

40387

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

K935

УДК 539.12.125:539.172.5

1-88-579

КУРОЧКИН

Вячеслав Павлович

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ $A(\pi, e^+e^-)X$
НА ЯДРАХ ^{12}C И ^7Li
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПИОНОВ 164 И 380 МэВ

Специальность 01.04.01 – экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

А. В. Кушцов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

М. Н. Хачатурян

доктор физико-математических наук

В. Н. Болотов

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт
теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 198 г.

в _____ часов на заседании Специализированного совета

Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 198 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

доктор физико-математических наук.

 Ю. А. Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Исследование электромагнитных формфакторов адронов является важной задачей физики элементарных частиц. Анализ данных по формфакторам позволяет понять механизм взаимодействия электромагнитного поля с адронами.

Особый интерес при изучении формфакторов вызывает реакция обратного электророжения пионов (ОЭП) на нуклонах $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ и ядрах $\pi A \rightarrow e^+e^-X$. Эта реакция является практически единственным источником информации о структуре нуклона во времени подобной области передач $0 < K^2 < 4 \cdot M^2$ нукл. ($\sim 3,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$). Эта область кинематически недоступна для процессов eN -рассеяния и e^+e^- или $p\bar{p}$ -аннигиляции, обычно используемых для определения формфакторов нуклона. Измерения формфакторов в области $0 < K^2 < 4 \cdot M^2$ нукл. позволяют состыковать полученные данные в пространственноподобной и времениподобной областях (в настоящее время от -33 до $+5 \text{ ГэВ}^2/c^2$) и существенно обогатить наши сведения о структуре нуклона.

К началу данной работы в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ был завершен цикл исследований процесса обратного электророжения пионов на водороде ($\pi p \rightarrow e^+e^-p$) при кинетической энергии пионов 164 и 275 МэВ. Было выделено ~ 1500 событий этого процесса и из анализа экспериментальных распределений с помощью дисперсионной модели ^{*} был определен дираковский изовекторный формфактор нуклона F_1^V при десяти значениях K^2 в интервале от 0,05 до 0,12 $\text{ГэВ}^2/c^2$ с точностью $\sim 10\%$.

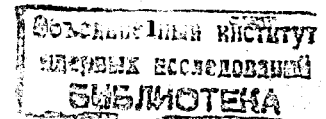
Ввиду ценности сведений о формфакторах нуклона в области $0 < K^2 < 4 \cdot M^2$ нукл. продолжение этих исследований актуально.

Эту задачу можно решать и при изучении процесса ОЭП на ядрах

$$\pi^\pm + A \rightarrow e^+ + e^- + X.$$

Аналогично исследованиям на водороде, из анализа процесса ОЭП на ядрах можно извлечь значения формфактора F_1^V . При этом можно проверить совместность значений F_1^V , получаемых независимо из реакций $\pi p \rightarrow e^+e^-p$ и $\pi n \rightarrow e^+e^-n$ на нуклонах ядра.

^{*}) Блохинцева Т. Д., Суровцев Ю. С., Требунова Ф. Г. - ЯФ, 1975, 21, с. 850.



Кроме того, в этих условиях появляется возможность измерить еще одну величину – дираковский изоскалярный формфактор нуклона F_1^S . Как следует из дисперсионной модели, разность сечений реакции ОЭП на протоне и нейтроне $\sigma(p) - \sigma(n)$ при одинаковой энергии зависит, в основном, от формфакторов F_1^V и F_1^S . Сечение реакции ОЭП на нейтроне можно определить только из опытов на ядрах.

Изучение процесса ОЭП на ядре может дать также информацию о соотношении сечений ОЭП с развалом и без развала ядра и, в принципе, о формфакторе ядра во времениподобной области.

Цель работ. Ввиду неизученности процесса ОЭП на ядрах и малочисленности данных по формфакторам нуклона во времениподобной области целью настоящей работы было детектирование ОЭП на ядрах при промежуточных энергиях и изучение возможности использования этого процесса для получения данных по электромагнитному формфактору нуклона.

Научная новизна и практическая ценность. Получен ряд новых результатов. Обнаружен процесс ОЭП на ядрах ^{12}C и ^7Li и определено его сечение при кинетической энергии пионов 164 и 380 МэВ, соответственно. Разработан способ определения эффективного числа нуклонов в реакции ОЭП на ядре. По величинам ядерных сечений определены сечения реакции ОЭП на протоне и нейтроне при энергии 164 и 380 МэВ, при этом сечение реакции на нейтроне получено впервые. Определен дираковский изовекторный формфактор нуклона F_1^V при значении квадрата времениподобного переданного четырехимпульса $K^2 = 0,055 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$.

В результате проведенных исследований экспериментально показано, что применяемая аппаратура и использованные методы обработки позволяют выделять процесс обратного электророжения на ядрах и что из анализа этого процесса на ядрах можно получать сведения о формфакторе нуклона с достаточной точностью. С помощью способа, предложенного в диссертации, можно определять значения эффективного числа нуклонов в реакциях типа фоторожения пионов для произвольных ядер в области $\Delta(1236)$ -резонанса.

Апробация работ. В основу диссертации положены результаты экспериментальных исследований, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1978–86 гг. Результаты докладывались на семинарах ЛЯП ОИЯИ, а также на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1982 и 1987 гг.)

Публикации. Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 4 работах.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения; она содержит 101 страницу, 25 рисунков, 6 таблиц и библиографический список из 74 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении рассмотрена экспериментальная ситуация с формфакторами нуклона и пиона, изложена история исследований процесса ОЭП и дается общая характеристика настоящей работы.

В главе I описывается первый эксперимент /1/ по исследованию реакции ОЭП на ядре ^{12}C на установке, содержащей фильмоые искровые камеры. В этом опыте удалось получить лишь верхнюю оценку сечения реакции.

Экспериментальная установка (рис. I) помещалась на пучке отрицательно заряженных пионов мезонного канала синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ.

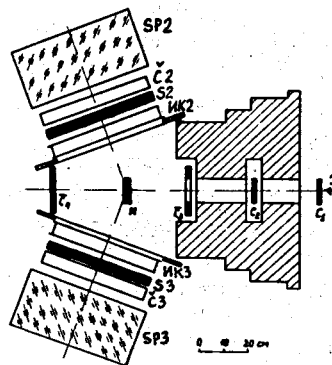


Рис. I. Схема расположения детекторов: C1+C4, S2, S3 – спинтиляционные счетчики; C2, C3 – черенковские счетчики, SP2, SP3 – черенковские спектрометры; ИК2, ИК3 – искровые камеры; М – углеродная мишень.

Кинетическая энергия и интенсивность пучка были равны соответственно 164 МэВ и $0,5 \cdot 10^6$ I/c. Детекторы установки объединены в 3 телескопа – мониторный, выделяющий взаимодействия пионов с ядрами мишени, и два одинаковых боковых телескопа, предназначенных для регистрации электронов и позитронов, возникающих в реакции ОЭП. Мониторный телескоп состоял из четырех спинтиляционных счетчиков C1, C2, C3 и C4. Боковые телескопы установлены под углом 70° к оси пучка и содержали одинаковые наборы детекторов с апертурой $440 \times 440 \text{ мм}^2$: искровые камеры ИК2, ИК3; спинтиляционные счетчики S2, S3; пороговые водяные черенковские счетчики C2, C3; черенковские спектрометры полного поглощения SP2, SP3.

Разрешение боковых детекторов по амплитуде (ширина на полувысоте) имеет следующие значения: $\Delta A_C = 41\%$, $\Delta A_C = 95\%$, $\Delta A_{SP} = \frac{370}{\sqrt{E-24}}\%$, где энергия E – в МэВ.

Углеродная мишень – цилиндр диаметром 100 мм и толщиной 28 мм ($4,62 \text{ г/см}^2$).

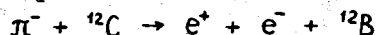
Электроника в основном была построена из наносекундных блоков, разработанных в Отделе автоматизации физического эксперимента Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Запуск установки происходил при совпадении по времени сигналов с детекторов всех телескопов. При этом на кинолентке регистрировались две проекции треков в искровых камерах, а на ЭВМ, подключенную к установке, передавались 10 параметров события (4 амплитуды сигналов и 6 времен срабатываний боковых детекторов).

В ходе эксперимента было зарегистрировано 14 тысяч срабатываний установки, при этом через мишень было пропущено 10^{10} частиц.

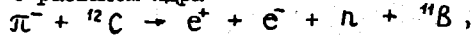
Предварительная обработка зарегистрированных событий состояла в просмотре и отборе фотографий с одним треком в каждом телескопе и геометрической реконструкции отобранных событий. Для уменьшения объема просматриваемой статистики предварительно были введены "мягкие" критерии на времена и на суммарное энерговыделение частиц в спектрометрах ($E_2 + E_3 > 100$ МэВ), не затрагивающие события реакции ОЭП. По окончании этапа геометрической реконструкции было выделено 126 событий.

Для подавления низкоэнергетического фона и фона случайных совпадений были отобраны события с энергиями $E_2, E_3 > 50$ МэВ и с временами, отличающимися от средних значений не более, чем на 3 стандартных отклонения. Для подавления фона электрон-позитронных пар от конверсии γ -квантов, возникающих в фоновых процессах, был наложен критерий на амплитуды импульсов в боковых сцинтилляционных счетчиках $A_{S2}, A_{S3} < 2,2 \cdot A_{\text{вер}}$, где $A_{\text{вер}}$ - наиболее вероятная амплитуда сигнала, соответствующая ионизационным потерям релятивистского электрона.

Оставшиеся 29 событий анализировались на принадлежность процессу ОЭП без развала ядра



и процессам ОЭП с развалом ядра



Распределения 29 событий по квадрату недостающей массы M_x^2 и по эффективной массе (e^+e^-) -пары ω ($\omega = \sqrt{k^2}$) изображены на рис. 2. Сплошными кривыми изображены результаты моделирования для указанных трех каналов реакции ОЭП на ядре ${}^{12}\text{C}$. Сопоставление экспериментального распределения по ω с расчетными кривыми показывает, что группа событий с $\omega < 160$ МэВ принадлежит, в основном, к фоновым процессам. Поэтому для оценки сечения реакции ОЭП на ядре ${}^{12}\text{C}$ был введен критерий $\omega > 160$ МэВ. Из 29 событий этому критерию удовлетворяют 3 события. Выделенные 3 события с большими эффективными массами (e^+e^-) -пары позволили сделать верхнюю оценку сечения реакции ОЭП на ядре (суммы сечений каналов без развала и с развалом ядра). В диссертации показана

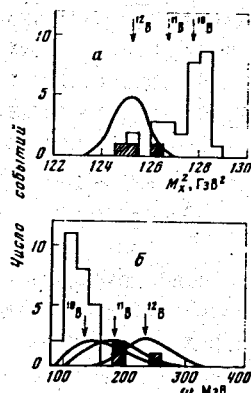


Рис. 2. Распределения оставшихся событий: а) по квадрату недостающей массы M_x^2 ; б) по эффективной массе ω (e^+e^-) -пары. Заштрихованы 3 события, удовлетворяющие критерию $\omega > 160$ МэВ. Плавными кривыми показаны результаты моделирования. Стрелками обозначены положения максимумов моделированных распределений.

но, что искомое сечение с вероятностью $\sim 90\%$ удовлетворяет условию

$$\Delta\sigma \leq 16,4 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Это сечение обусловлено попаданием событий в апертуру установки и критериями на энергии $E_2, E_3 > 50$ МэВ и эффективную массу $\omega > 160$ МэВ. Произведение телесных углов боковых телескопов $\Omega^2 = 0,75 \text{ ср}^2$. Поэтому верхняя оценка величины дифференциального сечения реакции ОЭП на ядре ${}^{12}\text{C}$ при указанных критериях будет

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\Omega^2} \leq 22 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

В главе 2 описывается эксперимент на ядре ${}^{12}\text{C}$, в котором наблюдалось уже 162 события обратного электроорождения пионов ${}^{13}/$. Здесь же рассматриваются фоновые процессы и способы их подавления при обработке данных. Изложена процедура выделения событий эффекта и определения сечения реакции ОЭП.

Установка (рис. 3), как и описанная в гл. I, размещалась на пучке Π^- -мезонов с кинетической энергией 164 МэВ мезонного канала синхротрона ЛЯП ОИЯИ. В боковых телескопах использовались сцинтилляционные и черенковские счетчики с лучшим амплитудным разрешением (31% и 57% соответственно) за счет применения спектрометрических ФЭУ-49Б. Вместо флисовых искровых камер применялись дрейфовые камеры DC2, DC3. Камеры работают в режиме самогасящегося стримерного (СГС) разряда. В экспериментальной установке использовались 3 мишени из углерода толщиной 14 мм, 33 мм и 47 мм (сумма первых двух). Мишени устанавливались под углом 30° к оси пучка.

Информация о событии (36 параметров) передавалась на ЭВМ, где контролировалась и записывалась на магнитную ленту.

За все время эксперимента (~ 70 часов) на магнитную ленту было записано 160 тыс. событий. Соответствующий поток частиц через монитор составил $1,2 \cdot 10^{11}$ частиц.

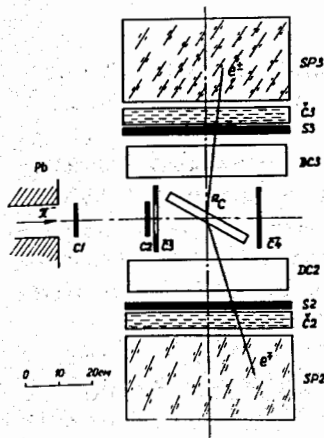


Рис. 3. Схема расположения детекторов установки для обнаружения ОЭП на ядрах ^{12}C . C1+C4 , S2 , S3 — спцинтиляционные счетчики; C2 , C3 — черенковские счетчики, SP2 , SP3 — черенковские спектрометры; DC2 , DC3 — дрейфовые камеры.

Предварительная обработка сводилась к геометрической реконструкции событий по информации с дрейфовых камер и амплитудно-временной коррекции. Для подавления низкоэнергетического фона вводилось также требование,

чтобы энергии E_2 , E_3 вторичных частиц были больше 60 МэВ.

Далее проводилось подробное изучение фона. При кинетической энергии пиона 164 МэВ фоновые процессы, регистрируемые экспериментальной установкой, можно объединить в 2 группы.

1. Реакции с образованием γ -квантов, дающих (e^+e^-) -пары в одном телескопе: $\pi^+C \rightarrow \pi^0 X$, $\pi^-C \rightarrow \pi^0 \gamma X$, $\pi^+C \rightarrow \pi^+ \gamma X$.
2. Случайные совпадения двух актов рассеяния ($\pi^+C \rightarrow \pi^+ X$) в разные боковые телескопы.

Фоновые события обоих типов видны в амплитудных распределениях уже в начале обработки (рис. 4). Превышение экспериментальных спек-

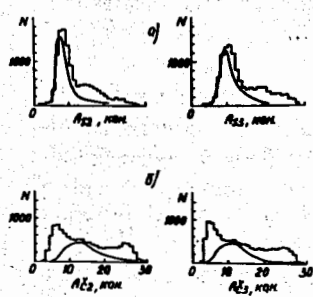


Рис. 4. Амплитудные распределения импульсов для событий на этапе геометрической реконструкции: а) в спцинтиляционных счетчиках, б) в черенковских счетчиках. Плавные кривые — калибровки на электронах.

ров в области больших амплитуд над калибровочными кривыми от одиночных электронов в спцинтиляционных и черенковских счетчиках вызвано фоновыми событиями с (e^+e^-) -парами, а пионы от фоновых событий обоих типов дают прилив в области малых амплитуд в черенковских счетчиках.

Особенно ясно фоновые события первого типа видны на двумерных распределениях по амплитудам импульсов в боковых спцинтиляционных счетчиках (рис. 5), откуда также видно, что фоновые процессы этого ти-

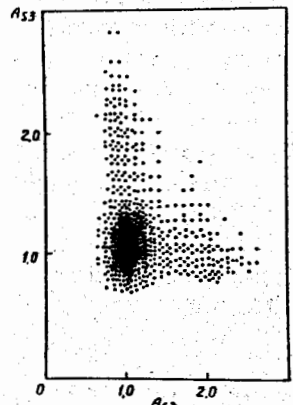


Рис. 5. Двумерное распределение по амплитудам A_{52} , A_{53} импульсов в спцинтиляционных счетчиках для событий после геометрической реконструкции. Амплитуды импульсов отложены в единицах наиболее вероятной амплитуды от одного электрона $A_{вер}$. Одна точка на гистограмме — 10 событий.

па обусловлены, главным образом, процессом $\pi^+C \rightarrow \pi^+ \gamma X^+$, так как удвоенные ионизационные потери наблюдаются только в одном из двух спцинтиляционных счетчиков.

Фон второго типа хорошо виден на двумерном распределении по временам срабатываний боковых спцинтиляционных счетчиков (рис. 6). Коррелированные по временам события попадают в видимое на рисунке сгущение, а запуски от случайных совпадений при двух рассеяниях образуют равномерное распределение в каждом телескопе.

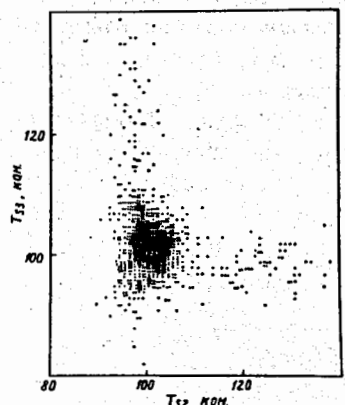


Рис. 6. Двумерное распределение по временам срабатываний T_{52} , T_{53} спцинтиляционных счетчиков для части статистики после геометрической реконструкции. Одна точка — 1 событие. Цена канала — 0,5 нс.

При последующей обработке события фоновых процессов подавлялись введением критериев на времена и амплитуды импульсов в спцинтиляционных и черенковских счетчиках ($|T_i - T_{i\text{средн}}| \leq 2\sigma$, $A_{52}, A_{53} < 1,7 A_{вер}$, $A_{C2}, A_{C3} > 0,6 A_{C\text{вер}}$).

Для определения числа событий реакции ОЭП анализировалось экспериментальное распределение $\mathcal{F}(M_X^2)$ отобранных 790 событий по квадрату недостающей массы M_X^2 . Оно описывалось суммой распределений эффекта и фона f_3, f_φ :

$$\mathcal{F}(M_X^2) = N_3 \cdot f_3(M_X^2) + N_\varphi \cdot f_\varphi(M_X^2)$$

Параметры N_3 и N_φ (число событий эффекта и фона) определялись из условия минимума χ^2 . Такое описание проводилось для каждой мишени независимо.

Распределение эффекта было получено моделированием элементарной реакции с учетом ферми-импульса протона. Матричный элемент рассчитывался по дисперсионной модели. В качестве фонового распределения брались экспериментальное распределение по M_X^2 для событий с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках (A_{S2} или $A_{S3} > 1,7 \cdot A_{Вер.}$). Вклад от процесса ОЭП в это распределение вычитался.

На рис. 7 приведены распределения отобранных событий по M_X^2 и результаты их описания суммой распределений эффекта и фона. Хорошее описание достигается на всех трех мишенях ($\chi_1^2 = 13$, $\chi_2^2 = 21$, $\chi_3^2 = 14$ при ожидаемом $\bar{\chi}^2 = 20$). Использование только фонового распределения не дает согласия с экспериментальными данными ($\chi_1^2 = 101$, $\chi_2^2 = 57$, $\chi_3^2 = 48$).

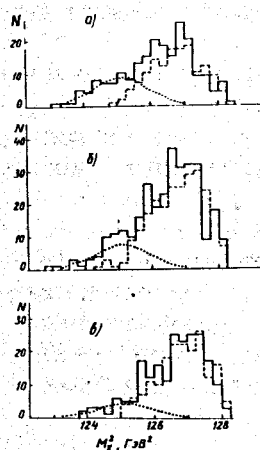


Рис. 7. Распределение отобранных событий по M_X^2 отдельно по мишеням (сплошная гистограмма). Точки - распределение эффекта, штриховая линия - распределение фона, а) мишень 1, б) мишень 2, в) мишень 3.

Отметим, что 95% событий из области $M_X^2 < 126 \text{ ГэВ}^2$ имеют большие значения эффективной массы пары ($\omega > 200 \text{ МэВ}$), которые характерны только для процесса ОЭП.

Сечение реакции ОЭП на ядре ^{12}C определялось для каждой мишени независимо. Поток пионов J_π (с учетом поправок), число событий ОЭП N_3 и полученные величины сечений $\Delta\sigma_i$ для каждой

мишени приведены в таблице.

Таблица

Мишень	1	2	3
$J_\pi / 10^{10}$	3,77	1,73	0,755
N_3	68 ± 13	59 ± 16	35 ± 13
$\Delta\sigma / 10^{-33} \text{ см}^2$	$31,2 \pm 7,4$	$25,9 \pm 7,9$	$24,0 \pm 9,5$

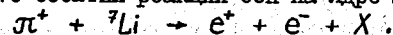
Средневзвешенное по трем мишеням значение сечения реакции ОЭП на ядре ^{12}C , измеряемого в телесном угле данной установки, составляет

$$\Delta\sigma = (27,6 \pm 4,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Это сечение получено при условии $E_2, E_3 > 60 \text{ МэВ}$ и средних углах вылета частиц $\theta \sim 90^\circ$ в лабораторной системе. Отсюда дифференциальное сечение реакции ($\Omega^2 = 1,48 \text{ ср}^2$) получилось равным

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\Omega^2} = (18,6 \pm 3,2) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

Глава 3 содержит описание эксперимента /2/, в котором было зарегистрировано ~ 170 событий реакции ОЭП на ядре лития



Описываются особенности использованной аппаратуры, алгоритм обработки и выделения событий эффекта. Поскольку на пучке π^+ -мезонов процесс ОЭП идет на нейтронах ядра, то из сечения этой реакции на ядре можно получить сечение реакции ОЭП на нейтроне (см. гл. 4).

Эксперимент проводился на синхротронном циклотроне ЛИЯФ АН СССР (рис. 8).

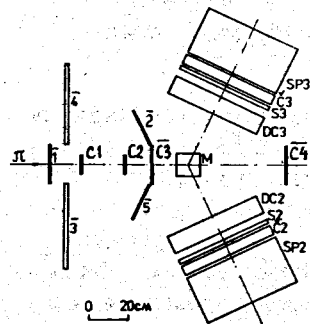


Рис. 8. Схема расположения детекторов установки для обнаружения ОЭП на ядре ${}^7\text{Li}$. C1-C4, 1-5, S2, S3 - сцинтилляционные счетчики; C2, C3 - черенковские счетчики; SP2, SP3 - спектрометры; DC2, DC3 - дрейфовые камеры; M - литиевая мишень.

Интенсивность пучка π -мезонного канала составляла $1,6 \cdot 10^6$ частиц в секунду. Кинетическая энергия пионов пучка была 380 МэВ.

Мониторный и боковые телескопы были те же самые, что и в предыдущей установке, только угол поворота боковых телескопов составлял 65° . Была добавлена охранная система, состоящая из пяти антисовпадательных счетчиков 1, 2, 3, 4 и 5. Эта система позволила уменьшить число запусков установки на 40%, подавляя поток падающих на мишень частиц только на 3%.

За время проведения эксперимента на магнитную ленту ЭВМ была записана информация о 300 тыс. событий. Через мониторный телескоп было пропущено $1,8 \cdot 10^{11}$ частиц. Далее проводились геометрическая реконструкция и амплитудно-временная коррекция набранных событий. Затем вводились мягкие критерии на амплитуды и временное положение импульсов в детекторах боковых телескопов, отбирались события с энергиями $E_2, E_3 > 70 \text{ МэВ}$ и суммарным энерговыделением $E_2 + E_3 > 200 \text{ МэВ}$. После отбора по этим критериям осталось 13 тыс. событий. Среди них около 90% являлись запусками от случайных совпадений, связанных с прохождением через мониторные счетчики двух частиц. Для подавления двойных прохождений был наложен критерий, по которому сумма амплитуд импульсов в мониторных счетчиках C1, C2 не должна превышать 120 каналов. Этот критерий подавляет случайные события в ~ 100 раз, при этом остается $\sim 80\%$ событий реакции ОЭП.

Далее проводился анализ амплитудных распределений импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках оставшихся ~ 1000 событий на наличие фона.

Для подавления фоновых событий (фона с образованием γ -квантов: $\pi^+Li \rightarrow \pi^+\gamma X$, $\pi^+Li \rightarrow \pi^+\pi^+X$, $\pi^+Li \rightarrow \pi^+\gamma X$, $\pi^+Li \rightarrow \pi^+\pi^0X$ и фона от реакции $\pi^+Li \rightarrow \pi^+\pi^+X$) накладывались критерии на амплитуды импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках. Использовались три варианта амплитудных критериев, приводящих к эффективности обработки 0,64 ($A_5 < 2,5 \cdot A_{вер.}$, $\epsilon_{\xi} = 0,98$), 0,56 ($A_5 < 2 \cdot A_{вер.}$, $\epsilon_{\xi} = 0,98$) и 0,41 ($A_5 < 1,6 \cdot A_{вер.}$, $\epsilon_{\xi} = 0,95$) при двух значениях порогов в спектрометрах 70 и 100 МэВ. Через ϵ_{ξ} обозначена эффективность регистрации электронов черенковским счетчиком. Полученные 6 вариантов распределений по M_X^2 для отобранных событий представлены на рис. 9.

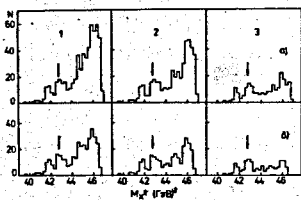
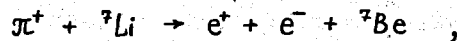
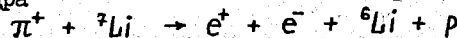


Рис. 9. Распределения отобранных событий по M_X^2 . Цифры 1, 2, 3 соответствуют наборам критериев, приводящих к эффективностям обработки 0,64; 0,56 и 0,41 соответственно. а) пороги 70 МэВ, б) пороги 100 МэВ. Стрелками показано значение квадрата массы ${}^7\text{Be}$ ($42,72 \text{ ГэВ}^2$).

Для определения числа событий ОЭП распределения по M_X^2 (рис. 9) описывались моделированными распределениями событий ОЭП без развала ядра



с развалом ядра



и двумя фоновыми распределениями. При моделировании распределений ОЭП без развала и с развалом ядра (рис. 10) использовался приближенный квадрат матричного элемента, зависимость которого от массы виртуального фотона бралась в виде $1/K^2$. Распределения событий фоновых процес-

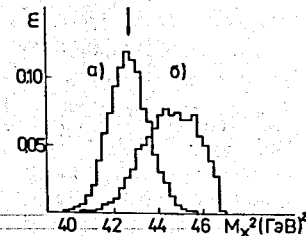


Рис. 10. Моделированные распределения по M_X^2 для событий ОЭП: а) без развала ядра, б) с развалом ядра.

сов двух типов были получены из экспериментальных данных выделением событий с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках (фон 1) и событий с малыми амплитудами в черенковских счетчиках (фон 2). Они приведены на рис. 11.

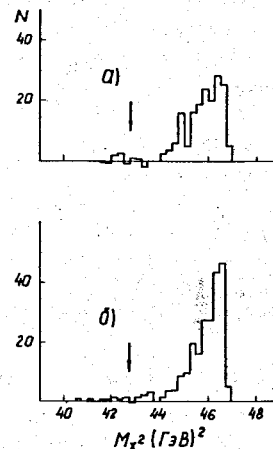


Рис. 11. Распределения событий фоновых процессов по M_X^2 , полученные в эксперименте: а) для событий с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках, б) для событий с малыми амплитудами импульсов в черенковских счетчиках. Вклад событий ОЭП вычтен. Стрелкой показано положение квадрата массы ядра ${}^7\text{Be}$.

Из рис. 9 видно, что в экспериментальных распределениях имеются события, недостающая масса которых близка к массе ядра ${}^7\text{Be}$. Фоновые реакции не могут дать заметный вклад в эту область (рис. 11). Распределение зарегистрированных событий по M_X^2 плохо описывается, если не использовать при описании события без развала ядра. Например, для распределения (рис. 9 а-2) χ^2 получается равным 42 при ожидаемом $\bar{\chi}^2 = 23$. Учет вклада событий без развала ядра позволяет хорошо описать экспериментальные данные: для того же случая $\chi^2 = 21$ при $\bar{\chi}^2 = 22$. В результате такого описания было определено количество событий ОЭП без развала и с развалом ядра. В дисперсии показано, что количество событий ОЭП слабо зависит от выбора критериев (после введения поправки на эффективность).

Сечения реакции ОЭП без развала и с развалом ядра определялись по числу событий (78 и 88 событий соответственно), выделенному при среднем варианте амплитудных критериев и при порогах в спектрометрах 70 МэВ. Сечение $\Delta\sigma_1$ для событий ОЭП без развала ядра получилось равным

$$\Delta\sigma_1 = (2,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Сечение $\Delta\sigma_2$ для событий ОЭП с развалом ядра:

$$\Delta\sigma_2 = (2,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Суммарное сечение реакции ОЭП на ядре лития:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2 = (5,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Оно соответствует порогам в спектрометрах 70 МэВ и углом вылета электронов $\sim 65^\circ$ в лабораторной системе. Соответствующее дифференциальное сечение реакции ОЭП на ядре лития равно ($\Omega^2 = 0,197 \text{ ср}^2$):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2} \approx \frac{\Delta\sigma}{\Omega^2} = (27,5 \pm 6,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

В четвертой главе проводится анализ полученных результатов. Изложен способ определения эффективного числа нуклонов в реакции ОЭП на

ядрах ^{12}C и ^7Li , разработанный автором /4/. Вычисленные значения эффективного числа используются для получения сечений реакции ОЭП на протоне и нейтроне из сечений на ядрах углерода и лития соответственно. По величине сечений реакции ОЭП на протоне определено значение фактора F_1^Y при значении $K^2 = 0,055 \text{ ГэВ}^2/c^2$.

Измеренные сечения процесса ОЭП на ядрах углерода и лития $^{12}\text{C}(\pi^-, e^+e^-)X$ и $^7\text{Li}(\pi^+, e^+e^-)X$ позволяют определить сечения ОЭП на протоне и нейтроне $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ и $\pi^+n \rightarrow e^+e^-p$ соответственно. Для пересчета необходимо знание эффективного числа нуклонов в этих реакциях. Для сечения такой реакции на ядре из Z протонов и N нейтронов ($Z+N=A$) можно написать

$$\sigma(A) = Z_{\text{эфф}} \cdot \sigma(p),$$

если регистрируется реакция с Π^- -мезонами и

$$\sigma(A) = N_{\text{эфф}} \cdot \sigma(n),$$

если регистрируется реакция с Π^+ -мезонами. Здесь $\sigma(p)$, $\sigma(n)$ - сечения соответствующих реакций на свободном протоне и нейтроне. Эффективное число протонов $Z_{\text{эфф}}$ (или нейтронов $N_{\text{эфф}}$) меньше Z (или, соответственно, N) из-за экранирования нуклонов при взаимодействиях пиона внутри ядра и из-за влияния принципа Паули и ферми-движения на сечение элементарной реакции на связанном нуклоне. Величины $Z_{\text{эфф}}$, $N_{\text{эфф}}$ зависят от вида реакции и способа регистрации. Эффективное число нуклонов в процессах типа фоторождения пионов при промежуточных энергиях измерялось только для углерода в инклюзивных реакциях $^{12}\text{C}(\gamma, \Pi^\pm)X$ при энергиях $E_\gamma = 300 + 850 \text{ МэВ}$. Теоретические расчеты этой величины надежны только при высоких энергиях, где экранирование мало.

Оказывается, что можно извлечь значения эффективного числа нуклонов для процессов типа фоторождения пионов $A(\gamma, \Pi^\pm)X$, $A(\Pi^\pm, \gamma)X$ и $A(\Pi^\pm, e^+e^-)X$ из рассмотрения экранирования других неупругих процессов. А именно, необходимо рассмотреть экранирование полного неупругого сечения взаимодействия пионов σ_{In} с ядром A и абсорбционной части этого сечения σ_{Abs} . Сечение σ_{Abs} ответственно за исчезновение пионов из входного канала (например, на коррелированных нуклонных парах в ядре: $\pi + (NN) \rightarrow N + N$).

При рассмотрении эффекта экранирования можно воспользоваться квазиклассическими формулами. Уже при кинетической энергии пиона $T_\pi = 165 \text{ МэВ}$ его дебройлевская длина волны $\lambda \approx 0,75 \text{ фм}$, а при $T_\pi = 380 \text{ МэВ}$ $\lambda \approx 0,4 \text{ фм}$, что значительно меньше радиусов ядер ^7Li и ^{12}C , которые равны $2,41 \text{ фм}$ и $2,45 \text{ фм}$ соответственно.

Для эффективного числа нуклонов в некогерентной инклюзивной реакции образования частицы b налетающей частицей a $a + A \rightarrow b + X$

имеется квазиклассическая формула Колбига-Марголиса^{*)}:

$$A_{\text{эфф}} = A_{\text{эфф}}(A, \sigma_1, \sigma_2) = \frac{1}{\sigma_1 - \sigma_2} \int_0^\infty d^2b \cdot [e^{-\sigma_2 \cdot T(b)} - e^{-\sigma_1 \cdot T(b)}].$$

При этом предполагается, что реакция фактически идет на одном из нуклонов ядра $a + N \rightarrow b + N'$. Интеграл берется по двумерному прицельному параметру b . $T(b)$ - функция профиля: $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz$. Сечения σ_1 и σ_2 - сечения взаимодействия частиц a и b с нуклоном ядра, выводящие события из канала регистрации.

Для процессов типа фоторождения формула для $A_{\text{эфф}}$ упрощается. Эффективные числа для прямого фоторождения пионов (γ, Π) и обратного фоторождения (Π, γ) получаются одинаковыми и равными

$$A_{\text{эфф}}(A, 0, \sigma_3) = A_{\text{эфф}}(A, \sigma_3, 0) = \frac{1}{\sigma_3} \int d^2b \cdot (1 - e^{-\sigma_3 \cdot T(b)}).$$

Здесь σ_3 - "экранирующее" сечение, соответствующее перерассеяниям пиона на ядерных нуклонах.

Так как $Z_{\text{эфф}} = Z \cdot \frac{A_{\text{эфф}}}{A}$ и $N_{\text{эфф}} = N \cdot \frac{A_{\text{эфф}}}{A}$, то для сечений реакций типа фоторождения пионов на ядре можно записать

$$\sigma_{\pi\gamma}(A) = Z_{\text{эфф}} \cdot \sigma_{\pi\gamma}(p) = Z \cdot \sigma_{\pi\gamma}(p) \cdot \frac{1}{A\sigma_3} \int d^2b (1 - e^{-\sigma_3 T}),$$

$$\sigma_{\pi^+\gamma}(A) = N_{\text{эфф}} \cdot \sigma_{\pi^+\gamma}(n) = N \cdot \sigma_{\pi^+\gamma}(n) \cdot \frac{1}{A\sigma_3} \int d^2b (1 - e^{-\sigma_3 T}).$$

Для сечений σ_{Abs} и σ_{In} на ядре также имеются квазиклассические выражения^{**)}:

$$\sigma_{\text{Abs}}(A) = \int d^2b (1 - e^{-\sigma_{\text{Abs}} \cdot T(b)}),$$

$$\sigma_{\text{In}}(A) = \int d^2b (1 - e^{-\sigma_t \cdot T(b)}),$$

где σ_{Abs} - условная величина, абсорбционное сечение, приведенное на 1 нуклон ядра, а σ_t - полное сечение взаимодействия пиона с нуклоном ядра.

Если вместо $A_{\text{эфф}}$ ввести "относительное" эффективное число нуклонов $n(\sigma) = \frac{A_{\text{эфф}}(A, \sigma, \sigma)}{A \cdot \sigma} = \frac{1}{A \cdot \sigma} \int d^2b (1 - e^{-\sigma T})$, то видно, что через эту функцию выражаются все четыре ядерных сечения:

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{\text{Abs}}(A) &= A \cdot \sigma_{\text{Abs}} \cdot n(\sigma_{\text{Abs}}), & (1) \\ \sigma_{\text{In}}(A) &= A \cdot \sigma_t \cdot n(\sigma_t), & (2) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{\pi^+\gamma}(A) &= N \cdot \sigma_{\pi^+\gamma}(n) \cdot n(\sigma_3), \\ \sigma_{\pi\gamma}(A) &= Z \cdot \sigma_{\pi\gamma}(p) \cdot n(\sigma_3). \end{aligned} \right.$$

Поскольку при любых условиях регистрации $\sigma_{\text{Abs}} \leq \sigma_3 \leq \sigma_t$, то, как показано в диссертации, для относительного эффективного числа нукло-

^{*)} Kolbig K.S., Margolis B. - Nucl.Phys., 1968, B6, p. 85.

^{**)} Stricker K., McManus H., Carr J.A. - Phys.Rev., 1979, C19, p. 929.

нов $n_{\pi\gamma}$ в реакциях типа фоторождения справедливо неравенство

$$n_{max} \geq n_{\pi\gamma} \geq n_{min}$$

Здесь $n_{min} = n(\alpha_1)$ и соответствует случаю "хорошего" разрешения по энергии, когда даже упругие перерасеяния пиона выводят событие из канала регистрации ($\sigma_3 = \sigma_t$). Величина $n_{max} = n(\sigma_{abs})$ соответствует случаю "плохого" разрешения по энергии, когда только поглощение пиона запрещает регистрацию нашей реакции ($\sigma_3 = \sigma_{abs}$).

Значения n_{min} и n_{max} для ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ определялись из формул (1) и (2) по известным экспериментальным значениям $\sigma_{in}(A)$, $\sigma_{abs}(A)$ и численно рассчитанной функциональной зависимости $n(\sigma) = \frac{1}{A\sigma} \int d^2\theta (1 - e^{-\sigma T(\theta)})$ в предположении гауссовской плотности нуклонов в ядре:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{A}{(\sqrt{\pi} a)^3} \cdot e^{-r^2/a^2}, \quad (T(\theta) = \frac{A}{\pi a^2} \cdot e^{-\theta^2/a^2})$$

В диссертации приводятся расчеты величин n_{min} и n_{max} для ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ в области энергий налетающего пиона $T_{\pi} = 165 + 380$ МэВ. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными значениями n_{min} и n_{max} для углерода, полученными в других работах. Это показывает, что предложенным способом можно определять крайние значения эффективного числа нуклонов для реакций типа фоторождения пионов на ядрах.

Полученные значения эффективного числа нуклонов в ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^7\text{Li}$ далее применялись для пересчета сечений реакции ОЭП на один нуклон. Пересчет надо вести с помощью значений n_{max} , так как используется установка с "плохим" разрешением по энергии.

Для ядра ${}^{12}\text{C}$ и энергии пиона $T_{\pi} = 164$ МэВ нашим условиям соответствует относительное эффективное число нуклонов $n_{эфф} = n_{max} = 0,58 \pm 0,06$ и $Z_{эфф} = 6 \cdot n_{эфф} = 3,48 \pm 0,36$. Сечение реакции ОЭП на ядре ${}^{12}\text{C}$, приведенное на 1 протон, получилось равным $/3/$

$$\Delta\sigma_{OЭП}(\rho) = (7,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2,$$

соответствующее дифференциальное сечение процесса $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- n$ равно

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}(\rho) \approx \frac{\Delta\sigma_{OЭП}(\rho)}{\Omega^2} = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

Дифференциальное сечение реакции ОЭП, измеренное ранее на водороде при близких условиях ($T_{\pi} = 164$ МэВ, $E_2, E_3 > 50$ МэВ, $\theta_{л.с.} \sim 70^\circ$), составляло

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}(H_2) = (5,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

Таким образом, сечение реакции ОЭП на ядре углерода, пересчитанное на 1 протон, согласуется с сечением, измеренным ранее на водороде.

Ядру ${}^7\text{Li}$ и энергии $T_{\pi} = 380$ МэВ соответствует $n_{эфф} = n_{max} = 0,91 \pm 0,02$. Поэтому эффективное число нейтронов, на которых идет реакция ОЭП, равно $N_{эфф} = 4 \cdot n_{эфф} = 3,64 \pm 0,08$. Экспериментальное зна-

чение сечения реакции ОЭП на нейтроне получилось равным $/4/$

$$\Delta\sigma_{OЭП}(n) = \frac{\Delta\sigma_{OЭП}(Li)}{N_{эфф}} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Этот результат является первым измерением сечения процесса ОЭП на нейтроне $\pi^+ n \rightarrow e^+ e^- p$. Соответствующее дифференциальное сечение процесса равно

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}(n) \approx \frac{\Delta\sigma(n)}{\Omega^2} = (7,7 \pm 2,0) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

Полученное сечение процесса ОЭП на протоне $\Delta\sigma_{OЭП}(\rho)$ использовалось для определения дираковского изовекторного формфактора нуклона F_1^V . Теоретическое значение сечения ОЭП на протоне вычислялось по дисперсионной модели с учетом условий эксперимента. Параметром модели являлся формфактор F_1^V . Равенство теоретического значения экспериментальному

$$\Delta\sigma_{теор}(F_1^V) = \Delta\sigma_{эксп}$$

достигалось при $F_1^V = 1,15 \pm 0,09$, при этом среднее значение $K^2 = 0,055 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$. Отметим, что теоретическое значение F_1^V при таком K^2 равно 1,18.

На рис. 12 приведены значения формфактора F_1^V из измерений ОЭП

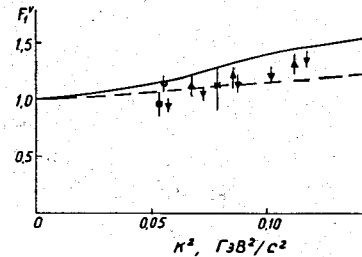


Рис. 12. Формфактор нуклона F_1^V при малых времениподобных K^2 , полученный в измерениях на водороде (*, \blacktriangle , \blacktriangledown , \blacksquare) и в данной диссертации (o). Сплошная линия - расчеты ** , штриховая - расчет по дипольной формуле.

на водороде и значение F_1^V , полученное в данной диссертации по сечению ОЭП на ядре углерода.

Таким образом, измерения инклюзивных сечений реакции ОЭП на ядрах позволяют определять однонуклонные сечения ОЭП и формфактор нуклона F_1^V с точностью, которая определяется, в основном, статистической точностью эксперимента и, в меньшей степени, влиянием ядерных эффектов.

**) Hohler G., Pietarinen E. - Nucl.Phys., 1975, B95, p. 210; Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. - Phys.Lett., 1976, 64B, p. 307.

Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Обнаружен процесс обратного электророждения пионов (ОЭП) на ядре углерода ^{12}C (Π^+, e^+e^-)X и определено его сечение при кинетической энергии пионов 164 МэВ.

2. Обнаружен процесс ОЭП на ядре лития ^7Li (Π^+, e^+e^-)X и определено его сечение при кинетической энергии пионов 380 МэВ.

3. Разработан и применен для получения однонуклонных сечений способ определения эффективного числа нуклонов в ядрах ^7Li и ^{12}C для реакций типа фоторождения пионов.

4. Определено сечение реакции ОЭП на протоне $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ по величине сечения реакции ОЭП на ядре ^{12}C и значению эффективного числа протонов в ядре углерода.

5. Определено сечение реакции ОЭП на нейтроне $\pi^+n \rightarrow e^+e^-p$ по величине сечения реакции ОЭП на ядре ^7Li с учетом эффективного числа нейтронов в ядре лития. Этот результат является первым измерением сечения реакции ОЭП на нейтроне.

6. Определен формфактор нуклона F_1^V при $k^2 = 0,055$ (ГэВ/с) 2 из данных по реакции ОЭП на углероде.

7. Создано программное обеспечение описанных в диссертации экспериментов.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. Ализаде В.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Неменов Л.Л., Смирнов Г.И., Хазинс Д.М. Оценка сечения реакции $^{12}\text{C}(\Pi^+, e^+e^-)^{12}\text{B}$ при энергии пионов 164 МэВ. - ЯФ, 1979, 30, с.363.
2. Алексеев Г.Д., Блохинцева Т.Д., Горчаков О.Е., Желамков А.В., Карпужин В.В., Кравцов А.В., Круглов В.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л., Неможенко О.В., Пустыльник Ж.П., Щетковский А.И. Обнаружение обратного электророждения пионов на ядрах ^7Li . - ЯФ, 1982, 36, с.322.
3. Алексеев Г.Д., Блохинцева Т.Д., Карпужин В.В., Кушцов А.В., Курочкин В.П., Лучан Л., Неменов Л.Л., Пустыльник Ж.П., Хазинс Д.М. Наблюдение обратного электророждения пионов на ядре ^{12}C при энергии пионов 164 МэВ и определение формфактора нуклона F_1^V . - ЯФ, 1987, 46, с.1360.
4. Курочкин В.П., Кушцов А.В. Определение эффективного числа нуклонов в реакциях типа фоторождения заряженных пионов на ядрах по абсорбционному и неупругому сечениям. - Сообщение ОИЯИ, Р4-87-70, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел

29 июля 1988 года.