

## НАБЛЮДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ $\Sigma_c^{*++}$ В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ СКАТ

*В.В.Аммосов, И.Л.Васильев, А.А.Иванилов, П.В.Иванов, В.И.Конюшко,  
В.М.Кораблев, В.А.Коротков, В.В.Макеев, А.Г.Мягков, А.Ю.Поляруш,  
А.А.Соколов*

*Институт физики высоких энергий РАН  
142284 Протвино, Россия*

Поступила в редакцию 5 июля 1993 г.

Представлены результаты изучения реакций квазиупругого образования очарованных барионов на протоне с помощью пузырьковой камеры СКАТ, экспонированной в нейтринном пучке Серпуховского ускорителя У-70. Приведены результаты первого наблюдения  $\Sigma_c^{*++}$ -бариона с массой  $M(\Sigma_c^{*++}) = 2,530 \pm 0,005 \pm 0,005$  ГэВ. Получены оценки сечений реакций  $\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*++}) = (2,3 \pm 2,0) \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*+}) = (4,5 \pm 4,0) \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup>.

1. Введение. Первые экспериментальные данные об образовании очарованных барионов были получены более 15 лет назад в нейтринном эксперименте на пузырьковой камере Гаргамель [1]. Однако до сих пор экспериментальная информация об очарованных барионах значительно беднее данных об очарованных мезонах.

Данная работа посвящена изучению процессов квазиупругого образования очарованных барионов на протонах в реакциях

$$\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*++}, \quad \Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+, \quad (1)$$

$$\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*+}, \quad \Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+, \quad (2)$$

Также возможны реакции квазиупругого образования очарованных барионов на нейтроне:

$$\nu n \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+, \quad (3)$$

$$\nu n \rightarrow \mu^- \Sigma_c^+, \quad \Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0, \quad (4)$$

$$\nu n \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*+}, \quad \Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \quad (5)$$

Для изучения реакции (1) и (2) значительно более удобны по сравнению с реакцией (3), поскольку разность масс  $\Sigma_c^{(*)++}$  и  $\Lambda_c^+$  на опыте определяется со значительно более высокой точностью, чем сами массы этих частиц. Анализ реакций (4) и (5) осложняется наличием  $\pi^0$ -мезона, эффективность регистрации которого не очень высока.

Поиск очарованных барионов в квазиупругих реакциях позволяет существенно уменьшить комбинаторный фон и эффективно использовать кинематический анализ события. Нейтринный пучок ИФВЭ оптимален для поиска реакций квазиупругого образования очарованных барионов, поскольку максимум отношения сечения таких реакций к полному сечению взаимодействия нейтрино приходится на максимум интенсивности нейтринного пучка.

2. Модельные предсказания. Экспериментальная ситуация относительно образования  $\Sigma_c^{*+}$  и  $\Sigma_c^{*++}$ -барионов совершенно различна. В то время как

$\Sigma_c^{++}$ -барион наблюдался в нескольких экспериментах по  $\nu N$ -рассеянию [1-5], в  $e^+e^-$  - [6,7] и  $nA$ -соударениях [8], данные о  $\Sigma_c^{++}$  на сегодня отсутствуют. Существует ряд модельных предсказаний массы  $\Sigma_c^{++}$  (см. таблицу). Как видно из таблицы, все предсказания массы  $M(\Sigma_c^{++})$  лежат в интервале 2,5–2,6 ГэВ, причем последние по времени работы предсказывают значения  $M(\Sigma_c^{++})$  в интервале 2,530–2,550 ГэВ. Для экспериментального поиска  $\Sigma_c^{++}$ -бариона очень важен вопрос о его ширине. На рис.1 приведена зависимость ширины  $\Sigma_c^{++}$  от массы  $M(\Sigma_c^{++})$ , вычисленная по формуле, полученной в работе [15]. Из графика видно, что для интересующего интервала масс  $\Sigma_c^{++}$  эта ширина составляет примерно 10 МэВ, что сравнимо с нашим экспериментальным разрешением.

Теоретические предсказания массы  $\Sigma_c^{++}$

Модель	$\Lambda_c^+$	$\Sigma_c^{++}$	$\Sigma_c^{*++}$
J.Basdevant et al. [9]	2.251	2.372	2.496
S.Samuel et al. [10]	2.282	2.431	2.594
C.Kalman et al. [11]	inp	2.424	2.499
Chiaki Iton et al. [12]	2.282	2.455	2.532
Kalinovsky et al. [13]	2.282	2.449	2.555
S.Fleck et al. [14]	inp	2.443	2.542

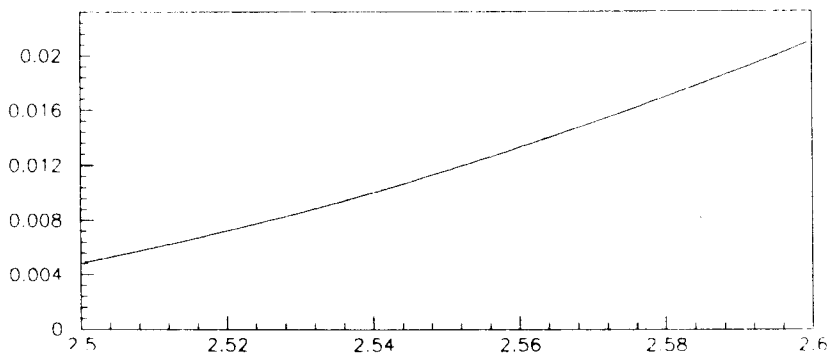


Рис.1. Зависимость ширины от массы  $\Sigma_c^{*++}$  (ГэВ)

**3. Экспериментальная процедура.** Эксперимент выполнен на пузырьковой камере СКАТ в широкополосном пучке нейтрино при энергии протонов 70 ГэВ. Большая часть статистических данных получена с использованием в качестве рабочей жидкости пропан-фреоновой смеси (13% фреона по объему), одна треть статистики – на этан-пропан-фреоновой смеси. Свойства этих рабочих жидкостей весьма близки ( $\lambda_{rad} = 52$  см, длина до взаимодействия для адронов  $\simeq 120$  см) и обеспечивают хорошее восстановление импульсов частиц ( $\Delta p/p = 0,02, 0,08$  и  $0,20$  для мюонов, адронов и  $\gamma$ -квантов, соответственно) и хорошую эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов ( $\epsilon_\gamma = 0,5$ ). Анализ основан на статистике, полученной в сеансах 1987–1992 гг, при суммарном сбросе  $4 \cdot 10^{18}$  протонов на мишень.

Для подавления фоновых процессов отбирались события, удовлетворяющие следующим критериям:

- видимая энергия нейтрино больше 3 ГэВ,
- импульс мюона больше 0,5 ГэВ/с,
- инвариантная масса адронной системы больше 1 ГэВ/с<sup>2</sup>.

В эксперименте зарегистрировано 12800 событий  $\nu_{\mu}N$ -взаимодействия в заряженном токе, удовлетворяющих этим ограничениям. Из них 8% обусловлено взаимодействием нейтрино с водородом, 30% – взаимодействием нейтрино с протонами внутри ядра. Для выделения реакций квазиупругого образования  $\Sigma_c^{*++}$ -барионов отбирались события с полным зарядом +1. Множественность заряженных частиц должна быть не менее 3, если в событии есть зарегистрированный  $V^0$ , и не менее 5 в остальных случаях. Событие не должно содержать более одного идентифицированного бариона – протона или  $\Lambda$ -гиперона. Число  $\gamma$ -квантов в событии должно быть четным. Протоны и  $\pi^+$ -мезоны идентифицировались на стадии физического просмотра по ионизации и их вторичным взаимодействиям,  $\Lambda$ -гипероны и  $K_s^0$ -мезоны идентифицировались по результатам кинематического анализа.

Для выделения событий без незарегистрированных нейтронов и  $\gamma$ -квантов, а также для подавления комбинаторного фона события подвергались процедуре кинематического фита. Направление движения нейтрино считалось известным. Учитывался также разброс в углах нейтрино, определенный из моделирования нейтринного пучка для условий нашего эксперимента. Для выделения событий на водороде применялась процедура 3С-фита события. Поскольку значительная часть событий обусловлена взаимодействием нейтрино с протоном внутри ядра, для этого случая была разработана специальная процедура. В ней предполагалось, что импульс протона распределен по нормальному закону со средним значением 180 МэВ/с и дисперсией  $\sigma = 46$  МэВ/с. Такие параметры были выбраны в соответствии с распределением Ферми для импульсов нуклона внутри ядра. Гипотеза принималась, если ее вероятность была более 0,5% и фитированное значение импульса протона мишени было менее 230 МэВ. При наличии 3С- и 1С-фитов, предпочтение отдавалось 3С-гипотезе.

При фитировании событий  $\pi^+/p$  - неопределенные треки рассматривались с двумя массовыми гипотезами -  $\pi^+$  и  $p$ . В событиях, которые не содержат  $V^0$ -частицу, отрицательно заряженные частицы, не являющиеся мюонами, также рассматриваются с двумя массовыми гипотезами –  $\pi$  и  $K$ . В каждом событии среди гипотез, имеющих одну странную частицу и один барион в конечном состоянии, выбиралась гипотеза, имевшая наибольшую вероятность. Использование фитированных событий позволило уменьшить фон от событий, в которых есть незарегистрированные нейтральные частицы, в 4 раза.

Для отобранных гипотез определялись инвариантная масса всей адронной системы  $M^{++}$ , инвариантная масса адронной системы без одного  $\pi$ -мезона  $M^+$ , а также их разность  $\Delta M = M^{++} - M^+$ . Ошибка на эти величины не должна была превышать 100 МэВ. Средние значения ошибок на эти параметры в нашем эксперименте составляют  $\langle \sigma(M^{++}) \rangle \sim \simeq \langle \sigma(M^+) \rangle = 60$  МэВ,  $\langle \sigma(\Delta M) \rangle = 15$  МэВ.

Далее мы отбирали события, в которых  $M^+$  отличается от табличного значения массы  $\Lambda_c^+(2285)$  не более чем на 2 ошибки в  $M^+$ . После всех этих ограничений осталось 14 событий.

Для проверки процедуры фита и критериев отбора были смоделированы события реакций квазиупругого образования очарованных  $\Sigma_c^{*++}$ -барионов, а также обычных нейтринных взаимодействий. При моделировании были учтены

размеры камеры и экспериментальное разрешение. Смоделированные события были пропущены через процедуру кинематического фита. Анализ результатов фита показал, что в 90% случаев топология события, выбранная в соответствии с приведенными выше критериями, является истинной топологией события.

4. Экспериментальные результаты. На рис.2 приведено распределение по разности масс для упомянутых событий. Два события, имеющие  $\Delta M = 174 \pm 2$  МэВ и  $160 \pm 5$  МэВ, мы интерпретируем как события квазиупругого образования  $\Sigma_c^{*++}$ , для которого табличное значение разности масс составляет 168 МэВ. Фон к ним составляет  $\sim 0,1 \div 0,2$  события. Вероятность имитации фоном составляет для них 0,1%. Далее мы имеем кластер из 6 событий в районе  $\Delta M = 220 \div 260$  МэВ, соответствующий значениям масс  $M^{++} = 2,520 - 2,560$  ГэВ. Для оценки фона в этой области масс подобный анализ был повторен с двумя смещенными значениями массы  $\Lambda_c^+$ :  $M(^n\Lambda_c^+) = 2,085$  ГэВ и 2,485 ГэВ. Из такого анализа мы оценили, что фон в области  $M^{++} = 2,520 - 2,560$  ГэВ составляет 1 событие.

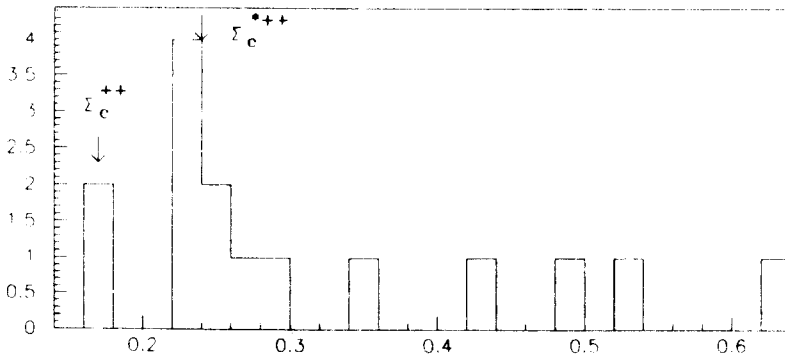


Рис.2. Распределение по разности масс (ГэВ)

Таким образом наблюдается избыток событий в области масс 2,520–2,560 ГэВ, который мы интерпретируем как первое наблюдение образования  $\Sigma_c^{*++}$ -бариона. Вероятность имитации фоном составляет для них 0,01%. Два из этих событий содержат нейтральную странную частицу в конечном состоянии (1 событие с  $\Lambda$ -гипероном и 1 событие с  $K_s$ -мезоном). Фон для событий с нейтральной странной частицей в конечном состоянии составляет  $\approx 0,1$  события. Вероятность имитации фоном для этих событий также равна 0,01%. Значение массы  $\Sigma_c^{*++}$ -бариона, оцененное по этим событиям, составляет  $M(\Sigma_c^{*++}) = 2,530 \pm 0,005 \pm 0,005$  ГэВ. Распределения событий с образованием  $\Sigma_c^{*++}$  и  $\Sigma_c^{*++}$  по кинематическим переменным  $Q^2$ ,  $X$  и  $Y$  удовлетворительно согласуются с ожидаемыми.

Мы сделали также оценку сечений образования  $\Sigma_c^{*++}$ - и  $\Sigma_c^{*++}$ -барионов. Основными источниками потерь событий для анализа являются конверсия  $\gamma$ -квантов вне эффективного объема камеры и наличие в событии плохо измеренных треков ( $\Delta p/p \geq 0,6$ ). Для событий с нейтральными странными частицами дополнительные потери появляются вследствие распадов их вне эффективного объема камеры и распадов по нейтральным модам. Эффективность прохождения событий через систему обработки определялась из анализа смоделированных событий для реакций (1) и (2). Распады  $\Lambda_c^+$ -бариона моделировались с помощью программы JETSET 6,3. Полная эффективность для

событий, содержащих  $K^-$ -мезон, была оценена равной 0,5, а для событий, содержащих нейтральную странную частицу, - 0,2. Учитывая эти эффективности мы получаем оценки сечений для реакций (1) и (2):

$$\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}) = (2, 3 \pm 2, 0) \cdot 10^{-40} \text{ см}^2,$$

$$\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{*++}) = (4, 5 \pm 4, 0) \cdot 10^{-40} \text{ см}^2.$$

Эти результаты согласуются с оценкой сечения для квазиупругого образования  $\Sigma_c^{++}$ , полученной на пузырьковой камере БЕПК:

$$10^{-40} \text{ см}^2 < \sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++}) < 1, 3 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2.$$

В заключение выражаем глубокую благодарность оперативному персоналу ускорителя ИФВЭ, нейтринного канала, камеры СКАТ, а также сотрудникам отдела обработки फिल्मовой информации за большую помощь в проведении эксперимента.

- 
1. E.G.Cazzoli, A.M.Cnops, P.L.Connolly et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
  2. G.T.Jones et al., Zeit. f. Phys. C **36**, 593 (1987).
  3. P.C.Bosetti et al., Phys. Lett. **109B**, 234 (1982).
  4. C.Baltay, D.Caroumbalis, H.French, et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 1721 (1979).
  5. S.J.Barish et al., Phys. Rev. D **15**, 1 (1977).
  6. T.Bowcock, K.Kinoshita, F.M.Pipkin et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 1240 (1989).
  7. H.Albrecht et al., Phys. Lett. **211**, 489 (1988).
  8. M.Diesburg, R.Ladbury, M.Binkley et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2711 (1987).
  9. J.-L.Basdevant and S.Boukraa, Zeit. f. Phys. C **30**, 103 (1986).
  10. S.Samuel, Phys. Lett. B **166**, 413 (1986).
  11. C.S.Kalman and Pfeffer, Phys. Rev. D **27**, 1648 (1983).
  12. Chiaki Iton, Toshiyuki Minamikawa, Kimio Miura et al., Phys. Rev. D **40**, 3660 (1989).
  13. Yu.L.Kalinovsky et al., pr. JINR, E2-87-897, 1987.
  14. S.Fleck and J.Richard, Part. World **1**, N3, 67.
  15. Yu.L.Kalinovsky et al., JINR, E2-87-906 (1987).