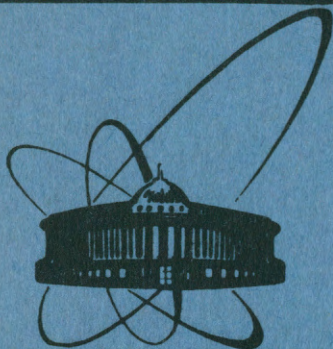


Б-20



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

1-84-185

А.М.Балдин, Ю.А.Панебратцев, В.С.Ставинский

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КВАРКОВ В ЯДРАХ

Направлено в "Доклады АН СССР"

1984

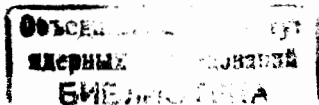
Обобщение масштабной инвариантности на процессы столкновения релятивистских ядер ^{1/1} и проведение соответствующих экспериментов привели к обнаружению кумулятивного эффекта ^{1/2}. Уже в первых работах ^{1/3,4/} подчеркивалось, что, поскольку масштабная инвариантность интерпретировалась на основе локального характера адронных взаимодействий /автомодельности/ и партонной модели, то в ядрах существуют два характерных масштаба импульсов, начиная с которых, реализуется приближенная масштабная инвариантность. Один соответствует случаю, когда в качестве квазисвободных можно рассматривать конститuenty нуклонов - партоны, а другой соответствует импульсному приближению ядерной физики, в котором как квазисвободные частицы рассматриваются нуклоны. Кумулятивный эффект мы рассматривали как сигнал о наличии в ядрах "капелек адронной материи" /или многокварковых конфигураций/, по своей структуре сильно отличающихся от свободных нуклонов. Эта интерпретация кумулятивного эффекта, т.е. закономерностей образования частиц в области предельной фрагментации ядер за пределами кинематики однонуклонных столкновений, встречала возражения на протяжении десяти лет. В многочисленных теоретических работах предпринимались попытки доказать, что как только удастся корректным образом учесть релятивистские эффекты и малонуклонные корреляции в ядрах, так все закономерности кумулятивного эффекта будут объяснены на основе рассмотрения нуклонов как квазисвободных частиц /см., например, ^{1/5/}/. Эти теоретические работы имели успех в объяснении кумулятивного образования протонов, дейтронов и ядерных фрагментов, т.е. эффектов, в которых отделить нуклонную масштабную инвариантность /ядерную/ от партонной практически невозможно. В качестве критерия для разделения обычно принимают величину передаваемого импульса в инклюзивной реакции

$$I + II \rightarrow 1 + \dots$$

/1/

Однако большая величина передаваемого импульса не гарантирует того, что мы имеем дело с кварковыми степенями свободы. Большая передача импульса может быть следствием массивности частиц, участвующих в реакции, так, например, в реакции /1/, где в качестве частицы 1 служит ядерный фрагмент - продукт стриппинга, передача может составлять - $(p_1 - p_1)^2$ десятки /ГэВ² /здесь и в дальнейшем p_1 - четырехимпульсы частиц/.

В качестве условия, выделяющего область, в которой адроны утрачивают роль квазичастиц ядерной материи, мы предлагаем:



$$b_{11} = -\left(\frac{p_1}{m_1} - \frac{p_1}{m_1}\right)^2 = 2\left[\frac{(p_1 p_1)}{m_1 m_1} - 1\right] > 5. \quad /2/$$

Для всех ядерных эффектов /см. /6/ /, в частности, для всех реакций стриппинга и подхвата, эта величина составляет

$b_{11} = \frac{\epsilon}{m_0} \approx 10^{-2}$, здесь ϵ - энергия связи на нуклон, а $m_0 = 931$ МэВ - атомная единица массы. Таким образом, мерой локальности адронных взаимодействий мы считаем не передачу импульса, а передачу четырехскорости. Этот критерий хорошо согласуется с радиусом корреляций в пространстве быстрой $\Delta u \approx 1 \div 2$ и q ограниченностью поперечных импульсов $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,4$ ГэВ/ при множественном образовании частиц.

Критерий /2/ согласуется и с нашим выводом /4/ о том, что предельная фрагментация ядер должна начинаться при энергии налетающего ядра $E_1 \approx 3,5$ ГэВ A_1 , где A_1 - атомный вес ядра I. Действительно, в системе покоя ядра II: $b_{11} = 2(E_1/m_1 - 1) \approx 5$.

Возможность изучать кварк-глюонные эффекты при относительно небольших энергиях пучков обусловлена тем, что эффекты удержания кварков в адронах соответствуют относительно малым характеристическим импульсам ≈ 300 МэВ.

Таким образом, область $10^{-2} < b_{ik} < 5$ является переходной от преобладания нуклонных к преобладанию кварк-глюонных степеней свободы в релятивистских ядерных столкновениях.

Практически все экспериментальные данные по кумулятивному образованию протонов, дейтронов и ядерных фрагментов критерию /2/ не удовлетворяют. В связи с этим для получения сведений о роли кварк-глюонных степеней свободы в ядерных столкновениях мы используем только данные по кумулятивному рождению мезонов. Исходное предположение состоит в том, что сечение предельной фрагментации ядра в мезон, так же как и сечение глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядре, пропорционально кварк-партонной структурной функции ядра. Основанием для такого предположения является возможность рассматривать кварки как квазисвободные частицы при больших передачах четырехскорости /критерий /2//. Недавно получены и прямые подтверждения этого предположения. Обнаруженные в результате анализа предельной фрагментации ядер свойства структурных функций /7/ были получены также в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах /8-10/. Это совпадение не только вселяет уверенность в правильности наших представлений о природе релятивистских ядерных столкновений, но и позволяет предсказать результаты будущих экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах, так как изучение предельной фрагментации дало значительно более богатую информацию.

Рождение адронов с малыми поперечными импульсами p_{\perp} и большими величинами масштабной переменной X в области предельной

фрагментации можно описать как результат индивидуальных столкновений кварков фрагментирующего адрона с кварками и глюонами мишени. Спектаторные кварки, которые избежали столкновения, несут долю импульса X фрагментирующего адрона. Адронизация кварка в мезон /обесцвечивание/ считается мягкой и полагается, что распределение мезонов совпадает с распределением кварков. Таким образом, можно считать, что инклюзивное сечение процесса /1/ в области предельной фрагментации, например, частицы II /или ядра/, имеет вид:

$$E_1 d\sigma / d\vec{p}_1 = C_q^1 \sigma_q^1 G_{II/q}(X, p_1^2),$$

где E_1 и \vec{p}_1 - энергия и импульс мезона, $G_{II/q}(X, p_1^2)$ - кварк-партонная структурная функция частицы /ядра/ II, C_q^1 - константа, характеризующая адронизацию кварка q в мезон I, σ_q^1 - сечение процесса, в котором кварк q из адрона II пересек мишень I, избежав столкновения. Величины $G_{II/q}$ имеют физический смысл импульсного распределения кварков q в ядре II. Те же самые функции $G_{II/q}(X, p_1^2)$ могут быть извлечены из исследования процессов $l + I \rightarrow l' + \dots$ и $I + \Pi \rightarrow l' + l'' + \dots$, где l, l', l'' - лептоны, без использования гипотезы мягкой адронизации кварков. Конечно, второй способ - наиболее прямой способ измерения кварк-партонных структурных функций ядер, однако из-за малости сечений электромагнитных взаимодействий основные сведения о кварк-партонных структурных функциях ядер впервые /а для больших X и единственные/ были получены на основе исследования предельной фрагментации ядер, т.е. первым способом.

Масштабная переменная X , которую мы использовали при анализе экспериментальных результатов, была введена в /11/ и отличается от переменной Бьеркена учетом массовых поправок. Для определения X запишем закон сохранения 4-импульса, используя гипотезу о минимальной недостающей массе:

$$(p_1 + X p_{II} / A_{II} - p_1)^2 = (M_1 + X M_{II} / A_{II} + m_2)^2.$$

Для π^+ -мезонов $m_2 = 0$, для K^- -мезонов $m_2 = m_K$ и т.д., A_{II} - атомная масса ядра II. Тогда имеем:

$$X = A_{II} \frac{(p_1 p_1) + M_1 m_2 + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2}}{(p_1 p_{II}) - M_1 M_{II} - M_{II} m_2 - (p_{II} p_1)},$$

причем $0 < X < A_{II}$. Переменная X переходит в переменную Бьеркена, если пренебречь массами частиц и использовать импульс на нуклон p_{II} / A_{II} .

Тогда получим:

$$X = - \frac{\frac{1}{2} (p_{\perp} - p_{\perp}')^2}{(p_{\perp} p_{\perp}' / A_{\text{II}}) - (p_{\perp} p_{\perp}' / A_{\text{II}})} = - A_{\text{II}} \frac{q^2}{2(p_{\perp} q)} = - A_{\text{II}} x.$$

Зависимость инвариантных дифференциальных сечений рождения мезонов на ядрах алюминия и дейтерия от масштабной переменной x при значении поперечного импульса $p_{\perp} = 0$ /углы эмиссии 180° и 168° / иллюстрирует рис.1. На основании проведенных измерений /12/ можно сделать следующие выводы о свойствах структурной функции $G_{\text{II}/q}(X, 0)$:

1. $G_{\text{II}/q}(X, 0)$ отлична от нуля при $X > 1$ вплоть до $X \approx 3$, что свидетельствует о том, что в ядрах присутствуют мультикварковые состояния, причем не только б-кварковые, но и с большим их числом. Образование частиц в этой области называется кумулятивным эффектом, а зависимость сечений от переменной X соответствует импульсному распределению кварков во фрагментирующем ядре.

2. В пределах ошибок измерений сечения кумулятивного образования пионов и каонов при одинаковых X находятся в следующем замечательном соотношении:

$$E_1 d\sigma/d\vec{p}_1(\pi^+) \approx E_1 d\sigma/d\vec{p}_1(\pi^-) \approx E_1 d\sigma/d\vec{p}_1(K^+) \gg E_1 d\sigma/d\vec{p}_1(K^-).$$

Это соотношение служит хорошим подтверждением модели. Так как ядра преимущественно состоят из u - и d -кварков, то равенство сечений K^+ и π^+ следует понимать как следствие того, что они определяются одной и той же структурной функцией $G_{\text{II}/u}(X, p_{\perp}^2) \approx G_{\text{II}/d}(X, p_{\perp}^2)$. Кроме того, следует полагать, что $C_d^- = C_u^+ = C_u^+$. Тот факт, что среди валентных кварков ядра отсутствуют валентные кварки, входящие в состав K^- -мезона, объясняет последнее неравенство.

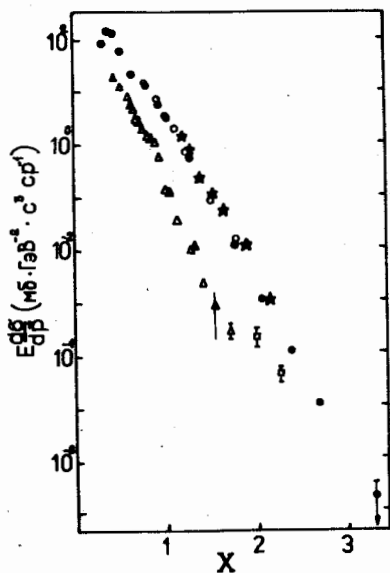


Рис.1. Зависимость инвариантных дифференциальных сечений рождения мезонов на ядрах алюминия (π^- - \bullet , π^+ - \circ , K^+ - \star , K^- - \square) и дейтерия (π^+ - Δ , π^- - \triangle) от X при $p_{\perp} = 0$.

3. Для средних и тяжелых ядер при $X > 1$ функция

$$G_{\text{II}/q} \propto \exp[-X / \langle X \rangle], \quad /3/$$

где $\langle X \rangle = 0,14$ с 10%-точностью. Этот вывод иллюстрирует рис.2. На рисунке приведены также значения параметра $\langle X \rangle$, полученные в экспериментах ИТЭФ при 400 ГэВ /13/ и результат экспериментов по прямому измерению кварк-партонной структурной функции ядра ^{12}C в реакции $\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu + \dots$ при передачах импульса $Q^2 = -q^2$ до 200 ГэВ² /8/. Отметим, что этот результат был предсказан в /7/ и основан на том, что и в адрон-ядерном и в глубоконеупругом мюон-ядерном рассеянии мы исследуем один и тот же объект - импульсное распределение кварков в ядре.

Сечение процесса /1/ при $p_{\perp} = 0$ в интервале $0,6 \leq X \leq 3$ можно представить в виде

$$E_1 d\sigma/d\vec{p}_1 = \text{const } A^{m(x)} \exp[-X / \langle X \rangle].$$

Поведение параметра m в зависимости от X было предсказано в /14/. Для интервала $0,6 \leq X \leq 1$ зависимость параметра от X имеет приблизительное поведение $m(x) = 2/3 + X/3$. При $X > 1$ и $A_{\text{II}} > 20$ величина m примерно равна единице. Для дальнейшего обсуждения введем структурные функции, нормированные на нуклон $G_{\text{II}/q}^0 = \frac{1}{A_{\text{II}}} G_{\text{II}/q}(X, p_{\perp}^2)$, и определим их отношения для различных ядер:

$$\frac{\sigma_{\text{II}'}}{\sigma_{\text{II}}}(X, p_{\perp}^2) = \frac{G_{\text{II}'/q}^0(X, p_{\perp}^2)}{G_{\text{II}/q}^0(X, p_{\perp}^2)}. \quad /4/$$

На рис.3 данные представлены в виде отношения /4/. Величина $\sigma_{\text{II}'}/\sigma_{\text{II}}$ для $A_{\text{II}'} > A_{\text{II}}$ имеет характерный минимум. Это соответствует нашей аппроксимации сечения предельной фрагментации: $\sigma_{\text{II}'}/\sigma_{\text{II}}(X) < 1$ для $A_{\text{II}'} > A_{\text{II}}$ и $X < 1$. В области $X > 1$ отношение структурной функции ядра свинца к структурной функции легчайших ядер (D, He) значительно превышает единицу. Однако отношение структурных функций ядер свинца и алюминия примерно равно единице для значений масштабной переменной $1 \leq X \leq 3$. Измерения сечений рождения пионов в зависимости от атомного веса фрагментирующего ядра были выполнены для более чем двадцати различных ядер при значении масштабной переменной $X = 1,3$. Эти данные в виде отношения /4/, где ядро A_{II} - свинец, представлены на рис.4. Из результатов измерений видно, что в кумулятивной области нормированные на нуклон сечения сначала растут с ростом $A_{\text{II}'}$, но для ядер с $A_{\text{II}'} > 20$ величина отношения /4/ примерно равна единице. Это означает, что не только в дейтерии, но и во всех легких ядрах вплоть до $A_{\text{II}} \approx 20$ мультикварковые конфигурации

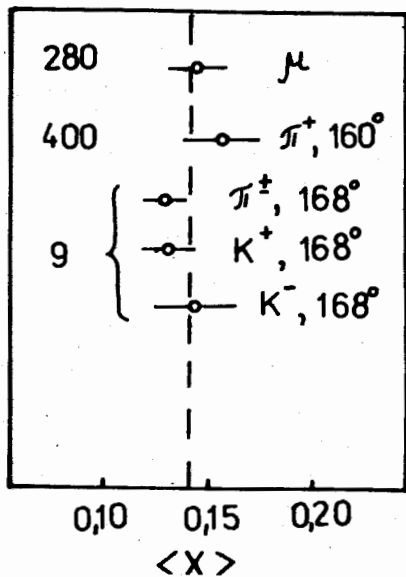


Рис.2. Значения параметра $\langle X \rangle$, полученные при аппроксимации кварк-партонной структурной функции зависимостью /3/.

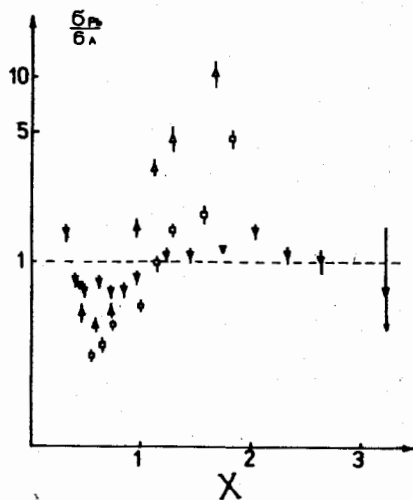


Рис.3. Зависимость от масштабной переменной X отношения /4/ для случая рождения пионов $\Delta - \sigma_{Pb} / \sigma_D$, $\nabla - \sigma_{Pb} / \sigma_{Al}$, $\square - \sigma_{Pb} / \sigma_{He}$ /.

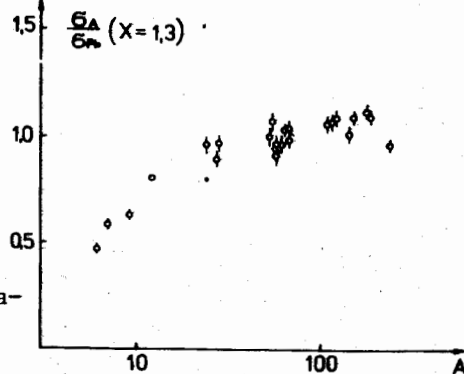


Рис.4. Значения отношения $\sigma_{He} / \sigma_{Pb}$ в зависимости от атомного веса ядра A_{He} , при значении масштабной переменной $X = 1,3$ и $P_1 = 0$.

отличаются друг от друга и сильно - от мультикварковых конфигураций тяжелых ядер.

Таким образом рассмотренные выше закономерности, вытекающие из экспериментальных данных, свидетельствуют о существовании в ядрах мультикварковых состояний, сильно отличающихся по своей структуре от нуклонов. Иначе говоря, эти данные и условие /2/ указывают границы применимости классической модели, в которой в качестве основных квазичастиц ядерной материи принимаются нуклоны, т.е. границы применимости протон-нейтронной модели ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, 1971, №1, с. 35.
2. Baldin A.M. et al. Proc.Rochester Meeting APS/OPF, 1971, No 4, p. 131.
3. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
4. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
5. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Rep., 1981, v. 75, No 4.
6. Балдин А.М. ДАН, 1975, т. 222, с. 1064.
7. Baldin A.M. In: Proc. Conf. on Extreme States in Nuclear States, Dresden, 1980, v.2, p.1.
8. Савин И.А. Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 223.
9. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.
10. Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 1431.
11. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-9528, Дубна, 1976.
12. Baldin A.M. et al. JINR, E2-82-472, Dubna, 1982.
13. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev., 1980, v. 22c, p. 700.
14. Baldin A.M. Proc. of the XIX Int.Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 455.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

| | | |
|---------------|---|-------------|
| | Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/ | 7 р. 40 к. |
| | Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/ | 8 р. 00 к. |
| D11-80-13 | Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979 | 3 р. 50 к. |
| D4-80-271 | Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979. | 3 р. 00 к. |
| D4-80-385 | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980. | 5 р. 00 к. |
| D2-81-543 | Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981 | 2 р. 50 к. |
| D10,11-81-622 | Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980 | 2 р. 50 к. |
| D1,2-81-728 | Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981. | 3 р. 60 к. |
| D17-81-758 | Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981. | 5 р. 40 к. |
| D1,2-82-27 | Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981. | 3 р. 20 к. |
| P18-82-117 | Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981. | 3 р. 80 к. |
| D2-82-568 | Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982. | 1 р. 75 к. |
| D9-82-664 | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982. | 3 р. 30 к. |
| D3,4-82-704 | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982. | 5 р. 00 к. |
| D2,4-83-179 | Труды V Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982. | 4 р. 80 к. |
| | Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/ | 11 р. 40 к. |
| D11-83-511 | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |

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

Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. 1-84-185
О распределении кварков в ядрах

Рассмотрены закономерности, вытекающие из экспериментальных данных по кумулятивному рождению мезонов, которые свидетельствуют о существовании в ядрах мультикварковых состояний, сильно отличающихся по своей структуре от нуклонов. Предлагается условие, выделяющее область, в которой адроны утрачивают роль квазичастиц ядерной материи. Таким образом в работе установлены границы применимости протон-нейтронной модели ядра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Baldin A.M., Panebratsev Yu.A., Stavinsky V.S. 1-84-185
On Quark Distribution in Nuclei

Some regularities which follow from the experimental data on cumulative meson productions are considered. These provide evidence in favor of the existence in nuclei of multiquark states whose structure strongly differs from nucleons. The condition is proposed, defining the region in which hadrons lose the role of quasiparticles of nuclear matter. Thus, the boundaries of applicability of the proton-neutron nuclear model are established.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984