

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Алеев, А.Н.

P1-93-26

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ
ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН РАСПАДОВ
ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ Λ_c^+ И D^-

Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата
— Бухарест — Минск — Москва — Пловдив
— Прага — София — Тбилиси

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1993

А.Н.Алеев, В.П.Баландин, И.М.Гешков, Т.С.Григалашвили,
 А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, А.М.Калинин,
 А.Ф.Камбурян, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко,
 Г.А.Квирикашвили, В.Д.Кекелидзе, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев,
 Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз,
 А.К.Одишвили, В.В.Пальчик, А.В.Позе, Ю.К.Потребеников,
 Т.Б.Прогулова, А.Прокеш, Л.А.Слепец, В.А.Сашин, В.Н.Спасков,
 Г.Т.Татишвили, А.С.Чвыров
 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.А.Аралбаева, А.А.Локтионов
 Институт физики высоких энергий АН РК, Алма-Ата

М.В.Белов, Е.Г.Девицын, М.В.Завертяев,
 В.А.Козлов, С.Ю.Поташов
 Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

Е.А.Чудаков
 Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В.Д.Чолаков
 Пловдивский университет им.П.Хиландерски

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак, М.Смижанска
 Физический институт ЧСАН, Прага

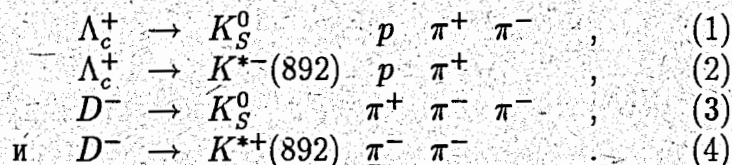
В.Й.Заячки
 Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов
 Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

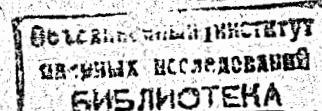
Н.С.Амаглобели, Л.Н.Абесалашвили, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе,
 Н.Л.Ломидзе, М.Д.Мосидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури,
 М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе
 Институт

Исследования распадов очарованных частиц, начатые около 20 лет назад, все еще предоставляют широкие возможности для детальных измерений. Величина массы очарованных частиц ($\sim 2-3$ ГэВ) делает возможным распады по большому числу каббиво-разрешенных каналов. В настоящее время даже для наиболее хорошо изученного D^0 -мезона сумма парциальных ширин распадов в адроны составляет $\sim 63\%$ [1], а для Λ_c^+ измеренная величина составляет $\sim 14\%$ от полной ширины распада [2]. Поэтому для глубокого понимания механизмов слабого распада очарованных частиц необходимы экспериментальные данные о новых каналах распада.

В ряде работ, выполненных с помощью установки БИС-2, сообщалось о наблюдении распадов очарованных мезонов и барионов по различным каналам [5, 6, 7]. В настоящей работе исследуются относительные вероятности распада очарованных частиц по следующим каналам:



Эксперимент проведен на нейтронном канале [3] серпуховского ускорителя. Установка БИС-2 представляет из себя т.н. "форвард"-спектрометр и в ее состав входили: спектрометрический магнит, пропорциональные камеры, годоскопические стинцилляционные счетчики, газовые пороговые черенковские счетчики, нейтронный монитор. Подробное описание экспериментальной аппаратуры приведено в отдельных публикациях [8, 9, 10, 11, 12]. Нейтронный пучок интенсивностью около $3 \cdot 10^6$ нейтронов/цикл ускорителя имел распределение по импульсам в интервале 20 - 70 ГэВ/с с максимумом



в районе 45 ГэВ/с. Система запуска установки была нацелена на отбор событий, содержащих четыре и более заряженных частиц [4].

Данный анализ проведен на основе 19,6 млн взаимодействий нейтронов с различными мишенями, зарегистрированных в двух экспозициях спектрометра, в каждой из которых использовался свой набор мишеней (см. табл. 1).

Таблица 1. Количество зарегистрированных взаимодействий нейтронов с различными мишенями

Мишень (г/см ²)	Водород (2.1)	Углерод (7.8)	Алюминий (10.2)	Медь (13.6)
экспозиция 1	3.34	2.85	2.31	—
экспозиция 2	—	3.69	3.26	4.13

Предварительно были отобраны взаимодействия, в которых были найдены кандидаты в K_S^0 : т.н. нейтральные вилки — комбинации из пар траекторий заряженных частиц с зарядами противоположных знаков, имеющих общую вершину, эффективная масса которых, в предположении двух пионов, отличалась не более чем на $\pm 25 \text{ МэВ}/c^2$ от табличной массы K_S^0 . Было отобрано 0,95 млн таких взаимодействий. Событий, содержащих кандидатов в K_S^0 и одну заряженную частицу (знак заряда не имел значения); было отобрано 0,53 млн. Для поиска распадов очарованных частиц отбирались события согласно следующим дополнительным критериям:

1. Расстояние между траекториями заряженных частиц в вершине взаимодействия не превышало $3\sigma_1$, где σ_1 — пространственное разрешение между траекториями в области мишени ($\sigma_1 = 1,16 \text{ мм}$).

2. Положение вершины взаимодействия не отклонялось от геометрических границ мишени более, чем на $3\sigma_{z,r}$ где $\sigma_{z,r}$ — пространственное разрешение установки в продольном и поперечном направлениях относительно направления пучка ($\sigma_z = 1,84 \text{ см}$, $\sigma_r = 1,4 \text{ мм}$).
3. Расстояние между траекториями, соответствующими распаду K_S^0 (вершина распада), не превышало $3\sigma_2$, где σ_2 — пространственное разрешение для вершин распада ($\sigma_2 = 1,7 \text{ мм}$).
4. Расстояние между вершинами взаимодействия нейтронов с мишенью и распада K_S^0 было не меньше $\sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_{2z}^2}$, где σ_z , σ_{2z} — точность реконструкции Z-координаты вершин взаимодействия и распада соответственно ($\sigma_{2z} = 2,2 \text{ см}$).
5. Величины восстановленных масс для K_S^0 и $K^{*\pm}(892)$ отличались от соответствующего табличного значения не более, чем на $3\sigma_m$, где σ_m — стандартные отклонения, полученные из аппроксимации распределений по соответствующим спектрам эффективных масс (рис. 1 – 2).

Для поиска распадов Λ_c^+ среди событий, удовлетворяющих этим условиям, было отобрано 2173 события, содержащих K_S^0 , две положительно и одну отрицательно заряженные частицы. Аналогично, для поиска распадов D^- было отобрано 4048 кандидатов с K_S^0 , одной положительно и двумя отрицательно заряженными частицами.

Распределение отобранных комбинаций по эффективным массам для каналов распада Λ_c^+ (1) и D^- (3) приведены соответственно на рис. 3 – 4. Шаг в этих распределениях, $10 \text{ МэВ}/c^2$, близок к величине экспериментального разрешения. В распределениях присутствуют четкие пики с центрами при $2,273 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1,861 \text{ ГэВ}/c^2$, что близко к соответствующим значениям физических масс Λ_c^+ и D^- . Для оценки

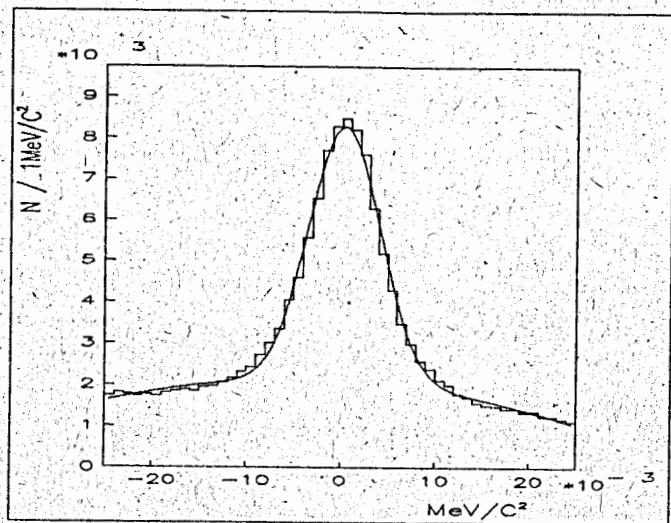


Рис.1. Распределение по эффективной массе системы $\pi^+\pi^-$ в области массы K_S^0 .

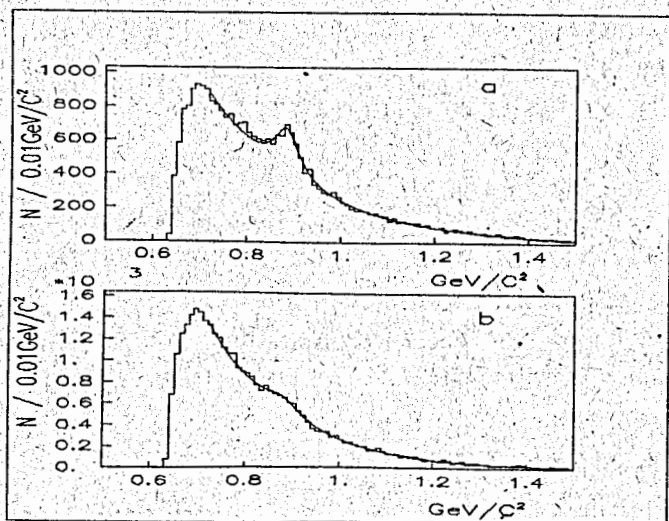


Рис.2. Распределение по эффективной массе систем: а) $K_S^0\pi^+$, б) $K_S^0\pi^-$.

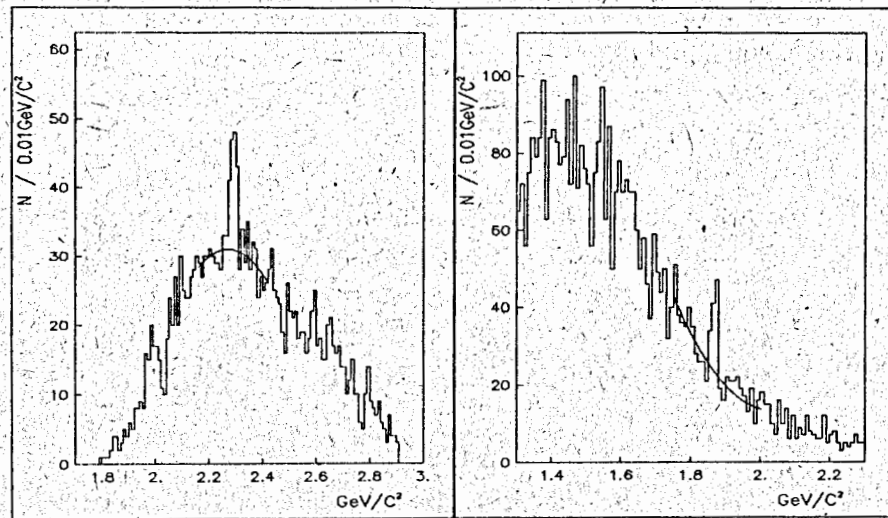


Рис.3. Распределение по эффективной массе системы $K_S^0\pi^+\pi^-$.

Рис.4. Распределение по эффективной массе системы $K_S^0\pi^+\pi^-\pi^-$.

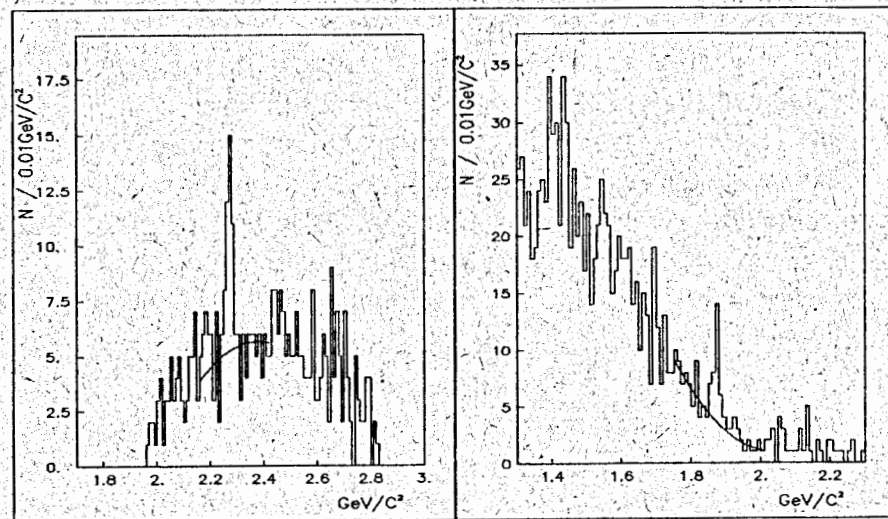


Рис.5. Распределение по эффективной массе системы $K^{*-}(892)\pi^+$.

Рис.6. Распределение по эффективной массе системы $K^{*+}(892)\pi^-\pi^-$.

числа комбинаций, обуславливающих пики на рис. 3 – 4, соответствующие фоновые распределения аппроксимировались полиномиальной функцией. Комбинаторный фон в приведенных распределениях пренебрежимо мал (3%). При этом каждое событие содержит только одну комбинацию с эффективной массой в области наблюдаемых пиков. $59 \pm 13,4$ и $52 \pm 11,4$ комбинаций, обуславливающих пики, составили, соответственно, 5,4 и 6,2 стандартных отклонений от уровня фона. Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемые, статистически значимые, сигналы соответствуют зарегистрированным распадам Λ_c^+ (1) и D^- по каналам (1) и (3).

Был проведен поиск сигналов от распадов очарованных частиц по каналам, содержащим резонансную подсистему. Для этого выделялись такие события, в которых эффективная масса комбинаций $K_S^0 \pi^\pm$ находится в области физической массы $K^{*\pm}(892)$ в соответствии с критерием 5). Полученные распределения по соответствующим эффективным массам приведены на рис. 5 – 6. В распределениях наблюдаются пики, положение которых соответствует массам Λ_c^+ и D^- .

Оценка количества зарегистрированных распадов через резонансные подсистемы производилась следующим образом. Для событий из области физических сигналов (рис. 3 – 4) были построены распределения по эффективной массе резонансной подсистемы $K^{*\pm}(892)$. Аналогичные распределения были получены для комбинаций, вошедших в соседние, слева и справа по отношению к области пиков Λ_c^+ и D^- , интервалы соответствующего распределения. При этом ширина выбранных интервалов была равна ширине физического сигнала, соответственно Λ_c^+ и D^- . Последнее распределение нормировалось на величину фона под сигналами на рис. 3 – 4.

Распределения по эффективной массе резонансных подсистем $K^{*\pm}(892)$ были получены путем поканального вычитания из распределений, построенных для событий из области

физических сигналов Λ_c^+ и D^- , и соответствующих распределений, построенных для фоновых комбинаций. Полученные таким образом распределения приведены на рис. 7 – 8. В каждом из этих распределений есть пик, центральное значение которого и ширина хорошо согласуются с табличными данными $K^{*\pm}(892)$. На основании этого можно сделать вывод, что зарегистрированы распады Λ_c^+ и D^- по каналам (2) и (4), содержащие резонансную подсистему $K^{*\pm}(892)$ в промежуточном состоянии. Наблюдается $17 \pm 5,4$ и $14 \pm 4,5$ комбинаций, что составляет 4,7 и 5,3 стандартных отклонения. Количество зарегистрированных распадов Λ_c^+ и D^- в распределениях на рис. 5 – 6, в пределах ошибки, соответствует статистике сигналов $K^{*\pm}(892)$ в распределениях на рис. 7 – 8.

Таким образом, можно заключить, что получены статистически значимые сигналы по двум модам распада очарованных частиц Λ_c^+ и D^- . Количественные характеристики сведены в табл. 2.

Таблица 2. Наблюдаемые физические сигналы

Распад	Сигнал
$\Lambda_c^+ \rightarrow K_S^0 p \pi^+ \pi^-$	$59 \pm 13,4$
$\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*-}(892) p \pi^+$	$17 \pm 5,4$
$D^- \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	$52 \pm 11,4$
$D^- \rightarrow K^{*+}(892) \pi^- \pi^-$	$14 \pm 4,5$

Отношения между относительными вероятностями распадов по резонансному и нерезонансному каналам определялись в соответствии с выражением

$$R = \frac{N_2 \cdot \epsilon_1}{N_1 \cdot \epsilon_2}$$

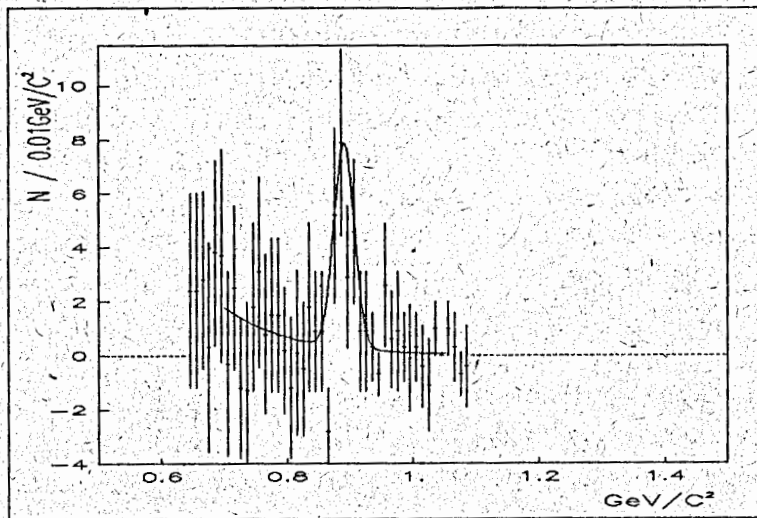


Рис.7. Распределение по эффективной массе системы $K_S^0 \pi^+$ для событий из области сигнала Λ_c^+ после вычитания фона.

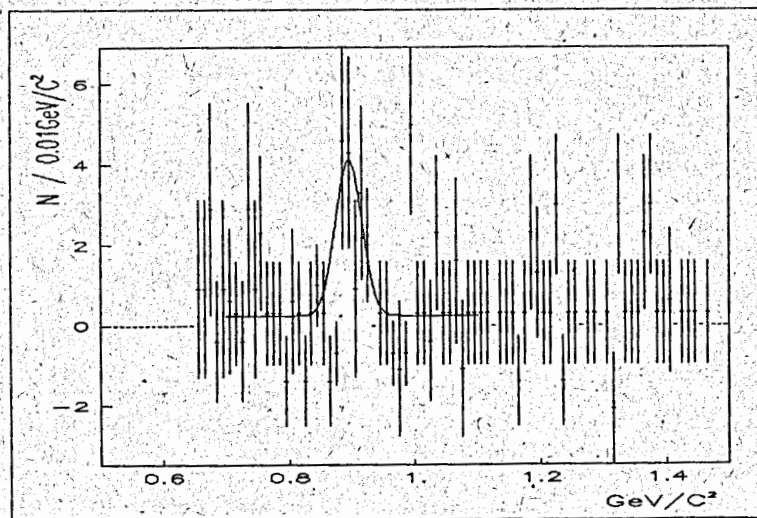
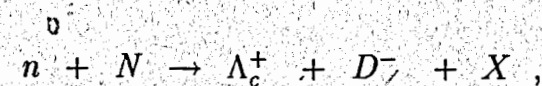


Рис.8. Распределение по эффективной массе системы $K_S^0 \pi^+$ для событий из области сигнала D^- после вычитания фона.

где N_1 и N_2 – количество зарегистрированных распадов Λ_c^+ и D^- по каналам (1 и 3) и (2 и 4), соответственно, а ϵ_1 и ϵ_2 – эффективности регистрации этих распадов в эксперименте.

Эффективности регистрации распадов Λ_c^+ и D^- определялись методом Монте-Карло. Был смоделирован следующий процесс :



в котором Λ_c^+ и D^- распадаются по резонансному и нерезонансному каналам.

Рождение очарованных частиц генерировалось в соответствии с инвариантным дифференциальным сечением рождения :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = (1 - x_f)^n \cdot e^{-bp_t^2},$$

где $x_f = \frac{p_i^+}{p_{max}^+}$ – отношение продольного импульса частицы к максимально возможному в системе центра масс. Были использованы полученные ранее [5, 6] значения n и b для процессов рождения Λ_c^+ и D^- (см. табл. 3).

Распады Λ_c^+ и D^- разыгрывались в соответствии с фазовым объемом. Как показало моделирование, эффективности регистрации резонансной и нерезонансной моды для Λ_c^+ и D^- совпадают в пределах 1%.

При этом следует отметить, что весь анализ был выполнен на одном и том же банке данных, что делает полученные результаты практически независимыми от систематических ошибок.

Таблица 3: Параметры n и b , использованные при генерации процессов рождения Λ_c^+ и D^-

процесс	n	b
Λ_c^+	1.5	2.5
D^-	0.8	1.7

В результате были получены следующие отношения вероятностей распадов с образованием резонанса в промежуточном состоянии :

$$\frac{\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*-}(892)p\pi^+}{\Lambda_c^+ \rightarrow K_S^0 p\pi^+\pi^-} = (0.29 \pm 0.09),$$

$$\frac{D^- \rightarrow K^{*+}(892)\pi^-\pi^-}{D^- \rightarrow K_S^0 \pi^+\pi^-\pi^-} = (0.27 \pm 0.09).$$

Таким образом, на основании проведенных исследований выделены, кроме сигналов Λ_c^+ и D^- в 4-частичных конечных состояниях, статистически значимые сигналы в каналах, содержащих резонансные подсистемы. До настоящего времени известно лишь одно событие распада Λ_c^+ по каналу (2), зарегистрированное в нейтринном эксперименте на 7-футовой водородной камере в Брукхейвене [13]. Для D^- в настоящее время имеются публикации о некоторых каналах распада через K_S^0 и резонансные подсистемы [14], но среди них отсутствует канал, обсуждающийся в данной работе.

Авторы признательны А.М.Балдину, С.С.Герштейну, А.А.Комару, И.А.Савину и А.Н.Сисакяну за поддержку этих исследований; благодарят В.А.Арефьева, В.К.Бирулева,

Б.Н.Гуськова, М.Ф.Лихачева, Е.М.Лихачеву, А.Н.Максимова, Ю.Клабуна, К.Хиллера, А.С.Белоусова, Я.А.Ваздика, Е.И.Малиновского, С.В.Русакова, П.А.Смирнова, Ю.В.Соловьева, А.М.Фоменко, Л.Н.Штаркова, В.Р.Крастева, Н.О.Кадагидзе, Г.В.Мелитаури за участие в эксперименте; коллектив серпуховского ускорителя за обеспечение эксперимента во время сеансов БИС-2; коллектив СНЭО ОИЯИ за обеспечение эксперимента и обслуживание БИС-2.

Литература

- [1] Particle Data Group, Review of Particle Properties: Physical Review 45 (1992).
- [2] J.J.Hernandez et al. Phys. Lett. B239, 1 (1990).
- [3] Алеев А. и др. ОИЯИ, Д1-83-910, Дубна, 1983.
- [4] Алеев А. и др. ОИЯИ, Р1-86-427, Дубна, 1986.
- [5] Алеев А. и др. ОИЯИ, Д1-83-865, Дубна, 1983.
- [6] Алеев А. и др. ОИЯИ, Е1-85-662, Дубна, 1985.
- [7] Vecso M. et al. FZU, 8-88, Praha, 1988.
- [8] Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-64, Дубна, 1980.
- [9] Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981.
- [10] Алеев А. и др. ОИЯИ, Р1-86-427, Дубна, 1986.
- [11] Гуськов Б. и др. ОИЯИ, 13-84-373, Дубна, 1984.
- [12] Войчишин М. и др. ОИЯИ, 13-84-161, Дубна, 1984.
- [13] P.L.Connolly et al. PRL 42, 197, 1979.
- [14] F.DeJongh et al. Phys.Rev. D45 (1992), pp. 2196-2211.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 января 1993 года.