

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

4599/2-81

30/11-81

P1-80-863

Л.Вег, Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев, Х.Муртазаев

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$
ПРИ ЭНЕРГИИ 450 МэВ
И ОЦЕНКА ИМПУЛЬСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПРОТОНОВ В ЯДРЕ УГЛЕРОДА
В ОБЛАСТИ (35-560) МэВ/с

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

В последнее время повысился интерес к изучению импульсных распределений нуклонов в ядрах, особенно к высокоимпульсной его части. К настоящему времени определены в основном только средние фермиевские импульсы ядер и получена информация о распределениях импульсов протонов в интервале 0-200 МэВ/с ^{/1,2/}. Лишь в случае ядер ²D₁ и ⁴He₂ этот интервал расширен до /400-500/ МэВ/с ^{/3,4/}.

В настоящей работе сделана попытка восстановления импульсного распределения протонов в ядре углерода-12 в диапазоне импульсов /35-560/ МэВ/с на основе экспериментального определения дифференциального сечения процесса ¹²C(p, zp)¹¹B при энергии 450 МэВ/с в зависимости от энергии и угла вылета вторичных протонов.

Измерения выполнены в т.н. несимметричной компланарной геометрии на пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ непосредственно перед его остановкой на реконструкцию. Рассеянный и выбитый протоны регистрировались двумя телескопами, в каждом из которых измерялись время пролета и энергия частиц, что позволяло производить надежную идентификацию частиц. Спектры энергий вторичных частиц измерялись в диапазонах /120-210/ МэВ и /240-330/ МэВ при 11 значениях угла между телескопами в интервале 81-142° л.с. Более подробное описание методики измерений и обработки результатов будет дано позднее. По совокупности результатов измерений находилось сечение $d^2\sigma/dk d\Omega_1$ исследуемой реакции в зависимости от 3-импульса k, получаемого ядром-остатком, нормированное на телесный угол одного из телескопов Ω_1 . Искомая плотность импульсного распределения протонов $\rho(k)$ в углероде находилась из выражения

$$\frac{d^2\sigma}{dk d\Omega_1} = KA \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{pp} \rho(k), \quad /1/$$

полученного ранее в работах ^{/1,2,5,6/} на основе модифицированного плосковолнового импульсного приближения. Здесь K - кинематический множитель; A - коэффициент, учитывающий искажение падающей и уходящих волн; $(d\sigma/d\Omega)^{pp}$ - сечение свободного pp -рассеяния. При интегрировании /1/ по $d\Omega_1$ учитывалась слабая зависимость сечения от Ω_1 , полученная ранее в ^{/2/}.

Поскольку измерения выполнялись в основном для получения информации о высокоимпульсной компоненте $\rho(k)$, для которой становятся существенными эффекты, связанные с уходом от мас-

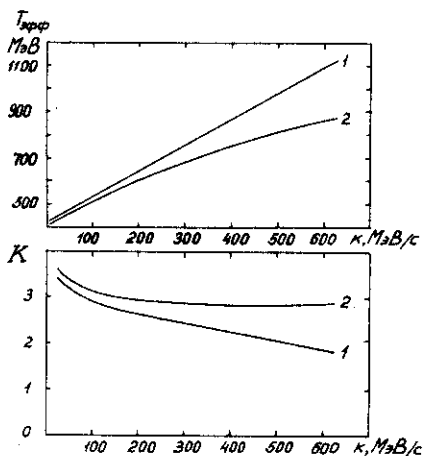


Рис.1. Зависимость множителя K и эффективной энергии $T_{эфф}$ $p-p$ -соударения от импульса κ внутриядерного протона. Пояснения см. в тексте.

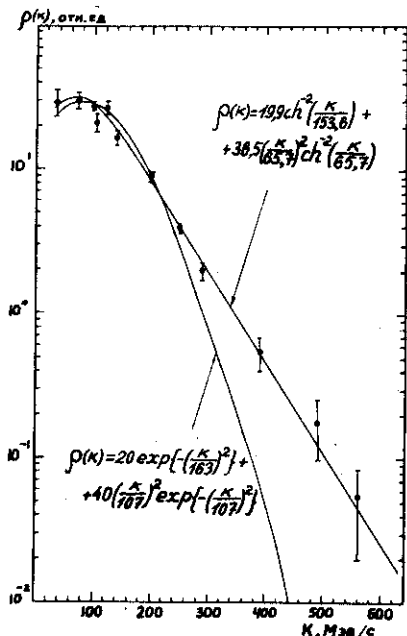


Рис.2. Плотность импульсного распределения протонов в угле-роде, полученная в настоящей работе на основе измерений сечения реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ при энергии 450 МэВ.

совой поверхности, то при обработке данных мы использовали формулы, учитывающие закон сохранения энергии при соударении налетающего протона с протоном-мишенью, находящимся вне массовой поверхности. Рис.1 иллюстрирует зависимость результатов расчета кинематического множителя K и величины эффективной энергии $T_{эфф}$ для упругого $p-p$ -рассеяния от способа их вычисления. На этом рисунке цифрой 1 помечены кривые, рассчитанные по формулам, использованным ранее ^{5,6/} для расчета реакций типа $(p, 2p)$; цифрой 2 - кривые, рассчитанные по формулам, использованным в настоящей работе. Заметим, что совокупный учет всех факторов в /1/ при их различном способе расчета варьирует величины $\rho/k \approx 500$ МэВ/с/ почти в 3 раза.

Начиная с энергий налетающих частиц $T \geq 200$ МэВ, согласно результатам ^{7/}, искажающие факторы не сильно меняют форму угловых распределений протонов, и эффекты искажения в основном определяются лишь поглощением, т.е. множителем A в /1/.

Результаты вычисления плотности распределения $\rho(k)$, полученные с учетом сделанных выше замечаний, представлены в относительных единицах на рис.2. Видно, что в области $k < 250$ МэВ/с экспериментальные значения могут быть описаны гауссовыми распределениями с параметрами, ожидаемыми на основе модельных соображений. Обращает, однако, на себя внимание тот факт, что это согласие быстро ухудшается с ростом импульса от 250 до 560 МэВ/с и в районе $k \approx 500$ МэВ/с расхождение с гауссовыми зависимостями достигает почти двух порядков. В этой области наблюдаемый спектр $\rho(k)$ близок к экспоненциальному. Статистическая обработка показала, что во всем изученном нами диапазоне импульсов от 35 до 560 МэВ/с экспериментальная форма $\rho(k)$ может быть статистически хорошо описана функцией типа ch^{-2} с параметрами, указанными на рис.2. Интересно отметить, что наши экспериментальные данные о поведении $\rho(k)$ в области больших значений импульса нуклонов находятся в соответствии с результатами теоретических расчетов функции $\rho(k)$, проведенных ранее [8-10].

Авторы глубоко благодарны А.В.Тарасову и Б.З.Копелиовичу за многочисленные обсуждения и оказанную помощь, а также проф. В.П.Джелепову и Ю.М.Казаринову за поддержку в процессе выполнения настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Landaud G. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p.337.
2. Kullander S. et al. Nucl.Phys., 1971, A173, p.357.
3. Perdrisat C.F. et al. Phys.Rev., 1969, vol.187, p.1201.
4. Epstein M.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, v.44, p.20.
5. Jacob G., Maris Th. Rev.Mod.Phys., 1966, v.38, p.121.
6. Bengtsson R., Berggren T., Gustafsson Ch. Phys.Rep., 1978, v.41C, p.192.
7. Jackson D.F., Berggren T. Nucl.Phys., 1965, 62, p.353.
8. Amado R.D., Woloshyn R.M. Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p.1435.
9. Zabolitzky J.G., Ey W. Phys.Lett., 1978, 76B, p.527.
10. Antonov A.N., Nikolaev V.A., Petkov I.Z. International Centre for Theoretical Physics, IC/78/152, MIRAMARE-TRIESTE, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 декабря 1980 года.