Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11, № 6(190). С. 1122–1133

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ЭКСПЕРИМЕНТ

НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ПРОТОНОВ НА LHC

В. Ф. Конопляников, *М. В. Савина*, *С. В. Шматов*[1], *С. Г. Шульга*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе представлены результаты вычислений неопределенностей сечения процесса Дрелла–Яна при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Рассмотрены систематические погрешности, связанные с неопределенностями в кварковых и глюонных функциях распределения, выбором шкалы факторизации и бегущей константой связи КХД.

The uncertainties of Drell–Yan production cross section at the energy $\sqrt{s} = 13$ TeV have been computed. The effects of parton distribution functions, QCD scale, and QCD running couplings were considered.

PACS: 04.50.Gh; 14.70.Pw; 14.80.Rt; 14.80.Sv; 14.80.Tt; 14.65.Jk; 14.70.Kv; 14.60.St

ВВЕДЕНИЕ

Изучение закономерностей рождения лептонных пар в процессе Дрелла–Яна ($q\bar{q} \to Z/\gamma^\star \to l^+l^-$) [1] имеет исключительную важность для физики адронных коллайдеров. Измерение сечения процесса Дрелла–Яна на Большом адронном коллайдере представляет собой важнейший тест стандартной модели взаимодействия элементарных частиц (СМ) в новой области энергий. К настоящему времени в физике элементарных частиц выработалась устойчивая схема проведения исследований — сигналы «новой» физики ищутся по отклонениям от предсказаний стандартной модели. Вполне очевидно, что достоверность таких поисков, а значит, и принципиальная возможность наблюдения сигналов за рамками СМ, напрямую зависит от точности предсказаний самой СМ. Эта проблема особенно актуальна для кинематических областей, где экспериментальная проверка СМ была выполнена недостаточно аккуратно в силу статистических ограничений. Процесс Дрелла–Яна также является основным источником фона при проведении поисков «новой» физики за пределами стандартной модели [2], которые возможны при условии надежного определения экспериментальных и теоретических погрешностей. Поэтому, обсуждая возможные сигналы «нестандартной» физики, было бы неправильно не коснуться проблемы фоновых условий.

[1]E-mail: shmatov@cern.ch

Определение погрешностей опирается на феноменологические модели, реализованные в генераторах событий. Параметры этих моделей настраиваются на основе многих экспериментов, что позволяет говорить о свойстве универсальности моделей. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории позволяет получить информацию о партонных структурных функциях (PDF) и о поведении бегущей константы сильного взаимодействия в широкой области переданных 4-импульсов от нескольких десятков ГэВ до почти половины суммарной энергии сталкивающихся пучков протонов.

Существует несколько основных источников неопределенностей для подобных расчетов. Один связан с вкладом от диаграмм высших порядков теории возмущений (ТВ), учитываемых при расчете. В настоящее время сечение процесса Дрелла–Яна посчитано с точностью до второго порядка КХД (NNLO) [3]. Для проведения моделирования обычно используются программные пакеты: POWHEG [4] для монте-карло-вычислений в первом порядке ТВ (NLO) и FEWZ [5] для NNLO-вычислений. Часто вклады высших порядков учитываются введением дополнительного множителя к сечениям, рассчитанным в главном порядке (LO). В литературе эти множители, как правило, обозначаются как множитель K, представляющий собой отношение сечений в NLO к сечениям в главном порядке, $\sigma_{\rm NLO}/\sigma_{\rm LO}$, и множитель F, отвечающий за учет NNLO-вкладов, $\sigma_{\rm NNLO}/\sigma_{\rm NLO}$. Величины значений этих множителей для процесса Дрелла–Яна при номинальной энергии LHC в области масс вокруг пика бозона Z составляют 1,15 и 1,03 соответственно для множителей K и F.

Другие существенные неточности в вычислениях процесса Дрелла–Яна, особенно в области больших инвариантных масс, связаны с неопределенностями в кварковых и глюонных функциях распределения (т. е. с использованием различных наборов структурных функций), неопределенностями выбора шкалы факторизации КХД и бегущей константы связи КХД.

Современные данные экспериментов на Большом адронном коллайдере, ATLAS и CMS, позволили провести измерения сечений процесса Дрелла–Яна при энергии столкновений пучков протонов 7 и 8 ТэВ [6, 7]. В настоящей работе представлены результаты расчетов теоретических погрешностей сечения процесса Дрелла–Яна в pp-взаимодействиях при энергии 13 ТэВ с. ц. м.

1. НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ PDF

В рамках СМ прямой расчет сечения Дрелла–Яна выполняется для амплитуды жестких короткодействующих партон-партонных взаимодействий. Этому процессу предшествует вырывание двух активных кварков из протонов, происходящее на больших, по сравнению с жестким процессом, расстояниях. Последний процесс — универсальный, характеризуемый структурными функциями распределения партонов в протонах. Сечение процесса Дрелла–Яна в адронных взаимодействиях представляется сверткой функций распределения кварков и антикварков (партонов) в протоне (PDF) и вычисляемого в КХД сечения жесткого процесса:

$$\sigma(pp \to ll + X) = \sum_{i,j} \int dx_1\, dx_2\, f_i^q(x_1, \mu_F) f_j^{\bar q}(x_2, \mu_F) \frac{d\hat\sigma_{ij}}{dx_1\, dx_2}, \tag{1}$$

где $\hat\sigma_{ij}$ — сечение аннигиляции кварк-антикварковой пары $q\bar q \to Z/\gamma^\star \to l^+l^-$ с ароматом $i(j)$, которое вычисляется в теории возмущений в виде ряда по степеням бегу-

щей константы связи КХД $\alpha_S(\mu_R)$, а μ_R — энергетический масштаб перенормировки; $f_i^{q,\bar{q}}(x_{1,2}, \mu_F)$ — функции распределения PDF, $x_{1,2}$ — доля импульса партона (переменная Бьеркена); μ_F — энергетический масштаб (параметр шкалы факторизации) КХД.

PDF $f_{i,j}(x_k, \mu_F)$ зависят от параметра масштаба факторизации μ_F, который обычно полагается $\mu_F \sim Q$, где переданный 4-импульс Q и задает шкалу энергии, которая отделяет (факторизует) физику на больших расстояниях (коллинеарные или мягкие партоны) и которая не может быть количественно рассчитана в пертурбативной КХД. Подлежащие измерению вычисляемые величины КХД зависят от конкретного процесса, но по определению имеют важное свойство «инфракрасной стабильности», т. е. не зависят от физики на больших расстояниях.

Одна из важнейших теоретических неопределенностей связана с неточным знанием PDF. Во-первых, неопределенность расчетов обусловлена использованием различных «семейств» функций распределения партонов, например, CTEQ [8], MSTW [9], NNPDF [10] и пр., которые, в свою очередь, включают несколько версий (наборов) структурных функций. Во-вторых, существуют неопределенности самих PDF, связанные с точностью того или иного набора структурных функций как такового. Очевидно, что, будучи некоторой глобальной феноменологической функцией аппроксимации, любой из наборов PDF должен иметь конечную точность. Эта точность ограничена погрешностями экспериментальных данных, которые используются при проведении глобальной аппроксимации, и качеством самой процедуры аппроксимации. Также, не в последнюю очередь, большое влияние на погрешности PDF оказывает вид уравнений КХД-эволюции структурных функций, применяемых для их экстраполяции в кинематическую область, где экспериментальные данные отсутствуют или имеют большую статистическую погрешность. Неопределенности PDF особенно велики в области больших переданных поперечных импульсов Q^2 и в области малых значений переменной Бьеркена x. На рис. 1 приведен пример диапазона неопределенностей набора PDF CT10 для кварков u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$ и глюонов g при $Q^2 = 10^2$ ГэВ^2 и $Q^2 = 10^6$ ГэВ^2. Видно, что значения неопределенностей

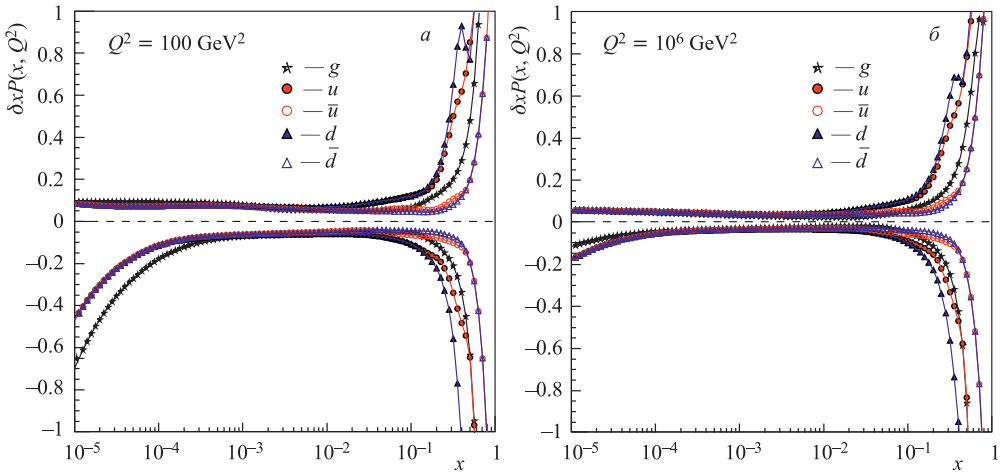

Рис. 1. Диапазон неопределенностей для функций распределения кварков u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$ и глюонов g для $Q^2 = 10^2$ ГэВ^2 (*а*) и $Q^2 = 10^6$ ГэВ^2 (*б*) в наборе PDF CT10

варьируются от 7,5 % для кварков и антикварков при $x \sim 10^{-3}$–10^{-4} до 12 и 6 %, соответственно, для кварков и антикварков при $x \sim 0{,}1$. В области больших и малых x значения неопределенностей быстро возрастают.

Обычно набор PDF представляет собой программный пакет, в котором значения PDF представлены в сетке переменных (x, Q) с соответствующим кодом интерполяции заданных численных значений PDF в любую точку пространства переменных (x, Q). В старой стандартной FORTRAN-библиотеке PDFLIB [11] сетка значений (x, Q) и алгоритм интерполяции жестко связаны в коде, что не позволяет включить новые наборы PDF, которые часто содержат множество вариантов функции аппроксимации (иногда до 1000), соответствующих различным вариациям параметров. Это явилось исходной точкой и причиной для создания в 2001 г. общего стандарта (Les Houches Accord PDF, или кратко LHA PDF), который унифицировал новые разработки в создании как генераторов событий, так и библиотек PDF [12]. В результате была создана новая стандартная библиотека PDF — LHApdf [13].

В табл. 1 приведены результаты расчетов сечений образования пар мюонов в процессе Дрелла–Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с. ц. м. для значений инвариантной массы пары, превышающих некоторый порог, — от 0,2 до 6 ТэВ/c^2. Были использованы пять различных наборов структурных функций в главном порядке теории возмущений — CTEQ6.1 [14], CTEQ6.6 [15], CT10 [16], MSTW2008 [17] из библиотеки LHApdf версии 5.8.9. Диапазон значений сечений σ^{DY}, получаемых с помощью различных наборов, варьируется в пределах 7–24 % для инвариантных масс $M_{\mu^+\mu^-} \geqslant M^{\min}_{\mu^+\mu^-} = 1$–$5$ ТэВ/c^2.

Особо стоит выделить набор PDF NNPDF [10], в котором струкурные функции получаются с помощью алгоритмов нейронных сетей, обучаемых на больших коллекциях смоделированных монте-карло-событий, воссоздающих первичные экспериментальные

Таблица 1. **Сечения рождения мюонных пар σ^{DY} (фб) в процессе Дрелла–Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с. ц. м., вычисленные с LO PDF**

$M^{\min}_{\mu^+\mu^-}$	CTEQ6.1	CTEQ6.6	CT10	MSTW2008
0,2	$2{,}47 \cdot 10^3$	$2{,}51 \cdot 10^3$	$2{,}53 \cdot 10^3$	$2{,}36 \cdot 10^3$
0,4	$2{,}14 \cdot 10^2$	$2{,}14 \cdot 10^2$	$2{,}18 \cdot 10^2$	$2{,}01 \cdot 10^2$
0,6	$4{,}67 \cdot 10^1$	$4{,}64 \cdot 10^1$	$4{,}75 \cdot 10^1$	$4{,}43 \cdot 10^1$
0,8	$1{,}48 \cdot 10^1$	$1{,}46 \cdot 10^1$	$1{,}49 \cdot 10^1$	$1{,}43 \cdot 10^1$
1,0	$5{,}71 \cdot 10^0$	$5{,}59 \cdot 10^0$	$5{,}74 \cdot 10^0$	$5{,}56 \cdot 10^0$
1,5	$8{,}32 \cdot 10^{-1}$	$8{,}16 \cdot 10^{-1}$	$8{,}32 \cdot 10^{-1}$	$8{,}53 \cdot 10^{-1}$
2,0	$1{,}72 \cdot 10^{-1}$	$1{,}68 \cdot 10^{-1}$	$1{,}70 \cdot 10^{-1}$	$1{,}83 \cdot 10^{-1}$
2,5	$4{,}24 \cdot 10^{-2}$	$4{,}17 \cdot 10^{-2}$	$4{,}23 \cdot 10^{-2}$	$4{,}70 \cdot 10^{-2}$
3,0	$1{,}17 \cdot 10^{-2}$	$1{,}16 \cdot 10^{-2}$	$1{,}16 \cdot 10^{-2}$	$1{,}33 \cdot 10^{-2}$
3,5	$3{,}49 \cdot 10^{-3}$	$3{,}47 \cdot 10^{-3}$	$3{,}40 \cdot 10^{-3}$	$3{,}99 \cdot 10^{-3}$
4,0	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$1{,}03 \cdot 10^{-3}$	$1{,}23 \cdot 10^{-3}$
4,5	$3{,}41 \cdot 10^{-4}$	$3{,}40 \cdot 10^{-4}$	$3{,}16 \cdot 10^{-4}$	$3{,}85 \cdot 10^{-4}$
5,0	$1{,}08 \cdot 10^{-4}$	$1{,}07 \cdot 10^{-4}$	$9{,}61 \cdot 10^{-5}$	$1{,}19 \cdot 10^{-4}$
5,5	$3{,}37 \cdot 10^{-5}$	$3{,}31 \cdot 10^{-5}$	$2{,}86 \cdot 10^{-5}$	$3{,}59 \cdot 10^{-5}$
6,0	$1{,}02 \cdot 10^{-5}$	$9{,}94 \cdot 10^{-6}$	$8{,}23 \cdot 10^{-6}$	$1{,}05 \cdot 10^{-5}$

данные. В качестве входных экспериментальных данных используются результаты измерения широкого спектра различных экспериментальных процессов: глубоконеупругого рассеяния частиц, процесса Дрелла–Яна, инклюзивного рождения струй, данные по измерению масс тяжелых кварков и рождению странных частиц и т. д. Начиная с версии NNPDF2.2, используются и последние данные экспериментов на LHC.

Для этого «семейства» PDF функции аппроксимации в библиотеке LHApdf приводятся для NLO-вкладов. Соответствующие сечения, вычисленные в версии NNPDF2.3 [18], приведены в табл. 2. Также в таблице приведены сечения, вычисленные с учетом NLO-вкладов для CT10nlo [19] и MSTW2008nlo [17]. Учет высших порядков КХД в PDF изменяет величину сечений для MSTW2008nlo [17] довольно существенно — поправка может превышать 20 % в области больших инвариантных масс, в то время как для CT10nlo [19] величина сечения практически не меняется во всем диапазоне исследуемых инвариантных масс.

Таблица 2. **Сечения рождения мюонных пар σ^{DY} (фб) в процессе Дрелла–Яна при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ в с. ц. м., вычисленные с NLO PDF**

$M^{\min}_{\mu^+\mu^-}$	CT10nlo	MSTW2008nlo	NNPDF23
0,2	$2{,}54 \cdot 10^3$	$2{,}57 \cdot 10^3$	$2{,}56 \cdot 10^3$
0,4	$2{,}18 \cdot 10^2$	$2{,}23 \cdot 10^2$	$2{,}22 \cdot 10^2$
0,6	$4{,}75 \cdot 10^1$	$4{,}88 \cdot 10^1$	$4{,}88 \cdot 10^1$
0,8	$1{,}49 \cdot 10^1$	$1{,}55 \cdot 10^1$	$1{,}54 \cdot 10^1$
1,0	$5{,}71 \cdot 10^0$	$5{,}98 \cdot 10^0$	$5{,}92 \cdot 10^0$
1,5	$8{,}32 \cdot 10^{-1}$	$8{,}82 \cdot 10^{-1}$	$8{,}60 \cdot 10^{-1}$
2,0	$1{,}71 \cdot 10^{-1}$	$1{,}82 \cdot 10^{-1}$	$1{,}77 \cdot 10^{-1}$
2,5	$4{,}24 \cdot 10^{-2}$	$4{,}53 \cdot 10^{-2}$	$4{,}35 \cdot 10^{-2}$
3,0	$1{,}16 \cdot 10^{-2}$	$1{,}25 \cdot 10^{-2}$	$1{,}18 \cdot 10^{-2}$
3,5	$3{,}40 \cdot 10^{-3}$	$3{,}64 \cdot 10^{-3}$	$3{,}41 \cdot 10^{-3}$
4,0	$1{,}03 \cdot 10^{-3}$	$1{,}10 \cdot 10^{-3}$	$9{,}99 \cdot 10^{-4}$
4,5	$3{,}17 \cdot 10^{-4}$	$3{,}31 \cdot 10^{-4}$	$2{,}95 \cdot 10^{-4}$
5,0	$9{,}68 \cdot 10^{-5}$	$9{,}79 \cdot 10^{-5}$	$9{,}04 \cdot 10^{-5}$
5,5	$2{,}88 \cdot 10^{-5}$	$2{,}82 \cdot 10^{-5}$	$2{,}61 \cdot 10^{-5}$
6,0	$8{,}28 \cdot 10^{-6}$	$7{,}71 \cdot 10^{-6}$	$8{,}21 \cdot 10^{-6}$

Вклад последующих порядков теории возмущений (NNLO) также весьма значителен — от 0–2 % для MSTW2008nnlo [17] до 30 % для CT10nnlo [20] при значениях инвариантных масс ~ 5 ТэВ/c^2. Вклад NNLO-поправок в NNPDF23nnlo [21] достигает 10 %.

Библиотека структурных функций LHApdf содержит функции параметров a_k, $k = 1, \ldots, d$, обеспечивающих оптимальную «подгонку» к данным (центральное значение функций аппроксимации), а также d наборов PDF, соответствующих двум смещениям каждого из параметров (с разными знаками $+\delta_k$ и $-\delta_k$) относительно центрального значения. Число параметров d зависит от набора PDF, например, для MSTW2008 [17] и CTEQ6.1 [14] $d = 20$, или $d = 22$ и 26 для CTEQ6.6 [15] и CT10 [16] соответственно.

Обозначим вычисляемую величину X. В нашем случае эта величина — полное сечение рождения пары мюонов в процессе Дрелла–Яна с инвариантной массой больше определенно заданной величины $M^{\min}_{\mu^+\mu^-}$, т. е. $X \equiv \sigma^{\mathrm{DY}}(M_{\mu^+\mu^-} \geqslant M^{\min}_{\mu^+\mu^-})$. Определение X с применением PDF, соответствующих лучшей функции аппроксимации (центральное значение функции аппроксимации), обозначим как функцию от PDF-параметров $X_0(a_1, a_2, \ldots, a_d)$. Для PDF-функций со смещенными параметрами используем обозначение $X_k(a_1, a_2, \ldots, a \pm \delta_k, \ldots, a_d)$, где δ_k — некоторое определенное в процессе подгонки PDF значение, характеризующее среднее отклонение PDF-параметра относительно оптимального значения a_k. Тогда погрешность, связанную с неопределенностью PDF, можно найти, например, так [13]:

$$\begin{aligned} \Delta X_+^{\mathrm{PDF}} &= \sqrt{\sum_{k=1}^{d} \max^2 \left[(X_k^+ - X_0), (X_k^- - X_0), 0\right]}, \\ \Delta X_-^{\mathrm{PDF}} &= \sqrt{\sum_{k=1}^{d} \max^2 \left[(X_0 - X_k^+), (X_0 - X_k^-), 0\right]}. \end{aligned} \tag{2}$$

Смещенные значения параметров в наборах структурных функций дают разброс в значених PDF в заданном интервале доверительной вероятности (C. L.). Для набора PDF MSTW2008 неопредленности значений структурных функций заданы в различных функциях аппроксимации как на уровне 68 % C. L., так и 90 % C. L., а в случае PDF «семейства» CTEQ — только 90 % C. L. По принятым соглашениям для процессов на LHC приводятся неопределенности на уровне 68 % C.L. [22], поэтому для сравнения неопределенностей сечений процессов Дрелла–Яна, вычисленных с помощью различных наборов PDF, неопредленности набора CTEQ нормировались на коэффициент $C_{90} = 1{,}645$, что уменьшает эти неопределенности до значений, соответствующих 68 % C. L.

Вычисленное значение неопределенностей сечений рождения мюонов в процессах Дрелла–Яна при энергии LHC приведено на рис. 2, *а*. Значение относительной погрешности ($\delta X \equiv \Delta X / X_0$) проанализированных наборов PDF не превышает 35 % для диапазона инвариантных масс пар лептонов до 5 ТэВ/c^2, причем неопределенности сечений для наборов PDF «семейства» CTEQ систематически имеют большие значения, чем неопределенности для набора MSTW2008. Эта тенденция сохраняется и для больших значений инвариантных масс, при этом значения неопределенностей для MSTW2008 достигают 22 % при $M_{\mu^+\mu^-} = 6$ ТэВ/c^2, тогда как $\delta\sigma^{\mathrm{PDF}}_{\mathrm{CTEQ}} \approx 60\,\%$. Вклады высших порядков (NNLO) приводят к дополнительной неопределенности PDF, например, для CT10nlo неопределенности уменьшаются, и особенно значительно в области больших инвариантных масс — на 6 % при $M_{\mathrm{inv}} \sim 5$ ТэВ/c^2.

Наборы структурных функций NNPDF представляют собой коллекцию из 100 функций аппроксимации для каждого из доступных значений бегущей константы связи КХД α_S, которые разбросаны вокруг некоторого центрального значения. Число доступных значений α_S зависит от версии набора, например, в используемой в настоящей работе версии NNPDF2.3 [18] представлены функции аппроксимации для одиннадцати значений α_S.

Неопределенности вычисляются усреднением вычисляемой величины X по совокупности доступных функций аппроксимации N, в соответствии с распределением вели-

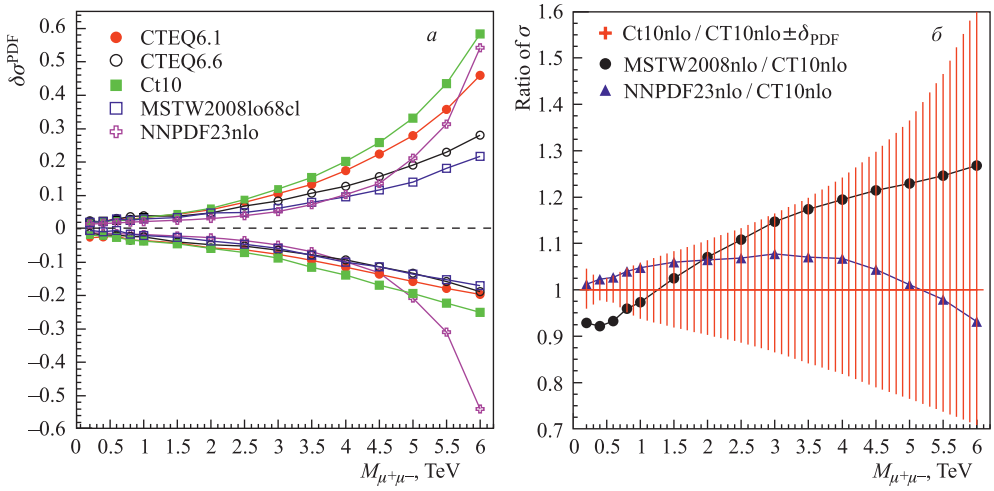

Рис. 2. *а*) Зависимость относительной погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для LHC, связанной с неопределенностью PDF, от инвариантной массы пары мюонов ($\delta\sigma^{\rm PDF}$). *б*) Сечения процессов Дрелла–Яна для CT10, MSTW2008, NNPDF23nlo, нормированные на аналогичные сечения для CT10. Приведен коридор ошибок PDF для CT10

чины α_S в наборе, которая описывается функцией Гаусса со средним значением 0,119 и среднеквадратичным отклонением 0,0012:

$$X_0 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N=308} X^{(i)}, \tag{3}$$

а ее погрешность

$$\Delta X_{\rm PDF} = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}\left(X^{(i)} - X_0\right)^2}. \tag{4}$$

В наших расчетах мы использовали значения $\alpha_s = 0{,}114$, 0,115, 0,116, 0,117, 0,118, 0,119, 0,120, 0,121, 0,122, 0,123, 0,124 и, соответственно, числа функций аппроксимации для каждого из этих значений $N = 5, 27, 72, 100, 72, 27, 5$ (всего $N = 308$), выбранные случайным образом из числа всех доступных функций аппроксимации для данного значения α_s. Таким образом, вычисленное значение $\delta X^{\rm NNPDF}$ соответствует комбинированной вариации как PDF, так и бегущей константы связи α_S.

Полученные значения неопределенности $\delta X^{\rm NNPDF}$ довольно близки к значениям неопределенности $\delta X^{\rm MSTW2008}$ в области инвариантных масс до 5 ТэВ и начинают быстро расти при больших значениях инвариантной массы (рис. 2, *а*). Учет NNLO-вкладов приводит к незначительному уменьшению неопределенности в данном наборе PDF — не более 1 %. В заключение можно констатировать, что в пределах «коридора» неопределенностей различные «семейства» PDF дают совпадающие значения сечений (см. рис. 2, *б*).

Вклад неопределенностей, обусловленных вариацией α_S, для наборов MSTW2008 и CTEQ незначителен и будет подробно рассмотрен ниже.

2. НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ α_S

Каждая функция аппроксимации получена для некоторого определенного значения бегущей константы связи КХД α_S. Наборы PDF «семейства» CTEQ как в LO, так и в NLO используют мировое значение $\alpha_S = 0{,}118 \pm 0{,}0012$ (68 % C. L.)$\pm$ 0,002 (90 % C. L.) [16, 22], вычисленное на масштабе массы калибровочного бозона Z^0.

В MSTW2008 за центральное значение константы связи принимается значение, определяемое из самой процедуры аппроксимации, — 0,1202 в NLO и 0,1171 в NNLO. Разброс значений бегущей константы связи вокруг своего центрального значения составляет $\alpha_S(M_Z^2) = 0{,}1202^{+0{,}0012}_{-0{,}0015}$ (68 % C. L.)$^{+0{,}0032}_{-0{,}0039}$ (90 % C. L.) для NLO MSTW2008 и $\alpha_S(M_Z^2) = 0{,}1171 \pm 0{,}0014$ (68 % C. L.) $\pm 0{,}0034$ (90 % C. L.) для NNLO MSTW2008 [23].

Неопределенности вычисляемых величин (сечения процессов), зависящие от разброса значений α_S, могут быть оценены как

$$\begin{aligned} \Delta X_+^{\alpha_S} &= X^{\alpha_S^+} - X_0^{\alpha_S}, \\ \Delta X_-^{\alpha_S} &= X^{\alpha_S^-} - X_0^{\alpha_S}, \end{aligned} \tag{5}$$

где $X_0^{\alpha_S}$ — вычисляемая величина, соответствующая центральному значению; $X_S^{\alpha^\pm}$ — вычисляемая величина, соответствующая разбросу значений $\Delta\alpha_S^\pm$. При вариации $\alpha_S^{\rm PDF}$ в пределах, указанных выше, относительная неопределенность сечений процесса Дрелла–Яна на LHC не превышает 0,1 % для всех рассмотренных наборов PDF.

3. НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ШКАЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ

Если учитывать все порядки теории возмущений КХД, то сечение (1) не зависит от масштабов факторизации μ_F и перенормировки μ_R. Однако, как обсуждалось выше, в настоящее время возможен учет порядков теории возмущений только до NNLO включительно. По зависимости результата вычисления от этих параметров можно судить о теоретической неопределенности, связанной с неучтенными вкладами высших порядков КХД. Для сохранения условия применимости теории возмущений обычно полагают $\mu_F \approx c_F Q$ и $\mu_R \approx c_R Q$, где $c_F = c_R = c \approx 1$. Поскольку

$$\frac{\mu \partial\sigma}{\partial\mu} = \frac{\Delta\sigma}{\delta c} \approx O(\alpha_S^{N+1}),$$

где N — порядок разложения, величину $\Delta\sigma$ часто берут как меру, характеризующую вклады от высших порядков КХД, полагая, например, $0{,}5 \leqslant c \leqslant 2$. Тогда неопределенность наблюдаемой X, связанная со шкалой КХД, будет задаваться соотношением

$$\Delta X = X^{(c=2)} - X^{(c=0{,}5)}, \tag{6}$$

где $X^{(c=2)}$ и $X^{(c=0{,}5)}$ — значение наблюдаемой X, вычисленное для значений $c_F = c_R = 2$ и $c_F = c_R = 0{,}5$ соответственно.

На рис. 3, *а* приведена зависимость относительной погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для LHC, связанной с неопределенностью шкалы КХД, от инвариантной массы пары мюонов. Были использованы четыре различных набора структурных

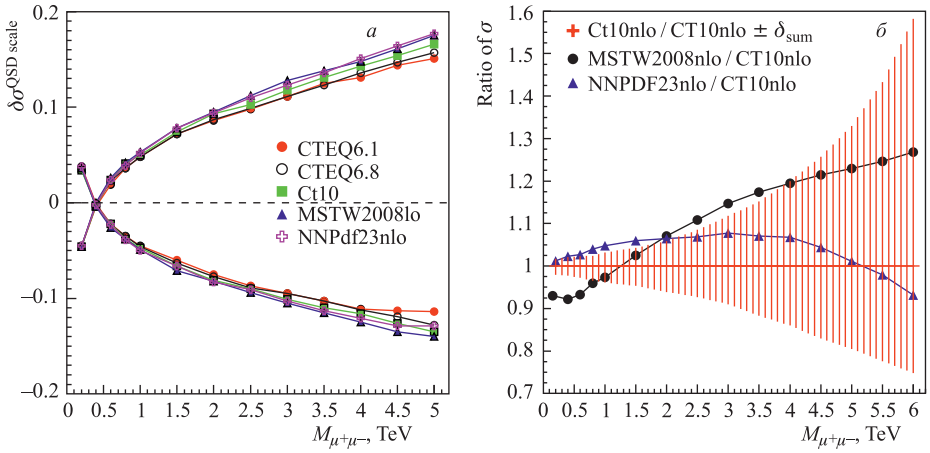

Рис. 3. *а*) Зависимость относительных погрешностей вычисления сечения процесса Дрелла–Яна для LHC, связанных с неопределенностью шкалы факторизации, от инвариантной массы пары мюонов. *б*) Сечения процессов Дрелла–Яна для CT10, MSTW2008, NNPDF23nlo, нормированные на аналогичные сечения для CT10. Приведен коридор комбинированных ошибок для CT10

функций LO PDF: CTEQ61 [14], CTEQ6.6 [15], CT10 [16] и MSTW2008 [17] и NLO NNPDF23 [18]. Можно отметить значительное увеличение погрешности с ростом инвариантной массы: до 18 % при значениях $M_{\mu^+\mu^-} \sim 5$ ТэВ/c^2. При этом наблюдается довольно слабая (в пределах 3–4 %) зависимость величины исследуемой неопределенности от используемого набора PDF. Учет высших порядков КХД в PDF практически не изменяет ее значение: $\delta\sigma_{\text{NLO}}/\delta\sigma_{\text{LO}} \leqslant 3\,\%$, а $\delta\sigma_{\text{NNLO}}/\delta\sigma_{\text{NLO}} \leqslant 2\,\%$ для рассмотренных PDF в NLO (MSTW2008nlo и MSTW2008nnlo) во всем диапазоне исследуемых инвариантных масс.

4. КОМБИНИРОВАННАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полная погрешность, учитывающая суммарные неопределенности PDF, α_S и шкалы факторизации, для наблюдаемой X может быть вычислена как

$$\Delta X_{\pm} = \sqrt{\left(\Delta X_{\pm}^{\text{PDF}}\right)^2 + \left(\Delta X_{\pm}^{\alpha_S^{\text{PDF}}}\right)^2 + \left(\Delta X_{\pm}^{\text{QCD}}\right)^2}. \tag{7}$$

В пределах «коридора» неопределенностей комбинированные погрешности, соответствующие различным «семействам» PDF, совпадают (см. рис. 3, *б*).

Теоретические погрешности вычисления сечений процесса Дрелла–Яна в области инвариантных масс 0,2–6 ТэВ систематизированы на рис. 4. На этом рисунке представлены неопределенности вычисления сечений процесса Дрелла–Яна, связанные с PDF, шкалой КХД, и их комбинированные значения с учетом неопределенности α_S. Кроме того, приведены статистические погрешности, ожидаемые при значениях интегральной

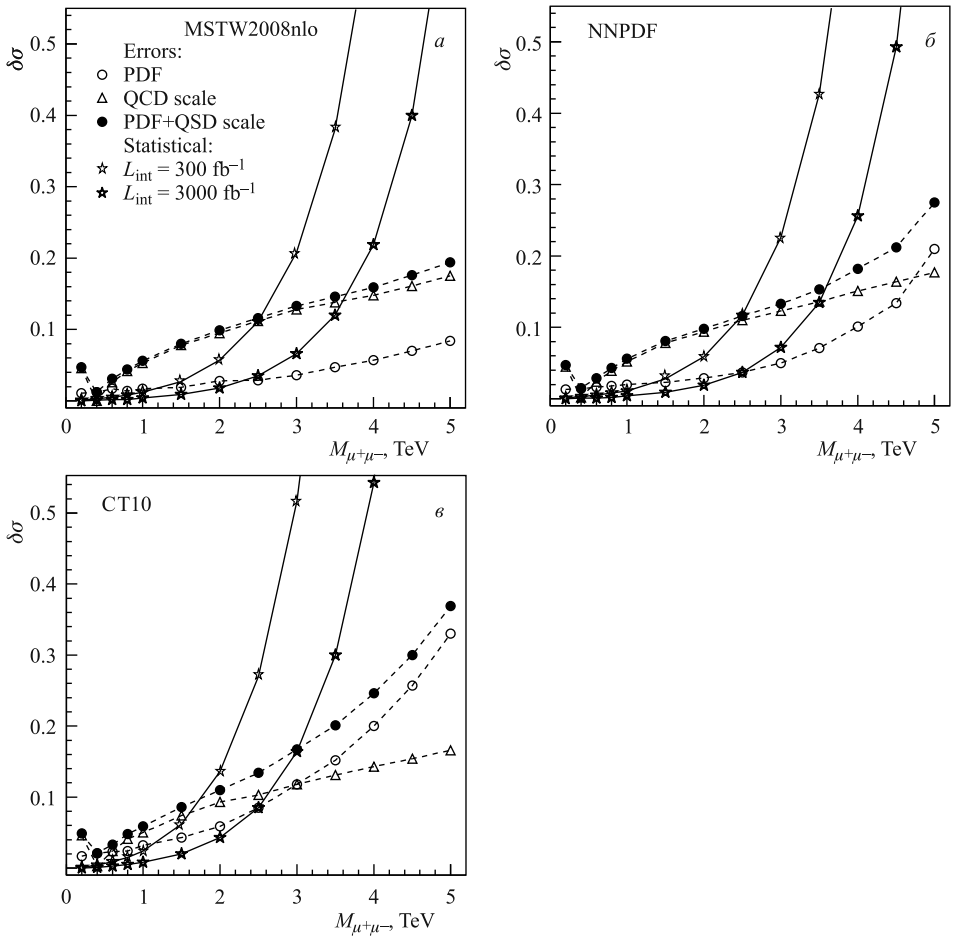

Рис. 4. Значения неопределенностей (PDF, QCD, комбинированной) как функция $M_{\mu^+\mu^-}$ для набора PDF MSTW2008nlo (*а*), NNPDF2.3 (*б*), CT10 (*в*). Приведены статистические погрешности, соответствующие значениям интегральной светимости 300 и 3000 фб$^{-1}$

светимости ($\mathcal{L}_{\rm int}$) 300 и 3000 фб$^{-1}$. Учитывались вклады NLO теории возмущений (множитель $K = 1{,}15$), эффективность пространственного обрезания установки (аксептанса) в диапазоне значений псевдобыстрот $|\eta| \leqslant 2{,}4$ и обрезание по поперечному импульсу мюонов $p_T \geqslant 20$ ГэВ/c.

В области инвариантных масс $\sim 2{,}5$ ТэВ/с^2 для всех наборов PDF доминируют погрешности PDF, свыше — неопределенности шкалы факторизации и ренормировки КХД.

При $\mathcal{L}_{\rm int} = 300$ фб$^{-1}$ погрешности расчетов сечений в рамках стандартной модели превышают потенциальную точность измерения этих сечений в областях значений инвариантных масс до 1,8 и 2,5 ТэВ/c^2 для наборов CT10nlo и NNPDF2.3 (MSTW2008nlo) соответственно. В области больших значений инвариантных масс ситуация меняется — точная проверка предсказаний СМ становится невозможной. С увеличением значения

интегральной светимости $\mathcal{L}_{\rm int}$ до 3000 фб$^{-1}$ эта область соответственно расширяется до 3,0 и 3,5 ТэВ/c^2.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках соглашения от 17 октября 2014 г. № 14.610.21.0004, идентификатор ПНИЭР RFMEFI61014X0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Drell S. D., Yan T.-M.* Massive Lepton-Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25, No. 5. P. 316–320.
2. *CMS Collab.* CMS Physics Technical Design Report. V. II: Physics Performance // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. P. 995–1579;
Голутвин И. А. и др. Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на LHC // ЯФ. 2007. Т. 70, № 1. С. 61–67;
Шматов С. В. Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере // ЯФ. 2011. Т. 74, № 3. С. 511–517;
Шматов С. В. Поиск физики за рамками стандартной модели во взаимодействиях протонов при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC // ЯФ. 2013. Т. 76, № 4. С. 1166–1174.
3. *Melnikov K., Petriello F.* Electroweak Gauge Boson Production at Hadron Colliders through $\mathrm{O}(\alpha_S^2)$ // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 114017;
Catani S. et al. Vector Boson Production at Hadron Colliders: A Fully Exclusive QCD Calculation at NNLO // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 082001;
Catani S., Grazzin M. An NNLO Subtraction Formalism in Hadron Collisions and Its Application to Higgs Boson Production at the LHC // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 222002.
4. *Alioli S. et al.* NLO Vector-Boson Production Matched with Shower in POWHEG // JHEP. 2008. V. 0807. P. 060.
5. *Gavin R. et al.* FEWZ 2.0: A Code for Hadronic Z Production at Next-to-Next-to-Leading Order // Comp. Phys. Commun. 2011. V. 182. P. 2388.
6. *CMS Collab.* Measurement of the Drell–Yan Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. 2011. V. 10. P. 007; arXiv:1108.0566;
CMS Collab. Measurement of the Differential and Double-Differential Drell–Yan Cross Sections in Proton–Proton Collisions at 7 TeV // JHEP. 2013. V. 12. P. 030; arXiv:1310.7291.
7. *ATLAS Collab.* Measurement of the High-Mass Drell–Yan Differential Cross-Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 725. P. 223–242; arXiv:1305.4192.
8. *Pumplin P. et al.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis // JHEP. 2002. V. 0207. P. 012; hep-ph/0201195;
CT10 NLO and NNLO Parton Distribution Functions. http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/.
9. Martin–Stirling–Thorne–Watt Parton Distribution Functions. http://mstwpdf.hepforge.org/.
10. Neural Network Parton Distribution Functions. http://nnpdf.hepforge.org/.
11. *Plothow-Besch H.* PDFLIB: A Library of All Available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the Corresponding α_s Calculations // Comp. Phys. Commun. 1993. V. 75. P. 396–416.
12. *Alwall J. et al.* A Standard Format for Les Houches Event Files // Comp. Phys. Commun. 2007. V. 176. P. 300–304; arXiv:hep-ph/0609017;
Boos E. et al. Generic User Process Interface for Event Generators. arXiv:hep-ph/0109068.
13. The Les Houches Accord PDF Interface. https://lhapdf.hepforge.org/.
14. *Stump D. et al.* Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics // JHEP. 2003. V. 0310. P. 046; arXiv:hep-ph/0303013.

15. *Nadolsky P. M. et al.* Implications of CTEQ Global Analysis for Collider Observables // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 013004; arXiv:0802.0007.
16. *Lai H.-L. et al.* New Parton Distributions for Collider Physics // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 074024; arXiv:1007.2241;
CTEQ Parton Distribution Functions: CT10. http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/ct10_2010.html.
17. *Martin A. D. et al.* Parton Distributions for the LHC // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 63. P. 189–285; arXiv:0901.0002.
18. *Ball R. D. et al.* // Parton Distributions with LHC Data. CERN-PH-TH/2012-037; arXiv:1207.1303 [hep-ph].
19. *Lai H.-L. et al.* New Parton Distributions for Collider Physics // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 074024; arXiv:1007.2241.
20. *Gao J. et al.* The CT10 NNLO Global Analysis of QCD. arXiv:1302.6246.
21. *Ball R. D. et al.* Precision NNLO Determination of $\alpha_s(M_Z)$ Using an Unbiased Global Parton Set. CERN-PH-TH/2011-225; Edinburgh 2011/29; FR-PHENO-2011-018; IFUM-985-FT; TTK-11-50; arXiv:1110.2483.
22. *Botje M. et al.* The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. arXiv:1101.0538.
23. *Martin A. D. et al.* Uncertainties on α_S in Global PDF Analysis and Implications for Predicted Hadronic Cross Sections // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 64. P. 653–680; arXiv:0905.3531.

Получено 20 октября 2014 г.