

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-337

В.В.Буров, В.К.Лукьянов

МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ В  ${}^3\text{He}$  И  ${}^3\text{H}$   
И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ  
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Направлено в журнал "Few Body Systems"

1986

## §1. Введение

Анализ упругого рассеяния электронов дейтроном и легкими ядрами при больших переданных импульсах является весьма актуальной задачей в связи с исследованием многокварковых систем, поставщиком которых является ядро. Ранее было выяснено, что формфакторы упругого рассеяния электронов пионами, протонами, дейтронами при больших переданных импульсах  $q^2$  убывают согласно степенному закону <sup>/1/</sup>

$$F_{Nq}(q^2) \sim (q^2)^{-N+1}, \quad (1)$$

где  $N$  - число кварков в системе. При этом для дейтрона оказалось  $N = 6$ , т.е. в этих условиях он проявляет себя как система из шести кварков. Позднее <sup>/2-10/</sup> теоретический анализ показал, что квадрат амплитуды вероятности  $6q$ -примеси в волновой функции дейтрона составляет 2-8%, и эта величина зависит, вообще говоря, от подгонки теории к эксперименту в предасимптотической области и области малых переданных импульсов. Оказалось также, что для случая дейтрона вклад эффектов антисимметризации кварков, принадлежащих разным нуклонам <sup>/3,5/</sup> и эффектов интерференции нуклонного  $NN$ - и  $6q$ -каналов <sup>/6/</sup> пренебрежимо мал.

Аналогичные вопросы весьма интересно выяснить при исследовании формфакторов трехнуклонных ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ . При этом наряду с  $6q$ -примесями, которые в случае  ${}^3\text{He}$  мы включали и раньше <sup>/2/</sup>, теперь будем рассматривать еще  $9q$ -примеси <sup>/9,12/</sup>. Далее необходимо вскрыть истинную причину того, почему в ряде работ <sup>/13-17/</sup> знаки вероятностей  $6q$ - и  $9q$ -примесей в этих ядрах пришлось брать отрицательными. Ниже мы изложим основные положения модели и построим формфактор трехнуклонного ядра в таком виде, чтобы расчеты можно было проводить с реалистическими нуклон-нуклонными волновыми функциями. Формфакторы собственно многокварковых систем будут вычисляться в модели релятивистского гармонического осциллятора <sup>/10,18-19/</sup>. Рассматриваются также вопросы ортогонализации  $NN$  и многокварковых каналов. Расчеты формфакторов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  проводятся с учетом и без учета мезообменных токов. Дано сравнение с экспериментом и сделаны выводы о вкладе  $6q$ - и  $9q$ -примесей.

§2. Формфактор

2.1. Модель и общая структура формфактора

Для определенности ниже будем говорить о ядре  ${}^3\text{He}$ , а полученные результаты непосредственно обобщим и на  ${}^3\text{H}$ . При построении формфактора исходим из волновой функции трехнуклонного ядра, которая наряду с нуклонным каналом  $\Psi_1$  включает примеси многокварковых систем с малой амплитудой

$$\Psi = c_1 \Psi_1 + c_2 \Psi_2 + c_3 \Psi_3. \quad (2)$$

Здесь  $\Psi_1$  - компонента волновой функции  ${}^3\text{He}$  с выделенным  $6q$ -кластером, примесь которой входит с весом  $c_2^2$ ,  $\Psi_3$  - функция  $9q$ -кластера с весом  $c_3^2$  (схематически структура волновой функции  ${}^3\text{He}$  изображена на рис.1.) Итак, запишем:

$$\Psi_1 = \Psi_{3q}(\xi_1, \eta_1) \Psi_{3q}(\xi_2, \eta_2) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Psi(\rho, r), \quad (3)$$

$$\Psi_2 = \Psi_{6q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, r/\sqrt{2}) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Phi(\rho), \quad (4)$$

$$\Psi_3 = \Psi_{9q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, \xi_3, \eta_3, r/\sqrt{2}, \rho\sqrt{2/3}), \quad (5)$$

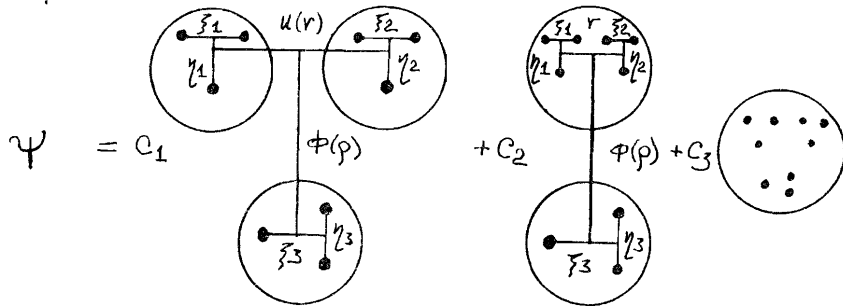


Рис.1. Волновая функция трехнуклонного ядра с учетом многокварковых примесей.

где  $\xi_i, \eta_i, \dots$  координаты Якоби кварков в  $Nq$ -системе;  $\rho, r$  - координаты центров  $3q$ -кластеров. Тот факт, что в (2)-(5) не включены обменные члены, позволяет в конечном итоге выразить формфактор через известные из эксперимента распределения плотности заряда ядра и формфакторы более простых систем. Некоторым основанием для отбрасывания здесь обменных членов является то, что их вклад в формфактор дейтрона  $^{13,5/}$  оказался пренебрежимо малым. Далее, здесь предполагается, что все кварки находятся в симметричном пространственном и спин-изоспиновом состояниях и в антисимметричном состоянии в цветном пространстве. Учет высших пространственных конфигураций для  $6q$ -системы  $^{13/}$  в случае дейтрона показал, что поведение формфакторов  $F_{5^4\rho^2}$  и  $F_{5^6}$  в зависимости от  $q^2$  при  $q^2 \leq 8 \text{ ГэВ}^2/c^2$  близко друг к другу, что не позволяет пока выделить вклады отдельных конфигураций. По определению зарядовый формфактор есть

$$F_A = \langle \Psi | \sum_{ij} e_j^{(i)} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_j^{(i)}) | \Psi \rangle, \quad (6)$$

где  $e_j^{(i)}$  - заряд  $i$ -го кварка из  $j$ -го нуклона ( $3q$ -кластера),  $\vec{r}_j^{(i)}$  - его координата. Подставляя (2) в (6), получаем

$$F_A = \sum_{ij=1}^3 c_i c_j F_{ij}, \quad (7)$$

где  $F_{ij}$  определяются отдельными компонентами  $\Psi_k$  полной функции

$$F_{ij} = \langle \Psi_i | \sum_{\ell k} e_k^{(\ell)} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}_k^{(\ell)}) | \Psi_j \rangle. \quad (8)$$

При расчете  $F_{ij}$  необходимо, в частности, задавать волновую функцию относительного движения нуклона и  $6q$ -кластера, которая входит в  $\Psi_2$  (см.рис.1). Будем предполагать, что она в точности совпадает с ядерной функцией движения одного нуклона относительно скоррелированной пары двух других. Тогда ее можно найти из известной, в принципе, трехнуклонной функции ядра  ${}^3\text{He}$ , представляя последнюю в факторизованном виде

$$\Psi(\rho, r) = u(r) \Phi(\rho), \quad (9)$$

где

$$u(r) = \int \psi(\rho, r) \phi(\rho) d\rho. \quad (10)$$

Тогда окончательные выражения для формфакторов  $F_{ij}$  принимают весьма простой и наглядный вид <sup>1,2,11,12</sup>:

$$F_{11} \equiv F_1(q^2) = F_{3q}(q^2) F_1^p(q^2), \quad (11)$$

$$F_{22} \equiv F_2(q^2) = \frac{2}{3} F_{6q}(q^2) F_1^p(q^2/4) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) F_1^p(q^2), \quad (12)$$

$$F_{33} \equiv F_3(q^2) = F_{9q}(q^2), \quad (13)$$

$$F_{12}(q^2) = \frac{2}{3} F_{12}^q(q^2) F_{12}^q(0) F_1^p(q^2/4) F_{12}^r(q^2) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) F_1^p(q^2) F_{12}^r(0) [F_{12}^q(0)]^2, \quad (14)$$

$$F_{13}(q^2) = F_{13}^q(q^2) [F_{13}^q(0)]^2 \left\{ \frac{2}{3} F_{13}^r(q^2) F_{13}^p(q^2/4) + \frac{1}{3} F_{13}^r(0) F_{13}^p(q^2) \right\}, \quad (15)$$

$$F_{23}(q^2) = \frac{2}{3} F_{23}^q(q^2) F_{23}^q(0) F_{13}^r(0) F_{13}^p(q^2/4) F_{23}^r(q^2) + \frac{1}{3} [F_{23}^q(0)]^2 F_{13}^q(q^2) F_{13}^p(q^2) F_{23}^r(0), \quad (16)$$

и далее

$$F_1^p(q^2) = \int |\phi(\rho)|^2 \exp(i 2 \vec{q} \vec{\rho} / 3) d\vec{\rho}, \quad (17)$$

$$F_{12}^r(q^2) = \int u(r) \tilde{\psi}_{6q}(r/\sqrt{2}) \exp(i \vec{q} \vec{r} / 2) d\vec{r}, \quad (18)$$

$$F_{13}^p(q^2) = \int \phi(\rho) \tilde{\psi}_{9q}(\rho\sqrt{2}/3) \exp(i 2 \vec{q} \vec{\rho} / 3) d\vec{\rho}. \quad (19)$$

Здесь  $\tilde{\psi}_{6q}$ ,  $\tilde{\psi}_{9q}$  - части волновых функций  $6q$ -,  $9q$ -систем, зависящие от одной из переменных  $r$  или  $\rho$ . Соответствующие выражения для  $F_{13}^r$  ( $F_{23}^r$ ) получаются из (28) заменой  $\tilde{\psi}_{6q} \rightarrow \tilde{\psi}_{9q}$  ( $u(r) \rightarrow \tilde{\psi}_{9q}$ ).

## 2.2. Формфактор в нуклонном канале

По виду полученных выражений (11)-(16) можно заключить, что  $F_{11}$  имеет смысл ядерного формфактора в нуклонном канале. Его естественно поэтом взять таким, каким он получается в точных расчетах задачи трех нуклонов с использованием реалистических моделей NN-сил, а также с учетом мезонных обменных токов и релятивистских поправок. Поскольку  $F_{11}$  и  $F_1^p$  связаны, то мы можем соответствующим образом найти и те части формфакторов (12), (14), в которые входят  $F_1^p$ .

Известно, что точные расчеты трехнуклонной системы (без кварков) не дают возможности объяснить зарядовый формфактор во всей области измеренных  $q^2$  /20-29/. Результаты некоторых типичных такого рода расчетов /30-34/ будут обсуждаться подробнее ниже (они приведены штрих-пунктирными линиями на рис. 2-7). Здесь мы лишь отметим, что в них не удается объяснить положение минимума формфактора и не удается дотянуть теорию до эксперимента в области его второго максимума.

## 2.3. Формфакторы мультикварковых систем

В выражения (14)-(16) входят формфакторы собственно мультикварковых систем  $F_{ij}^q$ . Именно они в значительной степени определяют поведение формфактора ядра в асимптотической и преасимптотической областях  $q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . При таких значениях переданного импульса становится неизбежным использовать релятивистское обобщение формфактора, так как в противном случае не выполняется основное требование теории - степенной характер  $q^2$ -зависимости. С этой целью в качестве волновых функций  $N=5K$  кварковых состояний будем брать соответствующие решения релятивистского гармонического осциллятора /10,18,19/

$$\left[ \sum_{m,n=1}^N \rho^{(mn)^2} + \mathcal{K}^2 \sum_{\substack{m,n \\ m',n'}}^N (r_n^{(m)} - r_{n'}^{(m')})^2 \right] \psi_{Nq}(r_1^{(1)} \dots r_K^{(3)}) = 0, \quad (20)$$

где  $\rho^{(mn)} = i \partial / \partial r_n^{(m)}$ . Решая уравнение (26) с использованием условия Маркова - Джавы - Такабаяши (см. работы /10,18/), можно получить выражение для формфактора  $N_q$ -системы /10/

$$F_{3kq} \equiv F_{Nq} = (1 + q^2/2M_k^2)^{1-N} \exp\{-(N-1)q^2/[4\alpha_k(1 + q^2/2M_k^2)]\}, \quad (21)$$

где

$$\alpha_k = N^{3/2} \mathcal{K} \equiv (3k)^{3/2} \mathcal{K}, \quad (22)$$

а  $M_k$  - параметр, связывающий внутреннее движение кварков в  $3kq$ -системе и движение этой системы как целого. Параметр  $\alpha_k$  (вместе с  $M_k = 1,1$  ГэВ) был определен в работе /10/ подгонкой (21) под формфактор нуклона. Отсюда получилось значение  $\mathcal{K} = 0,096$  ГэВ<sup>2</sup>. Значение  $M_2 = 1,2$  ГэВ было получено из анализа упругого  $eD$ -рассеяния /10/, а  $M_3 = 1,4$  ГэВ - из сравнения /11/ выражения (21) для  $F_{3q}$  при  $q^2 \rightarrow \infty$  с расчетами по модели "цепных" кварков /35/. Таким образом, определены все параметры в МРГО для нашей задачи (см. таблицу 1). Это дает возможность вычислять как формфакторы самих многокварковых систем (21), так и интерференционные формфакторы  $F_{ij}^q$  ( $i \neq j$ ), связанные с перекрытием многокварковых функций в (14)-(16):

$$F_{ij}^q(q^2) = \int \tilde{\Psi}_{3iq}(\xi, \eta) \tilde{\Psi}_{3jq}(\xi, \eta) \exp[iq \cdot \{\xi, \eta\}] d\xi d\eta, \quad (23)$$

где  $\tilde{\Psi}_{3iq}(\xi, \eta)$  - части волновых функций  $3iq$ -кластера, зависящие только от двух переменных Якоби  $\xi_k, \eta_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ). Подставляя в (23) решения (20), получаем

$$F_{ij}^q(q^2) = \left( \frac{2\alpha_i\alpha_j}{\alpha_i + \alpha_j} \right)^2 \frac{1}{g} \exp(-f/2g). \quad (24)$$

Здесь

$$f = (\alpha_i M_j^2 + \alpha_j M_i^2)(g^2 - 1) - M_i M_j (\alpha_i + \alpha_j) g + (\alpha_i^2 + \alpha_j^2)(\alpha_i + \alpha_j)/2, \quad (25)$$

$$g = \alpha_i' \alpha_j' g^2 + (\alpha_j' - \alpha_i')^2/4, \quad (26)$$

$$g = (q^2 + M_i^2 + M_j^2)/2M_i M_j, \quad (27)$$

$$\alpha_i' = \alpha_i / \beta_i. \quad (28)$$

#### 2.4. Формфакторы интерференции нуклонного и мультикварковых каналов

Формфакторы (17)-(19), определяемые интерференцией нуклонного и многокварковых каналов, зависят от поведения соответствующих компонент волновых функций  $u(r), \phi(p)$  движения нуклонов и многокварковых систем  $\tilde{\Psi}_{3iq}(r)$ . Анализ и значения соответствующих параметров последних показывает, что функции  $\tilde{\Psi}_{3iq}(r)$  распределены в значительно меньшем объеме, чем объем ядра. Это означает, что нам важно точно знать поведение нуклонной компоненты именно на малых расстояниях. В этом плане для нуклон-нуклонных частей функций наиболее подходящей для расчетов является истровская функция вида

$$u(r) = N' \exp(-\tilde{r}^2 r^2) [1 - \exp(-\beta^2 r^2)], \quad (29)$$

где параметр короткодействующей корреляции  $\beta = 1,9$  фм<sup>-1</sup> /36/. Второй параметр  $\tilde{r}$  можно оценить по наклону формфактора в области малых переданных импульсов, где вклад второго множителя в (29) несуществен.  $N'$  определяется из условия нормировки. Таким образом, можно провести расчеты формфактора (7). На рис.2 показаны эффективные вклады  $6q$ - и  $9q$ -компонент в полный формфактор ядра, а именно следующие его части:

$$F_{6qT} = 2c_1 c_2 F_{12} + c_2^2 F_{22}, \quad (30)$$

$$F_{9qT} = 2c_2 c_3 F_{23} + 2c_1 c_3 F_{13} + c_3^2 F_{33}, \quad (31)$$

которые вместе с ядерным формфактором нуклонного канала  $c_1^2 F_{11}$  определяют  $F_{3qe}$ :

$$F_{\text{He}} = c_1^2 F_{11} + F_{6qT} + F_{9qT}. \quad (32)$$

В качестве  $F_{11}$  был взят формфактор ядра  ${}^3\text{He}$ , вычисленный [30] в трехнуклонной задаче с NN-потенциалом  $SdT$  [37]. Значения  $\tilde{f} = 0,54 \text{ фм}^{-1}$ ,  $c_1 = 1,0092$ ,  $c_2 = -0,3927$ ,  $c_3 = 0,0736$  были получены в работе [12]. Что касается вклада шестикварковой примеси в формфактор ядра  ${}^3\text{He}$   $F_{6qT}(q^2)$  (30) (рис.2, кривая 1), то здесь надо дать следующие пояснения. Поведение  $F_{6qT}$  определяется конкуренцией двух членов  $F_{22}$  (12) и  $F_{12}$  (14). Каждый из них есть сумма двух слагаемых, но только первые вносят определяющий вклад, ибо они пропорциональны формфактору  $F_1^P(q^2/4)$ , который значительно превышает аналогичный формфактор  $F_1^P(q^2)$  из вторых слагаемых. Причина - быстрый (экспоненциального вида) спад  $F_1^P$  с ростом аргумента. Имея это в виду, а также используя оценки  $c_1 \approx 1$  и  $F_{22}(0) \approx c_2$  (последний есть интеграл перекрытия функций нуклонного и шестикваркового каналов  $F_{12}(0) \approx \int \psi_1 \psi_2 d\tau \approx c_2$ ), приходим к следующему выражению:

$$F_{6qT} \approx \frac{2}{3} c_2^2 F_1^P(q^2/4) \left\{ 2 \frac{c_2}{|c_2|} F_{12}^q(q^2) F_{12}^r(q^2) + F_{6q}(q^2) \right\}. \quad (33)$$

Здесь  $F_{12}^q$  и  $F_{6q}$  в измеряемой области  $q^2$  всегда положительны. Кроме того, расчеты показывают, что  $F_{12}^q F_{12}^r \approx F_{6q}$ . Тогда

$$F_{6qT} \approx \frac{2}{3} c_2^2 F_1^P(q^2/4) F_{6q}(q^2) [2 c_2 / |c_2| + 1]. \quad (34)$$

Отсюда видно, что из-за вклада интерференционных членов знак  $F_{6qT}$  полностью определяется знаком амплитуды шестикварковой примеси  $c_2$ . Нами было показано [12], что знак  $c_2$  с необходимостью надо выбирать отрицательным. Тогда, как видно из рис.2, формфакторы нуклонного канала (штрих-пунктир) и шестикваркового (кривая 1) конструктивно складываются в области второго максимума при  $0,8 \approx q^2 \approx 2(\Gamma\text{эВ}/c)^2$ , что и дает принципиальную основу для объяснения эксперимента. Вклад же 9-примеси доминирует при импульсах  $q^2 > 2(\Gamma\text{эВ}/c)^2$ . При этом аналогичные рассуждения приводят к выводу, что в  $F_{9qT}$  определяющим оказывается также интерференционный член  $2c_2 c_3 F_{23}$ , который отрицателен в указанной области переданных импульсов. Итак,

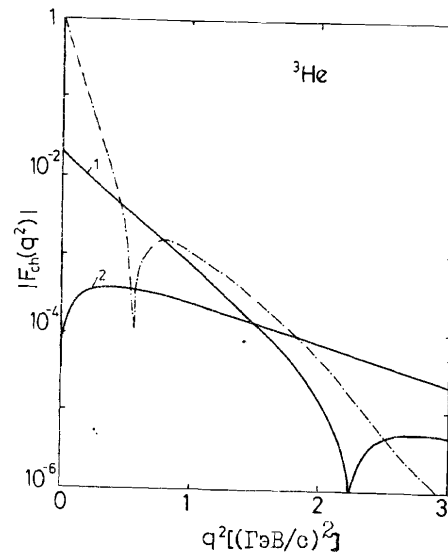


Рис.2

Формфактор ядра  ${}^3\text{He}$ : 1 - вклад шестикваркового канала  $F_{6qT}$  (30); 2 - вклад девятикваркового канала  $F_{9qT}$  (31); штрих-пунктир - формфактор  ${}^3\text{He}$ , вычисленный в рамках трехнуклонной задачи [30].

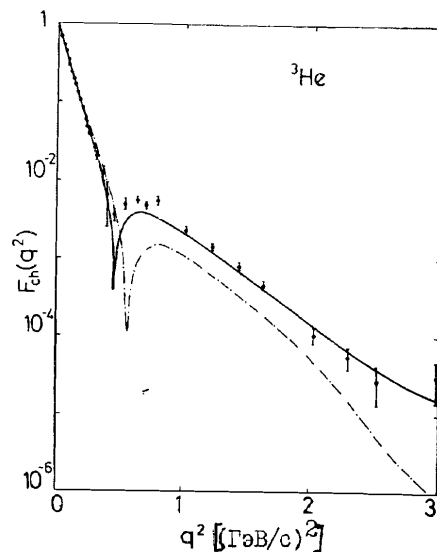


Рис.3

Формфактор  ${}^3\text{He}$ : сплошная линия - расчет с учетом шестикварковых и девятикварковых примесей, штрих-пунктир - формфактор  ${}^3\text{He}$ , вычисленный в рамках трехнуклонной задачи [30], экспериментальные данные взяты из работ [22-28].

интерференция каналов в целом играет чрезвычайно важную роль в описании формфактора ядра  ${}^3\text{He}$ .

### 3. Смысл $c_k$ . Ортогонализация

При построении волновой функции ядра (2), вообще говоря, не требуется ортогональности отдельных ее членов. Этот вопрос возникает, когда квадраты амплитуд  $|c_k|^2$  интерпретируются как вероятности соответствующих многокварковых примесей. Ниже мы рассмотрим, насколько изменяются значения  $c_k$ , если провести точную ортогонализацию (2). Итак, мы имеем дело с функцией

$$\psi = \sum_{k=1}^3 c_k \psi_k, \quad (35)$$

где при  $(i \neq k)$

$$\langle \psi_i | \psi_k \rangle = \gamma_{ik} \neq 0 \quad (36)$$

и при  $i=k$  имеем  $\gamma_{ii} = 1$ . В соответствии с процедурой Грама - Шмидта можно построить три функции с ортогональными компонентами

$$\psi' = \sum_k c_k' \psi_k', \quad \text{где } \psi_1' = \psi_1, \quad (37)$$

$$\psi'' = \sum_k c_k'' \psi_k'', \quad \text{где } \psi_2'' = \psi_2, \quad (38)$$

$$\psi''' = \sum_k c_k''' \psi_k''', \quad \text{где } \psi_3''' = \psi_3. \quad (39)$$

Оказывается, что в первом, наиболее естественном случае, когда главная компонента - нуклонный канал, не меняется, т.е.  $\psi_1' = \psi_1$ , мы приобретаем примеси соседних каналов в двух других компонентах. Так,  $\psi_2'$  есть теперь смесь нуклонного и шестикваркового каналов

$$\psi_2' = \gamma' \psi_2 - \gamma' \gamma_{12} \psi_1, \quad (40)$$

а  $\psi_3'$  - смесь нуклонного,  $6q$ - и  $9q$ - каналов

$$\psi_3' = \gamma'' \psi_3 - \gamma'' \bar{\alpha} \psi_2 + \gamma'' \bar{\beta} \psi_1. \quad (41)$$

Здесь

$$\gamma' = (1 - \gamma_{12})^{-1/2}; \quad \bar{\alpha} = \gamma'^2 (\gamma_{23} - \gamma_{12} \gamma_{13}); \quad \bar{\beta} = \gamma'^2 (\gamma_{13} - \gamma_{12} \gamma_{23}), \quad (42)$$

$$\gamma'' = (1 - 2\bar{\alpha} \gamma_{23} - 2\bar{\beta} \gamma_{13} + 2\bar{\alpha} \bar{\beta} \gamma_{12} + \bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}^2)^{-1/2}. \quad (43)$$

Ниже будут приведены точные расчеты для амплитуд  $c_k$  для всех трех функций (37)-(39). А сейчас рассмотрим качественно, насколько велики примеси других каналов в  $\psi_2'$  и  $\psi_3'$ . По смыслу амплитуд  $c_k$   ${}^{12,9,11,12}$ , они пропорциональны интегралам перекрытия соответствующей многокварковой  $k \neq 1$  и нуклонной  $k=1$  волновых функций  $|c_k| \sim |\langle \psi_1 | \psi_k \rangle| = |\gamma_{1k}|$ . В настоящее время принято считать, что кварки  $6q$ -систем дислоцируются в области кора  $NN$ -сил, то есть  $\psi_k$  ( $k=2$ ) заключена в области, значительно меньшей области распространения  $NN$ -сил, где действует  $\psi_1$  (см. схематический рис.1). Это приводит к оценкам:

$$|c_3| < |c_2| < |c_1| \approx 1, \quad \gamma_{23} \sim |c_2|. \quad (44)$$

Отсюда также следует

$$\gamma' \approx \gamma'' \approx 1, \quad (45)$$

$$\gamma_{12} \approx \gamma_{23}; \quad \gamma_{13} < \gamma_{12}, \gamma_{23}; \quad \gamma_{13} \approx \gamma_{12} \gamma_{23}.$$

Тогда вместо (37), (40), (41) получаем:

$$\psi' = \sum_{k=1}^3 c_k' \psi_k', \quad (46)$$

$$\psi_1' = \psi_1 \quad (47)$$

$$\psi_2' = \psi_2 - \gamma_{12} \psi_1 \approx \psi_2 - |c_2| \psi_1, \quad (48)$$

$$\begin{aligned} \psi_3' &\approx \psi_3 - \gamma_{23} \psi_2 + \gamma_{13} \psi_1 \approx \\ &\approx \psi_3 - |c_2| \psi_2 + |c_3| \psi_1. \end{aligned} \quad (49)$$

Очевидно, что нуклонная функция  $\psi_1$  определяет поведение формфактора в области меньших переданных импульсов, чем шестикварковая  $\psi_2$ . Примесь же  $|c_2| \psi_1$  в  $\psi_2'$  не скажется в области малых  $q^2$ , так как  $c_2^2 \ll c_1^2 \approx 1$ , и там все равно будет превалировать чисто нуклонный канал. Поэтому вклад  $\gamma_{12} \psi_1$  в (48)

незначителен в области действия  $6q$ -примеси, и смысл  $\psi_2'$  остается прежним: это в основном шестикварковый канал, а значит  $|c_2'|^2$  - вероятность  $6q$ -примеси. Что касается  $\psi_3'$ , то из-за присутствия там  $6q$ -компоненты  $|c_2|/|c_2'|$  его прежний смысл как  $9q$ -канала теряется, - теперь это смешанный  $6q$ - и  $9q$ -канал и именно таким образом приходится трактовать вероятность  $|c_3'|^2$ . (Ниже мы увидим, что области действия  $6q$ - и  $9q$ -примесей тоже разделены по  $q^2$ , но это необходимо проверять в каждом конкретном случае).

Если рассмотреть два другие случая ортогонализации (38) и (39), то, как теперь очевидно, при этом изменится смысл основного, нуклонного канала, который приобретает  $6q$ - и  $9q$ -примеси. Эти последние будут давать примерно тот же вклад в области больших  $q^2$ , что и чистые  $6q$  ( $\psi_2'' = \psi_2$ ) или  $9q$ -каналы ( $\psi_3'' = \psi_3$ ). Таким образом, эти варианты ортогонализации оказываются менее предпочтительными, чем  $\psi'$ .

Из таблицы I, где даны точные расчеты  $e_K$ , видно, что ортогонализация, формально говоря, качественно не меняет значений амплитуд  $c_K$ . В общем, это было очевидно заранее, так как неортогональность компонент исходной функции  $\psi$  невелика. В этом плане работа с  $\psi'$  не сильно искажает смысл интерпретации входящих в нее  $|c_K|^2$  как вероятностей соответствующих примесей, если не гнаться за очень точными значениями (до второго значащего знака) амплитуд  $c_K$ . В этой связи отметим, что разные подходы до сих пор дают значения  $|c_K|^2$ , отличающиеся друг от друга в два или более раз. Если все же проводить ортогонализацию, то лучше выбирать набор  $\psi'$ , где главная, нуклонная компонента не искажена, вторую можно продолжать интерпретировать как шестикварковую, а меняется смысл только третьей компоненты  $\psi_3'$ .

#### 4. Сравнение с экспериментом

Выбор  $c_2, c_3$  ( $c_1$  определяется из условия нормировки  $F_{3He}(0) = 1$ ) такими, чтобы получить согласие с экспериментом во всей области  $q^2$ , оказывается весьма трудной задачей. Мы исходили из того, что вероятности  $|c_K|^2$  не должны сильно (более чем на 20%) отличаться от соответствующих значений, полученных из анализа кумулятивных адрон-ядерных реакций при высоких энергиях [38]. Окончательные результаты для  ${}^3\text{He}$  приведены в таблице I вместе с параметрами релятивистского осциллятора. Видно, что  $6q$ - и  $9q$ -примеси малы  $c_2^2 = 15\%$  и  $c_3^2 = 0,54\%$ .

Таблица I

K	I	2	3
$\Delta_K [(\text{ГэВ}/c)^2]$	0,5	1,4	2,6
$\sqrt{\langle r_{3Kq}^2 \rangle} [\text{фм}]$	0,68	0,78	0,81
$M_K [\text{ГэВ}]$	1,1	1,2	1,4
$c_K$	1,0092	- 0,3927	0,0736
$c_K'$	0,9253	- 0,3723	0,0728
$c_K''$	0,9841	- 0,1618	0,0728
$c_K'''$	0,9849	- 0,1691	0,0363

#### 4.1. Методическое сравнение

Выше (п.2.4) мы уже говорили о том, что интерференционные члены играют определяющую роль в интерпретации эксперимента. Важно то, что они могут входить с разными знаками в зависимости от выбора знаков  $c_K$ . Так, оказалось существенным, что в случае ядра  ${}^3\text{He}$ , знак  $c_K$  надо выбирать отрицательным. Еще раньше [2,11] было показано, что в противном случае при  $c_2 > 0$  нельзя получить даже качественного согласия с экспериментом, например, вообще не получается минимум формфактора при  $q^2 \sim 0,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Далее, из рис.2 видно, что вклад  $|F_{6qT}(0)|$  в полный формфактор ядра  ${}^3\text{He}$  составляет 2% и вклад  $|F_{9qT}(0)|$  дает 0,01%, что существенно меньше значений самих примесей  $c_2^2$  и  $c_3^2$ . Этот результат является следствием взаимного погашения в (30), (31) вкладов первого члена и остальных. Подчеркнем, что в тех работах [13-16], где интерференция не учитывается и вклад дают только прямые члены  $c_1^2 F_{11} + c_2^2 F_{22} + c_3^2 F_{33}$ , подгонку под эксперимент удается осуществить лишь формальным приемом: изменением знака перед вторым и (или) третьим членами; а это значит, что вероятности  $6q$ - и  $9q$ -примесей оказываются отрицательными  $c_2^2 < 0, c_3^2 < 0$  (В самих работах это обычно не акцентируется). Действительно, при подгонке под эксперимент формфактора  ${}^3\text{He}$  непосредственной задачей является необходимость усиления вклада в области второго максимума  $|F_{3He}|$  при  $q^2 \sim 0,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . В этой области  $F_{11}$  имеет отрицательный знак, поэтому здесь требуется именно отрицательная добавка за счет включения  $6q$ -примесей. Но во всех более или менее



реалистических моделях прямой формфактор от  $6q$ -примеси  $F_{22}$  является либо всегда положительным, либо не успевает в этой области изменить своего знака на отрицательный. (Например, в рассматриваемой нами модели  $F_{22}$  меняет знак при  $q^2 \sim 2,3 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ). Таким образом, добиться согласия с экспериментом за счет введения одних только прямых членов  $F_{22}$  и  $F_{33}$  невозможно, - требуется учитывать еще интерференционные  $2c_2c_3 F_{12}$ ,  $2c_1c_3 F_{13}$  и  $2c_2c_3 F_{23}$ , которые могут давать вклад с отрицательным знаком за счет выбора знака амплитуд  $c_2$  и  $c_3$ . Имитация же вклада  $F_{12}$  прямым членом  $F_{22}$  (при выборе  $c_2^2 < 0$ ) оказалась возможной в указанных выше работах лишь потому, что их зависимости от  $q^2$  оказываются весьма близкими друг к другу.

#### 4.2. Формфактор ${}^3\text{He}$

На рис.3 приведены расчеты и сравнение с экспериментом формфактора  $|F_{3\text{He}}|$ , вычисленного в нашей модели с параметрами из табл. I. При этом в качестве  $F_{11}$  (штрих-пунктир) взяты расчеты <sup>/30/</sup>, выполненные численным решением уравнений Фаддеева для  $SdT$ -потенциала <sup>/37/</sup>. Хорошо видно, что учет  $6q$ - $9q$ -примесей (сплошная линия) смещает минимум  $|F_{3\text{He}}|$  в область меньших  $q^2$  и улучшает согласие с экспериментом в области второго максимума, где  $F_{6qT} < 0$  ( $c_2 < 0!$ ). Вклад  $F_{6qT}$  при  $q^2 < 1,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$  пренебрежимо мал, однако он доминирует при больших  $q^2$  ( $c_3 > 0$ ), давая исчерпывающий вклад в описание экспериментальных данных.

Если теперь взять расчет  $F_{11}$  с помощью  $RSE$  потенциала <sup>/31/</sup> (рис.4), то при  $q^2 \sim 3 \text{ ГэВ}^2/c^2$  появляется расхождение с последней экспериментальной точкой.

Ранее <sup>/33/</sup> были сделаны попытки улучшить согласие с экспериментом за счет включения диаграмм с мезонными обменными точками и учета релятивистских поправок. Однако из рис.5 видно, что они слабо влияют на поведение  $F_{3\text{He}}$  и, соответственно, на полученные выводы о вкладе  $6q$ - и  $9q$ -примесей. В то же время интересно, что ядерные трехнуклонные формфакторы  $F_{11}$ , вычисленные с разными  $NN$ -силами (штрих-пунктир на рис. 3,4), сильно отличаются друг от друга при  $2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ , где по сути их поведение несущественно для объяснения эксперимента, так как здесь главную роль играют  $9$ -примеси. Учет мезонных обменных токов (штрих-пунктир на рис. 5) усиливает эту неопределенность в  $F_{11}$ . Важно то, что соответствующий выбор  $NN$ -сил и учет вклада мезонообменных токов дает возможность улучшить согласие с экспериментальными данными при  $q^2 < 2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Отметим, что имеются и другие расчеты  $F_{11}$  <sup>/34/</sup>, которые мы здесь не приводим, так как они не изменяют общей картины, но дают также другое поведение  $F_{11}$  при  $q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Анализ показывает, что практически

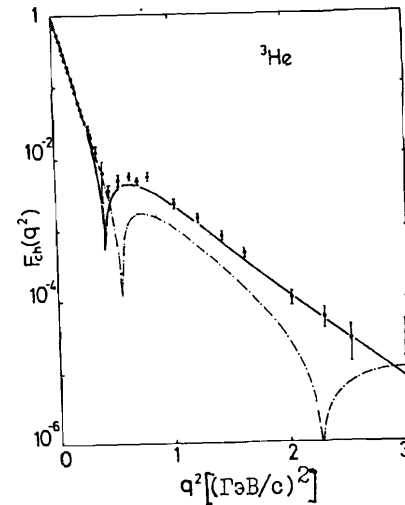


Рис.4  
Формфактор  ${}^3\text{He}$ . То же, что и на рис.3, но для  $F_{11}$ , вычисленного с использованием потенциала Рейда <sup>/31/</sup>.

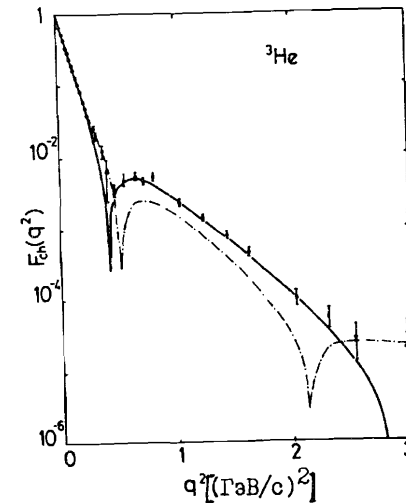


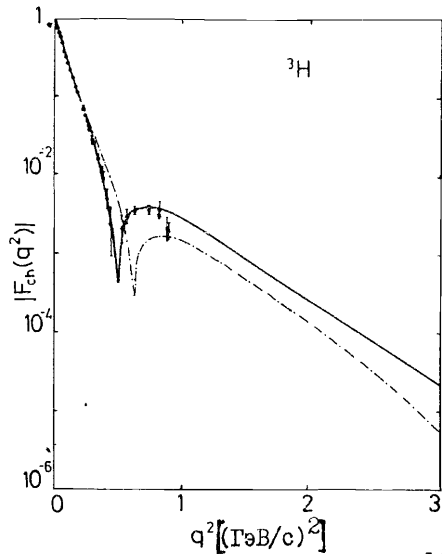
Рис.5  
Формфактор  ${}^3\text{He}$ . То же, что и на рис.4, но с учетом мезонных обменных токов <sup>/33/</sup>.

для всех реалистических  $NN$ -сил и при разных способах решения уравнения Фаддеева для трех нуклонов, удается добиться согласия с экспериментом по формфактору  ${}^3\text{He}$ . Но при этом обязательным условием является учет  $6q$ - и  $9q$ - примесей с примерно такими же весами, как указано выше, и с теми же знаками.

#### 4.3. Формфактор ${}^3\text{H}$

Расчет формфактора ядра  ${}^3\text{H}$  в области больших переданных импульсов  $q^2 > 0,5 \text{ ГэВ/с}^2$  также необходимо делать с учетом кварковых степеней свободы, а именно шести- и девятикварковых систем. При этом мезонные степени свободы не играют здесь большой роли, так как в работе /21/ показано, что вклад мезонных обменных токов в формфактор  ${}^3\text{H}$  вследствие частичной компенсации изоскалярного и изовекторного токов оказывается пренебрежимо малым. Параметры для  ${}^3\text{H}$  выбирались такими же, что и для ядра  ${}^3\text{He}$ . Как и в случае  ${}^3\text{He}$ , здесь важную роль играют интерференционные формфакторы.

Из рис.6 видно, что это позволяет объяснить поведение формфактора  ${}^3\text{H}$  во всей области измерения /20,21/ при переданных импульсах вплоть до  $q^2 \sim 0,9 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . В этом смысле расчет формфактора  ${}^3\text{H}$  оказывается безпараметрическим. Видно, что согласие с экспериментом достигается и в наиболее критической области второго максимума формфактора, что обычно не удается сделать при учете только нуклонных степеней свободы. Отметим, что формфактор  $|F_N|$  имеет минимум при  $q^2 \sim 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ ,  $|F_{11}|$  при  $q^2 \sim 0,6 \text{ (ГэВ/с)}^2$ , второй максимум  $|F_{3N}|$  при  $q^2 \sim 0,66 \text{ (ГэВ/с)}^2$ .



На рис.7 показан вклад в формфактор  ${}^3\text{H}$  отдельных членов  $|F_{11}|$ ,  $|F_{6qT}|$ ,  $|F_{9qT}|$  (аналог рис.2 для  ${}^3\text{He}$ ). При выбранных значениях и знаках  $C_2$  и  $C_3$  формфактор  $F_N$  оказывается отрицательным при  $q^2 < 2,4 \text{ (ГэВ/с)}^2$ , а при больших  $q^2$

Рис.6. Формфактор  ${}^3\text{H}$ . Обозначения те же, что и на рис.3. Экспериментальные данные взяты из работ /20,21/.

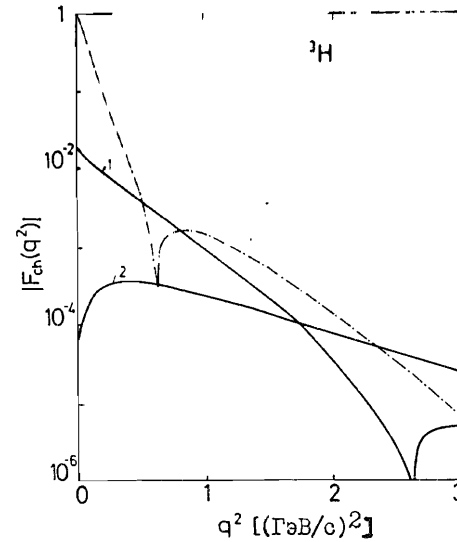


Рис.7. Формфактор  ${}^3\text{H}$ . Обозначения те же, что и на рис.2.

-положительным,  $F_{9qT} < 0$  при всех  $q^2 < 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . Определяющий вклад при  $q^2 < 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$  дает формфактор нуклонного канала  $F_{11}$ , при  $q^2 \sim 1,0 \text{ (ГэВ/с)}^2$  определяющим оказывается  $F_{6qT}$ , а при  $q^2 > 2,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$  формфактор  $F_{9qT}$ . Отметим, что вклад  $|F_{6qT}|$  и  $|F_{9qT}|$  при  $q^2 = 0$  составляет примерно 2% и 0,01%, соответственно; хотя значения  $C_2^2 = 15,4\%$  и  $C_3^2 = 0,54\%$ . Это связано, как и в случае  ${}^3\text{He}$ , с тем, что в (30) и (31) интерференционные формфакторы  $2C_1C_2F_{12}$  и  $2C_2C_3F_{23}$  входят с отрицательным знаком ( $C_2 < 0!$ ).

#### 5. Выводы

- 1) Учет многокварковых примесей в ядрах  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  необходим для объяснения поведения формфакторов при больших  $q^2$ .
- 2) Амплитуды  $C_2$  и  $C_3$  для  ${}^3\text{H}$  близки к тем, которые получены для ядра  ${}^3\text{He}$  и равны  $C_2 = -0,3927$ ,  $C_3 = 0,0736$ .
- 3) Интерференция многокварковых и нуклонных каналов играет определяющую роль в интерпретации эксперимента.
- 4) Расчеты показывают, что вклады нуклонного, шестикваркового и девятикваркового каналов разделены по переданному импульсу.

#### Литература

1. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento Lett., 1973, v.7, p.719.  
Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1153.
2. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.1249.
3. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 1982, т.35, с.288.

4. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с.495.  
Кобушкин А.П., Шелест В.П. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1146.
5. Burov V.V. et al. Z.Phys. A: Atoms and Nuclei, 1982, 306, p.149.
6. Burov V.V. et al. Z.Phys. A: Atoms and Nuclei, 1984, 315, p.205.
7. Буров В.В., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ, P2-85-928, Дубна, 1985;  
P2-86-163, Дубна, 1986.
8. Буров В.В., Гой А.А., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ, P2-86-127,  
Дубна, 1986.
9. Буров В.В., Лукьянов В.К. Труды Межд. школы по структуре ядра,  
ОИЯИ, Д4-85-851, Дубна, 1985; с.283.
10. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Prog.Theor.Phys., 1979,  
61, p.559.
11. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys. A: Atoms and  
Nuclei, 1984, v.318, p.67.
12. Буров В.В., Лукьянов В.К. Препринт ОИЯИ P2-85-196, Дубна, 1985;
13. Chertok B. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1155.
14. Namiki M., Okano K., Oshimo N. Phys.Rev., 1982, C25, p.2157.
15. Hoodbhoy P., Kisslinger L.S. Phys.Lett., 1984, 146B, p.163.
16. Maize M.A., Kim Y.E. Preprint PNTG-84-14, Purdue Univ., 1984;  
Phys.Rev., 1985, C31, p.1923.
17. Vary J.P., Coon S.A. and Pirner H.J. in Few Body Problems in  
Physics, ed. by Zeitnitz (Elsevier, New York, 1984), v.11,p.
18. Feynman R.P., Kisslinger M., Ravndal F. Phys.Rev., 1971, D3, p.  
2706;  
Марков М.А. Гипероны и К-мезоны. Физматгиз, М., 1958.  
Yukawa H., Phys.Rev., 91 (1953), 416.  
Takabayasi T., Phys.Rev., 139 (1965), B1381.
19. Namiki M., In: Proc. of the VII Int. Seminar on High Energy  
Physics Problems, D1,2-84-599, Dubna, 1984, p.397.
20. Collard H., Hofstadter R., Hughes E.B., Johansson A., Yearian  
M.R., Phys.Rev. 138, N 1B, 1965, p.B57.
21. F.P.Juster et al. Phys.Rev.Lett., 55, N 21, 1985, p.2261.
22. Mc Carthy J.S., Sick I., Whitney R.R. Phys.Rev., 1977, C15,  
p.1396.
23. Bernheim M. et al. Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p.431.
24. Szalata Z. et al., Phys.Rev., C15, 1200, 1977.
25. Cavedon J.M. et. al., Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.986.
26. Dunn P.C. et al. Phys.Rev. 1983, C27, p.71.

27. Ottermann G.R. et al., Nucl. Phys., A436, 688 (1985).
28. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.1429.
29. Frosch R.F., McCarthy J.S., Rand R.E. and Yearian M.R.  
Phys.Rev., 160, N 4, 1967, p.874.
30. Hadjimichael E., Goulard B. and Bornais R. Phys.Rev. C,  
27, N 2, 1983, p.831.
31. Brandenburg R.A., Kim Y.E., Tubis A., Phys.Rev., 1975, C12,p.1368.
32. Dieperink A.E.L. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p.261.
33. Sick I., Lecture Notes in Physics, 1978, 87, p.276.
34. Nunberg P., Prosperi D., Pace E. Nucl. Phys., 1977, A285, p.58.
35. Brodsky S., Chertok B. Phys.Rev., 1976, D14, p.3003.
36. Khanna F.C. Nucl. Phys., 1971, A165, p.475.
37. R. de Turreil et al. Nucl. Phys., 1975, A242, p.445; 1976, A273,  
p.283.
38. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды Международной  
конференции по избранным вопросам структуры ядра, Дубна, ОИЯИ,  
Д-9920, 1976, т.2, с.432; Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, т.42,  
с.38.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 мая 1986 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Буров В.В., Лукьянов В.К. P2-86-337  
Многокварковые системы в  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  и упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах

Показано, что учет в волновых функциях ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  примесей шести- и девятикварковых систем с вероятностью  $C_2^2 = 15,4\%$  и  $C_3^2 = 0,54\%$  позволяет объяснить поведение формфакторов упругого рассеяния во всей области измеренных передач импульса. При этом важную роль играет интерференция нуклонного,  $6q$ - и  $9q$ -каналов, что в итоге приводит к весу  $6q$ -,  $9q$ -компонент формфактора  $2\%$  и  $0,01\%$  соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Г.Г.Сандуковской

Burov V.V., Lukyanov V.K. H2-86-337  
Multiquark Systems in  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$  Nuclei and Elastic Electron Scattering at High Transfer Momenta

It is shown that the inclusion of admixtures of the six and nine quark systems with probability  $C_2^2 = 15.4\%$  and  $C_3^2 = 0.54\%$  into the wave functions of  ${}^3\text{He}$  and  ${}^3\text{H}$  nuclei allows one to explain the behaviour of the elastic scattering form factors in the whole range of measured transfer momenta. An important role is attributed to the interference of nucleon,  $6q$ - and  $9q$ -channels, which finally leads to the weight of  $6q$  and  $9q$  components of the form factor  $2\%$  and  $0.01\%$  respectively.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986