УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИЯХ (тр) и (ер) на ЯДРЕ С¹² ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДО 130 Мэв

К. Ш. ЕГИЯН, Г. Л. БОЧЕК, В. И. КУЛИБАБА, И. А. ГРИШАЕВ

В работе исследованы угловые и энергетические распределения вторичных протонов в реакциях (γp) и (ep) на ядре C^{12} при энергиях возбуждения до 130 Мэв. Экспериментальные результаты сравниваются с двумя моделями поглощения фотонов в ядре—с квазидейтовной и одвочастичной. В обоих случаях оцениваются параметры волновой функции протонов в ядре.

1. Введение

Исследование реакции (γp) и (*ep*) в области энергии ниже порога рождения π -мезонов может дать ценную информацию о механизме взаимодействия фотонов и электронов с ядром и о структуре ядра.

Для энергии 7-квантов от порога выбивания протонов из ядра (~8 Мэв) до ~50 Мэв экспериментальные данные 'в основном согласуются с предсказаниями "дипольно-резонансного" поглощения фотонов с последующим испарением протонов из возбужденного составного ядра [1].

При энергии $E_7 > 100$ Мэв длина дебройлевской волны падающих частиц сравнима с межнуклонным расстоянием в ядре, поэтому становится существенным взаимодействие с отдельными нуклонами или нуконными ассоциациями в ядре. Так как вероятность трех и более частичных корреляций нуклонов намного меньше двухчастичных [2], то в литературе обсуждаются в основном два механизма фотовыбивания протонов. Согласно первому механизму протоны выбиваются из ядра вследствие электрического дипольного поглощения фотонов связанными в ядре отдельными [3, 4] протонами. По второму механизму протоны являются следствием поглощения фотонов нейтрон-протонной парой (названной Левинджером квазидейтоном [5]), с последующим ее развалом [5, 6, 7, 8], подобно фоторасщеплению свободного дейтона [9, 10].

Экспериментальные результаты [12, 13, 14] в области энергии возбуждения 200 + 300 Мэв хорошо согласуются с теорией квазидейтонов Левинджера [5], справедливой при $E_{\gamma} > 200$ Мэв. Промежуточная область 50 + 200 Мэв считается переходной от одночастичной к квазидейтонной модели. Для $100 < E_{\gamma} < 150$ Мэв имеется очень ограниченное число экспериментальных исследований [15, 16, 17, 18]. Результаты этих работ сравнивались с обеими моделями. Сравнение выходов (γp) и (γ , np) реакций показывает [18], что для $E_{\gamma} = 100 + 170$ Мэв выход второй реакции на порядок больше выхода первой. В работе [17] полученный энергетический спектр фотопротонов согласуется с квазидейтонными расчетами Дедрика [19], но не согласуется с одночастичной моделью [4].

Анализируя имеющиеся экспериментальные исследования, авторы работы [18] указывают, что вкладом одночастичного поглощения фотонов для $E_{\tau} < 150 M_{98}$ нельзя пренебрегать.

В настоящей работе приведены результаты измерений сечений (үр) и (ер) реакций на С¹² для энергии возбуждения до 130 Мэв.

2. Экспериментальная аппаратура

Работа была выполнена на линейном ускорителе электронов на 300 Мэв ФТИ АН УССР. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе [20].

Однократно повернутый пучок электронов линейного ускорителя при помощи магнито-оптической системы фокусировался на графитовой мишени толщиной 0,083 рад. единиц и расположенной в вакуумносвязаной с ускорителем камере рассеяния. Угол между направлением пучка и нормалью к поверхности мишени составлял 45°.

Интенсивность пучка электронов измерялась монитором вторичной эмиссии на двух золотых фольгах с общей толщиной 20 микрон. Точность измерений интенсивности пучка электронов составляла $2 \div 30_0$ [21].

Вторичные протоны идентифицировались методом "импульс-пробег". Импульс протонов измерялся магнитным анализатором с точностью ±17% [20]. Детектором служили расположенные после анализатора два сцинтилляционных счетчика в совпадении, последний из которых измерял остаточный пробег протонов. Для этого выходной импульс второго счетчика дискриминировался таким образом, чтобы отбирались случаи остановок протонов и более тяжелых частиц в самом конце сцинтиллятора [13]. Пробег протонов (половина толщины мишени, суммарная толщина фольг камеры магнитного анализа, двух сцинтилляторов и расположенного между двумя сцинтилляционными счетчиками добавочного медного поглотителя различной толщины для различных энергний) измерялся с абсолютными ошибками ~0,05 г/см² воздуха (это соответствует определению остаточной энергии протонов с абсолютными ошибками ±3 Мэв). Телесный угол, определяемый размерами счетчиков, составлял 1,20.10-3 стерад. Ошибки определения угла вылета протонов ±1°.

Использовались стандартные блоки электроники. Разрешающее время схемы совпадений составляло $2\tau_p = 15$ нсек. Такое большое разрешающее время было необходимо для исключения его зависимости от амплитуды выходных импульсов ФЭУ.

3. Результаты измерений

(1)

Измерялся суммарный выход протонов в реакциях

$$\gamma_{1}^{1}+C^{12}\rightarrow p+B,$$

162

$$e + C^{12} \rightarrow e' + p + B. \tag{2}$$

Сечение реакции (2) $(d^2\sigma/d\Omega_p dE_p Q)_{\uparrow}$ связано с сечением реакции (1) $(d^2\sigma/d\Omega_p dE_p)_e$ соотношением [17]

$$(d^{2}\sigma/d\Omega_{p}dE_{p})_{e} = N(E_{\gamma}, E_{e})(d^{2}\sigma/d\Omega_{p}dE_{p}Q)_{\gamma}, \qquad (3)$$

где $N(E_7, E_s)$ — число виртуальных γ -квантов с энергией E_7 , связанных с электроном с энергией E_e . В общем случае $N(E_7, E_e)$ зависит от мультипольностей переходов, однако, если потери энергии электронов малы, то можно считать $N(E_7, E_e)$ постоянным и равным 0,02[22, 23]. В работе [17] получено экспериментальное значение $N(E_e E_7)$, = 0,0196 \pm 0,005 при $E_e = 150$ Мэв и $\vartheta_p = 60^\circ$.

Таким образом, измеренное сечение (суммарное)

$$(d^{2}\sigma/d\Omega_{p}dE_{p})_{\mathfrak{skc}} = \left(0,02+t+\frac{t_{\mu}}{2}\right)(d^{2}\sigma/d\Omega_{p}dE_{p}Q)_{\mathfrak{r}}, \qquad (4)$$

где t_{μ} — толщина мишени, t — суммарная толщина вещества на пути пучка до мишени в рад. единицах. Сечение фотообразования протонов

$$(d^{2}\sigma/d\Omega_{p}dE_{p}Q)_{\tau} = \frac{N_{\text{skc}}}{\Delta\Omega_{p}\Delta E_{p}N_{s}Q},$$
(5)

где N_{skc} — измеренное число протонов в телесном угле $\Delta \Omega$ и в энергетическом интервале ΔE_p , $Q = \left(0,02 + t + \frac{t_{\mu}}{2}\right)N_s$ — число эквивалентных γ -квантов, N_s — число проходящих через мишень электронов.

Экспериментальные значения сечения (5) представлены в таблице. Сечение поправлено на ядерное поглощение протонов в мищени, в поглотителях и в сцинтилляторах. Данные поправлены на потери энергии в мишени. Приведены только статистические ошибки.

Таблица

Tp = 40 Мэв		$T_p = 63 M_{38}$		$\vartheta_p = 30^\circ$		$\vartheta_p = 60^\circ$	
$d^{2\sigma}/d\Omega_{p}E_{p}Q$	ϑ_p°	$d^{2_{3}}/d^{Q}_{p}E_{p}Q$	ϑ_p°	$d^{2_3}/d\Omega_p E_p Q$	Тр, Мэв	$d^{2_{5}}/d^{Q}_{p}E_{p}Q$	Тр, Мэв
$\begin{array}{c} 2.02\pm0.08\\ 2.08\pm0.05\\ 1.97\pm0.05\\ 2.16\pm0.11\\ 2.02\pm0.10\\ 1.65\pm0.07\\ 1.26\pm0.06\\ 1.01\pm0.06\end{array}$	25 30 35 40 50 60 70 80	$\begin{array}{c} 0,815\pm0,065\\ 0,79\pm0,06\\ 0,78\pm0,08\\ 0,694\pm0,065\\ 0,56\pm0,08\\ 0,41\pm0,055\\ 0,300\pm0,04\\ -\end{array}$	25 30 35 40 50 60 70 80	$\begin{array}{c} 2,08 \pm 0.05 \\ 1,25 \pm 0.07 \\ 0,705 \pm 0.065 \\ 0,55 \pm 0.04 \\ 0,23 \pm 0.02 \\ 0,21 \pm 0.01 \\ 0,144 \pm 0.01 \\ - \end{array}$	40 50 63 72 82 92 100	$1,65 \pm 0,07 \\ 0,925 \pm 0,05 \\ 0,41 \pm 0,055 \\ 0,24 \pm 0,015 \\ 0,11 \pm 0,04 \\ 0,06 \pm 0,01 \\ $	40 50 63 72 82 92 100

Сечение образования протонов на ядре C¹² фотонами и электронами с энергией до 130 Мзе, в жибари

4. Обсуждение результатов

Экспериментальные результаты сравнивались с квазидейтонной и одночастичной моделями поглощения фотонов в ядре.

163

1. Квазидейтонная модель фотовыбивания протонов для энергии возбуждения 50, 75, 100 и 125 Мэв была применена Дедриком в работе [19], где сечение реакции (γp) приведено (в виде таблицы) как функция от угла вылета и энергии протонов. Расчеты проведены для гауссовского импульсного распределения с параметром $\alpha = 173 M_{38}/c$. Так как энергия протонов отсчитывается со дна потенциальной ямы (V) ядра, то для перехода к измеренным на опыте энергиям необходимо из табулированных значений вычесть глубину потенциальной ямы. Это дает возможность при сравнении теоретических и экспериментальных данных использовать V, как свободный параметр.

Используя зависимость сечения от энергии фотонов, было произведено графическое интегрирование по тормозному спектру.

На рис. 1 приведены экспериментальные и теоретические энергетические распределения для двух углов 30° и 60°. На рис. 2 приведены угловые распределения для двух энергий 40 и 63 Мэв.



Рис. 1. Энергетический спектр протонов (үр) и (ер) на ядре С¹³ для энергии возбуждения до 130 Мэв. ●— экспериментальные точки для $\vartheta_p = 30^\circ$, ▲ — для $\vartheta_p = 60^\circ$. Сплошная кривая результаты расчетов по квазидейтонной модели Дедрика [19] при $\vartheta_p = 30^\circ$, пунктирные кривые — при $\vartheta_p = 60^\circ$. Экспериментальные и теоретические данные произвольно нормированы при Энергии протонов 50 Мэв.



Рис. 2. Угловое распределение протонов из реакции (γp) и (ep) на C^{12} для энергии возбуждения до 130 Мэв С — экспериментальные точки при энергии $T_p = 40$ Мэв, \triangle — при $T_p = 63$ Мэв. Сплошные кривые результаты расчетов по квазидейтонной модели Дедрика [19] для $T_p = 40$ Мэв (дерхняя) и $T_p = 63$ Мэв (нижняя). Кливые нормированы по экспериментальных точкам при $\vartheta_p = 40^\circ$ Мэв. Пунктирные кривые — те же результаты после смещения на 15° в области малых углов (см. в тексте).

Наилучшее согласие теоретических и экспериментальных энергетических спектров достигается при $V = 60~M_{98}~(\alpha = 173~M_{98}/c)$. Однако при этом угловое распределение (сплошная линия на рис. 2) значительно смещено в область больших углов. Произвольным смещением можно добиться хорошего согласия с экспериментальными точками (пунктирная линия на рис. 2). Наблюдаемое смещение свидетельствует, по-видимому, о неправильном выборе параметра импульсного распределения нуклонов в ядре. Если значение глубины потенциональной ямы $V = 60~M_{38}$ правдоподобное [17], то $\alpha = 173~M_{38}/c$ значительно превышает значения, приведенные в других экспериментах [24]. Однако совпадение поведений экспериментальных и теоретических сечений указычает о применимости квазидейтонной модели.

2 Одночастичная модель поглощения фотонов была развита в работах [3, 4, 18, 25]. Наиболее простой и компактной является формула в работе [25]:

$$(d\sigma/d\Omega_p)_{\gamma} = 2\pi \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar e}{Me^2}\right) \left(\frac{Mk'_p}{E_{\gamma}}\right) \left[(k'_p)^2 \sin^2\vartheta_p + \frac{(1+x)^2}{2} E_p^2 \right] \cdot F(k_p), (6)$$

где k_p и k'_p – импульсы протонов до и после реакции, $E_7 = \frac{{k'_p}^2}{2M} + B -$

энергия фотонов, B — энергия связи, $\vec{k}_p = \vec{k}_p - \vec{k}_{\tau}$, $F(k_p)$ — функция импульсного распределения протонов в ядре. При тормозном спектре фотонов формула (6) должна быть интегрирована по E_{τ} .

Функция F(kp) выбрались двух типов: гаусовского

$$F(k_p) = \frac{Z}{\pi^{3/s} \cdot a^3} \cdot \exp\left(-\frac{k_p^2}{a^2}\right), \qquad (7)$$

и осцилляторного

$$F(k_p) = \sum_{l=1}^{2} \frac{Z_l}{\pi^{n_l} \omega_l^3} \cdot \left(\frac{k_p}{\alpha_l}\right)^{2(l-1)} \cdot \exp\left(-\frac{k_p^2}{\alpha_l^2}\right), \qquad (8)$$

где *I*— угловой момент данной оболочки ядра. Результаты расчетов и экспериментальные точки приведены на рис. 3 и 4.

В случае применения формулы (7) (пунктирные линии на рис. 3, и 4) хорошее согласие углового распределения получается для $T_p = 40$ Мэв с параметрами B = 25 Мэв и $\alpha = 120$ Мэв/с. Для $T_p = 63$ Мэв согласие становится хуже. При этих параметрах экспериментальные и теоретические спектры расходятся. Хорошее согласие можно получить, выбирая значение $\alpha = 145$ Мэв/с вместо 120 Мэв/с. Но в этом случае нельзя получить удовлетворительное согласие в угловых спектрах.

Таким образом, выбирая $F(k_p)$ в виде (7), не удается найти значения параметров α и B, при которых можно было получить согласие одновременно в энергетических и угловых спектрах.

На рис. З и 4 сплошными кривыми представлены теоретические сечения (6) с импульсным распределением (8). В этом случае удается найти параметры волновых функций протонов в ядре, для которых экспериментальные энергетические rи угловые распределения одновременно согласуются с расчетными. Оптимальные значения параметров следующие: $a_s = 157 M_{98}/c$, $a_{\tilde{p}} = 100 M_{98}/c$, $B_s = 38 M_{98}$, $B_p = 18 M_{98}$. Приведенныс значения параметров хорошо согласуют-



Рис. 3. Экспериментальные данные те же, что на рис. 2. Сплошные кривые результаты расчетов по (6) и (8) для $T_p=40$ Мэв (верхняя) и $T_p=63$ Мэв (нижняя): Параметры: $a_s=157$ Мэв/с; $a_c=100$ Мэв/с; $B_s=38$ Мэв; $B_p=18$ Мэв. Пунктирные линии—теже результаты с распределением (7), параметры 100 Мас/с: $B_s=25$ Мас. Нормировия





Рис. 4. Экспериментальные результаты те же, что и на рис. 1. Сплошные кривые результаты по формуле (6) и (8), для ϑ_p =30° (верхняя) ϑ_p =60° (нижняя). Пунктирные кривые-те же результаты с распределением (7). Параметры и нормировка данных такие же, как на рис. 3. Нормировка см. рис. 1.

ся с данными работы по (e, e'p) рассеянию [27] ($a_s = 157 \pm 18 \ M_{9B}/c$, $a_p = 94 \pm 8 \ M_{9B}/c$, $B_s = 36 \pm 10 \ M_{9B}$, $B_p = 16 \pm 6 \ M_{9B}$).

Результаты настоящей работы показывают, что в области энергий возбуждения ниже порога рождения мезонов данные по реакциям (үр) и (ер) на сложных ядрах непротиворечат как квазидейтонной, так и одночастичной моделям поглощения фотонов.

В заключение авторы выражают благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. И. Алиханьяну за интерес к работе, профессору В. М. Харитонову и Н. И. Мочешникову за неоднократное обсуждение, Л. Д. Махненко и весь коллектив ускорителя ЛУ-300 ФТИ АН УССР за постоянную помощь при проведении измерений, К. В. Аланакяну, Г. О. Овсепяну, Л. С. Саркисяну, Г. Г. Григорян и Д. А. Заргаряну за участие в измерениях и обработке данных.

Ереванский физический институт, Физикотехнический институт АН УССР

Поступила 19.11.1971

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дж. Левинджер, Фотоядерные реакции. ИЛ, М., 1962.
- 2. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
- 3. E. D. Courant, Phys. Rev., 82, 190 (1951).
- 4. C. Levinthal and A. Silverman, Phys. Rev., 82, 822 (1951).
- 5. S. Levinger, Phys. Rev., 84, 43 (1951).
- 6. K. Gottfried, Nucl. Phys., 5, 557 (1958).

167

7. A. Reitan, Nucl. Phys., 64, 113 (1965).

8. T. I. Kopaleishvili and R. I. Jibuti, Nucl. Phys., 44, 34 (1963).

9. Yamugata et al, Phys. Rev., 95, 575 (1954).

10. J. C. Keck and A. V. Tollestrup, Phys. Rev., 101, 362 (1956).

11. E. A. Whalinet et al., Phys. Rev., 101, 377 (1956);

12. J. C. Keck, Phys. Rev., 25, 410 (1950).

13.B. T. Feld et al., Phys. Rev., 94, 1000 (1954).

14. J. S. Kim et al., Phys. Rev., 129, 1962 (1963).

15. В. П. Чижов, ЖЭТФ, 38, 809 (1960).

16. C. Whitenod et al., Phys. Rev., 110, 941 (1950).

17. V. Parikh, Nucl. Phys., 38, 529 (1962).

18. J. L. Matthews et al., Nucl. Phys., A 112, 654 (1928).

19. K. G. Dedrick, Phys. Rev., 100, 58 (1955).

20. К. Ш. Егиян, Г. Б. Бочек и др., Изв. АН АрмССР, Физика; 5, 381 (1970).

21. Н. Г. Афанасьев, и др., ПТЭ, 4, 29 (1966).

22. E. J. Williams, Phys. Rev., 45, 729 (1934).

23. G. F. Weizsacker, Z. Phys., 88, 612 (1934).

24. Н. Г. Афанасьев и др., ЯФ, 5, 318 (1967).

25. Г. К. Высоцкий, А. В. Высоцкая, ЯФ, 9, 1177 (1969).

26. G. F. Chew and M. L. Coldberger, Phys. Rev., 77, 470 (1950).

27. U. Amaldi et al., Phys., Lett., 250, 24 (1967).

130 ՄԷՎ ԳՐԳՌՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԳԵՊՔՈՒՄ ԱԾԽԱԾՆԻ ՄԻՋՈՒԿԻ ՎՐԱ. (үр) Եվ (ер) ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ԺԱՄԱՆԱԿ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ԵՎ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԸ

4. Շ. ԵՂՑԱՆ, Գ. Լ. ԲՈՉԵԿ, Վ. Ի. ԿՈՒԼԻԲԱԲԱ, Ի. Ա. ԳՐԻՇԱԵՎ

Աշխատանքում հետաղոտված են 130 մէվ դրգուման էներդիայի դեպքում ածխածնի միջուկի վրա (үр) և (ep) ռեակցիաների ժամանակ առաջացած երկրորդական պրոտոնների անկյունայինո և էներդետիկ բաշխումները։ Փորձնական տվյալները համեմատվում են միջուկում ֆոտոնների կլանման երկու՝ կվաղիդեյտոնային և մեկմատնիկային մոդելների հետ։ Երկու դեպքում էլ գնահատվում են միջուկում պրոտոնների ալիջային ֆունկցիայի պարամետրերը։

ANGULAR AND ENERGY DISTRIBUTIONS OF PROTONS IN (γp) AND (ep) REACTIONS ON C¹² NUCLEUS FOR 130 MeV EXCITATION ENERGY

K. Sh. EGIAN, G. L. BOCHEK, V. I. KULIBABA and II A. GRISHAEV

The angular and the energy distributions of the secondary protons in (γp) and (ep) reactions on C^{12} nucleus for 130 MeV excitation energy are studied. The experimental results are compared with the quasideuteron and one particle absorption mouels of γ -quanta in the nucleus. For both cases the parameters of the protonwave function in the nucleus are estimated.

R48768 10

2-164

ALAY 14626