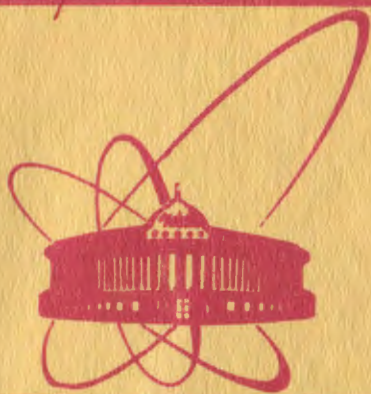


1494/82

29/III-82

e
+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-81-773

Г.Д.Алексеев, Т.Д.Блохинцева, О.Е.Горчаков,*
А.В.Желамков,** В.В.Карпухин, А.В.Кравцов,**
В.В.Круглов, А.В.Купцов, В.П.Куручкин,*
Л.Лучан, Л.Л.Неменов, О.В.Неможенко,**
Ж.П.Пустыльник, А.И.Щетковский**

ОБНАРУЖЕНИЕ
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
НА ЯДРАХ ${}^7\text{Li}$

Направлено в ЯФ

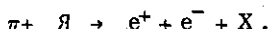
* НИИЯФ МГУ.

** ЛИЯФ АН СССР.

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие ядер с электромагнитным полем и, следовательно, поведение формфакторов хорошо изучены в области пространственно-подобных переданных 4-импульсов^{/1/}. Во времениподобной области данных об электромагнитных формфакторах ядер нет. В принципе, такие данные могут быть получены при изучении реакции обратного электророждения пионов /ОЭП/ на ядрах:



До настоящего времени реакция ОЭП изучалась на протонах^{/2/}. В работе^{/3/} была сделана попытка зарегистрировать этот процесс на ядрах ^{12}C при кинетической энергии пионов 164 МэВ. В этой работе получена оценка величины дифференциального сечения реакции для электронов и позитронов с энергией больше 50 МэВ, испускаемых под углом $\sim 70^\circ$ в л.с.:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2} < 2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

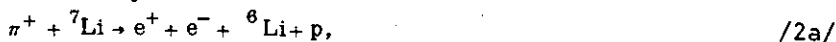
В работе^{/4/} зарегистрированы e^+e^- -пары от захвата остановившихся π^- -мезонов ядрами Ве.

На синхроциклотроне У-1000 ЛИЯФ АН СССР^{/10/} был поставлен эксперимент по обнаружению реакции ОЭП на ядрах ^7Li при кинетической энергии π^+ -мезонов 380 МэВ. Реакция ОЭП может идти с образованием ядра $^7\text{Ве}$ в основном состоянии ($^7\text{Ве}$) и в возбужденных состояниях, принадлежащих дискретному или непрерывному спектру ($^7\text{Ве}^*$):



Кинематически события этого канала характеризуются наличием пиков в распределении по квадрату недостающей массы M_x^2 . Условно случаи реакции /1/ будут называться событиями без развала ядра. Диаграммы, описывающие этот процесс и содержащие формфактор ядра, приведены на рис.1.

Второй канал, по которому может идти реакция, - это обратное электророждение на нейтроне ядра с выбиванием протона или нескольких нуклонов:



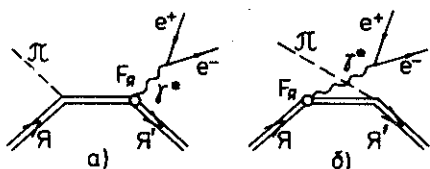


Рис.1. Диаграммы, описывающие ОЭП на ядрах и зависящие от формфакторов ядер во временно-пространственной области передаваемых импульсов.

События, принадлежащие реакциям /2/, характеризуются плавным распределением по M_x^2 . Случаи реакций /2/ будут называться событиями с развалом ядра.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Установка состоит из мониторингового телескопа Т1 и двух боковых телескопов Т2 и Т3. В мониторинговом телескопе счетчики S1M и S2M включены на совпадения, счетчик А - на антисовпадения, счетчики 1 и 2 имеют отверстия $\varnothing 100$ мм, счетчики 3,4,5 и 6 - охранные. Охранные счетчики, подавляя поток падающих на мишень частиц только на 3%, уменьшают число запусков установки на 40%.

Боковые телескопы используются для регистрации электронов и позитронов реакции ОЭП и состоят из дрейфовых камер /5/ DC2 и DC3, сцинтилляционных счетчиков S2 и S3, водяных черенковских счетчиков C2 и C3 со сместителем спектра из амино-Г-кислоты и стеклянных черенковских ливневых спектрометров SP2 и SP3/6/.

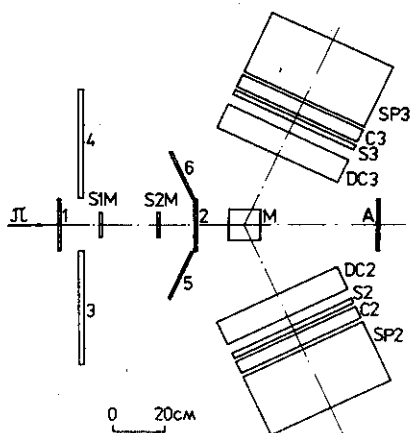


Рис.2. Схема экспериментальной установки: S1M, S2M - мониторинговые сцинтилляционные счетчики совпадений; А - счетчик антисовпадений; 1,2 - счетчики с отверстиями $\varnothing 100$ мм; 3,4,5,6 - охранные счетчики; М - мишень; DC2, DC3 - дрейфовые камеры; S2, S3 - сцинтилляционные счетчики; C2, C3 - водяные черенковские счетчики; SP2, SP3 - стеклянные ливневые спектрометры.

Дрейфовые камеры представляют собой пакеты из шести одно-координатных дрейфовых камер /три x-координаты и три z-координаты/ с сигнальными проволоками, расположенными на расстоянии 10 мм друг от друга. Камеры заполняются газовой смесью, состоящей из аргона /62%, метана /21% и метилалля /17%, и работают в режиме самогасящегося стримерного разряда /7/.

Для увеличения светосбора в сцинтилляционных счетчиках используется по два, а в черенковских - по три фотоумножителя типа ФЭУ-49Б с большим диаметром фотокатода. Спектрометры содержат по девять ФЭУ-49Б.

Телескопы Т2 и Т3 с апертурой 50x50 см² расположены под углом 65° к пучку π-мезонов. Детекторы телескопов калибровались на электронах, содержащихся в небольшом количестве /~1% в пучке π-мезонов. Электроны выделялись газовым черенковским счетчиком. Амплитудное разрешение /ширина на полувысоте/ во время калибровок на электронах получилось равным:

$$\Delta A_s = 38\%; \quad \Delta A_C = 68\%; \quad \Delta A_{SP} = \frac{500}{\sqrt{E-26}} \%;$$

где E - энергия электрона в МэВ.

Мишень ⁷Li имела диаметр 121 мм и длину 122 мм /6,5 г/см², 5,6 · 10²³ ядер/см²/.

Электроника состояла из наносекундных блоков /8/ и блоков КАМАК /9/, разработанных в отделе автоматизации физического эксперимента Лаборатории ядерных проблем.

Информация о каждом зарегистрированном событии /совпадения Т1·Т2·Т3/ содержала 38 параметров: измерялись амплитуды импульсов мониторных счетчиков S1M и S2M, амплитуды и временное положение импульсов детекторов боковых телескопов, а также времена дрейфа и номера сработавших проволок дрейфовых камер. Информация подавалась на ЭВМ РДР-11 и затем на ЭВМ ЕС-1030, где проводилась запись на ленты и предварительная обработка: строились распределения по всем параметрам и проверялось наличие треков в дрейфовых камерах.

2. ОБРАБОТКА

Эксперимент выполнен на π-мезонном канале синхроциклотрона ЛЯФ /10/. Интенсивность пучка π-мезонов составляла 1,6 · 10⁶ частиц в секунду. Во время набора статистики через мониторный телескоп было пропущено 1,78 · 10¹¹ частиц и записана на магнитные ленты информация о ~300 тысячах событий.

Во время обработки этой информации через дрейфовые камеры проводились треки и определялась точка взаимодействия. В амплитуды импульсов вводились поправки на угол входа частицы и на неоднородность детекторов по площади. Проводилась коррек-

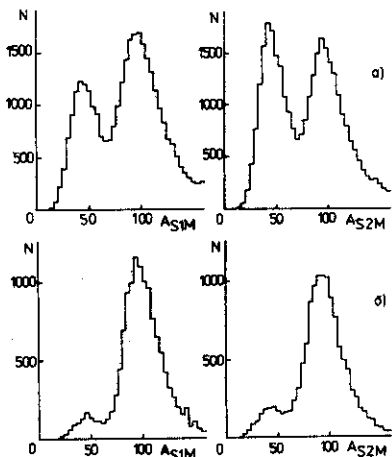
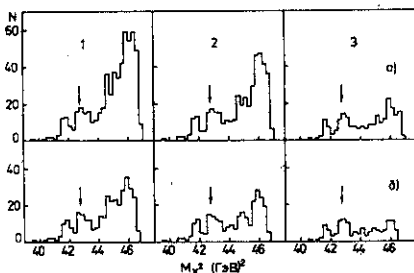


Рис.4. Распределение событий по квадрату недостающей массы M_x^2 : а, б - пороги в спектрометрах 70 и 100 МэВ; 1, 2, 3 - распределения после отбора по критериям, соответствующим эффективностям обработки 0,64; 0,56 и 0,41. Стрелками показано значение квадрата массы ${}^7\text{Be}$.

Рис.3. Амплитудные распределения импульсов в мониторинговых счетчиках S1M и S2M: а/ во время набора статистики; б/ после обработки статистического материала с введением мягких критериев /~13000 событий/.



ция временного положения импульсов, связанная с их амплитудным разбросом. Временное разрешение детекторов после коррекции уменьшилось примерно в два раза и стало равным /ширина на полувысоте/:

$$\Delta t_s = 4 \text{ нс}, \quad \Delta t_{\chi} = 8 \text{ нс}, \quad \Delta t_{sp} = 5 \text{ нс}.$$

Далее вводились мягкие критерии на амплитуды и временное положение импульсов в детекторах боковых телескопов; отбирались события с энергосвечением в каждом спектрометре больше 70 МэВ / E_2 и $E_3 > 70$ МэВ/ и суммарным энергосвечением $E_2 + E_3 > 200$ МэВ; отбирались события, у которых частицы, выходящие из мишени, регистрируются на расстоянии больше 50 мм от края стекла спектрометра.

После отбора по этим критериям осталось ~13000 событий. Амплитудные распределения в мониторинговых счетчиках до введения и после введения критериев приведены на рис.3. Из рисунка видно, что во время набора статистики приблизительно половина всех запусков соответствует прохождению через мониторинговые счетчики двух частиц, которые, рассеиваясь, попадают одна в теле-

скоп T2, а другая - в T3. После отбора по перечисленным критериям уже ~90% событий связано с прохождением через мониторные счетчики двух частиц. Это случайные события, но разделить их по времени нельзя, так как пучок π -мезонов имеет микроструктуру с шириной банчей, не превышающей 7 нс.

Для дальнейшего анализа было отобрано ~1000 событий, у которых сумма амплитуд импульсов в мониторных счетчиках не превышала 120 каналов. При сравнении амплитудных распределений импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках для этих событий с калибровочными распределениями, полученными на электронах, было замечено, что имеются события с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках и события с малыми амплитудами в черенковских счетчиках. Это фоновые события, которые, по-видимому, связаны с регистрацией нейтральных и заряженных π -мезонов соответственно.

На следующем этапе обработки анализировались распределения событий по квадрату недостающей массы M_x^2 /рис.4/. Распределения соответствуют порогам в спектрометрах 70 и 100 МэВ и ряду критериев, наиболее важные из которых - это критерии на амплитуды импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках. Критерии приводят к эффективным обработкам $0,64 / A_S < 2,5 A_{\text{вер}}, \epsilon_{\zeta} = 0,98/$; $0,56 / A_S < 2,0 A_{\text{вер}}, \epsilon_{\zeta} = 0,98/$ и $0,41 / A_S < 1,6 A_{\text{вер}}, \epsilon_{\zeta} = 0,95/$ для распределений 1,2 и 3 соответственно. Через ϵ_{ζ} обозначена эффективность регистрации электронов черенковским счетчиком. Стрелками показано положение квадрата массы ${}^7\text{Be} / 42,72 \text{ ГэВ}^2/$. Разрешение установки по M_x^2 /ширина на полувысоте/ равно $2 \text{ ГэВ}^2 / 8 \text{ каналов/}$.

Из распределений видно, что имеются события, недостающая масса которых близка к массе ядра ${}^7\text{Be}$. Анализ амплитудных распределений импульсов в черенковских счетчиках показал, что в интервале $1 / M_x^2 < 44,75 \text{ ГэВ}^2/$, соответствующем событиям реакции /1/, регистрируются в основном электроны, тогда как в интервалах $2 / 44,75 < M_x^2 < 46,00 \text{ ГэВ}^2/$ и $3 / M_x^2 > 46,00 \text{ ГэВ}^2/$ регистрируются и другие частицы /рис.5/.

Фоновые реакции, которые могут дать вклад в интервал 1 распределения событий по M_x^2 , содержат в конечном состоянии нейтральные и заряженные π -мезоны:



* $A_{\text{вер}}$ - наиболее вероятная амплитуда импульсов от релятивистских электронов.

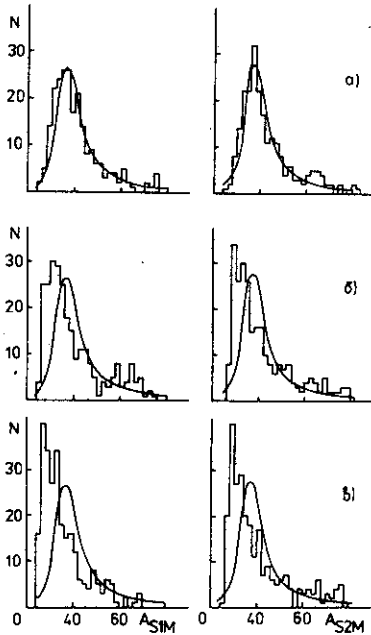
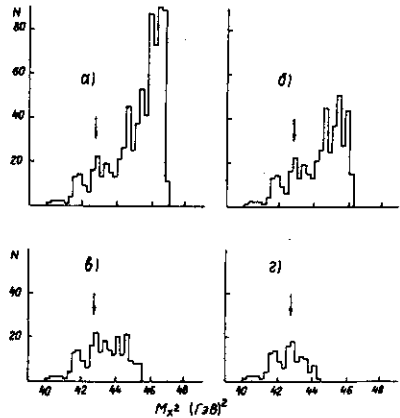


Рис.5. Амплитудные распределения импульсов в черенковских счетчиках С2 и С3 для событий в трех интервалах по M_x^2 : а/ $M_x^2 < 44,75 \text{ ГэВ}^2$; б/ $44,75 < M_x^2 < 46,00 \text{ ГэВ}^2$; в/ $M_x^2 > 46,00 \text{ ГэВ}^2$. Плавные кривые - амплитудные распределения, полученные во время калибровок на электронах.

Рис.6. Распределения событий по M_x^2 : а/ без отбора по критерию $\sqrt{k^2}$; б/ $\sqrt{k^2} > 220 \text{ МэВ}$; в/ $\sqrt{k^2} > 280 \text{ МэВ}$; г/ $\sqrt{k^2} > 340 \text{ МэВ}$.



Процесс /3/ отличается от /1/ по эффективной массе $\sqrt{k^2}$ зарегистрированных частиц, так как в процессе /1/ $\sqrt{k^2}$ лежит в интервале $250 \div 600 \text{ МэВ}$. Из рис.6, на котором приведены распределения событий по M_x^2 до отбора по критерию $\sqrt{k^2}$ и после отбора по критериям $\sqrt{k^2} > 220, 280$ и 340 МэВ , видно, что наблюдаемые в интервале 1 события не связаны с регистрацией реакции /3/.

Распределения событий фоновых процессов /4/ и /5/ по M_x^2 можно получить из экспериментальных данных, выделив события с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках и события с малыми амплитудами в черенковских счетчиках соответственно /рис.7/. Из рис.7 видно, что фоновые реакции /4/ и /5/ также не дают заметного вклада в интервал 1.

Оценки показывают, что вклад в интервал 1 от фона, связанного с прохождением двух частиц через мониторный телескоп, не превышает 3%.

Таким образом, можно сделать вывод, что процесс ОЭП на ядрах ${}^7\text{Li}$ зарегистрирован.

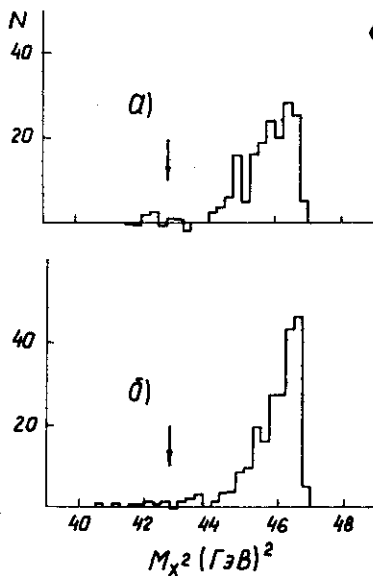
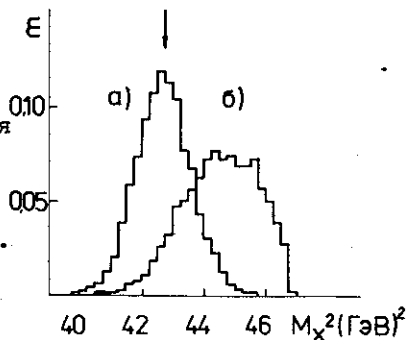


Рис. 7. Распределение фоновых событий по M_x^2 : а/ события, у которых хотя бы одна из амплитуд импульсов в сцинтилляционных счетчиках в 1,6 раза больше наиболее вероятной амплитуды; б/ события, у которых хотя бы одна из амплитуд импульсов в черенковских счетчиках меньше порога, соответствующего эффективности регистрации электронов 95%. Вклад от событий ОЭП из распределений вычтен.

Рис. 8. Моделированные распределения событий ОЭП по квадрату недостающей массы M_x^2 : а/ распределение событий без развала ядра; б/ распределение событий с развалом ядра. Распределения нормированы на единичную площадь. Стрелкой показано положение массы ${}^7\text{Be}$.



4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА СОБЫТИЙ ОЭП

Чтобы определить количество событий ОЭП, распределения по M_x^2 описывались моделированными распределениями событий без развала и с развалом ядра и двумя экспериментальными фоновыми распределениями.

Распределение событий без развала ядра аппроксимировалось пиком, ширина которого $\Gamma/\Delta = 2 \text{ ГэВ}^2$ определяется разрешением спектрометров. Образование ядра ${}^7\text{Be}^*$ при моделировании не учитывалось, так как возбужденное состояние ядра с энергией возбуждения 20 МэВ приводит к смещению пика только на 0,26 ГэВ^2 .

При моделировании распределений с развалом ядра использовался фазовый объем, но при этом учитывалось, что сечение процесса зависит от массы виртуального фотона, как $1/k^2$. Учитывались также экспериментальные условия и критерии обработки. Распре-

деление по M_x^2 заметно не изменяется, если предположить, что в конечном состоянии образуются ${}^6\text{Be} + n$ или ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$.

Моделированные распределения приведены на рис.8, фоновые - на рис.7 /для порогов в спектрометрах 70 МэВ/.

Распределение зарегистрированных событий по M_x^2 плохо описывается суммой распределений фоновых реакций и реакций с развалом ядра. Например, для случая, приведенного на рис.3а, χ^2 получилось равным 42 при ожидаемом $\chi^2=23$. Добавление к сумме этих распределений вклада от событий без развала ядра позволяет хорошо описать экспериментальные данные: для того же случая $\chi^2=21$ при $\chi^2=22$.

В результате такой подгонки было определено количество событий без развала ядра. Количество событий, соответствующих порогам в спектрометрах 70 и 100 МэВ и эффективностям обработки 0,64; 0,56 и 0,41, приведено в первых двух строках таблицы.

Таблица

Порог	ε	0,64	0,56	0,41
70 МэВ		84	78	56
100 МэВ		73	70	48
70 МэВ		132	139	136
100 МэВ		136	147	137

В третьей и четвертой строках таблицы дано количество событий без развала, поправленное на эффективность обработки и приведенное к порогам в спектрометрах 70 МэВ. Потери при введении критериев на пороги в спектрометрах определялись моделированием.

Из таблицы видно, что количество событий после введения поправок слабо зависит от выбора критериев. Статистические ошибки разделения для всех случаев равны /23±25%/.

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ

При вычислении сечения ОЭП в величину потока частиц, пропущенных через мишень, вводились поправки, учитывающие количество протонов /3%/ , μ -мезонов /5%/ и электронов /1%/ в пучке, просчеты, связанные с одновременным /в одном банче/ прохождением через мониторные счетчики двух частиц /16%/ , потери при наложении критерия на амплитуды импульсов в мониторных счетчиках /22%/ и т.д. После введения всех поправок поток стал равным $0,92 \cdot 10^{11}$.

Сечение $\Delta\sigma_1$ для событий ОЭП без развала ядра, регистрируемых установкой с порогами в спектрометрах 70 МэВ, получилось равным:

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

Получено также сечение процесса с развалом ядра $\Delta\sigma_2$ и полное сечение $\Delta\sigma_t = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2$:

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

$$\Delta\sigma_t = /5,5\pm 1,4/ \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Приведены статистические ошибки. Телесный угол установки равен $\Omega^2 = 0,197 \text{ ср}^2$. Дифференциальное сечение для процесса /1/ равно:

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega^2} = \frac{\Delta\sigma_1}{\Omega^2} = /1,3\pm 0,3/ \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{ср}^2.$$

Для теоретической оценки сечения ОЭП на ядре ${}^7\text{Li}$ было вычислено сечение $\Delta\sigma$ процесса $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ и умножено на 4. Если предположить, что изотопвекторный дираковский формфактор нуклона F_1^V равен формфактору пиона F_π и поведение формфакторов описывается дипольной формулой, то

$$\Delta\sigma_{\text{я}}^{\text{th}} = 4,9 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$$

и

$$\Delta\sigma_{\text{я}}^{\text{th}} = 6,8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2,$$

если F_1^V и F_π определяются в соответствии с расчетами /11/.

Авторы благодарны А.А.Воробьеву, В.П.Джелепову, М.М.Макарову и Б.М.Понтекорво за поддержку работы и обсуждение результатов, Д.М.Хазинсу за большой вклад в создание установки и обсуждение результатов, В.В.Ализаде, А.Г.Атаманчуку, Е.А.Дамаскинскому, Н.А.Калининой, Л.А.Кузьмину и П.В.Неустрову за помощь при проведении эксперимента, Д.Д.Николаеву и В.А.Смирнову за изготовление аппаратуры, С.Г.Пластининой и В.Ф.Чуркиной за оформление статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hofstadter R. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1957, 7, p.231.
2. Бережнев С.Ф. и др. ЯФ, 1977, 26, с.547.
3. Ализаде В.В. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.363.
4. Lebrun M. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.754.
5. Алексеев Г.Д. и др. В кн.: III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Д13-11807, Дубна, 1978, с.57.

6. Бережнев С.Ф. и др. ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971.
7. Alekseev G.D. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1980, 177, p.385.
8. Борейко В.Ф. и др. ОИЯИ, P13-12334, Дубна, 1979.
9. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, 10-12912, Дубна, 1979.
10. Гордеев В.А. и др. Препринт ЛИЯФ №86, Л., 1974.
11. Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. Phys.Lett., 1976, B64, p.307; Препринт ТФ-92, ИМ СОАН, Новосибирск, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1981 года.