

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЙ

Г. Ранфт, **И. Ранфт**

Университет им. Карла Маркса, Лейпциг, ГДР

Обзор посвящается вопросам сохранения и нарушения четности в явлениях, связанных со спином частиц.

Изучается, главным образом, рождение адронов, струй, фотонов с большими передачами импульса и рождение лептонных пар. Механизмы подпроцессов жесткого рассеяния включают обмены W^\pm - и Z^0 -мезонами, КХД и КЭД, а также интерференцию КХД — слабые взаимодействия, КЭД — слабые взаимодействия. Рассчитываются эффективные сечения жестких процессов рассеяния, предполагается факторизация адрон-адронного сечения рассеяния, классифицируются и обсуждаются возможные типы спиновых эффектов, проявляющихся в адронных подпроцессах. Свойства поляризационных протонных распределений и поляризационных структурных функций даны в двух приложениях.

This review is devoted to parity conserving and parity violating spin observables.

We study mainly the production of hadrons, jets, photons at large transverse momentum and lepton pair production. The hard subprocess scattering mechanisms include QCD, QED, W^\pm and Z^0 exchange as well as QCD — weak interference and electromagnetic weak interference.

The hard scattering cross sections are calculated at the free level, factorization of the hadron-hadron scattering cross section is assumed.

Possible types of spin observables in the hadronic subprocesses and on the hadron level are classified. Properties of polarized proton distributions and polarized structure functions are collected in two Appendices.

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящего обзора двоякая:

1. Описание возможностей проверки КХД, связанных со спиновой зависимостью амплитуд взаимодействия элементарных частиц. КХД-спиновые асимметрии включают рассеяние двух поляризованных пучков. Эти асимметрии сохраняют четность, так как описываются сильными взаимодействиями. Они будут формулироваться как зависящие от спиральности асимметрии, так же как асимметрии, зависящие от поперечной поляризации пучка.

2. Изучение нейтральных и заряженных токов в области энергий, в которой промежуточные векторные W^\pm - и Z^0 -бозоны проявляются как резонансы.

Так как W^\pm - и Z^0 -бозоны с большой вероятностью распадаются на адроны или лептонные пары, они включают КХД и КЭД про-

цессы и только в явлениях, нарушающих четность, можно обнаружить слабые взаимодействия. Так как слабые взаимодействия порождают полностью или частично поляризованные кварки, поляризация адронов в конечном состоянии может быть использована как индикатор, указывающий на обмен W^{\pm} - и Z^0 -бозонами в процессах жесткого рассеяния.

К настоящему времени имеются поляризованные протонные пучки с импульсами до 12 ГэВ/с (Аргоннская ZGS), изучено упругое рассеяние поляризованных протонных пучков на поляризованных мишенях при относительно больших значениях поперечных импульсов p_{\perp} (при 90°), см., например, [1].

В Брукхейвене создан поляризованный протонный пучок до значений импульсов 26 ГэВ/с с поляризацией до 80 % [1]. Существуют проекты инжекции поляризованных пучков в ускорители со встречными пучками, например проект Изабелла. Программа Теватрона II (ФНАЛ, США) также рассчитана на создание поляризованного протонного пучка до значений импульсов 600 ГэВ/с. Он будет использован в экспериментах с большими значениями p_{\perp} , в которых будет измеряться спиновая зависимость π , K , Λ инклюзивных спектров.

Поляризованные протонные (антипротонные) пучки малой интенсивности могут быть получены от распада Λ - и $\bar{\Lambda}$ -пучков частиц (с высокой степенью поляризации около 64 % в системе покоя Λ -частиц) [2]. Пучок поляризованных дейтронов получен на синхротроне в Дубне [3].

В эффективное сечение партон-партонного рассеяния $\sigma(i + j \rightarrow k + l)$ в низшем порядке теории возмущений КХД структурные функции $F_A^i(x)$ и функции фрагментации $G_h^c(z)$ входят в виде произведения (в сечение рождения адронов или в их спектры).

Учет поправок к выражениям, полученным в главном логарифмическом приближении, приводит к появлению Q^2 -зависимости в структурных функциях $F_A^i(x, Q^2)$. Эти функции зависят от типа адрона A и кварка i , но не зависят от процесса рассеяния как целого. То же самое верно для поляризационных структурных функций $F_{A,\lambda}^{i\mu}$ [3], когда мы говорим о возникновении Q^2 -зависимости, следующей из эволюционных уравнений Алтарели — Паризи *. Если появляются степенные поправки, зависящие от Q^2 , то рассмотренные выше аргументы более не верны. Указания на поправки подобного рода были получены в расчетах адронной поперечной поляризации, которая зависит от высших твистов [4].

Для эффективных сечений неполяризованных частиц общее доказательство факторизации во всех порядках теории возмущений было дано Эллисом и др. [5]. Это доказательство было основано на рассмотрении массовых сингулярностей. Оно справедливо также для поляризационного случая, хотя в нем оно утверждается не столь явно.

* Уравнения Алтарели — Паризи в советской литературе часто называют уравнениями Липатова — Алтарели — Паризи. — *Прим. ред.*

В спиновых эффектах, рассматриваемых в данном обзоре, партонные сечения рассчитываются на трех уровнях. В этом может быть заключен источник заметных неточностей, так как для неполяризованного рассеяния было показано, что, например, в дрелл-яновском процессе в следующих за лидирующим порядках эффективное сечение может увеличиться более чем вдвое [6]. Аналогичным образом в qq -рассеянии при больших p_{\perp} учет следующих за лидирующим порядков приводит к большим вкладам. Заметим, однако, что доля эффективного сечения, добавляемая при учете поправок высших порядков, зависит от принятой схемы расчета [7, 8]. Может так случиться, что в спиновых явлениях неопределенности, связанные с учетом высших поправок, могут оказаться менее значительными, чем в самих сечениях.

В КХД с безмассовыми кварками поперечная поляризация исчезает на всех трех рассматриваемых нами уровнях. Поправки высшего порядка пропорциональны массе поляризованного адрона [4] и содержат высшие твисты. Однако факторизация может быть получена ценой нового определения структурных функций [4]. Обозначения для спиновых наблюдаемых на партонном и адронном уровнях даны в разд. 1.

Раздел 2 посвящен эффективным сечениям и спиновым асимметриям на партонном уровне для кварк-глюонного рассеяния, рассеянию кварков, обусловленному обменом векторными бозонами в слабых взаимодействиях, и его интерференции с глюонным рассеянием, рождению лептонных пар, обусловленному обменом Z^0 -бозоном и фотоном и их интерференцией, рождению пар бозонов и жестких фотонов.

В разд. 3 обсуждаются эффективные сечения и спиновые асимметрии для адрон-адронного рассеяния.

В разд. 4 представлены правила отбора для КХД-асимметрий, описание рождения W^{\pm} - и Z^0 -бозонов и их детектирование с помощью лептонных пар в конечном состоянии, а также описание струй с большими поперечными импульсами. Даны примеры рождения поляризованных адронов, такие как рождение Λ для поляризованного и неполяризованного начальных состояний. Даны примеры рождения пар калибровочных γ -, W - и Z^0 -бозонов в соударениях поляризованных и неполяризованных $p\bar{p}$ (и pp) встречных пучков, приводящих к рождению бозонных пар в определенных спиновых состояниях или к рождению неполяризованных состояний. В приложении А собраны свойства и модели для партонных спиновых распределений. В приложении В описана фрагментация поляризованных кварков на поляризованные векторные мезоны и барионы.

1. СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПАРТОН-ПАРТОННОМ И АДРОН-АДРОННОМ РАССЕЯНИИ

Понятие «спиновые асимметрии» обычно применяется для описания спиновой зависимости, включающей две частицы. Понятие «поляризация» относится к одной частице.

В литературе обычно используются многие обозначения для спиновых наблюдаемых, в каждом отдельном случае вводятся свои удобные обозначения. Ниже мы определим наши обозначения и будем

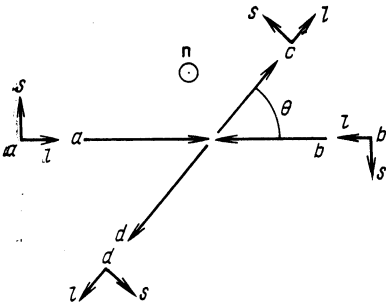


Рис. 1. Оси квантования спина \hat{n} , \hat{l} , \hat{s} для процесса рассеяния $2 \rightarrow 2$ в с. ц. и. В тексте спиральность или \hat{l} -поляризация обозначается индексами $\rightarrow = + = R$ или $\leftarrow = - = L$ соответственно. Поляризация \hat{n} , поперечная к плоскости рассеяния, обозначается символами $\uparrow = +$ или $\downarrow = -$. Поляризация \hat{s} , поперечная к направлению движения частицы в плоскости рассеяния, обозначается символами $\odot = +$ и $\otimes = -$ [9]

пользоваться только ими в данном обзоре. Наши обозначения следуют настолько близко международным рекомендациям, насколько это возможно.

На рис. 1 приведены обозначения для процесса $2 \rightarrow 2$

$$a + b \rightarrow c + d \tag{1}$$

в с. ц. и. В частности, имеется три выбора для оси квантования спина для каждой частицы:

\hat{l} — вдоль импульса частицы (спиральность);

\hat{n} — перпендикулярно импульсу частицы, вдоль нормали к плоскости рассеяния (поперечность), где

$$\hat{n} = \frac{\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c}{|\mathbf{p}_a \times \mathbf{p}_c|}; \tag{2}$$

\hat{s} — перпендикулярно импульсу частицы в плоскости рассеяния.

При переходе к л. с. к. инвариантными остаются только состояния, квантованные вдоль оси \hat{n} .

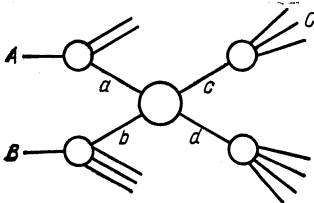


Рис. 2. Процесс жесткого рассеяния в партонной модели

Партонная модель для процессов жесткого соударения есть двухступенчатая модель (рис. 2). Следовательно, спиновая зависимость жесткого подпроцесса $a + b \rightarrow c + d$ (где a, b, c, d — кварки, лептоны или кванты поля) должна отличаться от спиновой зависимости наблюдаемого адронного процесса:

$$A + B \rightarrow X \text{ (полностью инклюзивная реакция);} \tag{3}$$

$$A + B \rightarrow C + X \text{ (одночастичный инклюзивный процесс).} \tag{4}$$

В последующем мы определяем спиновые наблюдаемые для всех участвующих частиц, включая фермионы. Будем пользоваться 4-индексной символикой для спиновых состояний:

$$(i, j; k, l). \quad (5)$$

Здесь $i, j; k, l$ обозначают проекции спинов частиц a, b, c и d вдоль следующих осей:

$$\left. \begin{array}{l} \hat{l} \text{ обозначается стрелками } \rightarrow \text{ либо } \leftarrow; \\ \hat{n} \text{ обозначается стрелками } \uparrow \text{ или } \downarrow; \\ \hat{s} \text{ обозначается символами } \odot \text{ или } \otimes. \end{array} \right\} \quad (6)$$

Чтобы упростить обозначения, также воспользуемся обозначениями:

$$\left. \begin{array}{l} + \text{ для } \rightarrow \text{ (так же будет использоваться символ } R), \uparrow, \odot; \\ - \text{ для } \leftarrow \text{ (так же будет использоваться символ } L), \downarrow, \otimes \end{array} \right\} \quad (7)$$

в тех случаях, где оси квантования спина очевидны. Мы используем индекс «0» как сокращение для неполяризованной частицы или частицы, поляризация которой не измерена. Тип поляризации фиксируется с помощью индексов \hat{l}, \hat{n} или \hat{s} .

В рамках одного процесса используем для всех частиц одну и ту же ось квантования \hat{l} , или \hat{n} , или \hat{s} .

Величины, сохраняющие (нарушающие) четность, обозначаются символами:

$$\left. \begin{array}{l} PC - \text{сохраняющие четность}; \\ PV - \text{нарушающие четность}. \end{array} \right\} \quad (8)$$

Мы различаем следующие случаи:

1. Один начальный адрон поляризован. Асимметрия (нарушение четности) записывается в виде

$$\left. \begin{array}{l} A_i = A_i(i, 0; 0, 0) = A_i^{PV}(i, 0; 0, 0) \equiv (i, 0; 0, 0)^{PV}; \\ A_i = \frac{\sigma_{+0 \rightarrow 00} - \sigma_{-0, 00}}{\sigma_{00}}, \hat{i} = \hat{l}, \hat{n} \text{ или } \hat{s}. \end{array} \right\} \quad (9)$$

2. Два начальных адрона поляризованы. Следующие асимметрии могут быть образованы для $\hat{i}, \hat{j} = \hat{l}, \hat{n}$ или \hat{s} :

$$\begin{aligned} A_{\hat{i}\hat{j}}^{PC} &= A_{\hat{i}\hat{j}}^{PC}(i, j; 0, 0) \equiv (i, j; 0, 0)^{PC} = \\ &= \frac{\sigma_{++ \rightarrow 00} - \sigma_{-+ \rightarrow 00} + \sigma_{-- \rightarrow 00} - \sigma_{+- \rightarrow 00}}{\sigma_{00}}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$A_{\hat{i}\hat{j}}^{PC1} = A_{\hat{i}\hat{j}}^{PC1}(i, j; 0, 0) \equiv (i, j; 0, 0)^{PC1} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-}}{\sigma_{+0}}; \quad (11)$$

$$A_{\hat{i}\hat{j}}^{PV2} = A_{\hat{i}\hat{j}}^{PV2}(i, j; 0, 0) \equiv (i, j; 0, 0)^{PV2} = \frac{\sigma_{+-} - \sigma_{-+}}{\sigma_{+-} + \sigma_{-+}}; \quad (12)$$

$$A_{\hat{i}\hat{j}}^{PV3} = A_{\hat{i}\hat{j}}^{PV3}(i, j; 0, 0) \equiv (i, j; 0, 0)^{PV3} = \frac{\sigma_{++\rightarrow 00} - \sigma_{--\rightarrow 00}}{\sigma_{++\rightarrow 00} + \sigma_{--\rightarrow 00}} \quad (13)$$

и

$$A_{\hat{i}}^{PV} = A_{\hat{i}}^{PV}(i, 0; 0, 0) \equiv \frac{\sigma_{+0} - \sigma_{-0}}{\sigma_{+0} + \sigma_{-0}}. \quad (14)$$

Неполяризованное сечение

$$\sigma \equiv \sigma_{00} \equiv \sigma_{++\rightarrow 00} + \sigma_{--\rightarrow 00} + \sigma_{+-\rightarrow 00} + \sigma_{-+\rightarrow 00} = \sigma_{++} + \sigma_{--} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+}, \quad (15)$$

где сокращенное обозначение во второй строчке было использовано также в верхних формулах. Так же было использовано равенство

$$\sigma_{++\rightarrow 00} + \sigma_{+-\rightarrow 00} = \sigma_{+0\rightarrow 00}. \quad (16)$$

3. Поляризация одного конечного адрона C для столкновения поляризованных частиц (поляризации i и j для первичных частиц или для неполяризованных начальных частиц $i = j = 0$) или для столкновений неполяризованных частиц

$$P_{\hat{i}}(i, j; k, 0) \equiv (i, j; k, 0) = \frac{\sigma_{ij\rightarrow +0} - \sigma_{ij\rightarrow -0}}{\sigma_{ij\rightarrow 00}}, \quad \hat{i} = \hat{l}, \quad \hat{n} \text{ или } \hat{s}. \quad (17)$$

Для нулевой начальной поляризации $i = 0, j = 0$ эта поляризация всегда нарушает четность.

4. Деполяризационный параметр для начального адрона A

$$D_{\hat{i}\hat{a}}^A = (i, 0; k, 0) = \frac{\sigma_{+0\rightarrow +0} - \sigma_{+0\rightarrow -0}}{\sigma_{+0\rightarrow +0} + \sigma_{+0\rightarrow -0}}. \quad (18)$$

Спиновые сечения σ_{++} , σ_{+-} и другие указывают лишь спиновую структуру, но не полные сечения; в действительности наше рассмотрение включает их зависимость от различных кинематических переменных, соответствующих каждому отдельному процессу.

На партонном уровне все перечисленные выше величины определяются одинаковым образом. Они обозначаются буквами снизу. Рассматриваемые сечения есть партонные сечения.

В следующем разделе мы рассмотрим упомянутые выше спиновые наблюдаемые. Другие спиновые корреляции могут быть определены следующим образом (на партонном уровне) [1]:

$(0, 0; k, l)$ c_{kl} — параметр корреляции конечного состояния;

$(0, j; 0, d)$ d_{ji}^b — параметр деполяризации для b ;

$(i, 0; 0, l)$ k_{li}^a — поляризационный параметр переноса для a .

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ СПИНА ДЛЯ ПАРТОН-ПАРТОННЫХ ЖЕСТКИХ ПОДПРОЦЕССОВ

Будем рассматривать КХД, слабые и электромагнитные процессы и их интерференцию при высоких энергиях. Даются выражения эффективных сечений, зависящих от спиновых состояний для различных процессов.

Рассеяние кварков и глюонов в КХД. Спиральные эффективные сечения. Дифференциальные сечения, зависящие от спиральных состояний

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\lambda_a \lambda_b}}{dt} = \frac{d\hat{\sigma}_{ll}}{dt} (\alpha_{\lambda_a} + b_{\lambda_b} \rightarrow c_{\lambda_c=0} + d_{\lambda_d=0}),$$

$$i_{\lambda_i} + j_{\lambda_j} \rightarrow l_{\lambda_l} + k_{\lambda_k},$$

для кварк-кваркового (qq) и кварк-антикваркового ($q\bar{q}$)-рассеяний в низшем порядке теории возмущений были получены Ранфт и Ранфтом [10] и Бабкок, Монсэй и Сиверсом [11], которые дали также зависящие от спиральных состояний сечения рассеяния глюонов на глюонах (gg), глюонов на кварках (gq) и глюонов на антикварках ($g\bar{q}$).

Для qq - и $q\bar{q}$ -рассеяния соответствующие диаграммы Фейнмана приведены на рис. 3 вместе с определением \hat{s} -, \hat{t} -, \hat{u} -каналов и указанием цветных индексов и спиральности.

Для рассеяния $2 \rightarrow 2$ частиц со спином $1/2$ имеется пять независимых спиральных амплитуд. В релятивистском приближении амплитуды с переворачиванием спина тождественно равны нулю.

Для pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния при больших поперечных значениях импульса наиболее важный вклад дают каналы qq - и $q\bar{q}$ -рассеяния. Графики, соответствующие борновским членам, приведены на рис. 3. Кварк-глюонное рассеяние в борновском приближении описывается графиками, изображенными на рис. 4.

В качестве примера мы выпишем матричные элементы лишь в \hat{t} - и \hat{u} -каналах для рассеяния кварков, имеющих положительную спиральность $q_i q_j \rightarrow q^0 q^0$ (см. рис. 3, а):

$$M_{\hat{t}}^{\rightarrow} = \frac{g^2}{\hat{t}} (T_{ij}^a T_{kl}^a) \bar{u}_{\alpha}^j(p_4, \lambda_4) \gamma_{\mu} u_{\alpha}^i(p_1, \lambda_1) \bar{u}_{\beta}^i(p_3, \lambda_3) \gamma^{\mu} u_{\beta}^k(p_2, \lambda_2);$$

$$M_{\hat{u}}^{\rightarrow} = -\frac{g^2}{\hat{u}} (T_{ij}^b T_{kl}^b) \delta_{\alpha\beta} \bar{u}_{\alpha}^i(p_4, \lambda_4) \gamma_{\nu} u_{\beta}^k(p_2, \lambda_2) \bar{u}_{\beta}^i(p_3, \lambda_3) \gamma^{\nu} u_{\alpha}^j(p_1, \lambda_1).$$

(19)

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \rightarrow; \lambda_3 = \lambda_4 = \rightarrow, \leftarrow$$

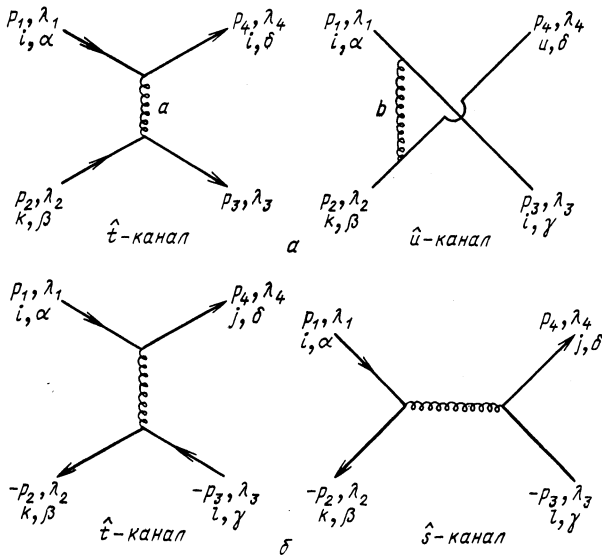


Рис. 3. КХД-граффики, дающие вклад

a — в рассеяние кварков $q_i q_j \rightarrow q_k q_l$; b — в кварк-антикварковое рассеяние $q_i \bar{q}_j \rightarrow q_k \bar{q}_l$.
 Используемые обозначения: p_i ($i = 1, \dots, 4$) — импульс кварка i ; $-p_i$ ($i = 1, \dots, 4$) — импульс антикварка i ; λ_i ($i = 1, \dots, 4$) — спиральность кварка (антикварка); i, j, k, l — знаки кварков u, d, \dots ; $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — цвет кварков (1, 2, 3); a, b — глюоны (1, ..., 8); $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ — мандельштамовские переменные для процесса жесткого рассеяния

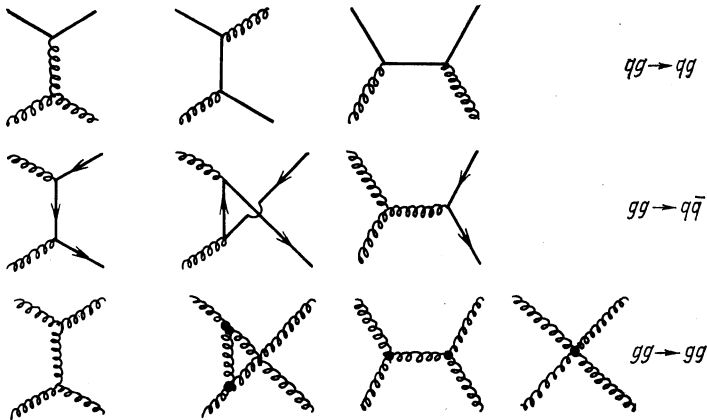


Рис. 4. Графики борновских членов для рассеяния кварков и глюонов

Операторы проекции спиральности для кварков с нулевой массой имеют вид

$$u(p, \lambda) \bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{2} (1 + \lambda \gamma_5) \hat{p} \quad (20)$$

и для антикварков с нулевой массой

$$v(p, \lambda) \bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{2} (1 - \lambda \gamma_5) \hat{p}. \quad (21)$$

Суммирование по направлениям спина определяется следующим образом:

$$\sum_{\substack{\text{спины} \\ \lambda=+, -}} u(p, \lambda) \bar{u}(p, \lambda) = \sum_{\text{спины}} v(p, \lambda) \bar{v}(p, \lambda) = \hat{p}. \quad (22)$$

Цветные матрицы $T_{ij}^a = \frac{1}{2} \lambda_{ij}^a$ следуют из $SU(3)$ -алгебры. Квадрат матричного элемента для фиксированной спиральности в начальном состоянии получается усреднением по начальным цветным состояниям и суммированием по конечным цветным и спиновым состояниям. Это суммирование ведет к выражению

$$|M^{\vec{\lambda}}|^2 = \left(\frac{8}{9}\right) g^4 \left[\frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} + \delta_{\alpha\beta} \left(\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}^2} - \frac{2}{3} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right]. \quad (23)$$

Читатель может ознакомиться с деталями метода расчета по работе [11].

В табл. 1 приведен перечень дифференциальных сечений для рассеяния qq и $q\bar{q}$ с фиксированной спиральностью в начальном состоя-

Таблица 1. Дифференциальные сечения для qq - и $q\bar{q}$ -рассеяния для фиксированных спиральностей начальных кварков (антикварков). Для qq -рассеяния приняты во внимание члены порядка $O(m^2)$. Из [10]

$$\begin{cases}
 q_i q_j \rightarrow q_i j \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 \frac{d\sigma_{\rightarrow\rightarrow}}{dt} = \frac{8}{9} \left[\frac{s^2 + 4tm^2 - 4sm}{t^2} + \delta_{ij} \frac{s^2 + 4m^2(t-s)}{u^2} - \right. \\
 \left. - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{s^2 - 6sm^2}{tu} \right] \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \\
 \frac{d\sigma_{\rightarrow\leftarrow}}{dt} = \frac{8}{9} \left[\frac{u^2 - 4u^2m^2/s}{t^2} + \delta_{ij} \frac{t^2 - 4t^2m^2/s}{u^2} + \right. \\
 \left. + \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{4m^2(u^2 + t^2)}{stu} \right] \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}
 \end{array} \right. \\
 \\
 q_i \bar{q}_j \rightarrow q_k \bar{q}_l \\
 \left\{ \begin{array}{l}
 \frac{d\sigma_{\rightarrow\leftarrow}}{dt} = \frac{8s^2}{9t^2} \delta_{ik} \delta_{jl} \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \\
 \frac{d\sigma_{\rightarrow\leftarrow}}{dt} = \frac{8}{9} \left[\frac{u^2}{t^2} \delta_{ik} \delta_{jl} + \frac{u^2 + t^2}{s^2} \delta_{ij} \delta_{kl} - \frac{2}{3} \frac{u^2}{ts} \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{ik} \right] \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}
 \end{array} \right.
 \end{cases}$$

нии. Заметим, что

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\rightarrow}}{d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_{\leftarrow}}{d\hat{t}} \quad \text{и} \quad \frac{d\hat{\sigma}_{\leftrightarrow}}{d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_{\leftarrow}}{d\hat{t}}. \quad (24)$$

Эти соотношения выражают сохранение четности в КХД.

С помощью дифференциальных сечений, приведенных в табл. 1, легко получить асимметрии:

$$a_{LL}^{PC} = a_{LL}^{КХД} = \frac{\frac{d\hat{\sigma}_{\rightarrow}}{d\hat{t}} - \frac{d\hat{\sigma}_{\leftarrow}}{d\hat{t}}}{\frac{d\hat{\sigma}_{\rightarrow}}{d\hat{t}} + \frac{d\hat{\sigma}_{\leftarrow}}{d\hat{t}}}. \quad (25)$$

Для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$ ($\hat{t} = \hat{u}$) для кварков с нулевой массой мы получаем следующие асимметрии для рассеяния подобных (разных) кварков:

$$a_{LL}^{PC} = a_{LL}^{КХД}(q_i q_j) = \begin{cases} 0,6 & i \neq j \\ 0,45 & i = j \end{cases} \quad (26)$$

и для $q_i \bar{q}_j$ -рассеяния

$$a_{LL}^{PC} = a_{LL}^{КХД}(q_i \bar{q}_j \rightarrow q_l \bar{q}_k) = \begin{cases} 0,6 & i = k, j = l, i \neq j; \\ -1 & i = j, l = k, i \neq k; \\ \frac{13}{35} & i = j, l = k, i = k. \end{cases} \quad (27)$$

Вклады диаграмм, содержащих глюоны в начальном или конечном состоянии (см. рис. 4), в дифференциальное сечение приведены в табл. 2. Они дают положительные вклады в асимметрию [11].

Параметры деполяризации (18)

$$d_{ll}^a = \frac{\hat{\sigma}_{a_+, b_0 \rightarrow c_+} - \hat{\sigma}_{a_+, b_0 \rightarrow c_-}}{\sigma_{a_+, b_0 \rightarrow c_0}} \quad (28)$$

для процессов $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ и $gq \rightarrow s\bar{s}$ были рассчитаны в [12]. Они получены для параметра деполяризации и дифференциального сечения для случая $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ ($a = u$):

$$d_{ll}^u = \frac{\hat{t}^2 - \hat{u}^2}{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}; \quad (29)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{4\pi}{9} \frac{1}{\hat{s}^2} \alpha_s(Q^2) \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \quad (30)$$

Таблица 2*. Дифференциальные сечения для $qg \rightarrow qg$, $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}g$, $gg \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow gg$ и $gg \rightarrow gg$ рассеяния для фиксированных спиральностей начальных кварков (антикварков) и глюонов. Из [11]

Процесс	$d\sigma_{++}/dt$	$d\sigma_{+-}/dt$
$q_\alpha q_\beta \rightarrow q_\alpha q_\beta$	$\left(\frac{8}{9}\right) \left[\frac{s^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \left(\frac{s^2}{u^2} - \frac{2}{3} \frac{s^2}{tu} \right) \right]$	$\left(\frac{8}{9}\right) \left[\frac{u^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \frac{t^2}{u^2} \right]$
$q_\alpha \bar{q}_\beta + q_\gamma \bar{q}_\delta$	$\left(\frac{8}{9}\right) \left[\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} \frac{s^2}{t^2} \right]$	$\left(\frac{8}{9}\right) \left[\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} \frac{u^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \delta_{\delta\gamma} \frac{t^2 + u^2}{s^2} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} \delta_{\gamma\delta} \frac{u^2}{st} \right]$
$qV + qV$	$\left[\frac{2s^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{s^2}{us} \right]$	$\left[\frac{2u^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{u^2}{us} \right]$
$\bar{q}V + \bar{q}V$	$\left[\frac{2s^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{s^2}{us} \right]$	$\left[\frac{2u^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{u^2}{us} \right]$
$VV \rightarrow q\bar{q}$	0	$\left[\frac{1}{3} \frac{(u^2 + t^2)}{ut} - \frac{3}{4} \frac{(t^2 + u^2)}{s^2} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow VV$	0	$\left[\frac{64}{27} \frac{t^2 + u^2}{ut} - \frac{16}{3} \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right]$
$VV \rightarrow VV$	$\left(\frac{9}{2}\right) \left[\frac{2s^2}{ut} - \frac{su}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right]$	$\left(\frac{9}{2}\right) \left[6 - \frac{2s^2}{ut} - \frac{su}{t^2} - \frac{st}{u^2} - \frac{2ut}{s^2} \right]$

* Все сечения содержат общий множитель $\pi\alpha_s^2/s^2$.

и для $gg \rightarrow s\bar{s}$

$$d_{ll}^g = \frac{-\frac{1}{3} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} + \frac{3}{4} \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}}}{\frac{1}{3} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} + \frac{3}{2} \left[1 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} \right] + \frac{3}{4}}; \quad (31)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha_s(Q^2)}{s^2} \left[\frac{1}{3} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} \right) + \frac{3}{4} \right]. \quad (32)$$

Эффективные сечения для поперечного спинового квантового числа \hat{n} . Выбирая ось квантования спина \hat{n} в направлении, перпендикулярном к плоскости рас-

сеяния (см. разд. 1), можно определить поперечные амплитуды. Оператор проекции спина для безмассовых кварков (антикварков) определяется параметром λ [см. соотношения (20), (21)]. Вводится вектор спина s_i частицы i :

$$(s_i p_i) = 0 \quad (33)$$

и $s_i^2 = -1$ (пространственно-подобный вектор). (34)

В системе покоя частицы

$$s_i = (0; \mathbf{s}_i). \quad (35)$$

Эффективные сечения с поперечным направлением спина были получены в работах Ранфт и Ранфта [10] и Хидака, Монсэя и Сиверса [13].

Таблица 3.* Дифференциальные сечения для qq - и $q\bar{q}$ -рассеяния для фиксированных проекций спина на нормаль к плоскости рассеяния начальных кварков (антикварков). Сечения получены в первом порядке КХД. Удержаны в qq -рассеянии члены порядка $O(m^2)$, а в $q\bar{q}$ -рассеянии — члены порядка $O(m^2)$ (учитываются разные массы кварков и антикварков).

Из [10]

$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left(\frac{4}{9}\right) \left[\frac{s^2 + u^2 - 8sm^2 + 4tm^2 - 8um^2}{t^2} + \right.$ $+ \delta_{ij} \frac{s^2 + t^2 - 8sm^2 - 8tm^2 + 4um^2}{u^2} - \delta_{ij} \left(\frac{1}{3}\right) \frac{3s^2 - t^2 - u^2 - 24sm^2 + 4tm^2 + 4um^2}{tu} \left. \right]$ $\frac{d\sigma_{\uparrow\downarrow}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left(\frac{4}{9}\right) \left[\frac{s^2 + u^2 + 4tm^2}{t^2} + \delta_{ij} \frac{s^2 + t^2 + 4um^2}{u^2} - \right.$ $\left. - \delta_{ij} \left(\frac{1}{3}\right) \frac{s^2 + t^2 + u^2 + 4tm^2 + 4um^2}{tu} \right]$
$q_i \bar{q}_j \rightarrow q_k \bar{q}_l$	$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left(\frac{4}{9}\right) \times$ $\times \left[\delta_{ik} \delta_{jl} \frac{s^2 + u^2 - 2s(m_i - m_j)^2 + 2t(m_i^2 + m_j^2) - 2u(m_i^2 - 2m_i m_j)}{t^2} + \right.$ $+ \delta_{ij} \delta_{kl} \frac{2t^2 + 2u^2 - s^2 + 4s(m_i^2 + m_k^2) - 4tm_i^2 - 4um_i^2}{s^2} - \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{ik} \left(\frac{1}{3}\right) \frac{3u^2 + t^2 - s^2 + 8sm^2 + 6tm^2 - 16um^2}{ts} \left. \right]$ $\frac{d\sigma_{\uparrow\downarrow}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left(\frac{4}{9}\right) \times$ $\times \left[\delta_{ik} \delta_{jl} \frac{s^2 + u^2 - 2s(m_i + m_j)^2 + 2t(m_i^2 + m_j^2) - 2u(m_i^2 + 2m_i m_j)}{t^2} + \right.$ $+ \delta_{ij} \delta_{kl} - \delta_{ij} \delta_{kl} \delta_{ik} \left(\frac{1}{3}\right) \frac{s^2 - t^2 + u^2 + 2tm^2 - 3um^2}{st} \left. \right]$

В последней статье формулы были приведены для оси квантования \hat{t} , расположенной под углом φ к нормали \hat{n} :

$$\frac{\hat{t} \times \hat{n}}{|\hat{t} \times \hat{n}|} = \cos \varphi. \quad (36)$$

Для значения $\cos \varphi = 0$ имеются эффективные сечения с квантовым значением спина \downarrow или \uparrow относительно \hat{n} . Для значения $\cos \varphi = 1$ имеются поперечные сечения, обозначаемые символами \odot или \otimes относительно оси квантования спина \hat{s} . Эффективные сечения для поперечного квантования спина \hat{n} приведены в табл. 3.

Обобщенные эффективные сечения для процесса $qq \rightarrow qq$, поперечные относительно оси \hat{t} , даны в табл. 4 [13]. Кварк-кварковая асимметрия рассеяния

$$a_{\hat{n}\hat{n}}^{PC} = \frac{\frac{d\hat{\sigma}_{\uparrow\uparrow}}{d\hat{t}} - \frac{d\hat{\sigma}_{\uparrow\downarrow}}{d\hat{t}}}{\frac{d\hat{\sigma}_{\uparrow\uparrow}}{d\hat{t}} + \frac{d\hat{\sigma}_{\uparrow\downarrow}}{d\hat{t}}} \quad (37)$$

Таблица 4*. Обобщенные \hat{t} поперечные дифференциальные сечения для $qq \rightarrow qq$ -процесса; $\cos \varphi = 0$ дает сечения, квантованные вдоль нормали \hat{n} к плоскости рассеяния; $\cos \varphi = 1$ дает сечения, квантованные вдоль \hat{s} в плоскости рассеяния. Из [13]

$q_i q_j \rightarrow qq$	$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} (\uparrow \uparrow) &= \frac{g^4}{36\pi s^2} \left\{ \frac{s^2 + u^2 + 8m^2 t - 8m^4}{t^2} + \right. \\ &+ \frac{4m^2}{t^2} \left[1 - \left(1 + \frac{t}{s - 4m^2} \cos^2 \varphi \right) \right] + \delta_{ij} \frac{s^2 + t^2 + 8m^2 u - 8m^4}{u^2} + \\ &+ \delta_{ij} \frac{4m^2}{u^2} \left[u - t \left(1 + \frac{t}{s - 4m^2} \right) \cos^2 \varphi \right] \mp \\ &\mp \frac{\delta_{ij}}{3tu} \left[s^2 - t^2 - u^2 - 12sm^2 + 24m^4 + \right. \\ &\left. + 4(s - 2m^2)t \left(1 + \frac{t}{s - 4m^2} \right) \cos^2 \varphi \right] + \delta_{ij} \frac{2s^3 + 16m^2 s - 24m^4}{3tu} \left. \right\} \end{aligned}$
--------------------------	---

* Для удобства в этих таблицах мы опускаем знак \wedge (шляпка), который указывает на переменные в с.п.м. процесса жесткого рассеяния.

в 5—7 раз меньше продольной асимметрии a_{LL}^{PC} [см. (26)], в частности

$$a_{\hat{n}\hat{n}}^{PC} = \delta_{ij} \left(-\frac{1}{11} + \frac{2}{11} \cos^2 \varphi \right) = \begin{cases} \leq 0,09 & i = j; \\ = 1 & i \neq j. \end{cases} \quad (38)$$

Структурные функции для поперечно-поляризованных протонов обсуждались в [13]. Их использование совместно с малой асимметрией (38) приводит к тому, что ожидаемая поперечная спиновая асимметрия примерно в 100 раз меньше продольной асимметрии [13]. Поэтому ниже мы не будем обсуждать величину $a_{\hat{n}\hat{n}}^{PC}$.

КХД не предсказывает поляризации $P_{\hat{n}}$ в первом порядке теории возмущений. В этом можно легко убедиться, заметив, что вершина, соответствующая переворачиванию спина, в случае безмассовых частиц обращается в нуль. В следующих порядках возникает небольшая поляризация [4]. Все предшествующие расчеты были основаны на борновском приближении в КХД. Как было показано для различных процессов, учет радиационных поправок увеличивает эффективные сечения до 100 %. Высшие поправки, сохраняющие направления спина, не были рассчитаны. Однако следует ожидать, что спиновые асимметрии меньше затрагиваются этими поправками.

Зависящие от спина дифференциальные сечения и спиновые асимметрии в рассеянии кварков, обусловленные обменом векторных бозонов в слабых взаимодействиях и интерференцией КХД—слабые взаимодействия. Слабые взаимодействия кварков, обменивающихся W^{\pm} - и Z^0 -бозонами, оказываются зависящими от спинов вследствие природы $V - A$ -взаимодействий.

Рассеяние кварков, поляризованных в начальном состоянии. Спиновые асимметрии, возникающие вследствие слабых взаимодействий в qq - или $q\bar{q}$ -рассеянии, связаны с нарушением четности. Рассмотрим для удобства спиновые асимметрии в базисе, обозначения которого приведены выше (a_{LL}^{PV}).

Конечно, сечения слабых взаимодействий, обусловленных обменом W^{\pm} - и Z^0 -бозонами, малы по сравнению с сечениями сильных взаимодействий в КХД даже при высоких энергиях и больших передачах импульсов, т. е. вблизи Z^0 - или W^{\pm} -резонансных полюсов. Однако они существенно увеличиваются из-за интерференции между слабыми и сильными взаимодействиями, которая также нарушает четность. Следовательно, адронные асимметрии $A_{ii}^V = A_{ii}^{PV}$ (слабые) + A_{ii}^{PV} (интерференция КХД + слабые взаимодействия) могут оказаться достаточно заметными для наблюдения в адрон-адронном рассеянии (см. разд. 4).

Эффекты нарушения четности в адрон-адронном расстоянии были приближенно рассмотрены Фишбахом и Луком [14], Абудом, Гатто и Савоем [15] и Пэйджем, Трейманом и Тьюдроном [16]. Полное рассмотрение на уровне борновского приближения было проведено в ра-

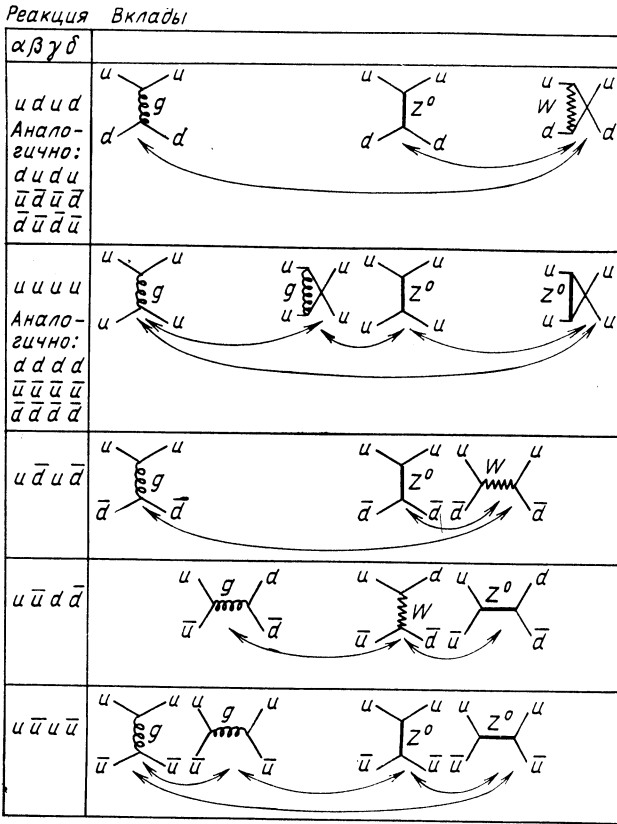


Рис. 5. Различные вклады сильных и слабых взаимодействий и интерференции КХД — слабые взаимодействия в жесткие взаимодействия начальных u -, d -, u - и \bar{d} -кварков

ботах Ранфт и Ранфта [17]. В нем были учтены W^{\pm} - и Z^0 -обмен соответственно в \hat{s} -, \hat{t} - и \hat{u} -каналах жесткого рассеяния (и их интерференция), интерференция слабых и сильных (КХД) взаимодействий, $W^{\pm} - Z^0$ -интерференция. Перечень диаграмм, дающих вклады в рассматриваемые процессы, приведен на рис. 5. Расчеты проведены в рамках стандартной $SU(2) \times U(1)$ -теории. В качестве начальных кварков рассматривались только u - и \bar{d} -кварки. Кварковые константы связи имеют вид

$$\left. \begin{aligned}
 v_u &= 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W = v_c; & a_u &= 1; \\
 v_d &= -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W = v_s = v_b; & a_d &= -1.
 \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Так как мы интересуемся асимметриями, образованными начальными состояниями, выделяем четыре начальных спиральных состояния

$$q_{\lambda_1}^1 + q_{\lambda_2}^2 \rightarrow q^3 + q^4 \quad (40)$$

и проводим усреднение по конечным спиновым состояниям. Наши обозначения принимают вид

$$\begin{pmatrix} q_L^1 q_L^2 & q_L^1 q_R^2 \\ q_R^1 q_L^2 & q_R^1 q_R^2 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

В табл. 5—8 мы приводим эффективные сечения для Z^0 -, W^\pm -обмена, Z^0 — W^\pm -интерференции и случая интерференции слабых и сильных (КХД) взаимодействий в соответствии с результатами [17]. Заметим, что W^\pm -обмен и его интерференция с Z^0 -бозонным обменом или обменом глюоном обеспечивают рассеяние только в одном начальном спиновом состоянии $q^1 q^2$ -системы. Обмен глюоном и слабые взаимодействия дают интерференцию только для различных мандельштамовских каналов; это происходит из-за наличия цвета. Мы воздержимся здесь от перечисления спиновых асимметрий, так как они могут быть легко найдены в вышеуказанных таблицах.

Поляризация рассеянных кварков. Ранее мы изучали рассеяние кварков, имеющих определенные начальные спиновые состояния, но проводили усреднение по конечным спиновым состояниям.

В данном разделе мы остановим свое внимание на конечных спиновых состояниях и проведем усреднение по начальным состояниям. Снова будем пользоваться спиральными состояниями и измерять поляризацию \hat{P}_l (17) конечного партона. Эти поляризации также будут нарушающими четность величинами.

Принимаем во внимание обменный механизм, изображенный на рис. 5. В табл. 9—12 приведены дифференциальные сечения

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 4T \text{ для } Z\text{-обмена}; \quad (42)$$

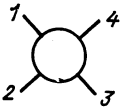
$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 64T \text{ для } W\text{-обмена}; \quad (43)$$

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 16T (a_u + 1) (a_d + 1) \quad (44)$$

для W — Z -интерференции;

$$\frac{d\sigma_{\text{int}}}{d\hat{t}} = \frac{4\pi\alpha_s}{16\pi\hat{s}^2} 8 \left\langle \frac{4}{9} \right\rangle \frac{G_F}{\sqrt{2}} T \quad (45)$$

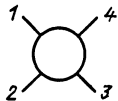
Таблица 5. Дифференциальные сечения слабого взаимодействия, соответствующего Z^0 -обмену, в qq -, $q\bar{q}$ - и $q\bar{q}$ -процессах рассеяния [17]



$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \right)^2 4T$$

1	2	4	3	T
q_α	q_β	q_α	q_β	$\frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a_\alpha + 1)^2 (a_\beta + 1)^2 \hat{s}^2 (a_\alpha + 1)^2 (a_\beta - 1)^2 \hat{u}^2 \right)$
\bar{q}_α	\bar{q}_β	\bar{q}_α	\bar{q}_β	$\frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a_\alpha - 1)^2 (a_\beta + 1)^2 \hat{u}^2 (a_\alpha - 1)^2 (a_\beta - 1)^2 \hat{s}^2 \right)$
q_α	q_α	q_α	q_α	$\frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a + 1)^4 \hat{s}^2 (a^2 - 1)^2 \hat{u}^2 \right) +$
q_α	\bar{q}_α	\bar{q}_α	\bar{q}_α	$\frac{1}{(\hat{u}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a^2 - 1)^2 \hat{u}^2 (a - 1)^4 \hat{s}^2 \right) +$
				$+\frac{1}{(\hat{u}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a + 1)^4 \hat{s}^2 (a^2 - 1)^2 \hat{t}^2 \right) +$
				$+\frac{2\hat{s}^2}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)(\hat{u}/m_Z^2 - 1)} \begin{pmatrix} (a + 1)^4 & 0 \\ 0 & (a - 1)^4 \end{pmatrix}$
q_α	\bar{q}_β	q_α	\bar{q}_β	$\frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a_\alpha + 1)^2 (a_\beta - 1)^2 \hat{u}^2 (a_\alpha + 1)^2 (a_\beta + 1)^2 \hat{s}^2 \right)$
q_α	\bar{q}_α	q_β	\bar{q}_β	$\frac{1}{(\hat{s}/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/m_Z^2} \times$
				$\times \sum_{\beta=u, d, s, c} \begin{pmatrix} 0 & (a_\alpha + 1)^2 [(a_\beta + 1)^2 \hat{u}^2 + (a_\beta - 1)^2 \hat{t}^2] \\ (a_\alpha - 1)^2 [(a_\beta - 1)^2 \hat{u}^2 + (a_\beta - 1)^2 \hat{t}^2] & 0 \end{pmatrix}$
q_α	\bar{q}_α	q_α	\bar{q}_α	$\frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)^2} \left((a^2 - 1)^2 \hat{u}^2 (a + 1)^4 \hat{s}^2 \right) + \frac{1}{(\hat{s}/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/m_Z^2} \times$
				$\times \begin{pmatrix} 0 & (a + 1)^4 \hat{u}^2 + (a^2 - 1)^2 \hat{t}^2 \\ (a - 1)^4 \hat{u}^2 + (a^2 - 1)^2 \hat{t}^2 & 0 \end{pmatrix} -$
				$-2 \frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1) [(\hat{s}/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/m_Z^2]} \begin{pmatrix} 0 & (a + 1)^4 \hat{u}^2 \\ (a - 1)^4 \hat{u}^2 & 0 \end{pmatrix}$

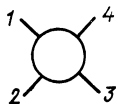
Таблица 6. Дифференциальные сечения слабого взаимодействия, соответствующего W^\pm -обмену в qq -, $\bar{q}\bar{q}$ - и $q\bar{q}$ -процессах рассеяния [17]



$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\sqrt{\frac{1}{2}} G_F \right)^2 84T$$

1	2	4	3	T
u	d	d	u	$\frac{1}{(\hat{t}/m_W^2 - 1)^2} \begin{pmatrix} \hat{s}^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
\bar{u}	\bar{d}	\bar{d}	\bar{u}	
u	\bar{u}	d	\bar{d}	$\frac{1}{(\hat{t}/m_W^2 - 1)^2} \begin{pmatrix} 0 & \hat{s}^2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
d	\bar{d}	u	\bar{u}	
u	\bar{d}	u	\bar{d}	$\frac{1}{(\hat{s}/m_W^2 - 1)^2 + \Gamma_W^2/m_W^2} \begin{pmatrix} 0 & \hat{u}^2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
d	\bar{u}	d	\bar{u}	

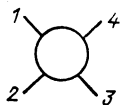
Таблица 7. Дифференциальные сечения слабого взаимодействия, соответствующие Z^0 - W^\pm -интерференции [17]



$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\sqrt{\frac{1}{2}} G_F \right)^2 16T$$

1	2	4	3	T
u	d	d	u	$(a_u + 1)(a_d + 1) \frac{1}{(\hat{t}/m_W^2 - 1)(\hat{u}/m_Z^2 - 1)} \begin{pmatrix} \hat{s}^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
\bar{u}	\bar{d}	\bar{d}	\bar{u}	
u	\bar{d}	u	\bar{d}	$(a_u + 1)(a_d + 1) \left[\frac{\hat{s}/m_W^2 - 1}{(\hat{s}/m_W^2 - 1)^2 + \Gamma_W^2/m_W^2} \right] \frac{1}{(\hat{t}/m_Z^2 - 1)} \begin{pmatrix} 0 & \hat{u}^2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
d	\bar{u}	d	\bar{u}	
u	\bar{u}	d	\bar{d}	$(a_u + 1)(a_d + 1) \left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{(\hat{s}/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/m_Z^2} \right] \frac{1}{(\hat{t}/m_W^2 - 1)} \begin{pmatrix} 0 & \hat{u}^2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
d	\bar{d}	u	\bar{u}	

Таблица 8. Дифференциальные сечения интерференции КХД — слабые взаимодействия [17]



$$\frac{d\sigma}{dt} = \left\langle \frac{4}{9} \right\rangle 4\pi\alpha_s^4 \frac{1}{16\pi s^2} \sqrt{\frac{1}{2}} G_F$$

1	2	4	3	T
u	u	u	u	$\left[\frac{1}{\hat{t}(\hat{u}/m_Z^2 - 1)} + \frac{1}{\hat{u}(\hat{t}/m_Z^2 - 1)} \right] \hat{s}^2 \begin{pmatrix} (a+1)^2 & 0 \\ 0 & (a-1)^2 \end{pmatrix}$
\bar{d}	\bar{u}	\bar{u}	\bar{u}	$\left[\frac{1}{\hat{t}(\hat{u}/m_Z^2 - 1)} + \frac{1}{\hat{u}(\hat{t}/m_Z^2 - 1)} \right] \hat{s}^2 \begin{pmatrix} (a-1)^2 & 0 \\ 0 & (a+1)^2 \end{pmatrix}$
u	d	d	u	$\frac{1}{\hat{t}(\hat{u}/m_W^2 - 1)} 8\hat{s}^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
u	\bar{u}	u	\bar{u}	$\left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{\hat{t}(\hat{s}/m_Z^2 - 1)^2 + \Gamma_Z^2/m_Z^2} + \frac{1}{\hat{s}(\hat{t}/m_Z^2 - 1)} \right] \hat{u}^2 \begin{pmatrix} 0 & (a+1)^2 \\ (a-1)^2 & 0 \end{pmatrix}$
u	\bar{d}	u	\bar{d}	$\left[\frac{\hat{s}/m_W^2 - 1}{\hat{t}((\hat{s}/m_W^2 - 1)^2 + \Gamma_W^2/m_W^2)} \right] 8\hat{u}^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
d	\bar{u}	d	\bar{u}	

для интерференции слабых и сильных (КХД) взаимодействий, а также поляризации $p^{(4)}$ и $p^{(3)}$ партонов 4 и 3 (данных в форме $p^{(i)}$ T, $i = 3, 4$).

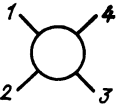
Заметим, что обмен W^\pm -бозоном в чистом слабом взаимодействии, так же как и в интерференционных членах, приводит к максимальной поляризации $p^{(4)} = \pm 1$, $p^{(3)} = |1|$. Если обмен Z-бозоном включается через разность аксиальной и векторной констант связи, то поляризация конечных партонов по модулю меньше $|1|$.

Спиновая зависимость процесса рождения векторного бозона при больших значениях поперечного импульса. Спиновые асимметрии a_{LL} для реакций типа

$$q_\lambda + \bar{q}_\lambda \rightarrow G + g \tag{46}$$

($G = W^\pm, Z^0, \gamma$ — калибровочные бозоны; g — глюон) были рассмотрены в работе Хидака [19]. Диаграммы, использованные в работе, при-

Таблица 9. Дифференциальные сечения и поляризация



$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} \left(\frac{G_F}{2\sqrt{s}} \right)^2 4T;$$

12 → 34	T
$uu \rightarrow uu$ $dd \rightarrow dd$	$\frac{\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + 2\hat{u}^2 \bar{C}}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + 2\hat{t}^2 \bar{C}}{U_Z} + \frac{2\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B})}{\sqrt{T_Z U_Z}}$
$ud \rightarrow du$	$\frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{u}^2 (C+D)}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{t}^2 (C+D)}{U_Z}$
$du \rightarrow ud$	$\frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{u}^2 (C+D)}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{t}^2 (C+D)}{U_Z}$
$\bar{u}\bar{u} \rightarrow \bar{u}\bar{u}$ $\bar{d}\bar{d} \rightarrow \bar{d}\bar{d}$	$\frac{\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + 2\hat{u}^2 \bar{C}}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + 2\hat{t}^2 \bar{C}}{U_Z} + \frac{2\hat{s}^2 (\bar{A} + \bar{B})}{\sqrt{T_Z U_Z}}$
$\bar{u}\bar{d} \rightarrow \bar{d}\bar{u}$	$\frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{u}^2 (C+D)}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{t}^2 (C+D)}{U_Z}$
$\bar{d}\bar{u} \rightarrow \bar{u}\bar{d}$	$\frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{u}^2 (C+D)}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2 (A+B) + \hat{t}^2 (C+D)}{U_Z}$
$u\bar{d} \rightarrow \bar{d}u$	$\frac{\hat{u}^2 (A+B) + \hat{s}^2 (C+D)}{T_Z}$
$\bar{d}u \rightarrow u\bar{d}$	$\frac{\hat{u}^2 (A+B) + \hat{s}^2 (C+D)}{T_Z}$
$\bar{u}\bar{d} \rightarrow \bar{d}\bar{u}$	$\frac{\hat{u}^2 (A+B) + \hat{s}^2 (C+D)}{T_Z}$
$\bar{d}\bar{u} \rightarrow \bar{u}\bar{d}$	$\frac{\hat{u}^2 (A+B) + \hat{s}^2 (C+D)}{T_Z}$
$u\bar{u} \rightarrow \bar{u}\bar{u}$ $\bar{d}\bar{d} \rightarrow \bar{d}\bar{d}$	$\frac{\hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + \hat{s}^2 (\bar{C} + \bar{D})}{T_Z} + \frac{\hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + \hat{t}^2 (\bar{C} + \bar{D})}{S_Z} - \frac{2(\hat{s}/m_Z^2 - 1)\hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B})}{\sqrt{T_Z S_Z}}$
$\bar{u}\bar{u} \rightarrow \bar{u}\bar{u}$ $\bar{d}\bar{d} \rightarrow \bar{d}\bar{d}$	$\frac{\hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + \hat{s}^2 (C+D)}{T_Z} + \frac{\hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B}) + \hat{t}^2 (\bar{C} + \bar{D})}{S_Z} - \frac{2(\hat{s}/m_Z^2 - 1)\hat{u}^2 (A+B)}{\sqrt{T_Z S_Z}}$
$u\bar{u} \rightarrow \bar{d}\bar{d}$	$\frac{\hat{u}^2 (A+B) + \hat{t}^2 (C+D)}{S_Z}$
$\bar{c}\bar{c}$	
$\bar{s}\bar{s}$	
$\bar{t}\bar{t}$	
$\bar{b}\bar{b}$	
$\bar{u}\bar{u} \rightarrow \bar{d}\bar{d}$	
$\bar{c}\bar{c}$	
$\bar{s}\bar{s}$	
$\bar{t}\bar{t}$	
$\bar{b}\bar{b}$	

$$A = (a_u + 1)^2 (a_d + 1)^2 \quad \bar{A} = (a + 1)^4;$$

$$B = (a_u - 1)^2 (a_d - 1)^2 \quad \bar{B} = (a - 1)^4;$$

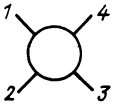
$$T_Z \equiv \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)^2; \quad U_Z \equiv \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)^2; \quad S_Z \equiv \left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2$$

$P^{(3)}T$	P^3T
$-\hat{s}^2(\bar{A}-\bar{B}) \left(\frac{1}{T_Z} + \frac{1}{U_Z} + \frac{2}{\sqrt{T_Z U_Z}} \right)$ $\frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{u}^2(C-D)}{T_Z} - \frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{t}^2(D-C)}{U_Z}$ $\frac{\hat{s}^2(A+B)_{(\mp)} \hat{u}^2(C-D)}{T_Z} - \frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\mp)} \hat{t}^2(D-C)}{U_Z}$	P^4T
$\hat{s}^2(\bar{A}-\bar{B}) \left(\frac{1}{T_Z} + \frac{1}{U_Z} + \frac{2}{\sqrt{T_Z U_Z}} \right)$ $\frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{u}^2(C-D)}{T_Z} - \frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{t}^2(D-C)}{U_Z}$ $\frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{u}^2(D-C)}{T_Z} + \frac{\hat{s}^2(A-B)_{(\pm)} \hat{t}^2(C-D)}{U_Z}$ $\frac{\hat{s}^2(D-C)_{(\pm)} \hat{u}^2(B-A)}{T_Z}$ $\frac{\hat{s}^2(D-C)_{(\pm)} \hat{u}^2(A-B)}{T_Z}$ $\frac{-\hat{s}^2(D-C)_{(\mp)} \hat{u}^2(A-B)}{T_Z}$ $\frac{-\hat{s}^2(D-C)_{(\mp)} \hat{u}^2(B-A)}{T_Z}$ $\begin{aligned} & \begin{matrix} (+) \\ (-) \end{matrix} \hat{u}^2(\bar{B}-\bar{A}) \left(\frac{1}{T_Z} + \frac{1}{S_Z} - \frac{2(\hat{s}/m_Z^2 - 1)}{\sqrt{T_Z S_Z}} \right) \\ & \begin{matrix} (+) \\ (-) \end{matrix} \left[\hat{u}^2(\bar{B}-\bar{A}) \left(\frac{1}{T_Z} + \frac{1}{S_Z} - \frac{2(\hat{s}/m_Z^2 - 1)}{\sqrt{T_Z S_Z}} \right) \right] \\ & \begin{matrix} (+) \\ (-) \end{matrix} \frac{\hat{u}^2(B-A) + \hat{t}^2(C-D)}{S_Z} \end{aligned}$	P^4T

$$C = (a_u + 1)^2 (a_d - 1)^2 \quad \bar{C} = (a^2 - 1)^4;$$

$$D = (a_u - 1)^2 (a_d + 1)^2.$$

Таблица 10. Дифференциальные сечения и поляризации в рассеянии партонов, обусловленном W^\pm -обменом [18]



$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 64T$$

1	2	3	4	T	P
u	d	u	d	$\frac{\hat{s}^2}{\left(\frac{\hat{t}}{m_W^2} - 1\right)^2}$	1
\bar{u}	\bar{d}	\bar{u}	\bar{d}	$\frac{\hat{s}^2}{\left(\frac{\hat{t}}{m_W^2} - 1\right)^2}$	1
u	d	d	u	$\frac{\hat{s}^2}{\left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1\right)^2}$	1
u	\bar{u}	\bar{d}	d	$\frac{1}{\left(\frac{\hat{t}}{m_W^2} - 1\right)^2} \hat{u}^2$	1
u	\bar{u}	d	\bar{d}	$\frac{1}{\left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1\right)^2} \hat{t}^2$	1
u	\bar{d}	\bar{d}	u	$\frac{1}{\left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1\right)^2} \hat{t}^2$	1
d	\bar{u}	\bar{u}	d	$\frac{1}{\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W}\right)^2} \hat{u}^2$	1

ведены на рис. 6. Эффективное сечение для начальных партонов с фиксированными спиральностями имеет вид [19]

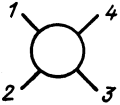
$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}(q_{\lambda_1}\bar{q}_{\lambda_2})}{d\hat{t}} &= \frac{2}{9\hat{s}^2} \alpha_s (v - \lambda_1 a)^2 \left(\frac{e}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \right)^2 \times \\ &\times (1 - \lambda_1 \lambda_2) \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{2\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} M_G^2 \right), \end{aligned} \quad (47)$$

где a и v — аксиальная и векторная константы связи (39).

Для реакции

$$q_{\lambda_1} + q_{\lambda_2} \rightarrow G + q \quad (48)$$

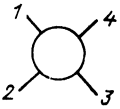
Таблица 11. Дифференциальные сечения и поляризации в рассеянии партонов, обусловленном интерференцией $W-Z$ -обменных амплитуд рассеяния [18]



$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 \cdot 16A, \quad A = (a_u + 1)(a_d + 1)$$

1	2 → 3	4	T	P ⁴	P ³
u	u → u	u	0	0	0
d	d → d	d	0	0	0
u	d → d	u	$\frac{\hat{s}^2}{\left(\frac{\hat{t}}{m_W^2} - 1 \right) \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)}$	-1	-1
d	u → u	d		-1	-1
\bar{u}	$\bar{d} \rightarrow \bar{d}$	\bar{u}	$\frac{s^2}{\left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1 \right) \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)}$	-1	-1
u	d → u	d		-1	-1
u	$\bar{u} \rightarrow u$	\bar{u}	0	0	0
u	$\bar{u} \rightarrow \bar{d}$	d	$\frac{\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1}{\left[\left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{t}}{m_W^2} - 1 \right)}$	-1	+1
u	$\bar{u} \rightarrow d$	\bar{d}	$\frac{\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1}{\left[\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W} \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)}$	+1	-1
u	$\bar{d} \rightarrow \bar{d}$	u	$\frac{\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1}{\left[\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1 \right) + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W} \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)}$	-1	+1
u	$\bar{d} \rightarrow u$	\bar{d}	$\frac{\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1}{\left[\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W} \right)^2 \right] \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)}$	+1	-1

Таблица 12. Дифференциальные сечения и поляризации КХД — слабые



$$\frac{d\sigma_{\text{int}}}{d\hat{t}} = \frac{4\pi\alpha_s}{16\pi\hat{s}^2} 8 \left\langle \frac{4}{9} \right\rangle \frac{G_F}{\sqrt{2}} T,$$

1	2	3	4	T
u	u	u	u	$\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)} + \frac{1}{\hat{u} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{s} (\hat{A} + \bar{B})$
d	d	d	d	
\bar{u}	\bar{u}	\bar{u}	\bar{u}	$\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)} + \frac{1}{\hat{u} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{s} (\bar{A} + \bar{B})$
\bar{d}	\bar{d}	\bar{d}	\bar{d}	
u	d	d	u	$4 \frac{\hat{s}^2}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1 \right)}$
d	u	u	d	
\bar{u}	\bar{d}	\bar{d}	\bar{u}	$4 \frac{\hat{s}^2}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_W^2} - 1 \right)}$
\bar{d}	\bar{u}	\bar{u}	\bar{d}	
u	\bar{u}	\bar{u}	u	$\frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{\hat{t} \left\{ \left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2 \right\}} + \frac{1}{\hat{s} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B})$
d	\bar{d}	\bar{d}	d	
\bar{u}	u	u	\bar{u}	$\frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{\hat{t} \left\{ \left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2 \right\}} + \frac{1}{\hat{s} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{u}^2 (\bar{A} + \bar{B})$
\bar{d}	d	d	\bar{d}	
u	\bar{d}	\bar{d}	u	$4 \frac{\hat{s}/m_W^2 - 1}{\hat{t} \left[\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W} \right)^2 \right]} \hat{u}^2$
\bar{u}	d	d	\bar{u}	$4 \frac{\hat{s}/m_W^2 - 1}{\hat{t} \left[\left(\frac{\hat{s}}{m_W^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_W}{m_W} \right)^2 \right]} \hat{u}^2$
\bar{d}	u	u	\bar{d}	
u	\bar{u}	\bar{d}	d	0

в рассеянии партонов, обусловленном интерференцией взаимодействия [18]

$$\bar{A} = (a + 1)^2 \quad \bar{B} = (a - 1)^2$$

$P^4 T$	$P^3 T$
$\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)} + \frac{1}{\hat{u} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] (-\hat{s}^2 (\bar{A} - \bar{B}))$	$P^4 T$
$\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\hat{t} \left(\frac{\hat{u}}{m_Z^2} - 1 \right)} + \frac{1}{\hat{u} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{s}^2 (\bar{A} - \bar{B})$	$P^4 T$
$P^4 = -1$	$P^3 = -1$
$P^4 = +1$	$P^3 = +1$
$\frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{\hat{t} \left\{ \left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2 \right\}} + \frac{1}{\hat{s} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] (-\hat{u}^2 (\bar{A} - \bar{B}))$	$P^3 T = -P^4 T$
$\frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}/m_Z^2 - 1}{\hat{t} \left\{ \left(\frac{\hat{s}}{m_Z^2} - 1 \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_Z}{m_Z} \right)^2 \right\}} + \frac{1}{\hat{s} \left(\frac{\hat{t}}{m_Z^2} - 1 \right)} \right] \hat{u}^2 (\bar{A} - \bar{B})$	$P^3 T = -P^4 T$
$P^4 = -1$	$P^3 = +1$
$P^4 = -1$	$P^3 = +1$
0	0

эффективное сечение принимает вид [19]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\lambda_1 q\lambda_2) = -\frac{1}{12} \frac{\alpha_s}{\hat{s}^2} (v - \lambda_1 a)^2 \left(\frac{e}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \right)^2 \times$$

$$\times \left[(1 + \lambda_1 \lambda_2) \left\{ \frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{2\hat{u}}{\hat{t}\hat{s}} M_G^2 \right\} - 2\lambda_1 \lambda_2 \frac{(M_G^2 - \hat{t})^2}{\hat{t}\hat{s}} \right]. \quad (49)$$

Для реакции рождения с участием реального фотона

$$\left. \begin{aligned} a &= 0; \\ v &= Q\text{-электрический заряд кварка} \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

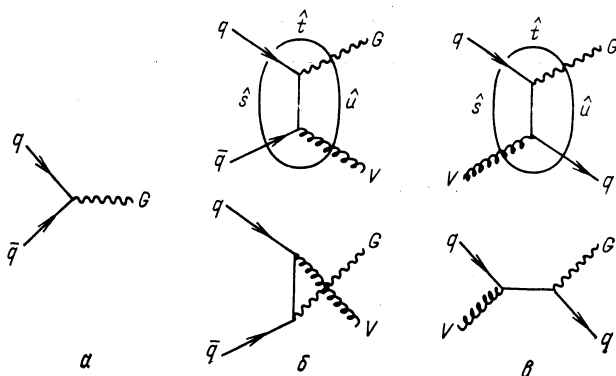


Рис. 6. Дрелл-яновский механизм (а) и глюонные поправки (б и в) к процессам рождения калибровочных бозонов $G = W^\pm, Z^0, \gamma$

Продольная асимметрия, связанная с переворачиванием спиральности одной из начальных частиц, имеет вид

$$a_{LL}^{PC1} = \frac{d\hat{\sigma}(++)/d\hat{t} - d\hat{\sigma}(+-)/d\hat{t}}{d\hat{\sigma}(++)/d\hat{t} + d\hat{\sigma}(+-)/d\hat{t}}$$

и для рождения $G = \gamma$ или Z^0 равна почти 100 %.

Величина a_{LL}^{PC1} комптоновского рассеяния (рис. 6, в), когда в конечном состоянии появляются γ или Z^0 , оказывается также велика (рис. 7).

Имеются четыре независимых нарушающих четность сечения $d\sigma(\lambda_1 \lambda_2)/d\hat{t}$; отсюда можно рассчитать три различные асимметрии a_{LL}^{PV} и a_{LL}^{PC} [см. (11) — (14)].

Спиновая зависимость рождения одиночного лептона в процессе распада Z^0 или W^\pm -бозонов. Предсказания для a_{LL}^{PV} были получены Ауренчем и

Линдфорсом [20] и Киннуненом и Линдфорсом [21] для случая измерения спектра одиночного лептона, возникшего вследствие распада W^\pm -бозона, который был рожден в рассеянии партона с фиксированной спиральностью. Этот процесс был также изучен в реакции $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow e^\pm (\bar{\nu}) + X$ [22] с целью детектирования W^\pm - и Z^0 -бозонов. Асимметрия (здесь она дана для адронов)

$$a_{LL}^{PV} = \frac{d\sigma(\bar{p}p_-)/d^3k - d\sigma(\bar{p}p_+)/d^3k}{d\sigma(\bar{p}p_-)/d^3k + d\sigma(\bar{p}p_+)/d^3k} \quad (51)$$

довольно заметна и достигает значения $a_{LL}^{PV} \approx 2/3$, если при рассмотрении пренебрегают морем кварков.

Спиновая зависимость в слабых процессах и интерференции электромагнитных и слабых взаимодействий. Рождение массивных лептонов пар. На уровне борновских членов рассматривается набор диаграмм, представленных на рис. 8 и включающих обмен фотоном (дрелляновская модель), обмен Z^0 -бозоном и Z^0 — γ -интерференцию. Чисто электромагнитный γ -обменный член сохраняет четность, таким образом, «правые» и «левые» сечения равны:

$$d\hat{\sigma}_\gamma(L)/d\hat{t} = d\hat{\sigma}_\gamma(R)/d\hat{t}. \quad (52)$$

Так как взаимодействуют только $q_L q_R$ и $q_R q_L$ пары, то указание спиральности R или L у кварка в начальном состоянии оказывается достаточным.

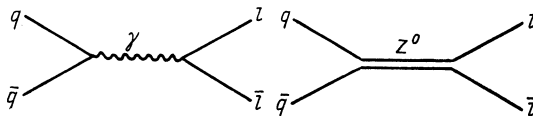


Рис. 8. Модель Дрелла — Яна и Z^0 -вклад в процесс рождения массивных лептонных пар

Дрелл-яновское сечение записывается в виде

$$d\hat{\sigma}_\gamma^L/d\hat{t} = d\hat{\sigma}_\gamma^R/d\hat{t} = (1/3) (4\pi\alpha^2/\hat{s}^2) Q_q^2 (\hat{t}^2 + \hat{u}^2)/\hat{s}^2. \quad (53)$$

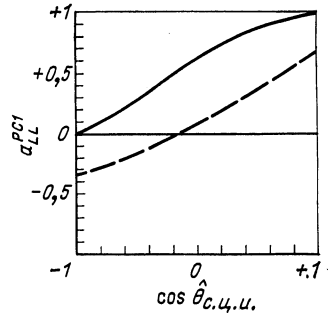


Рис. 7. Асимметрия a^{PC1} для комптоновского рассеяния (см. рис. 6, e) как функция $\cos \hat{\theta}_{с.п.} = 1 + 2\hat{t}/\hat{s} (1 - \tau)$, где $\tau = M^2 \hat{G}/s$:
 — для рождения γ -кванта ($\tau \equiv 0$); - - - для рождения Z^0 -бозона при $\tau = 0,3$. Из [19]

«левые» сечения равны:

Для Z^0 -обмена и Z^0 - γ -интерференции [23] имеем

$$d\hat{\sigma}_{Z^0}^L/d\hat{t} = D (v_q + a_q)^2 ((v-1)^2 \hat{t}^2 + (v+1)^2 \hat{u}^2); \quad (54)$$

$$d\hat{\sigma}_{Z^0}^R/d\hat{t} = D (v_q - a_q)^2 ((v+1)^2 \hat{t}^2 + (v-1)^2 \hat{u}^2) \quad (55)$$

и

$$d\hat{\sigma}_{\gamma-Z^0}^L/d\hat{t} = E (v_q + a_q)^2 ((v-1)t^2 + (v+1) u^2); \quad (56)$$

$$d\hat{\sigma}_{\gamma-Z^0}^R/d\hat{t} = E (v_q - a_q)^2 ((v+1)t^2 + (v-1) u^2). \quad (57)$$

Здесь

$$D = \left\langle \frac{1}{3} \right\rangle \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} m_{Z^0}^2 \left(\frac{G_F}{2\sqrt{2}} \right) \frac{4}{(\hat{s} - m_{Z^0}^2)^2 + m_{Z^0}^2 \Gamma_{Z^0}^2} \quad (58)$$

и

$$E = - \left\langle \frac{1}{3} \right\rangle \frac{m_Z^2}{\hat{s}^2} \alpha \frac{G_F}{\sqrt{2}} Q_q \frac{1}{\hat{s}} \frac{\hat{s} - m_Z^2}{(\hat{s} - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2}. \quad (59)$$

Векторная и аксиальная константы связи кварков с Z^0 приведены в (39), те же связи применительно к лептонам имеют вид

$$v = -1 + 4 \sin^2 \theta, \quad A = -1, \quad (60)$$

Q_q — заряд кварка:

$$Q_u = 2/3; \quad Q_d = -1/3. \quad (61)$$

Скобки $\langle \rangle$ служат указателем цветного множителя, G_F — фермиевская константа связи. Поляризация в процессе рождения лептонных пар обсуждалась также в [24—26].

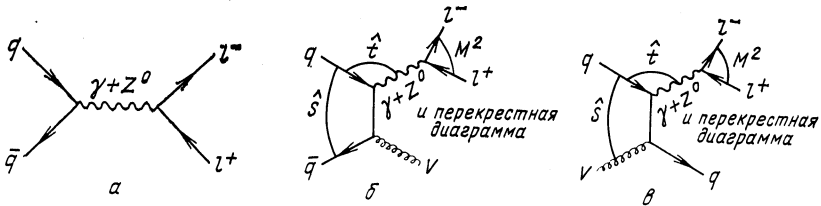


Рис. 9. Дрелл-яновская диаграмма для процесса рождения массивных лептонных пар в адронном столкновении (а) и глюонные поправки к диаграмме а) в низшем порядке по КХД-константе связи (б и в)

Рождение лептонных пар в области больших p_{\perp} . Сохраняющие четность и изменяющие спин асимметрии a_{LL} для процессов, изображенных на рис. 9,

$$q_{\lambda_1} + \bar{q}_{\lambda_2} \rightarrow \gamma^* + g \rightarrow l\bar{l} + g \quad (62)$$

и

$$q\lambda_1 + g\lambda_2 \rightarrow \gamma^* + q \rightarrow \bar{l}l + q \quad (63)$$

были рассчитаны в работе Хидака [24]. Зависящее от спина сечение для процесса (62) имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dM^2 d\hat{t}} = \frac{1}{54\pi^2} \alpha_s (1 - \lambda_1\lambda_2) \frac{M^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{2M^2\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) H(\lambda_1), \quad (64)$$

а для процесса (63)

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2 d\hat{t}} = & \frac{1}{144\pi^2} \alpha_s \frac{M^2}{\hat{s}^2} \left[1 - (1 + \lambda_1\lambda_2) \left(\frac{\hat{s}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{2M^2\hat{u}}{\hat{t}\hat{s}} \right) + \right. \\ & \left. + 2\lambda_1\lambda_2 \frac{(M^2 - \hat{t})^2}{\hat{t}\hat{s}} \right] H(\lambda_1), \end{aligned} \quad (65)$$

где

$$H(\lambda) = \left| \frac{A(v_q - \lambda_1 a_q)}{M^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \right|^2 + \left| \frac{V(v_q - \lambda_2 a_q)}{M^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} + \frac{Q_l Q_q}{M^2} \right|^2. \quad (66)$$

Здесь Q_l и Q_q — масса лептона и кварка соответственно;

$$\alpha_s = \alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{25 \ln Q^2/\Lambda^2},$$

а параметры стандартной модели приведены в (39), (60), (61). Из этих сечений сохраняющая четность спиновая асимметрия A_{LL}^{PC1} и нарушающие четность спиновые асимметрии A_{LL}^{PV2} и A_l [см. формулы (11) —

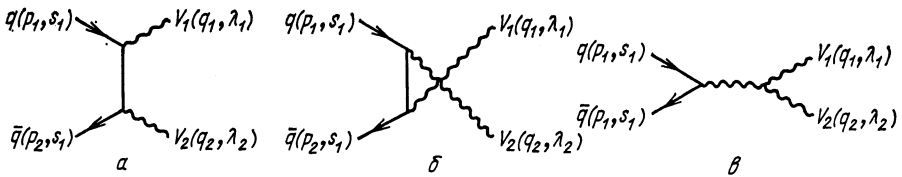


Рис. 10. Три графика, описывающие процесс рождения пар векторных бозонов

(14)] рассчитываются на адронном уровне; будучи зависимыми от структурных функций, они достигают около — 40 % в pp -соударениях.

Спиновая структура процесса рождения пар калибровочных бозонов. Процесс рождения поляризованных калибровочных векторных бозонов в соударениях поляризованных или неполяризованных начальных кварков и антикварков имеет весьма интересную спиновую структуру. Диаграммы, описывающие реакцию

$$q_{s_1} + \bar{q}_{s_2} \rightarrow V_{\lambda_1}^1 + V_{\lambda_2}^2, \quad (67)$$

приведены на рис. 10. Диаграмма, изображенная на рис. 10, в, содержит вершину, связывающую три калибровочных бозона. Измерение

таких реакций приводит к получению дополнительной существенной информации о вершинах, типичных для калибровочных теорий. Пять реакций этого типа можно изучать в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях при энергиях, достижимых на современных коллайдерах:

$$W^+W^-, Z^0Z^0, Z^0\gamma, Z^0W^+, \gamma W^\pm.$$

Как объяснялось выше, начальная $q\bar{q}$ -система описывается только двумя спиновыми состояниями $q^L \bar{q}^R$ и $q^R \bar{q}^L$; конечная система век-

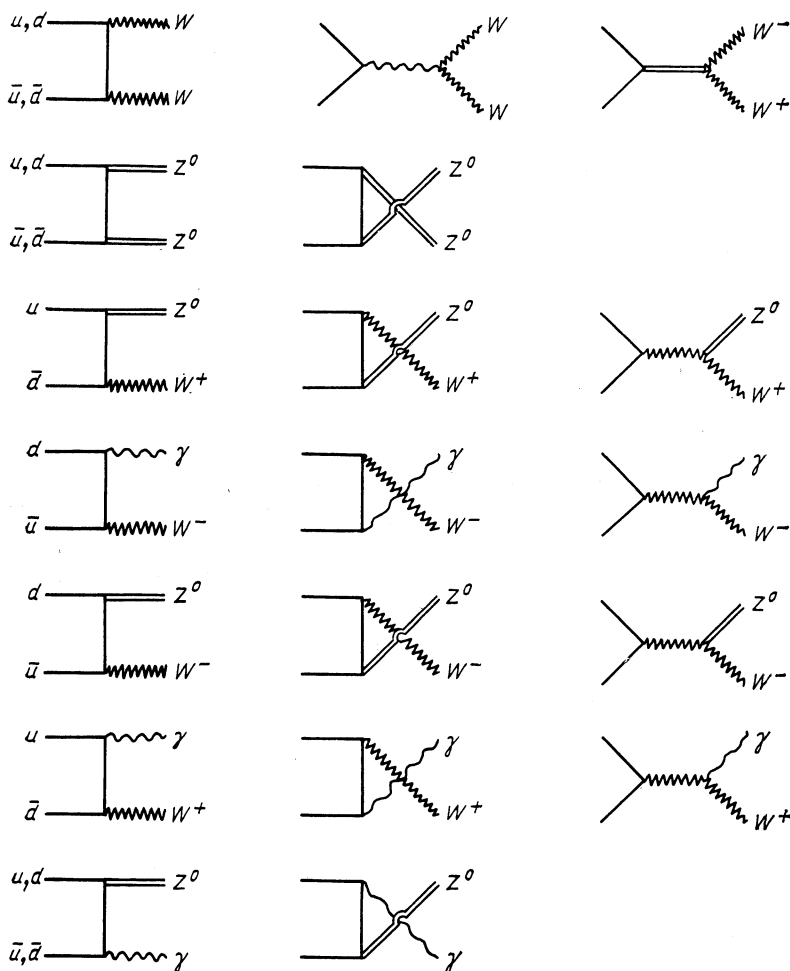


Рис. 11. Графики, дающие вклад в каждый из процессов рождения пар векторных бозонов

торных бозонов может иметь 9 спиновых состояний ($\lambda_i \lambda_j$; $i, j = 1, 2, 3$). Угловое распределение процессов (67) следует из выражения:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\lambda_i \lambda_j}^{L(R)}}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{q}|}{E} \frac{1}{64\pi s^2} \left| \sum_{i=1}^3 F_{i\lambda_i \lambda_j}^{L(R)} \right|^2. \quad (68)$$

Здесь $E = \sqrt{\hat{s}/2}$; $|\mathbf{q}|$ — импульс векторного бозона V^1 в с. ц. и. Амплитуды $F_{i, \lambda_1, \lambda_2}(\theta, \vartheta)$ возникают из суммы двух или трех диаграмм для каждого канала (рис. 11). Таким образом, дифференциальное сечение каждого канала содержит интерференцию. Спиральные

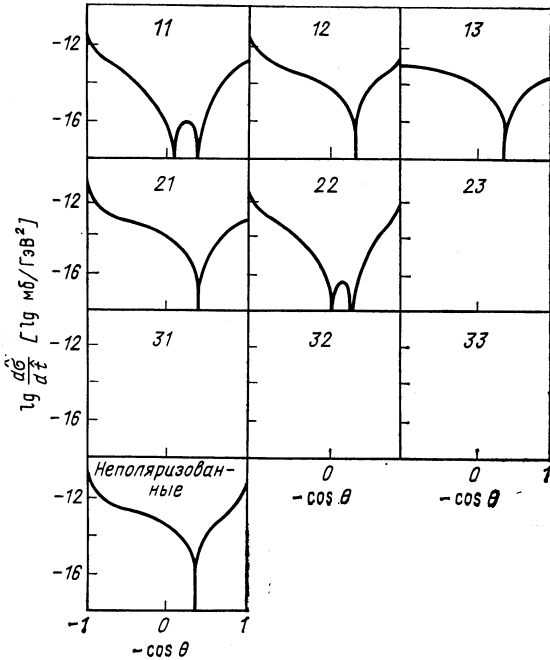


Рис. 12. Угловое распределение $d\hat{\sigma}/d \cos \theta$ по $\cos \theta$ реакции $d\bar{u} \rightarrow W^- \gamma$ для конечных состояний с фиксированными спиновыми состояниями. Из [27]

амплитуды и сечения получены Хеллмундом и Ранфт [27]. Угловые распределения $\lg d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ для $d\bar{u} \rightarrow W^- \gamma$ и $d\bar{d} \rightarrow W^+ W^-$ показаны в качестве примера на рис. 12 и 13 соответственно. Наиболее замечательный результат — появление нуля этого сечения в реакции $d\bar{u} \rightarrow W^- \gamma$ при значении угла, равном заряду кварка

$$\cos \theta = -(1 + 2Q_d) = -\frac{1}{3} \quad (69)$$

во всех спиновых состояниях $\lambda_1, \lambda_2; \lambda_i = 1, 2, 3; \theta$ есть угол рассеяния между налетающим кварком \bar{d} и мезоном W^- в с. ц. и. начального $\bar{d}u$ состояния. Этот нуль для реакции $\bar{d}u \rightarrow W^- \gamma$ был ранее предсказан в [28]. Источник появления этого нуля есть связь с безмассовым фотоном как калибровочной частицей (см. [29]). Подобный нуль встречается в сечении $u\bar{d} \rightarrow W^+ \gamma$ при значении $\cos \theta = +1/3$.

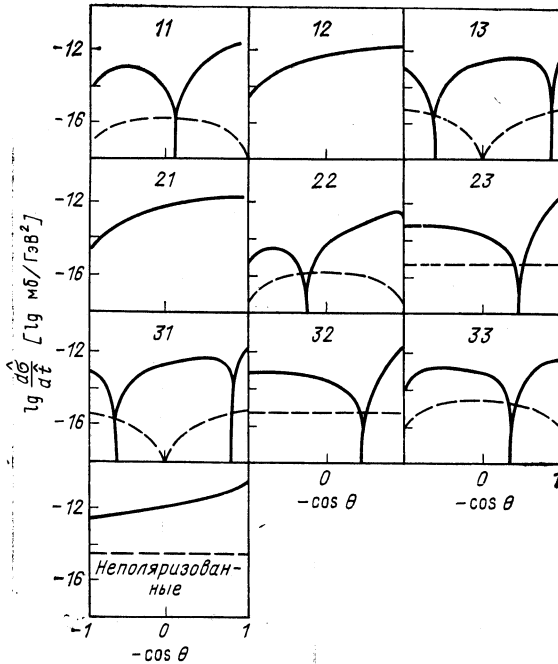


Рис. 13. Угловое распределение $\lg \frac{d\hat{\sigma}}{dt}$ по $\cos \theta$ реакции $\bar{d}\bar{d} \rightarrow W^+W^-$ для поляризованных начальных и конечных состояний и для поляризованных начальных состояний, просуммированных конечных спиновых состояний (обозначенных «неполяризованные») (из [27]):
 — — $d_L \bar{d}_R \rightarrow WW$; --- $d_R \bar{d}_L \rightarrow WW$

Поскольку положение нуля зависит от заряда начального кварка, кварковый заряд может быть измерен по положению нуля. В реакциях $u\bar{d} \rightarrow W^+ \gamma$ и $\bar{d}u \rightarrow W^- \gamma$ множитель $(1 + 2Q_q)$ оказывается общим для всех спиральных амплитуд и появляется даже в случае отсутствия поляризации в начальном или конечном состоянии. Кроме этого нуля в $u\bar{d} \rightarrow W^+ \gamma$ -канале другие каналы имеют нули, в частности при $\cos \theta = 90^\circ$ независимо от энергии, и другие нули, движущиеся от больших значений $|\cos \theta|$ к значению $\cos \theta = 0$ с увеличением энергии.

3. ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ И СПИНОВЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ В ИНКЛЮЗИВНЫХ АДРОН-АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Мы рассчитываем зависящие от спина инклюзивные сечения суммированием по зависящим от спина некогерентным подпроцессам жесткого рассеяния:

$$\sigma_{A\lambda_A, B\lambda_B} = \sum_i \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_{A\lambda_A}^{a\mu_a}(x_1, Q^2) F_{B\lambda_B}^{b\mu_b}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{a\mu_a b\mu_b}^i. \quad (70)$$

Сечения подпроцессов $d\hat{\sigma}$ рассчитываются для находящихся на массовой поверхности составляющих a и b , коллинеарных адронам A и B . В соотношении (70) мы используем стандартную КХД-факторизацию подпроцессов с большой передачей импульсов, рассчитываемых по теории возмущений из динамики связанных состояний. Зависящие от спина нескейлинговые функции распределения партонов $F_{A\lambda_A}^{a\mu_a}(x, Q^2)$ обсуждаются в приложении А. Зависящие от спина эффективные сечения для составляющих a и b приведены в разд. 2. При рассмотрении процесса рождения поляризованных адронов нам необходимо знать функцию фрагментации партона p со спиральностью μ в адроны h со спиральностью λ

$$D_{p, \mu}^{h, \lambda}(z, Q^2), \quad (71)$$

которая обсуждается в приложении В. Для данных $F_{h\lambda}^{q\mu}(x, Q^2)$ и $D_{p, \mu}^{h\lambda}(z, Q^2)$ зависящее от спина эффективное сечение может быть рассчитано в виде степенного ряда по константе связи $\alpha_s(Q^2)$ для электромагнитных, слабых и чисто адронных инклюзивных реакций с большой передачей импульса. В разд. 4 будут рассмотрены типичные процессы.

Однако есть ряд проблем:

1. Теория возмущений КХД предсказывает лишь эволюцию по Q^2 зависящих от спина функций распределения кварков и глюонов. Детальная форма распределений зависит также от эффектов связи кварков и глюонов, не рассчитываемых по теории возмущений. В приложении А мы увидим, например, что разные начальные распределения для поляризационных глюонных распределений ведут к весьма различным распределениям поляризованных кварков моря при больших значениях Q^2 .

2. Использование соотношения (70) для спиновых корреляций в следующих порядках $\alpha_s(Q^2)$ ведет к большим осложнениям из-за включения многих дополнительных подпроцессов.

3. В случае чисто адронных процессов маловероятно, чтобы подпроцессы с ведущими твистами давали доминирующие вклады в области промежуточных значений поперечного импульса $p_{\perp} \ll 8 \text{ ГэВ}/c$.

В разд. 4 ограничимся рассмотрением жестких подпроцессов только в приближении лидирующего порядка.

Рассмотрим пять типов спиновых корреляций (см. также разд. 1) и ограничимся продольной поляризацией.

1. Поляризован один начальный адрон. Единственная спиновая асимметрия

$$A_l = \frac{\sigma_{A_+, B_0} - \sigma_{A_-, B_0}}{\sigma_{A_+, B_0} + \sigma_{A_-, B_0}} \quad (72)$$

может быть выражена через соответствующие спиновые асимметрии на партонном уровне

$$a_l^i = \frac{\hat{\sigma}_{a_+, b_0}^i - \hat{\sigma}_{a_-, b_0}^i}{\hat{\sigma}_{a_+, b_0}^i + \hat{\sigma}_{a_-, b_0}^i} \quad (73)$$

и асимметрию распределения партонов

$$\Delta F_A^a = F_{A_+}^{a+}(x, Q^2) - F_{A_+}^{a-}(x, Q^2). \quad (74)$$

Получаем для A_l выражение

$$A_l = \frac{\sum_{iab} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \Delta F_A^a(x_1, Q^2) \Delta F_B^b(x_2, Q^2) a_l^i \hat{\sigma}_{ab}^i}{\sum_{i, a, b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_A^a(x_1, Q^2) F_B^b(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}^i}, \quad (75)$$

где F_B^b — распределение неполяризованных партонов, а $\hat{\sigma}_{ab}^i$ — сечение неполяризованного жесткого рассеяния.

2. Сохраняющие четность асимметрии для обоих поляризованных первичных адронов

$$A_{ll}^{PC} = \frac{\sigma_{A_+, B_+} + \sigma_{A_-, B_-} - \sigma_{A_+, B_-} - \sigma_{A_-, B_+}}{\sigma_{A, B}}. \quad (76)$$

Снова можно выразить A_{ll}^{PC} через соответствующие асимметрии рассеяния составляющих и асимметрии партонных распределений:

$$A_{ll}^{PC} = \frac{\sum_{i, a, b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \Delta F_A^a(x_1, Q^2) \Delta F_B^b(x_2, Q^2) a_{ll}^{iPC} \hat{\sigma}_{ab}^i}{\sum_{i, a, b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_A^a(x_1, Q^2) F_B^b(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}^i}. \quad (77)$$

3. Используем две разные нарушающие четность асимметрии для обоих первичных поляризованных адронов

$$A_{ll}^{PV2} = \frac{\sigma_{A_+, B_-} - \sigma_{A_-, B_+}}{\sigma_{A_+, B_-} + \sigma_{A_-, B_+}}; \quad (78)$$

$$A_{ll}^{PV3} = \frac{\sigma_{A_+, B_+} - \sigma_{A_-, B_-}}{\sigma_{A_+, B_+} + \sigma_{A_-, B_-}}. \quad (79)$$

4. Поляризация одного конечного адрона

$$P_{lA\lambda_A, B\lambda_B \rightarrow C} = \frac{\sigma_{A\lambda_A B\lambda_B \rightarrow C+} - \sigma_{A\lambda_A B\lambda_B \rightarrow C-}}{\sigma_{A\lambda_A B\lambda_B \rightarrow C}}. \quad (80)$$

Для расчета эффективного сечения нам необходимо воспользоваться функциями фрагментации поляризованных партонов, данных в приложении В.

Рассчитаем одно из сечений:

$$\begin{aligned} \sigma_{A\lambda_A B\lambda_B \rightarrow C\lambda_C} = & \sum_{i, a, \mu_a, b, \mu_b, c, \mu_c} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_{A\lambda_A}^{a\mu_a}(x_1, Q^2) \times \\ & \times F_{B\lambda_B}^{b\mu_b}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{a, \mu_a, b, \mu_b \rightarrow c, \mu_c}^i D_{c\mu_c}^{\lambda_C}(z, Q^2). \end{aligned} \quad (81)$$

Поляризация выражается через поляризацию соответствующего составляющего кваркового подпроцесса и асимметрию функций фрагментации поляризованного партона:

$$\begin{aligned} P_{lA\lambda_A B\lambda_B \rightarrow C} = & \left[\sum_{ia\mu_a b\mu_b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_{A\lambda_A}^{a\mu_a}(x_1, Q^2) \times \right. \\ & \left. \times F_{B\lambda_B}^{b\mu_b}(x_2, Q^2) P_{la\mu_a b\mu_b \rightarrow c} \hat{\sigma}_{a\mu_a b\mu_b \rightarrow c}^i \Delta D_c^C(z, Q^2) \right] \times \\ & \times \left[\sum_{ia\mu_a b\mu_b} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_{A\lambda_A}^{a\mu_a}(x_1, Q^2) F_{B\lambda_B}^{b\mu_b}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{a\mu_a b\mu_b \rightarrow c}^i D_c^C(z, Q^2) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (82)$$

Асимметрия функции фрагментации поляризованного партона определяется следующим образом:

$$\Delta D_c^C(z, Q^2) = D_{c+}^{C+}(z, Q^2) - D_{c+}^{C-}(z, Q^2).$$

5. Параметр деполяризации для одного поляризованного начального адрона и одного поляризованного детектируемого адрона

$$A_{ll} = \frac{\sigma_{A+, B_0 \rightarrow C+} + \sigma_{A-, B_0 \rightarrow C-} - \sigma_{A+, B_0 \rightarrow C-} - \sigma_{A-, B_0 \rightarrow C+}}{\sigma_{A+, B_0 \rightarrow C+} + \sigma_{A+, B_0 \rightarrow C-}}. \quad (83)$$

Чтобы рассчитать переходную асимметрию, нам снова нужно знать функции фрагментации

$$A_{ll} = \frac{\sum_{i, a, b, c, 0} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \Delta F_A^a(x_1, Q^2) \Delta F_B^b(x_2, Q^2) d_{ll}^a \hat{\sigma}_{ab \rightarrow c}^i \Delta D_c^C(z, Q^2)}{\sum_{i, a, b, c, 0} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_A^a(x_1, Q^2) F_B^b(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow c}^i D_c^C(z, Q^2)}. \quad (84)$$

4. ИЗБРАННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

СПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ В ЖЕСТКИХ АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

КХД-процессы, адронные соударения с большими поперечными импульсами. Как мы уже говорили раньше (см. разд. 3), в низшем порядке теории возмущений КХД нет нарушающих четность асимметрий и нет поляризации. Уже на уровне жестких подпроцессов

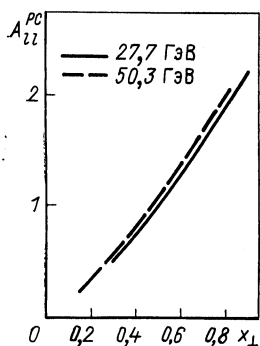


Рис. 14. Асимметрия A_{LL}^{PC} , определенная соотношением (76), для процесса рождения π^0 -мезонов $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ при больших значениях поперечных импульсов, рассчитанная Ранфтом и Ранфтом [10] с использованием поляризационных кварковых распределений Дерригола и Хайота [30] (см. табл. 14). Учтены только подпроцессы кварк-кваркового расщепления

возникает небольшая асимметрия, связанная с поперечной поляризацией. Следовательно, мы ограничиваемся двухспиновыми асимметриями и продольно-поляризованными адронами. До сих пор нет доступных экспериментальных данных.

В [10, 11] было предложено использовать сохраняющие четность асимметрии для двух поляризованных начальных адронов (76) для проверки КХД. Жесткие подпроцессы $qq \rightarrow qq$, $qg \rightarrow qg$, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ связаны с асимметриями a_{LL}^{PC} или в процессе рождения струй

$$h_1 + h_2 \rightarrow \text{струя} + X, \quad (85)$$

или в процессе рождения одной частицы

$$h_1 + h_2 \rightarrow \pi_{\pm}^{\pm} + X, \quad (86)$$

сечение которой изучается как функция переменной $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$. Рассчитанные асимметрии начинаются со значений $A_{LL}^{PC} = 0$ при $x_{\perp} = 0$, возрастают до $A_{LL}^{PC} = 0,1 \div 0,2$ при $x_{\perp} = 0,8 \div 1$ и зависят от используемых спиновых партонных распределений. На рис. 14 представлен пример расчета для реакции $p + p \rightarrow \pi^0 + X$ [10].

Параметр деполаризации D_{ii}^A [см. выражение (83)] был рассчитан для процессов $pp \rightarrow \Lambda + X$ и $p\bar{p} \rightarrow \Lambda + X$ [31]. Параметры деполаризации жестких подпроцессов d_{ii}^a для процессов $uu \rightarrow ss$ и $gg \rightarrow ss$ заданы выражениями (29) — (32); они также имеют величину порядка единицы.

Для протон-антипротонных соударений доминирующий вклад вносят валентные кварки; наиболее важный вклад вносит канал $u\bar{u}$ -аннигиляции. Предсказываемая асимметрия возрастает с увеличением x_{\perp} от $D_{\perp}^A = 0$ при $x_{\perp} = 0$ до $D_{\perp}^A = 0,4 \div 0,8$ при $x_{\perp} = 0,8$.

Для протон-протонных соударений доминирующий вклад дает глюон-глюонное взаимодействие $gg \rightarrow s\bar{s}$ (31), (32). Чтобы рассчитать асимметрию на адронном уровне, необходимо знать распределение спиральности глюонов внутри поляризованного протона.

Крэджи и др. [31] привели аргументацию в пользу того, что $\Delta F_p^g(x)$ может быть большой величиной: ведущий u -кварк внутри протона несет на себе большую долю его спиральности при $x \rightarrow 1$, быстрые глюоны появляются в результате тормозного излучения быстрого валентного кварка. Простые аргументы теории возмущений указывают на приблизительное равенство $\Delta F_p^g(x \rightarrow 1) \approx \Delta F_p^q(x \rightarrow 1) \approx 1$. В любом случае этот процесс может быть очень полезным для изучения реального глюонного распределения внутри адронов. Для $x_{\perp} > 0,2$ предсказываемый параметр деполяризации D_{\perp}^A лежит между $-0,2$ и $-0,6$ и должен быть легко измеряемой величиной.

Интерференция: КХД — слабые взаимодействия, электромагнитные — слабые взаимодействия и рождение слабых промежуточных калибровочных бозонов в адрон-адронных соударениях. В работах ряда авторов [32, 33] даны детальные расчеты эффективных сечений рождения W^{\pm} - и Z^0 -бозонов в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Эти первые расчеты были проведены на основе наивной партонной модели. Новые расчеты сечений рождения векторных бозонов с использованием улучшенной КХД партонной модели и принятых в настоящее время значений углов смешивания в теории слабых взаимодействий были проведены Пэйджем [34] и Ранфт и Ранфтом [35]. В табл. 13 даны оценки отношений рождения Z^0 -бозонов для трех проектов кол-

Таблица 13. Отношение сечений рождения Z^0 -бозонов для лептонного и адронного каналов в pp - и $p\bar{p}$ -проектируемых коллайдерах

Коллайдер	s , ГэВ ²	L , мб ⁻¹ ·с ⁻¹	$d\sigma/dM^2$	
			e^+e^-	$q\bar{q}$
Изабела (pp)	800	10^6	$130h^{-1}$	$3200h^{-1}$
СПС ($p\bar{p}$)	540	10^3	$\frac{1}{9.5} h^{-1}$	$2.3h^{-1}$
Теватрон ($p\bar{p}$)	2000	10^3	$1,2h^{-1}$	$29,5h^{-1}$

лайдеров, в которых будут осуществляться соударения pp - и $p\bar{p}$ -пучков. Эти отношения должны сравниваться с оценками экспериментального фона. Дрелл-яновский процесс, который является наиболее важной частью фона в процессе рождения лептонных пар ($Z^0 \rightarrow ll$), вносит фон, намного меньший сигнала от векторных бозонов. Оценка чисто адронного рождения пар адронных струй ведет к сечениям приблизительно на порядок больше адронного распада $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Общепринятое заключение в настоящее время таково: наиболее легкий путь открытия Z^0 - W^\pm -бозонов состоит в наблюдении лептонных каналов распада. Первые эксперименты, таким образом, сконцентрированы на лептонных каналах *. Исследования адронных каналов распада с их намного более богатыми отношениями каналов будут проведены в последующих экспериментах. Как мы увидим ниже, измеряемые нарушающие четность асимметрии могут предоставить также хорошие возможности идентификации Z^0 - и W^\pm -бозонов по их адронным каналам распада.

Ниже рассмотрены нарушающие четность асимметрии с помощью интерференции КХД — слабые взаимодействия и слабых взаимодействий для рождения адронных струй в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях; нарушающие четность асимметрии с помощью интерференции КЭД — слабые взаимодействия и слабых взаимодействий для рождения лептонных пар в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях; рождение поляризованных адронов с помощью интерференции КХД — слабые взаимодействия и слабых взаимодействий.

Интерференция КХД — слабые взаимодействия и рождение W^\pm - и Z^0 -бозонов в адронных соударениях. В процессе изучения рождения векторных бозонов через каналы адронных распадов недостаточно рассматривать только s -канальный обмен W^\pm - и Z^0 -бозонами. Объект наблюдения есть рождение двух адронных струй в процессе жесткого рассеяния. Эффективное сечение слабого взаимодействия будет включать также обмен векторными бозонами в \hat{t} - и \hat{u} -каналах и сечение интерференции КХД — слабые взаимодействия. Эти дополнительные сечения встречаются не только в кварк-антикварковом канале. Они дают вклад также в кварк — кварковое рассеяние. Вклад взаимодействия валентный кварк — валентный кварк в протон-протонных соударениях при энергиях $\sqrt{s} \sim 200$ ГэВ может возрасти из-за большой структурной функции валентных кварков в 100 раз по сравнению с вкладом членов, описывающих взаимодействие валентных кварков с морем в кварк-антикварковом рассеянии.

В расчетах будем пользоваться улучшенной КХД партонной моделью. Это означает, что будем использовать бегущую КХД констан-

* В 1983 г. в экспериментах ИА-1 и ИА-2, проведенных в ЦЕРНе на ускорителе встречных $p\bar{p}$ -пучков, было доказано существование векторных калибровочных W^\pm - и Z^0 -бозонов по их лептонным каналам распада. *Прим. пер.*

ту связи $\alpha_s(Q^2)$ и функции распределения партонов с учетом нарушения скэйлинга. Это сводится к требованию включения поправок по $\alpha_s(Q^2)$ конечного порядка в КХД в сечение слабого взаимодействия и сечение интерференции КХД — слабое взаимодействие. Хорошо известно, что такие поправки могут быть большими. Однако для рассеяния поляризованных кварков или антикварков на поляризованных кварках такие расчеты до сих пор не проводились. Вклад слабых, нарушающих четность взаимодействий в сечение рождения $q\bar{q}$ -струй должен быть сравнен с фоном от чисто адронных жестких процессов рассеяния. Все имеющие отношение к вопросу сечения процессов жесткого рассеяния приведены в разд. 3. Функции распределения поляризованных партонов с учетом нарушения скэйлинга приведены в приложении А.

Имеются причины для изучения двухструйных распределений вместо изучения распределений единственной струи.

1. Большая часть экспериментального фона, например фон космического излучения, не ведет к струйному характеру распределения частиц в конечном состоянии, типичному для процессов, изучаемых нами, а именно с очень большими значениями поперечных импульсов струй и дополнительными струями.

2. Значения поперечных импульсов двухструйной системы для больших значений масс не очень хорошо известны. Экстраполяция данных по значениям поперечных импульсов для процесса рождения лептонных пар ведет к указанию, что среднее значение поперечного импульса векторных бозонов порядка 10 ГэВ/с может оказаться вполне вероятным. Пик, возникающий от векторных бозонов в одноструйном распределении, размывается, в то время как на пики от векторных бозонов в двухструйных распределениях поперечные распределения по импульсам партонов не оказывают влияния.

Нарушающие четность спиновые асимметрии под рассматриваемым здесь углом зрения были изучены несколькими группами, включая работы Ранфт и Ранфта [17, 35], Перлта и Ранфта [36], Ченга и Фишбаха [37], Абуда и др. [38] и Пэйджа и др. [16]. Мы будем следовать здесь в основном работам [17, 36].

Рассмотрим процесс

$$A_{\lambda_A} + B_{\lambda_B} \rightarrow 2 \text{ струи} + X, \quad (87)$$

где A и B — протоны и (или) антипротоны с фиксированными спиральностями λ_A и λ_B . Дифференциальное сечение образования двух струй определяется в виде:

$$\frac{d\sigma^J(A_{\lambda_A} + B_{\lambda_B} \rightarrow 2 \text{ струи})}{d\tau dx_{\perp} dy} = \sum_{ijk\mu_i\mu_j} F_{A\lambda_A}^{i\mu_i}(x_1, Q^2) \times \\ \times F_{B\lambda_B}^{j\mu_j}(x_2, Q^2) \tau s \frac{x_{\perp}}{2\sqrt{1-x_{\perp}^2}} \frac{d\hat{\sigma}^J}{d\hat{t}}(i\mu_i + j\mu_j \rightarrow k+l). \quad (88)$$

Переменные определены следующим образом:

$$\tau = M^2/s, \quad (89)$$

где M — инвариантная масса двухструйной системы, а s — квадрат энергии сталкивающихся адронов в их с. ц. и.; y — быстрота двухструйной системы в рассматриваемой системе координат; x_1 и x_2 — доли импульсов партонов i и j в адронах A и B :

$$x_1 = e^y \sqrt{\tau}; \quad x_2 = e^{-y} \sqrt{\tau}. \quad (90)$$

Переменная $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{\tau s}$ (где p_{\perp} есть поперечный импульс одной из струй в двухструйной системе без поперечного импульса) связана с передачей импульса \hat{t} в подпроцессе жесткого рассеяния

$$\hat{t} = (-\hat{s}/2) (\sqrt{1-x_{\perp}^2} + 1). \quad (91)$$

Мы используем для Q^2 симметричную форму

$$Q^2 = 2\hat{s}\hat{t}\hat{u}/(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2). \quad (92)$$

В (88) мы классифицировали дифференциальное сечение рождения двух струй так же, как и дифференциальное сечение жесткого рассеяния символом J , который указывает на рассматриваемый процесс рассеяния. Таким образом, символом J мы обозначаем:

$J = S$ — КХД эффективное сечение;

$J = V$ — W^{\pm} - или Z^0 -обмен;

$J = I$ — интерференция КХД — слабые взаимодействия;

$J = W$ — полностью нарушающее четность эффективное сечение;

$J = T$ — полное сечение $T = S + V + I = S + W$.

Рассчитаем в протон-протонном соударении нарушающую четность асимметрию для двух поляризованных начальных адронов A_{ll}^{PV3} и в протон-антипротонных столкновениях асимметрию A_{ll}^{PV2}

$$A_{Jll}^{PV3} = \frac{\sigma_{JA+, B+} - \sigma_{JA-, B-}}{\sigma_{TA+, B+} + \sigma_{TA-, B-}} : \quad (93)$$

в pp -соударениях;

$$A_{Jll}^{PV2} = \frac{\sigma_{JA+, B-} - \sigma_{JA-, B+}}{\sigma_{TA+, B-} + \sigma_{TA-, B+}} \quad (94)$$

в $p\bar{p}$ -соударениях.

Заметим, что в этих асимметриях мы делим всегда на полное сечение $J = T$. Двухструйные случаи из-за доминантности сильных взаимодействий (КХД) не могут быть выделены из нарушающих четность членов, соответствующих слабым взаимодействиям (V) и интерференции КХД — слабые взаимодействия (1).

Подобным образом мы рассчитываем нарушающие четность асимметрии, в которых только один из начальных адронов имеет фиксированную спиральность

$$A_{J, l} = \frac{\sigma_{JA+, B_0} - \sigma_{JA-, B_0}}{\sigma_{TA+, B_0} + \sigma_{TA-, B_0}}. \quad (95)$$

На рис. 15, а представлено эффективное сечение рождения двух струй $\frac{d\sigma}{d\tau dx_{\perp} dy}$ для фиксированного значения $y = 0$, $x_{\perp} = 0,95$ как функции $M^2 = \tau s$ [17] для pp -соударений, рассчитанных для распределений с поляризованными валентными кварками в соответствии с [30] (см. табл. 14). На рис. 15 [36] приведено то же сечение, рассчитанное для случая распределений с поляризованным морем и валентными кварками [см. разд. 1 в приложении А]. На рис. 15, б кривая в области пиков от векторных бозонов лежит существенно выше по сравнению с аналогичной кривой на рис. 15, а, особенно для меньших энергий столкновений. Подобное различие обнаруживается на рис. 16, где сравниваются нарушающие четность асимметрии P_{ll}^{PV3} , рассчитанные для обоих типов кварковых распределений. Как это видно из рис. 15, мы получили различие сечений и асимметрий примерно на 2 для двух расчетов. Это различие несущественно и отражает общий уровень неопределенности в подобного рода расчетах

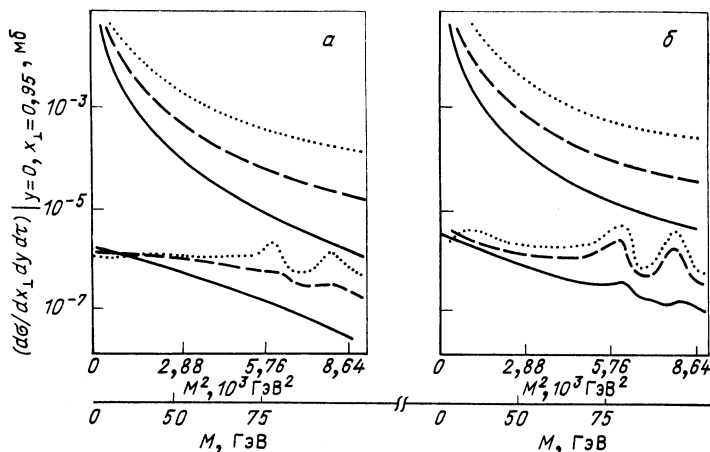


Рис. 15. Эффективное сечение рождения двух струй как функция $M^2 = \tau s$ при фиксированных значениях $y = 0$ и $x_{\perp} = 0,95$ и для различных энергий pp -столкновения. Кривые изображают эффективное сечение неполяризованных адронов для сильных (верхние кривые) и слабых (нижние кривые) взаимодействий:

а — из [17], рассчитано для случая распределений поляризованных валентных кварков; б — из [36], рассчитано для случая зависимых от Q^2 -распределений поляризованных валентных кварков и кварков моря; — — — $\sqrt{s} = 250$ ГэВ; — — — — $\sqrt{s} = 450$ ГэВ; . . . — $\sqrt{s} = 850$ ГэВ

сечений. Здесь разница возникла из-за использования двух разных наборов кварковых распределений.

На рис. 17 и 18 мы сравниваем дифференциальные сечения рождения двух струй и асимметрии для pp -соударений для двух наборов кварковых распределений. В pp -случае разница между обоими расчетами невелика. Здесь пики от векторных бозонов существенно определяются распределениями валентных кварков.

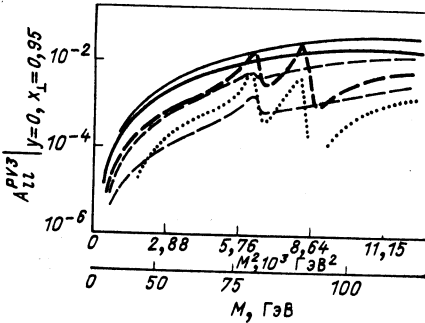


Рис. 16. Нарушающая четность двухструйная асимметрия A_{ll}^{PV} как функция $M^2 = \tau s$ при фиксированных значениях $y = 0$ и $x_{\perp} = 0,95$ и для различных энергий столкновения pp -пучков:

Тонкие кривые взяты из работы [17] (учитываются только распределения поляризованных валентных кварков), толстые — из [36] (учитывается распределение поляризованных валентных кварков и кварков моря): — — $\sqrt{s} = 250$ ГэВ; --- $\sqrt{s} = 450$ ГэВ; ... $\sqrt{s} = 850$ ГэВ

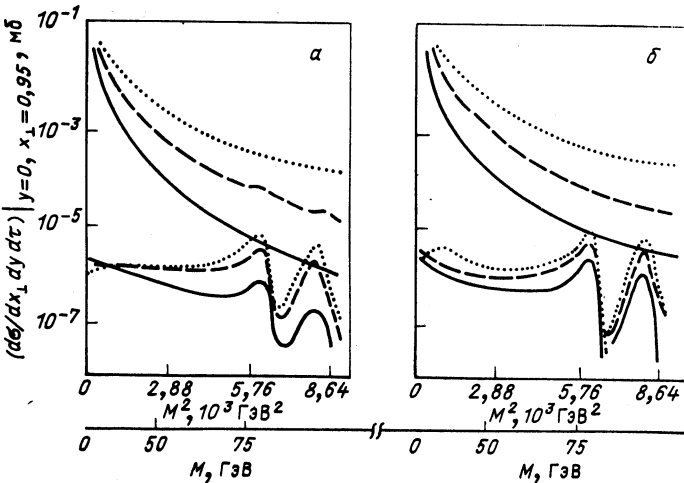


Рис. 17. То же, что и на рис. 15, но для pp -столкновений

Какое заключение можно вывести отсюда?

Обсудим сначала сечения для соударения неполяризованных pp - и pp -пучков.

1. КХД-фон при энергии $\sqrt{s} = 250$ ГэВ оказывается примерно в 10 раз больше пиков от векторных бозонов. При более высоких

энергиях соударения становится важным вклад gg -взаимодействия в КХД-эффективное сечение. Следовательно, полное КХД-сечение превышает пики от векторных бозонов на еще больший множитель.

2. В pp -соударениях при энергиях ниже $\sqrt{s} = 250$ ГэВ сечение, соответствующее интерференции КХД — слабые взаимодействия, оказывается больше, чем пики от векторных бозонов. Следовательно, пики от векторных бозонов почти невидимы в комбинированном сечении, обусловленном вкладом слабых взаимодействий и интерференцией КХД — слабые взаимодействия.

3. В pp -соударениях, особенно при низких энергиях $\sqrt{s} = 200 \div 400$ ГэВ, пики хорошо различимы. Подобное заключение можно вывести из анализа нарушающих четность спиновых асимметрий, представленных на рис. 16 и 18.

4. Пики от векторных бозонов в pp -соударениях при энергии $\sqrt{s} = 250$ ГэВ в нарушающей четность асимметрии достигают уровня около 10 % и должны быть четко видимы. Из-за сильного роста с увеличением энергии КХД-эффективного сечения (большой вклад дает глюон-глюонное рассеяние) эти асимметрии уменьшаются с ростом энергии.

5. В pp -соударениях пики в асимметриях всегда меньше 1 %, их, следовательно, более трудно измерить, чем в pp -соударениях.

Рождение лептонных пар в соударениях поляризованных pp - и pp -пучков. Нарушающие четность спиновые асимметрии в процессе рождения массивных лептонных пар в адрон-адронном рассеянии возникают из-за обмена Z^0 -бозоном и интерференции электромагнитных и слабых взаимодействий (рис. 19). Мы будем здесь следовать работе [23], в которой проведены расчеты нарушающих четность асимметрий A_{ll}^{PV2} и A_{ll}^{PV3} [см. выражения (78) и (79)] в соударениях двух поляризованных адронов при энергиях коллайдеров и для значений лептонных масс до $m_{ll} \approx 120$ ГэВ.

Спиновые асимметрии для рождения лептонных пар были также изучены ниже порога рождения Z^0 -бозона Каллавеем и др. [26, 39], Гильманом и Тсао [25]. Границы на спиновые асимметрии были получены Зоффером и Таксилем [40]. Для одного начального поляризованного адрона спиновые асимметрии были изучены Мани и Риндами [41], которые изучали асимметрии в более широкой области, включающей пик от Z^0 -бозона. Киннунен и Линдфорс [21] изучали такие

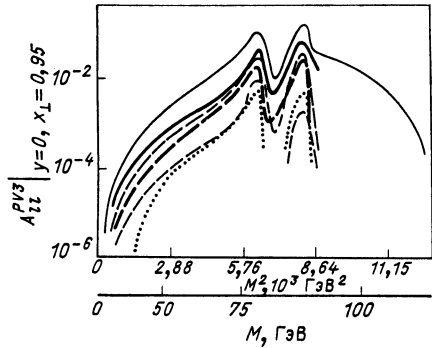


Рис. 18. То же, что и на рис. 16, но для pp -столкновений

асимметрии, главным образом, в сечении процесса рождения одиночного лептона.

Ранфт и Ранфт [23] и Каллавей и др. [39] отметили, что измерение нарушающих четность симметрий в процессе рождения лептонных пар должно оказаться весьма полезным для экспериментального определения структурных функций поляризованных кварков. Следуя

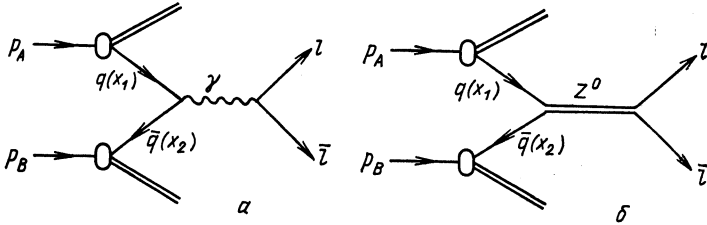


Рис. 19. Графики, изображающие обмен γ -квантом и Z^0 -бозоном в процессе рождения лептонных пар при адрон-адронных соударениях. Из [23]

[23], мы запишем эффективное сечение рождения лептонной пары в соударении адрона A со спиральностью λ_A и адрона B со спиральностью λ_B в виде

$$\frac{d\sigma(A_{\lambda_A} + B_{\lambda_B} \rightarrow l + \bar{l})}{d\tau dy dx_{\perp}} = \sum_{\substack{J=\gamma, Z^0 \\ \gamma-Z^0}} \sum_{\substack{i=u, d, \bar{u}, \bar{d} \\ \lambda_i \lambda_{\bar{i}}} } \int dx_1 dx_2 F_{A\lambda_A}^{i\mu_i}(x_1, Q^2) \times \\ \times F_{B\lambda_B}^{\bar{i}\mu_{\bar{i}}}(x_2, Q^2) \tau s \frac{x_{\perp}}{2(1-x_{\perp}^2)^{1/2}} \frac{d\hat{\sigma}^J}{d\hat{t}}(i\mu_i + \bar{i}\mu_{\bar{i}} \rightarrow l + \bar{l}). \quad (96)$$

Переменные и кинематика те же самые, что и в формуле (88) для рождения двух струй. Эффективное сечение жесткого подпроцесса дано в разд. 3.

Результаты представляются как нарушающие четность асимметрии для обоих адронов, поляризованных в начальном состоянии. Мы используем для pp -соударений асимметрию A_{il}^{PV3} , а для $p\bar{p}$ -соударений — асимметрию A_{il}^{PV2}

$$A_{il}^{PV2} = \frac{\sigma_{A_+, B_-} - \sigma_{A_-, B_+}}{\sigma_{A_+, B_-} + \sigma_{A_-, B_+}}; \quad (97)$$

$$A_{il}^{PV3} = \frac{\sigma_{A_+, B_+} - \sigma_{A_-, B_-}}{\sigma_{A_+, B_+} + \sigma_{A_-, B_-}} \quad (98)$$

и как нарушающие четность асимметрии для одного поляризованного в начальном состоянии адрона

$$A_l = (\sigma_{A_+} - \sigma_{A_-}) / (\sigma_{A_+} + \sigma_{A_-}) \quad (99)$$

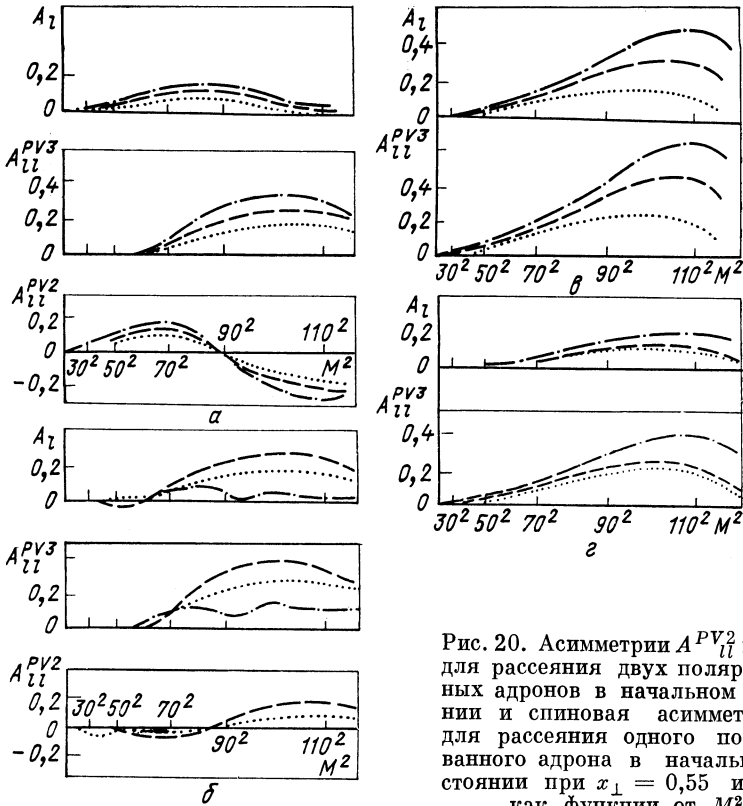


Рис. 20. Асимметрии A_1^{PV2} и A_{11}^{PV3} для рассеяния двух поляризованных адронов в начальном состоянии и спиновая асимметрия A_1 для рассеяния одного поляризованного адрона в начальном состоянии при $x_{\perp} = 0,55$ и $y = 0$ как функции от M^2 :

a — pp и модель I структурных функций; $б$ — pp и модель II структурных функций; $в$ — pp и модель I структурных функций; $г$ — pp и модель II структурных функций; --- — $\sqrt{s} = 250$ ГэВ; - - - — $\sqrt{s} = 450$ ГэВ; ··· — $\sqrt{s} = 850$ ГэВ. Из работы [23]

Все эти асимметрии являются функциями переменных y , x_{\perp} и $M^2 = \tau s$. Проинтегрированная по всем переменным, кроме M^2 , асимметрия A_{11} была изучена в [41].

Асимметрия A_{11}^{PV2} в pp -соударениях обусловлена в основном валентными кварками. Асимметрии в pp -соударениях весьма чувствительны к кваркам моря. В pp -соударениях при значении быстроты $y = 0$ из-за CP -инвариантности имеем $\sigma_{A_+, V_+} = \sigma_{A_-, V_-}$. Следовательно, в pp -соударениях при $y = 0$ может быть определена только A_{11}^{PV2} .

Спиновые асимметрии представлены на рис. 20 как функции от M_{ll}^2 при значениях $x_{\perp} = 0,55$ и $y = 0$ (т. е. для покоящихся лептонных пар). Мы используем те же два типа структурных функций поляризованных кварков, которые использовались выше. В модели I поляризованы только валентные кварки, в модели II поляризованы

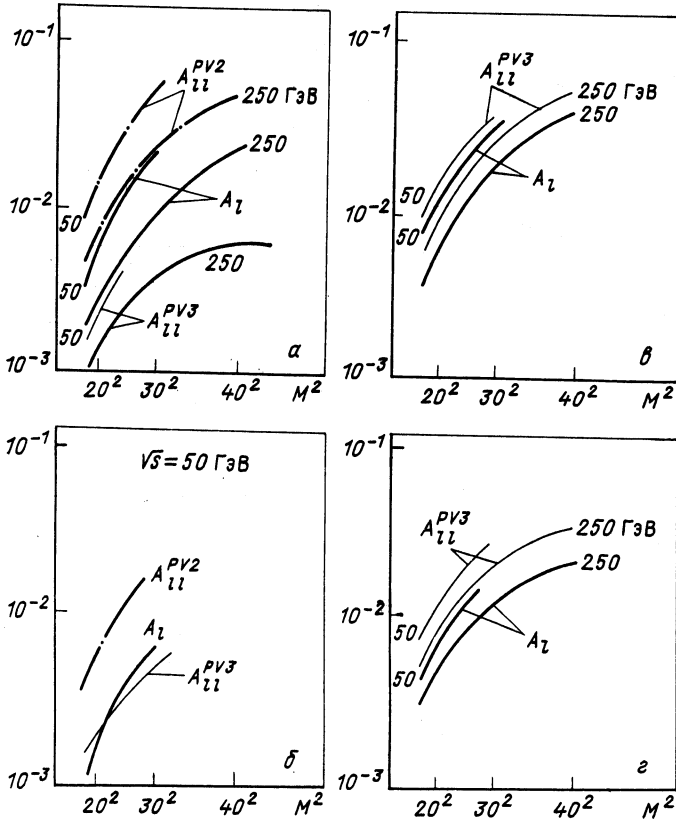


Рис. 21. Асимметрии A_{ll}^{PV3} , A_{ll}^{PV2} и A_l для энергий

a — pp и модель I структурных функций; $б$ — pp и модель II структурных функций; $в$ — pp и модель I структурных функций; $г$ — pp и модель II структурных функций. Из [23]

также кварки моря. За исключением случая pp -соударения с учетом поляризованных кварков моря (модель II) нарушающие четность асимметрии оказываются довольно не зависящими от массы M_{ll} лептонной пары функциями. На рис. 21 представлены асимметрии для малых значений масс лептонной пары в логарифмической шкале. Этот график включает кривые для значения $\sqrt{s} = 50$ ГэВ, типичного для ISR энергий, при которых асимметрии достигают уровня нескольких процентов. Увеличение энергии столкновения по-разному уменьшает величину асимметрий в зависимости от того, включено ли в рассмотрение поляризованное море (модель II) или мы имеем дело только с поляризованными валентными кварками (модель I). Такая чувствительность асимметрий к поляризационным структурным функциям позволяет определить эти поляризационные структурные функции из экспериментальных данных.

Рождение поляризованных адронов при больших значениях поперечных импульсов в процессах, обусловленных слабым взаимодействием и его интерференцией с сильным взаимодействием. При значениях поперечных импульсов от 20 до 40 ГэВ/с жесткое рассеяние кварков приводит к появлению частично поляризованных адронных струй. Механизм, ответственный за это явление, есть обмен W^\pm - и Z^0 -бозонами и интерференция амплитуд, соответствующих обмену этими бозонами, с амплитудой, соответствующей обмену глюоном.

Хабер и Кэйн [42] первыми изучили эту поляризацию выше порога рождения W^\pm - и Z^0 -бозонов, предполагая, что основной вклад в сечение при этих энергиях дают только слабые взаимодействия. Они рассмотрели только вклад от обмена W^\pm - и Z^0 -бозонов и получили значение поляризации, например для процесса $p\bar{p} \rightarrow K^* + X$, достигающее 40 %.

Раффт и Ранфт [54] приняли во внимание КХД, включив qq -, $q\bar{q}$ -, qg и $g\bar{g}$ -взаимодействия, учли слабые взаимодействия и интерференцию КХД — слабые взаимодействия. Это дало более реалистичное описание поляризации уже ниже порога рождения W^\pm - и Z^0 -бозонов. В работе [54] была изучена поляризация векторных мезонов, например ρ - и K^* -мезонов, и Λ^0 -гиперонов, возникающих в соударениях неполяризованных pp - и $p\bar{p}$ -пучков при типичных энергиях коллайдеров $\sqrt{s} = 450$ ГэВ. Здесь мы обсудим результаты, касающиеся только поляризации Λ^0 -частиц.

Дифференциальное сечение инклюзивного процесса рождения адрона C , имеющего спиральность λ_C , при большом значении поперечного импульса для соударения адронов A и B записывается в следующем виде:

$$E_C \frac{d^3\sigma}{dp_C^3} (A + B \rightarrow C_{\lambda_C} + X) \approx \frac{4}{xp_{\perp C}^2} \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 \frac{\eta}{(1+\eta)^2} F_A^i(x_1, Q^2) \times \\ \times F_B^j(x_2, Q^2) \sum_{i, k, \mu_i, \mu_k} \sum_J \left[\frac{d\hat{\sigma}^J}{dt} (i + j \rightarrow l_{\mu_i} + k_{\mu_k}) D_{l_{\mu_i} \lambda_C}^{C, \lambda_C}(z, Q^2) + \right. \\ \left. + \frac{d\hat{\sigma}^J}{d\hat{u}} (i + j \rightarrow l_{\mu_i} + k_{\mu_k}) D_{k_{\mu_k} \lambda_C}^{C, \lambda_C}(z, Q^2) \right], \quad (100)$$

где мы использовали стандартные [см. (43)] обозначения и кинематику

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{x_1}{x_2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_C}{2}; \quad z = \frac{x_{\perp C}}{2} \frac{(1+\eta)}{x_1 + \operatorname{tg} \frac{\theta_C}{2}}; \\ \frac{x_1 x_2 \operatorname{tg} \frac{\theta_C}{2}}{2x_1 - x_{\perp C} \operatorname{ctg} \frac{\theta_C}{2}} &\leq x_2 \leq 1; \quad \frac{x_{\perp C} \operatorname{ctg} \frac{\theta_C}{2}}{2 - x_{\perp C} \operatorname{tg} \frac{\theta_C}{2}} \leq x_1 \leq 1. \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

Эффективное сечение подпроцесса жесткого рассеяния дано в разд. 3. Функции фрагментации поляризованных кварков даны в приложении В. Сумма по J в (100) означает суммирование по следующим механизмам жесткого рассеяния: КХД, обмен W^{\pm} и Z^0 -бозонами, W^{\pm} — Z^0 -интерференция, интерференция КХД — слабые взаимодействия.

На рис. 22 приведена зависимость сечения $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ реакции $p + p \rightarrow \Lambda + X$ от энергии и поперечного импульса. Эффективное сечение изображено отдельно для КХД, интерференции КХД — слабые

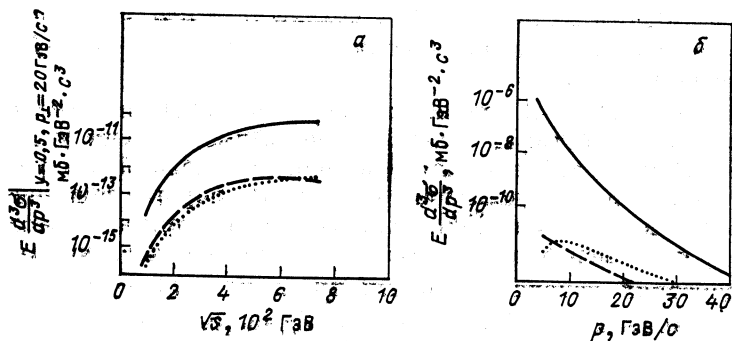


Рис. 22. Зависимость эффективного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ для процесса $pp \rightarrow \Lambda + X$ при значении $\mu = 0,5$:

a — энергетическая; b — от p_{\perp} ; — — вклад КХД; --- — интерференция КХД — слабые взаимодействия; ... — обмен W -бозоном. Из [18]

взаимодействия и обмена W^{\pm} , Z^0 -бозонами. Сечение, обусловленное вкладом КХД, оказывается на один-два порядка больше остальных вкладов.

Таким образом, мы можем ожидать, что поляризация будет составлять лишь проценты. На рис. 23 представлена зависимость сечений $pp \rightarrow \Lambda + X$ и $p\bar{p} \rightarrow \Lambda + X$ от быстроты, а также зависимость получающейся поляризации Λ -частицы $P_{\perp}(\Lambda + B \rightarrow \Lambda_{\perp})$ от быстроты, поперечного импульса и энергии \sqrt{s} .

Для рождения поляризованных Λ^0 -частиц, появляющихся в процессе фрагментации кварка, необходим поляризованный s -кварк. В приближении $\theta_c = 0$ атат s -кварк может появиться (вместе с очарованием) в результате обмена W^{\pm} -бозоном в s -канале. Этот отдельный канал встречается во взаимодействии валентных кварков в процессе $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + X$. В процессе $pp \rightarrow \Lambda + X$ он встречается только во взаимодействии валентного кварка с кварком моря. Следовательно, дифференциальное сечение процесса $pp \rightarrow \Lambda + X$ для случая,

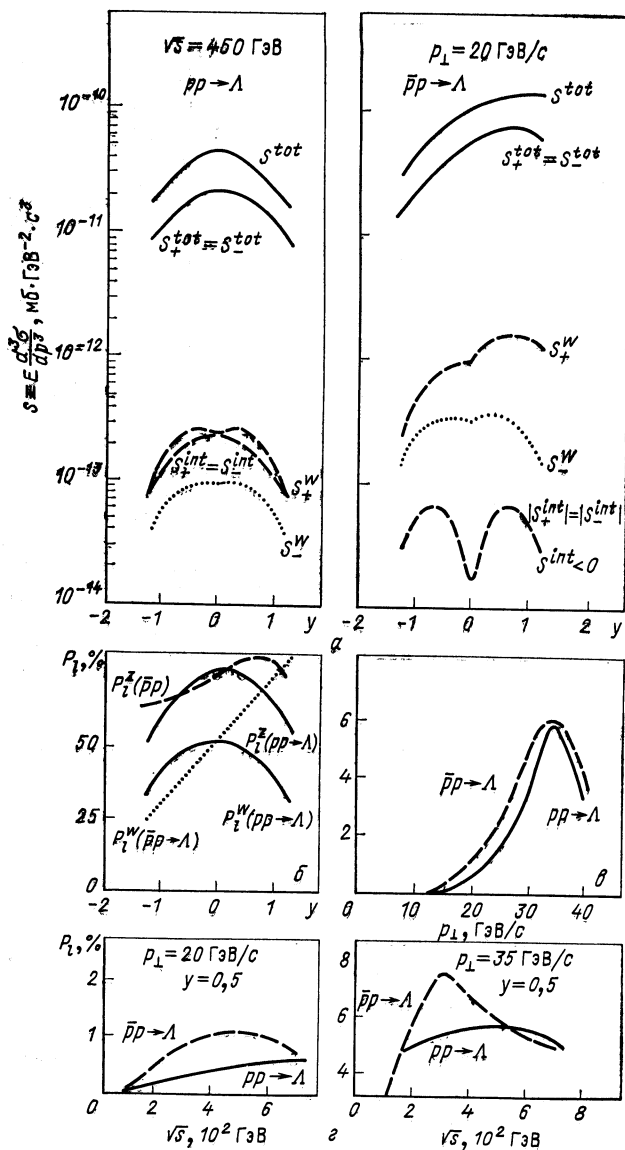


Рис. 23. Реакции $pp \rightarrow \Lambda + X$ и $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + X$:

a — y -зависимость эффективного сечения $E \frac{d^2\sigma}{d^2p_T^2}$; --- вклад от обмена W -бозоном; ... — интерференция КХД — слабые взаимодействия; b — y -зависимость величины P_1 только от обмена W - и Z^0 -бозонами; e — p_{\perp} -зависимость величины P_1 при $y = 0,5$ и $\sqrt{s} = 450$ GeV; z — y -зависимость величины P_1 при $p_{\perp} = 20$ и 35 GeV/c и $y = 0,5$. Из [18]

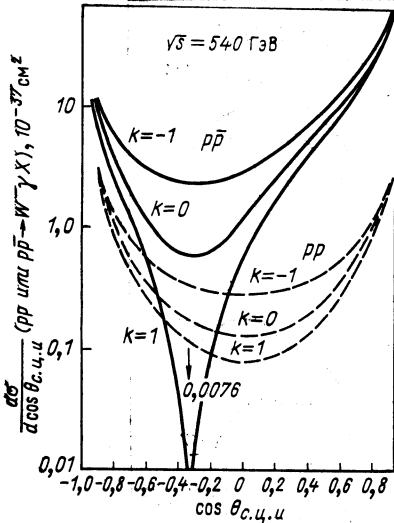


Рис. 24. Угловое распределение для реакций $pp \rightarrow W\gamma + X$ (пунктир) и $p\bar{p} \rightarrow W\gamma + X$ (сплошные) при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Параметр k связан с магнитным моментом W ; для калибровочных теорий $k = 1$. Из [28]

когда \bar{p} летит вперед ($y > 0$), примерно на порядок больше сечения процесса $pp \rightarrow \Lambda$. Однако из-за большого вклада члена, соответствующего обмену глюонами, поляризация Λ -частицы в процессе $p\bar{p} \rightarrow \Lambda$ не намного больше поляризации Λ -частицы в процессе $pp \rightarrow \Lambda$. Мы предсказываем поляризацию Λ -частицы порядка $P_L \sim 6\%$ в pp -соударении, такую же, как и в $p\bar{p}$ -соударении при значении $\sqrt{s} = 450$ ГэВ в максимуме (вблизи $p_{\perp} \approx 35$ ГэВ/с); для $p_{\perp} \approx 20$ ГэВ/с поляризация составляет около 1%.

Рождение пар калибровочных бозонов. Хотя даже в соударении неполяризованных в начальном состоянии $d\bar{u}$ ($u\bar{d}$)-кварков интересующий нас минимум (нуль) в распределении пары $W\gamma$ ($W+\gamma$) по $\cos \theta$ очень острый, как это видно из рис. 12, в соударениях поляризованных частиц, особенно в pp -соударениях, этот нуль оказывается весьма размазанным. Используя структурные функции только с поляризованными валентными кварками, получим, что распределение по $\cos \theta$ для реакции $p\bar{p} \rightarrow \gamma W^- + X$ или $pp \rightarrow \gamma W^+ + X$ не слишком отличается от тех, которые получаются для рассеяния партонов. Однако в pp -рассеянии учет распределения морских кварков ведет только к минимуму (одного или двух порядков по величине). Это было показано Микаэляном и др. [28] (рис. 24).

Спиновые асимметрии в инклюзивном рождении прямых фотонов при больших поперечных импульсах. Спиновые асимметрии в про-

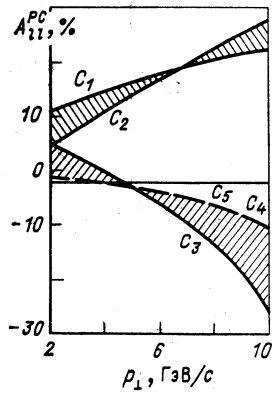


Рис. 25. Сохраняющая четность двухспиновая асимметрия A_{LL}^{PC} для процесса рождения фотона с большим поперечным импульсом p_{\perp} :

$pp \rightarrow \gamma + X$ (кривые C_1 и C_2) и $p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$ (кривые C_3, C_4, C_5) для различных параметризаций поляризованных партонов. Из [47]

цессе рождения фотонов с большими поперечными импульсами в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях были рассмотрены в работах Крайджи и др. [44, 45], Хидака [46] и Папавасилеу и др. [47]. В протон-протонных соударениях доминирует $qg \rightarrow q\gamma$ -подпроцесс, в то время как в $p\bar{p}$ -соударениях доминирует $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ -подпроцесс. На рис. 25 изображается сохраняющая четность двухспиновая асимметрия A_{II}^{FC} для обоих процессов при энергии $\sqrt{s} = 53$ ГэВ. Неопределенности в точной форме поляризационного глюонного распределения служат главным источником неопределенностей в этих расчетах.

П Р И Л О Ж Е Н И Е А. ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ СПИНА

Соотношение партонной модели. Мы определяем партонное распределение [48]

$$F_{h\lambda}^{p\mu}(x) \quad (\text{П.1})$$

как число партонов p со спиральностью μ и долей импульса между x и $x + dx$ в адроне h со спиральностью λ . Партонные распределения в протоне со спиральностью $\lambda = +$ запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} u_+(x) &= F_{p_+}^{u_+}(x), & u_-(x) &= F_{p_+}^{u_-}(x); \\ d_+(x) &= F_{p_+}^{d_+}(x), & d_-(x) &= F_{p_+}^{d_-}(x); \\ s_+(x) &= F_{p_+}^{s_+}(x), & s_-(x) &= F_{p_+}^{s_-}(x); \\ \bar{u}_+(x) &= F_{p_+}^{\bar{u}_+}(x), & \bar{u}_-(x) &= F_{p_+}^{\bar{u}_-}(x); \\ \bar{d}_+(x) &= F_{p_+}^{\bar{d}_+}(x), & \bar{d}_-(x) &= F_{p_+}^{\bar{d}_-}(x); \\ \bar{s}_+(x) &= F_{p_+}^{\bar{s}_+}(x), & \bar{s}_-(x) &= F_{p_+}^{\bar{s}_-}(x); \\ g_+(x) &= F_{p_+}^{g_+}(x), & g_-(x) &= F_{p_+}^{g_-}(x). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2})$$

Для распределений в протоне со спиральностью $\lambda = -$ имеем

$$\left. \begin{aligned} F_{p_-}^{u_+}(x) &= F_{p_+}^{u_-}(x) = u_-(x); \\ F_{p_-}^{u_-}(x) &= F_{p_+}^{u_+}(x) = u_+(x) \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

и подобные соотношения для всех других типов партонов. Распределения неполяризованных партонов просто связаны с распределениями поляризованных партонов, например

$$u(x) = F_p^u(x) = u_+(x) + u_-(x). \quad (\text{П.4})$$

Партонные распределения в нейтроне могут быть получены из соотношений изотопспиновой симметрии:

$$\left. \begin{aligned} F_n^u(x) &= F_p^d(x) = d(x); & F_n^s(x) &= F_p^s(x) = s(x); \\ F_n^d(x) &= F_p^u(x) = u(x); & F_n^g(x) &= F_p^g(x) = g(x). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.5})$$

Распределения неполяризованных кварков удовлетворяют следующим правилам сумм:

$$\left. \begin{aligned} \int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x)) dx &= 2; \\ \int_0^1 (d(x) - \bar{d}(x)) dx &= 1; \\ \int_0^1 (s(x) - \bar{s}(x)) dx &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.6})$$

Подобным образом мы можем определить распределения партонов p с поперечной поляризацией t в адроне h с поперечной поляризацией T

$$F_{hT}^{pt}(x), \quad (\text{П.7})$$

которую обозначим $u_{\uparrow}(x)$, $u_{\downarrow}(x)$ и т. д. Из поляризационных экспериментов по рассеянию электронов и μ -мезонов на нуклонах можно определить следующие комбинации спиральных или поперечных распределений:

$$h_p^{\pm}(x) = \frac{4}{9} (u_{\pm}(x) + u_{\mp}(x)) + \frac{1}{9} (d_{\pm}(x) + \bar{d}_{\mp}(x) + s_{\pm}(x) + \bar{s}_{\pm}(x)); \quad (\text{П.8})$$

$$h_p^{\uparrow\downarrow}(x) = \frac{4}{9} (u_{\uparrow}(x) + \bar{u}_{\downarrow}(x)) + \frac{1}{9} (d_{\uparrow}(x) + \bar{d}_{\downarrow}(x) + s_{\uparrow}(x) + \bar{s}_{\downarrow}(x)). \quad (\text{П.9})$$

Тензор, описывающий неупругое рассеяние электрона или мюона на нуклоне N со спином, описываемым четырехмерным вектором s_{μ} , имеет вид [48]

$$\begin{aligned} \frac{M}{\pi} W_{\mu\nu}^N(v, Q^2) &= 4p_{\mu}p_{\nu}W_2^N(v, Q^2) - 4M^2\delta_{\mu\nu}W_1^N(v, Q^2) + 4M\varepsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q_{\lambda} \times \\ &\times [M^2s_{\sigma}G_1^N(v, Q^2) + ((pq)s_{\sigma} - (sq)p_{\sigma})G_2^N(v, Q^2)], \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

где v и Q^2 — потеря энергии и квадрат четырехмерной передачи импульса лептона. Четырехмерные векторы p_{μ} и q_{μ} относятся к нуклону и фотону соответственно; M — масса нуклона; W_1^N и W_2^N — известные структурные функции для рассеяния неполяризованных частиц; G_1^N и G_2^N — структурные функции, зависящие от поляризации нуклона s_t . В соответствии с партонной моделью следующие функции имеют скейлинговое поведение по переменной $x = Q^2/2Mv$:

$$\left. \begin{aligned} vW_2^N(v, Q^2) &= xf^N(x); & M^2vG_1^N(v, Q^2) &= g_1^N(x); \\ 2MW_1^N(v, Q^2) &= f^N(x); & Mv^2G_2^N(v, Q^2) &= g_2^N(x). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.11})$$

Скейлинговые функции связаны с кварковыми распределениями

$$\left. \begin{aligned} f^p(x) &= h_p^+(x) + h_p^-(x) = h_p^{\uparrow}(x) + h_p^{\downarrow}(x); \\ g_1^N(x) &= \frac{1}{2} (h_N^+(x) - h_N^-(x)); \\ g_1^N(x) + g_2^N(x) &= \frac{1}{2} (h_N^{\uparrow}(x) - h_N^{\downarrow}(x)). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.12})$$

Отсюда следует, что функция $g_1^N(x)$ связана со спиральными распределениями

$$h_N^+(x) = \frac{1}{2} (f^N(x) + 2g_1^N(x)); \quad h_N^-(x) = \frac{1}{2} (f^N(x) - 2g_1^N(x)). \quad (\text{П.13})$$

Функции $g_2^N(x)$ связаны со спиральными и поперечными распределениями

$$g_2^N(x) = \frac{1}{2} [(k_N^+(x) - k_N^-(x)) - (h_N^+(x) - h_N^-(x))]. \quad (\text{П.14})$$

Скейлинговые функции $g_1^N(x)$ связаны правилом сумм Бьоркеня:

$$2 \int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^h(x)) dx = \frac{1}{3} \frac{G_A}{G_V}, \quad (\text{П.15})$$

где G_A и G_V — аксиальная и векторная константы связи для $n \rightarrow p + e^- + \nu$ β -распада, $G_A/G_V = 1,23 \pm 0,02$. Требование сохранения момента количества движения приводит к интегралу

$$\int_0^1 g_2^N(x) dx = 0. \quad (\text{П.16})$$

Таблица 14. Различные параметризации для поляризационных партонных распределений

Партон	Распределение	Литература
$u^+(x)$ $d^+(x)$	$\frac{1}{2} (1 + x^{0,39}) u(x)$ $\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{3} x^{0,23} \right) d(x)$	[37]
$\Delta u_v = u_{v+}(x) - u_{v-}(x)$ $\Delta d_v = d_{v+}(x) - d_{v-}(x)$	$u_v - \frac{2}{3} d_v$ $-\frac{1}{3} d_v$	[30]
$\Delta \bar{u} = \Delta \bar{d}$ Δu Δd g Δg	0 $\cos(2\theta) \left(u_v - \frac{2}{3} d_v \right)$ $-\frac{1}{3} \cos(2\theta) d_v$ $\frac{1,97}{x} (1-x)^6 [1 + (1-x)^2]$ $0,43 (2-x) (1-x)^6$ $\cos(2\theta) = [1 + 0,052x - \frac{1}{2} (1-x)^2]^{-1}$	[52] [11]

В рамках $SU(6)$ -симметрии в нерелятивистском случае функции распределения поляризованных кварков должны удовлетворять следующим требованиям:

$$\left. \begin{aligned} u_+(x) &= 5/3; & u_-(x) &= 1/3; \\ d_+(x) &= 1/3, & d_-(x) &= 2/3. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.17})$$

В релятивистском случае $SU(6)$ -симметрия нарушается и соотношения (П.17) не выполняются. В табл. 14 приведены наиболее часто используемые параметризации для распределений поляризованных партонов.

Функции распределения поляризованных кварков и глюонов с учетом нарушения скейлинга [49]. Функции распределения поляризованных кварков и глюонов с учетом нарушения скейлинга наиболее удобно получить из решения соответствующего уравнения Алтарелли — Паризи [49]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} q_+^i(x, t) &= \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_+^i(y, t) P_{q_+q_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \right. \\ &+ q_-^i(y, t) P_{q_+q_-} \left(\frac{x}{y} \right) + g_+(y, t) P_{q_+g_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \\ &+ g_-(y, t) P_{q_+g_-} \left(\frac{x}{y} \right) \left. \right]; \\ \frac{d}{dt} q_-^i(x, t) &= \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_+^i(y, t) P_{q_-q_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \right. \\ &+ q_-^i(y, t) P_{q_-q_-} \left(\frac{x}{y} \right) + q_+(y, t) P_{q_-g_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \\ &+ g_-(y, t) P_{q_-g_-} \left(\frac{x}{y} \right) \left. \right]; \\ \frac{d}{dt} g_+(x, t) &= \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_{i=1}^{2f} q_+^i(y, t) P_{g_+q_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \right. \\ &+ \sum_{i=1}^{2f} q_-^i(y, t) P_{g_+q_-} \left(\frac{x}{y} \right) + g_+(y, t) P_{g_+g_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \\ &+ g_-(y, t) P_{g_+g_-} \left(\frac{x}{y} \right) \left. \right]; \\ \frac{d}{dt} g_-(x, t) &= \frac{\alpha(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i^{2f} q_+^i(y, t) P_{g_-g_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \right. \\ &+ \sum_i^{2f} q_-^i(y, t) P_{g_-q_-} \left(\frac{x}{y} \right) + g_+(y, t) P_{g_-g_+} \left(\frac{x}{y} \right) + \\ &+ g_-(y, t) P_{g_-g_-} \left(\frac{x}{y} \right) \left. \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.18})$$

Т а б л и ц а 15. Параметризации поляризационных распределений в начальный момент при $\xi=0$, использованные в [36]. Кварковые распределения определяются как суммы по распределениям валентных кварков и кварков моря:

$$q_{\pm}^i(x) = q_{v_{\pm}}^i(x) + q_{s_{\pm}}^i(x).$$

Распределение неполяризованных кварков

$$xu_v(x) = \frac{3}{\beta(\eta_1, \eta_2 + 1)} x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} - \frac{1}{\beta(\eta_3, \eta_4 + 1)} x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4};$$

$$xd_v(x) = \frac{1}{\beta(\eta_3, \eta_4 + 1)} x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4};$$

$$\beta(x_1, x_2) = \int_0^1 dx x^{x_1-1} (1-x)^{x_2-1};$$

$$\eta_1 = 0,7; \quad \eta_2 = 2,6; \quad \eta_3 = 0,85; \quad \eta_4 = 3,35$$

Параметризация I [50]

$$u_{v+}(x) = \frac{1}{2} u_v + \frac{1}{2} \cos 2\theta \left(u_v - \frac{2}{3} d_v \right);$$

$$u_{v-}(x) = \frac{1}{2} u_v - \frac{1}{2} \cos 2\theta \left(u_v - \frac{2}{3} d_v \right);$$

$$d_{v+}(x) = \frac{1}{2} d_v - \frac{1}{6} \cos 2\theta d_v;$$

$$d_{v-}(x) = \frac{1}{2} d_v + \frac{1}{6} \cos 2\theta d_v;$$

$$\cos 2\theta = [0,051x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^2 + 1]^{-1};$$

$$xu_{s+}(x) = xu_{s-}(x) = 0,05(1-x)^8;$$

$$xd_{s+}(x) = xd_{s-}(x) = 0,062(1-x)^6;$$

$$xs_{s+}(x) = xs_{s-}(x) = 0,025(1-x)^{10};$$

$$xc_{s+}(x) = xc_{s-}(x) = 0;$$

$$xg_+(x) = (1-x)^4(1+4x);$$

$$xg_-(x) = 20 \left[x^2 - \ln x - \sum_{k=1}^3 \frac{(1-x)^k}{k} + \frac{(1-x)^4}{4} (1-2x) - \frac{5!(1-x)^5}{5} \right].$$

Параметризация II

$$xg_+(x) = xg_-(x) = 1,33(1-x)^5.$$

где

$$t = \ln(Q^2/Q_0^2); \quad \alpha(t)/\alpha(0) = 1 + \alpha(0)t. \quad (\text{П.19})$$

С целью удобства при численном решении уравнений (П.18) вводится новая переменная

$$\xi = \ln \left(\frac{\ln Q^2/\Lambda^2}{\ln Q_0^2/\Lambda^2} \right) = \ln \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{\alpha_s(Q^2)}, \quad (\text{П.20})$$

а функция распределения партонов $q_{\pm}^i(x, \xi)$ рассматривается как функция переменных x и ξ .

В работе [36] приводится решение уравнений (П.18). Решения получены для различных параметризаций начальных распределений поляризованных кварков при $\xi = 0$ (табл. 15).

1. Распределения поляризованных валентных кварков даны как линейные комбинации распределений неполяризованных кварков [50]. Для глюонов использовались начальные распределения, данные в [51], в которых глюоны переносят поляризацию. Кварки моря в начальном состоянии предполагались неполяризованными.

2. Глюоны в начальном состоянии неполяризованы, начальные распределения валентных кварков и кварков моря такие же, как в случае (1).

Поляризация кварковых распределений рассеянных кварков при $\xi > 0$ описывается выражением

$$P(x, \xi) = \frac{q_+^i(x, \xi) - q_-^i(x, \xi)}{q_+^i(x, \xi) + q_-^i(x, \xi)}. \quad (\text{П.21})$$

Поляризация валентных кварков оказывается независимой от выбора начального распределения. Однако мы видим значительную разницу в поляризации кварков моря, существенно зависящей от выбора распределения глюонов в начальном состоянии: переносят глюоны поляризацию или нет (см., например, табл. 16).

Таблица 16. Поляризация $P(x, \xi)$ кварков моря u_s для начальных параметризаций I и II [36]

Параметризация x	$P(x, \xi)$	
	$\xi = 0$	$\xi = 1, 2$
I 0,1 0,2	0 0	0,22 0,40
II 0,1 0,2	0 0	0,036 0,040

Распределения поляризованных валентных кварков с учетом нарушения скейлинга могут быть параметризованы так, как это приведено в табл. 15, в которой надо предположить, что η_i является также функцией ξ :

$$\eta_i(\xi) = \eta_i(0) + q_i(\xi). \quad (\text{П.22})$$

Подобным же образом множитель $\cos 2\theta$ получает ξ -зависимость (табл. 17):

Таблица 17. Числовые значения параметров поляризационных распределений валентных кварков

$$\cos(2\theta(\xi)) = [0,051 x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^{2+\alpha G\xi} + 1]^{-1},$$

где $G = 4/25$; $\eta_i = \eta_i(0) + a_i \xi$ [36]

Кварк	α	$\eta_1(u)$	a_1	$\eta_2(u)$	a_2	η_3	a_3	η_4	a_4
U_{v+}	57	0,7	-0,107	2,6	1,016	0,85	-0,054	3,35	1,061
U_{v-}	12	0,7	-0,093	2,6	1,006	0,85	-0,246	3,35	0,880
d_{v+}	0	—	—	—	—	0,85	-0,192	3,35	1,086
d_{v-}	10 ³	—	—	—	—	0,85	-0,218	3,35	0,997

П Р И Л О Ж Е Н И Е В. ФУНКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИЙ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КВАРКОВ

Опишем здесь простую $SU(6)$ -модель [18, 54] для фрагментации поляризованных кварков на поляризованные векторные мезоны и барионы.

Функция фрагментации

$$D_{q\mu}^{h\lambda}(z) = \frac{1}{z} G_{q\mu}^{h\lambda}(z) \quad (\text{П.23})$$

описывает фрагментацию кварка q со спиральностью μ на адрон h со спиральностью λ и долей импульса z . В выражении (П.23) мы опустили Q^2 -зависимость.

Функция фрагментации состоит из двух частей:

1) благоприятствующая фрагментация, описываемая функцией

$$G_{q\mu}^{fh\lambda}(z), \quad (\text{П.24})$$

в которой поляризованный кварк q со спиральностью μ есть валентный кварк поляризованного адрона h со спиральностью λ ;

2) неблагоприятствующая фрагментация, описываемая функцией

$$G_{q\mu}^{dh\lambda}, \quad (\text{П.25})$$

в которой кварк q со спиральностью μ не есть валентный кварк поляризованного адрона h со спиральностью λ .

Таким образом,

$$G_{q\mu}^{h\lambda}(z) = G_{q\mu}^{fh\lambda}(z) + G_{q\mu}^{dh\lambda}. \quad (\text{П.26})$$

Из общих соображений мы параметризуем функции G^f и G^d следующим образом:

$$G^f \sim \sqrt{z}(1-z)^m; \quad G^d \sim (1-z)^n. \quad (\text{П.27})$$

Рассмотрим теперь отдельно фрагментацию на мезоны и бозоны.

Фрагментация на мезоны. Параметризуем функцию G^f в случае ее фрагментации на мезоны в виде

$$G_{q\mu}^{fM\lambda}(z) = \frac{1}{2} \frac{1}{N_{q\mu}^f} t_{q\mu}^{M\lambda} V_q^M \sqrt{z}. \quad (\text{П.28})$$

Нормировочный множитель получается с помощью правила суммы, обеспечивающего сохранение «запаха»:

$$\sum_{h, \lambda} \int G_{q\mu}^{fh\lambda}(z) \frac{1}{z} dz = 1, \quad (\text{П.29})$$

где суммирование проводится по всем мезонам из 35 представления $SU(6)$ -группы и по всем октетным барионам из $SU(3)$.

В табл. 18 приведены веса $t_{q\mu}^{M\lambda}$ для $SU(6)$, которые дают содержание поляризованных кварков каждого мезонного состояния. V_q^M — специальный множитель, используемый в том случае, когда M есть s - или \bar{s} -кварк из моря:

$$V_q^M = \begin{cases} 1/2, & \text{если } q \neq s(\bar{s}), \text{ но } M \text{ содержит } s(\bar{s}); \\ 1, & \text{если } M \text{ — не странный мезон, или } q = s, \text{ или } q = \bar{s}. \end{cases} \quad (\text{П.30})$$

Правило сохранения импульса для распадов типа (1) [см. определение (П.24)]

$$\sum_{h, \lambda} \int G_{q\mu}^{fh\lambda}(z) dz = \langle Pf \rangle \quad (\text{П.31})$$

говорит о том, что примерно $\langle Pf \rangle = 1/3$ импульса идет на рождение частиц от благоприятствующих распадов; остальная часть импульса распределяется между частицами от неблагоприятствующих распадов. Рождение мезонов от неблагоприятствующих распадов параметризуется следующим образом:

$$G_{q\mu}^{dM\lambda}(z) = \frac{1}{N_{q\mu}^d} S(1-z), \quad (\text{П.32})$$

где S — специальный множитель для s -кварков:

$$S = \begin{cases} 1 & \text{для } q = u, \bar{u}, d, \bar{d}; \\ 1/2 & \text{для } q = s, \bar{s}, \end{cases} \quad (\text{П.33})$$

а нормировочный множитель $N_{q\mu}^d$ определяется с помощью правила сумм сохранения импульса

$$\sum_{h\lambda} \int (G_{q\mu}^{fh\lambda}(z) + G_{q\mu}^{dh\lambda}(z)) dz = 1. \quad (\text{П.34})$$

Фрагментация на барионы. Параметризуем функцию фрагментации на барионы в случае благоприятствующих распадов следующим образом:

$$G_{q\mu}^{fB\lambda}(z) = \frac{1}{N_{q\mu}^f} t_{q\mu}^{B\lambda} W_q V_q^h (1-z)^m \sqrt{z}. \quad (\text{П.35})$$

Таблица 18. Веса $i^{h\lambda}_{q\mu}$ SU (6)-группы, которые дают содержание поляризованных кварков (поляризованного) мезонного состояния. Из [18]

C_λ	q_λ											
	u_-	u_+	d_-	d_+	s_-	s_+	\bar{u}_-	\bar{u}_+	\bar{d}_-	\bar{d}_+	\bar{s}_-	\bar{s}_+
π^+	1/2	1/2							1/2	1/2		
π^0	1/4	1/4	1/4	1/4			1/4	1/4	1/4	1/4		
π^-			1/2	1/2			1/2	1/2				
K^+	1/2	1/2									1/2	1/2
K^0			1/2	1/2							1/2	1/2
K^-					1/2	1/2	1/2	1/2				
\bar{K}^0					1/2	1/2			1/2	1/2		
η^0	1/4	1/4	1/4	1/4			1/4	1/4	1/4	1/4		
ρ^+	+1		1							1		
	0	1/2	1/2						1/2	1/2		
	-1	1							1			
ρ^0	+1		1/2	1/2				1/2	1/2		1/2	
	0	1/4	1/4	1/4	1/4		1/4	1/4	1/4	1/4		
	-1	1/2		1/2			1/2		1/2			
ρ^-	+1			1				1				
	0		1/2	1/2			1/2	1/2				
	-1		1				1					
ω^0	+1		1/2	1/2				1/2	1/2		1/2	
	0	1/4	1/4	1/4	1/4		1/4	1/4	1/4	1/4		
	-1	1/2		1/2			1/2		1/2			
K^{*+}	+1		1									1
	0	1/2	1/2								1/2	1/2
	-1	1								1		

Продолжение табл. 18

C_λ	q_λ	u_-	u_+	d_-	d_+	s_-	s_+	\bar{u}_-	\bar{u}_+	\bar{d}_-	\bar{d}_+	\bar{s}_-	\bar{s}_+
		K^{*0}	+1 0 -1			1/2 1	1 1/2						
K^{*-}	+1 0 -1					1/2 1	1 1/2	1/2 1	1 1/2				
\bar{K}^{*0}	+1 0 -1					1/2 1	1 1/2			1/2 1	1 1/2		
Φ^0	-1 0 -1					1/2 1	1 1/2					1/2 1	1 1/2

Весовые множители $SU(6)$ -группы, которые в табл. 19 приведены для случая барионных октетов $SU(3)$ -группы, дают содержание поляризованных кварков в поляризованном барионе B со спиральностью λ . Множитель W_q подавляет барионы при фрагментации кварка q . Мы пользуемся значениями

$$W_u = W_d = 1/20; \quad W_s = 1/3. \quad (P.36)$$

Таблица 19. Веса $t_{qu}^{h\lambda}$ $SU(6)$ -группы, дающие содержание поляризованных кварков поляризованного бариона

h	λ	u_-	u_+	d_-	d_+	s_-	s_+
Λ	+	1/2	1/2	1/2	1/2	0	1
	-	1/2	1/2	1/2	1/2	1	0
P	+	1/3	5/3	2/3	1/3	0	0
	-	5/3	1/3	1/3	2/3	0	0
n	+	2/3	1/3	1/3	5/3	0	0
	-	1/3	2/3	5/3	1/3	0	0
Σ^+	+	1/3	5/3	0	0	2/3	1/3
	-	5/3	1/3	0	0	1/3	2/3
Σ^-	+	0	0	1/3	5/3	2/3	1/3
	-	0	0	5/3	1/3	1/3	2/3
Σ^0	+	1/6	5/6	1/6	5/6	2/3	1/3
	-	5/6	1/6	5/6	1/6	1/3	2/3
Ξ^0	+	2/3	1/3	0	0	1/3	5/3
	-	1/3	2/3	0	0	1/3	5/3
Ξ^-	+	0	0	2/3	1/3	1/3	5/3
	-	0	0	1/3	2/3	5/3	1/3

В (П.35) V_q — специальный множитель для того случая, когда бариону h нужен s -кварк из моря; V_q^h содержит один множитель $1/2$ для каждого s -кварка, который берется из моря. Степень m следует определить из сравнения с экспериментальными данными. В отсутствие реальных экспериментальных данных для благоприятствующей фрагментации поляризованных кварков на поляризованные барионы мы используем значения $n = 0$ или 1 . Нормировочный множитель $N_{q\mu}^f$ определяется с помощью правила сумм (П.29). Функция, описывающая вклад неблагоприятствующей фрагментации, параметризуется следующим образом:

$$G_{q\mu}^{dBk}(z) = \frac{1}{N_{q\mu}^d} V_q^B W (1-z)^3. \quad (\text{П.37})$$

Здесь V_q^B — снова специальный множитель, который равен $1/2$ для каждого s -кварка, взятого из моря; W — специальный барионный множитель; мы используем значение $W = 1/20$. Нормировочный множитель $N_{q\mu}^d$ следует из правила сумм (34).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Криш А. — В кн.: Тр. VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981, с. 166—181.
2. Yokosawa A. Report at the Intern. Symp. on Polarization at High Energy, Dubna, Nov. 17—20, 1981.
3. Балдин А. М. — В кн.: Тр. VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981, Введение, с. 6.
4. Ефремов А. В., Теряев О. В. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 242—246.
5. Ellis R. K., Georgi H., Machacek M. e. a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 152, p. 219.
6. Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 157, p. 461.
7. Ellis R. K., Furman M. A., Haber H. E., Hinchliffe I. Preprint LBL 10304, 1979.
8. Celmaster W., Sivers D. ANL-Report, ANL-HEP PR 80-28, 1980.
9. Ashkin J., Leader E., Marshak M. e. a. High Energy Polarized Proton Beams. AIP-Conference Proceedings/A.D. Krish and A. J. Salthouse 1988, № 12, p. 142.
10. Ranft J., Ranft G. — Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 309.
11. Bahcock J., Monsay E., Sivers D. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1161; Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 1483.
12. Craigie N. S., Roberto V., Whould D. ICTP-preprint IC/81/20.
13. Hidaka K., Monsay E., Sivers D. — Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 1503.
14. Fischbach E., Look G. W. — Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 2199.
15. Abud M., Gatto R., Savoy C. A. — Ann. of Phys. (N.Y.), 1979, v. 122, p. 219.
16. Paige F. E., Trueman T. L., Tudron T. N. — Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 935.
17. Ranft G., Ranft J. — Phys. Lett. B, 1979, v. 87, p. 122; Nucl. Phys. B, 1980, v. 165, p. 395.
18. Ranft G., Ranft J. — Z. Phys. C, Particles and Fields, 1980, v. 6, p. 317.
19. Hidaka K. — LP THE preprint 81/4, 1981.
20. Aurench P., Lindfors J. — J. Nucl. Phys. B, 1981, v. 185, p. 301.
21. Kinnunen R., Lindfors J. — Nucl. Phys. B, 1981, v. 189, p. 63.
22. Page F. E., Trueman T. L., Tudron T. N. — Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 935.
23. Ranft G., Ranft J. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1982, v. 8, p. 199.
24. Hidaka K. — LP THE preprint 81/19.

25. Gilman F. J., Tsao T.— Phys. Rev. D, 1980, v. 21, p. 159.
26. Callaway D. J. E., Ellis S. D., Henley E. M., Hwang W.-Y. P.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 171, p. 59.
27. Hellmund M., Ranft G.— Z. Phys. C, Particles and Fields, 1982, v. 12, p. 333.
28. Mikaelian K. O., Samuel M. A., Sahdev D.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 749; Brown R. W., Sahdev D., Mikaelian K. O.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 1164.
29. Goebel C. J., Halzen F., Leveille J. P.— Phys. Rev. D, 1981, v. 23, p. 2682.
30. Darrigol O., Hayot F.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 141, p. 391.
31. Craigie N. S., Baldracchini F., Roberto V., Socolovsky M.— Phys. Lett. B, 1980, v. 96, p. 381.
32. Peierls R. F., Trueman T. L., Ling-Lie Wang.— Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 1397.
33. Quigg C.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 297.
34. Paige F. Talk at the Topical Workshop on the Production of New Particles in Super High Energy Collisions. Madison, Wisconsin, Oct. 22—24, BNL-Report 27066.
35. Ranft G., Ranft J.— Phys. Lett. B, 1979, v. 87, p. 122.
36. Perlt H., Ranft J.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1980, v. 6, p. 1477.
37. Cheng H. Y., Fischbach E.— Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 2123.
38. Abud M., Gatto R., Savoy S. A.— Ann. Phys. (N.Y.), 1979, v. 122, p. 219.
39. Callaway D. J. E. Seattle preprint RLO-1388-869, 1981.
40. Soffer J., Taxil P.— Nucl. Phys. B, 1980, v. 172, p. 106.
41. Mani H. S., Rindami S. D.— Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 104.
42. Haber H. E., Kane G. L. Michigan preprint UM-HE 78-11.
43. Ellis S. D., Kislinger M. B.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2027.
44. Craigie N. S., Hidaka K., Jacob M. e. a. Marseille preprint CPT-81/P, 1339, 1981.
45. Baldracchini F., Craigie N. S., Roberto V., Socolovsky M. Fortschr. Physik B, 29 Heft 11/12, 1981, p. 505—550.
46. Hidaka K.— Phys. Rev. D, 1980, v. 21, p. 1316.
47. Papavasiliou C., Mobed N., Svec M. Toronto preprint, 1981.
48. Фейнман П. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975, 390 с.
49. Altarelli G., Parisi G.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 126, p. 298.
50. Kaur J.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 128, p. 219.
51. Close F. F., Sivers D.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1116.
52. Carlitz R., Kaur J.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 673.
53. Buras A. J., Gaemers K. J. F.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 132, p. 249.
54. Ranft J., Ranft G.— Z. Phys. C, Particles and Fields, 1982, v. 12, p. 253.