

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

891/84

13/II-84

P2-83-749

В.В.Буров, В.К.Лукиянов, А.И.Титов

ПРОЯВЛЕНИЕ ШЕСТИКВАРКОВОЙ ПРИМЕСИ
В ФОРМФАКТОРЕ ЯДРА ${}^3\text{He}$
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Направлено в журнал
"Zeitschrift für Physik, A"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерения формфактора легчайших ядер ${}^2\text{D}$, ${}^3,4\text{He}$ проведены при больших передачах импульса $q^2 > 25 \text{ Фм}^{-2}$ /1/. Это значит, что электрон проникает в очень малый объем пространства с размерами порядка $r \sim q^{-1} \sim 0,2 \text{ Фм}$, где, по современным представлениям, должна проявляться кварковая структура ядерной материи. Согласно этим представлениям при асимптотически больших передачах формфакторы имеют степенное поведение /правила кваркового счета/2//:

$$(q^2)^{N-1} F_N(q^2) = c_N^2, \quad /1/$$

где N - число составляющих систему кварков, а константа c_N^2 характеризует вес N -кварковой конфигурации в полной волновой функции системы/3/.

Из рис.1 видно, что если в качестве $F_N(q^2)$ взять известные экспериментальные формфакторы, то соотношение /1/ для адронов действительно начинает выходить на плато при $q^2 > 25 \text{ Фм}^{-2}$. В то же время для дейтронов мы еще только подходим к асимптотической области, а для ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ она пока не достигается. Таким образом, параметр c_N^2 , характеризующий вклад N -кварковой примеси в ядре, зависит от аппроксимации формфакторов в предасимптотической области передач и составляет несколько процентов/3/. Это означает, что нуклонный канал необходимо принимать во внимание как главную часть ядерной волновой функции.

В предыдущих работах/4/ мы проанализировали роль $6q$ -примесей в волновой функции дейтрона на примере расчета формфактора. Оказалось, что такая примесь составляет примерно /7-8,5% и играет определяющую роль в интерпретации поведения формфактора при больших переданных импульсах. К аналогичному выводу приходят авторы ряда других работ/5,6/. При этом выяснилось, что вклад в формфактор дейтрона релятивистских эффектов/7-9/ и мезонных обменных токов/10/ составляет 30-40% и в области больших передач не может решающим образом уменьшить расхождение между теорией и экспериментов, которое при $q^2 \sim 125 \div 200 \text{ Фм}^{-2}$ составляет примерно порядок величины. В целом такая же картина наблюдается и в других ядерных реакциях с большими q^2 , где включение шестикварковой примеси конструктивным образом меняет поведение теоретических сечений, приводя к хорошему согласию с экспериментом/11-17/. Все это дает основание считать, что $6q$ -состояния играют доминирующую роль в реакциях с большими

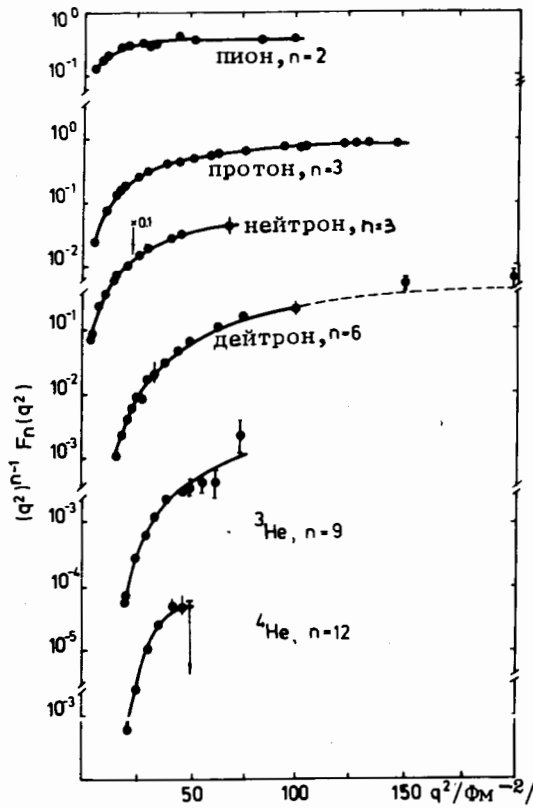


Рис.1. Зависимость экспериментальных упругих формфакторов пиона, протона, нейтрона, дейтрона, ядер ^3He , ^4He /1/, умноженных на $(q^2)^{n-1}$, от q^2 . Линии проведены по точкам.

q^2 , а эффекты релятивизации ядерного движения нуклонов и мезонных обменных токов в этой области передач играют лишь роль поправок.

Целью данной работы является исследование влияния bq -примесей на поведение зарядового формфактора ядра ^3He . При этом мы сформулируем подход, который в принципе позволяет рассчитать ядерный формфактор с учетом не только bq -, но и $9q$ -примесей, а также более сложных примесей. В качестве bq -состояний мы берем простейшую конфигурацию с кварками в v -оболочке. В конкретных расчетах учитывались

релятивистский эффект отдачи ядра и вклад мезонных обменных токов, которые и в данной задаче имеют характер поправок.

2. ФОРМФАКТОР

В этом разделе мы построим модель ядра, в которой волновая функция содержит как обычные нуклонные, так и мультикварковые конфигурации:

$$\Psi_A = c_1 \Psi_1 + c_2 \Psi_2 + \dots = \sum_{k=1}^A c_k \Psi_k \quad /2/$$

Здесь Ψ_1 - ядерная волновая функция модели независимых частиц; Ψ_2 - ядерная функция с выделенным двухнуклонным кластером, который с вероятностью c_2^2 имеет примесь bq -компоненты; Ψ_3 - функция ядра с выделенным трехнуклонным кластером, вероятность существования которого в виде $9q$ -конфигурации есть c_3^2 и т.д. Представление этих функций в виде произведений одночастичных

и кластерных функций без учета обменных членов позволяет в конечном итоге выразить формфактор через известные из эксперимента распределения плотности заряда ядра и формфакторы более простых систем. В этой связи отметим, что результаты такого рода расчетов формфактора дейтрона, но с учетом обменных членов, показали, что вклад последних оказывается действительно пренебрежимо малым $^{1/4}$. Далее, для того чтобы вычислить формфактор упругого vA -рассеяния, необходимо сделать конкретные предположения относительно структуры волновых функций Ψ_k . В качестве Ψ_k мы будем выбирать как гауссовские функции в модели независимых частиц, так и более реалистические волновые функции ядра. Сначала рассмотрим более простой случай гауссовских волновых функций.

2.1. Гауссовские волновые функции

Итак, запишем

$$\Psi_1 = \bar{\Psi}_1(\vec{r}_1^{(1)}, \vec{r}_2^{(1)}, \vec{r}_3^{(1)}) \bar{\Psi}_2(\vec{r}_1^{(2)}, \vec{r}_2^{(2)}, \vec{r}_3^{(2)}) \dots \bar{\Psi}_A(\vec{r}_1^{(A)}, \vec{r}_2^{(A)}, \vec{r}_3^{(A)}), \quad /3/$$

где $\vec{r}_j^{(i)}$ - координаты кварков $j = 1, 2, 3$, составляющих нуклон i . В функциях

$$\Psi_2 = \bar{\Psi}_{12}(\vec{r}_1^{(1)} \dots \vec{r}_3^{(2)}) \bar{\Psi}_3(\vec{r}_1^{(3)}, \vec{r}_2^{(3)}, \vec{r}_3^{(3)}) \dots \bar{\Psi}_A(\vec{r}_1^{(A)}, \vec{r}_2^{(A)}, \vec{r}_3^{(A)}), \quad /4/$$

$$\Psi_3 = \bar{\Psi}_{123}(\vec{r}_1^{(1)} \dots \vec{r}_3^{(3)}) \bar{\Psi}_4(\vec{r}_1^{(4)}, \vec{r}_2^{(4)}, \vec{r}_3^{(4)}) \dots \bar{\Psi}_A(\vec{r}_1^{(A)}, \vec{r}_2^{(A)}, \vec{r}_3^{(A)}), \quad /5/$$

.....

$$\Psi_k = \bar{\Psi}_{1\dots k}(\vec{r}_1^{(1)} \dots \vec{r}_3^{(k)}) \bar{\Psi}_{k+1}(\vec{r}_1^{(k+1)}, \vec{r}_2^{(k+1)}, \vec{r}_3^{(k+1)}) \dots \bar{\Psi}_A(\vec{r}_1^{(A)}, \vec{r}_2^{(A)}, \vec{r}_3^{(A)}) \quad /6/$$

учитывается возможность кластеризации кварков, например, возможность двух нуклонов находиться в bq -состоянии /4/, трех нуклонов - в $9q$ -состоянии /5/ и т.д. Вводя координаты Якоби, приводим в осцилляторном базисе волновые функции "многокварковых кластеров" /флуктонов/ $3q$ -состояний /нуклонов/ Ψ_1 , bq -состояний $\bar{\Psi}_2$, $9q$ -состояний $\bar{\Psi}_{123}$ и т.д. к следующему виду:

$$\bar{\Psi}_1(\vec{r}_1^{(1)}, \vec{r}_2^{(1)}, \vec{r}_3^{(1)}) = \phi_1(\vec{R}^{(1)}) \Phi_{3q}(\vec{\xi}_1, \vec{\eta}_1), \quad /7/$$

$$\bar{\Psi}_{1\dots k}(\vec{r}_1^{(1)} \dots \vec{r}_3^{(k)}) = \phi_{1\dots k}(\vec{R}^{(1\dots k)}) \Phi_{3kq}(\vec{\xi}_1, \vec{\eta}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\eta}_2, \dots), \quad /8/$$

где $\vec{R}^{(1\dots k)}$ - координаты центра тяжести k -го флуктона, содержащего $3k$ кварков, а $\vec{\xi}, \vec{\eta}$ - относительные координаты кварков внутри него. Функции движения центра тяжести флуктона $\phi_{1\dots k}$ в осцилляторном базисе представляются в виде произведения одночастичных функций нуклонов:

$$\phi_{1\dots k} = (\phi_1)^k \quad /9/$$

Мы будем обобщать это соотношение, вводя феноменологическую плотность распределения заряда точечных нуклонов ядра, взятую из анализа формфакторов электрон-ядерного рассеяния при относительно небольших импульсах: до первого минимума формфактора. Такая плотность близка к гауссовской, так что

$$|\phi_{1\dots k}|^2 = \rho^k(R). \quad /10/$$

Что касается определения коэффициентов примесей c_k^2 многокварковых состояний в ядерную функцию /2/, то, полагая $c_1^2 \gg c_2^2 \gg \dots$, из нормировки получим $c_1^2 \approx 1$. Остальные c_k^2 являются, вообще говоря, параметрами. Их, однако, можно рассчитать, задавая уравнение /2/ и взаимодействия кварков и нуклонов. Пока такую задачу удалось выполнить лишь для дейтрона, а для более тяжелых ядер - получить лишь качественные оценки /15/. Можно, однако, параметризовать c_k^2 с помощью формулы для вероятности нахождения k нуклонов ядра в объеме корреляции $V_\xi = \frac{4}{3}\pi r_\xi^3$ /в объеме "флуктона"/:

$$c_k^2 = \binom{A}{k} (V_\xi / AV_0)^{k-1} B_k; \quad B_k = \binom{N}{k_N} \binom{Z}{k_Z} \binom{A}{k}^{-1} / Z, \quad /11/$$

где B_k учитывает изотопический состав флуктона с k_N нейтронами и k_Z протонами. Здесь $V_0 = \pi r_0^3$, $r_0 = 1,2$ Фм. Из анализа кумулятивных процессов ранее было получено $r_\xi = 0,75$ Фм /16/.

Подставляя /2/ /11/ в определение зарядового формфактора ядра:

$$F_A = \sum_{ij} e_j^{(i)} \int |\Psi_A|^2 \exp(i\vec{q}\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_j^{(i)}) d\vec{r} \prod_{ij} d\vec{r}_j^{(i)}, \quad /12/$$

где $e_j^{(i)}$ - заряды кварков, получаем выражение

$$F_A = \sum_{k=1}^A c_k^2 F_k + 2 \sum_{i \neq k} c_i c_k F_{ik}. \quad /13/$$

Здесь F_k - формфакторы флуктонов, а F_{ik} - соответствующие интерференционные части формфактора. Легко найти, что

$$F_k = F_k^{cm} \bar{F}_k F_k^q = \bar{F}_k F_k^q, \quad /14/$$

$$\bar{F}_k = \int \rho^k(R) \exp(i\vec{q}\vec{R}) d\vec{R}, \quad /15/$$

$$F_k^q = \int |\Phi_{3kq}(\vec{\xi}, \vec{\eta} \dots)|^2 \exp(iq\{\vec{\xi}_1, \vec{\eta}_1, \dots\}) d\vec{\xi}_1 \cdot d\vec{\eta}_1 \dots \quad /16/$$

Сюда входят F_k - формфактор движения центра масс k -го флуктона и F_k^q - собственно формфактор многокварковой системы. Присутствие лишних переменных в ядерной функции /2/ привело к необ-

ходимости ввести поправку на движение центра масс $F_k^{cm} = \exp(q^2/4\alpha_A A)$. Параметр α_A определяется в результате сравнения /14/ с известным из эксперимента формфактором ^3He при $k=1$ /нуклонная часть формфактора без многокварковых примесей/ в области малых q^2 , когда можно пользоваться гауссовской плотностью $\rho = \rho_0$. Это дает

$$\bar{F}_k = \exp[-q^2(1 - k/A)/4\alpha_A k]; \quad \alpha_A^{-1} = A(b_A^2 - a_p^2)/(A-1), \quad /17/$$

где, например, для ядра ^3He имеем $b_{^3\text{He}}^2 = 1,823$ Фм²; $a_p^2 = 0,36$ Фм².

Теперь необходимо найти формфактор /16/ многокварковой N_q -системы F_k^q . В качестве волновой функции N -кварковых состояний будем брать соответствующие решения релятивистского осцилляторного уравнения /18/:

$$[\sum_{i=1}^N p^{(i)2} + K^2 \sum_{i>j=1}^N (x^{(i)} - x^{(j)})^2] \Phi_{Nq}(x^{(1)}, \dots, x^{(N)}) = 0, \quad /18/$$

где $p^{(i)} = i\partial/\partial x^{(i)}$, $x^{(i)}$ - 4-импульс и 4-координата i -го кварка. Решая /18/, можно получить выражение для формфактора N_q -системы /19/:

$$F_k^q = F_{Nq} = (1 + q^2/2M_{Nq}^2)^{1-N} \exp[-(N-1)q^2/4\alpha_N(1 + q^2/2M_{Nq}^2)]; \quad /19/$$

$$\alpha_N = KN^{3/2}.$$

Здесь M_{Nq} имеет смысл массы N_q -системы, однако его естественно выбирать как параметр. Ниже в расчетах формфактора ядра ^3He учитывался вклад в волновую функцию $6q$ - и частично $9q$ -конфигураций. Для $6q$ -конфигураций значение $M_{6q} = 1,2$ ГэВ взято из работы /19/, где было получено хорошее согласие с формфактором дейтрона при больших импульсах $q^2 > 25$ Фм⁻². Найден также параметр осцилляторной связи кварков $K = 0,096$ ГэВ², который позволил произвести хорошую подгонку к формфакторам не только дейтрона, но и протона. Кроме этих параметров нам понадобится еще M_{9q} , который находился при сравнении /19/ в случае $N=9$ с выражением для F_{9q} , полученным в модели независимых кварков /20/, которое в предасимптотической области дает другое нежели /19/ поведение формфакторов, однако при $q^2 \rightarrow \infty$ так же, как и выражение /19/, переходит в формулу кваркового счета /1/. Их сравнение в этой области q^2 дает $M_{9q} = 1,4$ ГэВ.

Прежде всего рассмотрим влияние $6q$ -конфигурации на $F_{^3\text{He}}$. В этом случае выражение /13/ для $F_{^3\text{He}}$ упростится:

$$F_{^3\text{He}} = c_1^2 F_1 + c_2^2 F_2 + 2c_1 c_2 F_{12}. \quad /20/$$

Значение $c_2^2 = 0,085$ возьмем из работ /4/. Здесь F_1, F_2 определены уравнениями /14/, /17/ и /19/.

Теперь получим выражение для интерференционного члена в полном формфакторе:

$$F_{12} = \sum_{ij} e_j^{(1)} \int \Psi_1 \Psi_2 \exp(i\vec{q}\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_j^{(1)}) d\vec{r} \prod_{ij} d\vec{r}_j^{(1)}. \quad /21/$$

Подставляя /3/, /4/ в /21/ и суммируя последнее выражение по ij , находим

$$F_{12} = F_{12}^q \bar{F}_{12} F_{om}, \quad /22/$$

где F_{12}^q - формфактор, появляющийся вследствие перекрытия волновых функций $3q$ - и $6q$ -кластеров /21/:

$$F_{12}^q = \left[\frac{2a_3 a_6}{a_3 + a_6} \right]^2 \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{f}{2g}\right). \quad /23/$$

Здесь

$$f = (a_3 M_{6q}^2 + a_6 M_{3q}^2)(\gamma^2 - 1) - M_{6q} M_{3q} (a_3 + a_6) \gamma + \quad /24/$$

$$+ (M_{3q}^2 + M_{6q}^2)(a_3 + a_6)/2,$$

$$g = a_3 a_6 \gamma^2 + (a_6 - a_3)^2 / 4, \quad /25/$$

$$\gamma = (\eta^2 + \tilde{m}_{3q}^2 + \tilde{m}_{6q}^2) / 2M_{3q} M_{6q}, \quad /26/$$

$$a_6 = \sqrt{2} a_3 = \sqrt{2} 3^{3/2} \kappa. \quad /27/$$

Формфактор \bar{F}_{12} возникает из-за перекрытия волновых функций движения центра масс $3q$ - и $6q$ -кластеров и имеет следующий вид:

$$\bar{F}_{12} = \left[\frac{8a_A a_6}{(a_A + a_6)^2} \right]^{3/4} \exp\left(-q^2 b^2 / 8a_A\right), \quad /28/$$

$$b^2 = (3a_A + a_6) / (a_A + a_6). \quad /29/$$

Прежде чем перейти к расчетам F_{3He} , выясним характер поведения и порядок величины интерференционного формфактора F_{12} . Для этого учтем, что параметр a_A , определяющий движение центра масс $3q$ -, $6q$ -кластеров в ядре, значительно меньше a_6 - параметра, характеризующего движение кварков в сильносвязанной $6q$ -системе. Тогда $b^2 \approx 1$ и показатель экспоненты в /28/ совпадает с тем, что получается при расчете F_2 формфактора /15/ с гауссовскими ядерными функциями. Тогда

$$\bar{F}_{12}(q^2) = \eta \bar{F}_2(q^2), \quad /30/$$

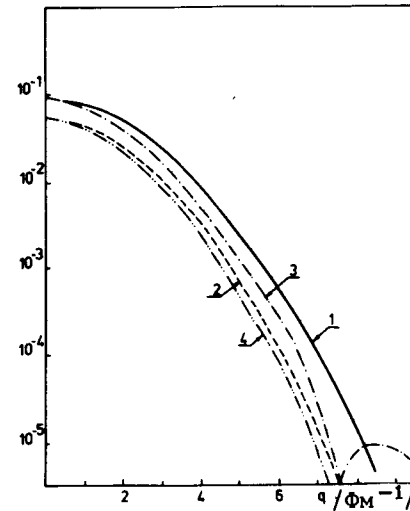


Рис.2. Вклад в формфактор ядра ${}^3\text{He}$ шестикваркового $|c_2^2 F_2|$ /кривые 2,4/ и интерференционного $|2c_1 c_2 F_{12}|$ /кривые 1,3/ формфакторов, вычисленных с использованием гауссовских /кривые 1,2/ и реалистических /кривые 3,4/ волновых функций нуклонов ядра ${}^3\text{He}$.

где $\eta = (8a_A/a_6)^{3/4}$. Подставляя в выражение для η численное значение $a_6 = 18 \text{ Фм}^{-2}$ /27/, $a_A = 0,45 \text{ Фм}^{-2}$ /17/, получаем $\eta = \sqrt{0,089}$, то есть оказывается, что численно η практически совпадает с модулем величины $6q$ -примеси $|c_2| = \sqrt{0,085}$, ко-

торый получается в соответствии с /11/, а также с результатом анализа дейтронного формфактора /4/. Более того, если учесть, что в нашем случае $M_{3q} = M_{6q}$ и $a_3 \approx a_6$, то, сравнивая /23/ и /19/, можно показать, что F_{12}^q и F_2^q совпадают. Итак, окончательно

$$F_{12}(q^2) \approx \eta F_2^q(q^2) \bar{F}_2(q^2) = \eta F_p(q^2). \quad /31/$$

Это приближенное равенство проверялось численными расчетами по формулам /14/, /17/, /19/ и /22/-/29/ для $c_2^2 F_2$ и $2c_1 c_2 F_{12}$. Результаты расчетов приведены на рис.2 /кривые 1,2/. Видно, что соотношение /31/ действительно имеет место, в частности наклоны интерференционного и $6q$ -формфакторов весьма близки друг к другу. Тогда формфактор F_{3He} можно представить в виде

$$F_{3He} = c_1^2 F_1 + c_2^2 F_2 + 2c_1 c_2 |c_2| F_2. \quad /32/$$

Отсюда сразу ясно, что интерференция NN- и $6q$ -каналов играет здесь очень важную роль. Так, поскольку $c_1 \approx 1$, мы имеем при $c_2 > 0$

$$F_{3He}(c_2 > 0) \approx c_1^2 F_1 + 3c_2^2 F_2, \quad /33/$$

а при $c_2 < 0$

$$F_{3He}(c_2 < 0) \approx c_1^2 F_1 - c_2^2 F_2. \quad /34/$$

Анализ расчетов по точным формулам /20/-/28/ $|F_{3He}(c_2 > 0)|$ и $|F_{3He}(c_2 < 0)|$, приведенных на рис.3, позволяет сделать вывод, что вариант с ($c_2 > 0$) приходится сразу отбросить, ибо в этом случае

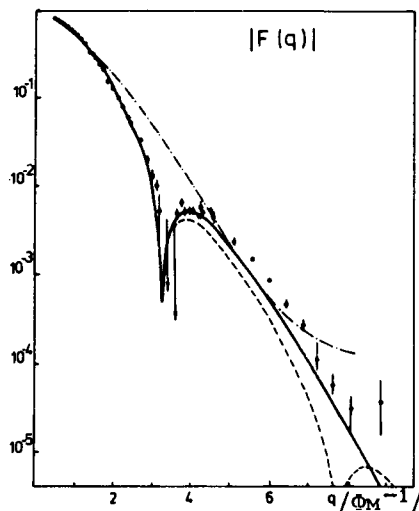


Рис.3. Формфактор ядра ^3He , вычисленный с использованием гауссовских функций нуклонов, с отрицательной амплитудой $6q$ -примеси $c_2 = -\sqrt{0,085}$ без учета $c_3^2 = 0$ /сплошная линия/ и с учетом $c_2^2 = 0,003$ /пунктирная/ $9q$ -примеси, а также с $c_2 = \sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0$ /штрих-пунктирная/. Экспериментальные данные взяты из работ ^{1/}.

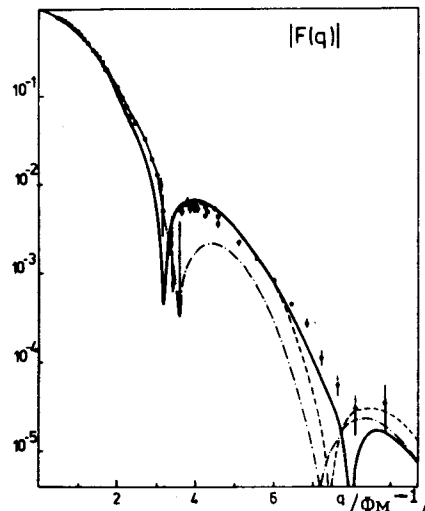


Рис.4. Формфактор ядра ^3He , рассчитанный с использованием гауссовских волновых функций нуклонов в F_2 и F_{12} и реалистического трехтельного ядерного формфактора F_1 ^{22/} /штрих-пунктирная линия/. Сплошная линия - расчет с $c_2 = -\sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0$, пунктирная - $c_2 = -\sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0,003$. Экспериментальные данные взяты из работ ^{1/}.

не появляется даже первый минимум формфактора, наблюдаемый в эксперименте при $q \approx 3,2-3,6 \text{ fm}^{-1}$. Отметим, что тот же знак $6q$ -амплитуды $c_2 < 0$ получается и при анализе упругого eD -рассеяния ^{4/}. Рассматривая в целом результаты расчета формфактора ^3He с использованием гауссовских ядерных Ψ - и $6q$ -функций, будем констатировать, что здесь можно добиться согласия с экспериментальными данными. Однако это согласие сразу же нарушается, если к полной функции добавить еще $9q$ -примесь /без учета интерференционных формфакторов F_{13}, F_{23} /. В последнем случае $q \approx 7-8 \text{ fm}^{-1}$, который, однако, пока явно не обнаруживается в имеющихся экспериментальных данных.

Чтобы разобраться в причинах появления второго минимума, уточним модель. Здесь следует отметить, что первое слагаемое в формфакторе /20/ - это чисто ядерный формфактор, когда нуклоны не превращаются в многокварковые конфигурации на малых расстояниях. Поэтому F_1 в /20/ естественно выбрать таким,

каким он получается в точных расчетах с использованием реалистических моделей для нуклон-нуклонных сил. Для ядра ^3He мы в качестве таковых взяли расчеты из работ ^{22/}, где точно решалась задача трех тел в рамках уравнений Фаддеева с использованием реалистических нуклон-нуклонных потенциалов и с учетом вклада мезонных обменных токов и релятивистских эффектов. На рис.4 приведены расчеты $|F_{3\text{He}}(c_2 > 0)|$, в которых F_1 брался из работ ^{22/}, а вклад $6q$ -компонент F_2 и F_{12} рассчитывался на основе гауссовских нуклонных функций. Видно, что в таком варианте расчета второй минимум остается даже при учете $6q$ -конфигураций. Добавление $9q$ -конфигурации мало меняет качественную картину - это приводит лишь к сдвигу второго минимума в область меньших q^2 . Таким образом, второй минимум, появляющийся в расчетах формфактора на основе решения задачи трех взаимодействующих нуклонов, сохраняется и при учете $6q$ - и $9q$ -примесей, хотя при этом его положение и форма могут изменяться. Здесь, видимо, необходимо более детальное измерение экспериментального формфактора ^3He , чтобы окончательно решить вопрос, существует или нет этот второй минимум в области $q \approx 7-8 \text{ fm}^{-1}$. Имеющиеся данные пока не дают однозначного ответа на этот вопрос. С другой стороны, интересно проанализировать и возможности самой теории трех тел, и роль учета ядерных эффектов в этой же области q^2 . Что же касается уточнения предлагаемой модели, то здесь можно сделать еще один шаг вперед, а именно: вместо простых гауссовских волновых функций ядра ^3He использовать более реалистические функции. Рассмотрению этой задачи и будет посвящен следующий раздел.

2.2. Реалистические волновые функции

Запишем волновую функцию ^3He в координатах Якоби:

$$\Psi_1 = \Psi_{3q}(\xi_1, \eta_1) \Psi_{3q}(\xi_2, \eta_2) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Psi(\rho, \tau), \quad /35/$$

$$\Psi_2 = \Psi_{6q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, \tau/\sqrt{2}) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \phi(\rho), \quad /36/$$

$$\Psi_3 = \Psi_{9q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, \xi_3, \eta_3, \tau/\sqrt{2}, \sqrt{2/3}\rho). \quad /37/$$

В качестве волновой функции относительного движения нуклонов $\Psi(\rho, \tau)$ выберем функцию в факторизованном виде:

$$\Psi(\rho, \tau) = u(\tau) \Phi(\rho). \quad /38/$$

Здесь функция

$$u(\tau) = \int \Psi(\rho, \tau) \Phi(\rho) d\vec{\rho} \quad /39/$$

определяется как интеграл перекрытия исходной функции $\Psi(\rho, \tau)$ и функции $\Phi(\rho)$ движения скоррелированной пары нуклонов относи-

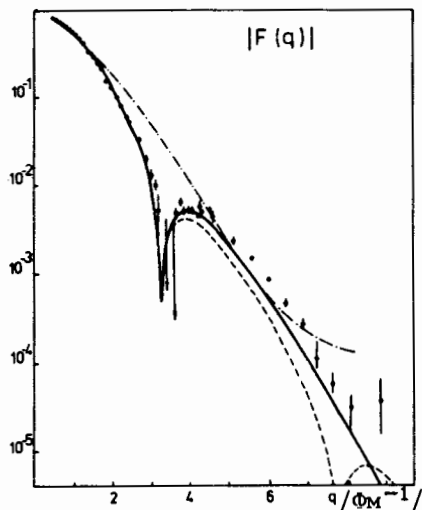


Рис.3. Формфактор ядра ${}^3\text{He}$, вычисленный с использованием гауссовских функций нуклонов, с отрицательной амплитудой δq -примеси $c_2 = -\sqrt{0,085}$ без учета $c_3^2 = 0$ /сплошная линия/ и с учетом $c_2^2 = 0,003$ /пунктирная/ c_3^2 - примесь, а также с $c_2 = \sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0$ /штрих-пунктирная/. Экспериментальные данные взяты из работ ^{1/}.

не появляется даже первый минимум формфактора, наблюдаемый в эксперименте при $q \approx 3,2-3,6 \text{ fm}^{-1}$. Отметим, что тот же знак δq -амплитуды $c_2 < 0$ получается и при анализе упругого eD -рассеяния ^{4/}. Рассматривая в целом результаты расчета формфактора ${}^3\text{He}$ с использованием гауссовских ядерных Ψ - и δq -функций, будем констатировать, что здесь можно добиться согласия с экспериментальными данными. Однако это согласие сразу же нарушается, если к полной функции добавить еще ηq -примесь /без учета интерференционных формфакторов F_{13}, F_{23} /. В последнем случае $q \approx 7-8 \text{ fm}^{-1}$, который, однако, пока явно не обнаруживается в имеющихся экспериментальных данных.

Чтобы разобраться в причинах появления второго минимума, уточним модель. Здесь следует отметить, что первое слагаемое в формфакторе /20/ - это чисто ядерный формфактор, когда нуклоны не превращаются в многокварковые конфигурации на малых расстояниях. Поэтому F_1 в /20/ естественно выбрать таким,

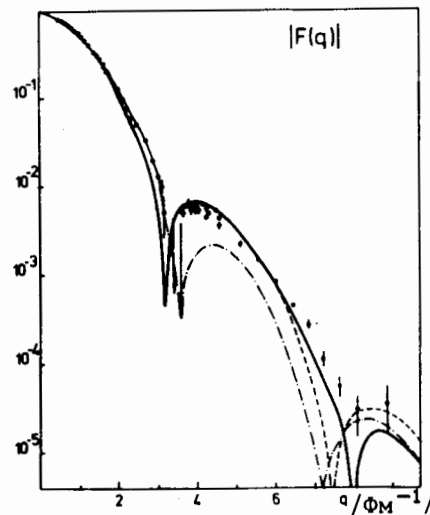


Рис.4. Формфактор ядра ${}^3\text{He}$, рассчитанный с использованием гауссовских волновых функций нуклонов в F_2 и F_{12} и реалистического трехтельного ядерного формфактора F_1 ^{22/} /штрих-пунктирная линия/. Сплошная линия - расчет с $c_2 = -\sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0$, пунктирная - $c_2 = -\sqrt{0,085}$ и $c_3^2 = 0,003$. Экспериментальные данные взяты из работ ^{1/}.

каким он получается в точных расчетах с использованием реалистических моделей для нуклон-нуклонных сил. Для ядра ${}^3\text{He}$ мы в качестве таковых взяли расчеты из работ ^{22/}, где точно решалась задача трех тел в рамках уравнений Фаддеева с использованием реалистических нуклон-нуклонных потенциалов и с учетом вклада мезонных обменных токов и релятивистских эффектов. На рис. ^{4/22/} приведены расчеты $|F_3({}^3\text{He}, c_2 > 0)|$, в которых F_1 брался из работ ^{21/}, а вклад δq -компонент F_2 и F_{12} рассчитывался на основе гауссовских нуклонных функций. Видно, что в таком варианте расчета второй минимум остается даже при учете δq -конфигураций. Добавление ηq -конфигурации мало меняет качественную картину - это приводит лишь к сдвигу второго минимума в область меньших q^2 . Таким образом, второй минимум, появляющийся в расчетах формфактора на основе решения задачи трех взаимодействующих нуклонов, сохраняется и при учете δq - и ηq -примесей, хотя при этом его положение и форма могут изменяться. Здесь, видимо, необходимо более детальное измерение экспериментального формфактора ${}^3\text{He}$, чтобы окончательно решить вопрос, существует ли или нет этот второй минимум в области $q \approx 7-8 \text{ fm}^{-1}$. Имеющиеся данные пока не дают однозначного ответа на этот вопрос. С другой стороны, интересно проанализировать и возможности самой теории трех тел, и роль учета ядерных эффектов в этой же области q^2 . Что же касается уточнения предлагаемой модели, то здесь можно сделать еще один шаг вперед, а именно: вместо простых гауссовских волновых функций ядра ${}^3\text{He}$ использовать более реалистические функции. Рассмотрению этой задачи и будет посвящен следующий раздел.

2.2. Реалистические волновые функции

Запишем волновую функцию ${}^3\text{He}$ в координатах Якоби:

$$\Psi_1 = \Psi_{3q}(\xi_1, \eta_1) \Psi_{3q}(\xi_2, \eta_2) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Psi(\rho, r), \quad /35/$$

$$\Psi_2 = \Psi_{\delta q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, r/\sqrt{2}) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \phi(\rho), \quad /36/$$

$$\Psi_3 = \Psi_{\eta q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, \xi_3, \eta_3, r/\sqrt{2}, \sqrt{2/3}\rho). \quad /37/$$

В качестве волновой функции относительного движения нуклонов $\Psi(\rho, r)$ выберем функцию в факторизованном виде:

$$\Psi(\rho, r) = u(r) \Phi(\rho). \quad /38/$$

Здесь функция

$$u(r) = \int \Psi(\rho, r) \Phi(\rho) d\rho^3 \quad /39/$$

определяется как интеграл перекрытия исходной функции $\Psi(\rho, r)$ и функции $\Phi(\rho)$ движения скоррелированной пары нуклонов относи-

тельно третьего нуклона в ядре ${}^3\text{He}$. Подставляя /35/-/38/ в /12/ и учитывая, что движение центра масс ядра в таком подходе легко выделить, опять получаем формулу /20/ /случай $c_3 = 0$ /. Теперь отдельные слагаемые в /20/ имеют вид

$$F_1(q^2) = F_{3q}(q^2) \int |\Phi(\rho)|^2 \exp(2i\vec{q}\vec{\rho}/3) d\rho = F_{3q}(q^2) \bar{F}_1(q^2), \quad /40/$$

$$F_2(q^2) = \frac{2}{3} F_{6q}(q^2) \bar{F}_2(q^2/4) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) \bar{F}_2(q^2), \quad /41/$$

$$F_{12}(q^2) = \frac{2}{3} F_{12}^q(q^2) \bar{F}_{12}(q^2/4) \bar{F}_{12}(q^2) + \frac{1}{3} F_{3q}(q^2) \bar{F}_2(q^2), \quad /42/$$

$$\bar{F}_2(q^2) = \int |\phi(\rho)|^2 \exp(2i\vec{q}\vec{\rho}/3) d\rho, \quad /43/$$

$$\bar{F}_{12}(q^2) = \int \Phi^*(\rho) \phi(\rho) \exp(2i\vec{q}\vec{\rho}/3) d\rho, \quad /44/$$

$$\bar{F}_{12}(q^2) = \int u(r) \bar{\Psi}_{6q}(r/\sqrt{2}) \exp(i\vec{q}\vec{r}/2) d\vec{r}. \quad /45/$$

Естественно предполагать, что волновая функция движения $6q$ -кластера относительно $3q$ -кластера в ${}^3\text{He}$ такая же, как и волновая функция движения скоррелированной пары нуклонов относительно третьего нуклона. Это означает, что в формулах /43/ и /44/ мы должны положить $\Phi(\rho) = \phi(\rho)$. Тогда получаем соотношения

$$\bar{F}_2(q^2) = \bar{F}_{12}(q^2) = \bar{F}_1(q^2). \quad /46/$$

Это позволяет упростить выражения /41/, /42/, объединив в них вторые слагаемые с формфактором $F_1(q^2)$:

$$F_2(q^2) = \frac{2}{3} F_{6q}(q^2) \bar{F}_1(q^2/4), \quad /47/$$

$$F_{12}(q^2) = \frac{2}{3} F_{12}^q(q^2) \bar{F}_1(q^2/4) \bar{F}_{12}(q^2). \quad /48/$$

Чтобы вычислить $F_{12}(q^2)$, необходимо знать $u(r)$ при малых r , так как $\bar{\Psi}_{6q}(r/\sqrt{2})$ - часть волновой функции $6q$ -системы, зависящая только от r , которая определена в области действия кора NN-сил. Можно думать, что гауссовские волновые функции удачно описывают структуру ядра ${}^3\text{He}$ на средних и больших расстояниях между нуклонами и плохо работают на малых расстояниях, поскольку не учитывают ястровские корреляции при $r \rightarrow 0$. Поэтому будет полезно найти другие функции, которые при прочих равных условиях хорошо работали бы на малых расстояниях.

В работе /23/ предлагается феноменологическая волновая функция вида

$$\Psi(\rho, r) = N \exp(-3a^2 r^2/2 - 2a^2 \rho^2) (1 - \exp(-\beta^2 r^2)) \times \\ \times (1 - \exp[-\beta^2 (\vec{r}/2 - \vec{\rho})^2]) (1 - \exp[-\beta^2 (\vec{r}/2 + \vec{\rho})^2]), \quad /49/$$

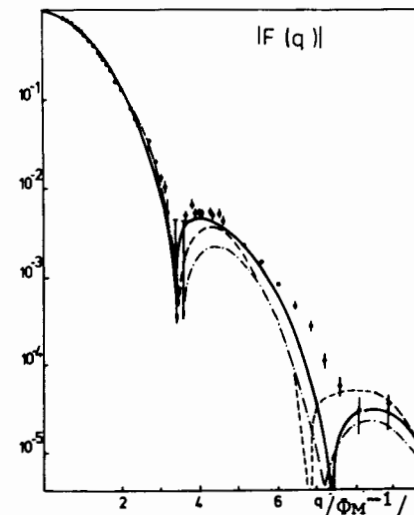
где $a = 0,247 \text{ фм}^{-1}$, $\beta = 1,9 \text{ фм}^{-1}$. При таком выборе параметров формфактор /40/ хорошо согласуется с F_1 , рассчитанным в рамках трехтельной задачи. Таким образом, можно предположить, что волновая функция $\Psi(\rho, r)$ содержит зависимость от r на малых расстояниях, определяемую в основном лишь одной частью функции

$$u(r) = 1 - \exp(-\beta^2 r^2). \quad /50/$$

Однако мы должны еще потребовать, чтобы выбор функции типа /50/ не менял поведения формфактора F_{12} при малых q^2 . При этом мы полагаем, что это поведение в области малых q^2 хорошо описывается формфактором, полученным в предыдущем разделе с использованием простых гауссовских функций. Итак, будем выбирать $u(r)$ в виде

$$u(r) = N' \exp(-\tilde{\gamma}^2 r^2) (1 - \exp(-\beta^2 r^2)), \quad /51/$$

где значение β сохраняется таким, каким оно дается расчетами с пробной функцией /50/, то есть $\beta = 1,9 \text{ фм}^{-1}$, а параметр $\tilde{\gamma}$ подбирается так, чтобы формфактор F_{12} при малых q^2 совпадал с тем, что дает /28/ /это приводит к значению $\tilde{\gamma} = 0,71 \text{ фм}^{-1}$, см. рис.2, кривые 3,4/. И, наконец, коэффициент N' выбирается из условия нормировки функции /51/. На рис.5 приведены расчеты $|F_{3\text{He}}|$, выполненные в рамках рассматриваемой модели. Результаты оказываются весьма близкими к полученным в предыдущем разделе: а/ интерференция также играет определяющую роль, б/ второй минимум остается, в/ согласие с экспериментальными данными удается получить в той же области переданных импульсов $q < 6 \text{ фм}^{-1}$, г/ добавление $9q$ -примеси в основном также сдвигает минимум в области меньших q^2 /ср. с рис.4/.



Остановимся кратко на результатах анализа формфактора ${}^3\text{He}$ в рамках других подходов /24,25/, учитывающих кварковую структуру ядра. Так, в работе /24/ предполагалось, что $F_{3\text{He}} = F_1 + c_{9q} F_{9q}$, где F_1 - обычный трехтельный формфактор /12/, а F_{9q} - формфактор девятикварковой системы. В работе /25/ к ним добавили еще $c_{6q} F_{6q}$. При этом в обоих подходах пренебрегалось интерференцией нук-

Рис.5. Формфактор ядра ${}^3\text{He}$, рассчитанный на основе реалистических волновых функций нуклонов в F_2 и F_{12} .

Таблица

	$ c_2 ^2 = c_{6q}$	$ c_3 ^2 = c_{9q}$	Литература
2D	0,07 - 0,085		/4,16,19,26-28/
	0,13 - 0,14		/9,32,33/
	0,02 - 0,125		/3,16,20, 29-30/
	0,003- 0,03		/34,35/
	0,01 - 0,02		/5,6,35/
3He	0,08	0,003	/3,16,25/
	0,055	0,002	/13/
	-0,07	-0,002	/25/
	0	-0,015	/24/

лонного и кварковых каналов. Тогда оказалось, что согласие с экспериментальными данными можно получить, если предположить отрицательный знак у c_{6q} и c_{9q} , при этом в F_{3He} отсутствует второй минимум. На языке волновых функций это означает, что вес $6q$ - и $9q$ -примесей должен быть отрицательным, то есть c_2^2 и $c_3^2 < 0$ /см. таблицу/. Сравнивая эти подходы с рассмотренным в 3 данной работе, нетрудно заметить, что отрицательный знак c_{6q} попросту имитирует вклад интерференции нуклонного и шестикваркового каналов /см. /34//. Что же касается отрицательного знака c_{9q} , то по нашим предварительным оценкам получалось, что вкладом $F_{13} + F_{23}$ в F_{3He} можно пренебречь, но тогда формфактор $9q$ -системы должен входить обязательно с положительным весом c_3^2 . Окончательный же ответ на этот вопрос можно получить только после численных расчетов F_{13} и F_{23} , которые трудно выполнить вследствие большой модельной неопределенности задачи.

Мы привели таблицу, где собраны данные по вероятностям существования мультикварковых конфигураций в ядрах 2D , 3He , полученные в результате анализа упругого /3-6,19,20,24-31/ и глуконепругого рассеяния электронов /3,13/, данных по кумулятивному рождению частиц /18/, а также соответствующие расчеты мультикварковых примесей в ядрах на основе кварковых моделей /15,32-36/. Видно, что значения этих вероятностей хотя и получены на основе разных данных, но качественно согласуются друг с другом. Исключение составляют результаты анализа упругого в 3He -рассеяния в рамках моделей /24,25/, где авторы оставляют полученный при χ^2 -анализе отрицательный знак c_{6q} и c_{9q} .

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, анализ упругого 3He -рассеяния показывает, что:

1. Интерференция нуклонного и шестикваркового каналов играет весьма существенную роль при описании формфактора 3He при больших переданных импульсах.
2. Учет $6q$ -примесей в волновой функции 3He приводит в целом к улучшению согласия с экспериментальными данными во всей области переданных импульсов вплоть до $q \leq 6 \text{ фм}^{-1}$ /по сравнению с чисто ядерными моделями/.
3. В рассчитанном $|F_{3He}|$ в области $q \sim 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$ имеется второй минимум, который, видимо, связан с наличием такого минимума в формфакторе $|F_1|$, вычисленном в рамках трехнуклонной задачи.
4. Для более определенного вывода о характере многокварковых примесей в 3He необходимо: а/ более детально экспериментально исследовать F_{3He} при $q \sim 7 \div 8 \text{ фм}^{-1}$, б/ уточнить в этой же области q расчеты F_1 в рамках трехтельной задачи. Учет вклада $9q$ -примесей в формфактор 3He необходимо делать с включением интерференции нуклонного и $9q$ -, а также $6q$ - и $9q$ -каналов. Можно констатировать, что для ядер 2D , 3He проведенные измерения формфакторов еще не достигли асимптотической области, чтобы можно было прямым образом использовать правила кваркового счета. И далее, в предасимптотической области расчеты формфакторов оказываются весьма критичными к выбору параметров моделей многокварковых систем, процедуре релятивизации и т.п. Последнее обстоятельство можно использовать как аргумент для отбора тех или иных появляющихся в последнее время в физике элементарных частиц моделей кварков. В этом плане исследование ядерных процессов при больших передачах импульса оказывается интересным не только для кварковой ядерной физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. McCarthy J.S., Sick I., Whitney R.R. Phys.Rev., 1977, C15, p. 1396;
Bernheim M. et al. Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p. 431;
Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p. 1429;
Arnold R.G. et al. Proc. IX ICHEERANS, Versailles, 1981, p. 94.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cimento, 1973, 7, p. 719;
Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153;
Phys.Rev., 1975, D11, p. 1309.
3. Буров В.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 321; Sov.J.Nucl., 1978, 28, p. 162.
4. Burov V.V. et al. Z.Phys., 1982, A306, p. 149.
Буров В.В. и др. ОИЯИ, P2-83-439, Дубна, 1983.

5. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 1982, 35, с. 288.
6. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с. 495.
7. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys.Rev., 1980, C21, p. 1426.
8. Coester F., Ostebee A. Phys.Rev., 1975, C11, p. 1836.
9. Grach I.L., Kondratyuk L.A. Preprint ITF, 1983, No. 59, Moscow.
10. Garí M., Hуга H. Nucl.Phys., 1976, A264, p. 409; 1977, A278, p. 372.
11. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 429.
12. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 614.
13. Pirner H.J., Vary J.P. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 1376; Povh B. Progr.Part.Nucl.Phys., 1981, 8, p. 325.
14. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 949.
15. Лукьянов В.К., Резник Б.Л., Титов А.И. ОИЯИ, P2-12754, Дубна, 1979;
Лукьянов В.К., Титов А.И., Доркин С.М. ОИЯИ, P2-11049, Дубна, 1977.
16. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett., 1977, 67B, p. 46;
Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1978, 42, с. 38.
17. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815.
18. Feynman R.P., Kisslinger M., Ravndal F. Phys.Rev., 1971, D3, p. 2706.
19. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p. 559.
20. Brodsky S., Chertok V. Phys.Rev., 1976, D14, p. 3003.
21. Fujimura K., Kobayashi T., Namiki M. Progr.Theor.Phys., 1970, 44, p. 193.
22. Brandenburg R.A., Kim Y.E., Tubis A. Phys.Rev., 1975, C12, p. 1368;
Dieperink A.E.I. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p. 261;
Tjon J.A. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p. 1239.
23. Khanna F.C. Nucl.Phys., 1971, A165, p. 475.
24. Chertok V. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p. 1155.
25. Namiki M., Okano K., Oshimo N. Phys.Rev., 1982, C25, p. 2157.
26. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-80-68, Дубна, 1980.
27. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p. 145.
28. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 776.
29. Brodsky S., Chertok B.T. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p. 269.
30. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 1516.
31. Голоскоков С.В. и др. ОИЯИ, P2-10142, Дубна, 1976.
32. Simonov Yu.A. Phys.Lett., 1981, 107B, p. 1.

33. Симонов Ю.А. Препринт ИТЭФ-142, М., 1981.
34. Smirnov Yu.F., Tchuvilsky Yu.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1978, 4, p. L1.
35. Dubovik V.M., Obukhovskij I.I. Z.Phys.A, 1981, A299, p. 341.
36. Povh B. Nucl.Phys., 1981, A358, p. 111.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 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., Титов А.И. P2-83-749
Проявление шестикварковой примеси в формфакторе ядра ${}^3\text{He}$ при больших переданных импульсах

Проведен анализ упругого формфактора ядра ${}^3\text{He}$ с использованием как гауссовских функций, так и реалистических ядерных волновых функций с учетом вклада шестикварковых примесей, который выбирался в соответствии с данными анализа кумулятивных и других процессов и составлял ~8%. Показано, что, в отличие от формфактора дейтрона, для ${}^3\text{He}$ большую роль играет кварк-нуклонная интерференция. Примесь 6q -компоненты не устраняет второго минимума в формфакторе ${}^3\text{He}$ как трехнуклонной системы при $q^2 \sim 50 \text{ Фм}^{-2}$. Проведено сравнение с другими теоретическими моделями и с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. P2-83-749
The Six-Quark-Admixture in the Form Factor of the ${}^3\text{He}$ at Large Transfer Momenta

Elastic form factor of the ${}^3\text{He}$ nucleus is analysed with the use of Gaussian-type and realistic nuclear wave functions with a contribution of six-quark admixtures taken into account. The latter has been chosen so as to describe the data of analysis of cumulative and other processes and it amounts to about 8%. It is shown that unlike the deuteron form factor for ${}^3\text{He}$ the quark-nucleon interference is essential. The six-quark admixture does not remove the second minimum in the form factor of ${}^3\text{He}$ as a three-nucleon system at $q^2 \sim 50 \text{ fm}^{-2}$. The comparison with other theoretical models and available experimental data is performed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой