تأثیر اتلاف انرژی بر توابع توزیع کوارک‌های سنگین در پلاسمای کوارک-گلوئون

رحیمی نژاد، مرجان[۱]؛ تقوی شهری، فاطمه[۱]؛ جاویدان، کوروش [۱]؛ محرابی پری، شراره[۱]

[1]دانشکده فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، میدان آزادی ، مشهد

چکیده

در این مقاله تحول توابع توزیع مربوط به کوارک های سنگین را هنگام عبور از پلاسمای کوارک-گلوئون مورد مطالعه قرار داده ایم و این توابع را در دماهای مختلف و براساس اتلاف انرژی از دو طریق برخورد کشسان و تابش بررسی نموده ایم. هدف ما تحقیق در مورد تاثیر اتلاف انرژی تابشی می‌باشد.

Effect of energy loss on heavy quarks' distribution functions in the quark-gluon plasma

Rahimi Nezhad, Marjan[1]; Taghavi Shahri, Fatemeh[1] ; Javidan, Kurosh[1] ; Mehrabi Pari, Sharareh[1]

[1] Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad

Abstract

In this article, we study the evolution of distribution functions related to heavy quarks when they pass through the Quark-Gluon Plasma and we investigate these functions at different temperatures based on the energy loss through elastic collisions and radiation. Our goal is to research the effect of radiant energy loss.

PACS No. : 13

مقدمه

طبق نظریه کرومودینامیک کوانتومی[۱] (QCD) هنگامی که ماده به دمای بسیار بالا و / یا چگالی بالا می‌رسد، قدرت برهمکنش قوی کاهش می‌یابد و کوارک‌ها و گلوئون‌ها از قید یکدیگر آزاد می‌شوند. به عبارتی هادرون‌ها ذوب می‌شوند و درجات آزادی ماده در این حالت کوارک‌ها و گلوئون‌ها خواهند بود. این اتفاق به علت مشخصه‌ای به نام آزادی مجانبی در QCD رخ می‌دهد. در نتیجه در دماهای بالا و/ یا چگالی‌های بسیار بالا، ماده وارد فاز پارتونی می‌شود و سیالی تشکیل می‌شود که به آن پلاسمای کوارک-گلوئون[۲] می‌گویند [۱]. مطالعات نشان می‌دهد که تا چند میکروثانیه پس از مهبانگ، ماده در فاز پلاسما بوده و سپس تغییر فاز رخ داده است. بنابراین بررسی خواص پلاسما به درک چگونگی آغاز جهان کمک می‌کند.

امروزه در آزمایشگاه‌های بزرگ دنیا، از برخورد یون‌های سنگین در انرژی‌های بالای نسبیتی برای رسیدن به فاز پارتونی استفاده می‌کنند. به دلیل آنکه پلاسمای کوارک-گلوئون عمر بسیار کوتاهی دارد (درحدود $۱۰^{-۲۳}$ ثانیه) و شکل‌گیری آن در آزمایشگاه به طور مستقیم قابل مشاهده نیست، مطالعه‌ی آن به روش‌های خاصی نیاز دارد. محاسبات پیش‌بینی می‌کنند که دمای گذار از فاز پارتونی به فاز هادرونی در حدود ۱۷۰ مگا الکترون ولت می‌باشد. بنابراین برای

[1] Quantum Chromodynamics

[2] Quark-Gluon Plasma (QGP)

بررسی پلاسمای کورک–گلوئون نمی‌توان از تئوری اختلالی استفاده کرد. زیرا ثابت جفت‌شدگی در این دما بزرگ است. هیدرودینامیک نسبیتی ابزار قدرتمندی برای توصیف پلاسمای کوارک–گلوئون می‌باشد [۲]. زیرا پلاسمایی که در اثر برخورد یون‌های سنگین در انرژی بالا ایجاد می‌شود، رفتاری بسیار نزدیک به یک سیال کامل دارد. پس از برخورد یون‌های سنگین نسبیتی، ماده مراحل تحولی زیر را طی می‌کند :

در ابتدا دو هسته‌ی برخوردی در یکدیگر ذوب می‌شوند و گلوله آتشینی از کوارک‌ها و گلوئون‌های آزاد شده از قید نیروی قوی شکل می‌گیرد و پلاسمای کوارک–گلوئون تشکیل می‌شود. پس از مدت زمان کوتاهی سیستم به تعادل محلی ترمودینامیکی می‌رسد. سیال تشکیل شده به سرد شدن و منبسط شدن در فضا ادامه می‌دهد تا زمانی که به دمای بحرانی تغییر فاز برسد و هادرون ها تشکیل شوند. پس از تغییر فاز پارتونی به هادرونی، ماده همچنان منبسط و سرد می‌شود تا زمانی که مسافت آزاد میانگین هادرون‌ها بزرگتر از ابعاد سیستم شود و تمام برهمکنش‌ها متوقف شوند. در این حالت سیستم اصطلاحا به دمای انجماد یا ثبات می‌رسد و ذرات بدون هیچ تغییری به سمت آشکارسازها حرکت می‌کنند. در این حالت اطلاعات دینامیکی سیستم مانند تکانه، تعداد و نوع ذرات و... ثابت باقی می‌ماند.

یکی از راه‌های بررسی پلاسما، تمرکز بر کوارک‌های سنگین همچون کوارک های b و c می‌باشد. زیرا این کوارک‌ها به علت جرم زیادی که دارند کمتر دستخوش تغییر شده و دیرتر به تعادل با محیط می‌رسند. و از آنجایی که در لحظه اولیه‌ی برخورد تشکیل می‌شوند، شاهد خوبی بر کل وقایع هستند [۳]. هدف ما در این پژوهش مطالعه در مورد رفتار کوارک‌های سنگین در محیط پلاسمای کوارک–گلوئون می‌باشد.

تئوری و روش پژوهش

می‌توان فرض کرد که کوارک‌های سنگین به عنوان ذرات به تعادل نرسیده، دارای یک حرکت براونی در یک محیط گرمایی به تعادل رسیده هستند. از این رو می‌توان با معادلاتی نظیر معادله فوکر - پلانک که ساده شده معادله بولتزمن است، تحول زمانی آنها را بررسی کرد. طبق معادله فوکر–پلانک، تحول زمانی تابع توزیع کوارک‌های سنگین برابر است با :

$$\frac{\partial f}{\partial \mathrm{t}} = \frac{\partial}{\partial p}\left(A(p)\, f\right) + \frac{\partial^2}{\partial p^2}\left(D(p)\, f\right. \qquad (۱)$$

برای حل این معادله به سه کمیت ورودی احتیاج داریم :

تابع توزیع اولیه ذرات (f)، ضرایب کشش (A) و پخش (D).

توابع توزیع اولیه برحسب تکانه عرضی[3] (TMD) می‌باشند [۴]. ضرایب کشش و پخش به چگونگی اتلاف انرژی ذرات غیرتعادلی در محیط گرمایی وابسته هستند که توسط ویژگی‌های حمام گرمایی تعیین می‌شوند. اتلاف انرژی کوارک‌های سنگین در محیط پلاسما از طریق دو فرایند اصلی اتفاق می افتد: (۱) برخورد کشسان و (۲) تابش ترمزی گلوئون یا تابش بر اثر برهمکنش کوارک‌های سنگین با دیگر کوارک‌ها، پاد کوارک‌ها و گلوئون‌های موجود در حمام گرمایی. ثابت کشش از طریق رابطه زیر به دست می‌آید :

$$A(p) = \frac{-1}{p}\frac{dE}{dL} \qquad (۲)$$

و چنانچه جفت‌شدگی بین کوارک‌های سنگین و حمام گرمایی ضعیف باشد، ثابت پخش را نیز می‌توان از طریق رابطه اینشتین یعنی $D(p) = TA(p)E$ به دست آورد [۵] که در آن E انرژی کوارک سنگین و T دمای حمام گرمایی است.

برای بررسی تغییرات توابع توزیع مربوط به کوارک‌های سنگین هنگام عبور از پلاسما، باید تمام حالت‌های اتلاف انرژی را در نظر گرفت. در واقع داریم :

$$\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{d}L} = \left(\frac{dE}{dL}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dL}\right)_{rad} \qquad (۳)$$

با بررسی اتلاف انرژیِ برخوردی و تابشی و محاسبه ضرایب کشش و پخش، می‌توان معادله فوکر–پلانک را حل کرد و توابع توزیع

[3] Transverse Momentum Distributions

مربوط به کوارک‌های سنگین را از زمان اولیه تا رسیدن به دمای بحرانی تحول داد.

ما در این مقاله اهمیت و تاثیر اتلاف انرژی تابشی بر توابع توزیع را مورد مطالعه قرار داده‌ایم. برای این منظور تغییرات تابع توزیع را با در نظر گرفتن هر دو سهم اتلاف انرژی (تابشی و برخورد کشسان) به دست آورده‌ایم و نتیجه را با حالتی که فقط اتلاف انرژی از طریق برخوردهای کشسان باشد، مقایسه نموده‌ایم.

نرخ اتلاف انرژی $\frac{dE}{dL}$ ، در مقالات متعددی محاسبه شده است و فرمول‌بندی‌های مختلفی برای آن ارائه شده است. ما در کار خود از روش‌های اتلاف انرژی معرفی شده بر اساس رهیافت حلقه‌های نرم (STL) و سخت (HTL) بهره گرفته‌ایم. برای اتلاف انرژی برخوردی دو مدل مختلف را بررسی می‌کنیم که مدل اول براساس مدل بیورکن است [۶] و داریم :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{16\pi}{9}\alpha_s^2 T^2 \ln(\frac{4pT}{k_D^2})\left[\exp(-\frac{k_D}{T})(1+\frac{k_D}{T})\right] \qquad (۴)$$

P تکانه ذره ، T دمای پلاسما و $k_D = \sqrt{3}m_g$ می‌باشد.

$$m_g^2 = \frac{4\pi\alpha_s T^2}{3}(1+\frac{n_f}{6}) \qquad (۵)$$

مدل دوم از ترکیب تکنیک‌های فیزیک پلاسما و نظریه‌ی کرومودینامیک کوانتومی در دمای بالا به دست آمده است [۷] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{16\pi}{9}\alpha_s^2\, T^2 \ln(\frac{k_{max}}{k_D})\frac{1}{\vartheta^2} \times \left[\vartheta + \left(\frac{\vartheta^2-1}{2}\right)\ln(\frac{1+\vartheta}{1-\vartheta})\right] \qquad (۶)$$

$$k_{max} \approx \frac{4pT}{\sqrt{p^2+M^2}-p+4T} \qquad (۷)$$

اتلاف انرژی تابشی معرفی شده در این مقاله براساس فرمالیسم عملگر واکنش می‌باشد [۸] :

$$-\frac{dE}{dx} = 24\alpha_s^3\rho_{QGP}\frac{1}{\mu_g}(1-\beta_1)(\sqrt{\frac{1}{1-\beta_1}\ln\frac{1}{\beta_1}}-1)F(\delta)$$

$$F(\delta) = 2\delta - \frac{1}{2}\ln(\frac{1+\frac{M^2}{s}e^{2\delta}}{1+\frac{M^2}{s}e^{-2\delta}}) - (\frac{\frac{M^2}{s}\sinh(2\delta)}{1+2\frac{M^2}{s}\cosh(2\delta)+\frac{M^4}{s^2}})$$

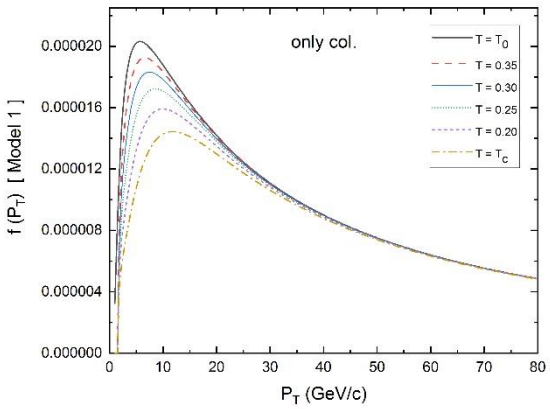
$$\delta = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{1}{1-\beta_1}\ln\frac{1}{\beta_1}\left(1+\sqrt{1-\frac{1-\beta_1}{\ln(\frac{1}{\beta_1})}}\right)^2\right]$$

$$C = \frac{3}{2} - \frac{M^2}{48E^2T^2\beta_0}\ln\left[\frac{M^2+6ET(1+\beta_0)}{M^2+6ET(1-\beta_0)}\right] \qquad (۸،۹،۱۰،۱۱)$$

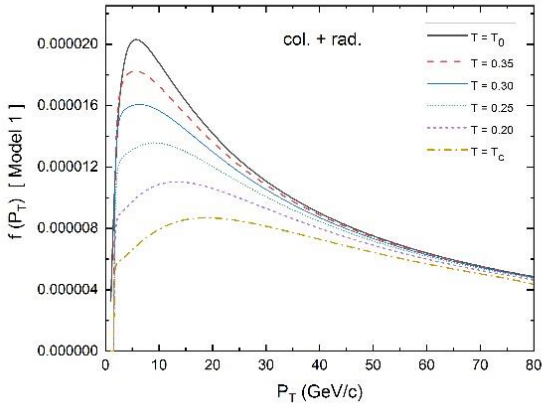
برای مقادیر β_0 ، β_1 ، s و ρ_{QGP} به مرجع [۸] مراجعه کنید.

نمودارها و دست آوردها

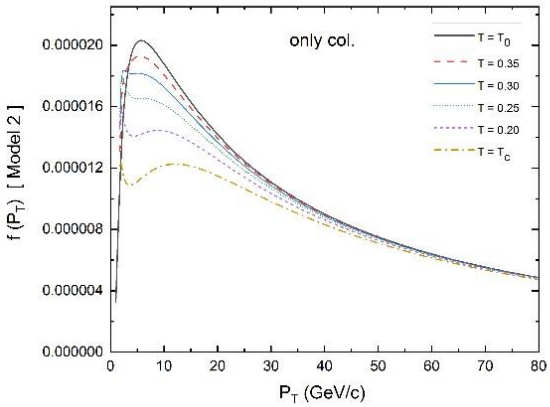
برای بررسی اهمیت و تاثیر اتلاف انرژی تابشی، تابع توزیع مربوط به کوارک c در برخورد سرب- سرب را درون معادله فوکر- پلانک قرار داده‌ایم و یکبار فقط با در نظر گرفتن اتلاف انرژی از طریق برخورد کشسان (رهیافت A) و بار دیگر با در نظر گرفتن اتلاف انرژی از هر دو طریق برخورد کشسان و تابش (رهیافت B) تحول داده‌ایم. تغییرات تابع توزیع در دماهای مختلف، از لحظه اولیه شکل-گیری حمام گرمایی در دمای $T_0 = 0.403$ تا رسیدن به دمای نهایی $T_c = 0.155$ در نمودارهای زیر نشان داده شده است.



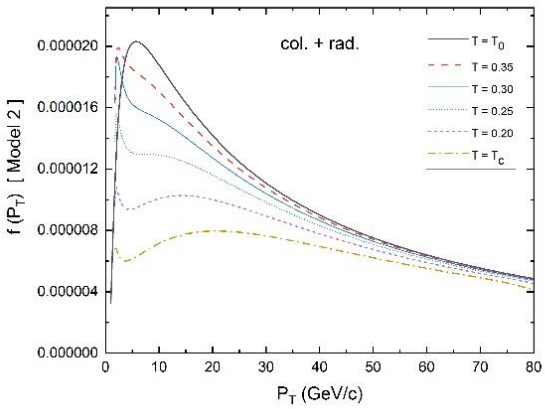
شکل ۱ : تابع توزیع کوارک c در دماهای مختلف با در نظر گرفتن اتلاف انرژی برخوردی مدل اول (۴) - رهیافت A



شکل ۲ : تابع توزیع کوارک c در دماهای مختلف با در نظر گرفتن اتلاف انرژی تابشی و اتلاف انرژی برخوردی مدل اول (۴) – رهیافت B



شکل ۳ : تابع توزیع کوارک c در دماهای مختلف با در نظر گرفتن اتلاف انرژی برخوردی مدل دوم (۶) – رهیافت A



شکل ۴ : تابع توزیع کوارک c در دماهای مختلف با در نظر گرفتن اتلاف انرژی تابشی و اتلاف انرژی برخوردی مدل دوم (۶) – رهیافت B

همانگونه که از نمودارها پیداست، ذرات با تکانه‌ی بالا بیشترین اتلاف انرژی خود را از طریق تابش دارند و دمای متفاوت این ذرات در اتلاف انرژی برخوردی تاثیرگذار نیست. در نظر گرفتن اتلاف انرژی تابشی، تاثیر به سزایی در ابتدا و انتهای طیف تکانه گذاشته است، زیرا هرچه ذرات بیشتری با تکانه بالا، انرژی خود را از طریق تابش از دست دهند به تعداد ذرات با تکانه کم افزوده می‌شود. همچنین همانطور که از شیب نمودارها مشخص است، سرعت اتلاف انرژی از طریق تابش در دماهای بالاتر بیشتر است.

نتیجه گیری

در نظر گرفتن اتلاف انرژی تابشی در کنار اتلاف انرژی از طریق برخورد کشسان، برای بررسی مشاهده‌گرهایی همچون فاکتور توقف‌سازی هسته‌ای [۹] که به انرژی از دست رفته‌ی پارتون ها وابسته است، و تطابق بهتر با داده‌های آزمایشگاهی اهمیت به سزایی دارد.

مرجع‌ها

[1] https://doi.org/10.48550/arXiv.1304.1452

[2] J.Y. Ollitrault, Eur. J. Phys. **29**, **275** (2008).

[3] G. D. Moore and D. Teaney, Phys. Rev. C **71**, **064904** (2005).

[4] M. Anselmino, M. Boglione, A. Prokudin and C.Turk, Eur. Phys. J. A **31**, **373** (2007).

[5] A.K. Chaudhuri, V.P. Goncalves, and L. F. Mackedanz, Brazilian Journal of Physics 37,no **2B** (2007).

[6] Bjorken, J. D. , Report number: FERMILAB-PUB-82-059-THY, FERMILAB-PUB-82-059-T.

[7] E. Braaten and M. H. Thoma, Phys. Rev. D **44**, **9** (1991).

[8] K. Saraswat, P. Shukla, V. Kumar, V. Singh, Energy loss of heavy quarks and B and D meson spectra in PbPb collisions at LHC energies. Nucl. Phys. A **961**, **169–182** (2017).

[9] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, **032301** (2006).