

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

+

3500/
2-80

28/7-80

1-80-242

ИМПУЛЬСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАТОРОВ
ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

1980

1-80-242

**ИМПУЛЬСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАТОРОВ
ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР**

**Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА**

Аладашвили Б.С. и др.

1-80-242

Импульсные распределения спектаторов при фрагментации легких ядер

Анализируются импульсные распределения спектаторов во взаимодействиях ядер ^4He импульса 8,6 ГэВ/с с протонами. Для получения импульсного распределения относительного движения двух групп нуклонов в ядре применен метод Монте-Карло, который позволил в рамках теории прямых реакций рассчитать ход зависимости сечения от импульса спектатора. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов для различных волновых функций ядра ^4He .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Aladashvili B.S. et al.

1-80-242

Momentum Distributions of Spectators in Light Nuclei Fragmentation

Deuteron and ^3He spectator momentum distributions were analysed in ^4He -p interactions at 8.6 GeV/c incident helium momentum. The Monte-Carlo method was used to derive the relative momentum distribution of two groups of nucleons in the nucleus. Using this function, the shape of spectator momentum distribution was predicted assuming a pole diagram dominance of the reaction. Experimental data were compared with theoretical predictions for different ^4He wave functions.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

ВВЕДЕНИЕ

Импульсное распределение спектаторов в системе покоя ядра дает ценную информацию о внутриядерном движении отдельных нуклонов или их групп. В рамках теории прямых реакций это распределение зависит от волновой функции относительного движения нуклонов в ядре. Наличие статистически обеспеченных и надежных экспериментальных данных дает возможность проверки различных вариантов волновой функции ядра ^4He .

§1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД

В теории прямых реакций было показано, что для реакции, описываемой диаграммой, приведенной на рис.1, зависимость сечения от импульса спектатора в случае факторизации амплитуды дается выражением /1,12/

$$\frac{d\sigma}{dq} = k \cdot q \cdot |\Phi(q)|^2 \int_{S_{yz}^{\min}}^{S_{yz}^{\max}} \sigma_0(S_{yz}) dS_{yz} \quad /1/$$

В этом соотношении q - импульс спектатора в системе ядра А, $\Phi(q) = \frac{F(q)}{q^2 + \kappa^2}$ - волновая функция относительного движения частицы i и ядра В в ядре А в импульсном представлении и $F(q)$ - форм-фактор. Величина κ определяется выражением

$$\kappa = (2m_{iB}\epsilon)^{1/2} \quad /2/$$

где m_{iB} - приведенная масса частиц i и В, ϵ - энергия их связи в ядре А, $\sigma_0(S_{yz})$ - полное сечение реакции $i+x \rightarrow y+z$ в функции релятивистского инварианта S_{yz} .

Пределы интегрирования можно получить из соотношений

$$S_{yz}^{\min} = \max\{S_{yz}^{(2)}, (m_y + m_z)^2\}, \quad /3/$$

$$S_{yz}^{\max} = S_{yz}^{(1)} \quad /4/$$

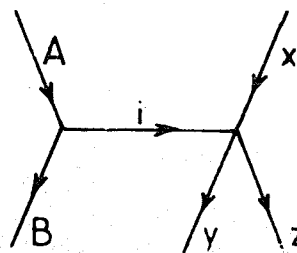


Рис.1. Полюсная диаграмма.

где

$$S_{yz}^{(1,2)} \approx S_{yz}^{(0)} \pm 2p_x q, \quad /5/$$

$$S_{yz}^{(0)} = (m_A + m_x)^2 + m_B^2 + 2m_A \epsilon_x - \frac{m_A + \epsilon_x}{m_B} (q^2 + 2m_B^2), \quad /6/$$

$$\epsilon_x = \sqrt{m_x^2 + p_x^2}. \quad /7/$$

В этих выражениях p_x - импульс частицы x в системе покоя ядра A . Ввиду того, что приближением однополюсного обмена пользуются только при малых $q \leq k$, в случае нашей реакции можно показать, что для любого спектатора

$$a/S_{yz}^{(2)} > (m_y + m_z)^2, \quad /8/$$

б/ зависимость $S_{yz}^{(0)}$ от q слабая и ее можно не учитывать. Кроме того, будем предполагать, что в области интегрирования при релятивистских импульсах p_x можно написать:

$$\sigma_0(S_{yz}) = \sigma_0(S_{yz}^{(0)}) + \left[\frac{d\sigma_0(S_{yz})}{dS_{yz}} \right]_{S_{yz}=S_{yz}^{(0)}} \cdot (S_{yz} - S_{yz}^{(0)}). \quad /8/$$

При использовании этих приближений мы получаем

$$\int_{S_{yz}^{\min}}^{S_{yz}^{\max}} \sigma_0(S_{yz}) dS_{yz} = 4p_x q \cdot \sigma_0(S_{yz}^{(0)}) \quad /9/$$

и для зависимости сечения от импульса спектатора

$$\frac{d\sigma}{dq} = k \cdot q^2 |\Phi(q)|^2. \quad /10/$$

Выражение /10/ зависит от типа спектатора через волновую функцию относительного движения $\Phi(q)$ и справедливо для разных каналов независимо от того, каковы вид и амплитуда реакции $i+x$.

Вычисление $|\Phi(q)|$ было аналитически проведено, например, в работе Копелиовича и Поташниковой^{/3/}. Они использовали волновую функцию Басселя и Вилкина^{/4/} в виде

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \prod_{i=1}^4 \phi(r_i), \quad /11/$$

где

$$|\phi(r_i)|^2 = N \cdot \exp(-a^2 r_i^2) [1 - D \exp(-\frac{a^2}{y^2} r_i^2)]. \quad /12/$$

В выражении /12/ константы a , D и y были найдены сравнением с экспериментальными данными по измерению зарядового формфак-

тора ⁴He. Волновая функция относительного движения /13/ была получена трансформацией в координаты Якоби и интегрированием по всем переменным, кроме расстояния между протоном и тритоном

$$\Phi(\xi) = k \cdot \exp(-\frac{3}{8} a^2 r^2) [1 - D \exp(-\frac{9}{16} \frac{a^2}{y^2} r^2)]^{1/2}, \quad /13/$$

где

$$\vec{\xi} = \vec{r}_1 - \frac{1}{3} (\vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4). \quad /14/$$

При такой процедуре было сделано упрощение, когда предполагали для средних значений относительных координат нуклонов в ядре трития

$$\langle \rho_j^2 \rangle \gg \frac{y^2}{a^2}. \quad /15/$$

После разложения подкоренного выражения в /13/ в степенной ряд и при использовании преобразования Фурье был получен аналитический вид волновой функции относительного движения тритона и протона в импульсном представлении.

§2. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

В показанном выше аналитическом подходе получения волновой функции относительного движения имеются следующие проблемы.

а/ Расчеты неприменимы для разных видов волновой функции, которые могут возникнуть при ином теоретическом подходе или при уточнениях исходных экспериментальных данных. Конкретно, за последние годы были сделаны новые измерения зарядового формфактора легких ядер^{/5-8/} в широком диапазоне $q_{\max} = 8 \text{ фм}^{-1}$, которые позволили Сику^{/9/} прямо, без предположения об аналитическом виде волновой функции, получить данные о плотности заряда в ядрах ³He и ⁴He.

б/ Для волновой функции конкретного аналитического вида не всегда можно сделать расчеты без использования приближений. Так, приближение /15/ проблематично, если заметить, что $y/a = 0,729 \text{ фм}$.

в/ В случае, когда частицы i и B из диаграммы на рис.1 содержат больше чем один нуклон, необходимо использовать нестандартные координаты Якоби^{/10/}, что приводит к новым проблемам.

Чтобы обойти эти трудности, был разработан метод Монте-Карло для получения волновой функции относительного движения нуклонов или групп нуклонов в ядре. Основную мысль этого подхода можно сформулировать следующим образом.

Пусть нуклоны ядра распределены так, что вероятность нахождения частиц в элементе dV конфигурационного пространства равна $|\Psi(\vec{r}_1)|^2 dV$. Если разделим нуклоны на две непустые группы, то вероятность того, что расстояние между их центрами тяжести заключено в интервале $(\xi, \xi + d\xi)$ трехмерного пространства, будет равна $4\pi\xi^2 |\Phi(\xi)|^2 d\xi$, где $\Phi(\xi)$ — волновая функция относительного движения этих подсистем. Отсюда вытекает, что нам необходимо генерировать ситуации, в которых вероятность нахождения нуклонов в любом месте пространства равняется квадрату абсолютного значения волновой функции в этом месте, рассчитать расстояние ξ центров тяжести выбранных групп нуклонов, дать каждой ситуации статистический вес $w = \xi^{-2}$. В этом случае распределение по ξ будет с точностью до нормировочной константы равно $|\Phi(\xi)|^2$. Переход в импульсное представление также можно сделать численным путем.

Проверка показанного подхода была сделана сравнением с аналитическими результатами работы Поташниковой и Копелиовича^{/3/}.

На рис. 2 показано сравнение различных волновых функций относительного движения ${}^3\text{He}-n$ в импульсном представлении. Видно, что расчеты методом Монте-Карло в области импульсов ниже 0,35 ГэВ/с совпадают с аналитическими расчетами. Расхождение при больших импульсах возникает из-за различия $|\Phi(\xi)|$ для малых ξ , для которых не оправдывается приближение^{/15/}.

Волновые функции Лесняка^{/11/} и волновая функция, полученная по данным Сика^{/9/}, были сконструированы на основе распределения внутренних координат точечных зарядов, для которых соотношение между координатами Якоби $\vec{\xi}$ и расстоянием нуклона $\vec{r}_1 - \vec{r}_\alpha$ от центра тяжести ядра ${}^4\text{He}$ имеет вид:

$$\vec{r}_1 - \vec{r}_\alpha = \frac{3}{4} \vec{\xi}. \quad /16/$$

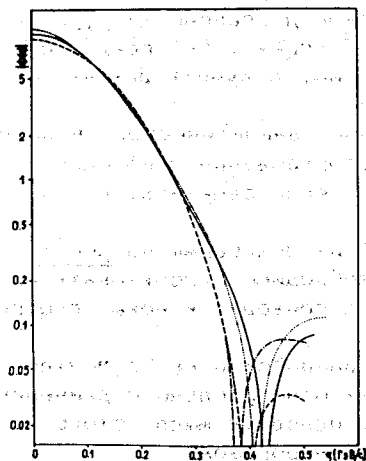


Рис. 2. Сравнение волновых функций относительного движения ${}^3\text{He}-n$ в импульсном представлении: — по данным Сика, по Лесняку и др., --- по Басселю-Вилкину /метод Монте-Карло/, -.-.- по Копелиовичу и Поташниковой.

Волновая функция относительного движения дейтрона и отдельных нуклонов получалась методом Монте-Карло на основе данных Сика. При этом нестандартные координаты Якоби в системе центра тяжести ${}^4\text{He}$ брались в виде

$$\vec{\eta} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 - 2\vec{r}_\alpha, \quad /17/$$

корреляции между нуклонами не учитывались.

§3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

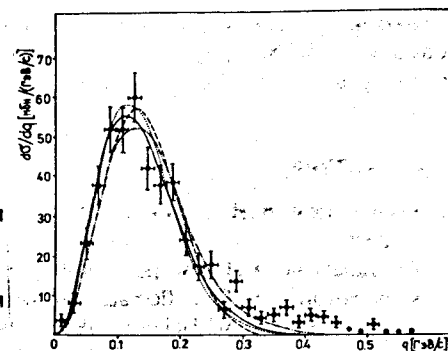
На рис. 3 показаны экспериментальное и теоретические распределения импульсов спектаторных ядер ${}^3\text{He}$ в реакции ${}^4\text{He} + p \rightarrow {}^3\text{He} + p + n$.

Спектатором при этом считалась частица с минимальным импульсом в системе покоящегося ядра ${}^4\text{He}$. Теоретические кривые приведены на основании волновых функций Басселя-Вилкина^{/4/}, Лесняка^{/11/}, а также данных о распределении плотности заряда Сика^{/9/}.

Влияние на результаты измерительных ошибок оценивалось методом Монте-Карло.

Разработанная методика была использована также и для расчета импульсных распределений других частиц-спектаторов в различных каналах. Из них особое внимание следует уделить дейтрону, для которого ход $|\Phi(q)|$ иной. В работе^{/2/} показано, что в случае спектаторного дейтрона на реакцию $1+x$ нельзя смотреть как на взаимодействие виртуального дейтрона с протоном. Более вероятным является процесс, когда с протоном-мишенью сильно взаимодействуют по отдельности два нуклона из ядра ${}^4\text{He}$. Ввиду того, что на волновую функцию относительного движения не влияет механизм сильного взаимодействия неспектаторных нуклонов

Рис. 3. Импульсное распределение спектаторных ядер ${}^3\text{He}$ и кривые для волновых функций Басселя-Вилкина /- - - /, Лесняка /— /, а также кривая, рассчитанная по данным Сика /...../. Кривая /-.-.- / учитывает влияние ошибок измерения для данных по Сика.



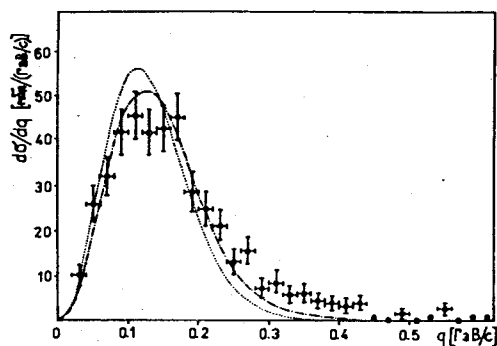


Рис.4. Импульсное распределение дейтронов-спектаторов. Теоретическая кривая /...../ получена с использованием данных Сика, кривая /- - - - -/ учитывает влияние ошибок измерений.

с протон-мишенью, и ввиду того, что в выражение /10/

прямо не входит сечение реакции $i+x$, описанной процедурой можно пользоваться для восстановления зависимости $d\sigma/dq$ для любого канала с вылетом спектаторного дейтрона, а также для суммы этих каналов. На рис.4 показано сравнение теоретической зависимости $d\sigma/dq$ от импульса, которая была определена по данным Сика /9/, с экспериментальным распределением импульсов дейтронов-спектаторов для тех каналов реакции ${}^4\text{He}p$ при 8,46 ГэВ/с, где не рождалась больше чем одна нейтральная частица.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение экспериментальных данных и теоретических кривых, изображенных на рис.3 и 4, позволяет сказать, что по распределению плотности заряда из работы Сика /9/ в рамках описанной процедуры можно хорошо описать импульсное распределение спектаторов в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при 8,6 ГэВ/с.

Наконец, один из авторов /М.Бано/ хочет поблагодарить д-ра Ловаша из КФКИ /Будапешт/ за гостеприимство, интерес к этой работе и всестороннюю помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кольбасов В.М., Лексин Г.А., Шапиро И.С. УФН, 1974, 113, с.238.
2. Аладшвили Б.С. и др. ОИЯИ, Е1-12943, Дубна, 1979.
3. Копелиович Б.З., Поташникова И.К. ЯФ, 1971, 13, с.1032.
4. Bassel R.H., Wilkin C. Phys.Rev., 1968, 174, p.1179.
5. McCarthy V.S., Sick I., Whitmy P.R. Phys.Rev., 1977, C15, p.1396.

6. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1429.
7. Bernheim M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1972, 5, p.431.
8. Sick I. et al. Phys.Lett., 1976, 44B, p.33.
9. Sick I. Lepton Scattering, presented at Conference on Few Body Systems and Nucl.Forces, Graz, 1978.
10. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. "Наука", М., 1969.
11. Lesniak H., Lesniak L., Tekou A. Nucl.Phys., 1976, A267, p.503.
12. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. Госатомиздат, М., 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1980 года.