Модели образования кумулятивных частиц

ИТЭФ

Загреев Б.В.

10.01.2006

**Модели (генераторы) адронных,
в т.ч. ядерных взаимодействий**

**Модели (генераторы) адронных,
в т.ч. ядерных взаимодействий**

- Грибов-Редже
  - VENUS
  - Дуальная партонная модель (ДПМ) Capella A. et al
  - Модель кварк-глюонных струн (МКГС) Кайдалов и др.
- КХД
  - ISAJET
    PYTHIA
    EUROJET
    COJETS/WIZJET
    FIELDAJET
    HIJING
    PCM
- Классические струны
  - FRITIOF
    SRM
    ATTILA
    SPM
    RQMD
    UrQMD

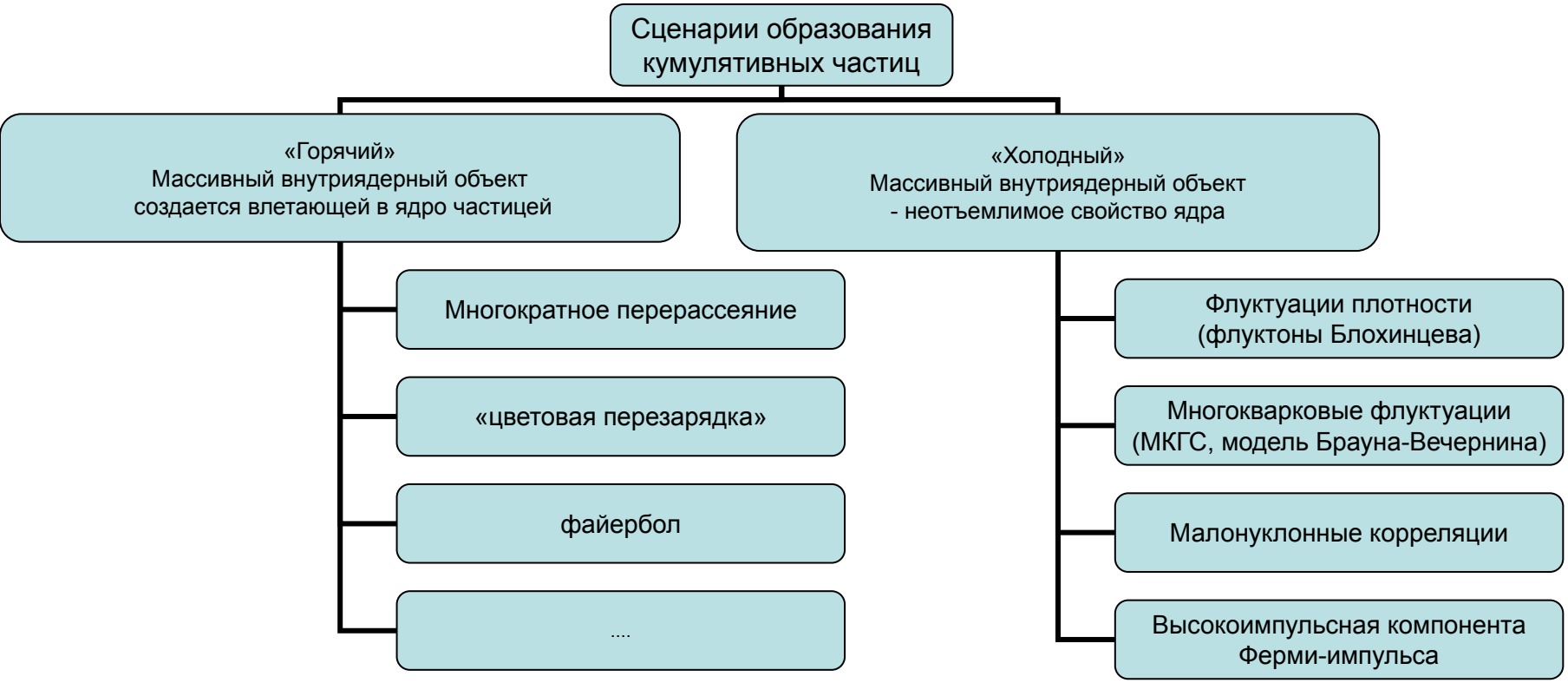
Связь КХД с теорией Редже

- Рост сильной константы связи $\alpha_s(Q^2)$ в мягких процессах
- Альтернативный малый параметр – 1/N, где N – число ароматов и/или цветов (т’Хофт и Венециано). Ими же было показано, что это соответствует различным диаграммам в теории Редже. Т.е. имеется связь s – канального топологического 1/N разложения амплитуды процесса с её t – канальным разложением по полюсам Редже

Модель кварк-глюонных струн

- 1/N разложение в КХД – полуфеноменологическая теория
- + модель цветной трубки и кварк-глюонных струн
- = МКГС, где распределение кварков (на концах струн), а также их функции фрагментации определяются редже-асимптотикой 1/N диаграмм

Кумулятивные частицы



??? Структурная функция ядра при x>1 ???
(глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах)

Общие свойства большинства «холодных» моделей

- Инвариантное сечение процесса *AB -> hX* для частицы *h* в области фрагментации ядра *A* при малом $p_\perp$ и пренебрегая поперечным движением кварков внутри ядра:

$$\rho_{A\to h}(x, y, p_\perp) \equiv \frac{\varepsilon \cdot d\sigma}{d^3 p_h} = \int_x^A f_h^B\left(\frac{x}{\alpha}, y, p_\perp\right) F_A(\alpha) d\alpha$$

где F_A – структурная функция ядра (делённая на A), f_h^B – функция, зависящая от механизма образования частицы, но не зависящая от ядра, т.е. та же, что и на нуклоне

Различные виды функций f_h^B

- Предельная фрагментация и модель слияния дают: $f_h^B(x/\alpha) \sim \delta(x/\alpha - 1)$
  т.е. сечение ~ $F_A(x)$
- Модель жёсткого рассеяния:

$$f_h^B(x/\alpha, y, p_\perp) \sim \int_{y/(1-x/\alpha)}^{1} d\beta F_B(\beta) D_h(\tfrac{x}{\alpha} + \tfrac{y}{\beta}) \frac{d\sigma}{dt}(p_\perp, \tfrac{x}{\alpha}, \tfrac{y}{\beta})$$

  где F_B, D_h, $d\sigma/dt$ – структурная функция налетающего адрона, функция фрагментации рассеянного партона в адрон *h* и сечение партонного подпроцесса; $x = -u/s$, $y = -t/s$
- Модель дуальных струн: $f_h^B(x/\alpha) \sim D_h(x/\alpha)$

Структурная функция ядра

В классической потенциальной картине ядра любая структурная ф-я выражается через распределение нуклонов в ядре $\boldsymbol{T_A}$ (определяемое однонуклонной ВФ) и структурной ф-ей нуклона

$$F_A(x,Q^2) = \int_x^A T_A(\alpha) F_N(\tfrac{x}{\alpha}, Q^2) d\alpha$$

Тогда (в т.ч. и в кумулятивной области $x>1$):

$$\rho_{A\to h}(x, p_\perp) = \int_x^A T_A(\alpha) \rho_{N\to h}(\tfrac{x}{\alpha}, p_\perp) d\alpha$$

При этом многокварковые флуктуации (точнее малонуклонные корреляции) дают вклад в высокоимпульсную часть ($\alpha>1$) ф-ции $\boldsymbol{T_A}$.

Структурная функция ядра (1)

Анализ ЕМС + независимость уравнений эволюции КХД от сорта мишени показывает, что:

1) существует 2 независимых распределения:

T_A^{NS} – несинглетный канал (для валентных кварков)

T_A^{S} – синглетный канал (для суммы q, анти q и глюонов)

2) для средних и тяжелых ядер число частиц («эффективных нуклонов») в ядре больше, чем А:

$$\int_0^A (T_A^{S}(\alpha) - T_A^{NS}(\alpha))d\alpha = \langle T_A^{S} \rangle - 1 = \Delta_A \approx 0.04 \div 0.06$$

а полный импульс «валентных» нуклонов меньше импульса ядра

$$\int_0^A \alpha(T_A^{S}(\alpha) - T_A^{NS}(\alpha))d\alpha = M_A / Am_N - \langle \alpha T_A^{NS} \rangle \approx \Delta_A$$

3) отсюда вытекает, что в ядре наряду с кварк-антикварковыми и глюонными морями, заключёнными, в валентных нуклонах, должно существовать хотя и небольшое по величине (**~Δ_A**), но столь же жесткое, как и распределение валентных кварков, «коллективное» море кварк-антикварковых пар, для которых **$\langle\alpha\rangle\approx 1$**. Это не позволяет упаковать коллективное море в реальные пионы, для которых **$\langle\alpha\rangle\approx m_\pi/m\approx 1/7$**. Для частиц не содержащих валентных кварков ядра (*K^-, анти-p)* это 100% важно.

Структурная функция ядра (2)

- А для частиц с валентными кварками ядра можно положить $T_A \approx T_A^{NS} \approx T_A^{S}$ и использовать

$$\rho_{A\to h}(x,p_\perp)=\int_x^A T_A(\alpha)\rho_{N\to h}(\tfrac{x}{\alpha},p_\perp)d\alpha$$

с нормировками $\int_0^A \alpha T_A(\alpha)d\alpha = 1-\Delta_A \quad \int_0^A T_A(\alpha)d\alpha = 1$

- Т.е. $F_A(x,Q^2)=\int_x^A T_A(\alpha)F_N(\tfrac{x}{\alpha},Q^2)d\alpha$ можно рассматривать как определение ф-ции эффективного распределения нуклонов
- Вопрос только насколько эта T_A соответствует распределению наблюдаемому в разных процессах типа eA→e'p(A-1), стриппинга лёгких ядер или кумулятивному рождению нуклонов на лёгких ядрах, где основной механизм – диссоциация ядра (Стрикман-Франкфурт): $\left.\frac{\varepsilon\cdot d\sigma}{Ad^3p}\right|_{\substack{A\to N\\ p_\perp=0}} \sim \alpha T_A(\alpha)$

Модель Кварк-Глюонных Струн

- Все предыдущие выводы – безмодельны, в рамках «холодного» сценария
- Теперь попробуем вычислить $T_A(\alpha)$ в МКГС. Наличие многокварковых флуктонов, либо малонуклонных корреляций означает:

$$T_A(\alpha) = \sum_{k=1}^{A} P_k^A T_k(\alpha)$$

где P_k^A – вероятность 3k кварковой конфигурации (или k – нуклонной корреляции), а $T_k(\alpha)$ – эффективное распределение в ней нуклонов

- Различие подходов в нормировке этой ф-ции. Для малонуклонных корреляций валентные нуклоны несут весь её импульс, а для флуктона не весь

МКГС(1)

- Использовались $T_1(\alpha)$ - для Парижской ВФ и $T_k(\alpha) = C_k \alpha^{A_k} (k-\alpha)^{B_k}$ – в соответствие с МКГС (пересечение бозонной и барионной траекторий Редже, Редже поведение инклюзивных спектров при $x_k \to 1$ и т.д.)
- На самом деле все эти параметры фитировались (причём скейлинговая переменная – кумулятивное число) с использованием данные на дейтонах.

Результат: $\overline{\alpha}_B(0) = -0.05$,

$\Delta_2 = 0.34$ – импульс коллективного моря флуктона, $P_2^{2D} = 3.6\%$, причём должно быть

$P_2^{2D}\Delta_2 \approx \Delta_A \approx 0.04\text{-}0.06$ (согласно ЕМС)

- Практически такое же распределение $T(\alpha)$ использовалось для объяснения рождения мезонов с большим $p_\perp$ в pA взаимодействиях

МКГС(2)

нормировочного коэффициента C_k эффективного распределения нуклонов получаются из условий нормировки функции $T_k(\alpha)$:

$$\int_0^A T_k(\alpha)\,d\alpha=1,$$

$$\int_0^A \alpha T_k(\alpha)\,d\alpha=1-\Delta_k, \qquad (14)$$

где Δ_k определяет величину импульса коллективного моря флуктона. Поскольку $\Delta_A\approx0{,}04\div0{,}06$, а для рас-

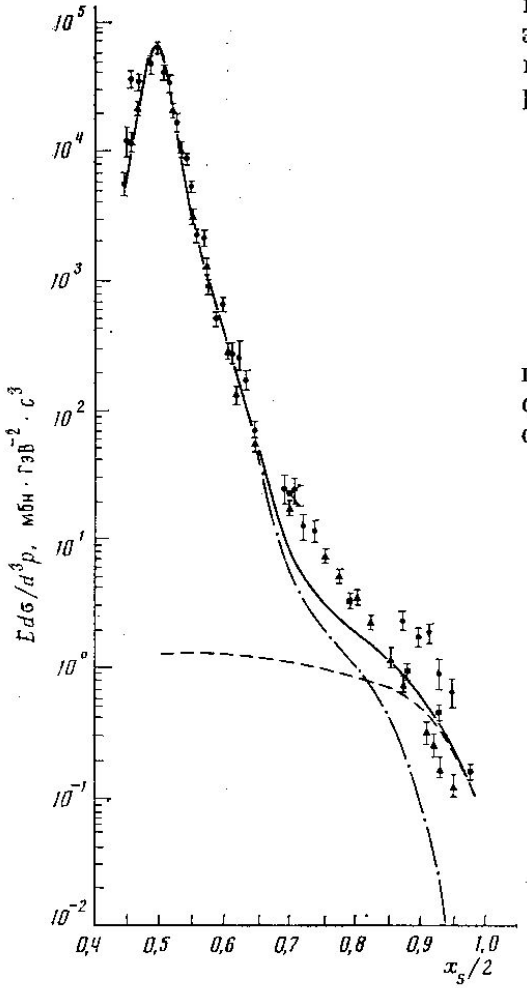


Рис. 1

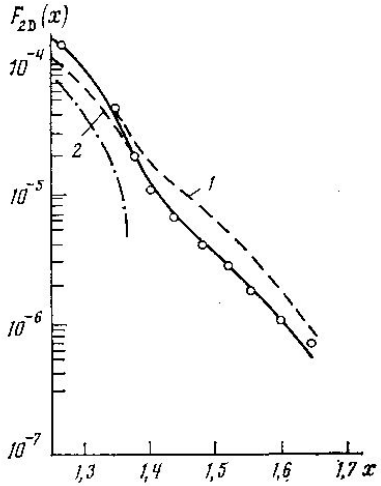


Рис. 2

Рис. 1. Спектр протонов, образованных под углом $\theta=180°$ в реакции $pD\to pX$; штрихпунктирная кривая – вклад спектаторного механизма с Парижской ВФ дейтрона; штриховая – вклад флуктонной компоненты, $P_2^D=3{,}6\%$; сплошная – суммарный спектр. Экспериментальные данные (об относительной нормировке данных см. текст): ● – 2,1 [28], ▲ – 4,5 [22], ■ – 8,9 ГэВ/нуклон [29]

Рис. 2. Структурная функция дейтрона $F_{2D}(x)$. Штрихпунктир – расчет с Парижской ВФ и $P_2^D=0$, штриховые кривые – результаты расчета по (2) с учетом ферми-движения и вклада флуктона с $P_2^D=3{,}6\%$: *1* – с параметризацией F_N [31] при $Q^2<4$ ГэВ^2, *2* – с параметризацией F_N [32] при $Q^2>4$ ГэВ^2. Сплошная кривая – результат сшивания кривых *1* и *2*, точки ○ – данные SLAC [9]

МКГС (3)

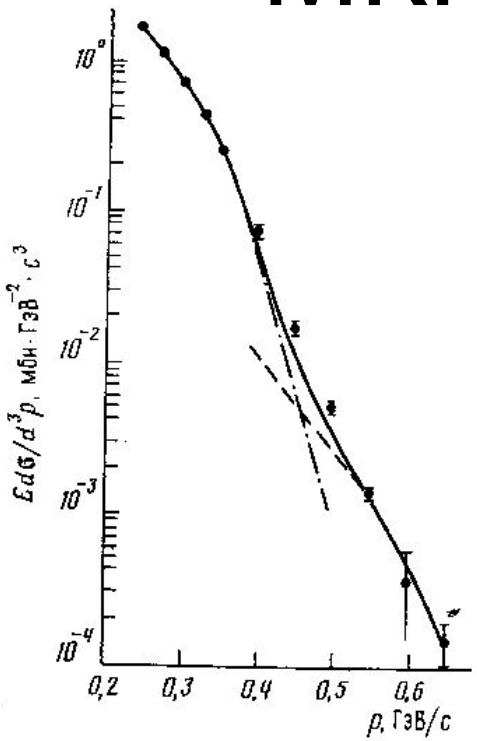


Рис. 3

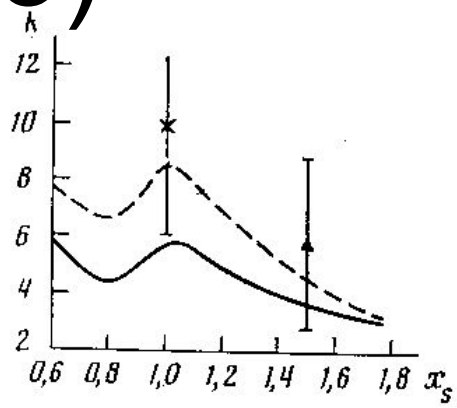


Рис. 4

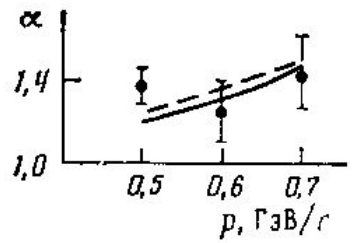


Рис. 5

Рис. 3. Инвариантное сечение π^+-мезонов, испущенных назад в реакции $pD \to \pi^+ X$. Штрихпунктирная кривая – результат расчета полусуммы спектров π^+-мезонов в pn- и pp-столкновениях с учетом фермиевского движения (Парижская ВФ); штриховая – расчет по формуле (1) только с учетом $6q$-состояния в дейтроне, $P_2^D=3{,}6\%$; сплошная кривая – суммарный спектр. Точки ● – экспериментальные данные при $p_0=8{,}9$ ГэВ/c [36]

Рис. 4. Зависимость $R=\pi^+/K^+$ от x_s. Экспериментальные данные – × ($\theta=90°$), ▲ ($\theta=150°$) [37]. Сплошная кривая – расчет для $\theta=180°$, штриховая – соответствует приближению (16)

Рис. 5. Зависимость $\alpha=\ln(\rho_{A_1}/\rho_{A_2})/\ln(A_1/A_2)$ от импульса K^+-мезонов p, где $\rho_A=Ed\sigma/d^3P$ – инклюзивный спектр K^+-мезонов, образованных в pA-взаимодействии под углом $\theta=180°$. Штриховая кривая – для $A_1={}^{207}$Pb, $A_2={}^{27}$Al; сплошная – для $A_1={}^{207}$Pb, $A_2={}^{12}$C. Точки ● – экспериментальные данные при $p_0=8{,}9$ ГэВ/c [36]

Описание данных при больших p_t

- Двухкомпонентная дуальная топологическая модель

  (вариант топологического 1/N разложения)

  «Мягкий» (надкритический) померон + «жесткий» померон (пертурбативная КХД) + дифракционные процессы
- Модифицированная МКГС

  Учитывает поперечное движение кварков, а также зависимость функций фрагментации от поперечных импульсов кварков и вторичных адронов. Для этого в полужестких процессах померон – 2 глюона с динамически генерируемой массой. Это позволило определить распределения по p_t кварков в кварк-глюонных цепочках и позволило расширить область применимости МКГС до $p_t \approx 4$ГэВ/с

Модель Брауна-Вечернина

(суммирование кварк-партонных диаграмм на порогах)

- В МКГС – феноменологическое описание кумулятива, основанное ядерных кварковых распределениях и КХД уравнениях эволюции. Но там используются “ad hoc” соотношения между структурными ф-циями и выходами частиц, основанные на нуклонной (флуктонной) картине ядра, а не на кварковой.
- На кварковом уровне были предложены знаменитые правила кваркового счёта, которые, в частности, описывают пороговое поведение структурных ф-ций. Эти правила применимы также к ядру даже на глубоко кумулятивном пороге $x \to A$.
- Но эти правила сами по себе не позволяют определять вероятность кумулятива. Для этого необходимо знать некие коэффициенты, которые определяют относительные веса разных вкладов и общую нормировку
- Предложено микроскопическое описание кумулятивного эффекта, основанное на пертурбативных КХД вычислениях кварковых диаграмм около порога и позволяющее вычислять эти коэффициенты с помощью специально разработанной техники суммирования Фейнмановских диаграмм, основанной на на реккурентных соотношениях
- Это позволяет вычислять ядерные структурные ф-ции и выходы частиц в кумулятивной области и прямо их сравнить с экспериментом.

Модель Брауна-Вечернина (1)

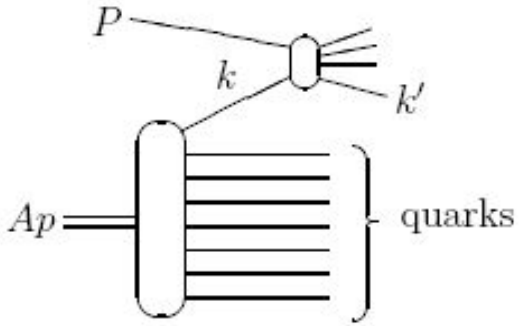


Figure 2: Cumulative particle production, the direct mechanism.

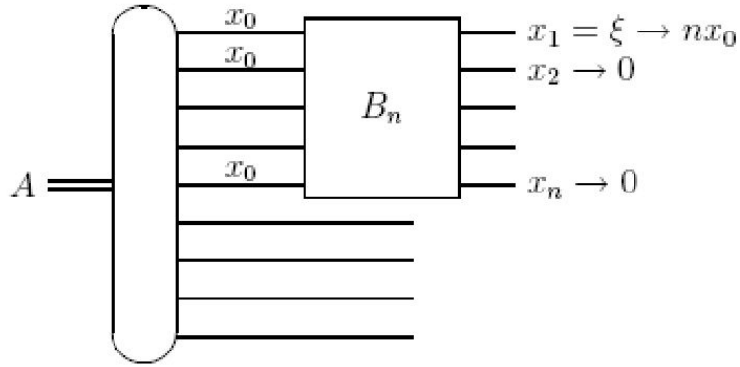


Figure 3: Formation of the hard parton component of the flucton in the nucleus.

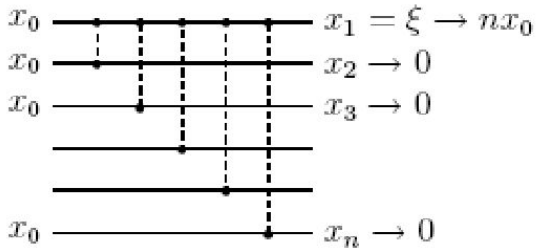


Figure 4: An example of the diagram which contribute to B_n.

Модель Брауна-Вечернина (2)

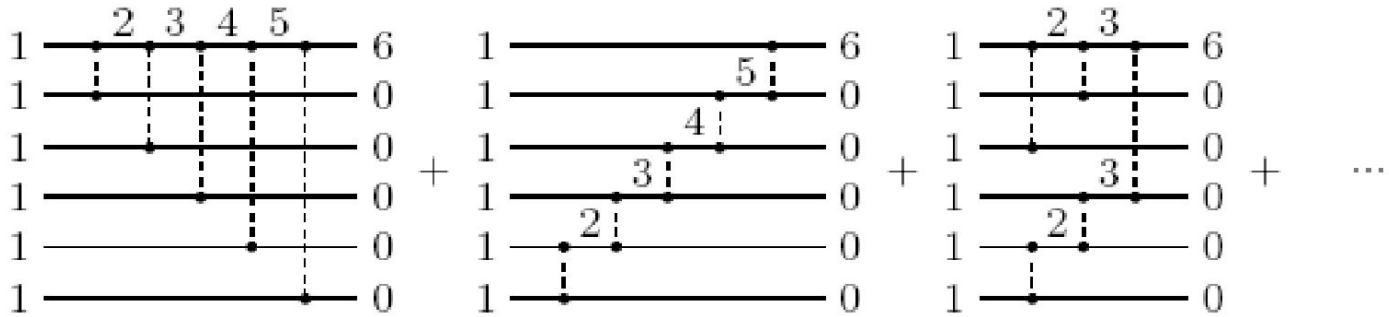


Figure 6: The diagrams which contribute to X_n for $n = 6$ as an example. All x_i are in units x_0.

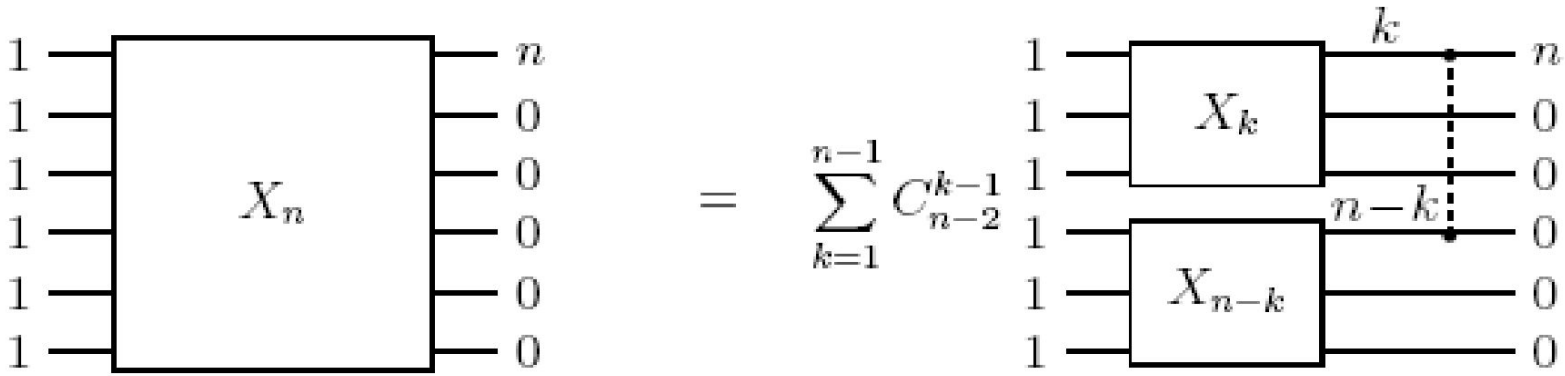


Figure 8: The diagrammatic recurrency relation for X_n.

Модель Брауна-Вечернина (3)

$$I_A^{dir}(x) \sim F_2^A(x) \sim \exp(-b_0 x)$$

where the slope b_0 is determined by the QCD coupling constant and quark mass.

$$I_A^{sp}(x) \sim \exp(-b_s x)$$

the slope b_s depending not only on the QCD coupling constant and quark mass but also on the partonic amplitude.

In [8] we have found that final state interactions cancel the leading terms in the direct contribution, so that it becomes much less than the spectator one. Then particle production in the cumulative region indeed goes predominantly via the spectator mechanism.

One clearly observes that the spectator mechanism, with a quasi-eikonal parametrization of the partonic amplitude chosen to account for diffraction, leads to a considerably smaller slope of the production spectra (b_s ~ 7÷9) (19) compared to the slope of the structure function (18) in the region x > 1 (b_0 ~ 16), in a good agreement with experimentaldata.

Модель Брауна-Вечернина(4)

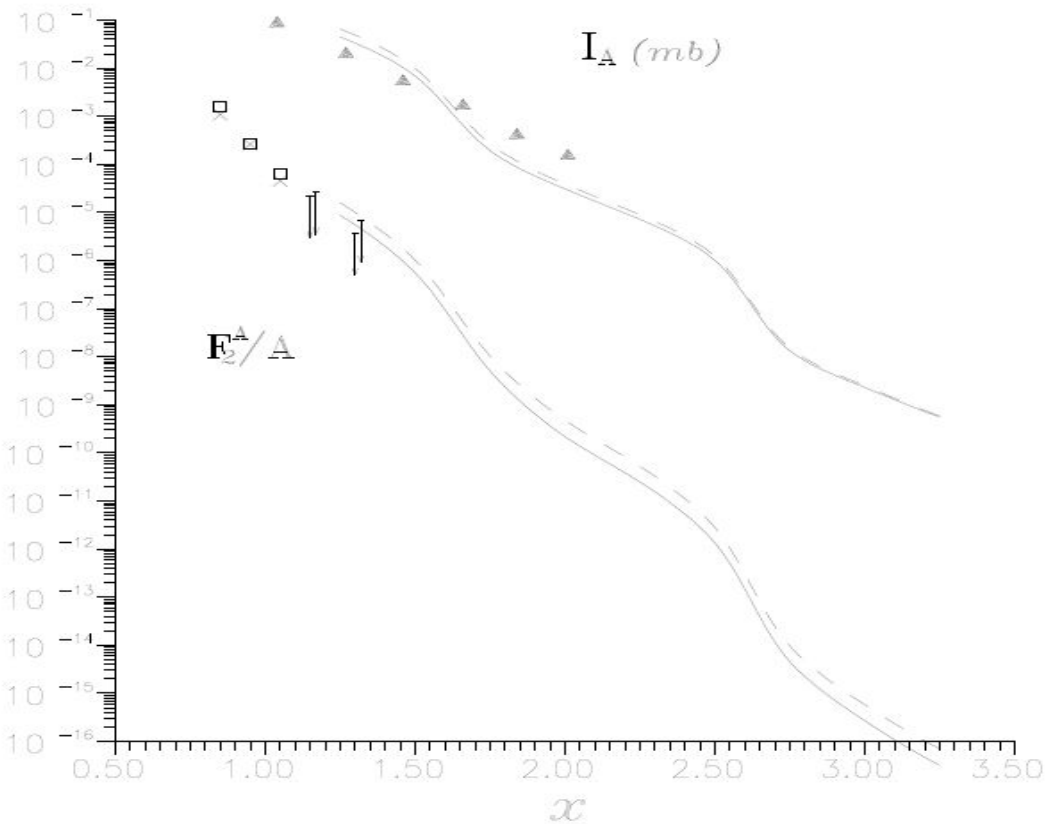


Figure 9: $I_A = \frac{x d\sigma}{A dx}(mb)$ is the calculated inclusive cross-section (per nucleon) for cumulative charged pion production on ^{181}Ta at $\sqrt{s} = 23.5\ GeV$ (solid curve) and 1800 GeV (dashed one). Δ - the experimental data [12] on the cumulative charged pion production on ^{181}Ta by 400 GeV incident proton beam. F_2^A/A is the calculated nuclear structure function for the ^{181}Ta at $Q^2 = 50\ GeV^2$ (dashed curve) and ^{12}C at $Q^2 = 100\ GeV^2$ (solid curve). $\square$ and $\times$ - the experimental data [13] on the ^{12}C structure function at $Q^2 = 61\ GeV^2$ and 150 GeV^2, respectively.