

P1-2005-62

Сотрудничество ЭКСЧАРМ

ПОИСК ПЯТИКВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ

$\Xi(1860)^0$ И $\Xi(1860)^{--}$

В НЕЙТРОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»



А. Н. Алеев, В. П. Баладин, С. З. Балев,
Е. А. Гудзовский, Д. Д. Емельянов, А. И. Зинченко,
И. М. Иванченко, З. М. Иванченко, В. Д. Кекелидзе,
З. И. Коженкова, **И. Г. Косарев**, Н. А. Кузьмин,
А. Л. Любимов, Д. Т. Мадигожин, В. Г. Мазный,
Н. А. Молоканова, А. Н. Морозов, Р. Е. Письменный,
И. А. Поленкевич, Ю. К. Потребеников, Л. А. Слепец,
В. Н. Спасков, С. Н. Шкаровский
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

О. В. Булеков, С. В. Еремин, Ф. М. Сергеев, А. К. Поносов
Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

А. А. Локтионов
*Физико-технический институт Министерства науки и образования
Республики Казахстан, Алма-Ата*

И. М. Гешков
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Н. С. Амаглобели, Р. А. Кватадзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Алеев А. Н. и др. (Сотрудничество ЭКСЧАРМ) P1-2005-62
Поиск пятикварковых состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$
в нейтрон-углеродных взаимодействиях в эксперименте ЭКСЧАРМ

Приведены результаты поиска пятикварковых состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ~ 51 ГэВ в эксперименте ЭКСЧАРМ. В исследованных спектрах эффективных масс $\Xi^-\pi^+$ и $\Xi^-\pi^-$ искомых состояний не обнаружено. Оценены верхние границы сечений рождения $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Aleev A. N. et al. (EXCHARM Collaboration) P1-2005-62
Search for Pentaquark States $\Xi(1860)^0$ and $\Xi(1860)^{--}$
in Neutron–Carbon Interactions in the EXCHARM Experiment

Results of a search for strange pentaquark states $\Xi(1860)^0$ and $\Xi(1860)^{--}$ in neutron–carbon interactions at ~ 51 GeV mean energy of neutrons in the EXCHARM experiment have been presented. Such states in studied effective mass spectra $\Xi^-\pi^+$ and $\Xi^-\pi^-$ have not been observed. Upper limits of $\Xi(1860)^0$ and $\Xi(1860)^{--}$ production cross sections have been estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес к экзотическим пятикварковым состояниям, существование которых в настоящее время декларируется результатами одних экспериментов [1–6] и не подтверждается результатами других [7, 8], делает чрезвычайно актуальным их поиск в тех экспериментах, где наблюдение таких состояний возможно. Считается установленным существование $\Theta(1540)$ ($wudd\bar{s}$) [9]. В этой ситуации особенно важным представляется поиск других членов антидекаплета пятикварковых состояний [10], в том числе углового члена антидекаплета — экзотического бариона $\Xi^{--}(dds\bar{u})$, указание на существование которого получено в эксперименте [5].

В настоящей работе представлены результаты поиска экзотических пятикварковых состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$ в эксперименте ЭКСЧАРМ, проведенном в нейтронном пучке серпуховского ускорителя У-70 со средней энергией нейтронов 51 ГэВ, выведенном на углеродную мишень.

Поиск указанных состояний осуществлялся в спектрах эффективных масс следующих конечных состояний их распадов:

$$\begin{aligned} \Xi(1860)^0 \rightarrow & \Xi^-\pi^+ \\ & \hookrightarrow \Lambda^0\pi^- \\ & \hookrightarrow p\pi^-. \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Xi(1860)^{--} \rightarrow & \Xi^-\pi^- \\ & \hookrightarrow \Lambda^0\pi^- \\ & \hookrightarrow p\pi^-. \end{aligned} \quad (2)$$

1. ЭКСПЕРИМЕНТ ЭКСЧАРМ

Установка ЭКСЧАРМ (рис. 1) расположена в нейтронном пучке (канал 5Н) серпуховского ускорителя. Нейтроны пучка рождаются на внутренней бериллиевой мишени протонами с энергией 70 ГэВ под нулевым углом к орбите ускоряемых протонов. Свинцовый фильтр толщиной до 20 см служит для подавления γ -компоненты пучка. Магниты ускорителя и специальный очищающий магнит СП-129 служат для удаления из пучка заряженных частиц. Энергия нейтронов [11] находится в пределах от 20 до 70 ГэВ и имеет среднее значение ~ 51 ГэВ (рис. 2).

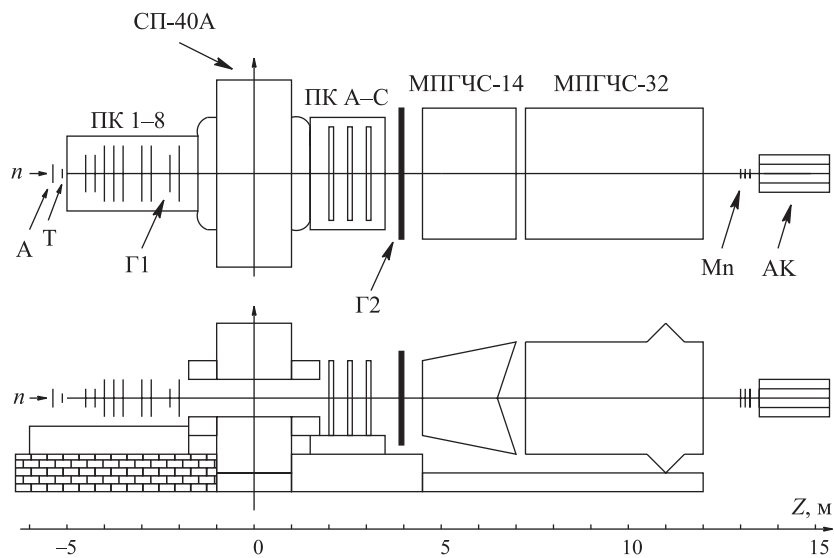


Рис. 1. Спектрометр ЭКСЧАРМ

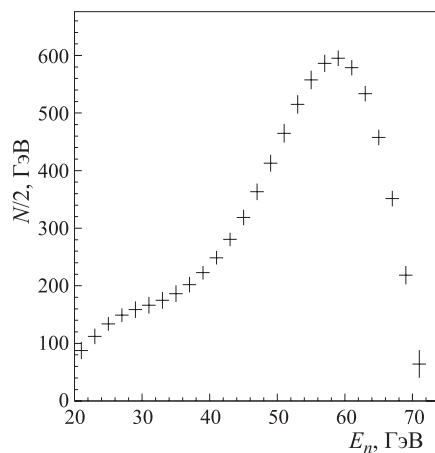


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов

Нейтроны взаимодействуют с мишенью (Т), расположенной перед магнитным спектрометром. Для измерения импульсов заряженных частиц служит анализирующий магнит СП-40А. Для описания спектрометра используется правая система координат с осью Z , направленной вдоль оси пучка, осью Y , направленной вертикально, и началом координат, совпадающим с центром магнита. Заряженные частицы регистрируются 11 пропорциональными

камерами (25 координатных плоскостей) с шагом намотки проволочек 2 мм. Восемь камер до магнита (ПК 1–8) имеют по две сигнальные плоскости. Проволочки двух из этих камер сорентированы под углами $\pm 22,5^\circ$ по отношению к вертикали, остальных — горизонтально и вертикально. Три камеры после магнита (ПК А–С) имеют по три сигнальных плоскости каждая. Ориентация проволочек этих плоскостей — горизонтальная, вертикальная и под углом $-22,5^\circ$ к вертикали. Два годоскопа сцинтилляционных счетчиков (Г1 и Г2) и три плоскости пропорциональных камер ПК3, ПК8 и ПКВ включены в триггерную систему. Более детальное описание установки можно найти в работе [12].

При получении экспериментальной информации, использованной в данной работе, была применена углеродная мишень толщиной $L_T = 1,5$ см. Поле анализирующего дипольного магнита СП-40А изменяло поперечный импульс заряженной частицы на $\sim 0,45$ ГэВ/с. Система запуска установки (триггер) была нацелена на регистрацию событий, в которых по крайней мере четыре заряженные частицы прошли через спектрометр. В процессе сеанса поляризованность магнитного поля периодически изменялась, так что вся накопленная информация поделена по этому признаку на две приблизительно равные части.

Представленные ниже результаты основаны на анализе $\sim 1,72 \cdot 10^8$ зарегистрированных событий n C-взаимодействий.

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

Для обработки исходных экспериментальных и моделированных данных использовался программный комплекс BISON [13,14], в рамках которого производились геометрическая и магнитная калибровка, распознавание траекторий заряженных частиц, определялись параметры этих траекторий, импульсы и заряды соответствующих частиц. Для поиска событий заданной топологии и выполнения статистического и физического анализа использовалась программа BISMXC [15].

2.1. Выделение Λ^0 . Отобранные события — кандидаты в (1) — должны были содержать Λ^0 -барион, распадающийся на $p\pi^-$. Такие события характеризуются парой треков частиц противоположных знаков. При этом требовалось, чтобы расстояние наибольшего сближения (РНС) этих треков удовлетворяло условию

$$\text{РНС} < 0,5 \text{ см}, \quad (3)$$

что соответствует пятикратному экспериментальному разрешению по этому параметру. Точка, среднеквадратичное расстояние от которой до треков минимально, рассматривалась как вершина распада. Для уменьшения фона от

взаимодействий в мишени требовалось, чтобы Z -координата вершины распада (Z_Λ) удовлетворяла условию

$$Z_\Lambda - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 10 \text{ см}, \quad (4)$$

где $Z_T = -460$ см — координата центра мишени. Таким образом было отобрано более 4,5 млн событий, содержащих такие пары.

Спектр эффективных масс $p\pi^-$ для отобранных пар треков показан на рис. 3. В полученном спектре виден четкий сигнал от распада Λ^0 на $p\pi^-$.

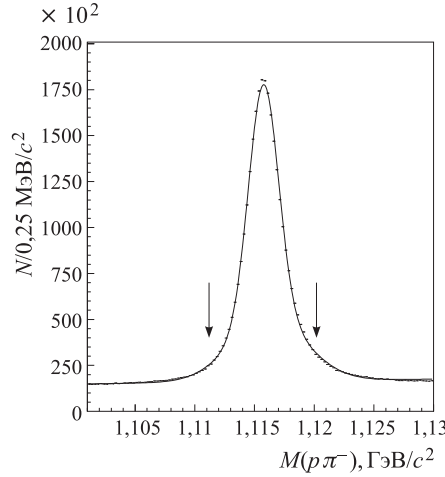


Рис. 3. Спектр эффективных масс $p\pi^-$

Фон обусловлен в основном комбинациями реконструированных заряженных частиц, рожденных в мишени (≈ 53 %) и в воздухе (≈ 43 %). Фон, обусловленный распадами $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, в которых положительный пион неправильно идентифицирован как протон, составляет около 4 %. Для определения параметров сигнала спектр аппроксимировался суммой функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Кандидатом в распад Λ^0 считалась отобранная пара треков при условии, что соответствующая эффективная масса $M(p\pi^-)$ находилась внутри интервала $\pm 3, 3\sigma_M$ (где $\sigma_M \approx 1,5$ МэВ/ c^2 — экспериментальное разрешение) от номинальной массы Λ^0 (M_{Λ^0}):

$$|M(p\pi^-) - M_{\Lambda^0}| < 5,0 \text{ МэВ}/c^2. \quad (5)$$

Выделенный таким образом интервал помечен вертикальными стрелками на рис. 3. В соответствии с критериями (3)–(5) для дальнейшего анализа было отобрано более 3 млн событий, содержащих кандидаты в распад $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$.

2.2. Выделение Ξ^- . Для выделения событий, содержащих распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, требовалось наличие кандидата в Λ^0 и по крайней мере одного дополнительного трека отрицательно заряженной частицы. РНС реконструированной траектории Λ^0 и этого трека должно было удовлетворять условию (3) при формировании вершины распада Ξ^- . Z -координата этой вершины должна была удовлетворять условию

$$Z_{\Xi} - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 5 \text{ см.} \quad (6)$$

Для разделения вершин распада Λ^0 и Ξ^- расстояние между ними выбиралось больше, чем 5 см, т. е.

$$Z_{\Lambda} - Z_{\Xi} > 5 \text{ см.} \quad (7)$$

В результате было отобрано около 150 тыс. комбинаций, содержащих хотя бы один кандидат в распад Ξ^- . Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^-$ ($M(\Lambda^0 \pi^-)$) для отобранных комбинаций приведен на рис. 4.

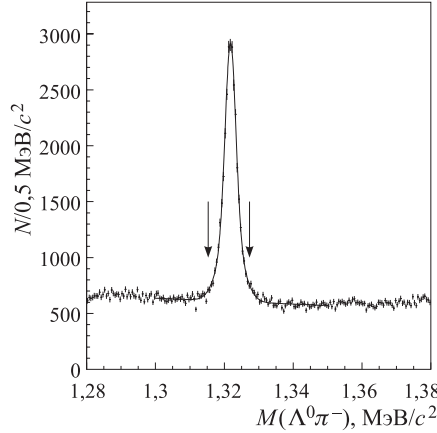


Рис. 4. Спектр эффективных масс $\Lambda^0 \pi^-$

В этом спектре наблюдается четкий сигнал от распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. Спектр аппроксимировался суммой функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Комбинация идентифицировалась как кандидат в распад Ξ^- , если $M(\Lambda^0 \pi^-)$ находилась в интервале $\pm 3\sigma_M$ ($\sigma_M \approx 2,0 \text{ МэВ}/c^2$ — соответствующее разрешение по массе) от номинальной массы Ξ^- :

$$|M(\Lambda^0 \pi^-) - M_{\Xi^-}| < 6,0 \text{ МэВ}/c^2. \quad (8)$$

Указанный интервал помечен вертикальными стрелками на рис. 4. Около 37 тыс. кандидатов в распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, удовлетворяющих критериям (5)–(8),

было отобрано для последующего анализа. При этом уровень фона в этом интервале составил около 14,6 тыс. комбинаций.

2.3. Спектры эффективных масс $\Xi^- \pi^\pm$. Отбираемые события для распадов (1) должны были содержать кандидата в Ξ^- и по крайней мере еще один дополнительный трек заряженной частицы. Траектория Ξ^- и дополнительный трек должны были удовлетворять критерию (3), а Z -координата — располагаться в районе мишени, т. е. удовлетворять критерию

$$(Z_T - \frac{1}{2}L_T) - 5 \text{ см} < Z < (Z_T + \frac{1}{2}L_T) + 5 \text{ см}. \quad (9)$$

При этих условиях было отобрано 17379 кандидатов в распад (1) и 7215 кандидатов в распад (2). Спектр эффективных масс отобранных комбинаций $\Xi^- \pi^+$ ($M(\Xi^- \pi^+)$) приведен на рис. 5, а соответствующий спектр комбинаций $M(\Xi^- \pi^-)$ на рис. 6.

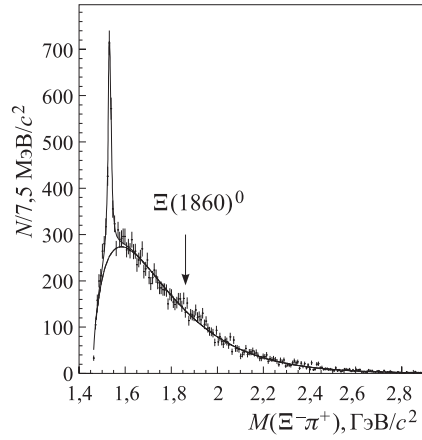


Рис. 5. Спектр эффективных масс $\Xi^- \pi^+$

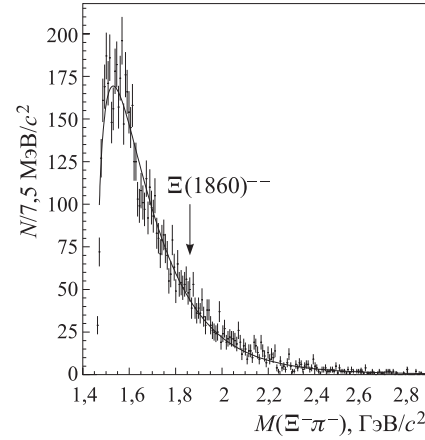


Рис. 6. Спектр эффективных масс $\Xi^- \pi^-$

В спектре $M(\Xi^- \pi^+)$ наблюдается четкий сигнал от распада $\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$. Сигнал был аппроксимирован функцией Брейта–Вигнера:

$$BW(m) = A \frac{m M_0 \Gamma}{(m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}, \quad (10)$$

A — амплитуда, M_0 — масса резонанса, Γ — его ширина. Фон был аппроксимирован гладкой функцией, начинающейся от порога

$$BG(m) = P_1(m - M_{th})^{P_2} \exp(-P_3 m - P_4 m^2), \quad (11)$$

где P_1-P_4 — свободные параметры, M_{th} — сумма масс продуктов распада. Полученное в результате аппроксимации значение массы $M_0 = (1532,9 \pm 0,4) \text{ МэВ}/c^2$ близко к табличному [9], а ширина с учетом экспериментального разрешения $\Gamma = (10,0 \pm 1,7) \text{ МэВ}/c^2$ совпадает с табличной [9]. Разрешение по эффективной массе $\Xi^- \pi^+$ в области $1530 \text{ МэВ}/c^2$, определенное методом Монте-Карло, составляет $3,7 \text{ МэВ}/c^2$. Количество зарегистрированных распадов определялось интегрированием функции, аппроксимирующей сигнал, по всему спектру эффективных масс и составило 1492 ± 93 . Фон обусловлен в основном комбинаторикой.

Ни в области больших значений масс, ни в области массы искомого сигнала ($1862 \text{ МэВ}/c^2$) статистически значимых пиков не наблюдается.

В спектре $M(\Xi^- \pi^-)$ статистически обеспеченные сигналы также не наблюдаются во всей рассматриваемой области. Спектр аппроксимировался гладкой функцией типа (11). Величина разрешения по эффективной массе для $\Xi^- \pi^\pm$, определенная методом Монте-Карло, в области искомого сигнала составляет $6,5 \text{ МэВ}/c^2$.

3. ОЦЕНКИ ВЕРХНИХ ГРАНИЦ РОЖДЕНИЯ ИСКОМЫХ СОСТОЯНИЙ $\Xi(1860)^0$ И $\Xi(1860)^{--}$

Были оценены верхние границы рождения искомых состояний по отношению к рождению $\Xi(1530)^0$. При этом предполагалось, что искомые сигналы должны находиться в интервале $(1,862 \pm 3\sigma) \text{ ГэВ}/c^2$, где σ — разрешение (предполагаемые массы искомых состояний взяты из эксперимента NA49 [5] и равны $1,862 \text{ ГэВ}/c^2$). В спектре эффективных масс $\Xi^- \pi^+$ в указанном интервале находится 704 комбинации, в спектре $\Xi^- \pi^-$ — 228 комбинаций. В предположении, что случайные отклонения от уровня фона в этой области спектра распределены по нормальному закону, было получено, что с 95%-м уровнем достоверности сигнал $\Xi^- \pi^+$ не превышает 52 комбинаций, а сигнал $\Xi^- \pi^-$ не превышает 29 комбинаций. С использованием полученных результатов были оценены верхние границы рождения искомых состояний по отношению к рождению $\Xi(1530)^0$ (см. таблицу).

Для оценки верхних границ сечений рождения $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$ использовались результаты, полученные ранее в этом эксперименте по наблюдению состояния $\Xi(1530)^0$ [16]. При этом учитывалось ранее измеренное сечение рождения $\Xi(1530)^0$ и относительные эффективности регистрации $\Xi(1530)^0$, $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{--}$. Для вычисления эффективностей регистрации применялся метод Монте-Карло.

Разыгрывались следующие реакции:

$$n + N \rightarrow \Xi(1530)^0 + K^0 + K^0 + X;$$

$$n + N \rightarrow \Xi(1860)^0 + K^0 + K^0 + X;$$

$$n + N \rightarrow \Xi(1860)^{-} + K^+ + K^+ + X.$$

Здесь K^0 , K^+ и π^- — это так называемые «частицы минимального сопровождения», которые компенсируют странность и заряд изучаемого состояния; X — это набор частиц, генерируемых программой JETSET [17] в соответствии с законами сохранения. Для рождения $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{-}$ использовалась модель, аналогичная модели рождения $\Xi(1530)^0$ [16]. С помощью полученного значения эффективности регистрации $\Xi(1530)^0$, равного 0,0055, и его ранее измеренного сечения рождения (87 ± 14 мкб) были определены верхние границы для сечений рождения искомым состояний. Полученные результаты приведены в таблице.

Верхние границы рождения состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{-}$, соответствующие 95%-му уровню достоверности

Распад	Отношение к рождению $\Xi(1530)^0$	Эффективность регистрации	Верхняя граница сечения, мкб
$\Xi(1860)^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$	$< 0,035$	0,0036	$< 4,6$
$\Xi(1860)^{-} \rightarrow \Xi^- \pi^-$	$< 0,019$	0,0023	$< 4,0$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен поиск предполагаемых связанных пятикварковых состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{-}$. В результате ни одно из этих состояний не обнаружено, несмотря на то что наблюдается четкий сигнал от распада хорошо известного резонанса $\Xi(1530)^0$. С использованием измеренного значения сечения рождения $\Xi(1530)^0$ получены верхние границы сечений рождения искомым состояний $\Xi(1860)^0$ и $\Xi(1860)^{-}$ в предположении механизма рождения, приводящего к сходным спектрам наблюдаемых кинематических переменных, полученных в эксперименте и в моделировании.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 03-07-90385.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Nakano T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 012002.
2. *Barmin V. V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1715.
3. *Stepanyan S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 252001.

4. *Barth J. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 572. P. 127.
5. *Alt C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 042003.
6. *Троян Ю. А. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 1(124). С. 36.
7. *Litvintsev D. O.* (for CDF Collaboration) hep-ex/0410024.
8. *Aubert B. et al.* (the BABAR Collaboration) hep-ex/0408064.
9. The Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
10. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M.* // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 305.
11. *Алеев А. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Р13-94-312. Дубна, 1994.
12. *Алеев А. Н. и др.* // ПТЭ. 1999. № 4. С. 52.
13. *Бонюшкина А. и др.* Сообщение ОИЯИ Р1-93-168. Дубна, 1993.
14. *Зинченко А. И. и др.* ОИЯИ Р10-95-541. Дубна, 1995.
15. *Зинченко А. И. и др.* ИФВЭ АН РК 92-01. Алма-Ата, 1992.
16. *Алеев А. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Д1-2001-98. Дубна, 2001.
17. *Sjöstrand T.* // Computer Physics Commun. 1994. V. 82. P. 74.

Получено 19 мая 2005 г.

Корректор *Е. В. Сабаява*

Подписано в печать 30.06.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,68. Уч.-изд. л. 0,84. Тираж 400 экз. Заказ № 54940.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/