

13/9-71

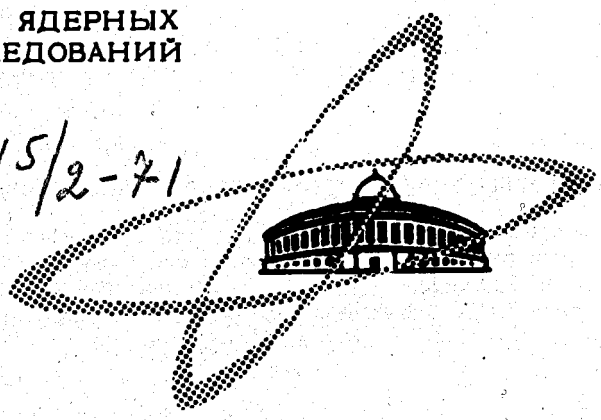
Б-903

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3215/2-71

P2-5961



Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов, Л.Л. Енковский,  
С.В. Клименко, Кухтин, Н.К. Куциди,  
Г. Мартинска, В.В. Тимохин

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow NK\bar{K}$   
В ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ВЕНЕЦИАНО

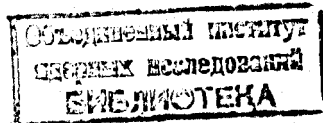
1971

P2-5961

Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов, Л.Л. Енковский,\*  
С.В. Клименко \*\*, Кухтин,\* Н.К. Куциди,\*\*\*  
Г. Мартинска, В.В. Тимохин \*\*\*\*

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow NK\bar{K}$   
В ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ВЕНЕЦИАНО

Направлено в ЖЭТО



- 
- \* Институт теоретической физики АН УССР, Киев
  - \*\* Институт физики высоких энергий, Серпухов
  - \*\*\* Тбилисский государственный университет
  - \*\*\*\* Киевский государственный университет

Будагов Ю.А., Виноградов В.Б., Енковский Л.Л.,  
Клименко С.В., Кухтин В.В., Куциди Н.К.,  
Мартинска Г., Тимохин В.В.

P2-5961

Описание процесса  $\pi^-p \rightarrow NK\bar{K}$  в обобщенной модели Венециано

В размерах обобщенной модели Венециано исследованы реакции  $\pi^-p \rightarrow pK^-K^0$  и  $\pi^-p \rightarrow nK^0K^0$  в интервале энергий налетающего  $\pi^-$ -мезона 1,5-8 Гэв. Вычислены полные и дифференциальные сечения, спектры эффективных масс, а также угловые распределения вторичных частиц. Предсказания модели сравниваются с экспериментальными данными.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1971**

Budagov Yu.A., Vinogradov V.B., Jenkovsky L.L.,  
Klimenko S.V., Kukhtin V.V., Koutsidi N.K.,  
Martinska G., Timokhin V.V.

P2-5961

A Description of the Reaction  $\pi^-p \rightarrow NK\bar{K}$  with the  
Generalized Veneziano Model

In the framework of the generalized Veneziano model the reactions  $\pi^-p \rightarrow pK^-K^0$  and  $\pi^-p \rightarrow nK^0K^0$  at 1.5-8 GeV/c are investigated. The total and differential cross sections, the effective mass distributions and the angular distributions of secondary particles are calculated. The predictions are compared with the experimental data.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1971**

В настоящее время наиболее общей динамической моделью для неупругих процессов типа  $1+2 \rightarrow 3+4+5$  является обобщенная модель Венециано<sup>/1/</sup>. Эта модель принадлежит к классу дуальных моделей и соединяет в себе свойства амплитуды Редже при высоких энергиях и амплитуды с резонансными полюсами при низких энергиях.

В данной работе обобщенная модель Венециано используется для анализа процесса  $\pi^- p \rightarrow \bar{N} K K$  (реакции  $\pi^- p \rightarrow p K^- K^0$  и  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$ ) в интервале энергий налетающего пиона 1,5–8 Гэв.

Предварительные результаты этого исследования представлялись на XV Международную конференцию по физике высоких энергий (Киев, 1970) и опубликованы в<sup>/2/</sup>.

## 1. Модель

В обобщенной модели Венециано амплитуда процесса  $1+2 \rightarrow 3+4+5$  имеет вид:

$$A = \sum_1^{12} K \cdot V_5(x_{12}, x_{23}, x_{34}, x_{45}, x_{51}),$$

где  $B_{,5}$  - пятиточечная функция<sup>/1/</sup> (обобщение амплитуды Венециано на 5 частиц),  $x_{ii} = J - a_{ii}(s_{ii})$ ,  $a_{ii}$  - линейная траектория Редже, связанная с системой частиц  $i$  и  $\bar{i}$ ,  $s_{ii} = (p_i + p_{\bar{i}})^2$ ,  $p_i$  и  $m_i$  - четырехмерный импульс и масса  $i$ -ой частицы. Коэффициент  $J$  равен спину первой частицы на траектории при  $\sqrt{s_{ii}} > m_i + m_{\bar{i}}$  и равен 1 при  $\sqrt{s_{ii}} < m_i + m_{\bar{i}}$ . Кинематический множитель  $K$  выбирается в виде:

$$K = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_1^\alpha p_2^\beta p_3^\gamma p_4^\delta.$$

Траектории  $a(s)$  задаются в виде:

$$a(s) = a_0 + a's + i a(s - s_0)^\beta \quad \text{при } s > s_0$$

$$a(t) = a_0 + 0,9t \quad \text{при } s < s_0.$$

где  $a_0$ ,  $a'$ ,  $a$  и  $s_0$  - константы, определяемые из масс и ширин резонансов, а также из результатов экспериментов по рассеянию адронов<sup>/4/</sup>. Значения этих констант для используемых траекторий приведены в таблице 1. Величина  $\beta$  равна 1/2 для мезонной траектории и 1 для остальных.

а) Реакция  $\pi^- p \rightarrow p K^- K^0$

Для реакции

$$\pi^- p \rightarrow p K^- K^0 \quad (1)$$

из 12 диаграмм 8 содержат каналы с экзотическими квантовыми числами и не дают вклада в амплитуду.

Оставшиеся 4 диаграммы приведены на рис. 1. В каждом двухчастичном канале указана доминантная траектория. Выбор  $K^*$ -траектории в  $K\pi$ -канале  $A_2$ -траектории в  $K^0 K^-$ ,  $\Lambda$ -траектории в  $p K^-$  обусловлен квантовыми

Таблица 1. Параметры траекторий.

Траекто- рии	Ниже порога	Выше порога
$\rho$	$0,57 \pm 0,9 t$	_____
$\omega$	$0,40 \pm 0,9 t$	_____
$A_2$	_____	$0,45 + 0,89S + i \cdot 0,10 \cdot (S - 0,17)$
$K^*$	$0,34 \pm 0,9 t$	_____
$N$	_____	$-0,39 + 1,01S + i \cdot 0,12 \cdot (S - 1,14)$
$\Delta$	$0,12 \pm 0,9 t$	_____
$\Lambda$	_____	$-0,71 + 0,97S + i \cdot 0,09 \cdot (S - 1,77)$
$Y_i^*$	$-0,25 + 0,9 t$	_____

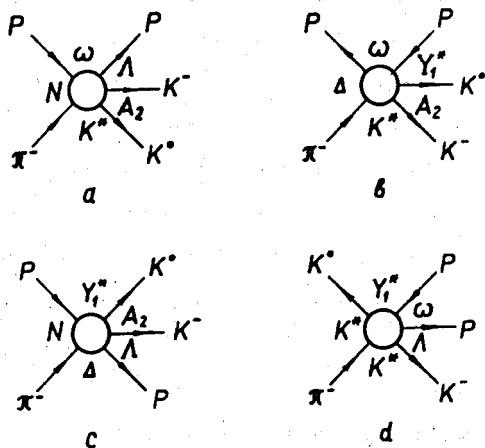


Рис. 1. Диаграммы для процесса  $\pi^- p \rightarrow p K^- K^0$ .

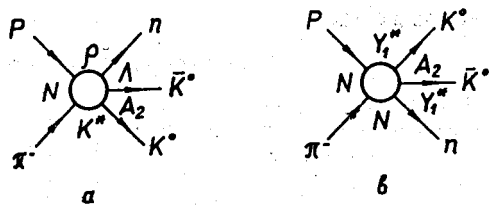


Рис. 2. Диаграммы для процесса  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$ .

числами систем и экспериментальной информацией о наличии резонансов  $K^*$ ,  $A_2$  и  $\Lambda(1520)$  в соответствующих спектрах эффективных масс.

Выбор  $\omega$ -траектории в системе  $\bar{p}p$  обусловлен поведением полного и дифференциального сечений для перекрестного процесса  $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$  [6-8].

В прямом канале ( $\pi^- p$ ) альтернативными являются траектории  $N$  и  $\Delta$ . Сделанный выбор  $N$ -траектории произволен, однако, существенно не влияет на конечный результат. Это связано с тем, что разность вкладов  $N$  и  $\Delta$ -траекторий невелика из-за больших значений  $s_{ij}$  и приближительного равенства наклонов этих траекторий [9].

Для упрощения вычислений мы пренебрегли диаграммой  $c$ , содержащей только барионный обмен, вклад которой мал по сравнению с вкладом диаграмм с мезонным обменом. Из-за обменного вырождения  $K^*$  и  $K^{*+}$ -траекторий в амплитуду не могут одновременно входить группа диаграмм  $(a)$  и  $(b)$  и диаграмма  $(d)$ . Мы использовали диаграммы  $(a)$  и  $(b)$  (диаграмма  $(d)$  не имеет свойств, необходимых для описания образования резонансов в реакции (1)). Поэтому амплитуда реакции (1) принимает вид:

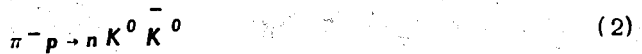
$$A_1 = \gamma K \{ (a) + (b) \}, \quad \text{где } \gamma - \text{нормировочный параметр,}$$

$$(a) = B_5 [1/2 - a_N(s_{12}), 1 - a_\omega(t_{23}), 1/2 - a_\Lambda(s_{34}), 1 - a_{A_2}(s_{45}), 1 - a_{K^*}(t_{51})].$$

$$(b) = B_5 [1 - a_\Delta(t_{12}), 1 - a_\omega(t_{23}), 1 - a_{\gamma^*}(t_{34}), 1 - a_{A_2}(s_{45}), 1 - a_{K^*}(t_{51})]$$

б) Реакция  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$

Для реакции



обмен экзотическими траекториями отсутствует только в двух диаграммах (рис. 2). Диаграммой  $2b$ , содержащей барионный обмен, пренебрегаем.



Амплитуда реакции (2), таким образом, равна:

$$A_2 = \gamma \cdot K \cdot V_5 [1/2 - a_N(s_{12}), 1 - a_\rho(t_{23}), 1/2 - a_\Lambda(s_{34}), 1 - a_{A_2}(s_{45}), 1 - a_{K^*}(t_{51})].$$

## 2. Сравнение предсказаний модели с экспериментом

Для получения предсказаний амплитуды  $A_1$  и  $A_2$  интегрировались по фазовому объему методом Монте-Карло с помощью программы FOWL<sup>/10/</sup>. При этом вычисление функций  $V_5$  производилось по программе Хопкинсона<sup>/11/</sup>. Погрешности вычислений составляли не более 3% для полных и 8% - для дифференциальных сечений. Результаты вычислений показаны на рис. 3-8 сплошными кривыми. Экспериментальные данные, представленные на этих рисунках, взяты из работ<sup>/5,12-16/</sup>.

### а) Реакция $\pi^- p \rightarrow p K^- K^0$

На рис. 3 приведены предсказания модели для зависимости полного сечения реакции (1) от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона. Как видно из этого рисунка, модель качественно правильно описывает поведение сечения с изменением энергии.

На рис. 4 показаны распределения по эффективным массам систем  $pK^0$ ,  $pK^-$  и  $K^0K^-$  для этой реакции. Предсказания модели - отсутствие резонансов в системе  $pK^0$  и резонансная структура в системах  $pK^-$  и  $K^0K^-$ , в основном, удовлетворительно согласуются с экспериментом. При этом предсказанные вероятности образования резонансов  $\Lambda(1520)$  и  $A_2(1320)$  в пределах погрешностей совпадают с экспериментальными.

Рис. 5. демонстрирует предсказания модели для распределений по переданному импульсу и косинусу угла вылета протона в системе центра масс первичного взаимодействия. Модель предсказывает периферический характер взаимодействий и увеличение анизотропии вылета протона с ростом энергии налетающего пиона.

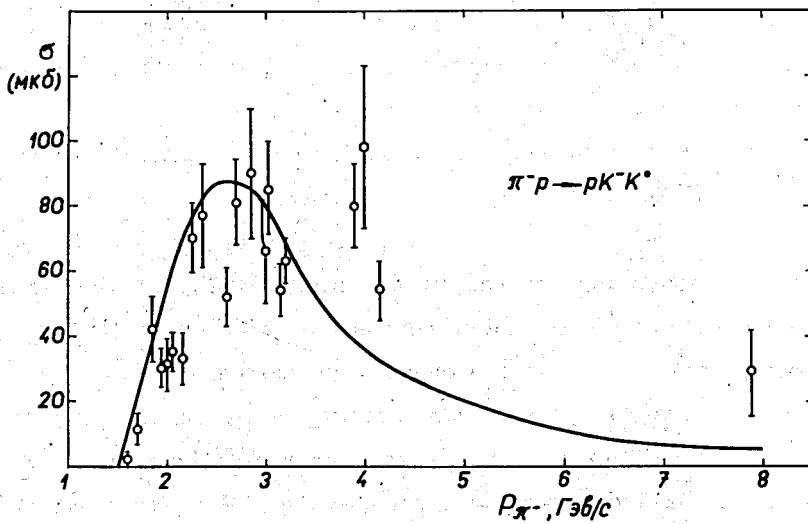


Рис. 3. Зависимость сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \rho K^- K^0$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона.

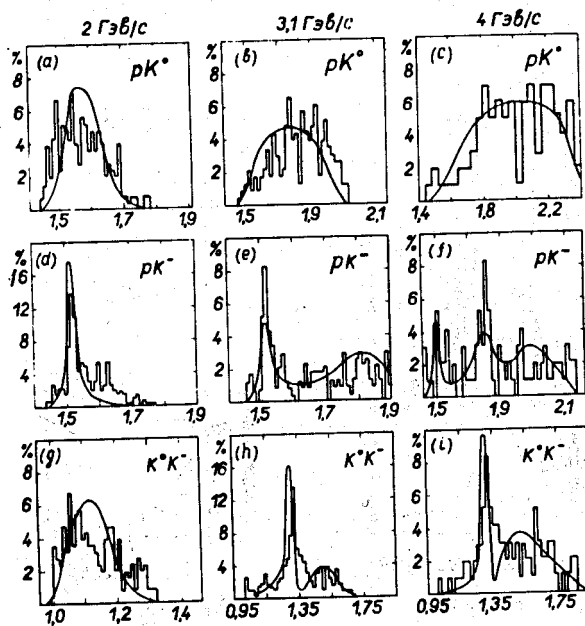


Рис. 4. Распределения по эффективным массам для реакции  $\pi^- p \rightarrow \rho K^0 K^0$  при 2 ГэВ/с, 3,1 ГэВ/с и 4 ГэВ/с.

$\pi^- p \rightarrow p K^+ K^-$

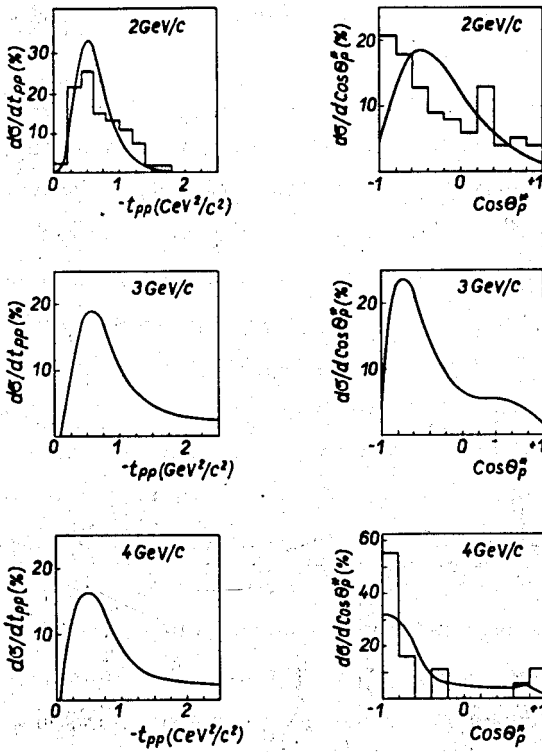


Рис. 5. Распределения по переданному импульсу и косинусу угла вылета протона в с.ц.м. для реакции  $\pi^- p \rightarrow p K^+ K^-$ .

Таким образом, модель, в основном, удовлетворительно описывает основные характеристики реакции  $\pi^- p \rightarrow p K^- K^0$  при энергии налетающего пиона 1,5-8 Гэв.

б) Реакция  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$

На рис. 6 приведена зависимость сечения реакции (2) от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона. Кривые на этом рисунке соответствуют двум различным значениям нормировочного параметра  $\gamma$ . Как видно из рисунка, предсказания согласуются с экспериментом, начиная только с энергии  $\approx 3$  Гэв.

На рис. 7 показаны распределения по эффективным массам систем  $n K_1^0$  и  $K_1^0 K_1^0$ . Поскольку вычисления производились для конечного состояния  $n K^0 \bar{K}^0$ , то для получения распределения  $n K_1^0$  складывались гистограммы  $n K^0$  и  $n \bar{K}^0$ . Они показаны сплошной линией. Пунктирной кривой показано распределение по эффективной массе системы  $n K^0$ , в которой не образуется резонансов. Пунктирная кривая описывает общее поведение этого распределения, но не предсказывает образования резонансов. Суммарное же распределение (сплошная линия) предсказывает образование резонансов. Однако количественно предсказания не согласуются с экспериментом. Что касается спектра  $K_1^0 K_1^0$ , то его сложная резонансная структура - пороговая аномалия при  $M \approx 1000$  Мэв и интерференция  $f$  и  $A_2$  мезонов - не описывается в рамках настоящей модели (рис. 7).

На рис. 8 для реакции (2) показаны распределения по переданному импульсу и косинусу угла вылета нейтрона в системе центра масс первичного взаимодействия при различных энергиях налетающего пиона. Как видно из этого рисунка, модель предсказывает периферический характер взаимодействий, однако, количественно предсказания плохо согласуются с экспериментом.

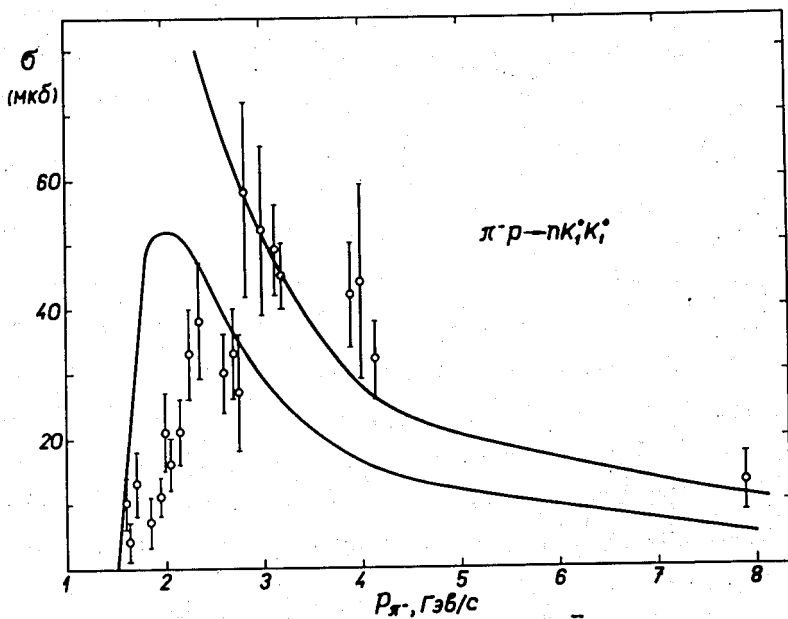


Рис. 6. Зависимость сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0$  от импульса налетающего  $\pi^-$ -мезона.

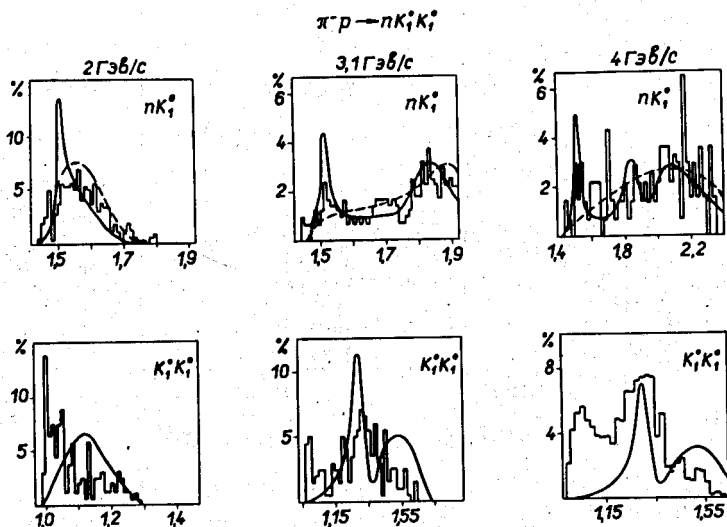


Рис. 7. Распределения по эффективным массам систем  $n K_1^0$  и  $K_1^0 K_1^0$  для реакции  $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0$ .

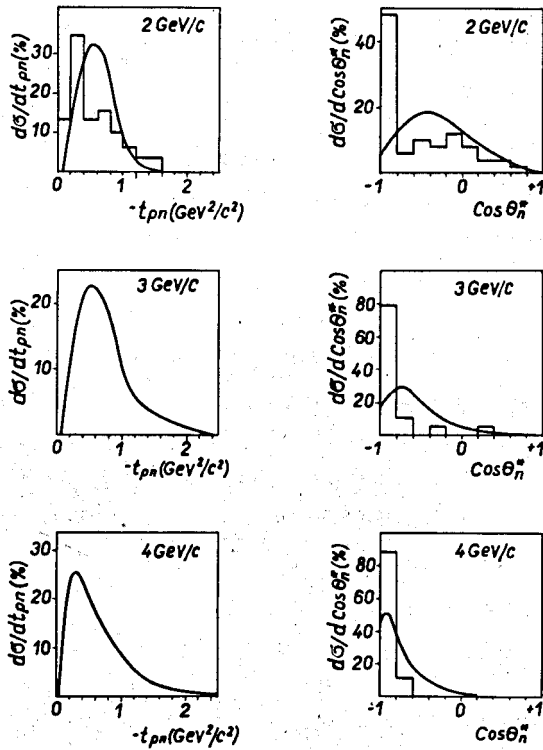
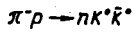


Рис. 8. Распределения по переданному импульсу и косинусу угла вылета нейтрона в с.ц.м. для реакции  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$ .

Таким образом, в рамках используемой модели не удается правильно описать характерные особенности реакции  $\pi^- p \rightarrow n K^0 \bar{K}^0$ .

В заключение отметим, что в работе <sup>/8/</sup> реакция (1) была описана одновременно с двумя кроссинг-симметричными реакциями  $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$  и  $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- p$  с помощью одной амплитуды. После опубликования предварительных результатов нашей работы <sup>/2/</sup> появились работы <sup>/9,17/</sup>, посвященные исследованию реакции (2). В работе <sup>/9/</sup> был проведен анализ этой реакции при  $P_{\pi^-} = 12$  Гэв/с в двойной Редже-области ( $s_{11} > 3,5$  Гэв<sup>2</sup>); в <sup>/16/</sup> рассматривалась область эффективных масс в районе резонансов  $A_2 - f$ . Выводы этих работ не противоречат результатам, полученным в данной работе.

Мы благодарны В.П. Желепову и В.П. Шелесту за постоянный интерес и помощь в работе, и А.Г. Володько, В.И. Журавлеву и Б.В. Струминскому за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. K. Bardakci and H. Ruegg. Phys.Lett., 28B, 342, 1968.  
M. Virasoro. Phys.Rev.Lett., 22, 37, 1969.
2. L.L. Jenkovsky et al. Preprint ITP-70-77, Kiev, 1970.
3. B. Petersson and N.A. Tornqvist. Nucl.Phys., B13, 629, 1969.
4. Д.В. Ширков. Препринт ОИЯИ, P2-4726, Дубна, 1969.
5. O.I. Dahl et al. Phys.Rev., 163, 1377, 1967.
6. D.R. Morrison. Phys.Lett., 22, 528, 1966.
7. G. Bellettini. Rapporteur's talk, XIV ICHEP, Vienna, 1968.
8. Chan Hong Mo et al. Nucl.Phys., B19, 173, 1970.
9. P.A. Collins et al. Nucl.Phys., B22, 150, 1970.
10. F. James. FOWL, CERN Program Library, W 505, 1965.
11. J.F. Hopkinson. RITP 3-69, Helsinki, 1969.



12. R. Ehrich et al. Phys.Rev., 152, 1194, 1966.
13. G. Alexander et al. Phys.Rev.Lett., 9, 460, 1962.
14. J. Bartsch et al. Nuovo Cim., 43, 1010, 1966.
15. T.F. Hoang et al. Phys.Rev., 184, 1363, 1969.
16. T.P. Wangler et al. Phys.Rev., 137, B414, 1965.
17. P. Hoyer et al. CERN, TH-1262, Geneva, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июля 1971 года.