

ФУНКЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ (γp) и $(e p)$ на C^{12} ПРИ ЭНЕРГИЯХ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ 100—250 МЭВ

К. Ш. ЕГИЯН, Г. А. БОЧЕК, В. М. КУЛИБАБА

Приведены результаты по измерению функции возбуждения для протонов, образованных фотонами и электронами с энергией 100—250 Мэв. В кинематически дозированной области фотообразования π -мезонов на ядерных нуклонах ($E_p = 40$ Мэв, $\vartheta_p = 30^\circ$) характер кривой функции возбуждения можно объяснить, предполагая, что протоны образуются в двух процессах — при поглощении γ -квантов внутриядерными квазидейтонами с последующим их развалом (основной процесс) и при фотообразовании π -мезонов. В кинематически недозированной области фотообразования π -мезонов экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по квазидейтонной модели.

1. Введение

Исследование реакций (γp) и $(e p)$ на ядрах может дать важные сведения о механизме взаимодействия γ -квантов и электронов с ядерным веществом об одночастичных состояниях и парных корреляциях нуклонов в ядре, т. е. о структуре ядра в целом.

При энергиях фотонов и электронов в области 100—300 Мэв функция возбуждения реакции (γp) и $(e p)$ исследована недостаточно. В работе [1] получены данные для $(E_\gamma)_{\max} = 45 + 110$ Мэв, т. е. в области ниже порога фоторождения π -мезонов, в работе [2] — для $(E_\gamma)_{\max} = 130 + 300$ Мэв, но при кинематике, когда регистрация протонов от процесса фоторождения π -мезонов запрещена ($E_p = 105$ Мэв, $\vartheta_p = 90^\circ$). Авторы этих работ сравнивали экспериментальные результаты с квазидейтонным механизмом образования фотопротонов [3] и нашли хорошее согласие.

Для выяснения полной картины взаимодействия γ -квантов (виртуальных или реальных) с ядрами представляет интерес изучить функцию возбуждения в кинематической области, где разрешены как квазидейтонный, так и фотомезонный механизмы образования протонов.

В настоящей работе представлены результаты измерения выхода реакций (γp) и $(e p)$ на C^{12} при энергиях протонов 40 Мэв и 83 Мэв для угла вылета в лаб. системе $\vartheta_p = 30^\circ$ и при изменении максимальной энергии фотонов и электронов от 100 до 250 Мэв.

2. Экспериментальная аппаратура

Измерения проводились на однократно повернутом пучке линейного ускорителя электронов на 300 Мэв ФТИ АН УССР. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе [4].

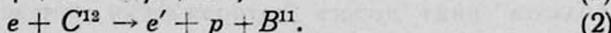
Пучок электронов с энергетическим разбросом $\Delta E/E = 2,4\%$ при помощи системы формирования фокусировался на графитовую мишень толщиной 0,083 рад. единиц, находящуюся в вакуумно связанной с ускорителем камере рассеяния. Интенсивность пучка электронов, проходящих через мишень, измерялась монитором вторичной эмиссии [5] и магнитоиндукционным измерителем тока пучка [4, 6]. Точность измерения в обоих случаях составляла $2 \div 3\%$.

Вторичные протоны регистрировались телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков, расположенных после магнита, и идентифицировались методом „импульс-пробег“. Импульс измерялся путем магнитного анализа, пробег — во втором сцинтилляционном счетчике телескопа путем регистрации электрических сигналов на выходе ФЭУ, соответствующих остановке протонов в самом конце сцинтиллятора [4, 7]. Точность измерения пробега составляла $\pm 0,05$ г/см² воздуха, что соответствует точности измерения энергии протонов ± 3 Мэв.

Использовались схемы совпадений с разрешающим временем $2\tau = 15$ нсек и мертвым временем ~ 100 нсек. Большое разрешающее время выработалось с целью предотвращения зависимости τ от амплитуды выходных сигналов ФЭУ. Число случайных совпадений измерялось задержанными совпадениями. Так как скорость счета не превышала 0.02 совпадений за посылку ускорителя, то не были введены поправки на просчеты. Измеренный без мишени фон был меньше 1% от эффекта.

3. Результаты и обсуждения

Исследуется сечение выбивания протонов в реакциях



В работах [8, 9] показано, что сечение этих двух реакций выражается друг через друга, и в итоге измеренное сечение равно

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p Q} \right)_{\text{изм}} = \int_{E_p+B}^{k_0} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p} \right)_{\gamma} \cdot \frac{f(k_{\gamma}, k_0)}{k_{\gamma}} dk_{\gamma} = \frac{N_{\text{изм}}(E_p, \vartheta_p, k_0)}{\Delta\Omega_p \Delta E_p Q \cdot N_{\text{я}}}, \quad (3)$$

где $N_{\text{изм}}(E_p, \vartheta_p, k_0)$ — число детектируемых протонов в телесном угле $\Delta\Omega_p$ и в энергетическом интервале ΔE_p .

$$N_{\text{я}} — \text{число ядер мишени, } Q = \left(0,02 + t + \frac{t_m}{2} \right) \cdot N_s$$

— число эквивалентных γ -квантов,

t_m и t — толщины соответственно мишени и остального вещества на пути пучка, в рад. единицах,

k_{γ} и k_0 — энергии γ -квантов и электронов соответственно,

N_s — число проходящих через мишень электронов,

B — энергия связи протонов в ядре,

$f(k_{\gamma}, k_0)$ — функция Шиффа для тормозного излучения,

$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p} \right)_{\gamma}$ — сечение фотообразования протонов на ядре при фиксированной энергии γ -квантов.

В изучаемой области энергии γ -квантов ($100 \div 250$ Мэв) протоны могут образоваться в результате различных процессов: квазидейтонного, одночастичного и фотомезонного механизмов поглощения γ -квантов. Можно ожидать, что при определенном выборе измеряемых кинематических параметров в кривой возбуждения будут проявляться особенности, связанные с порогами тех или других процессов.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по зависимости сечения образования фотопротонов под углом 30° и с энергией 40 Мэв от максимальной энергии γ -квантов. Для этих параметров фоторождение π -мезонов разрешено, начиная с $(E_\gamma)_{\max} \geq 215$ Мэв (на рис. 1 показано стрелкой). На рис. 1 приведены также расчетные кривые сечения различных механизмов.

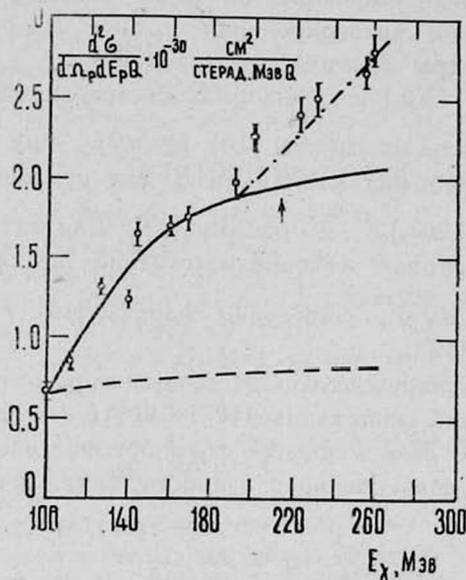


Рис. 1. Функция возбуждения реакций (γp) и ($e p$) на углероде при энергии протонов на 40 Мэв под углом 30° в л. с. Сплошная кривая рассчитана по квазидейтонной, пунктирная — по одночастичной, штрих пунктирная — по фотомезонной модели поглощения γ -квантов. Первые две кривые нормированы при $(E_\gamma)_{\max} = 100$ Мэв. Третья кривая нормирована при $(E_\gamma)_{\max} = 258$ Мэв по разности значений экспериментального сечения и нормированного сечения, рассчитанного по квазидейтонной модели.

Сплошная кривая — результат расчетов по квазидейтонной модели, пунктирная линия — по одночастичной модели, штрих пунктирная линия — по фотомезонной модели образования протонов.

Все кривые произвольно нормированы по экспериментальным точкам.

При расчетах по квазидейтонной и фотомезонной моделям в (3) $(d^2 \sigma / d \Omega_p d E_p)_\gamma$ заменяется двойным интегралом, учитывающим движе-

ние внутриядерных квазидейтонов или нуклонов, поглощающих γ -кванты. Тогда (3) заменяется следующим выражением:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{p\Omega_p dE_p Q}\right)_{\text{изм}} = \int_{E_p+B}^{k_0} dk_\gamma \int_{p_{\text{min}}}^{p_{\text{max}}} p_0 dp_0 \int_0^{2\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{св}} \cdot J \cdot F(p_0) \frac{f(k_\gamma k_0)}{k_\gamma} d\Phi_0, \quad (4)$$

где p_0 — импульс, $F(p_0)$ — импульсное распределение, Φ_0 — азимутальный угол нуклонов или кластеров в ядре,

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{св}}$ — сечение реакции (1) и (2) на свободных частицах в ц. м. системе,

J — якобиан перехода из ц. м. системы в лабораторную.

Пределы интегрирования $p_{0\text{min}}$ и $p_{0\text{max}}$ выражены через параметры конечных протонов и k_γ .

Вид функции $F(p_0)$ и значения B для квазидейтонов для различных оболочек взяты из работы [10], $(d\sigma/d\Omega)_{\text{св}}$ — из работы [11]. В случае фотомезонной модели $F(p_0)$ и B для нуклонов в ядре взяты из работы [12], $(d\sigma/d\Omega_p)_{\text{св}}$ — из работы [13]. Для одночастичной модели поглощения фотонов сечение рассчитано по формуле (3) для $(d^2\sigma/d\Omega_p dE_p)_\gamma = (d\sigma/d\Omega_p)_\gamma$, взятого из работы [14], $F(p_0)$ для протонов взято из работы [12].

Сравнение экспериментальных данных с расчетными показывает, что для выбранной кинематики ($i_p = 30^\circ$, $E_p = 40$ Мэв) в области $(E_\gamma)_{\text{max}} = 100 \div 250$ Мэв в сечении фотопротонов основной вклад дает квазидейтонная модель. Начиная с порога, вклад фотомезонного меха-

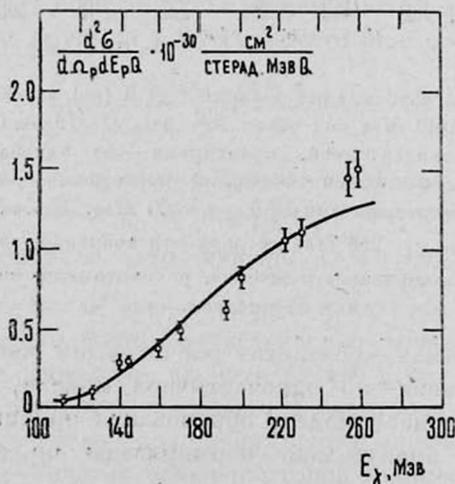


Рис. 2. Функция возбуждения реакций (γp) и (ep) на углероде при энергии протонов 83 Мэв под углом 30° в л. с. Кривая рассчитана по квазидейтонной модели и нормирована при $(E_\gamma)_{\text{max}} = 200$ Мэв.

низма возрастает. Одночастичная модель не может объяснить ход кривой возбуждения.

На рис. 2 приведены аналогичные экспериментальные и расчетные данные в кинематической области, где фотомезонный механизм запрещен. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с предсказаниями квазидейтонной модели.

В заключение авторы выражают благодарность член-корр. АН СССР А. И. Алиханьяну за интерес к работе, профессору В. М. Харитонову, И. А. Гришаеву, Н. И. Мочешникову за неоднократные обсуждения, Л. А. Махненко и всему коллективу ускорителя ЛУ-30 за повседневную помощь при проведении эксперимента, сотрудникам ЕрФИ К. В. Аланакяну, Г. О. Овсепяну, Д. А. Заргаряну, Г. Г. Григорян за участие в измерениях и обработке экспериментальных данных.

Ереванский физический институт
Физико-технический институт АН УССР

Поступила 5.V.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. Whitehead et al., Phys. Rev., 110, 941 (1958).
2. J. C. Keck, Phys. Rev., 85, 410 (1952).
3. J. S. Levinger, Phys. Rev., 84, 43 (1951).
4. К. Ш. Егиян, Г. Л. Бочек и др., Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 381 (1970).
5. Н. Г. Афанасьев и др., ПТЭ, 4, 29 (1963).
6. К. Ш. Егиян, Г. Л. Бочек и др., Изв. АН-Армянской ССР, Физика, 6, 214 (1971).
7. B. T. Feld, R. D. Godbole et al., Phys. Rev., 94, 1000 (1954).
8. V. Parikh, Nucl. Phys., 38, 529 (1963).
9. К. Ш. Егиян, Г. Л. Бочек и др., Изв. АН АрмССР, Физика 6, 161 (1971).
10. Y. S. Kim, Phys. Rev., 129, 1293 (1963).
11. J. C. Keck and A. V. Tollestrup, Phys. Rev., 101, 360 (1956).
12. U. Amaldi et al., Phys. Lett., 25B, 24 (1967).
13. Г. Челлен, Физика элементарных частиц, Москва (1966).
14. Г. Л. Высоцкий, А. В. Высоцкая, ЯФ, 9, 1177 (1969).

100 ÷ 250 ՄէՎ էներգիայի γ և $e p$ ռեակցիաների բովանդակային կառուցումների և γp ռեակցիայի կոորդինատների և $e p$ ռեակցիայի կոորդինատների ֆունկցիաների

Կ. Շ. Երզնան, Գ. Լ. Բոզբեկ, Վ. Մ. Կոնյուսյան

Բերված են 100-250 ՄէՎ էներգիայի γ և $e p$ ռեակցիաների և էլեկտրոնների միջոցով առաջացած պրոտոնների զրգաման ֆունկցիաների վերաբերյալ էքսպերիմենտալ տվյալներ:

Նույնպես ներկայացված են γ -բովանդակների կլանման և կլադիդիոնների հետագա տրոհման հետևանքով ($E_p = 40$ ՄէՎ, $\delta_p = 30^\circ$) զրգաման ֆունկցիայի կորի բնույթը կարելի է բացատրել ենթադրելով, պրոտոնները առաջանում են երկու պրոցեսներով՝ ներմիջուկային կլադիդիոնների կողմից (հիմնական պրոցես) և π -մեզոնների ֆոտոծնման ժամանակ π -մեզոնների ֆոտոծնման կինեմատիկորեն լիցիտարված տիրույթում էքսպերիմենտալ տվյալները լավ համընկնում են կլադիդիոնային մոդելի հիման վրա կատարված հաշվարկային տվյալների հետ:

EXCITATION FUNCTION OF (γp) AND ($e p$) REACTIONS ON C^{12} AT PHOTON AND ELECTRON ENERGIES UP TO 100-250 MeV

K. M. EGIAN, G. L. BOCHECK, V. M. KULIBABA

The results of excitation function measurements are given for protons, produced by photons and electrons with energies of 100-250 Mev.

In the kinematically allowable region for π -photoproduction on nuclear nucleons ($E_p = 40$ MeV, $\nu_p = 30^\circ$), the slope of excitation function curve could be explained assuming that protons are produced in two processes: γ -quanta absorption by internuclear quasideuterons with subsequent disintegration (the main process) and the photoproduction of π -mesons. In the kinematically forbidden region, experimental data are in good agreement with calculations by the quasideuteron model.