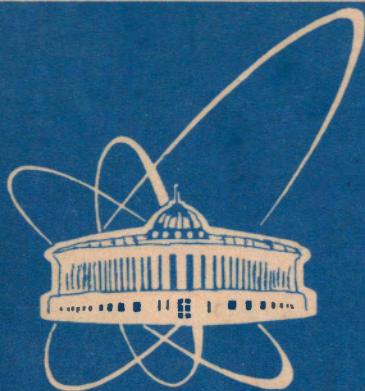


95-283



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-95-283

С.Н.Малюков, И.А.Минашвили, В.И.Романовский,
Н.А.Русакович, А.А.Семенов, А.С.Соловьев, Г.А.Члачидзе

ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА
НА ОСНОВЕ СВИНЦОВОГО СТЕКЛА
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ WA91

1995

1. Введение

Современная теория сильных взаимодействий - квантовая хромодинамика (КХД) допускает возможность существования связанных глюонных состояний. Поиски экзотических частиц, состоящих из одних глюонов или глюонов с кварками, интенсивно ведутся с начала 80-х годов [1]. Несмотря на обнаружение нескольких кандидатов в экзотические состояния, указанное предположение КХД все еще требует экспериментального подтверждения.

Согласно КХД благоприятные условия для образования экзотических состояний возникают в реакциях центрального рождения ($x_F \approx 0$) при высоких энергиях, в которых доминирует двухпомеронный обмен; обмен помероном в КХД интерпретируется как мультиглюонный процесс [2]. На Ω -спектрометре протонного синхротрона в ЦЕРН ранее проведен эксперимент WA76 по изучению нейтральных мезонных систем, образованных в центральной области π^+p - и pp -взаимодействий при импульсах налетающей частицы 85 и 300 ГэВ/с [3]. В этом эксперименте обнаружены новые $X(1450)$ - и $X(1900)$ -мезоны, которые не укладываются в схему обычных кварковых $SU(3)$ -мультиплетов и рассматриваются как кандидаты в экзотические состояния [4]. Многие теоретические модели предсказывают существование экзотических частиц в области масс до 2 ГэВ [5]. Однако их регистрация затруднена из-за плотного заселения этого региона масс $(q\bar{q})$ -мезонами и их радиальными возбуждениями. Данное обстоятельство обуславливает особые требования к точности восстановления кинематических параметров частиц и высокому статистическому обеспечению в экспериментах по поиску экзотических частиц.

С целью поиска кандидатов в экзотические состояния и определения их квантовых чисел на Ω -спектрометре проведен эксперимент WA91 по изучению процессов $pp \rightarrow p_f(X^0)p_s$ при импульсе исходного протона 450 ГэВ/с [6]. Здесь X^0 - исследуемое мезонное состояние, а p_f и p_s - "быстрый" и "медленный" протоны в лабораторной системе отсчета. В данном эксперименте, который является продолжением эксперимента WA76, усовершенствована трековая система, увеличена эффективность регистрации как "медленных" и "быстрых" протонов, так и образованной в центральной области нейтральной системы X^0 . Применение в эксперименте ливневого электромагнитного калориметра, обеспечивающего регистрацию фотонов и электронов, существенно расширило воз-

возможности изучения каналов распада X^0 -состояния, содержащих нейтральные частицы (π^0 - и η -мезоны).

Для изучения характеристик электромагнитного калориметра проведены тестовые измерения. Некоторые результаты этих измерений рассмотрены в данной работе.

2. Описание детекторов для регистрации фотонов и электронов в эксперименте WA91

Для определения энергий и координат фотонов и электронов применялся комплекс детекторов состоящий из активного конвертора, сцинтилляционных годоскопов и ливневого электромагнитного калориметра. Указанные детекторы ранее уже использовались в других физических экспериментах. На Рис.1 приведен схематический вид экспериментальной установки.

Ливневый годоскопический детектор (ЛГД) представляет собой матрицу из 18×19 черенковских счетчиков полного поглощения. Центральный элемент в калориметре удален для прохождения пучковых частиц и "быстрого" протона p_f , летящего вперед под малым углом. Радиаторы счетчиков изготовлены из свинцового стекла SF5 в виде прямоугольных призм с размером $14 \times 14 \times 47$ см³. В таблице 1 приведены некоторые характеристики свинцового стекла данного типа. Длина счетчика по направлению пучка составляет 18.5 радиационных длин. Свет от черенковского излучения через цилиндрический световод длиной 10 см собирается на фотокатод ФЭУ "XP-2050", с которого снимается как анодный сигнал, используемый для амплитудного анализа, так и сигнал с последнего диода - для дальнейшего использования в выработке триггерного сигнала. Предусмотрена возможность контроля стабильности работы счетчиков с помощью внешнего источника световых импульсов.

Все счетчики ЛГД обернуты алюминиевой фольгой и светонепроницаемым материалом. Анодные сигналы с ФЭУ ЛГД, активного конвертора и сцинтилляционных годоскопов подаются на 15-битные АЦП 1885F фирмы LeCroy, выполненные в стандарте FASTBUS.

На этапе предварительной калибровки ЛГД с помощью импульсных источников света различных длин волны было обнаружено, что сигналы с элементов среднего ряда ЛГД сильно ослаблены по сравнению с сигналами от других элементов калориметра. При изучении этих счетчиков оказалось, что вследствие больших радиационных доз, набранных в предыдущих экспериментах, у них затемнены радиаторы. Прозрачность свинцового стекла удалось полностью

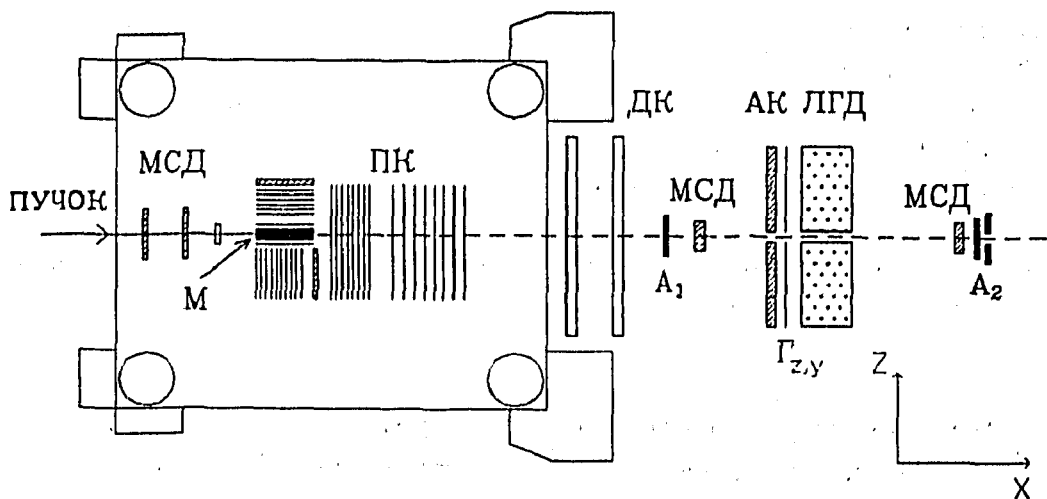


Рис.1 Схематический вид экспериментальной установки WA91:
 МСД - микростриповые детекторы; ПК - пропорциональные камеры; ДК - дрейфовые камеры; $A_{1,2}$ - сцинтилляционные счетчики; АК - активный конвертор; $\Gamma_{z,y}$ - сцинтилляционные годоскопические счетчики; ЛГД - ливневый годоскопический детектор; М - мишень

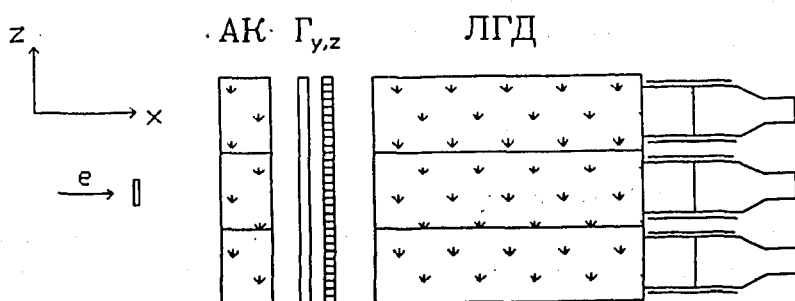


Рис.2 Схематический вид макета детекторов для тестовых измерений

восстановить облучением этих счетчиков мощной ультрафиолетовой лампой (~1 кВт) в течение 3-4 часов.

Активный конвертор (АК) состоит из 2x19 элементов с размером 145x14x10 см³, выполненных из свинцового стекла F2W (таблица 1). Свет в радиаторе АК через световод длиной 10 см собирается на фотокатод ФЭУ "ХР-2050". Толщина радиатора по направлению пучка составляет ~3 радиационные длины, и при попадании γ -кванта (электрона) в АК начинает развиваться электромагнитный ливень.

Таблица 1

Тип свинцового стекла	Радиационная длина (см)	Коэффициент преломления	Плотность (г/см ³)
SF5	2.54	1.67	4.08
F2W	3.22	1.62	3.61

В качестве детектора для регистрации координат ствола электромагнитного ливня использовались сцинтилляционные годоскопические счетчики. Две плоскости годоскопов $\Gamma_{y,z}$ расположены между конвертором и электромагнитным калориметром и состоят из 672 счетчиков, выполненных из сцинтиллятора марки NE110 с размером 153x1.53x1 см³. Сцинтилляционный свет через световод длиной ~20 см собирается на фотокатод ФЭУ 931А.

Во всех счетчиках $\Gamma_{y,z}$ годоскопов с помощью радиоактивного источника были исследованы световой выход и длина затухания сигналов. У части счетчиков эти показатели были ухудшены в результате "старения" сцинтиллятора - появления на его поверхности микротрещин. В этих счетчиках сцинтилляторы были заменены. Таким образом было восстановлено около 60% от всех счетчиков в годоскопах.

3. Измерения в тестовом пучке электронов

Измерения проводились в пучке X5 протонного синхротрона ЦЕРН. Для этих измерений был собран макет электромагнитного калориметра из 3x3 элементов. Он располагался на подвижной платформе, которая позволяла передвигать детектор горизонтально и вертикально в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка. На Рис.2 приведен схематический вид макета детекторов для тестовых измерений.

Макет ЛГД облучался в пучках электронов, энергия которых менялась в интервале от 1 до 50 ГэВ. Энергетический разброс в пучке при энергиях до 3 ГэВ составлял 10-20 %, а при более высоких энергиях не превышал 1%. С помощью мониторирующих сцинтилляционных счетчиков выделялся пучок размером 1×1 см².

4. Результаты тестовых измерений

Для всех элементов макета ЛГД были определены калибровочные коэффициенты перевода амплитуды сигнала с ФЭУ в энергию электромагнитного ливня. При калибровке счетчиков (без активного конвертора) пучок электронов направлялся в центр калибруемого элемента. На Рис.3 показан характерный энергетический спектр в ЛГД для электронов с импульсом 5 ГэВ/с. Зависимость амплитуды сигналов с калориметра от энергии электронов в пучке приведена на Рис.4. В исследуемом диапазоне энергий данная зависимость имеет линейную форму. В тестовых измерениях на пучках электронов были откалиброваны 25 элементов калориметра. Определение калибровочных коэффициентов для остальных элементов ЛГД проводилось в два этапа. Вначале, при измерениях на мюонном пучке, сигналы с ФЭУ выравнивались по амплитуде путем регулирования высоковольтного напряжения на них. Начальные значения калибровочных коэффициентов вычислялись с учетом того, что испускаемое мюоном черенковское излучение соответствует энергии ливня, вызванного электронами с энергией 0.65 ГэВ. Уточнение этих коэффициентов осуществлялось при обработке экспериментального материала, содержащего распады $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. С помощью итерационного алгоритма значения указанных коэффициентов подбирались таким образом, чтобы пик в спектре эффективных масс двух γ -квантов совпадал с табличным значением массы π^0 -мезона.

В силу конструктивных особенностей калориметра определенная часть энергии электромагнитного ливня теряется в промежутках между соседними элементами детектора. Для оценки указанных потерь интервал между центрами двух соседних элементов был просканирован пучком электронов с импульсами 10 и 25 ГэВ/с. Измерения показали, что потери в щелях ЛГД для электронов в указанном диапазоне импульсов не превышают 3%.

В сцинтилляционных годоскопах $\Gamma_{y,d}$ применялись как "старые", ранее использовавшиеся счетчики, так и "новые", в которых были заменены сцинтилляторы. При тестовых измерениях в мюонном пучке подбирались напряжения на ФЭУ и пороги регистрации для сцинтилляционных счетчиков. Зависимость

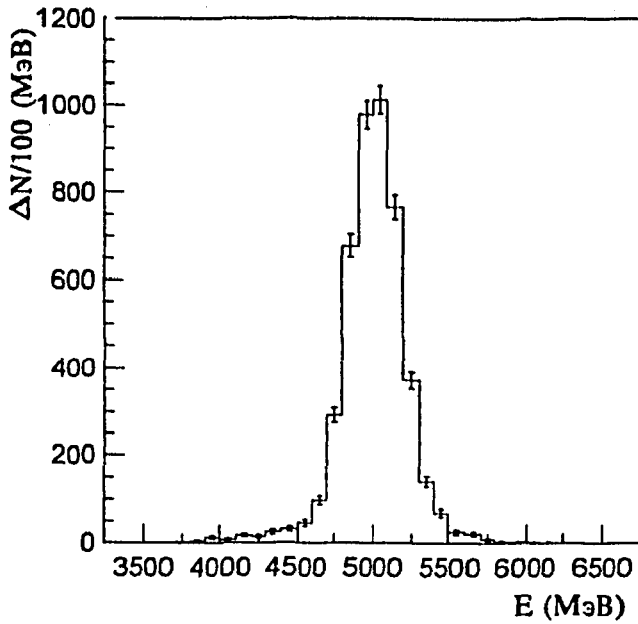


Рис.3 Характерный энергетический спектр в ЛГД для электронов с импульсом 5 ГэВ/с

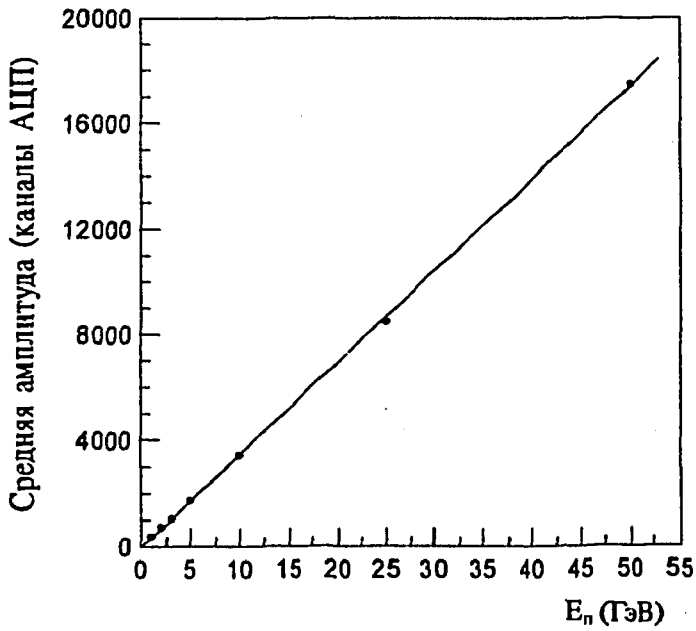


Рис.4 Зависимость амплитуды сигналов с калориметра от энергии электронов в пучке

амплитуды импульса от X координаты точки входа частицы вдоль счетчика и результаты ее параметризации экспоненциальной функцией для двух типов счетчиков показаны на Рис.5. Средняя множественность сработавших счетчиков при попадании в АК электронов с энергиями 2-25 ГэВ меняется в пределах от 3 до 6.

Знание амплитуд сигналов с сцинтилляционных счетчиков позволяет определить координаты ствола ливня с высокой точностью, методом нахождения центра тяжести распределения. При наличии информации с обоих годоскопов координатное разрешение ЛГД достигает $\sigma=4\text{мм}$.

Учет затухания сигналов вдоль радиатора АК необходим для точного определения энергии электромагнитного ливня. Для определения этой зависимости элемент АК облучался 10 и 25 ГэВ/с электронами в нескольких точках - на разных расстояниях от ФЭУ. На Рис.6 приведены результаты измерений и параметризации экспериментальных точек экспоненциальной зависимостью. Энерговыведение в АК возрастает с увеличением энергии налетающей частицы, хотя его доля в суммарном энерговыведении (АК + ЛГД) при этом уменьшается (Рис.7 а,б). При известных значениях калибровочных коэффициентов счетчиков ЛГД можно определить энерговыведение в АК как $E_{\text{ак}} = E_{\text{п}} - E_{\text{лгд}}$, где $E_{\text{п}}$ — энергия пучка, а $E_{\text{лгд}}$ - измеренная в ЛГД энергия. Зависимость отклика АК от вычисленного указанным способом энерговыведения в нем приведена на Рис.8.

Проведены измерения энергетического разрешения счетчиков ЛГД без элементов АК и сцинтилляционных годоскопов. Изучена зависимость энергетического разрешения от энергии налетающих электронов. Аппроксимация экспериментальных данных стандартным выражением

$$\frac{\sigma}{E} = A + \frac{B}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \quad (1)$$

дает $A=(1.06\pm 0.05)\cdot 10^{-2}$ и $B=(5.6\pm 0.1)\cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{1/2}$.

Использование АК и сцинтилляционных счетчиков ненамного ухудшает разрешение электромагнитного калориметра, и для коэффициентов в выражении (1) получаем $A=(1.4\pm 0.1)\cdot 10^{-2}$, $B=(5.8\pm 0.1)\cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{1/2}$ (Рис.9).

На Рис.10 показан спектр измеренных в эксперименте WA91 эффективных масс $(\pi^+\pi^-\eta)$ -мезонов с последующим распадом $\eta\rightarrow\gamma\gamma$. В области масс η' - и $f_1(1285)$ -мезонов наблюдаются пики, которые можно описать распределением Гаусса со среднеквадратичными отклонениями $\sigma=25 \text{ МэВ}$ и $\sigma=48 \text{ МэВ}$ соответственно.

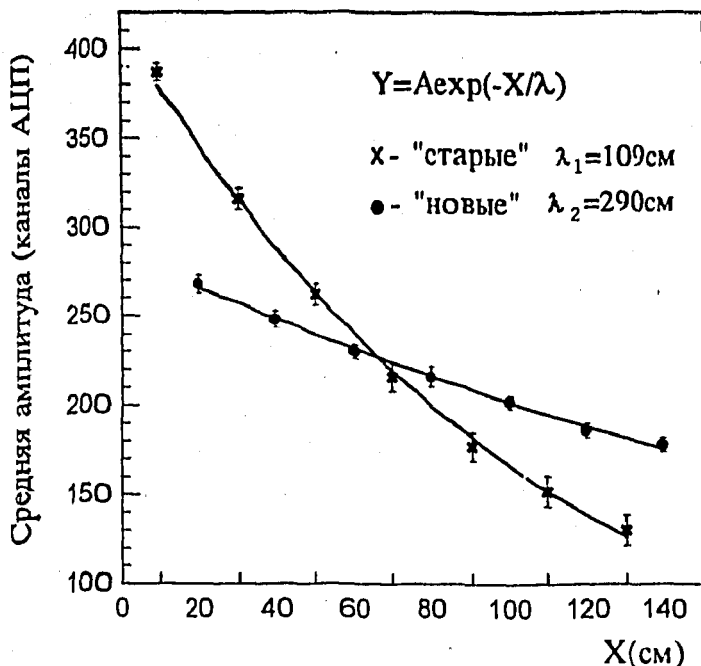


Рис.5 Зависимость амплитуды сигнала от X- координаты точки попадания частицы вдоль сцинтиляционного счетчика (X - расстояние от фотокатода ФЭУ)

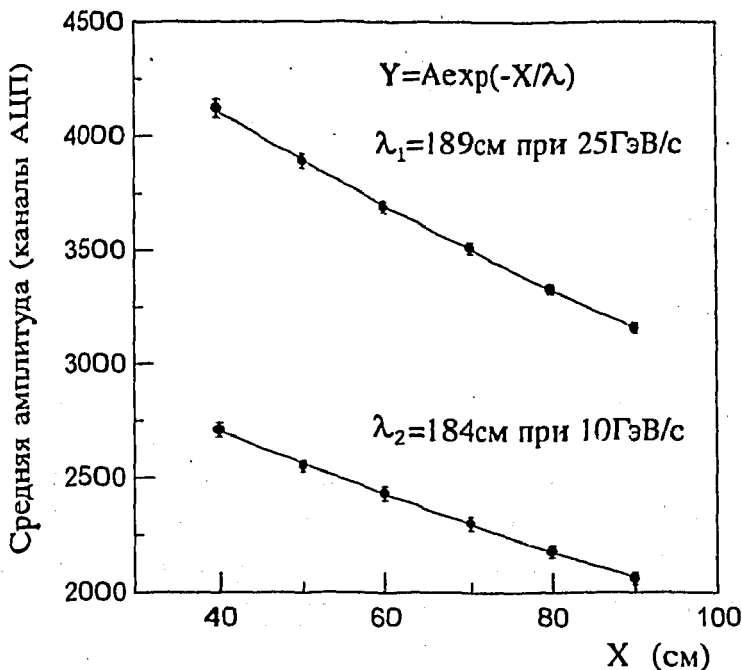


Рис.6 Зависимость амплитуды сигналов с АК от места входа частиц по длине радиатора (X - расстояние от фотокатода ФЭУ)

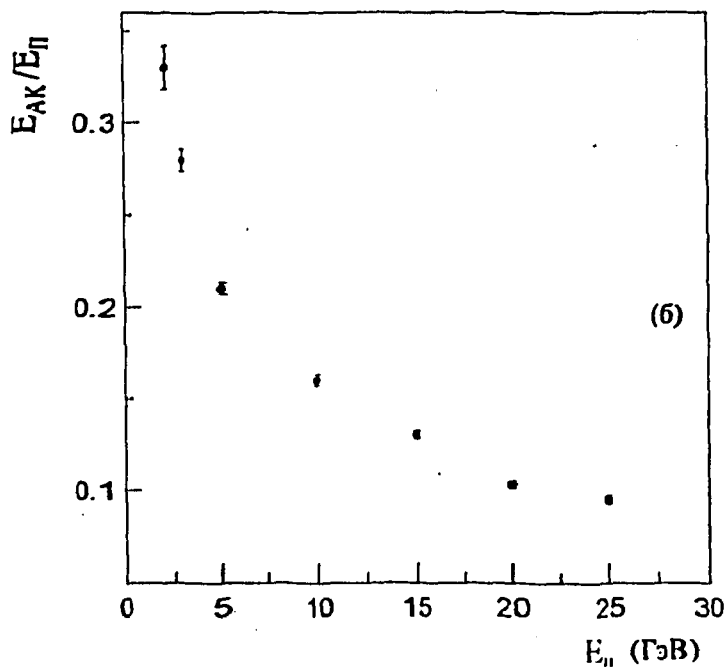
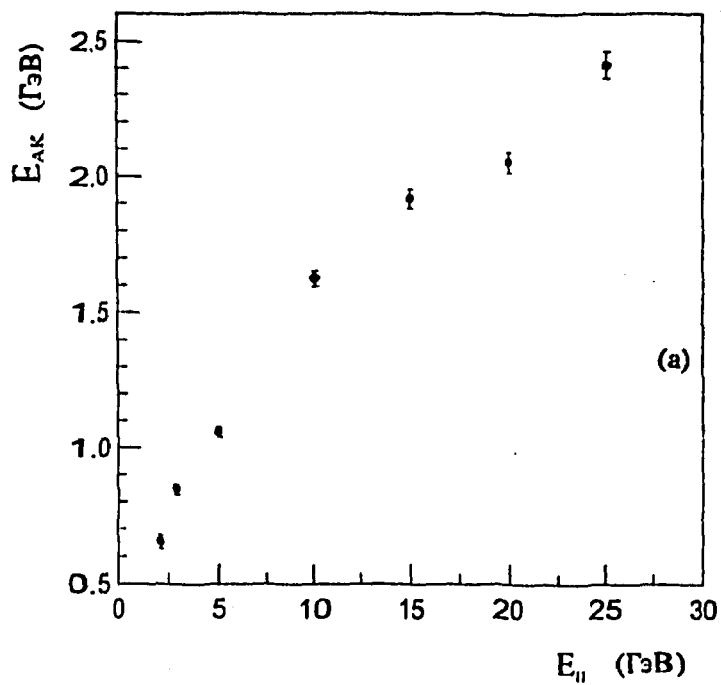


Рис.7 Энерговыведение в АК (а) и его доля в суммарном энерговыведении (АК+ЛГД) (б) в зависимости от энергии налетающих частиц

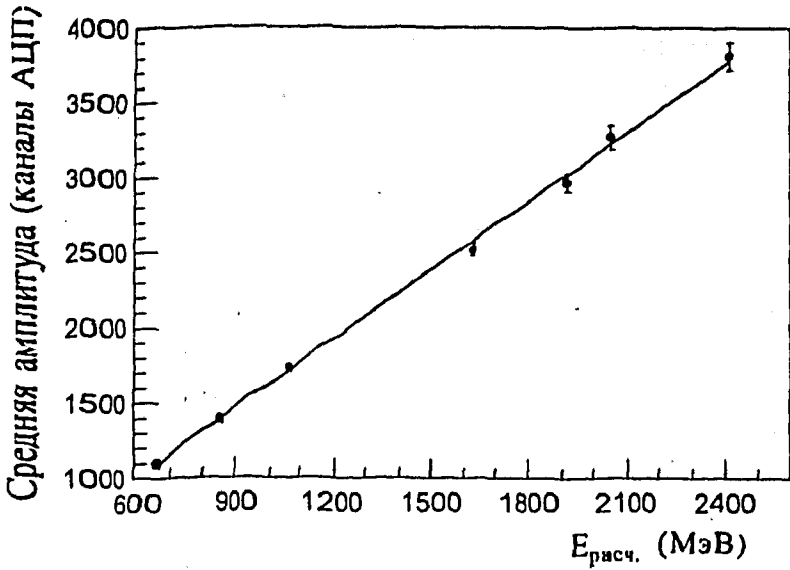


Рис.8 Зависимость среднего значения амплитуды сигнала в АК от расчетного энерговыделения в нем $E_{расч.} = E_{п} - E_{лгд}$, где $E_{п}$ - энергия пучка, а $E_{лгд}$ - измеренная энергия в ЛГД

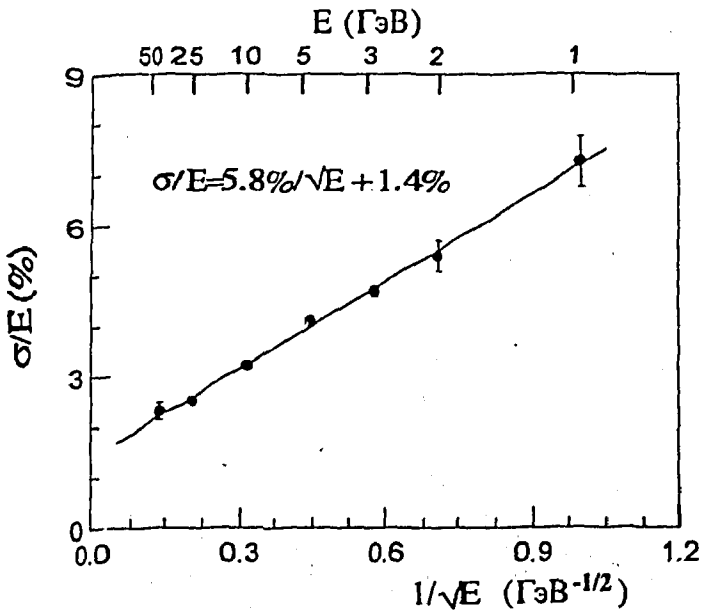


Рис.9 Энергетическое разрешение calorиметра в зависимости от энергии электронов

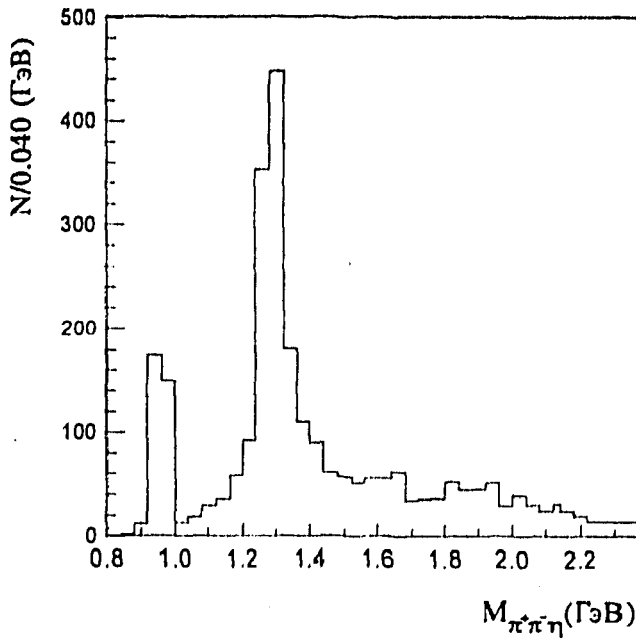


Рис.10 Распределение по эффективной массе ($\pi^+\pi^-\eta$)-мезонов, где $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

Литература

1. D.L. Scharre et al., Phys.Lett. B 97 (1980) 329
C. Edwards et al., Phys.Rev.Lett. 49 (1982) 259
F. Binon et al., Nuovo Cim. 78A (1983) 313
2. F.E. Low, Phys.Rev. D 12 (1975) 163
S. Nussinov, Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 1286
3. T.A. Armstrong et al., Phys.Lett. B 146 (1984) 273
T.A. Armstrong et al., Z.Phys. C 34 (1987) 23

4. T.A. Armstrong et al., Z.Phys. C 43 (1989) 55
T.A. Armstrong et al., Phys.Lett. B 228 (1989) 536
5. J.F. Donoghue et al., Phys.Lett. B 99 (1981) 416
M. Chanowitz, S. Sharpe. Nucl. Phys. B 222 (1983) 211
6. S. Abatzis et al., Phys. Lett. B 324 (1994) 509

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1995 года.