

H-501



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1 - 10678

**НЕМЕНОВ**

Леонид Леонидович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНА,  
АТОМНЫХ РАСПАДОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
И НЕКОТОРЫХ ДРУГИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ**

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР

С.М.ПОЛИКАНОВ,

член-корреспондент АН СССР

В.А.СИДОРОВ,

доктор физико-математических наук

В.И.ЗАХАРОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт физики высоких энергий (г.Серпухов).

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " 1977 года.

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " 1977 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании специализированного Совета Д-047.01.03. при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь  
специализированного Совета  
кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

Электромагнитные формфакторы нуклона  $G_N$  и пиона  $F_\pi$  описывают простейшие взаимодействия основных полей. Измерение величин формфакторов как функции квадрата четырехимпульса фотона  $k^2$  является важной задачей физики элементарных частиц, так как теоретический анализ полученных данных позволяет изучить механизм взаимодействия электромагнитного поля с нуклоном и пионом.

Исследование электромагнитной структуры нуклона было начато Р.Хофштадтером в 1956 г. В этих опытах измерялись дифференциальные сечения реакции

$$e^- + p \rightarrow e^- + p, \quad (1)$$

по которым с помощью формулы Розенблюта определялись формфакторы протона в области пространственноподобных переданных четырехимпульсов ( $k^2 < 0$ ). В дальнейшем, при измерении дифференциальных сечений процессов

$$e^- + d \rightarrow e^- + n + p \quad (2)$$

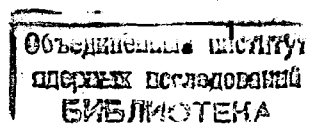
$$e^- + d \rightarrow e^- + d \quad (3)$$

были определены формфакторы нейтрона.

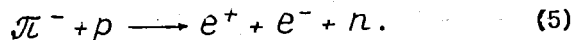
Результаты первых опытов Р.Хофштадтера показали, что нуклон взаимодействует с электромагнитным полем как частица, имеющая пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента. Дальнейшие эксперименты и их интерпретация с помощью дисперсионных соотношений позволили сделать вывод о том, что взаимодействие между фотоном и нуклоном осуществляется с помощью обмена векторными мезонами  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\Phi$ . Анализ результатов более поздних и более точных опытов обнаружил ограниченность модели векторной доминантности. Поэтому для детального описания  $G_N$  при  $k^2 < 0$  были предложены различные гипотезы относительно поведения  $Im G_N$  (спектральной функции) во времениподобной области. Прямая проверка правильности тех или иных представлений могла быть сделана только с помощью измерений значений формфакторов при времениподобных переданных импульсах. Вследствие кинематических ограничений реакция

$$e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p} \quad (4)$$

не позволяет определить значения  $G_N$  при  $k^2$  от 0 до  $88 \Phi^{-2}$ . В то же время, поведение спектральной функции именно в этом интервале переданных импульсов в значительной степени определяет форму  $G_N(k^2)$  в пространственноподобной области. Процессом, на



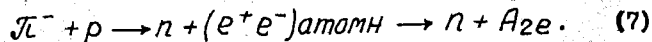
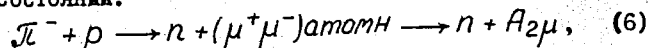
дифференциальные сечения которого в принципе могут влиять факторы нуклона при  $k^2 > 0$ , является реакция:



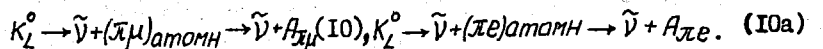
Процесс (5) был изучен в нескольких экспериментах при остановках пионов в жидком водороде (суммарная статистика  $\sim 10^4$  событий) и при импульсе пионов 4 ГэВ/с (суммарная статистика  $\sim 50$  случаев). Однако никаких количественных данных по электромагнитной структуре нуклона из этих опытов получено не было.

Выполненные под руководством автора в 1969-1976 г.г. работы /I,3/ по созданию аппаратуры для исследования процесса (5), измерению на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ его дифференциальных сечений, обоснованию этих измерений как метода изучения формфакторов при малых времениподобных передачах и определению дираковского изовекторного формфактора  $F_1^v(k^2)$  и  $F_\pi(k^2)$  в интервале  $k^2$  от  $1,5 \Phi^{-2}$  до  $3 \Phi^{-2}$  составляют содержание первых четырех глав диссертации.

При анализе реакции (5)\* было обращено внимание (С.М.Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Л.Л.Неменов, Ф.Г.Требунова\*\*\*) на возможность испускания в этом процессе пары лептон-антилептон в связанном состоянии:



Однако вероятности (6) и (7) слишком малы даже для простого наблюдения этих реакций. Вместе с тем, исследование свободных  $A_{2e}$  и  $A_{2\mu}$  представляет несомненный интерес. Во второй части диссертации теоретически рассмотрен /10,11,12/ новый класс распадов элементарных частиц, являющихся реальными источниками ультрарелятивистских позитрониев, атомов, образованных  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонами, и



Обсуждается принципиальная схема формирования пучков позитрониев и возможности, возникающие при работе с такими пучками.

\* Процесс (5) в работе /I/ был назван обратным электро-рождением. В настоящее время это не совсем строгое определение является общепринятым в советской и иностранной литературе и в сокращенной форме (ОЭП) будет обозначать реакцию (5) при дальнейшем изложении.

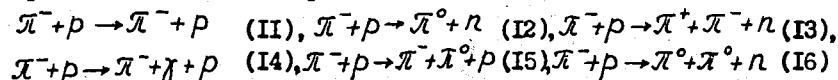
\*\* ЯФ, 10, 812, 1969.

В первой главе описываются аппаратура и процедура обработки /1,3/, позволившие идентифицировать  $\sim 60$  событий ОЭП и получить в предположении о равенстве формфакторов среднее значение  $F_1^v$  при  $k^2 = 2 \Phi^{-2} / 2$ .

Исследование реакции (5) было выполнено при кинетической энергии пионов 275 МэВ. Значение энергии было выбрано с учетом возможности интерпретации экспериментальных данных с помощью дисперсионных моделей, ожидаемых отклонений формфакторов от единицы и наличия интенсивного пионного пучка. Наблюдение ОЭП при относительно больших  $k^2$  сопряжено со значительными экспериментальными трудностями. Они возникают вследствие малой величины сечения этой реакции при энергии 275 МэВ:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \sim 5 \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}^2}$$

и высокого уровня фона, связанного с интенсивными процессами ядерного взаимодействия пионов с протонами, протекающими одновременно с реакцией (5). Сечения реакций



на несколько порядков превосходят сечение ОЭП. Для уменьшения эффективности регистрации реакций (I1), (I2) была выбрана геометрия (рис. I), в которой подавлялись одновременные прохождения вторичных частиц через боковые телескопы; применение черенковских счетчиков, детектировавших медленные частицы с низкой вероятностью, уменьшило эффективность регистрации (I3) в  $\sim 10^6$  раз. От реакций (I4)+(I6) процесс (5) отличается величиной ионизационных потерь и наличием линии в распределении событий по квадрату недостающей массы. Поэтому для идентификации (5) используемая аппаратура позволяла измерять ионизационные потери и энергии вторичных частиц.

Исследование ОЭП проводилось на пучке мезонного тракта синхротрона. Расположение детекторов показано на рисунке I. Функционально установку можно разбить на мониторный телескоп, выделяющий взаимодействие пионов с протонами водородной мишени, и два идентичных боковых телескопа, служащих для регистрации электронов и позитронов, генерированных в реакции ОЭП, определения их энергий и углов вылета.

Каждый из боковых телескопов состоял из включенных на совпадение сцинтилляционного счетчика  $C_6$  ( $C_7$ ), порогового черен-

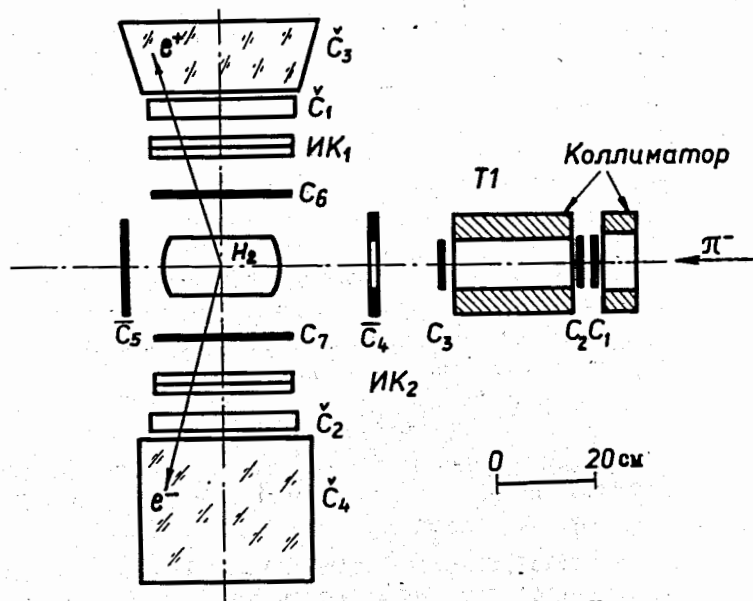


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  $H_2$  -водородная мишень;  $C_1$ - $C_7$  -сцинтилляционные счетчики;  $C_3$  и  $C_4$  -пороговые черенковские счетчики;  $C_3$  и  $C_4$  -черенковские спектрометры;  $ИК_1$  и  $ИК_2$  -искровые камеры.

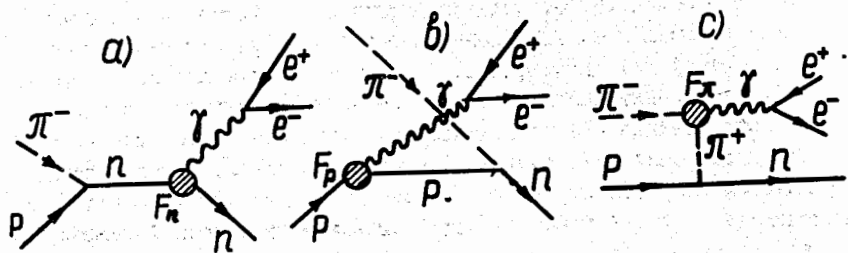


Рис. 2. Диаграммы, описывающие борновскую часть амплитуды ОЭП.

ковского счетчика  $\check{C}_1$  ( $\check{C}_2$ ), черенковского спектрометра полного поглощения  $\check{C}_3$  ( $\check{C}_4$ ) и искровой камеры  $ИК_1$  ( $ИК_2$ ). Размеры детекторов боковых телескопов и искровых камер приведены в таблице I. В воде радиаторов пороговых черенковских счетчиков для смещения спектра черенковского излучения в область чувствительности фотокатода ФЭУ-30 растворялась аминок-Г-кислота в концентрации 80 мг/л. Благодаря этой добавке эффективность детекторов возросла и исчезла направленность излучения, что позволило применить счетчики для регистрации вторичных частиц при лобных углах входа в радиатор. Черенковские спектрометры полного поглощения использовались для измерения энергии электронов и позитронов и уменьшения эффективности регистрации медленных частиц. Спектрометры калибровались на пучке электронов, получаемом на мезонном тракте. Нестабильность амплитуд импульсов спектрометров периодически контролировалась при помощи световых диодов и не превышала за шесть месяцев работы ускорителя величины  $\pm 4\%$ .

Искровые камеры применялись для отбора взаимодействий, содержащих в конечном состоянии две заряженные частицы, и для восстановления пространственной картины регистрируемых событий. Камеры наполнялись неоном и работали в трековом режиме до углов  $\sim 30^\circ$  с эффективностью  $\sim 98\%$ . Горизонтальные и вертикальные проекции обеих искровых камер при помощи системы зеркал фотографировались одним киноаппаратом. С каждой фотографируемой стороны камер устанавливались реперные пластины из плексигласа, с помощью которых осуществлялась привязка измеряемых координат к системе отсчета, связанной с мишенью. Для обеспечения точности определения углов  $\sim 0,5^\circ$  разрядная емкость генераторов Маркса подбиралась такой, чтобы толщина треков была  $\sim 1,5$  мм.

Лидководородная мишень, сконструированная и изготовленная специально для исследования ОЭП, состояла из вакуумного кожуха, резервуара для водорода объемом 24 литра и сменного "аппендикса", сделанного из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм. При заливке параводородом мишень сохраняла водород в "аппендиксе" в течение  $\sim 130$  часов. Уровень водорода контролировался с помощью термомпар.

Электронная логика вырабатывала мастер-импульс, если совпадали сигналы от мониторингового телескопа и двух боковых при условии, что суммарное энерговыделение в спектрометрах превышает 120 МэВ. Мастер-импульс через блокировку с временем запрета 0,3 с за-

Т А Б Л И Ц А I

В установке, произ- ведены эффекты, телесных углов	Детекторы боковых телескопов	Размеры в мм	Тип и колич. ФЭУ	Регистрация амплитудно- времен. информации. Обра- ботка пленки
I 0,19 стерад <sup>2</sup>	сцинтиляц. счетчик	280x200x10	1ФЭУ-30	пятилучевой осциллограф,
	водяной счетчик	φ300, L=44	1ФЭУ-30	двухканальный анализат.
	ливневый спектром.	φ1,320, φ2,400, L=150(4,2X <sub>0</sub> )	3ФЭУ-65	
	ливневый спектром.	φ350, L=300(12,6X <sub>0</sub> )	3ФЭУ-65	
	искровые камеры "алпендикс"	260x260, 2 зазора по 22мм. φ120, L=221(1,57 <sup>г</sup> /см <sup>2</sup> H <sub>2</sub> )		ПУОС-50
II 0,33 стерад <sup>2</sup>	сцинтиляц. счетчик	440x440x20	2ФЭУ-30	пятилучевой осциллогр.
	водяной счетчик	440x440x44	2ФЭУ-30	6 каналов в линии с ЭВМ
	ливневый спектром.	500x500x242(10,2X <sub>0</sub> )	9ФЭУ-49	
	искровые камеры "алпендикс"	260x260, 2 зазора по 22мм. φ120, L=370(2,6 <sup>г</sup> /см <sup>2</sup> H <sub>2</sub> )		ПУОС-50
III 0,75 стерад <sup>2</sup>	Детекторы и мишень установки II		16 канал.в линии с ЭВМ	
	искровые камеры	426x356x50		АЗЛТ-1, ПУОС-50

пускал развертки пятилучевого осциллографа, схемы пропускания, амплитудные анализаторы, генераторы ИК и два киноаппарата. Импульсы со всех детекторов подавались на пятилучевой осциллограф, изготовленный в ИФВЭ и являющийся усовершенствованным вариантом осциллографа, разработанного А.Ф.Дунайцевым и др.\*). Экран осциллографа фотографировался совместно с показаниями амплитудных анализаторов, на входы которых подавались сигналы со спектрометров. Скорости разверток были выбраны равными 25 нс/см.

За время основных измерений через полную и пустую мишени было пропущено соответственно  $1,78 \cdot 10^{11}$  и  $0,24 \cdot 10^{11}$  пионов; во время набора статистики раз в 8 часов амплитудно-временные характеристики аппаратуры снимались на упруго рассеянных пионах. В результате измерений на пучке было получено 52000 и 5000 фотографий соответственно с полной и пустой мишенью. При просмотре снимков с ИК отбирались события, имевшие по одному треку в каждой из камер. Эти случаи обмерялись на полуавтоматических устройствах типа ПУОС-50 и с помощью программы геометрической реконструкции, в основе которой лежала программа, написанная М.С.Хвастуновым\*\*), определялась вероятность вылета частиц из одной точки, принадлежащей мишени. После введения порогов по энергии электрона ( $E_-$ ) и позитрона ( $E_+$ ) и их сумме:  $E_-, E_+ > 40$  МэВ,  $E_+ E_- > 140$  МэВ, критериев по времени, углу между треками и точке попадания в спектрометр было выделено 125 событий-кандидатов, среди которых  $110 \pm 10$  генерировано на водороде. Анализ отобранных случаев показал, что среди них имеются фоновые события, принадлежащие реакции (16) и характеризующиеся большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках. Для выделения событий реакции (5) среди отобранных случаев-кандидатов использовалась наряду с величиной ионизационных потерь вероятность отклонения ( $W$ ) кинематических и геометрических параметров события от значений, ожидаемых для случая реакции (5) с учетом разрешающей способности аппаратуры. Из анализа выборок с различными ограничениями на значение  $W$  по величине ионизационных потерь  $A$  было найдено полное число событий реакции (5)  $n_0$  и установлена его независимость от значений  $W$  и  $A$ . С учетом событий, генерированных на пустой мишени, и фона случайных совпадений:

$$n_0 = 63 \pm 18.$$

\* ) ПТЭ, 2, II4, 1965.

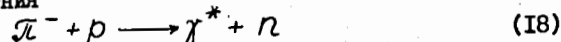
\*\* ) ОИЯИ, I-5220, Дубна, 1970.



Соответствующее среднее дифференциальное сечение при условии  $E_+, E_- > 40$  МэВ равно:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta \sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}^2}. \quad (17)$$

Для анализа процесса ОЭП, согласно теоретической работе Д.С.Су-ровцева и Ф.Г.Ткебучава<sup>\*)</sup>, были выбраны в качестве независимых переменных угол между импульсами пиона и фотона в  $\pi p$ -системе центра масс  $\theta^{\delta}$ , угол между импульсами нейтрона и электрона в  $(e^+e^-)$  с.ц.м.  $\theta$ , угол между плоскостью реакции обратного виртуального фоторождения



и плоскостью распада фотона  $\varphi$ . Дифференциальные сечения анализировались с помощью формул упоминавшейся выше работы Д.С.Су-ровцева и Ф.Г.Ткебучава.

Основной вклад в амплитуду ОЭП дает изовекторный переход, поэтому влияние изотопскалярных формфакторов на дифференциальные сечения незначительно. Изовекторные формфакторы и  $F_{\pi}$  входят в борновскую часть амплитуды таким образом, что  $F_2^V$ , умножаясь на малую величину, практически не влияет на значения вычисляемых распределений. Расчеты показали, что при выбранной начальной энергии и кинематике вклад от интерференции между борновскими членами и амплитудой магнитного дипольного перехода в значительной степени компенсирует вклад изобары. Поэтому сечение ОЭП в основном определяется борновскими членами (рис.2) и зависит практически только от  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$ ; значения других формфакторов вычислялись по дипольной формуле. Теоретические кривые хорошо описали распределения по  $k^2$ ,  $\theta^{\delta}$ ,  $\theta$  и  $\varphi$  со статическими значениями формфакторов ( $F_1^V = F_{\pi} = 1$ ), что дает основание использовать модель для определения этих параметров. С помощью предположения о равенстве  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$  для средних значений формфакторов при  $k^2 = 2 \Phi^{-2}$  была получена величина:

$$F_1^V = F_{\pi} = 1,07 \begin{matrix} +0,14 \\ -0,17 \end{matrix}. \quad (19)$$

Следует подчеркнуть, что  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$  входят в полюсную часть амплитуды виртуального фоторождения, являясь сомножителями в вычетах. Так

как вычеты берутся в точке, где виртуальные частицы находятся на массовой поверхности, то  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$  зависят только от  $k^2$  и являются аналитическими продолжениями в область времениподобных передач формфакторов, входящих в амплитуду упругого  $eN$ -и  $e\pi$ -рассеяния.

Во второй главе описываются аппаратура и процедура обработки<sup>4,57</sup>, позволившие идентифицировать  $\sim 190$  событий ОЭП и определить значения  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$  при трех значениях  $k^2$  в предположении о равенстве формфакторов<sup>6/</sup>. Эксперимент выполнялся на пучке мезонного тракта при кинетической энергии пионов 275 МэВ. Типы детекторов, их функции и расположение были такими же, как и в опыте, описанном в главе I. По сравнению с первой установкой были увеличены "аппендикс"-мишени, размеры детекторов боковых телескопов (табл. I), улучшено энергетическое разрешение спектрометров, и для амплитудно-временного анализа регистрируемых событий наряду с пятилучевым осциллографом была применена ЭВМ, работавшая "на линии"; искровые камеры описаны в главе I.

Боковые сцинтилляционные счетчики были составлены из двух счетчиков одинакового размера. Сигналы с фотомножителей смешивались и подавались в зал регистрирующей аппаратуры по одному кабелю.

Черенковский счетчик представлял собой контейнер из плексигласа, просматриваемый двумя фотомножителями ФЭУ-30 через световоды. Амплитудное распределение сигналов детектора при прохождении пучка электронов показано на рис.3. Эффективность при попадании электронов в центр радиатора  $\xi = 95\%$ . При смещении пучка на 15 см от фотокатода эффективность уменьшалась до 92%. Черенковские спектрометры полного поглощения имели радиаторы, составленные из двух блоков свинцового стекла. Степень перекрытия радиатора фотокатодами равнялась  $\sim 65\%$ . Для устранения остаточной намагнитченности трех магнитных экранов применялись специальные катушки, смонтированные на спектрометрах. Размагничивание переменным током позволило уменьшить влияние внешнего магнитного поля ( $H \sim 5$  эрстед) на амплитуду сигнала спектрометра до 4,5%. Без применения размагничивающих катушек эффект составлял  $\sim 20\%$ . Спектрометры исследовались на пучке электронов. Была измерена эффективность детекторов к электронам малых энергий, зависимость амплитудного разрешения спектрометра и его средней амплитуды от энергии (рис.4), а также влияние угла входа электрона  $\varphi$  и количества вещества радиатора на показания спектрометра.

\*) ОИЯИ, P2-456I, Дубна, 1969.

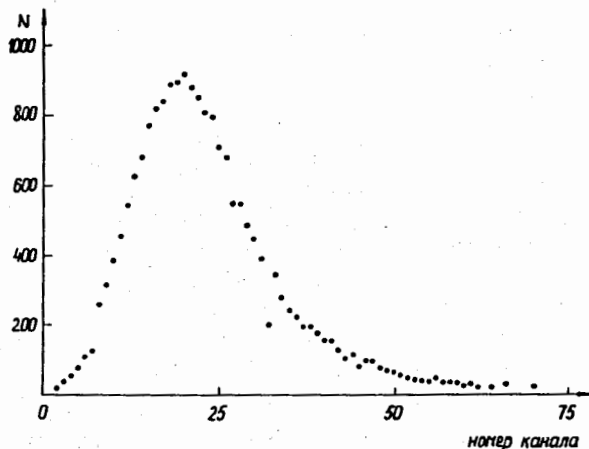


Рис. 3. Амплитудное распределение сигналов черенковского счетчика при регистрации электронов с энергией 184 МэВ.

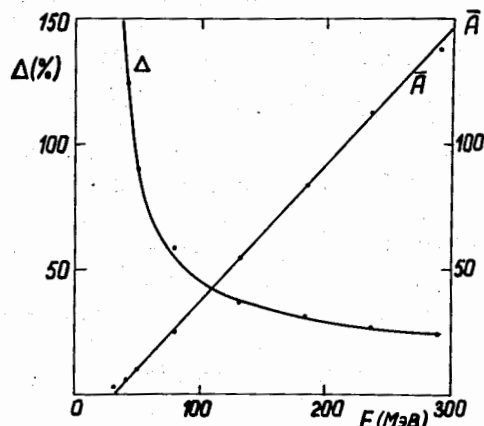


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигналов спектрометра и его разрешения от энергии электронов на входе бокового телескопа.

Стабильность спектрометров контролировалась по средней амплитуде сигналов от  $\gamma$ -квантов, образующихся при перезарядке  $\pi^-$ -мезонов, остановившихся в водороде. В течение 9 месяцев разброс средней амплитуды не превышал  $\pm 4\%$ , что соответствует точности измерения.

Схема выработки мастер-импульса была близка к варианту, изложенному в главе I. Мастер-импульс запускал схемы пропускания, стойку многомерного анализа, развертки пятилучевого осциллографа, генераторы ИК и киноаппараты. Система амплитудно-временной информации позволяла регистрировать для каждого события его номер и шесть параметров: амплитуды боковых сцинтилляционных счетчиков и спектрометров, а также времена появления сигналов в  $C_6, C_7$  по отношению ко второму мониторинговому счетчику. Информация о 1024 событиях накапливалась в АИ-4096, после чего автоматически передавалась через буферное устройство в ЭВМ "Минск-22", где записывалась на магнитную ленту и обрабатывалась по программе контрольной обработки статистики. Результатами обработки являлись одномерные распределения регистрируемых параметров, а также средние значения и дисперсии этих распределений. Вся эта информация по окончании работы программы автоматически передавалась в память буферного накопительного устройства, распечатывалась и просматривалась на осциллографе, обеспечивая количественный и визуальный контроль за работой установки.

За время основных измерений через полную и пустую мишени было пропущено соответственно  $2 \cdot 10^{11}$  и  $0,25 \cdot 10^{11}$  пионов; во время набора статистики раз в 12-16 часов амплитудно-временные характеристики аппаратуры калибровались на упруго рассеянных пионах. В результате измерений на пучке было получено 172000 фотографий с полной мишенью и 3000 — с пустой. Применение процедуры обработки, в основных чертах описанной в главе I, позволило идентифицировать 443 события-кандидата. В процессе обработки для повышения точности измерений была проведена коррекция показаний спектрометров на угол входа частиц в радиатор. В амплитудно-временные показания боковых сцинтилляционных счетчиков вводились поправки, учитывающие угол и координату входа частицы в сцинтиллятор, время ее пролета от мониторингового счетчика и амплитуду сигнала. Для выделения событий ОЭП использовалась разница в величине ионизационных потерь случаев реакции (5) и фоновых про-

цессов и значения квадрата недостающей массы  $M_X^2$ . В результате анализа событий-кандидатов было установлено, что полное число событий ОЭП  $n_0$  среди 443 кандидатов устойчиво к границам между выборками, по которым велось определение  $n_0$ , и равно с учетом событий, генерированных на пустой мишени, и фона случайных совпадений:

$$n_0 = 226 \pm 31. \quad (20)$$

Основная масса событий реакции ОЭП (84%) содержится в группе кандидатов, удовлетворяющих условию:

$$M_X^2 < 1,05 \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}^2}{c^4} \quad \text{и} \quad A < 2A \text{ вер.}, \quad (21)$$

где  $A$  — ионизационные потери в сцинтилляционных счетчиках ( $A$  вер. — наиболее вероятные потери). Среднее дифференциальное сечение при условии  $E_+, E_- > 60$  МэВ равно:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta \sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (4,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}^2}. \quad (22)$$

Теоретическая интерпретация ОЭП для некоторой области  $k^2$  оказывается существенно проще, нежели анализ фото- и электророждения пионов. Ю.С.Суровцев и Ф.Г.Ткебучава\* показали, что если при фиксированной энергии в  $(\pi\rho)$ -с.д.м. отбирать события с  $k^2$ , близкими к максимальному значению (квазипороговая кинематика), то в дифференциальные сечения такой выборки дает основной вклад борновская часть амплитуды ОЭП. Для определения формфакторов  $F_1^V(k^2)$  и  $F_\pi(k^2)$  анализировались 234 случая, удовлетворявшие условию (21). Эти события разбивались на три группы со средними значениями  $k^2$ , равными 1,72, 2,23 и 2,88  $\Phi^{-2}$ . Для каждой группы дифференциальные сечения по  $\cos\theta^I$  сравнивались с теоретическими, которые моделировались методом Монте-Карло (рис.5). Модель позволила хорошо описать экспериментальные распределения в предположении о равенстве  $F_1^V$  и  $F_\pi$  при следующих значениях параметров:  $F_1^V(1,7 \Phi^{-2}) = 1,10 \pm 0,07$ ;  $F_1^V(2,2 \Phi^{-2}) = 1,14 \pm 0,06$ ;  $F_1^V(2,9 \Phi^{-2}) = 1,30 \pm 0,07$ . (23)

Ошибки в формфакторах являются чисто статистическими и не включают погрешность в значении полного сечения, которая приводит к изменению всех формфакторов на  $\pm 0,08$ . Эта величина учитывалась при обработке данных по  $F_1^V$  и  $F_\pi$ . Значения

\* ЯФ, 16, 1204, 1972.

формфакторов хорошо аппроксимировались прямой линией

$$F_1^V(k^2) = 1 + \frac{1}{6} k^2 \tau_F^2 \quad (24)$$

при значении

$$\tau_F = \tau_\pi = (0,75 \pm 0,14) \Phi. \quad (25)$$

В первой и второй главах описываются эксперименты, в которых регистрировались электрон и позитрон, генерированные в реакции (5) под углами  $\sim 90^\circ$  в л.с. В такой геометрии отбираются события ОЭП с виртуальными фотонами, испущенными преимущественно в заднюю полусферу в с.д.и.-реакции. Анализ полученных данных и моделирование показали, что ОЭП можно наблюдать и при расположении детекторов под углами  $\sim 70^\circ$  по отношению к падающему пучку. Соответствующий эксперимент описывается в III главе. В этой геометрии регистрируются события ОЭП, в которых виртуальные фотоны испускаются в с.д.и.-реакции преимущественно в переднюю полусферу. Поэтому теоретическое описание данных всех трех экспериментов позволяет проверить возможность интерпретации ОЭП в интервале углов  $\theta^I$  от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ . В установке (рис.6) использовались детекторы и мишень, описанные в главе II, искровые камеры с большей апертурой и оптической системой, позволившей вести обработку फिल्मовой информации на сканирующем автомате АЭЛТ-1, созданном в ЛВТА ОИЯИ, и полуавтоматах ПУОС-50, блоки наносекундной электроники и стойка шестнадцатимерного анализа, разработанные в ОННР ЛЯП ОИЯИ.

Наносекундная электроника вырабатывала мастер-импульс по схеме, описанной в главе I. Для улучшения временного разрешения водяных черенковских счетчиков и спектрометров, импульсы с которых имели большой разброс по амплитуде, вместо дискриминаторов применялись формирователи биполярных импульсов и детекторы нуля, что уменьшило ширину временного распределения импульсов спектрометров в шесть раз. На ЭВМ через буферное устройство передавалась по 12 каналам амплитудно-временная информация с детекторов, а также номер события, его положение по отношению к началу банча и данные с пересчетных устройств.

Благодаря существенному увеличению информации о детекторах калибровка аппаратуры на упруго рассеянных пионах производилась раз в 24+30 часов.

За время основных измерений через полную и пустую мишени



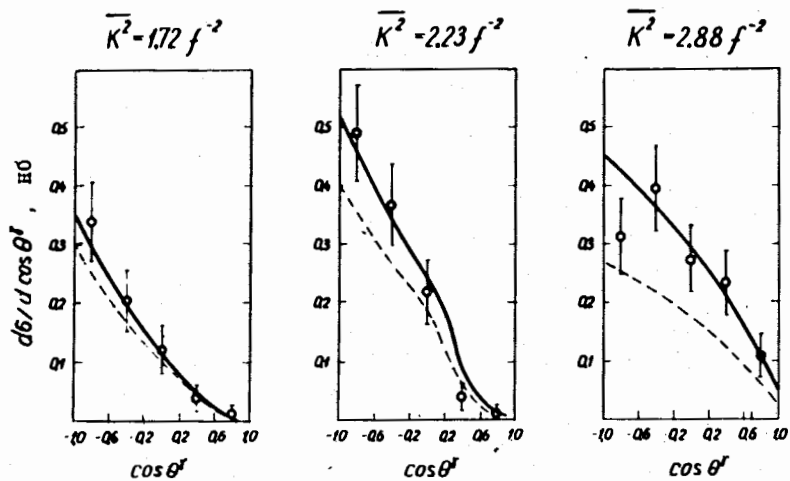


Рис. 5. Распределение событий по  $\cos \theta^p$ .

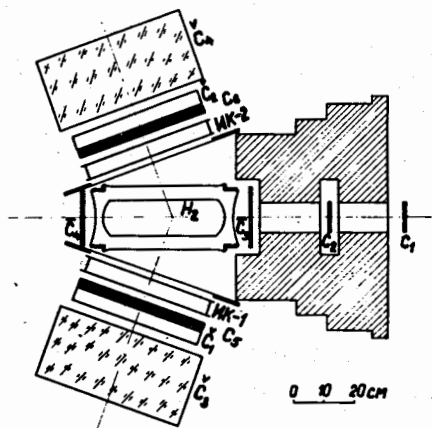


Рис. 6. Схема экспериментальной установки:  $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$  - спцилляционные счетчики;  $V_1, V_2$  - пороговые водяные черенковские счетчики;  $C_3, C_4$  - черенковские спектрометры полного поглощения;  $IK_1, IK_2$  - искровые камеры.

было пропущено соответственно  $3 \cdot 10^{11}$  и  $\sim 0,3 \cdot 10^{11}$  пионов и отснято 460 тысяч фотографий. После просмотра снимков 80% фотоматериала (~100000 кадров) сканировались и обрабатывались на автомате АЗЛТ-1, оставшиеся 20% событий, характеризующиеся, как правило, низкой контрастностью изображения одного из треков, отправлялись для повторных измерений на полуавтоматы ПУОС-50. После геометрической реконструкции, коррекции амплитудно-временных показаний детекторов и введения критериев, описанных в предыдущих главах, была выделена группа  $\sim 10000$  событий.

Кинематический анализ обнаружил, что примерно половина событий с  $M_x$ , превышающими массу нейтрона, являются случаями процесса упругого рассеяния пионов, сопровождающихся случайными сигналами в черенковских детекторах телескопа, в который попал протон отдачи. Введением критерия, основанного на корреляции между углами вылета пиона и протона, этот фоновый процесс был подавлен. Анализ оставшихся событий проводился на основе результатов моделирования, показавших, что основным фоновым процессом является реакция (16). Для определения числа событий ОЭП распределения по квадрату недостающей массы аппроксимировались суммой распределений, моделированных для событий реакций (5)  $f_{\text{ЭП}}$  и (16)  $f_{\text{фон}}$  с учетом разрешающей способности аппаратуры:

$$F(M_x^2) = \alpha f_{\text{ЭП}} + \beta f_{\text{фон}}. \quad (26)$$

Значения параметров  $\alpha$  и  $\beta$  определялись из условия минимума величины  $\chi^2$  при сравнении экспериментальных и моделированных распределений.

Экспериментальные распределения по  $M_x^2$  (рис.7) анализировались при разных значениях эффективных масс  $(e^+e^-)$ -пары  $\omega$  и ионизационных потерях  $A$ . Было установлено, что при изменении  $\omega$  и  $A$  в широких интервалах полное число событий ОЭП в пределах ошибок не меняется и равно  $n_0 \approx 1040$ . Определенное по этой группе дифференциальное сечение, при условии, что  $E_+, E_- > 50$  МэВ, равно:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (6,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}^2}. \quad (27)$$

В четвертой главе анализируются события, процедура иденти-

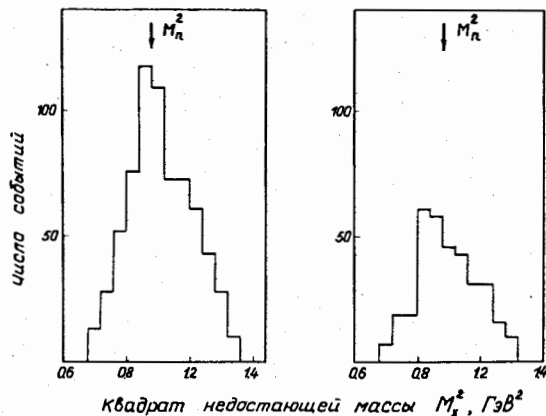


Рис. 7. Распределения событий по  $M_X^2$ , полученные после вычитания фона от пустой мишени, а также после введения критериев  $\omega > 220$  МэВ и  $A < 2,2 A_{н.в.}$ .

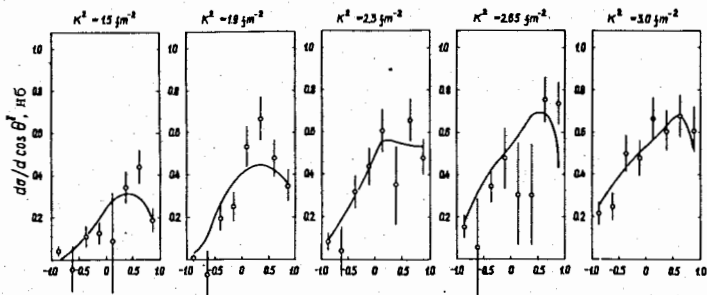


Рис. 8. Распределения событий по косинусу угла вылета виртуального фотона  $\theta^*$ . Сплошными кривыми показаны результаты теоретических расчетов с формфакторами, приведенными в табл. 2.

кации которых изложена в главе III и предыдущих главах. Для определения значений  $F_1^V$  и  $F_X$  применялась предложенная Т.Д.Блохинцевой, Ю.С.Суровцевым и Ф.Г.Требуचाва<sup>\*)</sup> дисперсионная модель, хорошо описавшая данные по фото- и электророжению. При нахождении формфакторов использовалось предположение об их равенстве (анализ I), а также более точное соотношение:

$$F_X(k^2) = F_1^V(k^2) - \Delta(k^2), \quad (28)$$

в котором функция  $\Delta(k^2)$  вычислялась по результатам работ Г.Хёлера и др.<sup>\*\*)</sup> (анализ II) и Н.М.Буднева, В.М.Буднева, В.В.Серебрякова<sup>\*\*\*)</sup> (анализ III). Для определения  $F_1^V$  и  $F_X$  группа из 1183 событий ( $M_X^2 < 105 \frac{\text{ГэВ}^2}{c^4}$ ,  $A < 2,2 A_{н.в.}$ ), идентификация которых описана в III главе, разбивалась на пять интервалов по  $k^2$  со средними значениями 1,5; 1,9; 2,3; 2,6; 3,0  $\Phi^{-2}$ . Формфакторы определялись сравнением экспериментальных распределений по  $\cos \theta^*$  с теоретическими (рис.8). Значения  $F_1^V$  и  $F_X$ , полученные при анализе данных главы III, а также глав I, II, приведены на рис.9 и в таблице II, из которой следует, что разница между параметрами, определенными в анализах II и III, не превосходит 0,03. Для нахождения электромагнитного радиуса пиона зависимость  $F_X$  от  $k^2$  задавалась формулой:

$$F_X(k^2) = \frac{A_i}{1 - Bk^2}, \quad (29)$$

хорошо аппроксимирующей теоретические кривые в интервале  $0 < k^2 < 3\Phi^{-2}$ . Параметры  $A_i$  вводились для учета погрешностей, связанных с ошибками в абсолютных измерениях. Значения  $A_i$ , приведенные в таблице II, для последнего эксперимента отличаются от единицы на две ошибки. Для определения влияния точки при  $k^2 = 0,058 \text{ ГэВ}^2/c^4$  на коэффициенты  $A_i$  экспериментальные данные анализировались без нее. В этом случае максимальное отклонение  $A_i$  от единицы составило 1,4 систематической ошибки, а значение  $\zeta_X$  изменилось на 0,5 стандартного отклонения. Значения радиуса пиона  $\zeta_X(\text{II}) = (0,60 \pm 0,08)\Phi$ ,  $\zeta_X(\text{III}) = (0,66 \pm 0,07)\Phi$  (30)

\*) ЯФ, 21, 850, 1975.

\*\*) Phys.Lett. 53B, 471, 1975; ТКР 76/1, Karlsruhe, 1976.

\*\*\*) Препринты ТФ-88, ТФ-89, Новосибирск, 1976.

№ анализа	$K^2, \frac{\text{ГэВ}^2}{c^4}$		Значения факторов									
	$F_1^V$	$F_{\pi}$	0,058	0,067	0,073	0,078	0,087	0,088	0,103	0,112	0,119	
I	$F_1^V$	$F_{\pi}$	0,90	1,12	1,00	1,07	1,13	1,06	1,12	1,21	1,26	
II	$F_1^V$	$F_{\pi}$	0,93	1,16	1,04	1,14	1,22	1,13	1,20	1,32	1,36	
III	$F_1^V$	$F_{\pi}$	0,92	1,15	1,03	1,13	1,21	1,12	1,19	1,31	1,35	
II	$F_{\pi}$	$F_1^V$	0,85	1,04	0,91	0,99	1,04	0,95	1,01	1,12	1,16	
III	$F_{\pi}$	$F_1^V$	0,85	1,05	0,93	1,01	1,06	0,97	1,04	1,15	1,19	
Полная ошибка			0,09	0,10	0,08	0,16	0,10	+0,09 -0,08	0,09 -0,08	0,10	0,08	
Систематическая ошибка			0,07	0,08	0,07		0,08	0,07	0,07	0,08	0,07	
Нормир. коэфф. $A_i$			0,87	0,93	0,87		0,93	0,87	0,87	0,93	0,87	
Нормир. коэфф. $A_i$ (без точки при $K^2 = 0,058$ )				0,94	0,90		0,94	0,90	0,90	0,94	0,90	

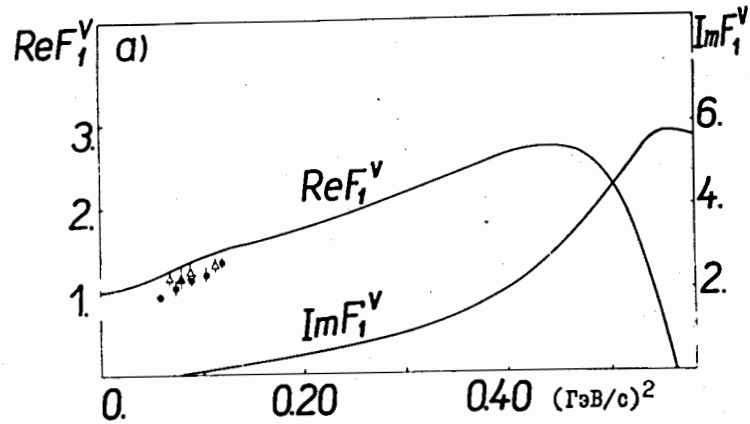


Рис. 9а. Значения  $F_1^V(k^2)$ . Сплошные кривые взяты из работы Хёлера.

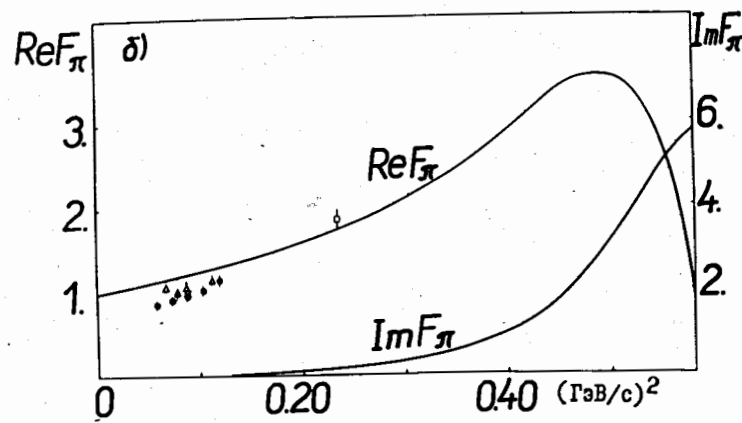


Рис. 9б. Значения  $F_{\pi}(k^2)$ . Сплошные кривые взяты из работы Хёлера.

согласуются с данными, полученными при анализе экспериментов по прямому электророжению, на встречных пучках, по упругому рассеянию пионов на электронах, а также с чисто теоретическими расчетами. Формула (29), точно описывая теоретическую зависимость  $F_{\pi}$ , хуже аппроксимирует аналогичные значения для  $F_{\gamma}$ . Поэтому радиус нуклона получался прибавлением к экспериментальному значению  $r_{\pi}$  теоретической добавки, равной для анализа II примерно  $0,14\text{Ф}$ :

$$r_F(II) = r_{\pi}(II) + 0,14 = (0,73 \pm 0,08)\text{Ф}. \quad (31)$$

Полученный результат согласуется с теоретическим значением, приведенным в работе Хёлера:

$$r_F = (0,76 \pm 0,02)\text{Ф}, \quad (32)$$

и с величиной, найденной А.В.Кравцовым и Л.Л.Неменовым<sup>\*)</sup> из анализа данных по электромагнитной структуре нуклона в области пространственноподобных передач с помощью метода оптимального конформного отображения и строгих дополнительных условий:

$$r_F = (0,73 \pm 0,01)\text{Ф}. \quad (32a)$$

В работе Ю.С.Суровцева и Ф.Г.Ткебучава<sup>\*\*)</sup> дифференциальное сечение фоторождения было представлено в форме:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma^{\text{борн}}}{dt} + \phi(s, t, k^2), \quad (33)$$

где первое слагаемое обозначает борновскую часть сечения, а второе — вклад от взаимодействия в конечном состоянии и его интерференции с борновской амплитудой. Из анализа экспериментальных данных по фоторождению было показано, что при каждом значении  $S$  существует  $t_k$ , обращающее  $\phi(s, t, k^2)$  в ноль. В рамках дисперсионной модели установлено, что при переходе к ОЭП значение  $t_k$ , найденное из данных по фоторождению, практически не меняется. Для проверки этого утверждения в каждой из пяти групп событий по экспериментальным точкам проводилась плавная кривая  $\Gamma$ , наилучшим образом аппроксимирующая значения  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ , и находился угол, при котором линия, описывающая борновскую часть сечения, пересе-

калась с плавной кривой  $\Gamma$ . Значения пяти углов в пределах ошибок совпадали между собой. Среднее значение угла равно

$$\theta_{\text{ОЭП}}^{\text{ср}} = 70^\circ \pm 7^\circ. \quad (34)$$

Величина угла, при котором происходит компенсация в реакции фоторождения при этой же энергии ( $\sqrt{s}$ ) с.ц.и., равна

$$\theta_{\text{фоторожд}}^{\text{ср}} = 70^\circ. \quad (35)$$

Сохранение значения угла компенсации при переходе от точки  $k^2=0$  в область времениподобных передач позволяет выбирать при постановке эксперимента по исследованию ОЭП геометрию, обеспечивающую при определении формфакторов минимальные модельные неопределенности.

Дифференциальное сечение ОЭП можно условно записать в форме

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 + \Delta\sigma_3 + \Delta\sigma_4, \quad (36)$$

где  $\Delta\sigma_1$  соответствует излучению поперечного неполяризованного фотона,  $\Delta\sigma_2$  — поперечного поляризованного фотона,  $\Delta\sigma_4$  — продольно — поляризованного фотона, а сечение  $\Delta\sigma_3$  связано с интерференцией поперечных и продольных амплитуд. Так как угловые распределения электрона и позитрона в реакции (5) зависят от состояния поляризации фотона, то, анализируя двумерное распределение по  $\cos\theta$  и  $\cos\varphi$ , можно чисто феноменологически определить значения  $\Delta\sigma_i$ . События, идентифицированные в главе III, разбивались на пять интервалов по  $k^2$  так же, как это делалось при определении формфакторов. Для каждой группы проводился феноменологический анализ двумерного распределения по  $\cos\theta$  и  $\cos\varphi$ . Значения  $\Delta\sigma_i$  представлены на рисунке 10. Сплошные кривые рассчитаны по дисперсионной модели с формфакторами, определенными в анализе II. Видно, что модель хорошо описывает поведение сечений  $\Delta\sigma_1$ ,  $\Delta\sigma_2$  и  $\Delta\sigma_4$ . Расхождение между поведением  $\Delta\sigma_3$  и предсказаниями теории может объясняться как несовершенством модели, так и систематической ошибкой, сказывающейся на измерении малой величины (вклад  $\Delta\sigma_3$  не превышает 4%). Как показали расчеты, сечение  $\Delta\sigma_1$  в одинаковой степени зависит от  $F_1^V$  и  $F_{\pi}$ . Величина  $\Delta\sigma_4$  зависит в основном от  $F_1^V$ . Следовательно, если величина  $\Delta\sigma_4$  известна с малой ошибкой, то можно с хорошей точностью определить  $F_1^V$  даже при использовании грубой оценки формфактора  $F_{\pi}$ . Так как  $\Delta\sigma_4$  определяется только борновскими членами, то найденная таким способом величина  $F_1^V$  не будет зависеть от модельных неопределенностей.

\*) Препринт ЛИЯФ, № 301, Ленинград, 1977.

\*\*) ОИЯИ, Е2-8018, Дубна, 1974

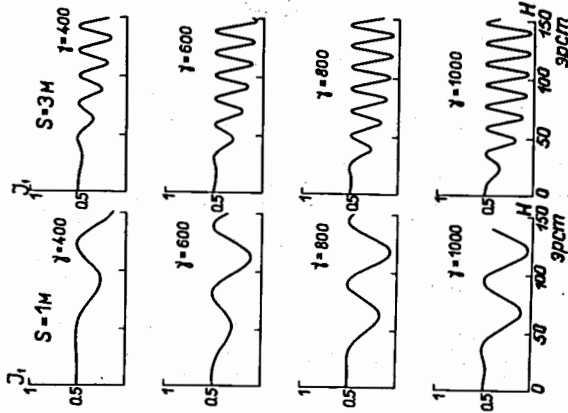


Рис. 11. Зависимость интенсивности пучка релятивистских позитрониев от величины магнитного поля в лабораторной системе координат. Вычисления сделаны для магнитной длины 1 м (левый столбец) и 3 м (правый столбец). Значения гамма-факторов частиц пучка указаны в верхней части каждого рисунка. Интенсивность в максимальное плавна 0,5, так как осциллирует половина пучковых частиц.

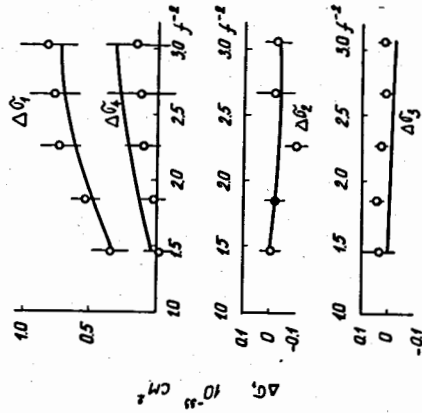


Рис. 10. Сечения образования виртуальных фотонов в разных поляризованных состояниях:  $\Delta\sigma_1$  - сечение рождения поперечного неполяризованного фотона,  $\Delta\sigma_2$  - продольно-поляризованного;  $\Delta\sigma_3$  - линейно-поляризованного;  $\Delta\sigma_3$  - та часть сечения, которая обусловлена интерференцией продольной и поперечной амплитуд. Сплошные кривые вычислены по дисперсионной модели.

В конце главы обсуждаются возможности исследования электромагнитной структуры нуклона при больших переданных импульсах. Делается вывод о возможности продвижения по  $k^2$  до  $8 \Phi^{-2}$  с использованием квазипороговой кинематики, компенсирующей геометрии и интерпретации экспериментальных данных с помощью моделей, учитывающих влияние высших резонансов на дифференциальные сечения ОЭП. Соответствующие исследования будут проведены в совместном эксперименте ОИЯИ-ЛИЯФ в 1978-1980 г.г.

В пятой главе рассмотрены редкие распады элементарных частиц, характерной чертой которых является наличие в конечном состоянии атомной системы  $1/10$ . Такие превращения были названы атомными распадами, а связанные состояния обозначены символами  $A_{2f}$ , если атом образован частицей и античастицей, или  $A_{kf}$ , если частицы разные. В последнем случае для однозначного описания зарядового состояния на месте индекса  $k$  пишется символ положительно заряженной частицы.

Для вычисления вероятности атомных распадов, в которых виртуальный времениподобный фотон превращается в связанное состояние, было получено общее выражение для величины  $\rho_{\text{атомн.}}$ , равной

$$\rho_{\text{атомн.}} = \frac{W(a \rightarrow b + A)}{W(a \rightarrow b + \gamma)}, \quad (37)$$

где  $W(a \rightarrow b + \gamma)$  - вероятность распада частицы  $a$  на частицу  $b$  и фотон, а  $W(a \rightarrow b + A)$  - распад с испусканием атома. Из сохранения CP- и C-четности следует, что система фермион-антифермион может испускаться только в трилетном состоянии и с четным орбитальным моментом  $L$ . Так как значение  $\rho_{\text{атомн.}}$  пропорционально квадрату волновой функции, то связанные состояния будут образовываться только с  $L=0$ . Вероятность испускания атома с главным квантовым числом  $n$  пропорциональна  $n^{-3}$ . Относительную погрешность величины  $\rho$  оценить трудно, однако она, вероятно, не превышает одного процента.

С помощью выражения для  $\rho_{\text{атомн.}}$  была вычислена относительная вероятность распадов  $\pi^-$  и  $\eta^0$ -мезонов с испусканием позитрония:

$$\frac{W(\pi^- \rightarrow \gamma + A_{2e})}{W(\pi^- \rightarrow \gamma + \gamma)} = \frac{W(\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2e})}{W(\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma)} = 0,60 \alpha^4 = 1,70 \cdot 10^{-9}, \quad (38)$$



а также распада  $\eta^0$  с испусканием  $A_{2\mu}$  :

$$\frac{W(\eta^0 \rightarrow \gamma + A_{2\mu})}{W(\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma)} \approx 1,15 \cdot 10^{-9} \quad (39)$$

Несмотря на малую вероятность атомного распада  $\pi^0$  мезона, существующие ускорители высоких энергий позволяют получить пучки  $A_{2e}$  с интенсивностью, достаточной для проведения ряда исследований. Для позитрония в триплетном состоянии с энергией 1000 МэВ, которая характерна для ускорителя ИФВЭ, распадная длина в л.с. равна 42 км. Поэтому на базе 50+100 метров такие атомы практически не распадаются. Для иллюстрации интенсивности пучка  $A_{2e}$  можно привести следующие цифры: при энергии протонов 70 ГэВ, сбросе на мишень  $10^{12}$  протонов/цикл, телесном угле регистрирующей аппаратуры  $10^{-4}$  стерад, толщине мишени, в которой генерируются  $\pi^0$ -мезоны, 1 мкм за 250 часов работы ускорителя можно наблюдать под углом  $8^\circ$  в л.с. ~30000 атомов. При уменьшении угла эта цифра быстро растет. (О.Е.Горчаков, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов<sup>ж)</sup>).

Вследствие большой величины сечения развала позитрония в веществе основным источником релятивистских атомов являются  $\pi^0$ -мезоны, которые за время своей жизни  $\tau_0$  выходят из мишени и распадаются в вакуумной камере ускорителя с испусканием  $A_{2e}$ . Изменяя отношение числа позитрониев  $N_A$  к числу  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma$ , испущенных в один и тот же телесный угол, как функцию импульса позитрония или толщины мишени, можно измерить время жизни  $\pi^0$ -мезона без привлечения теоретических расчетов, носящих модельный характер. Для условий эксперимента, изложенных выше, и толщины мишени от 2 до 6 мкм статистическая точность определения  $\tau_0$  за 250 часов работы ускорителя может быть лучше одного процента. (Л.С.Вертоградов, О.Е.Горчаков, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов<sup>жж)</sup>).

Эту чисто расчетную оценку можно сравнить с погрешностями измерений  $\tau_0$  по зависимости числа конверсионных позитронов от толщины мишени (~18%) и по эффекту Примакова (~5%). Можно отметить, что результаты, полученные с помощью эффекта Примакова, являются модельно зависимыми. Время жизни, измеренное по конверсионным позитронам, свободно от каких-либо теоретических неопределенностей.

ж) ЯФ, 24, 524, 1976.

жж) ОИЯИ, Р1-9181, Дубна, 1975.

В шестой главе<sup>/II/</sup> описывается принципиальная схема формирования и детектирования пучка релятивистских  $A_{2e}$ . Количественное рассмотрение поведения движущегося позитрония в магнитном поле было сделано с помощью уравнения Вигнера-Вайскопфа и анализа спиновых состояний атомов в пучке. Из полученных решений следовало, что если в магнитное поле с напряженностью  $H$ , перпендикулярной оси пучка, входят позитронии, находящиеся только в триплетном состоянии, то после магнита с вероятностями  $W_1$  и  $W_0$  атомы будут обнаружены, соответственно, в триплетном и синглетном состояниях. Значение  $W_1$  при монотонном увеличении  $H$  меняется периодически, достигая при определенных значениях напряженности магнитного поля максимальной величины  $\sim 1$  и минимума  $\sim 0,5$ . Если после магнита располагается свободный от полей промежуток длиной, достаточной для распада  $A_{2e}$  в синглетном состоянии, то при значениях  $H$ , соответствующих максимуму или минимуму  $W_1$ , будет зарегистрирована максимальная или минимальная интенсивность пучка (рис. II). Значения напряженности магнитного поля, при которых интенсивность пучка максимальна, удовлетворяют соотношению

$$H_n^2 = A^2 n^2 - B^2, \quad (40)$$

где  $n$  - номер максимума, а коэффициенты  $A$  и  $B$  выражены через известные константы и функции  $\varphi(\gamma)$  и  $\chi(\gamma)$ , осуществляющие преобразование компонент электромагнитного поля и времени из л.с. в систему покоя позитрония:

$$A \sim \frac{1}{\varphi(\gamma)\chi(\gamma)}, \quad B \sim \frac{1}{\varphi(\gamma)}, \quad \tilde{H} = \varphi(\gamma)H_L, \quad \tilde{t} = \chi(\gamma)t_L. \quad (41)$$

В специальной теории относительности произведение  $\varphi(\gamma)\chi(\gamma)$  должно равняться единице при всех гамма-факторах. Поэтому значения коэффициента  $A$ , измеренные для пучков  $A_{2e}$  с разными импульсами, должны быть одинаковы. Такой способ проверки преобразований Лоренца может применяться при гамма-факторах  $\sim 10^3 + 10^4$ , сводится в значительной степени к относительным измерениям и позволяет достигнуть большой точности при определении величины  $A$ :

$$\frac{\delta A}{A} \sim 10^{-4} \quad \text{при} \quad \gamma \sim 10^3. \quad (42)$$

Рассмотрение движения пучка позитрониев в двух магнитах, между которыми располагается промежуток, свободный от магнитных полей,

показало, что по зависимости интенсивности пучка от напряженности магнитных полей и расстояния между магнитами можно измерить гамма-фактор  $A_{2e}$ , время жизни и энергию сверхтонкого расщепления позитрония, а также исследовать его диссоциацию в электрическом поле.

Результаты, полученные в У и У1 главах, вошли в физическую часть программы совместного проекта ЛЯП ОИЯИ-ИФВЭ, осуществление которого предполагается в 1977-1980 г.г.

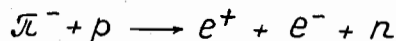
В седьмой главе вычислены относительные вероятности атомных распадов  $K_L^0$ -мезона (10) и (10a) в зависимости от значения волновой функции атомов и параметров, характеризующих адронный ток. Относительная вероятность распада (10a) равна:

$$\beta_{\text{атомн}} = \frac{W(K_L^0 \rightarrow A\pi\mu + \bar{\nu})}{W(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu})} \approx 4 \cdot 10^{-7}; \quad (46)$$

вероятность распада (10a) оказалась на шесть порядков меньше. Отмечена возможность наблюдения процесса (10) с использованием развала атома в тонких слоях вещества и соотношения между импульсами  $\bar{\pi}$ - и  $\mu$ -мезонов после диссоциации. Некоторые результаты гл. УП были использованы М.Шварцем с сотрудниками при проектировании эксперимента, в котором было осуществлено наблюдение  $A\pi\mu$  и атомного распада  $K_L^0$ -мезона\* на ускорителе в Брукхейвене (США).

Основные результаты проведенных исследований можно кратко сформулировать следующим образом:

I. Разработаны и изготовлены три установки, предназначенные для исследования реакции



в области дифференциальных сечений

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \sim 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад}^2.$$

Каждая установка состояла из водородной мишени, сцинтилляционных и водяных черенковских счетчиков, черенковских спектрометров полного поглощения и широкозасорных искровых камер. Амплитудно-временная информация регистрировалась с помощью быстрого

пятилучевого осциллографа и систем многомерного анализа, работавших "в линию" с ЭВМ. Оптическая система искровых камер третьей установки позволяла вести обработку фотоматричной информации как на автомате с электронно-лучевой трубкой АЭЛТ-1, так и на полуавтоматических устройствах ПУОС-50.

II. В трех экспериментах, выполненных при энергии пионов  $E_{\text{кин}} = 275 \text{ МэВ}$ , было получено в общей сложности  $\sim 700.000$  фотографий с ИК и амплитудно-временная информация на магнитных лентах. Обработка этих данных позволила последовательно идентифицировать  $\sim 60$ ,  $\sim 190$  и  $\sim 1000$  событий ОЭП и определить соответствующие дифференциальные сечения, значения которых лежали в интервале  $(3+6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад}^2$ ; точность измерения сечений 10% - 15%.

III. При анализе полученных экспериментальных данных с помощью дисперсионных моделей было обнаружено, что теория позволяет хорошо описать динамику ОЭП, правильно предсказывая не только угловые распределения виртуальных фотонов, но и состояния их поляризации.

IV. Установление возможности количественного теоретического анализа данных по ОЭП является первым экспериментальным обоснованием нового и в настоящее время единственного метода исследования электромагнитной структуры нуклона в области малых времениподобных передач ( $k^2 < 8\phi^{-2}$ ).

V. Впервые исследована электромагнитная структура нуклона в области времениподобных передач  $0 < k^2 < 88\phi^{-2}$ , играющей важную роль в понимании механизма фотон-нуклонного взаимодействия: значения изовекторного дираковского формфактора  $F_1^V$  определены со средней точностью  $\sim 10\%$  при девяти значениях  $k^2$ , лежащих в интервале от 1,5 до  $3\phi^{-2}$ . Найденные значения находятся в удовлетворительном согласии с расчетами, выполненными с помощью дисперсионного подхода.

VI. Значения формфактора пиона  $F_\pi$  определены со средней точностью  $\sim 10\%$  при девяти значениях  $k^2$ , лежащих в интервале от 1,5 до  $3\phi^{-2}$ .

VII. Рассмотрен новый класс распадов элементарных частиц, характерной чертой которых является наличие в конечном состоянии связанной системы. Вычислены относительные вероятности распадов  $\pi^0$ ,  $\eta^0$  с испусканием позитрония и распада  $\eta^0$  с испусканием атома, образованного  $\mu^+$  и  $\mu^-$ -мезонами.

\*)

Phys.Rev.Lett. 37, 249, 1976.

VIII. Показано, что атомный распад  $\mathcal{K}^0$ -мезона позволяет получить на существующих ускорителях пучки релятивистских позитрониев. Предложена принципиальная схема формирования и детектирования таких пучков.

IX. Предложен новый модельно-независимый метод определения времени жизни  $\mathcal{K}^0$ -мезона, основанный на измерении относительной интенсивности пучков позитрониев.

X. Рассмотрено движение пучка релятивистских позитрониев в магнитных полях простой конфигурации. Показано, что при определенных условиях интенсивность пучка осциллирует. Исследование осцилляций позволяет проверить форму преобразований Лоренца при больших значениях гамма-факторов ( $\gamma > 10^3$ ) с относительной точностью, лучшей чем  $10^{-3}$ , а также изучить диссоциацию позитрония в скрещенных полях, измерить его время жизни и энергии сверхтонкого расщепления.

XI. Вычислены вероятности распадов  $K_L^0$  с испусканием атомов, образованных пионом и лептонами ( $\mu, e$ ). Отмечена возможность наблюдения процесса  $K_L^0 \rightarrow \Lambda \mu + \nu$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.К.Акимов, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Кушцов, Л.Л.Неменов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин, Ю.Д.Прокошкин, Н.М.Агабабян, И.А.Керопян, Г.Г.Мкртчян, С.Ф.Бережнев, А.В.Куликов, Г.И.Смирнов. ЯФ, 13, 748, 1971.
2. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Кушцов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ЯФ 16, 185, 1972.  
Материалы XV Международной конференции по физике высоких энергий: R.Wilson, Раппорт. доклад, стр. 237, Киев, 1970.
3. А.В.Кушцов, Л.Л.Неменов, Ю.М.Чиркин. ПТЭ, 4, 77, 1971.
4. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Кушцов, А.В.Куликов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971.
5. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Кушцов, В.П.Курочкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс. ЯФ, 17, 85, 1973.

6. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Кушцов, В.П.Курочкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов, Д.М.Хазинс. ЯФ, 18, 102, 1973.  
Proceedings of the XVI International Conference on High Energy Physics, v.2, p.113, Batavia, 1972.  
M.Courdin. Invited talk presented at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies PAR-LPTHE 73/9, p.11, September, 1973.
7. А.В.Демьянов, А.В.Кушцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, В.И.Сидорова, Г.И.Смирнов, В.Л.Трифонов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, 13-7683, Дубна, 1974.
8. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов, А.В.Кушцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс. ЯФ, 24, 1127, 1976.
9. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Кушцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс, ОИЯИ, PI-10311, Дубна, 1976.  
Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, vol. I, A7-5, Dubna, 1977.
10. Л.Л.Неменов. ЯФ, 15, 1047, 1972.
11. Л.Л.Неменов. ЯФ, 24, 319, 1976.
12. Л.Л.Неменов. ЯФ, 16, 125, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 мая 1977 года.