



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001–29
ОНФ

Н. Агабабян¹, Г. Айвазян¹, В.В. Аммосов, М. Атаян¹, Н. Григорян¹,
Г. Гулканян¹, А.А. Иванюков, Ж. Карамян¹, В.А. Коротков

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ В НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

¹ Ереванский физический институт, Армения

Аннотация

Агабабян Н., Айвазян Г., Аммосов В.В. и др. Исследование механизмов образования кумулятивных протонов в нейтрино-ядерных взаимодействиях: Препринт ИФВЭ 2001–29. – Протвино, 2001. – 9 с., 3 рис., 1 табл., библиогр.: 14.

Изучены механизмы образования кумулятивных протонов на основе материалов экспозиции пропан-фреоновой пузырьковой камеры СКАТ в широкополосном пучке нейтрино Серпуховского ускорителя. Исследованы кинематические корреляции между кумулятивным протоном и мюоном, предсказываемые механизмом двухнуклонных корреляций (МДК), а также корреляции между парой конечных протонов, обусловленные механизмом поглощения вторичных пионов (ПВП) в ядре. Показано, что вклад МДК в образование кумулятивных протонов наиболее существенен (примерно 50%) в периферических взаимодействиях. Вклад механизма ПВП составляет примерно четверть от инклюзивного сечения образования кумулятивных протонов.

Abstract

Agababyan N., Ajvazyan G., Ammosov V.V. et al. A Study of Cumulative Proton Production Mechanisms in Neutrino-Nucleus Interactions: IHEP Preprint 2001–29. – Protvino, 2001. – p. 9, figs. 3, tables 1, refs.: 14.

The cumulative proton production mechanisms are studied in neutrino-nucleus interactions, with the help of the propane-freon bubble chamber SCAT, irradiated to the neutrino beam at the Serpukhov accelerator. The kinematical correlations are observed between the cumulative proton and muon, as well as between a pair of final protons. These correlations can be attributed, respectively, to the two-nucleon correlation mechanism (TCM) and to the secondary pion absorption (SPA) mechanism. It is shown that the TCM contribution is more essential for peripheral interactions (about 50%), while the SPA causes about a quarter of the inclusive cross section of the cumulative proton production.

Введение

Кумулятивные протоны (КП) во взаимодействиях частиц с ядрами образуются через прямой (спектаторный) и многоступенчатый механизмы. Согласно первому, образование КП происходит в результате взаимодействия налетающей частицы с многонуклонными или многокварковыми образованиями в ядре [1,2]. Простейший спектаторный механизм — это механизм двухнуклонных корреляций (МДК) [2], который предсказывает определенные кинематические корреляции между вторичным лептоном и КП, причем импульсный спектр последнего отражает свойства волновой функции ядра на малых расстояниях. Такие корреляции наблюдались в реакциях взаимодействия (анти)нейтрино с ядром неона [3-5], где была получена оценка вклада МДК в образование КП в периферических взаимодействиях [5]. В непериферических взаимодействиях, а также во взаимодействиях нейтрино с тяжелыми ядрами, вклад МДК оказался незначителен [6,7]. В этих взаимодействиях образование КП вызвано в основном вторичными взаимодействиями в ядре, т.е. многоступенчатыми механизмами.

Основным многоступенчатым механизмом является поглощение вторичных пионов (ПВП) на квазидейтронной паре, приводящее к определенным кинематическим корреляциям между парой конечных протонов. В настоящее время вклад ПВП оценен лишь в адрон-ядерных взаимодействиях [8-11].

Данная работа посвящена исследованию указанных механизмов во взаимодействиях нейтрино с ядрами пропан-фреоновой смеси при энергиях $E_\nu=3-30$ ГэВ. Методика эксперимента описана в разделе 2. В разделе 3 приведены инвариантные спектры КП. В разделах 4 и 5 оценены вклады в образование КП, соответственно, механизмов МДК и ПВП.

1. Методика эксперимента

Эксперимент выполнен на пузырьковой камере СКАТ [12], 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 смеси составила 0.55 г/см³, радиационная длина $X_0=50$ см, длина ядерного

взаимодействия 149 см. Полный объем камеры составлял 6.5 м^3 , используемый эффективный объем равен 1.73 м^3 .

Отбирались события взаимодействий заряженного тока с импульсом μ^- -мезона $P_\mu > 0.5 \text{ ГэВ}/c$. Мюоном считалась отрицательно заряженная частица, обладающая наибольшим поперечным импульсом среди частиц, не претерпевших в камере вторичного взаимодействия. Остальные отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Протоны с импульсом менее $0.6 \div 0.65 \text{ ГэВ}/c$ и часть протонов с импульсом до $0.8 \text{ ГэВ}/c$ идентифицировались по остановке в камере. Остальные положительные частицы считались π^+ -мезонами. Средняя вероятность конверсии γ -квантов в камере составляла 0.67.

При определении энергии нейтрино учитывались заряженные частицы с относительной точностью измерения импульса $\Delta p/p < 27\%$ и γ -кванты с $\Delta p/p < 100\%$. После внесения поправок на незарегистрированные в камере γ -кванты, нейтроны и треки с большой относительной ошибкой измерения импульса отбирались события с энергиями нейтрино в интервале $3 \leq E_\nu \leq 30 \text{ ГэВ}$. Общее количество отобранных событий $N_{tot}=7927$. Средняя энергия нейтрино $\langle E_\nu \rangle = 9.0 \text{ ГэВ}$, среднее значение квадрата переданного импульса $\langle Q^2 \rangle = 2.2 \text{ ГэВ}^2$. Далее отбирались события, содержащие по крайней мере один КП, т.е. протон с полярным углом вылета $\vartheta > 90^\circ$ и с импульсом $p > 0.24 \text{ ГэВ}/c$ (последнее ограничение введено для подавления вклада “испарительных” протонов). В результате было отобрано 1399 событий, содержащих 1699 КП.

2. Инвариантные спектры кумулятивных протонов

На рис. 1 (а) приведен инвариантный спектр КП, поправленный на потери протонов с импульсом $0.6 < p < 0.8 \text{ ГэВ}/c$, обусловленные их выходом из камеры. Его можно описать экспоненциальной зависимостью $\sim \exp(-bp^2)$ с параметром наклона $b=9.4 \pm 0.4 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, который в пределах ошибок согласуется с измерениями, выполненными при помощи пучков адронов, фотонов и нейтрино в широкой области первичных энергий от нескольких ГэВ до нескольких сотен ГэВ (см. ссылки в [11]).

Следует ожидать, что относительные вклады различных механизмов образования КП могут меняться в зависимости от степени периферичности νA -взаимодействий. На рис. 1 сопоставляются инвариантные спектры различных выборок событий, обогащенных периферическими взаимодействиями, а также выборок событий, обогащенных непериферическими взаимодействиями. Использовались следующие критерии для выборок периферических взаимодействий: (i) — события, где КП сопровождается не более чем одним некумулятивным протоном (НП); (ii) — события, где КП не сопровождается другими протонами; (iii) — квазидвухнуклонные события, топологически соответствующие взаимодействиям нейтрино с парами (pn) и (pp), в которых в конечном состоянии присутствует, помимо КП, не более одного НП, а суммарный заряд конечных частиц (включая μ^- -мезон) $q=1$ или 2; (iv) — кваздейтронные события с $q=1$ из выборки квазидвухнуклонных событий. Выборки непериферических событий получают путем исключения из полной выборки соответствующих выборок периферических событий.

Параметры наклона инвариантных спектров для указанных подвыборок приведены в табл. 1. В пределах ошибок значения параметра b для всех подвыборок согласуются друг с другом, однако имеется указание на то, что спектры для периферических событий падают с увеличением p несколько медленнее, чем для непериферических событий.

Таблица 1. Количество кумулятивных протонов, параметр наклона инвариантного спектра b , параметр корреляции β , вклад механизма двухнуклонных корреляций $\beta_{МДК}$

Выборка	Количество кумулятивных протонов	b (ГэВ/с) $^{-2}$	β	$\beta_{МДК}$
a) все события	1699	9.5 ± 0.4	0.43 ± 0.06	$0.36 \pm 0.05 \pm 0.07$
b) $1\overleftarrow{p} + (\leq 1)\overrightarrow{p}$	678	8.9 ± 0.6	0.56 ± 0.09	$0.46 \pm 0.08 \pm 0.09$
c) все, кроме d)	1021	9.9 ± 0.6	0.35 ± 0.08	$0.29 \pm 0.07 \pm 0.06$
d) $1\overleftarrow{p} + 0\overrightarrow{p}$	353	8.9 ± 0.9	0.54 ± 0.15	$0.45 \pm 0.12 \pm 0.09$
e) все, кроме d)	1346	9.8 ± 0.5	0.39 ± 0.07	$0.33 \pm 0.06 \pm 0.07$
f) квазидвух- нуклонные	484	9.1 ± 0.7	0.58 ± 0.12	$0.49 \pm 0.10 \pm 0.10$
g) все, кроме f)	1215	9.9 ± 0.5	0.35 ± 0.07	$0.29 \pm 0.06 \pm 0.06$
h) квазидей- тронные	285	8.8 ± 0.9	0.75 ± 0.15	$0.62 \pm 0.13 \pm 0.12$
i) все, кроме h)	1414	9.9 ± 0.5	0.37 ± 0.07	$0.31 \pm 0.06 \pm 0.06$

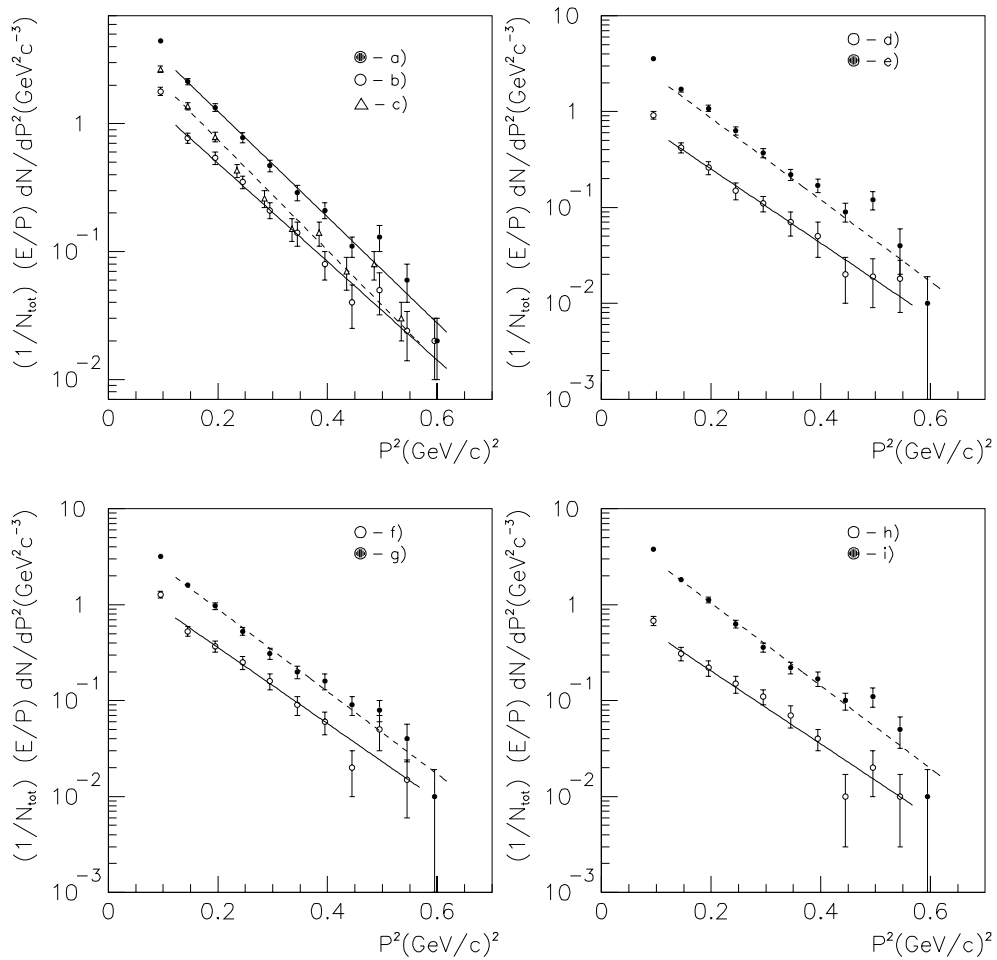


Рис. 1. Инвариантные спектры кумулятивных протонов: (a) — инклюзивный спектр; (b, d, f, h) — полуинклюзивные спектры в периферических, (c, e, g, i) — в непериферических взаимодействиях (см. обозначения в тексте и в таблице).

3. Оценка вклада механизма двухнуклонных корреляций

Согласно МДК, образование КП происходит в процессе взаимодействия первичного лептона с коррелированной парой нуклонов, обладающих равными по величине и противоположно направленными импульсами. Нейтрино рассеивается на нуклоне, импульс которого направлен в переднюю полусферу, а спектаторный нуклон вылетает в заднюю полусферу с первоначальным импульсом \mathbf{p} вследствие разрыва связи между нуклонами пары. Рассеяние нейтрино на движущемся вперед нуклоне приводит к экспериментально наблюдаемому эффекту смещения в сторону меньших значений распределений по переменной Бьеркена x и переменной $v \equiv xy = (E_\mu - p_\mu^L)/m$, которая определяется кинематическими переменными мюона — энергией E_μ и продольным импульсом p_μ^L — и не требует отдельного измерения скейлинговых переменных x и $y = (E_\nu - E_\mu)/E_\nu$. При этом среднее значение переменной v оказывается [2,5] линейно убывающей функцией кинематической переменной кумулятивного протона $\alpha = (E - p^L)/m$ (где E, p^L и m — энергия, продольный импульс и масса КП):

$$\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle = 2 - \alpha, \quad (1)$$

где $\langle v \rangle$ — среднее значение переменной v в инклюзивном процессе рассеяния. В данном эксперименте $\langle v \rangle = 0.138$.

Зависимость (1) подтверждается экспериментальными данными по рассеянию (анти)нейтрино на дейтроне [5]. В случае сложного ядра-мишени корреляция может быть ослаблена вследствие перерассеяния протона в ядре.

На рис. 2 представлена зависимость $\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle$ от α для всех рассмотренных выше подвыборок событий и результат ее аппроксимации линейным выражением

$$\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle = (1 + \beta) - \beta\alpha. \quad (2)$$

Значения параметра β , характеризующего величину кинематической корреляции между рассеянным лептоном и КП, приведены в таблице. Данные указывают на то, что в периферических событиях степень коррелированности выше, чем в непериферических, и достигает наибольшего значения для подвыборки квазидейтронных событий.

Ранее параметр β был получен [5] для взаимодействий νNe ($\bar{\nu}\text{Ne}$) при минимальном импульсе $p_{мин} = 0.35$ ГэВ/с. Для полной выборки событий было получено $\beta = 0.36 \pm 0.19$ (0.24 ± 0.20), а для подвыборки периферических событий, не содержащих помимо КП других протонов, $\beta = 0.90 \pm 0.26$ (0.69 ± 0.24). Эти значения сопоставимы с величинами, извлеченными из наших данных при $p_{мин} = 0.35$ ГэВ/с: $\beta = 0.44 \pm 0.06$ для полной выборки и $\beta = 0.79 \pm 0.14$ для подвыборки, не содержащей сопровождающих протонов.

На основе приведенных в таблице значений параметра β можно получить оценки относительного вклада МДК в образование КП. Если допустить, что наблюдаемые корреляции целиком обусловлены МДК, а в конкурирующих механизмах корреляции отсутствуют, то их относительные вклады будут равны, соответственно $\beta_{МДК} = \beta$ и $\beta_0 = 1 - \beta$. Но поскольку некоторые из конкурирующих механизмов также могут привести определенный вклад, то величина β определяет верхнюю границу относительного вклада МДК, т.е. $\beta_{МДК}^{max} = \beta$. К таким процессам относятся многонуклонные (три и более нуклона) корреляции, которым соответствует более слабая зависимость [2]:

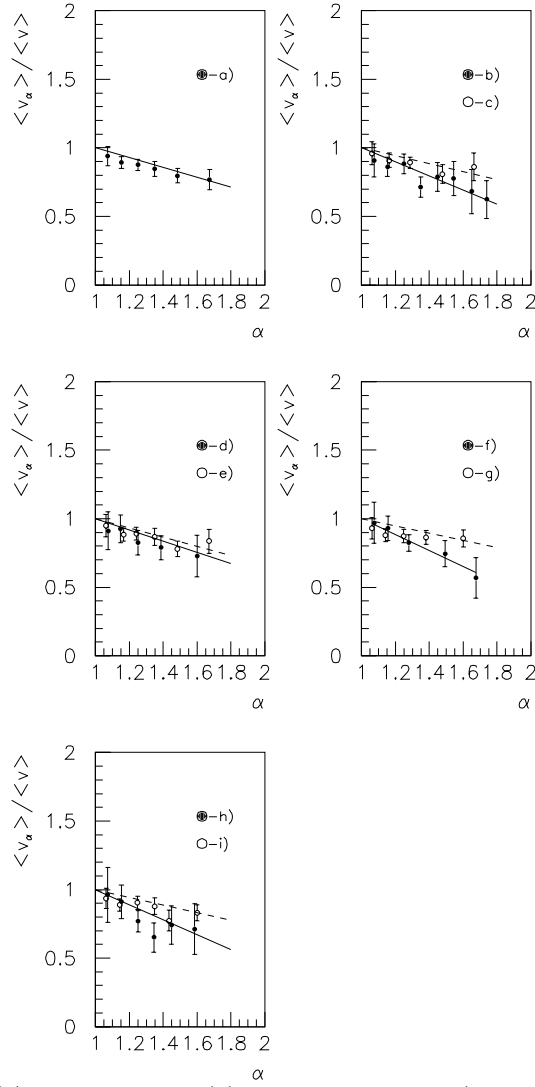


Рис. 2. Зависимость $\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle$ от α для всех (а), периферических (b, d, f, h) и непериферических (с, е, g, i) событий.

$$\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle = \frac{1}{\bar{k} - 1} (\bar{k} - \alpha), \quad (3)$$

где $\bar{k} \geq 3$ — эффективное число коррелированных нуклонов кластера, из которого вылетает КП. Поскольку вероятность многонуклонных корреляций значительно меньше двухнуклонных, то можно ожидать, что их суммарный относительный вклад $\beta_k < \beta_{МДК}$. Если КП образуются через три рассмотренных выше механизма ($\beta_{МДК} + \beta_k + \beta_0 = 1$), то измеренный параметр β выражается как

$$\beta = \beta_{МДК} + \frac{1}{\bar{k} - 1} \beta_k, \quad (4)$$

откуда следует $\beta_{МДК}^{min} = \frac{2}{3}\beta$ (при $\beta_k < \beta_{МДК}$ и $\bar{k} \geq 3$). Комбинируя верхнюю и нижнюю границы $\beta_{МДК}^{max}$ и $\beta_{МДК}^{min}$, можно принять в качестве его оценки $\beta_{МДК} = \frac{5}{6}(\beta \pm \Delta\beta) \pm \frac{1}{6}\beta$,

где помимо статистической ошибки $\Delta\beta$ учтен также максимальный разброс $\pm\frac{1}{6}\beta$ между верхней и нижней границами (последний столбец таблицы).

Приведенные в таблице оценки вклада МДК не учитывают того обстоятельства, что образованный в первичном акте протон может претерпевать в ядре перерассеяние, приводящее к ослаблению корреляции между $\langle v_\alpha \rangle$ и α . Средний потенциальный пробег протона в ядре равен приблизительно $\bar{L} = 0.75 \bar{R}$, где $\bar{R} = 3.6$ Фм при взаимодействии нейтрино со смесью ядер С, F, Вг со средним атомным весом $\bar{A} = 27$. При среднем свободном пробеге протонов в ядре $\lambda = 5$ Фм [13,14] вероятность перерассеяния составляет около 0.4. Следовательно, приведенные в таблице оценки $\beta_{МДК}$ для полной выборки и для подвыборок непериферических взаимодействий могут оказаться заниженными примерно на 40%. Для периферических же взаимодействий эта поправка должна быть значительно ниже из-за меньшего среднего потенциального пробега протонов, а также вследствие того, что вторичное взаимодействие может привести к увеличению количества протонов в конечном соответствовать категории непериферических взаимодействий.

Как видно из таблицы, МДК доминирует в подвыборке квазидейтронных событий. Инвариантный спектр КП для этой подвыборки характеризуется параметром наклона $b(pn) = 8.8 \pm 0.9$ (ГэВ/с) $^{-2}$. Если принять во внимание, что конкурирующие механизмы, небольшая примесь которых может присутствовать в подвыборке квазидейтронных событий, характеризуются несколько большими значениями параметра наклона, то для МДК значение этого параметра ожидается $b(МДК) \leq b(pn)$. Сопоставление $b(МДК)$ с аналогичным параметром для кумулятивных (спектаторных) протонов, образованных во взаимодействиях (анти)нейтрино со свободным дейтроном [5] ($b(d) = 12.8 \pm 2.0$ (ГэВ/с) $^{-2}$), показывает, что вероятность высокоимпульсного компонента в квазидейтроне больше, чем в дейтроне в $exp(p^2/q_0^2)$ раз, где $q_0 = 0.50 \pm 0.14$ ГэВ/с.

4. Оценка вклада механизма поглощения вторичных пионов

Основным двухступенчатым механизмом образования КП является поглощение парой внутриядерных нуклонов сравнительно малоэнергичных пионов ($p_\pi \leq 0.5$ ГэВ/с), рожденных в первичном акте νN -взаимодействия:

$$\pi(NN) \rightarrow \overleftarrow{p} p, \quad (5)$$

где один из протонов (\overleftarrow{p}) вылетает в заднюю полусферу. В частном случае поглощения π^+ -мезона на свободном дейтроне, $\pi^+d \rightarrow pp$, величина

$$\mu^2 = (T_1 + T_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \quad (6)$$

(где $T_1, T_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ — кинетические энергии и импульсы конечных протонов) не зависит от импульса пиона и равна $\mu^2 = m_\pi^2$. Можно показать, что в случае поглощения промежуточного пиона парой связанных в ядре нуклонов распределение по μ^2 имеет максимум, смещенный от m_π^2 в сторону меньших значений на $\delta \approx 2\Delta E(T_1 + T_2) + p_d^2$, и ширину $\gamma \approx 2|\mathbf{p}_d(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)|$, где ΔE — средняя энергия связи и p_d — средняя величина ферми-импульса пары нуклонов в ядре (см. пунктирную кривую на рис. 3, рассчитанную для ядра $A=27$ [11]).

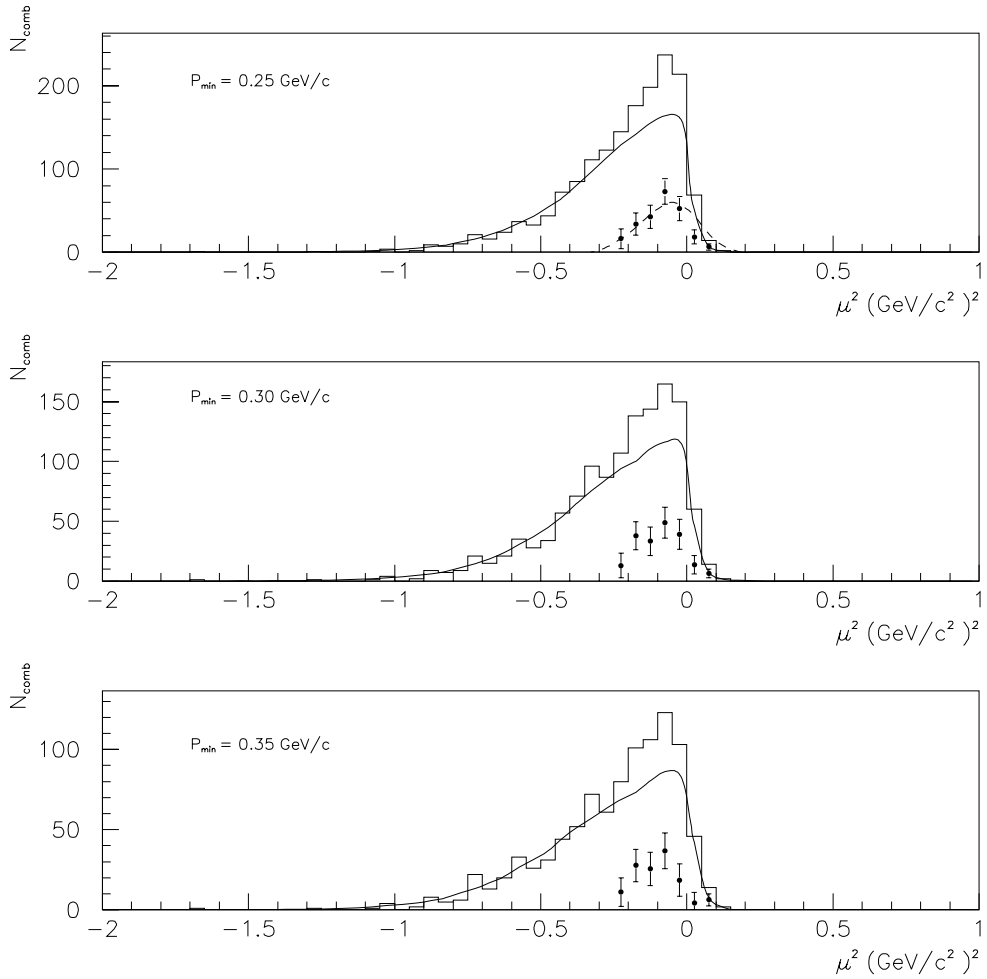


Рис. 3. Распределение по переменной μ^2 для пары протонов с минимальным импульсом 0.25, 0.30 и 0.35 ГэВ/с.

Отметим, что в реакции (5) на покоящемся дейтроне минимальный импульс протона равен $p_{мин} = 0.37$ ГэВ/с, в то время как из-за ферми-движения эта граница уменьшается до $p_{мин} = 0.2 - 0.25$ ГэВ/с. Поэтому при исследовании механизма ПВП отбирались события реакции



содержащие, помимо КП, по крайней мере один протон с импульсом $p > 0.25$ ГэВ/с, вылетевший в переднюю полусферу. Минимальный импульс КП варьировался от 0.25 до 0.35 ГэВ/с.

На рис. 3 показаны распределения по μ^2 в реакции (7). Сплошными кривыми показан комбинаторный фон, полученный путем комбинирования протонов, летящих в заднюю и переднюю полусферы, из разных событий. Фоновая кривая нормирована на экспериментальную гистограмму в области $\mu^2 < -0.25$ (ГэВ/с²)², где вклад ПВП ожидается пренебрежимо малым. Разница между экспериментальным и фоновым распределениями имеет такую же форму, как и расчетная пунктирная кривая. Поэтому эта разница может быть приписана механизму ПВП (во всей области $\mu^2 > -0.25$ (ГэВ/с²)²). Вклад этого механизма в инклюзивное сечение образования КП с импульсами $p > p_{мин}$ составил

$\alpha(\text{ПВП})=0.15\pm 0.02$, 0.16 ± 0.02 и 0.14 ± 0.02 при $p_{\text{мин}}=0.25$, 0.3 и 0.35 ГэВ/с соответственно. Отметим, что эти значения заметно меньше, чем в адрон-ядерных взаимодействиях [8-11]: для легких ядер $12 \leq A \leq 27$ величина $\alpha(\text{ПВП})$ заключена при $p_{\text{мин}}=0.25$ ГэВ/с в пределах от 0.21 ± 0.03 до 0.26 ± 0.04 . Такое различие обусловлено, по-видимому, тем, что средняя потенциальная длина \bar{l}_π пролета пионов через ядро в нейтринных взаимодействиях несколько меньше, чем в адронных взаимодействиях.

Можно ожидать, что с увеличением периферичности взаимодействия (т.е. с уменьшением \bar{l}_π) вероятность ПВП уменьшается. Для подвыборки сравнительно периферических взаимодействий, когда в конечном состоянии присутствует одна пара нуклонов (т.е. состояние X в правой части выражения (7) не содержит идентифицированных протонов), получено $\alpha(\text{ПВП})=0.09\pm 0.05$, что не противоречит ожидаемому ослаблению роли механизма ПВП.

До сих пор мы рассматривали ПВП, соответствующее процессу (5) с двумя протонами в конечном состоянии, т.е. $\pi^+(pn) \rightarrow \bar{p}p$ и $\pi^0(pp) \rightarrow \bar{p}p$. Очевидно, что могут иметь место и другие процессы с образованием КП и нейтрона: $\pi^+(nn) \rightarrow \bar{p}n$, $\pi^0(pn) \rightarrow \bar{p}n$, $\pi^-(pp) \rightarrow \bar{p}n$. В соответствии с оценками [8], вклад последних составляет $\sim 60\%$ от вклада субпроцессов (5). Таким образом, полный вклад механизма ПВП в инклюзивное сечение образования КП можно оценить как $\alpha_{NN}(\text{ПВП})=1.6\alpha(\text{ПВП})=0.24\pm 0.03$.

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, приведенные оценки, основанные на наблюдении кинематических корреляций, могут оказаться заниженными, поскольку эти корреляции могут быть заметно нарушены из-за процессов внутриядерного перерасеяния. Протоны, образованные в процессах $\pi(NN) \rightarrow \bar{p}p$, разлетаются преимущественно под большими углами; их перерасеяния приводят, в основном, к уменьшению угла разлета, т.е. к расширению распределения по μ^2 в сторону отрицательных значений, и, следовательно, к ослаблению наблюдаемого эффекта.

Заключение

Исследованы механизмы образования кумулятивных протонов во взаимодействиях нейтрино высоких энергий с ядрами. Наблюдены кинематические корреляции между КП и рассеянным лептоном, обусловленные механизмом двухнуклонных корреляций МДК, а также корреляции между парой протонов, обусловленные механизмом поглощения вторичных пионов ПВП.

Получены оценки для относительного вклада МДК в образование КП. Он составляет $0.36\pm 0.05\pm 0.07$ в инклюзивном образовании КП и увеличивается в периферических взаимодействиях. В частности, МДК доминирует в подвыборке квазидейтронных событий ($\beta(\text{МДК})=0.62\pm 0.13\pm 0.12$), что позволяет извлечь информацию о высокоимпульсной компоненте в квазидейтроне, вероятность которой в $\text{exp}(p^2/q_0^2)$ раз больше, чем в свободном дейтроне ($q_0 = 0.50\pm 0.14$ ГэВ/с). Вклад механизма ПВП — с учетом всех процессов $\pi NN \rightarrow \bar{p}p$ — составляет 0.24 ± 0.03 от инклюзивного сечения образования КП. Это значение заметно меньше, чем в случае взаимодействия адронов с ядром $A=27$. Получено указание, что этот вклад слабо зависит от степени периферичности νA -взаимодействия.

Два рассмотренных механизма отвечают примерно за половину инклюзивного сечения образования КП: $\beta(\text{МДК}+\text{ПВП})=0.52\pm 0.06\pm 0.14$. В периферических же взаимодействиях через эти механизмы образуется подавляющая часть КП.

Список литературы

- [1] Балдин А.М. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 8. С. 429.
- [2] Frankfurt L.L., Strikman M.I. // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215; *ibid.* 1988. V. 160. P. 235.
- [3] Berge J.P et al. // Phys. Rev. 1978. V. D18. P. 1367.
- [4] Efremenko V.I. // Phys. Rev. 1980. V. D22, P. 2581.
- [5] Matsinos E. et al. // Z. Phys. 1989. V. C44. P. 79.
- [6] Аммосов В.В. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1186.
- [7] Баранов Д.С. и др. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1454.
- [8] Асатурян В.М., Гулканян Г.Р., Худавердян А.Е. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1059; Nucl. Phys. 1989. V. A496. P. 770.
- [9] Армутлийски Д. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1712.
- [10] Alimov M.A. et al. // Phys. Rev. 1992. V. D46. P. 45.
- [11] Agababyan N.M. et al. // Z. Phys. 1955. V. C66. P. 385.
- [12] Аммосов В.В. и др. // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 648.
- [13] Nadasen A. et al. // Phys. Rev. 1981. V. C23. P. 1023.
- [14] Negele J.W., Yazaki K. // Phys. Rev. 1977. V. D15. P. 71.

Рукопись поступила 3 июля 2001 г.

Н.Агабабян, Г.Айвазян, В.В.Аммосов и др.

Исследование механизмов образования кумулятивных протонов в нейтрино-ядерных взаимодействиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Л.Ф.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 06.07.2001. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 1,12. Уч.-изд.л. 0.9. Тираж 130. Заказ 109. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

