сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-85-407

И.М.Матора

ЭФФЕКТ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СОКРАЩЕНИЯ РАЗМЕРА ЭЛЕКТРОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^--ПУЧКАХ

1985

Еще в 1957 г. Йенни, Леви и Рейвенхолл [1] отметили важную особенность формфакторного формализма, используемого при рассмотрении упругого рассеяния быстрых электронов. Они подчеркнули, что только в формфакторе "покоящегося" рассеивателя

$$\mathcal{F}(q^2) = \int f(\bar{r}) e^{i\bar{q}\cdot\bar{r}}\, d\bar{r} \qquad (\bar{q} = \bar{p} - \bar{p}_0 \text{ - вектор переданного импульса}). \qquad /1/$$

Функция $f(\bar{r})$ представляет статическое распределение заряда /или кинематического магнитного момента/. Если же есть заметная отдача рассеивателя /даже, например, свободного протона, а не протона в тяжелом ядре/, то здесь уже $f(\bar{r})$ представляет собой наложение двух функций, "каждая из которых лоренцевски сжата, но сжата в разных направлениях".

Однако количественные следствия эффекта до сих пор не выявлены даже применительно к упругому рассеянию встречных ультрарелятивистских электронов, где он в предположении возможного отличия формфактора электрона от постоянной величины должен быть подавляюще велик.

Ниже делается попытка учесть его в этом последнем случае.

Для простоты сначала будем считать встречные частицы полурелятивистскими. В системе центра масс /с.ц.м./, совпадающей с лабораторной /л.с./, электрон-мишень имеет импульсы $-\bar{p}_0$ /до столкновения/ и $-\bar{p}$ /после него/. Поэтому в /1/ соответствующее 2-этапное сокращение испытывают проекции радиуса-вектора $\bar{r}$ на векторы $-\bar{p}_0$ и $-\bar{p}$, являющиеся не только аргументом $f(\bar{r})$, но и экспоненты. Вследствие симметрии задачи определяющий релятивистское сокращение фактор $\gamma = E/mc^2$ (E - полная энергия каждого из электронов-партнеров, m - масса покоя) на обоих этапах одинаков. Обозначим координаты в системе покоя электрона-рассеивателя /с.п./ через $\bar{r}^{cn}$.

Тогда ввиду того, что сокращение испытывают только проекции $\bar{r}^{cn}$ на векторы $-\bar{p}_0$ и $-\bar{p}$, а в экспоненте представлены скалярные произведения именно на эти векторы /кстати, в формфакторном формализме содержится, как это показано в [2], информация только о вышеупомянутых проекциях, но не о всех размерах по всем трем направлениям/, имеем

$$e^{i\bar{q}\bar{r}} = e^{-i\frac{\bar{p}_0\bar{r}}{h}} \cdot e^{i\frac{\bar{p}\bar{r}}{h}} = e^{-i\frac{\bar{p}_0\bar{r}^{cn}}{h\gamma}} \cdot e^{i\frac{\bar{p}\bar{r}^{cn}}{h\gamma}} = e^{i\frac{\bar{q}\bar{r}^{cn}}{\gamma}} \qquad /2/$$

Отметим следующую тонкость, явившуюся, по-видимому, основной причиной того, что необходимость преобразования координат в скалярном произведении показателя экспоненты $e^{i\bar{q}\bar{r}}$ до сих пор не была обнаружена. Если бы мы рассматривали $\bar{q}\bar{r}$ абстрактно без учета поведения $\bar{r}^{cn}$ во времени, то ввиду того, что как $-\bar{p}_0$, так и $-\bar{p}$ с вектором $\bar{q}=\bar{p}-\bar{p}_0$ составляют угол конечной величины, сокращение проекции r_q^{cn} было бы незначительным. Только поэтапное во времени рассмотрение сокращения /сначала - до столкновения, затем - после него/ дает правильный результат.

Предполагая, далее, статическое распределение четным относительно центра частицы $(f(\bar{r})=f(-\bar{r}))$ и разложив экспоненту /2/ в ряд, аналогично[2] получаем

$$\mathcal{F}(q^2)=-e[1-\frac{q^2}{2}<(\frac{r_q^{cn}}{\gamma})^2>+\ldots]; \quad <(\frac{r_q^{cn}}{\gamma})^2>=-\frac{1}{e\gamma^2}\int(r_q^{cn})^2 f(\bar{r})\,d\bar{r} \qquad /3/$$

/интеграл $\int f(\bar{r})\,d\bar{r}$ нормирован на заряд электрона $-e$/.

Итак, в экспериментах по упругому рассеянию слаборелятивистских электронов во встречных пучках в л.с./с.ц.м./ измеряется среднеквадратическая лоренц-сокращенная в $\gamma=\frac{E}{mc^2}$ раз проекция действительного /в с.п. электрона/ размера этой частицы.

Посмотрим теперь, насколько правомерно этот вывод может быть экстраполирован на случай рассеяния электронов ультрарелятивистских.

Здесь релятивистски-инвариантное выражение формфактора обычно записывают в виде[3]

$$\mathcal{F}(q^2)=\int f(x)e^{iqx}\,d^4x, \qquad /4/$$

где четырехвектор передачи энергии-импульса имеет 3 проекции вектора $\bar{q}=\bar{p}-\bar{p}_0$ и 4-ю проекцию $i\Delta E$. Но в случае рассеяния упругого встречающихся с одинаковой /в л.с.=с.ц.м./ энергией E электронов $\Delta E=0$. Поэтому мы вправе записать

$$\mathcal{F}(q^2)=\int f(x)e^{i\bar{q}\bar{r}}\,d^4x, \qquad /5/$$

т.е. экспонента в выражениях /5/ и /2/ одна и та же, откуда и в этом случае формфактор имеет определение /3/, в котором среднеквадратическая проекция $<r_q^2>$ переопределена следующим образом:

$$<r_q^2>=<(\frac{r_q^{cn}}{\gamma})^2>=-\frac{1}{e\gamma^2}\int(r_q^{cn})^2 f(x)d^4x; \quad (\int f(x)d^4x=-e). \qquad /6/$$

Т.о., в экспериментах с ультрарелятивистскими встречными e^+e^--пучками измерялась также среднеквадратическая лоренц-сокращенная в $\gamma=\frac{E}{mc^2}$ раз проекция $\sqrt{<r_q^2>}$.

Учет тождественности электронов-партнеров на результаты проведенного рассмотрения не влияет и может быть выполнен обычными методами.

Оценим теперь коррективы, которые следует внести в интерпретацию имеющихся экспериментальных данных по упругому рассеянию ультрарелятивистских электронов во встречных e^+e^--пучках[4,5]. При оценке будем предполагать, что приводимый в[4,5] предел "неточечности" электрона есть верхний предел среднеквадратической проекции $\sqrt{<r_q^2>}$ радиуса зарядового распределения электрона в л.с./с.ц.м./. Чтобы получить величину этой проекции в с.п. электрона, следует, как мы видели, ее значение в л.с. домножить на фактор $\gamma=\frac{E}{mc^2}$. После домножения имеем: в процессах $e^+e^-\to e^+e^-$[5] при энергиях $2E$ = 5,2 ГэВ; 30 ГэВ; 37 ГэВ $\gamma\cdot\sqrt{<r_q^2>}$ оказались соответственно $\leq 2\times10^{-11}$ см; $\leq 0{,}6\times10^{-11}$ см, $\leq 0{,}7\times10^{-11}$ см. Вместе с тем и при фоторождении e^+e^- при $2E\sim 115$ МэВ $\gamma\sqrt{<r_q^2>}\leq 10^{-11}$ см.

Как видим, все вышеупомянутые измерения при энергиях электронов от 0,0575 до 18,5 ГэВ дают практически одну и ту же величину /верхнего предела/ размера электрона в его с.п. $\sim 10^{-11}$ см $\sim \lambda_c^e$ ($=3{,}86\times10^{-11}$ см/. Напомним, что большой радиус в кольцевой модели электрона[6] $R=3{,}87\times10^{-11}$ см.

В заключение искренне благодарю Г.В.Ефремова, В.К.Игнатовича, П.С.Исаева и В.И.Лущикова за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Йенни Д., Леви М., Рейвенхолл Д. Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М., ИЛ., 1958.
2. Матора И.М. ОИЯИ, Р4-85-18, Дубна, 1985.
3. Райдер Л. Элементарные частицы и симметрии. Наука, М., 1983.
4. Wiik B.20-th Intern.Conf. on High Energy Phys., Madison, Wisconsin (1980); N.-Y. Amer.Inst. of Phys., 1981, p.1379.
5. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. Энергоатомиздат, М., 1984.
6. Матора И.М., ОИЯИ, Р4-8181, Дубна, 1981; Р4-81-774, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 мая 1985 года