

Исследование структуры нуклона в экспериментах на Большом адронном коллайдере

Выполнил студент 313 группы

Гусейнов Керим Демирович

Преподаватель:

Поправко Елена Сергеевна

Содержание

1. Введение	3
2. Теоретическое представление	4
2.1. Фотоны и глюоны	4
2.2. Кварковый конфайнмент и константа сильного взаимодействия	5
2.3. Партонная модель адронов	7
2.4. Партонные функции распределения	8
3. Эксперимент ATLAS	9
3.1. Экспериментальная проверка партонных распределений	10
3.2. Программа для визуализации событий на ATLAS	12
4. Заключение	12
Список литературы	15

1 Введение

Люди всегда интересовались тем, что в повседневной жизни скрыто от их восприятия. Например, к этому относятся предметы, не различимые невооруженным глазом. Открытие увеличительных оптических систем, позволявших человеку своими глазами видеть довольно маленькие объекты, было невероятным прорывом в их исследовании. Однако, ввиду чувствительности глаза только в диапазоне сравнительно больших длин волн и дифракционного предела, даже идеальные оптические системы позволяют рассматривать предметы с линейными размерами лишь порядка 10^{-7} метров, а интерес существует и к меньшим. В то же время, после тщательного изучения электромагнитного взаимодействия и преодоления некоторых технологических проблем стало ясно, что исследовать форму (а именно, распределение заряда) удобнее с помощью рассеяния зарядов на предмете. Например, в таких экспериментах [1] было получено распределение электрического заряда в атомных ядрах, например ядре ^{60}Ni .

Изначально использовались пучки электронов и α -частиц природных радиоактивных веществ, поскольку было сложно получить более высокую энергию. Но такие источники сильно ограничивали ученых, поэтому разрабатывались специальные установки, разгоняющие частицы – ускорители. И в 1932 году Стенли Ливингстон и Эрнест Лоуренс создали первый циклический протонный ускоритель – циклотрон на энергию 1.2 МэВ. В дальнейшем энергия ускорителей очень быстро росла – более чем в 30 раз каждые 10 лет. Например, энергия 4.8 МэВ была достигнута в том же 1932 году. Далее ускорители применялись не только как инструмент исследования структуры материи, но и для изучения взаимодействий. В 60-х годах прошлого века удалось сконструировать коллайдер – ускоритель на встречных пучках. Принципиальный выигрыш по сравнению с обычным ускорителем в том, что энергия не тратится на разгон центра масс системы частиц. А в 1970-х стали строить коллайдеры на протонных пучках.

Сейчас на ускорителях проводят самые различные эксперименты, нацеленные на многие области физики частиц: от создания ядер новых химических элементов до уточнения параметров адронов и поиска новой физики.

2 Теоретическое представление

2.1 Фотоны и глюоны

Согласно Стандартной модели [2], мире существует четыре типа взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Их основные характеристики можно описать так: сильное взаимодействие имеет константу 1, радиус действия 10^{-15} м, переносится восьмью глюонами, а участвуют в нем глюоны и кварки; электромагнитное имеет константу $1/137$, действует на неограниченные расстояния, переносится фотонами и действует на заряженные частицы; слабое имеет константу 10^{-5} , переносится массивными W^\pm и Z бозонами на 10^{-18} м и действует на лептоны и кварки; гравитационное взаимодействие имеет наименьшую константу – 10^{-38} , но действует на неограниченные расстояния, предположительно, переносится гравитонами и действует на все массивные частицы (последнее остается правдой вплоть до релятивистских энергий, при которых гравитация начинает действовать не на массу, а на энергию, что учитывает общая теория относительности). Свойства каждой силы определяются ее переносчиками. Гравитационное взаимодействие на квантовом уровне не изучено вообще, а переносчики слабого взаимодействия имеют массу. В свою очередь глюоны, как и фотоны, не имеют массу, поэтому есть смысл сравнить их свойства.

Изначально кварковая модель была введена, чтобы описать одновременно все характеристики открытых адронов – спин, изоспин, странность и заряд, тем самым уменьшив число фундаментальных частиц. В 1951 году были проведены эксперименты по рассеянию π -мезонов на протонах [3]. В результате было получено отношение сечений взаимодействия для π^- и π^+ мезонов, и оно не совпадало с рассчитанным теоретически. Однако, если вести расчет, исходя из образования частицы, похожей на протон, но с зарядом $+2$ и спином $3/2$, то результат будет соответствовать эксперименту. Этой частицей был Δ^{++} -резонанс с энергией возбуждения 277 МэВ. Сама кварковая структура Δ^{++} -резонанса, а именно, $(u_\uparrow u_\uparrow u_\uparrow)$, указывает на наличие ранее не известного квантового числа, поскольку все кварки – фермионы, причем оно должно принимать три различных значения для каждого аромата. Это квантовое число называли цветом, а его значения – красным, зеленым и синим. Глюоны в том ви-

де, в котором мы воспринимаем их сейчас, появились именно после введения цвета. Для цветового заряда, как и для любого существующего на самом деле квантового числа, выполняется закон сохранения. Это значит, что кварк при испускании глюона должен менять цвет, а сам глюон должен переносить цвет и антицвет. Поскольку цветов три: k, z, c , то антицветов тоже три: $\bar{k}, \bar{z}, \bar{c}$, а их комбинаций – девять. Из них шесть явно окрашенных, а три имеют неявный цвет, поэтому из них необходимо составить более явно окрашенные комбинации. Таких получается всего две, поскольку комбинация $k\bar{k}+z\bar{z}+c\bar{c}$ не имеет цвета вообще.

Как видно из предыдущих рассуждений, как кварки, так и глюоны переносят заряд. То есть глюоны – переносчики взаимодействия – также испускают другие глюоны, а значит, взаимодействуют. В свою очередь, для электромагнитных сил характерны только два типа зарядов – положительные и отрицательные. Поэтому фотонам не нужно переносить с собой электрический заряд – фотоны не взаимодействуют. Именно в этом отличие электромагнитных сил от ядерных.

Самая первая кварковая модель была сравнительно простой, однако, как оказалось, не вполне верной. Изучение структуры протона выявило довольно большое количество неожиданных его характеристик. Экспериментальные исследования [4] показали, что протон содержит в себе гораздо больше типов кварков, чем предполагает структура (uud). Оказалось, что вещество (например, электрический заряд) внутри протона сосредоточено в трех областях. В центре каждой такой области располагается один кварк, называемый валентным, а вокруг него находится огромное количество кварков и глюонов. Такие кварки называют морскими, а область их обитания – кварковым морем.

2.2 Кварковый конфайнмент и константа сильного взаимодействия

При столкновении адронов на ускорителях при больших энергиях одним из наиболее часто встречающихся явлений оказывается образование адронных струй – многочисленного сгустка адронов, вылетающего в очень узкий конус.

Поскольку изучение струй – один из наиболее удобных способов исследования

нуклонов, целесообразно рассмотреть пример их образования. Для этого проведем более глубокое сравнение с электромагнитным взаимодействием, основанное на уже описанном. Представим себе силовые линии при взаимодействии двух кварков. Как уже упоминалось, глюоны тоже переносят цвет, а значит, взаимодействуют между собой и с кварками. В результате этого при разъединении кварков, то есть увеличении расстояния между ними, глюоны все большее время проводят вдали от них. А значит, роль межглюонного взаимодействия увеличивается – они притягиваются друг к другу и концентрируются в очень узком цилиндре, соединяющем кварки. Причем число силовых линий не меняется, а значит, их плотность в этом цилиндре становится весьма велика. То же самое касается энергии межкваркового взаимодействия. В результате при попытках разъединить кварки она только увеличивается и становится настолько большой, что в вакууме между ними рождаются вторичные кварки или другие частицы, участвующие в сильном взаимодействии, а при дальнейшем движении первичных кварков этот процесс многократно повторяется, а оставшиеся кварки адронизуются, подобрав другие кварки из вакуума. В итоге образуется струя адронов.

Заметим, что неупругое рассеяние протона на протоне, реакция с образованием большого количества частиц, может быть упругим рассеянием цветовых зарядов одного протона на аналогичных частицах другого.

Соотношение неопределенности Гейзенберга показывает, что, с точки зрения измерительных приборов, закон сохранения энергии может быть нарушен на величину ΔE на время $\Delta t \approx \hbar/\Delta E$ (разумеется, закон сохранения энергии не нарушается вообще никогда, однако мы не можем с абсолютной точностью утверждать, что система не имеет достаточную для какого-либо процесса энергию, если его временные и энергетические шкалы удовлетворяют соотношению неопределенности). Поэтому в пространстве всегда находится большое количество частиц, возникающих и аннигилирующих в соответствии с соотношением неопределенности. Если на эти частицы не действуют никакие внешние силы, то есть для них все положения в малой области пространства одинаково выгодны, то усреднение по физически значимому промежутку времени даст нулевой результат. Однако если внешние силы есть, то наличие спонтанно возникающих частиц приведет к действительно имеющим место в физике

явлениям.

Рассмотрим свободный кварк. Он непрерывно испускает глюоны, которые, в свою очередь, рождают кварки или вторичные глюоны. Оказывается, вероятность появления вторичных глюонов выше вероятности появления вторичных кварков. Причем глюоны не будут располагаться хаотично. Взаимодействие между цветом и антицветом наиболее сильно, поэтому глюон, имеющий в себе антицвет кварка будет ближе к нему. Получается, что цветовой заряд исходной частицы распределяется по объему, превышающему ее объем. Когда в поле кварка попадает другой кварк, он ощущает притяжение со стороны первого с силой, соответствующей цветовому заряду внутри сферы с центром в первой частице, на поверхности которой находится вторая. Этот заряд меньше полного заряда первого кварка. Это и есть причина кваркового конфайнмента: при попытке увеличить расстояние между кварками потенциал их взаимодействия увеличивается, поскольку увеличивается количество заряда в описанной выше сфере. Величина сильного взаимодействия (а значит, и константа) зависит от расстояния между цветовыми зарядами. В свою очередь при увеличении энергии движения зарядов расстояние между ними уменьшается. Поэтому константа сильного взаимодействия зависит от энергии в эксперименте и уменьшается при ее увеличении. Это утверждение было проверено и подтверждено [5].

2.3 Партонная модель адронов

В экспериментах по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах на SLAC [6] при энергии 20 ГэВ было обнаружено, что на большие углы рассеивается больше частиц, чем если бы протон был однородным. То есть, аналогично экспериментам Резерфорда с α -частицами и золотой фольгой, была обнаружена точечная структура протона. Только она содержала не один центр, а три. Тогда Фейнман предложил, что при больших импульсах протон выглядит, как облако слабо взаимодействующих между собой точечных частиц, а эти частицы назвал партонами. Позже они были отождествлены с кварками, антикварками и глюонами.

В наше время для описания структуры адронов вводят так называемые функции партонных распределений. Построим ее для одного кварка, чтобы понять общий смысл.

Пусть импульс какого-либо партона в адроне равен \vec{p} , а импульс всего адрона – $\vec{p}_{\text{адр}}$. Введем параметр x такой, что $\vec{p} = x \vec{p}_{\text{адр}}$. Это число называется продольной долей партона в адроне.

Запишем вероятность dp найти партон i в адроне с продольной долей в интервале от x до $x + dx$ в виде $dp = f_i(x)dx$. Определенная так функция $f_i(x)$ называется партонной функцией распределения партона i . Теория возмущений в квантовой хромодинамике позволяет теоретически находить сечения элементарных процессов с участием кварков и глюонов. А значит, если имеются их функции распределения, то, проинтегрировав по всем им и по всем их импульсам, можно найти сечение более сложного процесса [7]. Например, для рассеяния лептона на нуклоне оно запишется следующим образом:

$$\sigma(\ell N(\vec{p}_{\text{адр}}) \rightarrow \ell' X) = \int_0^1 \left(\sum_i f_i(x) \hat{\sigma}(\ell q_i(x \vec{p}_{\text{адр}}) \rightarrow \ell' X) \right) dx.$$

2.4 Партонные функции распределения

Рассмотрим подробнее партонные распределения и то, каким требованиям они должны удовлетворять. Обозначим $P_q = \int_0^1 (f_q(x) - f_{\bar{q}}(x))dx$, где q и \bar{q} есть кварк и антикварк того же аромата. Величина P_q является характеристикой того, сколько кварков аромата q содержит адрон. Структура протона, например, должна характеризоваться составом (uud) . Значит, для него $P_u = 2$, $P_d = 1$, $P_s = P_c = P_b = 0$. К тому же, по определению функций $f_i(x)$, для любого адрона они должны удовлетворять следующему уравнению, являющемуся законом сохранения импульса:

$$\int_0^1 \sum_i x f_i(x) dx = 1.$$

На практике партоны в адроне не существуют все время жизни адрона, а постоянно рождаются и умирают, эти процессы называют партонными флуктуациями. Более того, ввиду квантовых флуктуаций и антиэкранировки, партонные распределения зависят от квадрата переданного адрону в процессе реакции импульса. Это проявляется в том, что, чем выше Q^2 , тем больше глюонов испускают кварки в процессе реакции, а глюоны, в свою очередь, рожают кварк-антикварковые пары. Этот процесс приводит к смягчению распределений импульсов валентных кварков

и росту плотности глюонов и кварк-антикваркового моря в области малых x .

На рисунке 1 продемонстрированы партонные функции распределения для протона при двух квадратах переданного импульса [8]. В них отчетливо видны валентные кварки, имеющие максимум доли импульса, и морские кварки, доля импульса которых возрастает с уменьшением продольной доли x , о чем уже говорилось выше, и практически равна нулю при $x = 0.3$. Аналогично дело обстоит с глюонами, но, поскольку их масса равна нулю, а вероятность рождения больше, чем у кварков, они участвуют в большем числе партонных флуктуаций, их плотность значительно превосходит плотность морских кварков. Кроме того, видны глобальные изменения партонных распределений, например, при большем Q^2 стал виден b кварк. Он имеет довольно большую массу, поэтому в партонных флуктуациях появляется на очень короткое время. При $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ он успевал родиться и умереть во флуктуациях, не прореагировав ни с одной другой частицей.

3 Эксперимент ATLAS

Для проведения экспериментов сейчас используется большое количество ускорителей и детекторов. Один из них – детектор ATLAS на Большом адронном коллайдере [9].

Это самый большой детектор в мире, он имеет цилиндрическую форму, а его размеры составляют 44 метра в длину и 25 в диаметре. Сам детектор состоит из нескольких слоев, каждый из которых реагирует на определенный тип частиц. В трековой камере на заряженные частицы действует магнитное поле, там остаются треки заряженных частиц. За ней находится электромагнитный калориметр – там легкие, участвующие в электромагнитном взаимодействии частицы теряют всю энергию и оставляют соответствующий след. Следующая часть – адронный калориметр. В нем теряют энергию все сильно взаимодействующие частицы – адроны. Последняя камера предназначена для мюонов: вероятность их торможения на предыдущих детекторах ничтожно мала, поэтому необходим отдельный.

3.1 Экспериментальная проверка партонных распределений

Для исследования партонных распределений сейчас используют различные процессы [10], которые чувствительны в разных диапазонах продольных долей партонов и переданных импульсов, в результате чего покрывают большое количество ситуаций. Среди них образование векторных бозонов, адронных струй, кварк--антикварковых пар и другие процессы. Рассмотрим подробнее рождение W^\pm и Z бозонов. Время их жизни мало, поэтому распознавать их появление можно только по продуктам распада. Кроме того, при протонных соударениях образуется слишком много адронов, а определить их истинные источники весьма проблематично. В результате самыми точными сигналами появления W и Z бозонов являются конечные состояния следующих распадов: $W \rightarrow \ell\nu$, $Z \rightarrow \ell\ell$, где ℓ – электрон или мюон (эффективно регистрировать таоны довольно сложно), а ν – соответствующее нейтрино.

Проследим последовательно за проведением эксперимента и обработкой данных для проверки и уточнения партонных функций распределения через образование Z -бозона [11]. Исследование продвигается сразу с двух сторон.

На генераторе событий, устроенному по принципу Монте-Карло, строится модель экспериментальной установки. Она должна учитывать все ее особенности, недостатки и преимущества. Например, образование вторичных частиц в определенных частях детектора является такой характеристикой. Довольно большое количество теоретических исследовательских групп по всему миру рассчитывает партонные функции распределения для различных адронов, исходя из диаграмм Фейнмана. Из этого набора выбираются подходящие партонные функции распределений (а чаще несколько, от разных групп) и ставится эксперимент по столкновению протонов, которые для генератора представляют собой пучки партонов. Из получившихся результатов при многократном повторении рассчитываются сечения различных процессов, в нашем случае это образование Z бозона. Оно может быть получено, как функция, например, его поперечного импульса.

На ускорителе ставится эксперимент, рассчитываются параметры всех зарегистрированных частиц. Затем определяются события-кандидаты, которые могут соответствовать рассматриваемому процессу. Для изучения рождения Z бозона нужно

сначала из всех событий выделить относящиеся к рождению какой-либо частицы – они должны содержать как минимум один пик на гистограмме инвариантных масс продуктов распада, он должен быть восстановлен по меньшей мере из трех треков. Затем из всех таких событий отбирают относящиеся к рождению Z бозона – в них должны быть два противоположно заряженных лептона с инвариантной массой $m_{\ell\ell}$ в диапазоне от 66 до 116 ГэВ, который заведомо включает в себя весь пик, соответствующий нашей частице. Получившиеся события – события-кандидаты.

Затем для каждого полученного в результате этих процедур события можно вычислить параметры изначально образовавшейся частицы и тем самым получить сечение образования, как функцию от этого параметра. В нашем случае изучается рождение Z бозонов с различными поперечными импульсами. Для получения зависимости в каждом оставшемся после отбора событии определяется суммарный поперечный импульс лептонов, который и должен соответствовать Z бозону, распавшемуся на них. Весь интервал полученных импульсов делится на более маленькие промежутки – корзины с определенными границами – и строят гистограмму зарегистрированных событий. Однако не все оставшиеся события соответствуют рождению Z бозона. Для отбрасывания лишних на генераторе рассчитываются вероятности появления сторонних частиц (например, из-за многочисленных столкновений в калориметрах) и их параметры. Затем, умножая число событий в каждой корзине на соответствующую вероятность, получают истинное распределение. В результате одного из таких процессов [12] была получена изображенная на рисунке 2 зависимость. Видно, что наибольшее количество Z -бозонов рождается с поперечным импульсом около 5 ГэВ.

Затем производят сравнение рассчитанных на генераторе и полученных при обработке эксперимента результатов и делают вывод о точности использованных в расчетах партонных распределений и уточняют их.

Аналогично обработав распределение инвариантных масс лептонов [12], можно уточнить массу Z бозона. Также можно восстановить место распада бозона по трекам лептонов, сравнить его с положением вершины, в которой этот бозон был рожден, и затем, зная импульсы лептонов, можно вычислить полный импульс бозона и его массу, а значит и время жизни.

Также исходя из экспериментальных данных можно определить, например, сечения рождения W^\pm и Z бозонов [13] и, сравнивая их с рассчитанными с помощью структурных функций, уточнить последние. Имеющиеся сейчас теоретические результаты разумно соотносятся с экспериментальными, то есть партонные распределения действительно описывают протон.

3.2 Программа для визуализации событий на ATLAS

Для более подробного ознакомления с процессом обработки экспериментальных данных можно воспользоваться программным пакетом для визуализации событий на ATLAS – HYPATIA.

Сама программа представляет собой графическое меню с большим количеством опций, например, возможностью загрузки и выбора набора событий. Одна из панелей программы показывает треки частиц, проходящих через детектор. Положение слоев детектора соответствует реальному, а участвующие в определенных взаимодействиях частицы оставляют характерные для себя треки, то есть возможно распознавание частиц по трекам. Также возможно выделение треков и помещение в отдельный список для последующей обработки. Можно, например, отобрать события с двумя лептонами разных зарядов и получить распределение их инвариантных масс.

Такие события должны соответствовать рождению Z бозона. В графическом интерфейсе отбор событий занимает существенное время, поэтому составить реально значимую выборку невозможно. Однако полученные значения инвариантных масс хоть и немногочисленны, но разбросаны около его табличной массы – 91.2 ГэВ.

4 Заключение

В работе были обоснованы необходимость введения цветового заряда, существование кваркового конфайнмента и асимптотической свободы, а также описаны основные свойства и особенности квантовой хромодинамики – теории сильных взаимодействий в Стандартной модели. Причиной большинства из них является наличие межглюонных взаимодействий.

Было изучено понятие партонных распределений и рассмотрены их особенности, в том числе, проявляющиеся из-за партонных флуктуаций.

Рассмотрена структура детектора ATLAS Большого адронного коллайдера и описан ход эксперимента по изучению рождения векторных бозонов. Кроме того, приведены сравнения экспериментальных данных с рассчитанными при помощи различных пакетов партонных распределений.

Для более подробного ознакомления с процессом обработки изучена программа HYPATIA. В ней получена гистограмма инвариантных масс лептонных пар для событий с рождением Z бозона.

Глоссарий

advantage	преимущество	many times over	множественно
attraction	притяжение	measuring device	измерительный прибор
averaged	усредненный	momentum	импульс
bias	отклонение	multitudinous	многочисленный
bin	корзина, ячейка	neglectable	пренебрежимо
chamber	камера	order	порядок
conservation law	закон сохранения	peak	пик, максимум
consistent	последовательный	perceive	воспринимать
cross-section	сечение	perception	восприятие
decay products	продукты распада	point-like	точечный
deflect	отклонять (траекторию)	presence	присутствие
density	плотность	principled	принципиальный
distinctively	отчетливо	production	образование
distribution	распределение	range	радиус действия
emit	испускать	realization of an experiment	проведение эксперимента
field lines	силовые линии	refinement	уточнение
flaw	недостаток	remaining	оставшийся
focused	сосредоточено	reveal	выявить
foil	фольга	scale	масштаб
force carrier	переносчик силы	scattered	разбросаны
handle	обрабатывать	sensitivity	чувствительность
in its turn	в свою очередь	smooth	однородный
inelastic	неупругое (рассеяние)	total	суммарный
interval	промежуток	training in	ознакомление с
jet	струя	transferred	переданный (импульс)
layer	слой	transverse	перпендикулярный
lifetime	время жизни	verification	проверка
longitudinal	поперечный	wavelength	длина волны
magnifying	увеличительный		

Список литературы

1. H. D. Wohlfahrt, *et al.*, “Systematics of nuclear charge distributions in the mass 60 region from elastic electron scattering and muonic x-ray measurements,” *Phys. Rev. C* **22** (1980) 264–283.
2. G. Altarelli, “The Standard model of particle physics,” hep-ph/0510281.
3. K. A. Brueckner, “Meson-Nucleon Scattering and Nucleon Isobars,” *Phys. Rev.* **86** (1952) 106–109.
4. E. Bloom et al. “High-energy inelastic e - p scattering at 6° and 10° ” *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930-938.
5. G. Dissertori, “The Determination of the Strong Coupling Constant,” 2015 arXiv:1506.05407.
6. J. D. Bjorken “Theoretical ideas on high-energy inelastic electron-proton scattering,” SLAC-PUB-571 (1969).
7. Н. В. Красников, В. А. Матвеев “Новая физика на Большом адронном коллайдере.” М.: Красанд, 2011.
8. Particle Data Group Collaboration, B. Foster et al., “Structure functions,” 2017.
9. The Large Hadron Collider, CERN-AC-95-05.
10. J. Rojo et al. “The PDF4LHC report on PDFs and LHC data: Results from Run I and preparation for Run II,” 2015 arXiv:1507.00556.
11. Measurement of the $W \rightarrow \ell\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2010-037.
12. Measurement of the transverse momentum and ϕ_η^* distributions of Drell–Yan lepton pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2015-275
13. Measurement of the inclusive W^\pm and Z/γ^* cross sections in the e and μ decay channels in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, CERN-PH-EP-2011-143

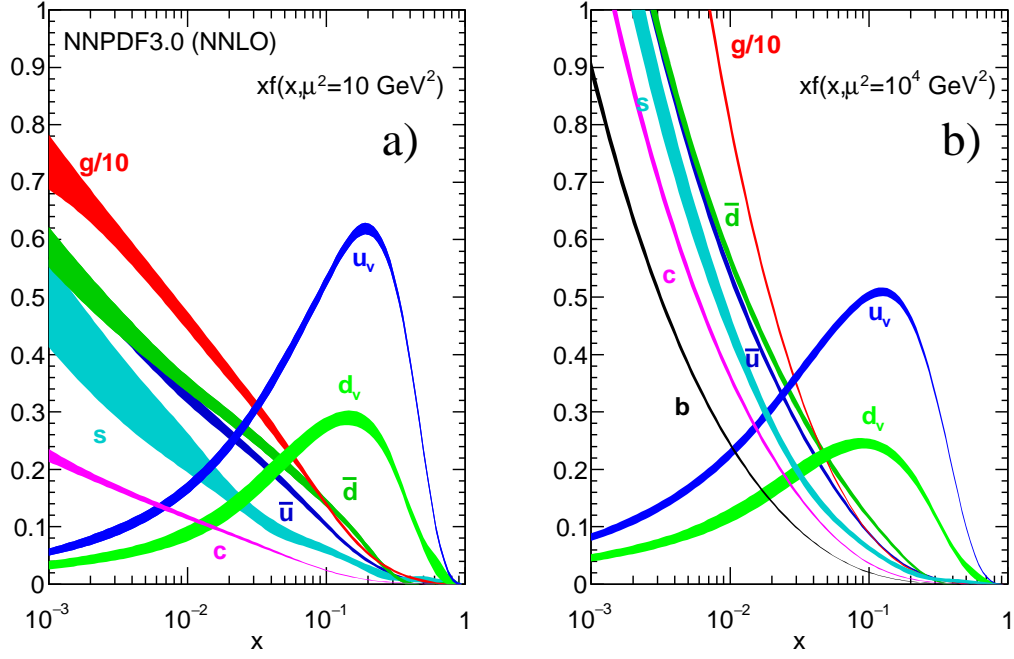


Рис. 1. Функции распределения кварков, антикварков и глюонов в протоне при масштабах $\mu^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ и $\mu^2 = 10^4 \text{ ГэВ}^2$.

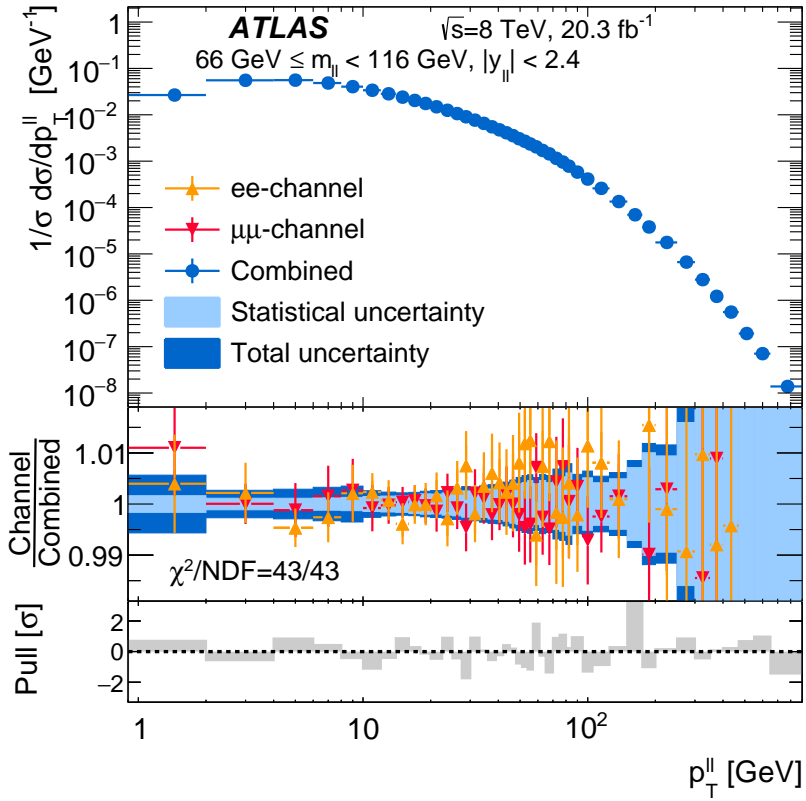


Рис. 2. Экспериментальная зависимость $1/\sigma d\sigma/dp_T^{\ell\ell}$ от суммарного поперечного импульса лептонов $p_T^{\ell\ell}$.