2/IV-84

Объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

1612/84

Р2-83-916

В.А.Бедняков, П.С.Исаев, С.Г.Коваленко

МУЛЬТИПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АДРОНАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на впечатляющие успехи квантовой хромодинамики /КХД/ в объяснении структуры и свойств адронов, ее предсказания содержат пока еще значительный произвол. В частности, для глубоконеупругих процессов КХД устанавливает логарифмический закон Q^2-эволюции структурных функций $F(x,Q^2)$ в виде интегродифференциальных уравнений, начальные условия которых - $F(x,Q_0^2)$ - остаются неизвестными.

Подобные неопределенности отражают самые общие затруднения современной теории поля, проистекающие из-за отсутствия последовательного решения проблемы сильной связи и связанных состояний. Это обусловливает актуальность построения моделей, согласующихся с основными положениями КХД и позволяющих полностью или частично устранить неопределенности в тех или иных предсказаниях теории.

В [1,2] нами предложена статистическая партонная модель с реджевской асимптотикой /СПР/, описывающая кварковые и глюонные распределения в адроне при фиксированном значении $Q^2 = Q_0^2$. За ее основу приняты некоторые положения КХД, статистической механики и реджевской теории. Вычисленные на основе СПР структурные функции $F(x,Q_0^2)$ могут быть использованы в качестве начальных условий для решения упоминавшихся выше эволюционных уравнений. В результате значительно снижается произвол в предсказаниях КХД для структурных функций $F(x,Q^2)$, что позволяет придать им конкретную количественную форму, допускающую сравнение с экспериментом и изучение экспериментального статуса КХД.

В рамках партонной модели структурные функции инклюзивных процессов рассеяния $F(x,Q^2)$ связаны с одночастичными функциями распределения /ФР/ кварков и глюонов в адронах. Это положение надежно подтверждено в КХД [3]. Естественным развитием партонных представлений является рассмотрение мультипартонных функций распределения /МПФР/ и физических процессов, сечения которых с ними связаны. К таковым можно отнести полуинклюзивные процессы, когда в конечном состоянии реакции регистрируются один или несколько адронов, например $p + p \to \pi + X$, $p + p \to p + \pi + x$ и т.д.

К сожалению, прямой переход к традиционному партонному описанию этих процессов проблематичен и в каждом конкретном случае требует своего обоснования. Несмотря на это вероятностный партонный переход к описанию полуинклюзивных процессов получил широкое распространение [4]. На его основе удалось описать значительное количество экспериментальных данных и сделать ряд успешных предсказаний. Между тем в стороне оставались вопросы построения корректных феноменологических схем вычисления МПФР. Эта задача встречается с определенными трудностями, одна из них - инфракрасные расходимости, обусловленные "мягкими" партонами.

В настоящей работе развивается подход к вычислению мультипартонных функций распределения в рамках СПР-модели. Наиболее удобен для этих целей формализм производящих функционалов. В его рамках удается единым образом исключить из МПФР инфракрасные расходимости и учесть комбинаторные факторы, отвечающие тождественным частицам. Полученные результаты сформулированы в виде простых графических правил вычисления любых МПФР. Этому кругу вопросов посвящен раздел 1. Во втором разделе рассмотрены некоторые конкретные примеры.

1. ПРОИЗВОДЯЩИЙ ФУНКЦИОНАЛ И МУЛЬТИПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АДРОНЕ

Изложим основные положения статистической партонной модели с реджевской асимптотикой [1,2] и получим в ее рамках производящий функционал для мультипартонных функций распределения кварков и глюонов в адроне A.

В СПР-модели функции распределения определяются исходя из их поведения в области малых значений импульсных переменных x_i /фракций продольного импульса адрона в IMF/:*

$$f_i(x_1, x_2, \ldots, x_N) = \hat{L}_i(\bar{f}|x_1, x_2, \ldots, x_N), \quad x_k \in [0, 1]. \qquad /1/$$

Здесь $\hat{L}_i$ - система экстраполирующих операторов, $f_i \sim \bar{f}_i$ при $\{x\} \sim 0$. "Затравочные" функции $\bar{f}$ в модели не вычисляются и должны быть заданы априори. Область малых значений x_i обладает рядом выделенных свойств, позволяющих установить вид функций $\bar{f}$. В частности, эта область характеризуется большой множественностью кварков и глюонов, слабыми кинематическими корреляциями между ними. Кроме того, это область реджевского предела $Q^2 = \mathrm{const}$, $\nu \to \infty$ $(x \to 0)$ структурных функций, связанных в IMF с одночастичными распределениями. Реджевский анализ структурных функций приводит к соотношениям

$$\bar{f}^{\,i}_v(x) = a_i(x)\, x^{-\alpha(0)}\,; \quad \bar{f}^{\,i}_s(x) = b_i(x)\, x^{-1}\,; \quad \bar{f}_g(x) = g(x)\, x^{-1}, \qquad /2/$$

где $a_i(0) = a_i$; $b_j(x) = b_{j+f}(x)$; $b_j(0) = b_j$, $j \le f$; $g(0) = g$; a_i, b_j, $g > 0$; $\alpha(0)$ - интерсепт лидирующей несинглетной реджевской траектории. $\bar{f}^{\,i}_v(x)$, $\bar{f}^{\,i}_s(x)$, $\bar{f}_g(x)$ - затравочные одночастичные распределения валентных /анти-/ кварков, морских /анти-/ кварков

* Система отсчета бесконечного импульса адрона $(P \to \infty)$.

i-го типа и глюонов соответственно. Здесь и далее мы принимаем следующую нумерацию типов кварков и антикварков: $i = 1, 2, 3, \ldots, f$; $f + 1, \ldots, 2f \equiv u, d, s, \ldots; \bar{u}, \bar{d}, \bar{s} \ldots$, f - число кварковых ароматов.

Ввиду малости кинематических корреляций при малых x_i "затравочные" многочастичные функции распределения можно записать в виде

$$\bar{f}^{\,N}(x_1, x_2, \ldots, x_N) = \frac{1}{N!} \prod_{i=1}^{N} \bar{f}(x_i). \qquad /3/$$

Прямая экстраполяция соотношений /2/ и /3/ в интервал $0 \le x_i \le 1$ недопустима, так как при этом не учитываются усиление кинематических корреляций и специфические свойства структуры адронов. Более того, прямая экстраполяция математически некорректна.

Построим систему нетривиальных экстраполирующих операторов $\hat{L}_i$, реализующих некоторое частное решение задачи /1/ с учетом требований, накладываемых кварк-глюонной структурой адронов на поведение ФР при $0 < x_i < 1$. Примем за основу стандартную партонную картину, согласно которой в IMF адрон представляется в виде фиксированного набора валентных /анти-/кварков, определяющих его квантовые числа, и моря кварк- антикварковых пар и глюонов. Море является системой с нефиксированным числом степеней свободы и обладает квантовыми числами вакуума.

Построим дифференциальную вероятность N-частичной конфигурации кварков и глюонов с определенными значениями импульсных переменных x_i в адроне A:

$$dP^A_N(x^v, x^s, x^g) \equiv dP^A_N(x^{v1}_1, \ldots, x^{v1}_{r_1}, x^{v2}_1, \ldots, x^{v2}_{r_2}, \ldots$$

$$\ldots, x^{s1}_1, \ldots, x^{s1}_{p_1}, \ldots, x^{si}_1, \ldots, x^{si}_{p_i}, \ldots, x^g_1, \ldots, x^g_L) =$$

$$= \prod_{i=1}^{2f} \Big[\Big(\frac{1}{r_i!} \prod_{j=1}^{r_i} \bar{f}^{\,i}_v(x^{vi}_j)\, dx^{vi}_j\Big)\Big(\frac{1}{p_i!} \prod_{j=1}^{p_i} \bar{f}^{\,i}_s(x^{si}_j)\, dx^{si}_j\Big)\Big] \times \qquad /4/$$

$$\times \prod_{i=1}^{f} \delta_{p_i, p_{i+f}} \Big(\frac{1}{L!} \prod_{j=1}^{L} \bar{f}_g(x^g_j)\, dx^g_j\Big) \times$$

$$\times\, \delta\Big(1 - \sum_{i=1}^{2f}\Big(\sum_{j=1}^{r_i} x^{vi}_j + \sum_{j=1}^{p_i} x^{si}_j\Big) - \sum_{j=1}^{L} x^g_j\Big).$$

Здесь индекс A - последовательность чисел, характеризующая адрон A:

$$A = (r_1, r_2, \ldots, r_f, \ldots, r_{2f}), \qquad /5/$$

r_i - количество валентных /анти-/кварков i-го типа в заданном адроне A /например для протона $A = /2, 1, 0 \ldots 0//$, p_i и L - количество морских /анти-/кварков i-го типа и глюонов в выделенной N-частичной конфигурации. Причем

$$\sum_{i=1}^{2f}(r_i+p_i) + L = N. \qquad /6/$$

Произведение символов Кронеккера $\delta_{p_i, p_{i+f}}$ отражает тот факт, что морские кварки и антикварки i-го аромата /в принятой нумерации кварки типа i и $i+f$ / образуются парами. Полная дифференциальная вероятность, учитывающая все допустимые конфигурации в адроне A, определяется равенством

$$dP^A(x^v, x^s, x^g) = \sum_N dP_N^A(x^v, x^s, x^g), \qquad /7/$$

где суммирование проводится по всем индексам $p_1, ..., p_i, ... L$, каждый из которых меняется от 0 до ∞. Нормированные многочастичные распределения могут быть представлены в виде средних величин:

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\}, \{y^s\}, \{y^g\}) = \frac{\int \phi_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\})\, dP^A(x^v, x^s, x^g)}{\int dP^A(x^v, x^s, x^g)}. \qquad /8/$$

Индексы m, k - последовательности чисел

$$m = (m_1, ..., m_f, ..., m_{2f}), \quad k = (k_1, ..., k_f, ..., k_{2f}), \qquad /9/$$

определяющих количество переменных, заключенных в фигурные скобки:

$$\{y^v\} = (y_1^{v1}, y_2^{v1}, ..., y_{m_1}^{v1}, ..., y_1^{vi}, ..., y_{m_i}^{vi}, ...),$$

$$\{y^s\} = (y_1^{s1}, y_2^{s1}, ..., y_{k_1}^{s1}, ..., y_1^{si}, ..., y_{k_i}^{si}, ...).$$

Индекс ℓ определяет количество глюонных переменных: $\{y^g\} = (y_1^g, y_2^g, ..., y_\ell^g)$. Подынтегральная функция имеет вид

$$\phi_{m,k,\ell}(\{y^v\}, \{y^s\}, \{y^g\}, x^v, x^s, x^g) = \prod_{i=1}^{2f}\Big[\Big(\sum_{j_1<j_2<...<j_{m_i}\le r_i}\ \prod_{n=1}^{m_i}\delta(y_n^{vi} - x_{j_n}^{vi}\Big) \times$$

$$\times \Big(\sum_{j_1<j_2<...j_{k_i}\le p_i}\ \prod_{n=1}^{k_i}\delta(y_n^{si} - x_{j_n}^{si})\Big)\Big]\Big(\sum_{j_1<j_2<...<j_\ell\le L}\ \prod_{n=1}^{\ell}\delta(y_n^g - x_{j_n}^g)\Big). \qquad /10/$$

Операция интегрирования в формуле /8/, в соответствии с определением /7/, понимается как сумма интегралов по переменным x_j^{vi}, x_j^{si}, x_j^g кратности от $\sum_i^{2f} r_i$ до ∞. Более рациональный "рецепт" вычисления многочастичных распределений формулируется с помощью производящего функционала $Z[\bar f]$:

$$Z[\bar f] = \int dP(x^v, x^s, x^g), \qquad /11/$$

зависящего от "затравочных" одночастичных распределений $\bar f^i$. Используя /8/, получаем соотношение

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\}, \{y^s\}, \{y^g\}) = \frac{\tilde f_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\})}{Z[\bar f]} \times$$

$$\times \frac{\delta^N Z[\bar f]}{\delta^m\{\bar f_v(y^v)\}\delta^k\{\bar f_s(y^s)\}\delta^\ell\{\bar f_g(y^g)\}}. \qquad /12/$$

Здесь

$$\tilde f_{m,k,\ell}(\{y^v\}, \{y^s\}, \{y^g\}) = \prod_{i=1}^{2f}\Big[\frac{1}{m_i!}\prod_{t=1}^{m_i}\bar f_v^i(y_t^{vi})\frac{1}{k_i!}\prod_{p=1}^{k_i}\bar f_s^i(y_p^{si})\Big]\frac{1}{\ell!}\prod_{q=1}^{\ell}\bar f_g(y_q^g) - \qquad /13/$$

затравочные многочастичные распределения /см. /3//. Многократные производные по функциональным аргументам понимаются в смысле

$$\delta^m\{\bar f_v(y^v)\} = \delta\bar f_v^1(y_1^{v1})...\delta\bar f_v^1(y_{m_1}^{v1})...\delta\bar f_v^i(y_1^{vi})...\delta\bar f_v^i(y_{m_i}^{vi}) \times$$

$$\times ...\delta\bar f_v^{2f}(y_1^{v2f})...\delta f_v^{2f}(y_{m_{2f}}^{v2f}). \qquad /14/$$

Аналогично определяются $\delta^k\{\bar f_s(y^s)\}$, $\delta^\ell\{\bar f_g(y^g)\}$.

Соотношения /12/ носят пока формальный характер, так как функционал $Z[\bar f]$ содержит инфракрасные расходимости, обусловленные наличием неинтегрируемых особенностей при $x = 0$ в спектре морских кварков и глюонов /см. /2//. Покажем, что в силу условий нормировки для функций распределения эти расходимости устраняются. Приведем функционал $Z[\bar f]$ к компактному виду. Для этого расширим область интегрирования по переменным x_j^{ki}, заменяя $\int_0^1$ на $\int_0^\infty$. Наличие δ- функции закона сохранения импульса в определении функционала $Z[\bar f]$ /см. /4/, /7/, /11// гарантирует его неизменность при таком преобразовании.

Представляя δ-функцию интегралом Фурье

$$\delta(1-\sum_{ijk} x_j^{ki}) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp\{i\xi(1-\sum_{ijk} x_j^{ki})\}, \qquad /15/$$

разделим x-интегрирования в формуле /11/ на независимые и выполним все суммирования /см. /7//. В результате указанных преобразований приходим к формуле

$$Z^A[\bar f] = c\int_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, e^{i\xi} \prod_{i=1}^{2f} [\frac{1}{r_i!} V_i^{r_i}(\xi)] \times$$
$$\times \prod_{k=1}^{f} J_0\,(2i\sqrt{\bar S_k(\xi)\,\bar S_{k+f}(\xi)})\exp\{\bar G(\xi)\}. \qquad /16/$$

Здесь J_0 - функция Бесселя нулевого порядка,

$$V_i(\xi) = \int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, \bar f_v^{\,i}(t), \qquad /17/$$

$$\bar S_i(\xi) = \int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, \bar f_s^{\,i}(t), \qquad /18/$$

$$\bar G(\xi) = \int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, \bar f_g(t). \qquad /19/$$

Два последних интеграла в силу соотношений /2/ логарифмически расходятся на нижнем пределе.

Выделяя расходимости в явном виде, запишем

$$\bar S_j^R(\xi) = \int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, (\bar f_s^{\,j}(t) - \frac{b_j}{t}) +$$
$$+ b_j\int_0^\infty \frac{dt}{t}(e^{-i(\xi-i0)t} - e^{-it\Lambda}) = S_j(\xi) + b_j \ln\frac{\Lambda}{\xi - i0}, \qquad /20/$$

$$\bar G^R(\xi) = \int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, (\bar f_g(t) - \frac{g}{t}) +$$
$$+ g\ln\frac{\Lambda}{\xi-i0} = G(\xi) + g\ln\frac{\Lambda}{\xi - i0}. \qquad /21/$$

Произведя в /16/ замены $\bar S_i \to \bar S_i^R$ и $\bar G \to \bar G^R$, получим регуляризованный производящий функционал $Z_R^A[\bar f]$. После этого формальные соотношения /12/ понимаются в предельном смысле:

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) = \tilde f_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) \times$$
$$\times \lim_{\Lambda\to\infty} \frac{1}{Z_R^A[\bar f]}\, \frac{\delta^N Z_R^A[\bar f]}{\delta^m\{\bar f_v(y^v)\}\delta^k\{\bar f_s(y^s)\}\delta^\ell\{\bar f_g(y^g)\}}. \qquad /22/$$

Нетрудно показать, что правая часть этой формулы имеет конечный предел. В результате приходим к следующим выражениям для конечных нормированных МПФР:

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) = \tilde f_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) \times$$
$$\times \frac{1}{W_A[\bar f|1]}\, \frac{\delta^N W_A[\bar f|1]}{\delta^m\{\bar f_v(y^v)\}\delta^k\{\bar f_s(y^s)\}\delta^\ell\{\bar f_g(y^g)\}}. \qquad /23/$$

Конечный производящий функционал имеет вид

$$W_A[\bar f|a] = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, e^{i\xi a} \prod_{i=1}^{2f}(\frac{1}{r_i!}V_i^{r_i}(\xi)) \times$$
$$\times \exp\{G(\xi) + 2\sum_{i=1}^{f} S_i(\xi)\}(\xi - i0)^{-g-b}\theta(a), \qquad /24/$$

где $b = 2\sum_{i=1}^{f} b_i$.

Зависимость W от численного аргумента a введена для удобства дальнейших вычислений. Явно выделенный ступенчатый $\theta(a)$-фактор подчеркивает важное свойство функционала W - обращение в 0 при $a<0$. Для установления этого свойства заметим, что функции $V_i(\xi)$, $S_i(\xi)$, $G(\xi)$ - изображения Лапласа функций $\bar f_v^{\,i}(x)$, $\bar f_s^{\,i}(x)$, $\bar f_g^{\,i}(x)$ соответственно /см. /17/-/19//. Стандартным параметром преобразования служит в данном случае $p = i\xi$. На основании известной теоремы операционного исчисления об аналитичности изображения Лапласа можно утверждать, что функции $V_i(\xi)$, $S_i(\xi)$ и $G(\xi)$ аналитичны в нижней полуплоскости комплексной переменной ξ.

Таким образом, все особые точки подынтегральной функции в /24/ расположены в верхней полуплоскости ξ и ненулевой результат внешнего ξ-интегрирования можно получить, замыкая контур интегрирования только в этой полуплоскости, то есть при $a>0$. Используя /24/, можно значительно упростить /23/, выполняя явно все функциональные дифференцирования:

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) = \tilde f_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) \times$$
$$\times \frac{W_{A-m}[\bar f|1-Y]}{W_A[\bar f|1]}, \qquad /25/$$

где

$$Y = \sum_{i=1}^{2f}(\sum_{t=1}^{m_i} y_t^{vi} + \sum_{j=1}^{k_i} y_j^{si}) + \sum_{j=1}^{\ell} y_j^g.$$

Индекс $A-m$ определяется аналогично /5/ и /9/, то есть

$$A-m = (r_1 - m_1, \ldots, r_i - m_i, \ldots, r_{2f} - m_{2f}). \qquad /26/$$

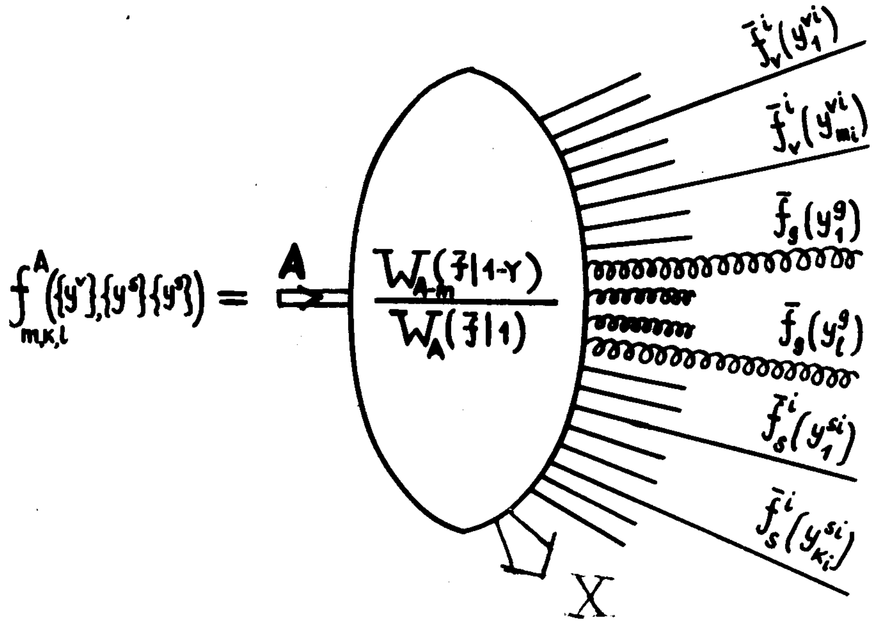

Рис.1. Графическое представление мультипартонной функции распределения в адроне A.

На рис.1 дано графическое представление N-частичной функции распределения. Сравнив формулу /25/ с рисунком, получаем простой "рецепт" расчета таких функций:

а/ каждой кварковой или глюонной линии сопоставляется "затравочное" распределение $\bar f^{\,i}_v, \bar f^{\,i}_s$ или $\bar f_g$;

б/ группам из m_i-линий тождественных частиц - фактор $1/m_i!$;

в/ вершине, где сходятся линии всех частиц, - корреляционный фактор $W_{A-m}[\bar f|1-Y]/W_A[\bar f|1]$, зависящий от импульсных переменных y^k_i всех кварковых и глюонных линий; индекс A определяется адроном A; A-m - типом адрона и числом внешних линий валентных кварков различных типов /см. /24//;

г/ перемножение перечисленных в пунктах "а-в" факторов дает соответствующую многочастичную функцию распределения.

Отметим, что полученная указанным способом функция распределения суммирует все возможные способы реализации регистрируемой конфигурации кварков и глюонов при фрагментации адрона A.

2. КОНКРЕТНЫЕ ПРИМЕРЫ МУЛЬТИПАРТОННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Рассчитаем МПФР для двух частных случаев, используя полученные выше общие формулы. В качестве одночастичных "затравочных" распределений выберем следующие:

$$1.\quad \bar f^{\,i}_v(x) = a_i x^{-\alpha(0)},\qquad \bar f^{\,i}_s(x) = b_i x^{-1},\qquad \bar f_g(x) = g x^{-1}. \qquad /27/$$

$$2.\quad \bar f^{\,i}_v(x) = a_i x^{-\alpha(0)},\qquad \bar f^{\,i}_s(x) = b_i x^{-1},\qquad \bar f_g(x) = g e^{-\beta x} x^{-1}. \qquad /28/$$

По существу, это означает, что в реджевской области мы ограничиваемся вкладом померона и лидирующей несинглетной траекторией с интерсептом $\alpha(0)$.

Первый набор "затравочных" ФР обычно связывается с моделью Кути-Вайскопфа, второй был использован в [1, 2] для расчета одночастичных распределений в протоне. Получим сначала МПФР для второго набора затравочных ФР /28/. Подставляя в формулу /24/ выражения /28/, получаем

$$W_A[\bar f|z] = \Big(\prod_{i=1}^{2f}\frac{a_i^{r_i}}{r_i!}\Big)\int_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, e^{i\xi z}(\xi - i0)^{-b-g}\times$$
$$\times\Big(\int_0^\infty dt\, e^{-i(\xi-i0)t}\, t^{-\alpha(0)}\Big)^{P_A}\times \qquad /29/$$
$$\times\exp\Big\{g\int_0^\infty\frac{dt}{t}\big(e^{-i(\xi-i\beta)t} - e^{-i(\xi-i0)t}\big)\Big\}\theta(z),$$

где

$$P_A = \sum_{i=1}^{2f} r_i,\quad b = 2\sum_{i=1}^{f} b_i. \qquad /30/$$

После интегрирования имеем

$$W_A[\bar f|z] = \Big(\prod_{i=1}^{2f}\frac{a_i^{r_i}}{r_i!}\Big)\frac{[\Gamma(1-\alpha(0))]^{P_A}\, z^{\,b+g+P_A(1-\alpha(0))-1}}{\Gamma(P_A(1-\alpha(0))+b+g)\Gamma(g)}\times \qquad /31/$$
$$\times\,\Phi(g,\ b+g+P_A(1-\alpha(0));\ -\beta z).$$

Здесь $\Phi(\alpha, \beta; z)$ - вырожденная гипергеометрическая функция. Зная $W_A[\bar f|z]$, находим вершинный фактор W_{A-m}/W_A; используя далее правила вычисления $f_{m,k,\ell}$, сформулированные выше, окончательно получим

$$f^A_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) = \frac{g^\ell\,\Gamma(r_A+1)[\Gamma(1-\alpha(0))]^{-M}}{\Gamma(r_A+1-M(1-\alpha(0)))}\times$$
$$\times\prod_{i=1}^{2f}\Big(b_i^{k_i}\, C^{m_i}_{r_i}\prod_{n=1}^{m_i}(y^{vi}_n)^{-\alpha(0)}\,\frac{1}{k_i!}\prod_{n=1}^{k_i}(y^{si}_n)^{-1}\Big)\times$$
$$\times\frac{1}{\ell!}\prod_{n=1}^{\ell}\big(e^{-\beta y^g_n}(y^g_n)^{-1}\big)(1-Y)^{r_A-M(1-\alpha(0))}\times$$

$$\times \frac{\Phi(g, r_A+1-M(1-\alpha(0)); -\beta(1-Y))}{\Phi(g, r_A+1; -\beta)}\,\theta(1-Y). \qquad /32/$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$M = \sum_{i=1}^{2f} m_i\ ; \quad r_A = P_A(1-\alpha(0)) + b + g - 1\ , \qquad /33/$$
$$Y = \sum_{i=1}^{2f}\Big(\sum_{n=1}^{m_i} y_n^{vi} + \sum_{n=1}^{k_i} y_n^{si}\Big) + \sum_{n=1}^{\ell} y_n^{g}\ .$$

Выражения /32/ и /33/ дают вид МПФР для "затравочных" функций /28/. МПФР для "затравочных" функций $\bar{f}$ в виде /27/ получаем, полагая в /32/ $\beta = 0$, то есть

$$f^{A}_{m,k,\ell}(\{y^v\},\{y^s\},\{y^g\}) = \frac{g^{\ell}\Gamma(r_A+1)[\Gamma(1-\alpha(0))]^{-M}}{\Gamma(r_A+1-M(1-\alpha(0)))} \times$$
$$\times \prod_{i=1}^{2f}\Big(C^{m_i}_{r_i}\prod_{n=1}^{m_i}(y_n^{vi})^{-\alpha(0)}\,\frac{b_i^{k_i}}{k_i\,!}\prod_{n=1}^{k_i}(y_n^{si})^{-1}\Big)\frac{1}{\ell!}\prod_{n=1}^{\ell}(y_n^{g})^{-1} \times \qquad /34/$$
$$\times\ (1-Y)^{r_A+1-M(1-\alpha(0))}\,\theta(1-Y)\ .$$

В целях большей наглядности приведем выражение для 3-частичной МПФР в протоне, графически представленной на рис.2. В данном случае имеем

$$A = P = /2,1,0,\ldots/;\quad m = /1,0,0\ldots/,\quad k = /1,0,0\ldots/;\ \ell = 1,$$

$$P_P = 3,\quad M = 1,\quad r_P = 3(1-\alpha(0)) + b + g - 1\ .$$

Подставляя эти значения в формулу /32/, получим

$$f_{1,1,1}(y_1^v, y_1^s, y_1^g) = 2b_1 g(y_1^v)^{-\alpha(0)}(y_1^s)^{-1}(y_1^g)^{-1}\ e^{-\beta y_1^g} \times$$
$$\times \frac{(1-y^v-y^s-y^g)^{r_p-(1-\alpha(0))}}{B(1-\alpha(0), r_p+1-(1-\alpha(0)))}\ \frac{\Phi(g, r_p+1-(1-\alpha(0)); -\beta(1-y_1^v-y_1^s-y_1^g))}{\Phi(g, r_p+1; -\beta)}\ .$$

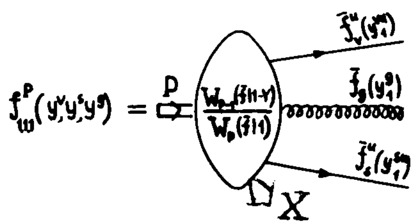

Рис.2. Трехчастичная мультипартонная функция распределения в протоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развит подход к вычислению мультипартонных распределений кварков и глюонов в адронах в рамках статистической партонной модели с реджевской асимптотикой. Мы сформулировали простой графический "рецепт" вычисления произвольных мультипартонных функций распределений в любом адроне /нуклоне, мезоне, кварковом мешке, кластере и т.д./. Эти результаты дают основу для феноменологического описания дальнодействующих корреляций между кварками и глюонами. Они могут быть использованы для решения различных вопросов адронной феноменологии при высоких энергиях, например для расчета инклюзивных спектров рождения очарованных частиц и сечений образования быстрых мезонов в адрон-адронных взаимодействиях.

Авторы выражают признательность С.А.Бунятову за интерес к работе, А.В.Радюшкину и Ю.П.Иванову за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980, 3, p. 919.
2. Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 36, с. 745.
3. Politzer H.D. Phys.Rep., 1974, C14, p. 129;
Amati D., Petronsio R., Veneziano G. Nucl.Phys., 1978, B140, p. 54; B146, p. 29;
Ефремов А.В., Радюшкин А.В. ТМФ, 1980, 44, с. 17, 157, 327;
Гаейер Б., Робашик Д., Вицорек Э. ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 132;
Радюшкин А.В. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 58.
4. Duke D.W., Taylor F.E. Phys.Rev., 1979, D19, p. 1398;
DeGrand T.A. Phys.Rev., 1978, D17, p. 1788;
Hwa R.C. Phys.Rev., 1980, D22, p. 1593;
Takasugi E. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p. 211;
Takasugi E., Tata X. Phys.Rev., 1982, D26, p. 120;
Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. ЯФ, 1981, 33, с. 832;
Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В. Препринт ИФВЭ, 82-126, Серпухов, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1983 года.

WILL YOU FILL BLANK SPACES IN YOUR LIBRARY?

You can receive by post the books listed below. Prices - in US $, including the packing and registered postage

D4-80-385	The Proceedings of the International School on Nuclear Structure. Alushta, 1980.	10.00
	Proceedings of the VII All-Union Conference on Charged Particle Accelerators. Dubna, 1980. 2 volumes.	25.00
D4-80-572	N.N.Kolesnikov et al. "The Energies and Half-Lives for the α - and β-Decays of Transfermium Elements"	10.00
D2-81-543	Proceedings of the VI International Conference on the Problems of Quantum Field Theory. Alushta, 1981	9.50
D10,11-81-622	Proceedings of the International Meeting on Problems of Mathematical Simulation in Nuclear Physics Researches. Dubna, 1980	9.00
D1,2-81-728	Proceedings of the VI International Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, 1981.	9.50
D17-81-758	Proceedings of the II International Symposium on Selected Problems in Statistical Mechanics. Dubna, 1981.	15.50
D1,2-82-27	Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena in High Energy Physics. Dubna, 1981.	9.00
D2-82-568	Proceedings of the Meeting on Investigations in the Field of Relativistic Nuclear Physics. Dubna, 1982	7.50
D9-82-664	Proceedings of the Symposium on the Problems of Collective Methods of Acceleration. Dubna, 1982	9.20
D3,4-82-704	Proceedings of the IV International School on Neutron Physics. Dubna, 1982	12.00
D2,4-83-179	Proceedings of the XV International School on High-Energy Physics for Young Scientists. Dubna, 1982	10.00
	Proceedings of the VIII All-Union Conference on Charged Particle Accelerators. Protvino, 1982. 2 volumes.	25.00
D11-83-511	Proceedings of the Conference on Systems and Techniques of Analitical Computing and Their Applications in Theoretical Physics. Dubna,1982.	9.50
D7-83-644	Proceedings of the International School-Seminar on Heavy Ion Physics. Alushta, 1983.	11.30
D2,13-83-689	Proceedings of the Workshop on Radiation Problems and Gravitational Wave Detection. Dubna, 1983.	6.00

Orders for the above-mentioned books can be sent at the address:
Publishing Department, JINR
Head Post Office, P.O.Box 79 101000 Moscow, USSR

Бедняков В.А., Исаев П.С., Коваленко С.Г. P2-83-916
Мультипартонные распределения в адронах

В рамках статистической партонной модели развит подход к вычислению мультипартонных распределений в адронах, определяющих вероятность фрагментации адрона в заданную конфигурацию кварков и глюонов. Дан простой графический способ вычисления этих функций. Полученные результаты могут быть использованы для решения различных вопросов адронной феноменологии при высоких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bednyakov V.A. et al. P2-83-916
Multiparton Distributions in Hadrons

An approach to the calculation of multiparton distributions in hadrons determining probability of hadron fragmentation into a given configuration of quarks and gluons is developed on the basis of the statistic parton model. A simple graphic method is given for the calculation of these functions. The obtained results can be of use in various aspects of the hadron phenomenology at high energies, JINR.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов