

УДК 539.17.01

## КВАЗИДЕЙТРОННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

*Т. И. Копалейшвили*

Тбилисский государственный  
университет

Рассматриваются основы квазидейтронной модели фотоядерных реакций и ее развитие с того момента, когда она была предложена в 1951 г. до настоящего времени. Кроме того, подробно обсуждается вопрос о том, в какой мере модель описывает имеющиеся экспериментальные данные по фотопоглощению.

The basis of the quasi-deuteron model of photonuclear reactions and its development since it was suggested in 1951 are considered. In addition the problem to what extent the model can describe the available experimental data is discussed in detail.

Квазидейтронная модель, которая широко используется при интерпретации экспериментальных данных по фотоядерным реакциям при больших энергиях, содержит два основных положения: 1)  $\gamma$ -кванты поглощаются главным образом  $NN$ -парами в ядре (двухчастичный механизм поглощения) и 2) сечение фотоядерных реакций на сложных ядрах можно выразить через сечение фоторасщепления дейтрона. Первое из положений является гипотезой, а второе можно обосновать в рамках определенных приближений.

Двухчастичный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов больших энергий ( $E_\gamma > 200$  Мэв) был предложен Левинджером [1] в 1951 г. Тогда уже были известны некоторые экспериментальные результаты [2], касающиеся фотоядерных реакций при энергиях  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma \approx 300$  Мэв. В этих экспериментах наблюдался большой выход ( $\sigma \approx 0,1$  мбарн) протонов больших энергий ( $E_p \approx 150$  Мэв), угловое распределение которых обладает заметной асимметрией по отношению к направлению импульса  $\mathbf{k}_\gamma$  ( $\hbar = 1$ ) падающего  $\gamma$ -кванта. Эти данные находятся в явном противоречии с теоретическими предсказаниями, полученными как в предположении об образовании промежуточной системы [3], так и на основе модели

независимых частиц (МНЧ), в предположении о прямом выбивании отдельных протонов в результате взаимодействия с ним  $\gamma$ -квантов. Если вся энергия  $\gamma$ -кванта ( $E_\gamma \approx 300 \text{ Мэв}$ ) непосредственно передается отдельному нуклону, то нуклон должен иметь импульс, примерно равный  $750 \text{ Мэв}/c$ , а импульс, переданный  $\gamma$ -квантом,  $300 \text{ Мэв}/c$ . Таким образом, согласно закону сохранения импульса, нуклон будет обладать импульсом, примерно равным  $450 \text{ Мэв}/c$  до поглощения  $\gamma$ -кванта, а с такими импульсами нуклоны в ядре находятся с пренебрежимо малой вероятностью. При поглощении  $\gamma$ -квантов  $NN$ -парой в ядре энергия  $\gamma$ -кванта распределится между двумя нуклонами, а нуклоны с соответствующими импульсами в ядре могут находиться с относительно большой вероятностью. Ясно, что  $\gamma$ -кванты могут поглощаться также тремя и большим числом нуклонов. Но при  $E_\gamma > 200 \text{ Мэв}$  длина волны  $\gamma$ -квантов  $\lambda < 1 \text{ ферми}$  и вероятность того, что три или большее число нуклонов в ядре одновременно будут в объеме с такими линейными размерами, гораздо меньше, чем вероятность нахождения двух нуклонов, и поэтому многочастичным механизмом поглощения  $\gamma$ -квантов при таких энергиях можно пренебречь.

Для получения связи между полным сечением фотопоглощения  $\gamma$ -квантов ядром  $\sigma_A$  и полным сечением фоторасщепления дейтрона  $\sigma_d$  в работе [1] делается ряд приближений.

1. Из-за отсутствия у  $pp$ - и  $np$ -пар электрического дипольного момента пренебрегают вкладом поглощения  $\gamma$ -квантов такими парами в сечение, и, следовательно, рассматривается поглощение только  $nr$ -парами. Тем самым предполагается, что дипольное поглощение играет доминирующую роль. При этом вклад в сечение от триплетных и синглетных  $nr$ -пар считается равным, за исключением спинового весового множителя.

2. Волновая функция  $\varphi_a \equiv \varphi_a(1, 2, 3, \dots, A)$  ядра мишени  $A$  представляется в виде произведения волновой функции  $\varphi_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2}$ , выделенных двух нуклонов с импульсами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  и волновой функции остаточного ядра  $\varphi_B(3, \dots, A)$ . При этом функция  $\varphi_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2}$  берется в виде

$$\varphi_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} = \varphi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R}) \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \tag{1}$$

где  $\varphi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R})$  — волновая функция движения центра инерции двух нуклонов (и берется в виде плоской волны, соответствующей полному импульсу  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ ), а  $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  — волновая функция их относительного движения с импульсом  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2$  на бесконечности, которая описывает несвязанное  $S$ -состояние ( $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  — волновая функция соответствующей задачи рассеяния). Эта функция берется в приближении эффективного радиуса для  $nr$ -взаимодействия. Принимая во внимание, что для рассматриваемого процесса существенны малые межнуклонные расстояния ( $< 1 \text{ ферми}$ ),  $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  связывается с волновой функцией свободного дейтрона

$\varphi_d$ , а именно показывается, что

$$\varphi_k(r) \sim \varphi_d(r). \quad (2)$$

3. Предполагается, что в результате поглощения  $\gamma$ -кванта  $np$ -парой в ядре, состояние системы остальных  $A - 2$  нуклонов не меняется. При этом считается, что распределение нуклонов по импульсам в ядре дается распределением Ферми при «нулевой» температуре, и ядро имеет объем радиуса  $R = 1,4 A^{1/3}$  ферми.

В рамках перечисленных приближений получается следующая связь между  $\sigma_A$  и  $\sigma_d$ :

$$\sigma_A = L \frac{ZN}{A} \sigma_d, \quad (3)$$

где  $L$  — отношение вероятности нахождения нейтрона и протона в ядре относительно друг друга на расстояниях  $< 1$  ферми к аналогичной вероятности в дейтроне и равно  $L = 6,4$  [1];  $ZN$  — число  $np$ -пар в ядре;  $\sigma_d$  считается вычисленным в дипольном приближении согласно предположению 1. Следует подчеркнуть, что приближения 2 и 3 подразумевают замену реального ядра ядерной материей, и поэтому формула (3), строго говоря, справедлива только в такой предельной модели ядра.

Дальнейшее развитие квазидейтронной модели происходило как в направлении уточнения двухчастичного механизма поглощения  $\gamma$ -квантов, так и в направлении уточнения связи между  $\sigma_A$  и  $\sigma_d$ . В работе [5], например, эти уточнения сводились к тому, что импульсное распределение нуклонов в ядре бралось в более реальном виде, чем это делалось в работе [1], кроме того, в расчете  $\sigma_d$  учитывалось в квадрупольное поглощение.

Важный шаг в понимании механизма поглощения  $\gamma$ -квантов дейтроном и  $np$ -парой в ядре сделан в работах Вильсона, Остерна и Филда [6]. Согласно этим авторам, при  $E_\gamma > 200$  Мэв поглощение  $\gamma$ -квантов происходит через рождение пиона на одном нуклоне с образованием (3.3) резонанса  $\pi N$ -системы. Эта система затем распадается, испуская пион, который поглощается другим нуклоном. Вероятность последнего акта тем больше, чем больше вероятность нахождения второго нуклона около первого в объеме с радиусом, равным комитоновской длине волны  $\pi$ -мезона. Ясно, что при таком механизме существенно важно наличие двух нуклонов на малом относительном расстоянии с большой вероятностью. Поскольку в рассматриваемой модели механизм поглощения  $\gamma$ -квантов дейтроном и  $np$ -парами в ядре принимается одинаковым, то в формуле (3) под  $\sigma_d$  можно понимать экспериментальное значение сечения фоторасщепления дейтрона.

Следующий важный шаг в усовершенствовании квазидейтронной модели был сделан Готфридом, который вместо модели ядерной материи, использованной Левинджером, взял более реальную

модель ядра — модель независимых пар (МНП) для конечных систем. За основу Готффрид также принимает двухчастичный механизм поглощения. В соответствии с этим оператор взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядром  $H_{\text{вз}}$  берется в виде суммы двухчастичных операторов

$$H_{\text{вз}} = \sum_{i < j}^A T_{ij}, \tag{4}$$

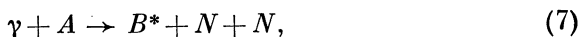
где  $T_{ij}$  в общем случае является  $t$ -матрицей для процесса поглощения  $\gamma$ -квантов  $NN$ -парой. Далее считается, что фотоядерные реакции являются прямыми, т. е. из ядра вылетает та пара нуклонов, которая поглотила  $\gamma$ -квант. Это предположение подразумевает, что те члены в амплитуде реакции, которые соответствуют обмену вылетевших нуклонов с нуклонами остаточного ядра в конечном состоянии, являются пренебрежимо малыми. Это будет иметь место при тех значениях кинетической энергии вылетевших нуклонов  $E_N$ , которые много больше, чем энергия связи выбиваемого из ядра нуклона  $\varepsilon_N$ , т. е. когда

$$E_N \gg \varepsilon_N. \tag{5}$$

Это условие, как правило, выполняется при  $E_N > 50 \text{ Мэв}$ . При сделанных выше предположениях амплитуда фотоядерных реакций, идущих посредством парного механизма, принимает вид

$$T_{ba} = \sqrt{N_2} (\varphi_b^{(-)} | T_{12} | \varphi_a), \tag{6}$$

где  $\varphi_a$  — волновая функция ядра мишени  $A$ ;  $\varphi_b^{(-)}$  — волновая функция ядерной системы в конечном состоянии, которая в общем случае учитывает взаимодействие вылетевших нуклонов (1 и 2) как между собой, так и с нуклонами остаточного ядра;  $N_2$  — число  $NN$ -пар в ядре, а множитель  $\sqrt{N_2}$  учитывает тождественность нуклонов в ядерной системе. Важно подчеркнуть, что выражение (6) является амплитудой реакций:



которые считаются основными фотоядерными реакциями в области рассматриваемых энергий  $\gamma$ -квантов.

Если теперь пренебречь взаимодействием вылетевших нуклонов с нуклонами остаточного ядра, то волновая функция конечного состояния системы  $\varphi_b^{(-)}$  распадается на произведение волновой функции  $\varphi_{B\beta}^*$  ядра  $B^*$  в состоянии  $\beta$  и волновой функции  $\varphi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$  двух взаимодействующих нуклонов. Функция  $\varphi_{\beta_1\beta_2}^{(-)}$  имеет вид

$$\varphi_{\beta_1\beta_2}^{(-)} = \varphi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R}) \varphi_{\mathbf{k}S_0T_0}^{(-)}(\mathbf{r}), \tag{8}$$

где  $\varphi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R})$  — плоская волна, описывающая движение центра инерции вылетевших нуклонов с полным импульсом  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ ;

$\Phi_{\mathbf{k}S_0 T_0}^{(-)}(\mathbf{r})$  — волновая функция их относительного движения, учитывающая взаимодействие между ними с начальным импульсом  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2$  и спин-изоспином  $S_0$  и  $T_0$ . Если теперь волновую функцию  $\Phi_a$  разложим в ряд по полной системе функции  $\Phi_{\beta}^{\prime}$ , то из (6) получим

$$T_{ba} = \sqrt{N_2} \sum_{\gamma_1 \gamma_2} C_a(\gamma_1 \gamma_2; \beta) (\Phi_{\beta_1 \beta_2}^{(-)} | T_{12} | \Phi_{\gamma_1 \gamma_2}). \quad (9)$$

Здесь  $\Phi_{\gamma_1 \gamma_2}$  — волновая функция  $NN$ -пары в ядре  $A$ , описывающая ее движение относительно остальной системы  $A - 2$ -нуклонов; коэффициенты  $C_a$  представляют собой амплитуду вероятности того, что волновая функция  $\Phi_a$  ядра  $A$  распадается на произведение волновой функции системы  $A - 2$  в определенном состоянии  $\beta$  и волновой функции пары  $\Phi_{\gamma_1 \gamma_2}$ . Эти коэффициенты можно рассчитать в определенной модели ядра. Например, если ядро  $A$  состоит только из заполненных нуклонами оболочек, то  $C_a = 1/\sqrt{N_2}$  и в этом случае амплитуда (9) сводится к сумме двухчастичных амплитуд по занятым в ядре одночастичным состояниям.

Оператор  $T_{12}$  в общем случае зависит не только от относительных координат двух нуклонов, но и от координат их центра инерции. Члены, зависящие от координат центра инерции  $NN$ -пары и приводящие к изменению состояния его движения, вносят в амплитуду (9) вклад порядка  $q/k$  (относительно главных членов), где  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_\gamma - \mathbf{K}$  — переданный импульс. При выполнении условия (5) и при больших углах разлета вылетевших из ядра  $A$  нуклонов (на эксперименте в большинстве случаев это и наблюдается) имеем  $q \approx K \ll k$ . Так что такими членами в (9) можно пренебречь.

Волновая функция пары  $\Phi_{\gamma_1 \gamma_2}$  в МНП представляется в виде

$$\Phi_{\gamma_1 \gamma_2} = \Phi_{\gamma_1 \gamma_2}^0(\mathbf{R}, \mathbf{r}) g_{\gamma_{12}}(r), \quad (10)$$

где  $\Phi_{\gamma_1 \gamma_2}^0(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  — волновая функция в МНЧ;  $g_{\gamma_{12}}(r)$  — функция парной корреляции, учитывающая остаточные межнуклонные силы в ядре и в общем случае зависящая от состояния пары. В осцилляторной модели, которая часто используется, функции  $\Phi_{\gamma_1 \gamma_2}^0(\mathbf{R}, \mathbf{r})$  всегда можно представить в виде суммы произведений волновых функций движения центра инерции двух нуклонов  $\Phi_{\gamma_c}^0(\mathbf{R})$  и волновой функции их относительного движения  $\Phi_{\gamma_{12}}^0(r)$ . В этом случае с учетом приближения относительно амплитуды  $T_{12}$  выражение (9) можно преобразовать к виду

$$T_{ba} = \sqrt{N_2} \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \sum_{\gamma_c \gamma_{12}} \bar{C}_a(\gamma_1 \gamma_2 \gamma_{12} \gamma_c; \beta) F_{\gamma_c}(q) \times (\Phi_{\mathbf{k}S_0 T_0}^{(-)} | T'_{12} | \Phi_{\gamma_{12}}), \quad (11)$$

где величины  $\bar{C}_a$  отличаются от соответствующих величин  $C_a$  в (9) добавочными множителями;  $F_{\gamma_c}(q)$  — форм-фактор движения цен-

тра инерции  $NN$ -пары в ядре;  $T'_{12}$  — часть оператора  $T_{12}$ , не зависящая от  $\mathbf{R}$ ;

$$\varphi_{\gamma_{12}}(\mathbf{r}) = \varphi_{\gamma_{12}}^0(r) g_{\gamma_{12}}(r) \tag{12}$$

волновая функция внутреннего движения пары. Полученное выражение (11) для амплитуды реакций (7) является достаточно общим в предположении о парном механизме поглощения (оно нами выведено несколько иным путем, чем это было сделано в работе [7]), прямом характере реакции и в пренебрежении взаимодействием вылетевших нуклонов с остаточным ядром.

Для того чтобы в выражении (11) или (9) выделить амплитуду фоторасщепления дейтрона ( $\varphi_{kS_0T_0}^{(-)} | T'_{12} | \varphi_d$ ), в работе [7] делаются дополнительные упрощения. Принимая во внимание то обстоятельство, что в рассматриваемой области энергии оператор  $T'_{12}$  должен обладать коротким радиусом действия ( $< 1$  ферми), в волновой функции (10) делаются замены:

$$\varphi_{\gamma_{12}}^0(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \approx \varphi_{\gamma_{12}}^0(\mathbf{R}, 0); \tag{13}$$

$$g_{\gamma_{12}}(r) \sim \varphi_d(r). \tag{14}$$

Первое из этих соотношений связано с гладкостью изменения волновых функций МНЧ в области малых межнуклонных расстояний, а второе — с тем обстоятельством, что остаточные силы в ядре на малых межнуклонных расстояниях должны быть близкими силами в дейтроне на малых расстояниях. Соотношение (14), кроме того, сводится к утверждению, что основной вклад в фотопоглощение вносят  $np$ -пары, притом пары в  $S$ -состоянии. Это предположение совпадает с предположением 1, сделанным Левинджером.

Амплитуда (11) или (9) соответствует реакции, когда остаточное ядро получается в определенном состоянии  $\beta$ . Если нас интересует сечение ( $\gamma, np$ )-реакции независимо от того, в каком состоянии получается ядро  $B$ , мы должны сечение, вычисленное по амплитуде (11) или (9), просуммировать по всем этим конечным состояниям ядра  $B$ . Но в общем случае провести это суммирование невозможно. Это связано с тем, что в сечение войдет функция  $\delta(E_b - E_a)$ , выражающая закон сохранения энергии и зависящая от состояния  $\beta$  ядра  $B$  через энергию возбуждения  $E_\beta^*$  согласно соотношениям:

$$\{E_a = \varepsilon_A + E_\gamma; \tag{15}$$

$$E_b = \varepsilon_B + E_\beta^* + E_n + E_p + E_{отд} + M_n + M_p, \quad c = 1, \tag{16}$$

где  $\varepsilon_A$  и  $\varepsilon_B$  — полные энергии ядер  $A$  и  $B$  в основном состоянии;  $E_n$ ,  $E_p$  и  $E_{отд}$  — кинетические энергии фотонейтрона, протона ( $M_n$  и  $M_p$  — их массы) и ядра отдачи. В работе [7] используется так называемое замкнутое приближение: считается, что в резуль-

тате реакции ядро  $B$  получается преимущественно в состоянии в узком интервале энергии возбуждения около некоторого значения  $\bar{E}^*$ . Вследствие этого в  $\delta$ -функции  $E_{\beta}^*$  заменяется значением  $\bar{E}^*$ . Эта величина является параметром теории. В результате рассматриваемая  $\delta$ -функция уже не зависит от  $\beta$ . Квадрат амплитуды (11) или (9) после этого можно просуммировать в общем виде, используя полноту функций  $\varphi_{B\beta}^*$ . Тогда с учетом (13) в случае ядер с заполненными оболочками получается

$$\begin{aligned} d\sigma/d\Omega_p = F(q) k_p E_p / [k_p E_p]_0 \times \\ \times (d\sigma_d/d\Omega_p)_0 d\mathbf{k}_n dE_p \delta(E - \bar{E}), \end{aligned} \quad (17)$$

где  $E = E_\gamma - (E_n + E_p)$ ;  $\bar{E} = \bar{E}^* + E_{\text{отд}} + Q$  ( $Q$  — энергетический баланс реакции); индекс 0 у величин означает, что они относятся к системе центра инерции  $\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_p = 0$  двух нуклонов, функция  $F(q)$  — величина, пропорциональная вероятности (в МНЧ) нахождения нейтрона и протона в одной точке с суммарным импульсом  $-\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_\gamma$ .

При обработке экспериментальных данных обычно пользуются выражением, которое отличается от (17) множителями  $LNZ/A$ , [чтобы его привести в соответствие с формулой (3)] и  $B(E_\gamma)$  [ $B(E_\gamma)$  — спектральная функция падающего потока  $\gamma$ -квантов]. Кроме того, учитывают эффект Доплера, связанный с переходом из лабораторной системы в систему покоя квазидейтрона (соответствующий якобиан преобразования обозначим  $J$ ), т. е.

$$\begin{aligned} d\sigma/d\Omega_p = F(q) LNZ/A (d\sigma/d\Omega_p)_d JB(E_\gamma) \times \\ \times (1 - \beta_d \cos \theta_d) d\mathbf{k}_n dE_p \delta(E - \bar{E}), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $\beta_d$  — скорость квазидейтрона (в единицах  $c$ );  $\theta_d$  — соответствующий угол по отношению к  $\mathbf{k}_\gamma$ .

Перед тем как обсудить вопрос о том, в какой степени выше описанная квазидейтронная модель объясняет экспериментальные данные по фотоядерным реакциям при больших энергиях, обратим внимание на одно обстоятельство. Большинство экспериментов по проверке квазидейтронной модели при  $E_\gamma > 200 \text{ Мэв}$  ставилось на совпадение нейтронов и протонов. Фотонуклоны, получившиеся в первом акте поглощения  $\gamma$ -квантов  $n\bar{p}$ -парой в ядре, прежде чем выйти из ядра, могут испытывать столкновения с другими нуклонами, которые сами могут выйти из ядра или отражаться от его поверхности. Эти эффекты будут уменьшать число совпадений нейтронов и протонов. Формулы (3) и (17), содержащие в себе множитель  $L$ , который практически следует определить из эксперимента, претендуют на описание всего процесса фотопоглощения. Поэтому прежде чем сравнивать сечения по формулам (3) и (17) с экспериментальными данными, полученными в опытах по совпа-

дению, эти выражения следует умножить на некую функцию  $P(k_n, k_p)$  [8], которая представляет собой вероятность того, что первичные фотонуклоны выйдут из ядра, эффективно не испытав столкновения. Эти эффекты в работе [7] учитывались через множитель, представляющий собой коэффициент поглощения, связанный с остаточным ядром. Эти же эффекты можно учитывать также на основе рассмотрения внутриядерного каскада, приняв в качестве сечения поглощения  $\gamma$ -квантов  $np$ -парой выражение (3) [9, 10].

Проверке квазидейтронной модели посвящено ряд экспериментальных работ [8—15]. В этих экспериментах сечение определялось или по регистрации совпадений фотонейтронов и протонов [8, 11—14], или по измерению активности ядер продуктов [9, 10, 15]. В первых типах опытов измерялся дифференциальный энергетический спектр протонов (в абсолютных единицах) при заданном угле вылета протонов относительно  $k_z$ . На основе сравнения полученных распределений с выражением (15) (с учетом множителя  $P(k_n, k_p)$ ) определялось значение величины  $L$ , которая оказалась в пределах (9—12), т. е. в среднем в 1,5 раза больше, чем это дает теоретическая оценка [см. формулу (3)]. Согласие теории с экспериментом по угловым и энергетическим распределениям протонов получается достаточно хорошим, но приходится формулу (15) использовать в случае ядер с незаполненными оболочками. Хотя эта формула, как говорилось выше, применима только к ядрам с полностью заполненными оболочками, и при расчете функций  $F(q)$  приходится для разных оболочек брать разные осцилляторные параметры [13].

Используя определенное выше значение  $L = (9—12)$ , можно выяснить вопрос о том, в какой мере квазидейтронная модель описывает экспериментальные данные по полному сечению фотопоглощения квантов ядрами. Оказывается, что, хотя она и включает в себя большую долю от общего наблюдаемого сечения, для объяснения полной наблюдаемой картины процесса поглощения  $\gamma$ -квантов следует принимать во внимание конкурирующие механизмы при  $E_\gamma > 150 \text{ Мэв}$  [9, 10], а именно следует учесть образование пионов на отдельных нуклонах ядра и вызываемый ими каскад, а также процессы, когда рожденные мезоны вновь поглощаются в ядре нуклонами. Оказалось, что для легких ядер достаточно учесть только первую возможность, а для ядер среднего веса — и вторую возможность [10]. Следует отметить также, что утверждение о незначительном вкладе ( $\approx 20\%$ ) квазидейтронного механизма в полное сечение фотопоглощения, которое делается в работе [15], является неверным, что связано с использованием в этой работе для величины  $L$  заниженного значения ( $L = 3$ ).

Рассмотрим теперь поглощение  $\gamma$ -квантов ядром при энергиях ниже порога мезообразования ( $E_\gamma \lesssim 150 \text{ Мэв}$ ). Возникает



два основных вопроса: 1) остается ли двухчастичный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов доминирующим механизмом и при этих энергиях и 2) можно ли выразить через сечение фоторасщепления дейтрона сечение фотоядерной реакции, идущей посредством двухчастичного механизма поглощения.

Первый вопрос возникает в связи с тем, что при  $E_\gamma \lesssim 150 \text{ Мэв}$  длина волны фотона  $\lambda \gtrsim 1,3 \text{ ферми}$  и вероятность наличия трех или четырех нуклонов в ядре в объеме с такими линейными размерами может не оказаться малой по сравнению с вероятностью наличия двух нуклонов. Следовательно, необходимо ожидать, что многочастичный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов ядром будет принимать определенное значение в этой области энергии, и тем большее, чем меньше энергия  $\gamma$ -квантов. Некоторым подтверждением этих соображений могут служить экспериментальные результаты, полученные в работе [16] по поглощению  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \lesssim 170 \text{ Мэв}$  ядром  $^{12}\text{C}$ . В этой работе было показано, что кроме двухчастичного механизма в сечении фотопоглощения заметный вклад вносит многочастичный механизм, и этот вклад увеличивается с уменьшением  $E_\gamma$  (см. таблицу).

Таблица интегральных сечений фотореакции,  $\text{Мэв} \cdot \text{мбарн}$

Механизм реакций	Энергия, $\text{Мэв}$				
	0—40	40—60	60—100	100—140	140—170
Двухчастичный	11,9	17,8	15,1	14,1	6,0
Многочастичный	11,6	11,3	6,2	4,7	—

Легко видеть, что относительная роль различных механизмов поглощения будет зависеть от структуры ядра, и поэтому детальное экспериментальное исследование фоторасщепления различных ядер представляется важным.

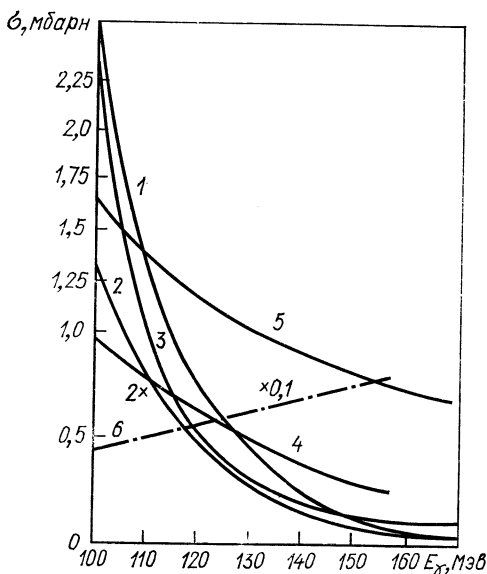
На второй вопрос, поставленный выше, следует ответить отрицательно. Действительно, поскольку теперь для реакции существенны не только малые межнуклонные расстояния, но и большие  $r \gtrsim 1,3 \text{ ферми}$ , то приближения (13), (14) теперь становятся неоправданными и, следовательно, в амплитуде (9) или (11) невозможно выделить амплитуду фоторасщепления дейтрона. Так что в этом случае следует непосредственно использовать выражение (9) или (11). Заметим, что последнее выражение амплитуды более общее, чем (9), так как оно не предполагает осцилляторную модель для среднего поля в ядре, кроме того, включает возможность в волновой функции  $\Phi_{\beta, \beta'}^{(-)}$  учесть взаимодействие вылетевших нуклонов с остаточным ядром (помимо учета взаимодействия меж-

ду ними) в том случае, когда эти последние можно заменить соответствующими оптическими потенциалами.

Тот или иной вариант выражения (11) для амплитуды использовался в большинстве теоретических работ [19—24] при расчете сечения  $(\gamma, np)$ -реакции. В работе [24] в качестве амплитуды использовалось выражение вида (9) при фактическом пренебрежении взаимодействием между вылетевшими нуклонами, но с учетом их взаимодействия с остаточным ядром через оптический потенциал Вудса — Саксона. При этом одночастичные функции нуклонов как в начальном, так и в конечном ядрах тоже брались в виде, соответствующем этому потенциалу.

$(\gamma, np)$ -Реакция на некоторых легких ядрах при  $E_\gamma < 200$  Мэв исследовалась экспериментально в работах [15, 16, 25—28]. Общими особенностями этой реакции, наблюдавшейся на опыте, являются наличие одного максимума в энергетической зависимости сечения при  $E_\gamma \approx (20—50)$  Мэв, постепенное уменьшение сечения в дальнейшем, постоянство сечения в интервале 100—150 Мэв и дальнейшее возрастание. Исключениями являются сечение на ядре  $^{32}\text{S}$ , которое имеет резкий провал при  $E_\gamma \approx 100$  Мэв [15], и сечение реакции  $^4\text{He}(\gamma, np)\text{D}$ , обнаруживающее наличие двух максимумов при  $E_\gamma \approx 50$  и  $70$  Мэв [28]. Оба эти факта в настоящее время не имеют объяснения. Если факт наличия двух максимумов в сечении  $(\gamma, np)$ -реакции на ядре  $^4\text{He}$  является достоверным (старые данные не показывают такого эффекта [27]), то оно должно указывать на важность эффекта взаимодействия и обмена в конечном состоянии, а именно взаимодействия и обмена вылетевших нуклонов с нуклонами дейтрона отдачи.

Наличие одного максимума в энергетической зависимости сечения  $(\gamma, np)$ -реакции при малых энергиях просто связано с тем фактом, что реакция имеет порог и сечение и не может всегда воз-



Энергетическая зависимость сечения  $(\gamma, np)$ -реакции:

1 [20], 3 [19], 4 [24], 5 (квазидейтронная модель  $\sigma_A = A\sigma_d$ ) — на ядре  $^{16}\text{O}$ ; 2 — на ядре  $^{12}\text{C}$  [20].

растать, и качественное объяснение оно находит во всех расчетах [17—19, 22, 23]. Что же касается примерного постоянства сечения при  $E_\gamma = 100—150 \text{ Мэв}$ , ситуация в настоящее время следующая. Расчеты, приближенно учитывающие взаимодействие между вылетевшими нуклонами в конечном состоянии, дают [19, 20—22, 26] убывающую функцию  $\sigma(E_\gamma)$ . Причем получается более быстрое спадание (см. рисунок), чем это дает простая квазидейтронная модель (3), хотя, как указывалось выше, она непосредственно неприменима в рассматриваемой области энергии. Причина этого обстоятельства связана с тем, что в выражении (3) взаимодействие между вылетевшими нуклонами учтено точно в сечении фоторасщепления дейтрона  $\sigma_d$ , в то время как в расчетах [19, 20—22, 24], как говорилось выше, оно учитывалось приближенно. Предварительные расчеты, проведенные с точным учетом взаимодействия между вылетевшими нуклонами в конце реакции, показывают, что сечение действительно постоянно и даже имеет тенденцию к возрастанию (см. рисунок). Из сказанного выше ясно, что более последовательный и точный учет, чем это делалось до сих пор, эффектов взаимодействия и обмена в конечном состоянии является важной теоретической задачей.

В заключение отметим, что некоторым указанием на то, что рассмотрение ( $\gamma, np$ )-реакции в рамках парного механизма поглощения и в модели независимых пар ядра является в основном правильным, может служить следующее обстоятельство: в таком рассмотрении отношение сечения на ядре  $^{16}\text{O}$  к сечению на ядре  $^{12}\text{C}$  получается ( $\approx 2,25$ ) [20] согласующимся с данными опыта ( $\approx 2,3$ ) [25].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Levinger J. Phys. Rev., 1951, 84, 45.
2. Kikuchi S. Phys. Rev., 1950, 80, 492; Walkar D. Phys. Rev., 1951, 81, 634; Levintal C., Silverman A. Phys. Rev., 1951, 82, 882.
3. Hirzel O., Walffler H. Helv. Phys. Acta, 1947, 20, 373; Diven B. C., Almy G. M. Phys. Rev., 1950, 80, 407.
4. Courant E. D. Phys. Rev., 1951, 82, 703.
5. Dedrick K. G. Phys. Rev., 1955, 100, 43.
6. Wilson R. R. Phys. Rev., 1952, 86, 125; Austern N. Phys. Rev., 1955, 100, 152; Fild B. T. Suppl. Nuovo cimento, 1955, 1, 145.
7. Gottfried K. Nucl. Phys., 1958, 5, 557.
8. Stein P. S. e. a. Phys. Rev., 1960, 119, 348.
9. Meyer R. A., Walters W. B., Hummel J. M. Nucl. Phys., 1968, A122, 606.
10. Gabriel A., Alsmiller G. R. Jr. Phys. Rev., 1969, 182, 1035.
11. Barton M. O., Smith J. M. Phys. Rev., 1954, 95, 573; Phys. Rev., 1958, 110, 1143.
12. Meyers H. e. a. Phys. Rev., 1954, 95, 576; Odian A. C. e. a. Phys. Rev., 1956, 102, 877.
13. Garvey J. e. a. Nucl. Phys., 1965, 70, 241.
14. Smith I. L. e. a. Nucl. Phys., 1967, B1, 483.
15. Van Hise J. R., Meyer R. A., Hummel J. P. Phys. Rev., 1965, B 139, 554.

16. Таран Г. Г. «Ядерная физика», 1968, 7, 478.
17. Шкляревский Г. М. ЖЭТФ 1961, 41, 234.
18. Копалейшвили Т. И., Джибути Р., ЖЭТФ, 1962, 42, 467; Nucl. Phys., 1963, 4, 341.
19. Reitan A. Nucl. Phys., 1962, 36, 56; Nucl. Phys., 1963, 37, 279; Nucl. Phys., 1963, 42, 615.
20. Копалейшвили Т. И. «Ядерная физика», 1965, 1, 961.
21. O'Stgaard E. Nucl. Phys., 1965, 64, 289.
22. Копалейшвили Т. И., Мачабели И. З. «Ядерная физика», 1965, 2, 978.
23. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б., Мамасахлисов В. И., «Ядерная физика», 1968, 7, 803; Джибути Р. И., «Ядерная физика», 1968, 8, 892.
24. Weise W., Huber M. G., Danos M. Z. Phys., 1970, 236, 176.
25. Ferroni S. e. a. Nucl. Phys., 1967, A98, 409.
26. Kayser K. e. a. Z. Phys., 1970, 239, 461.
27. Горбунов А. М., Спиридонов В. М. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. «Изв. АН СССР», 1958, стр. 487.
28. Аркатов Ю. М. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1969, 9, 462.