

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙНУЮ СТРУКТУРУ АДРОНОВ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОЗИТРОНАМИ

Ф.С.САДЫХОВ, А.И.АХМЕДОВ, М.А.НАМАЗОВ, Г.А.САФАРОВА
Бакинский Государственный Университет

В работе в процессе $e^-e^+ \rightarrow b\nu_e e\bar{b}\bar{\nu}_e$ исследуются образование струй и поведение ширины и эффективного сечения образование адронной струны. Полученное сечение сопоставляется с экспериментальными данными. По модельным представлениям имеет хорошее согласие. В процессе учитывается появление виртуального образования W^\pm -бозонов.

Ярким подтверждением партонных представлений является тот факт, что на опыте во всех жестких процессах наблюдаются проявления адронных струй, конфигурация которых отражает кинематику элементарного процесса взаимодействия партон. В частности, при глубокоэластичном рассеянии лептонов на нуклонах в конечном состоянии формируются две струны, одна из которых отвечает диссоциации кварка после его взаимодействия с лептоном, а другая – фрагментации мишени.

В e^+e^- -аннигиляции при малой энергии струн сильно перекрываются и по этому оказываются ненаблюдаемыми. Разделение на две адронные струны становится заметным лишь при энергии $\sqrt{s} \geq 7 \text{ ГэВ}$. При энергии $\sqrt{s} \geq 20 \div 36 \text{ ГэВ}$ адронные струны проявляются весьма четко. Опыты на установке SPEAR с поперечно-поляризованными e^+e^- -впервые показали, что угловое распределение струй относительно начальных пучков имеет тот же вид, что и в случае рождения пары точечных фермионов. Величина $a = (\sigma_T - \sigma_0) / (\sigma_T + \sigma_0)$ оказалась равной $0.97 \div 0.1$. Угловое распределение струй $\sim (1 + \cos^2 \theta)$ измерено теперь также при энергии $\sqrt{s} \sim 30 \text{ ГэВ}$ на установке PETRA. Эти результаты являются одним из наиболее важных экспериментальных доказательств того, что спин кварка равен $1/2$.

Здесь необходимо отметить, что с точки зрения КХД струн, в принципе, не могут формироваться независимо друг от друга. Дело в том, что в отличие от адронов источники струй-кварки и глюоны являются цветными. В основе экспериментального анализа струй лежит восстановление по импульсам регистрируемых адронов направления вылета породившего их партона (ось струн0 в каждом отдельном событии).

По мере развития ускорительной техники и прогресса экспериментальных исследований электрон-позитронных пучков обнаруживалось существование генерации адронов в струйную структуру. При столкновениях электронов с позитронами возможны, (Fermilab P.O. Box 500, Batavia, USA). например, следующие процессы [1]

$$\left\{ \begin{array}{l} e^- + e^+ \text{ (эластические рассеяние)} \\ \mu^- + \mu^+ \text{ (}\mu^- - \mu^+ \text{ пары)} \\ \text{адроны (генерация адронов)} \\ \text{лептоны с адронами} \\ \dots\dots\dots \end{array} \right.$$

Все эти процессы идут через виртуальный γ -квант. В начальный момент γ -квант рождает пару кварка и антикварка, импульсы которых в их СЦМ коллинеарны и направлены взаимно противоположно. Кварки рождают глюоны, глюоны рождают другие глюоны и так происходит до тех пор, пока передаваемый импульс не станет малым. Таким образом, образуются адронные струны [2].

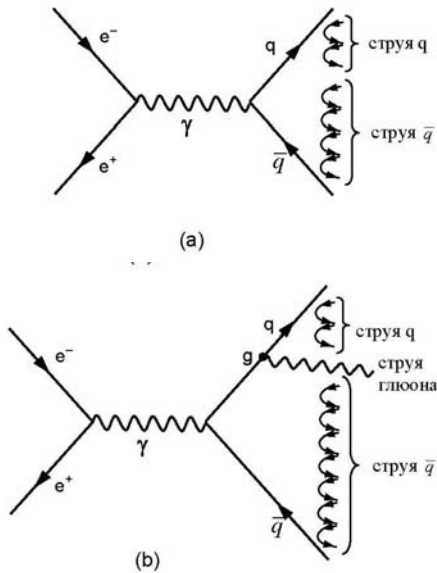


Рис.1. Образование струй.

На этой стадии теории возмущений более не применима рождение глюонам пары кварков и антикварков начинают действовать силы удержания и происходит множественная генерация адронов $SU(3)_c$ -синглета. Адроны наблюдаются в виде двух пучков (кварковых струй) ориентированных вдоль импульсов рожденных в первый момент кварка и антикварка.

Все адроны состоят из шести кварков: u -кварка (up), d -кварка ($down$), S -кварка ($strange$) C -кварка ($charm$) b -кварка ($beauty$), t -кварка

(*top, fauch*) соответствующими зарядами $e_u = e_c = e_t = \frac{2}{3}e$ $e_d = e_s = e_b = -\frac{1}{3}e$

(антикварки $e_{\bar{u}} = -e_{\bar{c}} = e_{\bar{t}} = -\frac{2}{3}e$, $e_{\bar{d}} = e_{\bar{s}} = e_{\bar{b}} = \frac{1}{3}e$) [2].

Операторы этих кварков определяются, таким образом, [3]

$$\text{Изотопик спин: } \hat{I}_3 = \frac{1}{2}\lambda_3 = \frac{1}{2}(A_1^1 - A_2^2); \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\text{Гиперзаряд: } \hat{Y} = \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{1}{2} \lambda_8 = -A_3^3; \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

$$\text{Шарм: } \hat{C} = \frac{1}{4}(1 - \sqrt{6}\lambda_{15}) = \frac{1}{4}(1 + A_2^2),$$

$$\text{Красота: } \hat{B} = \frac{1}{5}(\sqrt{10}\lambda_{24} - 1) = -\frac{1}{5}(1 + A_3^3),$$

$$\text{Тор(fauch): } \hat{t} \equiv \hat{f} = \frac{1}{6}(1 - \sqrt{15}\lambda_{35}) = \frac{1}{6}(1 + A_1^1),$$

где Λ -и A -матрицы Гэлл-Манна и Окубо представляются:

$$\lambda_{15} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_{24} = \frac{1}{\sqrt{10}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_{35} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -5 \end{pmatrix}, \quad A_1^1 = \begin{pmatrix} 5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$A_2^2 = \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad A_3^3 = \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

u, d, s, c, b и t -кварки имеют собственных функций

$$u \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad d = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad c = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad t = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Действия операторов (1) на (3) дает

$$\begin{aligned} \hat{I}_3 u = I_3 u = \frac{1}{2} u, \quad \hat{I}_3 d = I_3 d = -\frac{1}{2} d, \quad \hat{Y}_3 = -1 y = -1 \\ \frac{1}{2} \hat{\lambda}_3 u = \frac{1}{2} u, \quad \frac{1}{2} \hat{\lambda}_3 d = -\frac{1}{2} d \quad \sqrt{\frac{S^4}{3}} \frac{1}{2} \hat{\lambda}_8 y = -1 y \\ \hat{C} c = C c, C = 1, \quad \hat{b} B = b B, b = -1, \quad \hat{f} t = f t. \quad f = +1 \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь в формуле (4) уравнение [3] для оператора Файка (fauch) можем писать

$$\hat{f} t = f t = \frac{1}{6} (1 - \sqrt{15} A_{35}) t = \frac{1}{6} (1 + A_1^1) t = f t \quad (5)$$

Формула (5) позволяет определить собственную функцию и собственное значение оператора fauch (top) найдем

$$t = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad f = +1 \quad (6)$$

Собственное значение оператора fauch имеет значение $+1$. Оператор \hat{f} означает на английском языке top, на арабском языке fauch, на русском «повышенный».

В частности, сечение столкновения с рождением мюон – антимюонных пар дается формулой [1]

$$\sigma(e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+) = \frac{2\pi\alpha^2 \beta (3 - \beta^2)}{3s}, \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{c\hbar} = \frac{1}{137}$, $s = (E_- + E)^2$, β скорость в СЦМ родившихся мюонов. Отношение сечение (Drella) имеет значение

$$R = \frac{\sigma(e^- e^+ \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^- e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+)} = \frac{\Gamma_{\text{пол}}}{\Gamma_{\mu^- \mu^+}} = 3 \sum_{\alpha} Q_{\alpha}^2 \quad (8)$$

в области $\sqrt{s} = E_{cm} \approx 3,8 GeV$ (множитель 3 учитывает цветовые степени свободы) отношение Drellia $4 GeV$ имеет $R \approx 2,5 \pm 0,3$ и после некоторой немонотонности при энергиях $4 - 5 GeV$ сечение поднимается до значения $R = 4,5 - 5$ и затем сохраняет постоянное значение.

В калибровочной теории квантовая хромодинамический лагранжиант кварковых и глюонных полей представляется в виде [4] взаимодействия

$$L_{KHO} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(a)} F_{\mu\nu}^{(a)} + i \sum_{q=u,d} \sum_{s,c,b,t} \bar{\Psi}_q^i \gamma_\mu (O_\mu)_{ij} \Psi_q^j - \sum_{q=u,\dots,t} m_q \bar{\Psi}_q^i \Psi_q^j \quad (9)$$

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

здесь $(D_\mu)_{ij} = \partial_\mu \delta_{ij} + ig_s \sum_a \frac{\lambda_{ij}^a}{2} A_\mu^a$, где g_s - константа сильного взаимодействия,

f_{abc} - структурные константы группы $SU(3)$. Ψ_q^i - кварковые волновые функции с цветовыми индексами и лоренсовыми индексами, A_μ^a потенциал поля Янг-Миллса. Барiony содержат три цветных кварков и поэтому кварковые спиноры Ψ_q инвариантны, относительно локальных калибровочных преобразований.

Если взять $\Pi = e^{i\alpha(x)} e^{i\varepsilon_a(x)I_a}$ ($a = 1, 2, \dots, 8$)

Тогда $\bar{\Psi}'_{q\beta} \gamma_\mu \partial_\mu \Psi'_{q\beta} = \bar{\Psi}'_{q\beta} \partial_\mu \gamma_\mu \Psi'_{q\beta} \cdot \Psi'_{q\beta} = e^{i\alpha(x)} e^{i\varepsilon_a I_a} \Psi'_{q\beta}$ (10)

$$\bar{\Psi}'_{q\beta} \partial_\mu \gamma_\mu e^{i\alpha(x)} e^{i\varepsilon_a I_a} \Psi'_{q\beta} = \bar{\Psi}'_{q\beta} \gamma_\mu (i\partial_\mu + i\partial_\mu \alpha(x) + iI_a \partial_\mu \varepsilon_a(x)) \times$$

$$\times e^{i\alpha(x)} e^{i\varepsilon_a I_a} \Psi'_{q\beta} = i\bar{\Psi}'_{q\beta} (\partial_\mu + \partial_\mu \alpha(x) + I_a \partial_\mu \varepsilon_a(x)) \Psi'_{q\beta}$$

$$\bar{\Psi}'_{q\beta} \partial_\mu \gamma_\mu e^{i\alpha(x)} e^{i\varepsilon_a I_a} \Psi'_{q\beta} = i\bar{\Psi}'_{q\beta} (\partial_\mu + \partial_\mu \alpha(x) + I_a \partial_\mu \varepsilon_a(x)) \Psi'_{q\beta}(x) \quad (11)$$

В формуле (11) $\alpha(x)$ является фазой $\Psi(x)$ функции. Параметр унитарного преобразования. $I_a = \frac{1}{2} \lambda_a$ ($a = 1, 2, \dots, 8$), матрицы Gel-Манна. В выражение $\partial_\mu \alpha(x)$ члена $\mu = (1, 2, 3, 4)$ состоит из четырех членов, соответствует γ - кванта, W^\pm возонного поля и Z^0 - мезонного поля а член $I_a \partial_\mu \varepsilon_a(x)$ из-за $a = 1, 2, \dots, 8$ соответствует октетному полю. 8-компонентные поля называется глюонного поля. Глюонное поля имеет 8 цветовых зарядов:

$$k\bar{k} \cdot k\bar{c}, c\bar{k}, z\bar{c}, z\bar{k}, c\bar{z}, \frac{1}{\sqrt{2}}(k\bar{k} - z\bar{z}), \frac{1}{\sqrt{6}}(k\bar{k} + z\bar{z} - 2c\bar{c})$$

Отношение Drellia (8) при $\sqrt{s} \geq 4 GeV$ становится больше 2. Возрастание (8) R можно связать с рождением очарованных, красивых и топ частиц (c, b, t).

Процесс пучков пар в адроны имеет струйную структуру. В начальный момент гамма квант рождает пару кварка и антикварка, импульсы которых в их СЦМ коллинеарным и направленным взаимно противоположно. Кварки рожда-

ют глюоны, глюоны рожают другие глюоны и так происходит до тех пор, пока передаваемый импульс не станет малым.

На этой стадии на рожденные глюонами пары кварков и антикварков начинают действовать силы удержания и происходит генерация адронов, как синглет $SU_c(3)$. Таким образом, наблюдаются адроны в виде двух кварковых струй, ориентированных вдоль импульсов рожденных в первый момент кварка и антикварка (рис. 1а).

При достаточно большой энергии электронно-позитронного пучка может испустить высоко энергичный глюон, формирующий глюонную струю адронов, ориентированную вдоль импульса указанного глюона (рис. 1 в). В таком случае должны образоваться три компланарные струй адронов. В работе [1] сообщается что наряду с двумя коллинеарными кварковыми струями, при энергии в СЦМ $\sqrt{s} = 30 GeV$ действительно наблюдаются три компланарные струи.

Следует отметить, что между лептонами и адронами существует симметрия .

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Адронные струй могут быть наблюдаться в виде [4]

$$e^- e^+ \rightarrow t + \bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l} \nu_e b l' \bar{\nu}_e \bar{b} \quad (12)$$

Рождение струй позволяет оценить константу связи глюонов α_s и на основании экспериментальных данных значение $\alpha_s = 0.23 \pm 0.01$ почти совпадает со значением α_s из распадных данных.

Амплитуд для адронной струй процесса () можно представить, таким образом,

$$\begin{aligned} H &= g_W^4 \delta_{ab} \frac{\left(\delta_{\mu\rho} + \frac{f_B^\rho f_B^\mu}{m_B^2} \right) \left(\delta_{\rho\sigma} + \frac{f_B^\rho f_B^\sigma}{m_B^2} \right) \left(\delta_{\sigma\sigma'} + \frac{f_{\sigma'} f_\sigma}{m_W^2} \right) \left(\delta_{\sigma'\nu} + \frac{f_{\sigma'} f_\nu}{m_W^2} \right)}{\left(f_B^2 + m_B^2 \right) \left(f_B^2 + m_B^2 \right) \left(f_W^2 + m_W^2 \right) \left(f_W^2 + m_W^2 \right)} \times \\ &\times \bar{u}_e \bar{u}_{\nu_e} \gamma_{\rho'} \frac{1-\gamma_5}{2} \bar{u}_{\nu_e} \gamma_{\rho'} \frac{1-\gamma_5}{2} u_e = \\ &= \frac{1}{\left(f_B^2 + m_B^2 \right) \left(f_B^2 + m_B^2 \right)} \cdot \frac{1}{\left(f_W^2 + m_W^2 \right) \left(f_W^2 + m_W^2 \right)} \times \\ &\times \left(\delta_{\mu\sigma} + 2 \frac{f_B^\mu f_B^\sigma}{m_B^2} + \frac{f_B^2}{m_B^4} f_B^\mu f_B^\sigma \right) \left(\delta_{\sigma\nu} + 2 \frac{f_W^\sigma f_W^\nu}{m_W^2} + \frac{f_W^2}{m_W^4} f_W^\nu f_W^\sigma \right) \end{aligned} \quad (13)$$

Из $\gamma_{\rho'}(1-\gamma_5)\gamma_{\rho'}(1-\gamma_5)$. Таким образом, $e^- e^+ \rightarrow \bar{e} \nu_e b \bar{e} \bar{\nu}_e \bar{b}$ процесса эффективное сечение имеет выражение

$$\begin{aligned} d\sigma_c &= \frac{\pi}{J} \alpha_s^2 \alpha_W^2 \frac{d^3 p_\nu}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_{\bar{\nu}}}{(2\pi)^3} \left[p_- p_+ + m^2 \left(p - \frac{p_- p_+}{m^2} \right) s_- s_+ + \right. \\ &\left. + (s_- p_+) (s_+ p_-) \right] p_\nu p_{\bar{\nu}} \left\{ \frac{1}{\left(B^2 + m_B^2 \right) \left(f^2 + m_W^2 \right)} \left[\frac{1}{m_W^2} \left(2 + \frac{f^2}{m_W^2} \right) \left(q^2 f^2 - \right. \right. \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{m_W^2 m_B^2} \left[4 + 2 \left(\frac{f^2}{m_W^2} + \frac{B^2}{m_B^2} \right) + \frac{f^2 B^2}{m_W^2} \right] \left\{ (f B)(q^2 (f B) - (d f)|q B|) \right\}$$

здесь

$$f^2 = p_-^2 + p_V^2 - 2p_- p_V, \quad q^2 = B^2 + \bar{B}^2 + 2B\bar{B}$$

$$q = p_B + p_{\bar{B}}, \quad s_- s_+ = \bar{s}_- \bar{s}_+ - s_-^0 s_+^0$$

$$s_0 = \frac{\bar{\xi}_- \bar{p}_-}{m}, \quad \bar{s}_- \bar{s}_+ = \bar{\xi}_- \bar{\xi}_+ + \frac{(\bar{\xi}_- \bar{p}_-)(\bar{\xi}_+ \bar{p}_+)}{m(E+m)}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. TASSO Collaboration. Phys. Letters. 868, 243, 1979.
2. Огава С., Савада С., Накагава М. Составные модели элементарных частиц. Москва: Мир. 1983 стр. 264.
3. Sadikov F.S. (Mutluturk). Kvant və Yüksək enerjilər fizikasının əsasları. Bakı «Avropa» nəşriyyatı, 2006, səh. 224.
4. Phys Rev D. Particles and Fields. Part 1, vol. 66 Number 1-1. pag 010001-89.010001-429.
5. S.Güsken, J.H.Kühn, P.M.Zervasa Toponium production in e^+e^- collisions, SLAC –PUB -3580, CERN –TH. 4125/85, 1985
6. Herb S.W. Phys. Rev.Letters, 39,252, 1977

ELEKTRON POZİTRON TOQQUŞMALARINDA ADRONLARI ŞRİM QURULUŞUNUN TƏDQIQI

F.S.SADIXOV, A.İ.ƏHMƏDOV, M.A.NAMAZOV, G.Ə.SƏFƏROVA

XÜLASƏ

Məqalədə $e^-e^+ \rightarrow b\nu_e e\bar{b}\bar{\nu}_e e_-$ şırımının eni və effektiv kəsiyi araşdırılır. Şırımının effektiv kəsiyi təcrübə ilə üst-üstə düşür və kafi qədər səmərəli nəticə verir. Prosesdə virtual W^\pm -bozon yaranmasının təsiri nəzərə alınır.

THE INVESTIGATION JETS STRUCTURE OF HADRONS AT THE ELECTRON –POSITRON COLLISIONS

F.S.SADYKHOV, A.I.AHMADOV. M.A.NAMAZOV. G.A.SAFAROVA

SUMMARY

In this paper we investigate production hadrons jets and behavior of width and cross sections in the process $e^-e^+ \rightarrow b\nu_e e\bar{b}\bar{\nu}_e e_-$. The cross sections compared with experimental date. In processes to take into account also contribution virtual production W^\pm bosons.