

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Б-447

9/хн-74

P4 - 8158

В.Б.Беляев, Б.Ф.Иргазиев, Ю.Ф.Орлов

4720/2-74

КОНСТАНТА СВЯЗИ ( $T_{dn}$ ) ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА  
БРЕССЕЛЯ-КЕРМАНА-РУБЕНА

**1974**

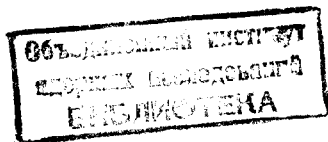
ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8158

В.Б.Беляев, Б.Ф.Иргазиев, Ю.Ф.Орлов

КОНСТАНТА СВЯЗИ ( $T_{dn}$ ) ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА  
БРЕССЕЛЯ-КЕРМАНА-РУБЕНА

*Направлено в Nuclear Physics*



Беляев В.Б., Иргазиев Б.Ф., Орлов Ю.В.

P4 - 8158

Константа связи  $T_{d+n}$  для потенциала  
Бресселя-Кермана-Рубена

Найдены константа связи  $G^2$  и формфакторы вершины  $T_{d+n}$  на основе решения уравнений Фаддеева с модифицированным потенциалом Бресселя-Кермана-Рубена. Полученное значение константы  $G^2 \approx 1 \text{ fm}$  практически совпадает с экспериментальным. Устанавливается, что при нахождении константы  $G^2$  процедура полиномиальной экстраполяции волновой функции по точкам, найденным в физической области, может оказаться ненадежной.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1974

Belyaev V.B., Irgasiev B.F., Orlov Yu.V.

P4 - 8158

Coupling Constant  $T_{d+n}$  for the Bressel-  
Kerman-Rouben Potential

The coupling constant  $G^2$  and the form factor for the vertex  $T_{d+n}$  are calculated using the wave function found by solving the Faddeev equations with the modified Bressel-Kerman-Rouben potential. The result for the coupling constant ( $G^2 \approx 1 \text{ fm}$ ) actually coincides with the experimental data. For accurate  $G^2$  evaluation one should carefully calculate the three-nucleon wave function for the momentum unphysical region.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1974

### I. Введение

В последние годы все более возрастает интерес к нахождению констант связи  $G_{A,\lambda S}^2$ , определяющих амплитуды виртуального распада (синтеза)  $A \rightleftharpoons B+a$  связанного состояния ядра  $A$  ( $\lambda$  - орбитальный момент относительного движения частиц  $B$  и  $a$ ,  $S$  - их суммарный спин;  $G_{A,0S}^2 \equiv G_A^2$ ). Величина  $G_A^2$ , просто связанная с коэффициентом в асимптотике радиальной части волновой функции, играет важную роль в теории прямых ядерных реакций<sup>/1,2/</sup>, использующей формализм диаграмм Фейнмана. Наряду с положением особенности вклад конкретного графика в амплитуду реакции определяется величинами вершинных констант.

Произведение двух вершинных констант  $G_A \cdot G_X$ , входящее в вычет амплитуды для графика, имеющего полюс по энергии  $E$  или  $z = \cos \theta$  ( $\theta$  - угол рассеяния), может быть найдено из анализа экспериментов по рассеянию и реакциям. Важная информация о константах связи для легчайших ядер была первоначально получена путем анализа сечений прямых ядерных реакций и рассеяния назад в рамках периферийной модели<sup>/3/</sup>. Главное предположение этой модели, подтвердившееся, по-видимому, в ее применениях, состоит в том, что при определенных условиях можно пренебречь вкладом парциальных амплитуд с орбитальными моментами  $\ell < L$ , причем

параметр обрезания  $L$ , наряду с величиной  $G_A^2 \cdot G_X^2$ , является подгоночным. Периферийные амплитуды с  $\ell \geq L$  определяются, в основном, диаграммами Фейнмана с ближайшими к физической области особенностями по переменной  $Z$ .

Аналогичный подход был применен в работе<sup>/4/</sup>, в которой производился фазовый анализ упругого  $pHe^3$ -рассеяния назад; фазы с  $\ell > 2$  были определены из диаграмм Фейнмана, отвечающих обмену дейтроном и "синглетным дейтроном". Низшие фазы и величина  $G^2$  для вершины  $He^3 \rightarrow d + p$  являлись подгоночными параметрами. В работе<sup>/5/</sup> константы связи для распадов дейтрона и трития были найдены при помощи дисперсионных соотношений для амплитуды  $nd$ -рассеяния вперед. В этой процедуре, помимо сечений в широкой области энергии, необходимо знать аналитическую структуру амплитуды на левой полуоси в комплексной плоскости энергии  $E$ . В тех случаях, когда можно ограничиться ближайшими полюсными особенностями, информация о константах связи оказывается достаточно надежной (разумеется, точность определения констант зависит также от экспериментальных ошибок в сечениях). По-видимому, этот метод хорош для нахождения тритиевой и дейтронной констант и плох для константы виртуального распада  $\alpha$ -частицы на  $He^3 + n$ , например. В последнем случае вклад левых разрезов оказывается существенным<sup>/6/</sup>.

По-видимому, методом, использующим минимум допущений, является метод Каткосского-Дэо-Чулли<sup>/7,8/</sup>. В этом методе анализируется дифференциальное сечение при фиксированной энергии для процесса, амплитуда которого содержит полюсный график с ближайшей к физической области особенностью  $Z = Z_p$ . Путем кон-

формного преобразования по переменной  $Z$ , не меняющего физическую область и переводящего более удаленные полюса и разрезы на эллипс, достигается расширение круга сходимости вокруг полюса при  $Z = Z_p$ , который захватывает физическую область, что эффективно означает приближение полюса к физической области. Техника конформного отображения была применена в ряде работ<sup>/6,9,10/</sup> для нахождения константы связи в вершинах  $H^3(He^3) \rightarrow d + n(p)$  по данным упругого рассеяния  $nH^3$  и  $pHe^3$ . В работе<sup>/10/</sup> было показано, что применение конформного отображения приводит к существенному изменению величины  $G^2$  по сравнению со значением этой константы, найденному без использования конформного преобразования. Информация о константах связи для малонуклонных систем может быть также извлечена из анализа фото- и электро-расщепления ядер<sup>/11/</sup>.

С помощью перечисленных выше методов<sup>X/</sup> получены довольно надежные сведения по крайней мере о 2-х константах:  $G_d^2 = 0.43 \text{ ф}$  и  $G_{TdH}^2 = 1.02$ <sup>/5/</sup>,  $1.13 \text{ ф}$ <sup>/10/</sup> (с точностью до отклонений от изотопической инвариантности константы для распадов  $H^3 \rightarrow d + n$  и  $He^3 \rightarrow d + p$  совпадают). Результаты других методов группируются вблизи этих значений. Например, периферийная модель<sup>/3a/</sup> дает  $G_{TdH}^2 = 1.11 \pm 0.27 \text{ ф}$ .

В ряде работ вместо величины  $G_A^2$  (определение  $G_A^2$  см, например, в<sup>/12/</sup>) приводится значение  $C_A^2$ , где  $C_A$  - безразмерный коэффициент в 2-частичной асимптотике радиальной части волновой функции ядра  $A$ .

X/ Этот список, конечно, не полон. Мы остановились на наиболее надежных, на наш взгляд, методах определения констант связи из опыта. Более полная библиография содержится в обзоре Кима и Тубиса<sup>/24/</sup>.

Например, для трития имеем:

$$\Psi_T \rightarrow C_T \chi \left[ \chi_d \Psi_n \right]_{\ell=0, J=\frac{1}{2}, I=\frac{1}{2}} \cdot \frac{e^{-\chi r}}{r} \quad (1)$$

где  $[ \ ]$  означает систему из свободных дейтрона и нейтрона в дублетном  $S$ -состоянии по их относительному движению,

$\chi = \sqrt{2\mu_d(\varepsilon_i - \varepsilon_d)}$ ,  $\varepsilon_i$  - абсолютное значение энергии связи ядра  $i$ ,  $\mu_d$  - приведенная масса. Имеется простая связь  $\chi$  между  $G_T^2$  и  $C_T^2$

$$G_T^2 = 3C_T^2 \pi \chi \left( \frac{\hbar}{\mu_d c} \right)^2 \quad (2)$$

Итак, имея ввиду, с одной стороны, экспериментальную измеримость величины  $G_T^2$ , а с другой стороны, универсальный характер асимптотики (I) (она, очевидно, имеет место для  $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -сил любой формы) можно рассматривать эту константу, как независимую физическую характеристику  $3$ -нуклонного ядра, наряду с такими характеристиками, как энергия связи, среднеквадратичный радиус и др. Как показали расчеты авторов работ /14,18/  $\chi\chi$ , основанные на решении уравнений Фаддеева для трития, величина  $G_T^2$  оказывается чувствительной к потенциалу  $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -взаимодействия. Методом экстраполяции были получены значения  $G_T^2 \approx 1,9$  и  $1,7$  и  $1,02$  фм для потенциалов Малфилта-Тьона (MT), Даревича-Грина (ДГ) и Рейда (Р), соответственно. В то же время дейтронная константа  $G_d^2 \approx 0,43$  фм практически не меняется, оставаясь близкой к экспериментальному значению для множества потенциалов.

$\chi$  Коэффициент 3 возникает из-за учета /13/ тождественности нуклонов.

$\chi\chi$  В работе /14/ при расчете  $G_T^2$  и форм-факторов для ДГ потенциала допущена численная ошибка. Здесь мы приводим исправленные значения.

В работах /15,16/ для нахождения  $G_T^2$  использовалась аналитическая аппроксимация волновой функции трития, найденной из решения уравнения Фаддеева с сепарабельным потенциалом Ямагучи. В работе /15/ с помощью двух выражений для вершинных формфакторов, эквивалентных при использовании точного решения уравнений Фаддеева, были получены разные значения  $G_T^2 = 1.51$  и  $1.79$  ф, что свидетельствует, по-видимому, о неадекватности аналитической аппроксимации волновой функции трития. Расчет с потенциалом Ямагучи без использования аналитической аппроксимации волновой функции дал /17/ величину  $G_T^2 = 1.9$  ф.  $\chi$ . В упомянутом расчете Кима и Тубиса /18/, основанном на решении уравнений Фаддеева с потенциалом Рейда (Р), было получено значение  $G_T^2 = 1.02 \pm 0.01$  ф в близком согласии с результатом работы /15/. Однако при сопоставлении этого результата со значениями констант для потенциалов MT и ДГ следует иметь в виду различие в расчетных значениях энергии связи  $\varepsilon_T$ , найденных в работах /18/ и /19,20/. Если для оценки воспользоваться экстраполяционной процедурой работы /16/, то переход от значения  $\varepsilon_T = 6,5$  МэВ к экспериментальному значению  $\varepsilon_T = 8.48$  МэВ приведет к величине  $G_T^2 = 1.47 \pm 0.20$  ф (вместо величины  $G_T^2 = 1.02$ , соответствующей энергии трития  $\varepsilon_T = 6.5$  МэВ). Кроме того, сопоставляя результаты для потенциалов ДГ, MT и Р, следует иметь в виду различие в их асимптотическом поведении. Действительно, из всех трех упомянутых потенциалов наименее реалистична асимптотика потенциала ДГ и наиболее реалистичен потенциал Р, имеющий квазское убывание на бесконечности.

$\chi$  Мы благодарны авторам работы /17/, сообщившим нам этот результат до его опубликования.

Представляется интересным выяснить, имеется ли чувствительность  $G_T^2$  к форме  $NV$ -потенциалов, имеющих одинаковую (однополюсную) асимптотику и, следовательно, к более детальной структуре волновой функции трития. В связи с этим в настоящей работе выполнены расчеты вершинного формфактора и величины  $G_T^2$  для вершины  $T \rightleftharpoons d+n$  в случае модифицированного потенциала Бресселя-Кермана-Рубена (БКР), имеющего однополюсный "хвост".

Решение уравнений Фаддеева с этим потенциалом было дано методом Бейтмана /19/ в работе /20/. В отличие от исходного потенциала БКР, содержащего тензорное взаимодействие в триплетном потенциале, была использована только центральная часть, параметры которой были изменены так, чтобы воспроизводилась экспериментальная фаза  $^3S_1$  вплоть до 360 МэВ. Синглетный потенциал использовался без изменений. С этими потенциалами в работе /20/ были, в частности, получены значения  $\varepsilon_T = 8.27$  МэВ и  $\varepsilon_d = 2.16$ , близкие к экспериментальным 8.48 и 2.23 МэВ, соответственно.

## 2. Процедуры вычисления константы связи

Можно указать несколько способов теоретического нахождения величины  $G_T^2$ , если известна волновая функция трития с правильной асимптотикой. Во-первых, константу  $G_T^2$  можно найти как предельное значение вершинного формфактора  $w(Q^2)$  при  $Q^2 = (\vec{p}_d - 2\vec{p}_n)^2/g = -x^2$ . Рассмотрим различные эквивалентные выражения  $w(Q^2)$ , которые, например, легко получить из формул работы /15/. Общее выражение для вершинной функции, справедливое при выходе частиц  $d$  и  $n$  за массовую поверхность,

т.е. при  $\Sigma = \Sigma_d \neq 0$ ,  $\Sigma_n \neq 0$ , где  $\Sigma_i = E_i - \frac{p_i^2}{2m_i}$ ,  $E_i$ ,  $\vec{p}_i$ ,  $m_i$  - энергия, импульс, масса частицы  $i$ , имеет вид (для физических  $\vec{Q}$ )<sup>x/</sup>:

$$w(Q, \Sigma) = -\frac{1}{2m} \int \frac{d\vec{Q}_1}{(2\pi)^3} \frac{(|\vec{Q}_1 + \vec{Q}/2|^2/m + \varepsilon_d)}{(|\vec{Q}_1 + \vec{Q}/2|^2/m + \varepsilon_d - \Sigma - i\eta)} \times \quad (3)$$

$$\times (Q^2 + Q_1^2 + \vec{Q}\vec{Q}_1 + m\varepsilon_T) [v(|\vec{Q} + \vec{Q}_1/2|, Q_1) + 3u(|\vec{Q} + \vec{Q}_1/2|, Q_1)] \times \varphi(|\vec{Q}_1 + \vec{Q}/2|).$$

Здесь функции  $u$  и  $v$  - пространственные компоненты волновой функции трития /21/,  $\varphi$  - пространственная часть волновой функции дейтрона. Напомним, что  $\Sigma$  и  $\Sigma_n$  связаны соотношением:

$$\Sigma + \Sigma_n = -\frac{3}{4m} (Q^2 + x^2). \quad (4)$$

Тритий рассматривается как реальная частица. В предельных случаях имеем:

$$w_1(Q) \equiv w(Q, \Sigma) \Big|_{\Sigma_n=0}; \quad w_2(Q) \equiv w(Q, 0).$$

Совершая тождественные преобразования /22/, можно получить следующие выражения для функций  $w_1$  и  $w_2$  в виде интегралов перекрытия для случаев

реального нейтрона ( $\Sigma_n = 0$ ):

$$w_1(Q) = -\left(\frac{3}{4} \frac{Q^2}{m} + \varepsilon_T - \varepsilon_d\right) \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} v(q, Q) \varphi(q) \quad (5)$$

<sup>x/</sup> При нефизических значениях  $-x^2 \leq Q^2 < 0$  контур интегрирования по  $Q$  в (3) и (6) лежит в нижней полуплоскости комплексной переменной  $Q$ . Однако ввиду отсутствия у подынтегральной функции особенностей в области между этим контуром и действительной осью, интегрирование можно производить по действительной оси.

и реального дейтрона ( $\Sigma=0$ )

$$W_2(Q) = W_1(Q) - \left(\frac{3}{4} \frac{Q^2}{m} + \varepsilon_T - \varepsilon_d\right) \frac{1}{2} \times$$

$$\times \int \frac{d\vec{Q}_1}{(2\pi)^3} \left[ \mathcal{V} \left( \left| \vec{Q} + \frac{\vec{Q}_1}{2} \right|, Q_1 \right) + 3\mathcal{U} \left( \left| \vec{Q} + \frac{\vec{Q}_1}{2} \right|, Q_1 \right) \right] \times$$

$$\times \varphi \left( \left| \vec{Q}_1 + \frac{\vec{Q}}{2} \right| \right). \quad (6)$$

При  $Q^2 \rightarrow -x^2$  получаем

$$W \rightarrow W_1 \rightarrow W_2 \rightarrow G. \quad (7)$$

Если функции  $\mathcal{V}(q, Q)$  и  $\mathcal{U}(q, Q)$  найдены только в области  $Q^2 > 0$ , то возможна лишь численная экстраполяция в точку  $Q^2 = -x^2$  выражений (5) и (6). Однако в области  $-x^2 \leq Q^2 \leq 0$  формфакторы  $W_{1,2}$  изменяются весьма своеобразно, поэтому процедура экстраполяции из физической области может оказаться ненадежной. В случае сепарабельного представления парной  $t$ -матрицы полусную зависимость от переменной  $Q^2$  можно выделить в явном виде и найти непосредственно значение  $W$  в точке  $Q^2 = -x^2$ . Действительно, если воспользоваться сепарабельным разложением нуклон-нуклонного потенциала по методу Бейтмана, то для функции  $\mathcal{V}(q, Q)$  получим<sup>/19/</sup>:

$$\mathcal{V}(q, Q) = -\frac{g^t}{2\pi} \frac{m \mathcal{N}}{(q^2 + \frac{3}{4} Q^2 + m \varepsilon_T)} \sum_{ij} C_{ij}^t(Q) \mathcal{V}(q, p_i) B_j^t(Q), \quad (8)$$

где  $\mathcal{V}(q, q')$  -  $S$ -гармоника триплетного потенциала в импульсном представлении, матрица  $C^t$  определяет зависимость от энергии парной  $t$ -матрицы,  $\mathcal{N}$  - нормировка,  $g^t$  - константа. (Выражение для  $\mathcal{U}(q, Q)$  получается из (8)

заменой индекса  $t$  (триплет) на  $s$  (синглет)). Функции  $B_j^t(Q)$  удовлетворяют системе одномерных интегральных уравнений и могут быть найдены из них при нефизических  $Q$ .

Константа  $G_T$  может быть также найдена из вычисленной функции  $\mathcal{V}(q, Q)$  путем экстраполяции к полюсу при  $Q^2 = -x^2/18$ :

$$G_T = \lim_{Q^2 \rightarrow -x^2} G_T(q, Q),$$

где

$$G_T(q, Q) = -\frac{3\sqrt{3}}{4m} (Q^2 + x^2) \frac{\mathcal{V}(q, Q)}{\varphi(q)}. \quad (9)$$

Формула (9) наиболее наглядно получается из рассмотрения графиков Фейнмана (рис.1) для вершинной функции  $R$  в виртуальном распаде  $T \rightarrow n + p + n (\{123\} \rightarrow 1+2+3)$ <sup>/22/</sup>. Очевидно, что

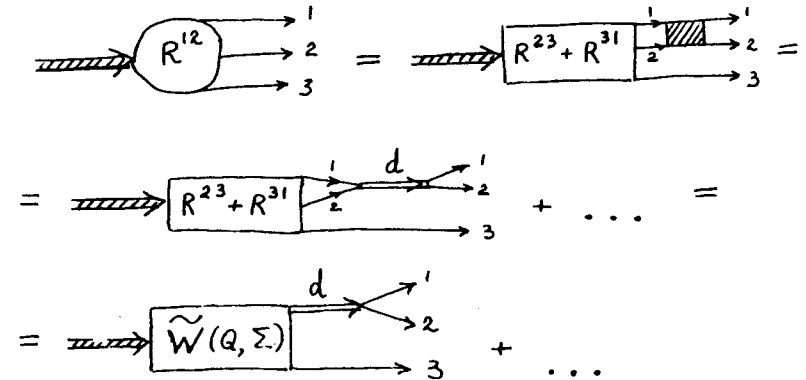


Рис.1. Графики Фейнмана для вершины трехнуклонного распада.

дейтронный полюс имеется, в соответствии с фаддеевским разбиением  $\Psi(1,2,3)$  у части вершинной функции, заканчивающейся на взаимодействии  $n$  и  $p$  (1 и 2). Квадратик на рис. 1 изображает полную амплитуду рассеяния, имеющую полюс при  $E_{12} = -\varepsilon_d$ . Таким образом, выделяя полюсную график с промежуточным дейтроном, для  $R^{12}$  имеем:

$$R^{12} = \frac{\widetilde{W}(Q, \Sigma) \cdot r_{12}(q)}{E_{12} + \varepsilon_d} + \text{неполюсные слагаемые} \quad (10)$$

Используя очевидные соотношения для триплетной части вершинной функции

$$r_{12}(q) = -\left(\frac{q^2}{m} + \varepsilon_d\right)\varphi(q) \quad (11)$$

$$R_t^{12}(\vec{q}_{12}, \vec{Q}_3, E_{12}) = -\left(\frac{q_{12}^2}{m} + \frac{3}{4}\frac{Q_3^2}{m} + \varepsilon_T\right)U(q_{12}, Q_3) \quad (12)$$

при  $E_{12} = -\varepsilon_T - \frac{3}{4}\frac{Q_3^2}{m}$ , что отвечает выводу частицы 3 на массовую поверхность, т.е. при

$$E_{12} + \varepsilon_d = \frac{q_{12}^2}{m} + \varepsilon_d = -\frac{3}{4m}(Q_3^2 + x^2), \quad (13)$$

находим ( $q_{12} = q$ ,  $Q_3 = Q$ )

$$U(q, Q) = -\frac{4m}{3} \cdot \frac{\widetilde{W}(Q_3 - \varepsilon_T + \varepsilon_d - \frac{3}{4}\frac{Q_3^2}{m})r_{12}(q)}{(Q^2 + x^2)(\frac{q^2}{m} + \frac{3}{4}\frac{Q^2}{m} + \varepsilon_T)} + \dots =$$

$$= \frac{4m}{3} \frac{(q^2 + m\varepsilon_d)}{(q^2 + \frac{3}{4}Q^2 + m\varepsilon_T)} \cdot \frac{\widetilde{W}(Q_3 - \varepsilon_T + \varepsilon_d - \frac{3}{4}\frac{Q^2}{m})\varphi(q)}{Q^2 + x^2} + \dots \quad (14)$$

При рассмотрении графиков рис. 1 мы не учли тождественности нуклонов, приводящей к соотношению  $W = \sqrt{3}\widetilde{W}$  (см. примечание (2)). В результате приходим к формуле (9).

### 3. Результаты расчетов

На рис. 2 приведены результаты расчетов вершинного формфактора  $W(Q, \Sigma)$ , определяющего амплитуду  $W$  распада  $T \rightarrow d + n$  с учетом лишь  $S$ -состояния следующим образом:

$$W = C_{\frac{1}{2}m, \frac{1}{2}m}^{1/2, m_T} W(Q, \Sigma) \quad (15)$$

Для сравнения на этом же рисунке приведены результаты для потенциалов МТ и ДГ. Видно, что, несмотря на различное асимптотическое поведение потенциалов МТ и БКР (показатель экспоненты в притягивающей части потенциала МТ примерно в 2 раза больше, чем в потенциале БКР), в физической области вершинные функции почти не различаются. В нефизической области ( $-x^2 \leq Q^2 < 0$ ) формфакторы были вычислены по формуле (3). Предельное значение  $W_{1,2}$  при  $Q^2 \rightarrow -x^2$  дало величину  $G^2 = 1,03 \Phi$ . Расчеты показали (см. рис. 3), что поведение  $G_T(q, Q)$  в зависимости от  $Q^2$  в нефизической области является немонотонным (значения  $B_j^+(Q)$  для  $Q^2 < 0$  были найдены непосредственно из уравнений Фаддеева). Поэтому полиномиальная экстраполяция  $G_T(q, Q)$  из физической области к полюсу функции  $U(q, Q)$  для БКР- потенциала приводит к завышенному результату  $= 1,6 \Phi$ . Расчет формфакторов в нефизической области для потенциалов ДГ и МТ дает для  $G_t^2$  значения 1,4 и 1,6  $\Phi$ , соответственно (см. рис. 2).



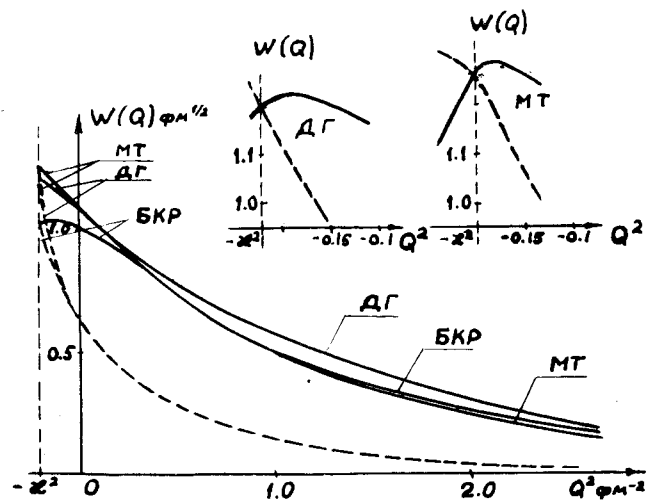


Рис.2. Вершинные формфакторы для потенциалов БКР, МТ и ДГ.  
Сплошные кривые - реальный дейтрон, пунктирные - реальный нейтрон.

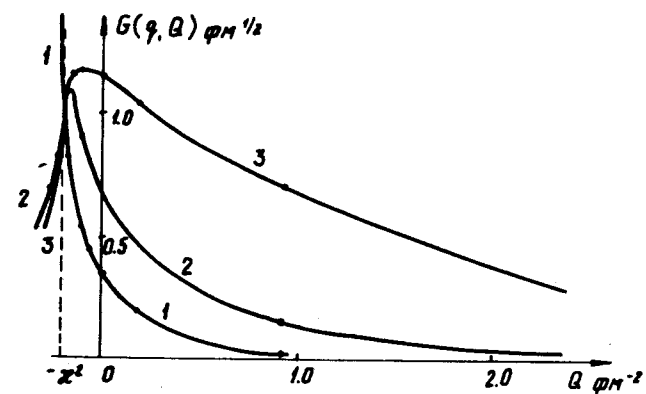


Рис.3. Зависимость от  $Q^2$  функции  $G(q, R)$  для различных значений  $q$   
1- $q=0.078 \text{ ф}^{-1}$ , 2- $q=0.405 \text{ ф}^{-1}$ , 3- $q=2.53 \text{ и } 28,89 \text{ ф}^{-1}$ .

Аккуратный расчет  $G_T(q, Q)$  в нашем случае при нефизических  $Q$  дает величину  $G_T^2 = 1,01$  фм, согласующуюся в пределах точности расчета с величиной  $G_T^2 (=1,03$  фм), найденной по формуле (3).

Интересно отметить также наличие максимума в вершинном формфакторе  $W_2$  в нефизической области (рис. 2) для потенциала БКР.

#### 4. Обсуждение результатов

Как отмечалось выше, результат вычисления  $G_T^2$  чувствителен к поведению потенциала, в отличие от других характеристик связанного состояния трехчастичных ядер, за исключением, может быть, примеси состояния смешанной симметрии. Интересно отметить, что в то же время в достаточно широкой области при  $Q^2 \approx \kappa^2$  вершинные формфакторы как  $W_1$ , так и  $W_2$  мало различаются для различных потенциалов, поэтому можно считать их достаточно надежно установленными и использовать в расчетах сечений ядерных реакций.

Результаты расчетов  $G_T^2$  и  $\mathcal{E}_T$  на основе решения уравнений Фаддеева, полученные к настоящему времени, сведены в таблицу.

Потенциал	Ямагучи <sup>/7/</sup>	Рейд <sup>/8/</sup>	БКР	МТ	ДГ	эксп.
$G_T^2$ фм	1,9	1,02	1,03	1,6	1,4	1,1
$\mathcal{E}_T$ МэВ	11	6,5	8,27	8,57	9,12	8,48

В заключение обсудим влияние тензорных сил в  $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -потенциале на величину константы  $G_T^2$ . Вклад  $D$ -волны в нормировочный интеграл мал, однако, известно, что учет тензорных сил (при

соответствующей перенормировке центральной части потенциала) приводит к уменьшению энергии связи трития примерно на 2 МэВ. Поскольку  $G_T^2$  определяется значением вершинной функции в полюсе  $Q^2 = -\kappa^2$ , то все зависит от поведения формфактора в нефизической области. Например, если он является монотонной функцией, то, очевидно, учет тензорных сил, приводящий к сдвигу полюса, может уменьшить значение константы  $G_T^2$ . В связи с этим было бы интересно сравнить величины  $G_T^2$  для потенциалов Р и БКР, полученных в одинаковых предположениях, используя, например, результаты работы<sup>/23/</sup>. Еще раз подчеркнем важность аккуратных вычислений волновой функции трития в нефизической области для правильного нахождения константы связи  $G_T^2$ .

В заключение авторы выражают благодарность Г. Шульцу за помощь в работе.

Литература

1. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963.
2. И.С.Шапиро. УФН 92, 549 (1967).
3. Э.И.Долинский. Изв.АН СССР, сер.физ. 34, 165 (1970).
- 3а. E.I.Dolinsky, P.O.Dzhamalov and A.M.Mukhamedzhanov, Nucl.Phys. A202, 97 (1973).
4. M.Bolsterly, G.Hale. Phys.Rev.Lett. 47B, 93 (1973).
5. M.P.Locher. Nucl. Phys. B23, 116 (1970).
6. L.S.Kisslinger. Phys.Rev.Lett. 29, 505 (1972).
7. R.E.Cutkosky and B.B.Deo. Phys.Rev. 174, 1859 (1968).  
R.E.Cutkosky, Ann.of Phys., 54, 350 (1969).
8. S.Ciulli, Nuovo Cim. 61A, 787 (1969); 62A, 301 (1969).
9. S.Dubnicka, O.V.Dumbrajs, F.Nichitiu. Preprint JINR, E2-7228, Dubna (1973); Nucl. Phys., A217, 535 (1973).  
I.Borbely. Preprint JINR, E4-7993, Dubna, 1974.
10. L.S.Kisslinger. Phys.Letters 47B, 93 (1973).
11. T.K.Lim. Phys.Rev.Lett. 30, 709 (1973).
12. М.М.Аль-Бейдови, Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Вестник Моск.ун-та, физ.,астрон., №6, 3, 1967.
13. И.Борбей, Э.И.Долинский, ЯФ 7, 554 (1968);
14. Д.В.Орлов, В.Б.Беляев, Письма ЖЭТФ 17, 385, 602 (1973).
15. Л.Д.Блохинцев, И.А.Шварц, Вестник Моск.ун-та, физ.,астрон., №5, 31 (1972).

16. L.I.B.Goldfarb, I.A.Gonzales, A.C.Phillips. Nucl. Phys., A209, 77 (1973).
17. А.Г.Барышников, Л.Д.Блохинцев, И.М.Народецкий. Phys.Lett. У 51, №3, p 333 (1974).
18. Y.E.Kim, A.Tubis, Phys.Rev.Lett. 29, 1017 (1972).
19. Б.Ахмадходжаев, В.Б.Беляев, Е.Вжецлонко, ЯФ 11, 1016 (1970);  
В.Б.Беляев, Е.Вжецлонко, А.Л.Зубарев, ЯФ 12, 923 (1970).
20. V.V.Belyaev, H.Schulz. Preprint JINR E4-6353, Dubna (1972).
21. A.G.Sitenko, V.F.Kharchenko, N.M.Petrov, Phys.Lett. 28B, 308 (1968).
22. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЯФ 5, 797 (1967).
23. R.A.Malfliet and I.A.Tjon. Phys.Lett. 35B, 487 (1971);  
Proc. Conf. Few particle problem, Los Angeles, 1972.
24. Y.E.Kim and A.Tubis. Preprint LA-UR-74-312.  
(Submitted to "Annual Review of Nuclear Science, v.24,1974).

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 июля 1974 года.