

СЗ46.2Г

Г-22

23/40

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2697/2-73

1 - 7124

А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова, А.В.Никитин,
А.И.Родионов, Ю.А.Троян

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pX$
В ДИАПАЗОНЕ ИМПУЛЬСОВ (2-10) ГЭВ/С

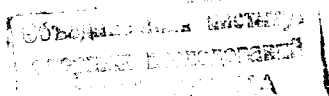
1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7124

А.П.Гаспарян, Д.К.Копылова, А.В.Никитин,
А.И.Родионов, Ю.А.Троян

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pX$
В ДИАПАЗОНЕ ИМПУЛЬСОВ (2-10) ГЭВ/С



В предлагаемой работе изучается структурная функция /1/ $f(x, p_{\perp}^2, s) = E^* \frac{d^3 \sigma}{dp^3}$ для инклюзивных процессов

типа $np \rightarrow pX$ в диапазоне энергий налетающих нейтронов /2-10/ Гэв. Методы разделения каналов реакций и оценка импульса нейтрона, вызвавшего данное наблюдаемое взаимодействие, изложены в наших работах /2,3/.

Мы проводим изучение структурной функции в переменных x, p_{\perp}, s , где x определяется как p_{\parallel}^* / p^* . Здесь p_{\parallel}^* - продольный импульс наблюдаемого протона

в системе центра масс, $p_{\parallel}^* = \frac{1}{2\sqrt{s}} [s - (m_n + m_p)^2]^{1/2} [s - (m_n - m_p)^2]^{1/2}$, s -

-квадрат полной энергии в с.ц.м. Переходя к переменным x и p_{\perp}^2 , получаем структурную функцию в виде

$$f(x, p_{\perp}^2, s) = \frac{E^*}{\pi p_{\max}^*} \frac{d^2 \sigma}{dx \cdot dp_{\perp}^2},$$

где E^* - энергия наблюдаемой частицы в с.ц.м. В нашем эксперименте изучаемая реакция $np \rightarrow pX$ не является чисто инклюзивной, т.к. не учтены каналы $np \rightarrow np(k\pi^0)$, где $k = 0, 1, 2, \dots$ /однолучевые взаимодействия/ и $np \rightarrow NNk\pi(k=5,6\dots)$ /семилучевые взаимодействия/. В дальнейшем мы обсудим поправки на эти события в структурную функцию и покажем, что в области $x > 0$ для всех P_n поправки малы. На рисунках будут приведены экспериментальные результаты со статистически-

ми ошибками. Замечания об учете методических ошибок и величине полных ошибок см. в работах /2,3,3/. На рис. 1 показано поведение $Z(s) = \int_{-1}^{+1} \Phi(x, s) dx$, где

$$\Phi(x, s) = \int_0^{\infty} f(x, p_{\perp}^2, s) d p_{\perp}^2, \quad \text{в зависимости от энергии:}$$

верхние точки для полного интеграла по $x [(-1) \div (1)]$, ниже идут точки, представляющие интеграл по центральной части $x [(-0,6) \div (0,6)]$, следующие точки для интеграла в области $x [(-1) \div (-0,6)]$ и самые нижние точки - интеграл по x в области $[(0,6) - (1)]$. Из рисунка видно, что, несмотря на то, что полный интеграл в пределах ошибок перестает меняться, начиная с $P_n \sim 7$ Гэв/с, значения периферических и центрального интегралов не показывают постоянного поведения с энергией. Поведение периферических частей хорошо описывается функцией

$$\text{вида } 3,48 - \frac{8,3}{\sqrt{s}} \quad \text{для } x < (-0,6); (\chi^2 = 5,5; n=5) \quad \text{и } 3,28 - \frac{8,3}{\sqrt{s}}$$

для $x > (0,6); (\chi^2 = 7; n=5)$. Сумма периферических частей

$$\text{аппроксимируется зависимостью } 6,76 - \frac{16,6}{\sqrt{s}}. \text{ Постоянная}$$

часть этой зависимости в точности равна пределу, которого достигает полный интеграл /6,8/. Тогда центральная часть опишется функцией $16,6/\sqrt{s}$, значение которой падает с увеличением энергии. При $P_n = 10,5$ Гэв/с вклад центральной части в полный интеграл еще достаточно велик и составляет 46%. Однако, после $P_n \approx 8$ Гэв/с возможно замедление темпа падения интеграла по центральной части, что видно также из рис. 2,3. На рис. 2* представлено распределение $\Phi(x, s)$ для различных интервалов P_n . В зависимости от P_n форма распределения сильно меняется, образуя, с увеличением P_n , провал в области $x \approx 0$. Внесение поправок, как будет следовать

* Чтобы получить правильное значение величин из графиков, приведенных в работе /рис. 2,3/, необходимо соответствующие распределения поделить на длину интервала, через который производится построение.

из дальнейшего, не нарушает тенденции уменьшения значений $\Phi(x, s)$ в области $x \approx 0$. На рис. 3 показано распределение $\phi(p_{\perp}^2, s) = \int_{-1}^{+1} f(x, p_{\perp}^2, s) dx$ в 4-импульсных интервалах.

Распределения аппроксимировались экспоненциальной функцией вида

$$N_1 e^{-b_1 p_{\perp}^2} + N_2 e^{-b_2 p_{\perp}^2}.$$

Такой же функцией аппроксимировались и распределения $\phi(p_{\perp}^2, s)$ для различных областей x . Величины полученных параметров приведены в таблицах I и II. Для значений $x [(-1) \div (-0,5)]$ /см. таблицу I/ распределение $\phi(p_{\perp}^2, s)$ представляется двумя экспонентами с различными наклонами; наклон первой экспоненты b_1 имеет значение $\sim /14-16/$, наклон второй $b_2 \sim (3-5)$. Возможно, такой большой наклон первой экспоненты объясняется рождением изобары /4/. Вклад второй экспоненты в полный интеграл с ростом P_n в пределах ошибок остается постоянным и равен $\sim 40\%$ для $P_n > 5$ Гэв/с. В остальных областях x наклон экспонент мал и в среднем имеет значение, близкое по своей величине к b_2 в области $x [(-1) \div (-0,5)]$. При аппроксимации распределений $\phi(p_{\perp}^2, s)$ для всех x происходит усреднение /см. таблицу II/. Наклон первой экспоненты b_1 равен /10-13/, что заметно меньше, чем у π -мезонов из той же реакции /5/ [$b_1(\pi) \sim (17-18)$], а наклон $b_2 \sim (3-4)$ и является универсальным /6/. Вклад второй экспоненты в полный интеграл (δ) с изменением P_n остается, в пределах ошибок, постоянным, тогда как для π -мезонов δ растет с увеличением P_n . На рис. 4 приводится зависимость

($\sqrt{p_{\perp}^2}$)_E от x для 4-импульсных интервалов.

Распределение имеет одинаковую форму для всех P_n , в котором, в отличие от π -мезонов /5/ "эффекта чайки" не наблюдается, но видно сильное уменьшение величины ($\sqrt{p_{\perp}^2}$)_E при стремлении $|x| \rightarrow 1$. Значения ($\sqrt{p_{\perp}^2}$)_E найдены из инвариантного инклюзивного сечения. Незвешенные распределения $\sqrt{p_{\perp}^2}$ имеют такую же форму, а величины $\sqrt{p_{\perp}^2}$ несколько меньше взвешенных величин

Таблица I

P_n [ГэВ/c]	x	x_{n-1}^2	N_1	b_1	N_2	b_2
3-5	(0,5)-(1)	1.5	0.42 ± 0.04	10.0 ± 0.6	0	0
5-7		0.3	0.28 ± 0.09	15.2 ± 6.2	0.22 ± 0.10	4.5 ± 0.7
7-9		0.7	0.42 ± 0.03	5.8 ± 0.5	0.04 ± 0.04	1.0 ± 1.5
>9		0.9	0.47 ± 0.03	5.5 ± 0.5	0.04 ± 0.04	0.8 ± 0.8
3-5	(0)-(0,5)	0.9	0.53 ± 0.12	10.2 ± 8.9	0.47 ± 0.12	4.4 ± 0.4
5-7		1.6	0.41 ± 0.02	3.7 ± 0.1	0	0
7-9		0.8	0.16 ± 0.09	5.5 ± 2.8	0.13 ± 0.09	2.1 ± 0.5
>9		0.9	0.10 ± 0.03	9.0 ± 4.7	0.09 ± 0.02	1.9 ± 0.3
3-5	(-0,5)-(0)	0.9	0.82 ± 0.04	5.6 ± 0.2	0	0
5-7		0.8	0.39 ± 0.02	3.7 ± 0.1	0	0
7-9		0.8	0.19 ± 0.02	5.6 ± 1.8	0.08 ± 0.07	2.1 ± 0.6
>9		1.2	0.19 ± 0.02	4.1 ± 1.2	0.03 ± 0.02	1.4 ± 1.0
3-5	(-1)-(-0,5)	1.6	0.88 ± 0.02	12.1 ± 0.8	0	0
5-7		1.5	0.80 ± 0.09	17.0 ± 3.2	0.16 ± 0.06	5.2 ± 0.9
7-9		0.9	0.78 ± 0.06	14.4 ± 1.6	0.09 ± 0.03	2.8 ± 0.4
>9		1.4	1.08 ± 0.10	17.7 ± 2.4	0.19 ± 0.05	3.8 ± 0.4

Таблица II

P_n [ГэВ/c]	x_{n-1}^2	N_1	b_1	N_2	b_2	δ
3-5	0.9	15.9 ± 0.35	11.7 ± 3.0	1.24 ± 0.40	4.8 ± 0.5	$(65 \pm 12)\%$
5-7	0.6	1.28 ± 0.13	14.3 ± 2.5	1.04 ± 0.40	3.5 ± 0.1	$(75 \pm 10)\%$
7-9	0.9	1.35 ± 0.08	9.8 ± 1.0	0.48 ± 0.07	2.4 ± 0.2	$(59 \pm 7)\%$
>9	1.1	1.50 ± 0.09	10.3 ± 1.1	0.49 ± 0.08	2.4 ± 0.2	$(59 \pm 7)\%$

$(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$. В центральной области $x [(-0,5) \div (0,5)]$, для всех P_n , где величина $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ не зависит от x , структурную функцию можно факторизовать, представив в виде произведения $f = g_1(x)g_2(p_{\perp}^2)$. Для значений x , близких к 1, между $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ и x наблюдаются корреляции, слабо зависящие от P_n . Обсудим величины поправок, которые надо внести в распределение $\Phi(x, s)$, чтобы сделать его полностью инклюзивным. Наиболее существенной поправкой является поправка на упругое рассеяние $pr \rightarrow pr$. Она имеет большое значение только в интервале $x [(-1) - (-0,9)]$ и с увеличением x быстро падает. Для того, чтобы внести поправку на неупругую реакцию $pr \rightarrow pr(k\pi^0)$, где $k=1,2,3, \dots (1)$, мы предположим, что форма распределения $\Phi(x, s)$ для протонов из реакции /1/ такая же, как для протонов из реакций $pr \rightarrow pr\pi^-(II)$ и $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^0(III)$, но протоны из реакции /1/ в основном летят назад /что следует, например, из угловых распределений протонов в реакции III//7/. Поэтому поправка существенна только для значений $x < 0$ и исчезает при возрастании x .

В центральной области $x [(-0,6) + (0,6)]$ вводится поправка на 7-лучевые события [$pr \rightarrow NN(k\pi)$, где $k=5,6, \dots$]. Сечение образования этих событий близко к сечению канала $pr \rightarrow pn5\pi$, которое для $P_n \sim 8$ ГэВ/с равно $0,06 \pm 0,03$ мб /8/. Поэтому поправка очень мала.

Поправка на перезарядку сказывается только в интервале $x [(0,9) - (1)]$, но она также мала, т.к. мало сечение перезарядки $[(0,06 + 0,03) \text{ мб при } P_n = 8 \text{ ГэВ/с}]^9$. Таким образом, можно утверждать, что поправки на все неизучаемые каналы в области $x < 0$ велики $> 50\%$, в области $x > 0$ для различных P_n составляют $/13-18\%$, а для $x > 0,6$ - $/5-7\%$.

Выводы

В распределении $Z(s) = \int \Phi(x, s) dx$ периферические интегралы по $x [(-1) \div (-0,6)]$ и $[(0,6) \div (1)]$ описываются функциями $3,48 - \frac{8,3}{\sqrt{s}}$ и $3,28 - \frac{8,3}{\sqrt{s}}$, а центральный интеграл по $x [(-0,6) \div (0,6)]$ - функцией $\frac{16,6}{\sqrt{s}}$.

Форма распределений $\Phi(x,s) = \int_0^{\infty} f(x, p_{\perp}^2, s) dp_{\perp}^2$ различна в зависимости от P_n . Значение $\Phi(x,s)$ в области $x \rightarrow 0$ при увеличении P_n уменьшается, а при $|x| \rightarrow 1$ - растёт.

Зависимость $\phi(p_{\perp}^2, s) = \int_{-1}^{+1} f(p_{\perp}^2, x, s) dx$ аппроксимируется в области $x[(-1) - (-0,5)]$ суммой двух экспонент с разными наклонами $N_1 e^{-b_1 p_{\perp}^2} + N_2 e^{-b_2 p_{\perp}^2}$ [$b_1 \sim (14-16)$; $b_2 \sim (3-5)$]. Для всех остальных значений x подавляющую роль играет экспонента с малым наклоном [$b \sim (5-7)$]. Вклад экспоненты с малым наклоном в полный интеграл с изменением P_n в пределах ошибок остается постоянным.

В зависимости $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ от x "эффекта чайки" не наблюдается, но заметно сильное уменьшение значений $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ при стремлении $|x| \rightarrow 1$. С возрастанием P_n наблюдается увеличение $(\sqrt{p_{\perp}^2})_E$ для всех x . Однако этот рост замедляется в последних двух интервалах P_n .

Авторы выражают благодарность лаборантам нейтронной группы и И.А.Первушиной за изготовление рисунков.

Литература

1. R.P. Feynman. *Phys. Rev. Lett.*, 23, 1415 (1969).
2. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. *Препринт ОИЯИ Р1-3881*, Дубна, 1968.
В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Ю.А. Троян. *Препринт ОИЯИ Р1-3145*, Дубна, 1967.
3. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. *Препринт ОИЯИ Р1-5665*, Дубна, 1971.
В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. *ЯФ*, т. 9, 565, 1969.
4. E. Jen, E. Berger. *Phys. Rev. Lett.*, 24, 695 (1970).
5. А.П. Гаспарян, Д.К. Копылова, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Ю.А. Троян. *Сообщение ОИЯИ 1-7071*, Дубна, 1973.
6. C.W. Akerlof et al. *Phys. Rev.*, D3, 645 (1971).
7. А.П. Гаспарян, Д.К. Копылова, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. *Сообщение ОИЯИ 1-6211*, Дубна, 1972.

8. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. *ЯФ*, т. 14, 764, 1971.
9. G. Manning et al. *Nuovo Cimento*, vol. 41A, No. 1, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1973 года.