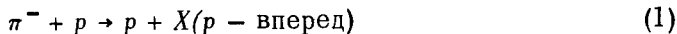


ИЗУЧЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ МАСШТАБНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ В РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + X$ (Λ – ВПЕРЕД)

*Б.М.Абрамов, И.А.Духовской, В.В.Кишкурно,
А.П.Крутенкова, В.В.Куликов, М.А.Мацюк,
И.А.Радкевич, Е.Н.Турдакина, В.С.Федорец*

Измерено сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ и отношение сечений $\gamma = d\sigma/du|_{u_{max}}(\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0)/d^2\sigma/dudM_x^2|_{u=u_{max}}(\pi^- p \rightarrow \Lambda X)(M_x^2 = 0,45 - 0,70 \text{ Гэв}^2)$ при импульсах $p_0 = 2,13; 2,69; 3,25 \text{ Гэв/с}$. Это отношение слабо зависит от p_0 в интервале от 2,13 до 8 Гэв/с (вычислено по данным [1]), что указывает на существование относительной масштабной инвариантности [2] в реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda X$.

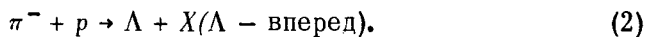
При анализе зависимости сечения процесса



от первичной энергии было обнаружено явление, названное относительной масштабной инвариантностью (ОМИ) [3]. Инвариантное сечение инклюзивной реакции (1) быстро падает (примерно на два порядка) в ин-

тервале первичных импульсов $p_0 = 1,68 - 16 \text{ Гэв/с}$ и таким образом обычный скейлинг здесь не наблюдается. Однако это сечение, деленное на сечение упругой реакции ($M_x^2 = M_\pi^2$ в реакции (1)), приблизительно постоянно в указанном диапазоне p_0 .

Чтобы проверить справедливость ОМИ для других процессов, мы предприняли изучение реакции



Среди фотографий, полученных на трехметровом спектрометре ИТЭФ [3], были отобраны события с вылетом вперед протона и π^- -мезона в интервале углов, импульсов и координат, ограниченном значениями, соответствующими рождению Λ -гиперона. Распределения по квадрату эффективной массы вторичных протона и π^- -мезона $M_{\pi p}^2$ показаны на рис. 1. Ширина сигнала от Λ -гиперона определяется разрешением установки для вторичного π^- -мезона.

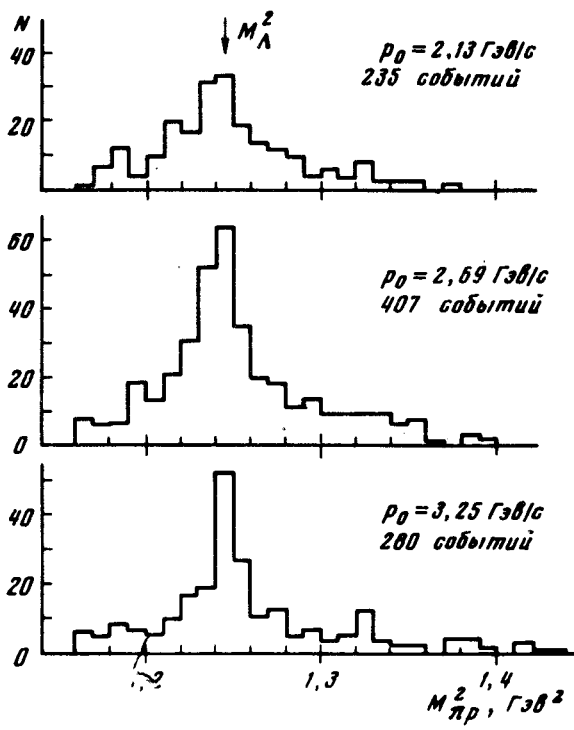


Рис. 1. Распределение по квадрату эффективной массы $M_{\pi p}^2$ реакции $\pi^- \rightarrow p \pi^- X$ (p, π^- - вперед)

Для событий, попадающих в интервал $M_{\pi p}^2 = 1,24 \pm 0,04 \text{ Гэв}^2$, построены гистограммы недостающих к Λ -гиперону масс M_x^2 . Эти гистограммы включают события реакции (2) с некоторой примесью фона от реакции



При вычислении фона использовались данные из соседних к указанному по $M_{\pi p}^2$ интервалов. На рис. 2 приведены полученные после вычитания фона гистограммы.

На основании полученных результатов было вычислено сечение $d\sigma/du$ реакции (2) для $M_x^2 = M_{k^0}^2$ при $u' = u - u_{max} \approx 0,03 \pm 0,03$ (Гэв/с)² (см. таблицу), где u — квадрат четырехмерного импульса, переданного от π^- -мезона Λ -гиперону. При этом вводился поправочный коэффициент (в среднем для каждого из импульсов ~ 5 , точность его определения $\sim 20\%$), учитывающий примесь μ -мезонов и электронов в пучке, фон от пустой мишени, ядерное поглощение вторичного π^- -мезона, моду распада Λ -гиперона, потери треков при сканировании. Измеренные нами сечения не противоречат результатам работы [4].

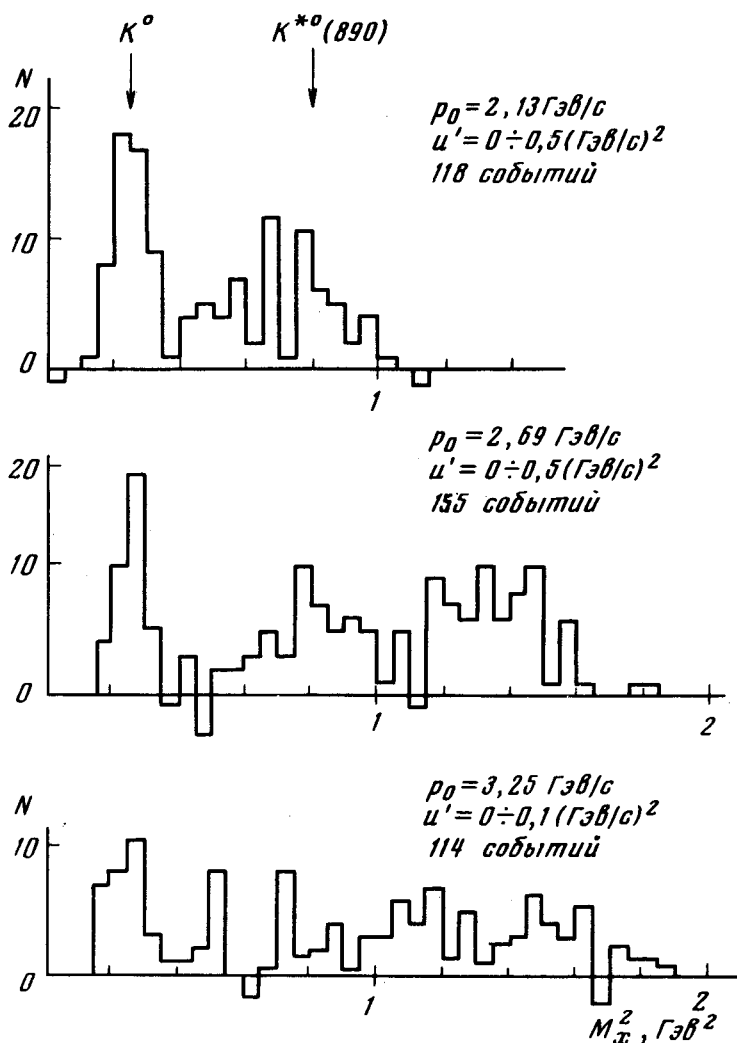


Рис.2. Распределения по квадрату недостающей к Λ -гиперону массы M_x^2 в реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda X$ (Λ — вперед)

Данные работ [1, 5–7] совместно с нашими аппроксимированы зависимостью $d\sigma/du|_{u_{max}} \sim p_0^{-n}$ (рис. 3). При этом получено значение $n = 3,75 \pm 0,16$. В модели полюсов Редже $n = 2\alpha(0) - 2$. Извлеченная отсюда величина $\alpha(0) = -0,875 \pm 0,043$ соответствует обмену в u -канале вырожденными ($\Sigma_\alpha^-, \Sigma_\gamma^-$) траекториями ($\alpha_{теор}(0) = -0,86$ [8]).

p_0 $\Gamma_{\text{эв}}/c$	$d\sigma/d\Omega _{\theta_{\text{max}}}$ ($\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$) мкбн / ($\Gamma_{\text{эв}}/c$) ²	$\gamma(\pi^-p \rightarrow \Lambda X), \Gamma_{\text{эв}}^2$ $M_x^2 = 0,45 - 0,70 \Gamma_{\text{эв}}^2$	$d\sigma/d\Omega _{\theta_{\text{max}}}$ ($\pi^-p \rightarrow p\pi^-$), мкбн / ($\Gamma_{\text{эв}}/c$) ²	$\gamma(\pi^-p \rightarrow p\Lambda^0), \Gamma_{\text{эв}}^2$ $M_x^2 = 0,20 - 0,45 \Gamma_{\text{эв}}^2$	$d\sigma/d\Omega _{\theta_{\text{max}}}$ ($\pi^-d \rightarrow d\pi^-$), мкбн / ($\Gamma_{\text{эв}}/c$) ²	$\gamma(\pi^-d \rightarrow dX), \Gamma_{\text{эв}}^2$ $M_x^2 = 0,20 - 0,45 \Gamma_{\text{эв}}^2$
1,25	—	—	—	—	5,49 ± 1,23 2,32 [11]	0,07 ± 0,02 [11]
1,48	—	—	—	—	1,12 ± 0,31 0,67 [11]	0,06 ± 0,02 [11]
2,13	165 ± 36	0,30 ± 0,16	12,4 ± 2,9 [9]	0,09 ± 0,01 [2]	—	—
2,69	79 ± 17	0,54 ± 0,35	110 ± 12 [9]	0,26 ± 0,03 [2]	—	—
3,25	41 ± 13	1,01 ± 0,59	38,3 ± 4,2 [9]	0,23 ± 0,02 [2]	—	—
8	$\left\{ \begin{array}{l} 1,25 \pm 0,15 [11] \\ 0,91 \pm 0,09 [7] \end{array} \right.$	0,81 ± 0,25	3,83 ± 0,48 [10]	—	—	—
8 ¹⁾	—	1,12 ± 0,39	—	0,25 ± 0,03 [2]	—	—

1) С вычетом сигнала от резонанса.

Для проверки гипотезы ОМИ [2] было вычислено отношение сечений

$$\nu = \frac{d\sigma}{du} \Big|_{u_{max}} (\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0) / \frac{d^2\sigma}{du dM_x^2} \Big|_{u_{max}} (\pi^- p \rightarrow \Lambda X) \quad (4)$$

при $M_x^2 = 0,45 - 0,70 \text{ Гэв}^2$; для наших данных при $u' = 0,03 \pm 0,03 (\text{Гэв}/c)^2$ и для данных работы [1] при $8 \text{ Гэв}/c$ ($u' = 0 - 0,05 (\text{Гэв}/c)^2$). Полученные значения ν представлены на рис. 3 и в таблице, причем при $8 \text{ Гэв}/c$ отношение получено дважды — с учетом и без учета сигнала от K^{*0} -мезона. Учет возможного сигнала от K^{*0} -мезона при наших энергиях практически не меняет величину ν . Мы оценили возможную имитацию Λ -гиперона K^0 -мезоном, летящим вперед, π^+ -мезоны от распада которого не подавляются черенковским счетчиком: она составляет $\lesssim 8\%$ и дает вклад в часть спектра с $M_x^2 > 0,4 \text{ Гэв}^2$. Кроме того в инклюзивную часть спектра дает вклад реакция с вылетом вперед Σ^0 -гиперона, однако, если считать, что отношение ν для нее такое же, как для реакции (2), то вклад должен быть пренебрежимо мал при наших энергиях.

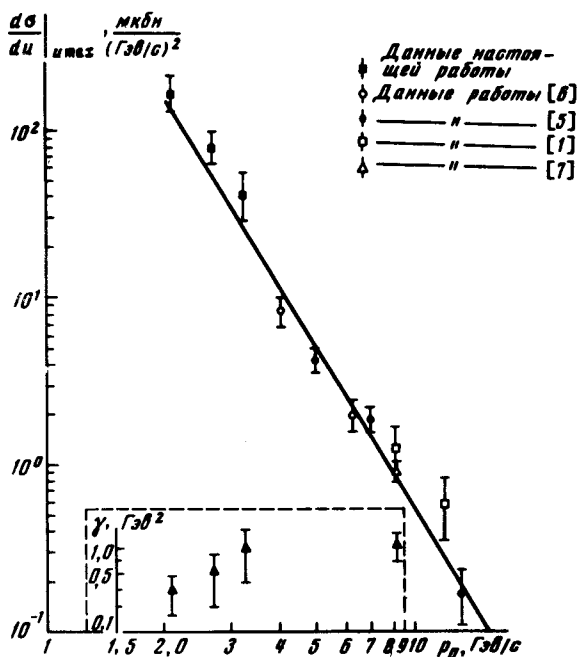


Рис. 3. Сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ и отношение сечений ν (внизу) при $u \approx u_{max}$ в зависимости от первичного импульса p_0 . Прямая — аппроксимация данных зависимостью p_0^{-n}

Из приведенных данных видно, что ν в интервале $2,13 - 8 \text{ Гэв}/c$ от энергии зависит слабо, в то время как сечение реакции (2) при $M_x^2 = M_k^2$ уменьшается в том же интервале более, чем на два порядка. Интересно, что сама величина ν для реакции (2) оказалась приблизительно в четыре раза больше, чем для реакции (1) (см. таблицу).

Литература

- [1] K.J.Foley et al. Phys. Rev., 10D,2763, 1974.
 - [2] Б.М.Абрамов и др. Письма в ЖЭТФ, 21, 561, 1975.
 - [3] И.А.Духовский и др. ПТЭ, №3, 235, 1974.
 - [4] O.I.Dahl et al. Phys. Rev., 163, 1430, 1967.
 - [5] M.Pepin et al. Phys. Lett., 26B, 35, 1967.
 - [6] W.Beusch et al. Nucl. Phys., B19, 546, 1970.
 - [7] H.Brundiers et al. Nucl. Phys., B119, 349, 1977.
 - [8] V.Barger et al. Phys. Lett., 29B, 121, 1969.
 - [9] S.W.Kormanyos et al. Phys. Rev. 164, 1661, 1967.
 - [10] E.W.Anderson et a. Phys. Rev. Lett., 20, 1529, 1968.
 - ∞[11] B.M.Abramov et al. Preprint ITEP-21, 1975.
-