

A86

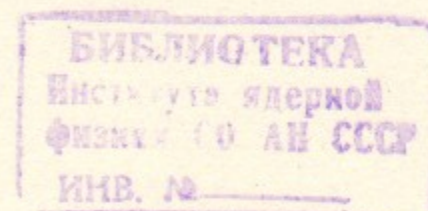
10

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

А.С.Артамонов, С.Е.Бару, А.Е.Блинов, А.Е.Бондарь,
А.Д.Букин, А.И.Воробьев, В.Р.Грошев, Н.Ф.Денисов,
А.А.Жоленц, Н.И.Иноземцев, В.А.Киселев,
С.Г.Клименко, Г.Я.Кезерашвили, Э.А.Купер,
Л.М.Курдадзе, С.И.Мишнев, С.А.Никитин, А.П.Онучин,
В.С.Панин, В.В.Петров, И.Я.Протопопов, Е.Л.Салдин,
В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, В.А.Таюрский,
В.И.Тельнов, А.Б.Темных, Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумайкин,
А.Г.Шамов, Ю.М.Шатунов, Ю.И.Эйдельман,
М.В.Юрков.

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ Υ -МЕЗОНА
С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ

ПРЕПРИНТ 82-94



ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ Υ -МЕЗОНА С ВЫСОКОЙ
ТОЧНОСТЬЮ ^{ж)}

А.С.Артамонов, С.Е.Бару, А.Е.Блинов, А.Е.Бондарь,
А.Д.Букин, А.И.Воробьев, В.Р.Грошев, Н.Ф.Денисов,
А.А.Жоленц, Н.И.Иноземцев, В.А.Киселев, С.Г.Кли-
менко, Г.Я.Кезерашвили, Э.А.Купер, Л.М.Курдадзе,
С.И.Мишнев, С.А.Никитин, А.П.Онучин, В.С.Панин,
В.В.Петров, И.Я.Протопопов, Е.Л.Салдин, В.А.Сидо-
ров, А.Н.Скринский, В.А.Таурский, В.И.Тельнов,
А.Б.Темных, Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумайкин, А.Г.Шамов,
Ю.М.Шатунов, Ю.И.Эйдельман, М.В.Юрков

А Н Н О Т А Ц И Я

Эксперимент выполнен на электрон-позитронном накопителе ВЭШ-4 с помощью детектора МД-1. Калибровка энергии пучков осуществлялась методом резонансной деполяризации, что позволило на порядок повысить точность измерения массы. Получено следующее значение массы Υ -мезона:

$$M = 9459,7 \pm 0,6 \text{ МэВ.}$$

ж) Представлено на 21 Международную конференцию по физике высоких энергий, Париж, 1982 г.

I. МЕТОД РЕЗОНАНСНОЙ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

Данная работа является продолжением цикла экспериментов по прецизионному измерению масс частиц, выполненных в нашем институте на встречных электрон-позитронных пучках методом резонансной деполаризации /1-6/. Метод разработан в 1975 году /1,2/ и был использован на накопителе ВЭПП-2М для измерений масс Φ -мезона /3/, заряженных /4/ и нейтральных^{*)} каонов, а позже на накопителе ВЭПП-4 для измерения масс Ψ - и Ψ' -мезонов /5,6/.

Основа метода резонансной деполаризации заключается в измерении частоты прецессии спина электронов Ω вокруг направления ведущего поля накопителя. Частота прецессии

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

где ω_0 - частота обращения пучка, γ - релятивистский фактор электронов, μ' / μ_0 - отношение аномальной и нормальной частей магнитного момента электрона. Частота обращения задается внешним генератором и измеряется с точностью выше 10^{-6} . Для измерения частоты прецессии Ω используется резонансное воздействие высокочастотного магнитного поля на поляризованный пучок. При совпадении частоты внешнего поля с частотой прецессии спина пучок деполаризуется. Фиксируя факт деполаризации, мы можем измерить частоту прецессии и тем самым произвести абсолютную калибровку энергии накопителя.

Метод позволяет измерить среднюю энергию электронов с ошибкой существенно меньшей энергетического разброса пучка. Дело в том, что синхротронные колебания частицы приводят к модуляции частоты прецессии с частотой синхротронных колебаний ω_y . В спектре спинового движения, кроме основной линии, содержится набор дополнительных линий, отстоящих от основной на величину $\pm n \omega_y$ (n - целое). Поле в деполаризаторе следует выбирать достаточно слабым, так чтобы частица за время деполаризации совершила большое число синхротронных колебаний.

Ширина основной линии в данном эксперименте определялась главным образом квадратичной нелинейностью ведущего магнитного поля накопителя и составляла $\Delta\Omega / \Omega \lesssim 10^{-5}$, что в 50 раз меньше энергетического разброса пучка. Пульсации магнитного поля не превышали 10^{-6} .

^{*)} Л.М.Барков и др. (будет опубликовано).

II. АППАРАТУРА

Эксперимент выполнен на накопителе ВЭП-4 /7/ с помощью детектора МД-1 /8,9/. Измерялось сечение процесса

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow hadr,$$

как функция энергии накопителя.

На рис. I показана схема эксперимента. Магнитное поле детектора направлено перпендикулярно плоскости орбиты накопителя, угол поворота орбиты в детекторе 16° . Величина поля составляла в данном эксперименте 10,5 кГс. В триггере и для анализа событий использовались координатные камеры, спинтилляционные счетчики и ливнево-пробежные камеры.

Для измерения светимости использовались процессы однократного тормозного излучения и упругого рассеяния на малые углы. Заметим, что в реальных условиях эксперимента для расчета сечения однократного тормозного излучения нельзя пользоваться обычными формулами, необходимо учитывать эффект обрезания больших прицельных параметров поперечным размером пучков^{/16/}. Регистрация фотонов однократного тормозного излучения производилась счетчиками на основе йодистого натрия, расположенными от места встречи на расстоянии 10 м в электронном и позитронном направлениях. Перед счетчиками стояли свинцовые пластины толщиной 7 мм для защиты от синхротронного излучения. Порог регистрации фотонов составлял 400 МэВ, скорость счета 100 кГц при светимости $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, уровень фона 0,1%.

События упругого e^+e^- - рассеяния регистрировались спинтилляционными счетчиками, расположенными снизу и сверху от орбиты, диапазон углов регистрации 15-35 мрад. Скорость счета при энергии 4,7 ГэВ составляла 22 Гц при светимости $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, величина фона случайных совпадений 50%.

Таким образом, измерение светимости производилось тремя независимыми системами, измеряющими однократное тормозное излучение в электронном и позитронном направлениях и рассеяние на малые углы. Стабильность отношения трех измерений светимости в течение эксперимента лежала в пределах $\pm 5\%$.

III. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ ПРЕЦЕССИИ СПИНА

Для измерения поляризации использовалось два метода, основанных на одном и том же физическом явлении - циркулярно поляризованные фотоны при рассеянии назад на поперечно поляризованных электронах дают в угловом распределении асимметрию "вверх-вниз" /10/.

В первом методе^{*)} использовался известный способ рассеяния света от лазера /10-12/. 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 нсек. 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 сек.

Второй метод^{**)} развит в нашем институте и впервые применен в данном эксперименте. Вместо лазерного света здесь используются фотоны синхротронного излучения от встречного пучка, которые генерируются в магнитном поле 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 циркулярной 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.

*) П. В. Воробьев и др. (будет опубликовано).

**) А. Е. Блинов и др. (будет опубликовано).

Основное преимущество данного метода 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, которые работают для измерения светимости по однократному тормозному излучению. Измерение асимметрии "вверх-вниз" производилось двумя сцинтилляционными счетчиками (рис.1), 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 неустойчивости положения орбиты перед свинцовыми пластинами с каждой стороны были поставлены сдвоенные ионизационные камеры, регистрирующие синхротронное излучение. Данные о величине тока в камерах программным образом использовались для коррекции орбиты, так чтобы в месте встречи стабилизировать положение орбиты по вертикали и угол в вертикальной плоскости. Отметим, что в данном методе измерения поляризации есть детально не изученный эффект, приводящий к появлению систематической "асимметрии", связанной с геометрией пучков в месте встречи. Однако эта "асимметрия" достаточно стабильна, поэтому не мешает измерению поляризации пучка.

Величина асимметрии при степени поляризации пучка 0,8 составляет 5% в электронном и позитронном направлениях. Статистическая ошибка при токах $3 \times 3 \text{ мА}^2$ равна 0,5% при времени измерения 100 сек.

Деполаризация производилась переменным магнитным полем величиной 0,03 Гс, направленным по радиусу, которое создавалось пластинами длиной 1,3 м. Время деполаризации составляло 50 сек. Нахождение частоты деполаризации производилось медленным изменением частоты генератора (0,5 кГц за 100 сек).

На рис.2 показаны данные одного из измерений частоты деполаризации. Три серии экспериментальных точек относятся соответственно к измерению по рассеянию синхротронного излучения на электронном пучке (верхняя серия), позитронном пучке (средняя серия) и лазерного света на электронном пучке (нижняя серия). Отсчет времени идет от момента инъекции пучков. Видно постепенное появление поляризации. В момент времени $t = 1000$ сек был включен деполаризатор. На нижней шкале указаны значения частоты деполаризатора. Отчетливо видно, как произошла деполаризация. Статистическая обработка этих данных показала, что степень поляризации пучков к моменту деполаризации составила 0,4 и три метода дали следующие значения частоты деполаризации и величину ошибок их измерения (кГц):

18605,91 ± 11	— синхротронное излучение на e^- пучке,
18606,03 ± 07	— синхротронное излучение на e^+ пучке,
18606,14 ± 22	— лазерный свет на e^- пучке.

Видно, что три измерения находятся в согласии в пределах ошибок их измерения (ошибка в частоте деполаризации 0,2 кГц соответствует ошибке энергии в шкале масс 0,2 МэВ).

Измерения частоты деполаризации, выполненные лазерным методом в сведенном положении пучков, показали, что разведение не изменяет энергию пучков.

Ширина линии деполаризации определялась в основном параметрами ВЧ-генератора и составляла 0,35 кГц. Кроме контроля за полосой генератора ширина линии контролировалась измерениями частоты деполаризации пучка при подходе к скачку деполаризации со стороны низких и высоких частот.

Расчетное время поляризации на энергии Υ -мезона равно 50 мин. Влияние деполаризирующих эффектов сильно зависит от магнитной структуры накопителя, энергии и тока встречного пучка. При указанном выше разведении орбит деполаризация становится сильной при токе пучка большем $4 + 5 \text{ мА}$. В сведенном положении орбит этот эффект начинает сказываться при токе $1 + 2 \text{ мА}$.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТ

Установка ВЭП-4 во время проведения эксперимента имела следующие параметры. Максимальная светимость определялась эффектами встречи и составляла $1 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при токах $6 \times 6 \text{ мА}^2$.

β -функции в месте встречи: $\beta_z = 45$ см, $\beta_r = 340$ см.

Позитроны и электроны накапливались в бустере ВЭШ-3 и инжектировались при энергии 1,8 ГэВ в ВЭШ-4. Количество позитронов, соответствующее току 5 мА в ВЭШ-4, накапливалось за 20 мин. Скорость накопления электронов в 10 раз выше.

Эксперимент проводился следующим образом. После подъема энергии в ВЭШ-4 до нужного значения производилась поляризация пучков и резонансная деполяризация для калибровки энергии. Обычно это занимало около 0,5 час. Затем шел набор статистики в течение 2-3 час; набирался интеграл светимости около 2 нбарн⁻¹. Затем снова следовала процедура калибровки энергии. К этому времени в ВЭШ-3 накапливалось необходимое количество позитронов. Энергия ВЭШ-4 опускалась до энергии инжекции, производилась инжекция позитронов, затем накапливались и инжектировались электроны, энергия в ВЭШ-4 поднималась до следующего значения. Дальше вся процедура повторялась.

Начальные токи, как правило, не превышали 3,5 мА, поскольку при больших токах, как уже отмечалось, нет поляризации пучков.

За время эксперимента было выполнено около 100 измерений энергии. Деполяризация производилась, как правило, при степени поляризации пучков 0,2-0,5. Данные измерения частоты деполяризации, полученные по рассеянию синхротронного излучения на электронах и позитронах, совпадали в пределах точности измерения. Совместная обработка этих данных дала точность измерения энергии $0,05 \pm 0,4$ МэВ (в шкале масс), которая зависела, в основном, от степени поляризации.

Было проведено 2 серии сканирования Υ -мезона. В каждом сканировании набран интеграл светимости около 40 нбарн⁻¹. Весь эксперимент занял 3 недели. За это время наблюдалось монотонное изменение энергии в ВЭШ-4 при фиксированных токах в магнитах и постоянной частоте обращения; изменение достигло за это время величины $6 \cdot 10^{-4}$. При этом поле в магните, измеряемое ядерным магнитным резонансом, не изменилось. Повидимому, эффект связан с изменением положения магнитов, обусловленным изменением температуры (июнь-месяц). С этой гипотезой согласуются данные об изменении положения орбиты по радиусу, измеренные по пикап-электродам.

Калибровки энергии в каждом цикле, проводимые до и после набора статистики, как правило, совпадали друг с другом в пре-

делах точности измерения. Только в нескольких циклах разница в энергии доходила до 0,7 МэВ (в шкале масс). В первой серии сканирования в тех циклах, когда была поляризация в сведенном положении пучков, с помощью лазера делалась калибровка энергии во время набора статистики. Эти измерения показали также, что внутри цикла измерения нет уходов энергии в пределах точности измерения.

Во втором сканировании во время набора статистики все время работал деполяризатор в области частоты прецессии спина. Это делалось для того, чтобы исключить возможную ошибку, связанную с тем, что на поляризованных и неполяризованных пучках эффективность регистрации может отличаться.

Часть времени проводился эксперимент с разведенными пучками для изучения фоновых условий. В первой серии сканирования это время составило около 10%. Во второй серии сканирования все время, когда проводилась калибровка энергии до набора статистики и после, шла запись информации в фоновом режиме и это время составило около 50%.

У. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Путем обработки информации на ЭВМ и просмотра на дисплее были отобраны многоадронные события. Обработка данных эксперимента с разведенными пучками показала, что фон пренебрежимо мал. На рис.3 представлены суммарные результаты двух серий сканирования. По оси ординат отложено сечение регистрации - отношение числа многоадронных событий к интегралу светимости, а по оси абсцисс - удвоенная энергия пучка.

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

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

где ϵ_{nr} и ϵ_r - эффективность регистрации соответственно на подложке и в резонансе, σ_{nr} и σ_r - сечение рождения многоадронных событий соответственно на подложке и в резонансе, $G(w-w')$ - распределение светимости как функции энергии. σ_r с учетом радиационных поправок в дважды логарифмическом приближении приведено в /ГЗ/. $G(w-w')$ определяется разбросом частиц

по энергии в пучках и обычно аппроксимируется в виде

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

где $w = 2E$, $\sigma_w = \sqrt{2} \sigma_E$, σ_E - среднеквадратичный разброс в одном пучке.

Следуя процедуре интегрирования, предложенной в /14/, и заменяя кривую Брайта-Вигнера для резонанса на дельта-функцию с сохранением площади резонанса

$$S_r = \int_0^\infty \frac{M^2 \Gamma^2 dw}{M^2 \Gamma^2 + (M^2 - w^2)^2},$$

мы получаем:

$$\sigma_{vis}(w) = \epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr} + \epsilon_r \cdot \sigma_r(w),$$

$$\sigma_r(w) = S_r \cdot [G_r(w-M) + \delta \cdot G(w-M)],$$

$$G_r(x) = \left(\frac{2\sigma_w}{M}\right)^\beta \cdot \frac{\Gamma(1+\beta)}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_w} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4\sigma_w^2}\right) \cdot D_{-\beta}\left(-\frac{x}{\sigma_w}\right),$$

$$\delta = \frac{2d}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36}\right) + \frac{13}{12} \beta, \quad \beta = \frac{4d}{\pi} \left(\ln \frac{w}{m_e} - \frac{1}{2}\right).$$

M - масса резонанса, $\Gamma(1+\beta)$ - гамма-функция, $D_{-\beta}$ - функция Вебера параболического цилиндра.

При обработке экспериментального материала свободными считались 4 параметра: масса резонанса M , энергетический разброс

σ_w , сечение регистрации на подложке $\epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr}$ и произведение $\epsilon_r \cdot S_r$.

Для проверки, нет ли систематических ошибок, связанных с нестабильностями регистрирующей аппаратуры или изменением условий в накопителе, экспериментальные данные делились на отдельные группы. Обработка данных этих групп не выявила наличия какой-либо явной систематической ошибки.

Обработка всех данных вместе дала:

$$M = 9459,6 \pm 0,6 \text{ МэВ} \quad \sigma_w = 3,7 \pm 0,6 \text{ МэВ}.$$

Величина энергетического разброса σ_w согласуется с оценочным значением 4 МэВ.

Кроме того были рассмотрены различные эффекты, которые могут вносить ошибку в результат. Наиболее существенные из них:

I. Функция распределения светимости по энергии не является сверткой гауссовских распределений энергетического разброса в пучках. Дело в том, что есть некоторый ахроматизм фокусирующей системы и функция β_z зависит от энергии частиц, что приводит к зависимости поперечного размера пучка от энергии частиц.

Этот эффект был исследован экспериментально. Была измерена зависимость β_z от частоты обращения (от энергии) частиц. Экспериментальные данные согласуются с расчетом и дают следующий вид функции распределения светимости:

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

где $a = 50 \pm 20$.

Этот эффект приводит к сдвигу массы на величину $0,10 \pm 0,04$ МэВ.

Возможно искажение функции $G(w-w')$ также за счет другого эффекта. В накопителе используются электрические поля для разведения пучков по вертикали в месте встречи, противоположном основному, и сведения в основном месте встречи. Оптимальное сведение может быть разным для разных энергий. Измерения показали, что эффект пренебрежимо мал.

2. Известно, что энергетический разброс пучка может зависеть от тока. Измерение в диапазоне токов до 5 мА показало, что продольный размер пучка не зависит от тока. Это значит, что и энергетический разброс не зависит от тока.

3. При обработке экспериментальных данных мы считали, что каждая точка по шкале энергии не имеет ошибки. Мы произвели большое количество циклов обработки, разбрасывая точки по энергии по гауссовому закону с их ошибками, находя каждый раз оптимальное значение массы. Эта процедура показала, что ошибки калибровки энергии дают ошибку в массе $0,03$ МэВ.

Других эффектов мы пока не обнаружили и даем следующее значение массы Υ -мезона:

$$M = 9459,7 \pm 0,6 \text{ МэВ}.$$

Табличное значение массы /15/

$$M = 9458 \pm 6 \text{ МэВ}.$$

В заключение авторы выражают благодарность большому коллективу сотрудников института, чей труд сделал возможным проведение данного эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Середняков С.И. и др. ЖЭТФ, 1976, 71, 2025.
2. Derbenev Ja.S. et al. Particle Accelerators, 1980, 10, 177.
3. Букин А.Д. и др. ЯФ, 1978, 27, 976.
4. Barkov L.M. et al. Nucl. Phys., 1979, B148, 53.
5. A.A.Zholentz et al. Phys. Lett. 1980, 96B, 214.
6. Жолентц А.А. и др. ЯФ, 1981, 34, 1471.
7. Анашин А.А. и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980.
8. S.E.Varu et al. Preprint INP 77-75. Novosibirsk, 1977.
9. S.E.Varu et al. International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, SLAC, 1982.
10. Байер В.Н., Хозе В.А. ЯФ, 1969, 9, 409.
11. D.V.Gustavson et al., NIM, 1979, 165, 177.
12. H.D.Bremer et al. Preprint DESY 80/76, 1980.
13. Yennie D.R. et al. Ann. of Phys., 1961, 13, 379.
Bonneau G., Martin F. Nucl. Phys., 1971, B27, 381.
14. Jackson J.D., Scharre NIM, 1975, 128, 13
Липатов А.Н., Хозе В.А. Материалы X зимней школы по физике ядра и элемент. частиц, 1975, ч.П, 409.
15. Particle Data Group, 1980.
16. Blinov A.E. et al. Phys. Lett. 1982, 113B, 423.

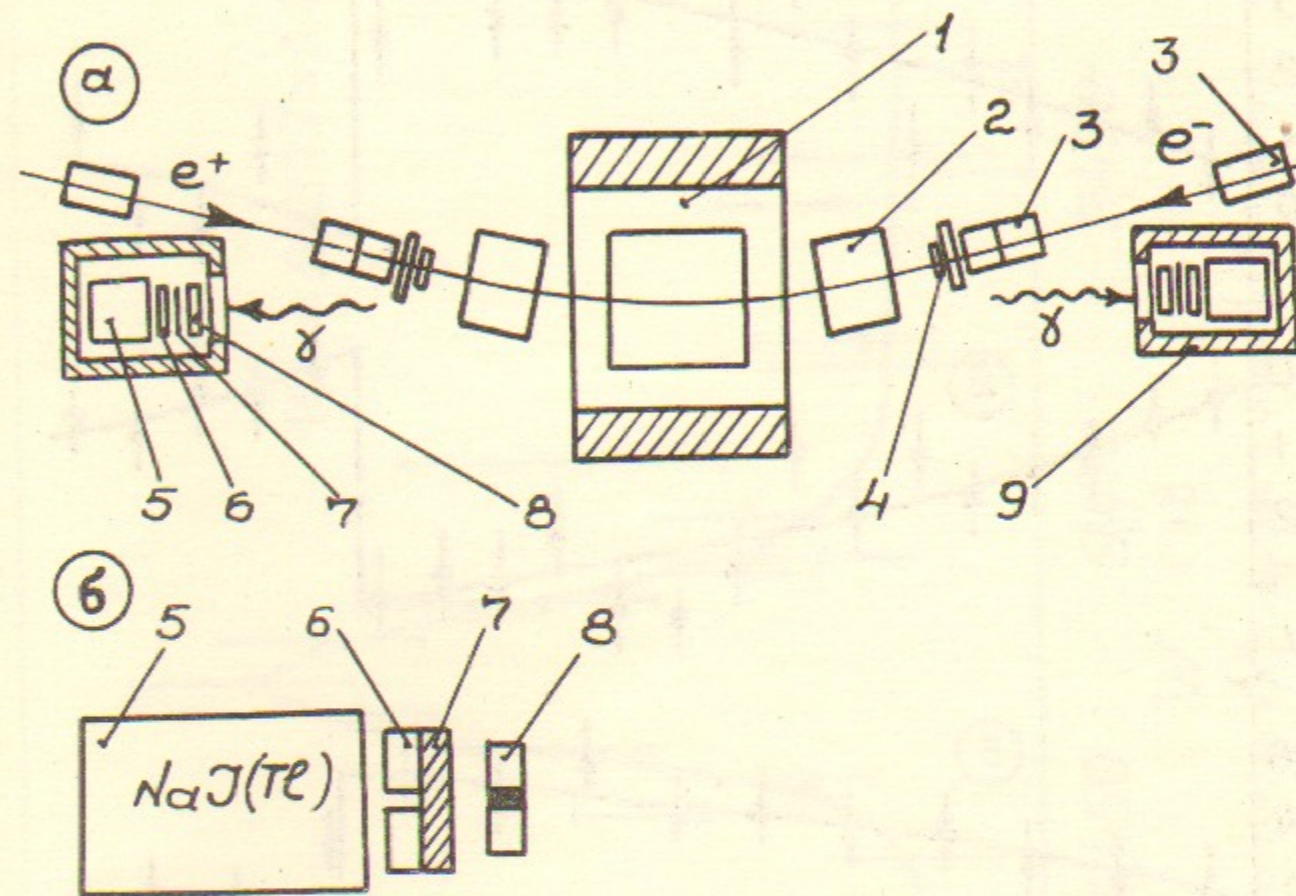


Рис. I. Детектор (а - вид сверху, б - сечение вертикальной плоскостью): 1 - центральная часть МД-I; 2 - доворотные магниты, 3 - линзы, 4 - счетчики измерения светимости по рассеянию на малые углы, 5 - счетчики для измерения светимости по $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ и для измерения поляризации методом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

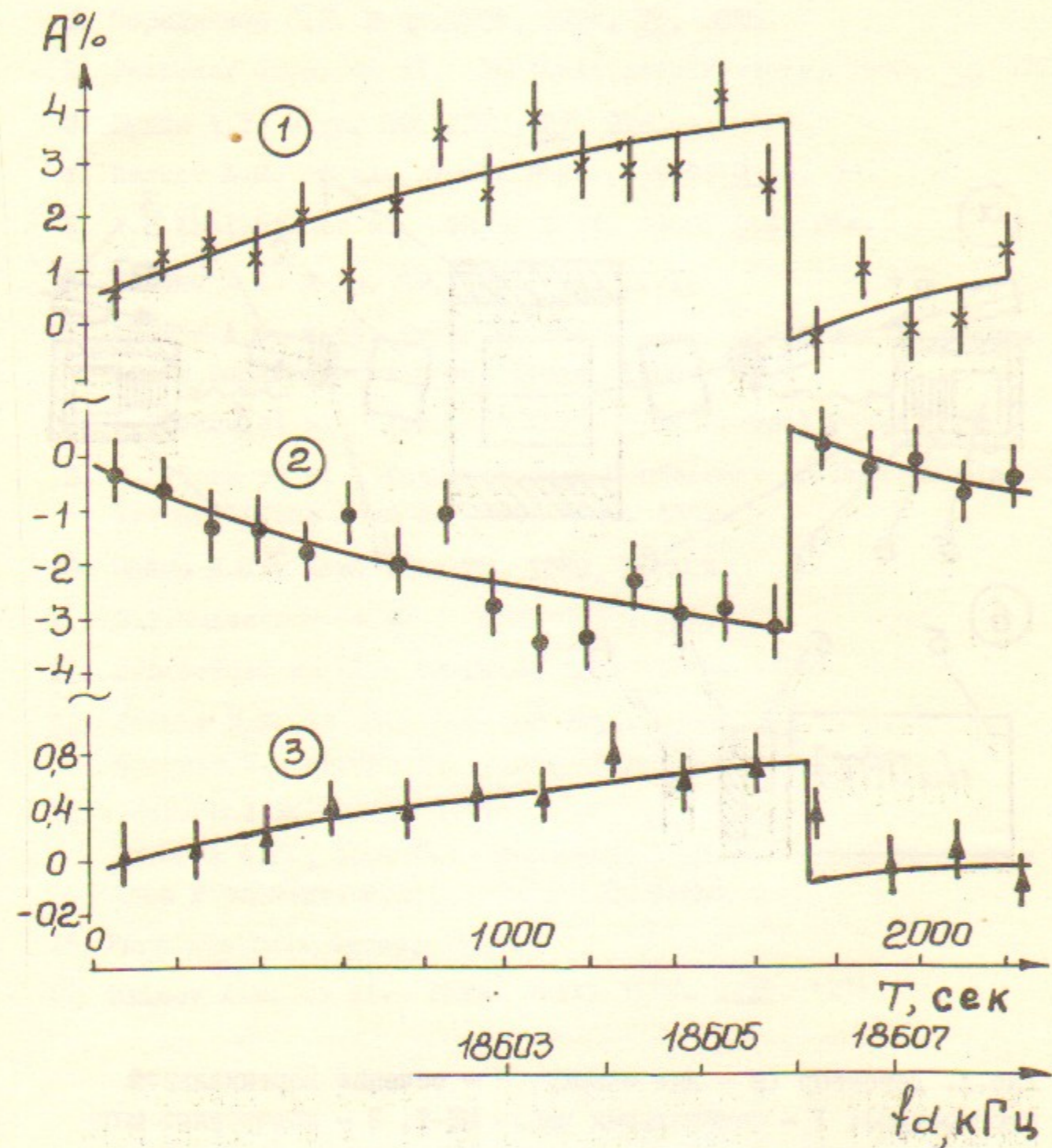


Рис.2. Результаты одного из измерений частоты деполяризации тремя системами: 1 и 2 - рассеяние СИ соответственно на e^- и e^+ пучках, 3 - рассеяние лазерного света на e^- пучке. $A = (\text{вверх-вниз})/(\text{вверх+вниз})$. Нижняя шкала - частота деполяризатора f_d . Токи пучков: $I_- = 2,4 \text{ мА}$, $I_+ = 3,8 \text{ мА}$.

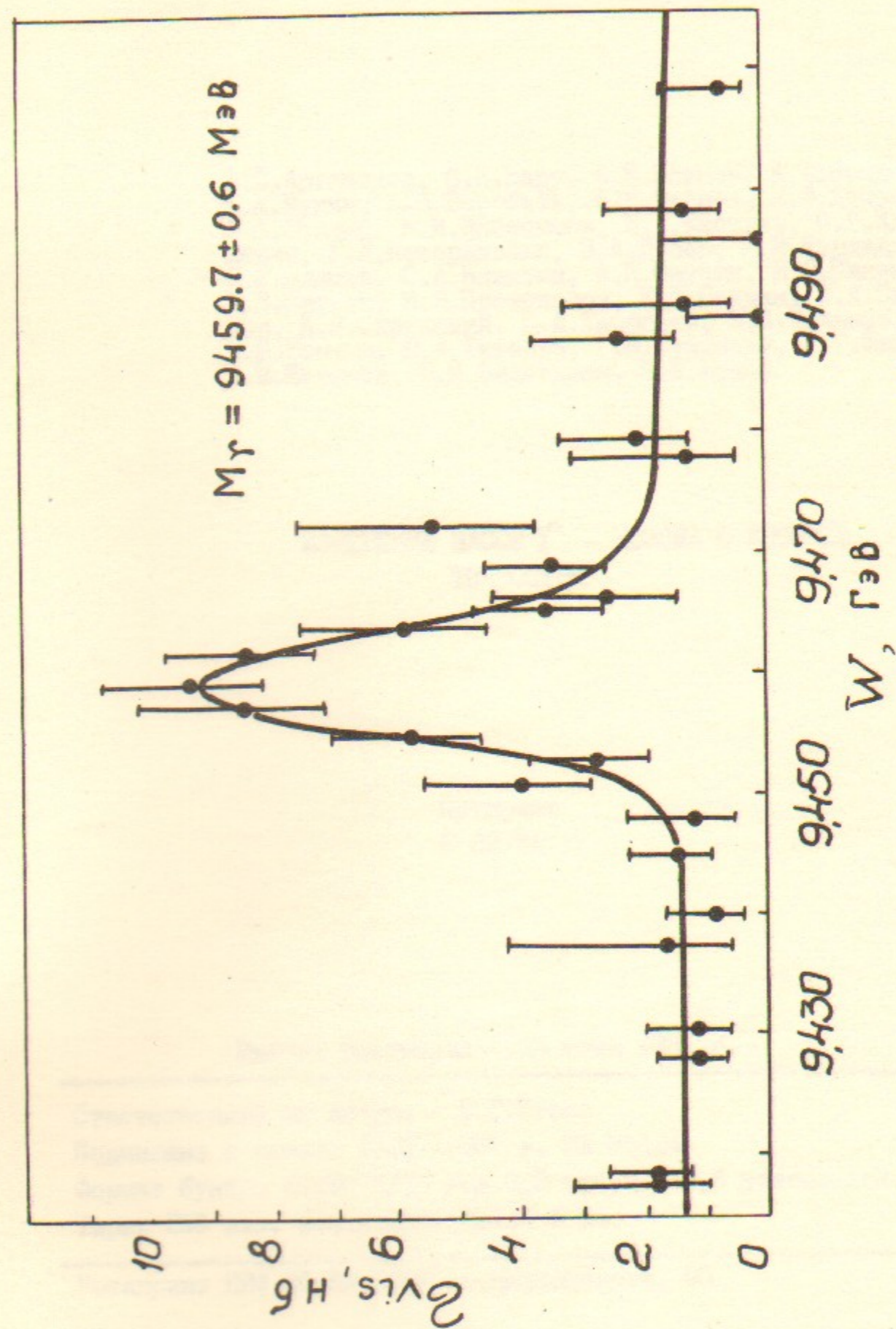


Рис.3. Сечение регистрации $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ в области Υ - мезона.

Л. 81
1982

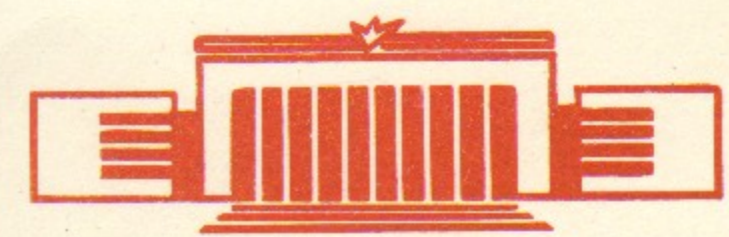
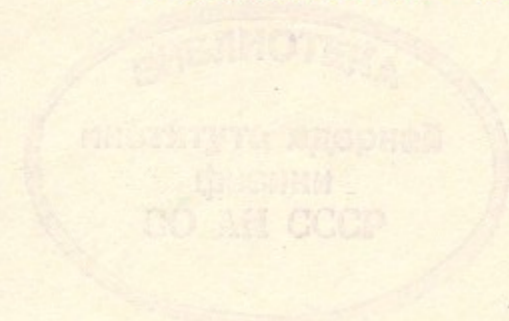
11

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

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.Inozemtzev, 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,
ЛИYu.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.I.Yurkov, A.A.Zholentz

HIGH PRECISION MEASUREMENT OF THE
 Υ -MESON MASS

PREPRINT 82—94



Новосибирск

HIGH PRECISION MEASUREMENT OF THE
 Υ -MESON MASS*

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.Inozentzev,
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.I.Yurkov, A.A.Zholentz

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk 90, USSR

A b s t r a c t

High precision measurement of the Υ -meson mass has been performed at the storage ring VEPP-4 using the MD-1 detector. The resonance depolarization method has been used for the absolute calibration of the beam energy that allowed to improve the accuracy of Υ -mass measurement by factor of ten. The following mass value has been obtained

$$M = 9459.7 \pm 0.6 \text{ MeV.}$$

* Presented at 21 International Conference on High Energy Physics, Paris, 1982.

1. Method of resonance depolarization

This work continues the cycle of experiments on the precise measurement of particle masses, performed at the Novosibirsk electron-positron colliders by the resonance depolarization method /1-6/. This method has been developed in 1975 /1,2/ and was used at VEPP-2M for measurements of the Φ -meson /3/, charged /4/ and neutral* kaon masses and latter at VEPP-4 for measurements of the Ψ and Ψ' -meson masses /5,6/.

The calibration method is based on the measurement of the spin precession frequency Ω of beam electrons around the guiding magnetic field. The precession frequency

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

where ω_0 is the revolution frequency, μ'/μ_0 is the ratio of anomalous and normal parts of the magnetic moment. The revolution frequency is set by the external generator and is measured with a high accuracy - better than 10^{-6} , while the spin precession frequency is determined by the resonance depolarization of the polarized beam. The beams depolarize when the frequency of the external field coincides with that of the spin precession. Fixing the fact of depolarization and measuring the corresponding depolarizer frequency one can thereby perform the absolute calibration of the storage ring energy.

This method allows to measure the average energy of electrons with an accuracy much better than the beam energy spread. The point is that synchrotron oscillations of particles lead to the modulation of the precession frequency with a frequency of synchrotron oscillation ω_y . Besides the main line the spectrum of the spin motion contains a set of additional lines at frequencies differing by $\pm n \omega_y$ (even ω_y) from the main line. The strength of the depolarizer field should be chosen small enough to provide averaging of the particles energies over many period of synchrotron oscillations.

The width of the main line in the present experiment was determined by the quadratic nonlinearity of the guiding magnetic field of the storage ring and was $\Delta\Omega/\Omega \lesssim 10^{-5}$, i.e. by a factor 50 less than the beam energy spread. The mag-

* L.M.Barkov et al. (to be published).

netic field pulsations did not exceed 10^{-6} .

2. Experimental set-up

The experiment has been performed at the storage ring VEPP-4 /7/ using the detector MD-1 /8,9/. The cross section of the process

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow \text{hadrons}$$

was measured as a function of the beam energy. The layout of the experiment is shown in Fig. 1. The magnetic field of the detector is transverse to the orbit plane of the storage ring, the angle of the orbit bending equals 16° . The magnetic field in the detector in the present experiment was 10.5 kG. For trigger and analysis of events coordinate chambers, scintillation counters and shower-range chambers were used.

The luminosity was measured by the processes of single bremsstrahlung and small angle Babha scattering. Note that under the real experimental conditions the well-known formulae for single bremsstrahlung are invalid and one should take into account the effect of the cut-off of the large impact parameters by the transverse beam size^{16/}. The detection of bremsstrahlung photons was performed by NaJ(Tl) counters placed at the distances of 10 m in electron and positron directions. In front of the counters lead plates of 7 mm thickness were placed to protect counters from synchrotron radiation. The threshold for photon detection was 400 MeV, the counting rate was 100 kHz at the luminosity $1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, the background level was 0.1%. The events of elastic e^+e^- -scattering were detected by scintillation counters placed above and below the beam, the electrons were detected at the angles $15+35$ mrad. The counting rate at the energy 4.7 GeV was 22 Hz at the luminosity $1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, the accidental coincidence background level was 50%.

Thus, the luminosity measurement were provided by three independent systems, measuring single bremsstrahlung in electron and positron directions as well as elastic scattering at

small angles. The stability of the ratios of all three luminosity monitors during the experiment was in the range $\pm 5\%$.

3. Measurement of spin precession frequency

To measure polarization two methods were employed, based on the same physical phenomenon-circularly polarized photons scattered background by transversely polarized electrons lead to "up-down" asymmetry in the angular distribution /10/.

In the first method* the well known way of laser light scattering was used /10-12/. The solid state (YAG) laser with frequency doubling used in the experiment had a wave length of 5300 \AA , an average power of 1 Wt, a repetition rate of 10 kHz and a pulse duration of 70 nsec. To remove systematical errors the photon circular polarization was changed alternatively from right to left with a frequency of 5 Hz. The detection of the photons was performed by the proportional chambers with the 1 X_0 tungsten converter in front of it. Behind the chamber the NaJ(Tl) counter was placed. At the electron polarization degree of 0.8 the asymmetry $A = (\text{up-down})/(\text{up+down})$ was 1.3%. The statistical accuracy at the beam currents 3 mA was 0.2% for the measurement time of 150 sec.

The second methods** has been developed in our Institute and was used in the experiment for the first time. Instead of the laser light the synchrotron radiation generated in the magnetic field of MD-1 by the oppositely moving beam is used here.

It is known that the synchrotron radiation is polarized and the type of polarization depends on the direction of the photon motion: in the orbit plane-linear polarization, above and below the orbit-circular polarization. To provide collision with circularly polarized photons the beam orbits were vertically separated. An optimal separation in the given experiment was $120 \mu\text{m}$ at the r.m.s vertical beam size $30 \mu\text{m}$ and was chosen by the consideration of the maximum ratio of the effect rate to that of the background due to single bremsstrahlung

* P.V.Vorobiov et al. (to be published)

** A.E.Blinov et al. (to be published).

and residual gas.

The essential advantage of the last method in comparison with that based on the laser is a larger asymmetry. The maximum asymmetry occurs when the incident photon energy in the electron rest system is equal to the electron mass. For the beam energy of 5 GeV the optimal photon energy is equal to 25 eV, that is by one order of magnitude higher than that of laser photons. There are many such photons in the synchrotron radiation spectrum, their selection was carried out by the scattered photon energy.

To detect scattered photons and to measure their energy the NaJ(Tl) counters used for luminosity monitoring were employed. The measurement of the "up-down" asymmetry was done by two scintillation counters (Fig. 1) having the gap of 1 mm in the vertical direction. The lead converter of 7 mm thickness in front of scintillation counters also served as the protection from the powerful synchrotron radiation.

To exclude the influence of the instability of the orbit position the special doubled ionization chambers were installed in front of lead converter from both sides. The data on the current in the chambers were used through the computer program for orbit correction to stabilize the vertical beam position and the angle in the vertical plane.

Note, that in this method of polarization measurements there is the unstudied effect leading to appearing of the systematical "asymmetry" and connected with the beam geometry in the collision point. However, this "asymmetry" is stable enough and do not hamper the polarization measurement.

At the beam polarization degree 0.8 the measured asymmetry is equal to 5% both in electron and positron directions. The statistical accuracy with the current $3 \times 3 \text{ mA}^2$ is 0.5% for measuring time of 100 sec.

The beam depolarization was performed by the high frequency radially directed magnetic field of 0.03 G created between 1.3 meter long parallel planes. The depolarization was performed by slow scanning of the variable field frequency (0.5 kHz for 100 sec). Depolarization time was 50 sec.

Figure 2 presents data of one of the measurements of the depolarization frequency. Three series of the experimental points correspond to the measurements by scattering of synchrotron radiation on the electron beam (upper series), positron beam (middle series) and by laser light scattering on the electron beam (lower series). Time zero corresponds to the moment of the beam injection. The depolarizer was switched on at the moment $t = 1000 \text{ sec}$. Lower scale shows the frequencies of the depolarizer. The fact of depolarization is clearly seen. The statistical treatment of this data has shown, that the polarization degree to the moment of depolarization was 0.4 and three systems have given the next values of the depolarization frequencies and their errors (kHz)

18605.91 \pm 0.11 - synchrotron radiation at e^- beam,
18606.03 \pm 0.07 - synchrotron radiation at e^+ beam,
18606.14 \pm 0.22 - laser light at e^- beam.

All three measurements agree within the experimental errors (the error in the depolarization frequency 0.2 kHz corresponds to the energy error 0.2 MeV in the resonance mass scale).

The measurements performed by the laser method have shown that the beam energy does not depend of the beam separation.

The bandwidth of the depolarization line was determined mainly by the RF-generator parameters and was equal 0.35 kHz. To exclude systematical errors the generator bandwidth was controlled in the measurement in which the depolarizer frequency approaches the resonance one from below or above.

The calculated polarization time at the Υ -meson energy is 50 min. The influence of the depolarizing effects strongly depends on the magnetic structure of the ring, energy and the current of the colliding beam. At the indicated above orbit separation the depolarization effects become strong at the beam current greater than 4+5 mA. For the unseparated beams this effect become notable at the current 1+2 mA.

4. Experiment

During the experiment VEPP-4 had the next parameters. The maximum luminosity was determined by the collision effect and was about $1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ at the current $6 \times 6 \text{ mA}^2$, β -function in the collision point: $\beta_z = 45 \text{ cm}$, $\beta_r = 340 \text{ cm}$.

The electrons or positrons were stored in the booster storage ring VEPP-3 and then were injected in the ring VEPP-4 at the energy 1.8 GeV. The amount of positrons corresponded to beam current 5 mA in VEPP-4 was stored for the 20 minutes. The electron storage rate was 10 times higher.

The experiment was carried out by the next way. After beam energy rising up to necessary energy the beams were polarizing for some time and then the resonance depolarization were performed. Usually it took of about 0.5 hour. Then we had data taking during 2-3 hour with the integrated luminosity of about 2 nb^{-1} . Then energy calibration was repeated. To this moment in the VEPP-3 the necessary amount of positrons were prepared. The energy of VEPP-4 was lowered up to the injection energy, a new bunch of positrons was injected in VEPP-4, the electron bunch was stored and injected in a few minutes after, the energy of VEPP-4 rised up to the next energy point. Then the procedure described above was repeated.

The primary current as a rule did not exceeded 3.5 mA, because at larger current as was pointed out above there are no beam polarization.

There was about 100 energy calibration measurements during the experiment. The depolarization was performed usually at the beam polarization degree of 0.2 ± 0.5 . The measured depolarization frequencies, obtained by synchrotron radiation scattering on electrons and positrons coincided within experimental errors. The joint treatment of this data has given the accuracy of energy measurements $0.05 \pm 0.4 \text{ MeV}$ (in the mass scale), which depended primarily on the polarization degree.

Two scanning series of Υ -meson mass has been done. In each cycle the luminosity integral of about 40 nb^{-1} was collected. The whole experiment took three weeks. During this time

the monotonic drift of the VEPP-4 energy was observed at the fixed current in the magnets and constant revolution frequency. The energy shift reached the value of $6 \cdot 10^{-4}$. The magnetic field, measured by NMR did not changed. Apparently, this effect is connected with changing of magnet position due to temperature walk (June). This hypothesis agrees with the data on orbit position obtained by pick-up electrodes.

The energy calibration in the each run done before and after data taking as a rule coincided with each other within accuracy of measurements. Only in some runs the energy difference reached 0.7 MeV (in the mass scale). In the first scanning series in those runs where there was polarization during the time of data taking the energy calibration by the laser was done. These measurements have shown that there are no energy shifts inside one run within the accuracy of the measurement.

During the second scanning cycle the depolarizer was switched on all the time in the region of the spin precession frequency. It was done to exclude the possible error, connected with the dependence of the detection efficiency on the beam polarization.

To study background conditions part of the time was spent on the experiment with separated beams. In the first scanning cycle this time was about 10%. In the second cycle the background data were taken during the energy calibration and this time was about 50%.

5. Data processing

The multihadron events were selected by the computer analysis and by visual scanning at display. The data with separated beams have shown that under the selection criteria the background is negligibly small. Figure 3 presents the joint result of the two scanning cycles. Abscissae: doubled beam energy; ordinates: the detection cross section (ratio of the number of multihadron events to the integrated luminosity).

It is known that a shape of the experimental resonance curve is determined mainly by the beam energy spread, radiative corrections and nonresonant continuum. The detection cross section was approximated by the following formulae:

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

where ϵ_{nr} and ϵ_r are detection efficiencies for continuum and resonance, σ_{nr} and σ_r are the corresponding cross section,

$G(w-w')$ is the luminosity distribution over the energy.

The expression for σ_r taking into account the radiative corrections with double logarithmic accuracy is given in /13/.

$G(w-w')$ is determined by the beam energy spread and is usually approximated by

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

where $W=2E$, $\sigma_w = \sqrt{2} \cdot \sigma_E$, σ_E is the rms energy spread in one beam. Following the integration procedure, proposed in /14/ and replacing the Breit-Wigner curve for the resonance by the delta function keeping the area under the curve constant

$$S_r = \int_0^{\infty} \sigma_0 \frac{M^2 \Gamma^2 dw}{M^2 \Gamma^2 + (M^2 - W^2)^2},$$

one obtains:

$$\sigma_{vis}(W) = \epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr} + \epsilon_r \cdot \sigma_r(W),$$

$$\sigma_r(W) = S_r \cdot [G_r(W-M) + \delta \cdot G(W-M)],$$

$$G_r(x) = \left(\frac{2\sigma_w}{M}\right)^\beta \cdot \frac{\Gamma(1+\beta)}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_w} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4\sigma_w^2}\right) \cdot \mathcal{D}_{-\beta}\left(-\frac{x}{\sigma_w}\right),$$

$$\delta = \frac{2\alpha}{\beta} \left(\frac{\beta^2}{6} - \frac{17}{36}\right) + \frac{13}{12} \beta, \quad \beta = \frac{4\alpha}{\beta} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2}\right).$$

M is the resonance mass, $\Gamma(1+\beta)$ is the gamma function,

$\mathcal{D}_{-\beta}$ is the Weber function of parabolic cylinder.

4 free parameter were fitted: resonance mass M , energy spread σ_w , detection cross section for continuum $\epsilon_{nr} \cdot \sigma_{nr}$ and the product $\epsilon_r \cdot S_r$.

To check whether or not some systematical errors are present due to some detector instabilities or to variation of condition in the storage ring the experimental data were separated in some parts. Their analysis did not reveal any systematical errors. The joint processing of the data has given the following values:

$$M = 9459.6 \pm 0.6 \text{ MeV}$$

$$\sigma_w = 3.7 \pm 0.6 \text{ MeV}.$$

The obtained value of the beam energy spread σ_w is in agreement with the estimated value of 4 MeV.

Different effects leading to systematical errors have been analysed.

1. The luminosity distribution over the energy is not the convolution of gaussian energy spread distributions in the beams. The point is that there is some achromatism in a focusing system and β_x depends on the particle energy leading to the dependence of the beam transverse size on the particle energies. The effect has been studied experimentally. The dependence of β_x on the revolution frequency (i.e. on the particle energy) has been measured. The experimental data agree with the calculations and give the next form of the luminosity distribution:

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

where $a = 50 \pm 20$.

This effect leads to the shift of the mass value by 0.10 ± 0.04 MeV.

Possible distortion of $G(w-w')$ can arise due to another effect. There are electrical fields in the storage ring used for separation of the beams in the technical straight section and putting them together in the interaction point. Optimal electrical fields can differ for different particle energies. The measurements shown that this effect is negligible.

2. It is known that the energy beam spread can depend on the current. The measurement in the current range up to 5 mA has shown that the longitudinal beam size does not depend on the current. It means that the energy spread does not depend on the beam current as well.

3. Fitting the resonance we assumed that each point has no error in the energy. We have performed data fitting many times distributing the energy points by the gaussian law with their errors, each time determining the mass value. This procedure has shown, that the energy calibration introduces the error of 0.03 MeV in the mass value.

No other notable effects leading to systematical errors have been discovered and we give the next value of the Υ - meson mass

$$M = 9459.7 \pm 0.6 \text{ MeV.}$$

The world-average mass value /15/

$$M = 9458 \pm 6 \text{ MeV}$$

In conclusion the authors express their gratitude to many people whose labor provided the performance of the present experiment.

References

1. S.I.Serednyakov et al., ZhETF, 71, 2025.
2. Derbenev Ja.S. et al. Particle Accelerators, 1980, 10, 177.
3. Bukin A.D. et al., Yad. Fiz., 1978, 27, 976.
4. Barkov L.M. et al. Nucl. Phys., 1979, B148, 53.
5. A.A.Zholentz et al. Phys. Lett. 1980, 96B, 214.
6. A.A.Zholentz et al. Yad. Fiz., 1981, 34, 1471.
7. A.A.Anashin et al. Proc. All-Union Conf. on charged Particles Accelerators, Dubna, 1980.
8. S.E.Baru et al. Preprint INP 77-75. Novosibirsk, 1977.
9. S.E.Baru et al. International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, SLAC, 1982.
10. V.N.Baier, V.A.Khoze, Yad. Fiz., 1969, 9, 409.
11. D.B.Gustavson et al., NIM, 1979, 165, 177.
12. H.D.Bremer et al. Preprint DESY 80/76, 1980.
13. Yennie D.R. et al. Ann. of Phys., 1961, 13, 379.
Bonneau G., Martin F. Nucl. Phys., 1971, B27, 381.
14. Jackson J.D., Scharre NIM, 1975, 128, 13.
A.N.Lipatov, V.A.Khoze, Proc. of X Winter school on nuclei and elem. part. physics, 1975, part II, 409.
15. Particle Data Group, 1980.
16. Blinov A.E. et al., Preprint INP 82-15, Novosibirsk, 1982.

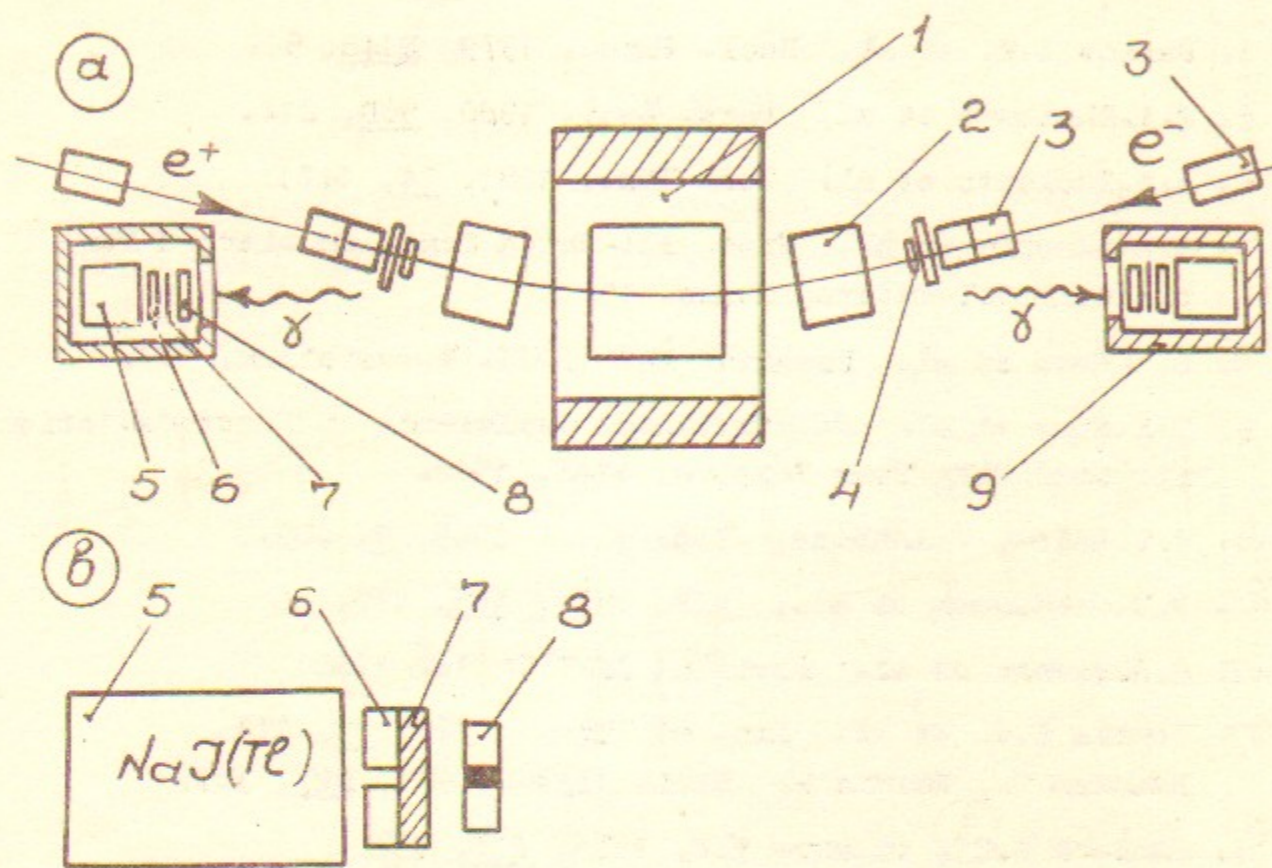


Fig. 1. Detector MD-1 (a - upper view, b - side view of device for the polarization measurements: 1 - central part of MD-1, 2 - additional bending magnets, 3 - lenses, 4 - counters for luminosity monitoring by small angle elastic scattering, 5 - counters for luminosity monitoring by $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ and for polarization measurement by SR, 6 - counters for measuring the "up-down" asymmetry, 7 - lead plate of 7 mm thickness, 8 - doubled ionization chambers, 9 - lead shield.

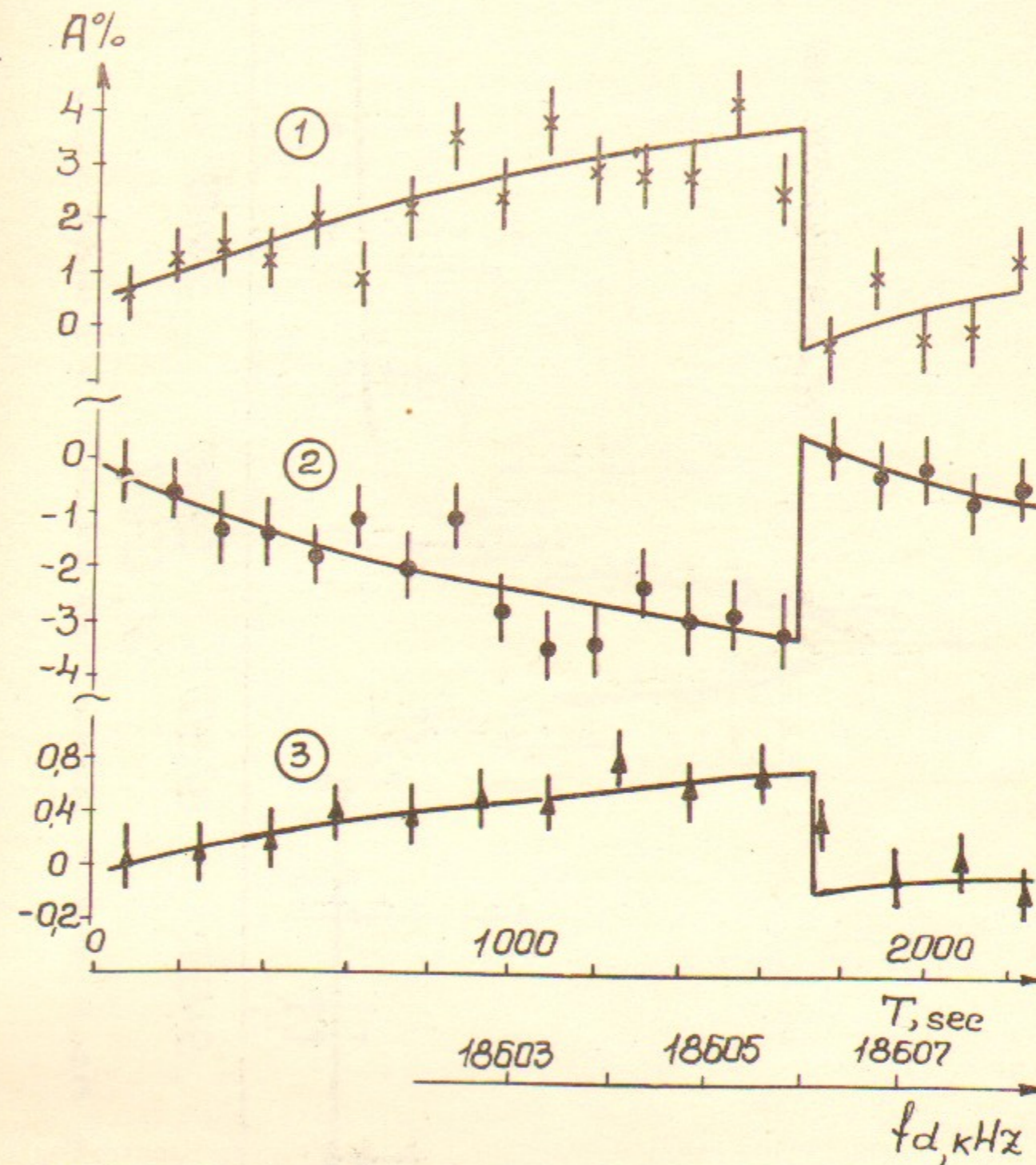


Fig. 2. Results of one of the depolarization frequency measurements by three systems: 1 and 2 - SR scattering on e^- and e^+ beams, 3 - laser light scattering on e^- beam. $A = (\text{up} - \text{down}) / (\text{up} + \text{down})$. Lower scale shows the depolarizer frequency f_d . Beam currents are $I_- = 2.4$ mA, $I_+ = 3.8$ mA.

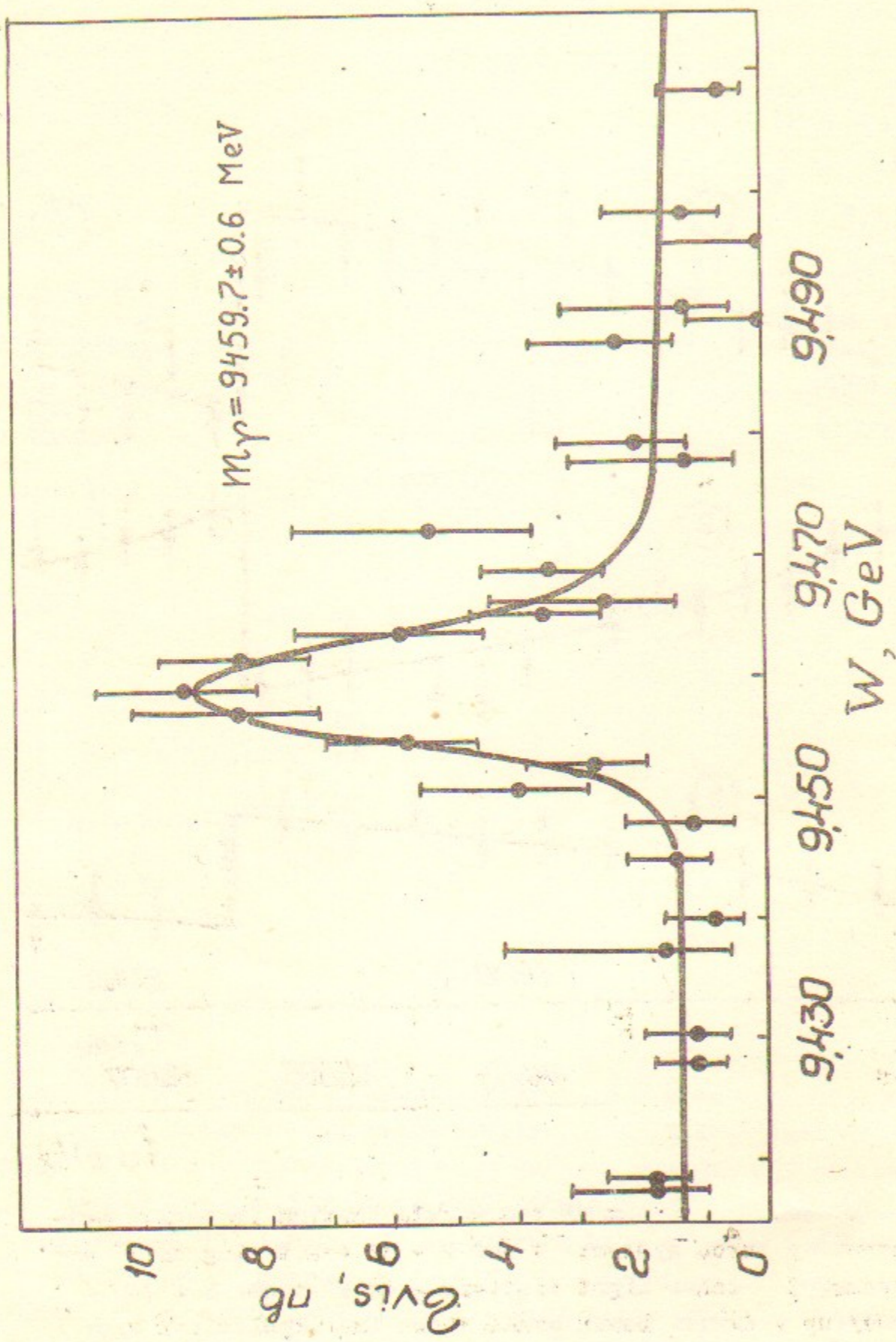


Fig. 3. Observed hadronic cross section in the Υ energy region.