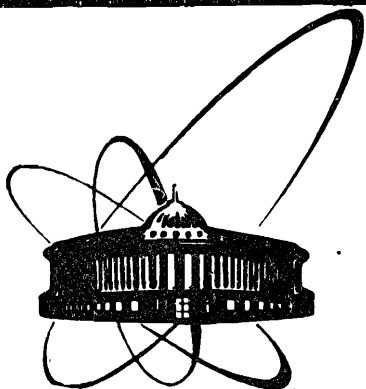




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-87-762

А.В.Ефремов

ЯДЕРНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ
И КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Доклад на 18-й Международной конференции
по многочастичной динамике, Ташкент,
сентябрь, 1987

1987

Обнаружение ЕМС-эффекта^{/1/} заставило мировую общественность обратить более пристальное внимание на специфику кварковой структуры ядра и ее несводимость к кварковой структуре составляющих нуклонов, хотя к тому времени было немало фактов, указывающих на это обстоятельство, а также попыток их теоретического осмысления^{/2/} с точки зрения кварковой структуры. Последовавший за этим поток теоретических работ предложил целый спектр возможностей для объяснения этого эффекта^{/3/}. Правда, многие такие объяснения оказываются неудовлетворительными после изменения данных для отношения структурных функций в области малых x ^{/4,5/}. Сейчас, когда основные предложения, по-видимому, высказаны, можно попытаться посмотреть на них с единой точки зрения и оценить, в какой степени мы понимаем кварковую структуру атомного ядра сегодня и что еще нужно прояснить.

1. СВЯЗЬ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ЯДРА И НУКЛОНА

По-видимому, Вестом^{/6/} было впервые замечено, что уравнения эволюции КХД приводят к простой связи несингулярных структурных функций /распределения валентных кварков/ ядра и нуклона:

$$xF_3 \approx V(x, Q^2) = \int_x^A T_A^{NS}(a) V_N\left(\frac{x}{a}, Q^2\right) da, \quad /1a/$$

где функция T_A^{NS} удовлетворяет условию

* Действительно, уравнения эволюции для моментов распределения не зависят от сорта мишени, т.е.

$$\dot{V}_A(n, Q^2) / V_A(n, Q^2) = \dot{V}_N(n, Q^2) / V_N(n, Q^2) = \gamma_n(\alpha_s(Q^2)),$$

где точка означает производную по $\log Q^2$. Из первого равенства немедленно следует пропорциональность моментов распределения ядра и нуклона $V_A(n, Q^2) = T_A^{NS}(n) V_N(n, Q^2)$, что эквивалентно /1/.

$$\int_0^A T_A^{NS}(\alpha) d\alpha = 1, \quad /16/$$

следующему из правила сумм для барионного заряда /здесь и далее все ядерные функции поделены на A /. Ввиду этого ей можно придавать смысл функции распределения нуклонов в ядре по долям импульса, хотя она может и не выражаться через квантовомеханическую однонуклонную волновую функцию. Проблема в том, описывает ли она процесс, который определяет распределения /например, стриппинг ядра/?

Аналогичное соотношение можно записать и для синглетного канала /7,8/, включающего синглетное распределение кварков $\Sigma(x, Q^2) = \sum_f x(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2))$ и распределение глюонов $G(x, Q^2)$

$$\Sigma_A(x, Q^2) = \int_x^A T_A^S(\alpha) \Sigma_N\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) d\alpha, \quad /2a/$$

$$G_A(x, Q^2) = \int_x^A T_A^S(\alpha) G\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) d\alpha, \quad /2б/$$

где, вообще говоря, $T^S \neq T^{NS}$, а для выполнения энергетического правила сумм должно удовлетворять условию

$$\int_0^A \alpha T^S(\alpha) d\alpha = M_A / AM_N \approx 1. \quad /2в/$$

Действительно, диагонализировав систему двух линейных уравнений эволюции для моментов $\Sigma(n, Q^2)$ и $G(n, Q^2)$ в синглетном канале, нетрудно получить связь между собственными решениями этой системы $f^\pm(n, Q^2) = \Sigma(n, Q^2) + C_n^\pm(\alpha_s(Q^2)) G(n, Q^2)$ /где $C^\pm$ - диагонализующие коэффициенты, вычисляемые через матрицу аномальных размерностей/:

$$f_A^\pm(n, Q^2) = T_A^\pm(n) f_N^\pm(n, Q^2).$$

Учтем теперь то обстоятельство, что как нуклон, так и ядро являются связанными состояниями кварков и глюонов. По этой причине пропагатор кварка /и глюона / $\langle P | \bar{q}(0) q(\xi) | P \rangle$, в связанном состоянии должен удовлетворять однородному уравнению Бете-Солпитера /рис.1/, собственные значения которого определяют энергию /массу/ кварка в связанном состоянии. Функция распределения кварков выражается через предел этого пропагатора при $\xi \rightarrow 0$, регуляризованного с помощью параметра ультрафиолетового обрезания Q^2 . В приближении ведущего твиста, т.е. при отбрасывании

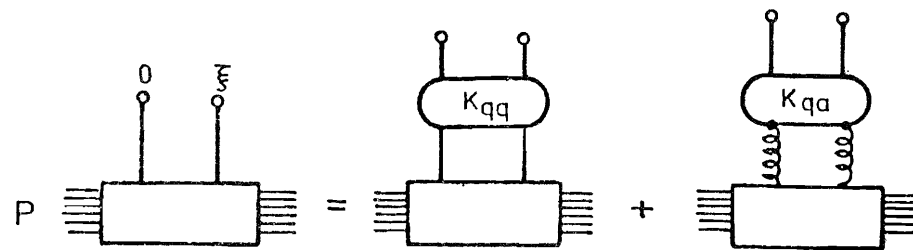


Рис.1.

вании поправок $1/Q^2$, уравнение рис.1 для моментов распределения становится алгебраическим с коэффициентами, не зависящими от Q^2 , а следовательно, и от массы кварка, а потому одинаковыми как для ядра, так и для нуклонов, т.е.

$$\Sigma(n, Q^2) = K_{qq}(n) \Sigma(n, Q^2) + K_{qg}(n) G(n, Q^2).$$

По этой причине

$$\left(\frac{\Sigma(n, Q^2)}{G(n, Q^2)}\right)_A = \left(\frac{\Sigma(n, Q^2)}{G(n, Q^2)}\right)_N = (1 - K_{qq}(n))^{-1} K_{qg}(n). \quad /3/$$

а $T_A^+ = T_A^- = T_A^S$, что и приводит к соотношениям /2/.

Немедленным следствием соотношений /2/ является равенство средних долей импульса глюонов, а также всех кварков и антикварков в ядре и в нуклоне.

$$\frac{\langle x_q \rangle_A}{\langle x_a \rangle_N} = \frac{\langle x_g \rangle_A}{\langle x_g \rangle_N} = 1. \quad /4/$$

Это соотношение хорошо выполняется для данных BCDMS /4/, для которых $\langle x_q \rangle_A / \langle x_q \rangle_D - 1 = \epsilon$ равны $0,7 \pm 2\%$ для азота /для данных EMC' /1/ $\epsilon = 7,1 \pm 3,6\%$./

Соотношение /4/ формально противоречит также гипотезе рескейлинга /9/ в объяснении эффекта EMC, поскольку, согласно этой гипотезе, переход от нуклона к ядру эквивалентен либо росту Q^2 , либо увеличению начального значения Q_0^2 , при которых, согласно КХД, средняя доля импульса глюонов растет, а кварков - падает.

В заключение этого раздела подчеркнем еще раз, что как уравнение эволюции, так и соотношение /3/ получены в приближении ведущего твиста и поэтому соотношения /1,2/ не включают эффек-

та экранировки, который формально является эффектом высшего твиста /10,11/.

2. ЕМС-ЭФФЕКТ

Посмотрим теперь, что означает в рамках этого формализма ЕМС-эффект. Будем считать, что функции T_A определяются, хотя бы приближенно, эффективным распределением нуклонов в ядре, и в основном сосредоточены в окрестности $\alpha \approx 1$ /т.е. нулевого импульса нуклонов/. Разлагая $F_N(\frac{x}{\alpha}, Q^2)$ вокруг $\alpha = 1$, нетрудно получить при не слишком больших x :

$$R = \frac{F_A}{F_N} \approx \langle T \rangle + \langle (1-\alpha) T \rangle x \frac{F'_N(x)}{F_N(x)} + \frac{1}{2} \langle (1-\alpha)^2 T \rangle x^2 \frac{F''_N(x)}{F_N(x)} + x - 2 \frac{F'_N(x)}{F_N(x)} + \dots,$$

где $\langle \rangle$ означают интегрирование по α на интервале $[0, A]$. Если принять, что $F_N \sim (1-x)^k$, $k \approx 3$, то x -зависимость второго и третьего слагаемого будет определяться сомножителями $kx/(1-x)$ и $kx/(1-x) \cdot ((k-1)x/(1-x) - 2)$ соответственно. При этом в районе $x \approx 0,5$ второе слагаемое оказывается близким к нулю, и для объяснения отрицательного значения $R-1$ необходимо, чтобы /8/

$$\langle T_A^S \rangle - \frac{1}{2} = \Delta_A > 0 \quad \text{или} \quad \int_0^A (T_A^S(\alpha) - T_A^{NS}(\alpha)) d\alpha = \Delta_A > 0 \quad /6/$$

для отношения R_2 структурных функций $F_2 \approx \Sigma$ и

$$1 - \langle \alpha T_A^{NS} \rangle = \delta_A > 0 \quad \text{или} \quad \int_0^A \alpha (T_A^S(\alpha) - T_A^{NS}(\alpha)) d\alpha = \delta_A > 0 \quad /7/$$

для отношения R_3 структурных функций F_3 . При этом, поскольку в районе $x \approx 0,5$ морские кварки практически отсутствуют, следует ожидать, что $R_3 \approx R_2$, а поэтому

$$\delta_A \approx \Delta_A \quad \text{/точнее, } 2/3 \Delta_A/. \quad /8/$$

Таким образом, /6/ означает, что число "эффективных нуклонов" в ядре должно быть больше A , причем, как видно из /7/, валентные нуклоны должны нести только часть полного импульса ядра. Другими словами, в ядре по сравнению со свободным нуклоном происходит перекачка части импульса валентных кварков в кварк-антикварковые пары моря.

Заметим, что удивление, вызванное открытием ЕМС-эффекта, было связано с предрассудком, что ядро состоит из A нуклонов, поэтому на распределение нуклонов налагалось условие $\Delta_A = 0$, что независимо от вида T неизбежно дает $R(x \approx 0,5) \approx 1$. В этом смысле различие T^S и T^{NS} , требуемое для описания эффекта, означает несводимость кварковой структуры ядра к кварковой структуре свободного нуклона.

Несмотря на общность изложенного выше подхода, он позволяет сделать ряд интересных заключений:

а/ Из /6/, согласно /2/, немедленно следует, что отношение

$$R_2(x \approx 0) = \int_0^A T_A^S(\alpha) d\alpha = 1 + \Delta_A > 1.$$

б/ Наилучшие по точности /систематической и статистической/ измерения группы BCDMS /4/ показывают, что превышение R_2 над единицей в области малых x невелико и составляет $\Delta_{Fe} \approx 5\%$ /для ядра железа/, т.е. примерно ту же величину, что и потеря импульса валентным нуклоном δ_{Fe} . Это означает небольшое число частиц нуклонной компоненты ($\approx \Delta_A \cdot A$); а следовательно, чтобы обеспечить пятипроцентную перекачку энергии, эти частицы должны быть достаточно тяжелыми / ρ -мезоны, NN -пары или пионы, далекие от массовой поверхности/. Следовательно, наряду с морем в нуклонах ядра необходимо, хотя и малое ($\sim \Delta_A$), но достаточно жесткое "коллективное море" кварк-антикварковых пар.

Действительно, используя соотношения /1/ и /2/, нетрудно получить для моря ядра

$$O_A(x) \equiv \Sigma_A - V_A = \int_0^A T_A^{NS}(\alpha) O_N(\frac{x}{\alpha}) d\alpha + \int_0^A (T_A^S - T_A^{NS}) \Sigma_N(\frac{x}{\alpha}) d\alpha, \quad /9/$$

где первое слагаемое определяет море в нуклонах и достаточно быстро падает с x , второе же - коллективное жесткое море, поскольку

$$\bar{\alpha}_0 = \langle \alpha (T_A^S - T_A^{NS}) \rangle / \langle (T_A^S - T_A^{NS}) \rangle = \delta_A / \Delta_A \approx 1. \quad /10/$$

Для пионов на массовой поверхности эта величина составляет $m_\pi / M_N \approx 1/7$. Вот почему перекачка импульса в пионы /12/ не дает достаточно удовлетворительного описания отношения в области небольших x - слишком много пионов нужно для того, чтобы обеспечить 5% перекачку импульса.

в/ Точка пересечения x_0 , где $R_2(x_0) = 1$, почти не зависит от сорта ядра и $x_0 \approx 0,3$.

Действительно, если легких частиц нет и экранировка отсутствует /ведущий твист/, то при малых α $T_A^S(\alpha)$ должна быть доста-

точно гладкой функцией. Используя два первых члена разложения /5/, нетрудно найти

$$3 \frac{x_0}{1-x_0} = \left[1 - \int_0^{x_0} \alpha T^S(\alpha) d\alpha / \left(\int_0^{x_0} T^S(\alpha) d\alpha - \Delta_A \right) \right]^{-1}, \quad /11/$$

а используя гладкость $T \sim \alpha^N$, найдем, что выражение в правой части приблизительно равно $(1-x_0(N+2)/(N+1))^{-1}$, т.е. $(N \rightarrow \infty) 1/3 > x > 0,28$ ($N=0$) и не зависит от величины $T \gg \Delta$. Этот факт достаточно хорошо подтверждается экспериментально.

Обратимся теперь к моделям. Разные модели, по существу, — это разные способы перекачки импульса. Однако не все из них, с нашей точки зрения, кажутся удовлетворительными. Мы уже упоминали о моделях рескейлинга^{/9/}, где некоторая доля импульса перекачивается в глюонную компоненту. Но главный недостаток их в том, что как глюонное, так и кварк-антикварковое море нуклона остаются достаточно мягкими, что дает слишком большую величину $R_2(x \approx 0)$ /хотя часто авторы отказывают своей модели в применимости в области малых x /. Таким же недостатком, как уже говорилось выше, страдают и модели^{/12/} с перекачкой импульса в пионы, близкие к массовой поверхности. Остальные модели грубо можно разделить на три категории:

а/ Модели с перекачкой импульса в массивную мезонную компоненту^{/13/} / ρ , ω , немассовые пионы/ или же в нуклон-antinуклонные^{/8/} пары. По-видимому, эта компонента связана с кором ядерных сил, проявляющимся на малых межнуклонных расстояниях. Однако трудно ожидать, что нуклоны, сблизившись на столь малое расстояние / $\approx 0,5$ фм/, сохраняют свою индивидуальность и кварковую структуру и не превратятся в многокварковые состояния.

б/ Перекачка внутри каждого нуклона^{/14/}, т.е. изменение его кварковой структуры за счет влияния внутриядерного поля. Сюда же можно отнести и превращение части нуклонов в Δ -изобары^{/15/}. Однако мы не видим, каким способом здесь можно было бы получить жесткое море.

в/ Перекачка внутри многокварковых флуктуаций^{/16/}. При этом под многокварковой флуктуацией понимается как связанное состояние, так и состояние двух или более нуклонов, кварки которых испытали взаимодействие, как, например, в работе^{/10/}, или учитывается обменное взаимодействие кварков в конечном состоянии, как, например, рассмотренное в работе^{/17/}. Такое взаимодействие неизбежно для составных нуклонов. Однако задача вычисления кварковой структуры таких состояний кажется столь же сложной, как и вычисление кварковой структуры ядра.

Необходимо подчеркнуть важное отличие многокваркового состояния от малонуклонной корреляции^{/18/} /МНК/. Для последней

потеря импульса валентными кварками $\Delta_{\text{МК}}$ такая же, как и в среднем по ядру $\Delta_{\text{МК}} = \Delta_A$, поскольку изменяется структура каждого нуклона, в то время как перекачка импульса в многокварковой флуктуации должна быть существенно больше,

$$\Delta_{6q} > \Delta_A. \quad /12/$$

Так, если считать, что перекачки в нуклонах не происходит, то $\Delta_A = p\Delta_{6q}$, где p — вероятность флуктуации. В сущности, соотношение /12/ можно рассматривать как определение многокварковой флуктуации. Здесь, в частности, возможна статистическая реализация жесткого моря /см. Кондратюк^{/16/}/.

Данные по структурным функциям, видимо, не позволяют увидеть различий между этими тремя сортами моделей, и необходимы поиски новых источников информации. Один из таких источников — изучение полуинклюзивных глубоконеупругих процессов, $\ell A \rightarrow \ell' h X$ с регистрацией адрона в конечном состоянии. Особенно интересно, на наш взгляд, изучение выхода Δ -резонансов, а также K^- и P как частиц, несущих информацию о коллективном море. Имеющиеся данные группы ЕМС^{/19/} говорят о повышенном выходе антипротонов из дейтерия по сравнению с водородом. Оно могло бы говорить в пользу повышенного содержания в ядрах $N\bar{N}$ -пар^{/8/}, хотя превышение столь значительно, что выглядит неправдоподобным: в области малых $x \approx 0,025$ оно составляет 100%! Если это не ошибка, то новое открытие! Впрочем, данные по кумулятивному рождению антипротонов, как мы увидим ниже, по-видимому, говорят не в пользу такого объяснения ЕМС-эффекта.

3. КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Другим источником информации могут служить кумулятивные процессы, точнее, процессы рождения K^- -мезонов и антинуклонов в ядрах в области $x \geq 1$, поскольку, как уже говорилось, спецификой ядра является жесткое море антикварков /формально их можно представить как валентные антикварки в морских антинуклонах/.

Прежде всего, однако, возникает закономерный вопрос: в какой степени сечение рождения кумулятивных частиц определяется кварковыми структурными функциями ядра $F_A(x)$? Ведь пока не существует достаточно надежных данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов в области $x \geq 1$, хотя и имеются указания на подобие спектров кумулятивных мезонов и структурной функции F_2 в этой области^{/20/}. Сейчас существует две точки зрения^{/2/} на явление кумулятивного рождения. Это "горячие" модели, в которых тяжелое образование в ядре, необходимое для рождения куму-

лятивной частицы, создается налетающим адроном за счет явления типа гидродинамического сжатия и образования тяжелого фэйрбола или многократного рассеяния; и "холодные" модели, где такое образование существует в холодном ядре за счет флуктуации плотности^{/21/} и образования многокварковых состояний или большого ферми-импульса нуклона из-за многонуклонных корреляций, т.е. фактически за счет особенности структурной функции ядра /в последнее время, кажется, "берет верх" именно эта вторая точка зрения/. Общим свойством холодных моделей является независимость фрагментации партона ядра от сорта ядра. Это позволяет записать сечение процесса в виде^{/22/}

$$\frac{\epsilon}{A} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \equiv \rho_{A \rightarrow h}(\vec{x}, y, p_t) = \int_x^A F_A(a) f_h\left(\frac{\vec{x}}{a}, y, p_t\right) \frac{da}{a}, \quad /13/$$

где $\vec{x} = -u/s$, $y = -t/s$, а функция f_h зависит от конкретной модели, но не зависит от A , т.е. одна и та же как для ядра, так и для свободного нуклона. Комбинируя /13/ с /1.2/, нетрудно получить естественное выражение, иллюстрируемое рис.2а:

$$\rho_{A \rightarrow h}(\vec{x}, p_t) = \int_x^A N(a) \rho_{N \rightarrow h}\left(\frac{\vec{x}}{a}, p_t\right) da + \int_x^{\tilde{A}} \tilde{N}(a) \rho_{\tilde{N} \rightarrow h}\left(\frac{\vec{x}}{a}, p_t\right) da, \quad /14a/$$

где введены обозначения

$$N_A = \frac{1}{2}(T_A^S + T_A^{NS}), \quad \tilde{N} = \frac{1}{2}(T_A^S - T_A^{NS}). \quad /14б/$$

Первое из них, в силу малости эффекта ЕМС, т.е. близости T^S и T^{NS} , можно приближенно /до $\approx 10\%$ / считать распределением нуклонов в ядре по долям импульса. В этом случае для кумулятивных и стриппинговых нуклонов необходимо добавить член, пропорциональный $N_A(x)$, учитывающий диссоциацию ядра /рис.2/. Более того, именно он оказывается основным при $p_T \approx 0$ ^{/23/}. Таким образом, параметризуя форму спектра стриппинговых и кумулятивных

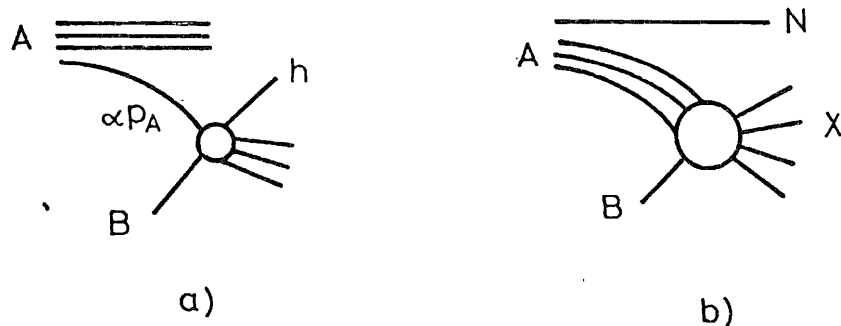


Рис.2.

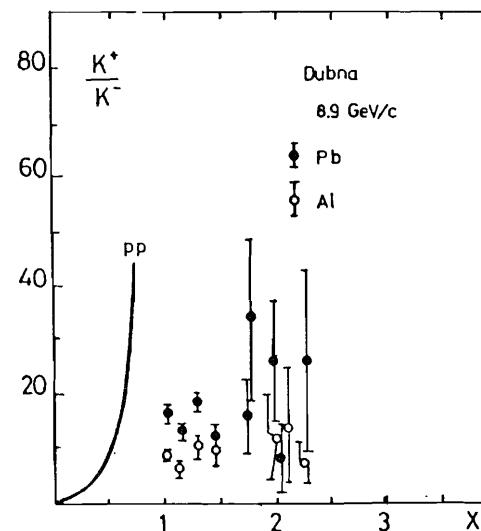


Рис.3.

мере для легких ядер/, лежащую в основе /14/, и означает, что "валентные" кумулятивные методы несут ту же информацию о кварковой структуре ядра, что и кумулятивные нуклоны^{/24/}. Однако особенности кварковой структуры ядра здесь скрыты.

Интерпретация же N в /14/ существенно зависит от модели перекачки, а поскольку второе слагаемое в /14а/ доминирует для "морских" кумулятивных частиц /например, $K^-, \bar{p}$ /, то они весьма чувствительны к специфике кварковой структуры ядра.

Для отношения выходов K^+/K^- , например, в области $x \geq 1$, имеем

$$r = \frac{K^+}{K^-} \approx \frac{\int_x^A N_A(a) \rho_{N \rightarrow K^+}\left(\frac{x}{a}\right) da}{\int_x^{\tilde{A}} \tilde{N}_A(a) \rho_{\tilde{N} \rightarrow K^+}\left(\frac{x}{a}\right) da}, \quad /15/$$

где приближенно считалось $\rho_{\tilde{N} \rightarrow K^-} \approx \rho_{N \rightarrow K^+}$. Экспериментально известно^{/25/}, что величина r для ядер Al и Pb в пределах ошибок постоянна в области $1 < x < 2,3$ /рис.3/. Это означает, что функции N и $\tilde{N}$ подобны друг другу и отличаются лишь коэффициентом. Из-за различия в нормировках этих функций ($\langle N \rangle = \Delta_A/2$, $\langle \tilde{N} \rangle = \delta_A/2 \approx \Delta_A/2$) можно ожидать, что для механизмов а/ и б/ $r \approx 2(1 + \Delta_A/2) / \Delta_A$. Использование результатов обработки данных SLAC^{/28/} для ЕМС-эффекта дает^{/8/} $r_{Al} \approx 65$, $\Delta_{Al} \approx 0,036$, $r_{Pb} \approx 45$, $\Delta_{Pb} \approx 0,058$, что явно выше экспериментального значения

протонов /с нормировками $\langle N_A \rangle = 1 + \Delta_A/2$, $\langle \tilde{N}_A \rangle = 1 - \delta_A/2$ / и используя /14/ с экспериментальным сечением для $p_{N \rightarrow \pi}$, мы получим сечение рождения кумулятивных пионов /второе слагаемое, естественно, дает малую поправку/. Эта программа для ядра дейтерия /с целью уменьшить влияние вторичных ядерных эффектов/ была выполнена в работе^{/22/} и показала прекрасное согласие с экспериментом. Неплохое согласие получено и для отношения выходов K^+/π^+ . Это подтверждает независимость процесса фрагментации от сорта ядра /по крайней

/рис.3/, особенно для алюминия $r_{Al}^{эксп} \approx 10/$. Если же перекачка происходит в многокварковых состояниях, которые определяют сечения рождения кумулятивных каонов в этой области x , то из-за малого процента таких состояний, P_A , перекачка в каждом из них $\Delta_{8q} = \Delta_A / P_A$ должна быть гораздо больше, чем в среднем по ядру, и $r \approx 2(1 + \Delta_{8q}/2) / \Delta_{8q}$. Экспериментальное значение r_{Al} соответствует $\Delta_{8q} = 0,22$ и $P_A = 16\%$. Это можно рассматривать как указание в пользу многокваркового механизма как кумулятивных явлений, так и EMC-эффекта. Обратимся теперь к кумулятивным антипротонам. Естественно, они чувствительны к механизму перекачки импульса в NN -пары. Для отношения выхода протонов и антипротонов под углом 90° в системе покоя ядра также справедливо выражение типа /15/, которое дает величину порядка $2/\Delta_A \approx 10^{+2}$. Экспериментальная же граница отношения $^{25}/P/P > 10^4$, что, по-видимому, исключает этот механизм. С другой стороны, если неупакованного дополнительного моря в N, N -парах нет, и антипротоны являются фрагментами антикварков /как и K^- /, то отношение выходов $\bar{P}/K^-$ должно составлять $\approx 0,3$ /подавление на порядок из-за затрудненности фрагментации $q \rightarrow \bar{N}$, и возрастание за счет меньшего поперечного импульса $\bar{P}$ при постоянном x /, что близко к экспериментальной границе $\bar{P}/K^- < 1$. Это заключение, однако, противоречит выводам, полученным из данных EMC^{/19/}. Поэтому необходимо более аккуратное исследование выхода антипротонов.

Необходимо также отметить, что указанные данные относились к средним и тяжелым ядрам, где могут быть существенны вторичные эффекты перераспределения. Об этом свидетельствует как повышенная A -зависимость выходов K^+ и P ($\sim A^{1,3}$), так и в 4-5 раз большее отклонение от единицы отношения $\rho_{A \rightarrow \pi} / \rho_{D \rightarrow \pi}$ в области $x \approx 0,6$, по сравнению с F_{2A} / F_{2D} . По этой причине было бы весьма желательно иметь хорошие данные по выходу $K^\pm$ и $\bar{P}$ на дейтерии.

В заключение еще раз подчеркнем основные выводы:

а/ Причиной EMC-эффекта является перекачка валентных кварков ядра в коллективное море кварк-антикварковых пар.

б/ Малая величина превышения отношения структурных функций над единицей в области $x \approx 0$ указывает на жесткость этого моря или на большую ($\sim M_N$) массу частиц нуклонной компоненты в ядре.

в/ Многие из популярных моделей оказываются поэтому неудовлетворительными.

г/ Выход кумулятивных K^- -мезонов свидетельствует в пользу многокваркового механизма EMC-эффекта.

д/ Крайне интересно изучение выходов антипротонов из ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. EMC, Aubert J.J. et al. - Phys.Lett., 1983, 123B, p.275.
2. Baldin A.M. PANIC X-th Int.Conf.Heidelberg, 1984, p.J11; Progress Part. Nucl.Phys., 1980, 4, p.95, Pergamon Press; Stavinski V.S. Elem.Part and Nucl. (EPAN), 1980, 11, p.571; Efremov A.V. EPAN, 1982, 13, p.613; Blokhintzev D.I. Proc. of 19-th Int. Conf on HEP, Tokyo, 1978, p.475.
3. Krzywicki A. Nucl.Phys., 1985, A446, p.135.
4. BCDMS, Benvenuti A.C. et al., Phys.Lett., 1987, B189, p.483.
5. Norton P.R. Proc. of 23.th Conf. on HEP, Berkeley, 1986.
6. West G.B. Los Alamos Prepr La-UR, 84-2072, 1984.
7. Efremov A.V. Jad Fiz., 1986, 44, p.776.
8. Efremov A.V. - Phys.Lett., 1986, B174, p.219.
9. Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G. - Phys.Lett., 1983, 129B, p.346; Close F.E., Jaffe R.L., Roberts R.G., Ross G.G. - Phys.Rev., 1985, D31, p.1004. Nachtman O., Pirner H.J. - Z.Phys., 1984, C21, p.277.
10. Levin E.M., Ryskin M.G. - Yad.Fiz., 1985, 41, p.1622.
11. Mueller A.H., Jianwei Qiu, Colamb.Univ.Prepr. CU-TP-322, 1987, p.361.
12. Llewellyn Swith C.H. - Phys.Lett., 1983, 128, p.107; Ericson M., Thomas A.W. - Phys.Lett., 1983, B128, p.112; Titov A.I. - Jad.Fiz., 1984, 40, p.76. Akulinichev S.V. et al. - Phys.Lett., 1985, B158, p.485; Pisma JETP, 1985, 42, p.105; Phys.Rev. Lett., 1985, 55, p.2239; Birbrair et al. - Phys.Lett., 1986, B166, p.119. Saperstein E.E., Shmatikov M.Zh. - Pisma JETP, 1985, 41, p.44.
13. Morley P.D., Schmidt I. - Phys.Rev., 1986, D34, p.1305. Berger E.L., Coester F., Wiringa R.B. - Phys.Rev., 1984, D29, p.398.
14. Frankfurt L.L., Strikman M.I. - Nucl.Phys., 1983, B148, p.107.
15. Szwed J. - Phys.Lett., 1983, 128B, p.245.
16. Jaffe R.L. - Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.228. Date S. - Progr. Theor. Phys., 1983, 70, p.1682. Carlson C.E., Havens T.J. - Phys.Lett., 1983, 51, p.261. Titov A.I. - Jad. Fiz., 1984, 40, p.76. Zotov N.P., Saleev V.A., Tsarev V.A. - Pisma JETP, 1984, 40, p.200; Jad. Fiz., 1987, 45, p.561; Chemtob M., Peschansky R. - J.Phys., 1984, G10, p.559.

- Dias.de Deus J., Varela M. - Phys.Rev., 1984, D30, p.697.
 Bondarchenko E.A., Efremov A.V. Prepr.JINR, E2-84-124, 1984.
 Kondratyuk L.A., Shmatikov M.Zh. - Z.Phys., 1983, A321, p.301; Yad.Fiz., 1985, 41, p.222.
 Clark B.C. et al. - Phys.Rev., 1985, D31, p.617.
 Nguyen Q.B. et al. - Acta Phys.Austr., 1985, 57, p.277.
 17. Hoodbhoy P. Jaffe R.L. - Phys.Rev., 1987, D35, p.113.
 18. Frankfurt L.L., Strikman M.I. - EPAN, 1980, 11, p.571; Phys.Rep., 1981, 76, p.215.
 19. EMC, Arneodo et al. - Z.Phys., 1987, C35, p.433.
 20. Savin I.A. Proc. 22 nd Intern.Conf. on HEP, Leipzig, 1984, p.251. Proc.6-th Intern.Seminar of Problems of HEP, Dubna, 1981, JINR, D1,2-81-728, p.223.
 21. Blokhintzev D.I. JETP, 1957, 33, p.1295.
 22. Efremov A.V., Kaidalov A.B., Kim V.T., Lykasov G.I., Slavin N.V. Prepr.JINR, E2-87-355, 1987.
 23. Azhgirey L.S. et al. JINR-preprint P1-86-728 (1986); Jad.Fiz., 1987, 46, No.9; Ableev V.V. et al. - Nucl.Phys., 1983, A323.
 24. Leskin G.A. Proc. of 8-th Intern.Sem. on HEP, JINR, D1,2-86-668, 1986, p.259.
 25. Baldin A.M. et al. JINR Communication E1-82-472, 1982, 491.
 26. Arnold R.G. et al. - Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.727; SLAC P0B-3257 (1984)

Рукопись поступила в издательский отдел
 22 октября 1987 года.

Ефремов А.В.

P2-87-762

Ядерные структурные функции
 и кумулятивные процессы

Представлена точка зрения автора на кварковую структуру ядра. С этой точки зрения рассмотрены различные модели, претендующие на объяснение ЕМС-эффекта. Показано также, что кумулятивные процессы проливают дополнительный свет на природу этого эффекта и свидетельствуют в пользу наличия в ядрах многокварковых состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Efremov A.V.

P2-87-762

Nuclear Structure Functions
 and Cumulative Processes

The author's point of view on nuclear quark structure is presented. Different models for explaining the EMC effect are reviewed. It is also shown that cumulative production data can be used to improve our understanding of the EMC effect and to give evidence for its multiquark nature.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987