

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

*K206*

P2-87-825

**Л.П.Каптарь, В.К.Лукьянов, Б.Л.Резник\*,  
А.И.Титов, А.Ю.Умников**

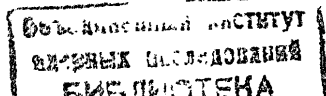
**О РАЗМОРАЖИВАНИИ ЦВЕТА  
ВО ФЛУКТОНАХ**

---

\* Дальневосточный государственный университет,  
Владивосток

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о многокварковых взаимодействиях был поставлен уже давно<sup>/1/</sup>. Позднее стали формироваться представления о существовании в ядрах многокварковых систем, прообразом которых можно назвать флуктуации ядерной плотности Д.И.Блохинцева<sup>/2/</sup>. Поэтому, следуя традиции этих работ<sup>/3-5/</sup>, мы называем здесь многокварковые системы "флуктонами". Флуктоны — это нестабильные объекты, которые проявляются в реакциях с малым временем взаимодействия. Это кумулятивные адрон-ядерные процессы с большими значениями масштабной переменной  $x \gg 1$ , а также упругое и глубоконеупругое рассеяние лептонов ядрами с большими переданными импульсами:  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$  и  $x \gg 1^{/6/}$ . В кинематической области,  $x < 1$ ,  $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ , в таких процессах основную роль играет нуклонная компонента ядра. С ростом  $Q^2$  и  $x$  становится заметной роль флуктонов, и в пределе  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ,  $x \gg 1$  их вклад оказывается доминирующим. Однако практическое исследование флуктонов затруднено по ряду причин. Дело в том, что в лептон-ядерных процессах основной экспериментальный материал имеется в области  $Q^2 = 1,5 \div 8 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ,  $x \approx 1,3 \div 1,4^{/7-9/}$ , где вклады флуктонной и нуклонной компонент оказываются сравнимыми. Поэтому для изучения структуры и динамических свойств флуктонов необходим тщательный учет ядерных эффектов, в первую очередь — релятивистского ферми-движения самих нуклонов. В кумулятивных адрон-ядерных реакциях этой трудности нет. Здесь достигнута область  $x \geq 3$ , где уже видны флуктоны из 4 нуклонов (12 кварков)<sup>/10, 11/</sup> и вкладом релятивистского ферми-движения нуклонов можно пренебречь<sup>/6, 12/</sup>. Однако в этом случае весьма сложной проблемой является учет взаимодействия вторичных частиц в конечном состоянии. Без этого учета возникают принципиальные трудности в интерпретации нетривиальной зависимости сечений от атомного номера ядра-мишени<sup>/6, 12/</sup> и объяснении относительного выхода разного типа кумулятивных частиц<sup>/13, 14/</sup>. В целом некорректности учета "ядерного фона" приводят к ошибкам как в выводах о поведении структурных функций ядер и нуклонов, так и в значениях вероятности флуктонных конфигураций в ядрах, а получаемые в ряде работ сильно заниженные или завышенные вероятности вызывают естественные вопросы по поводу правомерности введения самих флуктонов как многокварковых систем. И все же из совокупности анализа имеющихся данных уже сейчас можно делать заключения не только о массе или числе нуклонов во флуктоне, но и о его внутренней структуре.

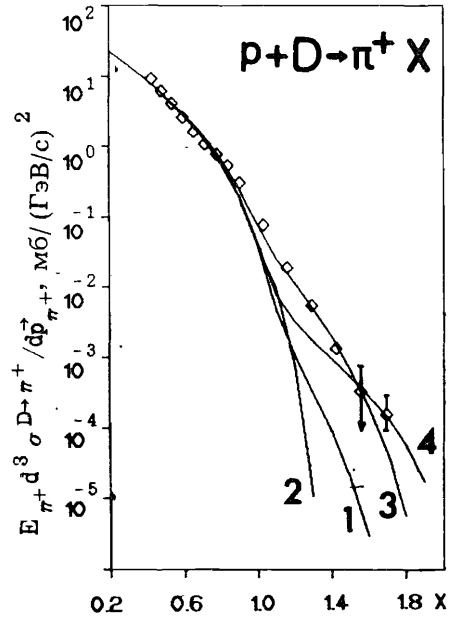


Здесь наиболее интересный вопрос состоит в том, насколько разморожены цветовые степени свободы во флуктоне: либо они состоят из  $k$  сильно скоррелированных бесцветных квазичастиц — нуклонов и цвет таким образом полностью заморожен в самих нуклонах, либо флуктон полностью разморожен и представляет собой "кварковую кашу", либо имеет место промежуточный случай, когда цвет во флуктоне разморожен частично.

Ниже в разделе 2 мы обсудим вопросы корректного выделения вклада флуктонов в глубоконеупругих и кумулятивных процессах, в разделе 3 будет проанализирована возможность определения цветовой структуры флуктонов.

## 2. ВЫДЕЛЕНИЕ ФЛУКТОННЫХ КОМПОНЕНТ

В качестве примера проанализируем роль флуктонной 6-кварковой компоненты в реакции кумулятивного пиообразования в протон-дейтронных столкновениях  $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + X$ . Эта реакция подробно изучалась теоретически в работе /12/ и экспериментально в работе /10/. При расчете NN-канала учитывалось релятивистское ферми-движение нуклонов дейтрона в реалистическом потенциале /15/. Масштабная переменная  $x$  учитывает массовые поправки /10, 12/. Видно, что нуклонная компонента (рис.1, кривая 1) позволяет объяснить эксперимент в области  $x \leq 0,8$ , а далее начинается расхождение, которое при  $x \approx 1,5 \div 1,6$  достигает порядка величины. Использование примитивного импульсного распределения, которое не учитывает отталкивания



на малых расстояниях в NN-взаимодействии, вообще не дает каких-либо оснований сравнивать теорию с экспериментом даже в области  $x \leq 0,8$ . На рис.1, кривая 2, приведен соответствующий расчет, где относительное движение нукло-

Рис.1. Кумулятивная  $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$  реакция. Кривые 1, 2 — учет вклада ферми-движения нуклонов, 1 — релятивистское ферми-движение в "парижском" потенциале, 2 — гауссовское; 3, 4 — учет 6-кварковых компонент, 3 —  $P_D = 0,05$ ,  $\delta^f = 0,58$ , 4 —  $P_D = 0,001$ ,  $\delta^f = 0,1$ ;  $\diamond$  — экспериментальные данные /10/.

нов выбрано в виде нерелятивистской гауссовской волновой функции, воспроизводящей среднеквадратичный радиус дейтрона. Эффект релятивизации в этом случае пренебрежимо мал /4/.

В области  $x \geq 1$  согласие с экспериментом достигается только при включении дополнительно 6-кваркового флуктона в дейтроне. Соответствующая добавка рассчитывается как инвариантное сечение образования  $\pi$ -мезона на флуктоне. В данной реакции это процесс фрагментации флуктона, сечение которого просто связано с распределением валентных кварков флуктона /12, 16, 17/:

$$E_{\pi^+} \frac{d^3 \sigma_{\ell \rightarrow \pi^+}}{d\vec{p}_{\pi^+}} \equiv \rho^{\ell \rightarrow \pi^+} = C(x) q_{v/\ell}(x), \quad (1)$$

где  $C(x)$  — плавная функция  $x$ :

$$C(x) \equiv \rho^{N \rightarrow \pi^+} / q_{v/N}(x) \approx \text{const} \quad \text{при} \quad x \geq 0,3, \quad (2)$$

$\rho^{N \rightarrow \pi^+}$  — инвариантное сечение пиообразования на изоскалярном нуклоне, а  $q_{v/N}(x)$  — распределение кварка в нуклоне. Таким образом, полное сечение  $\rho^{D \rightarrow \pi^+}$  есть сумма вкладов нуклонной компоненты  $\tilde{\rho}^{D \rightarrow \pi^+}$ , рассчитанной с учетом ферми-движения, и флуктонной компоненты, существующей в дейтроне с вероятностью  $P_D$ :

$$\rho^{D \rightarrow \pi^+} \equiv \frac{1}{2} E_{\pi^+} + \frac{d^3 \sigma_{D \rightarrow \pi^+}}{d\vec{p}_{\pi^+}} = (1 - P_D) \tilde{\rho}^{N \rightarrow \pi^+} + \frac{1}{2} P_D \rho^{\ell \rightarrow \pi^+}. \quad (3)$$

Распределение кварков во флуктоне было взято в виде

$$q_{v/\ell}(x) = A_v^k (1-x)^{\gamma_k} / \sqrt{x}; \quad \gamma_k = 3 + 6 \delta^f (k-1); \quad (4)$$

$$A_v^k = 3k \Gamma(\gamma_k + 3/2) / [\Gamma(1/2) \Gamma(\gamma_k + 1)],$$

где  $k$  — барионное число флуктона. Таким образом, вклад флуктонов в полное сечение зависит от двух величин: параметра  $\delta^f$  и вероятности  $P_D$ . Результаты их подгонки под эксперимент показаны на рис.1, кривая 3. Лучшее согласие получается при  $\delta^f = 0,58$ ,  $P_D = 0,05$ . При этом результат оказывается довольно устойчивым. Действительно, если анализировать только область больших  $x$  ( $x \approx 1,6 \div 1,8$ ), то согласие с экспериментом можно получить и при другом наборе параметров — при меньшей вероятности  $P_D$  ( $P_D \leq 0,01$ ) и одновременно более мягком распределении  $q_{v/\ell}(x)$  за счет уменьшения  $\delta^f$  ( $\delta^f < 0,2$ ).

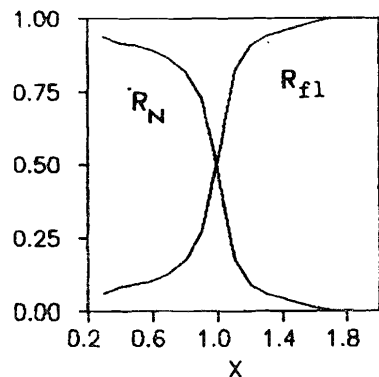


Рис.2. Относительный вклад нуклонной и 6-кварковой компонент в сечение реакции.

Однако в этом случае суммарная кривая будет иметь глубокий провал в области  $x \approx 1$ , что противоречит эксперименту (кривая 4 на рис.1).

Рис.2 иллюстрирует относительный вклад нуклонной и флуиктонной компонент:

$$R_N = \frac{\tilde{\rho}^{N \rightarrow \pi^+}}{\rho^{D \rightarrow \pi^+}}; \quad R_{f1} = 1 - R_N. \quad (5)$$

Видно, что в области  $0,8 \leq x \leq 1,2$  они сравнимы. Высокая точность измерений в этой области позволяет извлекать информацию о флуиктонной компоненте при условии правильного расчета ферми-движения нуклонов. Пренебрежение им или использование грубых моделей типа ферми-ступеньки или гауссовского распределения приводит к необходимости сильно завьшать примесь флуиктонной компоненты  $P_D$  — до десяти и более процентов, что, видимо, маловероятно. Итак, оказывается, что вероятность 6-кварковой примеси в дейтроне составляет 3-6%, а этому значению соответствует вполне определенная форма импульсного распределения кварков во флуиктоне. Близкая величина  $P_D \approx 3,5\%$  получается также из анализа формфактора дейтрона при больших  $Q^2$  с учетом вклада нуклонных, мезонных и 6-кварковых степеней свободы<sup>/18/</sup>.

Теоретический анализ кумулятивных реакций на сложных ядрах  $3 \leq A \leq 208$  показал, что вероятности высших многокварковых компонент очень малы по сравнению с 6-кварковой<sup>/4-6/</sup> и поэтому практически не дают вклада в общую нормировку.

Неточности в учете ферми-движения из-за использования простых ядерных моделей не проявляют себя при  $x > 2$ , поэтому непосредственно не влияют на определение вклада флуиктонов с тремя и более нуклонами. Однако подгонка теории в "переходной" области  $x = 1 \pm 1,3$  связана с выбором  $P_A$  и весьма чувствительна к точности учета ядерных эффектов. Так, расчет инвариантных сечений с учетом релятивистских эффектов и короткодействующих нуклонных корреляций<sup>/12/</sup> показал, что значения  $P_A$ , характерные для первых оценочных флуиктонных моделей<sup>/4, 18, 19/</sup>, были завьшены в полтора-два раза. Однако и этот более точный расчет<sup>/12/</sup> привел к несколько завьшенным по сравнению с дейтроном вероятностям 6-кварковых примесей в тяжелых ядрах: они составляют величину порядка 10%. Причина такого завьше-

ния в том, что в тяжелых ядрах важно учитывать также многократное перерассеяние вторичных кумулятивных частиц, что влияет не только на значение  $P_A$ , но и на полученную в эксперименте форму импульсного распределения кварков во флуиктоне и, что сейчас наиболее интересно, на интерпретацию наблюдаемых отклонений зависимости сечений от атомного веса ядра-мишени от линейной.

### 3. О ЦВЕТОВОЙ СТРУКТУРЕ ФЛУИКТОНА

Для определенности рассмотрим 6-кварковый флуиктон в дейтроне. Распределение кварков в нуклонной компоненте дейтрона обычно задается в виде свертки<sup>/5, 12, 21/</sup>:

$$\tilde{q}_N(x) = \int_0^1 q_N(x/2y) N(y) \frac{dy}{2y}, \quad (6)$$

где  $q_N(z)$  — распределение кварков в свободных нуклонах,  $N(y)$  — импульсное распределение нуклонов в дейтроне<sup>/12, 21/</sup>:

$$N(y) = \int W_D(y, \vec{k}_\perp) d\vec{k}_\perp; \quad \int_0^1 N(y) dy = 1; \quad (7)$$

$$W(y, \vec{k}_\perp) = q_0 \frac{|\Psi^D(\vec{q})|^2}{2y(1-y)}. \quad (8)$$

Переменные  $q_0$  и  $\vec{q}$  определены следующим образом:

$$q_0^2 = \vec{q}^2 + M_N^2; \quad q_0^2 = (M_N^2 + \vec{k}_\perp^2) / 4y(1-y); \quad \vec{q}^2 = q_\parallel^2 + \vec{k}_\perp^2, \quad (9)$$

$\Psi^D$  — реалистическая волновая функция дейтрона. В (6) опущены несущественные в кумулятивной области  $x > 1$  множители, учитывающие немассовые эффекты<sup>/22/</sup>. Свертка (6) предполагает, что цвет в дейтроне заморожен в бесцветных нейтронных и протонных кластерах, то есть его цветовая структура имеет вид

$$\Psi_c^D = \begin{bmatrix} n \\ \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p \\ \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Как было показано выше, учет лишь нуклонных компонент не описывает эксперимента. Можно, конечно, поступить чисто формально, подгоня под эксперимент функцию импульсного распределения нуклонов в дейтроне в виде

$$N(y) \rightarrow N(y) + \delta N(y), \quad (11)$$

где  $\delta N(y)$  рассматривать как некую специфическую добавку, "исправляющую" высокоимпульсную компоненту нуклонного распределения.

Рассмотрим, как будет выглядеть добавка  $\delta N$ , если вместе с нуклонами ввести еще и флутоны как 6q-объекты.

В работах <sup>15, 17, 20</sup> кварковые распределения для флутонов опять строятся на основе свертки:

$$q_{f\ell}(x) = q(x) \otimes N_2 = \int_0^2 q(x/t) N_2(t) \frac{dt}{t}, \quad (12)$$

здесь  $N_2(t)$  и есть специфическое дополнительное импульсное распределение нуклонов, которые проявляют себя как бесцветные 3q-кластеры внутри флутона. Это распределение задается как

$$N_2(t) = A_2 t^\beta (1-t)^\gamma; \quad \int_0^2 N_2(t) dt = 2; \quad (13)$$

$$\beta = [\Delta(6 - W) - 2]/(2 - \Delta); \quad \gamma = 4 - W; \quad \Delta = 0,39; \quad W = 3.$$

По существу, это означает, что вводимый в рассмотрение 6-кварковый флутон имеет ту же цветовую структуру, что и нейтрон-протонный дейтрон:  $\Psi_c^{f\ell} = \Psi_c^D$ . Добавляя его с весом  $P_D$  к обычной нуклонной компоненте дейтрона, мы получаем просто модификацию импульсного распределения (11) в рамках идеи свертки:

$$\delta N(y) = \frac{1}{2} P_D N_2(2y). \quad (14)$$

При этом естественно возникает вопрос, почему в реалистическом NN-взаимодействии такая компонента отсутствует с самого начала или не проявляет себя при описании всех многочисленных данных при энергиях до 1 ГэВ.

Поэтому нам представляется, что выход нужно искать в другом направлении, а именно делать предположения, не сводящиеся к свертке (6). Здесь в отличие от предыдущего случая флутона с цветом, замороженным в бесцветных 3q-кластерах, можно рассмотреть другой предельный случай полностью размороженного флутона из 6 кварков с цветовой структурой

$$\Psi_c^{f\ell} = \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array}. \quad (15)$$

Для определения  $q_{f\ell}$  можно использовать развитые для адронов статистические <sup>23</sup> или кварк-партоновые модели <sup>24-28</sup>, обобщая их на случаях 3k-кварков (k — барионное число). Тогда импульсное распределение одного кварка-партона будет определяться интегрированием по фазовому объему всех остальных партонов с учетом закона сохранения полного импульса. Ответ имеет типичный вид:

$$q_{f\ell} \equiv q_{f\ell}(k, x) = A_k(x) (1-x)^{\gamma_k}, \quad (16)$$

где  $A_k$  — плавная функция  $x$ , а показатель  $\gamma_k$  определяет поведение  $q_{f\ell}(x)$  при больших  $x$  и связан с параметром плотности распределения морских кварков и глюонов —  $a$ :

$$\gamma_k = a + 3/2(k-1). \quad (17)$$

При  $a = 3/2 (3k-1)$  получаем формулу кваркового счета <sup>26</sup> для полностью размороженного 3k-кваркового флутона:

$$\gamma_k = 6k - 3. \quad (18)$$

Однако расчет кумулятивных, глубоконеупругих лептон- и адрон-ядерных процессов в случае размороженных кварков флутона (18) существенно расходится с экспериментом из-за быстрого убывания  $q_{f\ell}^{4/}$ .

Чтобы "смягчить"  $q_{f\ell}(x)$ , необходимо уменьшить показатель  $\gamma_k$  в (16). Наиболее простой способ — это предположить, что плотность морских частиц  $a$  остается линейной по  $k$ , но модифицируется <sup>12/</sup>:

$$a = \mu(3k - \nu). \quad (19)$$

Задавая  $\mu = 2\delta^f - 1/2$ ;  $\nu = 3(2\delta^f - 3/2)/(2\delta^f - 1/2)$ , находим, что при  $\delta^f = 1$  формула (19) переходит в (18), а при  $\delta^f < 1$  дает для  $q_{f\ell}(x)$  режим "предасимптотики" — то, чего требует интерпретация экспериментов в соответствии с формулой (4) <sup>12, 29</sup>:

$$\gamma_k = 3 + 6\delta^f(k-1). \quad (20)$$

Тогда, действуя в согласии с правилами кваркового счета, получим эффективное число партонов во флутоне:

$$n_{eff}(\delta^f) = (\gamma_k + 3)/2 = 3(1 + \delta^f(k-1)) \leq 3k. \quad (21)$$

Из эксперимента мы имеем  $\delta^f = 0,58^{12, 30/}$ , то есть для флутона в дейтроне ( $k = 2$ ) получаем  $n_{eff} = 4,74 < 6$ . Этот результат можно интерпретировать как неполное размораживание цветных степеней свободы из-за кластеризации кварков флутона в цветные дикварки. Кластеризация кварков в дикварки имеет место и в нуклонах, что позволяет представить волновую функцию нуклона в виде суперпозиции:

$$\Psi_N = \beta_1 \Psi(q^3) + \beta_2 \Psi(q[q^2]), \quad (22)$$

где  $|\beta_2|^2$  есть вероятность дикварковой конфигурации в нуклоне. Анализ экспериментальных данных по глубоконеупругому лептон-ну-

клонному рассеянию<sup>/27/</sup> и процессам с большими  $p_1$  в жестких нуклонных соударениях<sup>/28/</sup> показывает, что согласие с экспериментом можно получить, используя кварковые распределения в нуклонах

$q_N(x \cong 1) \cong (1 - x)^{2n_{eff} - 3}$  с  $n_{eff} < 3$ , при этом вклад дикварковой конфигурации значителен:  $|\beta_2|^2 \cong 0,7$ <sup>/28/</sup>.

Предположим, что два нуклона переходят во флюкционное 6-кварковое состояние так, что два кварка из разных нуклонов начинают взаимодействовать, как если бы они принадлежали одному адрону. Тогда, учитывая (22), приходим к выводу, что в волновую функцию флюктона могут давать вклад комбинации из  $k$  дикварков, где  $k$  принимает значения 0, 1, 2, 3:

$$\Psi_{f\ell} = \sum_{k=0}^3 \beta_k^{f\ell} \Psi_{f\ell}^k(q^{6-2k}, k[q^2]). \quad (23)$$

Простой комбинаторный подсчет показывает, что здесь наиболее вероятны компоненты с  $k = 1, 2$ . Среднее число конститuentов в этих состояниях 5,33 и 4,66 соответственно, что качественно согласуется с оценкой  $n_{eff} = 4,74$ , полученной выше. А поскольку нуклоны во флюкцион входят симметрично, то каждую из компонент (23) можно записать в виде разложения по неприводимым представлениям цветной группы следующим образом:

$$\Psi_C^{f\ell} = \sum_c a_c \Psi_c^{(1)}(3q) \Psi_c^{(2)}(3q), \quad (24)$$

где  $c$  — цветовые индексы, обозначающие синглетное ( $c=0$ ) или октетное ( $c=8$ ) состояния  $3q$ -кластера.

Проблема соотношения октетного и синглетного вкладов в (24) остается пока открытой. Так, для размороженного 6-кваркового мешка цветовая статистика даёт весьма большую вероятность октетных состояний ("скрытый цвет")<sup>/31/</sup>:

$$\eta_8 = a_8^2 / (a_0^2 + a_8^2) = 0,8. \quad (25)$$

В моделях флюктонов как цветных барионных струн<sup>/32-34/</sup> имеем

$$\eta_8 = 1, \quad (26)$$

а в пределе полностью замороженных кварковых кластеров-нуклонов

$$\eta_8 = 0. \quad (27)$$

Последний случай наименее интересен, поскольку оперирует флюкционом из бесцветных нуклонов, что, как мы видели, ограничивает задачу в основном параметризацией импульсного распределения нуклонов в дейтроне. В то же самое время проявление октетных цветокомпонент флюктона открывает принципиально новые пути поиска в ядерной физике<sup>/31/</sup>

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, флюкционная модель вначале была предложена для объяснения качественных закономерностей кумулятивных реакций, при этом сильно упрощалась ядерная часть задачи. Дальнейшее ее развитие позволило распространить модель на лептон-ядерные взаимодействия, в частности дать интерпретацию ЕМС-эффекта, объяснить поведение ядерных формфакторов при больших  $Q^2$  и начать прямое теоретическое исследование флюктонов как многобарионных резонансов<sup>/35-38/</sup>.

Многокварковые системы в основных состояниях ядер проявляют себя как виртуальные объекты. Сами они формируются как короткоживущие резонансы с характерной энергией возбуждения порядка "щели"  $\Delta E = M_{f\ell} - 2M_N \cong 0,3$  ГэВ и выше ( $M_{f\ell}$  — масса 6 $q$ -флюктона). Тогда, естественно, время его жизни  $\tau_{f\ell}$  связано, в основном, с распадом в нуклонный канал и определяется как  $\tau_{f\ell} \cong \hbar/\Delta E \cong 10^{-24}$  с. Это время весьма мало в масштабе времен, характерных для нерелятивистских ядерных столкновений. Однако его вполне достаточно, чтобы во флюкционе успели сформироваться равновесные кварковые распределения, определяющие поведение соответствующих структурных функций. Действительно, время формирования структурной функции  $\tau_s$ , как и для нуклонов, по порядку величины сравнимо с временем взаимодействия между "валентными" кварками —  $\tau_s \sim \tau_{int} \sim r/c$ , где  $r$  — характерный размер области взаимодействия. Величина  $r$  связана с характерным импульсом глюонов:  $r \cong \hbar c/Q$ . Определяя  $r$  из условия  $Q \sim \hbar c/r \sim \alpha(-1/r^2)/r$ , где  $\alpha$  — бегущая константа кварк-глюонного взаимодействия, находим, что  $\tau_{int} \sim 1/Q_0$ ,  $Q_0 \cong 3$  ГэВ при  $\Lambda = 100$  МэВ, где  $\Lambda$  — размерный параметр КХД, то есть  $\tau_s \sim \tau_{int} \sim 10^{-25}$  с. Отсюда ясно, что поскольку  $\tau_{f\ell} > \tau_s$ , то флюкцион оказывается вполне стационарным объектом для релятивистских глюбоконеупругих процессов.

В модели флюктонов остается пока ряд открытых вопросов, связанных как с механизмом реакций, так и с их структурой. Так, известна необъясненная пока проблема разницы в отношениях инвариантных сечений реакций выхода  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях, где  $R_{pp} = d\sigma_{\pi^+}/d\sigma_{K^+} \cong 5-10$  при  $x \cong 0,1-0,8$ , и в ядерных столкновениях в кумулятивной области  $x > 1$ , где  $R_{pA} \cong 1$ . Полностью объяснить этот эффект пока не удастся, однако здесь в первую очередь необходимо учесть взаимодействие вторичных частиц с ядром. Эту идею косвенно подтверждает расчет и последующий эксперимент для такой реакции на дейтроне, где, очевидно, взаимодействие в конечном состоянии должно быть мало. Оказалось, что отношения соответствующих выходов из дейтрона действительно близки к "нуклонным", то есть  $R_{pD} \cong R_{pp}$ <sup>/13, 14/</sup>.

Другой вопрос — это поиск проявления скрытого цвета во флюктонах как многокварковых системах. Развитие теории здесь идет в двух

направлениях. Основу первого составляют полуфеноменологические модели связи нуклонного и многокваркового каналов /35, 36, 39/, в принципе позволяющие связать амплитуды 6-кварковых примесей с данными нуклон-нуклонного рассеяния. К сожалению, эти модели построены на базе нерелятивистских подходов. Этот недостаток отсутствует в работах, где для изучения многокварковых систем используются правила сумм КХД, что позволяет рассчитать спектры масс и формфакторы ядер. Технически задача довольно сложна, и здесь пока сделан лишь первый шаг — рассчитана масса основного состояния "шестикваркового дейтрона"  $M_{6q} = 2,2 \text{ ГэВ}/c^2 /40/$ .

В конце хотелось бы еще раз подчеркнуть, что проблема скрытого цвета остается принципиально новой задачей ядерной физики, которая ждет своего решения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, 1971, 1, с.35.
2. Блохинцев Д.И. — ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.
3. Блохинцев Д.И. и др. — В кн.: Труды Межд.семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.288.
4. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
5. Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
6. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1984, 15, с.1248.
7. Arnold R.G. et al. — In: Contribution Paper at the 9 Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Versailles, France, 1981, p.94.
8. Cavedon J.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.986; Dunn P.C. et al. — Phys.Rev., 1983, C27, p.71.
9. Савин И.А. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
10. Baldin A.M. et al. JINR, E2-82-472, Dubna, 1982.
11. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. — В кн.: Труды X Школы ИТЭФ. М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.1, с.46.
12. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. — ЯФ, 1985, 42, с.777.
13. Бондарев В.К. и др. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.243.
14. Бажанский И.И., Каптарь Л.П., Титов А.И. — ЯФ, 1987, 45, с.910; Бажанский И.И. и др. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.318.
15. Lacombe M. et al. — Phys. Rev., 1980, C21, p. 861.
16. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980; Baldin A.M. — In: Proc. in Particle and Nucl. Phys. (Ed. by D.Wilkinson). Pergamon Press, 1980, v.4, p.95.
17. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. — ЯФ, 1986, 44, с.241.
18. Буров В.В., Лукьянов В.К., Достовалов В.Н. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1987, т.1, с.352.

19. Vary J.P. — In: Proc. Int. Seminar on High Energy Phys. Problems. JINR, D1,2-84-599, Dubna, 1984.
20. Efremov A.V., Bondarchenko E.A. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
21. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1981, 76, p.215.
22. Акулиничев С.В., Ваградов Г.М., Кулагин С.А. — Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с.105.
23. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. — ЯФ, 1985, 41, с.222.
24. Kuti J., Wesskopf V. — Phys. Rev., 1971, D4, p.3418.
25. Isaev P.S., Kovalenko S.G. — Hadronic Journal, 1980, 3, p.919; Date S. — Prog.Theor. Phys., 1983, 70, p.1682.
26. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. — Lett. Nuovo Cim., 1973, X, p.718.
27. Ekelin S., Fredrikson S. — Phys. Lett., 1985, 162B, p.373; Fredrikson S. — In: Proc. Int. Seminar on High Energy Phys. Problems. JINR, D1,2-86-668, Dubna, 1987, p.134.
28. Efremov A.V., Kim V.T. JINR, E2-87-74, Dubna, 1987; Kim V.T. JINR, E2-87-75, Dubna, 1987.
29. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. — Изв.АН СССР. Сер.физ., 1978, 42, с.38.
30. Титов А.И. — ЯФ, 1984, 40, с.76.
31. Matveev V.A., Sorba P. — Lett. Nuovo Cimento, 1977, 70, p.135.
32. Кайдалов А.Б. — ЯФ, 1981, 33, 1369; Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. — ЯФ, 1984, 39, с.1545; ЯФ, 1984, 40, с.211.
33. Копелиович Б.З., Липидус Л.И., Нидермайер Ф. — В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984.
34. Smirnov A.Yu. ИФВЭ, 84-206, Serpukhov, 1984.
35. Lukyanov V.K., Titov A.I. — In: Proc. Int. Conf. Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980, v.1, p.60.
36. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. — Z.Phys., 1984, C316, p.331.
37. Kondratyuk L.A., Martemyanov B.V., Schepkin M.G. ИТЭФ, 86-127.
38. Бажанский И.И., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-87-118, Дубна, 1987.
39. Симонов Ю.А. — ЯФ, 1982, 36, с.722.
40. Larin S.A., Matveev V.A. — Phys. Lett., 1985, 159B, p.62.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 ноября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

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.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

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

Каптарь Л.П. и др.

P2-87-825

О размораживании цвета во флуктонах

Показано, что при анализе лептон- и адрон-ядерных процессов при высоких энергиях принципиально важен учет ядерных эффектов в нуклонном канале с тем, чтобы сделать правильные выводы как о вкладе многокварковых систем — флуктонов — в ядерную волновую функцию, так и о распределении в них кварков. Анализ этих распределений показывает, что цветовые степени свободы во флуктоне частично разморожены и флуктон с большой вероятностью содержит один или два дикварка.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kaptari L.P. et al.

P2-87-825

On Colour Defreezing in Fluctons

It is shown that in analysis of lepton and hadron nuclear processes at high energies nuclear effects are to be taken into account for correct conclusion about both multiquark system (fluctons) contribution into nuclear wave function and about its quark distribution. The analysis of these distributions shows that colour degrees of freedom in flucton are partially defreezed and a flucton contains one or two diquarks with a great probability.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987