

INVESTIGATION OF ENERGY AND ANGULAR DEPENDENCE OF RECOIL PROTONS POLARIZATION IN π^0 -MESONS PHOTOPRODUCTION ON HYDROGEN BY LINEARLY POLARIZED PHOTON BEAM IN THE RESONANCE REGION

R. O. AVAKYAN, A. S. BAGDASARYAN, H. A. VARTAPETYAN,
Yu. A. GARIBYAN, V. S. EGANOV, I. A. KEROPYAN, H. H. MARUKYAN,
A. A. OGANESYAN, Zh. V. PETROSYAN

The energy and angular dependence of the P_y -component of the vector of recoil protons polarization have been investigated in $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ reaction in the energy range $E_\gamma = 0.73 - 1.5$ GeV and c.m.s. angles of π^0 photoproduction $\theta_{c.m.}^* = 60 - 80^\circ$. The results are compared with productions of various phenomenological analyses.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 251—255 (1988)

УДК 539.12.17

О ВКЛАДЕ КВАЗИДЕЙТРОННОГО МЕХАНИЗМА В ПРОЦЕСС ФОТООБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ

М. Дж. АМАРЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН, К. Е. ЕГИЯН, М. С. ОГАНДЖАНЫН,
С. Г. СТЕПАНЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 16 декабря 1987 г.)

Вычислены выходы фотообразования кумулятивных протонов, обусловленные расщеплением квазидейтронов в ядре как первичными фотонами, так и вторичными малознергичными пионами. Показано, что суммарный вклад рассматриваемых механизмов может составить от 25% (при энергии протонов ≤ 100 МэВ) до 5% (≥ 200 МэВ) экспериментально измеренных выходов кумулятивных протонов из ядра ^{12}C при $E_\gamma^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ.

Введение

Для объяснения механизма образования кумулятивных частиц в настоящее время выдвинут ряд теоретических моделей. По физическим принципам, лежащим в основе этих моделей, их можно разделить на две основные категории: модели, основанные на вторичных взаимодействиях [1—3], и модели, основанные на прямых механизмах взаимодействия [4—6]. Очевидно, что для полного понимания явления образования кумулятивных частиц (КЧ) необходимо определить возможные вклады всех моделей.

Одним из источников образования КЧ является взаимодействие падающей частицы с внутриядерными нуклонными образованиями. Спектр характеристик таких образований очень широк, так как в ядре могут осуществляться различные состояния различного числа нуклонов. Первым и наиболее простым состоянием, рассмотренным еще в 1951 г. Левинджером [7] для объяснения образования на ядрах протонов γ -квантами с энергией до 200 МэВ [8], является протон-нейтронная корреляция с волновой функцией дейтрона, т. н. квазидейтрон.

Развал квазидейтрона, приводящий к появлению кумулятивного нуклона, может быть осуществлен либо непосредственно первичными фотонами, либо вторичными продуктами процесса его взаимодействия с ядерным веществом. Первый процесс, естественно, является примером прямых моделей, тогда как второй—типичный пример модели, основанной на вторичных взаимодействиях.

В случае фотообразования кумулятивных протонов (КП) два канала расщепления квазидейтронов по своему характеру сильно отличаются, поэтому их нужно рассмотреть отдельно. В настоящей работе делается попытка оценить возможные вклады указанных двух механизмов в фотообразование КП на ядре ^{12}C при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ [9, 10]. Результаты этих расчетов были доложены и подробно обсуждены еще на III Всесоюзном собрании по предельной фрагментации ядер в Нор-Амберде в 1984 г.

1. Вклад фоторасщепления квазидейтрона в процесс образования кумулятивных протонов

Вопрос фоторасщепления квазидейтронов (ФРКД) с регистрацией продуктов (одного или двух нуклонов в совпадении) исследован достаточно подробно еще в 60-х годах. Наиболее важным результатом можно считать то, что с ростом энергии первичных γ -квантов вклад ФРКД сильно падает и при энергиях ~ 1 ГэВ им можно пренебречь. Однако это утверждение нужно считать справедливым для фотонуклонов во всей кинематической области. В кинематически запрещенной области (КЗО) для свободного нуклона, где выход фотонуклонов сильно подавлен по сравнению с кинематически разрешенной областью, может оказаться, что вклад ФРКД не так уж мал. Это тем более важно, что процесс образования кумулятивных фотопротонов (КФП) исследован в основном пучками тормозных γ -квантов.

Итак, рассмотрим процесс

$$\gamma + {}^n d \rightarrow p_k + n, \quad (1)$$

где « d » — квазидейтрон, p_k — кумулятивный протон.

Выражение инвариантного выхода этого процесса имеет вид

$$f = L \frac{NZ}{A} \iint G |M|^2 W F dP_d^3 dE_{\gamma}, \quad (2)$$

где M — матричный элемент элементарного процесса (1), $W(E_{\gamma}^{\text{max}}, E_{\gamma})$ — спектр тормозных γ -квантов, $F(P_d)$ — импульсное распределение квазидейтронов в ядре мишени, $G(E_{\gamma}, P_d)$ — кинематический фактор $|M|^2$ выражается через экспериментально найденные сечения [11—13] фоторасщепления реальных дейтронов, экстраполированные нами вплоть до 4,5 ГэВ. Импульсное распределение $F(P_d)$ также взято из имеющихся экспериментальных данных [14]. Важным является вопрос величины числа Левинджера L [15], смысл которого заключается в том, насколько спаривание двух нуклонов усиливается, если их разместить в ядерную среду, по сравнению со спариванием в вакууме, т. е. в реальном дейтроне. Экспериментальное значение величины L изменяется в широком интервале (3—10); это, по-видимому, связано с применением фотонов различных энергий. Очевидно, что

с увеличением энергии интенсивность расщепления квазидейтронов должна расти, так как, с одной стороны, будут включены новые каналы такого расщепления (вторичными продуктами) и, с другой стороны будут вовлечены все новые и новые степени корреляций, отличных от классического квазидейтрона. Поэтому наиболее корректным нужно считать значение L , найденное при $E_{\gamma} = 100-200$ МэВ; при таких энергиях источником фотонуклонов является лишь квазидейтронный механизм (при $E_{\gamma} > 100$ МэВ вклады гигантского резонанса и ядерного фотоэффекта исчезают, а при $E_{\gamma} < 200$ МэВ вкладом нового, мощного канала фоторождения пионов можно пренебречь). Поэтому в качестве L было использовано значение $L=2,5$, найденное по фиту экспериментальной зависимости $f_p(E_{\gamma}^{\max})$ [16] в области $E_{\gamma}^{\max} = 100 - 250$ МэВ (см. рис. 1).

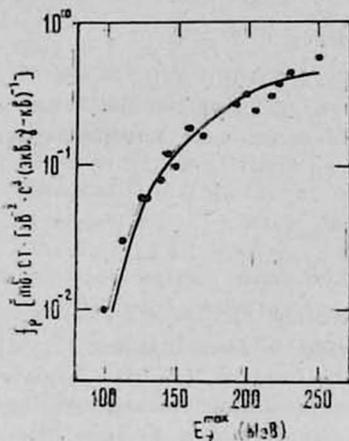


Рис. 1.

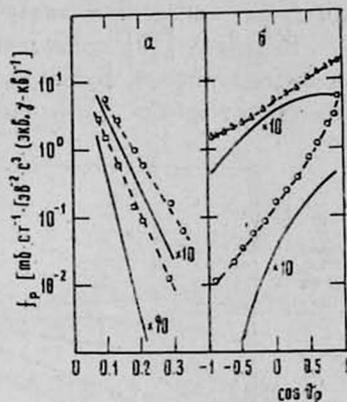


Рис. 2.

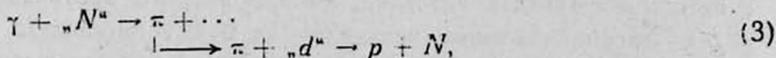
Рис. 1. Зависимость выхода реакции $\gamma C \rightarrow pX$ от E_{γ}^{\max} при $T_p = 83$ МэВ и $\theta_p = 60^\circ$. Экспериментальные точки (●) — из работы [16], сплошная кривая — расчет ФРКД

Рис. 2. Спектры протонов в реакции $\gamma C \rightarrow pX$: а) энергетические спектры при $\theta_p = 90^\circ$ (○) и 160° (□); б) угловые спектры при $T_p = 100$ (△) и 28 МэВ (○).

Интеграл (2) при $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ ГэВ для ядра ^{12}C вычислялся численным методом. Результаты расчетов приведены на рис. 2, и как видим, рассчитанные сечения по абсолютному значению значительно меньше экспериментальных. Можно установить, что вклад ФРКД в образование КФП не превышает 5% для ядра ^{12}C в рассмотренных интервалах энергий КП.

2. Вклад поглощения пионов квазидейтронами в процесс образования КФП

При энергиях γ -квантов выше порога фоторождения в рамках квазидейтронной модели открывается новый механизм расщепления



когда рожденный во взаимодействии фотона с внутриядерным нуклоном « N » пион может поглотиться квазидейтроном, расщепить его с вылетом

протона из ядра. Очевидно, что этот протон может оказаться в КЭО, т. е. быть кумулятивным.

Для расчета выхода процесса (3) были использованы полученные нами экспериментальные спектры (энергетические и угловые) пионов при тех же первичных энергиях и для того же ядра-мишени [17, 18]. Однако для восстановления «истинных» спектров пионов на первой ступени реакции (3) эти спектры нужно поправить на поглощение в ядре. Это можно сделать, пользуясь исследованными в [19] A -зависимостями выходов пионов. Если представить зависимость выходов от A в виде $f_{\pi} \sim A^{n(b, T)}$, то спектр пионов, рожденных на внутриядерных нуклонах, будет иметь вид

$$f_{\pi} = A^{1-n} f_{\pi, \text{экс}}, \quad (4)$$

где $f_{\pi, \text{экс}}$ — экспериментально измеренный спектр и $n \geq 0$.

В работе [19] приведены зависимости показателя n от энергии и угла выхода пионов. Будем предполагать, что поглощение пионов имеет место только из-за расщепления квазидейтронов, сечение которого сосре-

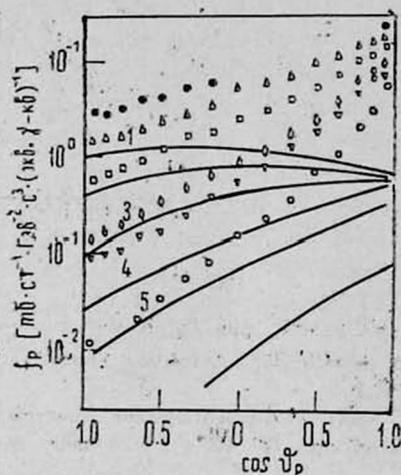


Рис. 3. Угловые спектры протонов из ядер ^{12}C при $E_T^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ: экспериментальные точки — данные [9, 10]; сплошные кривые (1—6) — результат расчета по модели поглощения пионов квазидейтронами методом Монте-Карло соответственно для энергий протонов 80 — ● (1), 100 — △ (2), 136 — □ (3), 180 — ◇ (4), 210 — ▽ (5), 287 МэВ — 0 (6).

доточено в основном в области энергий до 280 МэВ. Согласно [19] показатель в этой области меньше единицы для всех углов. Сечение поглощения пионов квазидейтронами взято из работ [20, 21].

Расчеты были выполнены методом Монте-Карло. Было использовано импульсное распределение квазидейтронов из работы [14]. Как и в случае ФРКД, были учтены принцип Паули и наличие потенциальной ямы ядра. На рис. 3 приведены экспериментальные угловые распределения фотопротонов из ядра ^{12}C при $E_T^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ и соответствующие результаты настоящих расчетов. Как видно, в большинстве случаев расчетные данные как по форме, так и по абсолютному значению не совпадают. Что касается абсолютных значений, то при энергии протонов 80—100 МэВ вклад рассматриваемого механизма не может превышать 25%. Для более высоких энергий (например 200 МэВ) вклад уменьшается до 5—10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копелиович В. Б. Письма в ЖЭТФ, 23, 384 (1976).
2. Амелин Н. С., Лыхасов Т. И. ЯФ, 33, 194 (1981).
3. Gudima K. K. et al. Preprint JINR E2-11303, 1978.
4. Amado R. D., Woloshin R. M. Phys. Rev., C16, 1255 (1977).
5. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. ЯФ, 29, 490 (1979).
6. Буров В. В. и др. Препринт ОИЯИ P2-10927, 1977.
7. Levinger J. S. Phys. Rev., 84, 43 (1951).
8. Walker D. Phys. Rev., 81, 634 (1951).
9. Алабян К. В. и др. Препринт ЕРФИ-220 (12)-77, 1977.
10. Alanakian K. V. et al. Nucl. Phys., A367, 429 (1981).
11. Whalin E. A. et al. Phys. Rev., 101, 377 (1956).
12. Keck J. C., Tollestrup A. V. Phys. Rev., 101, 360 (1956).
13. Chin'g R., Searf C. Phys. Rev., 141, 1320 (1966).
14. Garvey T. et al. Nucl. Phys., 70, 241 (1973).
15. Odian A. C. et al. Phys. Rev., 102, 837 (1956).
16. Егиян К. Ш. Кандидатская диссертация, Ереван, 1972.
17. Алабян К. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 31, 381 (1980).
18. Алабян К. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 666 (1980).
19. Алабян К. В. и др. ЯФ, 34, 89 (1981).
20. Metropolis N. et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
21. Baswell J. et al. Phys. Rev., C25, 2540 (1982).

ԿՈՆՏՐԻԲՍՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆՈՒԱԶՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ԲՎԱԶԻԴԻՅՑՐՈՆԱՅԻՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՆԵՐԴՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Զ. ԱՄԱՐՅԱՆ, Ռ. Ա. ԴԵՄԻՐՃՅԱՆ, Կ. Շ. ԵՂՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՐԱԲՅԱՆ,
Ս. Գ. ՍՏԻՓԱՆՅԱՆ, Մ. Ս. ՕՂՆԶԱՆՅԱՆ

Հաշվված են ինչպես սկզբնական ֆոտոններով, այնպես էլ փոքր էներգիայով պիոններով միջուկում բվազիդիտրոնների տրոհումով պայմանավորված կումուլյատիվ պրոտոնների ելքերը: Ցույց է տրված, որ դիտարկվող մեխանիզմների ընդհանուր ներդրումը $E_T^{\max} = 4,5$ ԳէՎ դեպքում ^{12}C միջուկի համար փորձարարորեն չափված ելքերի համեմատությամբ կարող է կազմել 25%-ից (պրոտոնի էներգիան ≤ 100 ՄէՎ դեպքում) մինչև 5% (200 ՄէՎ):

ON THE CONTRIBUTION OF QUASI-DEUTERON MECHANISM TO THE PHOTOPRODUCTION OF CUMULATIVE PROTONS

M. J. AMARYAN, R. A. DEMIRCHYAN, M. S. OHANDZHANYAN,
Yu. G. SHARABYAN, S. G. STEPANYAN, K. Sh. YEGHYAN

Yields of cumulative protons photoproduction due to the dissociation of quasi-deuterons in a nucleus induced both by incident photons and low-energy pions are calculated. It is shown that the total contribution of these mechanisms could be from 5% (at photon energies > 200 MeV) to 25% (< 100 MeV) of experimentally measured yields of cumulative protons from C^{12} nuclei at $E_T^{\max} = 4.5$ GeV.