

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 6, стр. 426 – 429 20 сентября 1974 г.

**ОЦЕНКА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ СЕЧЕНИЯ
РОЖДЕНИЯ СУПЕРЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

P.B. Коноплич, Н.Н. Николаев

В рамках партонной модели получено соотношение между нижней границей сечения рождения пар тяжелых частиц и сечением рождения тяжелых мюонных пар. Получен скейлинговый закон для нижней границы сечения $\sigma(h_1 h_2 \rightarrow R_1 R_2 + X) = \sigma_0 (M_p/M)^5 f(M^2/S)$. Показано, что в партонной модели рост полного сечения PP -рассения при энергиях НАЛ-ISR может быть объяснен пороговым эффектом в рождении $N\bar{N}$ пар.

1. В настоящей работе обсуждается рождение пар тяжелых частиц в инклюзивных реакциях



при высоких энергиях в рамках партонной модели. Обсуждаемая задача представляется актуальной как в связи с анализом возможностей экспериментального поиска суперзаряженных частиц, предсказываемых в калибровочных теориях слабого взаимодействия (обсуждение свойств суперзаряженных адронов см. в работе [1] и в лекциях [2]), так и для интерпретации экспериментов по поискам кварков, отрицательный результат которых объясняется обычно большой массой кварков. Оценки сечения рождения тяжелых частиц важны и для анализа возможности объяснения роста полных сечений при энергиях НАЛ-ISR "пороговым" эффектом, связанным с рождением тяжелых частиц.

2. Основным утверждением работы является то, что в рамках партонной модели существует соотношение

$$\sigma_{R_1 R_2}(S, M) \gtrsim \frac{16 <|T|^2> k_0^3}{\alpha^2 <Q_p^2> M^2} \quad \frac{d\sigma_{\mu\bar{\mu}}(S, M)}{dM} = \sigma_0 \left(\frac{m_p}{M}\right)^5 f\left(\frac{M^2}{S}\right) \quad (1)$$

между нижней границей сечения рождения пары тяжелых частиц с суммарной массой M и сечением рождения мюонных пар той же массы. В (1) $\alpha = 1/137$, $k_0 \approx 1 \text{ Гэв}$ – характерный относительный импульс тяжелых адронов пары, $<|T|^2> \approx 10^{-2} - 10^{-1}$ – характерный квадрат парциальной амплитуды реакции аннигиляции пары партонов в рождаемые частицы вблизи порога



Как это следует из (1), зависимость сечения рождения пары от массы M и квадрата полной энергии S имеет скейлинговый характер. Для численных оценок при $0,1 \lesssim M^2/S \lesssim 0,5$ скейлинговая функция согласно эксперименту [3] имеет вид $f(M^2/S) = \exp(-10M^2/S)$, а экспериментальное сечение рождения мюонных пар отвечает оценке для σ_0 : $\sigma_0 \approx 0,5 - 5 \text{ мбн}$.

Вывод соотношения (1) основан на том, что в партонной модели супернейтральная пара частиц может рождаться в центральной области инклюзивного спектра в основном в реакции аннигиляционного типа (2). Вблизи порога реакции (2) пара рождается только в S - волне с сечением, определяемым практически кинематикой:

$$\sigma_{R_1 R_2} = 4\pi \chi^2 <|T|^2> \frac{k_f}{k_{in}}, \quad (3)$$

где $<|T|^2>$ – эффективный квадрат амплитуды парциальной волны, а множитель k_f/k_{in} отвечает подавлению сечения реакции фазовым объемом.

Этот механизм рождения пары полностью аналогичен механизму Дрелла – Яна [4] рождения тяжелых мюонных пар, когда в мюонную пару аннигилируют партон и антипартона с сечением

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \mu\bar{\mu}} = \frac{4}{3} \pi \alpha^2 Q_p^2 \frac{1}{M^2}, \quad (4)$$

где Q_p – заряд партона. Соотношение (1) получается заменой сечения (4) в формуле Дрелла – Яна сечением (3) и после обрезания интеграла по инвариантной массе пары при относительном импульсе частиц пары $k_0 \approx 1 \text{ Гэв}$. Важно то, что мы получаем при этом оценку именно для нижней границы сечения рождения пары, так как обсуждаемый механизм рождения пары не интерферирует из-за различных конечных партонных состояний с механизмом фрагментации партонов в пару.

3. Приведенная выше оценка для величины $<|T|^2>$ может быть получена непосредственно из эксперимента, если учесть, что рождение пар тяжелых резонансов вблизи порога идет в тех же условиях, что и

реакция (2). Проведенное сравнение имеющихся экспериментальных данных с формулой (3) показало, что величина $\langle |T|^2 \rangle$ одного и того же порядка в самых различных реакциях независимо от величины странности и заряда в кроссинговом канале и не обнаруживает тенденции к падению с ростом суммарной массы. Это дает, на наш взгляд серьезное основание полагать, что величина $\langle |T|^2 \rangle$ будет того же порядка и для реакций (2) и также не будет падать с массой.

Если представлять реакцию $p_1 p_2 \rightarrow R_1 R_2$ идущей через глюон в прямом канале, то независимость $\langle |T|^2 \rangle$ от массы отвечает отсутствию сильно падающего с массой формфактора в вершине перехода глюона в пару $R_1 R_2$ на пороге. Это представляется естественным в партонной модели, где формфактор при больших переданных импульсах обусловлен тем, что быстрый адрон состоит из большого числа партонов и где нет специальных причин для существования формфактора в пороговой области. Имеется помимо этого и прямое экспериментальное указание, что формфактор адрона на пороге не мал. Так, согласно эксперименту [5] формфактор протона в реакции $e^+ e^- \rightarrow p\bar{p}$ при $S = 4,5 \text{ Гэв}^2$ равен $F_p = 0,3$ и почти на порядок больше, чем это следует из дипольной оценки.

4. Как было показано в работе [1], наиболее характерным для суперзаряженных адронов является большая, порядка единицы, парциальная ширина β -распадов. Поэтому экспериментально реакция рождения пары $R_1 R_2$ выглядела бы как аномальное прямое рождение пар $e^+ e^-$, $e^+ \mu^-$, $e^- \mu^+$, $\mu^- \mu^+$ с одинаковыми сечениями и спектрами пар. Учитывая, что на обычных ускорителях можно измерять сечения $\sigma \approx 10^{-38} - 10^{-37} \text{ см}^2$, из соотношения (1) получаем, что на ускорителе ИФВЭ можно проверить существование суперзаряженных адронов с массами вплоть до $4 - 5 \text{ Гэв}$, а на ускорителе НАЛ при энергии $E = 400 \text{ Гэв}$ — с массами до $10 - 12 \text{ Гэв}$. В экспериментах на встречных пучках в ЦЕРН'е при чувствительности к сечениям $\sigma \approx 10^{-34} \text{ см}^2$ можно дойти до масс порядка 6 Гэв . Соответствующие эксперименты были бы очень интересны, так как теоретически массы суперзаряженных адронов ограничены сверху: $m_R \lesssim 5 - 7 \text{ Гэв}$ (см. обзор [6]).

Заметим, что эти оценки чувствительности экспериментов на различных ускорителях к суперзаряженным частицам относятся также и к поискам кварков и цветных частиц, если их рождение подавлено только большими массами, а не специфическими механизмами сильной связи типа инфракрасной катастрофы в теориях с калибровочными цветовыми сильными взаимодействиями.

5. В партонной модели существует специфический большой параметр порядка 10^2 , приводящий к тому, что рождение тяжелых частиц с суммарной массой M становится неподавленным только при $S \gtrsim 10^2 M^2$ в нуклон-нуклонных столкновениях. Это связано с тем, что согласно результатам нейтринных экспериментов плотность антитартонов в нуклонах существенно меньше плотности партонов вплоть до очень маленьких $x \lesssim \bar{x}_0 \approx 0,03$. В силу этого скейлинговая функция $f(\tau)$ должна быстро расти с уменьшением τ вплоть до $\tau_0 \approx x_0 \bar{x}_0 = 10^{-2}$. При $\tau < \tau_0$ функция $f(\tau)$ растет логарифмически, что отвечает просто логарифмическому росту множественности. Для рождения NN пар это означа-

ет, что асимптотический режим рождения $N\bar{N}$ пар устанавливается только при $S \gtrsim 4m_p^2 \bar{x}_o^2 \approx 4000 \text{ Гэв}^2$, когда в пару $N\bar{N}$ аннигилируют партон и антипартон из равновесных морей сталкивающихся пуклонов и когда прекращается рост полного сечения, обусловленный рождением $N\bar{N}$ пар. Отсюда видно, что в партонной модели для рождения тяжелых частиц с сохраняющимися квантовыми числами существует своеобразный пороговый эффект, связанный с поздним появлением плотности антипартона. Если применить формулу (1) к рождению $N\bar{N}$ пар, хотя строго говоря она справедлива только при $M \gg 1 \text{ Гэв}$, то удовлетворительно объясняется порядок величины наблюдаемого роста pp -сечения.

Экспериментально хорошо известно, что если вычесть из полного сечения рождения антипротонов, то остающееся сечение практически постоянно. Известно и то, что рождение антипротонов не может быть описано реджевским подходом. В партонной модели, как это описано выше, оба факта естественно объясняются поздним появлением плотности антипартона.

Так как в мезонах антипартоны являются велентными партонами, то согласно описанной картине в мезон-пуклонном рассеянии рост полных сечений должен начинаться существенно раньше, чем в протон-протонном рассеянии. Это находится в соответствии с результатами, полученными в НАЛ (частное сообщение проф. Бьёркена). Для проверки обсуждаемого объяснения роста полных сечений было бы важно выяснить, в какой степени экспериментально рост сечений связан с ростом сечения рождения $N\bar{N}$ пар.

Один из авторов (Н.Н.Н.) благодарен Е.Д.Жижину за полезные обсуждения и проф. Дж. Бьёркену и Г.Абарбанелу (США) за информацию о нейтринных экспериментах и измерениях полных сечений в НАЛ.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июля 1974 г.

Литература

- [1] Н.Н.Николаев . Письма в ЖЭТФ, 18, 447, 1973.
- [2] Л.Б. Окунь. Кварки и партоны. Лекции на Всесоюзной школе по современным проблемам теории ядра, изд. МИФИ, 1974.
- [3] J.H.Christenson, G.S.Hicks, L.M.Lederman, P.J.Limon, B.G.Pope, E.Zavattini. Phys. Rev. D8, 2016, 1973.
- [4] S.D.Drell, T.-M.Yan. Phys. Rev. Lett., 25, 316, 1970.
- [5] C.Bernardini. Cornell 1971 International Conference on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell Univ. Press. 1972.
- [6] А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. УФН, 110, 685, 1974.