



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2002–22  
ОНФ

Н.М. Агабабян<sup>1)</sup>, В.В. Аммосов, М. Атаян<sup>2)</sup>, Н. Григорян<sup>2)</sup>,  
Г. Гулканян<sup>2)</sup>, А.А. Иванюлов\*, Ж. Карамян<sup>2)</sup>, В.А. Коротков

**ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ  
НА ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ  
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЙНИИ НЕЙТРИНО**

Направлено в ЯФ

---

<sup>1)</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2)</sup> Ереванский физический институт, Армения

\* E-mail: [ivanilov@mx.ihep.su](mailto:ivanilov@mx.ihep.su)

### Аннотация

Агабабян Н.М., Аммосов В.В., Атаян М. и др. Влияние ядерной среды на образование адронов в глубоконеупругом рассеянии нейтрино: Препринт ИФВЭ 2002–22. – Протвино, 2002. – 12 с., 9 рис., 1 табл., библиогр.: 29.

С помощью пропан-фреоновой пузырьковой камеры СКАТ, облученной пучком нейтрино с энергией 3–30 ГэВ на Серпуховском ускорителе, измерены инклюзивные спектры адронов. Полученные данные свидетельствуют о том, что внутриядерное поглощение лидирующих продуктов фрагментации кварка усиливается с уменьшением переданной ему энергии и с увеличением доли  $z$  энергии кварка, приобретенной адроном. Анализ данных в рамках модели цветовой струны показывает, что положительные адроны с  $0.7 < z < 0.9$  поглощаются в ядре с сечением, близким к неупругому сечению пион-нуклонного взаимодействия.

### Abstract

Agababyan N., Ammosov V.V., Atayan M. et al. The Influence of the Nuclear Medium on the Production of Hadrons in Deep Inelastic Neutrino Scattering: IHEP Preprint 2002–22. – Protvino, 2002. – p. 12, figs. 9, tables 1, refs.: 29.

The inclusive spectra of hadrons produced in neutrino-nucleus scattering are measured with the help of the propane-freon bubble chamber SKAT, irradiated to the neutrino beam with energy 3-30 GeV at the Serpukhov accelerator. The data indicate, that the intranuclear absorption of the leading products of the struck quark fragmentation strengthens with decreasing quark energy and with increasing share  $z$  of the quark energy carried by the hadron. The data analysis in the framework of the colour string model shows that the absorption cross section of positive hadrons with  $0.7 < z < 0.9$  is close to the inelastic pion-nucleon cross section.

## Введение

Глубоконеупругое рассеяние лептона на ядре сопровождается образованием цветовой струны между выбитым кварком и нуклонным остатком. При рассеянии на периферическом нуклоне ядра процесс фрагментации струны аналогичен ее фрагментации в случае водородной или дейтериевой мишени. При рассеянии на непериферическом нуклоне процесс фрагментации испытывает определенное влияние ядерной среды.

Согласно предсказаниям (см., например, [1–5]), средний пространственновременной промежуток  $l_h$ , необходимый для формирования адрона с массой  $m_h$  и энергией  $E_h$ , определяется лоренц-фактором ( $l_h \sim E_h/m_h$ ). В ряде других моделей предполагается, что  $l_h$  пропорционален лоренц-фактору родительского кварка ( $l_h \sim \nu/m_q^*$ ,  $\nu$  — энергия, переданная кварку), причем масса  $m_q^*$  виртуального кварка зависит от квадрата переданного импульса  $Q^2$  [6], либо определяется кинематикой “излучения” кварком адрона [7].

Более детальное рассмотрение процесса формирования адронов на основе Лундской фрагментационной модели [8], а также в рамках моделей, учитывающих торможение кварка вследствие либо натяжения цветовой струны [9], либо излучения глюонов [10,11], приводит к функциональным зависимостям  $l_h$  от переданной адрону доли  $z = E_h/\nu$  энергии кварка, согласно которым длина формирования сравнительно энергичных продуктов фрагментации с увеличением  $z$  уменьшается и соответственно увеличивается вероятность их поглощения в ядерном веществе.

Сопоставление инклюзивных спектров адронов на ядрах и дейтроне [12–16] подтверждает предсказанное ослабление эффектов ядерного поглощения с ростом  $\nu$  и их усиление при  $z \rightarrow 1$ . Такие данные получены при сравнительно высоких  $\nu$  (до 400 ГэВ), в то время как данные при промежуточных энергиях ( $\nu < 10$  ГэВ) весьма скудны. Для полноты картины интересно провести детальные исследования также и в этой области энергий, где, как ожидается, влияние ядерной среды на процесс фрагментации более существенно.

Отдельный интерес представляет сопоставление спектров адронов из различных выборок событий рассеяния лептона на одном и том же ядре, а именно, в выборках с отсутствием явных признаков вторичного ядерного взаимодействия и с присутствием таких признаков (в дальнейшем — выборки квазинуклонных и каскадных событий соответственно). При этом в каскадных событиях ожидается более заметное проявление ядерных эффектов. Такое сопоставление проведено для  $\nu Ne$ -взаимодействий при сравнительно высоких  $W$  (до  $\sim 25$  ГэВ) [17].

Целью настоящей работы является исследование эффектов ядерного поглощения в нейтрино-ядерных взаимодействиях в области промежуточных энергий  $\nu = 2\text{--}15$  ГэВ и  $W = 2\text{--}5$  ГэВ. В разделе 1 описана постановка эксперимента. Методика отбора взаимодействий каскадного и квазинуклонного типов приведена в разделе 2. В разделе 3 представлено сравнение адронных спектров каскадных и квазинуклонных событий. В разделе 4 дана количественная оценка эффектов внутриядерных взаимодействий. В разделе 5 полученные данные сравниваются с предсказаниями модели цветовой струны. Основные результаты и выводы работы приведены в заключении.

## 1. Методика эксперимента

Эксперимент выполнен на пузырьковой камере СКАТ [18], облученной в широкополосном пучке нейтрино Серпуховского ускорителя при энергии первичных протонов 70 ГэВ. Камера была заполнена пропан-фреоновой смесью (по объему 87% пропана  $C_3H_8$  и 13% фреона  $CF_3Br$ ) с процентным содержанием ядер  $H : C : F : Br = 67.9 : 26.8 : 4.0 : 1.3\%$ . Плотность примеси составила  $0.55$  г/см<sup>3</sup>, радиационная длина  $X_0 = 50$  см, длина ядерного взаимодействия 149 см. Полный объем камеры составлял  $6.5$  м<sup>3</sup>, используемый эффективный объем равен  $1.73$  м<sup>3</sup>. В рабочем объеме камеры обеспечивалось однородное магнитное поле напряженностью 20 кГс.

Отбирались события взаимодействий заряженного тока с импульсом  $\mu^-$ -мезона  $p_\mu > 0.5$  ГэВ/с. Мюоном считалась отрицательно заряженная частица, обладающая наибольшим поперечным импульсом среди частиц, не претерпевших в камере вторичного взаимодействия. Остальные отрицательные частицы считались  $\pi^-$ -мезонами. Протоны с импульсом менее  $0.6$  ГэВ/с и часть протонов с импульсом  $0.6 < p < 0.85$  ГэВ/с идентифицировались по ионизационной остановке в камере. При определении энергии, переданной адронной системе, неидентифицированным положительным частицам с импульсом  $p < 0.85$  ГэВ/с приписывалась масса протона или пиона в соответствии с предварительно оцененной относительной вероятностью. Все положительные частицы с  $p > 0.85$  ГэВ/с считались  $\pi^+$ -мезонами. Для повышения точности восстановления  $\nu$  и энергии нейтрино  $E_\nu$  отбирались события, в которых точность измерения импульсов всех вторичных заряженных частиц ( $\gamma$ -квантов) была менее 27% (100%). Каждому отобранному событию приписывался вес, учитывающий потери событий. Средний вес используемой в данной работе выборки событий равняется 1.43.

Окончательная величина  $\nu$ , учитывающая незарегистрированные нейтроны и  $\gamma$ -кванты, определялась на основе измеренной  $\nu_{vis}$  при помощи соотношения  $\nu = a + b\nu_{vis}$ , в котором значения  $a = (0.15 \pm 0.24)$  ГэВ и  $b = 1.07 \pm 0.05$  были найдены по методике, примененной в работе [19]. Близкие значения  $a$  и  $b$  получаются с помощью моделирования нейтринных взаимодействий в камере методом Монте-Карло [20].

Для дальнейшего анализа было отобрано 2223 события с  $3 < E_\nu < 30$  ГэВ,  $W > 2$  ГэВ, квадратом переданного импульса  $Q^2 > 1$  ГэВ<sup>2</sup> и  $y = \nu/E_\nu < 0.95$ .

## 2. Отбор квазинуклонных, каскадных и квазидейтронных событий

Отбор квазинуклонных и каскадных событий, методика которого подробно описана в [21], осуществлялся по ряду топологических и кинематических критериев. В подвыборку  $B_N$  квазинуклонных взаимодействий включались события без каких-либо признаков вторичных взаимодействий в ядре: суммарный заряд вторичных адронов равен  $q = +1$

(для подвыборки  $B_n$ -взаимодействий с нейтроном) или  $q = +2$  (для подвыборки  $B_p$ -взаимодействий с протоном); число зарегистрированных барионов (идентифицированных протонов и  $\Lambda$ -гиперонов, а также нейтронов, претерпевших вторичное взаимодействие в камере) не превышает единицы, причем среди них отсутствуют барионы, летящие назад. Кроме того, накладывалось ограничение сверху на эффективную массу мишени  $M_t$ , определяемую как  $M_t = \Sigma(E_i - p_{\parallel}^i)$ , где суммирование проводится по энергиям  $E_i$  вторичных частиц и продольной компоненте  $p_{\parallel}^i$  их импульсов  $M_t < 1.2$  ГэВ/ $c^2$ . События, не удовлетворяющие вышеуказанным критериям, включались в подвыборку каскадных событий  $B_S$ . В итоге количество событий в подвыборках  $B_p$ ,  $B_n$  и  $B_S$  оказалось равным соответственно 480; 555; 1188 (при этом количество взвешенных событий равно соответственно 685; 751 и 1731).

Указанному соотношению числа событий соответствует отношение сечений  $\nu n$ - и  $\nu p$ -взаимодействий  $r = \sigma(\nu n \rightarrow \mu^- X) / \sigma(\nu p \rightarrow \mu^- X) = 1.83 \pm 0.11$ , близкое известному значению  $r \approx 2$  [22]. Было также проверено [21], что  $W$ -зависимости (в области  $2 \leq W \leq 5$  ГэВ) средних множественностей положительных и отрицательных адронов в подвыборках  $B_p$  и  $B_n$  удовлетворительно согласуются с данными [23] по  $\nu p$ - и  $\nu n$ -взаимодействиям, причем согласие имеет место как в области отрицательных, так и положительных значений переменной Фейнмана. Кроме того, было проведено сравнение инклюзивных спектров адронов с имеющимися данными на водородной (дейтериевой) мишени в области  $2 \leq W \leq 5$  ГэВ. При этом наблюдалось удовлетворительное согласие между инклюзивными спектрами  $\pi^-$ -мезонов как  $\nu p$ -взаимодействий [24] и подвыборки  $B_p$ , так и  $\nu D$ -взаимодействий [25] и комбинированной подвыборки  $B_D$  квазидейтронных событий, содержащей подвыборку  $B_n$  и 60% подвыборки  $B_p$ , которая эффективно соответствует  $\nu D$ -взаимодействиям (остальные 40% подвыборки  $B_p$  соответствуют взаимодействиям с водородом пропан-фреоновой смеси).

Удовлетворительное согласие множественных и инклюзивных характеристик квазинуклонных подвыборок с данными по протонной (дейтериевой) мишени [22–25] позволяет заключить, что подвыборки  $B_p$  и  $B_n$  могут содержать лишь несущественную примесь событий, в которых произошло вторичное внутриядерное взаимодействие.

Ряд усредненных кинематических характеристик полной выборки и подвыборок событий приведен в таблице.

**Средние характеристики глубоконеупругого рассеяния нейтрино для полной выборки и для подвыборок  $B_p$ ,  $B_n$  и  $B_S$ .**

Выборка	$\langle E_\nu \rangle$ ГэВ	$\langle \nu \rangle$ ГэВ	$\langle W^2 \rangle$ ГэВ <sup>2</sup>	$\langle W \rangle$ ГэВ	$\langle Q^2 \rangle$ ГэВ <sup>2</sup>	$\langle x \rangle$
Полная	10.8	6.5	9.5	3.0	3.6	0.30
$B_p$	11.0	6.6	9.8	3.0	3.5	0.29
$B_n$	10.9	6.5	9.3	2.9	3.9	0.33
$B_S$	10.7	6.5	9.5	3.0	3.5	0.29

### 3. Сопоставление инклюзивных спектров адронов в подвыборках каскадных и квазинуклонных событий

Отношение  $R_{y^*}$  ( $B_S/B_N$ ) распределений по быстроте в с.ц.м. адронной системы  $y^*$  в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$  показано на рис. 1 для двух интервалов инвариантной энергии

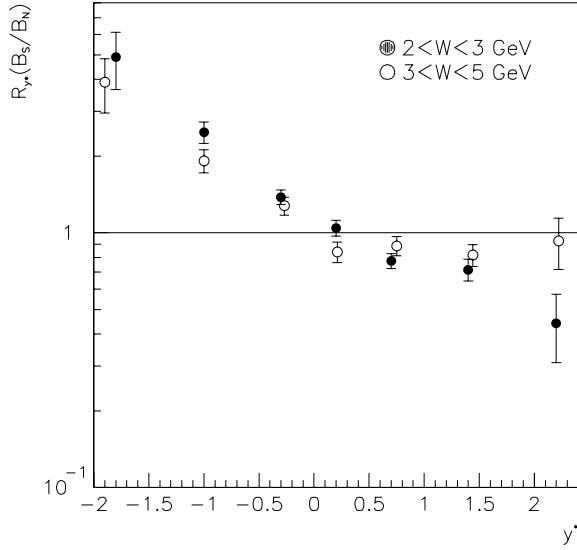


Рис. 1. Отношение распределений по быстройте  $y^*$  в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$  для двух областей по  $W$ .

же, что с ростом  $W$  эффекты поглощения быстрых продуктов фрагментации кварка ослабевают и, согласно данным работы [17], практически исчезают при  $W > 7$  ГэВ.

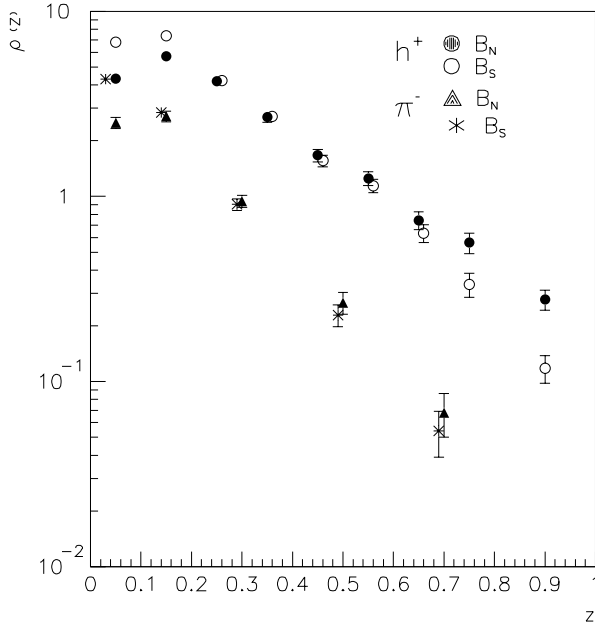


Рис. 2. Распределение по переменной  $z$  для положительных адронов и  $\pi^-$ -мезонов в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$ .

На рис. 2 показаны распределения  $\rho^\pm(z) = (1/N_{tot})dN^\pm/dz$  по переменной  $z$  отдельно для положительных адронов (помимо идентифицированных протонов) и  $\pi^-$ -мезонов в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$ . Как видно из рисунка, вследствие энергетических потерь в

$2 < W < 3$  ГэВ и  $3 < W < 5$  ГэВ. Видно, что спектр адронов в подвыборке  $B_S$  смещен в сторону отрицательных  $y^*$ , что является следствием вторичных внутриядерных столкновений и сопровождающих их энергетических потерь адронов. В области фрагментации мишени ( $y^* < -1$ ) отношение  $R_{y^*}(B_S/B_N)$  достигает нескольких единиц. В области же фрагментации кварка в подвыборке  $B_S$  наблюдается подавление выхода адронов, особенно сильное при малых  $W$  и достигающее значения  $R_{y^*}(B_S/B_N) = 0.44 \pm 0.13$  для наиболее быстрых частиц ( $y^* > 1.8$ ). Такое значение не противоречит результатам работы [17], в которой для отношения выходов заряженных адронов с  $y^* > 2$  в каскадных и квазинуклонных подвыборках  $\nu Ne$ -взаимодействий получено  $0.6 \pm 0.1$  при  $W = 2 \div 7$  ГэВ. Отметим так-

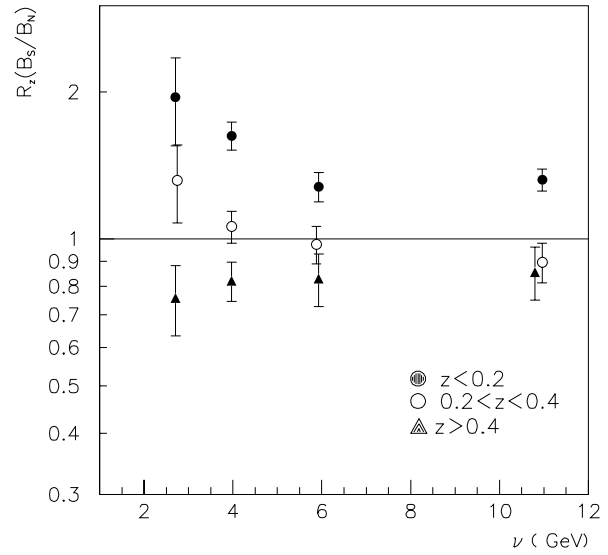


Рис. 3.  $\nu$ -зависимость отношения выходов заряженных адронов в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$  для различных интервалов по  $z$ .

ядерной среде спектры адронов в подвыборке  $B_S$  смещены в сторону малых  $z$ . Как видно из рис. 3, где представлена  $\nu$ -зависимость отношения  $R_z(B_S/B_N)=\rho_{B_S}^{ch}(z)/\rho_{B_N}^{ch}(z)$  функций распределения для заряженных частиц, проинтегрированных в трех областях по  $z$ :  $z < 0.2, 0.2 < z < 0.4$  и  $z > 0.4$ , это смещение, выражающееся в усилении выхода адронов с малыми  $z < 0.2$  и ослаблении выхода при больших  $z > 0.4$ , проявляется заметнее при малых энергиях  $\nu$ . Из рис. 2 и 3 следует, что данные при  $z < 0.4$  малоинформативны при изучении эффектов ядерного поглощения, так как последние не приводят к ослаблению выхода адронов по крайней мере в области сравнительно малых  $\nu < 7$  ГэВ. Более информативными представляются данные для лидирующих адронов ( $z > 0.4$ ), показывающие, что подавление их выхода имеет место во всей области рассматриваемых  $\nu$ . Данные указывают также на то, что это подавление имеет тенденцию к ослаблению с ростом  $\nu$ .

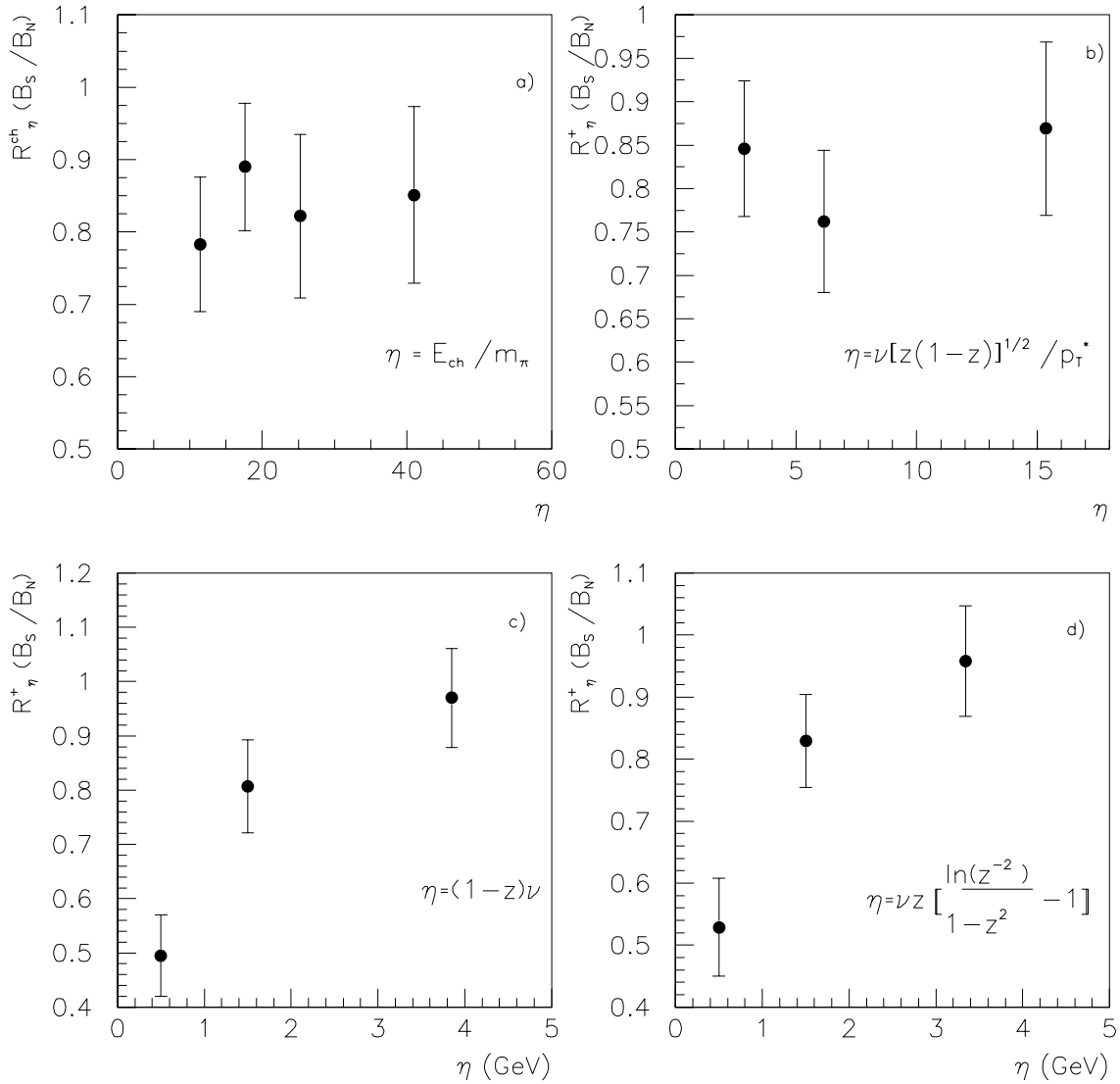


Рис. 4. Отношения выходов заряженных адронов (a) и положительных адронов (b, c, d) в подвыборках  $B_S$  и  $B_N$  в зависимости от кинематических переменных  $\eta$ , определенных в тексте.

Ниже мы будем рассматривать влияние ядерной среды на выход лидирующих адронов с  $z > 0.4$  в зависимости от кинематических переменных (или их комбинаций), предположительно определяющих длину формирования адрона  $l_h$ . Ожидается, что экспериментально измеренное отношение  $R_\eta(B_S/B_N)$  выходов адронов должно быть монотонно растущей функцией от данной кинематической переменной  $\eta \sim l_h$ . В противном случае теоретическое предсказание о пропорциональности  $\eta \sim l_h$  не будет соответствовать экспериментальным данным по лепторождению адронов. Данные, приведенные на рис. 4, позволяют осуществить качественную проверку различных теоретических предсказаний.

Из рис. 4a следует, что, вопреки исходному предположению о линейной зависимости длины формирования  $l_h$  лидирующего адрона от  $E_\pi/m_\pi$ , степень подавленности его выхода и, следовательно, средняя длина пути, пройденного им после формирования в ядерной среде, практически не меняются в широкой области изменения этих переменных. Аналогичное заключение можно сделать из рис. 4b относительно переменной  $\nu/m_q^*$ , представляющей собой лоренц-фактор кварка с эффективной массой, определяемой кинематикой распада  $u \rightarrow \pi^+d$  или  $\bar{d} \rightarrow \pi^+\bar{u}$  выбитого виртуального кварка:  $m_q^* = p_T^* \sqrt{z(1-z)}$ , где  $p_T^*$  — компонента импульса  $\pi^+$ -мезона, перпендикулярная к направлению промежуточного бозона. Таким образом, полученные нами данные по нейтринорождению лидирующих адронов на ядрах не могут служить подтверждением для предполагаемого ослабления эффектов внутриядерного поглощения с ростом  $E_h$  или  $z$ .

Качественно иная функциональная зависимость длины формирования лидирующего адрона от кинематических переменных следует из моделей, рассматривающих пространственно-временную эволюцию цветовой струны, образованной между выбитым кварком и нуклонным остатком [8–11]. При натягивании струны происходит торможение кварка, а его энергия  $\nu$  расходуется на излучение глюонов, рождение кварк-антикварковых пар и, в конечном итоге, на множественное рождение адронов. Согласно [9–11], чем протяженнее пространственно-временной промежуток, предшествующий образованию лидирующего адрона, тем меньшей долей  $z$  энергии  $\nu$  он может обладать. При достаточно больших  $z$  этот промежуток (или длина формирования адрона) пропорционален  $l_h \sim \nu(1-z)$ . Такая же зависимость при  $z \rightarrow 1$  следует в рамках Лундской струнной модели [8]:  $l_h \sim \nu z[-1 + \ln(z^{-2})/(1-z^2)]$ . В обоих случаях с ростом  $z$  (для второго случая — в области  $z > 0.3$ )  $l_h$  монотонно убывает, следовательно, усиливается подавление выхода адрона.

Приведенная на рис. 4c и d зависимость отношения  $R_\eta(B_S/B_N)$  от указанных переменных качественно подтверждает это предсказание. Как было показано в недавней работе [16], теоретические предсказания, основанные на зависимости  $l_h \sim (1-z)\nu$ , удовлетворительно согласуются с данными по электророждению адронов с  $z > 0.2$  на ядре азота в области энергий  $7 < \nu < 24$  ГэВ, в среднем заметно превышающих энергии  $2 < \nu < 15$  ГэВ в настоящей работе.

#### 4. Отношение инклюзивных спектров адронов в подвыборках ядерных и квазидейтронных событий

Для получения количественных оценок, а также для сравнения с результатами других экспериментов, необходимо представить данные в виде отношения инклюзивных спектров во взаимодействиях нейтрино с ядрами пропан-фреоновой смеси и с дейтроном. Выборку  $B_A$  ядерных взаимодействий можно получить путем исключения вклада событий взаи-



модействия с водородом, составляющего в нашем эксперименте примерно 40% от числа событий подвыборки  $B_p$ . Таким образом, выборку  $B_A$  можно символически представить в виде  $B_A = B_S + B_N + 0.6B_p = B_S + B_D$ .

Отношение инклюзивных спектров в подвыборках  $B_A$  и  $B_D$ , например по переменной  $z$ , выражается как

$$R_z(B_A/B_D) = \rho_A(z)/\rho_D(z) = \frac{N_n^{tot} + 0.6N_p^{tot}}{N_S^{tot} + N_n^{tot} + 0.6N_p^{tot}} \left[ 1 + \frac{\Delta N_S^h(z)}{\Delta N_n^h(z) + 0.6\Delta N_p^h(z)} \right],$$

где  $N_S^{tot}$ ,  $N_n^{tot}$  и  $N_p^{tot}$  – полные числа взвешенных событий, а  $\Delta N_S^h(z)$ ,  $\Delta N_n^h(z)$  и  $\Delta N_p^h(z)$  – числа адронов с данным  $z$  в подвыборках  $B_S$ ,  $B_n$  и  $B_p$  соответственно.

На рис. 5 показано отношение  $R_z(B_A/B_D)$  в зависимости от  $z$  для положительных адронов (за исключением идентифицированных протонов) и для  $\pi^-$ -мезонов. Данные указывают на то, что ядерная среда влияет по-разному на выходы  $\pi^-$ -мезонов (в состав которых не может входить выбитый кварк) и положительных адронов. Если подавление выхода  $\pi^-$ -мезонов становится существенным при  $z > 0.4$ , то для положительных адронов (в основном  $\pi^+$ -мезонов) оно проявляется при  $z > 0.6$  и достигает  $R_z(B_A/B_D) = 0.65 \pm 0.05$  при  $z > 0.8$ .

Выходы заряженных адронов с  $z > 0.2$  из ядерных мишеней по отношению к выходу на дейтериевой мишени измерены в  $e^{64}Cu-$  и  $e^{14}N-$ взаимодействиях [13,16], а также в  $\nu(\bar{\nu})Ne-$ взаимодействиях [15] при  $\langle \nu \rangle \approx 11.5$  ГэВ, что в нашем эксперименте соответствует области  $\nu > 7.5$  ГэВ.

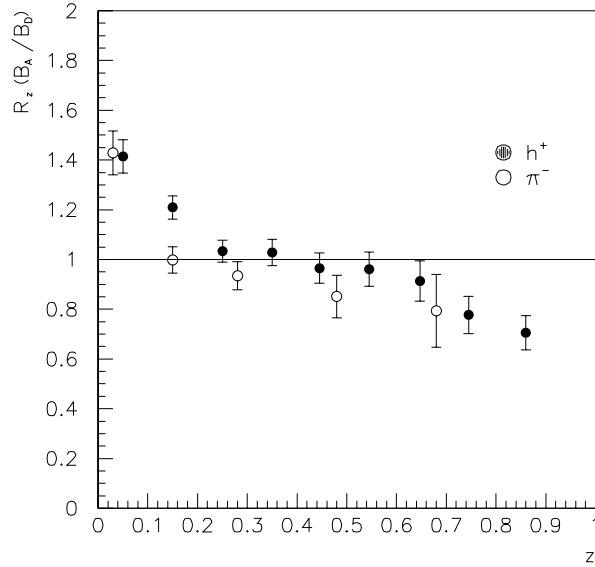


Рис. 5. Отношение выходов положительных адронов и  $\pi^-$ -мезонов в подвыборках  $B_A$  и  $B_D$  в зависимости от переменной  $z$ .

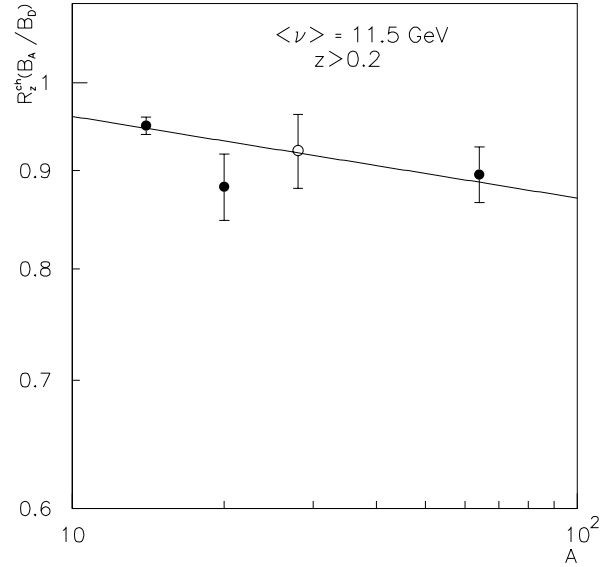


Рис. 6.  $A$ -зависимость отношения  $R_z^{ch}(B_A/B_D)$  для заряженных адронов с  $z > 0.2$  при средней энергии  $\langle \nu \rangle = 11.5$  ГэВ. Черными кружками обозначены данные по  $R_z^{ch}(A/D)$  из работ [13, 15, 16].

Полученное в данной работе значение  $R_{z>0.2}^{ch}(A/D) = 0.92 \pm 0.04$ , соответствующее среднему атомному весу ядра-мишени  $\bar{A} = 28$ , вместе с данными работ [13,15,16] представлено на рис. 6, где приведен также результат экспоненциальной аппроксимации ( $\sim A^\alpha$ ) данных с показателем  $\alpha = -0.043 \pm 0.027$ . Такая слабая  $A$ -зависимость может быть обусловлена

тем, что возможное ослабление выхода адронов с  $0.2 < z < 0.4$  частично компенсируется за счет энергетических потерь адронов, первоначально обладающих большими значениями  $z$ . Это приводит к тому, что интегральный выход адронов с  $z > 0.2$  подавляется слабо (примерно на 10%) даже для ядра с  $A = 64$ .

Отмеченный эффект наглядно продемонстрирован на рис. 7, где показаны наши данные ( $\bar{A} = 28$ ) по отношению  $R_z(A/D)$  при энергиях  $2 < \nu < 15$  ГэВ в сравнении с данными при более высоких энергиях  $7 < \nu < 24$  ГэВ для ядра азота ( $A = 14$ ) [16]. Хотя в первом случае ожидаются более сильные эффекты внутриядерного поглощения, отношение  $R_z(A/D)$  в области  $0.2 < z < 0.4$  больше, чем во втором. Заметная энергетическая и  $A$ -зависимости ослабления выхода адронов начинают проявляться в области  $z > 0.6$ , значительно усиливаясь для наиболее энергичных адронов с  $z > 0.8$ .

Зависимость от  $\nu$  отношения  $R_{z>0.5}^{ch}(A/D)$  для лидирующих заряженных адронов с  $z > 0.5$  показана на рис. 8, где представлены наши данные при  $2 < \nu < 4$  ГэВ ( $\langle \nu \rangle = 3.3$  ГэВ) и  $\nu > 4$  ГэВ ( $\langle \nu \rangle = 7.7$  ГэВ), а также данные по  $e^{14}N$ -взаимодействиям в области  $\nu > 8$  ГэВ [16]. Данные указывают на то, что наблюдаемое в [16] усиление эффекта внутриядерного поглощения лидирующих адронов с уменьшением  $\nu$  сохраняет тенденцию вплоть до  $\nu \approx 3$  ГэВ, при которой  $R_{z>0.5}^{ch}(A/D)$  достигает значения  $0.84 \pm 0.05$ .

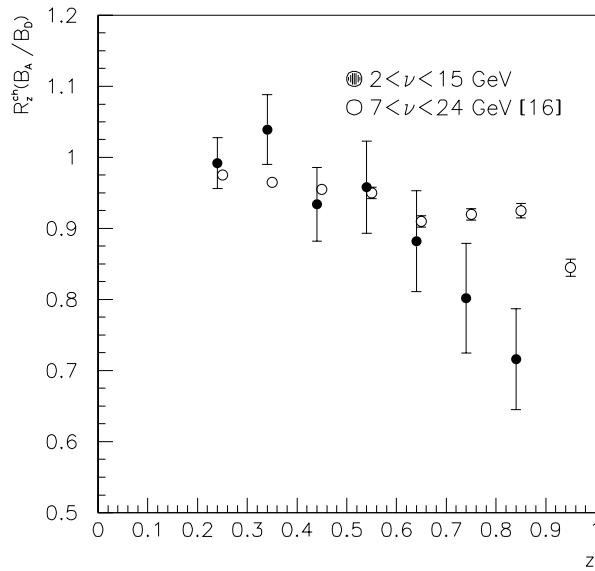


Рис. 7. Отношение выходов заряженных адронов в зависимости от  $z$  в подвыборках  $B_A$  и  $B_D$  (черные кружки) и во взаимодействиях электронов с ядрами азота и дейтерия [16] (светлые кружки).

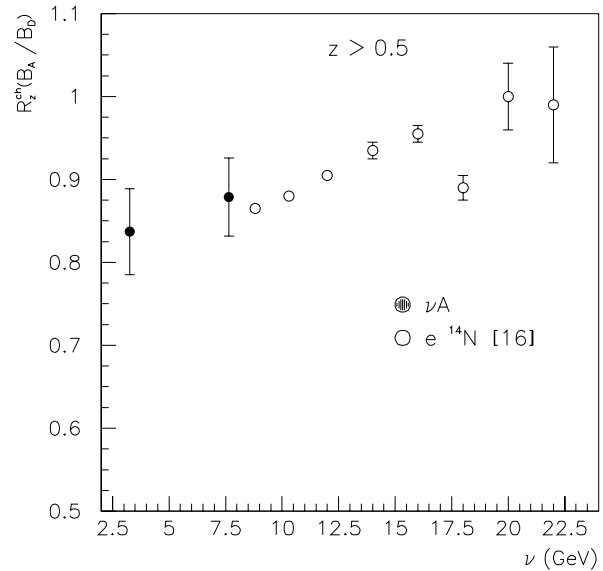


Рис. 8.  $\nu$ -зависимость отношения выходов заряженных адронов с  $z > 0.5$  в подвыборках  $B_A$  и  $B_N$  (черные кружки) и во взаимодействиях электронов с ядрами азота и дейтерия [16] (светлые кружки).

## 5. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями модели цветовой струны

Ниже приводятся результаты сравнения измеренного отношения  $R_z(A/D)$  для лидирующих положительных адронов (в состав которых с большой вероятностью входит выбитый лептоном кварк) с предсказаниями модели цветовой струны [9–11]. Согласно этой модели, при натягивании цветовой струны между нуклонным остатком и выбитым

кварком энергия  $\nu_q$  последнего линейно уменьшается с увеличением длины струны  $l$ :  $\nu_q = \nu - \kappa l$ , где коэффициент натяжения струны  $\kappa$  характеризует потери энергии кварка на единицу длины. В приближении, не учитывающем излучение кварком глюонов,  $\kappa \approx 1$  ГэВ/Фм [26,27], в то время как при учете излучения эффективное значение  $\kappa$  определяется выражением [10]  $\kappa = 8\alpha_s(Q^2)Q^2/9\pi \approx 1.8$  ГэВ/Фм при  $\langle Q^2 \rangle = 3.6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $\alpha_s = 0.35$  [28]. Если разрыв струны, приводящий к образованию лидирующей  $q\bar{q}$ -пары (в данном случае – в основном  $u\bar{d}$ -пары), происходит при  $l = l_h$ , то ее энергия, т.е. энергия конечного лидирующего адрона (в данном случае – в основном  $\pi^+$ -мезона), приблизительно равна  $E_h \approx \nu_q = \nu - \kappa l_h$ , с  $l_h = \nu(1 - z)/\kappa$ .

Непосредственно после образования  $q\bar{q}$ -пары ее средний поперечный размер может быть меньше, чем радиус пиона, вследствие чего цветовой заряд кварков частично экранируется, и  $q\bar{q}$ -пара взаимодействует в ядре с эффективным сечением  $\sigma_h$ , меньшим, чем сечение неупругого  $\pi N$ -взаимодействия  $\sigma_{\pi N}^{in} \approx 20$  мбн. Согласно теоретическим предсказаниям [10,11], эффективное сечение  $\sigma_h$  (усредненное вдоль траектории  $q\bar{q}$ -пары в ядре) тем меньше, чем больше  $\nu$ , становясь  $\sigma_h \ll \sigma_{\pi N}^{in}$  при  $\nu \gg 5$  ГэВ. При энергиях же  $\nu \leq 5$  ГэВ эффект цветовой экранировки ожидается несущественным. Если взаимодействие нейтрино произошло с нуклоном с поперечными  $\vec{b}$  и продольной  $\xi$  координатами относительно центра ядра, а лидирующая  $u\bar{d}$ -пара образовалась в точке  $(\vec{b}, \xi + l_h)$ , где  $l_h = \nu(1 - z)/\kappa$ , то ослабление выхода  $\pi^+$ -мезона с долей  $z$  начальной энергии кварка равно

$$S_z^A(\vec{b}, \xi) = \exp(-\sigma_h \int_{\xi+l_h}^{\infty} \rho_A(\vec{b}, \xi') d\xi') \quad ,$$

где  $\rho_A(\vec{r})$  — распределение ядерной плотности, для которого в расчетах использовалась параметризация Вудса-Саксона

$$\rho_A(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{|\vec{r}| - r_A}{a})}$$

с параметрами, извлеченными из данных по  $eA$ -рассеянию [29]:  $r_A = (1.16A^{1/3} - 1.35A^{-1/3})$  Фм и  $a = 0.54$  Фм. Параметр  $\rho_0$  определяется из условия нормировки и равен для ядер C, F, Br соответственно  $\rho_0 = 0.193, 0.186$  и  $0.163$  Фм<sup>-3</sup>.

Для каждого ядра пропан-фреоновой смеси и каждого интервала кинематической переменной  $z = E_h/\nu$  выражение для  $S_z^A(\vec{b}, \xi)$  усреднялось по координатам  $(\vec{b}, \xi)$ , а также по комбинации кинематических переменных  $\nu(1 - z)$ , для чего использовалось экспериментальное распределение последней в подвыборке  $B_D$ . Рассчитанные таким образом средние значения  $\langle R_z^A \rangle$  усреднялись по ядрам мишени, и полученная теоретическая величина  $\langle R_z \rangle$  сравнивалась с экспериментально измеренным отношением  $R_z(B_A/B_D)$ .

Расчеты проводились при двух значениях параметра  $\kappa = 1.0$  и  $1.8$  ГэВ/Фм. Параметр  $\sigma_h$  подгонялся для достижения наилучшего описания данных в области больших  $z = 0.7 \div 0.9$ . Область  $z < 0.7$  не включалась в процедуру подгонки, так как в расчетах не учитывалась частичная компенсация ослабления выхода адронов за счет вторичных взаимодействий более энергичных частиц.

В результате подгонки было получено  $\sigma_h = 19_{-4.5}^{+6}$  мбн при  $\kappa = 1$  ГэВ/Фм и  $\sigma_h = 15.5_{-3.8}^{+4.6}$  мбн при  $\kappa = 1.8$  ГэВ/Фм. Расчетные кривые при этих значениях параметров сравниваются с экспериментальными данными на рис. 9. Видно хорошее согласие при  $0.7 < z < 0.9$  как для всей области по  $\nu = 2 \div 15$  ГэВ ( $\langle \nu \rangle = 6.5$  ГэВ), так и для областей малых  $\nu = 2 \div 5$  ГэВ ( $\langle \nu \rangle = 3.8$  ГэВ) и промежуточных  $\nu = 5 \div 15$  ГэВ ( $\langle \nu \rangle = 8.6$  ГэВ) энергий. Следует отметить, что несколько меньшая подавленность выхода

наиболее быстрых адронов при  $\nu > 5$  ГэВ по сравнению с областью  $\nu < 5$  ГэВ (рис. 9b и c) объясняется не уменьшением эффективного сечения  $\sigma_h$  с ростом  $\nu$ , а увеличением средней длины формирования  $l_h \sim \nu(1-z)$ . По этой же причине при  $\nu > 5$  ГэВ наиболее быстрые адроны взаимодействуют в ядре с меньшей вероятностью, тем самым привнося сравнительно меньший вклад в область  $z < 0.7$ . Этим, по-видимому, и обусловлено удовлетворительное описание данных в области  $0.4 < z < 0.7$  при  $\nu > 5$  ГэВ и  $\xi = 1$  ГэВ/Фм (рис. 9c).

Несколько хуже описание при  $\xi=1.8$  ГэВ/Фм, что может служить указанием на то, что в области промежуточных энергий, рассматриваемых в данной работе, механизм излучения глюонов не играет существенной роли в процессе лепторождения адронов и, следовательно, извлеченная при  $\xi = 1$  ГэВ/Фм оценка сечения  $\sigma_h$  более предпочтительна. Тем не менее, мы учли возможную неопределенность в параметре  $\xi = (1.4 \pm 0.4)$  ГэВ/Фм и, как следствие, в сечении  $\sigma_h = (18.1 \pm 6.4)$  мбн, где приведенная ошибка включает в себя и статистические погрешности. В пределах ошибок  $\sigma_h$  не отличается от  $\sigma_{\pi N}^{in}$ . Поэтому можно заключить, что лидирующая  $q\bar{q}$ -пара приобретает свойства сформировавшегося адрона за достаточно короткий пространственно-временной промежуток, сопоставимый с межнуклонными расстояниями в ядре.

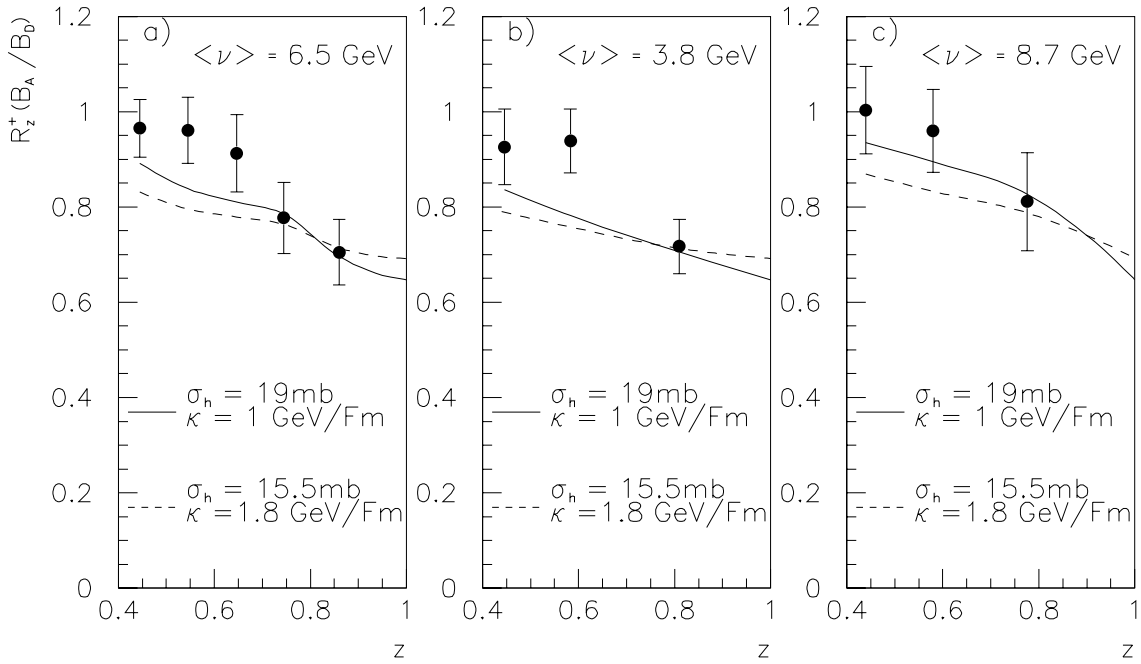


Рис. 9. Сравнение данных по отношению  $R_z^+(B_A/B_D)$  для положительных адронов с предсказаниями модели цветовой струны (сплошные и пунктирные кривые) при: a)  $2 < \nu < 15$  ГэВ, b)  $2 < \nu < 5$  ГэВ, c)  $5 < \nu < 15$  ГэВ.

## Заключение

Получены новые экспериментальные данные по нейтринорождению адронов на ядрах в области промежуточных энергий  $2 < W < 5$  ГэВ и  $2 < \nu < 15$  ГэВ. Примененная в работе методика позволяет выделять подвыборку квазинуклонных (квазидейтронных)

событий, характеристики которых соответствуют имеющимся данным, полученным на водородной (дейтериевой) мишени, а также подвыборку каскадных событий с признаком вторичного взаимодействия в ядре.

Сопоставление инклюзивных спектров адронов в этих подвыборках указывает на подавление выхода наиболее быстрых продуктов фрагментации, проявляющееся сильнее с уменьшением  $W$  или  $\nu$ . Показано, что величина подавления выхода лидирующих адронов с  $z > 0.4$  (и, следовательно, длина их формирования) не находится в прямой зависимости от их энергии, а зависит от комбинации кинематических величин  $(1-z)\nu$  в соответствии с предсказаниями модели цветовой струны. С целью сравнения с предсказаниями этой модели, а также с другими экспериментальными данными результаты измерений представлены в виде, адекватном отношению  $R_z(B_A/B_D)$  инклюзивных спектров по переменной  $z$  в  $\nu A$ - и  $\nu D$ -взаимодействиях. Показано, что извлеченной величине  $R_z(B_A/B_D)$  для наиболее быстрых адронов с  $z = 0.7 \div 0.9$  соответствует эффективное сечение их поглощения в ядерном веществе  $\sigma_h \approx (18 \pm 6)$  мбн, близкое к сечению неупругого пион-нуклонного взаимодействия. Такое сечение указывает на то, что предадронное  $q\bar{q}$ -состояние приобретает свойства сформировавшегося пиона за пространственно-временной промежуток, сопоставимый с межнуклонными расстояниями в ядре. Получено также указание на то, что излучение глюонов выбитым кварком не играет существенной роли в эволюции цветовой струны при сравнительно невысоких  $\langle Q^2 \rangle \approx 3.6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $\langle \nu \rangle \approx 6.5$  ГэВ, рассмотренных в данной работе.

### Список литературы

- [1] Л.Ландау, И.Померанчук. Докл. АН СССР **95**, 535, 1953.
- [2] В.Н.Грибов. // ЯФ **9**, 640, 1965.
- [3] K.Gottfried. // Phys.Rev.Lett. **32**, 957, 1974.
- [4] F.E.Low, K.Gottfried. // Phys.Rev. D **17**, 2487, 1978.
- [5] Н.Н.Николаев. // УФН **134**, 370, 1981.
- [6] A.Bialas, T.Chmaj. // Phys. Lett. B **133**, 241, 1983.
- [7] E.L.Berger. // Z. Phys. C **4**, 289, 1980.
- [8] A.Bialas, M.Gyulassy. // Nucl. Phys. B **133**, 793, 1987.
- [9] B.Z.Kopeliovich. // Phys. Lett. B **243**, 141, 1990.
- [10] B.Z.Kopeliovich, J.Nemchic. – JINR preprint E2-91-150, 1991.
- [11] B.Z.Kopeliovich, J.Nemchic, E.Predazzi. – In: Proceed. of the Workshop on Future Physics at HERA, nucl-th/9607036, DESY, 1996.
- [12] L.S.Osborne et al. // Phys. Rev. Lett. **40**, 1624, 1978.
- [13] J.Ashman et al. // Z. Phys. C **52**, 1, 1991.
- [14] M.R.Adams et al. // Z. Phys. C **70**, 47, 1996.

- [15] W.Burkot et al. // Z.Phys. C **70**, 47, 1996.
- [16] A.Airapetian et al. // Eur. Phys. J. C **20**, 479, 2001.
- [17] Е.С.Ватага и др. // ЯФ **63**, 1660, 2000.
- [18] В.В.Аммосов и др. // ЭЧАЯ **23**, 648, 1992.
- [19] А.Э.Асратян и др. // ЯФ **41**, 1193, 1985.
- [20] Н.Агабабян и др. – Препринт ЕрФИ-1539(9), 1999.
- [21] Н.Агабабян и др. – Препринт ЕрФИ-1578(3), 2002.
- [22] D.Zieminska et al. // Phys. Rev. D **27**, 47, 1983.
- [23] J.Brunner et al. // Z. Phys. C **45**, 361, 1989.
- [24] P.Allen et al. // Nucl. Phys. B **214**, 369, 1983.
- [25] D.Allasia et al. // Z. Phys. C **24**, 119, 1984.
- [26] A.Casher, H.Neuberger, S.Nussinov. // Phys. Rev. D **20**, 179, 1979.
- [27] E.G.Gurvich. // Phys. Lett. **87B**, 386, 1979.
- [28] Review of Particle Physics. // Eur. Phys. J. **3**, 87, 1998.
- [29] H.De Vries, C.W.De Jager, C.De Vries. At. Data Nucl. Data Tables **36**, 495, 1987.

*Рукопись поступила 11 июня 2002 года.*

Н.М. Агабабян, В.В. Аммосов, М. Атаян и др.

Влияние ядерной среды на образование адронов в глубоконеупругом рассеянии нейтрино.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

Редактор Н.В. Ежела

Технический редактор Н.В. Орлова

---

Подписано к печати 17.06.2002. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 1,5. Уч.-изд.л. 1,2. Тираж 130. Заказ 106. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

