объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-600

Л.П.Каптарь, Б.Л.Резник*, А.И.Титов

МНОГОКВАРКОВЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В КУМУЛЯТИВНЫХ АДРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Дальневосточный государственный университет, Владивосток

1984

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появились новые экспериментальные данные по кумулятивным /глубоконеупругим/ адрон /1/, лептон /2-4/- и фотон-ядерным /5/ реакциям. Эти данные сокращают круг теоретических подходов, развитых для описания основных закономерностей кумулятивных реакций при столкновении адронов с тяжелыми ядрами. Наиболее критичными здесь являются реакции глубоконеупругого мюон-ядерного рассеяния в области $x_Б > 1$ /2/ /$x_Б$ - бьеркеновская масштабная переменная/ и кумулятивное мезонообразование в протон-дейтронных столкновениях /1/. Первые выделены тем, что из-за локальности электромагнитного взаимодействия в их интерпретации отсутствует неоднозначность, связанная с механизмом реакции. При этом в /6-8/ показано, что события с $x_Б > 1$ обусловлены взаимодействием мюона с многокварковой системой - "флуктоном" /9,10/ внутри ядра.

Во втором случае мы имеем дело с простейшей ядерной системой - дейтроном, для которой отсутствует трудность, связанная с вычислением вклада фермиевского движения нуклонов - одного из источников появления высокоэнергетических вторичных частиц. В данной работе проводится детальное исследование кумулятивного мезонообразования в протон-ядерных столкновениях на основе протон-флуктонного механизма реакции с привлечением кварк-партонной модели взаимодействия элементарных частиц. Она является продолжением и развитием первых работ этого направления /11,12/. В частности, здесь проведен учет эффекта релятивизации фермиевского движения нуклонов и показано, что в области больших "кумулятивных чисел" /$x > 1{,}2$/ вклад релятивистского ферми-движения мал. Подробно исследованы реакции с большими и малыми перпендикулярными импульсами кумулятивных частиц - $p_\perp$, приведены сравнения с имеющимися экспериментальными данными и приведены соответствующие предсказательные расчеты. Рассмотрение реакций с малыми $p_\perp$ по духу близко подходу, развитому в недавней работе /13/. Отличие состоит в разном выборе кварковых распределений в многокварковых системах, что приводит к разным вкладам многокварковых компонент в полную волновую функцию ядра. В §1 обсуждается механизм реакции и способ выбора кварковых распределений во флуктонах, в §2 исследуются реакции с малыми $p_\perp$, в §3 - с большими $p_\perp$.

§1. ВЫБОР КВАРКОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Кварк-партонная модель взаимодействия элементарных частиц дает основу для построения механизма рождения любого вида кумулятивных частиц в столкновениях адронов с ядрами. При этом предполагается, что само ядро является поставщиком многокварковых систем - флуктонов /9,10/. Тогда инвариантное сечение процесса $h + A \to c + \ldots$ можно представить следующим образом:

$$\frac{1}{A} E_c \frac{d\sigma^{hA\to c}}{dp_c} = \sum_{k=1} \beta_k^A \sigma_k \,, \qquad /1/$$

где σ_k - инвариантное сечение образования частицы c при столкновении адрона h с флуктоном из k нуклонов /для простоты остальные квантовые числа, характеризующие состояния флуктона, опускаем/; β_k^A - "число флуктонов" в ядре A связано с вероятностью примеси $3k$-кварковой компоненты в ядре P_k^A соотношением $\frac{1}{A}\beta_k^A = \frac{1}{k}P_k^A$, где, например, $P_2^2 \equiv P^D(q^6)$ - есть вероятность шестикварковой компоненты в дейтроне и т.д. Имеющиеся в настоящее время теоретические расчеты P_k^A дают /14-17/: $P_2^2 = /5\text{-}7/ \cdot 10^{-2}$, $P_2^A(A \gg 2) \sim 2P_2^2$, $P_k^A(k > 2)$ быстро убывает с ростом k. Для $P_k^A(k>2)$ будем использовать формулу теории флуктуации /10,18/: $P_k^A = (r_\xi / r_0)^{3(k-1)} / (k-1)!$, где $r_0 = 1{,}2$ фм - средний радиус нуклона в ядре, r_ξ - параметр, имеющий смысл радиуса корреляции, который, вообще говоря, может зависеть от k /10/. Для расчета σ_k в /1/ нужно задать импульсные распределения кварков в многокварковых системах. Будем считать, что импульсные распределения кварков во флуктоне имеют ту же функциональную зависимость, что и соответствующие импульсные распределения в нуклоне, т.е.

$$q_{i/k}(x) = A_i^k(x)\,(1-x)^{\gamma_{i/k}} \,, \qquad /2/$$

где $A_i^k(x)$ определяет поведение $q_{i/k}(x)$ при малых x, а показатель $\gamma_{i/k}$ определяет $q_{i/k}(x)$ при больших x и зависит от кваркового содержания флуктона k и партона i. В настоящее время пока не удается определить функциональную зависимость $\gamma_{i/k}$ от i и k, можно лишь теоретически указать верхнюю и нижнюю границы $\gamma_{i/k}$. Так, правила кваркового счета /14/ предсказывают: $\gamma_{a/b}^{max} = 2(N_b - N_a) - 1$, где $N_{a,b}$-число кварков, составляющих частицы a и b. Например, показатель $\gamma_{q/k}^{max}$ для флуктона с числом валентных кварков $n = 3k$ равен

$$\gamma_{q/k}^{max} = 2n - 3 = \gamma_{q/N} + 6(k-1); \quad \gamma_{q/N} = 3. \qquad /3/$$

Учет предасимптотики приводит к некоторому уменьшению γ /6,7/, которое может быть понято как эффект неполного размораживания всех цветовых степеней свободы во флуктоне. С другой стороны, минимальное значение $\gamma_{i/k}$ (k>2) получается в пределе, когда все $k-1$ нуклонов во флуктоне считаются бесструктурными точечными партонами. В этом случае $q_{i/k}(x)$ может быть найдено как свертка кварковых распределений в нуклоне и нуклонных распределений во флуктоне. Если последние оценить простейшим образом как долю фазового объема, приходящегося на один нуклон [11], то $\gamma_{q/k}$ имеет вид

$$\gamma^{min}_{q/k} = \gamma_{q/N} + 2(k-1). \qquad /4/$$

Однако анализ показал [13], что использование распределений типа "свертки" с простейшим нуклонным распределением является слишком грубым и для его модификации необходимо вводить дополнительные параметры в импульсном распределении нуклонов во флуктоне. Наконец, для определения $q_{i/k}(x)$ можно использовать статистические кварк-партонные модели, например, модель Кути и Вайскопфа [20] и ее модификации [21]. Здесь импульсное распределение кварков определяется интегрированием многочастичного распределения вероятностей по фазовому объему всех остальных партонов с учетом закона сохранения полного импульса и имеет вид /2/ с

$$\gamma_{q/k} = a + \frac{3}{2}(k-1), \qquad /5/$$

где параметр a есть плотность распределения морских кварков и глюонов. Выбирая его простейшим образом:

$$a = \mu(n-\nu)\,; \quad n = 3k, \qquad /6/$$

и задавая

$$\mu = 2\delta^f - 1/2; \quad \nu = 3(2\delta^f - 3/2)/(2\delta^f - 1/2), \qquad /6'/$$

находим, что при $\delta^f = 1$ формула /5/ переходит в формулу кваркового счета /3/, а при $\delta^f < 1$ получаем режим "предасимптотики":

$$\gamma_{q/k} = \gamma_{q/N} + \delta^f \cdot 6(k-1). \qquad /7/$$

Исходя из этого, в дальнейших расчетах мы будем использовать распределение валентных q_v- и морских q_s-кварков:

$$q_{v/k}(x) = \frac{A^k_v}{\sqrt{x}}(1-x)^{\gamma_{v/k}}\,; \quad q_{s/k}(x) = \frac{A^k_s}{x}(1-x)^{\gamma_{s/k}},$$

$$A^k_v = 3k\Gamma(\gamma_{v/k}+3/2)/(\Gamma(1/2)\Gamma(\gamma_{v/k}+1));\ A^k_s = A_s/(\gamma_{s/k}+1), \qquad /8/$$

$$\gamma_{v,s/k} = \gamma_{v,s/N} + \delta^f \cdot 6(k-1).$$

Итак, кумулятивные частицы образуются в результате столкновений кварков адрона h с кварками флуктонов ядра A. В реакцию дают вклад много фундаментальных кварковых диаграмм - "микропроцессов", которые необходимо суммировать, что является довольно сложной задачей. Однако в определенных кинематических областях удается выделить доминирующие подпроцессы. Рассмотрим по порядку две такие области: а/ реакции с малыми поперечными импульсами $p_\perp \sim 0$, б/ реакции с большими $p_\perp \sim \sqrt{s}/2$.

§2. РЕАКЦИИ С МАЛЫМИ $p_\perp$

Для определенности рассмотрим реакцию $pA \to \pi^+/180°/ + \ldots$ В этом случае доминирующим подпроцессом в адрон-флуктонном взаимодействии является фрагментация кварков с последующей рекомбинацией в адрон π^+. Соответствующая диаграмма изображена на рис.1. Сечение σ_k в /1/ имеет вид [22,23]:

$$\sigma_k = \text{const} \int F^k(u_v, x_1; \bar d_s, x_2)\, R^{\pi^+}_{u\bar d}(x_1, x_2; x_k)\, dx_1\, dx_2, \qquad /9/$$

где F^k - двухпартонная функция распределения; $R^c_{a,b}$ - функция рекомбинации партонов a и b в адрон c, $x_k = x/k$, где x - доля импульса, уносимая частицей "c" в pp-столкновении. Выбирая F^k и $R^{\pi^+}_{u\bar d}$ в виде [23]

$$F^k = q_{u_v/k}(x_1)\, q_{\bar d_s/k}(x_2)\,\theta(1-x_1-x_2)\,\beta_{u\bar d}(x_1, x_2), \qquad /10/$$

$$R^{\pi^+}_{u\bar d} = \left(\frac{x_1 x_2}{x}\right)\delta\left(\frac{x_1}{x} + \frac{x_2}{x} - 1\right)\alpha^{\pi^+}_{u\bar d}(x_1, x_2), \qquad /11/$$

где $q_{u_v/k}, q_{\bar d_s/k}$ - распределения валентных u- и морских $\bar d$-кварков во флуктоне, $\alpha^{\pi^+}_{u\bar d}$ и $\beta_{u\bar d}$ - плавные функции x_1, x_2 и, учитывая, что $q_s(x)$ убывает при $x \to 1$ значительно сильнее, чем $q_v(x)$, находим:

$$\sigma_k \simeq c_k(x_k)\, q_{u_v/k}(x_k), \qquad /12/$$

где c(x) - плавная функция, убывает при $x \to 1$ и зависит от деталей механизма "фрагментации-рекомбинации". Таким образом, сечение образования кумулятивных частиц /мезонов/ при $\theta \sim 180°$ по форме близко к импульсному распределению лидирующих валентных кварков во флуктоне. Можно найти связь между сечениями фрагментации флуктона и нуклона:

$$E_c \frac{d\sigma^{pk\to c}}{d\vec p_c} = a_k \cdot E_c \frac{d\sigma^{pN\to c}}{d\vec p_c}(1-x_k)^{6\delta^f(k-1)}, \qquad /13/$$

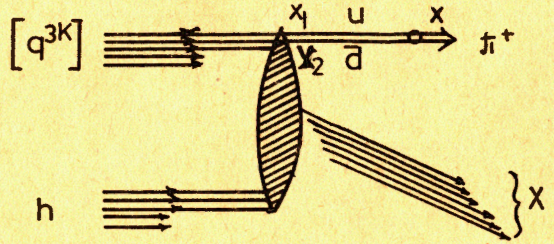

Рис.1. Диаграмма механизма "фрагментации-рекомбинации".

где $a_k = A_v^k / A_v^N$. Формула /13/ является более общей, чем /12/, поскольку она не содержит неопределенностей, связанных с функцией $c(x_k)$ в /12/. Соотношения /1/, /13/ определяют сечение $pA \to \pi^+/180°/$ - реакции

$$E_\pi \frac{d\sigma^{pA\to\pi}}{d\vec{p}_\pi} = \sum_{k=1} a_k \beta_k^A (1 - x/k)^{6\delta^f(k-1)} \left[E_\pi \frac{d\sigma^{pN\to\pi}}{d\vec{p}_\pi} \right]. \qquad /14/$$

Формула /14/ не учитывает фермиевского движения нуклонов и флуктонов в ядре. Если для флуктонов вклад фермиевского движения пренебрежимо мал [10], то для нуклонной компоненты / $k = 1$/ его необходимо учесть. Тогда первое слагаемое в /14/ будет иметь вид [24]:

$$\sigma_1 = \int \rho\left(\frac{x}{\alpha}, \vec{p}_\perp + \frac{\vec{k}_\perp}{\alpha}\right) W_A^N\left(\frac{\alpha}{A}, \vec{k}_\perp\right) d\alpha\, d\vec{k}_\perp, \quad \rho \equiv [E_c d\sigma/d\vec{p}_c]^{pN\to\pi^+}, \qquad /15/$$

где $\alpha = A p_N / p_A$ - доля импульса, переносимая нуклоном в ядре A, умноженная на атомный вес ядра A: $0 \le \alpha \le A$, $W_A^N(y, \vec{k}_\perp)$ - импульсное распределение нуклонов в ядре, нормированное как

$$\int W(y, \vec{k}_\perp)\, dy\, d\vec{k}_\perp = 1. \qquad /16/$$

В принципе, W_A^N может быть вычислено с помощью методов современной ядерной физики.

Реакция с дейтроном

В случае дейтрона W_D^N имеет вид

$$W_D^N(y, \vec{k}_\perp) = q_0 |\psi_D(\vec{q})|^2 / (4y(1-y)), \qquad /17/$$

где переменные q_0 и $\vec{q}$ определены:

$$q_0^2 = q^2 + M^2; \quad q_0^2 = (M^2 + k_\perp^2)/(4y(1-y)); \quad q^2 = q_\parallel^2 + k_\perp^2. \qquad /18/$$

а $\psi_D(\vec{q})$ - волновая функция дейтрона, рассчитанная с реалистическим нуклон-нуклонным потенциалом.

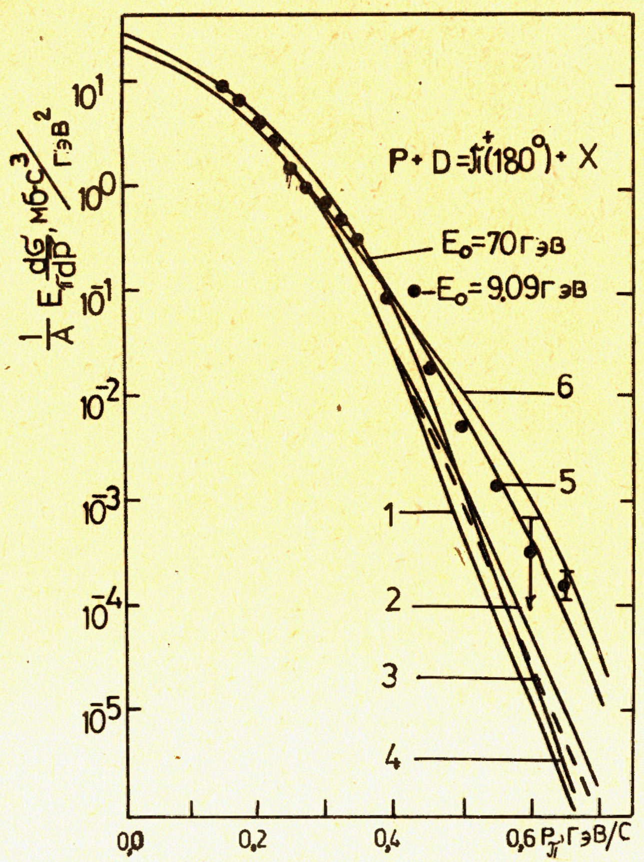

Рис.2. Кумулятивная $pd \to \pi^+(180°)+...$-реакция. Кривые $1 \div 4$ - вклад релятивистского фермиевского движения: 1. $x = x_L$, $x_0 = 1$; 2. $x = x_L$, $x_0 = 0{,}8$; 3. $x = x_L$, $x_0 = 0{,}88$; 4. $x = x_s$, $x_0 = 1$; 5-6 - учет шестикварковых компонент, 5. $E_0 = 9$ ГэВ; 6. $E_0 = 70$ ГэВ.

На рис.2 приведен расчет и сравнение с экспериментом [1] реакции $pd \to \pi^+/180°/$ с учетом лишь фермиевского движения /кривые 1-3/. При этом была использована параметризация сечения $pp \to \pi^+$-реакции в виде [25]:

$$\rho^{p\to\pi^+} = 80{,}2(1-x)^{3{,}4} \exp(-4{,}1 k_\perp). \qquad /19/$$

Сечение $p \to \pi^-$ связано с сечением $p \to \pi^+$ соотношением

$$\rho^{p\to\pi^-} = f(x)\rho^{p\to\pi^+}; \quad \rho^{N\to\pi^+} = 0{,}5\rho^{p\to\pi^+}(1 + f(x)), \qquad /20/$$

где функция $f(x)$ взята из сравнения с экспериментальными данными $f(x) \simeq 0{,}3 e^{-0{,}51x}$. В качестве переменной x была использована световая переменная

$$x = x_L \equiv (E_\pi + p_\pi)/M, \qquad /21/$$

а волновая функция ψ_D рассчитана с парижским потенциалом [26]. Из рисунка видно /кривая 1/, что расхождение между теорией релятивистского фермиевского движения и экспериментом превышает порядок величины при $p_\pi \gtrsim 0{,}45$ ГэВ/с / $x_L \gtrsim 1{,}2$ /, это расхождение не удается устранить, даже если предположить сильное изменение поведения $\rho^{p\to\pi^+}$ при $x > x_0$ /"трехреджеонный предел" [24] /: $\rho^{p\to\pi^+} \sim (1-x)^{1{,}6}$ $(x > x_0)$. Несмотря на то, что такой смены режима не наблюдается до $x_0 = 0{,}88$ [25], в методических целях на рис.2 приведены расчеты при двух значениях x_0: 0,80 и 0,88 - кривые 2 и 3 соответственно. Световая переменная x_L соответствует ультрарелятивистскому пределу $E_0 \gg M$. При начальных энергиях $E_0 \sim 10$ ГэВ необходимо учитывать массовые поправки. Один из способов учета состоит в использовании эффективных переменных, например, переменной

$$x = x_s = (E_\pi + p_\pi - m_\pi^2/2E_0)/(M(1-(E_\pi + M)/E_0)), \qquad /22/$$

которая при $E_0 \gg M$ переходит в x_L. Соответствующий расчет приведен на рис.2 - кривая 4. При этом использовалась параметризация $\rho^{p\to\pi^+} = 75{,}1\,(1-0{,}897\,x_s/(1+0{,}103\,x_s/2))^{3{,}3}\,(1-x_s)^{0{,}2}$, полученная из анализа данных при $p_0 = 8{,}9$ ГэВ/с [1]. Кривая 5 - расчет $pd \to \pi^+ + \ldots$ - реакции с учетом 6q-примеси с вероятностью $P_D(q^6) = 5\cdot 10^{-2}$, а параметр δ^f в /8/ равен $\delta^f = 0{,}58$. Видно, что расчет согласуется с экспериментом. Кривая 6 на рис.2 - предсказательный расчет для $E_0 = 70$ ГэВ.

Реакция с тяжелым ядром

При расчете импульсного распределения нуклонов в тяжелых ядрах W_A^N удобно использовать кластерное разложение, учитывающее в явном виде многонуклонные корреляции в ядре:

$$W_A^N(y, \vec{k}_\perp) = \sum_{k=1} \int \omega_k^N(\beta, \vec{k}_\perp) \cdot \Phi_k^A(\gamma) \cdot \delta(\beta\gamma - y)\, d\gamma\, d\beta, \qquad /22/$$

где ω_k^N - импульсное распределение нуклонов в скоррелированной группе из k-нуклонов, Φ_k^N - импульсное распределение кластеров в ядре - имеет вид δ-образной зависимости, поскольку характерный импульс относительного движения скоррелированных кластеров в ядре много меньше импульсов внутреннего движения нуклонов в кластере $\Phi_k^A(\gamma) \simeq d_k \cdot \delta(\gamma - k/A)$, d_k - вероятность найти скоррелированный кластер k в ядре. Отметим, что такие скоррелированные кластеры следует отличать от обычных, относительно слабо связанных, нуклонных кластеров, например, альфа-частичных кластеров и т.д. Теоретический расчет показывает [27], что импульсное распределение нуклонов в ядре при больших импульсах $k > k_0$, $k_0 \sim 0{,}3$ ГэВ/с по форме совпадает с импульсным распределением нуклонов в дейтроне:

$$W_A^N(k) \simeq d_2 W_D^N(k), \qquad /23/$$

где максимальное значение $d_2 \simeq 3$ достигается для ядер ^4He /для углерода $d_2(^{12}C) \simeq 2{,}3$/. Вклад от трех, четырех и т.д. конфигураций пренебрежимо мал: $d_3 \sim d_4 \sim 0$. Расчет вклада фермиевского движения в реакции $pA \to \pi^+/180°/+\ldots$ с W_A^N из [27] приведен на рис.3 /кривая 1/. Видно, что этот вклад мал. Здесь же показан расчет с учетом 6-, 9- и 12-кварковых конфигураций в тяжелом ядре для разных начальных энергий. Параметр r_ξ в $P_{3,4}^A$ был выбран равным $r_\xi = 0{,}75$ фм, $P_2^A = 10\%$. Параметр δ^f в /8/, так же как и в $pd \to \pi$-реакции, равен $\delta^f = 0{,}58$. Этому значению соответствует кварковое распределение в q^6-системе $q(x) \sim (1/\sqrt{x})(1-x)^7$. Именно такое распределение использовалось в [10] для описания глубоконеупругого μA-рассеяния в кумулятивной области. На рис.4 приведен расчет и сравнение с экспериментом отношения сечений $pA \to \pi-$ и $pd \to \pi$-реакций. Видно согласие теории и эксперимента.

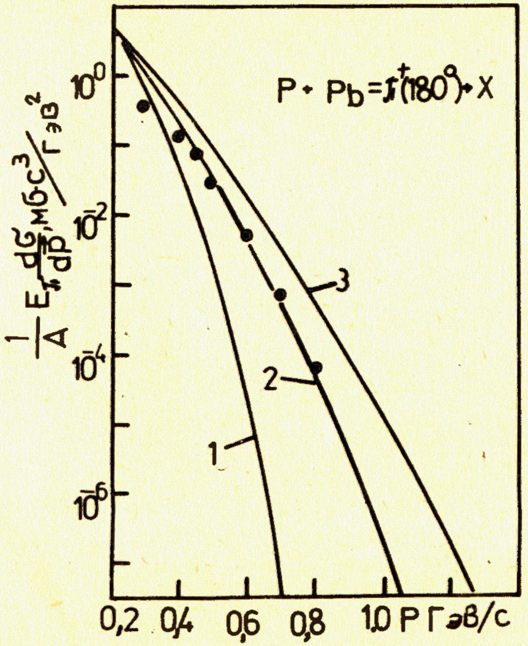

Рис.3. Кумулятивная $p + {}^{208}Pb \to \pi + (180°)$ - реакция. Кривые: 1 - вклад релятивистского ферми-движения; 2-3 - учет 6q-, 9q- и 12q - компонент; 2 - $E_0 = 9$ ГэВ; 3 - $E_0 = 400$ ГэВ.

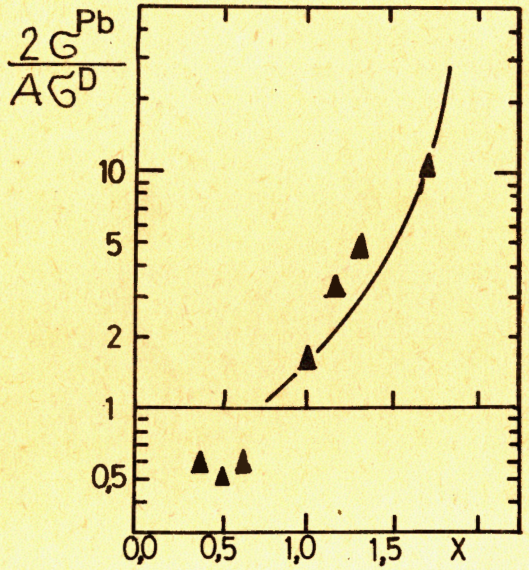

Рис.4. Отношение сечений $pA \to \pi -$ и $pd \to \pi$ -реакций.

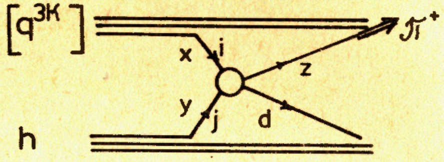

Рис.5. Диаграмма механизма жестких столкновений.

§3. РЕАКЦИИ С БОЛЬШИМИ $p_\perp$

В реакции с большими поперечными импульсами основной вклад дают жесткие столкновения кварков налетающего адрона и флуктона /9-11/, изображенные диаграммой на рис.5. Инвариантное сечение имеет вид

$$E_c \frac{d\sigma^{pk\to c}}{dp_c} = \sum_{ij} \int dx\,dy\,dz\, q_{j/k}(x)\, q_{i/p}(y) \frac{s}{\pi} \frac{d\sigma^{ij}}{dt} \delta(s+t+u) D_{c/c'}(z), \qquad /24/$$

где $\frac{d\sigma^{ij}}{dt}$ - сечение рассеяния $ij \to c'd$ -реакции; s, t, u - мандельштамовские переменные в этой реакции: $D_{c/c'}$ - функция фрагментации партона c' в адрон c; x, y, z - доли импульса, переносимые соответственно частицами j, i и c. Сечение $\frac{d\sigma^{ij}}{dt}$ можно вычислить в квантовой хромодинамике /28/. Для наших целей достаточно использовать автомодельное поведение $\frac{d\sigma^{ij}}{dt}$ при рассеянии на фиксированный угол при больших s, t, u /19/. При этом, не теряя общности, ограничимся случаем $D_{c/c'} = \delta_{c,c'}\, \delta(1-z)$. Переменные s, t, u связаны с переменными s_1, t_1, u_1 в pp-столкновении соотношениями

$$s = kxy s_1, \quad t = y t_1, \quad u = kx u_1. \qquad /25/$$

Выполняя в /24/ стандартные интегрирования с использованием /8/ и /25/, находим

$$E_c \frac{d\sigma}{dP_c} = \sum_{ij} \beta_k^A (1 - x_\perp^k)^{\gamma_{i/N} + \gamma_{j/k} + 1} \Phi_{N,k}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt_1}, \qquad /26/$$

где

$$x_\perp^k = x_\perp (k+1)/2k; \quad x_\perp \simeq -2u_1/s_1 \simeq 2t_1/s_1 \simeq 2p_\perp/\sqrt{s_1},$$

$$\Phi_{N,k}^{ij} = \int_0^1 d\xi\, \phi_{N,k}^{ij}(\xi)\, \xi^{\gamma_{i/N}} (1-\xi)^{\gamma_{j/k}} d\xi,$$

$$\phi_{N,k}^{ij} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{d\sigma^{ij}}{dt} / \frac{d\sigma^{ij}}{dt_1}\right] A_j^k A_i^N (x(\xi) y(\xi))^{-1/2} (x(\xi) - x_\perp/2k)^{\gamma_{i/N}} (1 - x_\perp/2)^{-1-\gamma_{j/k}},$$

$$x(\xi) = x_k + (1 - x_k)\xi; \quad y(\xi) = x(\xi) x_\perp (x(\xi) - x_\perp/2k)^{-1}/2, \qquad /27/$$

$$x_k = x_\perp (1 - x_\perp/2)^{-1}/2.$$

Случай $k = 1$ $(\beta_k^A = 1)$ соответствует реакции нуклон-нуклонного рассеяния:

$$E_c \frac{d\sigma^{pN\to c}}{d\vec{p}_c} = \sum_{ij} (1 - x_\perp)^{\gamma_{i/N} + \gamma_{j/N} + 1} \Phi_{N,N}^{ij} \frac{d\sigma^{ij}}{dt_1}. \qquad /28/$$

С помощью /28/ можно преобразовать /26/ к виду

$$E_c \frac{d\sigma^{pA\to c}}{dp_c} = \sum_{k=1} \beta_k^A (1 - x_\perp^k)^{6\delta^f (k-1)} \left[E_c \frac{d\sigma^{pN\to c}}{dp_c}\right] \bar{a}_k, \qquad /29/$$

где

$$\bar{a}_k \simeq \sum_{ij} \Phi_{N,k}^{ij} / \sum_{ij} \Phi_{N,N}^{ij} \qquad /30/$$

- слабозависящая функция от $x_\perp$ и k. Формулы /14/ и /29/ внешне очень похожи. Однако между ними имеются различия. Так, вместо аргумента $x_k = x/k$ в /14/ в /29/ имеем $x_\perp^k = x\,(k+1)/2k$. Но главное состоит в различии элементарных $pN \to c$ -сечений, которые определяются разными кварковыми подпроцессами. Это различие проявляется, например, в изменении относительного выхода разных кумулятивных частиц с изменением $p_\perp$. Так, отношение выходов кумулятив-

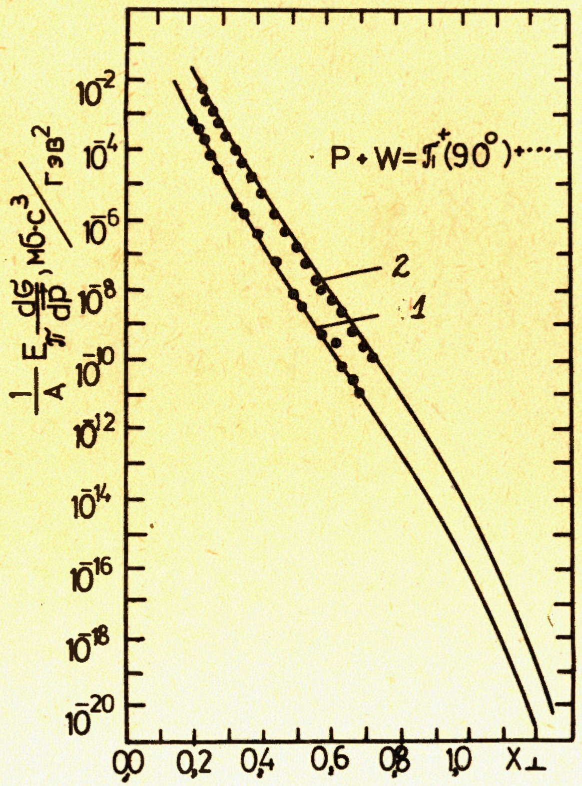

Рис.6. Кумулятивная $pA \to \pi^+/90^\circ$ с.ц.м./+... -реакция.
1- $E_0 = 200$ ГэВ; 2- $E_0 = 400$ ГэВ.

ных протонов и выходов кумулятивных пионов с $p_\perp \simeq 0$, рассчитанное по /14/, дает значение $R^{p/\pi}_A \sim 100$ [/10/]. При больших $p_\perp$ из /29/ следует $R^{p/\pi}_A \sim \sigma^{pN\to p}(x^k_\perp)/\sigma^{pN\to\pi}(x^k_\perp)$, которое, как следует из эксперимента [/25/], близко к единице.

На рис.6 приведен расчет $pA\to\pi^+ +\dots$-реакции при углах вылета пионов $\theta = 90^\circ$ в системе центра масс pp-столкновения. В расчете использована параметризация $E_\pi d\sigma^{pN}/d\vec{p}_\pi \sim p_\perp^{-8,5}(1-x_\perp)^9$. Имеющиеся экспериментальные данные [/29/] ограничены значением $x \sim 0,7$, т.е. находятся в пределах области, кинематически доступной для элементарной $pp\to\pi$-реакции. Здесь вклад многокварковых состояний является лишь небольшой добавкой. В области $x_\perp \geq 1$ этот вклад является определяющим. Приведенный расчет для $x_\perp \geq 1$ носит предсказательный характер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы исследовали основные закономерности кумулятивных $pA \to c+\dots$ -реакций. Релятивизация фермиевского движения нуклонов в ядре не объясняет наблюдаемых закономерностей. Инклюзивные сечения в области фрагментации по форме близки к импульсному распределению кварков в ядре. При увеличении $p_\perp$ происходит смена режима, которая проявляется в изменении формы спектров и относительного выхода различных кумулятивных частиц.

Авторы благодарны В.В.Бурову, С.М.Доркину и В.К.Лукьянову за многочисленные и плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. et al. JINR, E2-82-472, Dubna, 1982.
2. Савин И.А. В кн.: Труды Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 223.
3. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.
4. Bodek A. et al. SLAC PUB-3041, 1983, p. 3089; Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 1431.
5. Гулканян Г.Р. и др. Научное сообщение ЕФИ-643/33/-83, Ереван, 1983, с. 10.
6. Bondarchenko E.A., Efremov A.V. JINR, E2-82-927, Dubna, 1983.
7. Титов А.И. ЯФ, 1983, 38, с. 1582.
8. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. Препринт ИТЭФ-33, М., 1984.
9. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 613.
10. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815.
11. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с. 1208.
12. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн.: Труды Межд. конф. по избранным вопросам структуры ядра. Д-9920, Дубна, 1976, т. 2, с. 432.
13. Efremov A.V., Bondarchenko E.A. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
14. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cimento, 1977, 70, p. 135.
15. Smirnov Yu.E., Tchuvilsky Yu.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1978, 4, p. L1.
16. Дубовик В.М., Обуховский И.Т. ОИЯИ, Р2-80-501, Дубна, 1980.
17. Lukyanov V.K., Titov A.I. In: Proc.Int.Conf.Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980, vol.2, p. 60; Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1984, 316, p. 331.
18. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1295.
19. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cimento, 1973, X, p. 718.
20. Kuti J., Wesskopf V. Phys.Rev., 1971, D4, p. 3418.
21. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980,3, p.919.

22. Das P.R., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, 68B, p. 459.
23. Jakasugi E., Tata Y. Phys.Rev., 1980, D21, p. 1838.
24. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Rep., 1981, 76, p. 215.
25. Brenner A. et al. Phys.Rev., 1982, D26, p. 1497.
26. Lacombe M. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p. 861.
27. Zabolitzky J.G., Ey W. Phys.Lett., 1978, B76, p. 527.
28. Feynman R.P., Field R.D., Fox G.C. Phys.Rev., 1978, D18, p. 3320.
29. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, D11, p. 3105.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1984 года.

Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. Р2-84-600
Многокварковые степени свободы в кумулятивных адрон-ядерных реакциях

Кумулятивные адрон-ядерные реакции рассмотрены на основе кварк-партонной модели взаимодействия элементарных частиц. Исследованы области малых и больших поперечных импульсов вторичных частиц. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и выполнен ряд предсказательных расчетов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kaptari L.P., Reznik B.L., Titov A.I. P2-84-600
Multiquark Freedom Degrees in Cumulative Hadron-Nuclear Reactions

Cumulative hadron-nucleus reactions in the framework of the quark-parton picture of interaction of the incident hadron with the multiquark systems inside the nucleus is discussed. It is shown that the reactions with small and large $p_\perp$ of the cumulative particle are of a different nature, namely, the "fragmentation-recombination" and "hard - scattering"-mechanisms, respectively. Comparison is made with the corresponding experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984