

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫХ ПУЧКАХ ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Б. Б. Говорков

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Рассматриваются способы создания электронных и фотонных пучков на протонных ускорителях высоких энергий и обсуждаются результаты исследований электромагнитных взаимодействий частиц, выполненных с помощью таких пучков.

The methods for obtaining electron and photon beams from high-energy proton accelerators are considered. The results of investigations of the electromagnetic interactions of elementary particles obtained by applying these beams are discussed.

1. ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫЕ ПУЧКИ ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Схема получения электрон-фотонных пучков. Основой для создания электрон-фотонных пучков на протонных ускорителях высокой энергии послужила идея М. А. Маркова [1] об использовании для этих целей γ -квантов от распада псевдоскалярных мезонов [π^0 , η , . . .]. Впервые пучок электронов энергией 70 ГэВ был создан на Серпуховском протонном ускорителе [2].

Принципиальная схема получения электронных и фотонных пучков на протонных ускорителях приведена на рис. 1.

При взаимодействии ускоренных протонов с ядрами образуется конус частиц с осью в направлении движения первичной частицы. Число частиц в конусе растет с энергией; 30—40% частиц составляют нейтральные мезоны π^0 , η , . . ., которые быстро распадаются ($\sim 10^{-16}$ с) на пары фотонов. Поэтому первая возможность создания фотонного пучка состоит в непосредственном использовании фотонов от распада мезонов. Применение магнитов приводит к разделению нейтральной и заряженной компонент пучка. Спектр распадаемых фотонов по энергии непрерывный и быстро спадающий. Такой пучок получил название широкополосного [3].

Далее, поместив на пути γ -квантов конвертор из тяжелого вещества, получим электрон-позитронные пары, из которых можно создать пучки электронов и позитронов с помощью магнито-оптических каналов. Существует два подхода: первый — традиционный, когда канал выделяет электроны (позитроны) с заданным импульсом $p \pm \Delta p$ [1, 4, 5]; второй — нестандартный, когда канал выделяет электроны с импульсом больше заданного $p \geq p_0$ [6]. Ясно, что во втором случае так называемого широкополосного пучка электронов интенсивность значительно выше.

Наконец, можно реализовать вторую возможность создания фотонных пучков с помощью нового радиатора-конвертора (Р \bar{b} ,

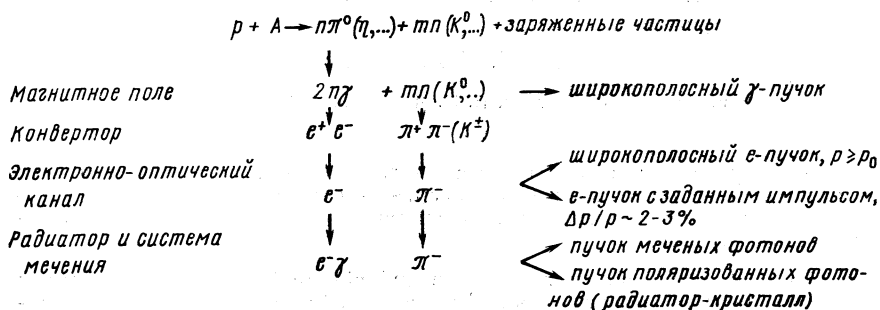


Рис. 1. Схема получения электронных и фотонных пучков на протонных ускорителях

W, . . .). При организации совпадений фотона тормозного излучения и испустившего его электрона можно создать систему меченых по энергии фотонов ($E_\gamma = E_{e^0} - E_{e'}$, где E_{e^0} и $E_{e'}$ — энергии электрона до и после испускания фотона) [4, 7—10]. Если вместо аморфного вещества в качестве радиатора использовать кристалл (алмаз, кремний и др.), то можно получить пучок меченых линейнополяризованных фотонов [10—14].

Основная трудность проведения экспериментов на всех рассмотренных пучках состоит в большом фоне μ -мезонов. Ниже мы кратко остановимся на некоторых особенностях пучков.

Широкополосный γ -пучок. Впервые широкополосный γ -пучок был создан на протонном ускорителе Национальной ускорительной лаборатории США им. Э. Ферми (ФНАЛ) [3]. Основной недостаток такого пучка — наличие большого количества примеси нейтральных адронов (n, K^0, \dots).

Схема получения широкополосного пучка ФНАЛ приведена на рис. 2. Выведенный из ускорителя пучок протонов с энергией до 400 ГэВ при взаимодействии с бериллиевой мишенью толщиной 30 см создает пучок нейтральных частиц. Магнит уводит из пучка заряженные частицы. Для обогащения пучка фотонами вследствие

поглощения и рассеяния адронов применяется двухсекционный фильтр из жидкого дейтерия длиной 34 м, помещенный в поле девяти магнитов, которые убирают e^+e^- -пары, образующиеся

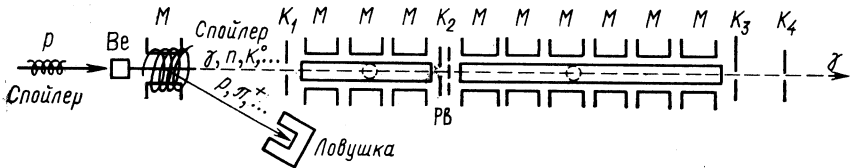


Рис. 2. Схема широкополосного γ -пучка ФНАЛ [3]

в дейтерии. При энергии первичных протонов 300 ГэВ коэффициент обогащения ~ 200 . Естественно, при этом уменьшается на два порядка и интенсивность пучка фотонов. Измеренный спектр фотонов, прошедших через фильтр, приведен на рис. 3 [3]. Интегральная интенсивность пучка фотонов составляет $\approx 2 \cdot 10^7 \gamma$ при числе первичных протонов 10^{12} (для энергий $E_\gamma > 50$ ГэВ). Широкополосный пучок фотонов удобен для поисковых работ, когда важна интенсивность и менее важно точное значение энергии фотонов.

Как показали создатели широкополосного пучка [11], можно получить достаточно интенсивный пучок линейно-поляризованных и, возможно, циркулярно-поляризованных фотонов, если воспользоваться методом избирательного поглощения в толстых кристаллах Кабиббо и др. [15]. Дело в том, что при прохождении неполяризованного фотонного пучка через кристаллическую структуру из-за разности сечений образования электрон-позитронных пар для фотонов с различной поляризацией, вследствие обогащения возникает пучок фотонов с выделенной плоскостью поляризации. Эффективность метода толстых кристаллов пропорциональна энергии фотонов. По оценкам Ли и др. [11], при энергии протонов 400 ГэВ и при пропускании нейтрального пучка через кристалл углерода толщиной 15 см поляризация фотонов жесткой части спек-

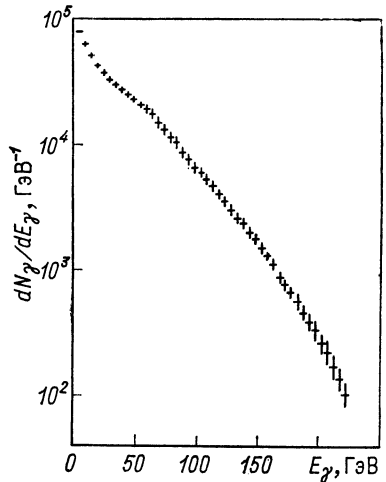


Рис. 3. Спектр фотонов широкополосного пучка γ -квантов, образованного в бериллиевой мишени протонами с энергией 300 ГэВ [3].

Число падающих на мишень протонов 10^{12}

тра составляет $P = 0,25$ при ослаблении пучка в 5—7 раз. Для более толстых кристаллов при ослаблении в 200 раз $P = 0,5$.

Электронные пучки с заданным импульсом. Для количественных измерений больше подходит пучки электронов с известным импульсом. Впервые пучок электронов с заданным импульсом был создан в Серпухове в ИФВЭ [1]. На рис. 4 приведена схема получения серпуховского пучка. При его создании использовалась внутренняя бериллиевая мишень, магнитное поле ускорителя для

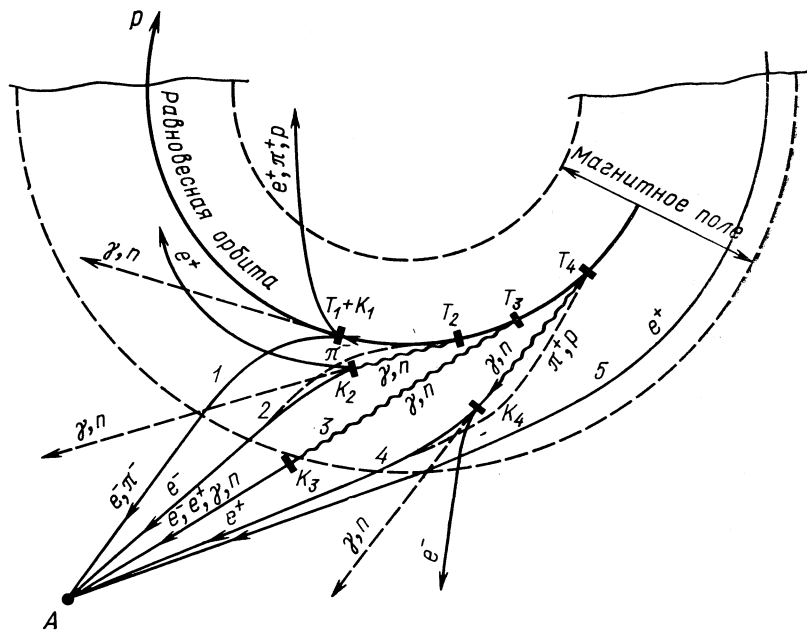


Рис. 4. Способы генерации электронных и позитронных пучков в точке во внешней зоне магнитного кольца Серпуховского протонного ускорителя с использованием внутренних мишеней.

Угол образования γ -квантов $\theta_{\gamma} = 0$; T_i ($i = 1, \dots, 4$) — мишень, K_i ($i = 1, \dots, 4$) — конвертор, траcсы 1 и 5 — граничные для возможных выводов электронов или позитронов в точку А [1]

разделения нейтральной и заряженной компонент частиц из мишени и уже имевшийся электронно-оптический канал 2 заряженных частиц в качестве канала электронов. Такой метод получения электронного пучка был реализован в очень короткий срок — в течение полугода. На ускорителе ИФВЭ впервые были определены достижимые для таких пучков интенсивности, оптимальные размеры конвертора ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) и примесь адронов (π^-, \dots) [1, 16]. На серпуховском пучке были впервые проведены и физические эксперименты.

Для получения электронных пучков с заданным импульсом на ускорителях в Батавии (США) и в ЦЕРНе используются выведенные протонные пучки, толстые бериллиевые мишени (30—40 см) и специальные магнитооптические каналы [4, 5, 8, 10].

Таблица 1
Электронные пучки протонных ускорителей

Ускоритель	Год создания пучка	E , ГэВ	Мишень	Угол	Акцептанс, мкр	E_e , ГэВ	Поток	Примесь адронов, %
ИФВЭ [1]	1970	70	Внутренняя, Ве, Al	3 мрад	—	$35 \pm 1,05$	$10^6/10^{12}$	0,3
ФНАЛ [4]	[27] 1978	70	То же	3 мрад	—	$40 \pm 1,20$	$10^6/10^{12}$	—
	[4] 1974	300	Ве;	0	5	$115 \pm 2,30$	$107/10^{13}$	0,3—0,4
	[70] 1975	400	40,3 см Ве;	0	5	$90 \pm 1,80$	$7 \cdot 10^7/10^{13} p$	—
[83]	Проект	400	40,3 см Ве;	0	30	$200 \pm 10,00$	$5 \cdot 10^8/10^{13} p$	10^{-4}
ЦЕРН [5, 19]	[6] 1977	200	—	0	10	$80 \pm 1,60$	$3 \cdot 10^6/10^{12} p$	10^{-1}
	[6]	400	—	0	—	100—300	$4 \cdot 10^9/10^{13} p$	—

Параметры электронных пучков крупнейших ускорителей приведены в табл. 1. В настоящее время получены пучки электронов высокой интенсивности с малыми поперечными размерами в месте исследуемых мишеней (1 см^2 и меньше), малым гало электромагнитного происхождения ($\sim 10^{-3}$) и малой примесью адронов ($\sim 10^{-3}$).

Однако из-за различия сечений сильного и электромагнитного взаимодействий малая примесь адронов составляет заметный фон. Для его подавления было предложено несколько методов: метод газовых черенковских счетчиков для пучков с малой интенсивностью [1]; использование кристаллов в качестве мишеней-конверторов [17]; использование синхротронного излучения электронов в магнитном поле [18—20]; использование ондуляторного излучения электронов в вигглерах (ондуляторах) [20]. Применение двух последних методов позволит в принципе провести пространственное разделение электронов и адронов и довести примесь последних до уровня 10^{-6} .

Широкополосный электронный пучок. Схема получения широкополосного пучка электронов ВЕГ (Broad-Band Electron/Gamma Beam) предложена в работе [6]. Для его создания предлагается использовать специальный магнитооптический канал с широкой полосой пропускания импульсов; все электроны с импульсом выше заданного транспортируются по каналу. Схема канала приведена на рис. 5, а, принципиальная оптическая схема — на рис. 5, б. На рис. 6 показан рассчитанный спектр электронов широ-

кополосного пучка при нижней границе 100 ГэВ, образованный протонами с энергией 400 ГэВ. Интегральная интенсивность электронов с энергиями 100—300 ГэВ в импульсе составляет $4 \cdot 10^9 e$ при числе протонов 10^{13} с энергией 400 ГэВ. Примесь π -мезонов

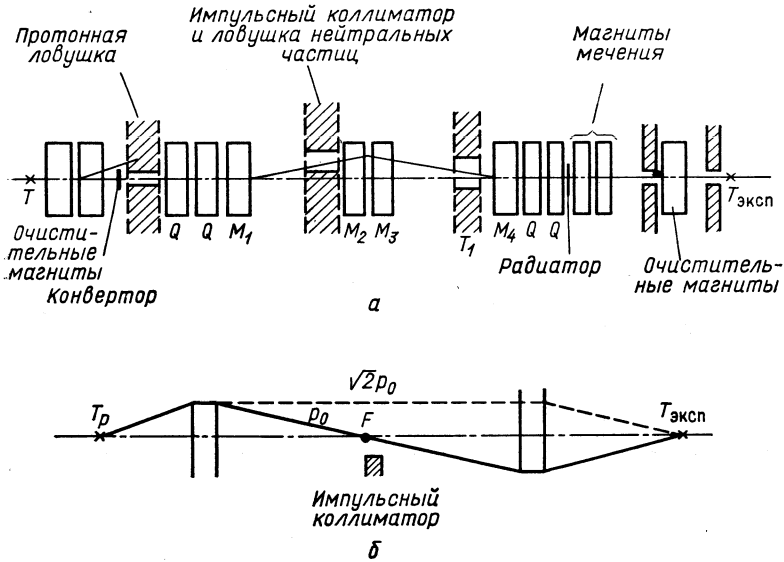


Рис. 5. Схема широкополосного электронного пучка ВЕГ (а) и оптическая (б) [6]

в пучке иллюстрируется пунктирной кривой *b* на рис. 6. Фон мюонов в месте расположения исследуемой мишени составляет $4 \times 10^7 \mu/m^2$. Определение импульсов электронов широкополосного пучка с погрешностью 1—2 ГэВ/с предполагается осуществить сцинтилляционными годоскопами, расположенными в магнитооптическом канале [22]. Создание в ЦЕРНе широкополосного пучка откроет новые возможности для исследования редких процессов.

Пучки меченых фотонов. Метод меченых фотонов, в сущности, есть метод недостающей энергии. В процессе тормозного излучения: $e^0 + A \rightarrow e' + \gamma + A$ измеряется энергия электрона $E_{e'}$ до и $E_{e'}$ после излучения фотона, так что их разность определяет недостающую энергию, которую уносит фотон: $E_\gamma = E_{e^0} - E_{e'}$.

При использовании толстых радиаторов для увеличения выхода γ -квантов возможны кратные процессы:

$$e^0 + A \rightarrow e' + \gamma_1 + \gamma_2 + A;$$

$$e^0 + A \rightarrow e' + \gamma_1 + e^+ + e^- + A;$$

• • • • •

В указанном случае для определения энергии γ_1 необходимо измерить энергии всех других фотонов и электронов. Это обычно трудно выполнить, так как «все электромагнитное» летит вперед.

Основными параметрами, которые характеризуют работу системы мечения, служат:

а) эффективность корреляции электрона отдачи и фотона тормозного излучения $\varepsilon = N_{e'\gamma}/N_{e'}$, где $N_{e'\gamma}$ — счет $e'\gamma$ -совпадений, $N_{e'}$ — счет электронов отдачи;

б) разрешение по энергии меченых фотонов $\Delta E_\gamma/E_\gamma = \sqrt{(\Delta E_{e'})^2 + (\Delta E_{e'})^2}/E_\gamma$ (как правило, разрешение по энергии системы мечения определяется неопределенностью энергии первичного электрона ΔE_{e_0});

в) соответствие измеренной энергии γ -кванта разности энергий $E_{e_0} - E_{e'}$.

Возможные фоны в системах мечения подробно рассмотрены в [23].

Энергия первичного электрона E_{e_0} определяется обычно магнитооптическим каналом. Системы мечения принято различать по методу измерения энергии электрона отдачи $E_{e'}$.

Система магнитного мечения — это система, в которой энергия $E_{e'}$ измеряется магнитным спектрометром [24, 25].

Обычно такие системы применяются на синхротронах. Примером может служить система, применявшаяся на Серпуховском протонном ускорителе (см. рис. 13, а). Сформированный в магнитооптическом канале пучок электронов с импульсом $40 \pm 1,2$ ГэВ направляется на свинцовый радиатор R толщиной $0,08X_0$, где X_0 — радиационная единица длины. За радиатором электроны анализируются по импульсу с помощью магнита и регистрируются шестиканальным годоскопом. Годоскоп состоит из двух разнесенных рядов сцинтилляционных счетчиков $T_1 - T_6$ и $T'_1 - T'_6$, включенных попарно на совпадения. Тем самым выделяются электроны отдачи с импульсами 6—26 ГэВ, что соответствует рабочему интервалу энергий меченых фотонов $E = 14—34$ ГэВ. Счетчики $A_1 - A_4$ служат для подавления фоновых электродинамических процессов, они включаются на антисовпадения.

Фотоны тормозного излучения регистрировались спектрометром полного поглощения AD , импульсы с которого подавались на совпадения с импульсами от годоскопа сцинтилляционных счетчиков.

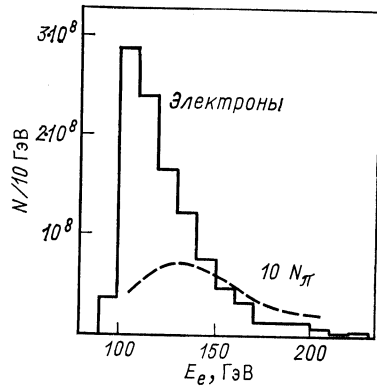


Рис. 6. Спектр электронов широкополосного пучка с $E_D = 100$ ГэВ, образованного пучком протонов с энергией 400 ГэВ и интенсивностью $5 \cdot 10^{12} p$ [6].
Интервал 10 ГэВ

Эффективность системы мечения изменялась от канала к каналу и составляла 88—95 %.

Система амплитудного мечения — это система, в которой энергия E_e измеряется по амплитуде импульса спектрометра полного поглощения [7]. Схема амплитудного мечения приведена на рис. 7.

На пути монохроматического пучка электронов высокой энергии располагается протяженная мишень (жидкий водород или какое-либо другое исследуемое вещество), проходя через которую электроны испускают фотоны тормозного излучения. Тормозной фотон и испустивший его электрон движутся вместе через мишень

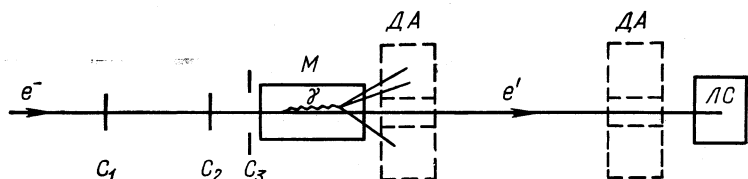


Рис. 7. Схема амплитудного мечения фотонов тормозного излучения [7]: C_1 , C_2 , C_3 — сцинтилляционные счетчики; M — мишень; ДА — детектор адронов; ЛС — ливневый спектрометр

(угол $\Theta_{e,\gamma} \approx (mc^2/E_e) \ln(E_e/mc^2)$, m — масса электрона) в направлении импульса первичного электрона до тех пор, пока фотон не испытает взаимодействие с одним из ядер мишени. При этом электрон отдачи пролетает через мишень в ливневый спектрометр полного поглощения (ливневый черенковский спектрометр, сцинтилляционно-свинцовый сэндвич и т. п.). Ливневый спектрометр выполняет функцию системы мечения — по амплитуде импульса спектрометра определяется энергия электрона отдачи.

Следует отметить, что в рассматриваемом методе мишень выполняет двойную функцию — функцию радиатора тормозного излучения и функцию мишени для меченых фотонов. Поэтому выход исследуемой реакции квадратично зависит от толщины мишени.

Система амплитудного мечения в области высоких энергий (сотни гигаэлектронвольт и выше) может оказаться предпочтительней системы магнитного мечения ввиду своей простоты, высокой эффективности (100%), а также ввиду того, что размеры ливневого спектрометра слабо зависят от энергии $\sim E^{1/3}$, что допускает перекрытие широкого интервала энергий γ -квантов в одном опыте. Подробнее такая система и сопутствующие фоны рассмотрены в [7, 26].

Магнитоамплитудная система мечения — это система, в которой энергия E_e измеряется дважды: магнитным спектрометром и по амплитуде спектрометра полного поглощения, что позволяет существенно подавить фоновые процессы.

В качестве примера рассмотрим систему магнитоамплитудного мечения, созданную в Лаборатории меченых фотонов ФНАЛ [4, 8] (рис. 8, а). Три магнита отклоняют электроны отдачи в регистрирующую систему, которая состоит из спектрометров полного поглощения и годоскопов сцинтилляционных счетчиков. Пути электронов так же, как путь пучка фотонов тормозного излучения, проходят в вакууме. Для исключения случаев образования пар в радиаторе и δ -электронов применена система счетчиков A_2, \dots, A_{11} , работающих на антисовпадение. Основной пучок электронов после прохождения радиатора отклоняется магнитами в ловушку из свинца и железа. Железо служит фильтром, в котором поглощаются мюоны, образующиеся в ловушке.

В работе использовались медные радиаторы толщиной $0,0053X_0, 0,0107X_0, 0,0266X_0$. Для 1% X_0 -радиатора толщиной $0,01X_0$ поправка на многократное излучение составляла 1%. Более подробное изображение регистрирующей системы приведено на рис. 8, б.

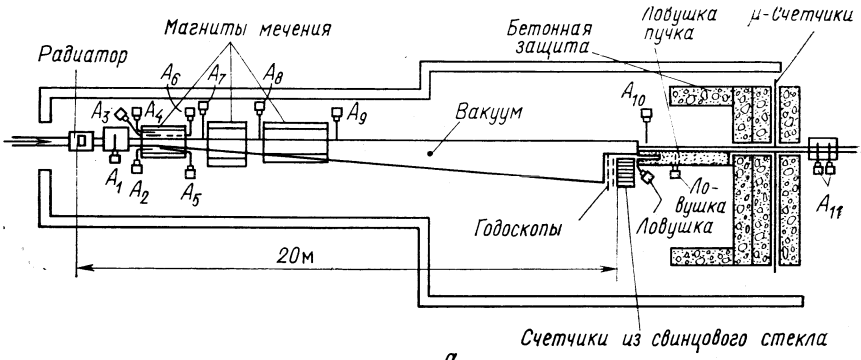
Применение черенковских спектрометров L_3, \dots, L_{13} из свинцового стекла марки SF-2 для регистрации электронов привело к измерению энергии частиц с большей точностью, чем в магнитном спектрометре, и позволило подавить фон пионов и мюонов. Спектрометры L_1, L_2 представляли собой сэндвичи из слоев оргстекла и свинца. Дело в том, что при превышении интегральной дозы 10^9 ГэВ свинцовое стекло марки SF-2 начинает окрашиваться и терять прозрачность. При этом, естественно, изменяется чувствительность и энергетическое разрешение спектрометра. В процессе рабочих сеансов требовалось периодическое освещение стекол ртутной лампой для восстановления прозрачности стекол и непрерывный контроль энергетического разрешения спектрометров. Последнее выполнялось с помощью лазера, импульсы с которого по тонким световодам подавались на каждый спектрометр. При больших нагрузках, как показала работа системы регистрации, спектрометры полного поглощения из свинцового стекла следует заменять на сцинтилляционные сэндвичи. Цифры над спектрометрами указывают средние энергии метящих электронов при энергии первичных электронов 90 ГэВ.

С помощью оригинально расположенных годоскопов сцинтилляционных счетчиков (см. рис. 8, б) выделялись центры черенковских спектрометров для проведения калибровок. Ловушка 1 использовалась для поглощения основного пучка, ловушка 2 — для поглощения электронов, испустивших мягкие фотоны, которые не использовались в экспериментах.

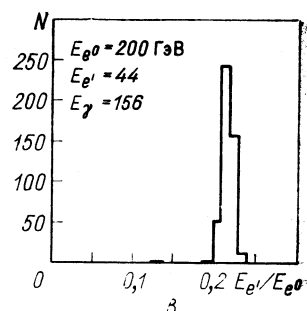
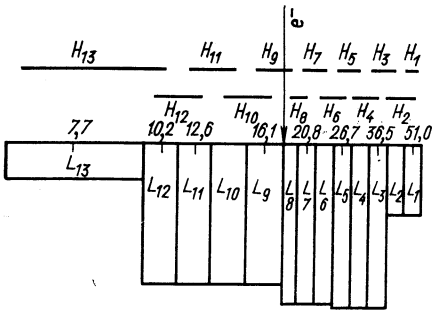
Как видно из рис. 8, а, в мюонной защите располагались сцинтилляционные счетчики, включение которых на антисовпадения снижало скорость счета случайных совпадений с мюонами в восемь раз.

Для приведенной системы мечения была получена фантастическая $e^- \gamma$ -корреляция, равная 99,95.

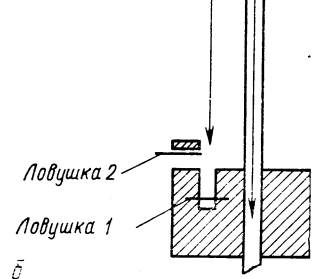
Типичный пример регистрируемого интервала электронов мечения приведен на рис. 8, в.



а



б



в

Рис. 8. Схема магнито-амплитудного мечения фотонов ФНАЛ [4, 8] (а), счетчики мечения (вид сверху) (б) и спектр меченых фотонов пятнадцатого канала при энергии первичных электронов 200 ГэВ (в)

Подобные же системы мечения выполнены в ЦЕРНе [10] и в Серпухове [27]. Отличительной чертой системы ЦЕРН является использование пропорциональных камер как в первичном электронном канале, так и в системе регистрации электронов отдачи. Это позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение системы и, главное, использовать широкополосный пучок электронов.

Последнее, в свою очередь, приводит к резкому увеличению интенсивности пучка меченых фотонов. Указанный эффект можно видеть из рис. 9, на котором приведены потоки фотонов с энергией выше данной в зависимости от энергии обрыва снизу E_γ порог [22]. Для сравнения приведены также пучки меченых фотонов (кривые d , e) и широкополосный фотонный пучок ФНАЛ (кривая c).

Создание на протонных машинах пучков фотонов с энергией, намного превышающей энергии классических электронных ускорителей (линейных ускорителей и синхротронов), послужило началом интенсивных исследований электромагнитных взаимодействий частиц в новой области энергий, к рассмотрению которых мы и переходим.

2 ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ АДРОННОГО ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Полные сечения адронного фотопоглощения на нуклонах. Фотоны — фундаментальные частицы, и очень важно изучить взаимодействия фотонов с материей. Полные сечения адронного фотопоглощения есть мера вероятности взаимодействия фотона с нуклоном. Поэтому измерение энергетической зависимости полного сечения важно для обнаружения новых явлений.

По современным представлениям измерение полных сечений составляет важный метод изучения адронной структуры фотона. Адроноподобное поведение фотонов предсказывается моделью векторной доминантности (ВДМ), согласно которой предполагается, что фотон взаимодействует с адронной материей как линейная комбинация векторных мезонов ρ -, ω -, ϕ -частиц с квантовыми числами фотона (со спином 1 и отрицательной четностью).

Согласно ВДМ полное сечение адронного фотопоглощения σ_t выражается через сечения взаимодействия векторных мезонов с нуклонами σ_{VN} :

$$\sigma_t = \alpha \sum_V \left(\frac{g_V}{4\pi} \right)^{-1} \sigma_{VN}, \quad (1)$$

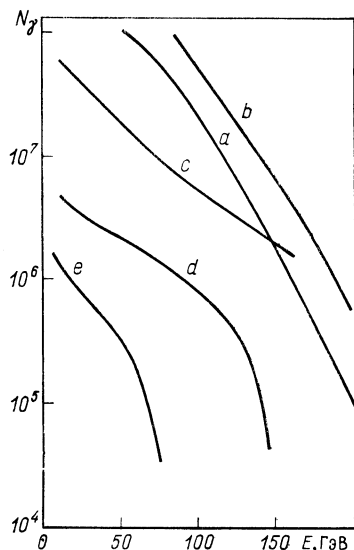


Рис. 9. Потоки фотонов с энергией больше E , образованных протонами с энергией 400 ГэВ ($N_p = 3 \cdot 10^{12}$) [21]:

a — БЕРГ, 400 ГэВ, 0,3 X_0 ; b — БЕРГ, 500 ГэВ, 0,3 X_0 ; c — широкополосный γ -пучок ФНАЛ; d — пучок E_4 ЦЕРНа, 0,3 X_0 ; e — пучок ЦЕРНа, 0,07 X_0 .

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; $g_V/4\pi$ — константа связи векторный мезон — фотон.

Значения констант связи определяются в независимых опытах со встречными пучками или из измерения зависимости сечения фоторождения адронов на ядрах от массового числа (A -зависимость) фоторождения адронов. Сечения векторный мезон — протон можно определить из A -зависимости фоторождения фоторождения мезонов или, согласно аддитивной кварковой модели, из данных по адрон-протонному рассеянию:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\rho p} &= \sigma_{\omega p} = (\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^- p})/2; \\ \sigma_{\psi p} &= \sigma_{K^+ p} + \sigma_{K^- p} - \sigma_{\pi^- p}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Как было показано в [28], в области энергий меньше 20 ГэВ ВДМ качественно описывает как значение, так и энергетический ход сечения σ_t ($\gamma N \rightarrow$ адроны). Однако расхождение в абсолютных значениях составляет 10—15%, что рассматривалось как

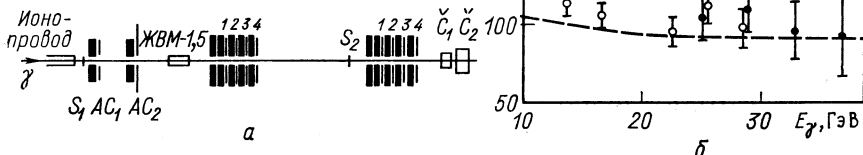


Рис. 10. Схема опытов по измерению σ_t ($\gamma p \rightarrow$ адроны) на серпуховском ускорителе [29] (а); полные сечения адронного фотопоглощения на водороде [29] (б):

1 — 4 — детекторы адронных взаимодействий; S_1, S_2 — сцинтилляционные счетчики; ЖВМ-1,5 — жидководородная мишень; AC_1, AC_2 — счетчики антисовпадений; C_1, C_2 — черенковские спектрометры полного поглощения

недостаточность учета только ρ -, ω -, ϕ -мезонов. Предполагалось, что различие указывает на существование новых, более тяжелых частиц с квантовыми числами $J^P = 1^-$. Поэтому при получении на протонных ускорителях пучков фотонов высокой энергии, одной из первых задач послужило измерение полных сечений адронного фотопоглощения на нуклонах в новой области энергий. В 1972—1977 гг. такие измерения были проведены в области энергий 18—185 ГэВ [29, 30].

Первый эксперимент по измерению σ_t на нуклонах был проведен группой ФИАН-ЕФИ-ИФВЭ в Серпухове [29].

В работе использовали метод амплитудного мечения фотонов тормозного излучения. Схема опытов приведена на рис. 10, а. Пучок электронов с энергией 40 ГэВ (в некоторых сеансах 31 ГэВ) направляли на мишень толщиной 1,5 м, которая действовала как радиатор и поглотитель фотонов. Мишень состояла из трех иден-

тичных контейнеров цилиндрической формы, один из которых заполнялся жидким водородом, второй — жидким дейтерием, третий откачивался и служил для фоновых измерений.

Для разделения электромагнитных и адронных процессов использовалось различие угловых распределений этих реакций. Вторичные частицы электромагнитных взаимодействий летят под малыми углами вперед в направлении падающего электрона, в то время как адроны испускаются под значительно большими углами.

Детекторы адронных взаимодействий (ДАВ) состояли каждый из четырех сцинтилляционных счетчиков, между которыми помещались свинцовые пластины толщиной 3 см. Перед каждым ДАВ ставились дополнительные свинцовые поглотители для уменьшения регистрации мягких фоновых электронов и фотонов, вылетающих под большими углами. Все детекторы имели осевые отверстия диаметром 10 см для пропускания электромагнитных частиц в составной спектрометр полного поглощения ($10 X_0 + 12 X_0$). Спектрометр измерял энергии электронов, которые сопровождали адронные случаи. Собственное энергетическое разрешение спектрометра составляло 3% (полная ширина на половине высоты) при энергиях электронов 26—45 ГэВ [29].

Моделирование электромагнитных процессов методом Монте-Карло показало [26], что вклад фоновых процессов значительно меньше эффекта в области энергий фотонов от E_0 до $E_0/2$, где E_0 — энергия электронов первичного пучка.

В измеренные выходы адронных случаев вводились поправки на адронное электророждение 6—16%, электромагнитное поглощение фотонов 6,5%, форму спектра тормозного излучения до 8%, мертвое время регистрирующей аппаратуры 10%, вещество в пучке.

Измеренные значения полных сечений адронного фотопоглощения на водороде и дейтерии приведены на рис. 10, б и в табл. 2. Следует отметить, что из-за неопределенности спектра тормозного излучения из толстых мишеней систематическая погрешность приведенных значений сечений составляет 10—15%.

Значительно более точные и в более широком интервале энергий измерения σ_t ($\gamma p \rightarrow$ адроны) проведены в Батавии в Лаборатории меченых фотонов ФНАЛ под руководством Коддуэлла группой Санта-Барбара — Торонто — ФНАЛ [30]. Использовался метод магнито-амплитудного мечения фотонов. Сечения на водороде были измерены с точностью долей процента в области энергий от 18 до 185 ГэВ. Применялся метод счета всех адронов, образованных фотонами в жидководородной мишени длиной $1,00027 \pm \pm 0,00025$ м. Данные были получены при различных значениях энергии первичных электронов $E_0 = 40, 60, 90, 135$ и 200 ГэВ, причем интервал энергий фотонов E_γ при каждом значении E_0 разбивался на шесть частей.

Таблица 2

Полные сечения адронного фотопоглощения (мкб) [29]

Импульс электронов пучка 31 ГэВ/с						
E_γ , ГэВ	13,5	16,5	19,5	22,5	25,5	28,5
$\sigma_t (\gamma p)$	110 ± 5	105 ± 5	119 ± 5	98 ± 6	109 ± 7	100 ± 8
$\sigma_t (\gamma d)$	195 ± 9	209 ± 10	203 ± 12	205 ± 13	189 ± 15	195 ± 17
$\sigma_t (\gamma n)$	91 ± 10	110 ± 11	90 ± 13	113 ± 14	86 ± 16	100 ± 19
Импульс электронов пучка 40 ГэВ/с						
E_γ , ГэВ	$24,8 \pm 2$	$28,8 \pm 2$	$32,8 \pm 2$	36 ± 2		
$\sigma_t (\gamma p)$	104 ± 9	108 ± 10	99 ± 12	97 ± 17		

Расположение аппаратуры в этом эксперименте приведено на рис. 11. Вылетающие из жидководородной мишени длиной 1 м адроны детектировались в трех детекторах $H1$, $H2$ и $H3$, каждый

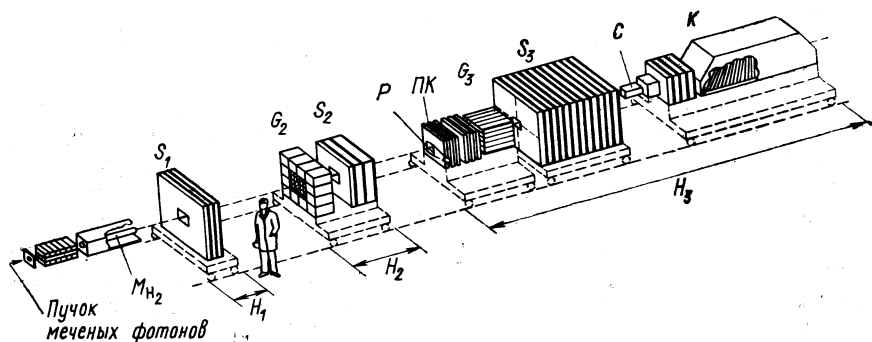


Рис. 11. Расположение аппаратуры в пучке меченых фотонов ФНАЛ при измерении полных сечений фотопоглощения [30]

из которых с высокой эффективностью регистрировал π^0 , p и π^+ . Нейтроны и K -мезоны регистрировались с эффективностью $\approx 90\%$ в Pb-Fe-сцинтиллятор-сэндвиче $S3$. Спектрометр полного поглощения C измерял энергию непрореагировавших в мишени

фотонов и большей части e^+e^- -пар. Электроны низких энергий, не попавшие в C , так же, как и другие электромагнитные каналы, идентифицировались блоком пропорциональных камер PK и годоскопом спектрометров полного поглощения $G3$. Центральный адросметр и сэндвич из Fe и жидкого сцинтиллятора, помещенные в конце установки, использовались для выделения случаев

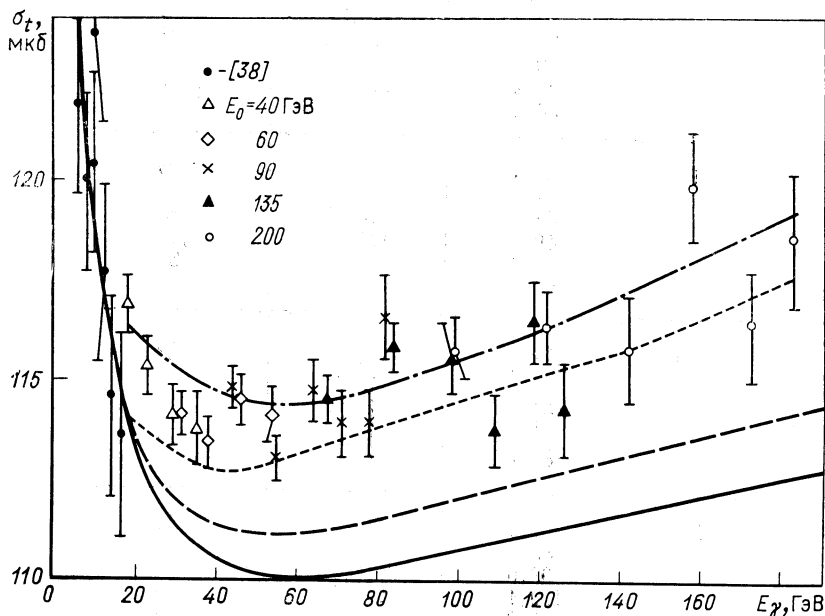


Рис. 12. Энергетическая зависимость полного сечения адронного фотопоглощения на протонах [30].

Расчет по ВДМ: — — — — использованы константы связи из измерений A -зависимости фоторождения [28], — — — — из опытов со встречными пучками [28]; — · — · — по обобщенной ВДМ; ········· по модели кварков

образования адронов фотонами в спектрометре C и для регистрации адронов, которые прошли через осевые отверстия в детекторах адронов $H1, H2, G3, S3$.

Авторы оценили систематическую ошибку результатов в 0,7%, но ее энергетически зависящая часть $\approx 0,4\%$.

Измеренные в работе значения σ_t ($\gamma p \rightarrow$ адроны) приведены в табл. 3 и на рис. 12. Описание результатов для $E_\gamma > 35$ ГэВ зависимостью $a + bE_\gamma$ привело к выражению

$$\sigma_t = (112,76 \pm 0,41) + (0,0272 \pm 0,0050) E_\gamma,$$

что указывает на рост сечения в области энергий $E_\gamma > 35$ ГэВ.

Таблица 3

Полные сечения адронного фотопоглощения на водороде [30]

E_0 , ГэВ	E_γ , ГэВ	σ_t , мкб	$\Delta\sigma_t$, мкб
40	18,3	116,94	0,70
	23,2	115,37	0,74
	27,7	113,74	1,03
	30,9	114,34	1,09
	34,2	114,84	1,10
	36,5	112,18	1,41
60	31,4	114,19	0,55
	37,9	113,50	0,60
	43,9	114,57	0,83
	48,4	114,57	0,87
	52,6	114,25	0,88
	55,6	114,06	1,14
90	44,5	114,84	0,50
	54,9	113,11	0,54
	64,3	114,81	0,76
	71,4	114,00	0,79
	77,9	114,02	0,79
	82,4	116,61	1,02
135	67,9	114,58	0,56
	83,9	115,89	0,61
	98,6	115,59	0,89
	109,1	113,82	0,89
	118,8	116,52	0,99
	126,0	114,30	1,13
200	98,9	115,85	0,74
	121,8	116,37	0,87
	142,0	115,80	1,31
	157,8	119,78	1,30
	172,2	116,37	1,34
	182,7	118,49	1,62

Сравнение с предсказаниями простейшего варианта модели векторной доминантности (учет ρ , ω , ϕ по [1, 2]) показало, что ВДМ не описывает ни величину, ни энергетический ход сечения. Кривые нормированы к экспериментальным результатам при энергиях ниже 16 ГэВ.

Лучше согласие достигается с феноменологической моделью, неким обобщением ВДМ, в которой учитываются вклады более тяжелых векторных мезонов, в частности чармированных.

В этой модели задаются [31]:

а) спектр масс векторных мезонов. Для расстояний между уровнями обычных кварк-антикварковых состояний (u -, d -, s -кварки, семейства ρ -, ω -, ϕ -мезонов) предполагается форма

$$N = C (M_N^2 - M_0^2)/2, \quad N = 0, 1, 2, \dots,$$

где C — константа, характерная для каждого семейства; M_N — масса N -го векторного мезона. Для J/ψ -семейства $N = C (M_N^2 - M_\psi^2)/2$;

б) сечения взаимодействия векторных мезонов с нуклонами. Предполагается, что все мезоны, состоящие из одинаковых кварков, имеют равные полные сечения взаимодействия с нуклонами;

в) константы связи векторный мезон — фотон. Рекуррентные соотношения для констант связи имеют вид

$$(g_V^2/4\pi) (M_V) = (g_V^2/4\pi) (M_0) (M_V/M_0)^3 \text{ — для } \rho\text{-, } \omega\text{-, } \phi\text{-семейств;}$$

$$(g_V^2/4\pi) (M_V) = (g_V^2/4\pi) (M_0) (M_V/M_0)^4 \text{ — для } J/\psi\text{-семейства.}$$

Рассчитанная без каких-либо нормировок в этих предположениях кривая (штрихпунктирная) полного сечения адронного фотопоглощения приведена на рис. 12.

Другая модель, неплохо описывающая данные [30], — кварковая модель, согласно которой фотон непосредственно связан с кварк-антикварковыми парами, причем с силой, пропорциональной заряду кварка:

$$\gamma \sim (2/3) u\bar{u} - (1/3) d\bar{d} - (1/3) s\bar{s} + (2/3) c\bar{c},$$

и соответственно, полные сечения связаны с полными сечениями кварк-адронных взаимодействий [30]:

$$\sigma_{\gamma p} \sim (2/3)^2 \sigma_{u\bar{u}, p} + (-1/3)^2 \sigma_{d\bar{d}, p} + (-1/3)^2 \sigma_{s\bar{s}, p} + (2/3)^2 \sigma_{c\bar{c}, p}.$$

Точечная кривая на рис. 12 рассчитана по такой модели. Кварк-адронные сечения вычислены по данным адрон-адронного рассеяния. Эта кривая нормирована к данным при $E_\gamma \leq 16$ ГэВ.

Основной вывод авторов работы [30] таков: полные сечения адронного фотопоглощения измерены с погрешностью, меньшей 1%. В области энергий 18—185 ГэВ наблюдается 4%-й рост сечения. Этот рост сильнее, чем подобное возрастание в адрон-адронных сечениях, что можно рассматривать как указание на большой вклад чармированных кварков в полное сечение и на возможную сильную связь фотона с чармированными кварками. «Это делает пучки фотонов высокой энергии прекрасным инструментом для исследования чармированных мезонов и чармированных барионов» [30].

Полные сечения адронного фотопоглощения на ядрах. Изучение полных сечений адронного фотопоглощения на ядрах важно для

исследования эффектов экранирования [32—34]. Суть этого эффекта состоит в следующем: если адронная компонента фотона существует на достаточно большом расстоянии от точки взаимодействия фотона внутри ядра, то ядра будут проявлять тенденцию к экранированию. Интересно экспериментально изучить это явление, которое служит прямым доказательством адронной структуры фотона.

Эффект экранирования наиболее четко проявляется в различных ядрах в терминах эффективного нуклонного числа, определяемого выражением:

$$A_{\text{эф}}/A = \sigma_{\gamma A} / [Z\sigma_{\gamma p} + (A - Z)\sigma_{\gamma n}], \quad (3)$$

где Z — число протонов в ядре с массовым числом A .

Первые измерения полных сечений адронного фотопоглощения на ядрах углерода в новой области энергий $E_{\gamma} > 20$ ГэВ проведены группой ЕФИ — ИФВЭ в 1975 г. [35]. В работе использована система магнитного мечения, рассмотренная ранее. На рис. 13, а приведено расположение аппаратуры эксперимента. Случаи адронного фотопоглощения регистрировались свинцово-цинтилляционными сэндвичами. Адронный случай определялся совпадениями $(H_1 H_2 H_3 H_4)$ или $(H_1 H_2 H_5 H_6)$ с сигналом системы мечения при отсутствии импульса в спектрометре ЛД.

В измеренные выходы внесены поправки на поглощение фотонного пучка, ослабление пучка из-за рассогласования его сечения с площадью мишени (5%), счет случайных совпадений (1%), счет в отсутствие мишени (5—14%), счет процессов многократного тормозного излучения (10—15%), электромагнитный фон (2%), геометрические потери ρ -мезонов (0,5—1,5%) и поправки на эффективность адронных детекторов.

Измеренные значения полных сечений σ_t ($\gamma C \rightarrow$ адроны) даны в табл. 4. На рис. 13, б приведена зависимость $A_{\text{эф}}/A$ от энергии.

Таблица 4

Полные сечения адронного фотопоглощения
для ядер углерода [35]

E_{γ} , ГэВ	14—19	19—23	23—27	27—30	30—34
σ_t (γC), мкб	1082 ± 56	$1105 \pm 50,5$	1080 ± 57	$980 \pm 67,7$	930 ± 44

Спад в области энергий 27—34 ГэВ авторы объясняют частично тем, что в эксперименте не регистрировался вклад чисто нейтральных каналов фоторождения.

Более точные и полные измерения эффекта экранирования проведены в Батавии (США) группой Санта-Барбара — Торонто — ФНАЛ [36]. В работе использована аппаратура, которая применялась при измерении полных сечений на водороде, рассмотренная нами ранее. Используются мишени из углерода, меди

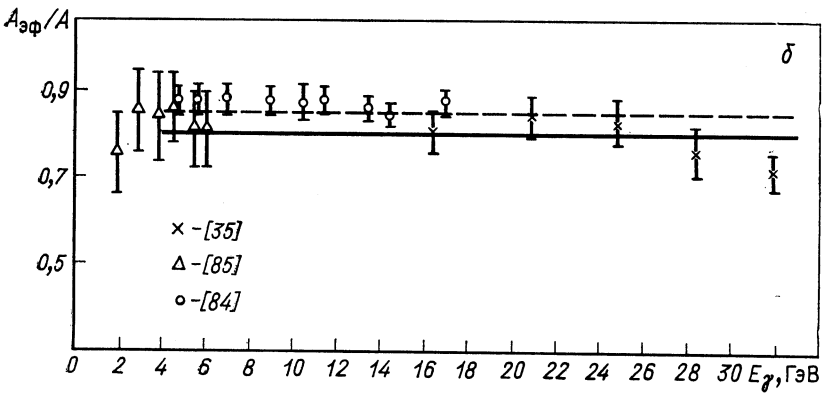
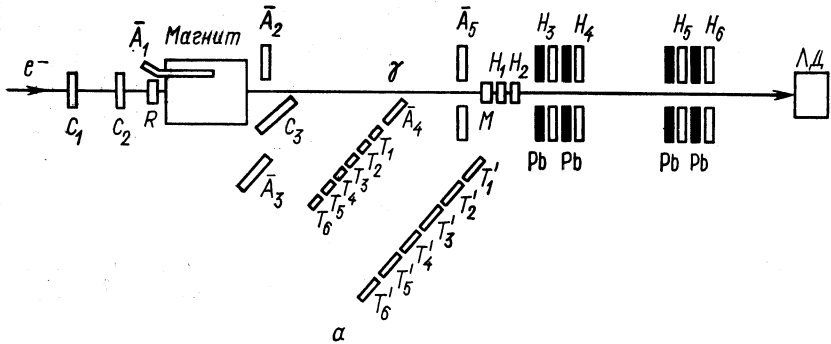


Рис. 13. Установка по измерению полных сечений адронного фотопоглощения на ядрах углерода [35] (а) и энергетическая зависимость отношения $A_{эф}/A$ для ядер углерода (б):

C_i — сцинтилляционные счетчики; R — радиатор; T_i, T'_i — сцинтилляционные счетчики мечения; A_i — счетчики антисовпадений; M — углеродная мишень; $H_1 - H_6$ — детекторы адронных взаимодействий; $ЛД$ — спектрометр полного поглощения

и свинца. Толщины мишеней составляли $0,1X_0$. Для калибровки были измерены сечения фотообразования электрон-позитронных пар, которые в пределах 2% совпали с рассчитанными Тзаем [37]. В специальных опытах проверяли возможные геометрические потери адронных случаев и возможную зависимость результатов от толщины радиатора системы мечения. Показано, что с погрешностью 2% эти поправки несущественны.

В измерениях с мишенями из углерода, меди и свинца энергия первичных электронов составляла $E_0 = 90$ ГэВ; с медной мишенью измерения проводили также при значениях $E_0 = 40, 60, 135$ и 200 ГэВ. Интервал энергий меченых фотонов составлял

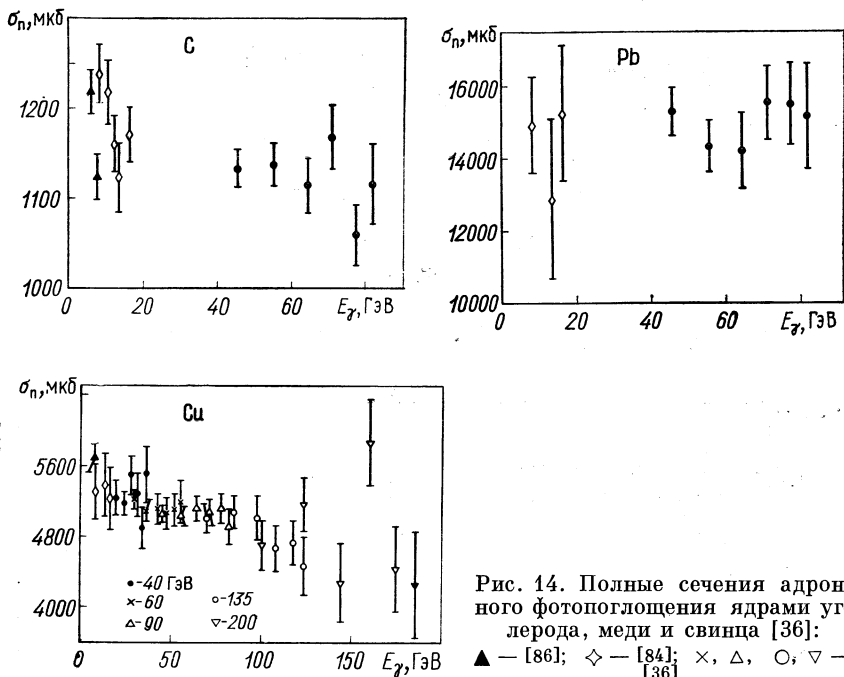


Рис. 14. Полные сечения адронного фотопоглощения ядрами углерода, меди и свинца [36]:

▲ — [86]; ◇ — [84]; ×, △, ○, ▽ — [36]

$[0,5 E_0, 0,91 E_0]$. Оцененные систематические погрешности составляли для углеродной и медной мишеней $+1,3\%$, для свинца $+2,4\%$ и $-0,8\%$, для свинца $-1,1\%$.

Измеренные значения полных сечений на ядрах углерода, меди и свинца приведены на рис. 14. Там же приведены данные, полученные при более низких энергиях.

При расчете $A_{\text{эф}}/A$ использовали аппроксимацию данных для водородной мишени [30]: $\sigma_{\text{yp}} = A + B \ln E_\gamma + C\sqrt{E_\gamma}$; σ_{yn} вычисляли из аппроксимации разности, измеренной при низких энергиях [38]; $\sigma_{\text{yp}} - \sigma_{\text{yn}} = (18,3 \pm 6,1)/\sqrt{E_\gamma}$ мкб (E_γ — в гигаэлектронвольтах). Полученные значения параметра экранирования приведены на рис. 15. В данных для меди наблюдается возрастание экранирования при увеличении энергии. ВДМ не предсказывает такого поведения. Авторы [36] указывают на возможность описания данных учетом недиагональных членов в ВДМ [28, 36],

что соответствует «неупругому рассеянию» амплитуды рассеяния вперед [39].

Таким образом, измерение полных сечений адронного фотопоглощения на ядрах в новой области энергий 20—185 ГэВ не только еще раз подтвердило эффект экранирования для реальных фотонов, проиллюстрировав тем самым адронную структуру фотона, но и привело к обнаружению нового явления — роста экранирования при увеличении энергии фотона.

3. ФОТОРОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

В этом разделе рассмотрим фоторождение векторных ρ -, ω -, ϕ -мезонов, которые составляют доминирующую часть структуры фотона, поскольку оно важно для понимания динамики взаимодействия фотонов с адронами. Фоторождение векторных мезонов $\gamma + N(A) \rightarrow V + N(A)$ служит примером дифракционного процесса. Согласно ВДМ фоторождение V эквивалентно дифракции векторных мезонов и, следовательно, примыкает к адронным процессам при высоких энергиях. Важно проверить аналогию фотонов с адронами при еще больших энергиях.

Исследования фоторождения векторных мезонов на ядрах служат источником фундаментальной информации о полных сечениях взаимодействия векторных мезонов с нуклонами σ_{VN} и о константах связи векторный мезон — фотон $g_V/4\pi$.

Первые измерения фоторождения векторных мезонов в новой области энергий проведены в Батавии (США) на широкополосном пучке фотонов [3]. Использовался выведенный пучок протонов с энергией 300 ГэВ и бериллиевая мишень. Схематическое расположение аппаратуры в этих опытах приведено на рис. 16. Детектор состоял из магнитного спектрометра с многопроволочными пропорциональными камерами P_0, P_1, P_2, P_3, P_4 и идентификатора частиц e, H, μ . Сцинтилляционные детекторы T, AB и AW (см. рис. 16, б) перекрывали области, неохваченные пропорциональными камерами. Счетчики T служили для регистрации протонов отдачи, а счетчики AB и AW перекрывали передний конус частиц.

Идентификатор частиц состоял из электрон-фотонного калориметра, адронного калориметра и идентификатора мюонов. Элек-

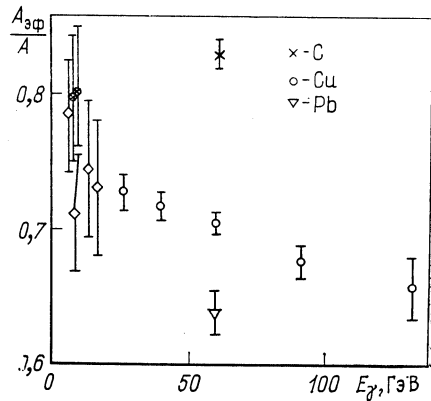


Рис. 15. Энергетическая зависимость $A_{эф}/A$ [36]

трон-фотонный калориметр состоял из двух частей (рис. 17). Первая часть содержала шесть слоев свинца и шесть слоев сцинтиллятора, вторая — шестнадцать слоев того и другого.

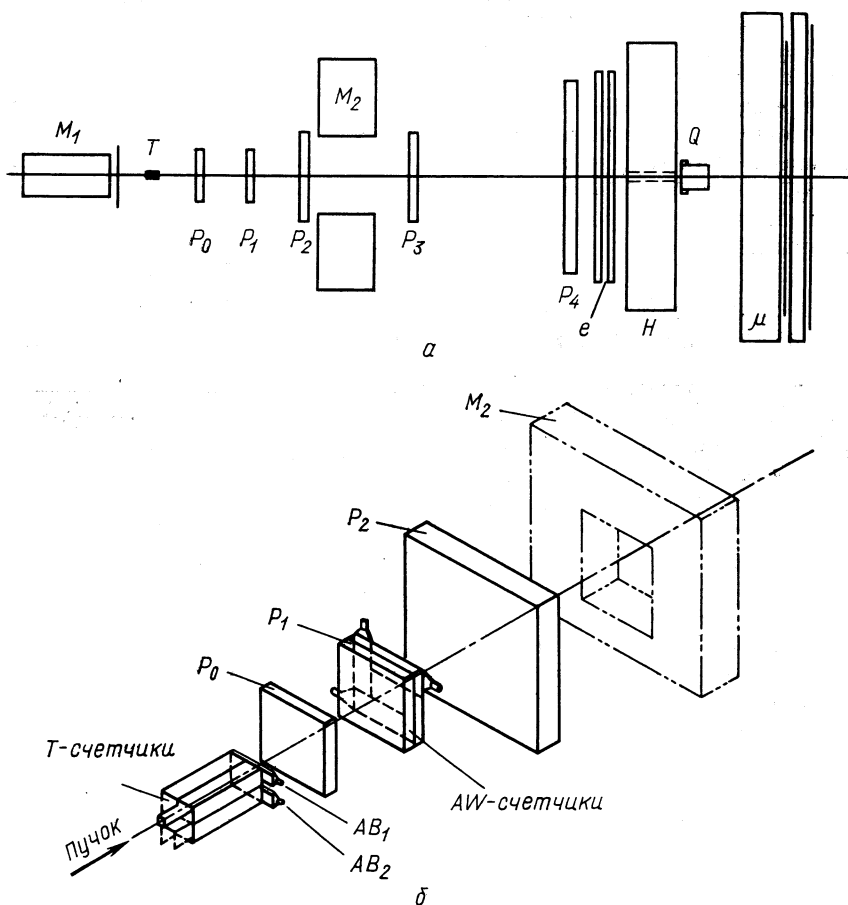


Рис. 16. Схема расположения аппаратуры на широкополосном пучке ФНАЛ (а) и сцинтилляционных детекторов (б) [3]:

M_1 — очистительный магнит; T — мишень; $\tilde{P}_0 - P_4$ — пропорциональные камеры; M_1, M_2 — магниты спектрометра; Q — квантометр Вильсона; e, H, μ — детекторы электронов, адронов и мюонов

Адронный калориметр состоял из двадцати четырех стальных пластин толщиной по 4,45 см, проложенных полосами пластического сцинтиллятора в 6,3 мм. Квадратное отверстие со стороной 15 см в центре калориметра служило для пропуска пучка. Идентификатор мюонов состоял из стальных поглотителей и сцин-

тилляционных годоскопов; вертикальный годоскоп имел 18 элементов, горизонтальный — 22.

Интенсивность пучка фотонов измеряли квантометром Вильсона ($26X_0$). Спектр фотонов определяли в специальных опытах со свинцовой мишенью толщиной $0,04X_0$ по e^+e^- -парам.

В рабочих сеансах на магнитную ленту записывались события, в которых регистрировалось два или более электрона, два

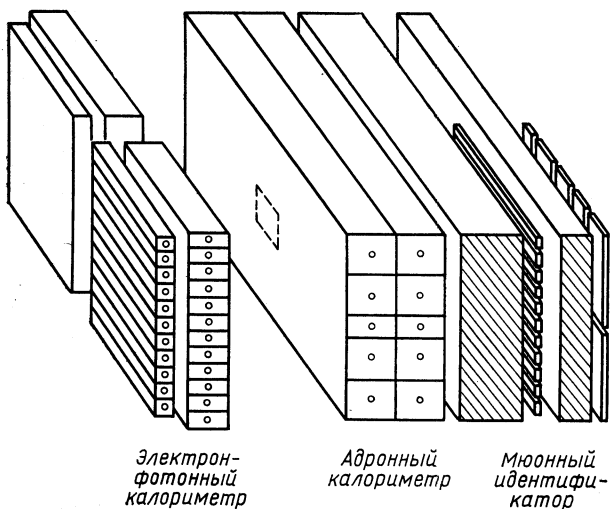
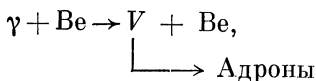


Рис. 17. Идентификатор частиц [3]

или более мюона, один электрон и один мюон, а также события, в которых заметная доля энергии выделялась в адронном калориметре. Для каждого события, по данным пропорциональных камер, восстанавливались все треки.

При изучении реакции



где V — дифракционно-образованные адронные частицы, отбирались случаи без частиц в AB - и AW -счетчиках в отсутствие π^0 -мезонов. Спектры масс и распределения по квадрату переданного импульса t вычислены в предположении, что все наблюдаемые частицы — заряженные пионы. Зависимость от t для двухчастичных состояний приведена на рис. 18. Массовые спектры для двух и четырех заряженных частиц в конечном состоянии при $-t < < 0,025$ (ГэВ/ c)² приведены на рис. 19 с учетом акцептанса. Четко наблюдаются пики для $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\rho'' \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\rho''' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Если предположить [28], что весь пик 4π обусловлен ρ'' (1600)-мезоном, то отношение $\Gamma(\rho'' \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(\rho'' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \approx 5\%$.

В массовом спектре для 6π наблюдается пик при $M = 2,2$ ГэВ, но авторы работы [3] считают, что статистическая точность результатов недостаточна для определенных выводов.

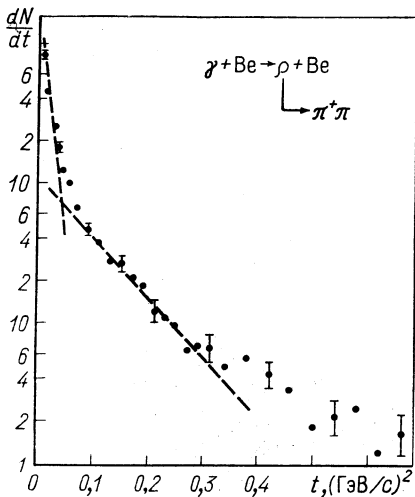


Рис. 18. t -Распределение ρ -мезонов при фоторождении на бериллиевой мишени широкополосным γ -пучком ФНАЛ [3]

Эта же группа авторов сообщила новые данные о фоторождении ρ'' -мезонов на последней конференции в Батавии по лептонным и фотонным взаимодействиям (США, 1979 г.) [40].

При средних энергиях фотонов 75 и 135 ГэВ они изучали реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$, $\gamma C \rightarrow \pi^+\pi^-C$ и $\gamma C \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-C$. В спектре масс 2π -системы наблюдался пик при $M_{\pi\pi} = 1600 \pm \pm 10$ МэВ с шириной $\Gamma = = 283 \pm 10$ МэВ. Сечение образования этой частицы составляет примерно 160 нб. В спектре масс 4π -системы наблюдается пик также при $M_{4\pi} = 1,6$ ГэВ, но с шириной в два раза большей, чем для 2π -системы.

Первые результаты по фоторождению ρ^0 - и ϕ -мезонов были

сообщены Колдуэллом и др. на конференции в Токио (Торонто — Санта-Барбара — ФНАЛ) [41, 42].

Из данных, которые были записаны на магнитной ленте при измерении полных сечений адронного фотопоглощения (см. с. 1121), отбирались случаи двухчастичных процессов. Произведение угла раскрытия на энергию двух частиц, которая предполагалась равной энергии меченого фотона, служило эквивалентом инвариантной массы. Разделение двух треков Δ (расстояние между координатами входа частиц в детектор) для распада $M \rightarrow 2m$ при энергии E с хорошей точностью определяется равенством:

$$\Delta = \frac{4z \sin \Theta \sqrt{(M/2)^2 - m^2}}{E \{ \sin^2 \Theta + (2m/M)^2 \cos^2 \Theta \}},$$

где Θ — угол распада в системе покоя M ; z — расстояние от мишени до детектора, в котором измеряется Δ .

Для распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ максимальное разделение треков составляло $\Delta_M \phi = 0,509 z/E$, в то время как почти все распады ρ -мезонов приводили к $\Delta \geq 1,432 z/E$ ($\Theta = 90^\circ$). Произведение

$E\Delta$ или отношение $R = \Delta/\Delta_m\phi$ не зависит от энергии, что позволяет изобразить R -спектр для всего интервала мечения. В спектр включались случаи, в которых 35% энергии меченого фотона выделялось в детекторе $H3$. Детекторы $S1$, $S2$ и $G2$ служили вето-счетчиками. Пример R -спектра для $E_0 = 90$ ГэВ приведен на рис. 20. Четко выделяются пики ρ - и ϕ -мезонов.

Для определения выходов ρ^0 - и ϕ -мезонов проводились расчеты по методу Монте-Карло. В программе учитывались спектр фотонов, массовый спектр ρ^0 -мезонов, геометрический аксептанс, длина

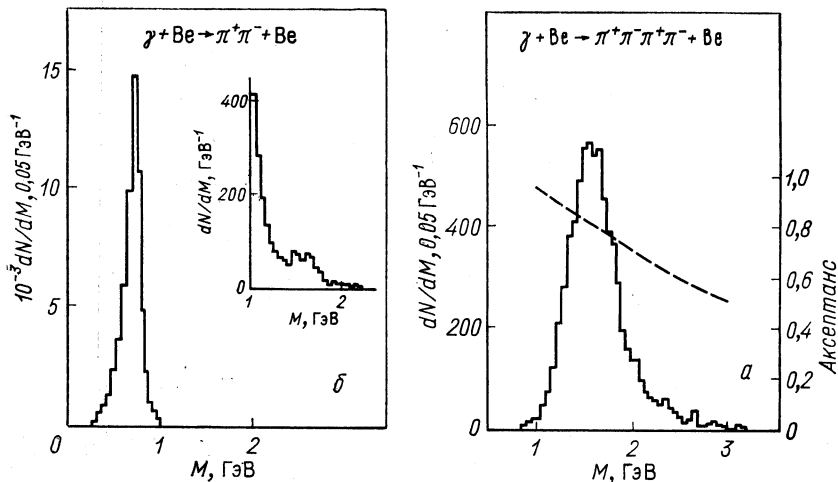


Рис. 19. Массовые спектры фоторождения конечных состояний для двух (а) и четырех (б) π -мезонов [3]:

----- аксептанс детектора для фазового пространства конечных состояний

мишени, размер пучка, разрешение по энергии. Предполагалось сохранение S -канальной спиральности в исследуемых процессах и экспоненциальная форма распределения по t . Учитывались также вклады от процесса $\phi \rightarrow K_2^0 K_2^0 \rightarrow K_2^0 \pi^+ \pi^-$ и фона e^+e^- -пар, которые изображены на рис. 21.

К выходам ρ^0 - и ϕ -мезонов вводились поправки на аксептанс (60% для ρ и 96% для ϕ), неэффективность двухтрековой регистрации в камерах (9%), неупругие взаимодействия с веществом камер, распад на лету и неупругие события, обусловленные диссоциацией мишени (13 и 18%). Последняя поправка была определена экспериментально из данных, полученных со счетчиками отдачи, которые окружали мишень.

Измеренные полные сечения фоторождения ρ^0 - и ϕ -мезонов приведены в табл. 5 и на рис. 21 и рис. 22, а вместе с результатами предыдущих измерений [43—49]. Результаты для ρ^0 -мезонов

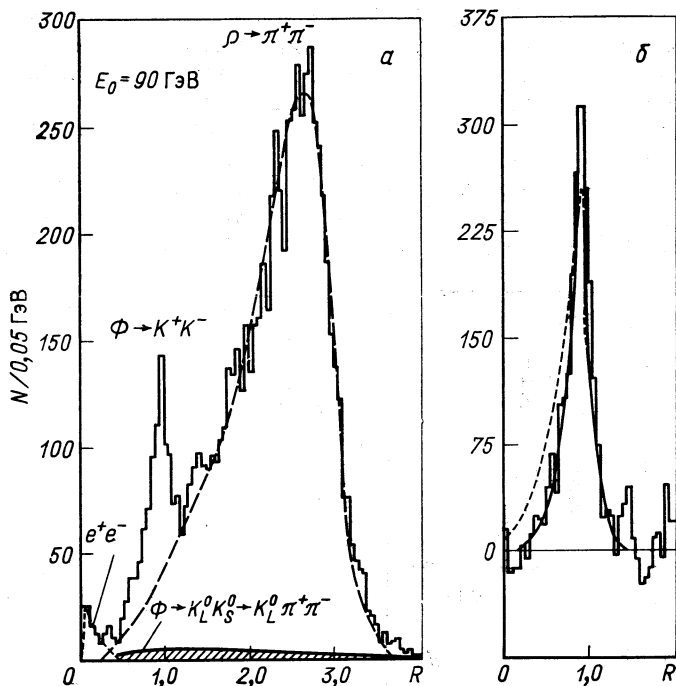


Рис. 20. R -спектр фоторождения пар заряженных частиц при энергии электронов $E_0 = 90$ ГэВ (а) и ϕ -мезонов (б), полученный из (а) вычитанием ρ -мезонов и e^+e^- -пар [42]:

----- рассчитанный по методу Монте-Карло вклад ρ -мезонов (а);
 - - - - - ϕ -мезонов (б)

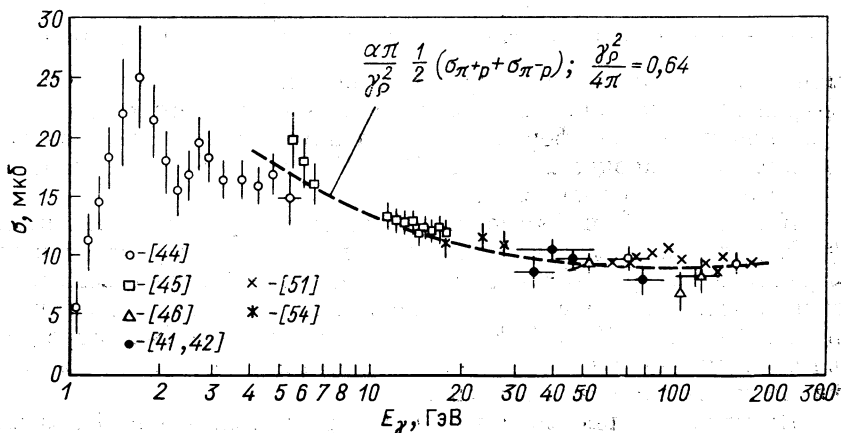


Рис. 21. Энергетическая зависимость полного сечения фоторождения ρ^0 -мезонов на протонах

Таблица 5

Полные сечения процессов $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ и $\gamma p \rightarrow \phi p$ [42]

E_0 , ГэВ	E_γ , ГэВ	$\sigma_{\gamma \rightarrow \rho} \pm \Delta\sigma$, мкб	$\sigma_{\gamma \rightarrow \theta} \pm \Delta\sigma$, мкб
60	35 ± 5	8,84 ± 0,44	0,506 ± 0,090
60 *	42 ± 12	10,68 ± 0,67	0,568 ± 0,091
60	47 ± 7	9,90 ± 0,49	0,546 ± 0,089
90	53 ± 7	9,50 ± 0,56	0,625 ± 0,063
90	71 ± 11	9,82 ± 0,56	0,646 ± 0,065
135	79 ± 11	8,24 ± 0,47	0,648 ± 0,052
135	106 ± 16	9,22 ± 0,52	0,661 ± 0,053
200	117 ± 17	8,59 ± 0,49	0,630 ± 0,101
200	157 ± 23	9,75 ± 0,56	0,740 ± 0,092

* Данные получены при измененной геометрии эксперимента.

сравниваются с теоретической кривой, рассчитанной в предположении справедливости ВДМ и аддитивной кварковой модели. В этих предположениях

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{e^2}{4\gamma_p^2} \left[\frac{p_\pi^*}{2p_\gamma^*} \left\{ \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} \right\} \right]^2, \quad (4)$$

где p_π^* и p_γ^* — импульсы π и γ в с. ц. м. πp и γp . Все оценки производятся при равных s .

Интегрирование (4) приводит к выражению

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) \approx \frac{e^2}{4\gamma_p^2} \frac{1}{2} [\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p)],$$

которое и было рассчитано при значении константы связи $\gamma_p^2/4\pi = 0,64$ [50] (кривая на рис. 21). На рис. 22, а показан параметризация всей совокупности экспериментальных сечений фоторождения ϕ -мезонов. В анализе для ϕ -мезона использовалось выражение

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \phi p) = \frac{e^2}{4\gamma_p^2} \frac{1}{(p_\gamma^*)} \left[p_h^* \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p)} - p_\pi^* \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} \right) \right]^2,$$

данные по рассеянию вперед и экспоненциальная форма распределения по t ($b(s) = 4,66 \pm 0,38 \ln s$) [42]. Полученная кривая, нормированная к экспериментальным данным, приведена на рис. 22, б. Из условий нормировки двух кривых определено значение константы связи: $\gamma_p^2/4\pi = 4,7 \pm 0,3$.

Вывод авторов работы [40] состоит в том, что энергетическая зависимость упругого ϕp -сечения из адронных данных (по кварковой модели) согласуется с зависимостью из фоторождения (по ВДМ).

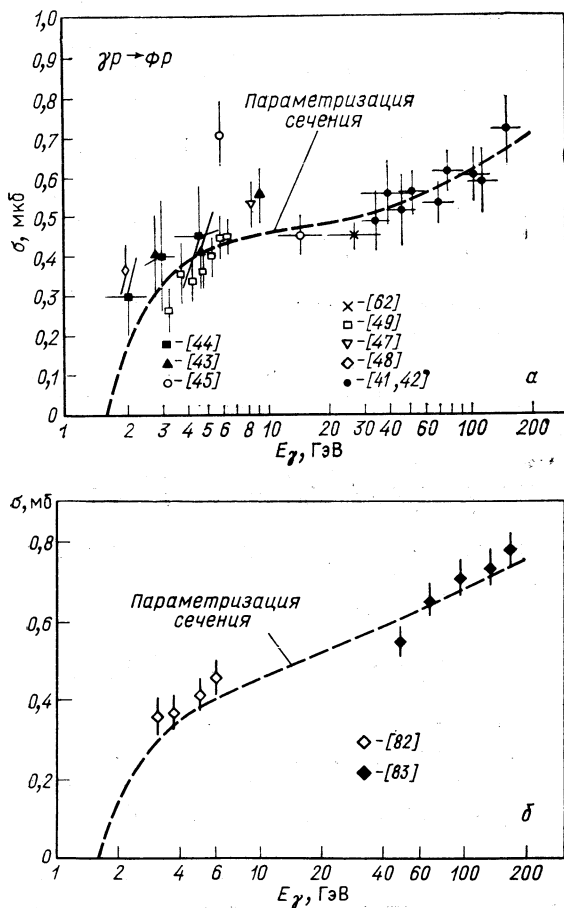


Рис. 22. Полные сечения фоторождения ϕ -мезонов на протонах (а) и сечения, рассчитанные по ВДМ и кварковой модели и нормированные к экспериментальным данным по ϕ -мезонам (б)

Экспериментальные данные по фоторождению ϕ -мезонов на протонах впервые были получены этой же группой и сообщены на конференции по лептонным и фотонным взаимодействиям в Батавии (1979 г.) [51].

ω -Мезоны регистрировались по моде распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, при этом использовалось свойство 2π -перекрытия установки γ -спектрометрами для отбора 3γ -случаев. Спектр масс 2γ ограничивался интервалом 80—200 МэВ.

Измеренная зависимость dN/dM от массы $\pi^0 \gamma$ -системы приведена на рис. 23, а. Энергетическая зависимость коэффициента B

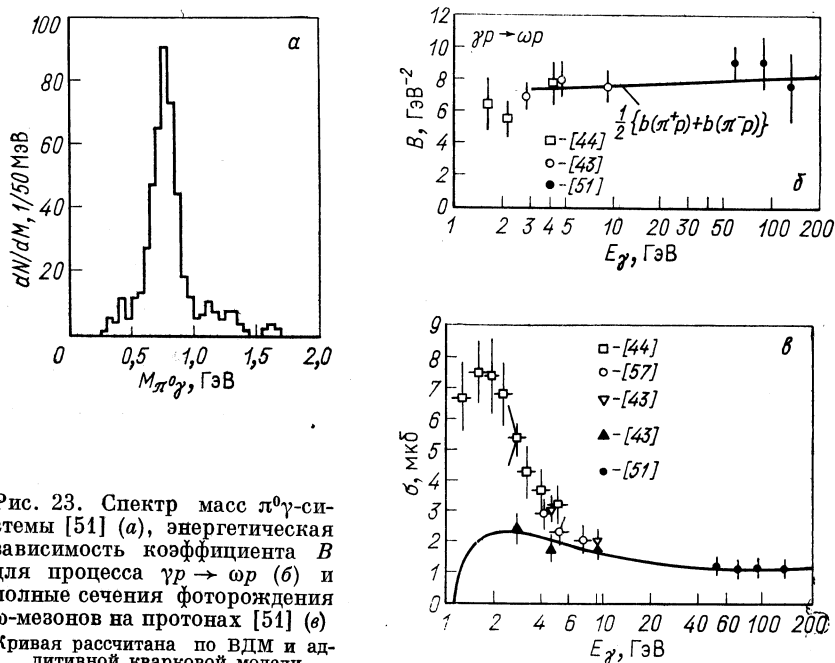


Рис. 23. Спектр масс $\pi^0 \gamma$ -системы [51] (а), энергетическая зависимость коэффициента B для процесса $\gamma p \rightarrow \omega p$ (б) и полные сечения фоторождения ω -мезонов на протонах [51] (в). Кривая рассчитана по ВДМ и аддитивной кварковой модели

в выражении для дифференциального сечения $dN/dt \approx \exp(Bt)$ приведена на рис. 23, б. Усредненное значение: $\langle B \rangle = 8,42 \pm 0,74 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Измеренные полные сечения фоторождения ω -мезонов на протонах на рис. 23, в сравниваются с кривой, рассчитанной в предположении применимости ВДМ и кварковой модели:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \omega p) \approx \frac{e^2}{4\gamma_\omega^2} \left(\frac{P_\pi^*}{p_\gamma^*} \right)^2 \exp(-B/t_{\text{мин}}) \times \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p)}{2}.$$

Отметим, что при расчете сечений из измеренных величин вводились поправки на акцептанс установки, относительную веро-

ятность распада B и др. По оценкам, вклад неупругих событий $\approx 26\%$, систематическая ошибка $\approx 8\%$.

В табл. 6 приведены значения констант связи векторный мезон — фотон, определенные сотрудничеством Санта-Барбара — Торонто — ФНАЛ [42, 51] при изучении фоторождения ρ -, ω -

Таблица 6
Константы связи векторный мезон — фотон [51]

Константы связи	Фоторождение на p [78]	A -зависимость фоторождения	Встречные e^+e^- -пучки
$\gamma_\rho^2/4\pi$	$0,65 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,03$	$0,64 \pm 0,03$
$\gamma_\omega^2/4\pi$	$5,4 \pm 0,4$	$7,5 \pm 1,3$	$4,6 \pm 0,5$
$\gamma_\phi^2/4\pi$	$4,7 \pm 0,3$	$5,6 \pm 2,4$	$2,8 \pm 0,2$

ϕ -мезонов на протонах. Эти значения величин сравниваются с данными встречных e^+e^- -пучков и данными, полученными при измерении A -зависимости фоторождения векторных мезонов при меньших энергиях.

В результате проведенных исследований фоторождения векторных мезонов на протонах авторы пришли к следующим выводам [40, 78]:

а) полные сечения фоторождения ρ - и ω -мезонов в пределах статистических ошибок постоянны в исследованной области энергий;

б) полное сечение фоторождения ϕ -мезонов резко возрастает при увеличении энергии, что можно связать с обменом в t -канале чистым помероном;

в) предсказания ВДМ и кварковой модели согласуются с энергетическими зависимостями полных сечений фоторождения ρ -, ω -, ϕ -мезонов;

г) константы связи векторный мезон — фотон для ρ - и ω -мезонов, полученные из данных фоторождения, согласуются со значениями констант, полученными из данных встречных пучков. Однако для ϕ -мезонов наблюдается различие указанных величин примерно в два раза.

Фоторождение ρ^0 -мезонов изучала также группа ФИАН — ИФВЭ в Серпухове. Схема опытов приведена на рис. 24. Использовался пучок электронов с импульсом 31 ± 1 ГэВ/с и девятиканальная магнитоамплитудная система мечения [52]. Отличительная черта этого эксперимента заключается в том, что в нем проводились измерения с двумя мишенями одновременно — с жидководородной (0,5 м) и бериллиевой (0,075 м). Пионы от распада ρ^0 -мезонов детектировались в магнитном спектрометре «СИГМА»

[53]. Треки частиц измерялись блоками искровых камер с магнито-стрикционным съемом информации. Импульс на камеры ИК₁ и ИК₂ подавался при наличии совпадений импульсов от системы мечения и счетчиков S₁ — S₄ в отсутствие импульса в спектрометре полного поглощения C₁₀. Этот триггер соответствовал образованию адронов в водородной мишени. Для регистрации событий образования адронов в бериллиевой мишени использовался другой триггер, в котором счетчик S₄, расположенный за водородной

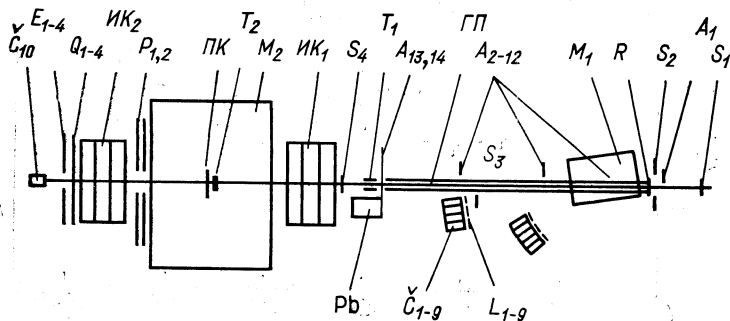


Рис. 24. Схема установки по измерению фоторождения ρ^0 -мезонов [54]: R — радиатор; S₁₋₄, A₁₋₁₄, L₁₋₉, P_{1,2}, Q₁₋₄ — сцинтилляционные счетчики; C₁₋₁₀ — черенковские спектрометры полного поглощения; M₁, M₂ — магнит мечения и анализирующий магнит; ГП — гелий-провод; Pb — поглотитель e-пучка; T₁ — жидководородная мишень; T₂ — бериллиевая мишень; ИК₁, ИК₂ — искровые камеры; ППК — пропорциональная камера

мишенью, исключался, а включалась пропорциональная камера ПК, расположенная за бериллиевой мишенью на расстоянии 20 см. В настоящее время опубликованы результаты для водорода [54].

На рис. 21 приведены полные сечения фоторождения ρ -мезонов на водороде при энергиях 15–30 ГэВ. В данные внесена поправка на события, обусловленные диссоциацией мишени (8%). Как видно, данные находятся в согласии с результатами других работ и с предсказаниями ВДМ. На рис. 25 приведены значения параметров a и b в выражении

$$d\sigma/dt = a \exp(bt).$$

Отсутствие зависимости $d\sigma/dt|_{t=0}$ от энергии и значение коэффициента $b = 7,5$ (ГэВ/с)² указывают на дифракционный характер процесса фоторождения ρ^0 -мезонов в исследованной области энергий.

Фоторождение тяжелых векторных мезонов ϕ , ρ'' (1600) изучалось в ЦЕРНе группой, работающей с системой мечения ЦЕРН и магнитным спектрометром «ОМЕГА». Первые результаты иссле-

дований были сообщены на конференции в Токио в 1978 г. [61—63], дальнейшие — на конференции в Батавии в 1979 г. [64].

Экспериментальная установка приведена на рис. 26. Пучок меченых фотонов с энергиями от 20 до 70 ГэВ падал на жидководородную цилиндрическую мишень диаметром 6 см и длиной

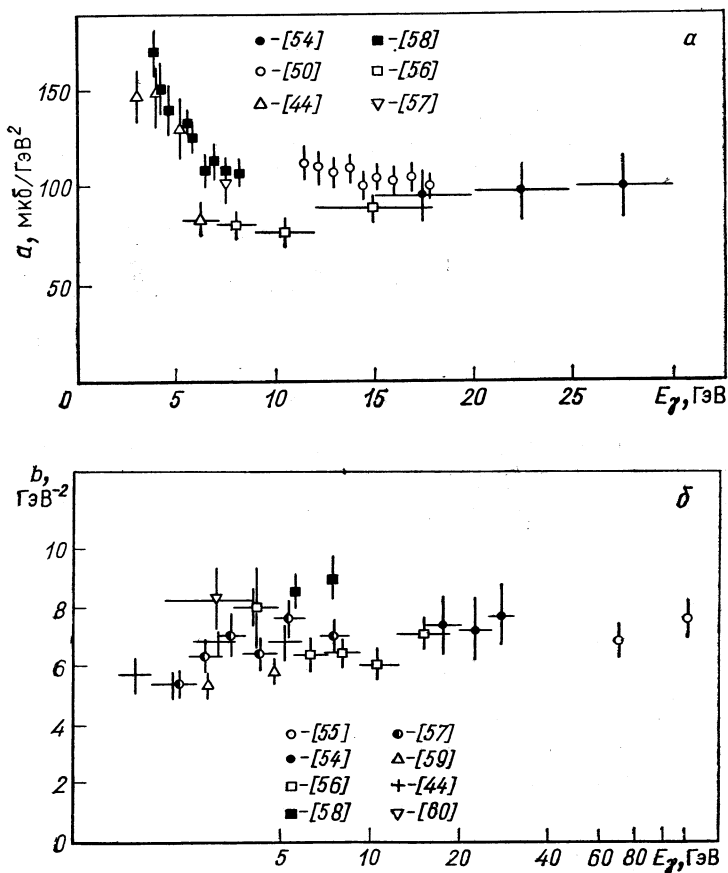


Рис. 25. Параметры a и b экспоненциальной t -зависимости фоторождения ρ -мезонов [54]

67 см, окруженную годоскопом сцинтилляционных счетчиков для регистрации протонов отдачи (24 пальчиковых счетчика). Мишень и основные детекторы заряженных частиц размещали внутри магнита с полем 0,9 Т. За мишенью находилась система искровых камер (70 промежутков), просматриваемых плумбиконами, т. е. использовали телевизионный съем информации. Искровые каме-

ры чередовались с пропорциональными камерами. Непосредственно за магнитом располагали два модуля дрейфовых камер (по четыре камеры в каждом), а за ними годоскопический газовый черенковский счетчик *C*, который наполнялся двуокисью углерода при атмосферном давлении. Чувствительная область счетчика сегментировалась тридцатью двумя ФЭУ. Порог регистрации для пионов составлял 5 ГэВ/с, для каонов — 17 ГэВ/с и для протонов — 34 ГэВ/с. С обеих сторон черенковского счетчика помещали годоскопы сцинтилляционных счетчиков. За черенковским счетчиком находился также детектор фотонов и электронов РД. Он

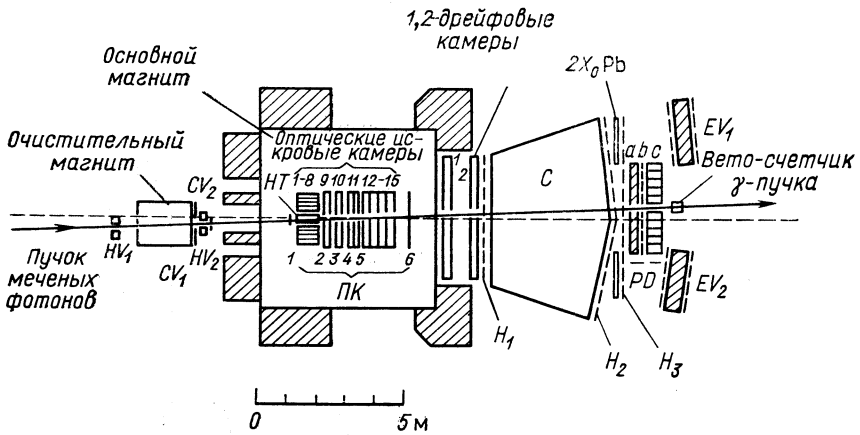


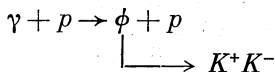
Рис. 26. Схема установки «ОМЕГА» [61-63]:

НТ — жидководородная мишень; *ПК* — пропорциональные камеры; *С* — годоскопический газовый черенковский счетчик; *Н₁ — Н₃* — годоскопы сцинтилляционных счетчиков; вето-счетчики — коллиматоры

состоял из активного конвертора из свинцового стекла (64 элемента), системы пересекающихся годоскопов сцинтилляционных счетчиков (384 элемента) и «стенки» из спектрометров полного поглощения из свинцового стекла (340 блоков). Эффективная площадь γ -детектора составляла 280×260 см. Эта площадь расширялась *Н₃*-годоскопом, перед которым помещался свинцовый конвертер толщиной $2X_0$. Годоскоп детектировал фотоны без измерения их энергии.

Запрет на регистрацию e^+e^- -пар, образованных в мишени, достигался регистрацией пар в спектрометрах РД, расположенных в медианной плоскости, и специальными счетчиками с фильтрами *ЕV₁* и *ЕV₂*. Непровзаимодействовавшие в мишени фотоны и случаи кратного тормозного излучения фиксировались спектрометром полного поглощения, расположенным в конце установки.

При изучении фоторождения ϕ -мезонов [62]



использовался триггер, который отбирал события с двумя заряженными частицами с большими импульсами, образованными в переднем направлении, в совпадении с сигналом от системы мечения и в отсутствие сигналов от черенковского счетчика, вето-счетчиков пар и счетчика непрореагировавших фотонов.

В результате анализа было отобрано 1852 случая, в которых содержались пары K^+K^- и тройки K^+K^-p , причем измерялись

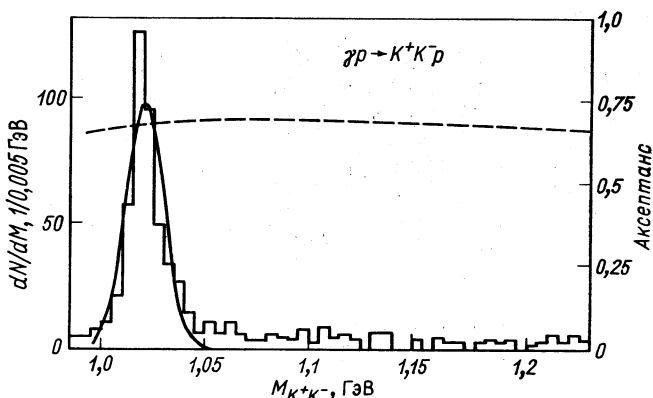


Рис. 27. Спектр масс пар K^+K^- [62]

протоны отдачи с импульсами больше 250 МэВ/с. По условиям работы черенковского счетчика фоторождение K^+K^- -пар изучалось в области энергий меченых фотонов: $20 \leq E_\gamma \leq 35$ ГэВ.

Спектр масс K^+K^- -мезонов приведен на рис. 27. На этом же рисунке приведена кривая (пунктирная) акцептанса, рассчитанная методом Монте-Карло. Ясно виден пик ϕ (1019)-мезона с шириной 20 МэВ, которая определяется экспериментальным разрешением установки. Как было показано, фон e^+e^- , $\pi^+\pi^-$ и $p\bar{p}$ -пар составлял пренебрежимо малую величину (1%).

Угловое распределение распадов ϕ (1019) по полярному углу в системе спиральности хорошо описывается распределением $\sin^2 \Theta_{K\phi}$, ожидаемым для распада резонанса с квантовыми числами $J^P = 1^-$ на пару мезонов с числами 0^- при условии сохранения s -канальной спиральности при образовании этой частицы.

Зависимость событий K^+K^-p от переданного импульса опи-

сывается экспонентой с параметрами:

$$a = 1,18 \pm 0,15 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2}, \quad b = 5,5 \pm 1,2 \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Полное сечение фоторождения ϕ -мезонов на водороде в области энергий 20—35 ГэВ, умноженное на B :

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \phi p) B(\phi \rightarrow K^+ K^-) = 215 \pm 13 \text{ нб},$$

где B — вероятность распада ϕ -мезона по каналу $\phi \rightarrow K^+ K^-$, отнесенная к полной вероятности распада.

Систематическая ошибка равна $+\frac{39}{-24}$ нб. Из анализа результатов авторы [54] сделали вывод о том, что в пределах исследуемого интервала полное сечение постоянно при изменении энергии с погрешностью $\pm 10\%$. При использовании табличного значения $B = 0,486 \pm 0,012$ [65] полное сечение

$$\sigma_t(\gamma p \rightarrow \phi p) = 442 \pm 29 \text{ нб}$$

приведено на рис. 22, а. Видно, что точное измерение $\sigma_t(\gamma p \rightarrow \phi p)$ находится в прекрасном согласии с данными других работ и теоретической кривой.

При изучении фоторождения ρ'' -мезонов триггер отбирал адронные события с множественностью заряженных частиц в конечном состоянии ≥ 4 [63]. Канал

$$\gamma p \rightarrow \rho'' \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad (5)$$

отбирался из условия равенства энергий первичного фотона и суммарной энергии четырех пионов ($E_\gamma - \Sigma E_\pi \leq 1 \text{ ГэВ}$). Кроме того, присоединялись 5-трековые события, если в них имелась положительно заряженная частица с импульсом меньше $1 \text{ ГэВ}/c$. Этот трек приписывался протону отдачи. Из $1,2 \cdot 10^6$ триггеров было отобрано 4200 событий, которые удовлетворяли приведенным условиям.

На рис. 28 приведены массовые спектры 4л-событий как для всех переданных импульсов, так и для интервала $0 < -t < < 0,3 \text{ ГэВ}^2$. В обоих спектрах имеется пик с центром при $1,5 (\text{ГэВ}/c)^2$ и полной шириной на половине высоты $\approx 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$. Авторы работы [55] идентифицировали этот пик с ρ'' (1500)-мезоном.

При описании t -зависимости экспонентой получено значение параметра наклона $b = 5,1 \pm 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$.

В распределении по массе двух пионов канала (5), приведенном на рис. 29, а, виден пик ρ^0 -мезонов (примерно в половине случаев). В спектре масс двух пионов, оставшихся от вычитания ρ -мезона из четырех пионов канала (5), ρ^0 -пик отсутствует, т. е. не видно $\rho^0 \rho^0$ -распада, которого можно было бы ожидать для частицы с $C = -1$.

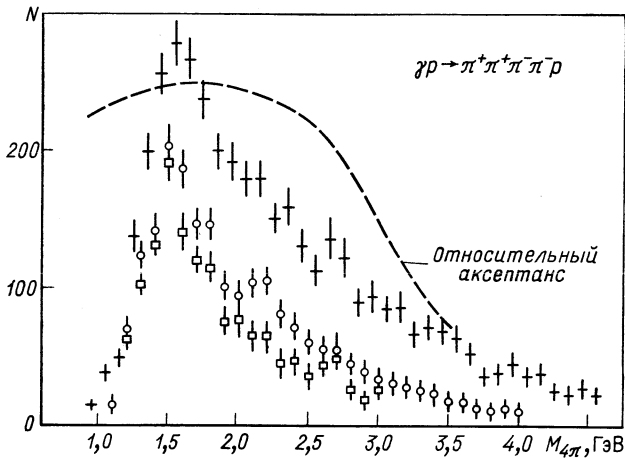


Рис. 28. Спектр масс 4π -системы при фоторождении на водороде [63]:
 + — спектр масс 4π -системы при учете всех значений переданных импульсов; O — при
 учете импульсов в интервале $0 < -t < 0,3 \text{ ГэВ}^2$; □ — при учете импульсов в интервале
 $0 < -t < 0,3 \text{ ГэВ}^2$ и вклада частицы с квантовыми числами 1-

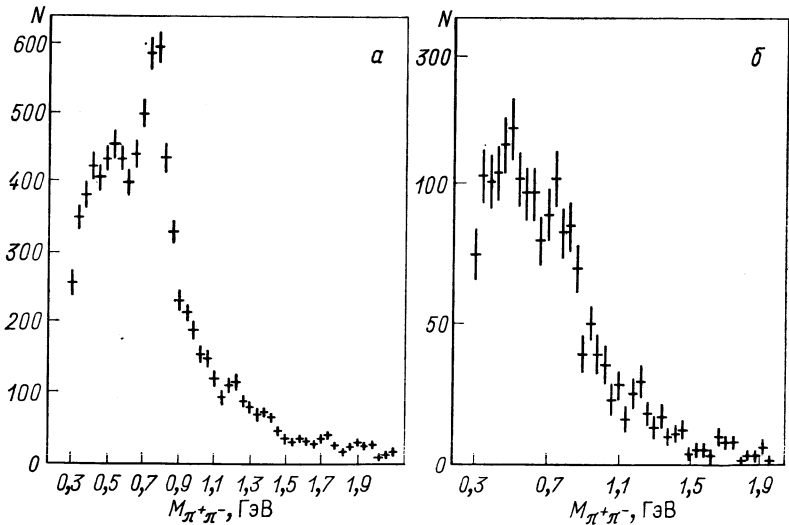


Рис. 29. Спектр масс пар $\pi^+\pi^-$ в процессе фоторождения $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-p$ [63] (a) и двух пионов, оставшихся от вычитания ρ -мезона из четырех пионов процесса $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (б)

Изучение угловых распределений распадов в системе спиральности показало, что при $M_{4\pi} < 1,8$ (ГэВ/с)² распределение по Θ_{it} -углу между суммой 3-импульсов двух π -мезонов и направлением протона отдачи в системе покоя четырех пионов соответствует форме $\sin^2 \Theta_{it}$ и тем самым частице с квантовыми числами $J^P = 1^-$ и сохранению S -канальной спиральности при ее образовании. При массе $M_{4\pi} > 1,8$ (ГэВ/с)² доминирует фоновое $\cos^2 \Theta_{it}$ -распределение. Проведя методом максимума правдоподобия учет

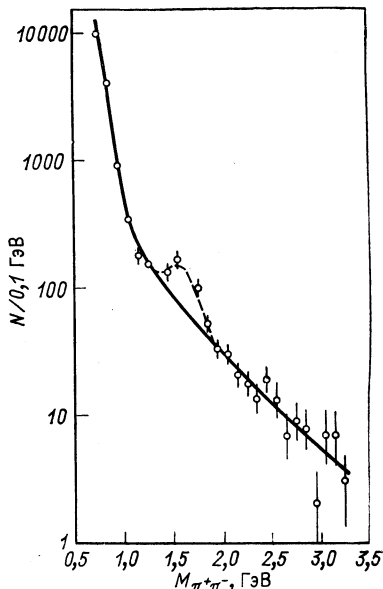
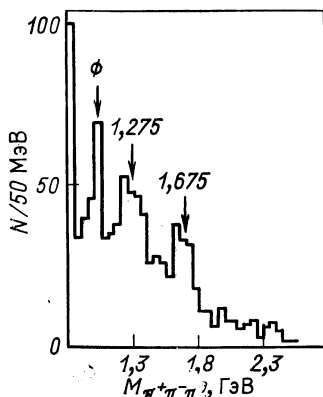


Рис. 30. Спектр масс пар $\pi^+\pi^-$ [64]

Рис. 31. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$, $M > M_\omega$ [64]



вклада частицы с квантовыми числами 1^- авторы получили спектр масс четырех мезонов, приведенный на рис. 28.

Из результатов измерений авторы [63] сделали следующий вывод: в канале $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ доминирует периферическое образование 4π -системы с массой $\approx 1,5$ ГэВ и полной шириной на половине высоты $\approx 0,5$ (ГэВ/с)². В этом пике отсутствует структура. Система распадается преимущественно по каналу $\rho\pi\pi$ и согласуется с предположением о том, что это ρ'' (1600) — мезон с квантовыми числами $J^P = 1^-$.

Эта же группа [64] изучала реакцию $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$. Измеренный спектр масс 2π -системы приведен на рис. 30. Четко виден пик, соответствующий частице с массой $M = 1,59 \pm 0,02$ ГэВ. Ширина пика $\Gamma = 0,230 \pm 0,08$ ГэВ. Полное сечение образования этой частицы, идентифицированной авторами [79] как ρ'' (1600)-мезон, составляет 130 ± 20 нб. Отношение вероятностей каналов рас-

пада ρ'' -мезона:

$$\Gamma(\rho'' \rightarrow 2\pi) / \Gamma(\rho'' \rightarrow 4\pi) = 16 \pm 5\%.$$

Здесь вновь, как и в работе [40], наблюдается различие ширин пиков для 2π - и 4π -систем (в два раза), соответствующих одной и той же векторной частице с массой $M = 1,6$ ГэВ. В настоящее время причины такого различия не ясны.

В работе [64] рассмотрены также процессы: $\gamma\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\rho$, $\gamma\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\rho$, $\gamma\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\rho$, $\gamma\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\rho$ (для масс $M > M_\omega$), $\gamma\rho \rightarrow K^+K^-\rho$, $\gamma\rho \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\rho$. На рис. 31 приведен спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$. Ясно видны пики при значениях масс 1,275 ГэВ и 1,675 ГэВ. В спектре масс K^+K^- при изучении процесса $\gamma\rho \rightarrow K^+K^-\rho$ ($M > M_\phi$) наблюдался пик при $M_{K^+K^-} = 1,76 \pm 0,01$ ГэВ. Итоговые результаты по изучению тяжелых векторных мезонов группой «ОМЕГА» [64] приведены в табл. 7.

Таблица 7

Свойства тяжелых векторных мезонов [64]

Канал распада	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Сечение фоторождения, нб	J^P
$\pi^+\pi^-$	1600	230 ± 80	130 ± 20	1^-
$\rho^0\pi^+\pi^-$	1600	500	800 ± 300	1^-
$\omega\pi^0$	1250	300	~ 1000	$1^-?$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	1275	100	~ 100	?
$\pi^+\pi^-\pi^0$	1675	100	~ 100	?
$\omega\pi^+\pi^-$	1700	500	~ 100	$1^-?$
K^+K^-	1750	100	~ 1	?
$K^*K\pi \rightarrow$	1900	400	06^{+30}_{-20}	$1^-?$
$\rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$				

Наблюдалось восемь резонансов семейств ρ , ω , ϕ , для которых определены значения масс, ширин и полных сечений фотобразования на протонах. В некоторых случаях определены квантовые числа J^P .

Кроме того, при изучении двухчастичных состояний авторы работы [64] впервые наблюдали тридцать семь случаев реакции $\gamma\rho \rightarrow p\bar{p}$. Авторы оценили сечение образования пар при средней массе $M_{p\bar{p}} \approx 2,1$ ГэВ: $\sigma(\gamma\rho \rightarrow p\bar{p} + p) = 20 \pm 4 \pm 6$ (систематическая ошибка) нб. Сечение проинтегрировано по интервалу масс $1,8 < M_{p\bar{p}} < 2,4$ ГэВ и по энергии фотонов в интервале 40–70 ГэВ.

Подводя итоги, можно сказать, что проведенные в последние годы исследования фоторождения векторных мезонов в новой

области энергий (выше 20 ГэВ) вновь подтвердили адронную структуру фотонов и привели к обнаружению рекуррентов ρ , ω , ϕ . Дальнейшие систематические измерения этих процессов важны для получения более точной информации о подобии адронов и фотонов и о спектре масс векторных мезонов.

4. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ

К фоторождению векторных мезонов близок процесс упругого рассеяния фотонов $\gamma + p \rightarrow \gamma + p$.

Для энергий до 20 ГэВ и небольших $t \ll 1$ ГэВ/с этот процесс носит дифракционный характер: полное сечение слабо зависит от энергии, дифференциальное сечение имеет экспоненциальный вид:

$$d\sigma/dt = a \exp(bt).$$

Из ВДМ вытекает соотношение между сечением указанного процесса и сечениями фоторождения векторных мезонов:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V (\gamma p \rightarrow V_{\perp} p) g_V^2,$$

где V_{\perp} означает поперечно-поляризованный векторный мезон. Это соотношение не выполняется при учете только ρ -, ω -, ϕ -мезонов. Одна из причин — возможное присутствие фиксированных полюсов в амплитуде процесса $\gamma p \rightarrow \gamma p$. Поэтому важной задачей является измерение сечения этого процесса при больших энергиях, поскольку в указанном случае должны сильно уменьшаться возможные недифракционные вклады.

Не менее важной задачей является изучение глубоконеупругого фотон-нуклонного рассеяния. Хорошо известно соотношение Бьеркена — Пашоса [66] из партонной модели, которое связывает неупругое рассеяние фотонов с рассеянием лептонов:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right|_{\gamma p} = \frac{\nu^2}{EE'} \left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right|_{ep} \frac{\langle Q^4 \rangle}{\langle Q^2 \rangle},$$

где E , E' — начальная и конечная энергии падающей частицы, $\nu = E - E'$; Q — заряд партона. Это соотношение позволяет определить Q независимо от того, что мы понимаем под партонами.

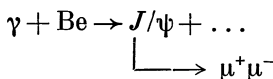
В настоящее время в Батавии (США) под руководством Хойша завершается эксперимент по изучению комптоновского рассеяния фотонов (упругого и неупругого) на пучке меченых фотонов в области энергий до 200 ГэВ.

Процесс $\gamma + p \rightarrow \gamma + p + \dots$ изучался при одновременной регистрации фотонов в переднем секционированном РЬ-люситовом спектрометре полного поглощения [67, 68] и протонов в детекторе отдачи, окружавшем мишень. В настоящее время завершены измерения и производится обработка полученных данных.

5. ФОТОРОЖДЕНИЕ ЧАРМИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Впервые фоторождение J/ψ (3100)-частиц наблюдала группа Колумбия — Гавайи — Корнелл — Иллинойс — ФНАЛ [3] в Батавии, которая использовала широкополосный пучок фотонов, образованный пучком протонов с энергией 300 ГэВ в бериллиевой мишени (30,5 см). Экспериментальная установка приведена на рис. 16.

Изучался двухмюонный канал распада:



«Сырой» спектр масс для случаев с импульсом p_γ больше 80 ГэВ/с приведен на рис. 32. В спектре виден фон, непрерывно

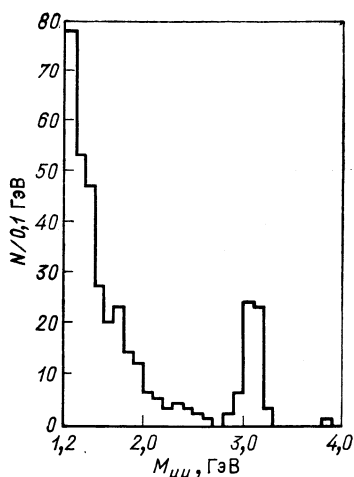


Рис. 32. Спектр масс пар мюонов выше 1,2 ГэВ при фоторождении на бериллии [3]

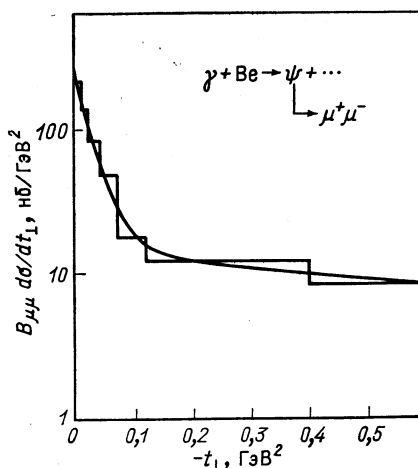


Рис. 33. Зависимость $B_{\mu\mu} d\sigma/dt_{\perp}$ от t_{\perp} , $B_{\mu\mu}$ — относительная вероятность распада $J/\psi \rightarrow 2\mu$

возрастающий с уменьшением $M_{\mu\mu}$ и обусловленный бете-гайтлеровским процессом, и пик в районе $M_{\mu\mu} \approx 3,1$ ГэВ, содержащий 60 событий. Ширина пика согласуется с энергетическим разрешением установки.

На рис. 33 приведено распределение произведения $B_{\mu\mu} d\sigma/dt_{\perp}$ по переданному импульсу t для событий в области 3,1-резонанса. Распределение описывается суммой двух экспонент: одна с наклоном 50 (ГэВ/с)² характеризует когерентное фоторождение на ядре углерода, другая с наклоном ≈ 2 (ГэВ/с)² — фоторождение на отдельных нуклонах бериллия. В работе [3] показано, что фоном

от примеси нейтронов в пучке можно пренебречь. Верхний предел фона от образования ψ (3700) с последующим распадом в состояние J/ψ (3100):

$$\begin{aligned} \gamma + \text{Be} &\rightarrow \psi^1 (3700) + \dots \\ &\quad \downarrow \\ &\quad J/\psi (3100) + \pi^+ + \pi^- \\ &\quad \quad \downarrow \\ &\quad \quad \mu^+ \mu^- \end{aligned}$$

оценен в 15% из наблюдения двух таких событий.

Из наблюдения J/ψ -случаев при энергии $E_\gamma = 50 - 210$ ГэВ, $\langle E_\gamma \rangle = 116$ ГэВ авторы [3] оценили сечение:

$$\sigma(\gamma + \text{Be} \rightarrow J/\psi) B_{\mu\mu} (J/\psi \rightarrow 2\mu) = 20 \pm 5 \text{ нб/ядро.}$$

Сечение на нуклоне было определено из дифференциального сечения:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma + \text{Be} \rightarrow J/\psi + \dots) |_{t=0} &: \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma + N \rightarrow \psi + \dots) |_{t=0} &= 56 \pm 19 \text{ нб/ГэВ}^2. \end{aligned}$$

В предположении применимости ВДМ и чисто мнимого характера амплитуды рассеяния ψN вперед ($\Gamma(\psi \rightarrow 2\mu) = 6$ кэВ, $B_{\mu\mu} = 0,07$):

$$\sigma(\psi N) \approx 1 \text{ млб.}$$

Отсюда сделан вывод о том, что J/ψ (3100) — частица — адрон.

Изучение канала распада J/ψ (3100) $\rightarrow e^+e^-$ в обсуждаемом эксперименте привело к определению сечения [69]:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma + N \rightarrow J/\psi + \dots) |_{t=0} = 59 \pm 15 \text{ нб/ГэВ}^2.$$

В работе [3] изучалось также фоторождение пар тяжелых лептонов. Отбирались случаи двух треков, один из которых соответствовал мюону, другой — электрону. Нижний предел регистрации γ -квантов составлял 1 ГэВ. Наблюдался единичный случай, на основе которого была сделана оценка предела сечения:

$$\sigma(\gamma + \text{Be} \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + n\gamma + \dots) \varepsilon < 6 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{ядро},$$

в которой ε включает геометрический аксептанс спектрометра для мюонов и электронов. В предположении 20% B для лептонных каналов распада тяжелых лептонов эта величина согласуется с теоретической оценкой Тзая [37] для $M_{L^\pm} = 2$ ГэВ и $E_\gamma = 100$ ГэВ:

$$\sigma(\gamma + \text{Be} \rightarrow L^+L^- + \dots) = 3,3 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{ядро.}$$

Во втором эксперименте, выполненном на протонном ускорителе ФНАЛ группой ФНАЛ — ФИАН СССР — Санта-Барбара —

Торонто [70], изучалось фоторождение J/ψ (3100)-частиц на дейтерии. Использовался пучок меченых фотонов ФНАЛ, образованный пучком электронов с энергией 90 ± 2 ГэВ в медном радиаторе. Фоторождение J/ψ (3100) изучалось путем регистрации моды распада: $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Пучок фотонов падал на дейтериевую мишень длиной 1 м. Пути электронов определялись в девяти пропорциональных камерах. Идентификация электронов и измерение их энергии производилось годоскопом счетчиков полного поглощения из свинцового стекла (48 элементов размером $6,35 \times 6,35 \times 50$ см). В центре годоскопа имелось отверстие для пропуска пучка фотонов через

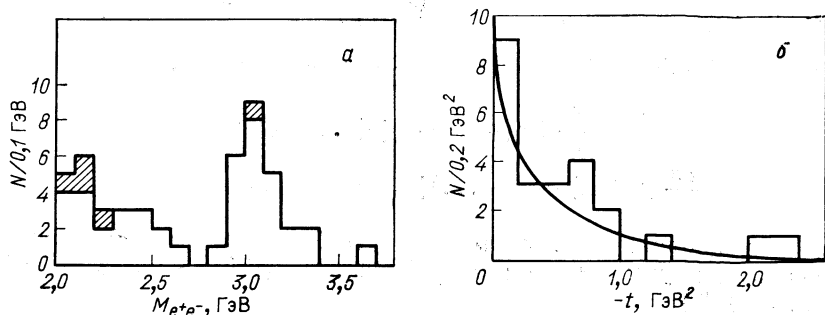


Рис. 34. Спектр масс e^+e^- -пар (а) и t -распределение e^+e^- -пар с массой $2,6 < M_{2e} < 3,4$ ГэВ [70] (б)

установку в спектрометр полного поглощения C . Триггер срабатывал при выделении в спектрометрах не менее 65% энергии меченого фотона. Импульсы со всех спектрометров записывались на магнитную ленту и служили для измерения как энергии электрона, так и координаты входа его в спектрометр, которые определялись по выделению энергии ливня в соседних спектрометрах. Двухкратное измерение координаты пропорциональными камерами и спектрометрами позволило существенно снизить фон.

Измеренный спектр масс приведен на рис. 34, а. Пик в области 3100 МэВ идентифицируется с J/ψ (3100)-частицей (25 случаев). Ширина пика составляет ± 120 МэВ и определяется энергетическим разрешением установки. Заштрихованные области соответствуют неупругим событиям ($E_{e^+e^-} < 0,85E_\gamma$).

На рис. 34, б приведено t -распределение для упругих событий, которое описывается выражением: $d\sigma/dt = a \exp(bt)$ с параметром наклона $1,8 \pm 0,4 \text{ ГэВ}^{-2}$.

В данные были введены поправки на кратное тормозное излучение, поглощение в мишени и эффективность пропорциональных камер. В результате было определено сечение фоторождения J/ψ (3100) на дейтерии (80 ± 17 нб). В пренебрежении экраниро-

ванием из этого значения было определено сечение фоторождения J/ψ на нуклоне:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma + N \rightarrow J/\psi + \dots) = 68 \pm 19 \text{ нб/ГэВ}^{-2},$$

$\sigma (\gamma + N \rightarrow J/\psi + \dots) = (37,5 \pm 8,2) \pm 4$ (систематическая) нб при средней энергии фотонов 55 ГэВ.

На рис. 35 полученный результат сравнивается с данными других работ [3, 69, 71, 72] по фоторождению и данными по образованию J/ψ -частиц μ -мезонами [73]. Как видно из рис. 35, наблюдается резкий подъем сечения в области энергий от 20 до 55 ГэВ.

Первые результаты по изучению фоторождения частиц с открытым чармом были сообщены группой Колумбия — Гавайи — Иллинойс — ФНАЛ, которая проводила исследования с широкополосным пучком фотонов [3, 74]. При изучении массовых спектров $\bar{\Lambda}^+ \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda^+ \pi^+ \pi^-$ (рис. 36) в первом спектре был обнаружен пик (60 случаев) с массой $2,26 \pm 0,01$ ГэВ и шириной $40 \pm \pm 20$ МэВ, которая определяется разрешением установки. Пик был приписан чармированному бариону Λ_c (2260). Кроме того, в спектре масс пяти частиц $\bar{\Lambda} (4\pi)^0$ наблюдался пик с массой 2,5 ГэВ, который каскадно распадался на $\Lambda_c \pi$.

В следующей работе, также выполненной на широкополосном пучке ФНАЛ той же группой, при использовании CH -мишени существование Λ_c (2260) было подтверждено [75]. В спектре масс $\bar{\Lambda}^+ \pi^- \pi^-$ вновь наблюдался пик при значении $M = 2,26$ ГэВ (рис. 37). В спектре масс $\Lambda^+ \pi^+ \pi^-$, как и ранее [64], пика не наблюдалось. Кроме того, в спектре масс $\bar{\Lambda}^+ \pi^- \pi^-$ в районе 2,26 ГэВ наблюдалась некая структура. Подобная структура наблюдалась также в проверочных опытах с K^0 -мезонами, примесь которых присутствует в широкополосном фотонном пучке.

Приведенные данные находятся в резком противоречии с результатами группы «ОМЕГА» ЦЕРНа, которая при изучении фоторождения $\bar{\Lambda}^+ \pi^- \pi^-$ и $\Lambda^+ \pi^+ \pi^-$ не обнаружила никаких пиков в спектрах масс [76, 77]. Следует отметить, что в этих опытах использовался пучок меченых фотонов, в котором примесь адронов много меньше, чем в широкополосном пучке.

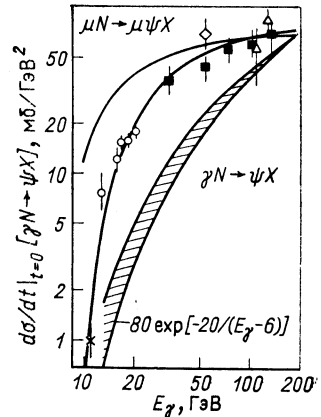


Рис. 35. Энергетическая зависимость дифференциального сечения фоторождения J/ψ (3100) на протонах: Δ — [3, 69]; \diamond — [70]; \times — [72]; \square — [73]

Таким образом, существующие данные о фоторождении чармированного бариона Λ_c (2260), распадающегося по моде $\bar{\Lambda} \pi^+ \pi^- \pi^-$, противоречивы, и необходимы новые измерения для решения этой проблемы.

В 1979 г. появились сообщения об обнаружении фоторождения чармированных мезонов D , F [40, 64, 78, 79].

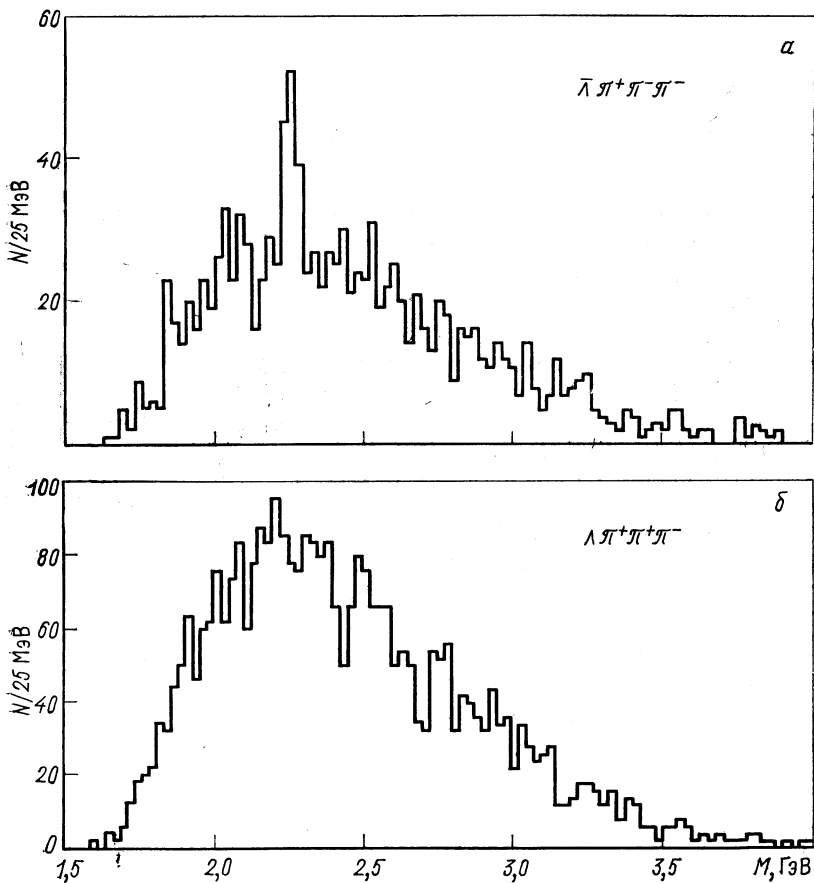


Рис. 36. Спектр масс $\bar{\Lambda} \pi^+ \pi^- \pi^-$ (а) и $\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (б) [74]

Группа, работающая в ЦЕРНе под руководством Диамбрини-Палацци (сотрудничество Болонья — ЦЕРН — Фиренца — ФИАН — СССР — Париж — Сантаудер — Валенсия), пучком меченых фотонов облучала фотоэмульсии для поиска распадов короткоживущих частиц [79]. Для указания места поисков вершин

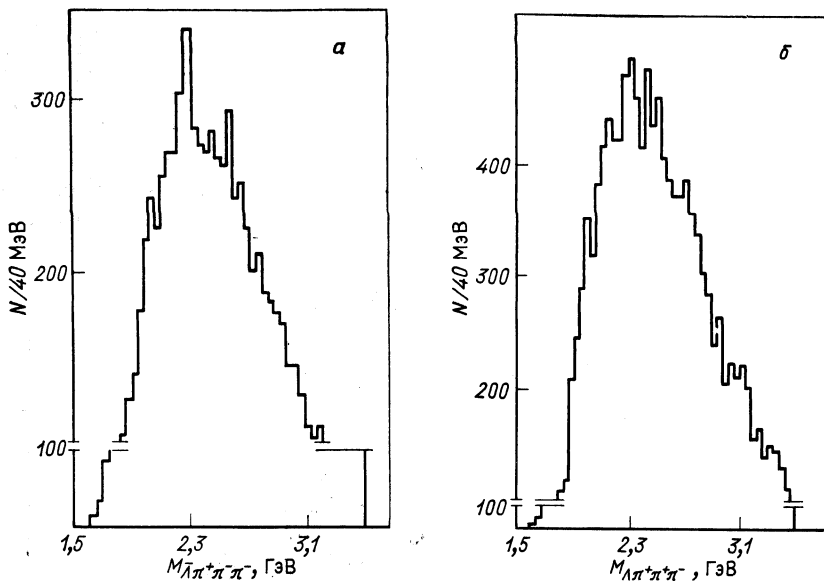


Рис. 37. Спектр масс $\bar{\Lambda}\pi^+\pi^-\pi^-$ (а) и $\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$ (б) [75]

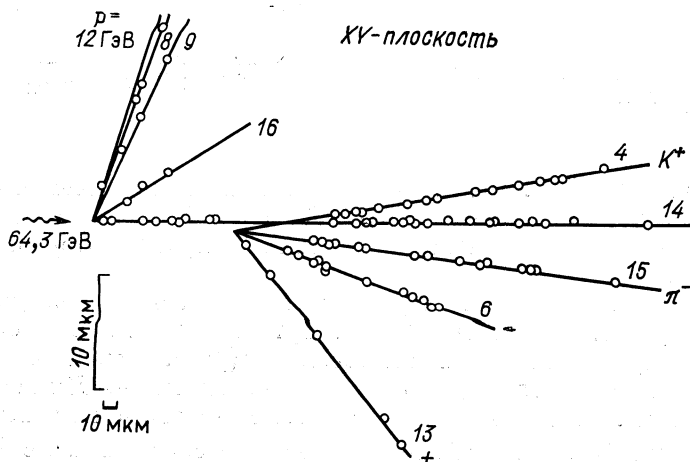


Рис. 38. Случай фоторождения D -мезона, наблюдаемый в фотоэмульсии [64, 79]

в фотоэмульсиях использовалась установка «ОМЕГА» (см. рис. 26). Остроумно была решена проблема электромагнитного фона. Фотоэмульсии по пневмопочте ставились в заданное положение, облучались дозой $\sim 2 \cdot 10^6$ фотонов и затем заменялись. При просмотре был обнаружен случай, приведенный на рис. 38, который авторы интерпретировали как фоторождение D^0 -мезона. Масса частицы, распадающейся на четыре заряженные за время $2,26 \cdot 10^{-14}$ с, оценена в $1,866 \pm 0,008$ ГэВ. Энергия первичного меченого фотона

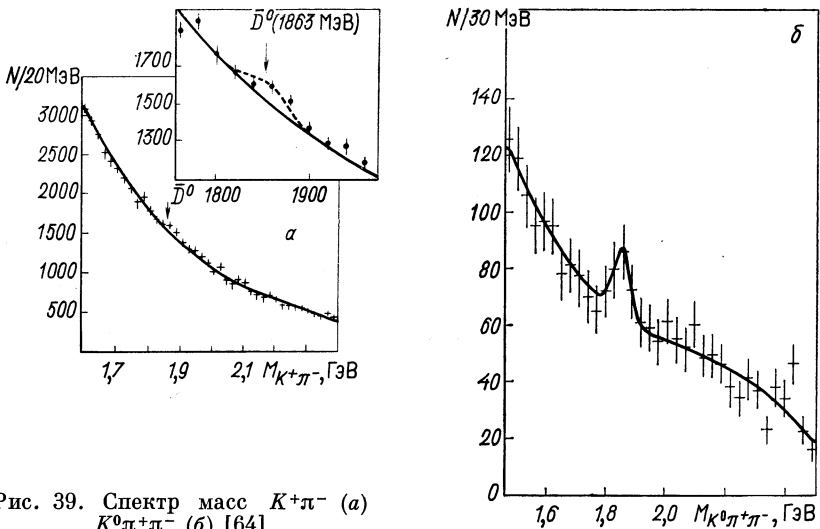


Рис. 39. Спектр масс $K^+\pi^-$ (а)
 $K^0\pi^+\pi^-$ (б) [64]

составляет 64,3 ГэВ. Модельно независимая оценка сечения фоторождения чарма, приведенная этой группой, больше 500 нб. Это — наиболее наглядный наблюдаемый случай фоторождения D -мезона.

Поиски фоторождения чармированных мезонов проводились также группой «ОМЕГА» [61, 64]. Триггер вырабатывал сигнал только в случае большой множественности (≥ 4). Разрешение установки по массе D -мезона для каналов $D \rightarrow K\pi$ и $D \rightarrow K\pi\pi$ составляло 76 МэВ. Предварительные данные, сообщенные на конференции в Токио (1978 г. [53]), не содержали в спектрах масс $K^\pm\pi^\mp$ и $K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ никаких указаний на пик в районе 1,85 ГэВ. В данных, сообщенных через год на конференции в Батавии (1979 г.), обнаружены пики, соответствующие D -мезону в двух модах распада $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ и $\bar{D}^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$ при значениях масс $1,863$ и $1,862 \pm$

$\pm 0,013$ ГэВ. Это можно видеть из рис. 39. Пики, соответствующие F -мезону, также наблюдаются для двух мод распада $F \rightarrow \rightarrow \eta 3\pi$ и $F \rightarrow \eta 5\pi$ при значениях масс $M = 2,02 \pm 0,07$ и $2,017 \pm \pm 0,11$ ГэВ.

Суммарные результаты по исследованию фоторождения чармированных мезонов, полученные группой «ОМЕГА», приведены в табл. 8.

Таблица 8

Суммарные результаты по исследованию фоторождения чармированных мезонов [64]

Канал	Вс, нб	В, %	σ , нб
Инклюзивные e	80 ± 20	10	300 ± 200
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	5 ± 2	$2 \pm 0,5$	250 ± 100
$D^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$	25^{+16}_{-8}	$4 \pm 1,3$	600^{+400}_{-200}
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	< 7	$2 \pm 0,5$	1200^{+800}_{-400}
$D^+ \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\pm$	< 15	$3 \pm 0,8$	350
$F \rightarrow \eta 3\pi$	30^{+20}_{-10}	10 (?)	300^{+200}_{-100}
$F \rightarrow \eta 5\pi$	10^{+7}_{-3}	?	—
$F \rightarrow \eta \pi$	< 5	?	—
$F \rightarrow \phi \pi$	< 20	?	—

В этой же работе был найден избыток прямых электронов (позитронов) и получено отношение $e/\pi \approx 5 \cdot 10^{-4}$, которое заметно больше величины 10^{-4} , характерной для процессов, вызываемых адронами.

Одновременно с группой «ОМЕГА» фоторождение чармированных мезонов наблюдалось группой, работающей с широкополосным пучком ФНАЛ [40, 78]. Пики, соответствующие фоторождению D -мезонов, наблюдались при изучении мод распада $D^0 \rightarrow \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ и $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$. Было установлено, что сечение фоторождения D -мезонов составляет 520 ± 110 нб и 540 ± 210 нб соответственно. Систематическая погрешность оценена в $\pm 40\%$.

На рис. 40 приведены оценки сечений образования чармированных частиц, полученные при использовании различных моделей [64], и интервалы сечений, измеренные в ЦЕРНе и Батавии.

Таким образом, три группы обнаружили новое явление — фоторождение чармированных мезонов. Обращает на себя внимание большая величина сечения этого процесса (≥ 500 нб).

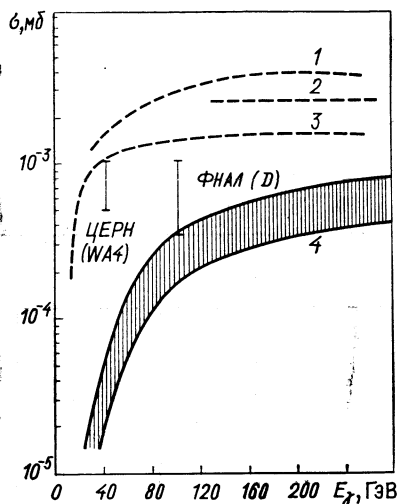


Рис. 40. Оценки сечений чармированных частиц [64]:

1 — по модели слияния кварков; 2 — по обобщенной ВДМ; 3 — по наивной квантовой хромодинамике с учетом унитарности; 4 — по модели мешков и тормозного излучения глюонов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ближайшее время следует ожидать необычайно интересных результатов при реализации программ экспериментов «второго поколения» на ускорителях Батавии [80] и ЦЕРНа [81] по фоторождению с экспериментальными установками со светимостью 1 нб/ч. Эти эксперименты нацелены на изучение фоторождения новых частиц и глубоконеупругого рассеяния фотонов.

Мы видим, таким образом, что создание электронного пучка на Серпуховском протонном ускорителе послужило началом нового этапа экспериментальных исследований электромагнитных взаимодействий частиц, исследований в новой области энергий в десятки — сотни гигаэлектронвольт. В этом направлении уже получены важные результаты, еще более важных результатов и новых открытий следует ожидать в ближайшем будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков М. А. Препринт ОИЯИ, Д-577. Дубна, 1960; Барашенков В. С., Сян Дин чан.— Атомная энергия, 1960, т. 9, с. 300.
2. Герштейн С. С. и др.— Там же, 1973, т. 35, с. 181; 1973, т. 112, с. 477.

3. Lee W. In: Proc. 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies Stanford, 1975, p. 216; Knapp В. е.а.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1040.
4. Halliwell С. е.а. Preprint FNAL, FN-241, 1972; Davis P. е.а. Appendix 2 to Proposal FNAL N 25a, 1974 (unpubl.).
5. Newton D., Galbraith W. Preprint CERN/ECFA/72/4, 1973, v. 1, p. 1226.
6. Brianti G., Doble N. Report CERN/EA 77-2, 1977.
7. Говорков Б. Б. Препринт ФИАН, № 84, М., 1972.
8. Nash T. Status Report on the 300 GeV Electron-Tagged Proton Facility at FNAL. Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies. Bonn, 1973.
9. Маишеев В. А. и др. Препринт ИФВЭ, ОП 76-15. Серпухов, 1976.
10. Armstrong T. е.а. Preprint CERN/SPSC/74-29, 1974.
11. Knapp В. е.а. Proposal FNAL, 402, 1975.
12. Heusch С. А. Preprint UCSC 76-056, 1976.
13. Diambriini-Palazzi G., Santroni A. In: Proc. Tirrenia Meeting on SPS Experimentaluse, 1974.
14. Маишеев В. А. и др. Препринт ИФВЭ, ОП 79-63, Серпухов, 1979.
15. Cabibbo N. е.а.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, p. 270; Nuovo cimento, 1963, v. 27, p. 979.
16. Клименко И. Н., Маишеев В. А., Фролов А. М. Препринт ИФВЭ, ОП 78-100. Серпухов, 1978.
17. Diambriini-Palazzi G., Menichetti E., Santroni A.— Nucl. Instr. and Methods, 1975, v. 126, p. 369.
18. Luckey D. In: Summer Study FNAL. V. 3, 1968, p. 147.
19. Guiragossian Z. G. T., Rand R. F.— Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 107, p. 237.
20. d'Almagne V. Preprint CERN/ECFA/72/4, 1972, v. 1, p. 245.
21. Алферов Д. Ф. и др.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 487.
22. Astbury P. е.а. Preprint CERN/SPSC/78-76, 1978.
23. Sloan T. Preprint CERN/ECFA/72/4, 1973, v. 2, p. 175.
24. Агафонов В. П. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1962, № 5, с. 47.
25. Баядян Г. Л. и др. Препринт ЕФИ-64. Ереван, 1974; Аракелян Е. А. и др. Препринт ИФВЭ, ОП 76-15. Серпухов, 1976.
26. Белоусов А. С. и др. Препринт ФИАН, № 88, М., 1974.
27. Александров Ю. А. и др. Препринт ФИАН, № 31, М., 1979.
28. Silverman A. In: Proc. 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energy, Stanford, 1975; Bauer T. H., Spital R., Yennie D.R.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 380.
29. Белоусов А. С. и др.— Докл. АН СССР, 1974, т. 215, с. 76; Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 556; Дис. на соиск. учен. степени д-ра физ. мат. наук. М., 1974 (ФИАН).
30. Caldwell D. O. е.а.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1222; Cumalat J. P. Ph. D. Thesis, University of California at Santa Barbara, 1977.
31. Margolis V. FNAL Pub. 77/71-ThY, 1977. Close F. E. е.а.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 117, p. 134.
32. Stodolsky L.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 135.
33. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 57, с. 1306.
34. Brodsky S. J., Pumplin J.— Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1794.
35. Bayatyan G. L. е.а.— Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 197; Баядян Г. Л. и др. Препринт ЕФИ-72/74. Ереван, 1974.
36. Caldwell D. O. е.а. Preprint University of California at Santa Barbara, 1978. Phys. Rev. Lett., 42, 553, 1979.
37. Tsai Y.— Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, p. 815.
38. Caldwell D. O. In: Proc. 19th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 303.

39. Карманов В. А., Кондратюк А. А.— Журн. эксперим. и теорет. физ. 1973, т. 18, с. 451.
40. Gormley M. Report on 1979 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Batavia, 1979.
41. Caldwell D. O. In: Proc. 19th Intern. Conf. High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 303.
42. Egloff R. M., e.a. Preprint Fermilab-Pub. 79/34-EXP, 1979.
43. Ballam J. e.a.— Phys. Rev. D., 1973, v. 7, p. 3150.
44. АBBННМ-Collaboration (DESY).— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1669.
45. Anderson R. e.a.— Phys. Rev. D, 1970, v. 1, p. 27.
46. Francis W. R. e.a.— Phys. Rev., 1977, v. 38, p. 633.
47. Berger C. e.a.— Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 659.
48. Besch H. J. e.a.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 70, p. 257.
49. Behrend H. J. e.a.— Ibid., 1978, v. 144, p. 22.
50. Leith W. G. S. In: Electromagnetic Interactions of Hadrons, Plenum Publ. Corp., 1978.
51. Eisner A. Report on 1979 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Batavia, 1979.
52. Александров Ю. А. и др. Препринт ФИАН, № 31, М., 1979.
53. Антипов Ю. М. и др. Препринт ИФВЭ 74-99. Серпухов, 1974.
54. Александров Ю. А. и др. Препринт ФИАН, № 101, М., 1979.
55. Wilson R. In: Proc. 19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 306.
56. Park J. e.a. Preprint SLAC-Pub-972, 1971; Nucl. Phys. B, 1972, v. 36, p. 404.
57. Eisenberg Y. e.a.— Phys. Rev. D, 1972, v. 5, p. 15.
58. McCellan G. e.a.— Ibid., 1971, v. 4, p. 2683.
59. Ballam J. e.a.— Phys. Rev. D, 1972, v. 5, p. 545.
60. Davier M. e.a.— Ibid., 1970, v. 1, p. 790.
61. Kemp. A. In: Proc. 19th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 300. Aston D. e.a. Preprint ASE/B3E/B4E, 1978.
63. Aston D. e.a. Preprint B3E/B4E/A5E, 1978.
64. Richard F. Report on 1979 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Batavia, 1979; Riveiew of Particle properties, Particle Data Group, 1978.
66. Bjorken J. D., Paschos E. A.— Phys. Rev., 1969, v. 185, p. 1975.
67. Heusch C. A., Prescott C. Y. Preprint CTSL-41, 1964.
68. Heusch C. A. e.a. В кн.: Междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий. Т. 1. Дубна, 1971, с. 419.
69. Cormell L. R. Ph. D. Thesis, Univer. of Illinois. 1976.
70. Nash T. e.a. Preprint Fermilab — Pub. 76/25 EXP, 1976; Phys. Rev. Lett., 1976, v. 24, p. 1233.
71. Gittelman B. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1616.
72. Camerini U. e.a.— Ibid., 1975, v. 35, p. 483.
73. Clark A. R. e.a.— Ibid., 1979, v. 43, p. 187; Phys. Rev. Lett. 1979, v. 43, p. 187.
74. Lee W. Y. In: Proc. 1977 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interaction DESY, Hamburg, 1977, p. 555.
75. Lee W. Y. In: Proc. 19th Intern. Confer. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, Session B4E.
76. Aston D. e.a. In: Proc. 19th. Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 805.
77. Gabathular E. In: Proc. 19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 801.
78. Lee W. W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 347.
79. Diambriini-PallaziG. In: Proc. 19th intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 297.

80. Appel J. e.a. FNAL Proposal N 516, 1976. Barsotti E. e.a. FNAL TM-823, 1978.
81. Astbury P. e.a. CERN/SPSC/78-76, SPSC/P-109, 1978.
82. Ayres e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3105.
83. Ambats e.a.— Ibid., 1974, v. 9, p. 1179.
84. Caldwell D. O. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 1362.
85. Heynen V. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 651.
86. Michalowski S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 737.