مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۳، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۸۱

توزیع تکانهٔ عرضی و تابش گلوئون در فرایندهای نابودی e^+e^- در انرژی مرکز جرم ٦٠GeV

محمدابراهیم زمردیان، محمدرضا شعارابوذری، نیما قلعه، محمد رعایایی علی‌آبادی و حجت الله دانشمند

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی، مشهد

(دریافت مقاله: ۸۰/٤/۳ دریافت نسخه نهایی: ۸۰/۱۱/۱۰)

چکیده

رویدادهای دوجتی و سه جتی حاصل از نابودی زوج e^+e^- در انرژی مرکز جرم ۶۰ GeV برای مقایسهٔ بین جتهای گلوئون و جتهای کوارک مورد استفاده قرار می‌گیرند. در این مقاله با استفاده از ماتریس تکانه و نمودار مثلثی رویدادهای دوجتی را از رویدادهای سه جتی تفکیک می‌کنیم. می‌توان تفاوتهایی بین جتهای کوارک و جتهای گلوئون مشاهده کرد. جتهای کوارک ساختار شعاعی باریکتری نسبت به جتهای گلوئون دارند. نتیجه آنکه کسر بزرگتری از انرژی جت کوارک در نزدیکی محور جت نمایان می‌شود. میانگین چندگانگی رویدادهای سه جتی بزرگتر از این میانگین برای رویدادهای دوجتی است. همچنین نسبت میانگین چندگانگی رویدادهای سه جتی به این میانگین برای رویدادهای دوجتی برابر است با ۱/۵۰۶±۰/۰۶۷. این نتایج با نظریه QCD سازگاری دارند.

واژه‌های کلیدی: جت، کوارک، گلوئون، تکانه عرضی

۱. مقدمه

فیزیک تفاوت بین جتهای کوارک و جتهای گلوئون در دو دهه گذشته در آزمایشهای مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. این آزمایشها برهمکنشهای e^+e^-[۱] و برهمکنشهای هادرونی [۲] را شامل می‌شوند. در مرجع [۳] آمده است که توزیعهای ذره‌ای که در رویدادهای سه جتی از تابش گلوئون سخت $e^+e^- \to q\bar{q}g$ به دست می‌آیند تنها توسط مدلهایی توصیف می‌شوند که در آنها جتهای گلوئون دارای ساختار پهنتری نسبت به جتهای کوارک در انرژیهای یکسان هستند. بنابراین زاویه راس جت برای جتهای گلوئون از جتهای کوارک بزرگتر بوده و چندگانگی آنها از چندگانگی جتهای کوارک بیشتر خواهد بود [٤]. در این مقاله یک مقایسه تجربی از محصولات جتهای کوارک و جتهای گلوئون را بر پایهٔ تحلیل رویدادهای مشاهده شده توسط آشکارساز AMY در حلقهٔ انباشت الکترون-پوزیترون در شتابدهندهٔ TRISTAN در انرژی مرکز جرم ٦٠ GeV در KEK ژاپن انجام داده‌ایم.

نابودی e^+e^- به هادرونها مناسبترین مثال از فرایندهای تولید هادرونی است. این فرایندها اجزای اصلی فرایندهای پیچیده‌تری که با هادرونها آغاز می‌شوند به شمار می‌آیند [۵ و ٦].

بر اساس مدل پارتون، نابودی زوج الکترون-پوزیترون منجر به تولید یک کوارک و یک پادکوارک می‌شود که حامل بار رنگ هستند. حالت نهایی ممکن است به صورت دو جت هادرونی در خلاف جهت یکدیگر باشد و یا این امکان وجود دارد که یکی از کوارکها یک گلوئون تابش کند. در این صورت یک رویداد سه جتی خواهیم داشت. جت عبارت از مجموعه‌ای از هادرونهاست (معمولاً پیونها) که همهٔ آنها در یک جهت خاص تولید می‌شوند.

دینامیک کوانتومی رنگ (QCD) به عنوان یک نظریه برای برهمکنشهای قوی در نظر گرفته می‌شود. در این نظریه نیروی قوی با تبادل گلوئونهای برداری بدون جرم بین کوارکها مبادله می‌شود. انتظار می‌رود که جفت شدگی کوراکها با گلوئون، با افزایش تکانه کاهش یابد به طوری که در انرژیهای بسیار بالا محاسبات بر پایهٔ نظریهٔ اختلال معتبر باشد.

با وجود این در استفاده از QCD در وضعیتهای تجربی، اثرات انتقال از کوارکها و گلوئونهای غیرقابل مشاهده به هادرونهای قابل مشاهده به طور فیزیکی اجتناب ناپذیر است. این یک تابعیت پیچیده در انرژیهای پایین برای حالتی است که فرایند اختلال QCD قابل استفاده نیست و باید از مدلهای پدیده شناختی استفاده کرد. نارسایی در مدلهای حاضر مانع بزرگی برای امتحان QCD است. بنابراین کسب اطلاعات تجربی از فرایندهای هادرونی شدن با استفاده از واکنشهایی که دینامیک پارتون اولیه به خوبی قابل درک باشد، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. نابودی زوج e^+e^- به سه جت هادرونی که به سادگی به عنوان ترکیبی از دو جت کوارک و یک جت گلوئون تعبیر می‌شود، فرصت مناسبی برای مقایسهٔ مستقیم فرایندهای هادرونی کوارکها و گلوئونها فراهم می‌سازد. در QCD گلوئونها دارای ضریب رنگ بزرگتری نسبت به کوارکها هستند. بنابراین گلوئونها آهسته‌تر تابش نموده و نسبت به کوارکها دارای ذرات بیشتری می‌باشند [٤] این امر باعث افزایش تکانهٔ عرضی در جتهای گلوئون می‌شود.

۲. شرح آزمایش

آشکارساز AMY (شکل ۱)، مشتمل بر یک آشکارساز ردیاب ذرات باردار و یک شمارگر رگباری است که در داخل یک سیم پیچ مغناطیسی با شدت میدان ۳ تسلا قرار داشته و مجموعه با قطعات ضخیم فولادی محصور شده است. در پشت سر این لایه ضخیم فولادی، دستگاه آشکارساز میون قرار دارد. آشکارساز ذرات باردار مشتمل بر یک آرایه استوانه‌ای با ٤ لایه از لوله‌های قطبی $\cos\theta<۰/۸۷$ آشکار می‌شوند.

به صورت شعاعی و خارج از CDC یک کالریمتر الکترومغناطیسی به درازای ۱۵ طول تابشی وجود دارد (شمارنده رگباری یا SHC)، که به عنوان یک آشکارساز فوتون عمل می‌کند.

آشکارساز یک ناحیه زاویه‌ای $\cos\theta<۰/۷۳$ را کاملا می‌پوشاند. به این ترتیب، تکانه ذرات باردار در CDC و انرژی ذرات خنثی در SHC اندازه‌گیری می‌شوند. در این آزمایش میانگین انرژی مرکز جرم مساوی با ۶۰ GeV و تابندگی کل[1] مساوی با $۱۶۰\ Pb^{-1}$ می‌باشد. در این مقاله از تعداد ۷۰۰ رویداد استفاده شده است. برای شرح کاملتری از آشکارساز AMY مرجع [۷] را ببینید.

۳. تفکیک رویدادهای دوجتی و رویدادهای سه جتی

برای جداسازی رویدادهای دوجتی از رویدادهای سه جتی از تانسور تکانه به صورت زیر استفاده می‌کنیم:

$$\Pi_{\alpha b} = \sum P_{j\alpha} P_{jb} \qquad (۱)$$

که در آن جمع بر روی ذرات باردار است، P تکانهٔ ذرهٔ jام است و α و β مربوط به سه مؤلفهٔ فضایی تکانهٔ P_j می‌باشند. $\mu_۱$، $\mu_۲$ و $\mu_۳$ ویژه مقادیر متناظر با ماتریس Π هستند، رابطهٔ زیر بین ویژهٔ مقادیر برقرار است.

$$\mu_۱ < \mu_۲ < \mu_۳ \qquad (۲)$$

به دلیل آنکه رد یک ماتریس مستقل از نمایش است داریم:

$$\mu_۱ + \mu_۲ + \mu_۳ = \sum P_j^۲ \qquad (۳)$$

Q_k بهنجار شدهٔ μ_k عبارت است از:

$$Q_k = \frac{\mu_k}{\sum P_j^۲}$$

$$Q_۱ + Q_۲ + Q_۳ = ۱$$

$$q_1 > q_2 > q_3 > 0 \qquad (٤)$$

$$۰ < Q_۱ < \frac{۱}{۳} \qquad ۰ < Q_۲ < \frac{۱}{۲} \qquad \frac{۱}{۳} < Q_۳ < ۱$$

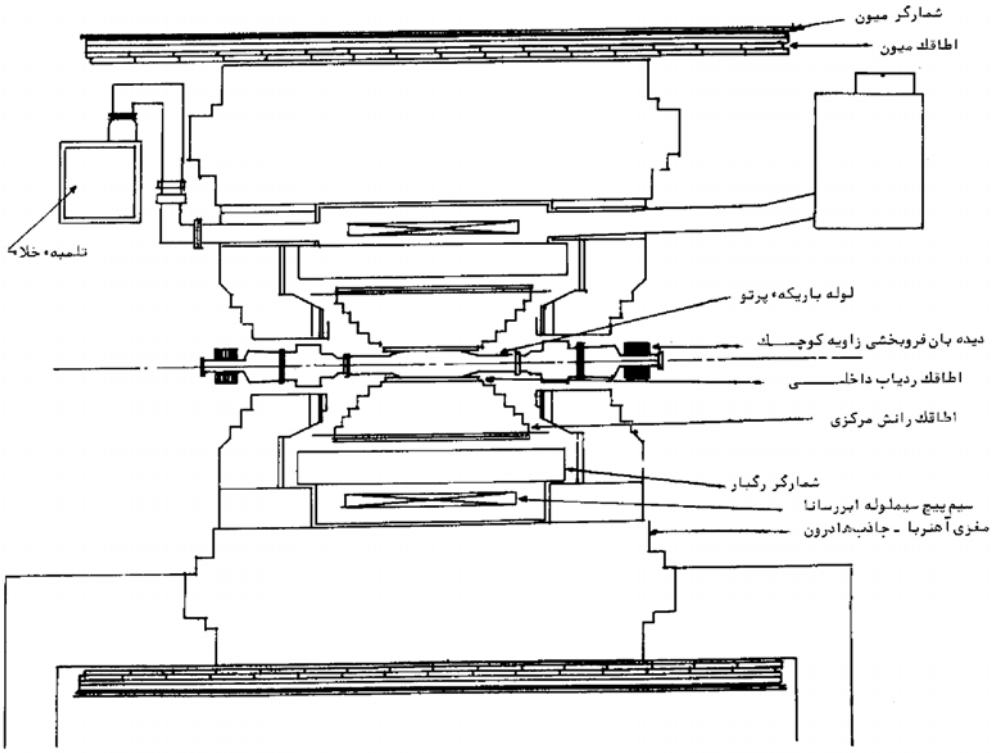
$Q_۱$ پهن شدگی رویداد، $Q_۲$ عرض رویداد و $Q_۳$ طول رویداد را به دست می‌دهد. رویدادهای هم خط توسط $Q_۲<<Q_۳$ و رویدادهای هم صفحه توسط $Q_۲>>Q_۱$ توصیف می‌شوند. کرویت[2] به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$S = \frac{\sqrt{۳}}{۲}\left(Q_۱ + Q_۲\right) \qquad (۵)$$

$$A = \frac{۳}{۲} Q_۱$$

1. integrated luminosity

2. sphericity



شکل ۱. آشکارساز AMY.

برای تفکیک رویدادهای دوجتی و سه جتی متغیرهای y و A را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$y = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(Q_2 - Q_1\right) \qquad (6)$$

$$A = \frac{3}{2}Q_1$$

این متغیرها در شرایط زیر صدق می‌کنند:

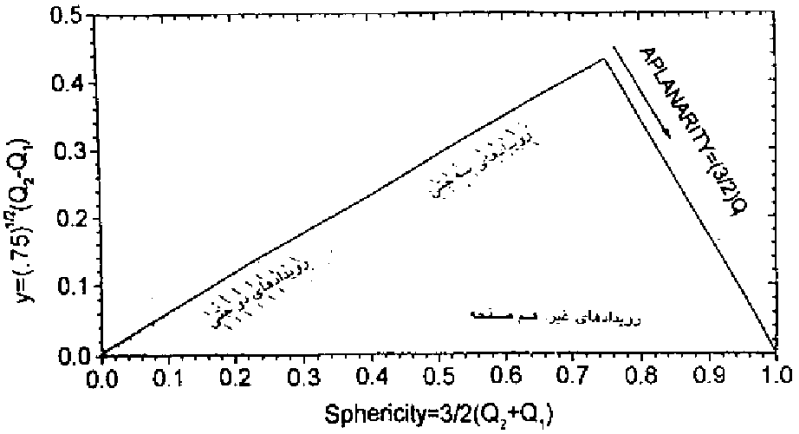
$$0 < S < 1 \qquad .< y < \frac{\sqrt{3}}{4} \qquad 0 < A < \frac{1}{2}$$

نمودار مربوط به متغیرهای Y و S در شکل ۲ رسم شده است. S به ازای $y = \frac{\sqrt{3}}{4}$ برابر است با $\frac{3}{4}$. از این نقطه به ابتدا و انتهای محور افقی وصل شده است. A به طور طبیعی ظاهر می‌شود. در این مثلث می‌توان رویدادهای دوجتی، سه جتی و غیر هم صفحه را از هم تفکیک نمود. برای رویدادهای همگن A به سمت $\frac{1}{2}$ میل می‌کند. برای رویدادهای دوجتی و سه جتی A به صفر نزول می‌کند. این نواحی نیز در شکل ۲ نشان داده شده است.

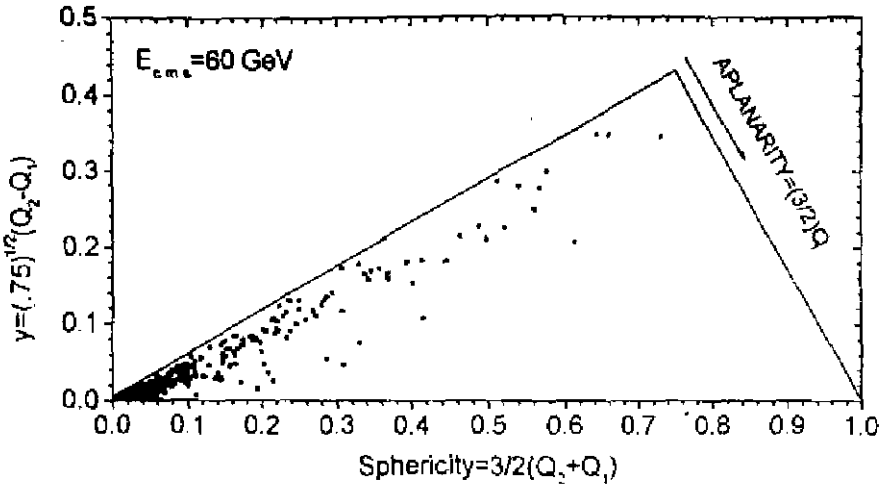
شکل ۳ این توزیع مثلثی را برای رویدادهای e^+e^- در انرژی مرکز جرم ۶۰ GeV نشان می‌دهد. همان گونه که از نمودار پیداست تعداد زیادی از رویدادها دارای A و S پایین هستند. این بدان معنی است که در انرژی مرکز جرم ۶۰ GeV اکثر رویدادها دوجتی هستند. تعداد اندکی از رویدادها نیز دارای S بالا و Aی پایین هستند. این خصوصیت رویدادهای سه جتی است. در برنامه کامپیوتری برای جداسازی رویدادهای دوجتی و سه جتی از شرط S<۰/۲ استفاده شده است. تعداد رویدادهای دوجتی و سه جتی به انتخاب این شرط بستگی دارد. انتخاب S<۰/۲ از مطالعات مونت کارلو تعیین می‌شود [۹]. با استفاده از شرط فوق نسبت رویدادهای دوجتی به سه جتی برابر است با ۲/۳. برای تعیین تعداد جتهای موجود در هر رویداد و ذرات وابسته به هر جت از روش دیگری موسوم به روش JADE [۸] نیز استفاده شده است. در این روش چاربردار ذرات باردار در هر رویداد در نظر گرفته می‌شود و کمیت بدون بعد زیر محاسبه می‌گردد.

$$Y_{ij} = \frac{2E_iE_j\left(1-\cos\theta_{ij}\right)}{S} \qquad (7)$$

در رابطهٔ بالا E_i و E_j به ترتیب انرژی i–امین و j–امین ذره می‌باشند، θ_{ij} زاویه بین بردارهای تکانهٔ دو ذره را مشخص می‌کند و S مجذور انرژی قابل مشاهده در رویداد است. در



شکل ۲. مثلث رویدادهای دوجتی، سه جتی و غیر هم صفحه.



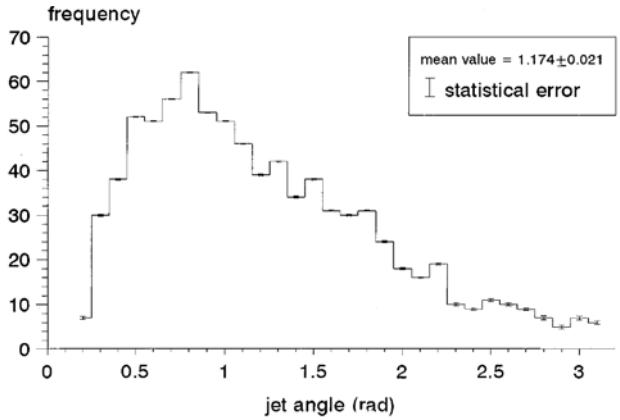
شکل ۳. توزیع مثلث رویدادهای دوجتی، سه جتی و غیر هم صفحه برای رویدادهای e^+e^- در انرژی مرکز جرم ٦٠ GeV.

اینجا ذرات باردار را به عنوان پایون در نظر مـی‌گیریـم. اگر Y_{kl} از میان تمام Y_{ij}های ممکن، کوچکـترین باشـد، ذرات k و l بـا یـک شـبه ذره جـایگزین می‌شـود ایـن رهیـافت آنقـدر تکـرار می‌گردد تا Y_{kl} از یک Y_{cut} آستانه تجاوز کند. تعداد شـبه ذرات باقیمانده تعداد جتها و بردار تکانهٔ آنها جهت جتها را مشـخص می‌کند. توزیع فراوانی جتهای به دست آمده به پارامتر Y_{cut}، کـه از مطالعات مونت کارلو معیـن می‌شـود، بسـتگی دارد. در ایـن مقاله از $Y_{cut} = (۹\,GeV)^۲/S$ استفاده شده است [۸]. شایان ذکر است که روش برش S و روش JADE نتایج نسـبتاً یکسـانی را برای تعداد رویدادهای دوجتی و رویدادهای سه جتی به دسـت می‌دهد.

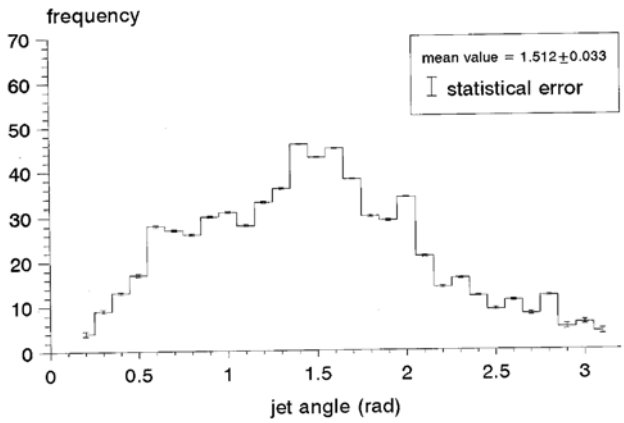
٤. نتایج فیزیکی

٤،١. زاویهٔ رأس جت در رویدادهای دو و سه جتی

زاویه راس جت عبارتست از بزرگترین زاویه بین ذرات موجود در هر جت، که با محاسبه زاویه هر دو ذره از یک جت و پیـدا کردن بیشینه این زاویه به دسـت می‌آیـد. شـکلهای (٤.الـف) و (٤.ب) بـه ترتیـب توزیـع فراوانـی زاویـهٔ راس جـت را بـرای رویدادهای ۲ جتی و ۳ جتی نشان می‌دهند. بـا مقایسـهٔ ایـن دو نمودار مشاهده می‌شود که مقدار متوسط زاویهٔ جت رویدادهای سه جتی برابر ۱/۵۱۲±۰/۰۳۳ رادیان است که اندکی بـزرگتـر از مقدار متوسط زاویه جت رویدادهـای دوجتـی اسـت کـه برابـر ۱/۱۷٤±۰/۰۲۱ رادیان می‌باشد. با توجه به آن که رویدادهای دو جتی فقط جت کوارک را شامل می‌شوند، اما در رویدادهای سه



شکل ٤.الف. توزیع فراوانی زاویه راس جت برای رویدادهای دوجتی.



شکل ٤.ب. توزیع فراوانی زاویه راس جت برای رویدادهای سه جتی.

جتی علاوه بر جت کوارک، جت گلوئون نیز وجود دارد، این افزایش میانگین در رویدادهای سه جتی را می‌توان دلیلی بر بزرگتر بودن زاویهٔ جت گلوئون و از اینرو پهنتر بودن آن نسبت به جت کوارک دانست. این نتیجه با نظریه QCD نیز مطابقت دارد [٤].

۲،٤. چندگانگی[1] جتها در رویدادهای دو و سه جتی

تعداد ذرات موجود در هر جت را چندگانگی آن جت می‌نامیم. برای توضیح بیشتر، شکلهای (۵.الف) و (۵.ب) به ترتیب توزیع فراوانی چندگانگی جتها را در رویدادهای دوجتی و سه جتی نشان می‌دهد. جتهای با کمتر از ٤ ذره حذف شده‌اند. همچنین از آنجا که جتها از ذرات پرانرژی تشکیل می‌شوند، جتهای با کمتر از انرژی ۱ GeV نیز حذف شده‌اند. مقدار متوسط چندگانگی در رویدادهای دو جتی برابر با ۸/۲۱۷±۰/۲۱۳ و در رویدادهای سه جتی برابر با ۱۲/۳۷۵±۰/۲۲۹ می‌باشد. این افزایش چندگانگی در رویدادهای سه جتی دلیلی بر بزرگتر بودن چندگانگی جتهای گلوئون نسبت به جتهای کوارک است. نسبت این دو میانگین عبارتست از ۱/۵۰۶±۰/۰۶۷، که با نتیجه حاصل از آزمایش OPAL در CERN که در انرژی ۹۱ GeV انجام شده است و برابر است با ۱/۵۱±۰/۰۶ نیز توافق خوبی دارد [۱۰].

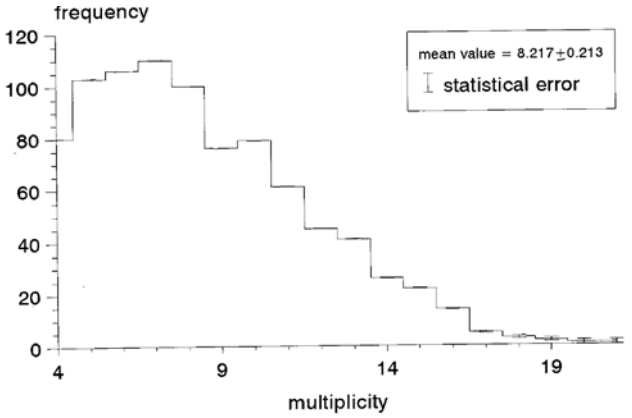
۳،٤. تکانه عرضی در رویدادهای دو و سه جتی

با توجه به آنکه جتهای گلوئون از جتهای کوارک پهنتر بوده و چندگانگی آنها نیز از چندگانگی جتهای کوارک بیشتر است، از اینرو انتظار می‌رود تکانه عرضی ذرات در جتهای گلوئون نیز بزرگتر از تکانه عرضی ذرات در جتهای کوارک باشد. برای این منظور شکل ٦.الف و ب توزیع تکانهٔ عرضی را به ترتیب برای رویدادهای دوجتی و سه جتی در انرژی مرکز جرم ۶۰ GeV نشان می‌دهد. میانگین تکانه عرضی برای رویدادهای دوجتی مساوی با ۰/۱۸۳±۰/۰۱۹ و برای رویدادهای سه جتی مساوی با ۰/۲۶۸±۰/۰۲۲ می‌باشد. با مقایسهٔ دو منحنی نتیجه می‌گیریم که حضور جت گلوئون در رویدادهای سه جتی باعث پهنتر شدن ساختار جت و از اینرو باعث افزایش میانگین P_T در این رویدادها می‌شود. بار دیگر این پدیده با مدلهای QCD سازگار است.

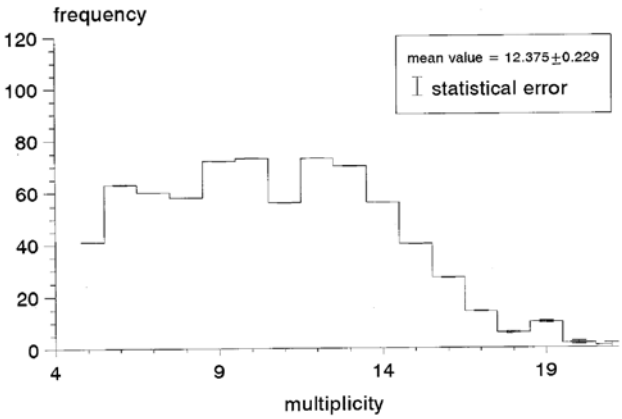
۵. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله یک مقایسه تجربی از خصوصیات جتهای کوارک و جتهای گلوئون بر مبنای یک تحلیل از رویدادهای جت گونه در انرژی مرکز جرم ۶۰ GeV در برهمکنشهای e^+e^- انجام شده است. با قطری کردن ماتریس تکانه برای هر رویداد و محاسبه محورهای اصلی و همچنین با استفاده از نمودار مثلثی رویدادهای دوجتی را از رویدادهای سه جتی تفکیک نموده‌ایم. این نمودار نشان می‌دهد که در این انرژی بیشتر رویدادها دوجتی هستند. با این همه رویدادهای سه جتی نیز به حد کافی وجود دارند به گونه‌ای که می‌توان دو نوع جت را با یکدیگر مقایسه نمود. نتایج نشان می‌دهند که میانگین زاویه راس جت برای رویدادهای سه جتی بزرگتر از این

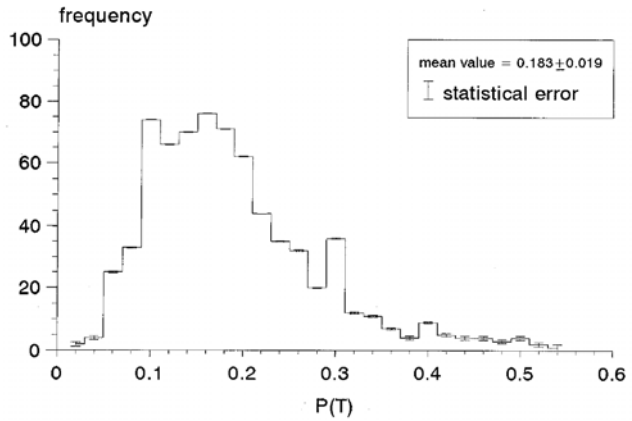
1. Multiplicity



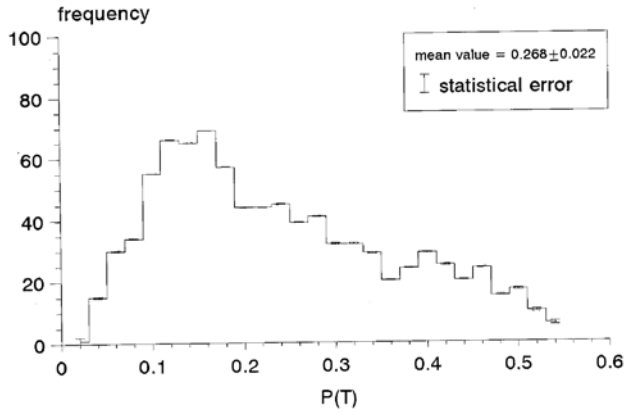
شکل ٥.الف. توزیع چندگانگی برای رویدادهای دوجتی.



شکل ٥.ب. توزیع چندگانگی برای رویدادهای سه جتی.



شکل ٦.الف. توزیع تکانه عرضی برای رویدادهای دوجتی.



شکل ٦.ب. توزیع تکانه برای رویدادهای سه جتی.

میانگین برای رویدادهای دو جتی است. همچنین نسبت میانگین چندگانگی رویدادهای سه جتی به این میانگین در رویدادهای دو جتی برابر است با ۱/۵۰٦±۰/۰٦۷ که با نتیجه حاصل از آزمایش OPAL در CERN نیز توافق کامل دارد. به علاوه، میانگین تکانه عرضی برای رویدادهای سه جتی بزرگتر از این میانگین برای رویدادهای دوجتی است. این نتایج نیز با نظریه دینامیک رنگ سازگاری دارند.

مراجع

1. OPAL Collaboration, G Alexander, J Allison, P P Allport et al., *Phys. Lett.* B**265** (1991) 462; ALEPH Collaboration, D Busculic et al., *Phys. Lett. B***384** (1996) 353; TASSO Collaboration, Z. *Phys. C***45** (1989) 193.
2. J Pumplin, *Phys. ReV. D***44** (1991) 2025; *Phys. Rev.* D**45** (1992) 806.
3. W Bartel et al., JADE Collaboration, *Phys. Lett. B***101** (1981) 129; H Aihara, M Alston-Garjost, J A Bakken et al., Phys. ReV. Lett **54** (1985) 270.
4. Z Bern et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2677; G S Dzhaparidze, Z *Phys. C***32** (1986) 59; M Dress et al., *J. Phys. G***21** (1995) 1559.
5. B W Harris et al., *Phys. R. D***56**, No 7 (1997) 4007.
6. K Klasen et al., *Phys. Rev. D***56**, No 5 (1997) 2702.
7. Y K li et al., *Phys. Rev. D***41** (1990) 2675; K B Lee, H Sagawa, Y S Chung et al, Phys. Lett. B313 (1993) 469.
8. W Bartel et al., JADE Collaboartion, *Z. Phys. C***33** (1986) 23.
9. G Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984) 123.
10. S Lupia et al., *Phys. Lett. B,* **418** (1998) 214; P Eden et al., JHEP **09** 015.