

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



11622

Экз. чит. 3  
P2 - 11622

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

К ВОПРОСУ О СТЕПЕНИ  
КОЛЛЕКТИВИЗАЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

**1978**

P2 - 11622

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

К ВОПРОСУ О СТЕПЕНИ  
КОЛЛЕКТИВИЗАЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

Направлено в *"Acta Physica Polonica"*



Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л.

P2 - 11622

К вопросу о степени коллективизации взаимодействия  
релятивистских адронов с ядрами

На основе анализа данных по кумулятивному мезонообразованию, рождению мюонных пар и образованию частиц с большими поперечными импульсами на ядрах показано, что механизм когерентного взаимодействия адрона с нуклонами трубки не реализуется.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L.

P2 - 11622

On the Degree of Collectivization of the  
Interaction of Relativistic Hadrons with Nuclei

Based on the analysis of data on the cumulative meson production, production of muon pairs and of particles with large transverse momenta on nuclei, it is shown that the mechanism of coherent interaction of hadrons with nucleon tubes is not realized.

The investigation has been performed at the  
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

© 1978 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема описания взаимодействия релятивистских адронов с ядрами по-прежнему вызывает большой интерес, так как самым тесным образом связана с пространственно-временными аспектами сильного взаимодействия. Одним из практических следствий изучения процесса на этом пути явился отказ от простых каскадных схем, оказавшихся не в состоянии описать целый ряд эффектов, обусловленных, как показало грубое, качественное рассмотрение<sup>/1,2/</sup>, наличием пространственно-временных факторов.

И действительно, более корректный и последовательный учет этих факторов позволил преодолеть серьезные трудности в описании закономерностей как доминирующего канала - множественного рождения в адрон-ядерных взаимодействиях<sup>/3-7/</sup>, так и более редкого, но не менее интересного и важного класса процессов - процессов коллективного, кумулятивного типа<sup>/8-10/</sup>.

Вместе с тем признание важной роли конечного размера пространственно-временного интервала, в котором происходит процесс рождения, а также стремление сильно упростить задачу приводит некоторых авторов к другой, как мы полагаем, опасной крайности.

Ярким примером этого крайнего направления является обсуждаемая в последнее время в литературе модель "когерентной трубки"<sup>/11-15/</sup>.

В рамках этой модели предполагается, что налетающий адрон взаимодействует одновременно со всеми нуклонами, находящимися в трубке сечением  $\sigma_{NN}^{in}$  и длиной, равной пути его движения в ядрах. Взаимодействие

рассматривается как столкновение двух адронов с массами  $m_h$  и  $\nu m_N$ , где  $m_h$  - масса налетающего адрона,  $m_N$  - масса нуклона, а  $\nu$  - число нуклонов в "трубке". Таким образом, предполагается, что:

$$F_i(\nu, E) = F_i(1, \nu E), \quad /1/$$

где  $F_i$  - набор характеристик, описывающих результат взаимодействия.

В совокупности работ<sup>/11-15/</sup> проведено значительное по объему сравнение расчетов по модели когерентной трубки с экспериментальными данными: с распределением по множественности частиц и корреляциями между числами частиц различного сорта<sup>/11/</sup>, с A-зависимостью выхода частиц с большими  $p_{\perp}$ <sup>/12/</sup>, со спектрами нуклонов отдачи в  $\pi$ -Ne-взаимодействии<sup>/13/</sup>, с рождением  $\mu^+$ -пар в pA-взаимодействии<sup>/14/</sup>.

Не обсуждая здесь детально степень достигнутого моделью когерентной трубки соответствия с экспериментом, отметим сразу же, что круг рассмотренных вопросов явно недостаточен для доказательства ее реализации.

Такое утверждение основано на том, что за пределами сопоставления остался ряд важных экспериментов, очень критичных к основному предположению модели. В данной работе мы обсудим этот вопрос.

## 2. МОДЕЛЬ КОГЕРЕНТНОЙ ТРУБКИ И КУМУЛЯТИВНОЕ ПИНООБРАЗОВАНИЕ

Кумулятивными называют процессы, в которых образуются частицы с импульсами, кинематически недоступными в hh-столкновении<sup>/16/</sup>. Этим обусловлена их повышенная чувствительность к механизму коллективизации, ее степени в адрон-ядерных столкновениях.

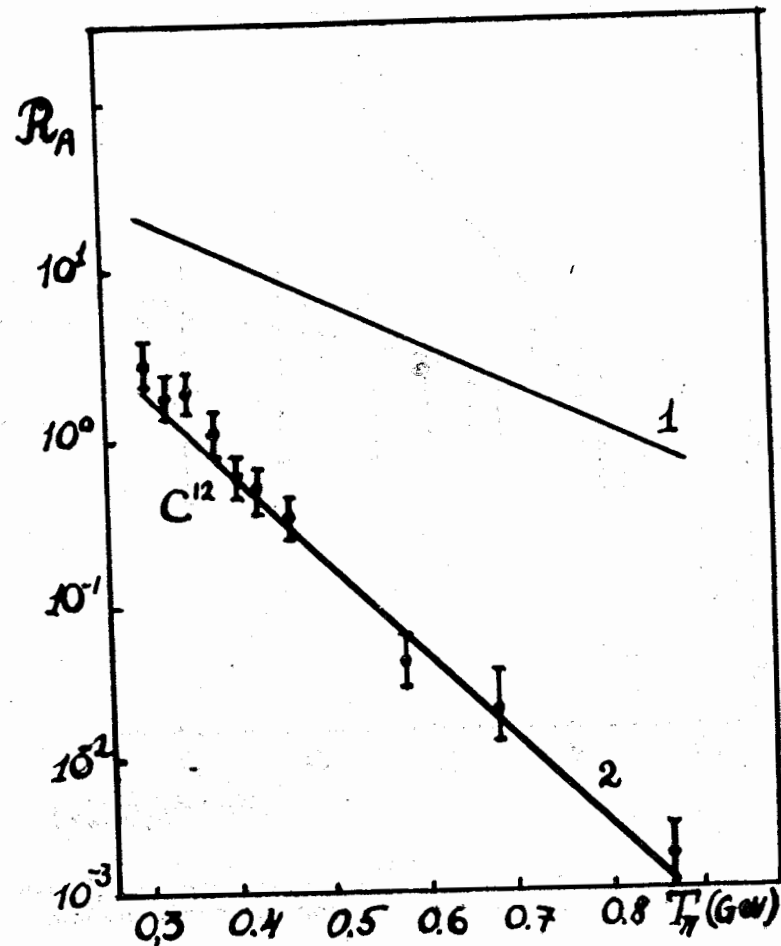


Рис. 1. Инвариантное сечение  $R_A(T_{\pi})$ . Кривая 1 - расчет по модели когерентной трубки.

Для нашей цели немаловажно и то, что измерение спектров таких частиц производится с высокой точностью<sup>/17-20/</sup>.

К настоящему времени наиболее полно исследовано кумулятивное пинообразование под углами  $\theta \approx 180^\circ$  при взаимодействии протонов  $/E_p$  до  $\approx 9$  ГэВ/ с большим набором чистых мишеней<sup>/17-20/</sup>.

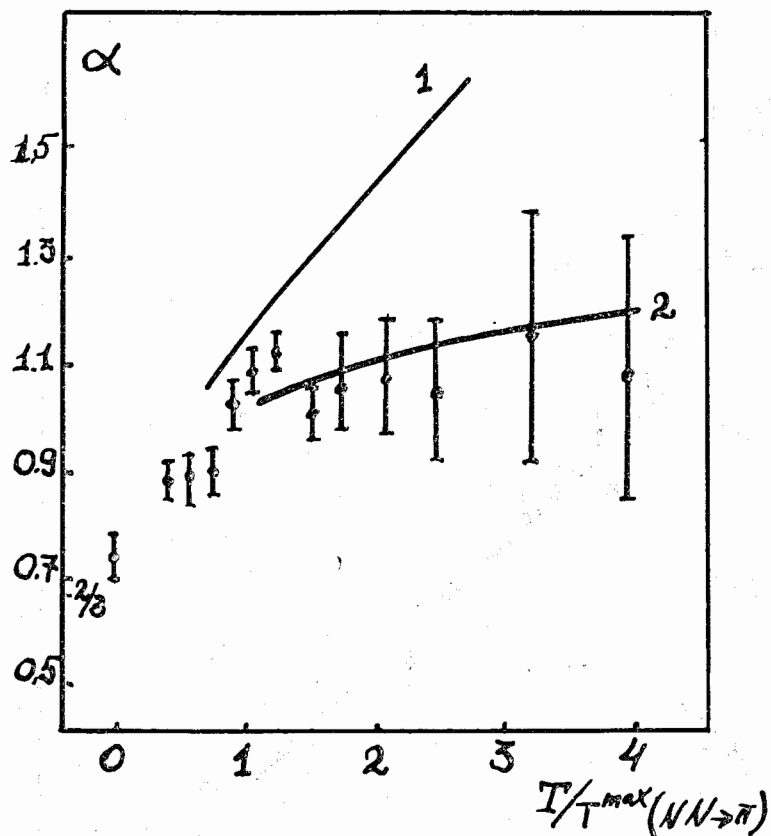


Рис. 2. Зависимость  $\alpha(T_\pi / T_\pi^{\max}, NN)$  в выражении  $R_A(T_\pi) \sim A^\alpha$ . Кривая 1 - расчет по модели когерентной трубки.

Рассмотрим описание такого процесса по модели когерентной трубки. Предполагая, что число нуклонов в трубке распределено по закону \*

$$\phi(n) = \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu}, \quad \nu = \langle n \rangle$$

\* Иногда используется биномиальное распределение. Однако оно приводит практически к тем же результатам, что и распределение Пуассона  $\phi$  при  $A > 10$ .

и усредняя по прицельному параметру, находим для сечения взаимодействия с трубкой, содержащей  $n$  нуклонов, выражение:

$$\sigma(n) = \frac{\pi}{2(\sigma\rho)^2 n!} \int_0^{2\sigma\rho R} \nu^{n+1} e^{-\nu} d\nu, \quad /2/$$

где  $\sigma$  - сечение трубки,  $\rho$  - плотность ядерного вещества,  $R$  - радиус ядра  $/R = r_0 \cdot A^{1/3}$ ;  $r_0 = 1,2$  Фм/.

Инвариантное сечение рождения кумулятивных  $\pi$ -мезонов на ядре имеет вид:

$$R_A(x) = \sum_{n=2} R_0(x_n, s_n) \cdot \sigma(n). \quad /3/$$

Согласно /1/  $R_0$  - нормированное инвариантное сечение в  $hh$ -столкновении при энергии

$$s^{1/2} = [2nm_N E_p^{\text{in}} + n^2 m_N^2 + m_h^2]^{1/2}$$

На рис. 1 сплошные кривые - результат расчета спектра  $\pi$ -мезонов, образованных при взаимодействии протонов  $/E_p^{\text{in}} = 8,4$  ГэВ/с/ с ядром  $^{12}\text{C}$ . Сравнение с экспериментом показывает, что модель когерентной трубки дает выход  $\pi$ -мезонов, завышенный более чем на порядок. Более того, модель даже качественно не воспроизводит наблюдаемые закономерности.

Рис. 1 свидетельствует о неправильном наклоне спектра  $\pi$ -мезонов. Далее, с ростом  $A$ -мишени расхождение с экспериментом усиливается. Это отчетливо видно из рис. 2, на котором предсказания модели /сплошная кривая/ сравниваются с экспериментальными данными по  $A$ -зависимости выхода кумулятивных  $\pi$ -мезонов.

Итак, положенный в основу модели когерентной трубки предельно коллективизированный механизм взаимодействия адрона с ядром не может быть доминирующим каналом. Верхний предел вероятности его реализации находится на уровне порядка 0,05.

Поэтому попытки использовать этот механизм для описания основных характеристик адрон-ядерных взаимодействий<sup>11/</sup> лишены основания.

### 3. МОДЕЛЬ ТРУБКИ И РОЖДЕНИЕ $\mu^\pm$ -ПАР НА ЯДРАХ

Интересной проверкой справедливости предположения об одновременном взаимодействии адрона с  $n$  нуклонами трубки является сопоставление предсказаний этой модели и экспериментальных данных по рождению  $\mu^\pm$ -пар в адрон-ядерных столкновениях. Действительно, в случае реализации этого механизма кинематический

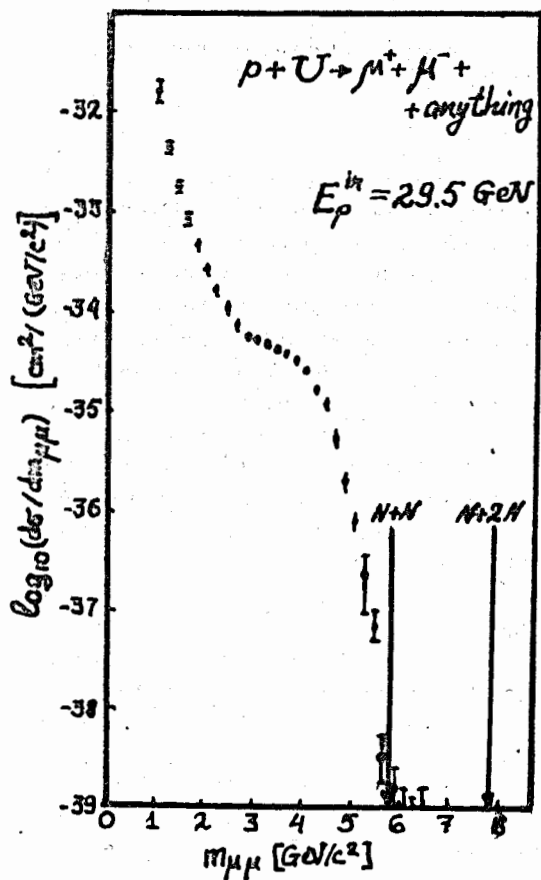


Рис. 3. Спектр эффективных масс  $\mu^\pm$ -пар.

предел для эффективной массы  $\mu^+ \mu^-$ -пары определяется выражением

$$m_{\mu\mu}^{\max} = [2nm_N E_p^{\text{in}} + (n^2 + 1)m_N^2]^{1/2} - (n+1)m_N.$$

Отсюда видно, что кинематический предел в случае когерентной трубки должен сильно увеличиться. Однако экспериментальные данные по рождению  $\mu^+ \mu^-$ -пар в  $pU$ -взаимодействии<sup>/21/</sup>, которые мы воспроизводим на рис. 3, указывают на то, что кинематический предел  $n$  в этом случае мало отличается от своей величины для  $pp$ -взаимодействия. Отсюда следует, что ситуация, характерная для механизма трубки, если и реализуется, то в ничтожном числе случаев\*.

К сожалению, авторы работы<sup>/14/</sup> этот вопрос не обсуждают, а при сравнении своих результатов с экспериментом область значений  $m_{\mu\mu}$ , лежащих вблизи от кинематического предела, вообще исключают из рассмотрения. Поэтому выводы в<sup>/14/</sup> о реализации механизма трубки не убедительны.

### 4. МОДЕЛЬ КОГЕРЕНТНОЙ ТРУБКИ И РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ $p_\perp$ НА ЯДРАХ

В работе<sup>/12/</sup> модель когерентной трубки использована для описания рождения частиц с большими  $p_\perp$  в столкновениях протонов с ядрами при энергиях  $E_p^{\text{in}} = 200$  и  $300$  ГэВ<sup>/28/</sup>. При этом было показано, что удовлетворительное описание  $A$ -зависимости выхода  $\pi$ -мезонов можно получить лишь в области значений  $p_\perp \leq 3$  ГэВ/с. При больших  $p_\perp$  результаты расчета резко расходятся с экспериментом. На рис. 4 приведены эти результаты<sup>/12/</sup> и экспериментальные данные<sup>/23/</sup>.

Эта трудность не является единственной. Для того, чтобы убедиться в этом, рассмотрим инвариантные се-

\* Впервые этот вывод был сделан при обсуждении кумулятивных процессов в работе<sup>/22/</sup>.

чения рожденных частиц. В интересующем нас интервале  $0,76 \leq p_{\perp} \leq 6,1$  ГэВ/с они уменьшаются на много /8÷10!/ порядков как для pp-, так и для pA-столкновений. Для более наглядного выделения роли ядра в процессе рождения частиц с большими  $p_{\perp}$  можно рассмотреть отношение

$$f = (\sigma_{pp}^{in} / \sigma_{pA}^{in}) (E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{pA} / (E \frac{d^3\sigma}{dp^3})_{pp} \quad /4/$$

в зависимости от  $p_{\perp}$ . Для удобства отнормируем  $f/4/$  на единицу как для эксперимента, так и для теории в точке  $p_{\perp} = 0,76$  ГэВ/с - на нижней границе области значений  $p_{\perp}$ , в которой проводились измерения /23/. Из рис. 5 видно, что в эксперименте отношение /4/ растет с ростом  $p_{\perp}$ . На этом же рисунке приведен результат расчета по модели когерентной трубки /использованы соотношения /1/-/3/; в качестве  $F_0$  использованы данные, имеющиеся в /23/. Видно, что выводы модели находятся в противоречии с экспериментом: роль коллективного взаимодействия оказывается очень сильно завышенной.

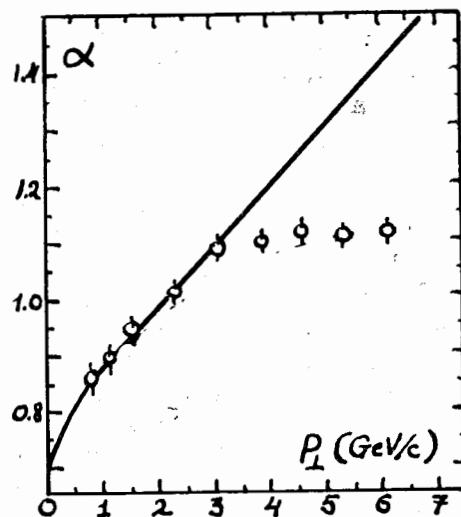


Рис. 4. Зависимость  $\alpha(p_{\perp})$  в выражении  $R_A(p_{\perp}) \sim A^{\alpha}$ . Кривая - расчет по модели когерентной трубки.

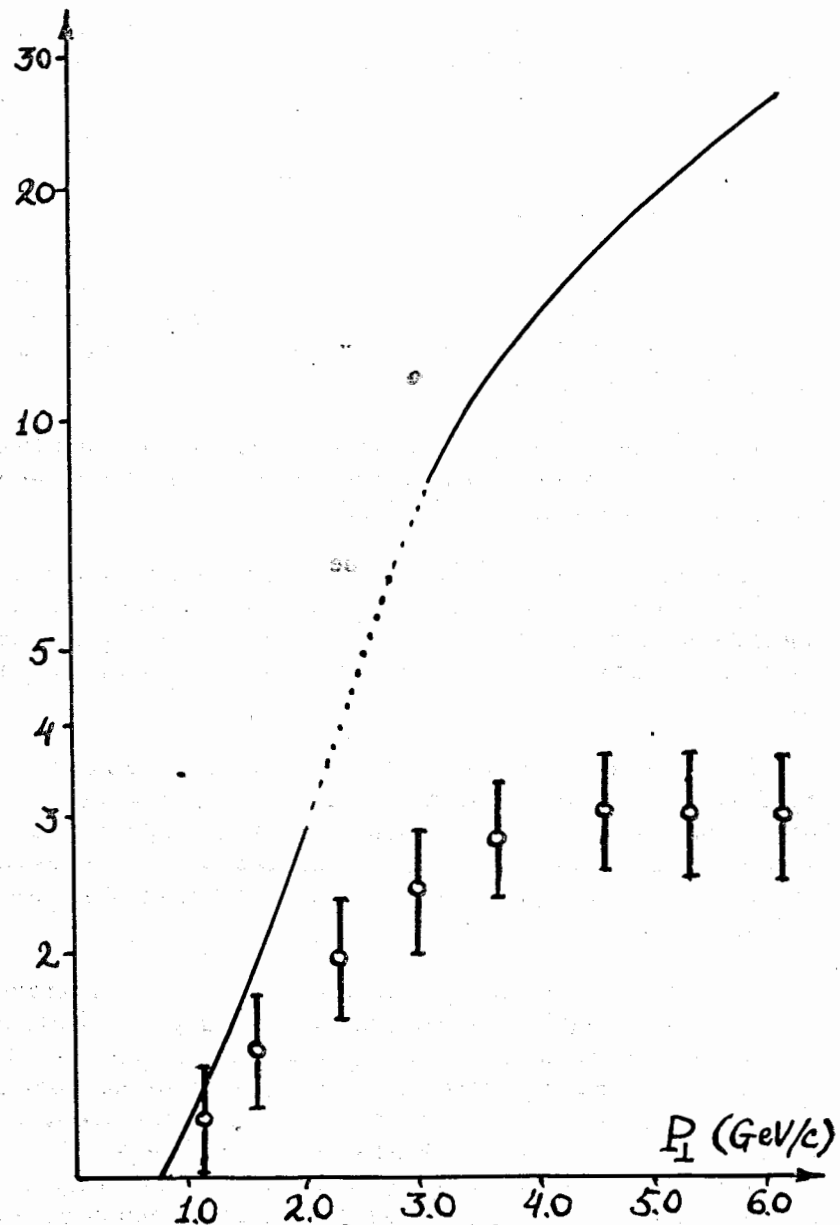


Рис. 5. Зависимость  $\frac{R_p(0,76) \cdot R_A(p_{\perp})}{R_A(0,76) \cdot R_p(p_{\perp})}$  для ядра титана. Кривая - расчет по модели когерентной трубки.



Следовательно, и этот эксперимент не подтверждает гипотезы, положенной в основу модели "когерентной трубки".

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление предсказаний модели когерентной трубки с результатами экспериментов, наиболее критических к основному ее предположению, позволяет сделать следующие выводы.

1. Эти предсказания находятся в резком противоречии с указанными экспериментами в широком интервале энергий /несколько ГэВ - сотни ГэВ/.

2. Предположение об одновременности взаимодействия налетающего адрона со всеми нуклонами, находящимися в трубке с сечением  $\sigma_{NN}^{in}$ , расположенной вдоль пути его движения, не соответствует реальной ситуации.

3. Совпадение результатов расчетов в рамках модели трубки с экспериментом по некоторым характеристикам, относящимся к основному каналу в адрон-ядерном взаимодействии, является случайным, так как этот механизм, если и реализуется, то с очень небольшой вероятностью.

4. К таким же выводам можно прийти и относительно тех партонных моделей для адрон-ядерных взаимодействий, в которых используется идеология трубки<sup>/24/</sup>.

Предсказываемое некоторыми вариантами партонных моделей увеличение с энергией продольных размеров области взаимодействия, например,  $\sim E^{1/25}$  или  $\sim E^{1/26}$ , в рассмотренном интервале энергий не наблюдается. С этой точки зрения представление о продольной структуре адрона, сформулированное в партонной модели<sup>/27,28/</sup>, является предпочтительным.

Таким образом, модель когерентной трубки является крайностью, противоположной другой крайности - каскадной модели. Как и последняя, она не соответствует ситуации, реализующейся в адрон-ядерных процессах.

Поэтому необходим последовательный учет пространственно-временного развития взаимодействия релятивистского адрона с ядром, без предельных чрезмерных упрощений, как это имеет место в упомянутых выше моделях.

Одним из подходов, реалистически учитывающих конечность пространственно-временного интервала, является модель, развитая в<sup>/8-10/</sup>. На рис. 1,2 результаты, полученные в рамках этой модели, представлены кривыми с индексом "2". Именно учет конечности интервала позволяет добиться в этом случае хорошего соответствия с экспериментальными данными.

Авторы признательны сотрудникам Лаборатории теоретической физики, принимавшим участие в обсуждении результатов работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gottfried K. *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 32, p.957.
2. Fishbane P.M., Treifil J.S. *Phys.Rev.*, 1974, D9, p.168.
3. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с.628.
4. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Труды IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, P1,2-9224, Дубна, 1975; ОИЯИ, E2-9137, Дубна, 1975.
5. Kalinkin B.N. e.a. Preprint NEPI 55-77, Alma-Ata, 1977.
6. Иногамова Т.Я. и др. ОИЯИ, P1-8464, Дубна, 1974.
7. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11380, Дубна, 1978.
8. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10783, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p.375.
9. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10784, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p.385.
10. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10785, Дубна, 1977; *Acta Phys.Pol.*, 1978, B9, p.393.
11. Berlad G. e.a. *Phys.Rev.*, 1976, D13, p.161.



12. Fredriksson S. Nucl.Phys, 1976, , B111, p.167.
13. Bergström L., Fredriksson S. Phys.Lett., 1977, 68B, p.177.
14. Afek Y. e.a. Technikon Haifa preprint TECHNION-PH-77-22, 1978.
15. Andersson B. Invited Talk at the VII Int. Colloquium on Multiparticle Reactions, Tutzing, 1976.
16. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. АН СССР, 1971, №1, с.35.
17. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971.
18. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т.20, в.6, с.1201.
19. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1975, т.21, в.5, с.1008.
20. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-8858, Дубна, 1975.
21. Christenson J.H. e.a. Phys.Rev., 1973, D8, p.2016.
22. Николаев Н.Н., Захаров В.Н. ЯФ, 1975, 21, с.434.
23. Cronin J.W. Phys.Rev., 1975, D11, p.3105.
24. Паташинский А.З. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с.654.
25. Иоффе Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, вып.6, с.360.
26. Канчели О.В. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, вып.9, с.491.
27. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1975.
28. Грибов В.Н. Материалы VIII школы ЛИЯФ, Ленинград, 1973, II, с.5.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 мая 1978 года.