

4488/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5/11-79

К-19

P1 - 12438

Т.Канарек, В.Б.Любимов, М.И.Соловьев,  
М.К.Сулейманов, Д.Тувдендорж

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ  
ПО  $\pi^{-12}\text{C}$  -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ  
ПРИ  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с  
И МОДЕЛЬ КАЛИНКИНА-ШМОНИНА

1979

P1 - 12438

Т. Канарек, В.Б. Любимов, М.И. Соловьев,  
М.К. Сулейманов,\* Д. Тувдендорж

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ  
ПО  $\pi^{-12}\text{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ  
ПРИ  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с  
И МОДЕЛЬ КАЛИНКИНА-ШМОНИНА

Направлено в "Physica Scripta"

---

\* Институт физики АН АзССР, Баку.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Канарек Т. и др.

Экспериментальные результаты по  $\pi^- 12\text{C}$  взаимодействиям при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с и модель Калинкина-Шмонины

Проведено обсуждение применимости представлений, развитых Калинкиным и Шмониным, на примере экспериментальных результатов по  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиям при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с.

Получено хорошее согласие с моделью по всем рассмотренным экспериментальным данным /распределение по множественности заряженных частиц, распределение быстрот, свойства средних значений перпендикулярных импульсов, парциальных коэффициентов неупругости и пр./.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kanarek T. et al.

Experimental Results on  $\pi^- 12\text{C}$  Interactions at  $P_{\pi^-} = 40$  GeV/c and the Kalinkin-Shmonin Model

The applicability of representations developed by Kalinkin and Shmonin, is discussed taking as an example experimental results on  $\pi^- 12\text{C}$  interactions at  $P_{\pi^-} = 40$  GeV/c. Good agreement with the model was obtained for all experimental data (distribution over the multiplicity of charged particles, velocity distributions, properties of mean values of perpendicular momenta inelasticity partial coefficients etc).

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## §1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе суммированы полученные нами экспериментальные данные по  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиям при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с /частично уже опубликованные <sup>1-4/ /, которые дают возможность достаточно подробно обсудить применимость представлений, развитых Б.Н.Калинкиным и В.Л.Шмониным <sup>5/ /модель КШ/ для объяснения существенных особенностей адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.</sup></sup>

Согласно этим представлениям в среднем акте взаимодействия налетающего адрона с каким-либо нуклоном ядра мишени образуется пионизационный кластер, лидирующий адрон /точнее, лидирующая система, уносящая около половины первоначальной энергии и распадающаяся на малое число частиц/ и нуклон отдачи. Схематически картина взаимодействия представлена на рис. 1. Здесь  $a$  соответствует движению лоренц-сжатых адронов перед столкновением,  $b$  - акт взаимодействия. Заштрихованная часть объемов столкнувшихся адронов в результате сильного взаимодействия тормозится и образует сильновозбужденную систему кластерного типа /рис. 1в/. Пролетающие части адронов на рис. 1в условно изображены обрубленными, чтобы схематически отразить два возможных явления: уменьшение эффективного объема, занимаемого адроном непосредственно вслед за актом взаимодействия, и утрату /полную или частичную/ собственного поля.

Таким образом, существенным предположением является малость сечения взаимодействия лидирующей частицы непосредственно после взаимодействия. Анализ экспериментальных данных по адрон-ядерным взаимодействиям, проведенный в нашей работе <sup>6а/</sup>, позволил получить оценку величины этого сечения ( $\bar{\sigma}$ ). Оказалось, что  $\bar{\sigma} \leq 1/4 \sigma_{hN}$ , где  $\sigma_{hN}$  - сечение "нормального" адрон-нуклонного взаимодействия. Эти результаты подтверждаются исследованиями других групп <sup>6б/</sup>. Поэтому основным объектом в модели КШ является пионизационный кластер. Рождаясь в области, по размерам не превышающей лоренцевски сжатый объем нуклона, кластер расширяется с около-световой скоростью. Достигнув состояния с определенной плотностью энергии, кластер распадается на частицы, образуя основную долю рожденных частиц/"пионизационная" часть спектра/.



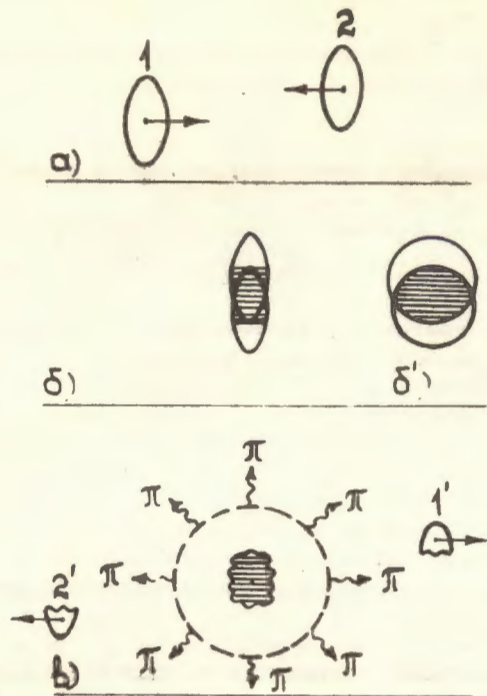


Рис. 1. Схема столкновения двух адронов в с.ц.и.

## §2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальный материал получен на снимках с двухметровой пропановой камеры ОИЯИ, облученной пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $/40,00 \pm 0,24/$  ГэВ/с. При просмотре снимков по стандартным критериям <sup>1/</sup> отбирались  $\pi p$ ,  $\pi p$  и  $\pi C$ -взаимодействия. Полное число  $\pi^- 12C$ -взаимодействий определялось по формуле:

$$N(\pi^- 12C) = N(\pi C) + N(\pi n) + a N(\pi p). \quad /1/$$

Коэффициент  $a$  определяет примесь в  $\pi p$ -событиях взаимодействий с квазисвободными нуклонами ядра углерода. Он был вычислен с использованием полного неупругого сечения взаимодействия  $\pi$ -мезона с ядром углерода  $\sigma = 179$  мб <sup>2/</sup>. Всего в работах <sup>2,3/</sup> было исследовано  $\approx 3400$  и в работах <sup>1,4/</sup> около

6000  $\pi^- 12C$ -взаимодействий. Экспериментальный материал, обсуждаемый в §4, основан на статистике  $\approx 10000$  событий.

Все отобранные события были измерены, после обсчета результатов измерений по геометрическим программам производилась идентификация положительно заряженных частиц визуально по ионизации. Протоны удалось идентифицировать в области импульсов от минимального  $/140$  МэВ/с/, при котором еще виден след в пропане  $/пробег \approx 3$  мм/, до импульса  $700$  МэВ/с. Положительные частицы с большим импульсом считались  $\pi^+$ -мезонами.

Во всех найденных событиях регистрировались  $\gamma$ -кванты по  $e^+e^-$ -парам конверсии. Все  $e^+e^-$ -пары были измерены. После обсчета результатов измерений по геометрическим и кинематическим программам были исключены тормозные  $\gamma$ -кванты и  $\gamma$ -кванты, связанные со вторичными взаимодействиями, введены соответствующие поправки на возможные потери  $\gamma$ -квантов\*. Обсуждаемые ниже экспериментальные результаты основаны на статистике от  $\approx 6000$  <sup>1/</sup> до  $\approx 7000$  <sup>3/</sup>  $\gamma$ -квантов.

## §3. КАЧЕСТВЕННЫЕ ВЫВОДЫ

Схематически рассмотренная во введении физическая картина адрон-ядерного взаимодействия приводит к ряду простых качественных выводов, которые можно непосредственно проверить на эксперименте.

Одним из таких следствий является инвариантность среднего значения поперечного импульса  $\langle P_{\perp} \rangle$  частиц, рожденных в адрон-ядерных взаимодействиях. Действительно, в рассматриваемой модели КШ поперечный импульс определяется динамикой распада кластера. Кластер, двигаясь в ядре, увеличивает свою массу и распадается вне ядра. При этом  $\langle P_{\perp} \rangle$  образовавшихся частиц не может зависеть от массы кластера  $/или его пробега в ядре/, т.к. он не зависит от энергии сталкивающихся частиц в элементарном акте.$

Мы проверяли эти представления на поведении среднего поперечного импульса  $\gamma$ -квантов <sup>1/</sup> и  $\pi^{\pm}$ -мезонов <sup>2/</sup>, испущенных в  $\pi^- 12C$ -взаимодействиях. Средние поперечные импульсы находились для событий с разным числом идентифицированных

\*Подробно методика обработки  $\gamma$ -квантов изложена в работе Б - Б - В - Д - К - С - С - Т - Т - УБ - Х сотрудничества <sup>3/</sup>.

\*\* При этом имелось в виду естественное предположение, что основным источником  $\gamma$ -квантов являются  $\pi^0$ -мезоны, поэтому  $\langle P_{\perp} \rangle$  характеризует средний перпендикулярный импульс образовавшихся в  $\pi^- 12C$ -взаимодействиях  $\pi^0$ -мезонов.

ных медленных протонов ( $N_p$ ). Числа  $N_p$  непосредственно связаны с пробегом кластера в ядре. Например, значение  $N_p \geq 4$  соответствует пробегам, захватывающим большую часть ядра углерода <sup>10/</sup>. Оказалось, что значения  $\langle P_{\perp} \rangle$  для указанных частиц не зависят от  $N_p$  и близки к соответствующим величинам, полученным для  $\pi^-p$ -взаимодействий при той же энергии первичного  $\pi^-$ -мезона. Значения  $\langle P_{\perp} \rangle$  для  $\pi^{\pm}$ -мезонов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Средние перпендикулярные импульсы  $\pi^{\pm}$  мезонов из  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий

| $N_p$    | $\langle P_{\perp} \rangle$ (МэВ/с) |                 |
|----------|-------------------------------------|-----------------|
|          | $\pi^-$ -мезоны                     | $\pi^+$ -мезоны |
| 0        | $367 \pm 2$                         | $378 \pm 2$     |
| 1        | $351 \pm 3$                         | $372 \pm 4$     |
| 2        | $341 \pm 7$                         | $390 \pm 7$     |
| 3        | $345 \pm 10$                        | $375 \pm 11$    |
| $\geq 4$ | $330 \pm 14$                        | $396 \pm 17$    |
| все      | $354 \pm 1$                         | $378 \pm 2$     |

Таблица 2

Парциальные коэффициенты неупругости для  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий

| $N_p$                   | $a_{\pi^+}$     | $a_{\pi^-}$     | $a_{\pi^0}$     |
|-------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 0                       | $0,24 \pm 0,01$ | $0,42 \pm 0,01$ | $0,24 \pm 0,02$ |
| 1                       | $0,26 \pm 0,01$ | $0,42 \pm 0,01$ | $0,27 \pm 0,02$ |
| 2                       | $0,26 \pm 0,01$ | $0,38 \pm 0,02$ | $0,22 \pm 0,02$ |
| 3                       | $0,23 \pm 0,01$ | $0,39 \pm 0,03$ | $0,24 \pm 0,03$ |
| $\geq 4$                | $0,26 \pm 0,02$ | $0,33 \pm 0,03$ | $0,25 \pm 0,04$ |
| все                     | $0,25 \pm 0,01$ | $0,41 \pm 0,01$ | $0,24 \pm 0,01$ |
| $\pi^-p$ <sup>12/</sup> | $0,22 \pm 0,01$ | $0,42 \pm 0,01$ | $0,25 \pm 0,01$ |

Аналогичные рассуждения применимы для анализа поведения т.н. парциальных коэффициентов неупругости. Как отмечалось в нашей работе <sup>3/</sup>, парциальные коэффициенты неупругости /см. табл. 2/ практически не зависят от множественности

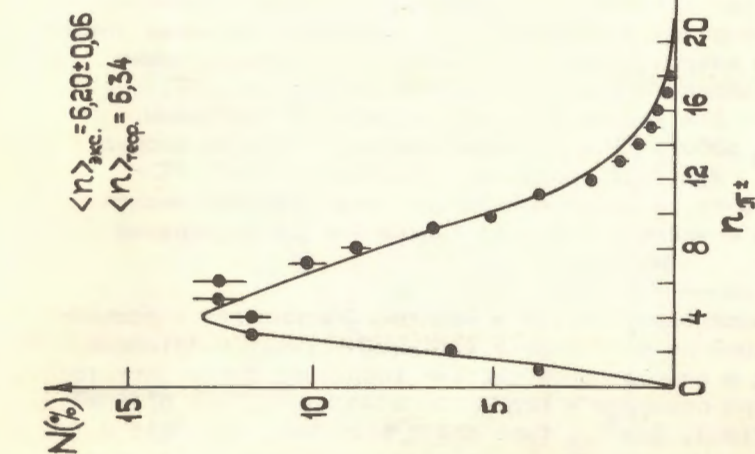


Рис. 2. Распределение по множественности заряженных  $\pi^-$ -мезонов. Плавная кривая - расчет по модели КШ.

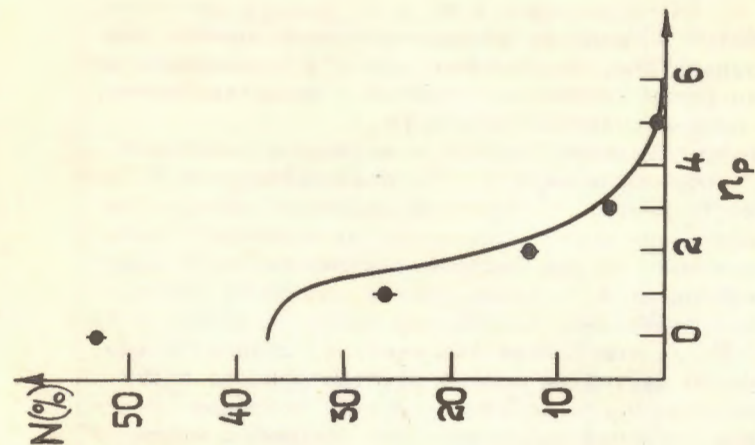


Рис. 3. Распределение по множественности протонов. Плавная кривая - расчет по модели КШ.



протонов в  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях и их средние значения для всех событий в пределах экспериментальных ошибок совпадают с результатами, полученными для  $\pi^- p$ -взаимодействий. Ясно, что эти факты хорошо согласуются с представлениями, развитыми в рассматриваемой модели КШ.

Показательно поведение быстрой и медленной компонент  $\pi^\pm$ -мезонов\*, образованных в  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях /4/. Если средняя множественность  $\pi^\pm$ -мезонов медленной компоненты растет с увеличением числа испущенных во взаимодействиях медленных протонов, то для быстрой компоненты такой зависимости не наблюдается. С точки зрения модели КШ это естественно. Действительно, чем больше пробег кластера в ядре /чем больше  $N_p$ /, тем больше его масса и, следовательно, на большее число частиц он должен распадаться. На поведение быстрой компоненты основное влияние оказывает лидирующая система, сечение взаимодействия которой с ядром сильно подавлено.

#### §4. СРАВНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ПРЕДСКАЗАНИЙ МОДЕЛИ КШ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Движение кластера в ядре по модели КШ описывается системой из двух уравнений. Одно уравнение связывает потерю энергии кластером на единицу пути с сечением его взаимодействия с нуклоном ядра мишени, другое - описывает изменение внутренней энергии кластера, обусловленное его последовательными неупругими соударениями с нуклонами. Такое изменение пропорционально числу столкновений и среднему энерговыделению в каждом из них. Решения этих уравнений можно связать с наблюдаемой экспериментальной информацией.

Мы решили эти уравнения с использованием программы, описанной в работе /11/, и получили распределения по множественности  $\pi^\pm$ -мезонов, протонов, образованных в  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях, а также корреляции между средним числом  $\pi^\pm$ -мезонов и числом протонов. Рассчитаны распределения

\* Для разделения быстрой и медленной компонент использовался критерий по углу вылета частиц. Частицы, вылетающие под углом  $\theta$  в лабораторной системе координат больше некоторого  $\theta_{гр}$ , были отнесены к медленной компоненте, все остальные - к быстрой. Для  $\theta_{гр}$  было взято значение, равное т.н. половинному углу, т.е. углу, который делит число всех вторичных заряженных  $\pi$ -мезонов пополам.

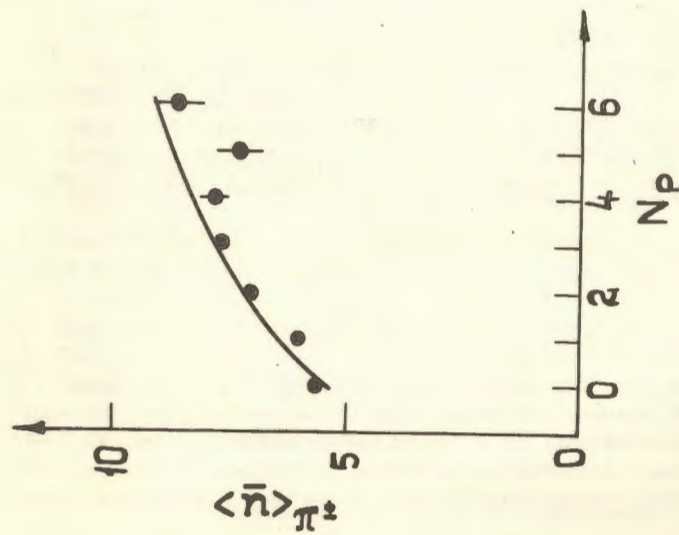


Рис. 4. Средняя множественность  $\pi^\pm$ -мезонов в зависимости от числа протонов ( $N_p$ ). Плавная кривая - расчет по модели КШ.

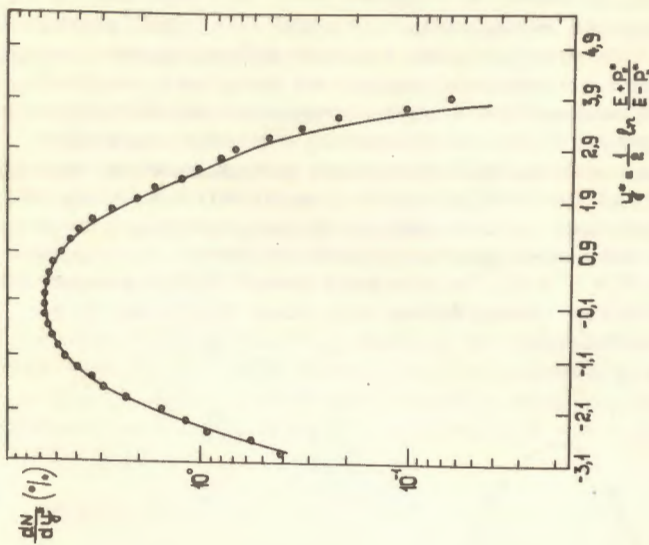


Рис. 5. Распределение продольных быстрой. Плавная кривая - расчет по модели КШ.

продольных быстрот  $y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P^*}{E-P^*}$  в системе центра инерции  $\pi$ -нуклона и величины  $y = \lg \operatorname{tg} \theta$  для заряженных  $\pi$ -мезонов /  $\theta$  - угол их испускания в лабораторной системе координат/. При расчете распределений по  $y^*$  и  $y$  необходимая информация об элементарном акте  $\pi$ -нуклонного взаимодействия взята из результатов по исследованию  $\pi$ - $p$ -взаимодействий.

Соответствующие экспериментальные распределения показаны на рис. 2-6, где плавные кривые - результаты расчетов по модели КШ. Наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментом, за исключением распределения по множественности протонов при  $N_p = 0$  и 1. Расхождение может быть связано с малой эффективностью обнаружения медленных протонов /с импульсом  $\approx 140$  МэВ/с/.

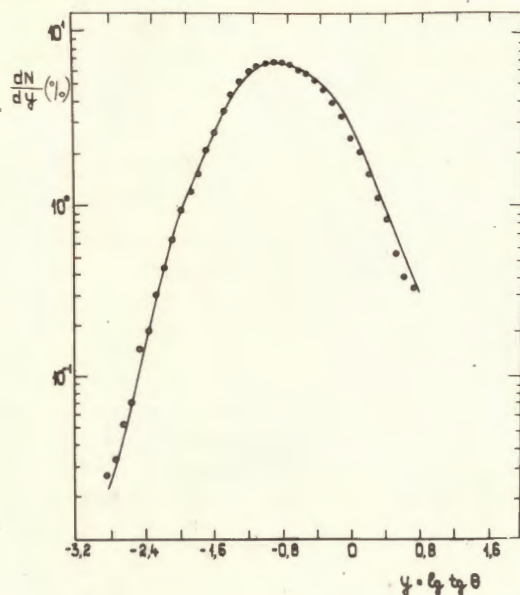


Рис. 6. Распределение величин  $y = \lg \operatorname{tg} \theta$ . Плавная кривая - расчет по модели КШ.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведенном обсуждении применимости представлений, развитых Калинкиным-Шмоным<sup>15</sup>, мы ограничились экспериментальными результатами по  $\pi$ - $^{12}\text{C}$ -взаимодействиям при 40 ГэВ/с.

Качественно рассмотрены вопросы, связанные с инвариантностью среднего перпендикулярного импульса рожденных частиц,

с поведением парциальных коэффициентов неупругости, со свойствами быстрой и медленной компонент рожденных частиц. Основные характеристики соответствующих экспериментальных данных хорошо укладываются в рамки модели КШ.

Проделаны расчеты по модели и получены распределения по множественности рожденных в  $\pi$ - $^{12}\text{C}$ -взаимодействиях  $\pi^\pm$ -мезонов, протонов, корреляции между средним числом  $\pi^\pm$ -мезонов и числом протонов. Рассчитаны распределения продольных быстрот и величин  $y = \lg \operatorname{tg} \theta$  для заряженных  $\pi$ -мезонов. Наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментом, за исключением распределения по множественности протонов при  $N_p = 0$  и 1.

Авторы благодарны В.Л.Шмонову за обсуждение полученных результатов, а также коллективу сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры за помощь в получении экспериментального материала и полезные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко Л.А., Любимов В.Б., Тувдендорж Д. ОИЯИ, 1-9022, Дубна, 1975.
2. Б-Б-Д-К-С-Т-Т-УБ-Х Сотрудничество. ЯФ, 1977, 25, с.1013.
3. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1978, 27, с.190.
4. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1240.
5. Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. ЯФ, 1975, 21, с.628.
- 6а. Калинкин Б.Н. и др. ЯФ, 1976, 23, с.1064.
- 6б. Воинов В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.56; ОИЯИ, P1-9217, Дубна, 1975; Мурзин В.С., Сарычева Л.И. ЯФ, 1976, 23, с.383.
- Gavrilov V.V. et al. Preprint ITP-28, 1976;
- Nakamura A., Namiki M. Preprint WU-HEP-78-1, Tokyo.
7. В-В-С-Д-Н- S-T-T-ИВ-W Collaboration, Phys. Lett., 1972, 39B, p. 371.
8. Аллаби Дж.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с.538.
9. Б-Б-В-Д-К-С-С-Т-Т-УБ-Х Сотрудничество. ЯФ, 1973, 17, с.1235.
10. Иногамова Т.Я. и др. ЯФ, 1975, 22, с.750.
11. Kalinkin B.N., et al. Preprint NEPI, 55-77, 1977.
12. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1976, 23, с.365.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 мая 1979 года.