О СЕЧЕНИИ ГЕНЕРАЦИИ КВАРКОВ

В.М.Максименко, И.Н.Сисакян, Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский

Отсутствие кварков q в pN-соударениях на ускорителях и в космических лучах создало убеждение, что их масса m_q много выше порога генерации, $m_q \sim (8 \div 16) m_N$ и более (m_N - масса нуклона), причем думают, что их сечение генерации σ_q не может быть много меньше, чем $\sim 10^{-3} \div 10^{-4} \sigma_0$, где $\sigma_0 \approx 30$ мб-сечение неупругого NN-соударения. Мы покажем, однако, что и независимые эксперименты, и теория приводят к $\sigma_q \sim \exp(-2m_q/\mu)$, μ-масса пиона, так что всякое увеличение m_q на m_N снижает σ_q на ~ 5 порядков. Уже при $m_q = 2{,}5 m_N$, $\sigma_q \sim 10^{-10} \sigma_0$. Проделанные опыты означают лишь, что $m_q > 2{,}5 m_N$, обнаружить же кварки чрезвычайно трудно. Причина этого - конкуренция каналов с π-генерацией; статистически гораздо вероятнее вылет $2m_q/\mu$ пионов, чем пары $q\tilde{q}$. Мы считаем при этом (и это фундаментально), что на расстояниях $\sim m_N^{-1} \div \mu^{-1}$ взаимодействие qN и $q\pi$ - в основном обычное для NN и πN : поскольку возможен виртуальный распад $q \to q + (q + \tilde{q}) \equiv q + \pi \to q$, у q должна быть обычная пионная оболочка (и другие обычные оболочки меньшего радиуса).

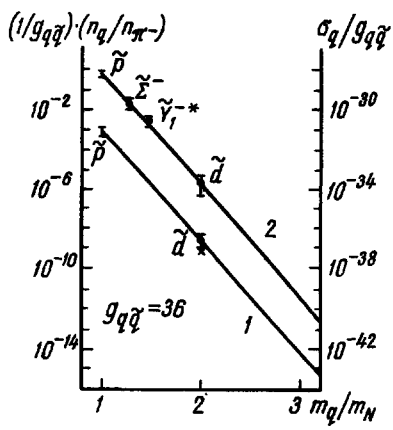
I. <u>Эксперимент</u>. Зависимость сечения генерации пар тяжелых сильновзаимодействующих частиц от их массы можно извлечь из опытов на ускорителях по генерации $\tilde{p}$ и $\tilde{d}$, а также $\tilde{\Sigma}^-$ и $\tilde{Y}_1^{-*}$. Отношение их чисел $n_{\tilde{p}}$, $n_{\tilde{d}}$ к числу пионов n_{π^-} в акте p-Be-соударения (практически то же для pN -соударения), а также $d^2\sigma_{\tilde{d}}/d\Omega dp$ для

$\tilde{d}$ на Be, например при $E_{лаб}$ = 30 Гэв, угле вылета $\theta_{лаб}$ =4,5°, импульсе вторичных p = 5Гэв/с, таковы [1,2] :

$$\frac{n_{\tilde{p}}}{n_{\pi^-}} = (1\pm0,1).10^{-2}; \quad \frac{n_{\tilde{d}}}{n_{\pi^-}} = (5,5\pm1,5).10^{-8};$$

$$\frac{d^2\sigma_{\tilde{d}}}{d\Omega dp} = 7.10^{-33}\ см^2\cdot стер\cdot(Гэв/с)^{-1}.$$

Отсюда оцениваем сечения генерации $\sigma_{\tilde{p}}$ и $\sigma_{\tilde{d}}$ при pN-соударении (неточность знания n_{π^-}, углового и импульсного распределений $\tilde{p}$, $\tilde{d}$ и π^- и размеров ядра может изменить результат на порядок, речь же идет о гораздо больших эффектах). Но $\sigma_{\tilde{d}}$ лишь фактором $\lesssim$ 6 отличается от σ генерации точечной частицы той же массы [3] : $\tilde{N}$ вылетают в с.ц.и. с $p\sim$ 200 Мэв и легко образуют $\tilde{d}$ (ср.большое сечение $p+p\to\pi+d$ реакции при $\sim$300 Мэв). Поэтому, учитывая спин- и изотоп-факторы $g_{\tilde{p}N}$ = 2·4=8; g_{π^-}=1, $g_{q\tilde{q}}$ = (g_q^2) = 6·6=36;



$g_{\tilde{d}NN}$ = 3·4·4 = 48, получаем:

m_q/m_N =	1	2
$n_{\tilde{q}}g_{\pi^-}/n_{\pi^-}g_{q\tilde{q}}$ =	$n_{\tilde{p}}g_{\pi^-}/n_{\pi^-}g_{\tilde{p}N}=(1\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(1\div6)n_{\tilde{d}}g_{\pi^-}/n_{\pi^-}g_{\tilde{d}NN}=(0,1\div1)\cdot10^{-8}$;
$\sigma_q/g_{q\tilde{q}}$ =	$(6\div2)\cdot10^{-29}$ см²	$(0,5\div5)\cdot10^{-34}$ см².

На рисунке через пары точек, m_q/m_N = 1 и 2, проведены интерполяционные кривые следующего вида:

1) $\dfrac{n_q}{g_{q\tilde{q}}\, n_{\pi^-}} = A\left(\dfrac{m_q}{T_k}\right)^3 exp\left(-2m_q/T_k\right)$; $A=6$, $T_k = 0{,}93$ мк;

2) $\dfrac{\sigma_q}{g_{q\tilde{q}}} = a\left(\dfrac{m_q}{T_k}\right)^3 exp\left(-2m_q/T_k\right)$; $a = 4\cdot 10^{-25}$ см^2; $T_k = 0{,}94$ мк.

Приведенные экспериментальные значения поделены на соответствующие спин- и изоспиновые множители (напр. $\sigma_{\tilde{p}}/g_{\tilde{p}N}$ и т.д.). Определены также пары констант - A (a) и T_k. Указаны также σ_Y [4] для $\tilde{\Sigma}^-\Sigma^-$ и $\tilde{Y}_1^{-*}\, Y_1^{-*}$.

2. Теоретические соображения. Указание на возможность фактора $exp\left(-2m_q/\mu\right)$ следует уже из статистического веса Ω_n конечного состояния с большим числом n частиц: $\Omega_n \sim n!\, V^n \sim e^{n\ln(nV)}$. Изменение n на $\Delta n = \dfrac{2m_q}{\mu}$ (замена пары $q\tilde{q}$ на эквивалентное по энергии число пионов) меняет вероятность в $\sim exp(2m_q/\mu)$ раз. Из-за неопределенности "объема генерации" V это рассуждение служит лишь иллюстрацией. Более строгий вывод получается при учете того, что генерируемые в акте множественной генерации частицы разлетаются, взаимодействуя и испытывая превращения, пока их взаимные расстояния не превысят радиус сил μ^{-1}, когда образуется система многих слабо взаимодействующих частиц, т.е. газ температуры $T_k \sim \mu$. Распределение по массам (и импульсам) дается статистиками Бозе и Ферми. Это - основная идея гидродинамической теории Гейзенберга - Ландау, справедливая для распада любого сильно взаимодействующего сгустка, например при центральном NN-соударении или для сильновозбужденного при периферическом соударении центра. Здесь нам не нужны никакие другие черты и детали этой теории - ни множественность, ни динамика разлета, ни уравнение состояния. Отсюда можно найти n_q/n_{π^-}. Нужно различать случаи $n_q \gg 1$, разобранный Беленьким [5], и $n_q \lesssim 1$, когда подсчитывается вероятность редкой флуктуации. Мы получаем ($F_-(x)$ табулирована [5], $F_-(1) \approx 2$):

$$n_q = \frac{g_q}{g_\pi}\,\frac{\sqrt{\pi/2}\; n_\pi}{F_-(\mu/T_k)}\left(\frac{m_q}{T_k}\right)^{3/2} exp\left(-m_q/T_k\right),\quad n_q \gg 1; \qquad (1)$$

$$n_q = \left(\frac{g_q}{g_\pi}\right)^2 \frac{\pi/2 \; n_\pi^2}{\left[F_-(\mu/T_k)\right]^2} \left(\frac{m_q}{T_k}\right)^3 exp\left(-2m_q/T_k\right), \; n_q \lesssim 1. \quad (2)$$

Рисунок соответствует $n_q \lesssim 1$. Очевидно, что согласие с экспериментом очень хорошее: T_k действительно $\sim\mu$ и $A_{теор} \approx 1$ (при $n_\pi \approx 2 \div 3$). Все это соответствует центральному соударению. Его сечение $\sim 0{,}1\,\sigma_0$ (например, процесс типа $\tilde{p}p \to \tilde{\Sigma}^+\Sigma^+$, идущий через обмен странным мезоном и имеющий характер периферической перезарядки [4], сюда не относится).

Даже при очень больших $n_\pi \sim 500$, например при соударении ядра Ca энергии $E_{лаб} > 10^{12}$ эв/нуклон в фотоэмульсии [6], применяя (1) при $n_q \gg 1$ и (2) при $n_q \lesssim 1$, получаем, при $m_q/m_N = 1;\ 2;\ 3$, $n_q \approx 12;\ 0{,}6 \cdot 10^{-3};\ 1 \cdot 10^{-9}$.

3. Выводы. Найденная закономерность имеет общее значение: распад любого возбужденного центра на пионы более выгоден, к нему вновь применимы (1) и (2). То же будет и при электрической генерации, и вообще в любой диаграммной вершине, в которой рождается пара $q\tilde{q}$. Однако при $m_q > 2m_N$ нет экспериментальных точек, а статистическое рассмотрение может оказаться неточным, так как предполагает однородность и равновесность системы. В действительности, при столь малых σ_q ($\sigma_q < 10^{-10}\,\sigma_0$), могут играть роль побочные эффекты: "утечка" частиц из сгустка и т.п.

В этой связи особенно важна следующая возможность. Если сечение взаимодействия q с π и сечение аннигиляции $q\tilde{q}$ почему-либо заметно меньше, чем σ_0 (возможно, достаточно уменьшения на 1÷2 порядка), то вероятность "утечки" генерированных q становится ~ 1. Возникает парадоксальная ситуация: сильно взаимодействующие q генерируются, как показано, с очень малым сечением. Если же кварки на расстоянии $\sim m_N^{-1} \div \mu^{-1}$ взаимодействуют слабо, то они могут рождать-

ся, начиная с некоторой критической энергии E_c (можно оценить $E_c \sim (m_q/\mu)^2 m_N$) с большим сечением.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
II марта 1966 г.

Литература

[1] W.F.Baker et al. Phys. Rev. Lett., 7, 101, 1961.
[2] D.E.Dorfan et al. Phys. Rev. Lett., 14, 1003, 1965.
[3] R.Hagedorn. Nuovo Cim., 25, 1017, 1962.
[4] B.Musgrave et al. Nuovo Cim., 35, 735, 1965.
[5] С.З.Беленький, Л.Д.Ландау. Успехи физ.наук, 56, 309, 1955.
[6] K.Rybicki. Nuovo Cim., 28, 1437, 1963.