергии в пучках, вычислялась следующим образом:

$$P_j(\epsilon) = [\sigma_j^{(1)}(\epsilon)]^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_j^{(2)}\left(\epsilon + \frac{t}{2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta} e^{-\frac{t^2}{2\Delta^2}} dt - 1,$$

где  $\sigma_j^{(2)}(\epsilon) = \sigma_j^{(1)}(\epsilon) [1 + \delta_j(\epsilon)]$

Вычисленные значения поправок  $P_1$  и  $P_2$  практически равны и составляют около 1 %.

Наблюдаемое в эксперименте сечение регистрации можно выразить через сечение  $\sigma_j(\epsilon)$  и вероятность регистрации  $\epsilon_{ij}$ :

$$\sigma_i^{reg} = \sum_j \epsilon_{ij} \sigma_j(\epsilon)$$

Значение  $\epsilon_{12} = (2,0 \pm 0,3) \%$  соответствует вероятности регистрации канала  $3\pi$  в кинематической области отбора  $K_2^0$  событий, а

$\epsilon_{21} = (0,07 \pm 0,04) \%$  есть вероятность регистрации событий  $K_2^0$  в границах отбора  $3\pi$ -событий. Вероятность пренебрежимо мала и в обработке принималась равной нулю. Как отмечалось выше, вероятности регистрации  $\epsilon_{ij}$  вычислялись методом Монте-Карло.

Ожидаемое количество событий  $\bar{n}_{ik}$  при  $k$ -й энергии записывается как

$$\bar{n}_{ik} = L_k \sigma_i^{reg}(\epsilon_k) + L_k \sigma_i^0$$

здесь  $L_k$  - светимость,  $L_k \sigma_i^0$  - вклад нерезонансных фоновых процессов.

Функция правдоподобия имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = -\ln W = \sum_{ik} \left[ \bar{n}_{ik} - n_{ik} + n_{ik} \ln \frac{n_{ik}}{\bar{n}_{ik}} \right],$$

где  $n_{ik}$  - число событий, зарегистрированных в эксперименте на  $k$ -й энергии  $(n_{1k} = N(K_2^0), n_{2k} = N(3\pi))$ .

6. Оптимизация функции правдоподобия проводилась по следующим параметрам:  $m_\phi$ ,  $\Gamma_\phi$ ,  $\sigma^{(1)}(K_2^0 K_2^0)$  и  $\sigma^{(1)}(3\pi)$  сечениям в пике резонанса,  $\sigma_j^{(1)}$  - уровню нерезонансного фона и  $\alpha$  - относительной фазе  $\omega$ - $\phi$  - интерференции.

Уровень нерезонансного фона  $\sigma^{\phi}$  определялся по обработке данных, полученных в эксперименте 1975 года /34/ в интервале энергий 2E от 980 до 1000 МэВ. Интеграл светимости на этом участке энергии составил  $8 \text{ нбн}^{-1}$ . В условиях отбора событий  $3\pi$  и  $K_S$  получены следующие значения:

$$\sigma^{\phi}(3\pi) = (5,0 \pm 0,9) \text{ нбн}, \quad \sigma^{\phi}(K_S) = (7,8 \pm 1,1) \text{ нбн}$$

В первую очередь была определена относительная фаза интерференции. Получено оптимальное значение фазы  $\alpha = 172 \pm 45^\circ$  при  $P(\chi^2) = 97\%$ . Для фиксированного, альтернативного значения фазы  $\alpha = 0^\circ$  вероятность статистического согласия оказалась равной  $P(\chi^2) = 0,7\%$ .

При фиксированном значении фазы  $\alpha = 180^\circ$  получены следующие величины параметров  $\phi$ -резонанса:

$$\begin{aligned} m_{\phi} &= 1019,52 \pm 0,13 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{\phi} &= 4,36 \pm 0,19 \text{ МэВ}, \\ \sigma^{\phi}(K_S K_S^0) &= 1,40 \pm 0,09 \text{ мкбн}, \\ \sigma^{\phi}(3\pi) &= 0,79 \pm 0,09 \text{ мкбн}. \end{aligned}$$

С использованием табличных значений парциальных мод распада  $\phi$ -мезона:

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow K^+ K^-) &= 0,466 \pm 0,023, \\ B(\phi \rightarrow \eta \gamma) &= 0,020 \pm 0,004 \end{aligned}$$

и экспериментальных сечений  $\sigma^{\phi}(K_S K_S^0)$  и  $\sigma^{\phi}(3\pi)$  были получены следующие параметры резонанса:

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi} &= 4,26 \pm 0,30 \text{ мкбн}, \\ B(\phi \rightarrow K_S^0 K_S^0) &= 0,328 \pm 0,024, \\ B(\phi \rightarrow 3\pi) &= 0,186 \pm 0,022, \\ B(\phi \rightarrow e e) \cdot 10^4 &= 3,00 \pm 0,21, \\ \Gamma(\phi \rightarrow e e) &= 1,32 \pm 0,10 \text{ кэВ}, \\ \frac{\Gamma_{\phi}^2}{4} &= 11,7 \pm 0,9 \end{aligned}$$



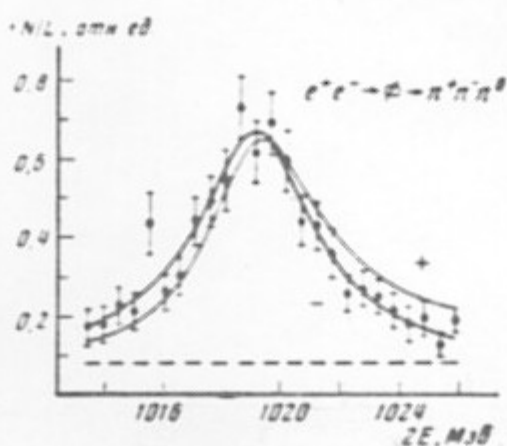


Рис. IV-4. Результаты подгонки в канале  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

Пунктирная прямая - фоновый пьедестал, сплошная тонкая кривая соответствует, сечению процесса при "неправильной" фазе интерференции  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов;  $\alpha = 0$ .



### У. Измерение массы заряженных каонов

Масса заряженных каонов была измерена в реакции  $e\bar{e} \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-$  на накопителе ВЭП-2М по разнице между энергией встречных пучков и кинетической энергией каонов. Абсолютная энергия частиц в накопителе определялась методом резонансной деполяризации с точностью 10 КэВ ( $\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-5}$ ). Кинетическая энергия каонов, имеющих энергию около 16 МэВ, определялась по пробегам в ядерной эмульсии с относительной точностью  $10^{-3}$ . Каоны вылетают из места встречи преимущественно в направлении, перпендикулярном оси пучков, проходят стенку вакуумной камеры из нержавеющей стали и останавливаются в слоях ядерной эмульсии. Каоны идентифицировались в эмульсии по характерному виду распада  $K^+$  и захвату  $K^-$  ядрами фотоэмульсии в конце своего пробега. Калибровка соотношения пробег-энергия в эмульсии и нержавеющей стали осуществлялась моноэнергетическими протонами с энергией около 40 МэВ на накопителе НАП-М с электронным охлаждением.

В данном эксперименте пучок позитронов с начальным током примерно 30 мА поляризовался в течение двух часов при энергии 650 МэВ близкой к максимальной энергии накопителя. При этой энергии время поляризации составляло один час и приблизительно равнялось времени жизни частиц в накопителе. Затем энергия поляризованного пучка опускалась в область энергий  $\phi$ -мезонного резонанса, выдерживалась временная пауза, необходимая для выхода накопителя на стационарный режим работы. Энергия позитронов в накопителе измерялась методом резонансной деполяризации. Перед постановкой эмульсионных камер на прямолинейный промежуток в накопитель инжектировался пучок электронов. Величина магнитного поля в накопителе измерялась датчиком ЯМР и поддерживалась на постоянном уровне с точностью лучше  $2 \times 10^{-5}$ . Облучение

эмульсионной камеры в первом сеансе длилось 50 минут при токах  $3 \times 3 \text{ мА}^2$  и во втором 30 минут при токах  $5 \times 5 \text{ мА}^2$ .

Поиск следов заряженных каонов проводился путем сканирования по площади эмульсионных слоев. По характеру взаимодействия или распада частицы в конце пробега была проведена идентификация событий по знаку заряда. По углам входа следов в эмульсионную камеру были отобраны частицы, вылетающие из места встречи пучков. Значение массы заряженных каонов, полученное в результате измерения пробегов  $|2I|$  следа, оказалось равным /3/

$$M(K^\pm) = 493.670 \pm 0.029 \text{ МэВ.}$$

Следует подчеркнуть, что в данном эксперименте измеряется среднее значение массы положительных и отрицательных каонов.

Наиболее точное значение массы отрицательных каонов

$$M(K^-) = 493.657 \pm 0.020 \text{ МэВ}$$

было получено в эксперименте с К-мезонами. Из сравнения этих результатов можно сделать заключение о справедливости предсказания СРТ-теоремы о равенстве масс  $K^+$  и  $K^-$ -мезонов с точностью  $10^{-4}$ .

## УІ. Измерение массы нейтрального каона

Значение массы нейтрального каона было измерено в реакции  $e^+e^- \rightarrow K_s K_s$  на накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора КМД /51/. Использование метода резонансной деполяризации совместно с системой стабилизации средней энергии пучков /53/ позволило определять и поддерживать в течение всего эксперимента энергию каждого из встречных электрон-позитронных пучков в накопителе ВЭПП-2М с точностью 15 кэВ. Для уменьшения влияния радиационных поправок на точность определения массы нейтрального каона значение энергии встречных электрон-позитронных пучков в эксперименте было фиксировано на левом склоне резонансной кривой  $\phi$ -мезона. Поскольку энергия каонов, с учетом радиационных поправок, известна с высокой точностью, то становится возможным из их импульсного распределения определить массу нейтрального каона. Кроме этого, массу каона можно определить путем измерения предельного угла разлета пионов. В этом случае пионы в системе инерции каона разлетаются перпендикулярно направлению его движения и имеют одинаковые импульсы.

Детектор КМД представляет собой систему из сверхпроводящего соленоида, внутри которого соосно размещены шестизазорная цилиндрическая оптическая искровая камера и две цилиндрические пропорциональные камеры. Оси искровой камеры и соленоида совпадают с направлением движения встречных электрон-позитронных пучков. Вблизи торцов основного соленоида и соосно с ним размещены две сверхпроводящие компенсирующие катушки с магнитным полем, направленным противоположно полю основного соленоида. Неоднородность поля в рабочем объеме  $< 15\%$  и учитывается при обработке событий.

Пропорциональные камеры, одна из которых расположена между искровой камерой и вакуумной трубкой накопителя, а другая - сна-

ружи искровой камеры, служат для запуска детектора и предварительного отбора событий по углам и импульсам. Система искровой и пропорциональных камер позволяет регистрировать события в телесном угле  $0,6 \cdot 4\pi$  ср.

Искровая камера с алюминиевыми электродами толщиной 50 мкм работает в трековом режиме при температуре 180 К и давлении 2 атм. Наружный диаметр искровой камеры 26 см, длина рабочей области 22 см. Изображения треков заряженных частиц с помощью системы зеркал выводятся за пределы корпуса детектора и сводятся на кинокамеру.

Количество вещества, которое проходит частица от места встречи до попадания в искровую камеру, составляет 0,01 рад.ед. Количество материала на пути частицы внутри искровой камеры от ее внутреннего электрода до наружного с учетом газового наполнения камеры составляет 0,004 рад.ед.

Для измерения энергии с точностью  $\sim 10$  кэВ методом резонансной деполяризации пучка необходимо иметь степень поляризации частиц 50–60%, которая достигается за 3–4 ч радиационной поляризации электронов в накопителе при энергии  $\phi$ -резонанса. Для поддержания постоянства средней энергии частиц в накопителе надо учитывать изменение его геометрии в промежутках между измерениями из-за непостоянства температуры окружающей среды и других причин. Изменение геометрии накопителя оказывает основное воздействие на стабильность энергии частиц в пучке. Для учета изменения использовалась автоматическая система измерения смещений магнитов и линз накопителя /53/.

Перед началом эксперимента с помощью метода резонансной деполяризации была получена зависимость энергии пучка от показаний датчиков системы радиальных смещений магнитов. При этом магнитное поле в накопителе, контролируемое с помощью ЯМР, поддержи-



валось постоянным. Как оказалось, изменение среднего радиуса накопителя на 10 мкм соответствует уходу энергии пучка на 13 кэВ. Для компенсации этого эффекта в ходе эксперимента магнитное поле в накопителе изменялось с учетом коэффициента обратной связи между показаниями датчика ЯМР, контролирующего магнитное поле в накопителе, и изменениями среднего радиуса накопителя. Кроме того, в течение эксперимента, примерно раз в сутки проводились контрольные измерения средней энергии пучка методом резонансной деполяризации. Результаты этих измерений учитывались при обработке статистики.

Из результатов контрольных измерений следует, что средняя энергия частиц в пучке в ходе эксперимента поддерживалась постоянной с точностью 15 кэВ.

Нейтральные каоны, рождающиеся в реакции  $e^+e^- \rightarrow K_s^0 K_s^0$  вылетают из места встречи пучков преимущественно перпендикулярно оси пучков и имеют среднюю длину пробега до распада 5,8 мм для  $K_s^0$ -мезонов и 3,4 м для  $K_L^0$ -мезонов. Распределение пионов в распаде  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  по углу разлета в л.с. имеет максимум при минимальном угле разлета  $\theta \approx 150^\circ$ . Импульс каонов равен  $\sim 108,3$  МэВ/с.

В эксперименте использовались условия запуска, при которых регистрировались двухчастичные события с углом расколлинеарности в  $XU$ -плоскости от 0 до  $90^\circ$ . Эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow K_s^0 K_s^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+\pi^-$  составила  $\sim 20\%$ .

Значение массы нейтрального каона было измерено дважды.

В первом эксперименте был набран интеграл светимости 10 обратных нанобари при средней светимости накопителя ВЭПП-2М во время набора статистики  $1,3 \times 10^{29}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>. Величина магнитного поля в объеме детектора составляла 15 кГс. В эксперименте было отснято 58 тысяч фотографий, из которых обмерено около 2000 кандидатов на распад каона. Оцифровка фотографий проводи-



лась на полуавтоматической установке по обработке снимков.

Благодаря наличию магнитного поля, пониженной температуре и повышенному давлению газовой смеси в искровой камере получено пространственное разрешение в плоскости перпендикулярной оси пучков около 100 мкм и вдоль оси пучков около 2,5 мм. Влияние многократного рассеяния пионов на точность восстановления импульсов сравнимо с вкладом пространственного разрешения детектора. Точность определения угла разлета пионов от распада каона равна 2 градусам. Такие характеристики детектора позволили по углам и импульсам зарегистрированных пионов получить импульсное разрешение для  $K^0$ -мезонов около 10,5 МэВ/с.

Для определения массы каона отобранные события были разбиты на две группы. В первую группу вошли 614 событий, у которых импульсы пионов отличаются больше, чем на 10%. Во вторую группу вошли 166 событий, у которых это отличие меньше 10%.

По импульсному распределению каонов из первой группы с помощью метода максимального правдоподобия была определена масса нейтрального каона, которая оказалась равной

$$M(K^0) = 497,762 \pm 0,116 \text{ МэВ.}$$

Углы разлета пионов для событий из второй группы должны находиться в узкой области 0,6 градуса вблизи предельного угла разлета, приблизительно равного 150 градусам. Процессы с излучением мягких фотонов и конечное разрешение детектора по углам увеличивают эту область. Из экспериментального распределения по углам разлета пионов для событий из второй группы методом максимального правдоподобия получено значение массы каона

$$M(K^0) = 497,720 \pm 0,122 \text{ МэВ.}$$

Поскольку полученные двумя независимыми методами результаты хорошо согласуются между собой в пределах ошибок измерения, которые в основном имеют статистический характер, было проведено

усреднение и окончательное значение массы каона оказалось равным /7/  $M(K^0) = 497,742 \pm 0,085$  МэВ.

Второе измерение массы нейтрального каона выполнено после совершенствования элементов детектора и введения автоматизированной обработки снимков, что позволило улучшить в  $1,5 \pm 2$  раза пространственное разрешение детектора. В плоскости перпендикулярной оси пучков  $XU$  пространственное разрешение составило  $50 \pm 60$  мкм, а вдоль оси  $Z$  пучков 1,5 мм. Такие характеристики детектора позволили достичь разрешения  $\sim 1^\circ$  по углу разлета пионов в распаде  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и импульсное разрешение для  $K_s^0$ -мезонов 5,6 МэВ/с в поле 25 кГс. В эксперименте при двух значениях магнитного поля в объеме детектора 14,93 и 24,70 кГс был набран интеграл светимости 17,7 и 35,3 обратных нанобарн соответственно. С помощью автоматизированной установки было оцифровано  $\sim 80$  тыс. фотоснимков с двухчастичными событиями. Большую часть зарегистрированных событий составляют частицы космических лучей, пролетающие в стороне от центра пучка, и частицы, вылетающие из места встречи в процессах  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-$ . По этим коллинеарным событиям контролировалась правильность угловых характеристик восстановленных траекторий частиц.

Полезные события в первую очередь отбирались по сумме импульсов пионов ( $p_1 + p_2$ ), поскольку эта величина в распаде каона на два пиона находится в узком диапазоне значений вблизи 426 МэВ/с. Границы для отбора по этому параметру выбирались с учетом радиационных поправок и импульсного разрешения детектора и составили

$$380 < (p_1 + p_2) < 472 \text{ МэВ/с в поле } 14,93 \text{ кГс}$$

и  $400 < (p_1 + p_2) < 448 \text{ МэВ/с в поле } 24,70 \text{ кГс.}$

Для уменьшения вклада фоновых процессов отбирались события, у которых угол расколлинearности в  $XU$ -плоскости  $> 10^\circ$ , а расстояние в  $XU$ -плоскости от точки распада каона до оси пучков  $> 1$  мм. Координаты области взаимодействия электрон-позитронных пучков находились с помощью анализа событий электрон-позитронного рассеяния и процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ .

Для дальнейшего анализа отбирались только те события, у которых точка распада каона находилась внутри вакуумной трубки ускорителя. Отбраковывались события с малым числом измеренных точек на треке, с пространственным разрешением, превышающим среднее разрешение в 3 раза, а также с треками, расположенными слишком близко к краям зеркал. По указанным критериям было отобрано 3713 событий.

Для определения массы каона двумя независимыми методами — по импульсному распределению каонов и минимальному углу разлета пионов — события разбивались на две группы при каждой величине магнитного поля. При этом такие источники ошибок, как потери на ионизацию и рассеяние пионов в веществе, абсолютная величина магнитного поля в детекторе, пространственное разрешение искровой камеры, дают различный вклад в точность определения массы каона по разным группам событий.

При разделении событий на группы использовалось отношение измеренных импульсов заряженных пионов.

В первую группу включены события, у которых импульсы пионов отличались больше чем на 10%. Она содержит 968 событий, набранных при магнитном поле 14,93 кГс, и 2057 событий, набранных при магнитном поле 24,70 кГс.

Сравнением измеренной в детекторе суммарной энергии пионов (рис. VI-1) с известной энергией пучка с учетом поправок на излучение фотонов контролируется абсолютная величина магнитного поля

в установке и правильность восстановления импульсов заряженных частиц. Полученная неопределенность в суммарной энергии пионов позволила контролировать магнитное поле в детекторе с точностью 0,1%.

По импульсному распределению каонов в событиях первой группы, представленному на рис. У1-2, с помощью метода максимального правдоподобия определялась масса нейтрального каона. Расчетное распределение каонов по импульсам в реакции  $e^+e^- \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$  получено моделированием методом Монте-Карло с учетом свойств детектора.

В результате анализа экспериментальных данных масса нейтрального каона оказалась равной  $M = 497,602 \pm 0,074$  МэВ для событий первой группы, набранных при магнитном поле 14,93 кГс, и  $M = 497,657 \pm 0,046$  МэВ для событий первой группы, набранных при магнитном поле 24,70 кГс.

Приведенная ошибка складывается из статистической ошибки, равной 59 и 27 кэВ для полей 14,93 и 24,70 кГс соответственно, а также ошибок, связанных с оптическими искажениями и сносом искр в электрическом и магнитном полях, с учетом радиационных поправок, с неточностью калибровки магнитного поля в детекторе и неточностью знания энергии пучка. Кроме того, учитывался вклад в ошибку из-за рассеяния и потерь на ионизацию при прохождении пионов в веществе детектора. Так, неопределенность в величине магнитного поля 0,1% дает вклад в ошибку определения массы таким способом 24 кэВ. Что касается потерь на ионизацию, то, хотя они и составляют  $\sim 700$  кэВ для каждого пиона, импульс нейтрального каона меняется из-за этого на небольшую величину, поскольку пионы разлетаются под тупым углом, и даже 20%-ная неопределенность вещества приводит к сдвигу массы нейтрального каона только на 13 кэВ.



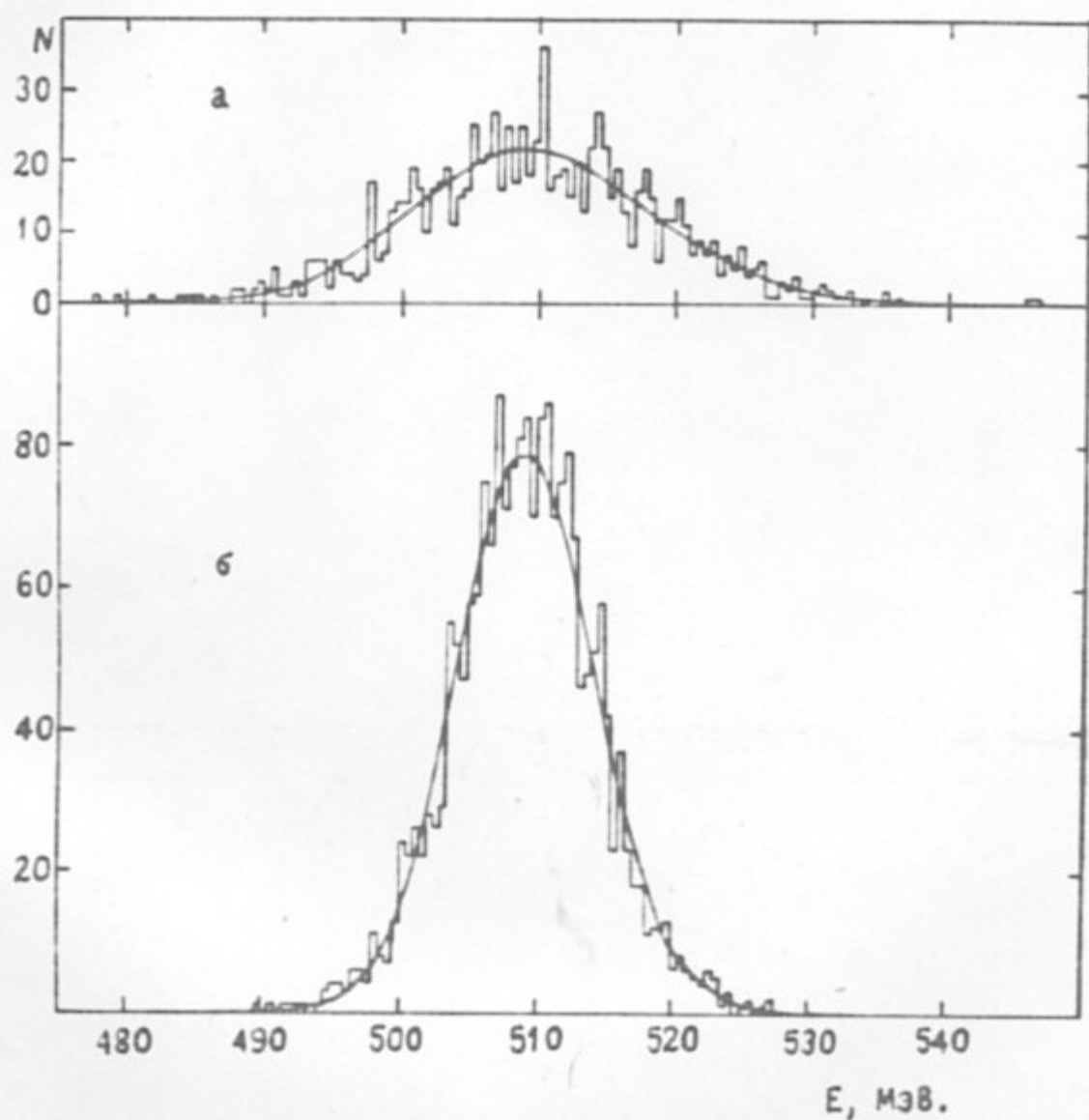


Рис.УІ-І. Распределение событий первой группы по суммарной энергии пионов. Сплошная кривая - расчет с энергией пучка 509,32 МэВ. а -  $N = 14,93$  кГс, б -  $N = 24,70$  кГс



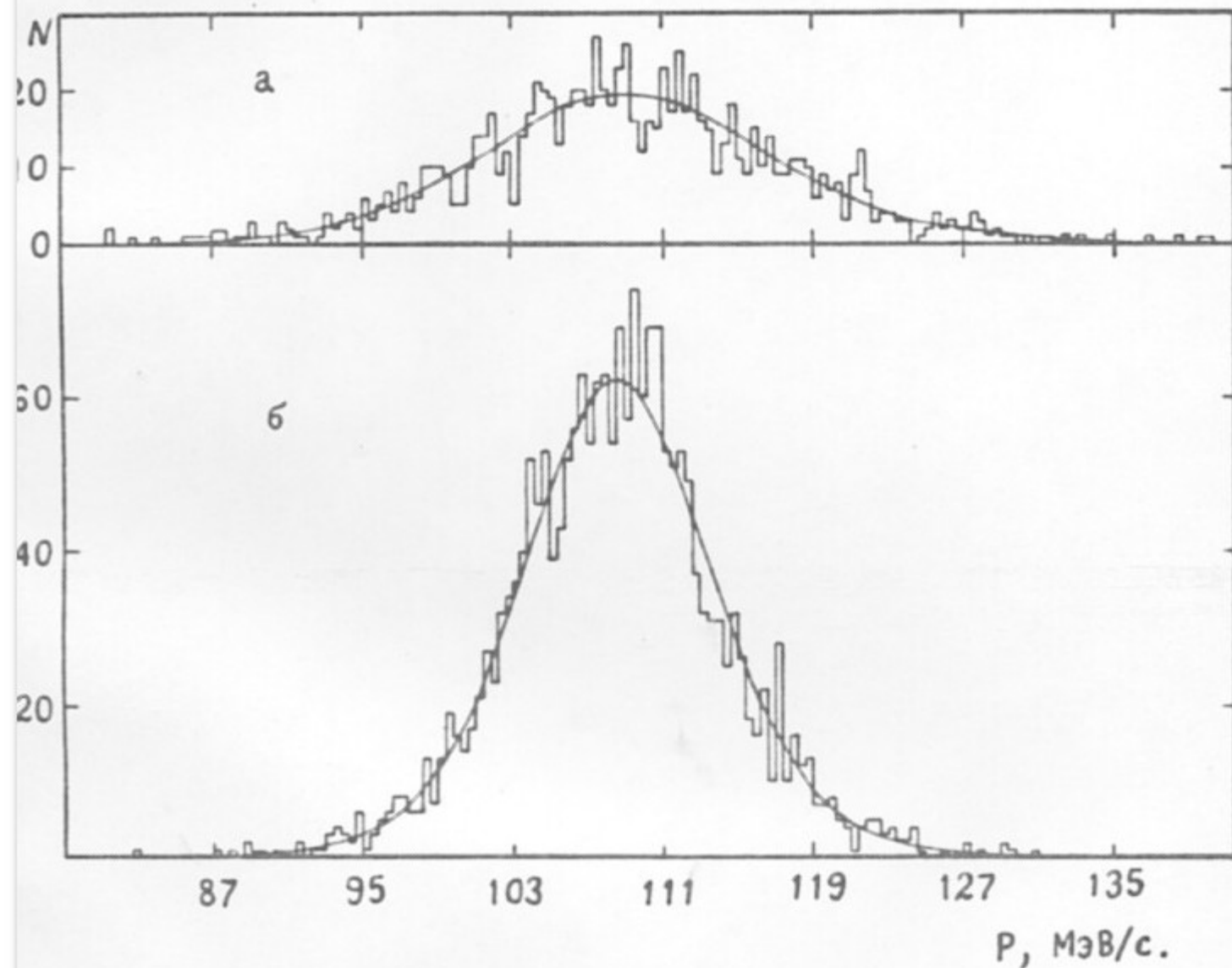


Рис. VI-2. Распределение событий первой группы по импульсам каонов. Сплошная кривая - расчет. а -  $M = 497,602$  МэВ,  $H = 14,93$  кГс; б -  $M = 497,657$  МэВ,  $H = 24,70$  кГс

Во вторую группу вошли события, у которых импульсы пионов отличались меньше чем на 10%. Она содержит 224 события, набранных при магнитном поле 14,93 кГс, и 464 события, набранных при магнитном поле 24,70 кГс.

Углы разлета пионов в событиях второй группы должны находиться в узкой области  $0,56^\circ$  вблизи минимального угла разлета, равного  $\sim 150^\circ$ , однако процессы с излучением мягких фотонов и конечное разрешение детектора по углам увеличивают эту область.

Минимальный угол разлета соответствует случаю, когда пионы в системе центра инерции каона разлетаются перпендикулярно направлению его движения. Масса каона  $M$  связана с минимальным углом  $\psi_0$  соотношением

$$M = [E_k^2 \sin^2(\psi_0/2) + 4m_\pi^2 \cos^2(\psi_0/2)]^{1/2}$$

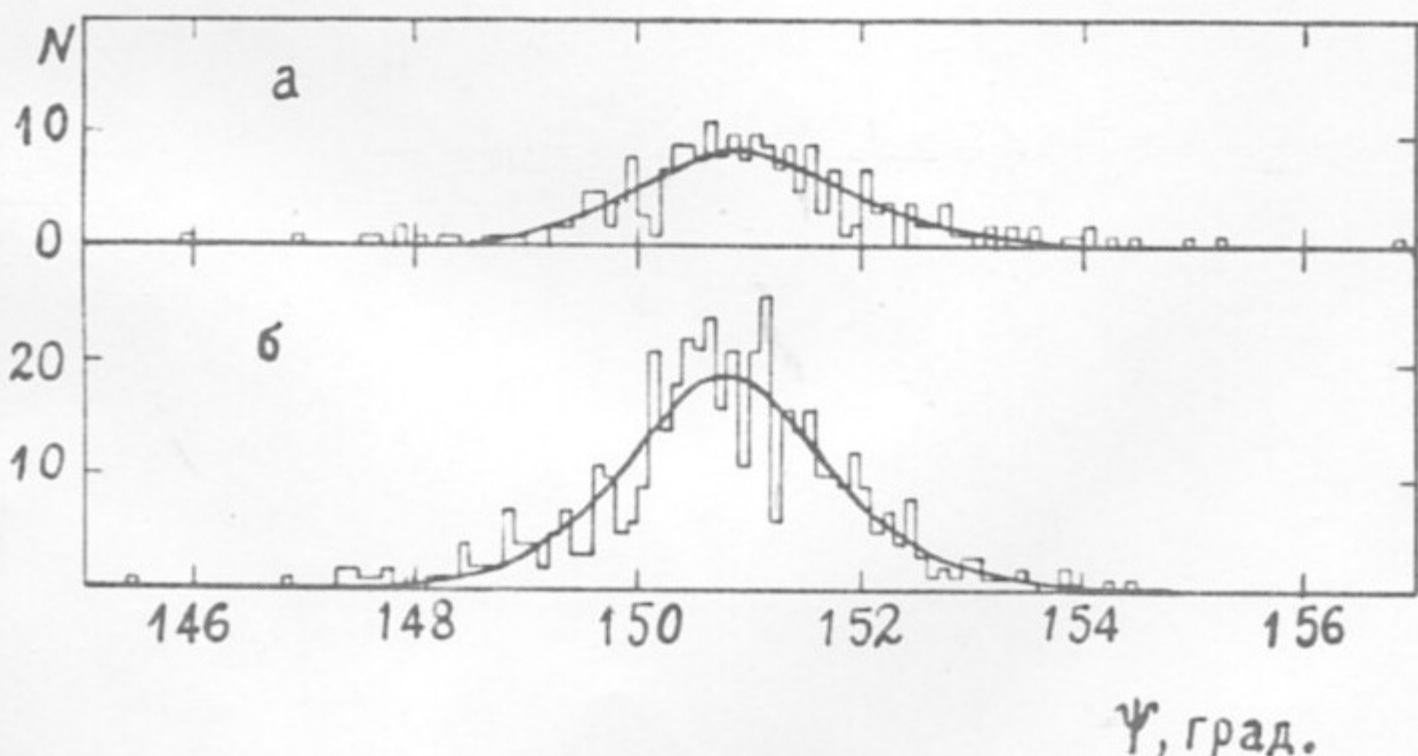


Рис. VI-3. Распределение событий второй группы по углам разлета пионов. Сплошная кривая - расчет. а -  $M = 497,719$  МэВ,  $H = 14,93$  кГс; б -  $M = 497,657$  МэВ,  $H = 24,70$  кГс

Зная массу пиона  $m_\pi$ , энергию нейтрального каона  $E_K$ , равную с точностью до поправок на радиационное излучение половине полной энергии встречных электрон-позитронных пучков, и измерив минимальный угол разлета  $\psi$  можно определить массу нейтрального каона.

Из экспериментально полученных распределений по углам разлета пионов событий второй группы, представленных на рис. У1-3, методом максимального правдоподобия получено  $M = 497,719 \pm \pm 0,068$  МэВ для событий, набранных при магнитном поле 14,93 кГс, и  $M = 497,657 \pm 0,048$  МэВ для событий, набранных при магнитном поле 24,70 кГс.

Приведенная ошибка складывается из статистической ошибки (62 и 41 кэВ для полей 14,93 и 24,70 кГс соответственно) и ошибок, связанных с учетом оптических искажений, сноса искр в скрещенных электрическом и магнитном полях, неточности определения энергии пучка и учета радиационных поправок. Приведенное на рис. У1-3 расчетное распределение по углам разлета пионов в событиях второй группы получено моделированием методом Монте-Карло с учетом свойств детектора.

Значения масс, полученные в приведенных выше четырех измерениях, хорошо согласуются друг с другом и по ним с учетом корреляции между ошибками найдено  $M = 497,661 \pm 0,033$  МэВ.

Это значение согласуется с результатом предыдущего эксперимента и усредненное значение массы нейтрального каона равно

$$M(K^0) = 497,669 \pm 0,030 \text{ МэВ.}$$

Значение массы нейтрального каона, измеренное на накопителе ВЭПП-2М с помощью детектора КМД, в 4 раза точнее усредненной величины, полученной по результатам работ других авторов.

УП. Измерение массы  $\omega$ -мезона

Эксперимент по измерению массы  $\omega$ -мезона выполнен на накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора КМД, который описан в гл. VI.

Для регистрации треков заряженных частиц в КМД используется оптическая искровая камера с цилиндрическими электродами, помещенная внутри сверхпроводящего соленоида с магнитным полем до 32 кГс. Высокое пространственное разрешение 50 мкм в перпендикулярной оси пучков плоскости и 1,5 мм в продольном направлении обеспечило разрешение по импульсу 2,5% при импульсе 400 МэВ и хорошую идентификацию заряженных продуктов  $e^+e^-$  столкновений по кинематическим характеристикам частиц.

Запускающая система КМД включает две цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры, расположенные внутри и снаружи искровой камеры и обеспечивающие высокую эффективность запуска детектора.

Для определения средней энергии частиц в накопителе с точностью 15 кэВ впервые при изучении  $\omega$ -мезона использовался метод резонансной деполяризации вместе с системой автоматической регулировки магнитного поля в накопителе для компенсации температурных колебаний его размеров. Из-за большого времени поляризации пучка при энергии  $E \approx 390$  МэВ и области  $\omega$ -мезона, поляризация проводилась при энергии 600 МэВ. Сохранение поляризации пучка при последующем снижении его энергии достигалось методом адиабатического прохождения целого спинового резонанса при  $E \approx 440,65$  МэВ.

Для измерения параметров  $\omega$ -мезона проводилось сканирование энергии пучков в накопителе в диапазоне  $2 \times 380 - 2 \times 405$  МэВ и измерялось сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

Полный набранный интеграл светимости составил около  $50 \text{ нб}^{-1}$ , было отснято 310 тыс. фотоснимков. В них было найдено и оцифровано 130 тыс. событий, при этом отбрасывались только те кадры, которые вообще не содержат треков.

Для подавления фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-$  и фона от космических частиц использовались условия отбора:

$$\Delta\varphi > 15^\circ; 0,45 < p/E < 0,725; \ell < 1 \text{ мм},$$

где  $\Delta\varphi$  — угол расколлинеарности в плоскости, перпендикулярной оси пучков,  $p/E = (|p_1| + |p_2|)/2E$  — полусумма импульсов заряженных частиц, деленная на энергию пучка,  $\ell$  — минимальное расстояние от двух треков до оси пучка. Было отобрано 3805 кандидатов в  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . На рис. УП-1 приведено распределение отобранных событий по квадрату недостающей массы. Виден пик вблизи квадрата массы  $\pi^0$ -мезона.

По количеству  $3\pi$ -событий, зарегистрированных в каждой энергетической точке, и интегралу светимости определялось сечение изучаемого процесса:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{N_{\pi^+\pi^-\pi^0}}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0} (1 + \delta_{\pi^+\pi^-\pi^0})},$$

где  $\mathcal{L}$  — интеграл светимости,  $\varepsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  — эффективность регистрации  $3\pi$ -событий,  $\delta_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  — радиационная поправка. Интеграл светимости измерялся по числу событий упругого рассеяния. Эффективность регистрации была найдена моделированием прохождения частиц через детектор и оказалась равной  $12,9 \pm 0,1\%$ . Полученные значения сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  приведены на рис. УП-2. Для определения параметров  $\omega$ -мезона экспериментальные сечения аппроксимировались теоретической резонансной кривой с учетом близости к порогу рождающихся частиц [32]. В качестве свободных параметров использовались параметры резонанса



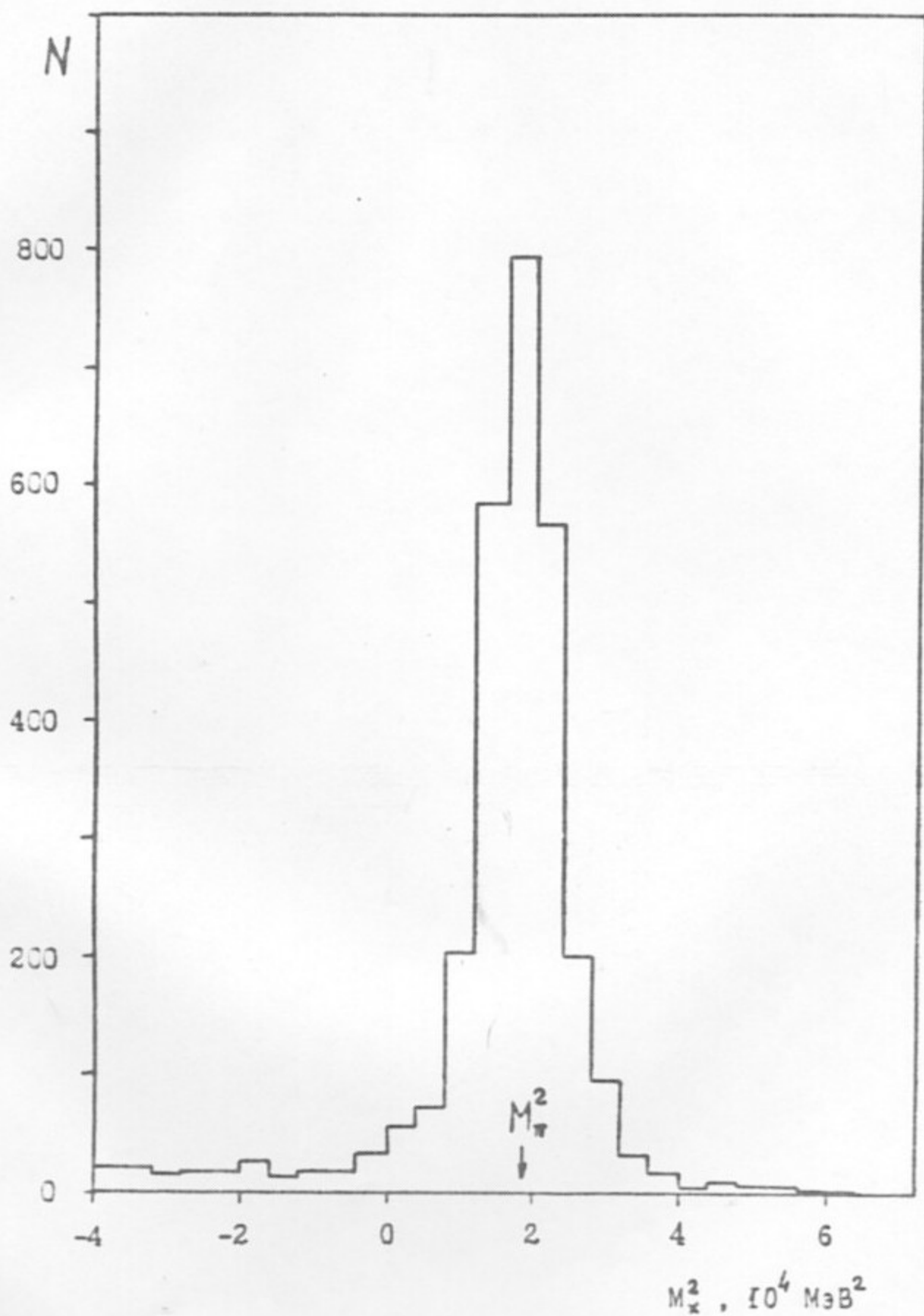


Рис. VII-1.

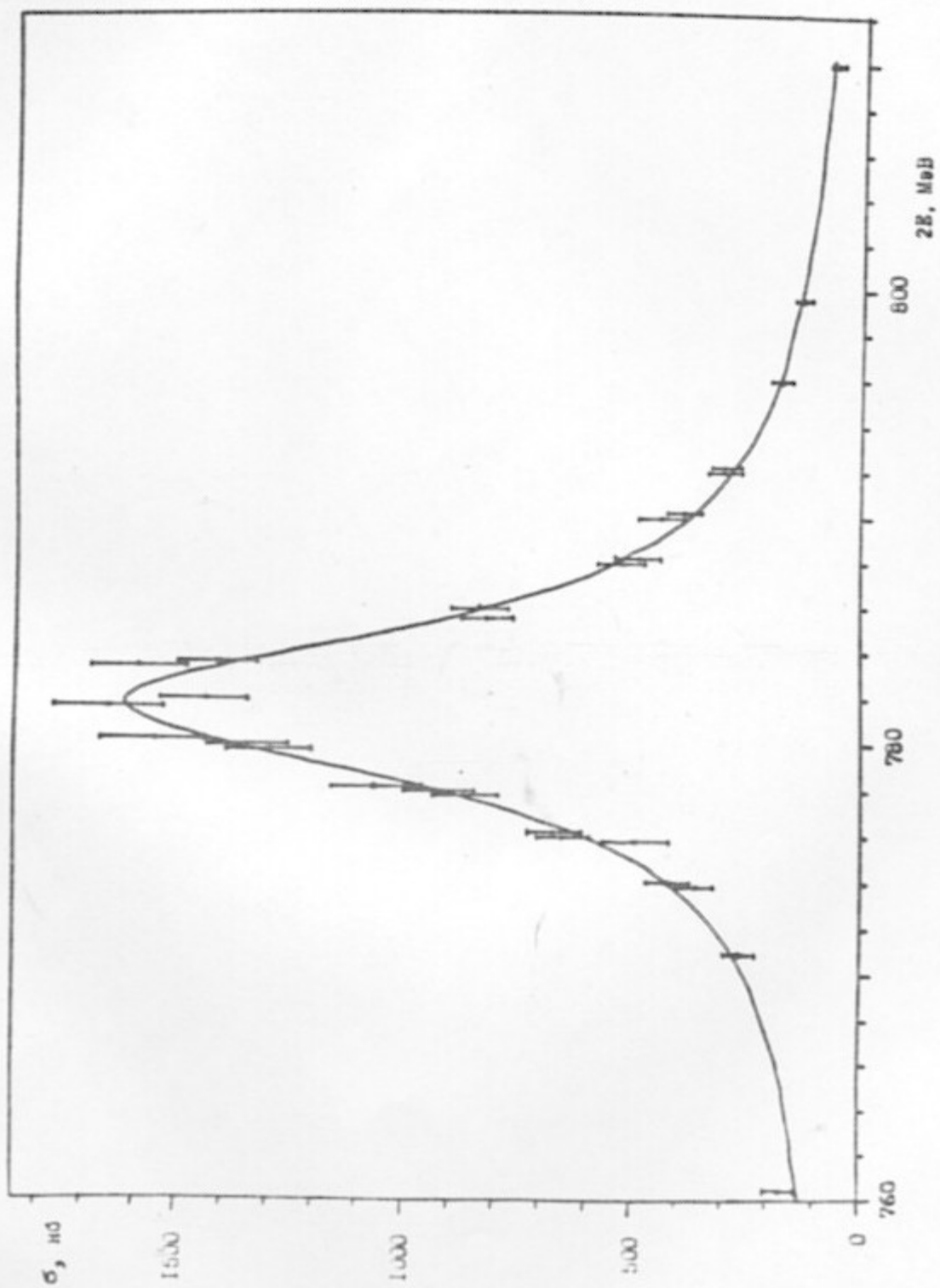


Рис. УП-2.

и величина нерезонансного фона. Кривая на рис. УП-2 соответствует оптимальным значениям параметров  $\omega$ -мезона:  $M_\omega = 781.78 \pm 0.10$  МэВ,  $\Gamma_\omega = 8.30 \pm 0.40$  МэВ,  $b_{\text{reak}} = 1549 \pm 57$  нб, фон =  $69 \pm 9$  нб. При этом  $\chi^2 = 27,3$  при 24 степенях свободы, что соответствует согласию теории с экспериментом 30%. В величину  $b_{\text{reak}}$  введена поправка 3.5% на ядерное взаимодействие  $\pi$ -мезонов с веществом стенки внешней пропорциональной камеры (3 мм меди), а также 1.2% на процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , события которого отбрасывались при отборе. Используя соотношение  $b_{\text{reak}} = (12\pi/M_\omega^2) \times \times B_{\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \times B_{e^+e^-}$  и табличное значение  $B_{\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0,896 \pm 0,005$ , получаем значение бранчинга  $B_{\omega \rightarrow e^+e^-} = (7.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ . Во время эксперимента было проведено два независимых сканирования области  $\omega$ -мезона, результаты которых хорошо согласуются друг с другом. Анализ систематических ошибок показывает, что они существенно меньше статистических и для массы  $\omega$ -мезона не превышают 30 кэВ.

Значение массы  $\omega$ -мезона, измеренное в данном эксперименте, в два раза точнее усредненной величины, полученной из результатов работ других авторов.

УШ. Измерение масс  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов

1. В ноябре 1979 г. в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР вступил в строй действующих установок новый электрон-позитронный накопитель ВЭПП-4 /25/. Количество установленных резонаторов и мощность ВЧ-генераторов (первая очередь) обеспечивали работу накопителя до энергии  $2 \times 3$  ГэВ. Первый эксперимент на новом накопителе проведен с детектором "Оля" /30/, который после окончания серии экспериментов на накопителе ВЭПП-2М был установлен на ВЭПП-4 в одном из трех экспериментальных промежутков (промежуток С). Детектор "Оля" подробно описан в гл. IV). В течение марта - апреля 1980 г. на детекторе "Оля" было проведено прецизионное измерение масс  $\psi$  и  $\psi'$ -резонансов. /4/.

Точность измерения масс была улучшена более чем в 10 раз по сравнению с табличными значениями. Принципиальная возможность таких экспериментов стала возможной благодаря применению метода абсолютной калибровки шкалы энергии накопителя по резонансной деполаризации поляризованного пучка. (см. гл. II).

2. Измерение частоты процессии спина электрона, так же как и на накопителе ВЭПП-2М, производилось с помощью эффекта внутреннего рассеяния электронов в сгустке. Однако практическая реализация этого метода на ВЭПП-4 существенно усложнялась по нескольким причинам. Во-первых на ВЭПП-4 при  $E = 1,5$  ГэВ время радиационной поляризации очень велико ( $\tau_p \sim 100$  час) и поэтому поляризация электронов производилась в бустерном накопителе ВЭПП-3 ( $\tau_p \sim 1$  час) и поляризованный пучок инжектировался в ВЭПП-4. Это позволило получить высокую степень поляризации, что важно, поскольку величина скачка квадратично зависит от степени поляризации.

Во-вторых, изменения скорости счета ЭВР при деполяризации пучка в ВЭП-4 существенно меньше чем на ВЭП-2М, поскольку эффект резко падает с энергией ( $\sim 1/\epsilon^2$ ). В лучшем случае величина скачка составляла 2%. В тоже время скорость счета выбывших из накопителя частиц существенно зависит от нестабильности параметров пучка. По этой причине в ВЭП-4 одновременно с поляризованным пучком в другую сепаратрису инжектировался неполяризованный пучок. Величина токов в двух пучках выравнивалась с точностью 1%. Затем производилась резонансная деполяризация пучка. Измерение скорости счета одновременно от поляризованного и неполяризованного сгустка позволило надежно и стабильно регистрировать момент деполяризации.

3. Эксперимент. Измерение формы  $\psi$  и  $\psi'$ -резонансов осуществлялось регистрацией процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны сканированием энергии в области резонанса с шагом  $\Delta(2E) = 0,5$  МэВ. На  $\psi$ -резонансе было проведено семь циклов сканирования, а на  $\psi'$ - пять циклов. Перед началом каждого цикла и сразу после его окончания проводилась калибровка энергии накопителя. Внутри цикла сканирования энергия накопителя фиксировалась значением частоты обращения, тока основных магнитов и систем коррекции, а также показанием датчика ЯМР. При сканировании резонанса и при добавлении пучков из бустерного накопителя ВЭП-3 энергия ВЭП-4 изменялась по строго фиксированному циклу.

Светимость накопителя ВЭП-4 при столь "малых" энергиях составляла  $(2-4) \cdot 10^{28}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> при токах  $I(e^+) \approx I(e^-) \approx 0,5$  мА, время жизни пучков составляло 1000 с.

Светимость измерялась регистрацией процесса упругого электрон-позитронного рассеяния на малые (20 мрад) углы. Скорость счета монитора составляла 3 Гц при светимости  $2 \cdot 10^{28}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>. Интеграл светимости, набранный по всем циклам сканирования составил 4,0 нбн<sup>-1</sup>.



4. При обработке экспериментальной информации выделялись события, содержащие три и более заряженные частицы, удовлетворяющие условиям точечности и пучковости. На  $\psi$ -резонансе таких событий было найдено 502, а на  $\psi'$ -413. На рис. УП-1 приведены экспериментальные значения сечения рождения многоадронных событий в области  $\psi$  и  $\psi'$ -резонанса.

Наблюдаемая в эксперименте форма резонанса определяется разбросом энергии пучков и радиационными поправками. Экспериментальное сечение аппроксимировалось следующей формулой:

$$\sigma_{\text{эксп}}(W) = \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_r(w') G(W-w') dw' ,$$

где  $W=2E$  - полная энергия,  $\varepsilon$  - вероятность регистрации данного процесса,  $G(W-w')$  - функция распределения полной энергии пучков,

$w'$  - энергия взаимодействующей  $e^+e^-$  - парн. Так как разброс по энергии частиц одного пучка хорошо аппроксимируется нормальным распределением, то  $G(W-w')$  имеет вид

$$G(W-w') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{2E}} \exp\left[-\frac{(W-w')^2}{2\sigma_{2E}^2}\right]$$

Сечение рождения резонанса с учетом радиационных поправок в дважды логарифмическом приближении имеет вид [38]:

$$\sigma_r(W) = \beta \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2}\right) \left(\frac{k}{E}\right)^\beta \sigma_0(W-k) \frac{dk}{k} + \delta \sigma_0(W) ,$$

где  $\sigma_0$  - сечение рождения резонанса без радиационных поправок, а

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left[ \ln\left(\frac{W}{m_e}\right)^2 - 1 \right] .$$

Первое слагаемое отвечает излучению реальных фотонов, приводящее к уменьшению энергии в с.ц.м. Второе слагаемое соответствует перенормировке сечения за счет радиационной поправки, связанной с виртуальными фотонами

$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \left( \frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \frac{13}{12} \beta$$

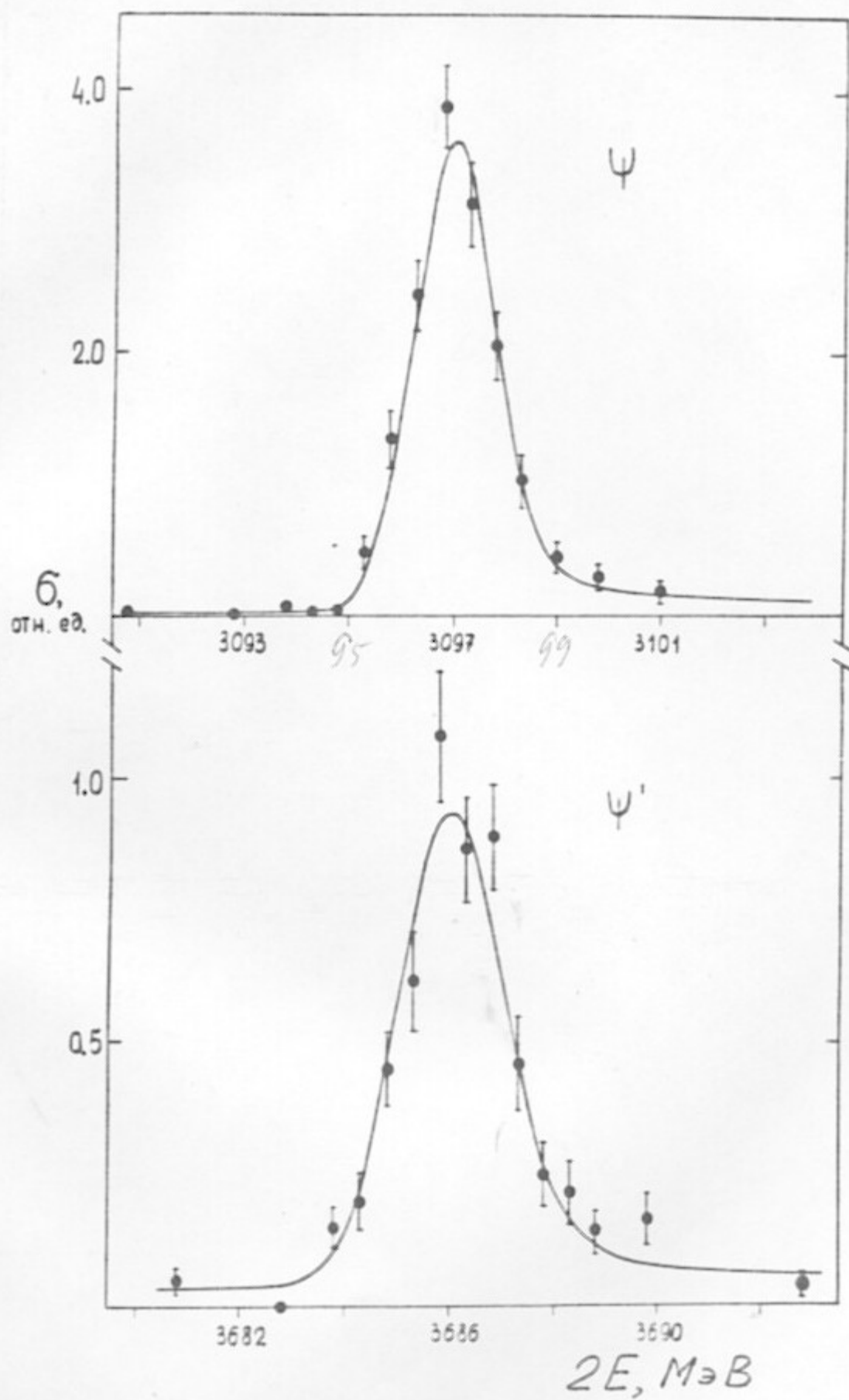


Рис.Уш.  $\psi$  и  $\psi'$ -резонансы.

Подставляя выражение для  $\sigma_r(w)$  в формулу для  $\sigma_{\text{жср}}(w)$  и меняя порядок интегрирования по процедуре, предложенной в /39/, получим

$$\sigma_{\text{жср}} = \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_0(w') G_R(w-w') dw' + \varepsilon \delta \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_0(w') G(w-w') dw' ,$$

где

$$G_R(w) = \beta \int_0^{\infty} \left[ 1 - \frac{k}{\varepsilon} + \frac{k^2}{2\varepsilon^2} \right] \left( \frac{k}{\varepsilon} \right)^{\beta} G(w-k) \frac{dk}{k}$$

есть свертка распределения энергии с радиационными поправками, обусловленными излучением фотонов. В подынтегральном выражении формулы для  $G_R(w)$  можно пренебречь вторым и третьим слагаемым в квадратных скобках, так как они соответствуют излучению жестких фотонов и малы вблизи резонанса. Как показано в /39/ для распределения энергии пучков по Гауссу свертка представляется в виде

$$G_R(w) = \left( \frac{2\delta}{2\varepsilon} \right)^{\beta} \frac{\Gamma(1+\beta)}{\sqrt{2\pi} \delta} \exp\left(-\frac{w^2}{4\delta^2}\right) D_{-\beta}\left(-\frac{w}{\delta}\right) ,$$

где  $D_{\nu}$  - функция Вебера параболического цилиндра /40/.

Таким образом, выражение для экспериментального сечения сводится к однократному интегралу (см. формулу для  $\sigma_{\text{жср}}$  ).

5. Масса резонанса определялась методом максимума правдоподобия независимо в каждом цикле сканирования. Логарифмическая функция правдоподобия, в предположении распределения Пуассона для числа зарегистрированных событий, имеет вид

$$\mathcal{L} = -\ln p = \sum_k \left( \bar{n}_k - n_k + n_k \ln \left( \frac{n_k}{\bar{n}_k} \right) \right) ,$$

где  $n_k$  - число событий, зарегистрированных в эксперименте при  $k$ -й энергии,  $\bar{n}_k$  - ожидаемое число событий, равное:

$$\bar{n}_k = L_k \sigma_{\text{жср}}(w_k) + L_k \sigma_0(w_k) .$$

Здесь  $\int_A$  - интеграл светимости на  $k$ -й энергии,  $\sigma_{\text{рез}}$  - резонансное сечение,  $\sigma_0$  - ожидаемое число событий нерезонансных процессов.

При записи функции правдоподобия учитывалось также, что разброс энергии частиц в пучке зависит от числа частиц в пучке, т.е. от тока  $/4I/$ . Измерения относительного изменения разброса энергии, проведенные на ВЭП-4, показали, что эту зависимость можно аппроксимировать следующей функцией (как для электронного, так и для позитронного пучка):

$$\Delta_{\varepsilon^{\pm}}(I^{\pm}) = \Delta_0^{\pm} [1 + 0.63(I^{\pm} - I_0)] ,$$

где  $I^{\pm}$  - значение тока электронов или позитронов в единицах  $mA$ ,  $\Delta_0^{\pm}$  - значение разброса энергии частиц пучка при токе  $I_0 = 0,4$  мА. Так как разброс полной энергии есть  $\Delta_{2\varepsilon} = \sqrt{\Delta_{e^+}^2 + \Delta_{e^-}^2}$ , то с учетом зависимости от тока имеем

$$\Delta_{2\varepsilon} = \Delta_0 \left[ \frac{\Delta_{e^+}^2(I^+) + \Delta_{e^-}^2(I^-)}{\Delta_{e^+}^2(\bar{I}^+) + \Delta_{e^-}^2(\bar{I}^-)} \right]^{1/2} ,$$

где  $\bar{I}^+$ ,  $\bar{I}^-$  - среднее за цикл сканирования значение тока позитронов и электронов,  $I^+$ ,  $I^-$  - значение токов во время измерения,  $\Delta_0$  находилось для каждого цикла из оптимизации параметров резонанса.

Резонансное сечение  $\sigma_0(\omega)$  может быть записано в обычном виде

$$\sigma_0(\omega) = \frac{M^2 \Gamma^2 \sigma_{\text{пик}}^0}{(M^2 \omega^2 + M^2 \Gamma^2)} ,$$

где  $\Gamma$  - полная ширина резонанса. Однако, так как ширина  $\psi$  и  $\psi'$  - резонансов много меньше разброса энергии в пучке, то резонансное сечение  $\sigma_0(\omega)$  можно заменить  $\delta$  - функцией с соответствующей нормировкой, что существенно упрощает выражение для  $\sigma_{\text{экс}}$ .

Шкала энергии в каждом цикле сканирования была привязана к абсолютной энергии, полученной усреднением двух калибровок — перед началом цикла сканирования и после его окончания. Независимо для каждого цикла оптимизация функции правдоподобия проводилась по следующим параметрам:  $M$  — масса резонанса,  $\sigma_{\text{пик}}$  — сечение в пике резонанса,  $\sigma_{\text{конт}}(u)$  — сечение континуума и  $\Delta_0$  — среднеквадратичный разброс полной энергии. Полученные оптимальные значения  $\sigma_{\text{пик}}$  и  $\sigma_{\text{конт}}$  согласуются с известными результатами [42]. В ошибку массы была включена (квадратично) ошибка калибровки энергии. Однако статистическая достоверность распределения значений масс вокруг среднего оказалась маленькой, так для измерений на  $\psi$ -мезоне  $\rho(\chi^2) = 0,1\%$ , а на  $\psi'$  —  $\rho(\chi^2) = 8\%$ , что свидетельствовало о наличии неучтенных ошибок.

Таблица УШ-1.

№ цик- ла	$M_{\psi}$ , МэВ	$M_{\psi'}$ , МэВ	№ цик- ла	$M_{\psi}$ , МэВ	$M_{\psi'}$ , МэВ
1	$3096,99 \pm 0,32$	$3686,25 \pm 0,21$	5	$3097,26 \pm 0,22$	$3685,90 \pm 0,34$
2	$3096,70 \pm 0,23$	$3686,26 \pm 0,22$	6	$3096,96 \pm 0,22$	
3	$3096,63 \pm 0,21$	$3685,89 \pm 0,18$	7	$3097,12 \pm 0,22$	
4	$3096,90 \pm 0,22$	$3685,80 \pm 0,18$			

Действительно, уже в ходе эксперимента были получены данные о зависимости энергии пучков от суточного колебания температуры в туннеле накопителя и от механических подвижек грунта. Неконтролируемые изменения энергии во время цикла сканирования (10–15 ч) были учтены введением дополнительной ошибки  $\Delta_c$ , единой для всех циклов сканирования каждого резонанса. Полная ошибка отдельного измерения была записана в виде  $\Delta_i = \sqrt{\Delta_i^2 + \Delta_c^2}$ . Оптимизация ошибки  $\Delta_c$  по распре-



лению масс вокруг среднего дала следующие значения  $\Delta_c$ : 180 кэВ в измерении  $\psi$ -мезона и 102 кэВ - в измерении  $\psi'$ .

В табл.УШ-1 приведены полученные в эксперименте значения масс резонансов в их ошибки.

Большие ошибки I-го цикла сканирования  $\psi$ -мезона и 5-го цикла  $\psi'$ -мезона связаны с меньшим числом зарегистрированных многоадронных событий.

Средние по всем циклам сканирования значения масс и их разность приведены в табл.УШ-2, там же показаны табличные значения /37/.

Для наглядности полученные результаты представлены на рис.УШ-2.

6. На каждом этапе обработки данных проводился анализ возможных систематических ошибок. Были рассмотрены следующие источники систематики: несимметричное относительно ВЧ-резонатора расположение детектора "Оля"; наличие в кольце накопителя электрических полей, влияющих на энергию пучков; приближение в параметризации формы резонанса; теоретическая неточность радиационных поправок; вклад поляризации вакуума в сечение мониторирующего процесса и возможная зависимость эффективности регистрации многоадронных событий от энергии. Кроме того, была проведена повторная полная обработка данных, в которой шкала энергии накопителя и значение калибровок были получены не через величины тока в магнитных накопителях, а по показаниям датчика ЯМР.

Таблица УШ-2

	$M_{\psi}$	МэВ	$M_{\psi'}$	МэВ	$M_{\psi'} - M_{\psi}$	МэВ
Табличные значения /37/	3097,	$1 \pm 0,9$	3685,	$3 \pm 1,2$	588,	$2 \pm 0,9$
Настоящий эксперимент	3096,	$93 \pm 0,09$	3686,	$00 \pm 0,10$	589,	$07 \pm 0,13$

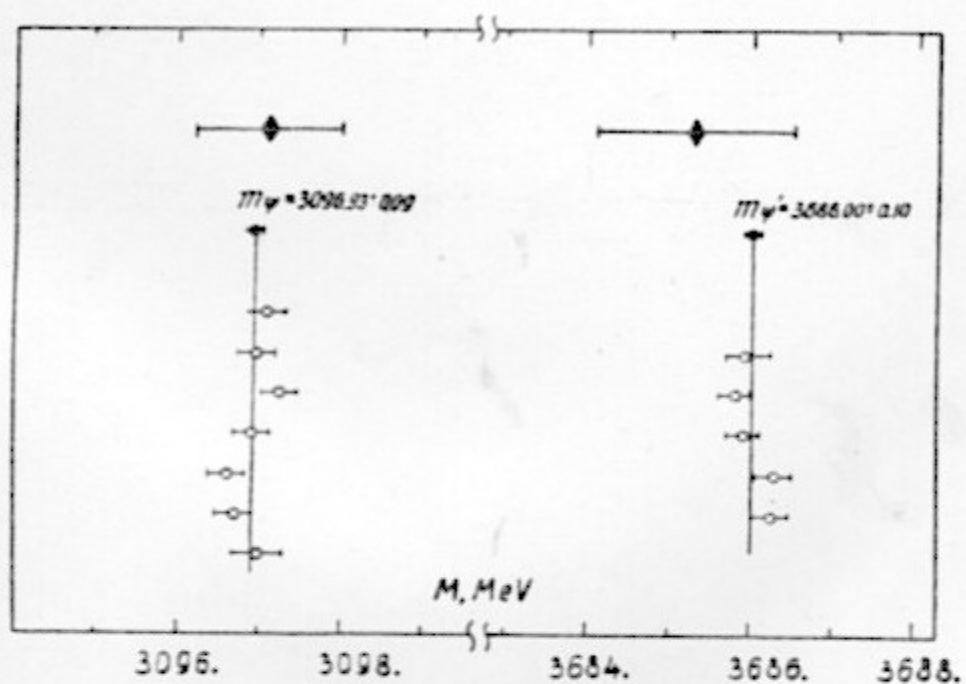


Рис.УШ-2. Результат измерения масс  $\psi$  и  $\psi'$  - резонансов ( $\blacklozenge$  - данные из /37/).

Во всех случаях изменения масс были незначительными ( $\sim 10 \pm 20$  кэВ). Каких-либо других возможностей для систематических ошибок не найдено.

7. Таким образом, методом резонансной деполаризации поляризованного пучка проведена абсолютная калибровка шкалы энергии накопителя ВЭПП-4 и в этой калибровке измерены массы  $\psi$  и  $\psi'$ -резонансов с относительной точностью  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ . Полученные значения масс являются своего рода метрологическим "стандартом", позволяющим существенно уточнить, даже путем пересчета, значения масс известных частиц и резонансов в области  $\psi$ -семейства.

Так, приведенные в работе /43/ значения масс  $D^{\pm}$ ,  $D^0$  и  $D^{*\pm}$ -мезонов:  $M_{D^{\pm}} = 1868,3 \pm 0,9$  МэВ,  $M_{D^0} = 1863,3 \pm 0,9$  МэВ,  $M_{D^{*\pm}} = 2008,6 \pm 1,0$  МэВ были получены в единицах массы  $\psi$ , которая считалась равной 3095,0 МэВ. Произведя перерасчет по значению массы  $\psi$  из нашего эксперимента получим:

$$M_{D^{\pm}} = 1869,5 \pm 0,9 \text{ МэВ}, \quad M_{D^0} = 1864,5 \pm 0,9 \text{ МэВ}, \quad M_{D^{*\pm}} = 2009,9 \pm 1,0 \text{ МэВ}$$

Аналогично уточняются результаты работы /44/, в которой были найдены массы  $\chi$ -частиц:

$$\chi(3510) = 3508,1 \pm 0,6 \pm 4,0 \text{ МэВ}, \quad \chi(3550) = 3555,0 \pm 1,0 \pm 4,0 \text{ МэВ}$$

Первая из указанных ошибок - статистическая, вторая - систематическая, обусловленная ошибками в массе  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов. И здесь, после пересчета, получаем новые значения масс:

$$\chi(3510) = 3510,1 \pm 0,6 \text{ МэВ}, \quad \chi(3550) = 3557,0 \pm 1,0 \text{ МэВ}$$

Уточнить значения масс других состояний  $\psi$ -семейства не представляется возможным, так как в публикациях нет описания процедуры привязки к абсолютной энергии, но, естественно, это могут сделать сами авторы работ.

## IX. Измерение масс $\gamma$ , $\gamma'$ , $\gamma''$ -мезонов

I. Связанные состояния  $B$ -кварков  $\gamma$ -мезоны были открыты в 1977 году на протонном синхротроне в Батавии (США).

Основные данные об ипсилон-мезонах были получены на встречных электрон-позитронных пучках: установки *DORIS* в Гамбурге и *CESR* в Корнелле.

До новосибирских экспериментов на накопителе ВЭПП-4 табличное значение массы  $\gamma$ -мезона содержало ошибку 9.5 МэВ, что существенно превышало полную ширину  $\gamma$ -мезона, составляющую 40 кэВ. Аналогичная ситуация была с  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезонами. В экспериментах в Новосибирске для калибровки энергетической шкалы накопителя ВЭПП-4 использовался метод резонансной деполаризации (см. гл. II) пучков, что и позволило существенно улучшить точность измерения масс  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $\gamma''$ -мезонов.

Эксперименты на ВЭПП-4 при энергиях в области масс  $\gamma$ -мезонов ( $2E \approx 10$  ГэВ) потребовали создания новых методов измерения поляризации, т.к. методика измерения с помощью эффекта внутреннего рассеяния не работает при высокой энергии (эффект  $\sim 1/E^2$ ).

Для измерения поляризации использовались два метода, основанные на одном и том же явлении - циркулярно-поляризованные фотоны при рассеянии назад на поперечно поляризованных электронах дают в угловом распределении асимметрию. В первом методе использовался известный способ рассеяния света от лазера.

Второй метод предложен и развит в ИЯФ в 1982 г. и впервые применен в экспериментах на ВЭПП-4. Здесь используются фотоны синхротронного излучения от встречного пучка, которые генерируются в магнитном поле детектора. Подробно эти методы описаны в гл. II.

В экспериментах по измерению масс  $\gamma$ -мезонов на ВЭПП-4 было проведено три цикла набора статистики: в июне 1982 г. ( $\gamma$ -мезон), с декабря 1982 г. по май 1983 г. ( $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезоны) и в апреле 1984 г. ( $\gamma$ -мезон). Измерялась зависимость сечения

$$e^+e^- \longrightarrow \text{адроны}$$

как функция энергии пучков в области  $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -резонансов.

2. Эксперименты проводились с помощью магнитного детектора МД-1.

Схема эксперимента показана на рис. II-3. Магнитное поле детектора направлено перпендикулярно плоскости орбиты накопителя. Общий вид детектора МД-1 /44/ показан на рис. IX-1. Величина поля составляла 12 кГс при энергии пучков 5 ГэВ. В данном эксперименте использовались координатные и ливнево-пробежные пропорциональные камеры и сцинтилляционные счетчики. В триггере требовалось срабатывание более 3 сцинтилляционных счетчиков и более 15 ливнево-пробежных камер. Эффективность запуска составляла около 95%. При токах 6x6 мА загрузка триггера была в пределах 0,2-0,4 Гц. Для регистрации событий упругого рассеяния и рождения пар частиц был организован "коллинеарный" запуск. Во время эксперимента 2 раза в сутки контролировалась аппаратура детектора. Контроль камер и счетчиков осуществлялся по космическим частицам, триггер контролировался по наиболее слабому запуску (срабатывание любой координатной камеры) при наличии пучков в накопителе.

Измерение светимости осуществлялось по процессам однократного тормозного излучения и упругого рассеяния. При расчете сечения однократного тормозного излучения использовалась формула, учитывающая ограничение прицельных параметров поперечным размером пучков /45/. Регистрация фотонов однократного тормозного излучения осуществлялась с обеих сторон от места встречи. Скорость



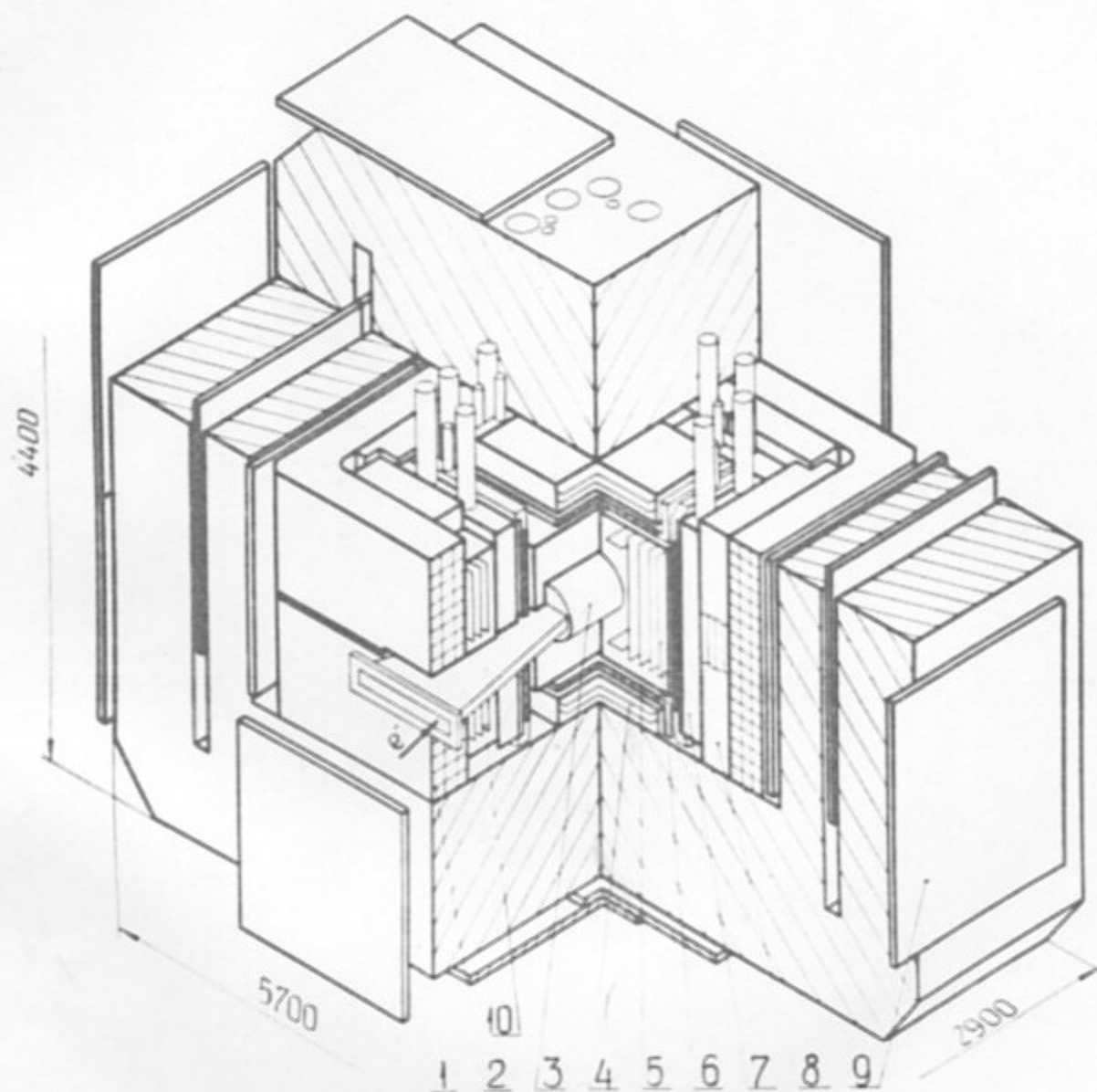


Рис. IX-1. Детектор МД-1:

- 1 - ядро магнита; 2 - медная обмотка;  
 3 - вакуумная камера; 4, 8, 10 - свинцово-пробегные  
 камеры; 5 - сцинтилляционные счетчики;  
 6 - координатные камеры; 7 - газовые черенковские  
 счетчики; 9 - мюонные камеры.

сти счета составляли 150 кГц при светимости  $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , уровень фона не превышал  $2 \cdot 10^{-4}$  от величины эффекта. Отношение скоростей счета фотонов в электронном и позитронном направлениях было постоянным в течение эксперимента с точностью  $\pm 1\%$ . События упругого рассеяния на малые углы регистрировались сцинтилляционными счетчиками, скорость света составляла 22 Гц при энергии 4,7 ГэВ и светимости  $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Фон случайных совпадений был на уровне 10% от величины эффекта. Стабильность отношения результатов двух систем измерения светимости в течение эксперимента лежала в пределах  $\pm 3\%$ . Отношение числа событий упругого рассеяния, зарегистрированных в ливнево-пробежных камерах детектора и в счетчиках под малыми углами, было постоянным в пределах статистической точности.

3. Первый эксперимент по измерению массы  $\gamma$ -мезона был проведен в июне 1982 года /5/. Максимальная светимость установки ВЭПП-4 составляла в это время  $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при токах  $6 \times 6 \text{ мА}^2$  и  $\beta_z = 47 \text{ см}$ . Было проведено 2 серии сканирования  $\gamma$ -мезона.

Основная серия экспериментов была проведена с середины декабря 1982 г. по конец мая 1983 г. /6/. Было сделано 5 серий сканирования в области  $\gamma$ -мезона, 4 серии в области  $\gamma'$ -мезона и 1 серия в области  $\gamma$ -мезона. Эксперимент был начат при следующих параметрах накопителя ВЭПП-4:  $\beta_z = 45 \text{ см}$ ,  $\beta_x = 340 \text{ см}$ ,  $L_{\text{max}} = 1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при токах  $6 \times 6 \text{ мА}^2$ . В январе 1983 г.  $\beta_z$ -функция в месте встречи была уменьшена до 19 см, что обеспечило  $L_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при токах  $9 \times 9 \text{ мА}^2$ .

В апреле 1984 г. было проведено новое измерение массы  $\gamma$ -мезона /8/, одновременно с измерением электронной ширины  $\gamma$ -мезона /46/. Накопитель ВЭПП-4 имел в это время существенно лучшие параметры: максимальная светимость  $L_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  при

$\beta_2 = 12$  см, время жизни пучков около 5 часов. Эти обстоятельства позволили быстро и с высокой статистикой провести эксперимент и существенно улучшить точность в измерении массы  $\gamma$ -мезона.

Измерения в области  $\gamma'$  и  $\gamma$ -мезонов производились следующим образом. После подъема энергии в ВЭШ-4 до нужного значения производилась калибровка энергии, затем в течение 3-4 часов набиралась статистика. В следующем цикле вся процедура повторялась с той лишь разницей, что менялась очередность калибровки энергии и набора статистики. Калибровки в соседних точках по энергии производились с разным направлением перестройки частоты деполяризатора.

Для контроля стабильности энергии в накопителе во время набора статистики в части циклов измерений калибровки производились до и после набора статистики с одинаковым направлением изменения частоты деполяризатора. Обработка таких пар калибровок показала, что систематический уход энергии за время набора статистики составляет  $-0.03 \pm 0.03$  МэВ в шкале масс.

Во время калибровок, когда пучки разводились по вертикали, велась запись фоновых событий.

Для исключения возможного влияния поляризации на эффективность регистрации многоадронных событий пучки во время набора статистики с помощью деполяризатора поддерживались в неполяризованном состоянии.

Калибровки энергии производились, как правило, при степени поляризации пучков 0,2-0,5. Точность измерения энергии зависела, в основном, от степени поляризации пучков и составляла 0,05-0,2 МэВ (в шкале масс).

В области энергии  $\gamma'$ -мезона степень поляризации пучков в накопителе ВЭШ-4 мала, так как эта область приходится на резонанс частоты прецессии спина с частотой бетатронных колебаний.

Это исключило возможность калибровки энергии непосредственно в точках измерения. Калибровка производилась в точке, отстоящей от резонанса примерно на 60 МэВ (в шкале масс), а энергия в точке измерения находилась экстраполяцией по величине магнитного поля. Экстраполяционная кривая была получена в специальных измерениях, в которых производилась калибровка энергии в точках, расположенных ниже и выше резонанса, — там, где степень поляризации достаточна для калибровки. Калибровочная кривая снималась несколько раз за время эксперимента.

В течение всего эксперимента изменение магнитного поля накопителя производилось по одному стандартному циклу. После инжекции энергия поднималась до калибровочной точки, где производилась калибровка, затем энергия поднималась до точки измерения, шел набор статистики. Дальше энергия поднималась до фиксированной точки, расположенной далеко от резонанса, и опускалась до энергии инжекции. В части измерений при подъеме энергии делались две калибровки — в точках, расположенных ниже резонанса на 120 и 60 МэВ. Оценки показывают, что ошибка в определении массы  $\gamma'$ -мезона, связанная с процедурой экстраполяции, не превышает 0,05 МэВ.

Так была набрана половина статистики (1 и 2 серии сканирования). Вторая половина статистики (3 и 4 серии) была набрана в других условиях работы накопителя. Теперь после инжекции энергия сначала поднималась до максимальной фиксированной точки, затем опускалась в точку измерения, набиралась статистика, после чего энергия опускалась примерно на 60 МэВ и производилась калибровка энергии. Калибровочная кривая зависимости энергии от магнитного поля, измеренная в этом режиме работы накопителя, отличалась от первой калибровочной кривой. Ошибка, связанная с экстраполяцией, в этих сериях не превышает 0,2 МэВ. В эксперименте 1984 г. было проведено 4 цикла сканирования области  $\gamma'$ -мезона.



4. По данным моделирования и фоновых измерений были выбраны критерии отбора многоадронных событий. Результаты обработки по каждому резонансу представлены на рис. IX-2,3,4,5. По оси ординат отложено сечение регистрации многоадронных событий, а по оси абсцисс - удвоенная энергия пучков.

Как известно, наблюдаемая на эксперименте форма резонанса определяется в основном энергетическим разбросом пучков, радиационными поправками и нерезонансной подкладкой. Сечение регистрации аппроксимировалось следующей формулой:

$$\sigma_{vis}(W) = \epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr} + \epsilon_r \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_r(w') G(W-w') dw',$$

где  $\epsilon_{nr}$  и  $\epsilon_r$  - эффективность регистрации соответственно на подложке и в резонансе,  $\sigma_{nr}$  и  $\sigma_r$  - сечение рождения многоадронных событий соответственно на подложке и в резонансе,  $G(W-w')$  - распределение светимости как функции энергии. При подгонке теоретической кривой применялась процедура, аналогичная используемой при обработке  $\psi$ -мезонов (см. гл. VII).

При обработке экспериментального материала свободными считались 4 параметра: масса резонанса  $M$ , энергетический разброс  $\Delta W$ , сечение регистрации на подложке  $\epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr}$  и произведение  $\epsilon_r \sigma_r$ .

Для проверки, нет ли систематических ошибок, связанных с нестабильностями регистрирующей аппаратуры или изменением условий в накопителе, экспериментальные данные делились на отдельные группы (разные серии, малая удельная светимость слева от резонанса и большая удельная светимость справа от резонанса и наоборот, начало и конец серии и т.д.). Обработка данных этих групп не выявила наличия какой-либо явной систематической ошибки.



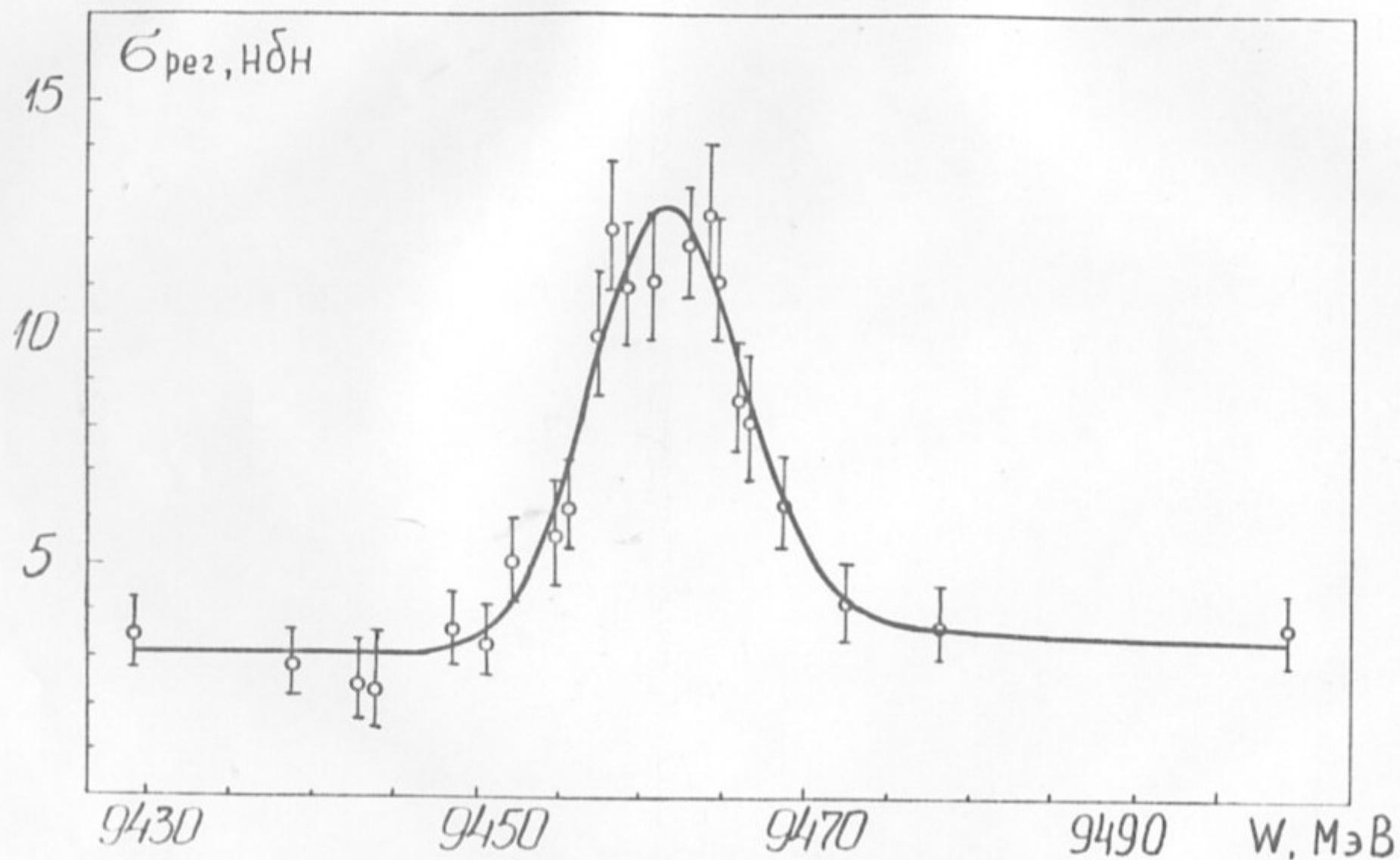


Рис. IX-2. Сечение регистрации многоадронных событий в области  $\gamma$ -мезона, результаты эксперимента 1983 г.

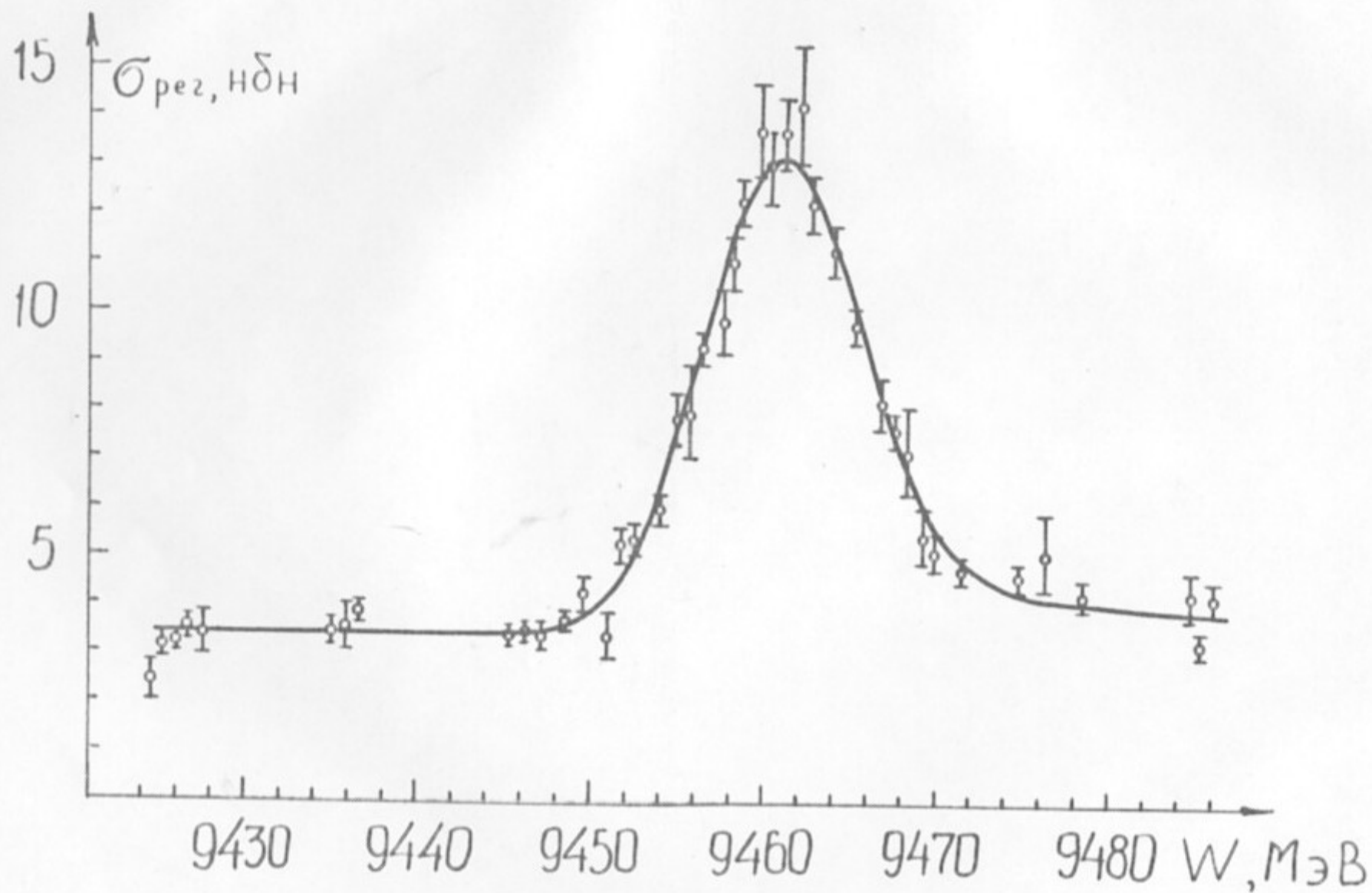


Рис. IX-3. Сечение регистрации многоадронных событий в области  $\gamma$ -мезона, результаты эксперимента 1984 г.

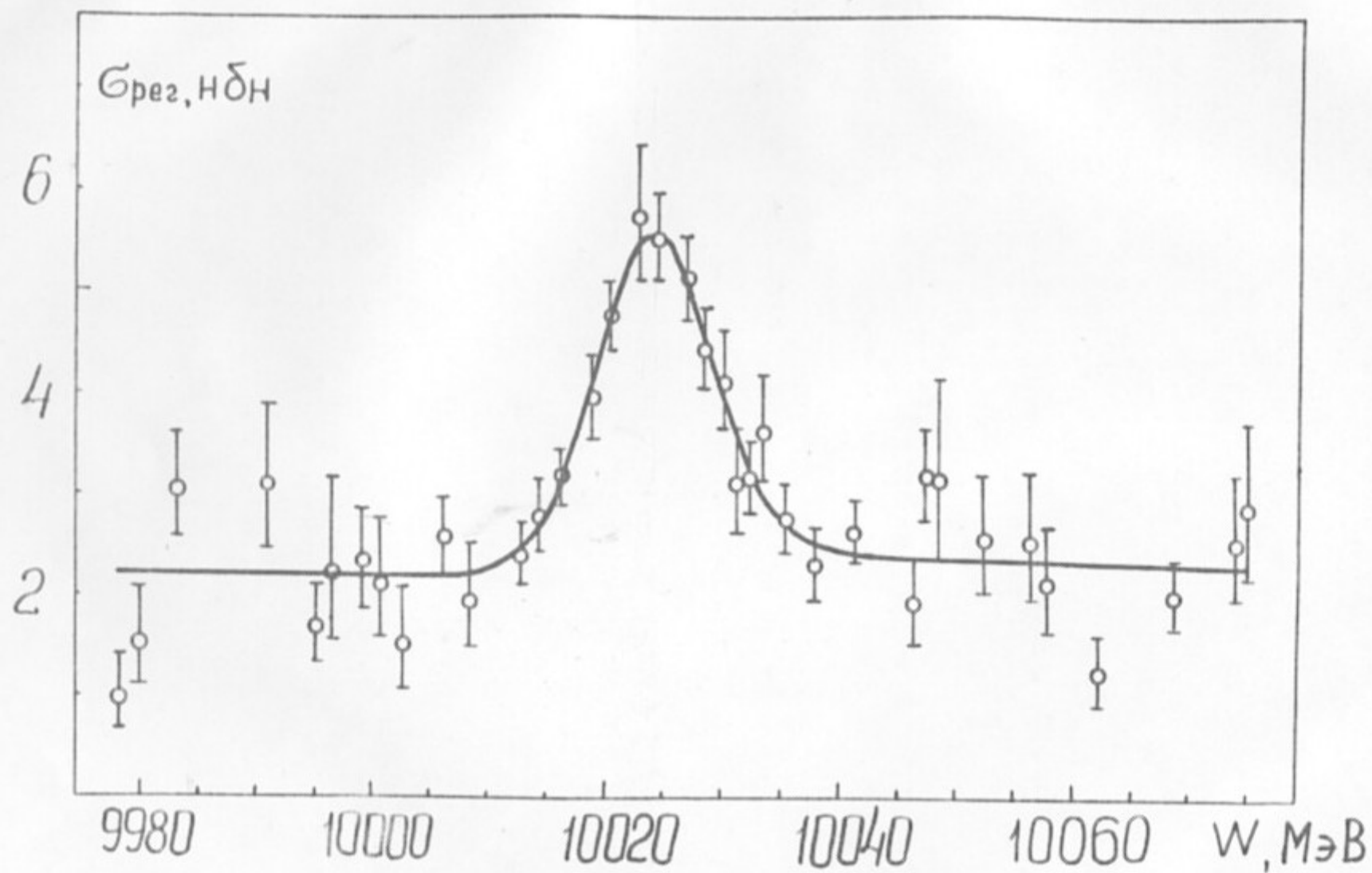


Рис. IX-4. Сечение регистрации многоадронных событий в области  $\gamma'$ -мезона.

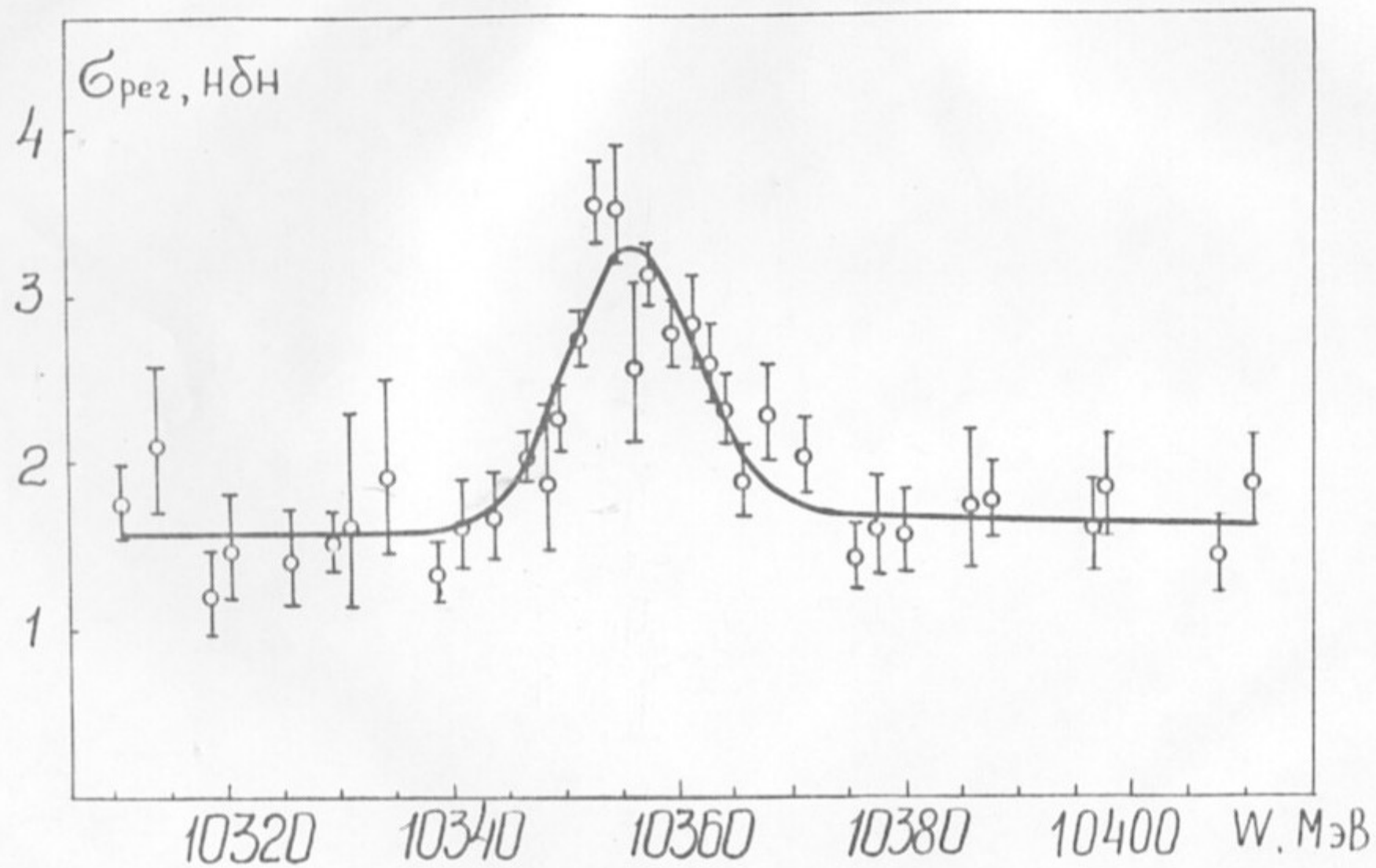


Рис. IX-5. Сечение регистрации многоадронных событий в области  $\rho$ -мезона.

Полученные величины энергетического разброса  $\sigma_w(\gamma) = 4.4 \pm 0.4$  МэВ,  $\sigma_w(\gamma') = 5.1 \pm 0.5$  МэВ и  $\sigma_w(\gamma'') = 5.5 \pm 0.6$  МэВ находятся в согласии с оценочными значениями соответственно 4 МэВ, 4.5 МэВ и 4.8 МэВ.

При обработке эксперимента 1984 г. также было учтено, что обычно используемая формула для расчета радиационных поправок из работы Д.Джексона и Д.Шерри /39/ не верна. Это было показано в работе Э.Кураева и В.Фадина /47/ в 1984 г. Мы использовали результаты работы /47/. Использование формулы из работы /39/ приводит к увеличению значения массы резонанса на 0.2 МэВ. Мы провели также новую обработку экспериментов 1982+1983 г.г. с учетом результатов работы Э.Кураева и В.Фадина. Результаты опубликованы в 1986 г. /48/. В таблице IX-I результаты приведены согласно работе /48/.

Погрешность в измерении масс  $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезонов в эксперименте 1982-83 г.г. в основном обусловлена статистикой многоадронных событий и составляла около 0,5 МэВ. Анализ возможных систематических ошибок показал, что они существенно меньше (0,2 МэВ), чем статистическая ошибка. В эксперименте 1984 г. статистическая ошибка в измерении массы  $\gamma$ -мезона составила 0.11 МэВ, что потребовало более детального учета возможных систематических погрешностей. Основные из них следующие:

1) При проведении калибровок энергии накопителя отношение частоты деполяризации к частоте обращения измерялось с точностью не хуже  $\pm 7 \cdot 10^{-7}$ , что может приводить к ошибке в массе  $\gamma$ -мезона не более  $\pm 14$  кэВ.

2) Наличие на орбите пучков в накопителе радиальных магнитных полей может смещать частоту прецессии спина относительно значения  $\Omega = \omega_0 (1 + g\mu'/\mu_0)$ . По расчетам смещение массы резонанса составляет  $-9 \pm 7$  кэВ.



3) Методом резонансной деполаризации измеряется релятивистский фактор электрона  $\gamma$ , энергия определяется по величине массы электронов, которая известна с точностью  $2.7 \cdot 10^{-6}$ . Это приводит к ошибке в значении массы  $\gamma$ -мезона  $\pm 26$  кэВ.

4) Наличие энергетического и углового разброса частиц в пучке приводит к тому, что при столкновении электронов с позитронами их суммарный импульс не равен нулю. Сдвиг массы, связанный с энергетическим разбросом, равен  $-\frac{2\sigma_w^2}{M\gamma}$  и составляет  $-4.1 \pm 0.2$  кэВ. Угловой разброс в месте встречи дает смещение массы  $-\frac{M\gamma}{4}(\sigma_{\theta_1}^2 + \sigma_{\theta_2}^2)$ , которое для ВЭШ-4 пренебрежимо мало.

5) Существует некоторый хроматизм фокусирующей системы накопителя, т.е. поперечный размер пучка зависит от энергии частиц. Эта зависимость была определена экспериментально. Полученные результаты согласуются с оценками. С учетом этого эффекта распределение светимости по энергии может быть представлена в виде:

$$L(w-w') = \left(1 + a \frac{w-w'}{w}\right) \frac{L}{\sqrt{2\pi} \sigma_w} \exp\left[-\frac{(w-w')^2}{2\sigma_w^2}\right],$$

что приводит к сдвигу массы на величину  $a \frac{\sigma_w^2}{M\gamma}$ . Измерения дали значение  $a = -12 \pm 5$ , при этом сдвиг массы составляет  $-25 \pm 10$  кэВ.

Учет перечисленных источников ошибок смещает значение массы на  $-0.04$  МэВ. Суммарную систематическую ошибку мы оцениваем в  $\pm 0.05$  МэВ.

В таблице приведены основные сведения о проведенных экспериментах и полученные значения масс  $\gamma$ -мезонов. Для сравнения также приведены табличные данные /37/.

В 1933 г. с использованием развитого в Новосибирске метода в Корнелле была измерена масса  $\gamma$ -мезона /49/, а в Гамбурге - масса  $\gamma'$ -мезона /50/. Получены следующие значения:

$$M(\gamma) = 9459,97 \pm 0,11 \pm 0,07 \text{ МэВ,}$$

$$M(\gamma') = 10023,1 \pm 0,4 \text{ МэВ.}$$

Таблица IX-I

Экспе- римент	Длительн. (сутки)	Интеграл светимос- ти, нбн <sup>-1</sup>	Кол-во калиб- ровок энергии	Масса, МэВ	Табличные данные /37/
$\gamma$ (82)	25	70	100	$9459,5 \pm 0,6$	$9456,2 \pm 9.5$
$\gamma$ (83)	4	130	20	$9461,0 \pm 0,5$	-
$\gamma$ (84)	30	2250	90	$9460,59 \pm 0,12$	-
$\gamma'$ (83)	40	600	180	$10023,6 \pm 0,5$	$10016 \pm 10$
$\gamma''$ (83)	110	1250	370	$10355,3 \pm 0,5$	$10347 \pm 10$

X. Заключение

В ИЯФ СО АН СССР предложен и разработан новый метод калибровки энергии накопителей - метод резонансной деполяризации. С использованием этого метода на установках со встречными электрон-позитронными пучками в течение 10 лет проведен большой цикл экспериментов по прецизионному измерению масс элементарных частиц.

Полученные значения приведены в Таблице X-I. Для сравнения здесь же приведены усредненные значения всех предыдущих экспериментов, взятые из Таблиц элементарных частиц.

Таблица X-I

Частица	Таблицы, МэВ	Данные эксперименты, МэВ	Год публикации
$K^{\pm}$	$493,657 \pm 0,020$	$493,670 \pm 0,029$	1979
$K^0$	$497,67 \pm 0,13$	$497,669 \pm 0,030$	1985, 1987
$\omega$	$782,6 \pm 0,2$	$781,78 \pm 0,10$	1987
$\phi$	$1019,70 \pm 0,24$	$1019,52 \pm 0,13$	1975, 1978
$\psi$	$3097,1 \pm 0,9$	$3096,93 \pm 0,09$	1980, 1981
$\psi'$	$3685,3 \pm 1,2$	$3686,00 \pm 0,10$	1980, 1981
$\gamma$	$9456,2 \pm 9,5$	$9460,57 \pm 0,12$	1982, 1984, 1986
$\gamma'$	$10016 \pm 10$	$10023,6 \pm 0,5$	1984
$\gamma''$	$10347 \pm 10$	$10355,3 \pm 0,5$	1984

Проведенные эксперименты заметно улучшили точность измерения масс  $\phi$ ,  $\omega$  и  $K$ -мезонов. Для  $\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$ -мезонов точность увеличена на порядок, а для  $\gamma$ -мезона — на два порядка. Относительная точность измерения массы  $\gamma$ -мезона, достигнутая в данных экспериментах, всего лишь в 5 раз ниже точности измерения массы электрона.

Полученные значения масс являются метрологическими реперами для точного определения масс других частиц, особенно в семействах  $\psi$  и  $\gamma$ -мезонов.

Представленные работы опубликованы в 1975–1987 г.г. в международных и отечественных научных журналах, широко обсуждались на многих международных и всесоюзных конференциях, получили признание мировой научной общественности. На них ссылаются в оригинальных работах и обзорах.

Разработанную методику уже начали использовать зарубежные лаборатории. Так, в США в Корнельском университете проведен эксперимент по измерению массы  $\gamma$ -мезона /49/, в ФРГ в DESY измерена масса  $\gamma'$ -мезона /50/. В строящемся в CERN коллайдере LEP запланирована калибровка энергии методом резонансной деполяризации /52/.

## ЛИТЕРАТУРА:

I. Работы, представленные на соискание Государственной премии СССР.

I. Метод абсолютной калибровки энергии пучков в накопителе.

Измерение массы  $\phi$ - мезона.

А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов.

Труды У Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с.138-147.

2.  $\phi$ -мезон: прецизионное измерение массы, наблюдение  $\omega$ - $\phi$  интерференции.

А.Д.Букин, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман. Ядерная физика, 1978, т.27, в.4, с. 976-984.

3. The charged kaon mass measurement.

(Измерение масс заряженных каонов).

L.M.Barkov, I.B.Vasserman, M.S.Zolotarev, N.I.Krupin, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, V.P.Smakhtin, E.P.Solodov, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov, L.A.Makarina, A.P.Mishakova, V.V.Ogurtzov

Nuclear Physics, B148 (1979), p.53-60.

4. Абсолютная калибровка энергии накопителя ВЭПП-4 и прецизионное измерение масс  $\psi$  и  $\psi'$  мезонов.

А.А.Жоленц, Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук, С.И.Мишнев, С.А.Никитин, Е.В.Пахтусова, В.В.Петров, И.Я.Протопопов, Е.Л.Салдин, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, А.Г.Чилингаров, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман, Ю.И.Эйдельман.

Ядерная физика, 1981, т.34, в.6(12), с.1471-1481.



5. A high precision measurement of the  $\gamma$  -meson mass.  
(Прецизионное измерение массы  $\gamma$  - мезона).  
A.S.Artamonov, S.E.Baru, A.E.Blinov, A.E.Bondar, A.D.Bukin,  
V.R.Groshev, N.F.Denisov, Yu.I.Eidelman, N.I.Inozemtsev,  
V.A.Kiselev, S.G.Klimenko, G.Ya.Kezeraschvili, E.A.Kuper,  
L.M.Kurdadze, S.I.Mishnev, S.A.Nikitin, A.P.Onuchin,  
V.S.Panin, V.V.Petrov, I.Ya.Protopopov, E.L.Saldin, A.G.Shamov,  
Yu.M.Shatunov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, V.A.Tayursky,  
V.I.Telnov, A.B.Temnykh, Yu.A.Tikhonov, G.M.Tumaikin,  
A.I.Vorobiov, M.V.Yurkov, A.A.Zholents.  
Physica Letters, v.118 $\beta$ , numb.1,2,3, 1982, p.225-229.
6. A high precision measurement of the  $\gamma$ ,  $\gamma'$  and  $\gamma''$  -meson masses.  
(Прецизионное измерение массы  $\gamma$ ,  $\gamma'$  и  $\gamma''$  - мезонов).  
A.S.Artamonov, S.E.Baru, A.E.Blinov, A.E.Bondar, A.D.Bukin,  
V.R.Groshev, Yu.I.Eidelman, N.I.Inozemtsev, V.A.Kiselev,  
S.G.Klimenko, E.A.Kuper, S.I.Mishnev, S.A.Nikitin, A.P.Onuchin,  
V.S.Panin, V.V.Petrov, I.Ya.Protopopov, A.G.Shamov,  
V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, V.A.Tayursky, V.I.Telnov, A.B.Temnykh,  
Yu.A.Tikhonov, G.M.Tumaikin, A.E.Undrus, A.I.Vorobiov,  
M.V.Yurkov, A.A.Zholents.  
Physics Letters, v.137B, numb.3,4, 1984, p.272-276.
7. Измерение массы нейтрального каона.  
Л.М.Барков, Г.А.Блинов, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев,  
П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко,  
В.С.Окалкин, Е.А.Переведенцев, А.А.Полунин, Н.М.Рыскулов,  
А.Н.Скринский, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов, Б.И.Хазин,  
Ю.М.Шатунов, А.И.Шехтман.  
Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, в.3, с. II3-II6.

8. New measurement of the  $\gamma$  -meson mass.

(Новое измерение массы  $\gamma$  - мезона).

S.E.Baru, A.E.Blinov, V.E.Blinov, A.E.Bondar, A.D.Bukin,  
V.R.Groshev, Yu.I.Eidelman, V.A.Kiselev, S.G.Klimenko, S.I.Mi-  
shnev, A.P.Onuchin, V.S.Panin, V.V.Petrov, A.G.Shamov, V.A.  
Sidorov, Yu.I.Skovpen, A.N.Skrinsky, V.A.Tayursky, V.I.Tel-  
nov, A.B.Temnykh, Yu.A.Tikhonov, G.M.Tumaikin, A.E.Undrus,  
A.I.Vorobiov, V.N.Zhilich, A.A.Zholents.

Zeitschrift fur Physik C, Particles and Field, v.30, 1986, p.551-558.

9. Прецизионное измерение массы нейтрального каона.

Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, П.М.Иванов,  
Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко,  
В.С.Охалкин, Е.А.Переведенцев, А.А.Полунин, Н.М.Рыскулов,  
А.Н.Скринский, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов, Б.И.Хазин, Ю.М.  
Шатунов, А.И.Шехтман.

Ядерная физика, 1987, т.46, с. 1088-1094.

10. Измерение параметров  $\omega$  - мезона с помощью криогенного магнитного детектора.

Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, П.М.Иванов, Г.Я.  
Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко, В.С.Охалкин, А.А.Михай-  
личенко, Е.А.Переведенцев, А.А.Полунин, С.И.Редин, Н.А.  
Рыскулов, А.Н.Скринский, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов, Б.И.Хазин,  
Ю.М.Шатунов, А.И.Шехтман.

Письма в ЖЭТФ, т.46, в.4, с.132-134.

П. Цитируемая литература:

11. А.А.Соколов, Н.М.Тернов. ДАН СССР, 153, 1052 (1963).

12. Х.А.Симонян, Ю.Ф.Орлов. ЖЭТФ, т.45, № 2, 173 (1963).

13. Н.С.Дербанев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ЖЭТФ, т.60,  
1216, 1971.

14. В.Н.Байер. УФН, 105, 3 (1971).

15. The ORSAY Storage Ring Group.  
Труды 8 Международной конференции по ускорителям высоких энергий. с.127, (1971).
16. С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов..  
ЖЭТФ, т.71, 6(12), 2025, (1976).
17. В.Н.Байер, В.А.Хозе. Атомная энергия 25 44 (1968).
18. В.Н.Байер, В.А.Хозе. Ядерная физика, 9, 409 (1969).
19. А.Е.Блинов и др. Труды Восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, 268, Дубна (1983).  
НИМ А241, 80-85, (1985)
20. П.В.Воробьев и др. Труды Восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, 272, Дубна (1983).
21. А.Е.Бондарь и др. Труды 12 Международной конференции по ускорителям высоких энергий. Батавия, стр. 240, 1983 г.
22. С.Д.Белов и др. II Всесоюзный семинар по автоматизации научных исследований в ядерной физике (Тезисы докладов). Новосибирск, стр. 109, 1982 г.
23. Е.Н.Дементьев и др. Там же, стр. 120.
24. И.Б.Вассерман и др. Труды 6-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, стр.136 (1979).
25. В.В.Анашин и др. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, стр.37 (1983).
26. J.C.Bizot et al. Phys. Lett., 32B, 416, 1970.
27. V.E.Balakin et al. Phys. Lett., 34B, 328, 1971.
28. G.Cosme et al. Phys. Lett., 48B, 155, 159, 1974.
29. В.М.Аульченко и др. Тр. Международной конференции по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава - Дубна, 1975, с.163.
30. И.Б.Вассерман и др. ЯФ, 28, 968 (1978).
31. В.А.Гусев и др. Матер. семинара по обработке физической информации. Ереван, 1976, стр.33.

32. G.J.Gounaris, J.J.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 21, 244, (1968).
33. G.Parrouer et al. Preprint L.A.L. 1280, Orsay, 1975.
34. В.А.Сидоров. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, стр.В12.
35. F.M.Renard. Nucl. Phys., B15, 267, 1970.
36. Л.М.Барков и др. Труды У Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, стр.132.
37. Particle data group. Rev. Mod. Phys., 48, N 2, part II, 1976.
38. Yennie D.R. et al. Ann. of Phys., 1961, 13, 379. Bonneau G., Martin F. Nucl. Phys., B27, 381, (1971).
39. Jackson J.D., Scharre D.L. Nucl. Inst. and Meth., 1975, 128, 13.  
Л.Н.Липатов, В.А.Хозе. Материалы X зимней школы по физике ядра и элементарных частиц. 1975, ч.П, 409.
40. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов. М., Наука, 1971.
41. Paterson J.M. et al. IEEE Trans. of Nucl. Sci., NS-22, 1366, 1976.
42. Feldman G.J., Perl M.L. Phys. Reports. C19, 233 (1975).
43. Peruzzi I. et al. Phys. Rev. Lett., 39, 1301 (1977).
44. С.Е.Бару и др. Труды рабочего совещания по программе экспериментов на встречных пучках. (Дубна, 1983), ДИ-83-541, стр. 29.  
С.Е.Бару и др. Препринт ИЯФ 83-39 (Новосибирск, 1983).
45. А.Е.Влинов et al. Phys. Lett., 113B, 423 (1982).
46. А.С.Артамонов и др. Препринт ИЯФ 84-97, 1984.
47. Э.А.Кураев, В.С.Фадин. ЯФ 41, 733, 1985.
48. S.E.Varu et al. Particle and Fields 32, 622, (1986).
49. W.W.MacKay et al. Phys. Rev. D29, 2483 (1984).
50. D.P.Barber et al. Phys. Lett., 135B, 498 (1984).
51. L.M.Barkov et al. Nucl. Instr. Meth., 204, 379, 1983.
52. LEP Design Report, vol.II The LEP Main Ring, CERN-LEP/84-01 p.10.

53. Б.А.Баклаков и др. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.1, стр. 338, Дубна (1981).
54. А.А.Zholentz et al. Phys. Lett., 96B, 214 (1980).