

ՏԱՐՐԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՀԱՐՑԵՐԸ

Դասախոսություններ կարդացված տեսական և էքսպերիմենտալ
ֆիզիկայի գաբանային դպրոցի երկրորդ սեսիայում
Նոր-Համբերդ, 27 մարտի—6 ապրիլի, 1962 թ.

ՍՍՏՄ ԳԱ քրթակից անդամ Ա. Ի. Ալիևանյանի ընդհանուր խմբագրությամբ

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Лекции, прочитанные на второй сессии весенней
школы теоретической и экспериментальной физики
Нор-Амберд, 27 марта—6 апреля 1962 года

Под общей редакцией чл.-корр. АН СССР А. И. АЛИХАНИЯ

фокусировке с сильным градиентом). Переход ко второй области устойчивости может только улучшить допуски в z -колебаниях, но уменьшает (примерно в 4 раза) захват в режим ускорения.

Оценим число реакций в единицу времени на длине вдоль пучка ~ 30 см с площадью перекрытия ~ 200 см² в кольцевом фазотроне с радиусом $R \sim 170$ м ($p_{\max} \sim 100$ Бэв, максимальная энергия каждого из соударяющихся пучков ~ 40 Бэв, относительная энергия в системе покоя одной из частиц $\sim 3,2 \times 10^3$ Бэв). Будем считать $y_0 = \frac{H_p(0)}{H_{\max}} \times \sim 3 \times 10^{-2}$, $n_{\text{геом}} \sim 300$, $a \sim 55$ см, $z_{\text{доп}} \sim 10$ см (это дает вес магнита ~ 100 тысяч тонн). По формуле (41), взяв $\alpha_2 = 1,6 \times 10^{-4}$, получим $\Delta r \Delta z \Delta \theta_r \Delta \theta_z \sim 1,6 \times 10^{-3}$. В этот фазовый объем на длину орбиты $\sim 10^3$ м можно впустить по меньшей мере $\sim 10^{15}$ частиц (без учета выигрыша в фазовом объеме синхротронных колебаний по сравнению с жесткой фокусировкой). Однако на площадь ~ 200 см² приходится лишь $\sim 2 \times 10^{11}$ частиц. В качестве инжектора следует использовать, возможно, спирально-секторный циклотрон на энергию $\sim 3 \div 10$ Бэв. Число столкновений в единицу времени на длине 30 см, рассчитанное по формуле (1), при $\rho \sim 10^{15}/10^8 = 10^7$ см⁻³, считая даже $L_D/L \sim 1$, дает $\omega \sim 10^3$ сек⁻¹; на самом деле эта величина больше, по крайней мере, на порядок.

В заключение можно сказать, что предварительное рассмотрение встречных пучков протонов в нелинейно-фокусирующем фазотроне дает весьма обнадеживающие результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. O'Neill, CERN, Symp 1, стр. 64—65, (1956).
2. O'Neill, CERN, Proceedings, стр. 125—136 (1959).
3. Коломенский А. А. ЖЭТФ, 33, стр. 298—299 (1957).
4. Ohkawa T. Rev. Sci Instr, 29, стр. 108—117 (1958).
5. Владимирский В. В., Кошкарёв Д. Г. К реализации эксперимента со сталкивающимися пучками без накопления. Препринт ИТЭФ—20—61.
6. Орлов Ю. Ф. Устойчивые бетатронные колебания в нелинейном магнитном поле, ЖЭТФ (в печати).

В. Н. БАЙЕР

ПРОВЕРКА ПРИМЕНИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Введение

В лекции С. А. Хейфеца показана экспериментальная осуществимость опытов на встречных пучках. В данной лекции рассмотрено применение такого рода экспериментов для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях.

Квантовая электродинамика — наиболее современное описание взаимодействия зарядов с электромагнитным полем — окончательно сформировалась в конце 40-х годов, когда была развита теория перенормировок. Измерение сдвига уровней атомных электронов, аномального магнитного момента электрона и ряда других эффектов показало прекрасное согласие теории с опытом. Однако этот успех был достигнут с помощью систематического использования метода вычитания расходящихся интегралов, носящего чисто рецептурный характер. Несмотря на значительное развитие теории дисперсионных соотношений и спектральных представлений остаются неясными вопросы, связанные со структурой и способами количественного описания сильных взаимодействий. При построении теории остается открытой основная проблема: каково строение пространства-времени и структура взаимодействий на малых расстояниях. Мы не говорим уже о том, что теория не позволяет вычислить массы, спины, заряды и другие характеристики элементарных частиц.

Поскольку отсутствует количественная теория сильных взаимодействий, расхождение между опытом и современными теоретическими представлениями может быть установлено только в случае обнаружения новых качественных закономерностей. Что касается слабых взаимодействий, то, хотя $V-A$ -вариант теории при малых энергиях хорошо согласуется с опытом, неясно, применим ли этот вариант, да и само четырехфермионное взаимодействие, при больших энергиях. Совсем иначе дело обстоит в случае электромагнитных взаимодействий, где имеется теория, находящаяся в прекрасном количествен-

ном согласии с опытом, и всякое отклонение теории от эксперимента может привести к существенному пересмотру наших представлений о событиях, разыгрывающихся на малых расстояниях. Именно поэтому электродинамические эксперименты представляются в настоящее время одним из наиболее перспективных методов исследования пределов применимости современной теории.

По кинематическим соображениям, связанным с переходом из лабораторной системы в систему центра инерции, такие эксперименты могут быть поставлены только на встречных пучках.

Наиболее удобными экспериментами для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях являются: 1) рассеяние электронов на электронах; 2) рассеяние позитронов на электронах; 3) двухквантовая аннигиляция электрон-позитронной пары. Ниже будет подробно рассмотрена информация, даваемая каждым из этих опытов. Ясно, что для установления отклонения эксперимента от теории прежде всего необходим корректный учет всех теоретических вкладов. Мы подробно рассмотрим учет теоретических вкладов на примере рассеяния электрона на электроне. В остальных случаях расчет проводится аналогичным способом.

§ 1. Радиационные поправки

Рассеяние электрона на электроне в низшем порядке теории возмущений представляется двумя диаграммами Фейнмана (рис. 1). Сечение рассеяния в этом приближении было впервые вычислено Меллером; оно имеет вид

$$\sigma_0'(\vartheta) = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{s^4 + q'^4}{q^4} + \frac{2s^4}{q^2 q'^2} + \frac{s^4 + q^4}{q'^4} \right], \quad (1)$$

где r_0 — классический радиус электрона; $\gamma = \frac{E}{m}$; E — энергия электрона; $s = p_1 + p_2$; $q = p_1 - p_1'$; $q' = p_1 - p_2'$. Здесь и ниже используется система центра инерции, где

$$\begin{aligned} q^2 &= -2p^2(1 - \cos \vartheta), \\ q'^2 &= -2p^2(1 + \cos \vartheta), \\ s^2 &= 4E^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ϑ — угол рассеяния, p — импульс электрона.

Для ультрарелятивистских электронов формула Меллера может быть приведена к следующему простому виду:

$$\sigma_0(\vartheta) = \frac{r_0^2}{\gamma^2} \left[\frac{2}{\sin^2 \vartheta} - \frac{1}{2} \right]^2. \quad (3)$$

Для оценки точности этой формулы необходимо вычислить следующие члены ряда теории возмущений, т. е. найти радиационные

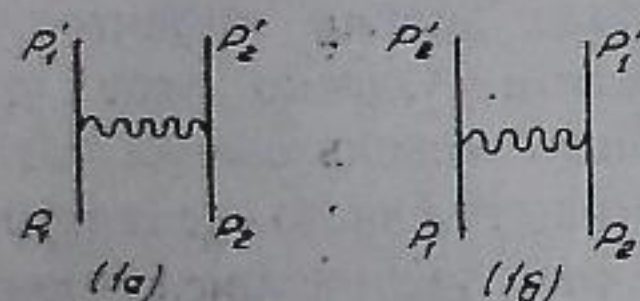


Рис. 1.

поправки. В этом случае необходимо рассмотреть диаграммы, приведенные на рис. 2, добавив к ним обменные ($p_1' \leftrightarrow p_2'$). Здесь не приведены графики, содержащие собственную энергию электрона, так как при регуляризации, которая проводится стандартными методами, они выпадают. Матричные элементы диаграмм 2, 3, 5, 5' расходятся

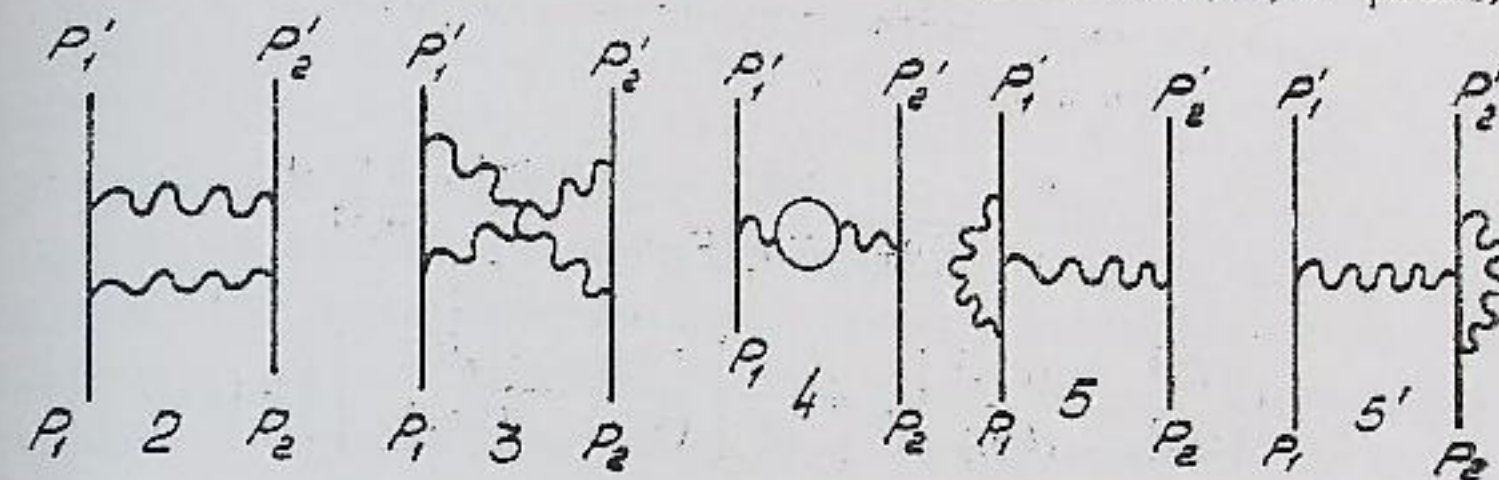


Рис. 2.

при интегрировании в области малых импульсов виртуальных фотонов (инфракрасная катастрофа). Это связано с тем, что само понятие упругого процесса является чисто условным, поскольку в каждом акте рассеяния заряженных частиц излучаются мягкие кванты, причем сечение излучения также расходится в области малых частот. Однако суммарное сечение упругого и неупругого рассеяния не содержит расходимости. Таким образом, для устранения инфракрасной катастрофы необходимо учесть диаграммы с излучением реальных фотонов (рис. 3, к этим диаграммам необходимо добавить обменные).

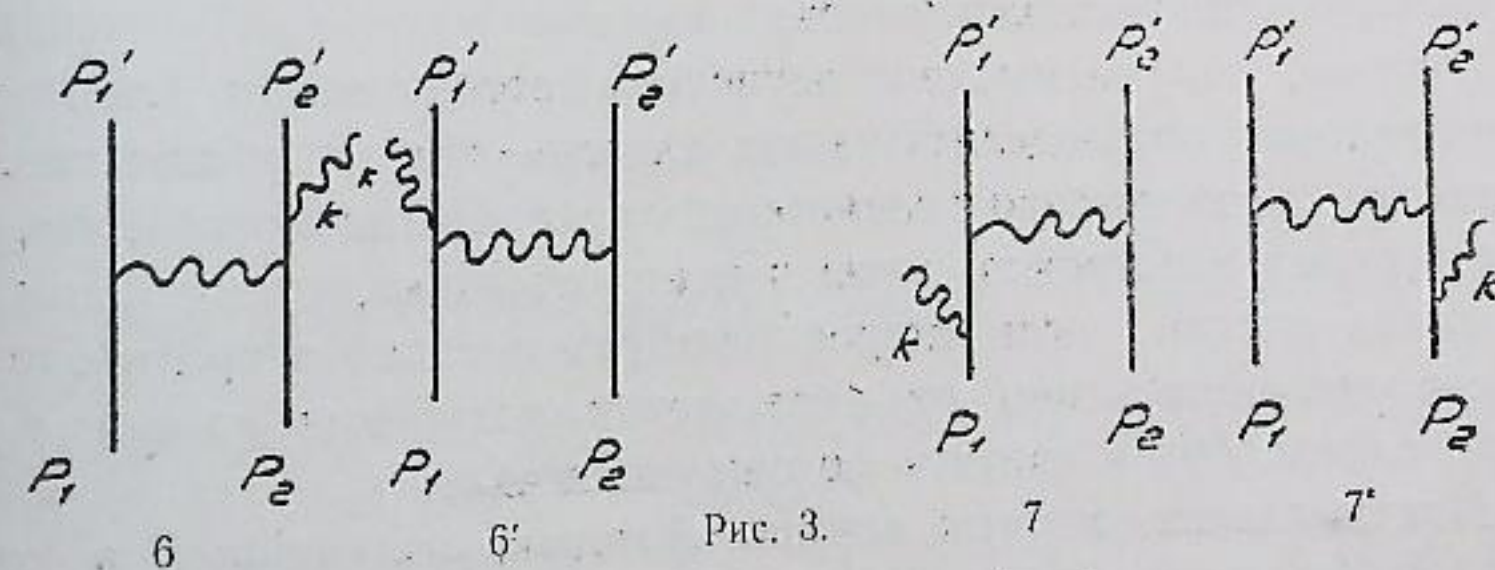


Рис. 3.

Учет излучения реальных фотонов существенно усложняет задачу исследования рассеяния, поскольку измеряемое сечение зависит от конкретных условий эксперимента.

Для устранения инфракрасной катастрофы достаточно учесть излучение только мягких фотонов ($\Delta E \ll m$, где ΔE — полная энергия, уносимая фотонами). Однако для опытов на встречных пучках недостаточно учета излучения только мягких фотонов. В самом деле, рассеянные электроны регистрируются парами счетчиков (рис. 4), включенными по схеме совпадений. Поскольку энергетический порог счетчиков значительно меньше начальной энергии электронов, они будут регистрировать практически все электроны, попавшие в счетчики, независимо от потери ими энергии. Таким образом, необходимо

учесть излучение жестких фотонов, для которых ΔE может быть порядка E . Следует заметить, что для учета излучения жестких фотонов достаточно учесть низший порядок теории возмущений, что, вообще говоря, неверно для мягких фотонов, где необходимо учитывать излучение большого числа фотонов.

Матричный элемент, соответствующий диаграммам 6 и 6', может быть представлен в виде:

$$M_{6, 6'} = \frac{e^3}{(2\pi)^{1/2}} \frac{m^2}{(2\omega E_1 E_2 E_1' E_2')^{1/2}} \frac{\bar{u}(p_2) \gamma^2 u(p_2)}{(p_2' - p_2)^2} \times \\ \times \bar{u}(p_1') \left\{ \left[\frac{(ep_1')}{(kp_1')} - \frac{(ep_1)}{(kp_1)} \right] \gamma_\mu + \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{e} k \gamma_\mu}{(kp_1')} + \frac{\gamma_\mu \hat{k} \hat{e}}{(kp_1)} \right] \right\} u(p_1). \quad (4)$$

Аналогичный вид имеет матричный элемент диаграмм 7 и 7', только в знаменателях стоят комбинации (kp_2') , (kp_2) . Выражая скалярные произведения через угол между импульсами электрона и фотона и их энергии, получим:

$$(kp_i) = \omega E_i (1 - \beta_i \cos \vartheta_i), \quad (5)$$

здесь β_i — скорость электрона. Таким образом, в выражении для вероятности излучения фотона появляются характерные знаменатели типа (5). Это приводит к тому, что фотоны излучаются ($\beta_i \rightarrow 1$) преимущественно в узкие конуса вокруг направлений начальных и конечных электронов.

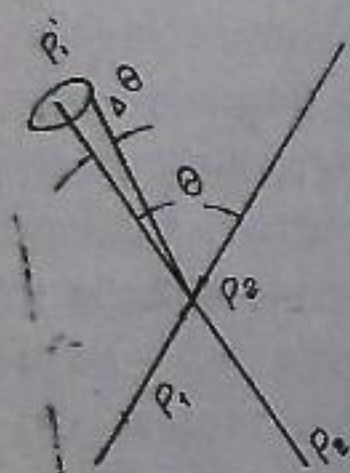


Рис. 4.

Фотоны, излучаемые при неупругом столкновении электронов, можно условно подразделить на два класса — мягкие и жесткие. Это разделение тесно связано с геометрией опыта. Предположим, что один из рассеянных электронов попал в центр счетчика, тогда будем считать фотон мягким, если второй электрон попадет в противоположный счетчик, независимо от направления излучения фотона; в противном случае будем считать фотоны жесткими.

Максимальная энергия мягких фотонов, излученных в конуса вокруг направлений p_1 , p_2 , есть:

$$\varepsilon = \frac{E \Delta \vartheta}{\sin \vartheta + \Delta \vartheta \left(\frac{1 + \cos \vartheta}{2} \right)}. \quad (6)$$

Здесь $\Delta \vartheta$ — половина угловой апертуры счетчика.

Прежде всего мы рассмотрим суммарное сечение упругого процесса и неупругих процессов с излучением мягких фотонов, максимальная энергия которых ε . Ввиду технической сложности, при вычислении вкладов диаграмм 2, 3 (рис. 2) пренебрегается членами, не содержащими большие логарифмы типа $\ln \left(\frac{-q^2}{m^2} \right)$, $\ln \frac{E}{\varepsilon}$. Вследствие этого окончательное выражение для суммарного сечения упругого

и неупругого рассеяния может быть выписано только с указанной точностью

$$\sigma_M(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\pi} \left[4 \left(1 - 2 \ln \frac{E \sin \vartheta}{m} \right) \ln \frac{E}{\varepsilon} + \frac{22}{3} \ln \frac{E}{m} \right] \right\}. \quad (7)$$

Поскольку нас интересуют большие углы рассеяния (фактически $\vartheta > 30^\circ$), мы не можем учитывать логарифмическую зависимость от углов в членах, содержащих один логарифм, например, не следует оставлять члены, содержащие $\ln \sin \vartheta$, и никаких других логарифмов, поскольку соответствующие члены порядка отброшенных. В пределах точности формулы зависимость от углов следует учитывать только в членах, в которых логарифм угла умножается на большой логарифм.

Теперь мы должны учесть вклад жестких фотонов с энергией, большей ε . При вычислении следует учесть также вклады членов, содержащих k в числителе в формуле (4), которые опускались при вычислении вкладов мягких фотонов, что давало существенные упрощения (вообще говоря, для конкретных экспериментов ε столь велико, что указанные члены нужно учитывать и при вычислении вкладов мягких фотонов). Расчеты при этом становятся столь громоздкими, что их приходится выполнять на электронных вычислительных машинах. При этом можно либо вычислять непосредственно диаграмму, либо можно проинтегрировать точную формулу излучения одного фотона при электрон-электронном столкновении, полученную в свое время Гарибяном.

Складывая вклады жестких и мягких фотонов, получим полные радиационные поправки. Отметим, что важную для опытов на встречных пучках угловую зависимость содержат только члены с $\ln \frac{1}{\Delta \vartheta}$.

Точный расчет такого рода членов проведен в последнее время в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР.

Выше были подробно рассмотрены радиационные поправки к формулам рассеяния электрона на электроне. Радиационные поправки к формулам рассеяния электрона на позитроне могут быть получены с помощью простой подстановки. Если начальный импульс позитрона p_+ , а конечный импульс p_+' , то в полученных формулах необходимо провести замену

$$p_2 \rightarrow -p_+', \quad (8)$$

$$p_2' \rightarrow -p_+.$$

Очевидно, что при этом

$$s^2 \leftrightarrow q'^2, \quad q^2 \rightarrow q^2. \quad (9)$$

Например в формуле (7) при этой замене $\sin \vartheta \rightarrow 2 \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$. Естественно, что при этой замене $\sigma_0(\vartheta)$ переходит в формулу рассеяния электрона

на позитроне, так называемую формулу Баба, явный вид которой можно получить из (1).

Аналогичным же образом получаются радиационные поправки к формулам аннигиляции электронно-позитронной пары в пару фотонов.

§ 2. Высшие радиационные поправки, роль сильных и слабых взаимодействий

Мы видим, что в формулах для радиационных поправок возникают члены, в которых константа связи $\alpha = 1/137$ умножается на большие логарифмические члены, среди которых самыми большими могут оказаться члены, содержащие произведение двух больших логарифмов $\ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\Delta E}$; такие члены называются дважды логарифмическими.

Тот факт, что разложение теории возмущений ведется не по $\alpha = 1/137$, а по $\alpha \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\Delta E}$ является характерным для квантовой электродинамики при больших энергиях. Ясно, что при достижимых в настоящее время энергиях члены, содержащие один логарифм, не могут стать порядка единицы, так что такие члены с большей или меньшей точностью могут быть учтены в низшем порядке теории возмущений. Что касается дважды логарифмических членов, то при больших точностях измерения энергии детекторами электронов (ΔE — мало) может оказаться, что $\alpha \ln \frac{E}{m} \ln \frac{E}{\Delta E} \sim 1$; тогда для получения

вклада дважды логарифмических членов необходимо просуммировать ряд теорий возмущений. Это удастся сделать с помощью метода, развитого в свое время Абрикосовым. Полное сечение упругого и неупругого процессов имеет тогда в дважды логарифмическом приближении вид

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) \exp \left\{ -\frac{8e^2}{\pi} \ln \frac{E}{\Delta E} \ln \frac{E}{m} \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, мыслимы две различные ситуации: 1) детекторы имеют весьма хорошее разрешение по энергии (ΔE — мало); тогда среди радиационных поправок наиболее существенную роль играют дважды логарифмические члены; процессы с излучением жестких фотонов не регистрируются, и однологарифмические члены можно непосредственно учитывать согласно формуле (7); 2) детекторы имеют плохое разрешение по энергии (ΔE — велико); в этом случае дважды логарифмические члены малы, так что радиационные поправки можно вычислять в e^6 -порядке теории возмущений. В этом случае необходим корректный учет излучения жестких фотонов.

Мы рассмотрели электродинамические радиационные поправки. Теперь нам следует учесть возможные вклады сильных и слабых

взаимодействий. Если бы эти вклады были велики, то, естественно, о проверке квантовой электродинамики не могло быть и речи. К счастью оказывается, что даже по грубым верхним оценкам эти вклады весьма малы.

Поскольку электроны могут взаимодействовать с другими полями только через фотоны, то прежде всего необходимо учесть вклад сильных взаимодействий в функцию Грина фотона, поскольку вклад мезонного и барионного облака электрона весьма мал.

Известно, что величина поляризации вакуума частицами обратно пропорциональна их массам, причем поляризация вакуума скалярными частицами в несколько раз меньше поляризации частицами со спином $1/2$. Поэтому, если не рассматривать взаимодействия между поляризуемыми вакуум частицами, то мы получим поправку порядка 10^{-4} . Учитывать эту поправку нет смысла, так как электродинамические радиационные поправки вычислены с гораздо меньшей точностью. Таким образом, остается учесть сильное взаимодействие между поляризуемыми вакуум частицами. Прежде всего это необходимо сделать для пионов, так как остальные частицы вносят гораздо меньший вклад из-за большой величины их масс. Подставляя в интеграл резонансную форму форм-фактора пиона (ρ -мезон), получим, что поправка, даваемая пионами, меньше 1% .

Вклад слабых взаимодействий при достижимых в настоящее время энергиях очень мал. Даже если предположить, что существует прямое слабое взаимодействие между электронами, что само по себе весьма проблематично, то и в этом случае при энергии электронов ~ 3 Бэв вклад слабых взаимодействий не превышает $0,1\%$.

§ 3. Феноменологическое исследование квантовой электродинамики на малых расстояниях

Нарушение квантовой электродинамики на малых расстояниях может вызываться:

1) нелокальностью взаимодействия; в этом случае локальный оператор взаимодействия $H_{\text{л}} = e A_{\mu}(x) J^{\mu}(x)$, в котором ток [и поле взаимодействуют в одной точке, перейдет в нелокальный типа

$$H_{\text{нелок}} = e \int A_{\mu}(x) J^{\mu}(y) F(x-y) d^4y, \quad (11)$$

где ток в точке y взаимодействует с полем в некоторой малой области, определяемой функцией $F(x-y)$;

2) изменением геометрии пространства-времени на малых расстояниях;

3) полями, проявляющимися только на очень малых расстояниях. Мы введем фундаментальную длину L , определяемую так, что на расстояниях, больших L , перечисленные выше факторы не играют роли, а начиная с $r=L$ они вступают в игру. Ниже мы оценим

верхний предел L и, поскольку удастся сделать лишь грубые оценки, полученное значение L может относиться к любому из перечисленных выше факторов.

Ясно, что расстояния, промеряемые на эксперименте, порядка $1/q$; более точные оценки можно сделать либо вводя формфакторы в электрон-фотонных вершинах, либо модифицируя функции распространения электрона или фотона. Оценки, даваемые этими способами, отличаются лишь на численный множитель.

Рассмотрим для определенности рассеяние электрона на электроне (позитроне). С большой степенью точности можно рассматривать класс диаграмм с обменом одним фотоном [основные вклады диаграмм с обменом больше, чем одним фотоном, во всех известных случаях (в e^6 -приближении и в дважды логарифмическом приближении) взаимно сокращаются]. Тогда матричный элемент диаграммы на рис. 5 может быть представлен в виде

$$\Gamma_\mu(p'_1, p_1) D^{\mu\nu}(q^2) \Gamma_\nu(p_2, p'_2). \quad (12)$$

Вид вершинной функции Γ_μ может быть определен, если сделать следующие весьма общие предположения: 1) Γ_μ есть 4-вектор; 2) выполняется закон сохранения тока $(p'_1 - p_1)_\mu \Gamma^\mu = 0$

$$\Gamma_\mu(q^2) = e \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + \frac{\mu \sigma_{\mu\nu}}{2m} q^\nu f_2(q^2) \right]. \quad (13)$$

Здесь скалярные функции f_1 и f_2 описывают внутреннюю структуру электрона и являются релятивистскими обобщениями формфакторов вида

$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{iqr} d^3r,$$

где $\rho(r)$ — радиальная плотность заряда; радиационные поправки могут быть учтены в функциях f_1 и f_2 . Для частицы с точечным зарядом e и точечным аномальным магнитным моментом μ $f_1 = f_2 = 1$. При малых q^2 функции f_1 и f_2 можно разложить в ряд по q^2

$$f_{1,2} = 1 - \frac{a_{1,2}^2 q^2}{6}; \quad \frac{a_{1,2}^2 q^2}{6} \ll 1. \quad (14)$$

В настоящее время ничего не известно о функциях f_1 и f_2 ; поэтому для грубых оценок мы положим $f_2 = 0$. Тогда сечение рассеяния электрона на электроне может быть представлено в виде

$$\sigma_f(\theta) = \frac{r_0^2}{8\gamma^2} \left[\frac{s^4 + q'^4}{q^4} f_1^4(q^2) + \frac{2s^4}{q^2 q'^2} f_1^2(q^2) f_1^2(q'^2) + \frac{s^4 + q^4}{q'^4} f_1^4(q'^2) \right]. \quad (15)$$

Рассмотрим сечение рассеяния на угол 90° , когда $q^2 = q'^2 = -2E^2$, тогда

$$\sigma_f = \sigma_0 \left(1 - \frac{4a^2 q^2}{6} \right) = \sigma_0 - \Delta\sigma. \quad (16)$$

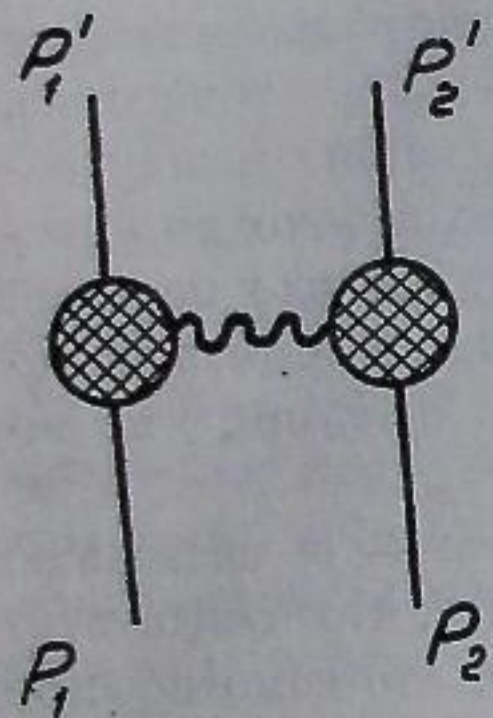


Рис. 5.

Относительное отклонение от меллеровского сечения будет

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{4a^2 q^2}{6}. \quad (17)$$

Если предположить, что меняется не вершинная функция, а функция Грина фотона $\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} - \frac{1}{q^2 + 1/\lambda^2}$, что соответствует изменению закона Кулона $\frac{1}{r} \rightarrow \frac{1}{r} (1 - e^{-r/\lambda})$, и если $q^2 \lambda^2 \ll 1$, то $\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} (1 - q^2 \lambda^2)$. Если мы опять рассмотрим рассеяние на угол 90° , то

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = 2q^2 \lambda^2. \quad (18)$$

На основании только опытов по рассеянию вообще невозможно отличить изменение вершинной части от изменения функции Грина фотона, так что обе интерпретации являются равноправными, а расстояния, на которых нарушается квантовая электродинамика, есть a (или λ). Чтобы учесть одновременно оба вклада, введем эффективную длину

$$l^2 = \frac{a^2}{3} + \lambda^2. \quad (19)$$

Для того чтобы обнаружить отклонение $\Delta\sigma$, необходимо проводить измерения с точностью не ниже $\delta\sigma = \frac{\Delta\sigma}{2}$; тогда длина l , промеряемая в экспериментах по рассеянию электронов на электронах при рассеянии на угол 90° , есть

$$l = \frac{u_0}{E} \sqrt{\frac{\delta\sigma}{2\sigma_0}} \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (20)$$

здесь u_0 — характерная энергия $u_0 \sim 200$ Мэв. Промеряемые расстояния при некоторых энергиях и точностях приведены в таблице.

Для обнаружения отклонений от квантовой электродинамики на малых расстояниях нет необходимости проводить весьма сложные измерения абсолютных сечений. Так как при рассеянии на малый угол $q^2 \sim 0$, то достаточно провести измерения относительных дифференциальных сечений, нормируя их на малых углах на меллеровскую кривую. Именно поэтому столь важна зависимость радиационных поправок от углов.

Использование рассеяния электронов на позитронах для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях дает некоторые новые возможности: 1) исследо-

Таблица. Эффективные расстояния l , промеряемые при данной точности опыта и энергии электронов в единицах 10^{-13} см.

$\frac{\delta\sigma}{\sigma}$	E Мэв			
	100	300	500	1500
0,10	0,44	0,15	0,09	0,03
0,05	0,32	0,10	0,06	0,02
0,03	0,24	0,08	0,05	0,02
0,01	0,14	0,05	0,03	0,01

вать формфакторы во временно-подобной области $\{f(s^2); s^2 > 0\}$; при прочих равных условиях промерять меньшие длины, что связано с возможностью исследовать рассеяние на углы, большие 90° ; правда сечение рассеяния при таких углах существенно меньше соответствующего меллеровского.

Исследование процесса $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ (рис. 6) позволяет определить функцию распространения электрона $G(p)$ и вершинную часть,

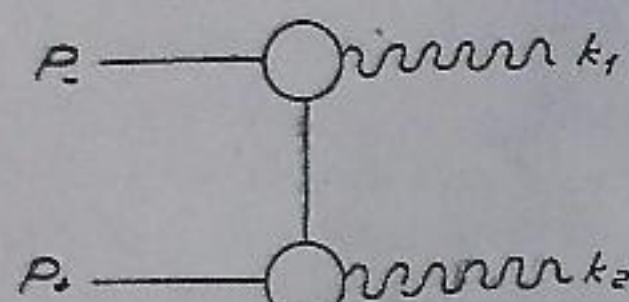


Рис. 6.

которая, вообще говоря, должна быть записана в виде $\Gamma_\mu(p^2, p'^2, k^2)$. По сравнению со случаем рассеяния электрона на электроне или позитроне, где исследуется функция $\Gamma_\mu(m^2, m^2, k^2)$, в случае аннигиляции исследуется функция $\Gamma_\mu(p^2, m^2, 0)$, т. е. в другой области

изменения аргументов. Именно поэтому изучение процесса аннигиляции представляет весьма большой интерес для проверки применимости квантовой электродинамики.

Перейдем теперь к оценке верхнего предела длины L , до которого квантовая электродинамика заведомо применима. Ниже мы перечислим опыты, на основании которых может быть сделана указанная оценка.

Опыты Хофштадтера по исследованию электромагнитной структуры нуклонов позволили определить структурные функции $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ в широком интервале передаваемого импульса q . Если предположить, что отклонение функций F_1 и F_2 от единицы связано не только с мезонным облаком нуклонов, но и с нарушением квантовой электродинамики, то

$$\langle r^2 \rangle_{\text{наб}} = \langle r^2 \rangle_{\text{п}} + 6l^2 = (0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2,$$

$$l \leq 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Очевидно, что существенная часть эффекта обусловлена мезонным облаком нуклона, поэтому можно считать, что из опытов Хофштадтера следует применимость квантовой электродинамики до расстояний порядка 10^{-14} см.

При вычислении аномального магнитного момента электрона (мюона) возникают интегралы по импульсам виртуальных фотонов. Если принять, что квантовая электродинамика нарушается на расстоянии l , то радиационные поправки к магнитному моменту электрона приобретают вид

$$\frac{\alpha}{2\pi} \left(1 - \frac{2}{3} l^2 \mu^2 \right) \quad (21)$$

(ввиду большой массы использование мюонов предпочтительней). Последние измерения аномального магнитного момента мюона показали, что эксперимент согласуется с теорией с точностью $0,5\%$ от радиа-

ционной поправки $\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)$. Из формулы (21) тогда немедленно следует, что $\frac{2}{3} l^2 \mu^2 \leq 0,5 \cdot 10^{-2}$, или $l \leq 1,5 \cdot 10^{-14}$ см.

Указанные расстояния и являются минимальными расстояниями, до которых проверена применимость квантовой электродинамики, следовательно $L \leq 10^{-14}$ см.

Измерения лэмбовского сдвига и сверхтонкой структуры в водороде позволяют также получить верхний предел величины L . Из этих опытов следует, что $L \leq 5 \cdot 10^{-14}$ см.

Как следует из таблицы, опыты на встречных пучках позволяют существенно расширить область промеряемых длин (приблизительно на порядок); этим и объясняется столь исключительный интерес к встречным пучкам.

Следует откровенно заметить, что в промеряемой области нет никаких характерных параметров, которые указывали бы на возможность неприменимости квантовой электродинамики на этих расстояниях.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Байер, УФН, 77, № 3—4, 1962.