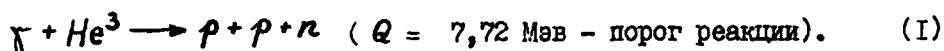


ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ ЯДЕР НА СЕЧЕНИЯ
ФОТОРАСШЕПЛЕНИЯ

В.Н.Фетисов

Изучение фотоэффекта на ядрах H^3 , He^3 может служить источником новой информации о структуре этих ядер. Среди последних экспериментальных данных по фотоэффекту особое место занимает измеренное в [1,2] сечение реакции



В настоящее время отсутствует приемлемое теоретическое описание процесса (I) [2-5] -ожидаемая величина сечения в широком интервале энергий γ -квантов более чем в три раза превосходит экспериментальные значения.

Попробуем указать возможную причину большого расхождения теории и эксперимента. С этой целью обратимся к обычному выражению, определяющему сечение развала He^3 γ -квантом с энергией E_γ :

$$d\sigma = \frac{16}{9} \frac{e^2}{\hbar c} x^2 E_\gamma \left| \int e^{-i\vec{K}\vec{\rho}} \psi_k(r) \rho_2 \psi_i(\vec{\rho}, \vec{r}) d^3\rho d^3r \right|^2 \frac{d^3K d^3k}{(2\pi)^6 d(E_\gamma - Q)}. \quad (2)$$

Если обратить внимание на область интегрирования по переменным $\vec{\rho} = \vec{r}_3 - \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}$ и $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ($\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ - радиус-векторы протонов и нейтронов), то можно заметить, что наличие множителя ρ в дипольном операторе ρ_x и P -волны из разложения экспоненты $e^{-i\vec{K}\vec{\rho}}$, описывающей движение нейтрона с импульсом \vec{K} относительно центра масс протонов, обеспечивает интегрирование по такой области, когда нейтрон находится далеко от протонов. Непосредственное перекрытие

Состояния протонов $\psi_k(r)$ (k - импульс относительного движения двух протонов) с соответствующим остатком в волновой функции He^3 $\psi_k(\vec{\rho}, \vec{z})$ усиливает это обстоятельство. Таким образом, можно думать, что применявшиеся в [2-5] радиальные функции H^3 , He^3 обладали неправильной структурой при больших $|\vec{\rho}|$.

В работах [7,8] обращается особое внимание на интересующую нас асимптотическую структуру волновых функций H^3 и He^3 по переменной $\vec{\rho}$, очень важную для интегралов типа (2). Авторы [7,8] предполагают, что при удалении нуклона от двух других в асимптотическую область функция $\psi_k(\vec{\rho}, \vec{r})$ должна иметь вид произведения функции Ханкеля $h_{\frac{1}{2}}^{(1)}(\alpha \rho) \rightarrow \frac{e^{-\alpha \rho}}{\rho}$ на некоторую "квазидейтронную" функцию оставшейся пары частиц, причем параметр α определяется энергией связи удаляемого нуклона в ядре. В данной работе получены сечения фоторасщепления ядер H^3 , He^3 по каналу (I) и по каналу $\text{H}^3(\text{He}^3)(\gamma, d)n(p)$ (с холтеровской дейтронной функцией), в предположении, что основное состояние ядра описывается функцией Далицца и Такера [8]:

$$\psi_k(\vec{\rho}, \vec{r}) \sim F(\alpha_u, r_{13}) F(\alpha_u, r_{23}) F(\alpha_e, r_{12}),$$

$$F(\alpha, r) = \{ [\exp(-\alpha(r-d)) - \exp(-\gamma(r-d))] + Z [\exp(-\gamma(r-d)) - \exp(-\beta(r-d))] \} r^{-1/2}, \quad (3)$$

$$r_{13} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_3|, \quad r_{23} = |\vec{r}_2 - \vec{r}_3|, \quad r_{12} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|,$$

причем $\gamma = 1,0 \text{ ф}^{-1}$, $\beta = 5,5 \text{ ф}^{-1}$, $d = 0,5 \text{ ф}$, $Z = 1,375$.

$\alpha_u = 0,249 \text{ ф}^{-1}$, $\alpha_e = 0,172 \text{ ф}^{-1}$ для He^3 и $\alpha_u = 0,26 \text{ ф}^{-1}$, $\alpha_e = 0,188 \text{ ф}^{-1}$

для H^3 . Среднеквадратичные радиусы распределения протонов в H^3 и He^3 равны $1,47 \text{ ф}$ и $1,66 \text{ ф}$. Кроме приближения (3), использовался ряд традиционных предположений: 1) поглощаются дипольные γ -кванты; 2) синглетное взаимодействие тождественных нуклонов в канале (I), формирующее главный максимум энергетического спектра [2,5] и в несколько раз увеличивающее сечение по сравнению с расчетом без этого взаимодействия, выбрано в форме ямы с глубиной $V_0 = 16,8 \text{ Мэв}$ и шириной $a_0 = 2,37 \text{ ф}$ [2]; 3) пренебрегается взаимодействием нейтрона

(протона) с протонами (нейтронами) в трехчастичном канале

$He^3(\gamma, n)2p$ ($H^3(\gamma, p)2n$), а также взаимодействием нуклона и дейтрона в реакциях $He^3(\gamma, p)d$, $H^3(\gamma, n)d$; 4) не учитываются кулоновские эффекты.

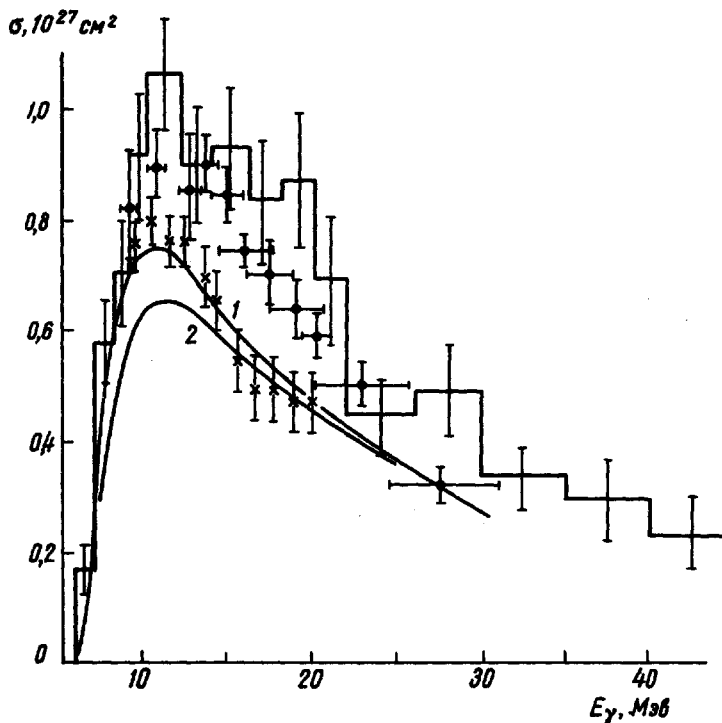


Рис. 1. 1- $\gamma + He^3 \rightarrow p + d$; 2- $\gamma + H^3 \rightarrow n + d$

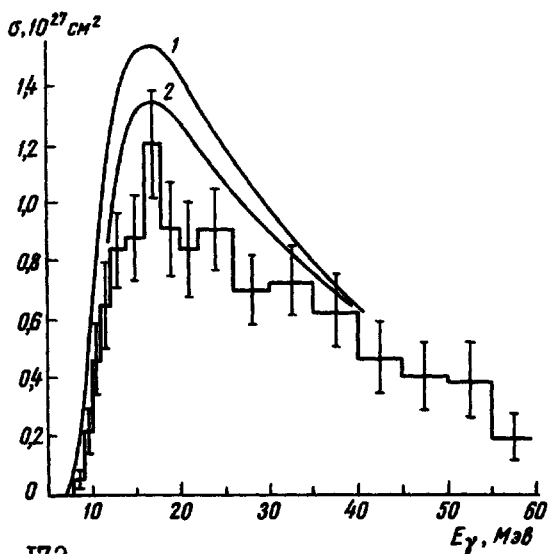


Рис. 2. 1- $\gamma + He^3 \rightarrow p + p + n$;
2- $\gamma + H^3 \rightarrow n + n + p$

Как видно из рис. 1 и 2, функция (3) в отличие от функций Дел-
веса [3], Гана и Ирвинга [4], Гаусса [2,4,5] описывает экспери-
ментальные данные с точностью не хуже 20 + 30%. Можно думать, что
учет кулоновских искажений волновых функций и $N-d$ - рассеяния по-
может уточнить полученные результаты.

Выражаю глубокую благодарность А.М.Балдину, А.Н.Горбунову,
А.Т.Варфоломееву за постоянную поддержку в работе и обсуждение ре-
зультатов. Автор признателен В.П.Фоминой за выполнение вычислений
на электронной машине.

Физический институт

им.П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

3 января 1966 г.

Литература

- [1] А.Т.Варфоломеев, А.Н.Горбунов. ЖЭТФ, 47, 30, 1964.
- [2] V.N.Petisov, A.N.Gorbunov, A.T.Varfolomeev, Nucl. Phys., 71,
305, 1965.
- [3] L.M.Delves. Nucl. Phys., 29, 268, 1962.
- [4] J.C.Gunn, J.Irving. Philos. Mag., 42, 1353, 1951.
- [5] G.Gyorgui, P.Hrasko. Acta phys. Acad. scient. hung., 17, 252,
1964.
- [6] Р.И.Джибути, В.М.Мамасахлисов, Т.С.Мачарадзе. Ядерная физика,
2, 59, 1965.
- [7] J.N.Pappademos. Nucl. Phys., 42, 122, 1963; 56, 351, 1964.
- [8] R.H.Dalitz, T.W.Thacker. Phys. Rev. Lett., 15, 204, 1965.