

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований

дубна

С3438

A-724

14/5-79

P4 - 12207

1811/2-79

А.Н. Антонов, В.А. Николаев, И.Ж. Петков

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
В МОДЕЛИ КОГЕРЕНТНЫХ ФЛУКТОНОВ

1979

P4 - 12207

А.Н.Антонов,* В.А.Николаев,* И.Ж.Петков*

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
В МОДЕЛИ КОГЕРЕНТНЫХ ФЛУКТОНОВ

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
Болгарской академии наук, София.



Антонов А.Н. и др.

P4 - 12207

Инклюзивные дифференциальные сечения рождения протонов в протон-ядерных столкновениях в модели когерентных флуктонов

Сравнивается угловая зависимость релятивистски инвариантной структурной функции с расчетной, полученной в рамках модели Вебера-Миллера без взаимодействия в конечном состоянии. При этом импульсное распределение нуклонов в ядре отвечает предложенной авторами модели когерентных флуктонов. Рассматривается предельный вариант прямого взаимодействия, предложенный Амадо и Волошиным. Расчеты хорошо воспроизводят интерполированные к углу 180° экспериментальные данные и правильно передают общий ход сечения в зависимости от энергии наблюдаемого протона. Полученные абсолютные значения сечений существенно зависят от конкретного вида импульсного распределения (наличия высокоимпульсных компонент).

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Antonov N.A. et al.

P4 - 12207

Inclusive Differential Cross Sections for Backward Emitted Protons in Proton-Nuclei Interactions in the Model of Coherent Fluctons

The general characteristics of the inclusive cross-section backward proton production in proton-nuclei interactions are considered on the basis of a nucleon momentum distribution in the model of coherent nuclear density fluctuations.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. Исследования высокоэнергетических адрон-ядерных столкновений показали, что энергии инклюзивных частиц достигают значений существенно больших, чем разрешенные кинематикой свободных адрон-нуклонных столкновений. Было предположено, что такие энергетические спектры частиц могут быть связаны с короткодействующими корреляциями между нуклонами ядер^{/1/} или с высокоимпульсными компонентами волновой функции ядра^{/2/}. Недавно проведены измерения двойных инклюзивных дифференциальных сечений рождения протонов назад в протон-ядерных столкновениях в области средних энергий /600-800 МэВ/^{/3-5, 6/}. В работах^{/4, 5/} измерялись сечения для нескольких углов вылета регистрируемых протонов. Авторы^{/5/} сравнивают угловую зависимость релятивистски инвариантной структурной функции

$$\tilde{f} = \frac{E}{\sigma_1 q^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dq}, \quad /1/$$

где q , E - импульс и полная энергия регистрируемого протона, а σ_1 - полное сечение протон-ядерного взаимодействия, с расчетной при трех значениях энергий E . Расчеты проводились в рамках модели, предложенной в^{/7/}. В этой модели испускание высокоэнергетичного протона происходит из основного состояния ядра мишени A , а налетающий протон взаимодействует с остатком из $A-1$ нуклонов вне массовой оболочки. Взаимодействие в конечном состоянии не учитывается. Диаграмма процесса, отвечающая такому механизму, дана на рис. 1.

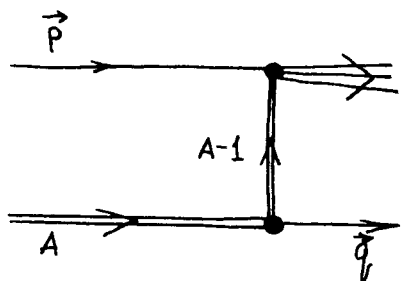


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая механизму Вебера-Миллера. \vec{p} - импульс налетающего протона, \vec{q} - импульс регистрируемого протона, A - ядро-мишень.

В работе^{/5/} показано, что модель Вебера-Миллера в таком ее предельном варианте не может дать ни абсолютных значений наблюдаемых сечений, ни относительной угловой зависимости структурной функции /рис. 2, кривая а/.

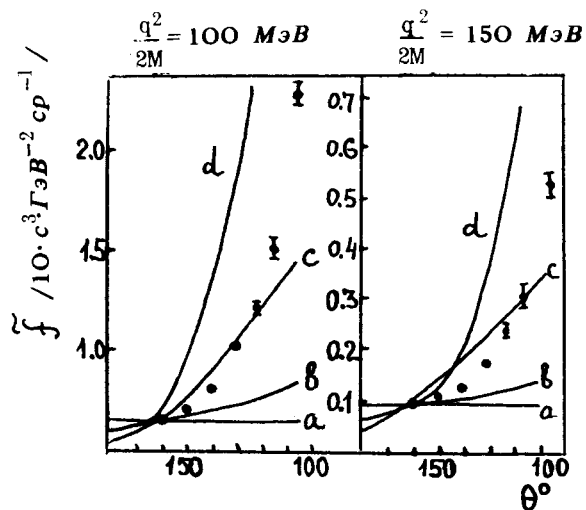


Рис. 2. Угловая зависимость структурной функции /1/ для двух значений энергии регистрируемого протона. Кривая а/ - расчет из^{/5/} в модели Вебера-Миллера^{/4/}; кривые в/ и с/ - расчеты из^{/5/} с учетом трех- и двухнуклонных кластеров. Кривая д - настоящий расчет.

2. В настоящей работе рассматривается другой предельный вариант прямого взаимодействия, предложенный Амадо и Волошиным^{/2/}. В этой модели налетающий протон с импульсом \vec{p} выбивает нуклон мишени /с импульсом \vec{k} / на массовую оболочку с наблюдаемым импульсом \vec{q} /рис. 3/. Как и в модели Вебера-Миллера, взаимодействие в конечном состоянии не учитывается.

Дифференциальное сечение процесса дается выражением^{/2/}:

$$\frac{d\sigma}{d^3q} = \frac{1}{2(2\pi)^5} \cdot \frac{1}{pE(\vec{q})} \cdot \int \frac{d^3k}{E(\vec{k})E(\vec{p}+\vec{k}-\vec{q})} \cdot n(k) \times$$

$$\times |m_{NN}|^2 \delta(E(p) + M - E(\vec{q}) - E(\vec{p} + \vec{k} - \vec{q}) - \bar{\epsilon}).$$

/2/

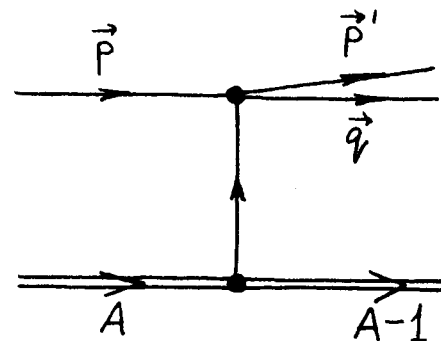


Рис. 3. Диаграмма, соответствующая механизму Амадо-Волошина^{/2/}.

В выражении /2/ $E(q) = (M^2 + q^2)^{1/2}$, $|m_{NN}|^2$ - квадрат инвариантной амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, усредненный по спину, $n(k)$ - импульсное распределение нуклонов ядра мишени, $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия взаимодействия нуклона в ядре мишени, определяемая из экспериментальных данных по квазиупругому рассеянию электронов^{/8/}. Мы используем следующее выражение для квадрата инвариантной нуклон-нуклонной амплитуды:

$$|m_{NN}|^2 = (8\pi)^2 S |f_{NN}|^2.$$

/3/

Здесь s - инвариантная энергетическая переменная, f_{NN} - амплитуда N-N-рассеяния в системе центра масс с параметрами из /9/.

Интегрирование в /2/ по \vec{k} можно свести к интегрированию по $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{k} - \vec{q}$. С помощью δ -функции снимается интегрирование по $|\vec{r}'|$, а остающийся интеграл по углам рассчитывается на ЭВМ.

3. Сечение /2/ существенным образом определяется импульсным распределением нуклонов в ядре - $n(k)$. Здесь мы используем импульсное распределение, полученное в предложенной нами модели когерентных флюктонов /10, 11/:

$$n(k) = \int_0^{\infty} |f(x)|^2 n_x(k) dx, \quad /4/$$

где

$$n_x(k) = \frac{4}{3} \pi x^3 \theta(k^F(x) - k); \quad \theta(z) = \begin{cases} 1 & z \geq 0 \\ 0 & z < 0 \end{cases} \quad /5/$$

Функция $|f(x)|^2$ связана с локальной плотностью нуклонов $\rho(\vec{r})$:

$$|f(x)|^2 = - \frac{4\pi x^3}{3A} \cdot \left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_{r=x}. \quad /6/$$

Импульс Ферми флюктона с радиусом $x = k_F(x)$ определяется из условия нормировки

$$2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \cdot \frac{M_N}{E(k)} \cdot n_x(k) = A, \quad /7/$$

которая обеспечивает нормировку распределения $n(k)$. В случае нерелятивистской нормировки $\int n(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = A/4$ функция распределения $n(k)$ имеет простой вид:

$$n(k) = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \frac{1}{A} \rho\left(\frac{\alpha}{k}\right) \left(\frac{\alpha}{k}\right)^6 \left\{ -1 + 6 \int_0^{\frac{\alpha}{k(1+y)}} \frac{dy}{(1+y)^7} \frac{\rho\left(\frac{\alpha}{k(1+y)}\right)}{\rho\left(\frac{\alpha}{k}\right)} \right\} \quad /8/$$

$$\alpha = 1,52 A^{1/3}.$$

Отметим, что при больших $k \rightarrow \infty$ $n(k)$ имеет степенное поведение $n(k) \sim k^{-6}$. Аналогичное поведение распределения $n(k) \sim \frac{1}{k^{4+2m}}$ /предсказывается в /12/. Число m зависит от ха-

рактера нуклон-нуклонных сил и считается малым. В пред-асимптотическом режиме $n(k)$ /8/ обнаруживает поведение, близкое к экспоненциальному, что также согласуется с оценками в /12/.

4. Дифференциальные инклюзивные сечения рождения протонов в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$, рассчитанные с импульсным распределением /4/ по формуле /2/, приведены для ряда углов регистрируемого протона на рис. 4-7.

Наши расчеты /см. рис. 4/ хорошо воспроизводят интерполированные к углу 180° экспериментальные данные из /4/

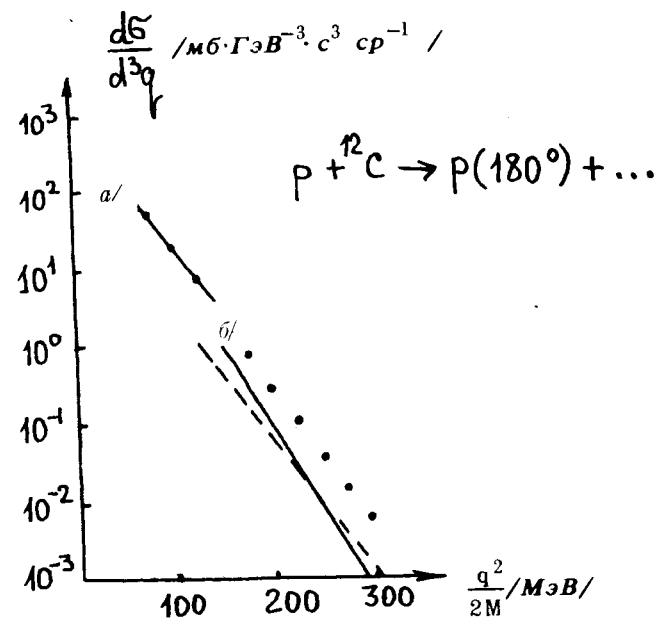


Рис. 4. Дифференциальное сечение инклюзивного рождения протонов под углом 180° - настоящий расчет. Сплошная кривая а/ - интерполированные к углу 180° данные работы /4/, сплошная кривая б/ - экспериментальные данные из /3/. Пунктирная кривая - расчет из /2/.

и правильно передают общий ход сечения в зависимости от энергии наблюдаемого протона.

Верхняя и нижняя сплошные кривые на рис. 5-7 показывают чувствительность сечения при малых энергиях $T = q^2/2M$ к параметру $\bar{\epsilon}$. Верхние кривые соответствуют $\bar{\epsilon} = 0,13 \text{ Фм}^{-1}$, а нижние - $\bar{\epsilon} = 0,22 \text{ Фм}^{-1}$. Вопрос о выборе $\bar{\epsilon}$ по-видимому, связан с необходимостью дальнейшего уточнения механизма рассматриваемого процесса.

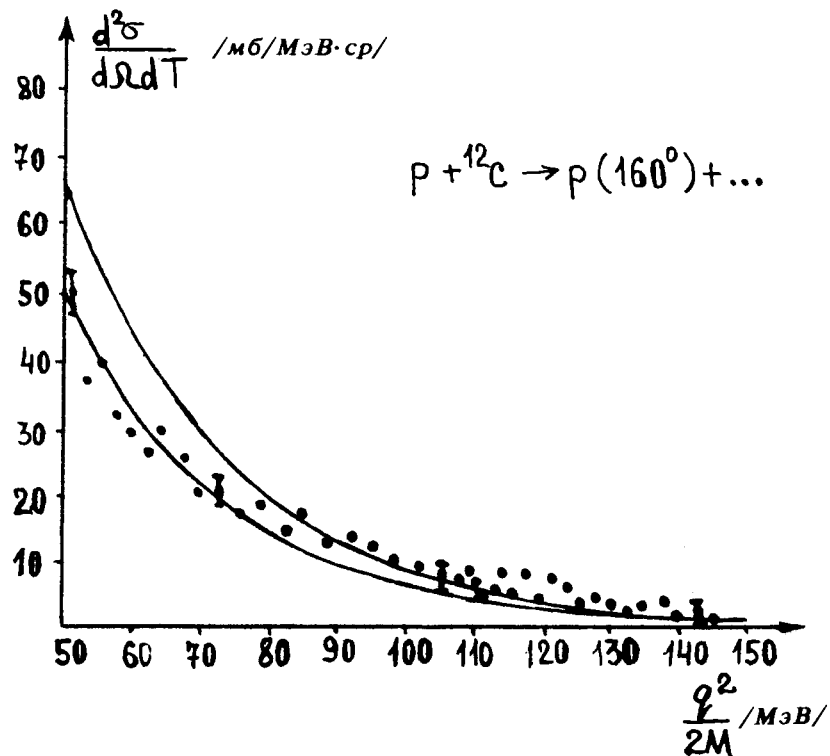


Рис. 5. Инклюзивное дифференциальное сечение рождения протонов под углом 160° . Сплошные линии - настоящий расчет с $\bar{\epsilon} = 0,13 \text{ Фм}^{-1}$ и $\bar{\epsilon} = 0,22 \text{ Фм}^{-1}$ /верхняя и нижняя соответственно/. По оси абсцисс - кинетическая энергия регистрируемого протона.

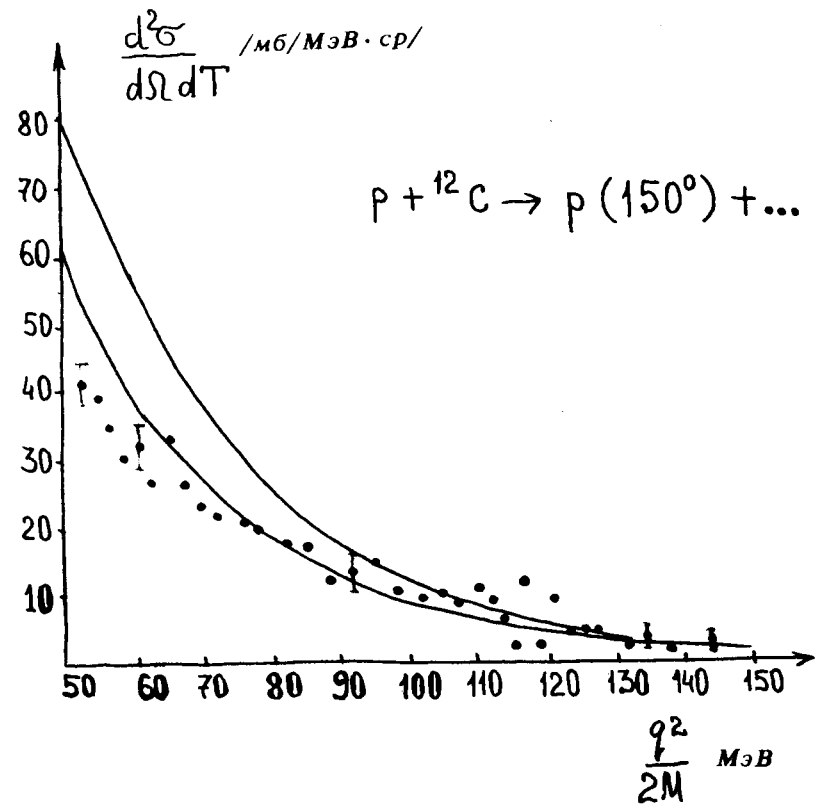


Рис. 6. То же, что на рис. 5, под углом 150° .

Зависимость расчетной структурной функции $\bar{\Gamma}$ от угла наблюдения при фиксированной энергии вылетающих частиц приведена на рис. 2. Как видно, расчетная кривая обнаруживает существенное отклонение от экспериментальной при малых углах. Общая тенденция быстрого роста структурной функции с уменьшением угла, однако, воспроизводится правильно в отличие от расчетов с использованием других механизмов реакции /кривые b, c^{15/}/.

В заключение отметим, что получаемые абсолютные значения сечений существенно зависят от конкретного вида импульсного распределения - наличия высокоимпульсных компонент.

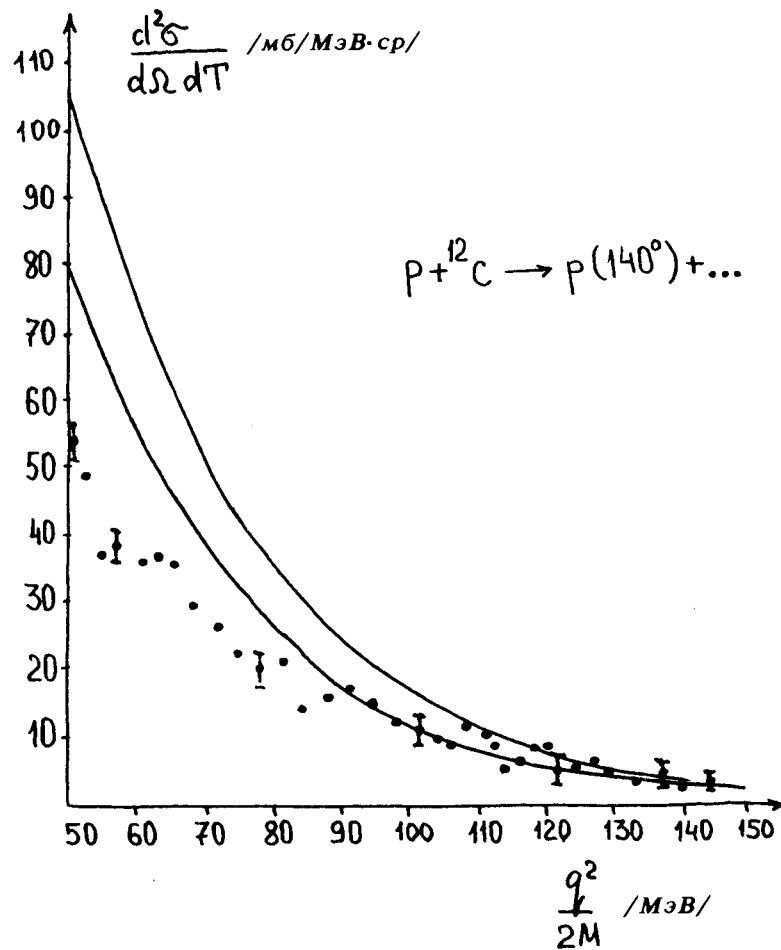


Рис. 7. То же, что на рис. 5, под углом 140° .

Можно сделать вывод о том, что лучшее количественное согласие с экспериментальными данными можно получить на основе импульсного распределения модели когерентных флюктонов, используя физически обоснованную конкретную зависимость величины $\tilde{\sigma}$ от кинематических переменных задачи.

ЛИТЕРАТУРА

- Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с.989; Блохинцев Д.И., Токмаров К.А. ОИЯИ, Р4-4018, Дубна, 1968; Baldin А.М. In: Proc. Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Struct., Santa Fe, 1975, eds. Nagle D.E. et al. (Am. Inst. of Phys., New York), p.621; Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys. Lett., 1977, 67B, p.46.
2. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.1435.
 3. Frankel S. et al. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.642.
 4. Komarov V.I. et al. Phys. Lett., 1977, 69B, p.37.
 5. Komarov V.I. et al. JINR, E1-11513, Dubna, 1978.
 6. Frankel S. et al. Phys. Rev., 1978, C18, p.1375; Frankel S. et al. Phys. Rev., 1978, C18, p.1379.
 7. Weber H.J., Miller L.D. Phys. Rev., 1977, C16, p.726.
 8. Moniz E.I. et al. Phys. Rev.Lett., 1971, 26, p.445.
 9. Alkhazov G.D. et al. Phys. Lett., 1972, 42B, p.121.
 10. Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. JINR, E2-11282, Dubna, 1978; Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. Bulg. Journ. of Physics, 1979, v.6, No. 2 (in press); Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. Preprint ICTP-Trieste (to be published).
 11. Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. Compt. rend. Acad. Bulg. Sci., 1978, No. 4, p.409; Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. JINR, E2-11283, Dubna, 1978.
 12. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys. Lett., 1976, 62B, p.253; Amado R.D. Phys. Rev., 1976, C14, p.1264; Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys. Rev., 1977, C16, p.1255.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1979 года.