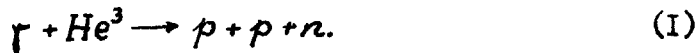


**ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ НУКЛОНОВ  
В РЕАКЦИИ ТРЕХЧАСТИЧНОГО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА  $\text{He}^3$**

**Р.И. Джибути, В.И. Мамасахлисов, Т.С. Мачарадзе**

**С точки зрения динамики трехнуклонных систем важное значение имеет исследование фоторасщепления трехчастичных ядер. В работе**

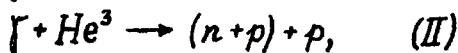
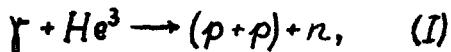
Фетисова и др. [1] приводятся экспериментальные энергетические спектры и угловые распределения нуклонов из реакции:



В этой же работе дается краткий теоретический анализ результатов, касающихся энергетического распределения нейтронов. При этом делается заключение о том, что теория, учитывающая синглетное взаимодействие между протонами в конечном состоянии (при пренебрежении кулоновскими эффектами), хорошо воспроизводит главный максимум энергетического спектра нейтронов. Однако вывод о невозможности описания вышеуказанного максимума в рамках борновского приближения зиждется на ошибке, допущенной Фетисовым и др. [1]. К сожалению, в дальнейшем [1, 2] это ошибочное заключение было использовано в качестве основы при теоретическом анализе полного сечения реакции (I), очень чувствительного к деталям взаимодействия в конечном состоянии.

В данной заметке обсуждается спектр нейтронов в реакции (I) и указывается на характер ошибки в работе Фетисова и др. [1]. Рассмотрены также спектр протонов и угловые распределения фотонуклонов.

В рамках предположения о прямом выбывании отдельных нуклонов реакция (I) может идти двумя каналами:

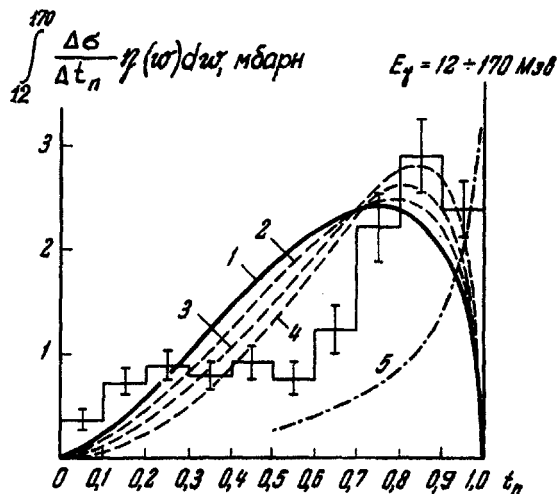


где скобка означает, что соответствующая пара находится в синглетном  $S$ -состоянии. Высокоэнергетическая часть спектра нейтронов, где расположен главный максимум, определяется каналом I. Поэтому мы ограничимся рассмотрением только этого канала.

Введем величину  $t = E_n / E$ , где  $E_n$  - энергия нейтрона в с.п.м.,  $E = \frac{2}{3}(E_\gamma - Q)$ ,  $E_\gamma$  - энергия  $\gamma$ -кванта,  $Q$  - порог реакции (I). Тогда, описывая начальное состояние ядра  $\text{He}^3$  гауссовской функцией с учетом примеси  $S'$ -состояния смешанной симметрии [3], а конечное состояние - плоскими волнами, в электрически дипольном приближении для спектра нейтронов в канале I получаем:

$$\frac{dS}{dt} \sim t^{3/2} (1-t)^{4/2} \left[ 1 + \left( \frac{P}{6} \right)^{1/2} \frac{2M(E_T - Q)}{3t^2 \alpha^2} (2t-1) \right]^2, \quad (2)$$

где  $\alpha = 0,384$   $\varphi^{-1}$ - параметр волновой функции Гаусса, P - процентность состояния  $S'$ . На рисунке приведены энергетические распределения нуклонов в реакции  $\gamma + He^3 \rightarrow p + p + n$ . Теоретические кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют борновскому приближению ( $1-P=0$ ,  $2-4-P=0,04$  [3]). Кривые 2, 3, 4 учитывают 4-процентную примесь  $S'$ -состояния и отно-



сятся к энергии  $(E_T - Q) = 15, 30$  и  $50$  Мэв соответственно. Теоретические кривые нормированы.  $\varphi(w)$ - функция, описывающая спектр тормозного излучения. Сравнивая теоретические кривые с экспериментальной гистограммой и учитывая при этом, что экспериментальный спектр нейтронов усреднен по спектру тормозного излучения в большом энергетическом интервале ( $E_T = 12 + 170$  Мэв), можно заключить, что главный максимум спектра правильно воспроизводится уже в борновском приближении. Учет взаимодействия между протонами в том приближении, в каком он делался ранее [4, I], приводит к результатам (кривая 5 на рисунке,  $E_T - Q = 10$  Мэв), расходящимся с экспериментом как в отношении формы кривой спектра, так и в отношении местонахождения ее максимума. В цитированной работе [I] при сравнении теории с экспериментом по оси ординат вместо  $dS/dt$  ошибочно отложена величина

$\sigma(\rho) \equiv d\sigma/d\rho = 2t^{1/2}(1-t)^{1/2}d\sigma/dt$ , причем  $t = \sin^2\rho$ , что и привело авторов этой работы к неверным заключениям о роли ядерного взаимодействия между протонами в конечном состоянии в реакции (I).

Укажем, что в рамках борновского приближения удовлетворительно воспроизводятся также характерные особенности как угловых распределений фотонуклонов, так и энергетического спектра протонов.

Приведенный выше анализ указывает на то, что учет только притягательного ядерного взаимодействия между протонами в рамках примененного нами приближения [4] недопустим, так как при этом недооценивается роль кулоновского отталкивания. Ситуация в действительности, по-видимому, такова, что в рассматриваемом явлении эффекты кулоновских и ядерных сил почти компенсируют друг друга, так что истинный спектр нейтронов, а также другие дифференциальные характеристики процесса (I) мало отличаются от вычисленных в борновском приближении. В связи с этим представляет интерес экспериментальное исследование зеркальной по отношению к (I) реакции:



в которой из-за отсутствия кулоновских сил притягательное действие ядерных сил проявится в полной мере, что приведет к тому, что спектр протонов в реакции (3) будет более богат высокоэнергичными протонами, что спектр нейтронов в реакции (I) - высокоэнергичными нейтронами.

Институт физики Академии наук  
Грузинской ССР

Поступило в редакцию  
2 июня 1966 г.

#### Литература

- [1] V.N.Fetisov, A.N.Gorbunov, A.T.Varfolomeev. Nucl. Phys., 71, 305, 1965.  
 [2] В.Н.Фетисов. Письма ЖЭТФ, 3, 170, 1966.  
 [3] L.I.Schiff. Phys. Rev., 133B, 802, 1964.  
 [4] G.Györgyi, P.Hrasko. Acta Phys. Hung., 17, 253, 1964.