

## ترکش گلوئون به چارمونیوم برداری $J/\psi(^3S_1)$ با در نظر گرفتن اثر تابع موج مزون

سید محمد موسوی نژاد

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

پست الکترونیکی: mmoosavi@yazd.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱/۱۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۵/۶/۱۰)

### چکیده

مطالعه فرآیندهای تولید یا واپاشی کوارکونیوم‌های سنگین (حالت مقید کوارک-آنتی کوارک سنگین) ابزار قدرتمندی برای تست درک مان از دینامیک برهم‌کنش‌های قوی و نظریه QCD است. فرآیند ترکش ساز و کار غالب برای تولید کوارکونیوم‌های سنگین در تکانه عرضی زیاد است. ترکش به فرآیند تولید یک پارتون با انرژی زیاد اشاره دارد که نهایتاً متلاشی شده و کوارکونیوم سنگین را به وجود می‌آورد. در تمام مقالاتی که تاکنون به محاسبه نظری توابع ترکش مزون‌ها یا باریون‌های سنگین پرداخته شده است برای تابع موج مزون یا باریون سنگین از تقریب تابع دلتای دیراک استفاده شده است. در این مقاله با کار در چارچوب QCD اختلالی و با در نظر گرفتن اثرات تابع موج مزون، تابع ترکش گلوئون به چارمونیوم موج-S اسپین سه‌تایه  $J/\psi(^3S_1)$  را به دست می‌آوریم. جهت در نظر گرفتن جنبه واقعی حالت مقید مزون از یک تابع موج مزونی استفاده خواهیم کرد که از تابع دلتای دیراک متفاوت بوده و در واقع حد غیر نسبیته حل معادله بته-سالپتر است. در انتها با ارائه نتایج عددی نشان خواهیم داد که تابع موج مزونی پیشنهاد شده تا چه حد نتایج پیشین را تغییر خواهد داد.

واژه‌های کلیدی: گلوئون، تابع ترکش، چارمونیوم برداری  $J/\psi$ ، تابع موج مزون

### ۱. مقدمه

ترکش  $D_i^H(z, \mu)$  توصیف می‌شود که در آن  $\mu$  مقیاس ترکش  $z$  پارامتر ترکش است. پارامتر ترکش  $z$  به کسری از تکانه پارتون  $i$  که توسط هادرون خروجی  $H$  حمل می‌شود اشاره دارد. توابع ترکش کمیت‌های بدون بعد و جهانی<sup>۳</sup> هستند به این معنی که مستقل از فرآیند تولید پارتون اولیه هستند. اهمیت خاص توابع ترکش به دلیل پیش‌بینی‌های مستقل از مدل آنها برای سطح مقطع تولید هادرون‌های مختلف در شتاب‌دهنده‌ها از جمله شتاب‌دهنده بزرگ هادرونی<sup>۴</sup> است. مستقل از مدل

ساده‌ترین ذرات برای مطالعه نظریه QCD و درک دینامیک برهم‌کنش قوی، کوارکونیوم‌های سنگین هستند. از دیدگاه نظری، ساز و کار حاکم بر تولید کوارکونیوم سنگین با تکانه عرضی بزرگ، فرآیند ترکش است [۱]. ترکش<sup>۱</sup> به فرآیندی گفته می‌شود که در آن پارتون  $i$  (شامل کوارک یا گلوئون) با تکانه عرضی بزرگ تولید و به یک جت شامل هادرون مورد نظر  $H$  واپاشیده می‌شود. این فرآیند هادرونی شدن<sup>۲</sup> با تابع

۳. Universal

۴. Large Hadron Collider

۱. Fragmentation

۲. Hadronization process

هادرون‌های شامل کوارک یا پادکوارک سنگین را می‌توان به کمک نظریه QCD اختلالی (pQCD)<sup>۴</sup> محاسبه کرد [۲ و ۳]. در رهیافت نظری، مطابق با مراجع [۷] و [۸]، توابع ترکش مزونی یا باریونی بدون در نظر گرفتن فرآیند پراکندگی خاص و تنها با تکیه بر مدل‌های پارتونی و نمودارهای فاینمن مناسب استخراج می‌گردند. در مرجع [۹]، با استفاده از رهیافت نظری بیان تحلیلی دقیقی را برای توابع ترکش کوارک افسون<sup>۵</sup> به مزون‌های  $D^+$  و  $D^-$  تا مرتبه دوم در ثابت جفت‌شدگی قوی ( $\alpha_s$ ) ارائه داده‌ایم و نشان داده‌ایم که توافق خوبی بین نتایج نظری و مدل‌های پدیده‌شناسی شناخته شده وجود دارد. همچنین نشان داده‌ایم که سازگاری خوبی بین نتایج تحلیلی به دست آمده و داده‌های آزمایشگاهی گروه‌های BELLE و CLEO وجود دارد.

زمانی که صحبت از برهم‌کنش‌های قوی است، کوارکونیوم‌های سنگین ساده‌ترین ذرات جهت مطالعه دینامیک این نوع برهم‌کنش‌ها به شمار می‌روند. آنها دارای ساختار داخلی ساده‌ای هستند به گونه‌ای که در محاسبه توابع ترکش آنها تقریب‌های اختلالی در چار چوب QCD غیر نسبیته به خوبی قابل کاربرد هستند [۱۰]. تولید این ذرات سنگین تاریخچه‌ای طولانی هم در محاسبات نظری و هم در اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی دارد، به ویژه آن که تولید این ذرات در برخورد دهنده‌های پر انرژی موضوع قابل توجه در چند سال اخیر بوده است. هنوز هم بعد از گذشت چهل سال از کشف ذره  $J/\psi$ ، تولید کوارکونیوم‌های سنگین یک معما است. در فرآیندهای انرژی بالا، سهم بزرگی از تولید کوارکونیوم سنگین مربوط به ترکش گلوئون است [۱۱ و ۱۲]. صحت این ادعا با مقایسه سطح مقطع کوارکونیوم سنگین در پیش‌بینی‌های نظری و اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی تایید شده است. در مرجع [۱۳]، به کمک رهیافت نظری مبتنی بر مدل سوزوکی<sup>۶</sup> توابع ترکش گلوئون به چارمونیوم‌های سنگین برداری ( $J/\psi$ ) و

بودن توابع ترکش به این معنی است که می‌توان از فرآیندهایی که بیشترین و دقیق‌ترین داده‌های آزمایشگاهی برای آنها موجود است، این توابع را استخراج کرده، و آنگاه آنها را در هر فرآیند گذار پارتون به هادرون نهایی مشابه به کار برد.

اساساً، فرآیند ترکش مربوط به بخش انرژی پایین فرآیند تولید هادرون است و بنابراین به جنبه غیر اختلالی فرآیند تولید هادرون از پارتون اولیه اشاره دارد. بنابراین اصولاً باید این توابع از داده‌های آزمایشگاهی استخراج شوند. هرچند در عمل استخراج تعداد بسیار زیاد توابع ترکش، به طور مستقیم، از داده‌ها سخت است اما خوشبختانه معلوم شده است که توابع ترکش کوارکونیوم‌های سنگین را همچنین می‌توان با استفاده از نظریه QCD اختلالی محاسبه کرد [۲ و ۳].

غالباً دو رهیافت برای سنجش توابع ترکش وجود دارد. اولین روش، که مرسوم‌تر نیز هست و به عنوان رهیافت پدیده‌شناسی<sup>۱</sup> شناخته می‌شود، بر پایه تحلیل داده‌های آزمایشگاهی استوار است. در این رهیافت، توابع ترکش به کمک قضیه جداسازی (عامل بندی)<sup>۲</sup> در نظریه QCD و با استفاده از داده‌های تولید هادرون از فرآیندهای نابودی الکترون-پوزیترون، پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون-هادرون و پراکندگی هادرون-هادرون تعیین می‌شوند. در رهیافت پدیده‌شناسی ابتدا مدلی شامل چندین پارامتر آزاد برای توابع ترکش پیشنهاد می‌شود سپس به کمک قضیه جداسازی و با تحلیل داده‌های آزمایشگاهی موجود برای تولید هادرون مورد نظر، توابع ترکش در مقیاس اولیه  $\mu_0$  تعیین می‌شوند و سپس با استفاده از معادلات تحول آلتارلی-پاریسی<sup>۳</sup> [۴] به مقیاس انرژی دلخواه  $\mu^2$  تحول داده می‌شوند. در مراجع [۵] و [۶] با استفاده از این رهیافت، توابع ترکش پایون، کایون و پروتون را تا مرتبه NLO محاسبه کرده‌ایم.

رهیافت مرسوم دیگر در محاسبه توابع ترکش که به رهیافت نظری معروف است، مبتنی بر این واقعیت است که توابع ترکش

۴. Perturbative QCD

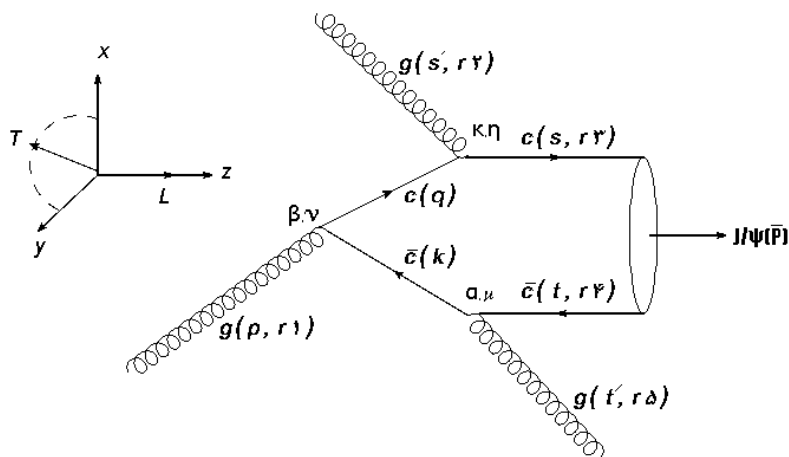
۵. Charm quark

۶. Suzuki's model

۱. Phenomenological approach

۲. Factorization theorem

۳. DGLAP evolution equations



شکل ۱. نمودار فاینمن برای فرآیند ترکش  $g \rightarrow J/\psi + \psi$  در مرتبه اول اختلال. گلوئون اولیه همزمان با تشکیل حالت مقید  $c\bar{c}$  دو گلوئون نهایی منتشر می‌کند.

مرتبه از اختلال می‌توانند محاسبه می‌شوند. اولین تلاش نظری برای توضیح فرآیند تولید هادرون از یک کوآرک سنگین توسط بیورکن [۱۹] و با استفاده از مدل ساده کوآرک-پارتون صورت گرفت. با به کار بردن این مدل ساده، استدلال بیورکن این بود که توزیع انرژی هادرون سنگین باید حوالی  $z=1$  به حداکثر مقدار خود برسد که در اینجا  $z$  (پارامتر ترکش) معرف کسری از انرژی پارتون اولیه است که به هادرون نهایی منتقل می‌شود. این رفتار پیش‌بینی شده توابع ترکش کوآرک‌های سنگین را در مقاله [۹] بررسی و تحقیق کرده‌ایم و نشان دادیم که نتایج تحلیلی به دست آمده همخوانی بسیار خوبی با نتایج آزمایشگاهی دارند. رهیافت QCD اختلالی توسط سوزوکی [۷] و [۸]، جی و امیری [۲۰] با در نظر گرفتن مدل‌های هوشمندانه‌تر دنبال شد. در مدل سوزوکی توابع ترکش با استفاده از نمودارهای فاینمن مناسب (مشابه با شکل ۱) و تابع موج حالت مقید مزون سنگین محاسبه می‌شوند در حالی که امیری و جی تابع ترکش را با در نظر گرفتن فرآیند نابودی الکترون-پوزیترون محاسبه می‌کنند. تاکنون در مراجع زیادی [۱۳-۱۸] توابع ترکش پارتون‌های پر انرژی با استفاده از مدل سوزوکی محاسبه شده‌اند. در تمام مراجع مذکور جهت سادگی محاسبات حالت مقید مزونی به صورت یک دستگاه غیرنسبیتی در نظر گرفته شده و تابع موج مزون به یک تابع دلتای دیراک تقریب زده شده است. در مرجع [۱۳]، با در نظر گرفتن

شبه-اسکالر ( $\eta_c$ ) را محاسبه کرده‌ایم. در مدل سوزوکی، توابع ترکش به کمک نمودارهای فاینمن مناسب و با در نظر گرفتن تابع موج مزون سنگین محاسبه می‌گردند. تابع موج مزون در برگیرنده دینامیک غیر اختلالی فرآیند تولید مزون از پارتون اولیه است. این رهیافت در بسیاری از مراجع جهت محاسبه توابع ترکش مزون‌ها و باریون‌های سنگین به کار رفته است (به عنوان مثال مراجع [۷-۹] و [۱۳-۱۸] را ببینید). در همه این مراجع جهت ساده‌سازی محاسبات از تقریب تابع دلتای دیراک برای تابع موج مزون یا باریون سنگین استفاده شده است. در واقع با این تقریب، نویسندگان فرض کرده‌اند که سهم هر کوآرک ساختار از انرژی مزون یا باریون مربوطه متناسب با جرم آن است. در این مقاله با صرف نظر از فرض ساده‌کننده مذکور و با در نظر گرفتن جنبه‌های واقعی‌تر حالت مقید مزون، تابع ترکش گلوئون به چارمونیم سنگین را محاسبه خواهیم کرد و نشان خواهیم داد که این اثر تا چه حد نتایج پیشین را بهبود خواهد بخشید.

## ۲. محاسبه نظری توابع ترکش: رهیافت QCD اختلالی

در رهیافت نظری، مطابق با مراجع [۱ و ۲]، توابع ترکش پارتون‌های پر انرژی با استفاده از نظریه QCD اختلالی در هر

چارمونیوم، برای سادگی فرض می‌کنیم که  $c$  و  $\bar{c}$  به موازات هم و در راستای محور  $\hat{z}$  حرکت می‌کنند. در واقع از حرکت فرمی کوارک‌های سازنده حالت مقید مزونی صرف نظر می‌کنیم. همچنین فرض می‌کنیم که در حالت نهایی فقط یک جت وجود دارد چرا که تکانه بسیار زیاد پارتون اولیه به طور مؤثری در جهت رو به جلو حمل می‌شود.

با در نظر گرفتن شکل ۱ که در آن اسپین ( $r_i$ ) و چار-بردار تکانه-انرژی مزون و پارتون‌ها نیز نشان داده شده‌اند، ابتدا به سینماتیک مسئله می‌پردازیم. در چار چوب نشان داده شده، چار-بردار تکانه-انرژی ذرات عبارتند از

$$\begin{aligned} s_\mu &= [s_0; \vec{s}, s_L], & t_\mu &= [t_0; \vec{t}, t_L], & \bar{P}_\mu &= [\bar{P}_0; \vec{\bar{P}}, \bar{P}_L] \\ p_\mu &= [p_0; \vec{p}, p_L], & s'_\mu &= [s'_0; \vec{s}', s'_L], & t'_\mu &= [t'_0; \vec{t}', t'_L] \end{aligned} \quad (2)$$

که مؤلفه‌های  $\bar{P}_T, \vec{s}'_T, \vec{t}'_T$  تصویر بردار تکانه گلوئون‌های اولیه و ثانویه را در صفحه X-Y نشان می‌دهند. با در نظر گرفتن روابط فوق، پارامتر ترکش (۱) به صورت

$$z = \frac{\bar{P}_0}{P_0}, \quad (3)$$

بیان می‌شود که در آن  $\bar{P}_0 = s_0 + t_0$ . همچنین جهت ساده‌سازی محاسبات بعدی، کسرهای انرژی زیر را در دستگاه تکانه بی‌نهایت تعریف می‌کنیم

$$x_1 = \frac{s_0}{\bar{P}_0}, \quad x_2 = \frac{t_0}{\bar{P}_0} \quad (4)$$

به طوری که  $x_1 + x_2 = 1$  در واقع کمیت‌های  $x_i$  به کسری از تکانه مزون اشاره دارند که توسط کوارک‌های سازنده حمل می‌شوند. مطابق با تعریف پارامتر ترکش (۳)، چارمونیوم  $J/\psi$  کسر  $z$  از انرژی گلوئون اولیه ( $p_0$ ) را حمل می‌کند و دو گلوئون خروجی، کسر باقی‌مانده ( $1-z$ ) انرژی را حمل می‌کنند. بنابراین انرژی پارتون‌ها می‌تواند بر حسب انرژی گلوئون اولیه به صورت  $t'_0 = x_2(1-z)p_0$ ،  $s'_0 = x_1(1-z)p_0$ ،  $t_0 = x_2 z p_0$ ،  $s_0 = x_1 z p_0$  بیان شوند که در آنها شرط  $x_1 + x_2 = 1$  نیز برقرار است. با توجه به آنکه دو ذره خروجی هر دو گلوئون هستند، بنابراین فرض  $x_3 = x_4 = \frac{1}{2}$  را در محاسباتمان به کار خواهیم برد.

در مدل سوزوکی، تابع ترکش مزون موج-S با رابطه زیر

فرض مذکور تابع ترکش گلوئون به چارمونیوم‌های اسکالر و برداری را محاسبه کرده‌ایم. در کار حاضر با استفاده از مدل سوزوکی و با در نظر گرفتن جنبه واقعی‌تر حالت مقید مزونی نتیجه مرجع [۱۳] را اصلاح خواهیم کرد. به دلیل اهمیت خاص چارمونیوم برداری ( $J/\psi({}^3S_1)$ ) در نظریه مدل استاندارد، در این مقاله ابتدا رهیافت سوزوکی در محاسبه تابع ترکش گلوئون به مزون برداری ( $J/\psi({}^3S_1)$ ) را مرور خواهیم کرد آنگاه اصلاح تابع موج مزون را برای آن در نظر می‌گیریم. در مقاله [۲۱] با صرف نظر از فرض ساده تابع دلتای دیراک، تابع ترکش کوارک سنگین را محاسبه کردیم و نشان دادیم که نتایج تا حد خوبی بهبود پیدا کرده به گونه‌ای که با داده‌های آزمایشگاهی تطابق بهتری می‌یابند.

### ۳. محاسبه تابع ترکش $J/\psi({}^3S_1) \rightarrow g$ در مدل

#### سوزوکی

نمودار فاینمن مربوط به گذار  $J/\psi + 2g \rightarrow J/\psi + g$  تا مرتبه اول اختلال در شکل ۱ نشان داده شده است. فرآیند ترکش مزون  $J/\psi$  همانند فرآیند واپاشی آن ( $J/\psi \rightarrow 3g$ ) از مرتبه  $\alpha_s^3$  است [۲۲]. توجه کنید که فرآیند ترکش گلوئون به چارمونیوم اسکالر ( $J/\psi({}^1S_0)$ ) از مرتبه  $\alpha_s^2$  و به صورت  $g \rightarrow \eta_c + g$  است.

به پیروی از مراجع [۱۳-۱۸]، دستگاه مرجع تکانه بی‌نهایت<sup>۱</sup> را برای محاسباتمان انتخاب می‌کنیم که در آن پارامتر ترکش به صورت ساده زیر بیان می‌شود:

$$z = \frac{E^H}{E^g}. \quad (1)$$

در واقع پارامتر ترکش به کسری از انرژی پارتون اولیه ( $E^g$ ) که توسط هادرون نهایی ( $E^H$ ) حمل می‌شود اشاره دارد.

با توجه به جرم بسیار زیاد کوارک افسون ( $c$ )، حرکت نسبی زوج کوارک-پادکوارک  $c\bar{c}$  در چارمونیوم به طور مؤثری غیرنسبیتی است. در اینجا مطابق با رهیافت لپاژ-برورسکی<sup>۲</sup> [۲۳] با صرف نظر از حرکت نسبی کوارک‌های سازنده

۱. Infinite momentum frame

۲. Lepage-Brodsky

$$\psi_M(x_i, \bar{q}_{Li}) = \frac{\sqrt{2\lambda\pi b^\gamma(m_c + m_{\bar{c}})}}{x_1^\gamma x_2^\gamma \left[ M^\gamma - \frac{m_c^\gamma + q_{L1}^\gamma}{x_1} - \frac{m_{\bar{c}}^\gamma + q_{L2}^\gamma}{x_2} \right]^\gamma}, \quad (9)$$

که در آن  $b$  انرژی پیوندی حالت مقید مزونی بوده و  $M$  جرم چارمونیم است که تقریب  $M \cong 2m_c$  را برای آن در نظر می‌گیریم. به کمک معادلات (۹)–(۷) و با استفاده از چارچوب تکانه بی‌نهایت روی تکانه عرضی کوارک‌های سازنده صورت زیر در می‌آید

$$\Phi_M(x_i, Q^\gamma) = \frac{\sqrt{2\lambda\pi b^\gamma(m_c + m_{\bar{c}})}}{2(\gamma\pi)^\gamma [x_1 x_2 M^\gamma - m_c^\gamma x_2 - m_{\bar{c}}^\gamma x_1]} = \frac{f_M}{2\sqrt{3}\pi^\gamma} \frac{-1}{M(x_1 - \frac{m_c}{M})^\gamma}, \quad (10)$$

که در آن  $f_M = \sqrt{6b^\gamma/\pi M}$  ثابت واپاشی مزون است که از داده‌های آزمایشگاهی استخراج می‌شود. در استخراج رابطه (۱۰) از شرط  $x_1 + x_2 = 1$  نیز استفاده کرده‌ایم.

همان گونه که مشاهده می‌شود معادله فوق در  $x_1 = m_c/M$  دارای تکیگی بوده و بنابراین در تمام مقالات پیشین از جمله مراجع [۱۳–۱۸] و تعداد بسیار دیگر، همواره از تقریب تابع دلتای دیراک، به صورت زیر، برای تابع موج حالت مقید مزونی استفاده شده است

$$\Phi_M \approx \frac{f_M}{2\sqrt{3}} \delta(x_1 - \frac{m_c}{M}). \quad (11)$$

با تقریب فوق، همچنین فرض می‌شود که سهم هر کوارک سازنده از انرژی مزون، متناسب با جرم آن است:  $x_1 = m_c/M$  و  $x_2 = m_{\bar{c}}/M$  (رابطه (۴) را ببینید).

در مرجع [۱۳] با در نظر گرفتن فرض (۱۱)، تابع ترکش گلوئون به چارمونیم برداری  $J/\psi(\psi S_1)$  را به صورت تحلیلی به دست آوردیم. در اینجا با در نظر گرفتن تابع موج غیرنسبیتی (۱۰) تابع ترکش  $J/\psi(\psi S_1) \rightarrow g$  را محاسبه خواهیم کرد و نشان خواهیم داد این اثر تا چه حد نتایج قبل را بهبود خواهد بخشید. با در نظر گرفتن معادلات (۶) و (۱۰)، داریم

$$T_M = \frac{-f_M}{2\sqrt{3}M\pi^\gamma} \int_0^1 \frac{dx_1}{(x_1 - \frac{m_c}{M})^\gamma} T_H(x_1, x_2 = 1 - x_1, Q^\gamma), \quad (12)$$

دامنه پراکندگی سخت  $T_H$  در رابطه فوق، در اصل سطح مقطع

تعریف می‌شود [۷ و ۸]

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_g) = \frac{1}{1 + \gamma_s g} \sum_s \int d^3\bar{p} d^3\bar{s}' d^3\bar{t}' |T_M|^\gamma \delta^\gamma(\bar{p} + \bar{s}' + \bar{t}' - \bar{p}), \quad (5)$$

که در آن  $s_g$  به اسپین گلوئون اولیه اشاره دارد و  $T_M$  دامنه احتمال تولید مزون است. مطابق با رهیافت معرفی شده در [۷ و ۸]، دامنه احتمال  $T_M$  عبارت است از

$$T_M(\bar{P}, k', p') = \int dx_1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2) T_H(\bar{P}, k', p', x_i) \Phi_M(x_i, Q^\gamma), \quad (6)$$

که از دو بخش (الف) دامنه پراکندگی سخت  $T_H$ ، مرتبط با فرآیند پارتونی نشان داده شده در شکل ۱، و (ب) دامنه احتمال  $\Phi_M$ ، مرتبط با حالت مقید مزونی تشکیل شده است.  $\Phi_M$  رابطه فوق، دامنه احتمال پیدا کردن کوارک در حالت مقید مزونی را نشان می‌دهد. این کمیت مستقل از فرآیند بوده و در بردارنده دینامیک غیراختلالی حالت مقید مزونی است. در حالت کلی، دامنه توزیع  $\Phi_M$  بر حسب تابع موج مزونی  $\psi_M$  به صورت زیر بیان می‌شود

$$\Phi_M(x_i, Q^\gamma) = \int [d^3\bar{q}_{Li}] \psi_M(x_i, \bar{q}_{Li}) \Theta(q_{Li}^\gamma < Q^\gamma), \quad (7)$$

که در آن

$$[d^3\bar{q}_{Li}] = 2(\gamma\pi)^\gamma \delta[\sum_{j=1}^\gamma \bar{q}_{Lj}] \prod_{i=1}^\gamma \frac{d^3\bar{q}_{Li}}{2(\gamma\pi)^\gamma}. \quad (8)$$

اینجا  $\Theta(x) = \int_{-\infty}^x dt \delta(t)$  تابع پله<sup>۱</sup> و  $\bar{q}_{Li}$  به تکانه عرضی کوارک‌های سازنده اشاره دارد که به دلیل پایستگی تکانه داریم:  $\bar{q}_{L1} + \bar{q}_{L2} = 0$ .

برای حالت مقید کوارک‌های سنگین فرض می‌کنیم که مسئله به اندازه کافی غیرنسبیتی است که به توان از نشر گلوئون‌های ثانویه در ساختار پارتونی مزون صرف نظر کرد. تابع موج  $\psi_M$  (۷) در حد غیرنسبیتی از حل معادله بته-سالپتر<sup>۲</sup> با پتانسیل QCD به دست می‌آید [۲۴] که در چارچوب تکانه بی‌نهایت به صورت زیر بیان می‌شود

۱. Step function

۲. Bethe-Salpeter

جهت محاسبه انتگرال‌های فضای فاز ابتدا انتگرال زیر را در نظر می‌گیریم

$$\int \frac{d^4 \bar{P} \delta^4(\bar{P} + \bar{s}' + \bar{t}' - \bar{p})}{\bar{P}_0(\bar{P}_0 + s'_0 + t'_0 - p_0)^2} = \int \frac{\bar{P}_0 d^4 \bar{P} \delta^4(\bar{P} + \bar{s}' + \bar{t}' - \bar{p})}{(\bar{P}_0 + \bar{P}_0[s'_0 + t'_0 - p_0])^2} \quad (18)$$

$$= \frac{\bar{P}_0}{(M^2 - [p - s' - t']^2)} = \frac{\bar{P}_0}{(M^2 - 2t'_0 s'_0 + 2p_0 t'_0 + 2p_0 s'_0)^2}$$

و برای سادگی محاسبات به جای انتگرال‌گیری روی تکانه عرضی، متغیر انتگرال‌گیری را با مقدار متوسط آن جایگزین می‌کنیم. بنابراین داریم

$$\int F(z, s'_T) d^2 s' = \int F(z, s'_T) ds'_T d^2 s'_T \approx s'_T F(z, \frac{1}{2} \langle p'_T \rangle) \quad (19)$$

$$\int H(z, t'_T) d^2 t' = \int H(z, t'_T) dt'_T d^2 t'_T \approx t'_T H(z, \frac{1}{2} \langle p'_T \rangle)$$

که  $\langle p'_T \rangle$  مربع تکانه عرضی گلوئون بوده و تنها کمیت آزاد رهیافت سوزوکی است که به طور پدیده‌شناسی تعیین می‌شود. در نهایت تابع ترکش عبارت است از

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_s) = \frac{A^2}{3} \int \frac{dx_1}{(x_1 - \frac{m_c}{M})^2} \int \frac{dx_2}{(x_2 - \frac{m_c}{M})^2} \left\{ \frac{z \sum_s \Gamma \cdot \Gamma^*}{(M^2 - 2t'_0 s'_0 + 2p_0 t'_0 + 2p_0 s'_0)^2} \right\}_{s'_T \rightarrow \frac{1}{2} \langle p'_T \rangle, t'_T \rightarrow \frac{1}{2} \langle p'_T \rangle} \quad (20)$$

در محاسبه تابع ترکش، اثر اسپین مزون خروجی در عبارت  $\sum_s \Gamma \cdot \Gamma^*$  از معادله (۲۰) وارد می‌شود. اگر هدف، محاسبه تابع ترکش مزون غیر قطبیده باشد، باید بر روی رنگ و اسپین همه پارتون‌های ورودی و خروجی جمع زد و از روابط کامل بودن<sup>۱</sup> برای اسپینورهای دیراک

$$\sum_s u(p, s) \bar{u}(p, s) = \not{p} + m \quad (21)$$

$$\sum_s v(p, s) \bar{v}(p, s) = \not{p} - m$$

استفاده کرد. برای به دست آوردن تابع ترکش مزون‌های قطبیده برداری یا اسکالر سه سناریوی متفاوت پیشنهاد می‌شود. جزئیات این سناریوها در مقالات [۱۷]، [۲۵] و [۲۶] داده شده است. ما در این کار از سناریوی اسفاده خواهیم کرد که مرتبط با اثر جرم مزون است.

پارتونی برای تولید یک جفت کوارک-پادکوارک سنگین ( $c\bar{c}$ ) با اعداد کوانتومی مشخص است که می‌تواند به طور احتمالی در نظریه QCD محاسبه شود. با در نظر گرفتن شکل ۱، دامنه پراکندگی سخت  $T_H$  عبارت است از

$$T_H = \frac{g_s^2 m_c^2}{2\sqrt{2} \bar{P}_0 p_0 s'_0 t'_0} = \frac{C_F}{\bar{P}_0 + s'_0 + t'_0 - p_0} \Gamma \quad (13)$$

که در اینجا  $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$ ،  $C_F$  عامل رنگ و  $\Gamma$  ترکیب مناسبی از انتشارگر کوارک و بخش اسپینوری دامنه است که به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\Gamma = G_1 G_2 \bar{u}(s, r_2) \not{q} \not{m}_c \not{k} \not{m}_c \not{v}(t, r_1) \quad (14)$$

در رابطه فوق  $\varepsilon^\mu$  چار-بردار قطبش گلوئون‌ها و  $G_1$  و  $G_2$  متناسب با انتشارگرهای کوارکی هستند که به صورت زیر بیان می‌شوند

$$G_1 = \frac{1}{q^2 - m_c^2} = \frac{1}{2s \cdot s'}$$

$$G_2 = \frac{1}{k^2 - m_c^2} = \frac{1}{2t \cdot t'} \quad (15)$$

بنابراین با در نظر گرفتن رابطه (۱۲)، برای مربع دامنه احتمال در رابطه (۵) داریم

$$|T_M|^2 = A^2 \int \frac{dx_1}{(x_1 - \frac{m_c}{M})^2} \frac{\Gamma}{(\bar{P}_0 + s'_0 + t'_0 - p_0) \sqrt{\bar{P}_0 p_0 s'_0 t'_0}} \times \int \frac{dx_2}{(x_2 - \frac{m_c}{M})^2} \frac{\Gamma^*}{(\bar{P}_0 + s'_0 + t'_0 - p_0) \sqrt{\bar{P}_0 p_0 s'_0 t'_0}} \quad (16)$$

که در آن ثابت  $A$  برابر است با  $A = (f_M g_s^2 m_c^2 C_F) / (4\sqrt{6} M \pi^2)$  هر چند مقدار نهایی آن از شرط بهنجارش  $\int D_g^{J/\psi}(z, \mu_s) dz = 1$  تعیین می‌شود.

اکنون با در نظر گرفتن روابط (۵) و (۱۶)، تابع ترکش گلوئون در مقیاس اولیه  $\mu_s$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_s) = A^2 \int \frac{dx_1}{(x_1 - \frac{m_c}{M})^2} \int \frac{dx_2}{(x_2 - \frac{m_c}{M})^2} \frac{1}{(\bar{P}_0 + s'_0 + t'_0 - p_0)^2} \sum_s \Gamma \Gamma^* \int \frac{d^4 \bar{P} d^4 \bar{s}' d^4 \bar{t}'}{\bar{P}_0 p_0 s'_0 t'_0} \delta^4(\bar{P} + \bar{s}' + \bar{t}' - \bar{p}) \quad (17)$$

۱. Completeness relations

بردارهای تکانه-انرژی و قطبش بیان می‌شود.

### ۵. نتایج تحلیلی

به منظور محاسبه تابع ترکش چارمونیم برداری، با در نظر گرفتن سینماتیک مسئله (شکل ۱ و چار- بردارهای متناظر در روابط (۲) و (۲۵)) ابتدا ضرب نقطه‌ای چار- بردارها را محاسبه می‌کنیم. ضرب‌های نقطه‌ای مناسب عبارتند از

$$\begin{aligned} \chi_{s,t} \cdot \chi_{s',t'} &= \chi_{s,t} \cdot \chi_{s',t'} = \frac{z x_1}{2(1-z)} p_T^\chi + \frac{1-z}{2z x_1} m_c^\chi, \\ \chi_{p,s} \cdot \chi_{p,t} &= \chi_{p,s} \cdot \chi_{p,t} = \frac{z}{2(1-z)} p_T^\chi, \\ \chi_{t,s} \cdot \chi_{t,t'} &= \chi_{t,s} \cdot \chi_{t,t'} = \frac{z x_2}{2(1-z)} p_T^\chi + \frac{1-z}{2z x_2} m_c^\chi, \\ \chi_{p,t} &= z x_2 p_T^\chi + \frac{m_c^\chi}{z x_2}, \\ \chi_{s,t} &= \left( \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) m_c^\chi, \\ \chi_{p,s} &= z x_1 p_T^\chi + \frac{m_c^\chi}{z x_1}, \\ \chi_{s,\mathcal{E}_L} &= -M x_1 + \frac{m_c^\chi}{M x_1}, \\ \chi_{s,\mathcal{E}_T} &= \chi_{t,\mathcal{E}_T} = 0, \\ \chi_{t,\mathcal{E}_L} &= -M x_2 + \frac{m_c^\chi}{M x_2}, \\ \chi_{t',s'} &= 0, \\ \chi_{t',\mathcal{E}_L} &= \chi_{s',\mathcal{E}_L} = -\frac{M(1-z)}{2z} + \frac{z}{2M(1-z)} p_T^\chi, \\ \chi_{p,\mathcal{E}_L} &= -\frac{M}{z} + \frac{z p_T^\chi}{M}, \\ \chi_{p,\mathcal{E}_T} &= -\sqrt{z} p_T^\chi (-1+i), \\ \chi_{t',\mathcal{E}_T} &= \chi_{s',\mathcal{E}_T} = -\frac{p_T^\chi}{\sqrt{z}} (-1-i). \end{aligned} \quad (27)$$

اگر فرض ساده‌کننده (۱۱) که در تمامی مراجع پیشین به کار گرفته شده است را بپذیریم، مطابق با آن سهم هر کوارک سازنده از انرژی مزون متناسب با جرم آن است:  $x_2 = m_c/M_{J/\psi} \approx 1/2$  و  $x_1 = m_c/M_{J/\psi} \approx 1/2$ ، بنابراین ضرب‌های فوق بسیار ساده خواهند شد. نتایج تحلیلی برای تابع ترکش مزون  $J/\psi$  در حضور فرض ساده‌کننده (۱۱) در مرجع [۱۳] ارائه شده است. با در نظر گرفتن شکل غیر نسبیتی تابع موج مزون (۱۰) به جای شکل ساده دلتای دیراک (۱۱)، مسئله بسیار پیچیده خواهد شد. بنابراین به دلیل ظهور جملات طولانی در تابع ترکش، در اینجا تنها انتگرال‌های

### ۴. تابع ترکش مزون‌های قطبیده اسکالر و برداری

با در نظر گرفتن  $v(t, r_\perp)$  و  $\bar{u}(s, r_\perp)$  به عنوان اسپینورهای دیراک کوارک‌های سازنده چارمونیم (شکل ۱)، در تقریب غیرنسبیتی عملگر تصویر<sup>۱</sup> می‌تواند به صورت زیر تعریف شود [۲۵ و ۲۶]:

$$\Lambda_{S,S_2}(\bar{P}) = v(t) \bar{u}(s) = \frac{f_M}{\sqrt{4\lambda}} (\bar{P} + M) \prod_{S,S_2}, \quad (22)$$

که  $M$  به جرم و  $\bar{P}$  به چار- تکانه مزون اشاره دارند. همچنین  $f_M$  ثابت واپاشی مزون  $\prod_{S,S_2}$  عملگر تصویر اسپین است:  $\prod_{S,S_2} = \gamma_5$  برای مزون‌های شبه‌اسکالر<sup>۲</sup> و  $\prod_{S,S_2} = \not{S}$  برای مزون‌های برداری<sup>۳</sup>. بنابراین محتویات اسپینی مزون توسط  $\gamma_5$  یا  $\not{S}_z$  داده می‌شود.

بنابراین بخش اسپینوری دامنه (۱۴) برای مزون برداری  $(J/\psi(\chi S_1))$  به صورت زیر بیان شود

$$\Gamma^V \propto G_1 G_2 (\bar{P} + M) \not{S}_z^* (\not{q} + m_c) \not{S}_z (\not{k} + m_c) \not{S}_z^*, \quad (23)$$

که در آن  $q (= s + s')$  و  $k (= t + t')$  چار- بردار تکانه کوارک‌های واسطه مجازی بوده و  $\mathcal{E}$  چار- بردار قطبش مزون  $J/\psi(\chi S_1)$  است که می‌تواند در حالت طولی  $\mathcal{E}_\mu^{(L)} = \mathcal{E}_\mu(\bar{P}, \lambda = 0)$  و یا عرضی  $\mathcal{E}_\mu^{(T)} = \mathcal{E}_\mu(\bar{P}, \lambda = \pm 1)$  قرار داشته باشد. مؤلفه‌های بردار قطبش مزون در روابط زیر صدق می‌کنند

$$\mathcal{E}(\bar{P}, \lambda) \cdot \bar{P} = 0, \quad \mathcal{E}(\bar{P}, \lambda) \cdot \mathcal{E}(\bar{P}, \lambda') = -\delta_{\lambda, \lambda'}, \quad (24)$$

$$\mathcal{E}^{(T)} \cdot \bar{P} = 0 = \mathcal{E}^{(L)} \times \bar{P}$$

برای چارمونیم با چار- بردار تکانه  $\bar{P}_\mu = [\bar{P}_0; \vec{P}_L]$  (شکل ۱)، چار- بردارهای قطبش (توابع موج اسپینی) مزون به صورت زیر بیان می‌شود

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\mu^{(L)} &= \frac{1}{M} (\bar{P}_L; 0, 0, \bar{P}_0) = \frac{1}{M} (k_L + P_L; 0, 0, P_0 + k_0), \\ \mathcal{E}_\mu^{(T)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (0; \mp 1, -i, 0). \end{aligned} \quad (25)$$

در نتیجه برای مربع بخش اسپینوری دامنه تولید مزون برداری داریم:

$$\sum \Gamma^V \bar{\Gamma}^V \propto G_1^\dagger G_2^\dagger \text{Tr}[(\bar{P} + M) \not{S}_z^* (\not{q} + m_c) \gamma^\nu (\not{k} + m_c) (\not{k} + m_c) \gamma_\nu (\not{q} + m_c) \not{S}_z (\bar{P} + M)]. \quad (26)$$

پس از محاسبه رد<sup>۴</sup> فوق، نتیجه به صورت ضرب نقطه‌ای چار-

۱. Projection operator

۲. Pseudoscalar meson

۳. Vector meson

۴. Trace

تابع ترکش برای چارمونوم برداری  $J/\psi(\Upsilon S_1)$  حاصل جمع مؤلفه طولی و دو برابر مؤلفه عرضی است، به عبارتی

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_0) = 2D_g^T + D_g^L, \quad (32)$$

که  $D_g^T$  و  $D_g^L$  به ترتیب برابر با تابع ترکش گلوئون به چارمونوم برداری با قطبش طولی و عرضی هستند. تابع  $D_g^T$  با حل معادله (۲۸) در حضور جمله  $F_{1T}$  و تابع  $D_g^L$  با حل معادله (۲۸) با در نظر گرفتن جمله  $F_{1L}$  به دست می‌آید.

اکنون جهت نمایش پیش‌بینی پدیده‌شناسی محاسباتمان از توابع ترکش گلوئون، به تجزیه و تحلیل عددی نتایج می‌پردازیم. جهت تحلیل عددی، مقادیر  $m_{J/\psi} = 37096 \text{ GeV}$ ،  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ ،  $\alpha_s(2m_c) = 0.26$  و  $f_M(c\bar{c}) = 0.48 \text{ GeV}$  [۱۴] را در نظر می‌گیریم. همچنین تکانه عرضی گلوئون اولیه را  $\langle p_T \rangle = 10 \text{ GeV}$  انتخاب می‌کنیم. در حالت کلی، تابع ترکش هم به پارامتر ترکش  $z$  ( $0 \leq z \leq 1$ ) و هم به مقیاس اولیه ترکش  $(\mu)$  وابسته است. مقیاس اولیه ترکش کاملاً اختیاری است اما در فرآیندهای انرژی بالا عموماً مقدار آن برابر با حداقل انرژی لازم جهت تولید مزون در نظر گرفته می‌شود. بنابراین در این مقاله مقدار آن را برابر  $\mu_0 = 2m_c$  در نظر می‌گیریم. برای به دست آوردن توابع ترکش در مقیاس‌های بالاتر انرژی می‌توان از معادلات تحول آلتارلی-پاریسی کمک گرفت [۴]. در حال حاضر وابستگی تابع ترکش به کمیت  $z$  در هر مقیاس انرژی قابل تعیین نیست. هرچند پس از تعیین عددی یا تحلیلی تابع در مقیاس اولیه ترکش، به کمک معادلات انتگرالی-دیفرانسیلی آلتارلی-پاریسی

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_g^{J/\psi}(z, \mu) = \sum_j \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{ij}(z, \mu) D_j^{J/\psi}(y, \mu), \quad (33)$$

می‌توان مقدار عددی آن را در هر مقیاس دیگر به دست آورد. در معادله فوق  $P_{ij}(x, \mu)$  توابع آلتارلی-پاریسی برای شکافت پارتون نوع  $j$  به نوع  $i$  با کسر تکانه  $x$  است. تنها قید در حل معادله فوق آن است که باید تابع ترکش در مقیاس اولیه  $\mu_0$  تعیین شده باشد.

در شکل ۲، پیش‌بینی مان از رفتار تابع ترکش چارمونوم

دوبعدی زیر را ارائه می‌دهیم

$$D_g^{J/\psi}(z, \mu_0) = \int \frac{dx_1}{(x_1 - \frac{m_c}{M})^2} \int \frac{dx_2}{(x_2 - \frac{m_c}{M})^2} (Af_M)^2 z \frac{F_1}{F_T}, \quad (28)$$

که در آن

$$F_T = \left( \frac{zx_1 p_T^2}{1-z} + \frac{m^2(1-z)}{zx_2} \right)^2 \left( \frac{zx_1 p_T^2}{1-z} + \frac{m^2(1-z)}{zx_2} \right)^2 \left( M^2 + \frac{z^2 p_T^2}{1-z} \right)^2. \quad (29)$$

جمله  $F_1$  در رابطه (۲۸) مرتبط با مربع بخش اسپینوری دامنه تولید مزون (۲۶) است که برای مؤلفه‌های قطبش طولی ( $F_{1L}$ ) و عرضی ( $F_{1T}$ ) چارمونوم برداری، با فرض  $M = 2m_c$  به صورت زیر بیان می‌شود

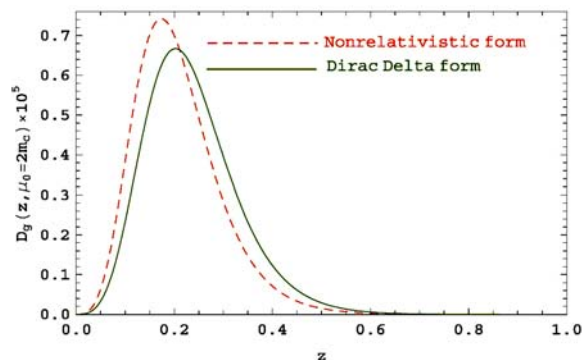
$$F_{1L} = -\frac{16z^2 m_c^2 p_T^2}{(1-z)^2} \left\{ x_1^2 + 2x_1 x_2 + 2x_2 x_1 \right\} + m_c^2 p_T^2 \left\{ -16 \frac{x_1}{x_2} \left( \frac{x_1}{x_2} + \nu \right) - 16 \frac{x_2}{x_1} \left( \frac{x_2}{x_1} + \nu \right) - \frac{32z}{1-z} \left( \nu \frac{1-z}{z} + 11x_1 + 12x_2 + \frac{x_1^2}{x_2} \right) + 16m_c^2 \left\{ -\frac{(1-z)^2}{z^2} \left( \frac{1}{x_1^2} + \frac{\nu}{x_1 x_2} + \frac{\nu}{x_2^2} \right) - 2 \frac{1-z}{z} \left( \frac{x_1}{x_2^2} + \frac{12}{x_2} + \frac{11}{x_1} \right) + 8 \left( \frac{x_1^2}{x_2^2} + \frac{x_2^2}{x_1^2} - 14 \right) \right\} \right\}, \quad (30)$$

و

$$F_{1T} = -\frac{4z^2 m_c^2 p_T^2}{x_1(1-z)^2} \left\{ x_1 + x_2 + 4x_1 x_2 (x_2 + 6x_1) + 4x_1^2 \right\} + m_c^2 p_T^2 \left\{ 16 \frac{x_1}{x_2} \left( -6 - \frac{x_1}{x_2} - 2 \frac{zx_1}{1-z} \right) + 16 \frac{x_2}{x_1} \left( -6 - \frac{x_2}{x_1} - 2 \frac{zx_2}{1-z} \right) - \frac{4}{x_1 x_2} - \frac{4}{x_2^2} - 64x_1^2 - 64x_1 x_2 - 32 - \frac{24z}{1-z} \left( \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) - \frac{224z}{1-z} (x_1 + x_2) - \frac{128zx_1}{1-z} (x_1 x_2 + 2x_2^2 - x_1^2) \right\} + 8m_c^2 \left\{ \frac{1}{x_1^2} \left( -1 + \frac{1}{z} + 2x_2 - 8x_1 \right) + \frac{1}{x_1^2} (4x_2 + \frac{1}{x_2} + \frac{4}{x_2}) + 8x_2^2 - 32 \frac{x_2}{z} - \frac{1}{zx_2} - \frac{2}{z^2} \right\} + \frac{64}{z} \left( 2 - \frac{1}{z} - 6x_2 - 6x_1 \right) + \frac{1}{x_2^2} \left( \frac{4x_1(z-1)}{z} - \frac{2(1-z)}{zx_1} - \frac{2}{z^2} + \frac{4}{z} + 8x_1^2 \right) + \frac{1}{x_1} \left( \frac{28(z-1)}{z} + \frac{8x_1(z^2-1)}{z^2} + \frac{16x_1}{z} + \frac{24}{zx_1} - \frac{12}{z^2 x_1} + 32x_1^2 \right) - 64(23 - 6x_2 - 4x_1^2 + 12x_1^2 - 6x_1 + 12x_1 x_2) + \frac{1}{x_1} \left( 28 + 16x_2 - \frac{28}{z} - \frac{18}{x_2} \right) \right\}. \quad (31)$$

با فرض تابع دلتای دیراک برای تابع موج مزون، داریم: در نتیجه توابع فوق بسیار ساده خواهند شد و به نتایج تحلیلی مرجع [۱۳] خواهیم رسید.

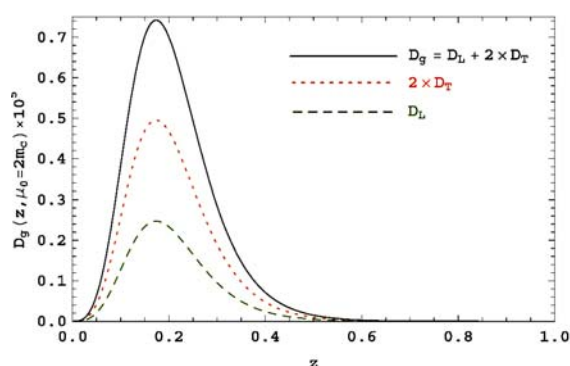




شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تابع ترکش  $D_g^{J/\psi}(z, \mu_s = 2m_c)$  در مدل سوزوکی، یک بار با در نظر گرفتن تقریب تابع دلتای دیراک (۱۱) و یک بار با در نظر گرفتن تابع موج غیر نسبیته (۱۰) برای حالت مقید مزون سنگین.

بسیار خوبی نتیجه به دست آمده برای تابع ترکش  $D_c^{D^*}(z, \mu_s)$  در تقریب دلتای دیراک را اصلاح کرده و توافق بسیار خوبی را با داده‌های آزمایشگاهی گزارش شده از گروه‌های بل<sup>۲</sup> و کلئو<sup>۳</sup> به وجود می‌آورد.

در مرجع [۲۷] نشان داده‌ایم که در واپاشی کوآرک سر به مزون B در مرتبه NLO  $(t \rightarrow b+W^+(+g) \rightarrow B+Jet)$  از آنجایی که مزون‌های خروجی B می‌توانند از ترکش گلوئون نیز به وجود آیند بنابراین برای دست‌یابی به دقیق‌ترین نتایج برای طیف انرژی مزون خروجی باید سهم ترکش گلوئون  $(g \rightarrow B)$  را نیز به ترکش کوآرک b اضافه کرد. آنجا نشان دادیم که سهم ترکش گلوئون تنها در انرژی‌های پایین مزون B محسوس است. این اثر با موقعیت قله تابع ترکش گلوئون در z پایین سازگاری دارد. توجه کنید که سهم ترکش گلوئون را نمی‌توان به طور مجزا تعیین کرد به گونه‌ای که این بخش از محاسبات بیشتر جنبه نظری دارد، اما صحت تابع ترکش  $g \rightarrow J/\psi$  را می‌توان از مقایسه پیش‌بینی‌های نظری و اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی سطح مقطع مزون سنگین در شتاب‌دهنده LHC تحقیق کرد.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تابع ترکش گلوئون به چارمونیم برداری  $J/\psi$  در مقیاس اولیه ترکش  $(\mu_s = 2m_c)$ ، به ازای  $\langle p_T \rangle = 10 \text{ GeV}$ . مؤلفه‌های طولی (خط‌چین) و عرضی (نقطه‌چین) تابع ترکش همچنین نشان داده شده‌اند.

برداری  $J/\psi$  در مقیاس اولیه  $\mu_s = 2m_c$  نشان داده شده است. در این شکل، رفتار تابع ترکش برای مؤلفه‌های قطبش طولی (نمودار خط‌چین) و عرضی (نمودار نقطه‌چین) مزون برداری نشان داده شده است. همچنین مطابق با رابطه (۳۲) تابع ترکش مزون برداری  $J/\psi$  از جمع سهم‌های طولی و دو برابر عرضی به دست می‌آید. در شکل ۲ تابع ترکش کل  $g \rightarrow J/\psi$  نیز نشان داده شده است. نتیجه ارائه شده در شکل ۲ در توافق بسیار خوبی با نتیجه ارائه شده در شکل ۳ از مرجع [۲۲] است، که در آن از رهیافت نظری کاملاً متفاوت (رهیافت براتن<sup>۱</sup> [۱ و ۲]) استفاده شده است. در هر دو نتیجه، به ازای  $p_T = 10 \text{ GeV}$  قله تابع ترکش در  $z \approx 0.18$  رخ داده و بیشینه تابع ترکش برابر با  $D_g^{J/\psi} \approx 0.75 \times 10^{-5}$  به دست آمده است. تابع ترکش در مدل سوزوکی به تکانه‌عرضی گلوئون اولیه وابسته است در حالی که در مدل‌های دیگر از جمله مدل براتن، انتگرال بر روی تمام درجات آزادی گرفته می‌شود.

جهت مقایسه اثر تابع موج مزون غیر نسبیته (۱۰) و تقریب دلتای دیراک (۱۱) روی تابع ترکش، در شکل ۳ تابع ترکش مزون  $J/\psi$  برای هر دو حالت نشان داده شده است. در مرجع [۲۱] نشان داده‌ایم که شکل غیر نسبیته تابع موج مزون تا حد

۲. BELLE

۳. CLEO

۱. Braaten approach

## ۶. نتیجه گیری

ترکش، سازوکار غالب برای تولید کوارکونیوم‌های سنگین در تکانه عرضی زیاد است. در واقع ترکش به فرآیند تولید یک پارتون با انرژی زیاد اشاره دارد که نهایتاً متلاشی شده و حالت مقید کوارک-آنتی کوارک سنگین را به وجود می‌آورد. این فرآیند با تابع ترکش توصیف می‌شود که در واقع بیانگر چگالی احتمال تولید یک هادرون از پارتون اولیه است. علاوه بر رهیافت‌های پدیده شناسی، مدل‌های نظری نیز جهت محاسبه تحلیلی توابع ترکش وجود دارند که به کمک آنها می‌توان در چار چوب QCD اختلالی توابع ترکش را در هر مرتبه از اختلال محاسبه کرد. در کار حاضر، با استفاده از مدل سوزوکی تابع ترکش گلوئون به چارمونیوم برداری موج  $S$ - را در مقیاس اولیه  $\mu_e = 2m_c$  و تا مرتبه  $\alpha_s^3$  محاسبه کردیم. در مدل سوزوکی جنبه غیر اختلالی فرآیند تولید هادرون در حالت مقید مزون ظاهر می‌شود که با تابع موج مزونی نمایش داده می‌شود. در این مقاله ضمن مرور رهیافت سوزوکی به مطالعه نقش تابع موج

مزون در محاسبه تابع ترکش پرداختیم و از تقریب ساده دلتای دیراک برای تابع موج مزون، که پیش از این در تمامی مراجع استفاده شده بود، صرف نظر کرده و از تابع موج غیر نسبیتی که جنبه واقعی تر حالت مقید را در بر می‌گیرد استفاده کردیم. نتیجه محاسباتمان در سازگاری خوبی با نتیجه به دست آمده از مدل براتن است [۲۲]. لازم به ذکر است که تابع موج غیر نسبیتی در نظر گرفته شده محاسبه را بسیار پیچیده کرده و از اینرو ناگزیر انتگرال‌های دو بعدی را ارائه کردیم که باید به صورت عددی حل شوند.

نتایج به دست آمده می‌توانند مستقیماً برای باتمونیوم<sup>۱</sup> برداری  $\Upsilon(3S_1)$  نیز به کار روند و تنها لازم است که  $m_c$  را با  $m_b = 4.5 \text{ GeV}$  جایگزین کرد و ثابت واپاشی  $f_M(bb) = 0.33$  [۱۴] را به کار برد. از آن جایی که کوارک  $b$  سنگین‌تر از کوارک  $c$  است، بیشینه تابع ترکش به طور قابل توجهی به سمت مقادیر بزرگ‌تر  $z$  منتقل می‌شود.

## مراجع

1. E Bratten and T C Yuan, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1673.
2. E Braaten, K m Cheung, S Fleming, and T C Yuan, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 4819.
3. J D Bjorken, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 171.
4. V N Gribov and L N Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438; *Nucl. Phys. B* **126** (1977) 298.
5. M Soleymaninia, A N Khorramian, S M Moosavi Nejad, and F Arbabifar. *Phys. Rev. D* **88**, 5 (2013) 054019.
6. S M Moosavi Nejad, M Soleymaninia and A Maktoubian, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 316.
7. M. Suzuki, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 676.
8. M Suzuki, *Phys. Phys. Lett. B* **71** (1977) 139.
9. S M Moosavi Nejad, and A Armat, *Eur. Phys. J. Plus* **128** (2013) 121.
10. G T Bodwin, E Braaten, and G P Lepage, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 1125; Erratum: *Phys. Rev. D* **55** (1997) 5853.
11. D P Roy and K Sridhar, *Phys. Lett. B* **339** (1994) 141.
12. A F Falk, M E Luke, M J Savage, and M B Wise, *Phys. Lett. B* **312** (1993) 486.
13. S M Moosavi Nejad, *Eur. Phys. J. Plus* **130** (2015) 136.
14. M A Gomshi Nobary, *J. Phys. G* **27** (2001) 21.
15. M A Gomshi Nobary, *J. Phys. G* **20** (1994) 65.
16. M A Gomshi Nobary, *Phys. Lett. B* **559** (2003) 239 *Phys. Lett. B* **598** (2004) 294.
17. S M Moosavi Nejad and M Delpasand, *Int. J. Mod. Phys. A* **30** (2015) 1550179.
18. R Sepahvand and S Dadfar, *Nucl. Phys. A* **848** (2010) 218.
19. J D Bjorken. *Phys. Rev. D* **17** (1978) 171.
20. F Amiri, B C Harms, C -R Ji, *Phys. Rev. D* **32** (1985) 2982.
21. S M Moosavi Nejad, *Eur. Phys. J. A* **52** (2016) 315.
22. W Qi, C F Qiao, J X Wang, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 074012.
23. G P Lepage and S J Brodsky, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 2157.
24. S J Brodsky and C -R. Ji, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2257.
25. K Kolodziej, A Leike, and R Amiri, *Phys. Lett. B* **348** (1995) 219.
26. J H Kuhn, J Kaplan, and E Safiani, *Nucl. Phys. B* **157** (1979) 125.
27. B A Kniehl, G Kramer, and S M Moosavi Nejad, *Nucl. Phys. B* **862** (2012) 720.