



45  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б. П. Константинова

А. П. Онучин  
В. А. Хозе

№ 408  
май 1978

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ВСТРЕЧНЫХ  
ПОЗИТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

Ленинград

А.П. Онучин\*, В.А. Хозе

ЭКСПЕРИМЕНТЫ  
НА ВСТРЕЧНЫХ ПОЗИТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

\* Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск  
Ленинград  
1978

A.P. Onuchin, V.A. Khoze

EXPERIMENTS ON THE POSITRON - ELECTRON COLLIDING  
BEAMS

The  $e^+e^-$  storage rings presently in operation or under construction and some detectors are considered. The latest data on new heavy particles are briefly described. We also discuss what one can expect from the experiments on colliding  $e^+e^-$  beams in the near future.

© ЛИЯФ, 1978

УДК 539.12.01

408

Доложено на XIII Зимней  
школе ЛИЯФ. Ленинград,  
19-26 февраля 1978 г.

А н н о т а ц и я

Рассматриваются существующие и строящиеся установки со встречными  $e^+e^-$ -пучками, а также некоторые детекторы. Кратко перечислены последние данные по новым тяжёлым частицам. Обсуждается, что можно было бы ожидать от экспериментов со встречными  $e^+e^-$ -пучками в ближайшем будущем.

В в е д е н и е

В последние годы бурное развитие в физике элементарных частиц получил метод встречных пучков. История развития этого метода началась 20 лет назад, когда Г.И.Будкер и В.Пановский взялись за сооружение установок со встречными электрон-электронными пучками. В Новосибирске это был ВЭП-I на энергию  $E = 0,16$  ГэВ в пучке, в Стэнфорде - накопитель на энергию  $0,55$  ГэВ. В 1965 г. на этих установках были получены первые результаты по упругому рассеянию.

Ещё до запуска электронных накопителей в Новосибирске начались работы по сооружению установки ВЭП-2 со встречными позитрон-электронными пучками. В 1967 г. на этом накопителе был проведён эксперимент по изучению  $\rho$ -мезонного резонанса. В 1968 г. начались эксперименты на позитрон-электронном накопителе АСО в Орсе на энергию  $0,55$  ГэВ. В 1970 г. начал работать во Фраскати накопитель *ADONE* на энергию  $1,5$  ГэВ. В этой лаборатории в 1964 г. был зарегистрирован первый факт встречи позитрон-электронных пучков на модельной установке *Ada*. В 1972 г. в Кембридже был модернизирован синхротрон в накопитель *BYPASS* с  $E = 2,5$  ГэВ.

Это были накопители первого поколения. К настоящему времени эксперименты на них в основном уже закончены. Здесь (см. обзор /1-4/) проводилось исследование применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях, а также изучение электродинами-

ческих процессов высшего порядка - тормозного излучения, двойного тормозного излучения и электророждения пар частиц. Детально исследовались свойства нейтральных векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ . Выполнены измерения электромагнитных формфакторов пиона, каона и протона в нерезонансной области, а также проведено изучение ряда адронных эксклюзивных каналов  $e^+e^-$ -аннигиляции.

В Новосибирске на установке второго поколения ВЭПП-2М проведена обширная программа исследований с поляризованными начальными частицами <sup>15,6/</sup> и выполнена серия изящных метрологических измерений (масса  $\phi$  <sup>17/</sup> и  $K^\pm$ -мезонов <sup>18/</sup>, разность аномальных магнитных моментов электрона и позитрона <sup>19/</sup>),

Уже первые экспериментальные результаты по измерению множественного рождения адронов при полной энергии  $\sqrt{s} > 1$  ГэВ, полученные во Фраскати, Новосибирске, неожиданно обнаружили, что полное сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в нерезонансной области велико. Вскоре при больших энергиях на *BYPASS* и *SPEAR* (Стэнфорд) было установлено, что это сечение достаточно слабо меняется с энергией и проявляет ряд весьма интересных свойств (напр. <sup>10/</sup>).

С ноября 1974 г. начался новый этап в физике элементарных частиц, связанный с обнаружением на *SPEAR* (одновременно с опытом на ускорителе *BNL*) нового нейтрального квазистабильного мезона  $J/\psi$  (3095) (например, <sup>11-17/</sup>). Вслед за этим открытия на установках со встречными  $e^+e^-$ -пучками *SPEAR* и *DORIS* (Гамбург) следуют почти без перерыва. Обнаружен второй узкий резонанс  $\psi'$  (3684) и весьма детально исследованы характеристики распадов обоих этих мезонов. Было проведено измерение сечения  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}$  вне узких резонансов и обнаружен ряд специфических свойств этого сечения, свидетельствующих как об интенсивных процессах рождения новых частиц (в частности, структуры при  $\sqrt{s} \approx 4$  ГэВ и состоянии  $\psi''$  (3772) <sup>18,19/</sup>), так и о тенденции адронов рождаться при высоких энергиях в виде двух струй <sup>16/</sup>.

Найдено семейство  $C$ -чётных тяжёлых резонансов  $\chi$ , являющихся продуктами распадов  $J/\psi$  и  $\psi'$ -мезонов <sup>17/</sup>, а также обнаружены так называемые аномальные лептонные события, наблюдение которых рассматривается в настоящее время, как весьма веское указание в

пользу существования нового тяжёлого лептона  $\tau$  (с массой порядка 2 ГэВ), например, <sup>20-22/</sup>.

Наконец, при исследовании аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны были найдены очарованные мезоны типа  $D$  и  $F$  (например, <sup>16,23,24/</sup>) и указания на рождение очарованных барионов <sup>25/</sup>, что совместно с обнаружением семейства  $\psi$  и  $\chi$ -частиц (со скрытым очарованием) эквивалентно экспериментальному открытию нового типа кварков и, тем самым, доказательству существования кварков вообще.

Все эти факты весьма наглядно характеризуют основные черты нового этапа в физике высоких энергий. Здесь следует подчеркнуть, что открытие новых мезонов и, по-видимому, лептонов, детальное исследование их характеристик и изучение ряда важных свойств  $e^+e^-$ -аннигиляции было проведено в рекордно короткий срок - менее, чем за три года, что, несомненно, свидетельствует об исключительно широких возможностях метода встречных пучков.

В ближайшее время (1978, 1979 г.г.) должны вступить в строй установки со встречными  $e^+e^-$ -пучками третьего поколения: ВЭПП-4 (Новосибирск), *PETRA* (Гамбург), *CESR* (Корнелл) и *PEP* (Стэнфорд), которые позволят исследовать область энергий до  $\sim 40$  ГэВ. Экспериментальные результаты, которые будут получены на этих установках, несомненно, будут способствовать лучшему пониманию физики элементарных частиц, и, вероятно, приподнесут немало сюрпризов. В первую очередь, здесь ожидается проведение исследования свойств недавно обнаруженного в опытах на ускорителе *FNAL* семейства  $\Upsilon$ -резонансов (с массами  $\sim 10$  ГэВ <sup>26/</sup>) и, видимо, связанного с ним нового кварка, а также поиски эффектов, отвечающих слабым нейтральным токам.

Тем не менее, в настоящее время имеются основания для того, чтобы считать, что для выяснения ряда важнейших проблем физики элементарных частиц необходимы опыты при существенно больших энергиях, порядка  $\sim 50-100$  ГэВ. Наиболее перспективным процессом, на который здесь можно было бы рассчитывать, является рождение нейтрального промежуточного бозона  $Z^0$ , а также весьма существенно изучение структуры слабых нейтральных лептонных и адронных токов <sup>27,28/</sup>.

Лекция построена следующим образом. В первой главе рассматриваются существующие и строящиеся накопители, во второй - детекторы. Третья глава содержит краткое перечисление последних данных по новым тяжёлым частицам. В четвёртой главе обсуждается, что мы ожидаем от экспериментов в ближайшем будущем. Мы здесь не обсуждаем экспериментальные данные при энергиях ниже 2 ГэВ, которые содержатся, например, в обзорах /1-6,29-31/.

### 1. Накопители

В таблице I приведены основные параметры накопителей, как уже сошедших со сцены, так и тех, что ныне действуют, а также тех, которые находятся в стадии изготовления. Самый маленький накопитель ВЭП-1 имел длину орбиты 2,5 м. Длина орбиты самых больших накопителей *PEP* и *PETRA* составляет около 2 км.

#### Накопитель ВЭП-4

В качестве примера рассмотрим новосибирскую установку ВЭП-4<sup>32</sup>. На рисунке I показана принципиальная схема установки. Накопитель, имеющий длину орбиты 360 м, состоит из двух полуколец со средним радиусом 45 м, соединённых двумя длинными промежутками. Один из них используется для систем впуска частиц и резонаторов высокочастотной системы. Второй промежуток предназначен для проведения экспериментов. В нём расположены три места встречи и система квадрупольных линз, создающих в местах встречи необходимые параметры пучков.

Ускорение частиц и компенсация радиационных потерь будут осуществляться резонаторами, которые будут питаться от разрабатываемого в ИЯФ генератора гирокон, рассчитанного на мощность несколько МВт. Ввод генератора на полную мощность позволит получить предельную энергию. Достигнутая на генераторе мощность 0,5 МВт позволяет получить энергию 6 ГэВ.

В качестве инжектора в накопитель ВЭП-4 будет использоваться старое кольцо ВЭП-3, в котором будет производиться поочерёдно накопление позитронов и электронов.

Таблица I

Установки со встречными  $e^+e^-$  - пучками

Установка	Место расположения	Начал физич. экспериментов	Максим. энергия в пучке ГэВ	Макс. светимость ( $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ )	
				достигн.	проектная
<i>Ada</i>	Фраскати	1964	0,25	$\sim 10^{-6}$	
Принстон-Стэнфорд ( $e^+e^-$ )	Стэнфорд	1965	0,55	0,01	
ВЭП-1 ( $e^+e^-$ )	Новосибирск	1965	0,16	0,001	
ВЭП-2	Новосибирск	1967	0,67	0,03	
ACO	Орсэ	1968	0,55	0,1	
<i>ADONE</i>	Фраскати	1970	1,55	0,7	
<i>BYPASS</i>	Кембридж	1972	2,5	0,02	
<i>SPEAR</i>	Стэнфорд	1973	3,8	10	100
<i>DORIS</i>	Гамбург	1974	3,0	1	100
ВЭП-2М	Новосибирск	1974	0,67	3	10
<i>DCI</i>	Орсэ	1976	1,8		100
<i>DORIS</i>	Гамбург	1978	5		0,2
ВЭП-4	Новосибирск	1978	5,5		10 100
<i>PETRA</i>	Гамбург	1978	15 19		100 10
<i>PEP</i>	Стэнфорд	1979	15 24		100 10
<i>CESR</i>	Корнелл	1979	8		100

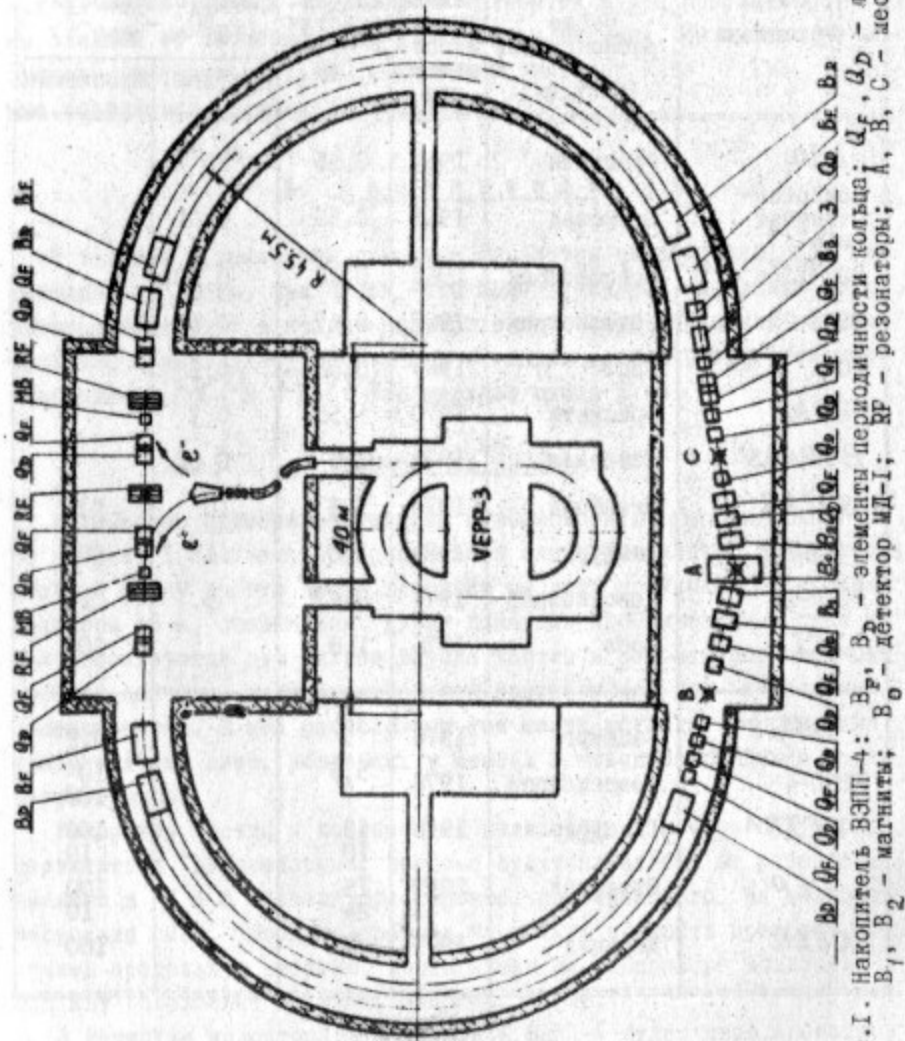


Рис. 1. Накопитель ВЭПП-4: В<sub>1</sub>, В<sub>2</sub> - элементы периодичности кольца; А, В, С - места встречи; В<sub>1</sub>, В<sub>2</sub> - магниты; В<sub>0</sub> - детектор МД-1; ВР - резонаторы; А, В, С - места встречи.

В качестве источника позитронов будет применён разработанный в ИЯФ линейный сильноточный ускоритель электронов на энергию 30 МэВ с током 20 А. Позитроны после конвертора инжектируются в синхротрон Б-4, где ускоряются до энергии 450 МэВ. Данная система позволяет вести накопление позитронов со скоростью 1 мА/мин, что обеспечивает накопление нужных токов в ВЭПП-4.

В 1977 г. в накопителе ВЭПП-4 был получен циркулирующий ток электронов при энергии 1,5 ГэВ. В конце 1978 года планируется начало экспериментов на накопителе с первой очередью высокочастотной системы, обеспечивающей энергию в пучке 5,5 ГэВ.

Описание строящихся накопителей *PEP*, *PETRA* и *CESR* можно найти в [33-35].

Рассмотрим теперь основные параметры накопителей, определяющие возможности постановки экспериментов.

### Энергия

Главная техническая проблема в создании накопителей на энергию выше нескольких ГэВ связана с созданием мощных высокочастотных систем для компенсации потерь энергии на синхротронное излучение. Энергия, теряемая электронами на одном обороте,

$$eV(\text{кэВ}) = 88 \frac{E^4(\text{ГэВ})}{\rho(\text{м})}, \quad (1.1)$$

где  $E$  - энергия частицы,  $\rho$  - радиус кривизны.

Для ВЭПП-4 ( $\bar{\rho} = 36$  м) при энергии 7 ГэВ  $V = 6$  МВ, а для *PEP* ( $\rho = 165$  м) при  $E = 24$  ГэВ  $V = 180$  МВ. Для нормального времени жизни пучков напряжение на резонаторах должно превышать  $V$ . Чтобы создать такие напряжения на резонаторах в непрерывном режиме при доступных мощностях высокочастотных генераторов, приходится создавать громоздкие дорогостоящие резонаторные системы. Так, на *PEP* для получения энергии 24 ГэВ длина ускорительной секции будет 200 м. При этом полная мощность генератора будет 12 МВт, из которых на пучки тратится около 2 МВт.

Ведутся поиски возможности соударения встречных позитрон-электронных пучков на существенно более высокие энергии. В ЦЕРНе рас-

считается проект *LEP* /36/ на энергию 100 ГэВ в пучке. Длина кольца должна составлять 50 км, длина ускорительной системы 2,5 км, мощность ВЧ генераторов 100 МВт. Стоимость проекта около 1 млрд. долларов. По-видимому, этот проект является пределом метода циклических накопителей непрерывного действия.

Как вариант решения проблемы высокочастотных систем в /37/ рассматривалась возможность работы накопителя в импульсном режиме.

В качестве альтернативного подхода изучаются возможности создания встречных пучков на основе линейных ускорителей. В частности, такие работы ведутся в Новосибирске /38/.

Освоение метода линейных встречных пучков открыло бы возможность существенного продвижения по энергии. В этом случае стоимость установки с ростом энергии росла бы линейно. Идея весьма перспективна, но предстоит решить массу проблем на пути разработки этого метода, главной из которых является получение высокой светимости.

### Светимость

Скорость счёта процесса с сечением  $\sigma$  определяется светимостью установки  $L$ ,

$$n = \sigma L, \quad (I.2)$$

В случае, когда используется по одному сгустку электронов и позитронов и соударение происходит «лоб в лоб»

$$L = \frac{J_1 J_2}{S} \frac{1}{e^2 f}, \quad (I.3)$$

где  $J_1, J_2$  - токи пучков,  $f$  - частота обращения,  $e$  - заряд электрона,  $S$  - эффективная площадь поперечного сечения пучков. Для гауссовского распределения по плотности частиц в пучке

$$S = 4\pi \sigma_z \sigma_z, \quad (I.4)$$

где  $\sigma_z$  и  $\sigma_z$ , соответственно среднеквадратичные размеры пучка по радиусу и вертикали.

Основным принципиальным ограничением на получение максимальной

светимости являются так называемые «эффекты встречи». Суть их сводится к тому, что встречный пучок действует на частицу как не-которая линза, которая приводит к сдвигу частоты бетатронных колебаний

$$\Delta Q_{z,z} = \frac{z_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{f} \frac{N \beta_{z,z}}{\sigma_{z,z}(\sigma_z + \sigma_z)}, \quad (I.5)$$

где  $N$  - число частиц во встречном пучке,  $\beta_{z,z}$  - бета-функция, соответственно по радиусу и вертикали, в месте встречи (эта функция описывает фокусирующие свойства магнитной системы накопителя). Если  $\Delta Q_{z,z}$  превышает некоторое предельное значение  $\Delta Q_0$ , то частицы гибнут. Эмпирически установлено, что  $\Delta Q_0$  слабо зависит от накопителя и составляет  $\Delta Q_0 \sim 0,05$ .

Нетрудно показать, что при естественном размере пучков по радиусу и оптимальном размере по вертикали при  $\beta_z \ll \beta_z$

$$L_{\max} \approx \frac{f^4}{\beta_z}. \quad (I.6)$$

Максимальная светимость достигнута на установке *SPEAR*:  $10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  при энергии 3,5 ГэВ. В области более низких энергий рекорд принадлежит накопителю ВЭПП-2М:  $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  при энергии 0,6 ГэВ. Высокая светимость позволила провести ряд экспериментов с высокой точностью. На рисунке 2 в качестве примера приведены результаты недавнего измерения  $\Phi$ -мезона на ВЭПП-2М.

В накопителях на высокие энергии ограничения на максимальные значения светимости связаны с высокочастотными системами. Ограничение по мощности, которую можно расходовать на пучки, приводит к необходимости снижения токов пучков и, как следствие, к снижению светимости.

На рисунке 3 показаны расчётные значения светимости для установок *DORIS*, ВЭПП-4 и *PEP*.

### Монохроматичность пучка

Синхротронное излучение приводит к разбросу частиц по энергии. Среднеквадратичное значение разброса в пучке

$$\sigma_E \sim E^2 / \sqrt{\rho}. \quad (I.7)$$

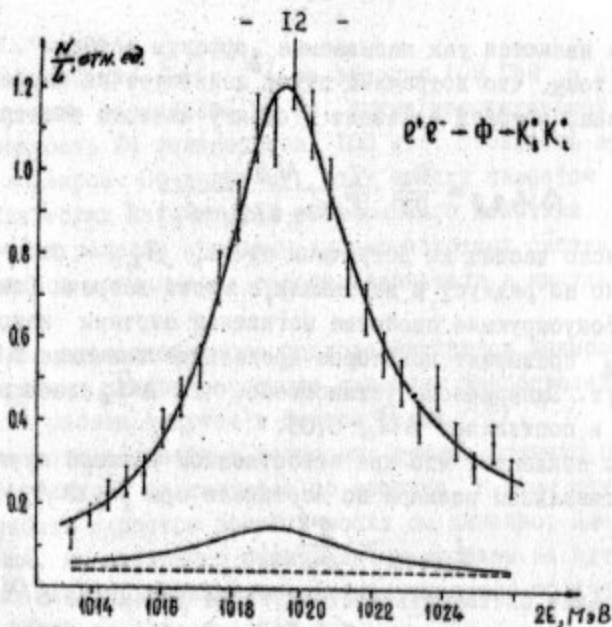


Рис. 2. Результаты измерения  $\phi$ -мезона на ВЭПП-2М;  
 $M_{\phi} = (1019,52 \pm 0,13) \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma_{\phi} = (4,36 \pm 0,19) \text{ МэВ}$ ,  
 $\sigma(K_s K_L) = (1,40 \pm 0,09) \text{ мкбарн}$ ,  $\sigma(3\pi) = (0,79 \pm 0,09) \text{ мкбарн}$ .

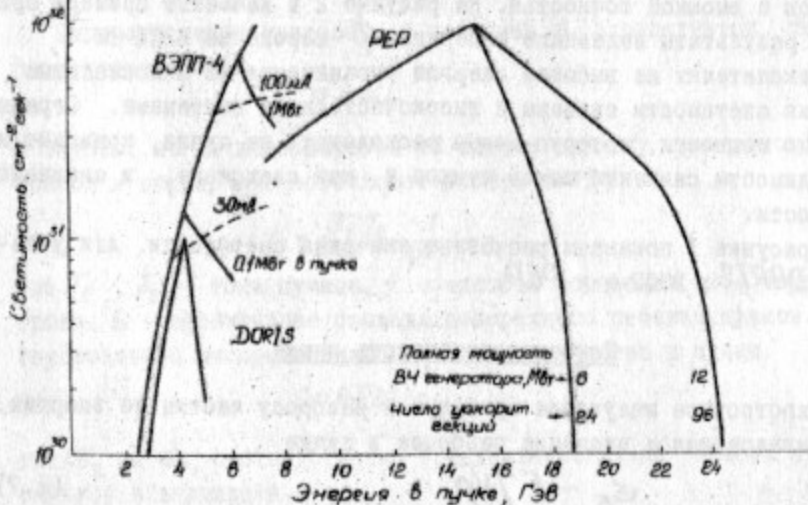


Рис. 3. Расчётное значение светимости для накопителей: DORIS, ВЭПП-4 и PEP.

Для SPEAR и DORIS  $^{139/} \sigma_E (\text{МэВ}) = 0,22 E^2 (\text{ГэВ})$ .

Для ВЭПП-4\*  $\sigma_E (\text{МэВ}) = 0,13 E^2 (\text{ГэВ})$  до  $E = 6,5 \text{ ГэВ}$  и

$\sigma_E (\text{МэВ}) = 0,17 E^2 (\text{ГэВ})$  при  $E = 7 \text{ ГэВ}$ .

Разброс частиц, вступающих в реакцию,

$$\sigma_{\text{реак}} = \sqrt{2} \sigma_E \quad (I.8)$$

Поляризация частиц

При движении в магнитном поле синхротронное излучение приводит к поляризации частиц в пучке так, что спин позитронов (электронов) становится параллельным (антипараллельным) магнитному полю (подробную библиографию см. в <sup>40,41/</sup>). В Новосибирске на установках ВЭПП-2 и ВЭПП-2М был проведён большой цикл работ по исследованию поляризации <sup>40,42/</sup>. Эксперимент хорошо подтвердил теоретические предсказания. Поляризация наблюдалась также на АСО <sup>43/</sup> и SPEAR <sup>44/</sup>.

Степень поляризации  $\zeta$ , как функция времени, описывается законом

$$\zeta(t) \approx 0,924(1 - e^{-t/\tau}) \quad (I.9)$$

Время поляризации

$$\tau = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{\alpha}{c\tau_0} \frac{\rho^2 R}{\gamma^5} \quad (I.10)$$

где  $\rho$  - радиус кривизны орбиты,  $R$  - средний радиус орбиты.

- Для ВЭПП-2М  $\tau = 72 \text{ мин.}$  при  $E = 0,62 \text{ ГэВ}$ ,
- для SPEAR  $\tau = 15 \text{ мин.}$  при  $E = 4 \text{ ГэВ}$ ,
- для PEP  $\tau = 20 \text{ мин.}$  при  $E = 15 \text{ ГэВ}$ .

В Новосибирске был предложен и экспериментально проверен на ВЭПП-2М метод резонансной деполяризации для прецизионного изме-

\* И.Я.Протопопов (частное сообщение).



рения средней энергии частиц в пучке <sup>/45/</sup>. Суть метода заключается в том, что если на поляризованный пучок действовать переменным продольным магнитным полем в резонанс с частотой прецессии спина вокруг основного поля, то происходит деполаризация частиц. Частота прецессии зависит только от энергии частиц и аномального магнитного момента электрона. Измерение частоты деполаризации даёт возможность измерить энергию частиц. Причём удивительным здесь является то, что точность измерения энергии существенно выше энергетического разброса частиц в пучке. К настоящему времени на ВЭПП-2М этим методом достигнута точность  $(\Delta E/E) = \pm 2 \cdot 10^{-5}$ .

Используя этот метод, на ВЭПП-2М была измерена масса  $\phi$ -мезона <sup>/17/</sup> с точностью в 2 раза выше среднемирового значения, а также в 2 раза повышена точность измерения массы заряженных каонов <sup>/18/</sup>.

С помощью данного метода была измерена разность аномальных магнитных моментов позитрона и электрона <sup>/19/</sup> с точностью на два порядка выше, чем это было сделано ранее.

Отметим также, что теоретически показана возможность создания встречных продольно поляризованных пучков <sup>/46,47/</sup>.

## II. Д е т е к т о р ы

Первые детекторы на встречных лучках представляли собой довольно простые приборы - искровые камеры и сцинтилляционные счётчики для запуска камер. Детектор охватывал малую долю телесного угла. Этого было достаточно, поскольку в первых экспериментах изучались двухчастичные реакции. Энергия продуктов реакции определялась энергией накопителя, и задача состояла в измерении углов вылета частиц и разделении  $e, \mu, \pi, K$ . Для разделения использовались ливневые и пробегные искровые камеры и водяные черенковские счётчики, причём задача разделения упрощалась тем, что в конечном состоянии две идентичные частицы.

Начиная с 1970 г., когда были обнаружены многоадронные процессы с большими сечениями, основной интерес физиков на встречных пучках переключился на изучение многочастичных событий. Потребовались существенно более сложные детекторы.

Современные детекторы отличаются следующими особенностями.

Во-первых, резко увеличился полезный телесный угол. Есть детекторы, у которых телесный угол по регистрации частиц достигает  $(0,90 - 0,95)4\pi$ . Создание детектора с таким телесным углом представляет весьма сложную задачу. Необходимость большого телесного угла связана с тем, что для многочастичных событий небольшое увеличение доли потерянного угла приводит к резкому увеличению вероятности не зарегистрировать какую-нибудь частицу в событии и тем самым не реконструировать событие.

Во-вторых, в детекторах для измерения импульса частиц стали применять магнитное поле. Это необходимо не только для восстановления кинематики реакции, но и для идентификации частиц. Появились разнообразные детекторы с магнитным полем.

В-третьих, появились специальные нейтральные детекторы, позволяющие регистрировать фотоны и нейтроны и измерять энергию фотонов с высокой точностью.

Современные детекторы представляют собой, как правило, большие уникальные сооружения, порой сравнимые по размерам с накопителем. Так, на установке ВЭПП-2М теперь среди детекторов <sup>/48,49/</sup> с трудом можно увидеть кольцо накопителя. Детекторы оснащены мощной электроникой и работают в режиме связи с ЭВМ. Для обработки информации с них используются мощные ЭВМ. Полные затраты на детекторы сравнимы, а порой и превышают стоимость накопителя.

### Магнитные детекторы

Наиболее распространёнными среди современных детекторов являются магнитные детекторы. Как правило, в таких детекторах поле направлено параллельно орбите пучка. Такие детекторы работают на SPEAR-Марк I, Марк II <sup>/50/</sup>, DELCO <sup>/51/</sup>, на DORIS-PLUTO <sup>/52/</sup>, в Орса <sup>/53/</sup>; сооружается для ВЭПП-2М <sup>/54/</sup>, серия детекторов для PETRA <sup>/55/</sup> и PEP <sup>/56/</sup>, а также детектор для CESR <sup>/57/</sup>.

В спектрометре DASP <sup>/58/</sup> в районе орбиты нет поля, магнитный анализ производится в малой доле телесного угла.

В детекторе MEA <sup>/59/</sup> на ADONE используется поле, перпенди-

кулярное орбите пучков с компенсаторами в детекторе. Для ЗЭП-4 сооружается детектор МД-1 /60/ с перпендикулярным полем.

Характерным для магнитных детекторов является следующая компоновка. Центральная часть занята системой координатных камер, с помощью которых определяется импульс и угол вылета частиц. В качестве координатных камер используются искровые камеры, а в новых разработках - пропорциональные (обычные или дрейфовые) камеры. Величина магнитного поля составляет 4-20 кГс, при этом разрешение по импульсу

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{p}{H} = (0,3 \div 10)\% \cdot p (\text{ГэВ}/c). \quad (2.1)$$

За координатными камерами находятся системы для идентификации частиц. Измеряется время пролёта с помощью сцинтилляционных счётчиков. Измеряются ионизационные потери с помощью сцинтилляционных счётчиков и пропорциональных камер, используются газовые черенковские счётчики. Для регистрации и измерения энергии  $\gamma$ -квантов применяются сцинтилляционные сэндвичи, ливневые пропорциональные камеры и камеры на жидком аргоне. Снаружи детектор покрывается камерами для регистрации мюонов.

В качестве иллюстрации рассмотрим некоторые магнитные детекторы, на которых в ближайшие годы начнутся эксперименты.

### Марк II

Марк II /50/ новый детектор на *SPEAR*. Он является модификацией хорошо известного детектора Марк I. В Марк II по сравнению с Марк I примерно в 2 раза улучшено разрешение по импульсу. Существенно улучшена система для регистрации фотонов: увеличена эффективность, улучшены пространственная точность и энергетическое разрешение.

На рисунке 4 приведена схема детектора. Магнит представляет соленоид диаметром 3,2 м, длиной 4 м, поле 5 кГс, обмотка сделана из алюминия толщиной около 1 радиационной единицы. Поток замыкается сверху и снизу железным ярмом. С боков ярма нет, что может быть использовано для постановки снаружи каких-то дополни-

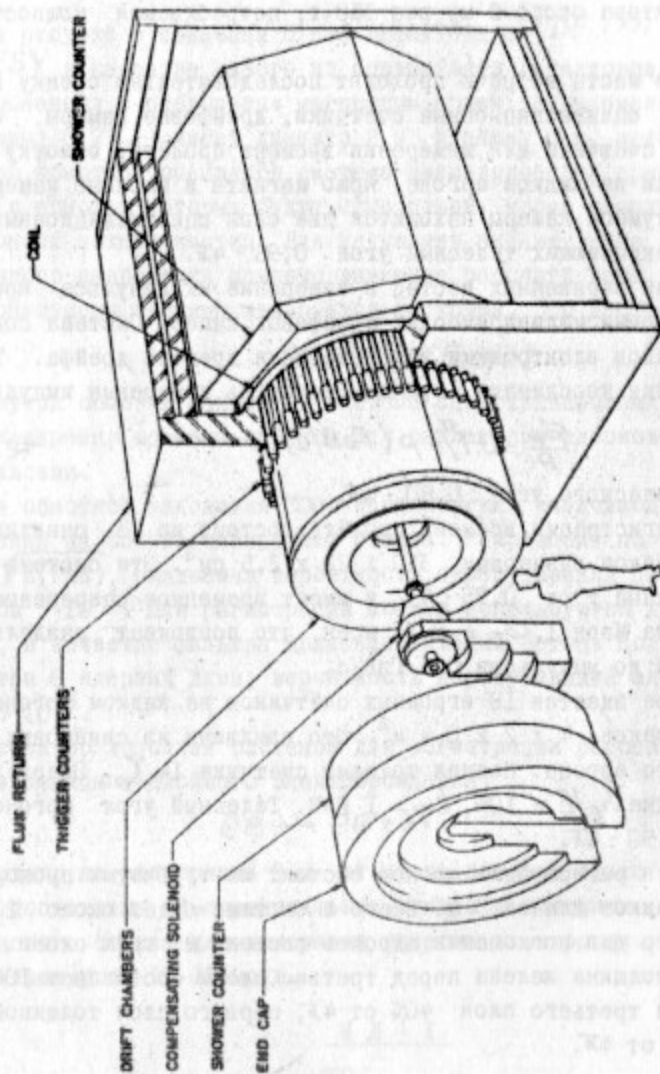


Рис.4. Детектор Марк II.

тельных систем, например газовых черенковских счётчиков. Высота и длина детектора около 6 м, вес 350 т, потребляемая мощность 3 МВт.

Частицы из места встречи проходят последовательно стенку вакуумной камеры, сцинтилляционные счётчики, дрейфовые камеры, сцинтилляционные счётчики для измерения времени пролёта, обмотку магнита, счётчики на жидком аргоне, ярмо магнита и мюонные камеры.

Около вакуумной камеры находится два слоя сцинтилляционных счётчиков, покрывающих телесный угол  $0,96 \cdot 4\pi$ .

Регистрация заряженных частиц и измерение их импульса производится 16 слоями цилиндрических дрейфовых камер. Система содержит 3200 каналов электроники для измерения времени дрейфа. Точность измерения координаты  $\pm 0,2$  мм, точность измерения импульса

$$\frac{\Delta p}{p} = 0,7\% \rho (\text{ГэВ}/c) \quad (2.2)$$

в пределах телесного угла  $0,80 \cdot 4\pi$ .

Система регистрации времени пролёта состоит из 48 сцинтилляционных счётчиков размерами  $350 \times 20 \times 2,5$  см<sup>3</sup>. Эта система покрывает телесный угол  $0,75 \cdot 4\pi$  и имеет временное разрешение такое же, как на Марк I,  $\Delta t = 0,35$  нсек, что позволяет разделять пионы и каоны до импульсов  $0,6$  ГэВ/с.

В детекторе имеется 10 огромных счётчиков на жидком аргоне. Размеры счётчиков  $4 \times 2 \times 0,4$  м<sup>3</sup>. Это сэндвичи из свинцовых пластин и жидкого аргона. Полная толщина счётчика  $14 X_0$ . Энергетическое разрешение  $\Delta E/E = 10\%$ ,  $E_{\text{г}} = 1$  ГэВ. Телесный угол аргоновых счётчиков  $0,90 \cdot 4\pi$ .

Система для регистрации мюонов состоит из трубчатых пропорциональных счётчиков длиной 5 м. Всего в системе будет около 2000 трубок. Фильтр для поглощения адронов состоит из трёх слоёв. Эквивалентная толщина железа перед третьим слоем составляет 100 см, телесный угол третьего слоя 40% от  $4\pi$ , первого слоя толщиной 47 см железа - 60% от  $4\pi$ .

## JADE

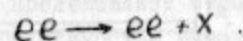
На рисунке 5 показана схема детектора JADE /55/, принятого в DESY в качестве одного из первых пяти детекторов на PETRA. Это соленоид с продольным магнитным полем. Алюминиевая обмотка (толщина  $0,7 X_0$ ) имеет диаметр 2 м и длину 3 м, поле 5 кГс. Внутри обмотки помещается система цилиндрических дрейфовых камер, с помощью которых будут измеряться, кроме координат, ионизационные потери частиц. Для улучшения амплитудного и пространственного разрешения принято давление рабочего газа 3 атмосферы. На траектории частицы измеряется 50 точек. Это даст

$$\frac{\Delta p}{p} = 1\% \rho (\text{ГэВ}/c).$$

Внутри обмотки находится система сцинтилляционных счётчиков для измерения времени пролёта для разделения адронов с малыми импульсами.

За обмоткой находится 3000 черенковских счётчиков полного поглощения на основе свинцового стекла. Разрешение по энергии  $\pm 5\% / \sqrt{E} (\text{ГэВ})$ , ожидаемая вероятность перепутывания пионов и электронов  $5 \cdot 10^{-3}$ . Для регистрации мюонов используются дрейфовые камеры, в качестве фильтра применён тяжёлый бетон. Полная толщина фильтра 6 ядерных длин, вероятность перепутывания адрона с мюоном  $3 \cdot 10^{-3}$ .

Детектор дополнен системой для регистрации рассеянных электронов в реакциях двойного электророжения



Для этого на расстоянии 5 м от места встречи около вакуумной камеры поставлены пропорциональные камеры и счётчики на основе свинцового стекла для измерения энергии электронов. Система захватывает угол 30-80 мрад.

## МД - I

Магнитный детектор МД-I /60/ сооружается для накопителя ВЭПП-4. Характерной особенностью детектора является то, что его магнитное поле перпендикулярно плоскости орбиты. Такой вариант позволяет

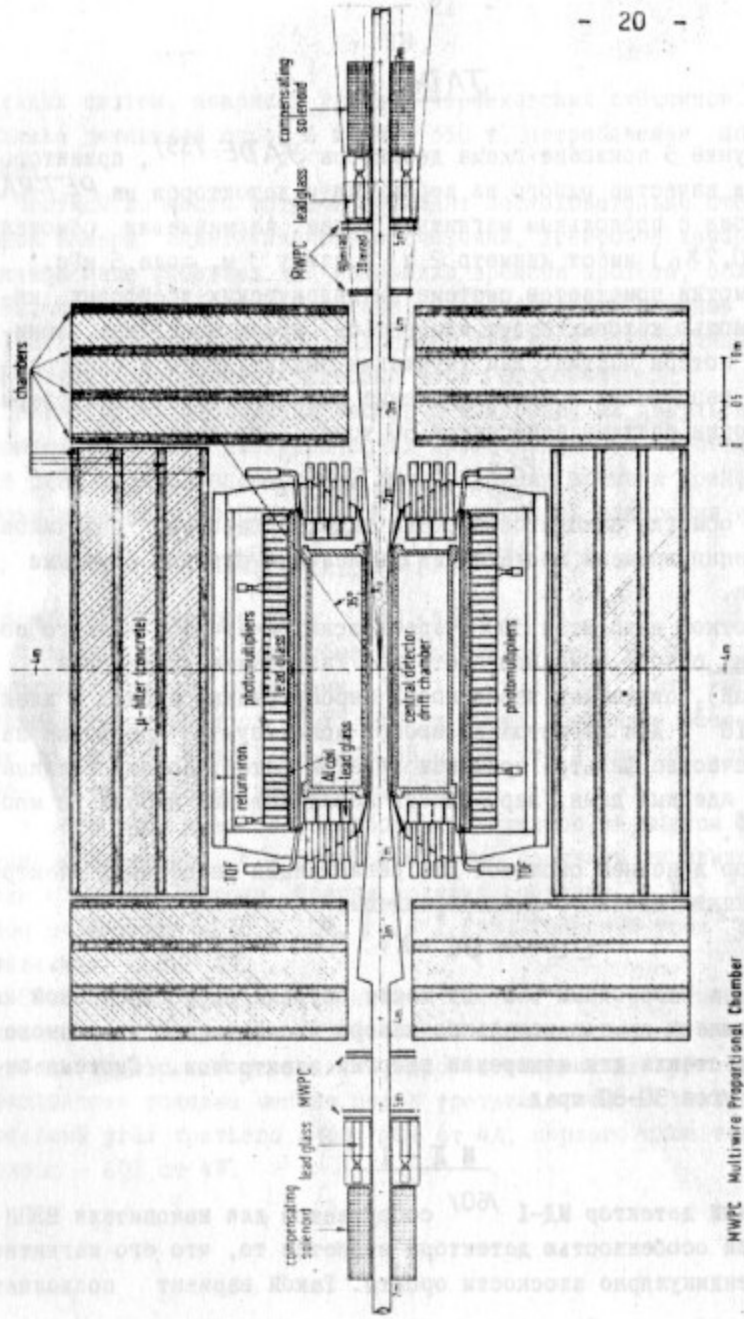


Рис.5. Детектор JADE

регистрировать частицы и измерять их импульс для всех углов  $\theta$ , в том числе и в направлении вперед. Для некоторых прецессов с угловым распределением, вытянутым вперед (например, процессы двойного электророжения), регистрация частиц под малыми углами является существенной. Кроме того, перпендикулярное поле позволяет регистрировать фотоны тормозного излучения, вылетающие по касательной к орбите.

На рисунке 6 показано расположение детектора на ВЭПП-4. Область взаимодействия находится в большом магните. Полный угол заворота орбиты основными и дополнительными магнитами  $16^\circ$ . Поле зависит от энергии в накопителе, при энергии 7 ГэВ оно равно 13,2 кГс в основном магните и 12,4 кГс в доворотных.

Система детектирования рассеянных электронов регистрирует электроны, вылетающие под нулевым углом, с потерей энергии 16-50%. Точность измерения энергии электронов  $\delta_E/E = 1\%$ .

На рисунке 7 показана схема детектора. Это прямоугольный соленоид закрытого типа с полезным объемом поля  $9,5 \text{ м}^3$ . Медная обмотка толщиной 30 см и весом 40 т состоит из двух частей, между которыми проходит вакуумная камера. Вес ядра магнита 400 т. Потребляемая мощность при максимальном поле 16 кГс равна 3,5 МВт.

Частица, вылетающая из места встречи, проходит через следующие элементы: вакуумная камера, координатные камеры, оцинтилляционные счетчики, газовые черенковские счетчики, ливнево-пробежные камеры, обмотка магнита, ядро магнита. За обмоткой магнита, а также внутри ядра и снаружи ядра расположены мюонные камеры.

Вакуумная камера представляет собой довольно сложную конструкцию, связанную с необходимостью решения проблемы фона от синхротронного излучения  $^{61}$ . Область встречи окружена цилиндрической трубой диаметром 40 см с толщиной стенки 3 мм алюминия.

Траектория заряженных частиц и их импульс измеряется системой из 38 координатных пропорциональных камер, покрывающих телесный угол  $0,8 \cdot 4\pi$ . Телесный угол с анализом по импульсу одиночных частиц  $0,4 \cdot 4\pi$ , разрешение по импульсу  $\delta_p/p = 4\% \cdot p(\text{ГэВ}/c)$  при поле 16 кГс. Для многочастичных событий, когда может быть найдена точка рождения частиц, телесный угол увеличивается до  $0,6 \cdot 4\pi$ , при этом  $\delta_p/p = (1-7)\% \cdot p(\text{ГэВ}/c)$  при 16 кГс в зависимости от уг-

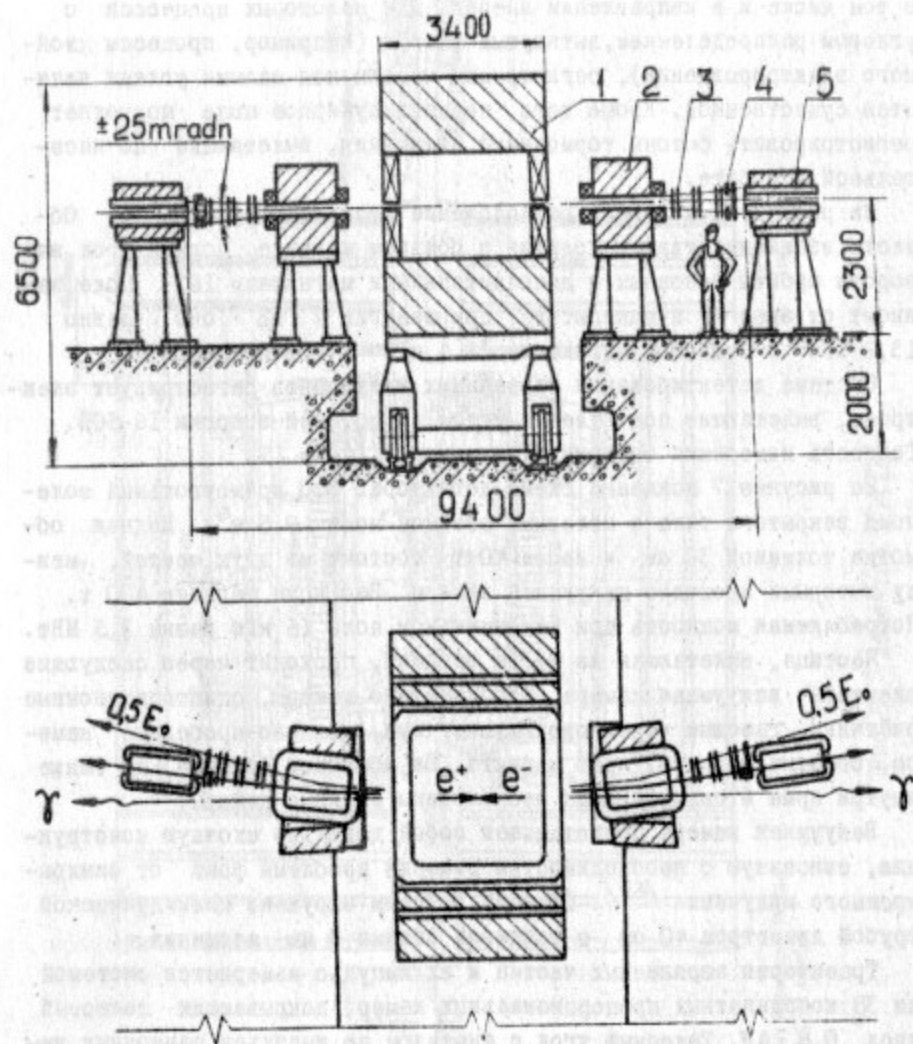


Рис.6. Детектор МД-1 на ВЭПП-4:

1 - детектор МД-1; 2 - доворотные магниты; 3,4 - система для регистрации рассеянных электронов; 5 - линза.

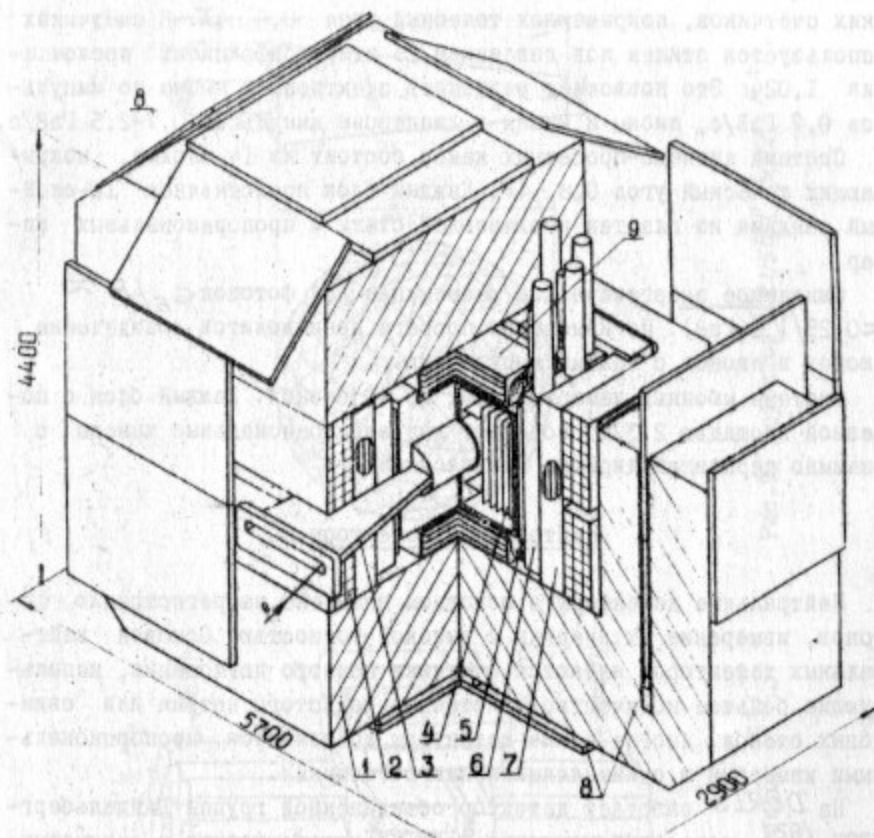


Рис.7. Детектор МД-1:

1 - ядро; 2 - обмотка; 3 - вакуумная камера; 4 - координатные камеры; 5 - сцинтилляционные счётчики; 6 - газовый черенковский счётчик; 7,9 - ливнево-пробежные камеры; 8 - мюонные камеры.

ла влета частицы.

Система координатных камер окружена 24 сцинтилляционными счётчиками, покрывающими телесный угол  $0,9 \cdot 4\pi$ . Счётчики используются для отделения от фона космических частиц по времени пролёта, а также для измерения ионизационных потерь.

За сцинтиляционными счётчиками находится 8 газовых черенковских счётчиков, покрывающих телесный угол  $0,6 \cdot 4\pi$ . В счётчиках используется этилен под давлением 25 атм, коэффициент преломления 1,02. Это позволяет разделить электроны и пионы до импульсов 0,7 ГэВ/с, пионы и каоны в диапазоне импульсов 0,7-2,5 ГэВ/с.

Система ливнево-пробежных камер состоит из 14 блоков, покрывающих телесный угол  $0,8 \cdot 4\pi$ . Каждый блок представляет 10-слойный сэндвич из пластин нержавеющей стали и пропорциональных камер.

Ожидаемое энергетическое разрешение для фотонов  $G_E/E \approx \approx 0,25/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ . По измерению пробега производится разделение мюонов и пионов с малыми импульсами.

Система мюонных камер состоит из 40 блоков. Каждый блок с полезной площадью  $2,3 \text{ м}^2$  содержит две пропорциональные камеры с взаимно перпендикулярными проволочками.

### Нейтральные детекторы

Нейтральные детекторы в основном нацелены на регистрацию фотонов, измерение их энергии с высокой точностью. Основой нейтральных детекторов являются счётчики полного поглощения, использующие большое количество кристаллов йодистого натрия или свинцовых стекол. Иногда такие детекторы дополняются пропорциональными камерами и сцинтиляционными счётчиками.

На *DORIS* работает детектор объединённой группы Гайдельберг-ДЭФИ /62/, состоящий из кристаллов йодистого натрия и свинцовых стекол, а также системы дрейфовых камер. Разрешение по энергии (ширина на полувысоте)  $\Delta E/E = 13\%$  для  $E = 1 \text{ ГэВ}$ . Там же готовится к экспериментам детектор *BONANZA*, предназначенный в основном для регистрации нейтронов.

В Новосибирске ведётся сооружение нейтрального детектора на основе йодистого натрия и пропорциональных камер.

На рисунке 8 показан нейтральный детектор *MP<sup>2</sup>S<sup>3</sup>D* /63/, который работал на *SPEAR*. Разрешение по энергии  $\Delta E/E = 10\%$  для 0,2 ГэВ и 6% для 1,5 ГэВ.

На рисунке 9 изображён детектор *Crystal Ball* /64/, который

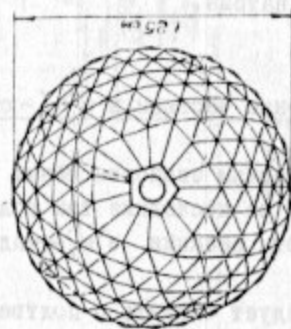
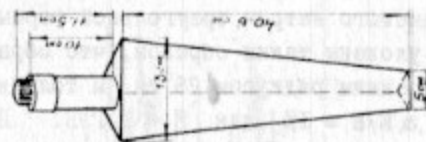


Рис. 9. Детектор *Crystal Ball* /64/.

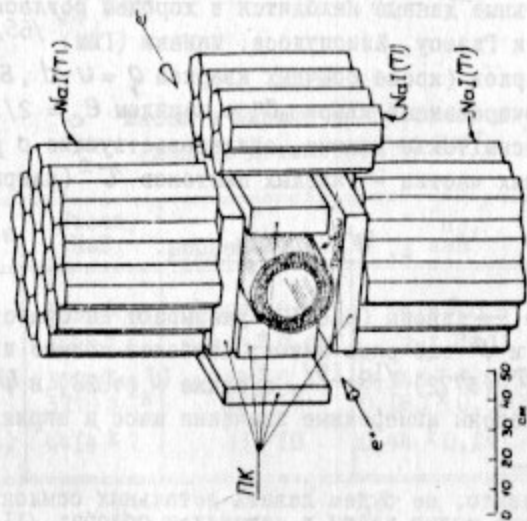


Рис. 8. Нейтральный детектор /63/.

в этом году должен начать работать на *SPEAR*. Основой детектора являются кристаллы йодистого натрия треугольной формы, длиной 40 см. 670 счётчиков уложены таким образом, что образуют сферическую оболочку с внутренним радиусом 25 см и толщиной  $16X_0$ . Разрешение по энергии  $\Delta E/E = 1\%$  для  $E = 1$  ГэВ. При больших энергиях разрешение не улучшается, что связано с недостаточной толщиной слоя йодистого натрия.

### III. Новые элементарные частицы в $e^+e^-$ -столкновениях

В этой главе мы перечислим свойства новых частиц, которые были открыты и исследованы за последние три года, а также обсудим наиболее характерные черты реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при энергиях  $\sqrt{s} = 2,4 + 7,8$  ГэВ\*.

В первую очередь, следует сказать о подтверждении и уточнении спектроскопии  $\Psi$ - и  $\chi$ -мезонов и об открытии адронов с новым квантовым числом (*D, F*-мезонов).

Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с предсказаниями модели Глэшоу, Илиопулоса, Майани (ГИМ) /65/, содержащей 4 типа кварков (кроме обычных кварков  $q = u, d, s$ , ... есть  $SU_3$ -синглетный очарованный кварк „с“ с зарядом  $e_c = 2/3$ ).

Весьма интересны также данные, свидетельствующие о рождении новых элементарных частиц - тяжёлых лептонов  $\tau^\pm$  (например, /20-22/).

#### I. $\Psi$ - и $\chi$ -мезоны

Данные по  $e^+e^- \rightarrow$  адроны (рис.10) указывают на существование вдобавок к  $J/\Psi$  и  $\Psi'$  ещё ряда пиков; наиболее чёткие из них недавно открыты  $\Psi''$  (3772) /18,19/, а также  $\Psi$  (4028) и  $\Psi$  (4414). В таблице 2 приведены измеренные значения масс и ширин.

\* Мы, как правило, не будем давать детальных ссылок на первоисточники, которые можно найти в лекциях и обзорах /11-17, 20-24/. Основное внимание мы здесь стремились уделить результатам, новым по сравнению с лекциями на прошлых школах ДИЯФ /13-15/.

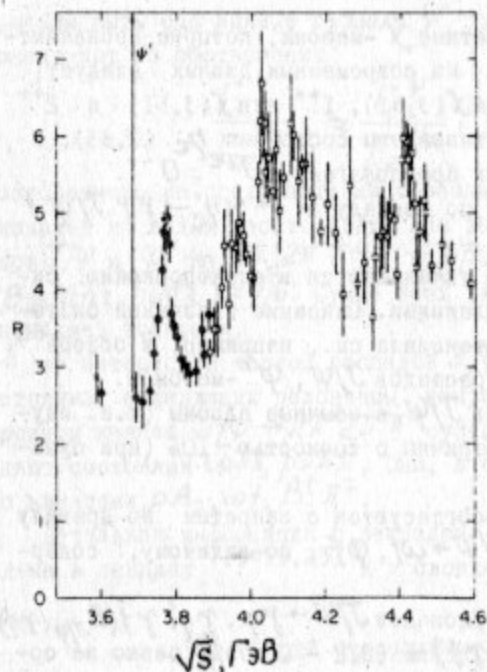


Рис.10.

Значения величины  $R$  в переходной области: сплошные точки - из /18/, остальные точки - прежние результаты группы SLAC - LBL /16/.

Таблица 2

Массы и ширины  $\Psi$ -резонансов (данные детектора MARK I)

Резонанс	Масса, МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$\Gamma_{ee}$ , кэВ	$B_{ee}$
$J/\Psi$	$3095 \pm 4$	$0,069 \pm 0,015$	$4,8 \pm 0,6$	$0,069 \pm 0,009$
$\Psi'$	$3684 \pm 5$	$0,228 \pm 0,056$	$2,1 \pm 0,3$	$(9,3 \pm 1,6)10^{-3}$
$\Psi''$	$3772 \pm 6$ $3770 \pm 6^*$	$28 \pm 5$ $24 \pm 5^*$	$0,345 \pm 0,085$ $0,180 \pm 0,060^*$	$(1,2 \pm 0,2)10^{-5}$
$\Psi$ (4414)	$4414 \pm 7$	$33 \pm 10$	$0,44 \pm 0,14$	$(1,3 \pm 0,3)10^{-5}$

\* Данные группы DELCO /19/.

Кроме того, обнаружены  $C$ -чётные  $X$ -мезоны, которые проявляются в распадах типа  $\Psi'(\psi) \rightarrow X\gamma$ . Из современных данных следует, что скорее всего  $J_{PC} = 0^{++}$  для  $X(3,41)$ ,  $1^{++}$  для  $X(3,51)$  и  $2^{++}$  для  $X(3,55)$ . Менее надёжно установлены состояния  $\eta_c(2,83)$ , и особенно  $\eta'_c(3,45)$ , для которых предполагается  $J_{PC} = 0^{-+}$ .

$\eta'_c(3,45)$  наблюдается лишь по каскаду  $\Psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$  и с малой статистикой.

Все указанные мезоны хорошо укладываются в спектроскопию системы  $c\bar{c}$  с радиальными возбуждениями. Описание связанной системы  $c\bar{c}$  (чармония) с помощью потенциала см., например, в обзоре [66].

Обсудим некоторые свойства распадов  $J/\psi$ ,  $\Psi'$ -мезонов.

а) Амплитуды прямых распадов  $J/\psi$  в обычные адроны (т.е. идущие не через фотон)  $SU_3$  симметричны с точностью  $\sim 10\%$  (при существующей точности измерений).

б) Малые ширины  $J/\psi$  и  $\Psi'$  согласуются с запретом по правилу Цвайга-Иизуки [67]. Распады  $J/\psi \rightarrow \omega f, \phi f$ , по-видимому, содержат двойное подавление.

в) Довольно большие ширины распадов  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta, \gamma\eta', \gamma f (B_{J/\psi}(\gamma\eta) \sim 0,1\%, B_{J/\psi}(\gamma\eta') \sim 0,25\%, B_{J/\psi}(\gamma f) = (0,2 \pm 0,07)\%$  резко не согласующиеся со стандартной векторной доминантностью, и малая ширина  $\Psi' \rightarrow \gamma\pi^0 (B_{\Psi'}(\gamma\pi^0) \sim 0,007\%)$  указывают, по крайней мере качественно, на смешивание кварков, которое мало для  $C$ -нечётных состояний и более велико для  $C$ -чётных мезонов (например, [14]).

г) Вклады в полную ширину  $J/\psi$  выглядят следующим образом:  $\sim 14\%$  дают пары  $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ ;  $\sim 17\%$  описывают электромагнитные распады  $J/\psi \rightarrow \gamma \rightarrow$  адроны. Использование статистической модели позволяет оценить также вклады различных типов прямых распадов по данным о наблюдаемых каналах, например, [68]. При этом для описания всей ширины, по-видимому, нужно считать, что  $\sim 20-30\%$  распадов содержат  $\eta$  или  $\eta'$  и не могут быть восстановлены по известным экспериментальным данным.

д) Вклады в полную ширину  $\Psi'$  представляются следующим образом:

$$B_{\Psi'}(e^+e^-\mu^+\mu^-) \approx 2\%, B_{\Psi'}(\psi\pi\pi + \psi\eta) \approx 54\%,$$

$$B(\Psi' \rightarrow \gamma \rightarrow hadz) \approx 3\%, B_{\Psi'}(\gamma X) \approx 25 \div 30\%.$$

Должны быть ещё прямые распады  $\Psi' \rightarrow hadz$ . Их полную вероятность оценивают из соотношения

$$\frac{\Gamma_{dir}^{\Psi'}}{\Gamma_{J/\psi}^{\Psi'}} \approx \frac{\Gamma_{ee}^{\Psi'}}{\Gamma_{J/\psi}^{\Psi'}}, \quad (3.1)$$

основанного на представлении о распаде  $J/\psi$  и  $\Psi'$  как аннигиляции кварков на малых расстояниях. Оно выполняется для прямых распадов  $J/\psi$  и  $\Psi'$  на  $2\pi^+2\pi^-\pi^0$  и  $\rho\bar{\rho}$ . Использование (3.1) даёт  $B_{\Psi'}(dir hadz) \approx 9\%$ . Сумма всех вкладов равна  $\sim 100\%$  в пределах нынешней точности.

е) Интересной чертой распадов  $J/\psi$  является большой вклад состояний, содержащих резонансы. Например, в самом интенсивном адронном канале  $J/\psi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0$  существенную часть ( $\geq 50\%$ ) определяют состояния  $\omega\pi\pi, \rho\pi\pi$ . Они, в свою очередь, сильно связаны с каналами  $\rho A_2, \omega f, B^+\pi^-$ .

Детальная информация о распадах  $J/\psi, \Psi'$  и  $X$  может быть найдена в лекциях [13-15, 23] и в сводке данных [69].

## 2. Очарованные адроны

### а) $D$ -мезоны

$D$ -мезоны сейчас довольно хорошо изучены. Есть два дублета: бесспиновые  $D^0$  и  $D^+$  и векторные  $D^{*0}$  и  $D^{*+}$ . Они рождаются лишь парами, например,  $D\bar{D}, D\bar{D}^*$  и т.д., т.е. с сохранением очарования. Массы их приведены в таблице 3 (см. [70]).

$D$ -мезоны распадаются на  $D\pi$  и  $D\gamma$ . Причём

$$(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma) / (D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0) \approx 1. \quad (3.2)$$

Распад  $D^* \rightarrow D\pi$  сильный, но подавлен фазовым объёмом.

$D$ -мезоны имеют как полулептонные, так и нелептонные распады с интенсивным образованием одиночных  $K$ -мезонов.

Распады  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $D^0 \rightarrow K^+K^-$ , для которых ожидается подавление множителем  $\sin^2\theta_c \sim 0,06$  ( $\theta_c$  - угол Кабиббо), экспериментально оказываются меньше 0,07 от распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ .



Таблица 3

Данные по очарованным мезонам /70-73/  
(детектор MARK I)

Мезон	Масса, МэВ	Распад	В, %
$D^0$	$1863,3 \pm 0,9$	$K^- \pi^+$	$2,2 \pm 0,6$
		$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$4,0 \pm 1,3$
		$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$3,2 \pm 1,1^*$
		$K^- \pi^+ \pi^0$	$12 \pm 6$
		$\bar{K}^0 \pi^0$	$< 6$
		$\bar{K}^0 4\pi^+$	наблюдался
$D^+$	$1868,3 \pm 0,9$	$\bar{K}^0 \pi^+$	$1,5 \pm 0,6$
		$K^- \pi^+ \pi^+$	$3,9 \pm 1,0$
		$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^+$	наблюдался
$D^{*0}$	$2006,0 \pm 1,5$	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$55 \pm 15$
		$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$	$45 \pm 15$
$D^{*+}$	$2008,6 \pm 1,0$	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$55-75$
		$D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$	$20-30$
		$D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$	$1-10$
$F^+$	$2030 \pm 60$	$F^+ \rightarrow \eta \pi^+, K^+ K^- \pi^+$	наблюдался
$F^{*+}$	$2140 \pm 60$	$F^{*+} \rightarrow F^+ \gamma$	"

\* Этот распад идёт в основном (~85%) через  $K^- \pi^+ \rho^0$ .

Сравнение  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  и  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  указывает на несохранение чётности. Всё это свидетельствует о слабом характере распада. Как и ожидалось /65/, изменения очарования и странности связаны между собой. Так, есть распад  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ , но нет распада  $D^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+$  (<5% от  $K^- \pi^+ \pi^+$ ). Также нет сильного смешивания  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  (<16%).

Относительные вероятности нелептонных распадов  $D^0$  и  $D^+$  даны в таблице 3 /70,71/. Лептонные распады имеют вероятность  $B_e \approx 10\%$ ; по-видимому, существенным является канал  $D \rightarrow e \nu K^*$ . По предварительным данным средние множественности заряженных частиц в распадах  $D$  равны /23/

$$\langle n_c \rangle_{D^0} = 2,3 \pm 0,2; \quad \langle n_c \rangle_{D^+} = 2,3 \pm 0,3.$$

Привлекает внимание интенсивное образование  $D^{*0} \bar{D}^{*0}$  в пике  $\Psi(4.028)$ . После выделения множителя, пропорционального  $\rho^3$  (фазовый объём), получается, что /72/

$$D^0 \bar{D}^0 : (D^0 \bar{D}^{*0} + \bar{D}^0 D^{*0}) : D^{*0} \bar{D}^{*0} = \\ = (0,2 \pm 0,1) : (4,0 \pm 0,8) : (128 \pm 40).$$

б) F-мезоны

Группа  $DASP$  получила данные, свидетельствующие о существовании мезонов  $F^\pm, F^{*\pm}$  /73/ с распадами  $F^{*\pm} \rightarrow F^\pm \gamma, F^\pm \rightarrow \eta \pi^\pm$ . Они наблюдались в области  $\sqrt{S} \approx 4,4$  ГэВ. Найденные значения масс  $F^*, F$  приведены в таблице 3.

По предварительным сообщениям группа  $SLAC-LBL$  обнаружила распад  $F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$  при  $\sqrt{S} \approx 4,16$  ГэВ. Как и ожидалось, распад  $F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\mp$  не наблюдается.

в) Очарованные барионы

В фоторождении уже было найдено указание на существование очарованного антибариона  $\bar{\Lambda}_c$  с  $M = 2,26 \pm 0,01$  ГэВ и слабым распадом  $\bar{\Lambda}_c \rightarrow \Lambda \pi^- \pi^+ \pi^+$  /74/.

В  $e^+e^-$ -столкновениях такие барионы пока не найдены; однако обнаружено /25/ резкое увеличение выхода  $\bar{p}$  и  $\Lambda, \bar{\Lambda}$  при  $\sqrt{S} \approx 4,4$  ГэВ (причём выход  $\bar{\Lambda}$  составляет ~10+15% от  $\bar{p}$  при всех энергиях).

Данные /25/ не противоречат предположению о том, что это явление связано с рождением очарованных барионов.

Все изученные свойства новых адронов согласуются с гипотезой, что новый кварк  $C$  имеет очарование в смысле модели ГИМ. В этом отношении особенно яркими фактами являются:

- а) слабый характер распадов очарованных адронов;
- б) преимущественное образование  $K$ -мезонов в распадах  $D$ ;
- в) переходы  $D^{\pm} \rightarrow K^{\mp} + \dots$ ;
- г) знак электромагнитной разности масс ( $M_{D^+} - M_{D^0} > 0$ ), как ожидается для кварка с зарядом  $e_c = 2/3$ .

### 3. Тяжёлый лептон $\tau^{\pm}$

$e^+e^-$ -аннигиляция даёт всё больше указаний на существование тяжёлого лептона  $\tau^{\pm}$  с массой  $M_{\tau} \approx 2$  ГэВ (см. подробное обсуждение в обзорах /20,22/ и докладах /29,75-78/).

В пользу лептона  $\tau^{\pm}$  говорит изучение так называемых аномальных (т.е. необъяснимых никакими известными механизмами) пар  $e^{\pm} \mu^{\mp}, \mu^{\pm} \chi^{\mp}, e^{\pm} \chi^{\mp}$  ( $\chi^{\pm}$ -заряженная частица):

$$e^+e^- \rightarrow e^{\pm} + \mu^{\mp} + \text{"ничего"} \quad (3.3)$$

("ничего" отвечает недетектируемым нейтралам);

$$e^+e^- \rightarrow \mu^{\pm} + \chi^{\mp} + (\geq 0 \text{ фотонов}); \quad (3.4)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^{\pm} + \chi^{\mp} + (\geq 0 \text{ фотонов}). \quad (3.5)$$

Дополнительные указания в пользу рождения  $\tau^+\tau^-$  следуют и из анализа инклюзивных характеристик  $e^+e^- \rightarrow$  адроны /15/.

Группа SLAC-LBL исследовала также аномальные  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  пары и получила, например, /75/:

$$\frac{\sigma_{ee}}{\sigma_{em}} = 0,52 \pm 0,10 \left( \begin{matrix} +0,16 \\ -0,19 \end{matrix} \right); \quad \frac{\sigma_{\mu\mu}}{\sigma_{em}} = 0,63 \pm 0,10 (\pm 0,19)^* \quad (3.6)$$

\* Этот результат полностью исключает возможность того, что  $\tau^-$  имеет лептонное число  $e^+$  или  $\mu^+$  (так называемые паралептоны). Нейтринные данные свидетельствуют против того, что  $\tau^-$  имеет лептонное число  $\mu^-$  (так называемый ортомюон).

Совокупность данных показывает, что источником аномальных событий не могут являться полулептонные распады очарованных адронов. С другой стороны, эти данные хорошо согласуются с ожиданиями для пары тяжёлых лептонов так называемого последовательного типа (которые имеют новое лептонное число и связаны с новым нейтрино  $\nu_{\tau}$ ).

Обработка данных по аномальным событиям не противоречит V-A варианту нового лептонного тока ( $\bar{\tau}, \nu_{\tau}$ ). Усреднённые значения масс  $\tau^{\pm}, \nu_{\tau}$

$$M_{\tau} = 1,9 \pm 0,1 \text{ ГэВ}, \quad (3.7)$$

$$m_{\nu_{\tau}} > 0,6 \text{ ГэВ}.$$

В недавнем эксперименте группы DASP /79/ аномальные  $e\chi$ -пары обнаружены в  $\Psi'$ -резонансе (т.е. до порога образования очарованных мезонов), причём значение массы  $M_{\tau}$  оказалось равным

$$M_{\tau} = 1,807 \pm 0,020 \text{ ГэВ}. \quad (3.8)$$

Группой PLUTO /76/ получена верхняя граница для времени жизни:  $T_{\tau} < 1 \cdot 10^{-11}$  сек (ожидаемое значение  $T_{\tau}$  для последовательного лептона  $T_{\tau} \approx 2 \cdot 10^{-13}$  сек).

В таблице 4 приведены вероятности распадов  $\tau^{\pm}$  /29,75-78/ вместе с теоретическими значениями для последовательного лептона /22/. Видно, что измеренные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими ожиданиями. Единственным исключением является сегодня распад  $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$ . Если с уточнением данных распад  $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$  всё же не будет обнаружен, то простое теоретическое представление о лептонной природе  $\tau$  окажется под угрозой.

### 4. $e^+e^-$ -аннигиляция в адроны вне узких резонансов

Обсудим кратко основные черты реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при  $\sqrt{s} = 2,4 \pm 7,3$  ГэВ.

Таблица 4

Распады  $\tau^\pm$ -лептона\*

Канал распада	В (%) ожидаемый/22/	В (%) наблюдаемый	Детектор	Примечание
$e^\pm \nu_\tau \nu_e$	18	$18 \pm 3$	MARK I PLUTO	Усреднённое значение по результатам трёх групп /29/. Предполагалась $\mu e$ универсальность.
$\mu^\pm \nu_\tau \nu_\mu$	18	$18 \pm 3$	DASP	
$\rho^\pm \nu_\tau$	23	$24 \pm 9$	DASP	
$\pi^\pm \nu_\tau$	10	$2 \pm 2,5$	DASP	При $B_e = 20\%$
$K^\pm \nu_\tau$	0,7	$< 1,6$	DASP	1 событие типа $K + I$ заряж. частица
$A^\pm \nu_\tau$	9	$11 \pm 4 (\pm 3)$	PLUTO	При $B_e = 16\%$ $M_A \approx 1,1$ ГэВ $\Gamma_A \approx 250$ МэВ
$\chi^+$ + нейтралы	82	$69 \pm 14$	PLUTO	
$h^+$ + нейтралы	45	$45 \pm 19$	MARK I (LGW)	
3 заряженных частицы		$< 1$	PLUTO	95% c.l.
3 заряженных лептона		$< 1$ $< 0,6$	PLUTO MARK I	95% c.l. 90% c.l.
$\rho^\pm \pi^0$		$< 2,4$	MARK I	90% c.l.
$e^\pm \gamma$		$< 2,6$	MARK I (LGW)	90% c.l.
$\mu^\pm \gamma$		$< 1,3$	MARK I (LGW)	90% c.l.

\* Предполагается стандартная гипотеза:  $M_\tau = 1,9$  ГэВ,  $m_{\nu_\tau} = 0$ ,  $V-A$  структура тока.

а) Полное сечение рождения адронов

В поведении величины  $R$  (вне резонансов  $J/\psi, \psi', \psi''$ ) наблюдается 3 режима (см. рис. II /80/):

- 1)  $R = R_I \approx 2,5$  при  $\sqrt{s} \leq 3,6$  ГэВ (область I);
- 2) рост  $R$  в области  $\sqrt{s}$  (3,6 + 5) ГэВ (область II), характерные пики при  $\sqrt{s} \approx 4,03, 4,15, 4,4$  ГэВ и чёткий минимум при  $\sqrt{s} \approx 4,25$  ГэВ;
- 3) по данным группы SLAC-LBL  $R = R_{III} \approx 5,5$  при  $\sqrt{s} = 5 + 7,8$  ГэВ (область III).

Значение  $R_I$  разумно согласуется с предсказаниями наивной кварково-партоновой картины (КПК) с тремя цветными  $q$ -кварками ( $R_q = 2$ ).

Значения  $R$  при  $\sqrt{s} \approx 5$  ГэВ превышают величину  $R = R_q + R_c + R(\tau)$ , которая должна иметь место, если вдобавок к кваркам модели ГИМ образуется пара  $\tau^+\tau^-$ . Здесь  $R_c = 4/3$  - ожидаемый вклад в  $R$  от  $c$ -кварков, а  $R(\tau) = \beta/2(3 - \beta^2)$  - вклад тяжёлых лептонов

$$\left( \beta = \sqrt{1 - \frac{4M_\tau^2}{s}} \right).$$

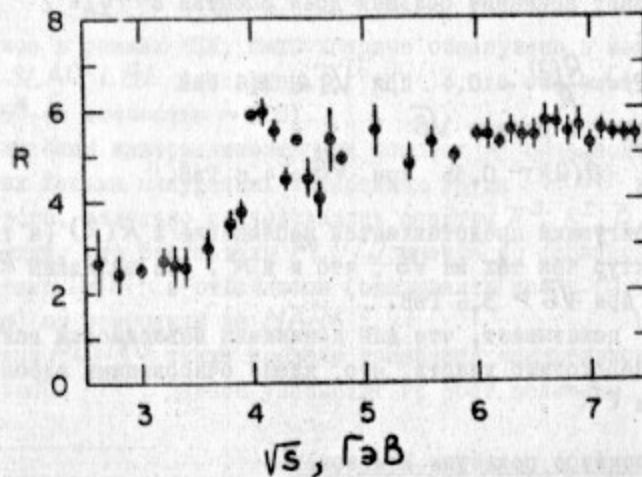


Рис. II. Значения величины  $R$ , отвечающие последним результатам группы SLAC-LBL /80/.

Возможно, что это превышение (как и в случае  $R_T$ ) связано с поправками к партонной модели, ожидаемыми, например, в квантовой хромодинамике.

б) Инклюзивное рождение  $J/\psi$

Группа *PLUTO* провела в области энергий  $\sqrt{s} = 4 + 5$  ГэВ измерения инклюзивного рождения  $J/\psi$ -мезона

$$e^+e^- \rightarrow J/\psi + (\geq 1 \text{ заряженный адрон}). \quad (3.9)$$

Было найдено всего 4 события, которые могли бы отвечать этой реакции. Сечение, отвечающее этим событиям, весьма мало  $\sim 0,13\%$  от  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ , что хорошо согласуется с ожиданиями для прямого перехода  $\gamma^* \rightarrow c\bar{c} + \text{обычные адроны}$ , идущего за счёт нарушения правила Цвайга-Иизуки.

в) Полные сечения  $n$ -трековых событий

Группа *PLUTO* измерила <sup>176/</sup> вклад в  $\sigma_{\text{tot}}$  от событий с  $n_{ch}=2, 4$  и  $n_{ch} \geq 6$ ,  $\sigma(n_{ch}) \approx R(n_{ch}) \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ .

Здесь обращает внимание большая доля событий с  $n_{ch}=2$  при всех энергиях:

$$\delta(2) = \frac{R(2)}{R} \sim 0,4 \text{ при } \sqrt{s} \leq 3,6 \text{ ГэВ}$$

и медленно падает с ростом  $\sqrt{s}$

$$\text{до } \delta(2) \sim 0,35 \text{ при } \sqrt{s} = 4,8 \text{ ГэВ.}$$

Весьма интригующим представляется наблюдение в  $R(2)$  (а также в  $R \geq 6$ ) структур при тех же  $\sqrt{s}$ , что и в  $R$ . Все величины  $R(n)$  быстро растут при  $\sqrt{s} > 3,6$  ГэВ.

Анализ <sup>15/</sup> показывает, что для понимания зависимости величины  $\delta(2)$  от  $\sqrt{s}$  необходимо учесть, что, кроме очарованных адронов, рождается пара  $\tau^+\tau^-$ .

г) Инклюзивное рождение К-мезонов

Хорошо известно, что изучение выхода К-мезонов позволяет, в принципе, выяснить вопрос о том, может ли весь наблюдаемый рост  $R$

при  $\sqrt{s} \approx 3,6$  ГэВ объясняться только образованием очарованных частиц. Если это так, то величина  $\Delta R = R - R_T$  должна совпадать с соответствующей величиной  $\Delta R_K = R_K - (R_T)_K$  ( $R_K = \frac{\sigma_K}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ ,  $\sigma_K$  - сечение инклюзивного образования К-мезонов).

Если же дополнительно рождаются пары тяжёлых лептонов  $\tau^+\tau^-$  (при распадах которых образование К-мезонов мало), то величина  $\Delta R$  должна совпадать с  $\Delta \bar{R} = \Delta R - R(\tau)$ .

Все имеющиеся экспериментальные данные явно свидетельствуют о том, что энергетическое поведение величины  $\Delta R_K$  существенно лучше согласуется с  $\Delta \bar{R}$ , чем с  $\Delta R$ .

д) Инклюзивные спектры адронов

Инклюзивные спектры заряженных адронов  $s \frac{d\sigma}{dx}$  ( $x = 2p_h/\sqrt{s}$ ) измерялись группой *SLAC-LBL* в области энергий  $\sqrt{s} = 3,0 + 7,4$  ГэВ и группами *PLUTO* и *DASP* при энергиях 3,6 + 5 ГэВ.

Масштабно-инвариантное поведение инклюзивных спектров адронов

$$s \frac{d\sigma}{dx} = f(x), \quad (3.10)$$

ожидаемое в рамках КПК, было впервые обнаружено в измерениях группы *SLAC-LBL* (например, <sup>16,80/</sup>), где оно имеет место при  $x > 0,5^*$  (с точностью  $\sim 20\%$ ).

Масштабная инвариантность при немалых  $x$  была подтверждена в недавних весьма аккуратных измерениях групп *PLUTO* и *DASP*, где, кроме того, отдельно исследовались спектры  $\pi^\pm, K^\pm, \bar{p}$ .

Отметим, что результаты *PLUTO* прекрасно согласуются с результатами *DASP* и отличаются (оказываясь при  $x > 0,5$  существенно ниже) от измерений на *MARK I*. ✓

Группа *PLUTO* также провела измерения инклюзивного рождения  $\rho^0$ -мезонов <sup>176/</sup>. Данные указывают на рост величины

\* Как хорошо известно, при  $x < 0,5$  и  $\sqrt{s} \geq 3,6$  ГэВ отклонения от масштабной инвариантности заведомо должны быть в связи с рождением новых частиц.

$R_p \equiv \frac{\mathcal{G}(e^+e^- \rightarrow \rho^0 + \dots)}{\mathcal{G}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$  при  $\sqrt{s} \sim 4$  ГэВ (вблизи порога рождения чарма и  $\tau^\pm$ ). Предварительный анализ показывает, что более 50% всех пионов являются продуктами распадов векторных мезонов.

е) Адронные струи в  $e^+e^-$ -аннигиляции

Обнаружение струй при  $\sqrt{s} \approx 5$  ГэВ группой *SLAC-LBL* /16/ принято считать в настоящее время одним из наиболее ярких указаний в пользу КПК.

На опыте струи обнаруживаются как многочастичная корреляция в адронных событиях (с  $n_{ch} \geq 3$ ), приводящая к тому, что все адроны проявляют тенденцию иметь ограниченные поперечные импульсы  $P_\perp^h$  ( $\langle P_\perp^h \rangle \sim 0,3$  ГэВ) по отношению к некоторой оси ("оси струи"). Измеренное угловое распределение "оси струи" при  $\sqrt{s} = 7,4$  ГэВ имеет вид:

$$\frac{d\mathcal{G}}{d\Omega_{jet}} \sim (1 + (0,97 \pm 0,14) \cos^2 \theta_{jet}), \quad (3.11)$$

весьма близкий к ожидаемому в КПК  $\frac{d\mathcal{G}}{d\Omega_{jet}} \sim (1 + \cos^2 \theta_{jet})$ .

Таким образом, основные черты многоадронного рождения при  $e^+e^-$ -аннигиляции разумно описываются в рамках КПК.

IV. Что можно ожидать от экспериментов со встречными  $e^+e^-$ -пучками в ближайшем будущем?

Хотя при переходе к новой, не исследованной ещё области энергий вполне возможны всякие неожиданности (как это произошло с началом измерений на *SPEAR* и *DORIS*), мы здесь перечислим проблемы, представляющиеся сегодня наиболее перспективными в опытах ближайшего будущего.

а) Обнаружение и изучение свойств новых тяжёлых адронов и лептонов, в первую очередь семейства  $\Upsilon$ -резонансов и адронов, составленных из связанных с ним новых кварков  $\psi$ . Поиски других новых типов кварков (кварковых "ароматов"):  $t \dots$

б) Поиски эффектов, связанных со слабыми нейтральными токами.  
в) Более детальное изучение свойств очарованных адронов и  $\tau^\pm$ -лептонов: уточнение распадов  $D$ ,  $\tau^\pm$ , поиски различных каналов распадов  $F$ , очарованных барионов, подробное исследование области структур при  $\sqrt{s} \geq 4$  ГэВ...

г) Проверка различных предсказаний квантовой хромодинамики (КХД).

д) Исследование двухфотонных процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ , в первую очередь  $X = \eta', \eta_c, \eta_c', X$ .

е) Традиционная проверка квантовой электродинамики (вплоть до расстояний меньше  $\sim (\frac{10}{\sqrt{s}}) \cdot 10^{-15}$  см).

Мы здесь остановимся подробнее лишь на первых двух пунктах, так как вопрос о проверке КХД в  $e^+e^-$ -столкновениях уже обсуждался на этой школе в лекциях Иоффе и Докшицера, Дьяконова, Трояна /81/, а остальные вопросы достаточно хорошо освещены в литературе.

I. Поиски новых частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляции

На установки со встречными пучками следующих поколений возлагаются надежды, связанные с изучением спектроскопии кварков и лептонов.

Большие ожидания сегодня связывают с исследованием в  $e^+e^-$ -столкновениях открытого группой *Columbia-Fermilab-Stony Brook* (*CFS*) семейства  $\Upsilon$ -резонансов /26,82/.

В эксперименте *CFS* /26,82/ спектр масс  $M^+\mu^-$  показывает наличие трёх узких ( $\Gamma < 100$  МэВ) пиков  $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$  с массами:

$$M_{\Upsilon'} \approx 9,4 \text{ ГэВ}, \quad M_{\Upsilon'} \approx 10 \text{ ГэВ}, \quad M_{\Upsilon''} \approx 10,4 \text{ ГэВ}, \quad (4.1)$$

причём отношения наблюдаемых  $\mu^+\mu^-$ -сигналов в  $\Upsilon'$  и  $\Upsilon''$  к  $\Upsilon^*$ .

\* Согласно предварительным сообщениям, группа *CFS* увеличила статистику  $\sim$  вдвое и получила уточнённые значения масс и сечений  $\Upsilon$ -резонансов.

$$\frac{V_{\mu\mu} \frac{d\sigma}{dy}(\Upsilon')}{V_{\mu\mu} \frac{d\sigma}{dy}(\Upsilon)} \Big|_{y=0} \approx 0,4; \quad \frac{V_{\mu\mu} \frac{d\sigma}{dy}(\Upsilon'')}{V_{\mu\mu} \frac{d\sigma}{dy}(\Upsilon)} \Big|_{y=0} \sim 0,1 \quad (4.2)$$

(вместо  $\sim 10^{-2}$  для  $\Psi'$  и  $J/\Psi$ ).

Популярная сегодня гипотеза /82-87/\* состоит в том, что  $\Upsilon$ -резонансы — связанные состояния тяжёлых кварков  $b$  с массами  $M_b \approx \approx 4,5$  ГэВ, обладающих новым квантовым числом („beauty“-прелесть). Интересно, что расчёты на основе моделей с потенциалами (например, /83,84,86/) указывают на увеличение с ростом массы кварка  $Q$  числа  $n^3S_1$  состояний  $Q\bar{Q}$  (лежащих ниже порога рождения состояний  $Q\bar{q}, \bar{Q}q$ ), которые должны проявляться, как узкие резонансы в  $\mu^+\mu^-(e^+e^-)$  канале. При  $M_Q \approx 4,5$  ГэВ ожидается 3-4 таких резонанса.

Отметим также, что большая величина отношения выхода  $\Upsilon/\Upsilon$  (4.2), видимо, указывает на то, что (в отличие от случая  $\Psi'$ ) доля каскадных переходов типа  $\Upsilon \rightarrow \Upsilon \pi \pi$  должна быть невелика. Это могло бы быть связано с утяжелением кварка (например, /83,87/).

На сегодня неясно, какое место должен занять новый кварк в теории слабых взаимодействий, и не имеется сколь-нибудь надёжных теоретических оснований для выбора заряда нового кварка  $e_b$ . Наиболее простыми выглядят возможности  $e_b = -1/3, 2/3$ .

Сравнение экспериментальных данных с существующими феноменологическими расчётами, видимо, даёт некоторые указания в пользу  $|e_b| = 1/3$  (например, /82,85,87,88/).

Чтобы получить представление о том, как новые адроны рождаются в  $e^+e^-$ -столкновениях, необходимы оценки для ожидаемых значений  $\Gamma_{ee}$  и  $V_{ee}$ .

\* Не исключены и другие возможные объяснения, в частности, что в области масс 9-10 ГэВ рождаются резонансы, составленные из разных кварков, например,  $(bb)$  и  $(tt)$ .

Лептонная ширина резонанса  $V$  может быть оценена с помощью известной формулы

$$\Gamma_{ee} = 16\pi\alpha^2 \langle e_V^2 \rangle \frac{|\varphi(0)|^2}{M_V^2}, \quad (4.3)$$

где  $\langle e_V^2 \rangle$  — средний квадрат заряда кварков в  $V$ ,  $(\varphi(0))$  — координатная волновая функция векторного мезона при  $\tau = 0$ .

Для грубых оценок воспользуемся эмпирической зависимостью  $|\varphi(0)|^2 \sim M_V^2$ , основанной на данных по распадам  $\rho^0, \omega, \phi, J/\Psi$  на  $e^+e^-$  (например, /89/). Тогда отношение лептонных ширины  $\Upsilon$  и  $J/\Psi$ -мезонов определяется формулой

$$\frac{\Gamma_{ee}^\Upsilon}{\Gamma_{ee}^{J/\Psi}} = (e_b/e_c)^2, \quad (4.4)$$

где  $e_c = 2/3$ . В дальнейшем мы приведём оценки (см. ф-лы (4.8)) при значениях  $\Gamma_{ee}^\Upsilon = 1,2$  кэВ ( $e_b = -1/3$ ) и  $\Gamma_{ee}^\Upsilon = \Gamma_{ee}^{J/\Psi} = 4,8$  кэВ ( $e_b = 2/3$ ). Расчёты в потенциальных моделях (напр., /83-85,88,90/) приводят к значениям  $\Gamma_{ee}^\Upsilon = 0,7 + 1,9$  кэВ (если  $e_b = -1/3$ ) и  $\Gamma_{ee}^\Upsilon = 2,7 + 7,5$  кэВ (если  $e_b = 2/3$ ).

Оценки (напр., /28/) показывают, что для состояний типа  $\bar{Q}Q$  вряд ли можно ожидать увеличения  $\Gamma_{ee}$  с ростом массы кварка в весьма широком интервале значений  $M_Q$ .

$V_{ee}^\Upsilon$  легко оценить, если предположить (как это обычно делается), что полная ширина  $\Gamma$  равна

$$\Gamma = \Gamma_h + 3\Gamma_{ee}, \quad (4.5)$$

где адронная ширина распада  $\Gamma_h$  даётся формулой\*

$$\Gamma_h = \Gamma_{gh} + \Gamma_{dir}, \quad (4.6)$$

причём  $\Gamma_{gh} = (R-1)\Gamma_{ee}$  отвечает распадом через однофотонный канал (см. рис.12а), а  $\Gamma_{dir}$  — прямой (трёхглюонной) аннигиляции

\* Строго говоря /91/, необходимо учитывать возможную интерференцию прямого и однофотонного адронных каналов распада (особенно в случае  $e_b = 2/3$ ). В /91/ предложены способы экспериментального обнаружения такой интерференции. Отметим, что на опыте в величину  $R$  включён также вклад  $\tau^+\tau^-$  ( $R_{\tau\tau} \approx 5$ , см. главу III).

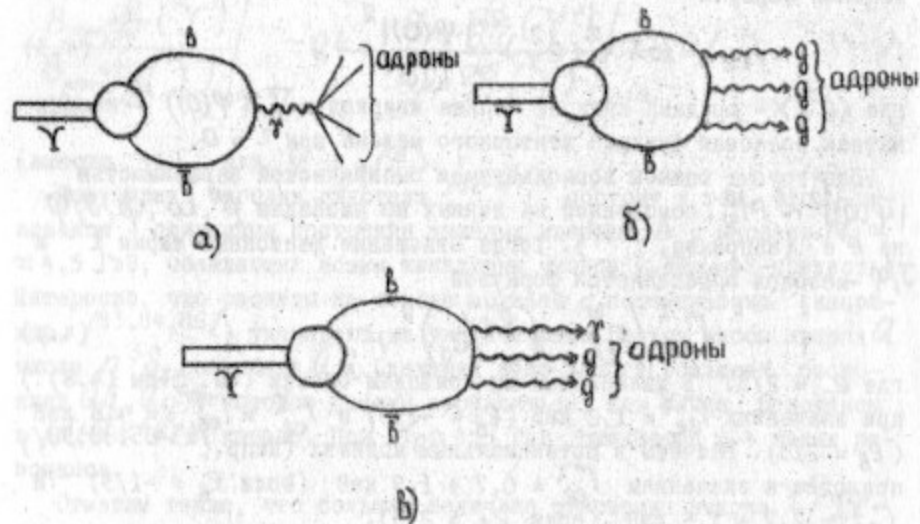


Рис.12.

$\bar{b}b \rightarrow$  адроны ( $\Gamma_{dir} = \Gamma(\bar{b}g)$ , см. рис.12а). Учитывая формулу (4.4), величину  $\Gamma_{dir}^Y$  можно связать с  $\Gamma_{dir}^{\psi}$ :

$$\Gamma_{dir}^Y / \Gamma_{dir}^{\psi} = \left( \frac{\alpha_s(M_Y)}{\alpha_s(M_\psi)} \right)^3, \quad (4.7)$$

где  $\alpha_s(M)$  — эффективная константа кварк-глюонного взаимодействия, которая в теориях с асимптотической свободой убывает (логарифмически) на малых расстояниях (подробнее см. /66,81/). Учитывая, что  $\alpha_s(M_\psi) \approx 0,19$  /66,89/ ( $\Gamma_{dir}^{\psi} \approx 69$  кэВ,  $\Gamma_{dir}^Y \approx 48$  кэВ) и ожидаемое значение  $\alpha_s(M_Y) \approx 0,15$  /83/, с помощью формул (4.5)–(4.7) можно получить грубые оценки параметров  $Y$ -резонанса:

$$\Gamma^Y = \begin{pmatrix} 32,4 \text{ кэВ} \\ 57,6 \text{ кэВ} \end{pmatrix}; \Gamma_{rh}^Y = (48 \text{ кэВ}); \Gamma_{dir}^Y = (24 \text{ кэВ}); B_{ee}^Y = \begin{pmatrix} 3,7\% \\ 8,3\% \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

где верхнее значение отвечает случаю  $e_\beta = -1/3$ , а нижнее  $e_\beta = 2/3$ .

Отметим, что различные модели /83–85,87,88/, отличаясь в нормировке остальных параметров, дают значения  $B_{ee}^Y$ , хорошо согласующиеся между собой и с (4.8). Кроме того, в случае  $e_\beta = 2/3$  значение  $\Gamma_{rh}^Y \approx \Gamma_{dir}^Y$  для всего семейства  $Y$ -резонансов, в то время как при  $e_\beta = -1/3$ ,  $\Gamma_{dir}^Y$  существенно ( $\sim$  в 5 раз) превышает  $\Gamma_{rh}^Y$ . Поэтому обнаружение на опыте резкого отличия свойств конечного адронного состояния в распаде  $Y$  от процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны вне резонансов могло бы явиться указанием в пользу  $e_\beta = -1/3$ . В случае  $|e_\beta| > 2/3$  однофотонный распад  $Y$  доминировал бы.

Для резонансов  $Y', Y''$ , которые принято (например, /83/) рассматривать как радиальные возбуждения  $Y(2^3S_1, 3^3S_1)$ , значения параметров ещё более модельно зависимы. В частности, появляются радиационные переходы в  $3P_J$ -уровни, подобно  $\psi' \rightarrow \gamma\chi$  и полная ширина должна быть близка к значению  $\Gamma = \Gamma_h + \Gamma_{\gamma p} + 3\Gamma_{ee}^*$ . Можно ожидать  $\Gamma_{ee}^{Y'}, \Gamma_{ee}^{Y''} \approx 0,5 \Gamma_{ee}^Y$  (по аналогии с  $\psi', J/\psi$ ), а также, что  $\Gamma_{dir}^{Y'}, \Gamma_{dir}^{Y''}$  связаны с  $\Gamma_{dir}^Y$  соотношением типа (3.1)  $\Gamma_{dir}^{Y'}, \Gamma_{dir}^{Y''} / \Gamma_{dir}^Y = \Gamma_{ee}^{Y'}, \Gamma_{ee}^{Y''} / \Gamma_{ee}^Y$ . Величины  $B_{ee}^{Y'}, B_{ee}^{Y''}$  предсказываются (например, /83,85,87/) на уровне  $\sim (1+2)\%$  при  $e_\beta = -1/3$  или  $\sim (2-4)\%$  или  $e_\beta = 2/3$ .

Обсудим теперь ожидаемые проявления  $Y$ -резонансов. Свойства сечений рождения узких ( $\Gamma \ll \epsilon_{реох} \approx \epsilon$ , см. формулы (1.7), (1.8)) резонансов в  $e^+e^-$ -столкновениях подробно обсуждались в лекции /91/, и мы здесь напомним лишь основные качественные результаты:

- а) Радиационные эффекты существенно меняют форму резонансных кривых: происходит их уширение, подавление резонансных максимумов, а также появление справа от резонансов так называемых «радиационных хвостов».
- б) Могут проявиться эффекты интерференции с нерезонансным однофотонным фоном (по крайней мере за счёт электромагнитных каналов распада резонанса типа рис.12а).

\* В случае  $Y', Y''$  определённый вклад в  $\Gamma$  могут вносить и каскадные переходы типа  $Y' \rightarrow Y\pi\pi, Y\eta \dots$

в) Из-за разброса по энергии в пучках происходит уменьшение вероятности резонансного рождения и существенное „утолщение“ резонансных кривых (без изменения площадей под ними): полная ширина на полувысоте  $FWHM = \Delta W$  становится  $\sim 2,35\sigma$ .

Вспомним, что проявления  $J/\psi$  и  $\psi'$ -мезонов в  $e^+e^-$ -столкновениях были весьма яркими (например, [11, 16]). В частности, на опыте в  $J/\psi$ -резонансе отношение эффекта к фону в адронном канале  $\eta_h^{\psi} \approx 150$ , а в  $\mu^+\mu^-$ -канале -  $\eta_{\mu}^{\psi} \approx 25$ , что позволило надёжно исследовать различные парциальные каналы распада  $J/\psi$ . Сравнивая эту ситуацию с ожиданиями для  $\Upsilon$ -резонансов, приходится признать, что с  $\psi$ -мезонами нам крупно повезло, а проявления  $\Upsilon$ -резонансов (если это  $bb$ -системы) будут существенно более вялыми (особенно в случае  $e_b = -1/3$ ) как из-за относительного увеличения адронного фона  $R(M_{\Upsilon}) \approx 2R(M_{\psi})$  так и из-за роста величины  $\sigma$  (см. (I.7), (I.8)).

Чтобы подробнее пояснить это утверждение и получить количественные оценки, напомним основные методы определения параметров узких резонансов (детали см. [91]).

а) Измерение высот резонансных максимумов в  $\mu^+\mu^-$  и адронном каналах, определяемых формулами

$$\sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee}^2 (2\sqrt{2}\sigma)^{\beta}}{\Gamma^2} \quad (4.9)$$

$$\sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = \frac{\bar{\Gamma}_h}{\Gamma_{ee}} \sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-),$$

где  $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{M}{m_e} - \frac{1}{2} \right), (\bar{\Gamma}_h = \Gamma_h + \Gamma_{\nu\nu} + \Gamma_{\tau})$ ,

а нерезонансные фоны равны

$$\sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \approx \frac{86,8 (\text{нбн} \cdot \sqrt{3} B^2)}{M^2 (\Gamma_{3B^2})} \quad (4.10)$$

$$\sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = R(M) \sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-).$$

$\Gamma_{\tau}$  - вклад в наблюдаемую адронную ширину от  $\tau^+\tau^-$ .

Недостатком такого метода является необходимость детального знания формы энергетического распределения в пучках.

б) Измерение сечений в области „радиационных хвостов“.

Если пренебречь интерференционными эффектами, то

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) \Big|_{(\sqrt{s}-M) \gg \Gamma, \sigma} &\sim \sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = \\ &= \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee} \bar{\Gamma}_h}{\Gamma(\sqrt{s}-M)} \cdot \beta \left[ \frac{\sqrt{s}-M}{M/2} \right]^{\beta}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

К недостаткам этого метода в случае  $\Upsilon$ -резонансов относятся малая ожидаемая величина эффекта на уровне фона (особенно для  $e_b = -1/3$ ) и необходимость учёта интерференции с нерезонансным фоном (что было бы существенно при  $e_b \geq 2/3$ ).

в) Определение площади под резонансной кривой в разных каналах распада резонанса:

$$\begin{aligned} & \int_{(\sqrt{s})_{min}}^{(\sqrt{s})_{max}} (\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) - \sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)) d\sqrt{s} = \\ &= \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma} \left( \frac{(\sqrt{s})_{max} - M}{M/2} \right)^{\beta}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\int_{(\sqrt{s})_{min}}^{(\sqrt{s})_{max}} (\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) - \sigma^{n2}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})) d(\sqrt{s}) =$$

$$= \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee} \bar{\Gamma}_h}{\Gamma} \left( \frac{(\sqrt{s})_{max} - M}{M/2} \right)^{\beta},$$

где

$$(\sqrt{s})_{min} < M, \quad ((\sqrt{s})_{max} - M) \gg \Gamma, \sigma.$$

Такой метод практически не зависит от деталей распределения по энергии в пучке и от интерференции с фоном и в основном использовался для определения параметров  $J/\psi$  и  $\psi'$ . Для  $\Upsilon$ -мезонов (при  $e_b = -1/3$ ) проблема выглядит много сложнее из-за того, что



эффект на уровне фона ожидается существенно (примерно на порядок) меньше.

Чтобы представить качественное изменение ситуации при переходе от  $J/\psi$  к  $Y$ , воспользуемся оценками (4.8) и формулами (1.7), (4.9) и (4.10) и сравним величины отношений эффектов к фону  $\mathcal{R}_h$ ,

$\mathcal{R}_\mu$  в этих резонансах для одной и той же установки.

Легко видеть, что при  $e_\beta = -1/3$  следует ожидать

$$\mathcal{R}_{h,\mu}^Y \approx 10^{-2} \cdot \mathcal{R}_{h,\mu}^\psi$$

и ещё меньших значений  $\mathcal{R}_{h,\mu}^{Y',Y''}$ . В случае же  $e_\beta = 2/3$   $\mathcal{R}_\mu^Y \approx 0,1 \mathcal{R}_\mu^\psi$  и значение в резонансном максимуме в  $\mu^+\mu^-$ -канале должно в несколько раз превышать фон.

Ни для кого не секрет, что "наиболее правильное" теоретическое описание параметров семейства  $Y$  появится только после того, как они будут аккуратно измерены.

Однако для того, чтобы иметь представление о масштабе ожидаемых явлений, мы приведём в качестве примера в таблице 5 результаты оценок характеристик  $Y$ -резонансов при значениях их параметров, отвечающих работе /85/ (см. также /83,84/). Для определённости энергетический разброс  $\mathcal{E}$  взят для накопителя ВЭПП-4.

Для DORIS соответствующие значения  $\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ,  $\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  примерно в 1,7 раза меньше.

Как видно из таблицы 5, в случае  $e_\beta = -1/3$  проблема изучения свойств семейства  $Y$  ожидается весьма непростой из-за малости эффекта на уровне фона. Измерение адронного сечения позволит определить лептонные ширины  $Y$ -резонансов, в то время как нахождение полной ширины и особенно конкретных каналов распадов  $Y$  будет существенно сложнее, чем в случае  $\psi$ -мезонов.

Отметим, что наблюдение большой величины эффекта в канале  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  для узкого  $Y$ -резонанса свидетельствовало бы против значения  $e_\beta = -1/3$ .

Обсудим кратко, какие проблемы могли бы быть исследованы при измерении семейства  $Y$ -резонансов в  $e^+e^-$ -столкновениях.

а) Прежде всего можно будет проверить правильность существующего представления об этом семействе, как о связанных состояниях ( $B\bar{B}$ ) одного типа кварков  $B$  с новым квантовым числом.

Таблица 5

Ожидаемые характеристики  $Y$ -резонансов (параметры  $Y$  взяты из работы /85/)

		$Y$	$Y'$	$Y''$
Масса (ГэВ)		9,4	10,0	10,4
$e_\beta = -1/3$	$\Gamma_{ee}$ (кэВ)	0,7	0,4+	0,4-
	$\Gamma$ (кэВ)	19	20	23
	$B_{ee}$ (%)	3,7	2,1	1,6
	$\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ (нбн)	10	5	4
	$\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (нбн)	0,4	0,12	0,065
$e_\beta = 2/3$	$\Gamma_{ee}$ (кэВ)	2,7	1,7	1,5
	$\Gamma$ (кэВ)	33	51	68
	$B_{ee}$ (%)	8,2	3,3	2,2
	$\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ (нбн)	35	18,5	14,5
	$\mathcal{E}^{zes}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (нбн)	3,4	0,66	0,33
$\mathcal{E}^{n2}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ (нбн)		5	4,5	4
$\mathcal{E}^{n2}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (нбн)		1	0,9	0,8
$\mathcal{E}$ (ВЭПП-4) (МэВ)		4	4,5	4,9

б) Можно будет определить заряд новых кварков, а также выяснить свойства состояний, являющихся продуктами каскадных распадов  $Y', Y''$  (в частности,  $C$ -чётных уровней).

в) Выделение вкладов  $\int dx$  позволило бы проверить, насколько хорошо срабатывают теоретические формулы, отвечающие эффектам асимптотической свободы.

г) Весьма важным является обнаружение и изучение свойств новых (прелестных) мезонов типа  $b\bar{q}, \bar{b}q \dots$ . Ожидаемые свойства этих частиц существенным образом зависят от предполагаемой модели слабых взаимодействий. В частности, обсуждаются схемы (например, /85/), предполагающие при  $e_8 = -1/3$  преимущественные распады новых мезонов в очарованные частицы.

Отметим, однако, что поиски таких новых адронов будут сильно затруднены: весь вклад в  $R$  от «прелестных» частиц в рамках КПК  $R_B \sim 1/3$  (при  $e_8 = -1/3$ ). Будем надеяться, что нам «повезёт», и возможность исследовать эти частицы нам дадут окологороговые резонансы (типа  $\Psi^*(3772), \Psi(4028)$ ).

д) Исследование  $\Upsilon$ , в принципе, могло бы позволить выделить трёхглюонный механизм (рис.12б) распада. В частности, можно надеяться, что проявятся качественные эффекты трёх компланарных адронных струй. Например, распределение по  $x = \frac{2p}{\sqrt{s}}$ ,  $s \frac{d\sigma}{dx}$  в резонансе должно быть более мягким, чем вне его.

Возможно, наиболее интересным способом исследования свойств глюонных струй является изучение прямых радиационных распадов

$\Upsilon \rightarrow \Upsilon + 2g \rightarrow \Upsilon + \text{адроны}$  (см. рис.12в) или переходов типа  $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon + 3P_2 \rightarrow \Upsilon + 2g \rightarrow \Upsilon + \text{адроны}$  /92/.

е) Существуют предсказания (например, /93/) о том, что множественность в глюонных струях заметно выше, чем в кварковых. Тогда мог бы наблюдаться существенный скачок средней множественности заряженных частиц в  $\Upsilon$ -резонансе по сравнению с нерезонансной областью.

ж) В случае  $\Upsilon$  можно, в принципе, ожидать рождения различных новых состояний (например, хиггсовского бозона  $H, \Upsilon \rightarrow H + \gamma$ ).

## 2. Поиски эффектов, связанных со слабыми нейтральными токами

Одним из наиболее интересных аспектов физики встречных  $e^+e^-$ -пучков с энергиями  $E \geq 10$  ГэВ является экспериментальное исследование слабых взаимодействий (см. обзор /27,28/ и лекцию Окуня

на этой школе). Основной интерес представляет здесь проверка предсказаний различных моделей, в которых возникают диагональные слабые нейтральные токи лептонов и кварков.

Если константы диагональных слабых взаимодействий порядка фермиевской  $G_F$ , то при энергиях  $\sqrt{s} \approx 60+100$  ГэВ слабые взаимодействия должны стать сравнимыми с электромагнитным, а эффекты интерференции электромагнитного и слабого токов (на уровне  $\sim 10\%$ ) проявятся ещё раньше - при энергиях ускорителей третьего поколения.

Эти константы порядка  $G_F$  в различных моделях единых теорий слабого и электромагнитного взаимодействия. Такие значения констант подтверждены и большой совокупностью данных по рассеянию  $\nu, \bar{\nu}$  на адронах и лептонах (например, /94/).

Наиболее популярной сейчас является группа симметрии  $SU(2) \times U(1)$ , простейший вариант которой - калибровочная модель Вайнберга-Салама, по-видимому, наиболее успешно описывает современные экспериментальные данные (см. /94/ и лекции Окуня, и Москалёва /95/ на этой школе).

Экспериментальное изучение угловой и энергетической зависимости сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  позволит определить структуру слабых  $(\bar{e}e)(\bar{\mu}\mu)$  и  $(\bar{e}e)(\bar{e}e)$  взаимодействий и явится первым измерением чисто лептонного слабого взаимодействия при больших значениях  $S$ . В случае процессов  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$  информация о вкладе слабого взаимодействия может быть, в принципе, получена из измерений энергетического хода полного сечения, углового распределения адронных струй и изучения инклюзивных спектров адронов (подробнее см. /27/).

Остановимся подробнее на процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . В теориях, где взаимодействие слабых нейтральных токов осуществляется за счёт обмена векторных  $Z^0$ -мезонов, во втором порядке по электромагнитному и полуслабому взаимодействию этот процесс описывается диаграммами рисунка 13.

Предположим  $V, A$  структуру слабого нейтрального тока лептонов  $\bar{l}, \Psi_e \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma_5) \Psi_e$  и напомним, что в схеме Вайнберга-Салама

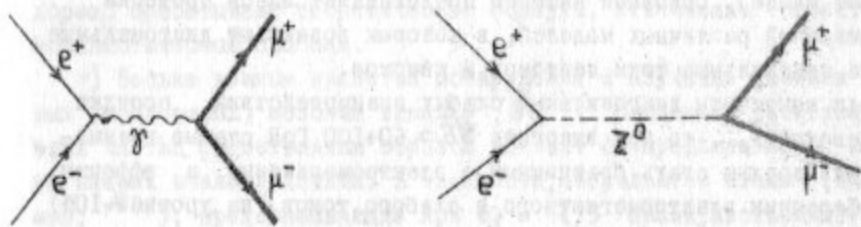


Рис.13.

$$g_V = \frac{1}{4} g \cos \theta_w (3 \tan^2 \theta_w - 1), \quad g_A = -\frac{1}{4} \frac{1}{\cos \theta_w}, \quad (4.13)$$

где  $\frac{g_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi g^2}{2M_W^2}$ ,  $e = g \sin \theta_w$ ,  $e^2 = \alpha = \frac{1}{137}$ ,  $\frac{M_Z}{M_W} = \frac{1}{|\cos \theta_w|}$ , (4.14)

а  $\theta_w$  - известный угол Вайнберга.

На сегодня значение этого угла не предсказывается из каких-либо теоретических схем, и он является свободным параметром, определяемым из эксперимента.

Совокупность данных по сечениям взаимодействия  $\gamma, \tilde{\gamma}$  с адронами даёт  $^{194} \langle \sin^2 \theta_w \rangle = 0,31 \pm 0,03$ , а новый результат группы CDHS  $^{196}$  - значение  $\sin^2 \theta_w = 0,24 \pm 0,02$ .

Результаты измерений чисто лептонных процессов:  $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ ,  $\tilde{\nu}_\mu e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu e^-$  и  $\tilde{\nu}_e e^- \rightarrow \tilde{\nu}_e e^-$  согласуются (с большей ошибкой) со значением  $\sin^2 \theta_w \approx 0,3$   $^{194, 97}$ .

При вычислениях удобно использовать вместо (4.13) переменные

$$g_V^e = -g_V/g_A = (4 \sin^2 \theta_w - 1), \quad g_A^e = -1. \quad (4.15)$$

При  $S \ll M_Z^2$  эффекты интерференции электромагнитного и слабого нейтрального токов могли бы проявиться при измерении следующих характеристик процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ :

- а) зарядовой асимметрии;
- б) продольной поляризации конечного мюна  $h_{\mu^-}$ ;
- в)  $P$ -нечётных корреляций, возникающих при наличии продольной по-

ляризации начальных электронов;

г) отклонения абсолютного сечения реакции от предсказаний квантовой электродинамики.

Здесь мы не будем обсуждать пункт «б», хотя обнаружение поляризации  $h_{\mu^-}$  явилось бы прямым указанием на несохранение чётности в слабом нейтральном токе. Дело в том, что в модели Вайнберга-Салама величина  $h_{\mu^-} \sim g_A^e g_A^\mu \sim (4 \sin^2 \theta_w - 1)$  и мала при экспериментальных значениях  $\sin^2 \theta_w$ . В этой модели отклонение абсолютного сечения от электродинамического (пункт «г», см. формулу (4.16))  $\sim (g_V^e)^2$  для энергий накопителей третьего поколения и весьма мало.

В пренебрежении эффектами чисто слабого взаимодействия\* сечение процесса при поперечной антипараллельной поляризации начальных частиц  $\zeta_-, \zeta_+$  имеет вид:

$$\frac{d\sigma_M}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4S} \left\{ (1 + g_V^e g_V^\mu) z \left( 1 + \cos^2 \theta - |\zeta_-||\zeta_+| \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right) + 2 g_A^e g_A^\mu z \cos \theta \right\} \quad (4.16)$$

где  $z = \frac{G_F M_Z^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{S}{S - M_Z^2} \approx -0,8 \frac{S}{m_p^2} \cdot 10^{-4}$  (при  $S \ll M_Z^2$ ), (4.17)

а  $\theta$  - угол вылета  $\mu^-$  относительно импульса  $e^-$ ,  $\varphi$  - азимутальный угол между направлениями вектора поляризации  $\zeta_-$  и плоскостью реакции.

Удобной величиной для выделения вклада слабого взаимодействия является зарядовая асимметрия

$$A_C = \frac{\frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\pi - \theta)}{\frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\pi - \theta)} = \frac{2 z \cos \theta (g_A^e g_A^\mu)}{1 + \cos^2 \theta - |\zeta_-||\zeta_+| \sin^2 \theta \cos 2\varphi}, \quad (4.18)$$

которая в широком интервале энергий ( $S \ll M_Z^2$ ) практически не зависит от значения  $\sin^2 \theta_w$ . Легко видеть, что при  $|\zeta_-| = |\zeta_+| = 0,924$  максимальное значение  $A_C$  достигается при  $\varphi = 0, \pi$  и  $\theta \approx 75^\circ$  и равно  $(A_C)_{max} \approx 1,92$ . Отметим, что в модели Вайнберга-Салама при  $\sqrt{S} = 14$  ГэВ,  $z \approx -1,8\%$ , а при  $\sqrt{S} = 30$  ГэВ,  $z \approx -3\%$ .

\* Соответствующие формулы с учётом вклада чисто слабого взаимодействия содержатся, например, в [27, 98].

Зарядовая асимметрия возникает также от интерференции однофотонного и двухфотонного механизмов реакции. Однако для этого вклада имеются корректные теоретические вычисления (например, /99/) и, кроме того, эффекты, связанные со слабым взаимодействием, могут быть выделены по их существенной зависимости от энергии.

Кратко обсудим пункт „в“.

В случае продольных поляризаций начальных электронов слабое взаимодействие может приводить (при  $g_V^e g_A^e \neq 0$ ) к возникновению  $P$ -нечётных корреляций типа  $(\xi_{\pm} \beta)$  ( $\beta$  - импульс электрона). Вклад электромагнитного взаимодействия и векторной части слабого взаимодействия исключается в величине разности сечений

$$\Delta \sigma = \sigma(\lambda_-, \lambda_+) - \sigma(-\lambda_-, -\lambda_+) (\lambda_{\mp} = \pm \xi_{\mp} \frac{\beta}{|\beta|}) .$$

Весьма существенно, что, в отличие от случая поперечных поляризаций, здесь зависимость от  $\lambda_-, \lambda_+$  сохраняется и для полного сечения.

Ряд интересных эффектов, связанных с проявлением слабых нейтральных токов в процессе  $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  при продольной поляризации начальных частиц, обсуждался, например, в /27, 100/. В частности, нарушение чётности в этом процессе удобно характеризовать величиной асимметрии  $A_P$ :

$$A_P = \frac{\frac{d\sigma_{\mu}}{d\Omega}(\lambda_-, \lambda_+) - \frac{d\sigma_{\mu}}{d\Omega}(-\lambda_-, -\lambda_+)}{\frac{d\sigma_{\mu}}{d\Omega}(\lambda_-, \lambda_+) + \frac{d\sigma_{\mu}}{d\Omega}(-\lambda_-, -\lambda_+)} \approx - \left( \frac{\lambda_- \lambda_+}{1 - \lambda_- \lambda_+} \right) (g_A^e g_V^e) \frac{(1 + \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)} \cdot z . \quad (4.19)$$

При выводе (4.19) мы для простоты предположили  $\mu$ - $e$ -универсальность. Для случая полных сечений

$$A_P^T = - \left( \frac{\lambda_- \lambda_+}{1 - \lambda_- \lambda_+} \right) g_A^e g_V^e \cdot z . \quad (4.20)$$

К сожалению, в случае модели Вайнберга-Салама при  $\sin^2 \theta_w \approx 0.3$  (см. (4.15)) величина  $g_V^e \cdot z \approx -1.6 \cdot 10^{-5} \frac{s}{m\beta}$  и асимметрию трудно обнаружить даже при  $\sqrt{s} \approx 30$  ГэВ.

В этой лекции мы не обсуждали физики в  $e^+e^-$  встречных пучках при  $\sqrt{s} \approx 50$  ГэВ (см., напр., /27, 28/). Наиболее эффективным процессом, на который здесь можно было бы рассчитывать, является рождение нейтрального промежуточного бозона  $Z^0$ , наблюдаемого как резонанс в прямом канале  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ .

Сечение этого процесса в резонансе (с учётом радиационных эффектов) имеет вид /27/:

$$\sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow Z^0) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \exp\left\{ -\frac{4\alpha}{\pi} \left[ \ln \frac{M_Z}{m_e} - \frac{1}{2} \right] \ln \frac{M_Z}{\Gamma} \right\} . \quad (4.21)$$

В модели Вайнберга-Салама ожидаемая масса  $M_Z = 87$  ГэВ, полная ширина  $\Gamma \sim 1-2$  ГэВ, лептонная ширина  $\Gamma_{ee} \sim 70$  МэВ (при  $\sin^2 \theta_w \approx 0.25$ ). Следует ожидать, что сечение  $e^+e^- \rightarrow Z^0$  в резонансном максимуме достигнет громадной величины  $\sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow Z^0) \approx 10^{-31} \text{ см}^2$ .

Благодарим Я.И.Азимова, В.Е.Балавина, Б.Л.Иоффе, В.А.Сидорова, А.Н.Скрянского, И.Н.Протопопова и Г.М.Тумайкина за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

Использовано сокращение:

Hamburg, 1977 - Proceedings of the 1977 Internat. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, August 25-31 (1977).

1. J.P.Perez - Y.Jorba, F.M.Renard, Physics Reports 31C, 1 (1977).
2. V.A.Sidorov, rapporteur talk in the Proceedings of the 1971, Simposium on Electron and Photon Interaction at High Energies, Cornell p. 65 (1971).
3. В.Н.Байер. Препринт ИЯФ 52-72 (1972).
4. K.Strauch, rapporteur talk at the Intern. Simposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn (1973).
5. В.А.Сидоров, в кн. Труды ХУШ Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, т.П, Дубна, ОИЯИ, стр.В 13, 1977.
6. А.Н.Скринский, *ibid*, стр.В22
7. A.D.Bukin et al, Препринт ИЯФ 77-97 (1977).
8. L.M.Barkov et al, Препринт ИЯФ 77-74 (1977).
9. S.I.Serednyakov et al, Physics Letters, 66B, 102 (1977).
10. B.Richter, Proceedings of the XVII Intern. Conference on High Energy Physics, London, July p. IV - 37, 1974.
11. G.J.Feldman, M.L.Perl, Physics Reports 19C, 234 (1975); Preprint SLAC-PUB-1972, July 1977 (Т/В).
12. В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь. УФН, 117, 227 (1975).
13. Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Материалы X Зимней школы по физике ядра и элементарных частиц, ч.П, Л., стр.196 (1975).
14. Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Препринты ЛИЯФ - 220-222, Л. (1976).
15. Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Физика элементарных частиц, Л., ЛИЯФ АН СССР, с.72, 1977. Лекция на 5-й Зимней школе физики ИТЭФ; 1977.

16. R.F.Schwitters, в кн. Труды ХУШ Международной конференции по физике высоких энергий, т.П, Дубна, ОИЯИ, стр.В34, 1977.
17. В.Н.Вик, *ibid.*, с. N75.
18. P.A.Rapidis et al, Phys.Rev.Letters, 39, 526 (1977).
19. W.Bacino et al, Preprint SLAC-PUB-2030, October 1977.
20. M.L.Perl, Preprint SLAC-PUB-1923, April 1977.
21. G.Flügge, Preprint DESY 77/35, June 1977.
22. Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. УФН, 124, 459 (1978).
23. G.J.Feldman, talk at the SLAC Summer Institute on Particle Physics, July 11-22, Stanford, California (1977).
24. W.De Boer, *ibid.*
25. M.Piccolo et al, Preprint SLAC-PUB-2023, October 1977.
26. S.Herb et al, Phys.Rev.Letters, 39, 212 (1977); W.R.Innes et al, Preprint FERMILAB-PUB-77/86-EXP 7100.288
27. Б.Л.Иоффе, В.А.Хозе. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 9, 118 (1978). Препринт ЛИЯФ-274 (1976).
28. J.D.Bjorken, Preprint SLAC-PUB-2041, November 1977.
29. E.Lohmann, Hamburg, 1977, p. 641.
30. C.Vemograd, *ibid*, p.165.
31. F.Laplanche, *ibid*, p.189.
32. A.N.Skrinsky, IEEE Trans.Nucl.Sci, NS-20, N<sup>3</sup>, 756, 1973; И.Я.Протопопов. Препринт ИЯФ 77-79, Новосибирск, 1977.
33. PEP Summer Study, PEP-157, SLAC/LBL, 1974.
34. PETRA. Proposal, DESY, Hamburg (1974).
35. CESR, Proposal, Cornell (1975).
36. J.Bennet et al, CERN 77-14 (1977).
37. А.И.Алиханян и др. Труды УП Международной конференции по ускорителям высоких энергий. Ереван, т.П, стр.232, 1969.
38. А.Н.Скринский. Доклад на Международном семинаре по перспективам физики высоких энергий. Морж, Швейцария, 1971.
39. В.Н.Вик, G.Wolf, Preprint DESY 77/01 (1977)
40. В.Н.Байер. УФН, 105, 441 (1971).
41. Я.С.Дербенёв и др. Препринт ИЯФ 76-II2 (1976).
42. С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. ЖЭТФ, 71, 2025 (1976).

43. J. Le Duff et al, Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М. (1972).
44. A.D. Bukin et al, Proceedings of the V Internat. Symposium on High Energy Physics, Warsaw, p. 138, 1975.
45. U. Camerini et al, Phys. Rev. D 12, 1885 (1975); J.G. Learned et al, Phys. Rev. Lett. 35, 1668 (1975).
46. Я.С. Дербенёв, А.М. Кондратенко, А.Н. Скринский. Препринт ИЯФ, 2-70 (1970).
47. R. Schwitters, B. Richter SPEAR-175, PEP-Note 87 (1974).
48. L.M. Kurdadze et al. Proceed. V Internat. Symp. on High Energy Physics. Warsaw (1975).
49. Ю.Н. Пестов, Г.В. Федотович. Препринт ИЯФ, 77-78, Новосибирск (1977).
50. M. Alam et al., Report to the Novosibirsk Meeting, September (1977).
51. J. Kirkby. Preprint SLAC-PUB-2040 (1977).
52. L. Criege et al., Proc. Inter. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, p. 663, 1973.
53. J.E. Augustin et al. Report to the Novosibirsk Meeting, September 1977.
54. Л.М. Барков и др. Препринт ИЯФ, 76-121, Новосибирск, 1976.
55. PETRA Bulletin DESY, N6, 1977.
56. P. Oddone. Report to the Novosibirsk Meeting, September 1977.
57. B. Gittelman. Report to the Novosibirsk Meeting. September 1977.
58. W. Braunschweig et al, Phys. Letters, 53B, 393 (1974).
59. W. Ash et al, Preprint Frascati, LNF 69/2 (1969).
60. С.Е. Бару и др. Препринт ИЯФ 77-75 (1977).
61. А.П. Онучин, В.А. Тихонов. Препринт ИЯФ 77-77, Новосибирск (1977).
62. W. Bartel et al, Preprint DESY 76/40 (1976).
63. C.J. Biddick et al, Phys. Rev. Letters 38, 324 (1977).
64. SLAC, Proposal SP-24.
65. S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev., D2, 1285 (1970).
66. А.И. Вайнштейн, М.Б. Волошин, В.И. Захаров, В.А. Новиков,

- А.Б. Окунь, М.А. Шифман. УФН, 123, 217 (1977).
67. G. Zweig, preprint CERN 8419/TH, 412 (1964);  
J. Iizuka, Progr. Theor. Phys., Suppl., 37-38, 21 (1966).
68. G. J. Feldman, Preprint SLAC-PUB-1851 (1976).
69. Particle Data Group, Phys. Letters, 68B, 1 (1977).
70. I. Peruzzi et al, Preprint SLAC-PUB-2012, September 1977.
71. D.L. Scharre et al, Preprint SLAC-PUB-2019, September 1977.
72. R.F. Schwitters, Preprint SLAC-PUB-1988, August 1977.
73. R. Brandelik et al, Physics Letters, 70B, 132 (1977).
74. B. Knapp et al, Phys. Rev. Letters 37, 882 (1976).
75. M.L. Perl, Hamburg, 1977, p. 145.
76. G. Knies, ibid, p. 93.
77. S. Yamada, ibid, p. 69.
78. A. Barbaro-Galtieri, ibid, p. 21.
79. R. Brandelik et al, Preprint DESY 77/81, December 1977.
80. V. Luth, talk at the SLAC Summer Institute on Particle Phys. 1977
81. Ю.Л. Доклицер, Д.И. Дьяконов, С.И. Троян. "Физика элементарных частиц" (Материалы XII Зимней школы ИЯФ), Л., стр. 3, 1978.
82. L.M. Lederman, Hamburg, 1977, p. 567.
83. K. Gottfried, ibid, p. 667.
84. E. Eichten, K. Gottfried, Phys. Letters, 66B, 286 (1977)
85. J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos and S. Radaz. Preprint CERN Ref. TH. 2346, July 1977.
86. W. Celmaster, H. Georgi, M. Machacek, Preprint Harvard Univ., HUTP-77/A051.
87. S.S. Gerstein, A.K. Likhoded, Yu.F. Pirogov. Preprint ИЯФ от 77-111, 1977.
88. T. Nagiwa, Y. Kazama, E. Takasugi. Preprint FERMILAB-PUB-77/72-THY, August 1977.
89. J.K. Jackson, Proceedings of SLAC Summer Institute on Particle Physics, August 2-13, 1976; SLAC Report N 198 p., 147, 1976.
90. C. Quigg and J.L. Rosner. Preprint FERMILAB-PUB-77/82-THY, August 1977
91. Л.Н. Липатов, В.А. Хозе. Материалы X Зимней школы ИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч. II, стр. 409 (1975).

92. M. Kramer, H. Krasemann, Preprint DESY 77/75, November 1977.
93. S. J. Brodsky, J. Gunion, Phys. Rev. Letters 37, 402 (1976).
94. P. Musset, Hamburg, 1977, p. 785.
95. А. Н. Москалёв. „Физика элементарных частиц“ (Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ). Л., стр. 192, 1978.
96. M. Holder et al, Physics Letters (to be published), 1978.
97. H. Reithler, Hamburg, p. 343, 1977.
98. R. Budny, Oxford Preprint, 20/73 (1973).
99. И. Б. Хриплович. Ядерная физика, 17, 576 (1973).  
R. W. Brown et al., Phys. Letters, 43E, 403 (1973).
100. K. O. Mikaelian, Phys. Letters, B55, 219 (1975).

Работа поступила в издательский отдел 4/IV-1978 г.,

ЛИЯФ, зак. 4II, тир. 160, уч.-изд. л. 2, 6; IV/У-1978 г., М-08513

Редактор А. Н. Москалёв

Бесплатно