

## РОЛЬ ЖЕСТКИХ И МЯГКИХ КВАРК-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ $A$ -ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДОВ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ $p_t$ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ЯДРАМИ

С.А.Волошин, Ю.П.Никитин

Показано, что в формировании  $A$ -зависимости выходов адронов с большими  $p_t$  основную роль играют процессы однократного жесткого и нескольких мягких соударений кварка налетающего адрона с нуклонами ядра.

1. Экспериментально измеренные инклюзивные дифференциальные сечения процессов образования адронов с большими поперечными импульсами в адрон-ядерных взаимодействиях представляются обычно в виде<sup>1,2</sup>:

$$\frac{Ed^3\sigma_A}{d^3p} = A^{a(p_t)} \frac{Ed^3\sigma_N}{d^3p}, \quad (1)$$

где параметр  $a(p_t)$  растет от  $a(0) \cong 2/3$  до  $a(p_t) \cong 1,1 \div 1,4$  при  $p_t = 3 \div 5$  ГэВ, а затем убывает. Возможные причины такого поведения неоднократно обсуждались в теоретических работах (см., например, <sup>3,4</sup>). В большинстве работ наблюдаемое поведение объяснялось жесткими перерасеяниями кварка, входящего в состав первичного адрона (или само-го налетающего адрона) на нуклонах ядра с последующей фрагментацией в наблюдаемый адрон с большим  $p_t$ . При этом дифференциальное сечение взаимодействия кварка с нуклоном  $d^2\sigma_N/d^2p_t$  предполагается известным из данных об адрон-нуклонных взаимодействиях.

Ниже аргументируется, что основную роль в формировании наблюдаемого поведения  $a(p_t)$  играют процессы, в которых результирующие рассеяние кварка на большой угол осуществляется за счет одного жесткого соударения с нуклоном ядра в нескольких относительно мягких. Основанием для такого утверждения являются следующие наблюдения: при степенном падении дифференциального сечения  $d^2\sigma_N/d^2p_t \sim 1/(p_t^2)^n$  кварк приобретает большой поперечный импульс в результате двух взаимодействий, в основном, испытывает одно жесткое и одно мягкое соударение, а не два жестких (с переданным импульсом в каждом  $q_t \approx p_t/2$ ) так как вероятность последнего пропорциональна  $(p_t^2)^{-2n-1}$ .

2. Представим дифференциальное сечение  $d^2\sigma_A/d^2p_t$  в виде некогерентной суммы слагаемых, соответствующих различным кратностям соударений налетающего кварка с внутриядерными нуклонами. (Когерентные взаимодействия существенны в области очень малых  $p_t$  и здесь не рассматриваются, см.<sup>4</sup>).

$$\frac{d^2\sigma_A}{d^2p_t} = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{(n)} \frac{d^2w^{(n)}}{d^2p_t}, \quad (2)$$

где  $d^2w^{(n)}/d^2p_t$  – распределение по поперечным импульсам кварка, испытавшего  $n$  соударений ( $\int (d^2w^{(n)}/d^2p_t) d^2p_t = 1$ ).  $\sigma^{(n)}$  – сечение  $n$ -кратного взаимодействия налетающего кварка с внутриядерными нуклонами, которое в оптической модели равно:

$$\sigma^{(n)} = \int d^2b [T\sigma]^n / n! \exp[-T\sigma],$$

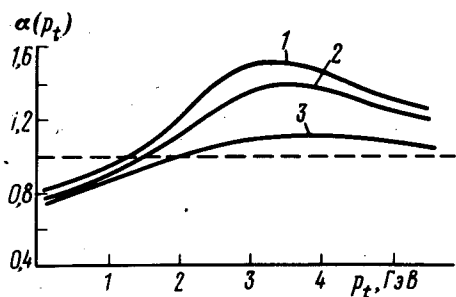
1) Совершенно иная картина, если  $d^2\sigma_N/d^2p_t \sim \exp(-p_t^2/p_0^2)$ . В этом случае наиболее вероятен процесс, когда в каждом из двух взаимодействий приобретает поперечный импульс  $q_t \cong p_t/2$ .

где  $T = \int \rho(b, z) dz$ ,  $\rho(b, z)$  – плотность нуклонов в ядре;  $\sigma$  – полное сечение взаимодействия кварка с нуклоном. Ряд (2) легко суммируется<sup>4</sup>. Введем обозначение  $w^{(n)}(c) = \int \exp(-i \mathbf{p}_t \cdot \mathbf{c}) (d^2 w^{(n)} / d^2 p_t) d^2 p_t$ . Тогда  $w^{(n)}(c) = [w^{(1)}(c)]^n \equiv [w(c)]^n$  и формулу (2) можно представить в виде:

$$\frac{d^2 \sigma_A}{d^2 \tilde{p}_t} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 c e^{-i \mathbf{p}_t \cdot \mathbf{c}} \int d^2 b e^{-T\sigma} [e^{T\sigma w(c)} - 1]. \quad (3)$$

В дальнейшем нас будет интересовать отношение

$$R(p_t) = A^{\alpha(p_t) - 1} = (d^2 \sigma_A / d^2 p_t) : (A d^2 \sigma_N / d^2 p_t). \quad (4)$$



Поведение параметра  $\alpha(p_t)$  для ядер  $A=64$  (кривая 1) и  $A=216$  (кривая 2).  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$  вычисляется по формуле (5). Кривая 3 – расчеты  $\alpha(p_t)$  для  $A=64$  и чисто степенного поведения  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$

3. Рассмотрим различные режимы поведения  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$ . а) Пусть  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$  имеет гауссовский вид. Тогда  $d^2 w^{(n)} / d^2 p_t = (\pi n p_0^2)^{-1} \exp(-p_t^2 / p_0^2)$ . Из формул (1) и (4) видно, что в этом случае  $R(p_t)$  экспоненциально растет с ростом  $p_t^2$ . Соответственно,  $\alpha(p_t) \sim p_t^2$  при  $p_t^2 \gg p_0^2$ . б) Исследуем степенную зависимость  $(d^2 w^{(1)} / d^2 p_t) = (a^2)^{k-1} \pi^{-1} (k-1)^{-1} (p_t^2 + a^2)^{-k}$ . При  $k=2$ , что соответствует предсказаниям КХД<sup>4</sup>, по формуле (3) нами были выполнены расчеты  $\alpha(p_t)$  (см. рис. 1). Оказалось, что функция  $\alpha(p_t)$  сначала растет с ростом  $p_t$ , достигает максимума при  $p_t \approx 4$  ГэВ, а затем асимптотически стремится к единице. При  $\sigma = 10$  мбн,  $a^2 = 0,25$  ГэВ<sup>2</sup> максимальное значение  $\alpha(p_t) \approx 1,07$ , что ниже чем наблюдается на опыте. Отметим, что в работе<sup>4</sup> был сделан вывод о том, что при степенном поведении функции  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$  (конкретно, при  $k=2$ ) параметр  $\alpha(p_t)$  не может превышать единицу. Этот вывод, как следует из результатов вычислений не определяется. Численные расчеты подтверждаются и аналитическими вычислениями  $d w^{(2)} / d^2 p_t$ . В работе<sup>3</sup>, где были выполнены детальные расчеты сечения процесса двукратного перерассеяния в предположении о степенном поведении  $d^2 \sigma_N / d^2 p_t$ , содержится утверждение о доминирующей роли двух жестких перерассеяний. В связи с результатами работы<sup>4</sup> и данной работы такая интерпретация результатов работы<sup>3</sup> представляется недостаточно обоснованной. в) Рассмотрим наиболее реалистичский случай поведения  $d^2 w^{(1)} / d^2 p_t$ :

$$\frac{d w^{(1)}}{d^2 p_t} = \frac{\beta}{\pi p_0^2} \exp\left(-\frac{p_t^2}{p_0^2}\right) + (1-\beta) \frac{a^2}{\pi (p_t^2 + a^2)^2}. \quad (5)$$

формула (5) предполагает, что при малых значениях  $p_t$  спектр имеет гауссовский (реджевский) вид, а при больших  $p_t$  распределение падает степенным образом (КХД). Результаты численных расчетов величины  $\alpha(p_t)$  по формуле (3) для случая (5) приведены на рис. 1. Вычисления выполнены при следующих значениях параметров:  $\sigma = 10$  мбн,  $p_0^2 = 1$  ГэВ<sup>2</sup>, что соответствует оценкам радиуса составляющего кварка на основе данных о процессах упругого и дифракционного  $pp$ -взаимодействия<sup>5,6</sup>;  $a^2 = 0,25$  ГэВ<sup>2</sup>,  $\beta = 0,9$ .

При выбранных значениях параметров первое и второе слагаемые (5) сравниваются, когда  $p_t \cong 2$  ГэВ. Из рис. 1 видно, что механизм перераспределения кварка на нуклонах ядра в предположении справедливости формулы (5) вполне обеспечивает наблюдаемое на эксперименте поведение  $a(p_t)$  как в качественном, так и в количественном отношении. Детальный анализ показывает, что в условиях механизма (5) при  $p_t \gg p_0$  доминирует вклад таких процессов, когда налетающий кварк претерпевает в ядре только одно жесткое соударение и несколько мягких с переданным импульсом  $q_t \sim p_0$  в каждом.

Авторы благодарны В.М.Емельянову за сотрудничество на начальном этапе исследований, а также И.М.Дремину, А.Б.Кребсу и М.Г.Рыскину за обсуждение основных положений работы.

#### Литература

1. Cronin J.W., et al. Phys. Rev., 1975, D11, 3105.
2. Antreasyan D., et al. Phys. Rev., 1975, D19, 764.
3. Змушко В.В. ЯФ, 1980, 32, 246.
4. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, 33, 1673.
5. Шехтер В.М. ЯФ, 1981, 33, 3817.
6. Анисович В.В., Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1979, 29, 1311.