

А. В. Гулов, А. А. Кожушко

*Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара***Z'-БОЗОН И ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА-ЯНА НА УСКОРИТЕЛЕ TEVATRON**

Досліджується процес Дрела-Яна в Стандартній моделі, розширеній за рахунок Z' -бозона. Для опису Z' -бозона використовується ефективний низькоенергетичний лагранжіан, в якому Z' -бозон взаємодіє з ферміонами Стандартної моделі виглядає аналогічно Z -бозону. В дослідженні використовується модельно-незалежний підхід. Пропонується використовувати набір кінематичних змінних, який дозволяє окремо вивчати дві компоненти перерізу процесу Дрела-Яна – переріз партонного процесу і множник, що виникає при врахуванні партонних розподілів. Аналізується структура перерізу з урахуванням Z' -бозона. Оцінюється, скільки невідомих параметрів Z' -бозона реально входить до перерізу при модельно-незалежному розгляді. За допомогою запропонованих змінних вивчається кінематична структура партонних розподілів для випадку процесу Дрела-Яна на прискорювачі Tevatron. Показано, що число невідомих параметрів Z' -бозона, які входять до перерізу цього процесу, можна зменшити, використовуючи кінематичні особливості множників партонних розподілів в області енергій поблизу піка Z -бозона. Цей результат має значення для побудови модельно-незалежної спостережуваної величини, що підійшла б для виділення сигналу Z' -бозона в даних експериментів Tevatron.

Ключові слова: нові калібрувальні бозони, процес Дрелла-Яна, Tevatron, партонні розподіли, модельно-незалежний підхід.

Исследуется процесс Дрелла-Яна в Стандартной модели, расширенной Z' -бозоном. Z' -бозон описывается с помощью эффективного низкоэнергетического лагранжиана, в котором Z' -бозон взаимодействует с фермионами Стандартной модели аналогично Z -бозону. В исследовании используется модельно-независимый подход. Предлагается использовать набор кинематических переменных, который позволяет по отдельности изучать два компонента сечения процесса Дрелла-Яна – сечение партонного процесса и множитель, возникающий при учёте партонных распределений. Анализируется структура сечения с учётом Z' -бозона. Оценивается, сколько неизвестных параметров Z' -бозона в действительности входит в сечение при модельно-независимом рассмотрении. С помощью предложенных переменных изучается кинематическая структура партонных распределений для случая процесса Дрелла-Яна на ускорителе Tevatron. Показывается, что число неизвестных параметров Z' -бозона, входящих в сечение этого процесса, можно сократить, используя кинематические особенности множителей партонных распределений в области энергий вблизи пика Z -бозона. Этот результат важен для построения модельно-независимой наблюдаемой величины, подходящей для выделения сигнала Z' -бозона в экспериментальных данных экспериментов Tevatron.

Ключевые слова: новые калибровочные бозоны, процесс Дрелла-Яна, Tevatron, партонные распределения, модельно-независимый подход.

We investigate the Drell-Yan process in the Standard model extended by a Z' boson. This boson is described by an effective low-energy Lagrangian. In the Lagrangian the Z' interacts with SM fermions similarly to the Z boson. We use a model-independent approach in our investigation. We propose a set of kinematical variables that allows us to treat two components of the Drell-Yan cross section – the parton-level cross section and the parton distribution factor – separately. We analyze cross section structure with account for a Z' boson contribution and estimate actual number of unknown Z' parameters that enter the cross section in the model-independent approach. Using the proposed set of variables, we analyze kinematic structure of parton distributions for the Drell-Yan scattering at the Tevatron. We show, that the number of unknown Z' parameters in the cross section can be reduced using kinematic features of the parton distribution factors at energies close to the Z peak (66 GeV to 116 GeV), where a large amount of experimental data is available. This result is of great importance for constructing a model-independent observable suitable for Z' signal searches at the Tevatron.

Key words: new gauge bosons, Drell-Yan process, Tevatron, parton distributions, model-independent searches.

Введение

Одним из наиболее популярных сценариев поиска новой физики за пределами Стандартной модели элементарных частиц (СМ) в экспериментах на современных коллайдерах является новый тяжёлый векторный бозон (Z' -бозон, [1]). Коллаборации экспериментаторов, ведущие работы на ускорителях Tevatron и ЛНС, пытаются обнаружить эту частицу в виде резонанса в процессе Дрелла-Яна. Исходя из того, что никакого резонансного пика пока не наблюдается, установлен нижний предел значения массы Z' -бозона, равный примерно 2 ТэВ [2] и зависящий от рассматриваемой модели. Эксперименты по исследованию микромира на ускорителе ЛНС идут согласно запланированной программе, в то время как коллаборации, работающие на ускорителе Tevatron, завершили сбор данных, и наконец есть возможность изучить всю набранную в этом эксперименте статистику. Особенно большой объём данных набран для энергий в области пика Z -бозона – от 66 до 116 ГэВ. На таких энергиях взаимодействия Z' -бозон может проявить себя в виде виртуального состояния и за счёт смешивания Z - Z' . Существование этих двух эффектов, возможно, позволит обнаружить сигнал Z' -бозона при фитировании экспериментальных данных.

Функции партонных распределений являются мощным инструментом, созданным в процессе феноменологического анализа экспериментальных данных, и дают нам возможность рассчитывать сечения рассеяния адронов. Так как наиболее популярным процессом для поисков Z' -бозона на ускорителе Tevatron является процесс Дрелла-Яна ($p\bar{p} \rightarrow l^+l^- + X$), то необходимо проанализировать структуру партонных распределений в этом процессе.

В данной статье мы предлагаем набор кинематических переменных, подходящий для анализа партонных распределений в процессе Дрелла-Яна. Мы также показываем, как эти переменные можно использовать при построении наблюдаемой величины, в которой мог бы проявиться сигнал виртуального Z' -бозона, на примере ускорителя Tevatron (т. е. в случае протон-антипротонных пучков при энергии 0,98 ТэВ на пучок).

Константы связи Z' -бозона с лептонами и кварками

При энергиях порядка m_Z абелев Z' -бозон отщеплён и взаимодействует с частицами СМ как дополнительный калибровочный бозон группы $\tilde{U}(1)$. Константы связи этого бозона с фермионами СМ обычно задаются эффективным лагранжианом

$$\begin{aligned} L_{Z\bar{f}f} &= \frac{1}{2} Z_{\mu} \bar{f} \gamma^{\mu} \left[(v_{fZ}^{\text{SM}} + \gamma^5 a_{fZ}^{\text{SM}}) \cos \theta_0 + (v_f + \gamma^5 a_f) \sin \theta_0 \right] f, \\ L_{Z\bar{f}f} &= \frac{1}{2} Z'_{\mu} \bar{f} \gamma^{\mu} \left[(v_f + \gamma^5 a_f) \cos \theta_0 - (v_{fZ}^{\text{SM}} + \gamma^5 a_{fZ}^{\text{SM}}) \sin \theta_0 \right] f. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь f – фермион СМ; a_f и v_f – константы связи Z' -бозона с аксиально-векторным и векторным фермионными токами; θ_0 – угол смешивания Z - Z' ; v_{fZ}^{SM} и a_{fZ}^{SM} – стандартномодельные константы связи Z -бозона. Более подробно о параметризации см. в [3]. В основе такой параметризации лежат два условия:

- при низких энергиях порядка m_W из всех возможных взаимодействий Z' -бозона доминировать должны перенормируемые взаимодействия. Неперенормируемые взаимодействия, проявляющиеся на высоких энергиях при учёте радиационных поправок, подавлены за счёт большой массы $1/m_{Z'}$ (либо других больших энергетических масштабов), и на низких энергиях ими можно пренебречь;
- Z' – единственный нейтральный векторный бозон с массой порядка $m_{Z'}$.

При низких энергиях константы связи из (1) входят в сечение в комбинации с его обратной массой, потому удобно ввести другие безразмерные константы:

$$\bar{a}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} a_f, \quad \bar{v}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} v_f, \quad (2)$$

значения которых можно установить в экспериментах.

Перенормируемость неизвестной полной модели, представленной эффективной группой $\tilde{U}(1)$ при энергиях ниже границы отщепления Z' -бозона, ведёт к следующим дополнительным соотношениям между константами связи [4]:

$$\bar{a}_{q_d} = \bar{a}_l = -\bar{a}_{q_u} = -\bar{a}_{\nu_l} = \bar{a}. \quad (3)$$

$$\bar{v}_{q_d} = \bar{v}_{q_u} + 2\bar{a}, \quad \bar{v}_l = \bar{v}_{\nu_l} + 2\bar{a}. \quad (4)$$

Здесь q_u , q_d , l , и ν_l – верхние и нижние кварки, лептоны и нейтрино, относящиеся к одному поколению фермионов, а \bar{a} – универсальная константа связи, описывающая взаимодействие Z' -бозона со скалярными полями СМ и задающая значение угла смешивания в (1)

$$\theta_0 \approx -2\bar{a} \frac{\sin \theta_W \cos \theta_W}{\sqrt{\alpha_{em}}} \frac{m_Z}{m_{Z'}}. \quad (5)$$

Как было показано в [4], соотношения (3) и (4) покрывают популярный класс моделей, основанных на группе E_6 (модели LR, $\chi - \psi$). То есть, эти соотношения описывают связь между константами связи в широком классе моделей, и потому их можно называть модельно-независимыми соотношениями.

Как следствие, константы связи Z' -бозона можно параметризовать с помощью семи независимых констант связи: \bar{a} , \bar{v}_u , \bar{v}_c , \bar{v}_t , \bar{v}_e , \bar{v}_μ , \bar{v}_τ . Эти параметры нужно фитировать в экспериментах. В какой-либо конкретной модели они имеют определённые значения. В случае, если модель не задана, значения этих параметров произвольны.

Абелев Z' -бозон в процессе Дрелла-Яна

На ускорителе Tevatron наиболее заметный сигнал абелевого Z' -бозона ожидается увидеть в процессе рассеяния $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-$, называемом процессом Дрелла-Яна (рис. 1). Сечение рассеяния в этом случае можно записать в форме комбинации партонного сечения и функций партонных распределений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 \sigma_{AB}}{\partial x_q \partial x_{\bar{q}} \partial \hat{t}} &= \sum_{q, \bar{q}} f_{q,A}(x_q, Q^2) f_{\bar{q},B}(x_{\bar{q}}, Q^2) \frac{\partial \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}}{\partial \hat{t}}, \\ \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-} &= \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}(\hat{t}), \end{aligned} \quad (6)$$

где A и B обозначают взаимодействующие адроны (p или \bar{p}) с четырёхмерными импульсами k_A и k_B ; $f_{q,A}$ – функция распределения для партона q в адроне A , несущего долю импульса x_q ($0 \leq x_q \leq 1$) на масштабе факторизации Q^2 . Данные по партонным распределениям мы берём из пакета MSTW2008 PDFs [5]. Величина $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}$ – это сечение рассеяния на партонном уровне, зависящее от переменной Мандельштама $\hat{t} = (p_{l^+} - p_q)^2$. В дальнейшем, шляпка над переменной будет означать, что переменная относится к сечению партонного процесса.

Обозначим множитель партонных распределений для произвольного аромата кварка

$$f_{q,A}(x_q, Q^2) f_{\bar{q},B}(x_{\bar{q}}, Q^2) = F_{q\bar{q}}(x_q, x_{\bar{q}}, Q). \quad (7)$$

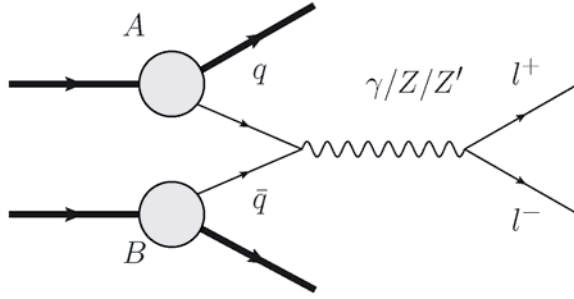


Рис. 1. Схематическая диаграмма процесса Дрелла-Яна. A и B обозначают взаимодействующие адроны – p и \bar{p} в случае ускорителя Tevatron

В нашей работе множители партонных распределений и сечения партонного уровня рассчитываются в ведущем порядке по константе сильной связи α_S , и, таким образом, получается сечение σ_{AB} в этом порядке. Учет поправок следующих двух порядков производится путём умножения сечения σ_{AB} на K -фактор, который рассчитывается численно с помощью программы Vrap [6] (см. также [7]).

Мы учитываем неопределённости, возникающие из двух источников:

- неопределённости, возникающие при учёте партонных распределений, $\Delta\sigma_{PDF}$. В пакете MSTW доступны интервалы с уровнями доверительной вероятности 68 % и 90 %. В нашей работе мы используем второй из них;

- неопределённость, вызванная вариацией масштаба факторизации, $\Delta\sigma_Q$. Чтобы учесть эту неопределённость, мы следуем общепринятой процедуре и варьируем масштаб Q в пределах от $\sqrt{\hat{s}}/2$ до $2\sqrt{\hat{s}}$, где \hat{s} – переменная Мандельстама для партонного процесса: $\hat{s} = (p_{l^+} + p_{l^-})^2$.

Тогда сечение можно записать в виде $\sigma_{DY} \pm \Delta\sigma_{PDF} \pm \Delta\sigma_Q$.

Полученное трижды дифференциальное сечение полностью описывает процесс Дрелла-Яна. Оно выражено через три кинематические переменные: x_q , $x_{\bar{q}}$ и \hat{t} . Недостатком этого набора переменных является то обстоятельство, что все они входят и во множитель, учитывающий партонные распределения, и в сечение партонного процесса, так как \hat{s} не является независимой величиной ($\hat{s} = x_q x_{\bar{q}} S$).

Величинами, напрямую измеряемыми в эксперименте и используемыми для отбора событий в детекторе, являются псевдобыстроты η_{\pm} и поперечные импульсы p_T^{\pm} лептонов конечного состояния. В ведущем порядке по α_S

$$p_T^+ = -p_T^- = p_T. \quad (8)$$

Переменные Мандельстама \hat{s} и \hat{t} и доли импульсов x_q , $x_{\bar{q}}$ записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= M^2 = 4p_T^2 \frac{\text{ch}^2 \eta_+ - \eta_-}{2}, & \hat{t} &= -\frac{M^2}{1 + e^{(\eta_+ - \eta_-)/2}}, \\ x_q &= \frac{M}{\sqrt{S}} e^{(\eta_+ + \eta_-)/2}, & x_{\bar{q}} &= \frac{M}{\sqrt{S}} e^{-(\eta_+ + \eta_-)/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Обратите внимание на то, что x_q и $x_{\bar{q}}$ выражаются только через сумму псевдобыстрот $Y = (\eta_+ + \eta_-)/2$, а \hat{t} – через разность псевдобыстрот $y = (\eta_+ - \eta_-)/2$. Переменная Y является общеизвестной быстротой промежуточного состояния, а переменная y связана с углом рассеяния в процессе $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ и описывает кинематику на партонном уровне. Таким образом, сечение можно записать в виде функции переменных M , Y , y :

$$\frac{\partial^3 \sigma_{AB}}{\partial M \partial Y \partial y} = \sum_{q, \bar{q}} F_{q\bar{q}}(M^2, Y) \frac{\partial \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}}{\partial y}, \quad \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-} = \sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}(M^2, y). \quad (10)$$

Ведущий вклад Z' -бозона в рассматриваемый процесс даёт интерференция диаграмм обмена γ^*/Z и диаграмм с Z' . Порядок вклада – $O(\bar{g}^2)$. Сечение можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\sigma_{DY} &= \sigma_{SM} + \sigma_{Z'}, \\ \sigma_{Z'} &= \bar{a}^2 \sigma_{\bar{a}^2} + \bar{a}\bar{v}_l \sigma_{\bar{a}\bar{v}_l} + \bar{a}\bar{v}_u \sigma_{\bar{a}\bar{v}_u} + \bar{v}_u \bar{v}_l \sigma_{\bar{v}_u \bar{v}_l} + \bar{a}\bar{v}_c \sigma_{\bar{a}\bar{v}_c} + \bar{v}_c \bar{v}_l \sigma_{\bar{v}_c \bar{v}_l}.\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь \bar{a} и \bar{v}_f – константы связи, определённые в (2), (3), (4), а $\sigma_{\bar{a}^2}$, $\sigma_{\bar{a}\bar{v}_f}$, $\sigma_{\bar{v}_f \bar{v}_f}$ – факторы, зависящие от переменных M , Y , y . В этом приближении мы имеем дело с шестью независимыми неизвестными величинами, входящими в сечение процесса Дрелла-Яна. В (11) вклады с константами связи \bar{v}_u и \bar{v}_c возникают исключительно из-за кварков первого и второго поколений, соответственно. Вкладом третьего поколения мы пренебрегаем.

Ещё раз отметим, что переменная Y входит только во множители партонных распределений, а переменная y – только в сечения партонного процесса. Это важный момент в нашем анализе, так как благодаря такой структуре мы можем по отдельности рассматривать $F_{q\bar{q}}$ и $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow l^+ l^-}$. Таким образом, мы можем попытаться использовать особенности Y -зависимости множителей партонных распределений для того, чтобы подавить вклады отдельных факторов, входящих в выражение (11). Например, если при интегрировании по этой переменной в каком-либо определённом интервале значений фактор $\sigma_{\bar{v}_c \bar{v}_l}$ окажется значительно меньше остальных факторов, то его вкладом в сечение мы можем пренебречь. Таким образом из сечения также выпадет и комбинация неизвестных констант связи Z' -бозона, и мы будем иметь дело с пятью неизвестными вместо изначальных шести. Конечно, для этого мы должны предположить, что все константы связи Z' -бозона являются величинами одного порядка.

Помимо констант связи есть ещё два неизвестных параметра Z' -бозона – это масса $m_{Z'}$ и ширина распада $\Gamma_{Z'}$. Эти параметры входят в сечение партонного процесса и не имеют значения для нашего анализа партонных распределений.

Возможные значения кинематических переменных Y и y ограничены возможностями детектора и законами сохранения. Из условия $0 \leq x_{q,\bar{q}} \leq 1$ имеем:

$$-\ln \frac{\sqrt{S}}{M} \leq Y \leq \ln \frac{\sqrt{S}}{M}. \quad (12)$$

При интересующих нас энергиях выше 66 ГэВ ограничения (12) являются более строгими, чем те, которые накладывает детектор. Для переменной y ограничения те же, что и для Y .

Можно подвести краткий промежуточный итог: в сечение процесса Дрелла-Яна входят шесть неизвестных независимых членов, возникающих из-за процессов с участием Z' -бозона. Мы предложили набор кинематических переменных, который даёт возможность отдельно исследовать поведение множителя, учитывающего партонные распределения. Наш следующий шаг – рассмотреть, как можно использовать партонные распределения для того, чтобы уменьшить число неизвестных параметров Z' -бозона, входящих в сечение процесса Дрелла-Яна, на примере ускорителя Tevatron.

Множители партонных распределений

Быстрота промежуточного состояния Y входит только в множители партонных распределений. Рассмотрим Y -зависимость в $F_{q\bar{q}}$ (10). Кинематические свойства множителей $F_{q\bar{q}}$ отличаются для кварков разных ароматов, но не зависят от характеристик Z' -бозона. Зависимость сечения от Y можно использовать для того, чтобы подавить вклады кварков второго поколения, т. е. членов с $\bar{a}\bar{v}_c$ и $\bar{v}_c \bar{v}_l$ в (11).

Мы используем следующую схему интегрирования

$$\sigma_1 = \int_{-Y_m}^{Y_m} dYW(M, Y) \frac{\partial^3 \sigma_{DY}}{\partial Y \partial M \partial y} \quad (13)$$

с простой кусочно-непрерывной весовой функцией

$$W(M, Y) = \begin{cases} A(M), & 0 < |Y| \leq Y_1, \\ 1, & Y_1 < |Y| < Y_m. \end{cases} \quad (14)$$

В выражении (13) σ_1 обозначает величину, полученную после интегрирования трижды дифференциального сечения σ_{DY} по переменной Y . Величина Y_m – это положительная граница интервала значений Y , определяющаяся из условия (12) и, следовательно, зависящая от M . Чтобы упростить наше рассмотрение, мы задаём эту величину постоянной. Обратите внимание на то, что сечение симметрично по Y .

Рассмотрим значения M в области пика Z -бозона. Коллаборации CDF и D0 определяют эту область как интервал, симметричный относительно значения массы Z -бозона. Чаще всего выбирается интервал $66 \text{ ГэВ} \leq M \leq 116 \text{ ГэВ}$. На самом деле конкретный выбор верхнего и нижнего предела не влияет на наши результаты. Есть только два общих требования: пределы должны быть симметричны относительно m_Z и достаточно велики, чтобы можно было пренебречь массами кварков.

На рисунке 2 показаны графики $F_{q\bar{q}}(M, Y)$ в зависимости от Y при разных значениях M для кварков u , d , c и s . Относительный вклад кварков второго поколения составляет до 11 % при $M = 66 \text{ ГэВ}$, и потому пренебречь им нельзя.

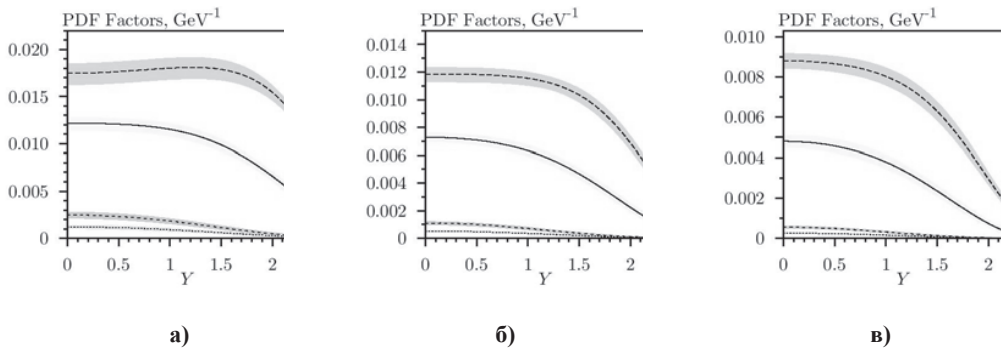


Рис. 2. Графики $F_{u\bar{u}}(M, Y)$ (длинный пунктир), $F_{d\bar{d}}(M, Y)$ (сплошная линия), $F_{s\bar{s}}(M, Y)$ (короткий пунктир) и $F_{c\bar{c}}(M, Y)$ (линия из точек) от Y при разных значениях M : а) 66 ГэВ; б) 91 ГэВ; в) 116 ГэВ. Также показаны неопределённости, возникающие из-за погрешностей партонных распределений и вариации масштаба факторизации

Оказывается, что при любом значении M из диапазона пика Z -бозона мы можем выбрать значение $A(M)$ так, чтобы величины факторов $F_{c\bar{c}}(M)$ и $F_{s\bar{s}}(M)$ составляли менее 1 % от величины фактора $F_{u\bar{u}}(M)$ (см. рисунок 3, а). Следовательно, вклады фермионов второго поколения оказываются подавленными, и $\sigma_{\bar{a}\bar{c}}$ и $\sigma_{\bar{c}\bar{d}}$ можно исключить из сечения σ_{DY} . Весовой коэффициент $A(M)$ можно определить для нескольких значений M и интерполировать в рассматриваемом диапазоне энергий. График $A(M)$ для нашего конкретного случая показан на рисунке 3, б. Значение Y_m равно 2,35, значение Y_1 равно 0,75, что соответствует границам бинов детектора D0 [9].

Результирующая величина σ_1 зависит только от переменных y и M и содержит четыре неизвестных параметра Z' -бозона вместо шести:

$$\sigma_1 = \sigma_{\text{ISM}} + \bar{a}^2 \sigma_{1\bar{a}^2} + \bar{a}\bar{v}_l \sigma_{1\bar{a}\bar{v}_l} + \bar{a}\bar{v}_u \sigma_{1\bar{a}\bar{v}_u} + \bar{v}_u \bar{v}_l \sigma_{1\bar{v}_u \bar{v}_l}. \quad (15)$$

Такое сокращение выглядит многообещающе с точки зрения построения наблюдаемой величины, подходящей для поисков Z' -бозона на ускорителе Tevatron.

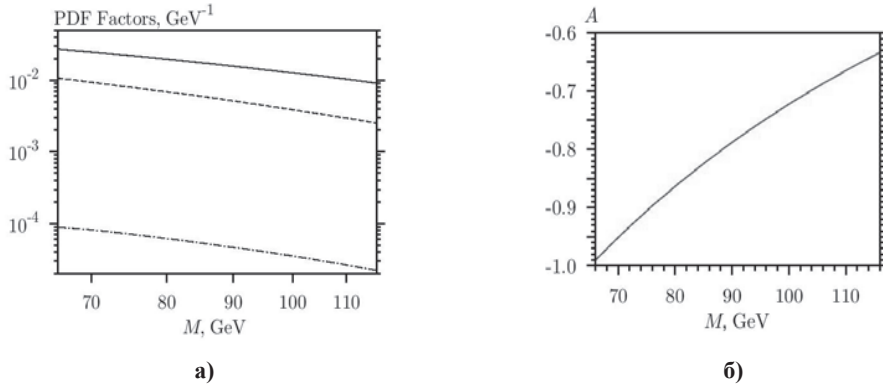


Рис. 3. а) подавление вкладов кварков второго поколения в сечение процесса Дрелла-Яна при M в области пика Z -бозона. На графике построены функции $F_{u\bar{u}}$ (сплошная линия), $F_{d\bar{d}}$ (длинный пунктир), $F_{c\bar{c}}$ (линия из точек и тире) и $F_{s\bar{s}}$ (не показана. Из-за используемой схемы интегрирования при некоторых значениях M она становится отрицательной, однако по модулю она того же порядка, что и для s -кварка); б) весовая функция $A(M)$

Выводы

В данной статье мы предложили набор кинематических переменных, который позволяет упростить анализ сечения процесса Дрелла-Яна. С помощью этого набора мы изучили множители партонных распределений для случая ускорителя Tevatron. Структура этих множителей позволяет снизить число неизвестных параметров Z' -бозона, входящих в сечение процесса Дрелла-Яна, с шести до четырёх.

Четыре параметра – всё ещё слишком много для того, чтобы получить какие-либо существенные результаты при фитировании экспериментальных данных. Однако этот результат является первым шагом к построению наблюдаемой величины, которая позволила бы модельно-независимым образом выделить сигнал Z' -бозона из данных, набранных на ускорителе Tevatron.

Библиографические ссылки

1. **Leike A.** The phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rep. – 1999. – 317. – P. 143.
2. **Orimoto T. J.** Searches for high mass resonances with the CMS detector / T. J.Orimoto // e-print arXiv:1202.0963v1 [hep-ex].
3. **Gulov A. V.** Model-independent estimates for the Abelian Z' boson at modern hadron colliders / A. V. Gulov, A. A. Kozhushko // Int. J. Mod. Phys. – 2011. – A26. – P. 4083–4100.
4. **Gulov A. V.** Fitting of Z' parameters / A. V. Gulov and V. V. Skalozub // Int. J. Mod. Phys. – 2010. – A25. – P. 5787–5815.
5. **Martin A. D.** Parton distributions for the LHC / A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt // Eur. Phys. J. – 2009. – C63. – P. 189-285; <http://projects.hepforge.org/mstwpdf/>.
6. **Anastasiou C.** Dilepton rapidity distribution in the Drell-Yan process at NNLO in QCD / C. Anastasiou, L. Dixon, K. Melnikov and F. Petriello // Phys. Rev. D. – 2004. – 69. – 094008.
7. <http://www.slac.stanford.edu/~lance/Vrap/>.
8. **Aad G.** Search for Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector / G. Aad et al. (ATLAS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2011. – 107. – 272002.
9. **Abazov V.** Measurement of the shape of the boson rapidity distribution for events produced \sqrt{s} of 1.96 TeV / V. Abazov et al. (D0 Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2007. – 76. – 012003.

Надійшла до редколегії 13.07.12.