

*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 7, стр. 485 – 488*      5 апреля 1974 г.

## ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ И ГЛУБОКО НЕУПРУГОЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ МЮОННОЙ ПАРЫ

*Э. А. Чобан*

Рассматривается глубоко неупругое электророждение мюонной пары в кинематической области, где наибольший вклад дают партонные диаграммы. Получено дифференциальное сечение процесса, сравнение которого с экспериментом позволит проверить справедливость партонной модели.

В последнее время большое внимание уделяется рассмотрению глубоко неупругих инклузивных процессов с участием двух фотонов. Исследование подобных процессов интересно потому, что оно дает возможность проверить справедливость партонной модели. Настоящая работа посвящена описанию глубоко неупрого электророждения мюонной пары

$$e^+ + p \rightarrow e^- + \mu^+ + \mu^- + X \quad (1)$$

в партонной модели, причем под  $X$  подразумевается произвольное адрионное состояние. В дальнейшем будем считать, что спин партона равен  $1/2$ , ибо это не противоречит имеющимся экспериментальным данным по глубоко неупругому  $e\gamma$ -рассеянию [1]. Партонные диаграммы процесса (1) изображены на рис. 1, а на рис. 2,3 приведены диаграммы новых процессов, причем к диаграмме 2 надо добавить диаграмму с пе-

рестановкой точек испускания фотонов, а к диаграмме 3 – диаграмму с перестановкой мюонов.

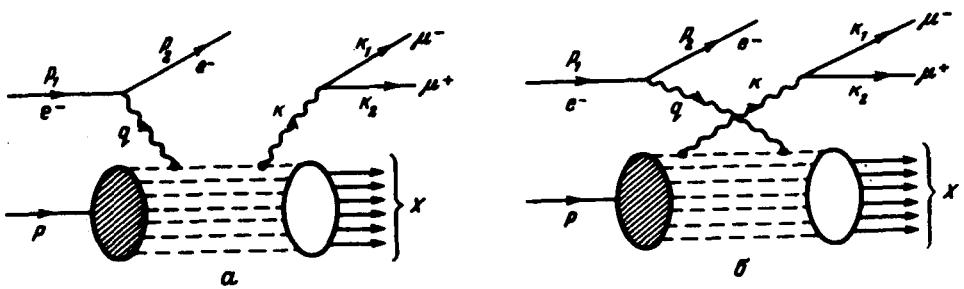


Рис. 1

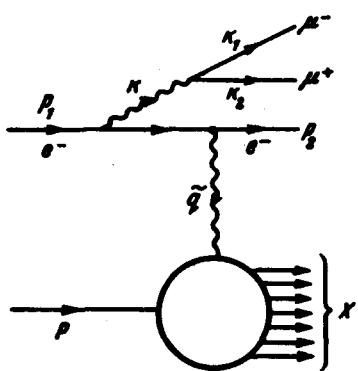


Рис. 2

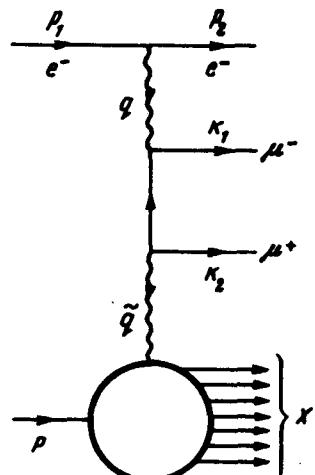


Рис. 3

Найдем кинематическую область, где, во-первых, справедливо импульсное приближение в партонной модели, а, во-вторых, можно пренебречь вкладом диаграмм для фоновых процессов и их интерференцией с партонными диаграммами. Все обозначения для импульсов, используемые в дальнейшем, приведены на рис. 1 2, 3. Будем рассматривать бъергеновскую область  $\tilde{q}P, -\tilde{q}^2 \sim EM \gg M^2$ , причем  $\omega = -\tilde{q}^2 / 2\tilde{q}P$  является фиксированной величиной. Здесь  $\tilde{q} = q - k$ ,  $M$  – масса нуклона, а  $E$  – энергия начального электрона в лабораторной системе нашего процесса (лаб. система). Кроме того, потребуем выполнения условий  $qP, -q^2 \sim EM \gg M^2$ . Однако указанных выше условий недостаточно для использования импульсного приближения. Как показано в работах [2 – 4], можно пренебречь многократными партонными процессами лишь тогда, когда будет большой величина  $P_T^2 = ut/s$ , являющаяся квадратом поперечной составляющей импульса, переданного частице  $C$  в инклузивном процессе  $A + B \rightarrow C + X$ , причем для процесса (1)  $s = (P + q)^2$ ,  $t = \tilde{q}^2$ ,  $u = (P - k)^2$ . Поэтому будем рассматривать  $\nu_0 - \nu \sim E$ , где  $\nu_0$  и  $\nu$  – соответственно энергия пространственно-подобного фотона и энергия системы адронов в нашем процессе, заданные в лаб. системе и связанные с используемыми выше инвариантами равенствами  $\nu_0 M = qP$ ,  $\nu M =$

$= \tilde{q}P$ . Таким образом, условия применимости импульсного приближения в партонной модели могут быть сформулированы следующим образом:

$$\tilde{q}P, -\tilde{q}^2, qP, -q^2, (\nu_0 - \nu)M \sim EM \gg M^2. \quad (2)$$

Теперь получим условия, при которых можно пренебречь вкладом диаграмм, описывающих фоновые процессы. Будем интересоваться малыми значениями инвариантной массы мюонной пары  $\kappa^2 = (k_1 + k_2)^2$ : по сравнению с величинами (2), но большими по сравнению с  $M^2$ , оставаясь в глубоко неупругой области

$$EM \gg \kappa^2 \gg M^2. \quad (3)$$

В этом случае можно пренебречь вкладом диаграмм, соответствующих двухфотонному механизму, одна из которых изображена на рис. 3. Чтобы отбросить диаграммы бете-гитлеровского процесса (1) (см. рис. 2), найдем кинематическую область, где знаменатель пропагатора партона на диаграмме 1,  $a$  будет порядка  $\kappa^2$ . Нетрудно показать, что эта область характеризуется условиями

$$E' - E'_0 \sim \kappa^2/M, \quad E'_0 = E [1 - (\sqrt{1 + 4\beta} - 1)/2\beta], \quad (4)$$

$$\beta = 2E^2(1 - \cos \theta_1) / |q^2|, \quad \phi_1^2 \sim \kappa^2/EM,$$

где  $E'$  – энергия рассеянного электрона в процессе (1),  $\theta_1$  – угол между импульсами  $\mu^-$ -мезона и начального электрона, а  $\phi_1$  – азимутальный угол между плоскостями импульсов  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_1$ ,  $k_1$ , причем все названные величины заданы в лаб. системе. Однако условия (2), (4) должны быть дополнены ограничениями на угол  $\theta_1$ . Действительно,  $\tilde{q}^2 \sim q^2$  в условиях (2) будет лишь в случае  $1 - \cos \theta_1 \lesssim M/E$ . С другой стороны, нельзя рассматривать  $1 - \cos \theta_1 \sim \kappa^2/E^2$ , ибо тогда знаменатель пропагатора электрона на диаграмме 2 окажется порядка  $\kappa^2$ . Кроме того, получающаяся ниже зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния  $\mu^+$ -мезона в лаб. системе, обозначаемого через  $\theta_2$ , справедлива лишь для  $1 - \cos \theta_2 \sim 1$ . Поэтому имеем:

$$\kappa^2/E^2 \ll 1 - \cos \theta_1 \lesssim M/E, \quad 1 - \cos \theta_2 \sim 1. \quad (5)$$

Таким образом, в кинематической области (2) – (5) дифференциальное сечение процесса (1) целиком определяется вкладом партонных диаграмм 1,  $a$ , 1,  $b$  для вычисления которого применимо импульсное приближение. Отметим, что процесс (1) рассматривался также в работе [5] с использованием алгебры билокальных операторов. Однако кинематическая область, в которой проводилось рассмотрение, характеризовалась в наших обозначениях условиями  $-q^2, \kappa^2, \nu_0 M > \nu M, -\tilde{q}^2 > M^2$ .

Рассматриваемая нами область (2) – (5) соответствует рождению в лаб. системе  $\mu^-$ -мезона с энергией порядка  $E$  под малыми углами  $\theta_1$  и  $\mu^+$ -мезона с энергией порядка  $\kappa^2/E$  под большими углами  $\theta_2$ . При этом угол  $\phi_1$  меняется в малой области близи значения  $\phi_1 = 0$ . Возможна симметричная область, когда  $\mu^-, \mu^+$  меняются местами. Для ее получения надо в (4), (5) сделать замены  $\phi_1 \rightarrow \phi_2$ ,  $\theta_1 \rightarrow \theta_2$ .

Учитывая сказанное выше, получим дифференциальное сечение процесса (1) в кинематической области (2) – (5) в виде:

$$d\sigma = \frac{a^4 ME^2 (1 + \gamma^2) \omega F(\omega)}{2\pi^2 q^8 (1 - \gamma)^3 R (1 - \cos \theta_2)^2} [1 + (1 + q^2/2ME\omega)^2] dE' d(-q^2) dy dk^2 \times \\ \times d\cos \theta_1 d\cos \theta_2 d\phi_1.$$

где введены следующие обозначения:

$$R = [\sqrt{E'E} - (E - E')\sqrt{\beta}]^2 + (E - E')\sqrt{\beta E'E} \phi_1^2 + \kappa^2 y E^2 / |q^2| (1 - \gamma)^2,$$

$$F(\omega) = \omega \sum_N P(N) f_N(\omega) \sum_{i=1}^N Q_i^4, \quad \gamma = \nu/(E - E'_o), \quad \omega = -q^2/2M(E - E'_o), \quad (7)$$

причем  $P(N)$ ,  $f_N(\omega)$  – обычные вероятности, используемые в партонной модели,  $Q_i$  – заряд  $i$ -го партонна, а величины  $E'_o$ ,  $\beta$  определяются равенствами (4). Отметим, что работая в области (4), мы имеем  $\tilde{q}^2/\nu = -q^2/\nu_o$  с точностью до членов  $\sim \kappa^2/EM$ . Это учтено в выражении (7) для  $\omega$ .

Все величины в правой части (6), исключая функцию  $F(\omega)$ , известным образом зависят от кинематических переменных. Отсюда следует что если в эксперименте отношение дифференциального сечения (6) к этим величинам обнаружит зависимость лишь от скейлинговой переменной  $\omega$ , то партонная модель справедлива. Дадим оценку  $d\sigma$  в области (2) – (5), рассматривая  $\kappa^2/EM \approx 1/5$ ,  $M/E \approx 1/10$ ,  $\omega = 1/4$ . Полагая  $Q_i = 1$ , что позволяет взять  $F(\omega)$  из данных работы [1], получим из формулы (6) дифференциальное сечение порядка  $10^{-39} \text{ см}^2$ .

Автор глубоко благодарен В.М.Шехтеру за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию  
1 марта 1974 г.

### Литература

- [1] G.Miller, E.D.Bloom, G.Buschhorn et al. Phys. Rev., D5, 528, 1972.
- [2] R.Blanckenbecler, S.J.Brodsky, J.F.Gunion. Phys. Lett., B42, 461, 1972.
- [3] J.F.Gunion, S.J.Brodsky, R.Blanckenbecler. Phys. Rev., D6, 2652, 1972.
- [4] S.J.Brodsky, J.F.Gunion, R.L.Jaffe. Phys. Rev., D6, 2487, 1972.
- [5] J.Iliopoulos, E.A.Paschos. Phys. Rev., D6, 1340, 1972.