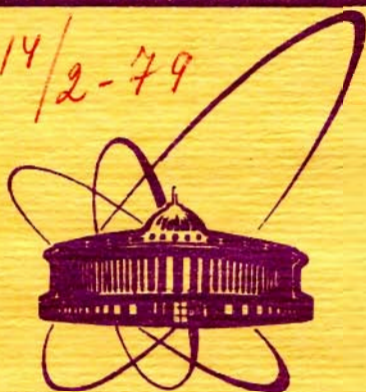


4814/2-79



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

K-172

3/12-79

P2 - 12674

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

СТРУКТУРА АДРОНА И ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА
МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ
ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1979

P2 - 12674

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин *

СТРУКТУРА АДРОНА И ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА
МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ
ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Zeitschrift für Physik, C"

* ИФВЭ АН Казахской ССР, Алма-Ата

Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P2 - 12674

Структура адрона и особенности процесса множественной генерации при ультравысоких энергиях

Попытка согласовать данные по множественному рождению как в ускорительной области, так и в области ультравысоких энергий в рамках единой картины, основанной на кварк-глюонной модели адрона, приводит к выводу о композитности кварков. В соответствии с этим выводом удивительные эффекты, обнаруженные в последние годы при ультравысоких энергиях, проявляются благодаря переходу за энергетический порог, обусловленный внутренней структурой кварков. К объектам, возникающим в этой области энергий - кварковым кластерам, - применяется предложенная ранее авторами термодинамическая модель. Полученные оценки не противоречат эксперименту.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P2 - 12674

Hadron Structure and Specific Features of the Process of Multiple Generation at Ultrahigh Energies

An attempt to correlate the data on multiple production both in the accelerator region and in the region of ultrahigh energies within a unique picture, based on the quark-gluon model of the hadron, leads to the conclusion about the composite structure of quarks. In accordance with this conclusion, surprising effects, recently discovered at ultrahigh energies, manifest themselves owing to the transition over the energy threshold caused by the intrinsic structure of quarks. The objects arising in this energy region, quark clusters, are analysed within the thermodynamical model the authors have proposed earlier. The estimates obtained do not contradict the experiment.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследования последних лет свидетельствуют о том, что многие наиболее важные черты сильного взаимодействия, проявляющиеся в таких различных областях, какими являются процесс глубоконеупругого рассеяния, множественное рождение и адронная спектроскопия, удается удивительно хорошо интерпретировать в рамках двухкомпонентной кварк-глюонной модели строения адронов. И, вероятнее всего, это не просто случайность. Можно думать, что из всех предложенных до сих пор схем эта содержит наибольшее число реалистических элементов и по своему физическому содержанию весьма близка к действительности.

Поэтому принципиальный интерес представляет изучение таких вопросов, как пределы ее применимости и неиспользованные возможности. Мы полагаем, что ответы на них следует искать, обращаясь к анализу процессов, протекающих в экстремальных условиях.

Такие условия могут возникать, например, при столкновении адронов с ультравысокими энергиями. И в самом деле, известно, что множественные процессы, сопровождающие взаимодействие наиболее энергичных частиц космических лучей с веществом, обладают целым рядом нетривиальных особенностей. Это заставило специалистов использовать такую сильную терминологию, как "нарушение скейлинга", "изменение режима".

К настоящему времени накоплено много экспериментальных фактов, свидетельствующих об изменении режима множественного рождения в области энергий $E_{in} \geq 100 \text{ ТэВ} / \text{см.}$, например, обзоры^{1,2/}. Самые впечатляющие выводы из их анализа состоят в следующем.

а/ Коэффициент неупругости во множественных процессах становится близким к единице.

б/ Энергетическая выделенность лидирующих частиц уменьшается, а число их растет.

в/ Сильно увеличивается среднее значение поперечного импульса вторичных частиц.

г/ Множественность резко возрастает; закон изменения множественности с энергией приближается к $(E^{in})^{1/2}$.

д/ Значительная доля энергии адронного каскада / $\sim 20\%$ / передается частицам, поглощающимся в веществе в несколько раз слабее, чем пионы и нуклоны.

Важной особенностью нового режима генерации является то обстоятельство, что переход к нему выглядит как проявление порогового эффекта: качественные изменения характеристик процесса происходят на участке всего лишь десятикратного /возможно, и меньше/ роста энергии.

II. КВАРК-ГЛЮОННАЯ МОДЕЛЬ И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Сначала кратко, в самых общих чертах, сопоставим отмеченные выше особенности с картиной множественного рождения, основанной на кварк-глюонной модели и предназначенной для анализа процесса в ускорительной области энергий^{/3,4/}. При формулировке этого подхода были учтены результаты по глубоконаупругим процессам^{/3/} и множественному рождению как в адронных^{/4/}, так и в адрон-ядерных столкновениях^{/5/}. В основу модели положены следующие утверждения:

1. В процессах множественного рождения валентные кварки играют пассивную роль. Основным источником рожденных частиц является сильновозбужденный кластер-объект, сформированный в результате срыва с адронов глюонных полей и их слияния.

2. Расширение кластера в предраспадной стадии происходит с околосветовой скоростью.

3. Характерное время фазового перехода: кварк-глюонная плазма \rightarrow адроны /в собственной системе плазмы/, т.е. время адронизации, в первом приближении не зависит от энергии столкновения начальных адронов.

4. Спектры рожденных частиц можно описывать, используя термодинамику "черного" излучения.

Картина процесса множественного рождения в таком подходе схематически изображена на *рис. 1*. При столкновении адронов валентные кварки пролетают, почти не изменяя своего первоначального импульса. Напротив, глюонные поля адронов, интенсивно взаимодействуя, образуют сильно возбужденную систему - кластер. Подавляющее большинство вновь рожденных частиц образуется при его распаде. При энергиях $E_{in}^{in} = 20 \div 200 \text{ ГэВ}$ доминирует процесс с образованием одного практически равновесного кластера /*рис. 1а*/. При энергиях $E_{in} = 200 \div 300 \text{ ГэВ}$ в кластере возникает коллективное движение, усиливающееся с ростом E_{in} /*рис. 1б*, детали см. в ^{14/}/. Однако вплоть до $E_{in} = 3 \div 5 \text{ ТэВ}$ в *pp*-столкновении кластер до распада можно рассматривать как единый объект. Наконец, при $E_{in} \geq 5 \text{ ТэВ}$ основная масса кластера разрывается на две квазинезависимо распадающиеся части /*рис. 1в*/.
 Такая модель хорошо согласуется с экспериментом в ускорительной области энергий как на качественном, так и на коли-

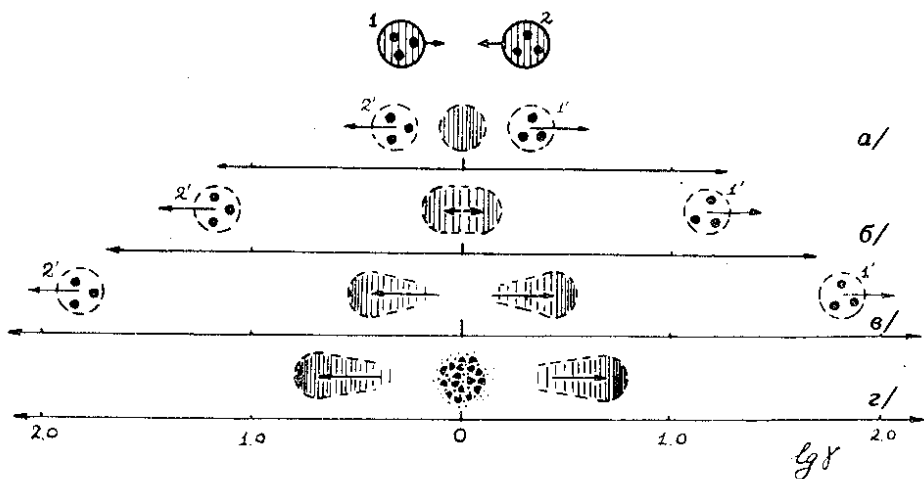


Рис. 1. Схематическое изображение качественных изменений в механизме множественного рождения с ростом энергии в интервалах: *а/* $10 - /2 \div 3/ 100 \text{ ГэВ}$; *б/* $/2 \div 3/ 100 \text{ ГэВ} - /3 \div 5/ \text{ ТэВ}$; *в/* $/3 \div 5/ \text{ ТэВ} - \text{н. } 10 \text{ ТэВ}$; *г/* $E_{in} \geq 100 \text{ ТэВ}$. Вертикальной штриховкой обозначены *G* - кластеры.

качественном уровне. В частности, она приводит к практически постоянному коэффициенту неупругости, правильно воспроизводит зависимость от энергии множественности, среднего поперечного импульса рожденных частиц, а также их качественного состава.

Однако переход к энергиям $E^{in} \geq 100 \text{ ТэВ}$ сразу же обнаруживает резкое расхождение этой модели с наблюдениями. Она не предусматривает изменения ни в поведении коэффициентов неупругости, ни в проявлении характера эффекта лидирования. Модель приводит к слишком медленному росту $\langle n_s \rangle$ и $\langle p_{\perp} \rangle$ в зависимости от энергии E^{in} /рис. 2; расчеты здесь и далее выполнены в соответствии с работами^{/4/}.

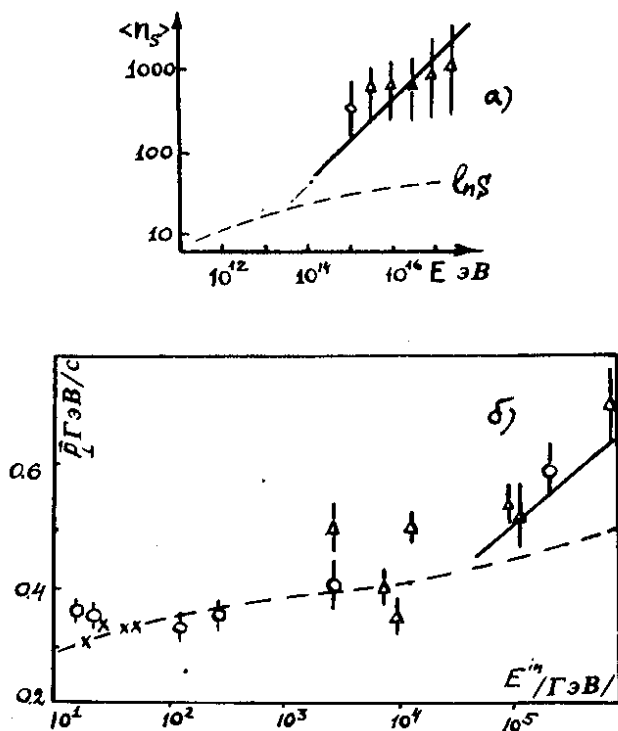


Рис.2. Зависимость $\langle n_s \rangle$ - а/ и $\langle p_{\perp} \rangle$ - б/ от E^{in} . Эксперименте^{/1,2/}

Таким образом, в сформулированном виде кварк-глюонная модель множественного рождения не в состоянии объяснить совокупность данных, полученных при исследованиях в космических лучах.

В чем же причина наблюдаемых эффектов?

Прежде всего следует заметить, что использование в качестве мишеней атомных ядер, а не протонов, не может привести к указанным явлениям. Не объясняет их и обсуждаемое иногда гипотетическое изменение химического состава космических лучей при ультравысоких энергиях. К этому заключению легко прийти, приняв во внимание применение кварк-глюонной модели к описанию процесса множественного рождения в адрон-ядерных^{/5/} и ядро-ядерных взаимодействиях^{/6/}.

Следовательно, причину возникновения нового качества следует искать в самом элементарном акте.

Для этой цели мы вновь обратимся к физической картине процесса, принятой в подходе^{/4/}, и покажем, что, используя ее, можно вполне удовлетворительно и однозначно интерпретировать перечисленные во введении факты. При этом для приведения схемы^{/4/} в соответствие с этими фактами мы видим лишь одну возможность. Необходимо допустить, что при энергиях $E_{in} > 100 \text{ ТэВ}$ кварки утрачивают роль пассивных зрителей и начинают неупруго взаимодействовать с большим сечением.

Такое поведение взаимодействия кварк-кварк (qq) не представляется нам ни странным, ни неожиданным. Напротив, было бы удивительным, если бы оказалось, что кварковый уровень является последним в иерархии строения материи. Вопрос заключается лишь в том, при какой энергии будет вскрыт следующий уровень строения вещества. Если подойти к экспериментальным данным с этой точки зрения, то преодоление соответствующего порога происходит при энергиях порядка $10^4 - 10^5 \text{ ТэВ}$.

Наиболее четко пороговость перехода к новому режиму проявляется в экспериментах по измерению средней длины поглощения лавины в калориметре в зависимости от энергии: резкое изменение длины лавины от 700 г/см^2 до 1100 г/см^2 в свинце происходит в интервале

$$50 \text{ ТэВ} \leq E_{in} \leq 100 \text{ ТэВ}$$

/см. рис. 3/.

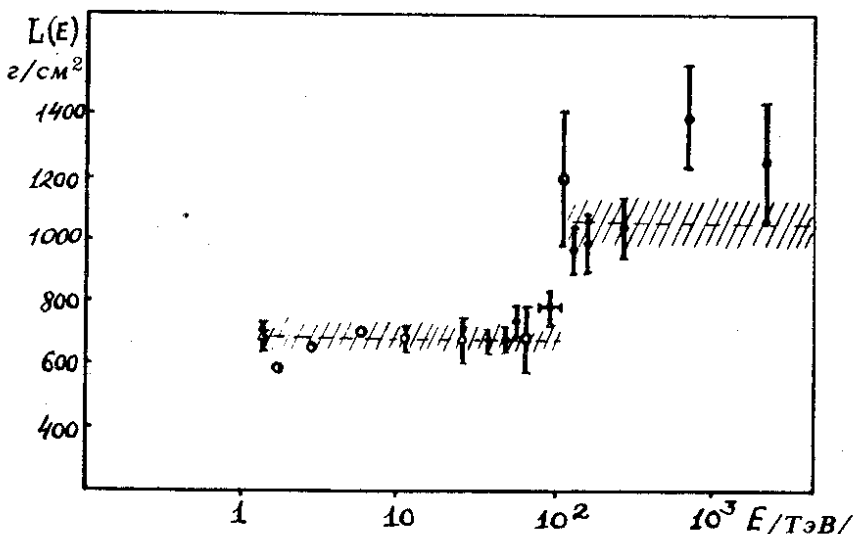


Рис.3. Зависимость средней длины ливня в свинце от E^{in} . Эксперимент в ^{1,2/}.

Этот факт допускает интересный комментарий. Поскольку средний импульс кварка $p_q \approx \frac{1}{3}(1-\delta)p_p$ / p_p - импульс протона, а $\delta \approx 0,30$ ^{4/} - доля импульса, принадлежащая его глюонному полю/, то $\sqrt{s_{qq}} = 70$ ГэВ и 100 ГэВ для $E^{in} = 50$ ТэВ и 100 ТэВ соответственно. Если разрушение кварка вблизи порога представляет собой рождение пары тяжелых частиц, то масса каждой из них

$$M \approx \sqrt{s_{qq}}/2 \approx 35 \div 50 \text{ ТэВ} \quad /1/$$

Эта величина близка к теоретическим оценкам массы гипотетических W-бозонов.

Высокая "энергоемкость" разрушения кварков позволяет полагать, что по крайней мере в пределах одного-двух порядков по энергии выше порога образования система представляет собой очень тяжелый кластер, покоящийся в среднем в с.д.и. сталкивающихся адронов. Практически вся его масса затрачивается на рождение частиц, а распад близок к изотропному /рис. 1г/. Будем называть такой кластер Q-кластером в отличие от G-кластеров, образующихся из глюонных полей сталкивающихся адронов. Именно образованием Q-кластера обуслов-

лены все качественные изменения режима генерации при $E^{\text{in}} \geq 100 \text{ ТэВ}$. Приняв такую точку зрения, нетрудно объяснить факты, перечисленные в пп. а/-д/. Рассмотрим их последовательно.

а/ Близость к единице коэффициента неупругости следует из факта рождения Q-кластера и определения его свойств.

б/ Изменение характера эффекта лидирования следует из сопоставления рис. 1в и 1г.

В первом случае лидирующие адроны образуются при адронизации системы валентных кварков. Число частиц, возникающих при ее распаде, как правило, мало: $2 \div 3$. Во втором случае наиболее энергичные адроны рождаются в процессе адронизации части G-кластера, вылетающей в с.ц.и. в переднюю полусферу. Оценка в рамках схемы ^{4/} числа заряженных частиц, образующихся при ее распаде, дает величину ≈ 10 при $E^{\text{in}} = 100 \text{ ТэВ}$. Лоренц-фактор этой системы существенно меньше лоренц-фактора лидирующей системы валентных кварков /см. рис. 1в/. Таким образом, число лидирующих частиц растет, а их энергетическая выделенность падает.

в/ и г/ Средний поперечный импульс и среднюю множественность заряженных частиц можно оценить в соответствии со схемой ^{4/}:

$$\langle n_i \rangle \sim g_i \frac{4\pi V_h}{(2\pi h c)^3} \int \frac{p^2 dp}{e^{\sqrt{p^2 + m^2}/T} \pm 1}, \quad /2/$$

$$\langle p_{\perp} \rangle = m_i \frac{\int_0^{\infty} x^2 dx \int_0^{\infty} dy [\exp(\frac{m_i}{T} \sqrt{1+x^2+y^2} \pm 1)]^{-1}}{\int_0^{\infty} x dx \int_0^{\infty} dy [\exp(\frac{m_i}{T} \sqrt{1+x^2+y^2} \pm 1)]^{-1}}, \quad /3/$$

$$(x = p_{\perp} / m_i ; \quad y = p_{\perp} / m_i),$$

предполагая, что связь между плотностью энергии ϵ и температурой T определяется соотношением между ϵ и T для кварк-глюонной плазмы ^{7/}:

$$\epsilon = 2 \cdot 10^3 T^4.$$

/4/

В /2/ g_i - статистический вес частицы сорта "i", m_i - ее масса, а $V_h = 56 \text{ Фм}^3$ - объем адронизации /распадный объем кластеров/. Знак плюс в знаменателе подынтегрального выражения соответствует фермионам, знак минус - бозонам.

Результаты такой оценки для π -мезонов приведены на рис. 2 сплошными линиями. Учет вклада от более тяжелых частиц сдвинет кривую на рис. 2б несколько выше. При оценке $\langle n_s \rangle$ учитывались вклады от распада ρ -мезонов, а также вклад частиц, образующихся при распаде G-кластеров. В целом схема, будучи применена к Q-кластеру, дает удовлетворительное описание наблюдаемого поведения.

д/ В чем же причина массового рождения адронов, слабо взаимодействующих с веществом, приводящего к образованию длиннопробежных лавин? Среди известных адронов такими свойствами обладают очарованные частицы^{/8/}. Появление их в большом количестве подтверждает гипотезу о реализации Q-кластера. Действительно, образование Q-кластера сопровождается колоссальным энерговыделением в малом объеме, соответствующем лоренц-сжатому объему нуклона. Оценка /4/ начальной температуры таких состояний приводит к $T = 1,71 \text{ ГэВ}$ при $E^{\text{in}} = 100 \text{ ТэВ}$ и $T = 3 \text{ ГэВ}$ при $E^{\text{in}} = 1000 \text{ ТэВ}$. При таких температурах масса очарованных кварков роли не играет и они присутствуют в кварк-глюонной плазме в том же количестве, что и "u", "d" или "s"-кварки. Следовательно, на них приходится примерно четверть всей энергии Q-кластера. При резком падении T , вызванном расширением кластера, "c"-кварки, обладающая большой массой, слабо обмениваются энергией с другими компонентами, унося приобретенную ими на ранней стадии долю энергии в виде очарованных частиц.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, используя в качестве основы кварк-глюонную модель адрона, в принципе можно описать процесс множественного рождения во всей области, где проведены эксперименты, - от ускорительных до ультравысоких энергий. Для этого необходимо допустить композитность кварков, которая реально начинает проявляться вблизи $E^{\text{in}} \approx 50 \div 100 \text{ ТэВ}$.

Разумеется, желательна тщательная проверка этой картины множественных процессов на ускорителях при $\sqrt{s} \approx 400 \div 500 \text{ ГэВ}$. По-видимому, в ближайшие годы ускорительная техника, оснащенная накопительными устройствами, предоставит такую возможность. При планировании экспериментов следует иметь в виду, что согласно /1/ разрушение кварка как редкий процесс, возникающий благодаря наличию высокоимпульсного "хвоста" в распределении валентных кварков в протоне, может наблюдаться и при $\sqrt{s} \approx 100 \text{ ГэВ}$.

Однако проверку некоторых следствий предложенного здесь механизма генерации при ультравысоких энергиях можно осуществить, используя эксперименты с космическими лучами. Мы ограничимся одним примером. В соответствии с обсуждением пункта д/ спектр очарованных частиц формируется на начальной стадии развития Q-кластера. Следовательно, среднее значение квадрата поперечного импульса, связанное с начальной температурой T_0 соотношением ^{7/}:

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle p^2 \rangle = \int_0^{\infty} e^{-p/T_0} p^4 dp / \int_0^{\infty} e^{-p/T_0} p^2 dp = 8 T_0^2, \quad /5/$$

весьма велико. Образование нескольких таких частиц в первом акте взаимодействия налетающего протона с ядром атома атмосферы приведет к образованию широкого атмосферного ливня /ШАЛ/ с несколькими "стволами". При этом каждый из "стволов" будет наследовать поперечный импульс соответствующей частицы из первого акта. Поскольку начальный объем

$$V_0 = \frac{4\pi}{3} r_0^3 / \gamma = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \sqrt{2m/E}^{\text{in}},$$

то, используя /4/ и /5/, получим зависимость среднего квадрата поперечного импульса "ствола" от энергии:

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\text{ств.}} \approx \kappa (E^{\text{in}})^{1/2} / \text{ГэВ}/c^2, \quad /6/$$

где

$$\kappa = \frac{8(1-\delta)^{1/2}}{\sqrt{\frac{4\pi}{3} r_0^3} \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 0,073.$$

Проверка соотношения /6/ возможна при современном уровне точности экспериментов с космическими лучами.

Заметим, наконец, что обсуждение причин возникновения длиннопробежных лавин и образование "стволов" с большими R_{\perp} в ШАЛах наталкивает на мысль указать на аналогию с механизмом возникновения космологического "реликтового" излучения, связанного с ранней стадией развития Вселенной. В нашем случае очарованные частицы - непосредственные свидетели также первой стадии развития Q-кластера.

Авторы выражают признательность Н.А.Добротину за разъяснение некоторых аспектов обсуждаемых в данной работе экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Khristiansen G.B. Conference papers 14-th JCRC, v.11, Munchen 1975; Vernov S.N., Khristiansen G.B. Conference Papers 15-th JCRC., v.8, Plovdiv, 1977;*
Никольский С.И. В кн.: Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1978. ОИЯИ, Д1, 2 - 12036, Дубна, 1978.
2. *Miyake S. Proc. 19-th Int.Conf. High Energy Physics, 1978, Tokyo, p. 433.*
3. *Van Hove L. Preprint TH 2121, CERN, 1976; Acta Phys.Pol., 1976, B7, p.339.*
4. *Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Acta Physica Austriaca, 1979, 50, p.165;*
Kalinkin B.N., Shakhova Ts.I., Shmonin V.L. Preprint HEPI-77-79, Alma-Ata, 1979;
Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-12330, Дубна, 1979.
5. *Kalinkin B.N., Shmonin V.L. Zeit. für Phys., 1978, A288, p.227.*
6. *Kalinkin B.N., Koltachnick S.N., Shmonin V.L. Preprint HEPI-79-79, Alma-Ata.*
7. *Hwa R.C., Lam C.S. Phys.Lett., 1977, 79B, n.45, p.234.*
8. *Andersson R.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.263;*
Camerini V. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.483;
Knapp B. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1040.

*Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1979 года.*