

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Г-761

8/ix-75

1 - 8902

3366/2-75

И.М.Граменицкий, И.А.Коржавина, Р.Ледницки,  
Л.А.Пономарев, В.И.Рудь, Л.А.Тихонова,  
М.Д.Шафранов

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$  ПРИ 5 ГЭВ/С  
В РАМКАХ МОДЕЛИ  
РЕДЖИЗОВАННОГО ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА

**1975**

1 - 8902

И.М.Граменицкий, И.А.Коржавина\*, Р.Ледницки,  
Л.А.Пономарев,\*\* В.И.Рудь,\* Л.А.Тихонова,  
М.Д.Шафранов

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$  ПРИ 5 ГЭВ/С  
В РАМКАХ МОДЕЛИ  
РЕДЖИЗОВАННОГО ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА

*Направлено в ЯФ*

---

\* НИИЯФ МГУ

\*\* ИТЭФ, Москва

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1. В настоящей работе приводятся результаты анализа реакции



проведенного в рамках модели реджизованного одно-пионного обмена /модель OPER /<sup>1/</sup>. Экспериментальные данные получены на материалах со 100-сантиметровой жидководородной камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с. Методика выделения реакции /1/ и результаты по определению сечения рождения резонансов в этой реакции были описаны ранее /2/. В настоящей работе было выделено около 3000 2-лучевых событий, отвечающих каналу /1/.

Следует отметить, что OPER-модель, предложенная К.Г.Боресковым и др./<sup>1/</sup>, позволяет описать основные характеристики инклюзивных и эксклюзивных реакций в очень широком интервале энергий /от 2 ГэВ до энергий ISR /. В этой связи представляет интерес провести детальное сравнение предсказаний модели с характеристиками простейших эксклюзивных реакций, примером которых является реакция /1/.

В OPER -модели /<sup>1/</sup> процесс /1/ описывается представленной на рис. 1 диаграммой, которой соответствует амплитуда

$$A(S, S_{\pi\pi}, t, t') = \frac{G_{\pi NN}}{t - \mu^2} f(t) \exp\left\{ \left[ \ln \frac{S(\mu^2 + \kappa^2)}{S_{\pi\pi} S_0} \right] \alpha'_\pi (t - \mu^2) \right\} \times$$

$$\times A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t') \bar{u}_n \gamma_5 u_p.$$

/2/

Обозначения кинематических величин очевидны из рис. 1. Остальные величины в формуле /2/ имеют

следующий смысл:  $\frac{G_{\pi NN}^2}{4\pi} = 14,6$  - константа связи

$\pi$ -мезона с нуклоном;  $\alpha'_\pi$  - наклон  $\pi$ -мезонной траектории Редже;  $\mu^2$  - квадрат массы  $\pi$ -мезона;  $\kappa^2$  - квадрат поперечного импульса медленного вторичного  $\pi$ -мезона;  $S_0 = 1,0$  /ГэВ<sup>2</sup>.

Диаграмма на рис. 1 содержит блок  $\pi\pi$ -рассеяния вне массовой поверхности. Этот блок в матричном элементе /2/ представлен как произведение амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния на массовой поверхности  $A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t')$  и формфактора, описывающего сход амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния с массовой поверхности  $\pi$ -мезона.

Произведение

$$F(t) = \frac{1}{t - \mu^2} f(t) \exp\left\{ \left[ \ln \frac{S(\mu^2 + \kappa^2)}{S_{\pi\pi} S_0} \right] \alpha'_\pi (t - \mu^2) \right\} \quad /3/$$

в формуле /2/ представляет собой формфактор, умноженный на сигнатурный множитель  $\pi$ -мезона, где  $f(t) = \exp[R^2(t - \mu^2)]$ . Величина  $R^2$  является единственным свободным параметром модели.

Вид формфактора подобран так, что при больших эффективных массах пар частиц /область двухреджеионной кинематики/ амплитуда /2/ имеет мультиреджевский вид, а в  $\pi$ -полюсе совпадает с обычной амплитудой одночастичного обмена.

Амплитуда  $\pi\pi$ -рассеяния на массовой поверхности  $A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t')$  при  $\sqrt{S_{\pi\pi}} < 1,4$  ГэВ зада-

валась с помощью фазового анализа /3/, а в области  $\sqrt{S_{\pi\pi}} > 1,4$  ГэВ для амплитуды  $A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t')$  применялась полюсная редже-параметризация, учитывающая  $P, P'$  и  $\rho$ -траектории. Параметры реджевской параметризации амплитуды  $A_{\pi\pi}(S_{\pi\pi}, t')$  подобраны так, что оба описания этой амплитуды в точке  $\sqrt{S_{\pi\pi}} = 1,4$  ГэВ примерно совпадают. Для  $P$ -волновой

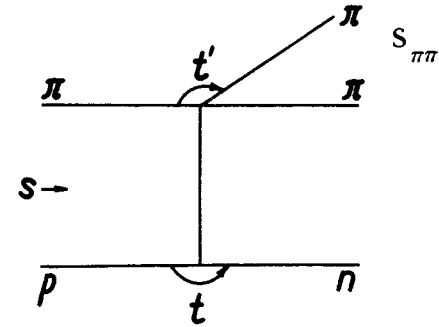


Рис. 1. Диаграмма, описывающая процесс  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ .

амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния вне массовой поверхности  $A_{\pi\pi}$  учтен дополнительный пороговый множитель:

$$A_{\pi\pi}^{\ell=1}(t) = A_{\pi\pi}^{\ell=1}(\mu^2) \frac{Q(S_{\pi\pi}, t, \mu^2)}{Q(S_{\pi\pi}, \mu^2, \mu^2)},$$

где  $Q(S, t, \mu^2)$  и  $Q(S, \mu^2, \mu^2)$  - модули трехмерного импульса  $\pi$ -мезона в с.ц.и. двух  $\pi$ -мезонов вне и на массовой поверхности. При расчетах использовалось значение параметра  $R^2$ , определенное в работе /1/ и равное  $R^2 = 2,75$  ГэВ<sup>-2</sup> и величина наклона  $\pi$ -мезонной траектории  $\alpha'_\pi = 1,09$  ГэВ<sup>-2</sup>. Для проверки чувствительности расчетов к величине наклона  $\alpha'_\pi$  было взято также значение  $\alpha'_\pi = 0,7$  ГэВ<sup>-2</sup> /этим данным соответствуют пунктирные кривые/.

Расчеты проводились методом Монте-Карло, и примерная точность вычислений составляла 10%. Полученные теоретически распределения имеют абсолютную нормировку\*.

\* Экспериментальное значение полного сечения процесса /1/ при импульсе 5 ГэВ/с получено экстраполяцией имеющихся в литературе /7/ данных и равно 2,2 мб. Соответствующее теоретическое значение сечения равно 1,7 мб.

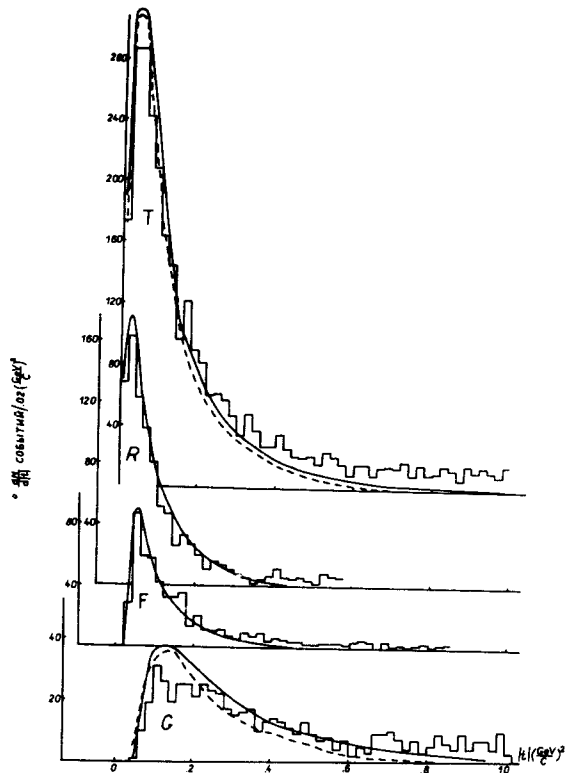


Рис. 2. Распределения числа событий по квадрату переданного импульса в нуклонной вершине  $\frac{dN}{d|t|}$ .

2. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета по модели OPER было проведено для различных областей значений эффективной массы  $M_{\pi\pi}$  вторичных  $\pi$ -мезонов:

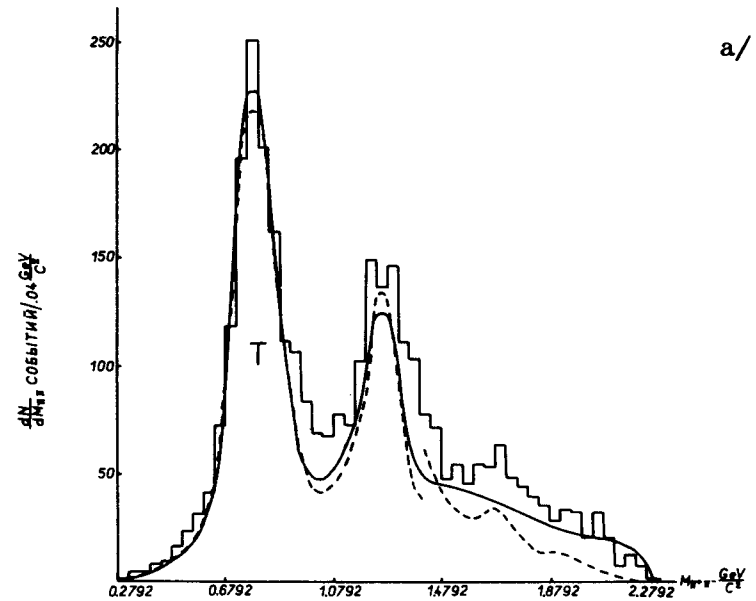
R - область  $\rho^0$ -мезона:  $0,65 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\pi\pi} < 0,91 \text{ ГэВ}/c^2$ ,

F - область  $f^0$ -мезона:  $1,16 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\pi\pi} < 1,36 \text{ ГэВ}/c^2$ ,

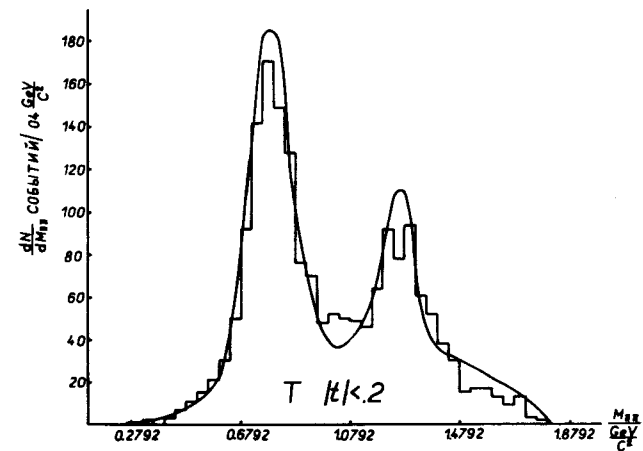
G - область  $M_{\pi\pi} > 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$ ,

T - без ограничений по  $M_{\pi\pi}$ .

Распределения по квадрату переданного импульса  $|t|$  в нуклонной вершине, приведенные на рис. 2, показывают, что моделью OPER воспроизводятся качественно



a/



b/

Рис. 3. а/ Распределение по эффективной массе двух  $\pi$ -мезонов  $dN/dM_{\pi^+\pi^-}$  без ограничений по  $t$ ; б/ распределение по эффективной массе двух  $\pi$ -мезонов  $dN/dM_{\pi^+\pi^-}$  при  $|t| < 0,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

ные особенности этих распределений: максимум при  $|t| \sim \mu^2$  и преобладание малых передач импульса ( $|t| \leq 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ ). Количественное согласие теоретических и экспериментальных распределений можно считать удовлетворительным, по крайней мере, при малых  $|t|$ .

Исключение составляет область G. Однако в области G при больших  $|t|$  в  $\pi^+n$ -системе /ср. рис. 4а и 4б/ наблюдается рождение изобар <sup>12/</sup>, не рассматриваемое в рамках модели OPER. Именно при указанных условиях и наблюдаются наибольшие отклонения между предсказаниями модели и экспериментальными данными /рис. 2,3,4,5/.

В области малых и больших эффективных масс  $\pi^+n$ - и  $\pi^-n$ -систем соответственно /рис. 4,5/ наблюдаются кинематические максимумы, теоретическое значение сечения в которых превышает экспериментальное. Улучшить согласие теоретических и экспериментальных данных удастся уменьшением наклона  $\pi$ -мезонной траектории до  $\alpha'_\pi = 0,7 \text{ ГэВ}^{-2}$  /пунктирные кривые/.

Как видно из распределений по эффективной массе вторичных  $\pi$ -мезонов /рис. 3/, изменение величины  $\alpha'_\pi$  в основном сказывается в области G. Непрерывность сплошной кривой, которая воспроизводит форму этого экспериментального распределения, в точке  $M_{\pi\pi} = 1,4 \text{ ГэВ/с}^2$  соответствует хорошей сшивке реджевской параметризации амплитуды  $A_{\pi\pi}$  и амплитуды, полученной из фазового анализа  $\pi\pi$ -системы.

Следует отметить, что модель OPER в отличие от обычной модели однопионного обмена предсказывает анизотропию по углу Треймана-Янга. Приведенные на рис. 6 распределения указывают на качественное согласие расчетов по модели OPER с экспериментальными данными.

Теоретические распределения по косинусу угла Джексона <sup>14/</sup> в полном фазовом объеме /рис. 7/ острее экспериментальных в направлениях вперед-назад. Этот факт указывает на необходимость учета других механизмов при описании процесса /1/. В частности, учет обменов состояниями с естественным соотношением спин-четности приводит к более широким теоретическим распределениям по косинусу угла Джексона <sup>14/</sup>.

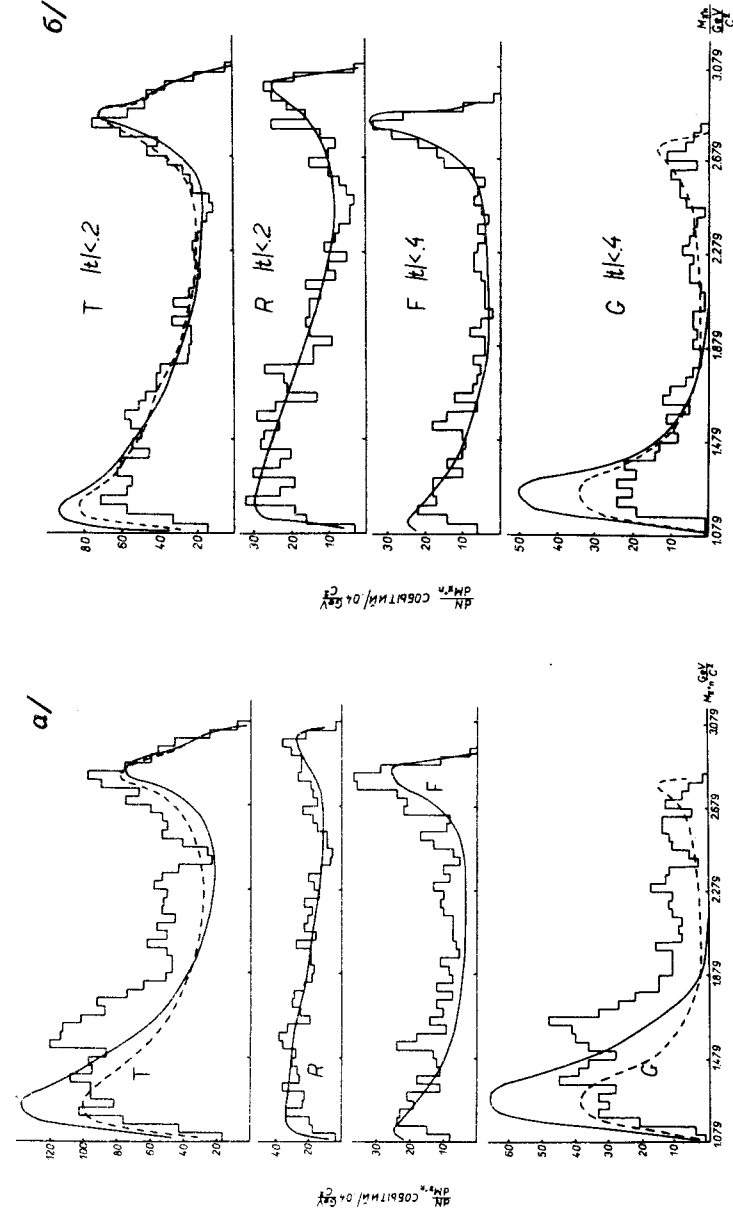


Рис. 4 а/ Распределения по эффективной массе  $\pi^+n$ -системы  $dN/dM$  без ограничений по  $t$  ; б/ распределения по эффективной массе  $\pi^+n$ -системы  $dN/dM$  при  $|t| < 0,2 \div 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ .

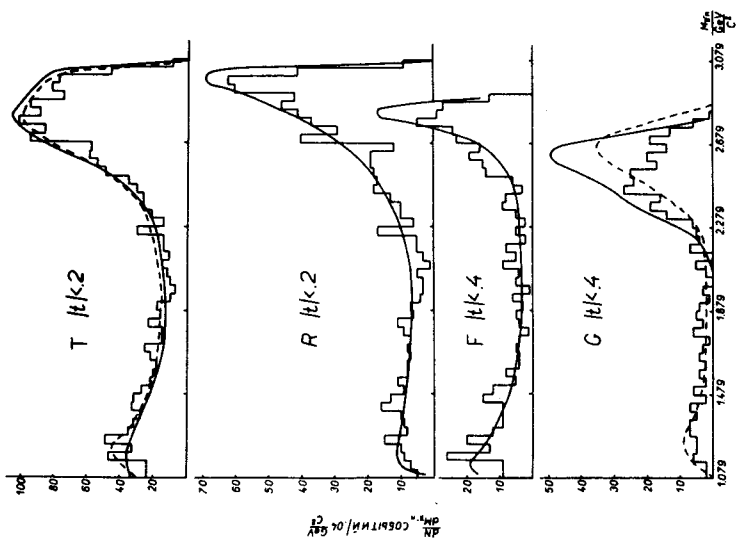
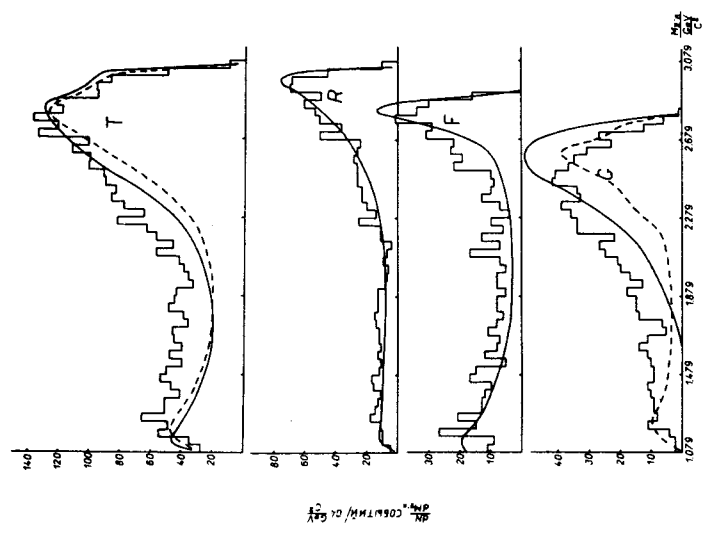


Рис. 5 а/ Распределения по эффективной массе  $\pi^+\pi^-$  системы  $dN/dM_{\pi\pi}$  без ограничения по  $t$ ; б/ распределения по эффективной массе  $\pi^+\pi^-$  системы при  $|t| < 0,2-0,4$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>.



Распределение по косинусу угла Джексона /рис. 7/ в G-области не описывается теоретической кривой. Это связано с тем, что реджевская параметризация амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния  $A_{\pi\pi}$ , проведенная в этой области, не учитывает рождение  $g^0$ -мезона ( $M_{\pi\pi} \sim 1,7 \text{ ГэВ}/c^2$ ), который наблюдается в спектрах  $M_{\pi\pi}$  /рис. 3/ <sup>2/</sup>. Реджевская параметризация также не описывает процесс  $\pi\pi$ -рассеяния назад, так как это соответствовало бы обмену в  $t$ -канале траекторией с экзотической величиной заряда  $\Delta Q = 2$ .

Однако, если для описания  $\pi\pi$ -системы воспользоваться имеющимися в литературе /6/ данными по фазовому анализу до  $M_{\pi\pi} = 1,9 \text{ ГэВ}/c^2$  \* вместо реджевской параметризации в области  $1,4 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\pi\pi} < 1,9 \text{ ГэВ}/c^2$ , то это улучшает качественное описание угловых распределений /пунктирные кривые на рис. 6 и 7/. Последнее положительно скажется на описании моделью OPER распределений по эффективным массам  $\pi\pi$ -систем /рис. 4,5/ в области кинетических пиков, поскольку угловые распределения распада  $\pi\pi$ -системы отражаются в указанных распределениях.

Более подробную информацию об угловых распределениях несут моменты  $\langle \text{Re} Y_\ell^m \rangle$ . Зависимость этих величин от квадрата переданного импульса  $t$  представлена на рис. 8. Из этих рисунков видно, что модель OPER качественно описывает величины  $\langle \text{Re} Y_\ell^m \rangle$ .

Поскольку модель OPER была сформулирована в двухреджионной области /область G /, то качественное описание моделью моментов  $\langle \text{Re} Y_\ell^m \rangle$  говорит о возможности экстраполяции формфактора из двухреджионной области в резонансную.

Известно, что при обмене  $\pi$ -мезоном в  $t$ -канале система двух  $\pi$ -мезонов рождалась бы только с нулевой спиральностью. В этом случае отличными от нуля

\* Разрыв пунктирной кривой в распределении по эффективной массе двух  $\pi$ -мезонов /рис. 3/ обусловлен тем, что в области  $M_{\pi\pi} < 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$  мы использовали прежние данные по фазовому анализу, которые не сшиваются с новыми в точке  $M_{\pi\pi} = 1,4 \text{ ГэВ}/c^2$ .

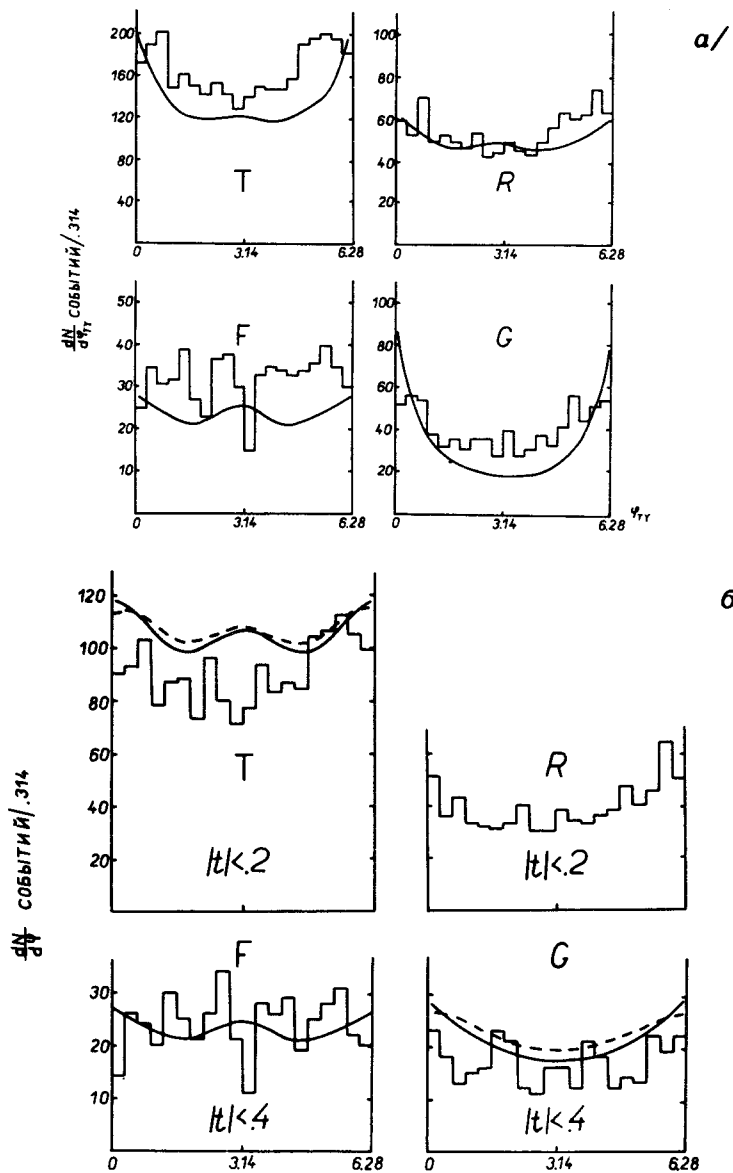


Рис. 6 а/ Распределения по углу Треймана-Янга  $dN/d\phi$  без ограничений по  $t$  ; б/ распределения по углу Треймана-Янга  $dN/d\phi$  при  $|t| < 0,2 \div 0,4$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>.

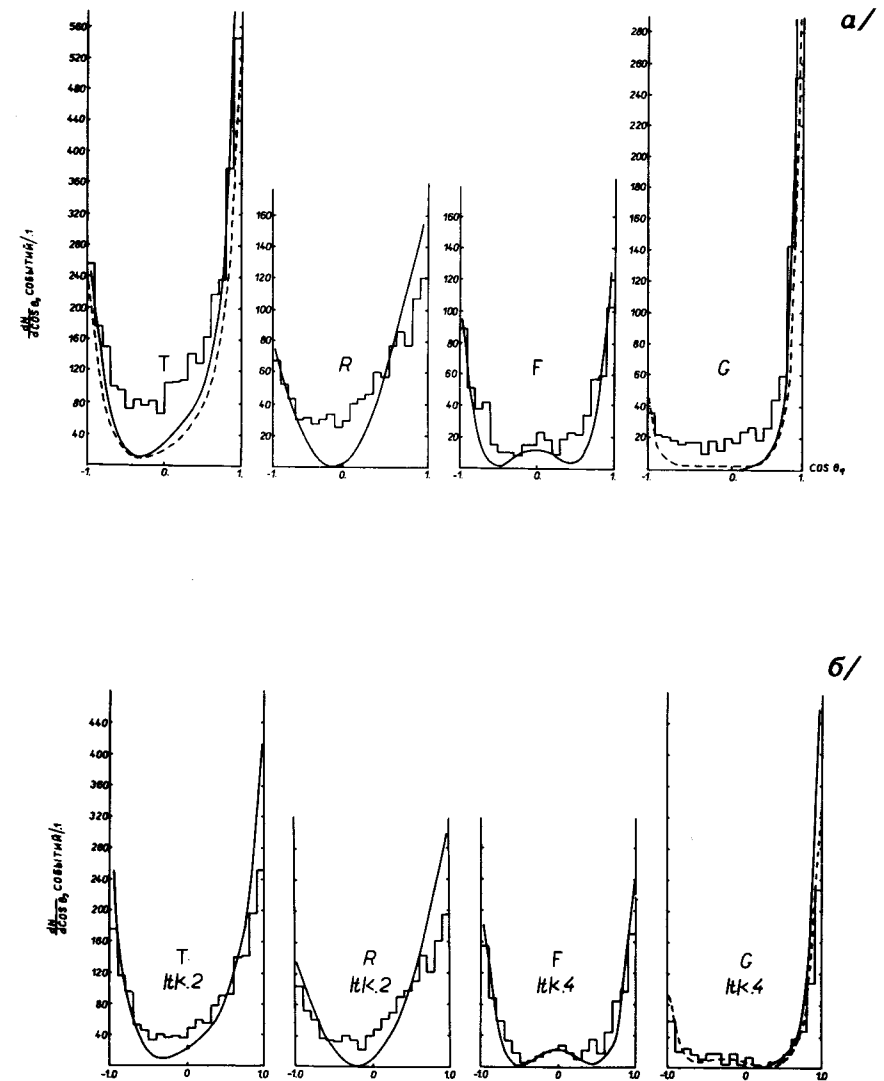


Рис. 7 а/ Распределения по косинусу угла Джексона  $dN/d\cos\theta_J$  без ограничения по  $t$  ; б/ распределения по косинусу угла Джексона  $dN/d\cos\theta_J$  при  $|t| < 0,2 \div 0,4$  ( $\text{ГэВ}/c$ )<sup>2</sup>.



были бы только моменты  $\langle \text{Re } Y_{\ell}^0 \rangle$ . Однако, как видно из рис. 8, отличны от нуля также  $\langle \text{Re } Y_{\ell}^1 \rangle$ . Это может быть обусловлено присутствием обменов другими траекториями, помимо  $\pi$ -мезонной. Проведенный в работе <sup>/4/</sup> модельно-независимый амплитудный анализ в области  $\rho^0$ -мезона подтверждает последнее утверждение. Отличие от нуля вычисленных значений  $\langle \text{Re } Y_{\ell}^1 \rangle$  связано с реджизацией  $\pi$ -мезонного обмена.

Как уже указывалось, некоторые из рассмотренных распределений /рис. 3÷7/ приводятся с ограничениями  $|t| < 0,2 \div 0,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . Обычно предполагается, что  $\pi$ -мезонный обмен доминирует при малых  $|t|$  и подоб-

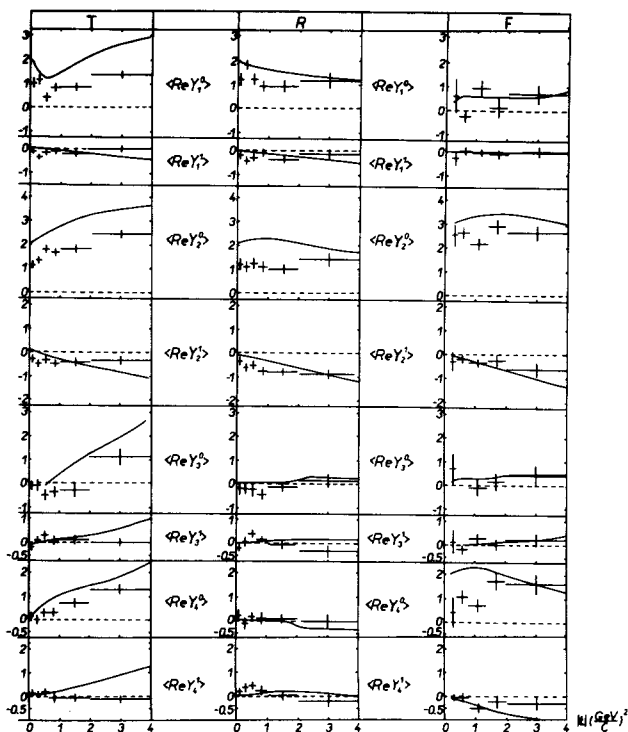


Рис. 8. Зависимость величин  $\langle \text{Re } Y_{\ell}^m \rangle$  от квадрата переданного импульса  $|t|$  в нуклонной вершине.

ное ограничение должно улучшать согласие между предсказаниями модели OPER и экспериментальными данными.

Действительно, в целом качественное описание экспериментальных данных улучшается. Можно отметить, что в некоторых областях фазового объема достигается даже количественное описание экспериментальных данных. Однако полного количественного согласия предсказанной модели с экспериментальными данными этими ограничениями достичь не удастся, так как теоретическая величина сечения при малых  $|t|$  превышает экспериментальную /рис. 2/.

Уместно также указать, что существующие данные по фазовому анализу  $\pi\pi$ -системы <sup>/3,6/</sup> имеют большую неопределенность. Как показали наши вычисления и результаты работы <sup>/5/</sup>, указанная неопределенность данных фазового анализа заметно влияет на вычисленную величину сечения при малых  $|t|$ .

## Выводы

В заключение можно сформулировать следующие выводы:

1. Модель однопionного реджизованного обмена без свободных параметров качественно описывает основные черты реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  при импульсе  $\pi^-$ -мезона 5 ГэВ/с.
2. Согласие между предсказаниями модели и экспериментальными данными может быть улучшено за счет сокращения области реджизации амплитуды  $A_{\pi\pi}$  /т.е. распространения фазового анализа на большие эффективные массы  $\pi\pi$ -системы <sup>/6/</sup> / и уточнения данных фазового анализа.

Однако точного количественного совпадения модельных предсказаний и экспериментальных данных в целом не следует ожидать, так как в модели OPER не описывается рождение изобар в  $\pi^+ n$ -системе, наблюдаемое экспериментально. Кроме того, как пока-

зывает амплитудный анализ, в области  $\rho^0$ -мезона /4/ присутствует вклад обменов состояниями с натуральной четностью.

3. Уменьшение величины наклона  $\pi$ -мезонной траектории улучшает описание экспериментальных данных моделью OPER.

Авторам приятно поблагодарить Р.М.Лебедева, В.В.Глаголева, И.С.Сантова, предоставивших материалы со 100-сантиметровой жидководородной камеры.

#### Литература

1. К.Г.Боресков и др. Препринт ИТЭФ, 92, 1973;  
К.Г.Боресков и др. Препринт ИТЭФ, 950, 1972.
2. В.В.Глаголев и др. II Международный симпозиум по физике высоких энергий и элементарных частиц. Штрбске Плесо, 1972; ОИЯИ, Д-6840, Дубна, 1973.
3. S.D.Protopopescu. *Phys.Rev.*, D7, 1279 (1973);  
B.I.Oh. *Phys.Rev.*, D1, 2494, No. 9 (1970).  
XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, Sept., 1972; I.T.Carroll. *PRL*, 28, 318 (1970).  
S.Cohen. *Phys.Rev.*, D7, 661 (1973).
4. K.Gottfried et al. *Nuovo Cimento*, v. 33, 309 (1964).  
P.Estabrooks et al. TH 1661-CERN, 1973.
5. А.Ф.Нилов и др. Препринт ИТЭФ, 69, 1973.
6. B.Huams et al. *Nucl.Phys.*, B64, 134 (1973).
7. Review of Particle Properties. *Phys.Lett.*, 50B, No. 1 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 мая 1975 года.