

Л. Д. БЛОХИНЦЕВ, И. А. ШВАРЦ

## ВЕРШИННЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ ТРЕХНУКЛОННОЙ СИСТЕМЫ

Исследуются свойства и проводится численный расчет вершинных функций, отвечающих виртуальным процессам  $H^3(He^3) \rightarrow d+n(p)$ ; сравниваются различные выражения для этих вершинных функций. Находятся вершинные константы для процессов  $H^3(He^3) \rightarrow d+n(p)$ , являющиеся значениями вершинных функций на массовой поверхности и играющие важную роль в диаграммных и дисперсионных подходах к описанию ядерных реакций.

В последнее время в теории ядерных реакций все чаще и чаще применяются методы, использующие формализм диаграмм Фейнмана [1, 2]. В связи с этим возникает вопрос о нахождении вершинных функций, сопоставляемых каждой вершине диаграммы и являющихся матричными элементами виртуальных процессов, отвечающих этим вершинам. В настоящей работе рассматриваются вершинные функции для процессов виртуального двухчастичного распада (или синтеза) ядер  $H^3$  и  $He^3$ :  $H^3 \rightleftharpoons d+n$ ,  $He^3 \rightleftharpoons d+p$ .

Общий вид вершинной функции  $W_{23}$ , описывающей распад связанного состояния  $\{123\}$  трех нетождественных частиц 1, 2, 3 на связанное состояние  $\{23\}$  частиц 2 и 3 и свободную частицу 1, в рамках потенциальной теории был получен в работе [3]:

$$W_{23}(\vec{Q}_1, \Sigma) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{q}_{23} L_{23}(\vec{q}_{23}, \vec{Q}_1) r_{23}^*(\vec{q}_{23}) \times \\ \times [\psi_{12}(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3) + \psi_{31}(\vec{q}_{31}, \vec{Q}_2)] / \left( \frac{\vec{q}_{23}^2}{2\mu_{23}} + \epsilon_{23} - \Sigma - i\eta \right), \\ \eta \rightarrow +0. \quad (1)$$

Через  $\vec{q}_{ik}$  и  $\vec{Q}_l$  обозначим соответственно импульсы относительного движения частиц  $i$  и  $k$  ( $\vec{q}_{ik}$ ) и частицы  $l$  относительно центра инерции частиц  $i$  и  $k$  ( $\vec{Q}_l$ )

$$\vec{q}_{ik} = \frac{m_k \vec{p}_i - m_i \vec{p}_k}{m_i + m_k}, \quad \vec{Q}_l = \frac{(m_i + m_k) \vec{p}_l - m_l (\vec{p}_i + \vec{p}_k)}{m_1 + m_2 + m_3},$$

$m_i$ ,  $\vec{p}_i$ ,  $E$  — масса, импульс и кинетическая энергия частицы  $i$ ;

$$L_{ik} = \vec{q}_{ik}^2/2\mu_{ik} + \vec{Q}_l^2/2\mu_l + \varepsilon, \quad L_{12} = L_{23} = L_{31},$$

$$\mu_{ik} \equiv m_i m_k / (m_i + m_k), \quad \mu_l \equiv (m_i + m_k) m_l / (m_1 + m_2 + m_3);$$

$$\Sigma = E_{\{23\}} - \vec{p}_{\{23\}}^2/2m_{\{23\}};$$

$$r_{23} = -(\vec{q}_{23}^2/2\mu_{23} + \varepsilon_{23}) \Phi_{23}(\vec{q}_{23}), \quad \Phi_{23}(\vec{q}_{23})$$

внутренняя волновая функция связанного состояния  $\{23\}$  с энергией связи  $\varepsilon_{23} > 0$ ;  $\psi_{ik}$  — функции, осуществляющие фадлеевское разбиение полной волновой функции  $\psi$  связанного состояния  $\{123\}$  с энергией связи  $\varepsilon > 0$ :

$$V \quad \psi_{ik}(\vec{q}_{ik}, \vec{Q}_l) = -(2\pi)^{-3} L_{ik}^{-1} \int d\vec{q}'_{ik} V_{ik}(\vec{q}_{ik}, \vec{q}'_{ik}) \psi(\vec{q}'_{ik}, \vec{Q}_l),$$

$\psi = \psi_{12} + \psi_{23} + \psi_{31}$ ,  $V_{ik}$  — взаимодействие между частицами  $i$  и  $k$ . В формуле (1) импульсы  $\vec{q}_{12}$ ,  $\vec{Q}_3$ ,  $\vec{q}_{31}$  и  $\vec{Q}_2$  должны быть выражены через  $\vec{q}_{23}$  и  $\vec{Q}_1$ .

В дальнейшем для краткости положим  $\vec{q}_{23} \equiv \vec{q}$ ,  $\vec{Q}_1 \equiv \vec{Q}$ . Волновые функции  $\Phi_{23}$  и  $\psi$  нормированы следующим образом:

$$(2\pi)^{-3} \int d\vec{q} |\Phi_{23}(\vec{q})|^2 = 1, \quad (2\pi)^{-6} \int d\vec{q} d\vec{Q} |\psi(\vec{q}, \vec{Q})|^2 = 1.$$

В формуле (1) частицы 1 и  $\{23\}$  могут быть виртуальными, т. е. находиться вне массовой поверхности; частица  $\{123\}$  по смыслу вывода всегда находится на массовой поверхности [3].

Используя некоторые тождества, для вершинной функции распада ядра  $\{123\}$  на виртуальную частицу 1 и реальное (т. е. находящееся на массовой поверхности:  $\Sigma=0$ ) ядро  $\{23\}$  легко получить формулу [3]

$$W_{23}(\vec{Q}, 0) = - \left( \frac{\vec{Q}^2}{2\mu_1} + \varepsilon - \varepsilon_{23} \right) \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \psi(\vec{q}, \vec{Q}) \Phi_{23}^*(\vec{q}). \quad (2)$$

Аналогично, в случае виртуального ядра  $\{23\}$  и реальной частицы 1 ( $\Sigma_1 \equiv E_1 - \vec{p}_1^2/2m_1 = -\varepsilon + \varepsilon_{23} - \vec{Q}^2/2\mu_1 - \Sigma = 0$ ) выражение (1) тождественно преобразуется к виду

$$W_{23}(\vec{Q}, \Sigma)|_{\Sigma_1=0} = W_{23}(\vec{Q}, -\varepsilon + \varepsilon_{23} - \vec{Q}^2/2\mu_1) =$$

$$= - \left( \frac{\vec{Q}^2}{2\mu_1} + \varepsilon - \varepsilon_{23} \right) \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \psi_{23}(\vec{q}, \vec{Q}) \Phi_{23}^*(\vec{q}). \quad (3)$$

В обоих случаях ((2) и (3)) вершинная часть  $W_{23}$  зависит лишь от одной инвариантной переменной  $\vec{Q}^2$ . Однако в случае (2)  $W_{23}$  пропорциональна обычному интегралу перекрытия внутренних волновых функций ядер  $\{123\}$  ( $\psi$ ) и  $\{23\}$  ( $\Phi_{23}$ ), а в случае (3)  $W_{23}$  выражается через интеграл, отличающийся от интеграла перекрытия заменой  $\psi \rightarrow \psi_{23}$ . Отличие (3) от (2) связано с тем, что виртуальная частица  $\{23\}$  является составной и может виртуально диссоциировать на частицы 2 и 3.

Формулы (1) — (3) были выведены для бесспиновых частиц, однако они сохраняют свой вид и при учете спиновых (а также и изоспиновых) переменных. Выражения для вершины синтеза  $1 + \{23\} \rightarrow \{123\}$  получаются из соответствующих явных выражений для вершин распада.

да  $\{123\} \rightarrow 1 + \{23\}$  заменой  $Y_{lm}(\vec{Q}/Q) \rightarrow Y_{lm}^*(\vec{Q}/Q)$  [4], где  $Y_{lm}$  — обычные сферические функции,  $l$  — орбитальный угловой момент относительного движения частиц 1 и  $\{23\}$ .

Применим написанные выше общие формулы к процессам  $H^3(He^3) \rightleftharpoons d+n(p)$ . Так как свойства  $H^3$  и  $He^3$  с точностью до нарушений изотопической инвариантности совпадают, то будем для краткости говорить о распаде «триона»  $T$ :

$$T \rightarrow d + N, \quad T = H^3, He^3; \quad N = p, n. \quad (4)$$

Для вычисления вершинных частей по формулам (1) — (3) необходимо знать волновую функцию триона  $\psi$ . Она может быть записана в виде [5]

$$\psi = \psi_{12} + \psi_{23} + \psi_{31},$$

$$\psi_{ik} = \sum_{\substack{s_{ik}=0,1; \\ t_{ik}=0,1}} u_{ik}^{(s_{ik}, t_{ik})} \chi_{ik}^{(s_{ik})} \zeta_{ik}^{(t_{ik})}, \quad (5)$$

где  $\chi_{ik}^{(s_{ik})}(\zeta_{ik}^{(t_{ik})})$  — спиновая (изоспиновая) функция, отвечающая спину (изоспину) триона, равному  $1/2$  и суммарному спину (изоспину) пары нуклонов  $i$  и  $k$ , равному  $s_{ik}(t_{ik})$ ,  $u_{ik}^{(s_{ik}, t_{ik})}$  — соответствующие функции импульсных переменных. В дальнейшем мы ограничимся, как это обычно делается, учетом лишь четных состояний относительного движения любой пары нуклонов в трионе. В этом случае в формуле (5)  $u_{ik}^{(0,0)} = u_{ik}^{(1,1)} \equiv 0$  и остаются лишь два типа функций от импульсов  $u_{ik}^{(1,0)}$  и  $u_{ik}^{(0,1)}$ , причем в силу тождественности нуклонов  $u_{ik}^{(s, t)} = u^{(s, t)}(\vec{q}_{ik}, \vec{Q}_i)$ . Будем для краткости писать индекс (0) вместо (0,1) и (1) вместо (1,0). Функции  $u_{ik}^{(0)}$  и  $u_{ik}^{(1)}$  отвечают соответственно синглетному и триплетному состоянию нуклонов  $i$  и  $k$ .

Для того чтобы получить выражение для вершинной функции  $\hat{W}$  процесса  $T \rightarrow d + N$ , подставим в формулу (1) вместо  $\psi_{ik}$  соответствующие выражения (5), а вместо  $\varphi_{23}$  — полную волновую функцию дейтрона  $\Phi_d = \varphi_d(q) \chi_{\mu_d} \delta_{v_d, 0}$ , где  $\mu_d(v_d)$  — проекция спина (изоспина) дейтрона,  $\chi_{\mu_d}$  — спиновая функция дейтрона<sup>1</sup>. Заметим, что учет тождественности нуклонов приводит к появлению в вершинной функции процесса  $A \rightarrow B_1 + B_2 + \dots + B_k$  дополнительного множителя  $S$ , отсутствующего в формулах (1) — (3) и имеющего вид [6]:

$$S = [(N_A)! / (N_{B_1})! (N_{B_2})! \dots (N_{B_k})!]^{1/2},$$

где  $N_i$  — число нуклонов в ядре  $i$ . Для распада  $T \rightarrow d + N$   $S = \sqrt{3}$ . С учетом этого, выражая входящие в (5) функции  $\chi_{12}^{(s)}$ ,  $\chi_{31}^{(s)}$ ,  $\zeta_{12}^{(t)}$  и  $\zeta_{31}^{(t)}$  через  $\chi_{23}^{(s)}$  и  $\zeta_{23}^{(t)}$  (см. [7,8]) и полагая  $u_{ik}^{(0,0)} = u_{ik}^{(1,1)} = 0$ , получаем

$$\hat{W} = \sqrt{3} C_{1/2 \mu_N}^{1/2 \mu} \delta_{v_d v_N} W(Q, \Sigma), \quad (6)$$

где  $C_{\alpha\beta\gamma}^{\nu}$  — коэффициент Клебша — Гордона,  $\mu(v)$  и  $\mu_N(v_N)$  — проекции спина (изоспина) триона и нуклона  $N$  соответственно, а  $W(Q, \Sigma)$  не зависит от проекций спинов и изоспинов и имеет вид

<sup>1</sup> Мы не учитываем примеси  $D$ -состояния в дейтроне.

$$W(Q, \Sigma) = - \int \frac{\vec{dq}}{(2\pi)^3} \frac{\vec{q}^2/m_N + \varepsilon_d}{\vec{q}^2/m_N + \varepsilon_d - \Sigma - i\eta} L(q, Q) \bar{u}(\vec{q}, \vec{Q}) \varphi_d^*(q),$$

$$\bar{u}(\vec{q}, \vec{Q}) \equiv \frac{1}{4} [u_{12}^{(1)} - 3u_{12}^{(0)} + u_{31}^{(1)} - 3u_{31}^{(0)}],$$

$$L(q, Q) = \vec{q}^2/m_N + \frac{3}{4} \vec{Q}^2/m_N + \varepsilon, \quad (7)$$

$\varepsilon$  и  $\varepsilon_d$  — энергии связи триона и дейтрона соответственно,  $m_N$  — масса нуклона.

Чтобы получить выражения для вершинных функций для случая, когда одна из частиц ( $d$  или  $N$ ) находится на массовой поверхности, можно либо непосредственно положить  $\Sigma \equiv \Sigma_d = 0$  или  $\Sigma_1 \equiv \Sigma_N = -\Sigma - \frac{3}{4} \vec{Q}^2/m_N - \varepsilon + \varepsilon_d = 0$  в полученных из формулы (1) выражениях (6), (7), либо воспользоваться формулами (2) и (3). Следует подчеркнуть, что выражения (2) и (3) совпадают с соответствующими величинами, получаемыми из (1) при  $\Sigma = 0$  или  $\Sigma_1 = 0$  лишь в случае, когда функция  $\psi$  является точным решением уравнения Шредингера с потенциалом  $V = V_{12} + V_{23} + V_{31}$ .

В дальнейшем будем пользоваться приближенными выражениями для  $\psi$ ; в этом случае тождества, использованные для перехода от (1) к (2) и (3), нарушаются и величины (2) и (3) оказываются отличными от выражений, следующих из общей формулы (1) при  $\Sigma = 0$  или  $\Sigma_N \equiv \Sigma_1 = 0$ . Обозначим через  $\hat{W}_1$  и  $\hat{W}_3$  вершинные функции для процесса (4), определяемые соответственно формулами (3) и (2), а через  $\hat{W}_2$  и  $\hat{W}_4$  — вершинные функции, получаемые из (1) при  $\Sigma_N = 0$  и  $\Sigma = 0$  соответственно. Все величины  $\hat{W}_i$  имеют структуру (6):

$$\hat{W}_i = \sqrt{3} C_{1/2}^{1/2 \mu} \delta_{\nu, \nu_N} W_i(Q), \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (8)$$

Здесь

$$W_2(Q) \equiv W(Q, \Sigma)|_{\Sigma_N=0}, \quad W_4(Q) \equiv W(Q, \Sigma)|_{\Sigma=0}, \quad (9)$$

где  $W(Q, \Sigma)$  определяется формулой (7).

Подставляя выражения (5) в формулы (2) и (3) и действуя так же, как и при выводе формул (6), (7), получаем

$$W_1(Q) = - \left( \frac{3}{4} \vec{Q}^2/m_N + \varepsilon - \varepsilon_d \right) \int \frac{\vec{dq}}{(2\pi)^3} u^{(1)}(\vec{q}, \vec{Q}) \varphi_d^*(q),$$

$$W_3(Q) = - \left( \frac{3}{4} \vec{Q}^2/m_N + \varepsilon - \varepsilon_d \right) \int \frac{\vec{dq}}{(2\pi)^3} \tilde{u}(\vec{q}, \vec{Q}) \varphi_d^*(q); \quad (10)$$

$$\tilde{u}(\vec{q}, \vec{Q}) \equiv u_{23}^{(1)} + \frac{1}{4} [u_{12}^{(1)} - 3u_{12}^{(0)} + u_{31}^{(1)} - 3u_{31}^{(0)}]. \quad (11)$$

В случае точных волновых функций  $W_1(Q) \equiv W_2(Q)$  и  $W_3(Q) \equiv W_4(Q)$ . Для дальнейшего продвижения в вычислении вершинных функций  $\hat{W}_i(Q)$  необходим явный вид волновых функций  $u^{(s)}(\vec{q}, \vec{Q})$  и  $\varphi_d(q)$ . Будем описывать  $NN$ -взаимодействие  $V(\vec{q}, \vec{q}')$  центральным сепарабельным потенциалом, действующим лишь в  $S$ -состоянии относительного движения двух нуклонов и зависящим от их суммарного спина  $s$ :

$$V_s(\vec{q}, \vec{q}') = -\frac{(2\pi)^3 \lambda_s}{m_N/2} g_s(q) g_s(q')^1, \quad s = 0, 1. \quad (12)$$

Для такого потенциала имеем [9]

$$\begin{aligned} \varphi_d(q) &= N g_1(q)/(q^2 + \alpha^2), \quad \alpha^2 = m_N \varepsilon_d, \\ N &= [(2\pi)^{-3} \int \vec{d}q |g_1(q)|^2/(q^2 + \alpha^2)^2]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (13)$$

а функции  $u^{(0)}$  и  $u^{(1)}$  могут быть записаны в виде [10]

$$\begin{aligned} u^{(s)}(q, Q) &= \lambda_s \left( q^2 + \frac{3}{4} Q^2 + \kappa^2 \right)^{-1} g_s(q) a_s(Q), \\ \kappa^2 &= m_N \varepsilon, \quad s = 0, 1. \end{aligned} \quad (14)$$

Подстановка выражений (14) в уравнения Фаддеева приводит к системе двух одномерных интегральных уравнений для функций  $a_0$  и  $a_1$ . Эти уравнения можно решить численно. При не слишком больших значениях  $Q$  численные решения для  $a_s(Q)$  <sup>2</sup> могут быть аппроксимированы следующей простой формулой [5]:

$$a_s(Q) = h_s/(Q^2 + \zeta_s^2), \quad (15)$$

где

$$h_s = \text{const}, \quad \zeta_s^2 = \frac{4}{3} m_N (\varepsilon - \varepsilon_s), \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_d = 2,23 \text{ Мэв}, \quad \varepsilon_0 = 0.$$

Выберем в качестве  $g_s(q)$  <sup>3</sup> формфактор Ямагучи [9]:

$$g_s(q) = (q^2 + \beta_s^2)^{-1}, \quad \beta_s = \text{const}. \quad (16)$$

Подставляя (13), (14) и (16) в (10), получаем:

$$\begin{aligned} W_1(Q) &= -\frac{N \lambda_1}{8\pi \beta_1 m_N} a_1(Q) \{(\alpha + \beta_1)^{-2} - (S + \beta_1)^{-2}\}, \\ S^2 &\equiv \kappa^2 + \frac{3}{4} Q^2, \quad N = [8\pi \alpha \beta_1 (\alpha + \beta_1)^3]^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

В качестве  $a_1(Q)$  здесь можно взять приближенное выражение (15).

Вершинная функция  $W(Q, \Sigma)$ , отвечающая общему случаю, когда и дейтрон и нуклон могут быть виртуальными, находится путем подстановки выражений (13) — (16) в формулу (7) (при этом аргументы  $\vec{q}_{12}$ ,  $\vec{Q}_3$ ,  $\vec{q}_{31}$ ,  $\vec{Q}_2$  функций  $u_{12}^{(s)}$  и  $u_{31}^{(s)}$  должны быть выражены через  $\vec{q}_{23} \equiv \vec{q}$  и  $\vec{Q}_1 \equiv \vec{Q}$ ). Возникающие интегралы можно вычислить методами теории функций комплексного переменного. В итоге получаем

$$\begin{aligned} W(Q, \Sigma) &= \frac{N}{6\pi m_N} \frac{1}{\alpha^5 (b_1^2 - d^2) x} \{ \lambda_1 h_1 [\varphi(b_1, c_1, d) - \\ & - \varphi(b_1, c_1, b_1)] - 3\lambda_0 h_0 [\varphi(b_0, c_0, d) - \varphi(b_0, c_0, b_1)] \}, \end{aligned} \quad (18)$$

<sup>1</sup> Для такого потенциала автоматически выполняется условие  $u_{ik}^{(0,0)} = u_{ik}^{(1,1)} \equiv 0$ .

<sup>2</sup> В работе [5] в формулы для  $a_s$  помимо множителя  $(Q^2 + \zeta_s^2)^{-1}$  входит еще множитель  $(Q^2 + b_s^2)^{-2}$  с  $b_s \gg \zeta_s$ ; этот множитель существен лишь при очень больших  $Q$ .

<sup>3</sup> При таком выборе  $g_s(q)$  волновая функция дейтрона  $\varphi_d$ , определяемая согласно (13), есть функция Хюльтена.

$$\varphi(b, c, d) = \left[ x^2 + \frac{4}{3}(b^2 - d^2) + c^2 \right]^{-1} \left[ \operatorname{arctg} \frac{dx}{\frac{3}{4}x^2 + \frac{4}{3}b^2 - \frac{1}{3}d^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{arctg} \frac{2bx}{\frac{3}{4}x^2 - \frac{4}{3}b^2 + \frac{1}{3}d^2} + 2\operatorname{arctg} \frac{2x}{2b+c} - 2\operatorname{arctg} \frac{x}{2(c+d)} \right],$$

$$x \equiv Q/\alpha, \quad b_s \equiv \beta_s/\alpha, \quad c_s \equiv \zeta_s/\alpha, \quad d \equiv \alpha'/\alpha,$$

$$(\alpha')^2 \equiv \alpha^2 - m_N \Sigma, \quad s = 0, 1.$$

Вершинная функция  $W_4(Q)$ , отвечающая реальному дейтрону ( $\Sigma=0$ ), получается из (18) заменой  $d \rightarrow 1$ . Чтобы получить вершинную функцию  $W_2(Q)$ , отвечающую реальному нуклону, надо в (18) положить

$$d = S/\alpha, \quad S^2 = \kappa^2 + \frac{3}{4}Q^2.$$

Явное выражение для вершинной функции  $W_3(Q)$  можно получить из формулы (11) аналогично тому, как было получено выражение (18) из формулы (7). Ввиду провоздкости выражения для  $W_3(Q)$  мы его приводить не будем.

Если, пренебрегая спиновой зависимостью нуклон-нуклонных сил, положить

$$\beta_0 = \beta_1 = \beta, \quad \lambda_0 = \lambda_1 = \lambda, \quad \zeta_0 = \zeta_1 = \left[ \frac{4}{3}(\kappa^2 - \alpha^2) \right]^{1/2}, \quad h_0 = -h_1 = h,$$

то в пределе  $\beta \rightarrow \infty$ <sup>1</sup>, отвечающем нулевому радиусу  $NN$ -сил, выражение (18) для вершинной функции в точности совпадает с амплитудой треугольной диаграммы рис. 1 (см. [11]), на которой все вершинные функции считаются константами, а трион  $T$  находится на массовой поверхности. Таким образом, выражение для вершинной функции приобретает наглядный физический смысл. Если бы мы не пренебрегали спиновой зависимостью  $NN$ -сил, то в пределе при  $\beta_0 \rightarrow \infty$ ,  $\beta_1 \rightarrow \infty$  мы получили бы для  $W_i(Q, \Sigma)$  выражение в виде линейной комбинации амплитуд диаграммы рис. 1 и диаграммы, отличающейся от рис. 1 заменой промежуточного дейтрона на виртуальное синглетное состояние пары нуклонов («синглетный дейтрон»).

Как уже отмечалось, используемые нами вершинные функции зависят лишь от двух кинематических инвариантов (например,  $Q$  и  $\Sigma$ ), так как распадающаяся частица  $T$  по определению этих функций [3] находится на массовой поверхности. С другой стороны, мы можем рассматривать диаграмму рис. 1 с частицей  $T$  вне массовой поверхности; поэтому ее амплитуда зависит еще и от третьего инварианта  $\Sigma_T = E_T - \vec{p}_T^2/2m_T$ . Таким образом, запись вершинной функции в виде диаграммы типа рис. 1 дает возможность обобщить используемое определение вершинных функций.

Численный расчет величин  $W_i(Q)$  по приведенным выше формулам был проведен при значениях параметров, взятых из работы [10]:  $\beta_1 = 1,45$  ферми<sup>-1</sup>,  $\beta_0 = 1,304$  ферми<sup>-1</sup>,  $\lambda_1 = 0,415$  ферми<sup>-3</sup>,  $\lambda_0 = 0,211$  ферми<sup>-3</sup>,  $a = 0,232$  ферми<sup>-1</sup>,  $\varepsilon = \varepsilon(H^3) = 8,49$  Мэв. В согласии с результатами численного расчета в [10] мы приняли  $a_0(0)/a_1(0) = -0,4$ , откуда, привлекая условие нормировки функции  $\psi$ , получили:  $h_1 = -0,330$ ,  $h_0 = 0,179$  (произвольная общая фаза  $h_1$  и  $h_0$  выбрана так, чтобы выпол-

<sup>1</sup> Следует учесть, что при  $\beta \rightarrow \infty$   $h \rightarrow g/\beta$ , где  $g$  не зависит от  $\beta$ .

нялось  $W_i(0) > 0$ ). Результаты расчетов представлены на рис. 2. Мы видим, что функции  $W_1(Q)$  и  $W_2(Q)$ , отвечающие реальному нуклону, заметно отличаются от функций  $W_3(Q)$  и  $W_4(Q)$ , соответствующих реальному дейтрону. Это различие говорит о существенной роли эффектов виртуальности составной частицы (дейтрона). Выше отмечалось, что для точной волновой функции  $\psi$   $W_1(Q) \equiv W_2(Q)$ ,  $W_3(Q) \equiv W_4(Q)$ . Как следует из рис. 2, эти функции при не слишком больших  $Q$  действительно оказываются близкими, что подтверждает разумность используемых нами приближенных выражений для  $\psi$ .

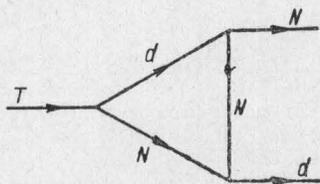


Рис. 1. Простейшая диаграмма Фейнмана для процесса  $T \rightarrow d + N$

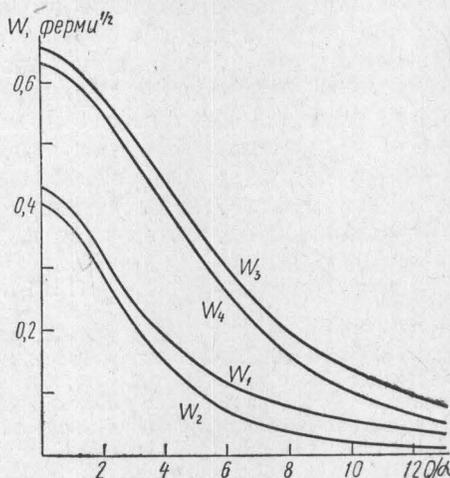


Рис. 2. Рассчитанные значения вершинных функций  $W$

Расчеты, проведенные в упрощенном случае пренебрежения спиновой зависимостью  $NN$ -сил [8], показали, что функции  $W_i(Q)$  мало чувствительны к изменению параметра  $\beta_1$  в области  $\beta_1/a = 5 \div 7$  и практически не меняются при замене  $\varepsilon = \varepsilon(\text{H}^3) = 8,49 \text{ Мэв}$  на  $\varepsilon = \varepsilon(\text{He}^3) = 7,72 \text{ Мэв}$ .

Выведенные формулы для  $W_i$  позволяют вычислить вершинные «константы связи» для распада  $T \rightarrow d + N$ , выражающиеся через значения вершинных функций для случая, когда все частицы в вершине находятся на массовой поверхности. Эти константы играют важную роль в различного рода диаграммных и дисперсионных подходах к описанию ядерных реакций [12, 13]. Запишем общее выражение для вершинной функции распада  $A \rightarrow B + C$  [4]:

$$W_{B^M C^M}^A = \sqrt{4\pi} \sum_{l,s,m,\mu} G_{ls}(\Sigma_A, \Sigma_B, \Sigma_C) \times \\ \times C_{B^M B^M C^M}^{s\mu} C_{lms\mu}^{I^M A^M} Y_{lm}(\vec{v}_{BC}), \quad (19)$$

где  $I_i$ ,  $M_i$  — полный угловой момент ядра  $i$  и его проекция,  $l$  — орбитальный момент относительного движения частиц  $B$  и  $C$ ,  $\vec{v}_{BC} = \vec{q}_{BC}/q_{BC}$ ,  $G_{ls}(\Sigma_A, \Sigma_B, \Sigma_C)$  — скалярные формфакторы, зависящие в общем случае от трех инвариантов  $\Sigma_i = E_i - \vec{p}_i^2/2m_i$ ,  $i = A, B, C$ . Вершинные константы  $G_{ls}$  определяются как  $G_{ls} = G_{ls}(0, 0, 0)$ .

При рассмотрении распада  $T \rightarrow d + N$  мы ограничивались значением  $l = 0$ . Сравнивая формулу (19) при  $l = 0$ ,  $A = T$ ,  $B = N$ ,  $C = d$  с выра-

жениями (8) и учитывая, что при  $\Sigma_T = \Sigma_N = \Sigma_d = 0$ ,  $Q = i\zeta_1$ , получаем для константы  $G$  распада  $T \rightarrow d + N^1$

$$G = \sqrt{3} W_i(i\zeta). \quad (20)$$

Очевидно, что  $W_2(i\xi) = W_4(i\xi) = W(i\xi, 0)$ . Из формулы (10) и (11) нетрудно также увидеть, что  $W_1(i\xi) = W_3(i\xi)$ . Поэтому формула (20) приводит к двум различным значениям  $G$ , отвечающим  $i=2,4$  и  $i=1,3$ . Расчет с указанными выше параметрами дает:  $G^2=1,51$  ферми ( $i=2,4$ ),  $G^2=1,79$  ферми ( $i=1,3$ ). Эти значения  $G^2$  близки к значению  $G^2=1,6$  ферми, которое можно вычислить на основании результатов работы [14]; они слегка превышают эмпирическое значение  $G^2 \approx 1,0$  ферми, полученное путем анализа экспериментальных данных по реакциям  $(d, p)$  и  $(t, d)$  в рамках периферийной модели [12] и путем использования дисперсионных соотношений для  $nd$ -рассеяния вперед [13].

В заключение отметим, что вершинные функции для распада  $T \rightarrow d + N$  рассматривались также в работах [15, 16].

Авторы благодарны Абдель Рида Аль Хор, принимавшему участие в начальной стадии этой работы, и Ю. В. Орлову за дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963.
2. Шапиро И. С. «Успехи физических наук», **92**, 549, 1967.
3. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И. «Ядерная физика», **5**, 797, 1967.
4. Аль-Бейдови М. М., Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Туровцев В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 3, 1967.
5. Varbour I. M., Philips A. C. Phys. Rev. Lett., **19**, 1388, 1967.
6. Борбей И., Долинский Э. И. «Ядерная физика», **7**, 554, 1968; Э. Труглик. Реферат канд. диссертации. НИИЯФ МГУ, 1968.
7. «Строение атомного ядра». М., ИЛ, 1959.
8. Абдель Рида Аль Хор. Реферат канд. диссертации. НИИЯФ МГУ, 1969.
9. Yamaguchi Y. Phys. Rev., **95**, 1628, 1954.
10. Sitenko A. G., Kharchenko V. F. Nucl. Phys., **49**, 15, 1963.
11. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Попов В. С. ЖЭТФ, **42**, 1636, 1962.
12. Долинский Э. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **34**, 165, 1970.
13. Locher M. P. Nucl. Phys., **B23**, 116, 1970.
14. Goldfarb L. J. B., Farry E. Nucl. Phys., **A116**, 289, 1968.
15. Орлов Ю. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **11**, № 5, 487, 1970.
16. Орлов Ю. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., **34**, 2201, 1970.

Поступила в редакцию  
4.3 1971 г.

НИИЯФ

<sup>1</sup> Для краткости мы опускаем индексы  $l=0$  и  $s=1/2$ , а также единичный изоспиновый оператор  $\delta_{v,v_N}$ .