

е
+
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

69 / 2-82

4/1-82

P1-81-617

Б.Словинский, Э.Мулас*, Л.С.Охрименко

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСАМ НУКЛОНОВ
В ЯДРЕ КСЕНОНА

Направлено в ЯФ

* Варшавский технический университет, ПНР.

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В столкновениях с частицами высоких энергий атомное ядро представляет собой уникальный объект для исследования ряда важных и интересных явлений, которые в средах меньшей плотности либо выступают исключительно редко, либо вовсе себя не проявляют /см., например, /1,2/ /. Но при изучении такого рода эффектов с помощью ядерных мишеней, как правило, появляется большой фон, обусловленный как вторичными взаимодействиями, так и движением нуклонов ядра. Поэтому исследование механизма взаимодействия релятивистских частиц и ядер с атомными ядрами тесно связано с изучением ядерных структур, в особенности внутриядерного движения нуклонов. Кроме того, экспериментальное определение импульсного распределения ядерных нуклонов представляет большой самостоятельный интерес с точки зрения исследования структуры ядра, в частности, как источник ценной информации об одночастичных ядерных функциях нуклонов и корреляциях между нуклонами /3/.

Существующая в настоящее время экспериментальная информация о движении внутриядерных нуклонов, полученная путем зондирования ядер частицами высоких энергий, относится почти исключительно к легким ядрам /1,4-7/. При этом определялись, в основном, средние значения импульсов. В сущности, со времен пионерских работ М.Г.Мещерякова /1/ данная проблематика до настоящего времени не получила заметного развития, хотя сильно возрасла потребность в соответствующих данных.

В настоящей работе проведено исследование реакции



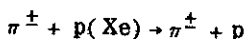
при 3,5 ГэВ/с, A' означает остаточное ядро. Использован также экспериментальный материал, полученный нами ранее /8/ и относящийся к реакциям



и

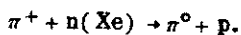


при 2,34 ГэВ/с. Как было показано одним из авторов /9/, реакции /1/ и /2/ в области энергий ≥ 1 ГэВ можно с большой вероятностью интерпретировать как прямое выбивание из ядра-мишени квазисвободных протонов, то есть как реакции типа



и

/3/



/3'/

При этом искажение угловых и импульсных распределений выбитых протонов, обусловленное вторичными взаимодействиями, несущественно. По параметру соударения τ вероятность этих так называемых квазисвободных взаимодействий распределена таким образом, что половина их приходится на периферическую область ядра-мишени, то есть при $\tau \geq 0,8 R_{\text{Xe}}$, где R_{Xe} - радиус ядра ксенона, определенный на уровне 0,1 максимальной плотности ядра. Вид этой функции, по крайней мере качественно, согласуется с зависимостью от τ квадрата модуля радиальной волновой функции ядра $R_{nlj}(\tau)$ при $n=1/10$. Целью данной работы является извлечение при помощи статистического метода, основы которого разработаны нами ранее /8.11/, информации об импульсном распределении внутриядерной нуклонной мишени в реакции /3/. Исходными данными при этом являются, как и ранее /8/, двумерные распределения вторичных протонов по импульсам и углам их эмиссии. В работе использованы снимки со 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры /КПК/ ИТЭФ /Москва/ /16/ и 24-литровой КПК ОИЯИ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Было просмотрено 200 тысяч снимков со 180-литровой КПК, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом 3,5 ГэВ/с, и отобрано 193 так называемых двухлучевых случая π^- -Xe взаимодействий. В каждом из этих случаев был зарегистрирован в конечном состоянии один след быстрого π^- -мезона, уходящего из камеры, и один след протона, останавливающегося в камере. Среди частиц, принятых за протонные, может содержаться примесь медленных π^- -мезонов, поглощаемых ядрами без испускания протонов, оставляющих видимые в камере следы, а также примесь дейтронов и более тяжелых фрагментов. По имеющимся оценкам, эта примесь не превышает 10% для всех π^- -Xe взаимодействий при 3,5 ГэВ/с /12/, и следует ожидать, что она существенно меньше в случае обсуждаемых реакций /1/ и /2/ /см., например, /1/.

Аналогичным образом можно оценить долю следов, приписываемых быстрым π^- -мезонам, а принадлежащим в действительности, главным образом, протонам. Она составляет не более 3%. В дальнейшем отобранные нами двухлучевые случаи π^- -Xe взаимодействий отождествляются с реакцией /1/ и, следовательно, согласно приведенным во введении соображениям - с реакцией /3/. Во всех случаях измерялись импульсы и углы эмиссии протонов. Вследствие методических соображений импульсы протонов заключены в

Таблица 1

Распределение случаев взаимодействия $\pi^- + \text{Xe} \rightarrow \pi^- + \text{p} + \text{A}'$ при 3,5 ГэВ/с по импульсу p_p и углу θ_p эмиссии протонов в л.с.

| p_p /МэВ/с/ θ_p | 200- 300 | 300- 400 | 400- 500 | 500- 600 | 600- 700 | 700- 800 |
|-----------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| 0-20 | 0 | 3 | 3 | 0 | 0 | I |
| 20-40 | 4 | 6 | 6 | 6 | 4 | 2 |
| 40-60 | 0 | II | 2I | IO | 6 | I |
| 60-80 | 0 | I2 | I7 | I5 | 9 | I |
| 80-100 | 2 | 7 | I9 | IO | 2 | I |
| 100-120 | I | 3 | 4 | 0 | I | I |
| 120-140 | 0 | 3 | I | 0 | 0 | 0 |
| 140-160 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 160-180 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

интервале значений /200 ÷ 800/ МэВ/с. Распределение отобранных событий по импульсу p_p и углу θ_p эмиссии протонов в лабораторной системе отсчета /л.с./ приведено в табл.1.

3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВНУТРИЯДЕРНЫХ НУКЛОНОВ ПО ИМПУЛЬСАМ

Чтобы найти функцию $f(p_F)$ распределения нуклонов ядра-мишени по импульсам p_F , определим, как ранее /11/, функцию h плотности вероятности четырех кинематических переменных, которые в дальнейшем будут считаться случайными переменными:

$$h = h(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi). \quad /4/$$

Здесь p_F, θ_F, ϕ - сферические координаты вектора \vec{p}_F в л.с. или, что то же самое, в системе покоя ядра-мишени, $\cos \theta_F = \frac{\vec{p}_\pi - \vec{p}_F}{|\vec{p}_\pi| |\vec{p}_F|}$, где \vec{p}_π - вектор импульса первичного

π^- -мезона в л.с.; θ_p - угол эмиссии нуклона отдачи в л.с.
 После преобразования этой функции к другим переменным:

$$\left. \begin{aligned} p_p &= p_p(p_F, \cos\theta_F, \theta_p, \phi), \\ \cos\theta_F &= \cos\theta_F, \\ \theta_p &= \theta_p, \\ \phi &= \phi, \end{aligned} \right\} /5/$$

получаем функцию F, связанную с h следующим соотношением:

$$h(p_F, \cos\theta_F, \theta_p, \phi) = F(p_p(p_F, \cos\theta_F, \theta_p, \phi), \cos\theta_F, \theta_p, \phi) |J|. \quad /6/$$

Здесь функция $p_p = p_p(p_F, \cos\theta_F, \theta_p, \phi)$ определяется на основе закона сохранения энергии и импульса для квазидвухчастичной реакции /3//11/, якобиан преобразования

$$J = \frac{\partial p_p}{\partial p_F} = \frac{(\cos\theta_F \cdot \cos\theta_p + \sin\theta_F \cdot \sin\theta_p \cdot \cos\phi) p_p + \frac{E_{\pi^-} - E_p}{E_F} p_F - p_{\pi^-} \cos\theta_F}{(E_{\pi^-} + E_F)(p_p/E_p) - (p_{\pi^-} + p_F \cos\theta_F) \cos\theta_p + p_F \sin\theta_F \cos\theta_p \cdot \sin\theta_p} /7/$$

где E_{π^-}, E_F, E_p - полная энергия первичного π^- -мезона, нуклона мишени и протона отдачи; m_{π^-}, m_F, m_p массы покоя соответствующих частиц*. При определении функции p_p для средних и тяжелых ядер, в том числе и ядра ксенона, можно пренебречь эффектом немассовости, обусловленным наличием энергии связи у внутриядерной нуклонной мишени.

Ввиду независимости переменных θ_F, ϕ и двумерной переменной (p_p, θ_p) функцию F можно представить следующим образом:

$$F(p_p, \cos\theta_F, \theta_p, \phi) = f_1(\phi) f_2(\cos\theta_F) f_3(p_p, \theta_p), \quad /8/$$

где функции f_1 и f_2 можно аппроксимировать равномерным распределением в соответствующих интервалах значений переменных:

$0 \leq \phi \leq 2\pi$ и $|\cos\theta_F| \leq 1$, в то время как функция $f_3(p_p, \theta_p)$ определяется из экспериментальных данных, приведенных в табл.1.

Таким образом, правая сторона равенства /6/ полностью определена, и функцию $f(p_F)$ можно получить как маргинальное распределение величины h /6/ по оси p_F или, что то же самое, как проекцию функции h на ось p_F . С учетом /8/ имеем окончательно

$$f(p_F) = c \int_{-1}^{+1} d\cos\theta_F \cdot \int_0^{\pi} d\theta \cdot \int_0^{2\pi} f_3(p_p, \theta_p) |J| d\phi, \quad /9/$$

где c - нормировочная константа. Так как для величины p_p существует конкретная область, в которой она определена /11/, то при численных расчетах по формуле /9/ необходимо считать, что

* В выражении для якобиана преобразования в /8/ перед дробью $(E_{\pi^-} - E_p)/E_F$ в числителе должен стоять знак "+".

подынтегральная функция вне этой области обращается в нуль. Следует также подчеркнуть, что отождествление функции $f_3(p_p, \theta_p)$ с экспериментально определяемой таблицей данных /табл.1/ соответствует импульсному приближению с плоскими волнами /см., например, /13/ /. Такое приближение удовлетворительно реализуется как в случае легких ядер /7/, так и для периферической области средних и тяжелых ядерных мишеней /9/. Метод учета эффекта искажения разработан в ряде работ /14/.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На основе полученных экспериментальных данных об импульсах и углах эмиссии протонов из реакции /1/ /табл. 1/ вычислены по методу Монте-Карло значения функции $f(p_F)$ для интервала значений $p_F = 0 \div 700$ МэВ/с. Так как вид функции $f(p_F)$ не должен зависеть от энергии адрона, инициирующего взаимодействие данного типа /1/ и /2/ для одного и того же ядра-мишени, то целесообразно определить экспериментальную оценку функции $f(p_F)$ как взвешенное среднее:

$$f(p_F) = W_1 \cdot f_1(p_F) + W_2 \cdot f_2(p_F), \quad /10/$$

где f_1 и f_2 - оценки, полученные по экспериментальным данным из реакции /1/ и /2/ соответственно, причем экспериментальная оценка функции $f_2(p_p, \theta_p)$ для реакции /2/ была получена нами ранее /8/; W_1 и W_2 - статистические веса, пропорциональные числу проанализированных случаев каждой реакции. Поскольку в общем случае рассеяния частиц на движущейся мишени кинематически допустимы два решения для p_p , симметричные относительно p_F /11/, то в силу закона сохранения энергии и импульса следует принять лишь одно, удовлетворяющее условию $p_p \geq p_F$. Численные значения функции $f(p_F)$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения функции, определенные по данным о реакциях /1/ и /2/, в зависимости от импульса p_F внутриядерных нуклонов ядра ксенона

| p_F МэВ/ с | 0 | 50 | 100 | 150 | 200 | 300 | 400 | 500 | 600 | 700 |
|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $f(p_F)$ | 0,446 | 0,440 | 0,355 | 0,300 | 0,242 | 0,128 | 0,055 | 0,017 | 0,005 | 0,001 |
| δ_f | 0,027 | 0,028 | 0,021 | 0,028 | 0,014 | 0,016 | 0,016 | 0,007 | 0,003 | 0,001 |

В табл. 2 даны также значения ошибок δ_f в определении функции $f(p_F)$. Они вычислены по методу распространения ошибок на основании формулы /10/, причем ошибки δ_i в определении значений функций $f_i / i = 1, 2/$ получены из оценок дисперсии двух независимых источников ошибок:

$$\delta_i^2 = (\delta_s)_i^2 + (\delta_E)_i^2. \quad /11/$$

Здесь δ_s - ошибка, обусловленная методом численного интегрирования функции /9/; δ_E - ошибка статистического характера, возникающая вследствие статистических флуктуаций результатов наблюдений, определяющих функцию $f_3(p_p, \theta_p)$ /табл.1/. Значения этой ошибки вычислялись по методу Монте-Карло в предположении, что оценка величины $f_3(p_p, \theta_p)$ в виде значений табл.1 имеет пуассоновское распределение.

Определенные нами по экспериментальным данным значения функции $f(p_F)$ можно описать нормальным распределением

$$f_N(p_F) = a_N \exp(-p_F^2 / 2p_N^2). \quad /12/$$

где a_N и p_N - параметры, которые следует определить при статистической подгонке. Сравнение $f(p_F)$ с $f_N(p_F)$ графически изображено на рисунке. Имеются указания на то, что в интервале больших значений p_F импульсное распределение внутриядерных нуклонов описывается функцией /15/

$$f_A(p_F) = a_A \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\pi p_F}{p_A} \right). \quad /13/$$

Численные значения параметров a и p функций $f_N(p_F)$ и $f_A(p_F)$ приведены в табл.3. Там же даны значения χ^2 использованной нами при фитировании тестовой статистики.

Можно сделать вывод, что экспериментальные значения $f(p_F)$ удовлетворительно описываются обеими рассмотренными гипотезами, причем нормальное распределение более предпочтительно.

Следует подчеркнуть, что полученная в настоящей работе экспериментальная оценка функции распределения нуклонов ядра ксенона, усредненная по всем изотопам этого элемента, во-первых, относится, как отмечено во введении, к периферическим нуклонам ядра и, во-вторых, справедлива в интервале больших значений p_F : $p_F \geq 250$ МэВ/с. Дело в том, что таблица экспериментальных значений $f_3(p_p, \theta_p)$ /табл.1/ не интерполировалась в область значений $p_p = 0 \div 200$ МэВ/с, для которой, следовательно, принято, что $f_3(p_p, \theta_p) = 0$. Как явствует из результатов проведенных расчетов /8/, интерполирование функции $f_3(p_p, \theta_p)$ в эту область может изменить значения функции $f(p_F)$ в интервале $p_F \leq 200$ МэВ/с в пределах $\pm 10\%$ и, таким образом, заметно повлиять на вид аппроксимирующей функции.

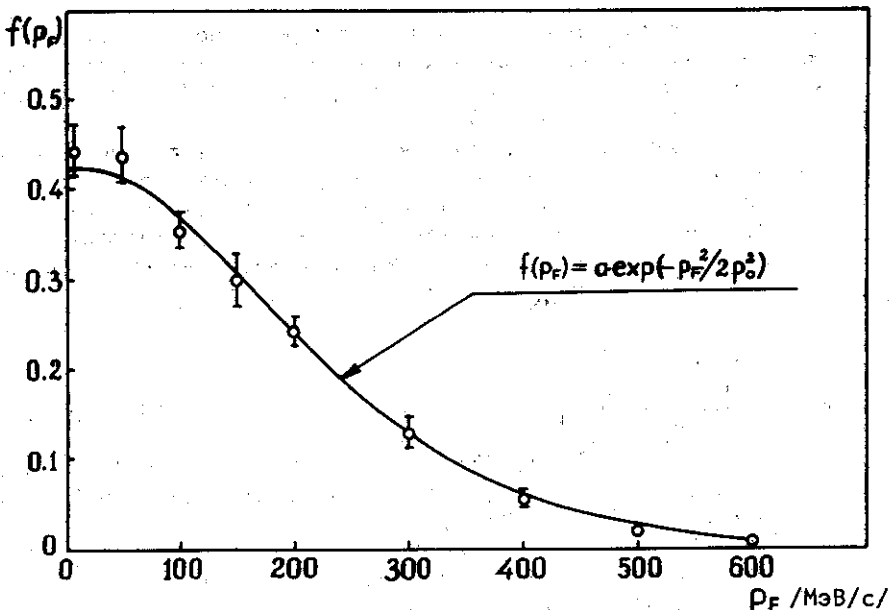


Рис. Распределение по импульсам периферических нуклонов ядра ксенона. Кружки соответствуют экспериментальным значениям, вычисленным по формуле /9/. Сплошной кривой изображена функция Гаусса, аппроксимирующая экспериментальные значения.

Таблица 3

Значения параметров a и p функций $f_N(p_F)$ /12/ и $f_A(p_F)$ /13/, аппроксимирующих экспериментальные значения функции $f(p_F)$ импульсного распределения нуклонов ядра ксенона

| | a | p /МэВ/с/ | χ^2_n/n | $P(\%)$ |
|--|----------------------|-----------------|--------------|---------|
| $a_N \exp\left(\frac{p_F^2}{2p_N^2}\right)$ | 0,425 $\pm 0,002$ | 194 ± 7 | 3,4/7 | 84 |
| $a_A \text{ch}^{-2}\left(\frac{\pi p_F}{p_A}\right)$ | 0,461 $\pm 0,016$ | 687 ± 21 | 7,1/7 | 42 |

χ^2_n/n - значения тестовой статистики χ^2 при n степенях свободы, P /%/ - вероятность, соответствующая этим значениям.

5. ВЫВОДЫ

Результаты выполненного в настоящей работе анализа экспериментальных данных, касающихся квазидвухчастичных взаимодействий π -мезонов с ядрами ксенона /реакции /1/ и /2//, можно суммировать следующим образом:

1. Разработан статистический метод, позволяющий получить модельно независимым образом вид функции плотности вероятности распределения по импульсам нуклонов ядра-мишени.

2. Получена оценка импульсного распределения протонов ядра ксенона, соответствующая, по крайней мере качественно, радиальной волновой функции $R_{nl_j}(r)$ при $v=0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеряков М.Г. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1185; 1958, 34, с. 1357; 1959, 36, с. 1631.
2. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 429; Лексин Г.А. В кн.: Элементарные частицы. Четвертая школа физики ИТЭФ, вып.2. Атомиздат, М., 1977, с. 5.
3. Zabolitzky J.G., Ey W. Phys.Lett., 1978, 76B, p. 527.
4. Kobberling M. et al. Nucl.Phys., 1974, A231, p. 504.
5. Антуфьев Я.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с. 657.
6. Meniz E.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, 26, p. 445.
7. Вег Л. и др. ОИЯИ, P1-80-863, Дубна, 1980.
8. Словинский Б., Томашевич А. ЯФ, 1978, 27, с. 1572.
9. Словинский Б. ЯФ, 1974, 19, с. 595.
10. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. New York, Amsterdam, 1969, vol.1.
11. Stowinski B. et al. JINR, E1-8694, Dubna, 1975.
12. Охрименко Л.С. и др. ОИЯИ, P1-9692, Дубна, 1976.
13. Денисов Ф.П., Мехедов В.Н. Ядерные реакции при высоких энергиях. Атомиздат, М., 1972.
14. Landaud G. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p. 337; Kullander S. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p. 357; Jakob G., Maris Th.A.J. Rev.Mod.Phys., 1966, 38, p. 121; 1973, №1, p.6; Harrington D.R. Nucl.Phys., 1980, A343, p. 417.
15. Amado R.D. Phys.Rev., 1976, C14, p. 1264.
16. Кузнецов Е.В. и др. ПТЭ, 1970, №2, с. 56.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1981 года.