Письма в ЖЭТФ

Т. 9 *1969* *Вып. 2*

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КАРТИНЕ РАССЕЯНИЯ γ-КВАНТОВ НА НУКЛОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГЕЯХ

Б.Л.Иоффе

Некоторое время назад в работе Грибова, Померанчука и автора [1] был поставлен вопрос о том, какие расстояния играют роль в процессах рассеяния частиц при высоких энергиях. В настоящей работе будет показано, что в случае рассеяния виртуальных γ-квантов на нуклонах (что соответствует реальному процессу электророждения) этот вопрос может быть выяснен экспериментально, и тем самым установлена пространственно-временная картина процесса рассеяния $\gamma + p \to \gamma + p$ при малых значениях интервала $x_\mu^2 = t^2 - \mathbf{x}^2$.

Рассмотрим мнимую часть амплитуды рассеяния вперед виртуального γ-кванта с массой $q^2 = q_0^2 - \mathbf{q}^2$ на нуклоне $M_{\mu\nu}(q_0, q^2)$, где q_0 и $\mathbf{q}$ – энергия и импульс γ-кванта[1]. Сильные взаимодействия будем учитывать точно, а электромагнитные в e^2-приближении. При $q^2 < 0$ $\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}(q_0, q^2)$ известным образом связано с полным сечением электророждения адронов на нуклоне $d^2\sigma/dq^2 dq_0$ (см., например, [2]):

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 dq_0} = \frac{E'}{E}\,\frac{4\pi a^2}{q^4}\left[\cos^2\frac{\theta}{2} W_2(q_0, q^2) + \right.$$
$$\left. + 2\sin^2\frac{\theta}{2} W_1(q_0, q^2)\right], \qquad (1)$$

$$\mathrm{Im} M_{\mu\nu}(q_0, q^2) = p_\mu p_\nu W_2(q_0, q^2) -$$
$$- \delta_{\mu\nu} W_1(q_0, q^2) + \text{члены, пропорциональные } p_\mu q_\nu,\ p_\nu q_\mu,\ q_\mu q_\nu. \qquad (2)$$

Здесь θ – угол рассеяния электрона, $q_0 = E'$, E и E' – начальная и конечная энергии электрона, p_μ – 4-импульс протона (по проекциям спина протона усреднено). $\mathrm{Im} M_{\mu\nu}(q_0, q^2)$ может быть записано в виде

[1] Указана только зависимость $M_{\mu\nu}$ от инвариантных переменных $pq = mq_0$ и q^2.

$$\mathrm{Im}M_{\mu\nu}(q_0, q^2) = \int d^4x e^{iqx} A_{\mu\nu}(x, p), \qquad (3)$$

причем в обычной теории

$$A_{\mu\nu}(x, p) = \langle p | [j_\mu(x), j_\nu(0)] | p \rangle . \qquad (4)$$

В дальнейшем все вычисления будут проводиться в лабораторной системе, где $\mathbf{p} = 0$. Нас будет интересовать область значений t и $\mathbf{x}$, дающих существенный вклад в интеграл (3) при больших энергиях. Заметим, что в общем случае функцию $A_{\mu\nu}(x, p)$ нельзя определить из данных по электророждению с помощью формулы (3), поскольку при обратном фурье-преобразовании в интеграл войдут значения $\mathrm{Im}M_{\mu\nu}(q_0, q^2)$ при $q^2 > 0$, которые не имеют места в процессе электророждения, а возникают только в практически неосуществимом процессе $e^+ + e^- + p \to$ адроны.

Пусть q_0 велико: $q_0 \gg m$ и $q^2 \ll q_0$ [1]. Выбрав ось z вдоль направления $\mathbf{q}$ и разложив $|\mathbf{q}| = \sqrt{q_0^2 - \mathbf{q}^2}$ по степеням q^2/q_0^2, выражение (3) можно записать, как

$$\mathrm{Im}M_{\mu\nu}(q_0, q^2) = \int d^4x e^{iq_0(t-z) + i(q^2/2q_0)z} A_{\mu\nu}(x, p) . \qquad (5)$$

При больших q_0 в интеграле в формуле (5) играют роль малые значения $t - z \sim 1/q_0$. При этом, как обсуждалось в [1], могут иметь место два существенно различных поведения $A_{\mu\nu}(x, p)$. Первая возможность состоит в том, что при $t - z \to 0$ играют роль большие, растущие, как $(t-z)^{-1}$, продольные расстояния $z \sim [m_0^2(t-z)]^{-1}$, где m_0 – некоторая эффективная масса. Такая возможность возникает, например, в том случае, если зависимость $A_{\mu\nu}(x, p)$ от x^2 такова, что играют роль конечные значения $x^2 \sim 1/m_0^2$. Другая возможность заключается в том, что при $t - z \to 0$ играют роль конечные (или растущие медленнее, чем $(t-z)^{-1}$) значения z.

Из уравнения (5) непосредственно видно, что эти две возможности приводят к существенно различному поведению $\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}$, как функции q_0 и q^2. Действительно, рассмотрим $\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}$ в области таких значений q_0

---

[1] Условие $q^2/q_0^2 \ll 1$ следует из кинематики в том случае, когда $-q^2/m^2 \gg 1$. В самом деле, из равенства $q + p = p_n$, где p_n – 4-импульс возникающего в процессе электророждения адронного состояния (т.е., реального промежуточного состояния в выражении (4), следует $2mq_0 = -q^2 + p_n^2 - m^2$ или, поскольку $p_n^2 \geq m^2$, $q_0 \geq (1/2) \times \times(-q^2/m) \gg \sqrt{q^2}$.

и q^2, что $-q^2/2m_0 q_0 \ll 1$. Тогда в том случае, если осуществляется первая возможность, $(q^2/2q_0)z \sim q^2/m_0^2$, и в (5) при больших q^2 возникает быстро осциллирующий с изменением q^2 при фиксированном q_0 экспоненциальный множитель, который приведет к быстрому изменению $\mathrm{Im} M_{\mu\nu}$. В случае второй возможности величина $(q^2/2q_0)z$ мала при $-q^2/2m_0 q_0 \ll 1$, и, следовательно, $\mathrm{Im} M_{\mu\nu}$ не зависит от q^2 в этой области значений переменных.

Мы приходим, таким образом, к следующему выводу. Если при $q_0 \gg m_0$ и $-q^2/2m_0 q_0 \ll 1$ инвариантные функции $w_2(q_0, q^2)$ и $w_1(q_0, q^2)$, определяющие полное сечение электророждения (1), существенно меняются с изменением q^2 при фиксированном q_0, то в процессе рассеяния γ-квантов на нуклоне при высоких энергиях играют роль большие, растущие линейно с ростом энергии, продольные расстояния. Если же при $q_0 \gg m_0$ и $-q^2/2m_0 q_0 \ll 1$ функции $w_2(q_0, q^2)$ и $w_1(q_0, q^2)$ практически не меняются с изменением q^2 при фиксированном q_0, то в этом процессе играют роль конечные (или растущие медленнее, чем $(t-z)^{-1}$) продольные расстояния[1].

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [3] указывают на то, что в интересующей нас области переменных $q_0 \gg m$, $-q^2/2mq_0 \ll 1$ функция $w_2(q_0, q^2)$ не зависит от q^2 и

$$w_2(q_0, q^2) = \mathrm{const}/q_0. \tag{6}$$

Таким образом, экспериментальные данные говорят в пользу того, что в процессе рассеяния γ-квантов на нуклонах играют роль конечные продольные расстояния (или, по крайней мере, роль членов, отвечающих большим расстояниям, сравнительно невелика).

Интересно выяснить, при каком поведении функции $A_{\mu\nu}(x, \rho)$ (4), т.е., матричного элемента от коммутатора токов, возникает асимптотическая зависимость (6). В силу условия причинности, значения x^2 в $A_{\mu\nu}(x, \rho)$ должны удовлетворять неравенству $x^2 = (t-z)(t+z) - \rho^2 > 0$, где ρ – поперечное расстояние[2]. Отсюда при $t - z \sim 1/q_0$ и конечных

[1] Поскольку мы не знаем величины m_0, то для того, чтобы отличить две указанные возможности, нужно рассматривать достаточно большую область изменения q^2 – порядка нескольких $(Гэв/c)^2$.

[2] Во избежание недоразумений следует подчеркнуть, что x – это расстояние между точками испускания и поглощения γ-кванта, а не между координатами γ-кванта и нуклона.

z следует, что поперечные расстояния ρ стремятся к нулю с ростом энергии $\rho^2 \approx 1/m_0 q_0$. Имея это в виду и используя (3), нетрудно получить, что асимптотическому поведению (6), т.е., $\mathrm{Im} M_{\mu\nu} \approx 1/q_0$, соответствует следующее поведение $A_{\mu\nu}(x, p)$ при $t - z \to 0$

$$A_{\mu\nu}(x, p) = f_{\mu\nu}(x, p)\delta(x^2), \tag{7}$$

где $f_{\mu\nu}(x, p)$ фактически зависит только от одной инвариантной переменной $px = mt$.

Очевидно, что все сказанное выше, непосредственно может быть перенесено на процесс $\nu_\mu + p \to \mu$ + адроны.

Выражаю глубокую благодарность В.Н.Грибову за ценные обсуждения и замечания.

Поступило в редакцию
10 декабря 1968 г.

Литература

[1] В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук. ЯФ, 2, 768, 1965.

[2] J. Bjorken. International School of Physics "Enrico Fermi", Course 41, Varenna, Italy, 1967.

[3] W. Panofsky. Vienna Conference of High Energy Physics, 1968.