

ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШИМИ ПРИЦЕЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ НА УСКОРИТЕЛЯХ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ

В статье обсуждается явление, неожиданно обнаруженное в Институте ядерной физики СО РАН (Новосибирск): при столкновении электронного и позитронного пучков высокой энергии количество γ -квантов, найденное в эксперименте, оказалось заметно меньше предсказанного теоретически.

Ключевые слова: коллайдер, светимость, сечение, тормозное излучение, прицельный параметр.

Введение

Успехи физики элементарных частиц связаны с созданием ускорителей все больших энергий. В этих ускорителях используются столкновения частиц, летящих навстречу друг другу («встречные пучки») ¹. В таких столкновениях достигается рождение частиц все большей массы. Например, на ускорителе LEP (Женева) встречные электроны и позитроны имели энергии около 50 ГэВ каждый, так что можно было получать Z -бозоны, масса которых M_Z такова, что $M_Z c^2 \approx 90$ ГэВ, т. е. почти в 100 раз больше массы протона.

Кроме того, согласно соотношению де Бройля частице высокой энергии соответствует короткая длина волны, и это позволяет с увеличением энергии отчетливо наблюдать все более тонкие подробности строения материи.

Процессы, в которых можно наблюдать новые и потому особенно интересные явления, происходят относительно редко. Гораздо чаще мы встречаемся с процессами, давно и хорошо известными. О них и пойдет речь. Это, во-первых, *упругое рассеяние* – отклонение электрона и позитрона на какие-то углы, почти всегда очень малые. Во-вторых, это *тормозное излучение* – столкновение, в результате которого часть энергии уносится возникшим γ -квантом. Эти процессы необходимо знать, чтобы понимать, как можно обнаруживать на их фоне новые. Хотя эти процессы казались хорошо известными, бы-

ли обнаружены неожиданные особенности тормозного излучения. Рассказ о них – основная тема статьи.

Ускоритель

Речь пойдет о явлении, неожиданно обнаруженном при работе на ускорителе ВЭПП-4 Института ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск), так что в качестве примера будут приводиться именно его параметры во время выполнения эксперимента.

В ускорителе электроны (e^-) и позитроны (e^+), ускоренные до энергии $E \approx 1,8$ ГэВ, двигались *сгустками* – порциями по $N_{\pm} \approx 10^9$ частиц и длиной около 2,5 см – по кольцу длиной $l = 366$ м навстречу друг другу и периодически сталкивались ². Чтобы можно было наблюдать взаимодействие частиц, пучки вблизи *точки встречи* фокусируются на маленькую площадку ($500 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$, т. е. площадью $S \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$). При этом, между прочим, в точке встречи частицы каждого из сгустков имеют небольшой, но заметный разброс по направлениям их скоростей, $\delta\theta \sim 10^{-4}$ радиан (рис. 1).

² Электроны и позитроны, отличаясь только знаком заряда, поворачивают в магнитном поле ускорителя в разные стороны, поэтому их и удобно «гонять» по одному и тому же кольцу (так устроены, в частности, ускорители ВЭПП-4 и LEP, Женева). Электрон-протонный ускоритель HERA (Гамбург) состоит из двух разных колец (так как массы протонов и электронов разные).

¹ Ускорители со встречными пучками называют еще коллайдерами.

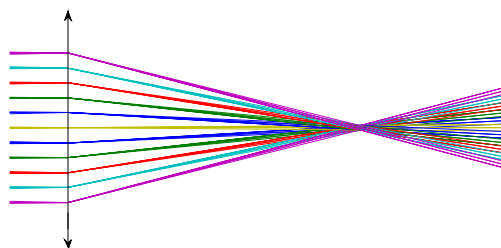


Рис. 1. При фокусировании пучков в точке встречи возникает дополнительный разброс по углам. Падающий на линзу (слева) пучок имеет угловой разброс, который определил размер фокального пятна. Угловой разброс частиц в области фокуса определяется отношением диаметра пучка перед линзой к фокусному расстоянию

Хотя пучки в точке встречи сфокусированы на очень маленькую площадку, при каждом столкновении сгустков частиц происходит лишь небольшое число соударений частиц, так что разобраться в результатах этих соударений вполне возможно, беднеют же частицами сгустки совсем мало и их можно сталкивать многократно³. Вокруг точки встречи размещена аппаратура, позволяющая наблюдать вылетающие из нее частицы (детектор).

Ультррелятивистские частицы

Напомним, что энергия E частицы связана с ее массой m и скоростью v соотношением $E = \gamma mc^2$, где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (1)$$

c – скорость света. Импульс частицы $p = \gamma mv$. Для электрона $mc^2 \approx 0,5$ МэВ, так что для электронов и позитронов на ВЭПГТ-4 величина $\gamma \approx 3 \cdot 10^3$. Частицы с $E \gg mc^2$ называют ультррелятивистскими. Скорость таких частиц чрезвычайно близка к скорости света. Действительно, из (1) находим

$$v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx c \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} \right) \approx c (1 - 5 \cdot 10^{-8}).$$

³ Сейчас проектируются также и линейные ускорители со встречными пучками. В них сгустки частиц для каждого столкновения «изготавливаются» заново.

Упругое рассеяние

Оценка угла отклонения. Простейшее взаимодействие, которое можно наблюдать при столкновении, – это отклонение частиц, вызванное взаимным притяжением электронов и позитронов. Мы увидим, что заметное, на угол, значительно превышающий угловой разброс в пучке $\theta \gg \delta\theta$, отклонение происходит лишь при весьма существенном сближении частиц, которое бывает нечасто. Тем не менее речь может идти фактически лишь об отклонении частиц на малый угол $\theta \ll 1$, так что траектория каждой из них мало отличается от прямой.

Оценим, на какой угол отклонится электрон, пролетевший на расстоянии ϱ от позитрона. (Расстояние ϱ , на котором частицы пролетели бы друг мимо друга, если бы не отклонялись, называется *прицельным параметром*, рис. 2.) Для этого воспользуемся вторым законом Ньютона, записанным в форме

$$\Delta p = F \Delta t,$$

где Δp – изменение импульса тела; F – действующая на него сила; Δt – время ее действия. Для быстрых, но нерелятивистских частиц мы можем записать в качестве грубой оценки

$$F \sim \frac{ke^2}{\varrho^2}, \quad \Delta t \sim \frac{\varrho}{v}, \quad (2)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд позитрона, равный по величине заряду электрона, $k \approx 9 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл². Отсюда $\Delta p \sim ke^2/v\rho$, причем направление вектора Δp почти точно перпендикулярно к первоначальному направлению скорости, так что

$$\theta \sim \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{ke^2}{\rho mv^2}.$$

Для интересующего нас случая ультрарелятивистских частиц в этот расчет нужно внести изменения. Электрическое поле такой частицы сильно отличается от поля неподвижной частицы. Во-первых, область, где поле велико, испытывает лоренцево сокращение (в γ раз) – картина силовых линий напоминает не свернувшегося ежика, а блин, «плоскость» которого перпендикулярна к скорости частицы (рис. 3).

Во-вторых, величина электрического поля на расстоянии ρ возрастает в γ раз (точ-

нее говоря, величина компоненты поля, перпендикулярной к скорости). Поэтому оценки (2) заменяются на

$$F \sim \gamma \frac{ke^2}{\rho^2}, \quad \Delta t \sim \frac{\rho}{\gamma c}, \quad \Delta p \sim \frac{ke^2}{\rho c}. \quad (3)$$

Угол отклонения

$$\theta \sim \frac{\Delta p}{p} \sim \frac{ke^2}{\rho \gamma mc^2} \sim \frac{ke^2}{\rho E}.$$

Таким образом, отклонение на угол, не меньший некоторого выбранного нами угла θ_0 , происходит при $\rho \leq \rho_0 \sim ke^2/\theta_0 E$. Для $\theta_0 \sim \delta\theta_0 \sim 10^{-4}$, $E \approx 2$ ГэВ $\approx 3 \cdot 10^{-10}$ Дж получаем $\rho_0 \sim 3 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. отклонение выходит за пределы исходного углового разброса скоростей в пучке, если электрон и позитрон пролетают друг мимо друга на очень малом расстоянии, не большем размера атомного ядра.

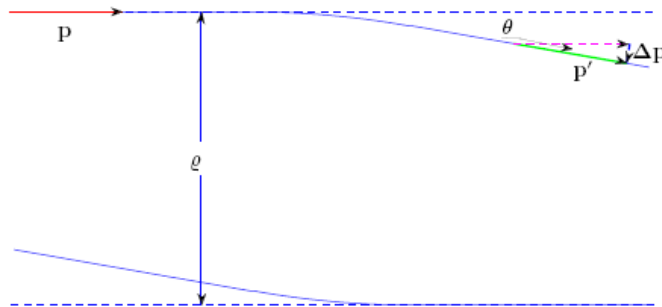


Рис. 2. Определение угла отклонения при столкновении электрона с позитроном



Рис. 3. Изображения электрического поля неподвижного (а) и движущегося (б) позитронов

Эффективное сечение процесса. Светимость ускорителя. Сколько электронов отклонится на угол, больший θ_0 , при столкновении сгустков? Чтобы оценить их число, заметим, что каждый позитрон образует «мишень» площадью $\sigma = \pi \rho_0^2$, попав в которую электрон испытает интересующее нас отклонение. N_+ позитронов перекрывают площадь $N_+ \sigma$, составляющую от поперечного сечения сгустка долю $w = N_+ \sigma / S$. Это и есть вероятность того, что электрон отклонится на угол, больший θ_0 , пройдя через весь сгусток позитронов. Число электронов, отклоненных при соударении сгустков, оценивается как $w N_- \sim N_- N_+ \sigma$. (Подставив численные значения величин, получаем $w N_- \sim 30$.) За одну секунду отклонится

$$n = L \sigma \quad (4)$$

электронов, где

$$L \sim \frac{N_- N_+}{S} f,$$

f – частота соударений сгустков (определяемая длиной окружности ускорителя и равная в данном случае $l/c \approx 1$ МГц).

Величину $\sigma \sim \pi \rho_0^2 \sim (ke^2/E\theta_0)^2$ называют *эффективным сечением* упругого рассеяния на угол, больший θ_0 . Эта величина определяется только свойствами частиц и их энергиями⁴. Величина L называется *светимостью* ускорителя.

В приведенной оценке числа столкновений подразумевалось, что каждое столкновение разыгрывается на микроскопических расстояниях, в сравнении с которыми ширина встречного потока частиц просто необъятна. Именно благодаря такому различию масштабов подсчет числа столкновений разбивается на две независимые задачи: определение эффективного сечения явления, происходящего на микроскопических расстояниях (в нашем случае – упругого рассеяния), и определение светимости, зависящей от относительно больших размеров сгустков частиц.

При столкновении электронов и позитронов высокой энергии происходит множество других явлений, рождаются другие частицы. Они наблюдаются по следам, оставляемым в детекторе – ими самими или продуктами их распада. Собственно говоря,

в результате эксперимента только и можно заключить, насколько часто происходит то или иное явление.

Каждое из этих явлений характеризуется своим эффективным сечением σ . По сути дела, эффективное сечение определяет, при каком расстоянии между исходными частицами возможен тот или иной процесс и с какой вероятностью он при этом сближении частиц происходит. От находимой непосредственно в эксперименте частоты наблюдения «событий» определенного вида n необходимо бывает перейти к величине σ , которая не зависит от устройства ускорителей, числа частиц в сгустках, размеров области встречи пучков и т. п., а характеризует взаимодействие именно пары сталкивающихся частиц (разумеется, при заданной их энергии). При достаточном числе интересных «событий» их весьма подробно детализируют – по углам вылета новых частиц, по их энергиям и т. д. Именно эффективные сечения⁵ используют для сравнения данных, полученных в разных экспериментах, их же получают в теоретических расчетах⁶.

Что касается светимости ускорителя, ее предпочитают не рассчитывать, а измерять, основываясь на соотношении (4) для какого-либо процесса, который удобно регистрировать и сечение которого хорошо известно (т. е. как $L = n/\sigma$). Светимость выражает производительность ускорителя со встречными пучками и является одной из двух его главных характеристик (другая главная характеристика – это энергия сталкивающихся частиц).

Явления, связанные с наличием у частиц электрических зарядов, – взаимное притяжение или отталкивание, излучение фотонов и т. п. – описываются *квантовой электродинамикой*. Сечение упругого рассеяния рассчитано в квантовой электродинамике с

⁵ Далее будем, как это делают обычно, говорить просто *сечение*.

⁶ Подобные ситуации нередко возникают в физике. Например, влияние среды на электрическое поле описывается с помощью диэлектрической проницаемости ϵ , характеризующей вещество. Используя известные значения ϵ , можно находить электрические поля для разных конфигураций диэлектриков. Определение же самой величины ϵ представляет собой отдельную задачу – теоретическую или экспериментальную.

⁴ В нашем случае оценка дает $\sigma \sim 10^{-25}$ см².

высокой точностью⁷. Приведенная выше оценка не противоречит этим расчетам.

Подсчет числа частиц, испытавших упругое рассеяние на угол, больший заданного, был использован, например, на ускорителе LEP для определения светимости.

Сечение этого процесса большое, этот процесс принадлежит к числу самых вероятных. Например, сечение аннигиляции – превращения электрона и позитрона в пару γ -квантов, при этой энергии оказывается равно $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma} \sim (ke^2/E)^2 \sim 10^{-32}$ см², т. е. во много раз меньше. Процесс упругого рассеяния может маскировать другие, менее известные и потому более интересные для изучения. Такие процессы, представляющие собой помеху по отношению к изучаемым, называют *фоновыми*. Очевидно, хорошее знание фоновых процессов необходимо, чтобы можно было изучать любые другие.

Тормозное излучение

Столкновение заряженных частиц может сопровождаться также излучением фотона. Такой процесс называют тормозным излучением. Сечение его так же, как для упругого рассеяния, хорошо рассчитывается в квантовой электродинамике и также принадлежит к числу самых больших. Поэтому тормозное излучение тоже может быть

использовано для определения светимости (и использовано, например на электрон-протонном ускорителе HERA). Его тоже необходимо бывает учитывать как фоновый процесс.

Особенности тормозного излучения. При столкновении нерелятивистских частиц частоты излучаемых фотонов лежат в пределах от самых низких, испускание которых вообще трудно обнаружить, до частот, определяемых временем взаимодействия частиц, $\omega \geq \omega_0 \sim 1/\Delta t \sim v/\rho$. Излучаются фотоны в этом случае примерно одинаково во все стороны.

Для ультрарелятивистских частиц тормозное излучение имеет заметные особенности. Во-первых, направление вылета фотона близко к направлению движения

электрона или позитрона. При этом удобно говорить об излучении фотона в направлении, скажем, электрона именно электроном, так как именно электрон «делится» с фотоном своими энергией и импульсом, потери же энергии другой частицей в таком процессе почти не заметны. Во-вторых, спектр частот излучаемых фотонов значительно шире, чем $1/\Delta t \sim \gamma c/\rho$.

Напомним, что фотон с частотой ω имеет энергию $\varepsilon = \hbar\omega$, где $\hbar \approx 1 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Часте фотоны в таком диапазоне частот называют γ -квантами и говорят не о частоте фотона, а об его энергии. При столкновении ультрарелятивистских частиц γ -квант тормозного излучения может получить почти всю энергию излучающей частицы.

Неожиданный результат измерений, полученный в ИЯФ. В 1980–1981 гг. на ускорителе ВЭПП-4 измеряли сечение тормозного излучения. Количество зарегистрированных фотонов с энергиями от самых низких из улавливаемых до $\varepsilon \sim 10$ МэВ оказалось заметно меньше, чем рассчитанное теоретически. В области низких энергий зарегистрированных фотонов различие достигало 30%. При энергии фотонов $\varepsilon \sim 10$ МэВ сохранялось различие около 20% и исчезало только при самых больших энергиях [1]. Этот результат оказался совершенно неожиданным. Ведь тормозное излучение казалось хорошо и досконально изученным, если и можно было ожидать каких-то отклонений, то во много раз меньших.

Понять причину нехватки фотонов удалось одному из участников этого эксперимента Ю. А. Тихонову. Расчеты, соответствующие идее и оценкам Тихонова, были сделаны почти сразу же двумя группами теоретиков ИЯФ [2; 3] – разными способами, но с одним и тем же результатом. Результаты расчетов в основном соответствовали результатам эксперимента, оставшиеся отклонения можно было отнести на счет неизбежных неточностей в измерениях.

Чтобы понять, почему фотонов не хватает, нужно будет подробнее рассмотреть процесс тормозного излучения.

Эквивалентные фотоны. Вернемся к электромагнитному полю ультрарелятивистской частицы. Силовые линии электрического поля образуют «сплюсненного в блин

⁷ Классический расчет для рассеяния α -частицы на атомном ядре сделал еще Э. Резерфорд (1912), квантовый релятивистский для рассеяния электрона на позитроне – Х. Баба (1936), позже расчеты неоднократно дополнялись и детализировались.

ёжика». На расстоянии ϱ от позитрона толщина этого «блина» $\sim \varrho/\gamma$. Кроме того, в пределах того же «блина» имеется также магнитное поле. Силовые линии его представляют собой окружности с центрами на прямой, вдоль которой движется позитрон, лежащие в плоскостях, перпендикулярных к этой прямой. В каждой точке «блина» электрическое и магнитное поля взаимно-перпендикулярны, а соотношение их величин почти точно такое, каким было бы в электромагнитной волне. И немудрено, ведь эти поля движутся (вместе с позитроном) со скоростью, почти неотличимой от скорости света ⁸.

Другими словами, в точке, лежащей на расстоянии ϱ от траектории позитрона, при его пролете возникает «всплеск» электромагнитного поля длительности $\Delta t \sim \varrho/\gamma c$. Такой «всплеск» можно рассматривать как наложение электромагнитных волн с частотами от очень низких до $\omega_0 \sim 1/\Delta t$. (Строго говоря, во «всплеске» присутствуют волны и более высоких частот, но в очень малом количестве.)

Здесь уместно будет напомнить, что электромагнитная волна проявляет себя в зависимости от условий или как волна, или как поток частиц – фотонов. Например, радиоволны содержат очень много фотонов, каждый из которых имеет крохотную энергию, так что в этом случае отдельные фотоны неуловимы и существенны только волновые свойства излучения. В экспериментах на ускорителях детектируются фотоны довольно большой энергии и притом обычно поштучно, поэтому проявляются именно свойства потока излучения как потока фотонов.

Можно сказать, что электромагнитное поле ультрарелятивистской частицы представляет собой «облако» фотонов, сопровождающих ее. Такие фотоны, почти не отличающиеся от настоящих, называют *эквивалентными фотонами* ⁹.

⁸ Между прочим, на встречный электрон со стороны магнитного поля действует сила примерно такая же, как со стороны электрического. Мы не упоминали о ней при оценке угла отклонения, чтобы не увести изложение в сторону. Для грубой оценки (3) удвоение силы несущественно.

⁹ Представление об эквивалентных фотонах в подобных задачах ввел Э. Ферми (1924), а в дальнейшем разрабатывали К. Вайцекер и Е. Вильямс (1934).

Одна из областей физики, изучаемых на современных электрон-позитронных ускорителях со встречными пучками, – это реакции, происходящие при столкновениях фотонов с фотонами. Такие столкновения реализуются как столкновения эквивалентных фотонов, сопровождающих сталкивающиеся электроны и позитроны.

При удалении от позитрона уменьшается и величина электрического и магнитного полей. Это означает, естественно, что убывает и концентрация эквивалентных фотонов. Если же говорить об эквивалентных фотонах с частотой $\sim \omega$, то они образуют «облако» в форме диска с радиусом $\varrho \sim \gamma c/\omega$. Разумеется, говоря об эквивалентных фотонах, мы имеем в виду то же самое электромагнитное поле, просто пользуемся образом, более удобным для дальнейших рассуждений.

Тормозное излучение как рассеяние эквивалентных фотонов. Тормозное излучение, при котором фотон вылетает в направлении движения электрона, можно представлять себе следующим образом (рис. 4): электрон, пролетая сквозь облако эквивалентных фотонов, сопровождающих позитрон, сталкивается с одним из них, в результате чего фотон изменяет направление движения и энергию (и превращается, между прочим, в «настоящий», летящий независимо от позитрона и электрона).

Такое рассеяние фотона в каком-то отношении подобно отражению его от движущегося навстречу зеркала ¹⁰. Нетрудно понять, как изменяется при таком отражении частота фотона ω_0 . Для этого перейдем временно в систему отсчета, скорость которой совпадает со скоростью налетающего электрона. В этой системе отсчета, которая движется навстречу фотону, частота его ω' оказывается больше (явление, известное как эффект Доплера). При отражении от зеркала частота фотона ω' не изменяется (в системе

¹⁰ Похожая элементарная задача – найти, как изменится скорость мяча при его столкновении с быстро движущейся навстречу ногой. Эту задачу тоже удобно решать, используя в качестве промежуточной систему отсчета, связанную с ногой.

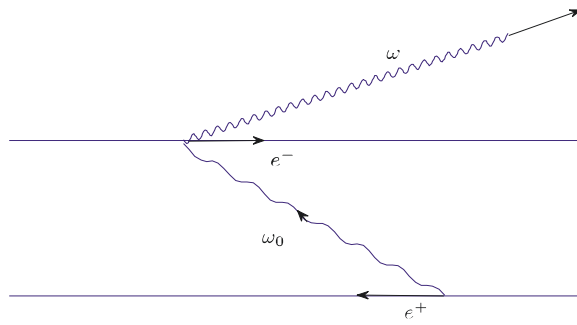


Рис. 4. Схематическое изображение рассеяния эквивалентного фотона, сопровождающего позитрон, на электроне (при этом фотон становится реальным, а энергия его возрастает примерно в γ^2 раз)

зеркала!)¹¹. При возвращении в исходную (неподвижную для нас) систему отсчета, эта система вновь оказывается движущейся навстречу фотону (отраженному), и наблюдаемая частота ω вновь увеличивается за счет эффекта Доплера.

Оценить изменение частот можно, учитывая, что длина волны фотона испытывает при переходе в движущуюся систему отсчета лоренцево сокращение в γ раз (это не совсем точно, но ошибка будет не более чем вдвое). Частота же при этом увеличивается в γ раз. Таким образом,

$$\omega' \sim \gamma\omega_0, \omega \sim \gamma\omega' \sim \gamma^2\omega_0. \quad (5)$$

В нашем случае частота фотона возрастает при рассеянии на электроне примерно в $\gamma^2 \sim 10^7$ раз!¹²

¹¹ При рассеянии фотона на электроне, первоначально неподвижном, электрон приходит в движение, а энергия фотона убывает (это явление называется эффектом Комптона). Изменение энергии фотона невелико, если его энергия мала по сравнению с энергией покоя электрона $mc^2 \approx 0,5$ МэВ. В нашем случае, как следует из (5), энергия фотона в системе отсчета, связанной с налетающим электроном, $\epsilon' = \hbar\omega'$, может быть выражена через энергию наблюдаемого фотона $\epsilon' \sim \epsilon/\gamma$. Для $\epsilon \sim 10$ МэВ получаем $\epsilon' \sim 3$ кэВ, и условие $\epsilon' \ll mc^2$ выполняется.

¹² Покажем, как можно получить тот же результат, рассматривая фотон как частицу. Ограничимся случаем, когда фотон отскакивает назад. Законы сохранения энергии и импульса

$$\gamma mc^2 + \hbar\omega_0 = \tilde{\gamma} mc^2 + \hbar\omega,$$

Находит свое объяснение одна из особенностей тормозного излучения: позитрон теряет энергию во много раз меньшую, чем электрон. (Разумеется, возможна и обратная картина, отвечающая излучению позитрона.)

Другая особенность связана с угловым распределением. В системе отсчета, где покоился электрон, угловое распределение рассеянных фотонов не имеет ярко выраженного преимущественного направления. При переходе в лабораторную систему в таком случае преимущественным оказывается направление скорости электрона. При этом в нашем случае, когда скорость системы отсчета близка к скорости света, в лабораторной системе большинство фотонов мало отклоняется от направления этой скорости¹³.

Разгадка причины недостачи фотонов. Вспомним, что при пролете электрона на расстоянии ϱ от позитрона встречаются эквивалентные фотоны с частотами вплоть до

$$\gamma m v - \hbar\omega_0/c = \tilde{\gamma} m \tilde{v} + \hbar\omega/c,$$

где $\tilde{\gamma}, \tilde{v}$ относятся к электрону после столкновения.

Подставив $v = c(1 - 1/2\gamma^2), \tilde{v} = c(1 - 1/2\tilde{\gamma}^2)$, получаем

$$mc^2(\gamma - \tilde{\gamma}) = 4\hbar\omega_0\gamma\tilde{\gamma},$$

Учитывая, что $\hbar\omega_0 \ll \hbar\omega \ll \gamma mc^2$, находим

$$\hbar\omega = (\gamma - \tilde{\gamma})mc^2 + \hbar\omega_0 \approx 4\hbar\omega_0\gamma\tilde{\gamma} \approx 4\hbar\omega_0\gamma^2.$$

¹³ Футбольный мяч, по которому попали неточно, тоже летит более или менее в направлении движения ударившей его ноги, но отклоняется гораздо больше.

$\omega_0 \sim \gamma c / \varrho$. Поэтому частота рассеянного фотона

$$\omega \sim \gamma^3 c / \varrho. \quad (6)$$

При каком же расстоянии ϱ могут появляться тормозные фотоны с энергией $\varepsilon = \hbar\omega$? Из (6) получаем

$$\varrho \leq \varrho_0 \sim \gamma^3 \frac{c\hbar}{\varepsilon}. \quad (7)$$

Для интересующих нас фотонов с энергией $\varepsilon \sim 10$ МэВ из (7) находим

$$\varrho_0 \sim 1 \text{ см},$$

т. е. фотон с энергией до 10 МэВ может быть излучен, если электрон и позитрон пролетают на расстоянии до сантиметра друг от друга! Это совсем не похоже на те микроскопические расстояния, какие отвечали упругому рассеянию. И вообще в изучаемых на ускорителе процессах нет ничего хоть сколько-нибудь подобного. Ведь увеличение энергии частиц как раз и имеет своей целью возможность «прощупать» предельно малые расстояния.

Теперь становится понятно, отчего возникла нехватка тормозных фотонов. Сгусток электронов имеет поперечные размеры в несколько десятков микрон. Поэтому часть эквивалентных фотонов, сопровождающих встречные позитроны, пролетает далеко вне электронного сгустка и, естественно, не находит партнеров для рассеяния.

Между тем в расчетах сечения тормозного излучения подобная возможность не принималась во внимание, фактически подразумевалось, что размер встречного сгустка много больше размера облака эквивалентных фотонов. Таким образом, измеренное сечение и должно было оказаться меньше рассчитанного.

Размер встречного сгустка в эксперименте был в сотни раз меньше, чем размер фотонного «облака». Однако концентрация эквивалентных фотонов быстро падает с расстоянием от позитрона – «облако» по мере удаления к его периферии становится все прозрачнее. Поэтому количество эквивалентных фотонов, не встретивших электрона, составляет всего лишь десятки процентов¹⁴.

¹⁴ Это «облако» вокруг одного электрона содержит в среднем менее одного фотона. Тем не менее имеет смысл говорить об облаке. Картина до некоторой степени подобна той, какая имеет место, например, в атоме водо-

Подчеркнем еще раз, что число тормозных фотонов n зависит от размеров встречного пучка, его формы, распределения в нем концентрации частиц, а вовсе не равно произведению некоторого сечения на светимость L . При обработке экспериментальных данных в качестве «сечения» принимали, как и полагается обычно, величину n/L . В данном случае такую величину, строго говоря, не следовало бы называть сечением, поскольку сечение не должно было бы зависеть от свойств пучков. Впрочем, и при обработке экспериментальных данных, и при теоретическом расчете предпочли сохранить за величиной n/L название «сечение». Все-таки поправка, определяемая свойствами пучков, не очень велика, а ее зависимость от них не очень резкая и может быть найдена с неплохой точностью по довольно грубо известным размерам пучков.

Где еще наблюдали явление? Естественно было ожидать, что описанное явление будет проявляться и в экспериментах на других ускорителях.

Еще одна группа теоретиков [4; 5; 6], вернувшись к этому явлению через несколько лет, проделала расчет этого же эффекта еще одним способом. Мы обратили также внимание, что подобное же явление должно будет проявляться и при соударениях электронов с протонами. Должно оно проявляться и в реакции рождения электрон-позитронных пар $ee \rightarrow eee^+e^-$, правда, при больших энергиях ускорителей.

Как мы уже упоминали, на ускорителе HERA тормозное излучение использовалось для определения светимости¹⁵. В формулы, по которым при этом обрабатывались результаты измерений, были внесены необходимые изменения.

На этом ускорителе были проведены и точные измерения «сечения» тормозного

рода, где, согласно квантовой механике, один электрон образует «облако» вокруг атомного ядра.

¹⁵ «Механизм» действия электрона в качестве «зеркала» таков: под действием переменного электрического поля налетающей на него электромагнитной волны электрон начинает колебаться и при этом сам излучает электромагнитные волны в разные стороны. Интенсивность излучения определяется квадратом ускорения. Поэтому протон, масса которого почти в 2 000 раз больше, оказывается «зеркалом» в миллионы раз менее эффективным, так что тормозное излучение протонов при больших прицельных параметрах как фоновый процесс заметной роли не играет.

излучения электронов (примерно такие же по идее, как в ИЯФ), подтвердившие теперь уже заранее указанные отклонения от «стандартных» расчетов.

Интересное проявление этого же эффекта обнаружено на ускорителе LEP. Сгустки частиц (электронов и позитронов) в ускорителе летают по примерно круговым орбитам. Разумеется, их траектория лежит в трубке, из которой очень тщательно откачан воздух. При этом частицы постоянно теряют энергию путем излучения. В то же время эти потери восполняются путем «подкачки» энергии на радиочастоте, периодически «подхлестывающей» частицы. При этих условиях электронный сгусток может двигаться в ускорителе часами. Происходит, однако, медленное выбывание частиц из такого сгустка. Если в кольце ускорителя движется только один сгусток, например сгусток электронов, то выбывание частиц из него обусловлено, прежде всего, наличием на пути частиц остатков откачанного газа. Кроме того, в камере ускорителя непременно есть фотоны, находящиеся в тепловом равновесии с ее стенками. В условиях LEP столкновения с ними ещё более существенны [7]. Число частиц в сгустке убывает примерно втрое за 40 часов (это так называемое *время жизни* сгустка). Если движутся оба сгустка (e^+ и e^-), то время жизни заметно сокращается (примерно вдвое), вследствие того что в точке встречи сгустков происходят столкновения частиц. Ожидать заметных вкладов в выбывание частиц можно при этом лишь от двух описанных выше процессов – упругого рассеяния и тормозного излучения. Более тщательный расчет показывает, что сечение упругого рассеяния на угол, достаточно большой, чтобы частица покинула сгусток, оказывается заведомо слишком мало. Убывание времени жизни сгустка определяется тормозным излучением. Определив же величину сечения тормозного излучения по данным о времени жизни, увидели, что она меньше рассчитываемой теоретически (примерно на треть). Этот факт получил уже известное нам объяснение: «наблюдаемое» сечение тормозного излучения уменьшилось из-за малых размеров встречного сгустка. Только наблюдается в этом случае тормозное излучение не по появлению γ -квантов, а по потере энергии электронами и позитро-

нами, приводящей к выбыванию их из сгустков [8].

Заключение

С точки зрения тех задач, для разрешения которых создают современные ускорители, явление, о котором шла речь в этой статье, можно расценивать всего лишь как некоторый «аппаратурный эффект». Надо признать однако, что это эффект красивый, особенно принимая во внимание, что его можно было бы предсказать лет 50 назад (или еще ранее). Этот эффект следует учитывать при работе ускорителя. Эффект оказался существенным для интерпретации экспериментов, причем он проявляется тем больше, чем выше энергия ускорителя.

Список литературы

1. Блинов А. Е., Бондарь А. Е., Эйдельман Ю. И. и др. Large impact parameters cut-off in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ // Phys. Lett. 1982. Vol. B113. P. 423–426.
2. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Роль геометрических факторов в процессе тормозного излучения на встречных e^+e^- -пучках // Ядерная физика. 1982. Т. 36.
3. Буров А. В., Дербенев Я. С. Эффект конечности поперечных размеров встречных пучков в тормозном излучении. Препринт ИЯФ 82-07. 1982. С. 1–15.
4. Коткин Г. Л., Политыко С. И., Сербо В. Г. Влияние поперечных размеров сталкивающихся пучков на процессы излучения и образования e^+e^- -пар // Ядерная физика. 1985. Т. 42. С. 692–701.
5. Коткин Г. Л., Политыко С. И., Сербо В. Г. Влияние поперечных размеров сталкивающихся пучков ускорителя HERA на сечение процесса $ep \rightarrow ep\gamma$ // Ядерная физика. 1985. Т. 42. С. 925–928.
6. Kotkin G. L., Serbo V. G., Schiller A. Processes with large impact parameters at colliding beams // Journ. of Mod. Phys. A. 1992. Vol. 7. No. 20. P. 4707–4745.
7. Telnov V. I. Scattering of Electrons on Thermal Radiation Photons in Electron-Positron Storage Rings // Nucl. Instrum. Meth. A. 1987. Vol. 260.

8. Bini C., De Zorzi G., Diambri Palazzi G., Di Cosimo G., Di Domenico A., Gauzzi P., Zanello D. Fast measurement of luminosity at LEP by detecting the single bremsstrahlung

photons // Nucl. Instrum. Meth. A. 1991. Vol. 306. P. 467–473.

Материал поступил в редколлегию 18.08.2008

G. L. Kotkin

Processes With Large Impact Parameters at Colliding Beams

In the paper it is discussed phenomenon which was discovered unexpectedly in the Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk). Namely, it was found out that number of γ -quanta, detected in the collisions of the electron and positron bunches of high energy, was notably less than that predicted by theory.

Keywords: collider, luminosity, cross section, impact parameter, bremsstrahlung.