

УДК 539.12.13

# КОНСТАНТЫ РАСПАДОВ $K$ -МЕЗОНОВ, ИЗМЕРЕННЫЕ НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ У-70 С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ «ГИПЕРОН», И ПОСЛЕДНИЕ МИРОВЫЕ ДАННЫЕ

*Н. Л. Русакович, В. Б. Флягин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Результаты исследования распадов  $K$ -мезонов, полученные на установке «Гиперон», сравниваются с современными мировыми данными. Показано, что они сохраняют свою актуальность вследствие их высокой точности. Состояние мировых данных таково, что для рассмотренных мод распада весьма желательно получение новых, еще более точных экспериментальных данных.

Results of  $K$ -decay investigations at the «Hyperon» set-up are compared with the modern world data. It is shown that they are topical due to their high precision. The status of the world data for the decay modes considered is such that it is highly desirable to obtain new more precise experimental data.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование распадов  $K$ -мезонов является источником информации, представляющей глубокий интерес для современной теории взаимодействия элементарных частиц. С целью изучения малоисследованных распадов  $K$ -мезонов установка «Гиперон», расположенная на канале серпуховского ускорителя У-70 в ИФВЭ, была существенно модернизирована [1] и на ней был выполнен ряд экспериментов<sup>1</sup>, наиболее важные результаты которых включены в таблицы мировых данных PDG (Particle Data Group) [2]. Результаты, полученные на установке «Гиперон», приводятся ниже в сравнении с последними мировыми данными.

## 1. УСТАНОВКА «ГИПЕРОН»

Аппаратура установки располагается на 18-м канале протонного синхротрона У-70 ИФВЭ (Серпухов). Схема установки показана на рис. 1.

Импульс несепарированного пучка положительно заряженных частиц, проходящих через установку, при наборе данных обычно составлял  $\approx 10$  ГэВ/с. Интенсивность пучка составляла около  $10^6$  частиц за сброс внутреннего пучка ускорителя на мишень при

---

<sup>1</sup>Соруководители экспериментов в разные годы: Ю. А. Будагов, В. М. Кутын, Ю. Ф. Ломакин, В. Б. Флягин.

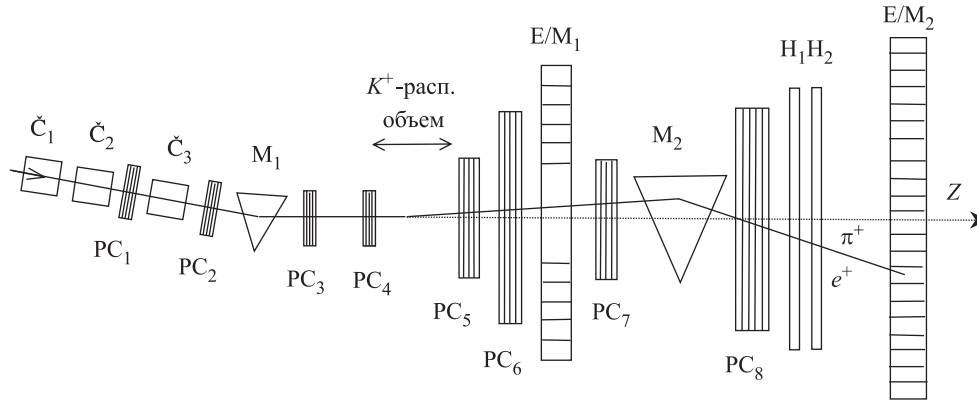


Рис. 1. Схема расположения детекторов установки; условно изображен распад  $K^+ \rightarrow \pi^+(e^+) +$  нейтральные частицы. Для простоты сцинтилляционные счетчики не показаны. Здесь  $M_1$  и  $M_2$  — электромагниты;  $\check{C}_i$  — газовые черенковские счетчики;  $PC_i$  — блоки пропорциональных проволочных камер;  $E/M_i$  — электромагнитные калориметры с ячейками из свинцового стекла;  $H_i$  — сцинтилляционные годоскопы

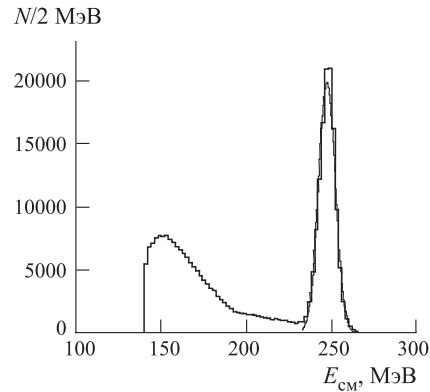


Рис. 2. Энергетический спектр заряженных частиц от распада  $K^+$  в его центре масс. Хорошо виден пик от двухчастичного распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$

содержании  $K^+$ -мезонов в пучке  $\approx 5\%$ .  $K^+$ -мезоны выделялись с помощью газовых пороговых черенковских счетчиков  $\check{C}_1$ – $\check{C}_3$ , включенных в триггер. Пучковый магнитный спектрометр на базе магнита  $M_1$  и камер  $PC_1$ – $PC_4$  позволял уточнить импульс первичных частиц, которые имели разброс  $\Delta p = 1,5\%$ . Импульсы вторичных заряженных частиц измерялись спектрометром на основе магнита  $M_2$  и камер  $PC_5$ – $PC_8$  с точностью 1–3% в зависимости от импульса. Гамма-кванты от распада  $K^+$ - и вторичных  $\pi^0$ -мезонов, а также позитроны  $e^+$  регистрировались двумя годоскопическими ливневыми черенковскими калориметрами  $E/M_i$ , изготовленными из свинцового стекла. Их калибровка производилась с помощью «меченых»  $\pi^0$ -мезонов от распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ , которые легко выделялись путем измерения импульсов вторичных заряженных частиц (рис. 2).

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМФАКТОРОВ РАСПАДА $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu(K_{e3}^+)$

В наиболее общем виде полулептонные распады  $K_{l3}$  описываются четырьмя формфакторами — двумя векторными, скалярным  $f_s$  и тензорным  $f_t$ . Матричный элемент  $K_{e3}^+$ -распада  $M$  в пренебрежении массой электрона ( $M_e = 0$ ) и при использовании измераемых переменных в общем случае имеет вид

$$M^2 \propto M_K^2 |f_s|^2 (W - E_\pi) + M_K |f_+|^2 (2E_{e^+} E_\nu - M_K (W - E_\pi)) - \\ - 2M_K |f_s| |f_t| \cos \Phi_{ST} (W - E_\pi) (E_{e^+} - E_\nu) + |f_t|^2 (W - E_\pi) (E_{e^+} - E_\nu)^2, \quad (1)$$

где  $M_i$  — массы частиц;  $W$  — максимальная энергия пиона и  $E_i$  — энергии частиц в центре масс  $K$ -мезона.  $\Phi_{ST}$  — относительная фаза, если  $f_s$  и  $f_t$  величины комплексные.

В рамках же стандартной теории и при  $M_e = 0$  матричный элемент  $K_{e3}^+$ -распада зависит только от одного векторного формфактора  $f_+$ , выражение для которого в функции от переданного лептонной паре квадрата 4-импульса  $q^2$  имеет вид

$$f_+(q^2) = f(0) (1 + \lambda_+ q^2 / M_{\pi 0}^2); \quad (2)$$

здесь  $\lambda_+$ , называемый наклоном формфактора, определяется из эксперимента;  $f(0)$  и  $\lambda_+$  могут быть рассчитаны теоретически.

**2.1.** В одном из ранних экспериментов на статистике 2707 событий [3] было получено указание на существование скалярного и тензорного формфакторов, отличных от нуля. С целью проверки этих результатов нами был поставлен эксперимент [4] на части установки (рис. 1), расположенной до блока камер РС<sub>7</sub>; калориметр Е/М<sub>1</sub> в этом случае представлял собой «стенку» с небольшим отверстием в центре  $10 \times 10$  см для прохождения пучка. Триггер включал требование регистрации в обоих калориметрах трех или более  $\gamma$ -квантов ( $N_\gamma \geq 3$ ).

На статистике  $3,2 \cdot 10^4$  восстановленных событий распада исследована зависимость векторного формфактора от переданного лептонной паре квадрата 4-импульса. В рамках линейной параметризации векторного формфактора (2) получено следующее значение наклона формфактора  $\lambda_+$ :

$$\lambda_+ = 0,0284 \pm 0,0027 \pm 0,0020.$$

*Здесь и далее первая ошибка статистическая, вторая — систематическая.*

Полученное значение  $\lambda_+$  является одним из наиболее точных мировых результатов [2]. По нашей оценке учет радиационных поправок приводит к незначительному возрастанию значения  $\lambda_+$  до величины  $\lambda_+ = 0,0296$ .

При фитировании диаграммы Далитца зависимостью (1) получены новые значения отношения скалярного  $f_s$  и тензорного формфакторов к векторному  $f_+$ , существенно отличные от нуля:

$$f_s/f_+ = 0,070 \pm 0,016 \pm 0,016, \\ f_t/f_+ = 0,53 \pm 0,10 \pm 0,10.$$

Полученные величины также являются одними из наиболее точных (см. [2] и таблицу). Как говорилось выше, этот результат лежит вне рамок стандартной модели. Однако

необходимо учитывать и тот факт, что обе аппроксимации матричного элемента (1) и (2) в нашем случае практически равновероятны. Данный результат явился мотивацией для постановки новых экспериментов (см. ниже п. 2.4).

**2.2.** В работах [5, 6] представлены результаты опытов, в которых набор данных производился на полномасштабной установке (рис. 1).

С целью проверки полученных ранее данных выполнены измерения параметра наклона векторного формфактора  $\lambda_+$  распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  в новых условиях, когда в отличие от [4] позитроны анализировались одновременно магнитным полем и электромагнитным калориметром. Результат  $\lambda_+ = 0,0277 \pm 0,0040$  (рис. 3) основан на анализе 14000 восстановленных событий [5].

Проведен также анализ  $K_{e3}$ -распада по данным, набранным с новым триггерным условием, в котором исключено прежнее требование  $N_\gamma \geq 3$  (так называемый «мягкий» триггер). Результат  $\lambda_+ = 0,0295 \pm 0,0045$  получен на основе 7000 событий [6]. Этот результат свидетельствует о том, что старое более сложное триггерное условие в [4] не вносило существенных систематических ошибок в результаты исследований.

Все три наших результата находятся в хорошем согласии между собой (см. таблицу) и с мировой средней величиной  $\lambda_+ = 0,0278 \pm 0,0019$  [2], что подтверждает устойчивость всех полученных данных.

**2.3.** Распад  $K_{e3}$  является одним из лучших способов определения одного из важных параметров СМ (стандартной модели) — элемента матрицы ККМ  $V_{us}$ . На основе полученного нами значения  $\lambda_+$  [4] для  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ -распада определено значение элемента матрицы  $|V_{us}| = 0,2226 \pm 0,0024$  [7], что подтвердило наилучшую из имевшихся в то время и сохранившуюся до сих пор оценок:  $|V_{us}| = 0,2196 \pm 0,0023$  [2].

**2.4.** Как было сказано выше, ненулевые значения скалярного и тензорного формфакторов послужили причиной постановки новых экспериментов, в частности на японском коллайдере КЕК: эксперимент КЕК-Е246. Опубликована работа [8], вошедшая в таблицы мировых данных [2]. Другая, более поздняя работа [9], выполненная теми же авторами и на той же установке и, судя по описанию, включающая статистику предыдущей работы, не могла попасть в таблицы [2], т.к. опубликована в конце 2002 г. Как говорится в [9], обработка полученных данных будет продолжена. Постановка эксперимента существенно отличается от наиболее точных предыдущих опытов, исследовавших «распады  $K$ -мезонов на лету», тем, что в ней изучались распады «остановившихся»  $K^+$ -мезонов. Другим существенным отличием является наличие твердой сцинтилляционной, активной мишени, в которой и происходят остановки каонов, и это, вероятно, не лучшая сторона эксперимента из-за возможного взаимодействия каонов и продуктов их распадов с веществом мишени. Оригинальная конструкция установки состоит из 12 магнитных спектрометров, циркулярно охватывающих мишень; детекторы центральной части имеют акцептанс, близкий к  $3\pi$ .

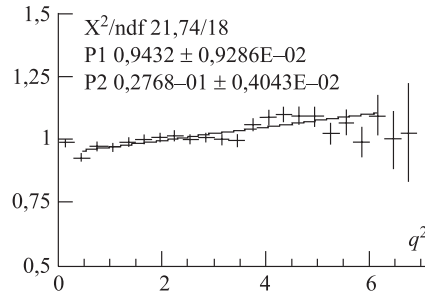


Рис. 3. Зависимость матричного элемента от квадрата переданного лептонной паре импульса  $q^2$ . Здесь  $\lambda_+ = P2$

Результаты этих двух работ вместе с нашими данными, о которых говорилось выше, представлены в таблице.

### $K_{e3}^+$ -формфакторы

Эксперимент/год	$\lambda_+$	$f_s/f_+$	$f_t/f_+$
Нурерон/1991 [4]	$0,0284 \pm 0,0027 \pm 0,0020$	$0,070 \pm 0,016 \pm 0,016$	$0,53 \pm 0,10 \pm 0,10$
Нурерон/1999 [5]	$0,0277 \pm 0,040$		
Нурерон/2001 [6]	$0,0295 \pm 0,0045$		
КЕК-Е246/2000 [8]	$0,0278 \pm 0,0026 \pm 0,0030$	$-0,002 \pm 0,026 \pm 0,014$	$-0,01 \pm 0,14 \pm 0,09$
КЕК-Е246/2001 [9]*	$0,0278 \pm 0,0017 \pm 0,0015$	$0,004 \pm 0,016 \pm 0,007$	$0,019 \pm 0,080 \pm 0,038$
Среднее PDG/2002 [2]	$0,0278 \pm 0,0019$	$0,045 \pm 0,033^{**}$	$0,31 \pm 0,25^{***}$

*Примечание.*  $\lambda_+$  определены в V-A теории;  $f_s/f_+$  и  $f_t/f_+$  — в V-A, S, T. Первые ошибки — статистические, вторые — систематические.

\*Данные не включены в среднее PDG/2002.  
 \*\*, \*\*\*Ошибки включают масштабные факторы: \*\* = 1,8; \*\*\* = 2,4.

Как видно из таблицы, все данные о  $\lambda_+$  прекрасно согласуются между собой. Напротив, результаты для  $f_s/f_+$  и  $f_t/f_+$  расходятся. Именно поэтому PDG ввела масштабные факторы при вычислении их средних величин (см. таблицу). Определенные таким образом средние ставят под сомнение выход за рамки стандартной теории в этом распаде. Тем не менее получение новых, более точных данных о формфакторах  $f_s$  и  $f_t$  все же весьма желательно в силу важности проблемы.

### 3. ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $K_s^0 \rightarrow e^+e^-$

Этот распад идет за счет высших порядков электрослабого взаимодействия или нейтральных токов с изменением аромата, и предсказываемая теорией вероятность его очень мала,  $\leq 10^{-15}$ . Увеличение вероятности распадов нейтральных каонов на пару заряженных лептонов предсказывалось в моделях с обменом лептокварками и моделях техницвета, и наблюдение такого эффекта свидетельствовало бы о новой физике за пределами стандартной модели.

В эксперименте [10] источником  $K_s^0$ -мезонов послужил процесс перезарядки  $K^+$  на ядрах бериллиевой мишени, которая располагалась в конце магнитной дорожки (эксперимент выполнялся при отключенном токе в обмотках) магнита  $M_2$  (рис. 1).

Нами оценен верхний предел для вероятности распада  $K_s^0$ -мезонов на электрон-позитронную пару:

$$\text{Br}(K_s^0 \rightarrow e^+e^-) < 2,8 \cdot 10^{-6},$$

который на момент опубликования был наилучшим. В настоящее время есть более точная оценка

$$\text{Br}(K_s^0 \rightarrow e^+e^-) < 1,4 \cdot 10^{-7} [2].$$

Однако все экспериментальные данные для этого распада далеки от теоретических предсказаний и его поиски имеет смысл продолжить.

#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА РАСПАДА $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$

Нелептонные распады каонов относятся к классу низкоэнергетических мезонных процессов и не могут быть описаны в рамках пертурбативной КХД. Для их описания применяют несколько подходов, самым распространенным из которых является метод эффективных киральных лагранжианов с различной методикой описания адронизации кварков. Поэтому такой подход является модельно зависимым. Совместный фит экспериментальных данных по распадам  $K_{\pi 2}$  и  $K_{\pi 3}$  позволит определить параметры теоретической модели и выделить вклады различных диаграмм, в частности «пингвиновых» диаграмм, представляющих особый интерес для теории. По современным представлениям именно они ответственны за усиление переходов с  $\Delta T = 1/2$  и несохранение  $CP$ -четности.

Таким образом, указанные теоретические идеи нуждаются в точных экспериментальных данных о нелептонных распадах каонов, одним из которых является недостаточно изученный распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ .

Основным преимуществом нашей постановки эксперимента [11] является набор 33000 событий, в которых измерены энергии и импульсы всех частиц (6С-fit-гипотеза). Благодаря такому подходу на установке (рис. 1) получен набор событий с очень низким, около 0,5%, уровнем фона. Распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  («меченые»  $\pi^0$ -мезоны), как об этом сказано выше (см. рис. 2), послужил прекрасным инструментом для калибровки обоих электромагнитных калориметров.

Квадрат матричного элемента исследуемого распада параметризуется как

$$|M|^2 \propto 1 + gX + hX^2 + kY^2,$$

где  $X = (s_3 - s_0)/m_\pi^2$ ;  $Y = (s_2 - s_1)/m_\pi^2$ ;  $s_0 = (m_K^2 + m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^0}^2)/3$ ;  $s_i = (p_K - p_i)^2$ ;  $p_i$  — 4-импульсы,  $i = (1, 2, 3)$ ,  $i = 3$  для  $\pi^+$ -мезона.

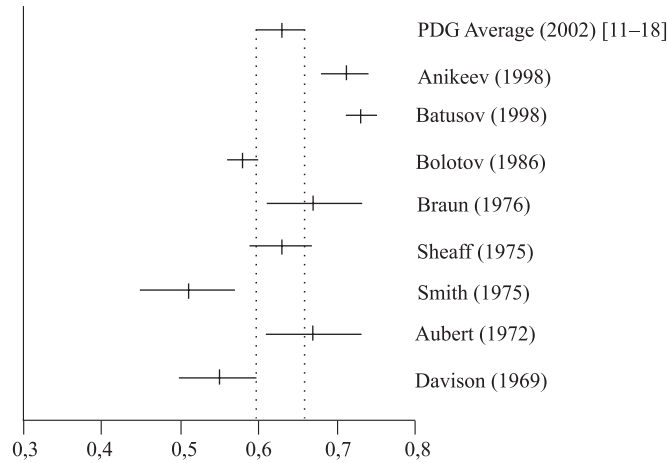


Рис. 4. Экспериментальные мировые данные параметра  $g$  распадов  $K^\pm$ -мезонов. Ссылка Anikeev et al. [12] не включена в мировую среднюю PDG [2]. Данные, имеющие большие ошибки, не показаны

Результат анализа наших данных и систематических ошибок выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} g &= 0,736 \pm 0,014 \pm 0,012, \\ h &= 0,128 \pm 0,015 \pm 0,024, \\ k &= 0,0197 \pm 0,0045 \pm 0,0029. \end{aligned}$$

Точность полученных данных выше, чем в предшествующих экспериментах других авторов. Квадратичный параметр  $k$  впервые получен не совместимым со значением нуль. Единственной работой, дополнившей сведения об этом распаде, является опубликованная в том же году, что и [11], статья [12]. Однако ее авторы считают свои данные предварительными. Мировые данные о параметрах  $g$ ,  $h$ ,  $k$  имеют очень большой разброс [2],

что, возможно, связано с недооценкой систематических ошибок. В качестве примера мы приводим данные для параметра  $g$  (рис. 4), где «нестыковка» данных наиболее примечательна и поэтому PDG при вычислении ошибки мировой средней величины ввела большой масштабный фактор, увеличив ошибку в 2,7 раза.

Столь большой разброс линейного параметра препятствует проведению нового теоретического рассмотрения данного типа реакций, одновременно являясь оправданной мотивацией для постановки новых экспериментов.

Что касается параметра  $h$ , то его разброс кажется меньше вследствие больших ошибок измерений. Однако хотелось бы подчеркнуть, что полученная нами величина  $h$ , в отличие от многих предыдущих экспериментов, существенно отлична от нуля. Последнее хорошо видно на рис. 5, представляющем собой проекцию диаграммы Далитца на плоскость, где представлена зависимость матричного элемента только от одной переменной  $X$ .

Рис. 5. Зависимость матричного элемента от переменной  $X$ . Хорошо видна кривизна аппроксимирующей кривой, что означает отличие от нуля квадратичного параметра  $h$

Средние мировые значения параметров для распадов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  по данным PDG [2]:  $g = 0,652 \pm 0,031$ ;  $h = 0,057 \pm 0,018$  и  $k = 0,0197 \pm 0,0045 \pm 0,0029$  (последняя константа взята из наших данных).

Интересно сравнить эти данные с аналогичными данными в секторе  $K^0$ -мезонов. Оказывается, что, например, для распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  квадратичные параметры матричного элемента  $h$  и  $k$  также с хорошей точностью отличны от нуля.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Полученные нами данные о распадах  $K$ -мезонов, за исключением моды  $K_s^0 \rightarrow e^+ e^-$ , сохраняют свою актуальность вследствие высокой точности результатов.

- Величины скалярного и тензорного формфакторов  $f_s/f_+$  и  $f_t/f_+$  распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  по данным разных экспериментов заметно расходятся. PDG ввела масштабные факторы, увеличивая ошибку средних величин этих формфакторов (см. таблицу) и определенные таким образом средние ставят под сомнение выход за рамки стандартной модели в этом распаде.
- В распаде  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ , по нашим данным, квадратичные параметры заметно отличны от нулевого значения, что не является неожиданным, так как это наблюдается в других  $K_{\pi^3}$ -распадах.
- Состояние мировых данных таково, что для всех рассмотренных мод распада весьма желательно получение новых более точных экспериментальных результатов.

Авторы выражают признательность Ю. А. Будагову и Д. И. Хубуа за полезные советы и всем участникам совместных экспериментов за плодотворное сотрудничество.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асмолов А. Г. и др. // ПТЭ. 1994. Т. 3. С. 13.
2. Hagiwara K. et al. // Phys. Rev. D. (PDG). 2002. V. 66. P. 01001.
3. Stainer H. et al. // Phys. Lett. B. 1971. V. 36. P. 521.
4. Akimenko S. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 259. P. 225.
5. Батусов В. Ю. и др. Сообщение ОИЯИ P1-99-293. Дубна, 1999.
6. Батусов В. Ю. и др. Сообщение ОИЯИ P1-2001-140. Дубна, 2001.
7. Velev G. JINR Preprint E1-93-305. Dubna, 1993.
8. Shimizu S. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 495. P. 33.
9. Levehenko A. S. et al. // Yad. Phys. 2002. V. 65. P. 2294.
10. Blick A. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 234.
11. Batusov V. Y. et al. // Nucl. Phys. B. 1998. V. 516. P. 3.
12. Anikeev V. et al. // JINR Rapid Commun. 1998. No. 1[87]. P. 13.
13. Болотов В. и др. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 73.
14. Braun H. M. et al. // LNC. 1976. V. 17. P. 521.
15. Sheaff M. // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 2570.
16. Smith R. M. et al. // Nucl. Phys. B. 1975. V. 91. P. 45.
17. Aubert B. et al. // Nuovo Cim. A. 1972. V. 12. P. 509.
18. Davison D. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 180. P. 1333.

Получено 20 марта 2003 г.