



پایان نامه کارشناسی ارشد ذرات بنیادی

عنوان:

امواج غیر خطی در پلاسمای کوآرک-گلوئن

استاد راهنما :

دکتر کورش جاویدان

استاد مشاور :

دکتر محمدابراهیم زمردیان

نگارش:

مریم جامی الاحمدی

تیرماه ۱۳۹۰

تقدیم بہ پدر و مادر مہربانم

عزیزانی کہ در برک برک فضل زندگانیتم سگوفہ ہامی امید را ہدیہ دادہ اند

و تقدیم بہ ہمسر عزیزم

کہ با شکیبائی و فداکاری سخطہ سخطہ ی این دورہ از تحصیل را خاطرہ انگیز نمود.

تقدیرنامه

پس خداوند بلند مرتبه را که دیگر بار مرا مورد لطف بی حد خود قرار داد تا بتوانم در سیه ی پر مهرش این مرحله از کسب علم را به سر انجام برسانم. از اساتید بزرگوارم جناب آقای دکتر جاویدان و جناب آقای دکتر زمر دیان که راهنمایی های ارزنده ایشان در به ثمر رسیدن این کار نقش بسزایی داشت ممنون و سپاسگزارم.

از اساتید محترم جناب آقای دکتر سریشه ای و سرکار خانم دکتر اسلامی که زحمت مطالعه ی پایان نامه و تشریف فرمایی به جلسه ی دفاع اینجانب را متحمل شدند کمال تشکر را دارم.

و از تمامی دوستانی که مراد این مرحله یاری کرده اند صمیمانه تشکر می کنم.

چکیده:

در این تحقیق اثرات برخورد سر به سر دوپالس از باریونهای ایجاد شده در پلاسمای کوارک-گلوئون (QGP) - که با شبه سالیتهونهای معادله KdV توصیف می گردند- مطالعه می شود. QGP مورد بررسی هم در دمای صفرو و هم در دمای غیرصفردر نظر گرفته شده است. معادلات هیدرودینامیک نسبیتی این سیستم بسط داده شده و نهایتاً معادله ی تحول چگالی باریونی و چگالی انرژی را به طور جداگانه به دست آورده ایم. نشان داده شده است که چگالی های باریونی و همچنین چگالی انرژی بعد از برخورد با اختلاف فازی که محاسبه می گردد از هم پراکنده می شوند.

فهرست مطالب

پیشگفتار

- فصل اول : پلاسمای کوارک- گلوئون ۱
- ۱-۱ مقدمه ۲
- ۲-۱ آزادی مجانبی و حبس در QCD ۲
- ۳-۱ QGP چیست؟ ۴
- ۴-۱ جنبه های هندسی برخورد ۶
- ۵-۱ تصویر فرمی ولاندو از تعداد ذرات تولید شده ۸
- ۶-۱ تاثیر افزایش انرژی برخورد در تعداد ذرات تولید شده ۱۰
- ۷-۱ برخورد با انرژی های مختلف ۱۲
- ۸-۱ تصویر فضا-زمان برخورد ۱۳
- فصل دوم: ۱۷
- ۱-۲ مقدمه ۱۸
- ۲-۲ تانسور انرژی-مومنتم برای سیال نسبیتی ۲۰
- ۳-۲ فشاردرسیستم ذرات غیر برهم کنشی ۲۱
- ۴-۲ نفوذ هادرونی ۲۲
- ۵-۲ معادله ی حالت کیسه ۲۲

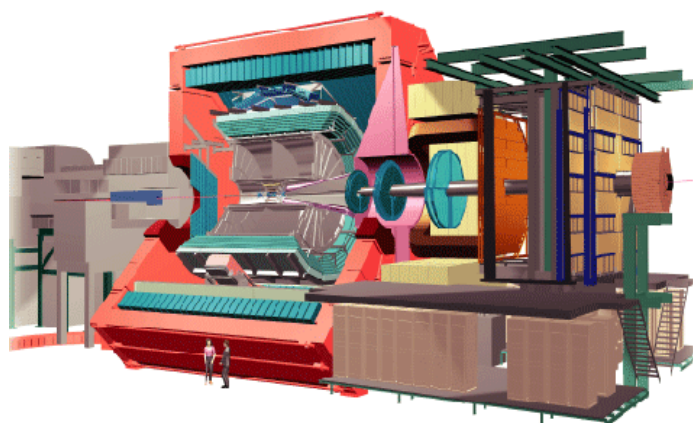
۲۶	فصل سوم: سیال نسبیتی، روابط و محاسبات
۲۷	۱-۳ مقدمه
۲۹	۲-۳ دینامیک سیال نسبیتی
۳۱	۳-۳ معادله ی موجی در دمای صفر
۳۳	۴-۳ معادله ی موجی در دمای محدود
۳۶	۵-۳ انتشار دو پالس در خلاف جهت هم در دمای صفر در محیط QGP
۳۸	۳-۳ انتشار دو پالس در خلاف جهت هم در دمای غیر صفر در محیط QGP
۴۲	فصل چهارم: محاسبات عددی
۴۳	۱-۴ مقدمه
۴۴	۲-۴ بررسی تحول پالس چگالی باریونی در دمای صفر
۴۶	۳-۴ بررسی تحول پالس چگالی انرژی در دمای غیر صفر
۴۹	۴-۴ بررسی یک حالت خاص اثر تغییر دما در یک قسمت از QGP بر روی پالس چگالی انرژی
۵۱	۵-۴ انتشار دو پالس با سرعت های متفاوت
۵۲	۶-۴ برهم کنش دو سالیتون خاص
۵۴	۷-۴ نتایج و پیشنهادات
۵۶	پیوست
۶۳	فهرست مراجع

پیشگفتار

انفجار بزرگ^۱، در آغاز جهان منشا پیدایش عالم هستی است که بشر با الهام از آن انفجار کوچک^۲ را در آزمایشگاه انجام داده است.

برخوردهای یون سنگین که در اولین برخورد دهنده ی یون های سنگین نسبیتی^۳ (RHIC) در آزمایشگاه های بروک هیون و آزمایشهای انجام شده در پروژه (LHC^۴) در سرن محیط داغ و چگالی به نام پلاسمای کوارک-گلوئون^۵ (QGP) ایجاد نموده است. هر چه برخوردها با انرژی بیشتری انجام شود، عمر QGP بیشتر شده و بهتر می توان خواص آن را بررسی کرد [۲۳].

آشکارساز آلیس^۶ یک دستگاه آزمایش اختصاصی برخورد یون های سنگین در LHC سرن است که هدف آن مطالعه ی خواص پلاسمای کوارک-گلوئون است [۱۹].



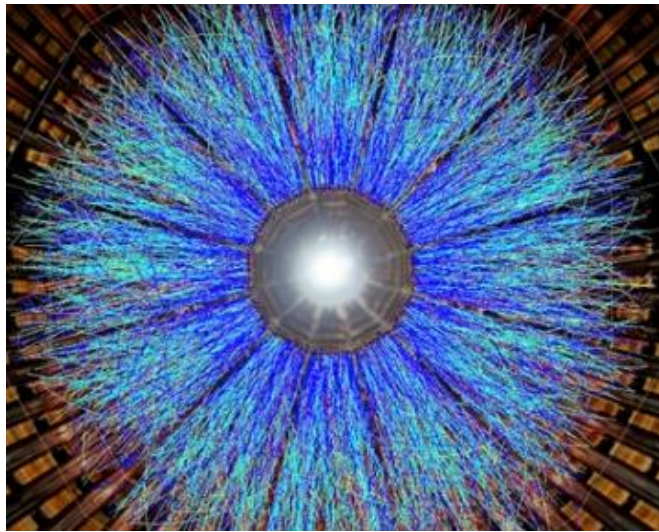
آشکارساز آلیس در سرن برای مطالعه ی خواص پلاسمای کوارک-گلوئون

^۱ Big Bang
^۲ Little Bang
^۳ Relativistic Heavy Ion Collider
^۴ Large Hadron Collider
^۵ Quark-Gluon Plasma
^۶ A Large Ion Collider Experiment

چون پلاسمای کوآرک-گلوئون در حال انبساط تقریباً یک سیال کامل است می توان برای تحول فضا-
زمانی آن هیدرودینامیک را به کاربرد. پس از انبساط پلاسمای، از یک لحظه ی خاص در اطراف QGP
هادرونیزاسیون اتفاق افتاده و آبخاری از ذرات ایجاد می گردد.

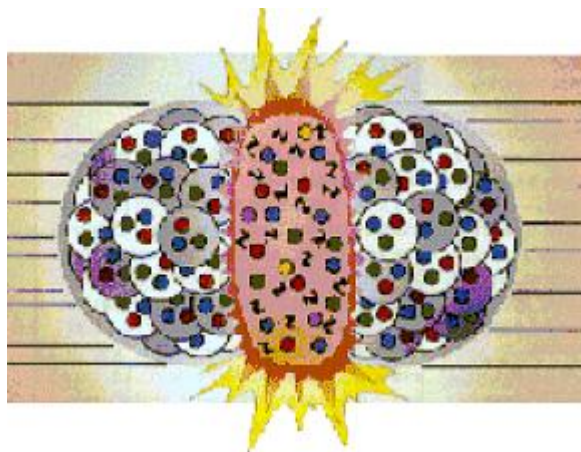
فصل اول

پلاسمای کوآرک - گلوئون



۱-۱ مقدمه

برخوردهای یون سنگین که در LHC انجام می‌شود یک محیط داغ و چگال ایجاد می‌کند که مثل یک سیال کامل رفتار می‌نماید. به این حالت ماده پلاسمای کوارک-گلوئون (QGP) گفته می‌شود که چون یک سیال کامل است، برای توصیف تحول فضا-زمانی آن، هیدرودینامیک به کار گرفته می‌شود [۱۰].



شکل ۱-۱ برخوردیون سنگین وتشکیل QGP

۲-۱ آزادی جانبی^۱ و حبس^۲ در QCD

کوارک‌ها نه تنها درجه آزادی طعم دارند (t,b,c,s,d,u) بلکه رنگ هم دارند. رنگ ایزوله شده هرگز به طور تجربی دیده نشده که این نشان می‌دهد که کوارک‌ها با کنار یکدیگر قرار گرفتن، یک ترکیب بدون رنگ (هادرونها) را ایجاد می‌کنند.

^۱ Asymptotic freedom
^۲ Confinement

هادرونها، شامل باریونها و مزونها هستند که باریونها $(\Sigma, \Lambda, n, p, \dots)$ شامل سه کوآرک

ظرفیت‌اند. مزونها $(\frac{j}{\psi}, k, \rho, \pi, \dots)$ شامل جفت کوآرک-پادکوآرک هستند.

مفهوم رنگ با عنوان دینامیک کوانتومی رنگ مطرح گردیده و کرومودینامیک کوانتومی^۱ (QCD) نامیده شد. این تئوری در واقع یک تعمیم نظریه الکترو دینامیک کوانتومی^۲ (QED) است.

در QCD واسطه نیروی بین کوآرک‌ها گلوئون و در QED واسطه نیروی بین ذرات باردار فوتون است که هر دو اسپین ۱ دارند. اگرچه که QED و QCD خیلی شبیه به نظر می‌رسند اما یک تفاوت قطعی بین آن دو وجود دارد. در حالی که فوتون از لحاظ الکتریکی خنثی است اما گلوئون‌ها در رنگ خنثی نیستند [۲۳].

با توجه به نتایج مکانیک کوانتومی می‌توان گفت که در اطراف الکترون $e^- - e^+$ وجود دارد. هر چه به الکترون نزدیک می‌شویم بار مثبت e^+ با الکترون خنثی شده و بار منفی می‌ماند. هر چه نزدیکتر شویم به مقدار واقعی بار منفی نزدیکتر می‌شویم و هر چه نزدیکتر شویم ثابت برهمکنش (α) بیشتر می‌شود.

هر چه به یک کوآرک نزدیک شویم α_s کوچک می‌شود. در اطراف یک کوآرک، کوآرک و پادکوآرک و گلوئون و پاد گلوئون یافت می‌شود. گلوئون دورنگی و کوآرک تک‌رنگ است. پس در فواصل نزدیک تأثیر رنگ کمتر از فواصل دور است. بنابراین نیروی رنگ در فواصل کوچک، کمتر احساس می‌شود. پس α_s هم در فواصل کم، کوچک است.

در نتیجه در انرژیهای بالا (هنکامی که، ذرات به هم نزدیک می‌شوند) برهم‌کنش کوچک شده، یعنی کوآرک و گلوئون برهم‌کنش ضعیفی دارند (آزادی مجانبی) در حالی که در انرژیهای پایین (یا فواصل دورتر ذرات از هم) برهم‌کنش قوی می‌گردد. این موضوع منجر

^۱ Quantum Chromodynamics

^۲ Quantum Electrodynamics

به حبس رنگ می‌شود. پتانسیل طبیعی بین کوارک-پادکوارک در جداسازی آنها، حداقل به طور خطی افزایش می‌یابد. در نتیجه حتی اگر سعی کنیم $q-\bar{q}$ را جدا کنیم -در یک فاصله بحرانی- انرژی پتانسیل بین آن دو به قدر کافی بزرگ می‌شود به طوری که یک جفت $q-\bar{q}$ جدید تولید می‌شوند. در این روش کوارک‌ها همیشه داخل هادرونها حبس می‌شوند.

به علت اینکه α_s در فاصله‌های بزرگ، افزایش می‌یابد نمی‌توان برای آن روش اختلال را انتخاب کرد.

۳-۱ QGP چیست؟

۱-۳-۱ دستورالعمل‌هایی برای ساخت QGP

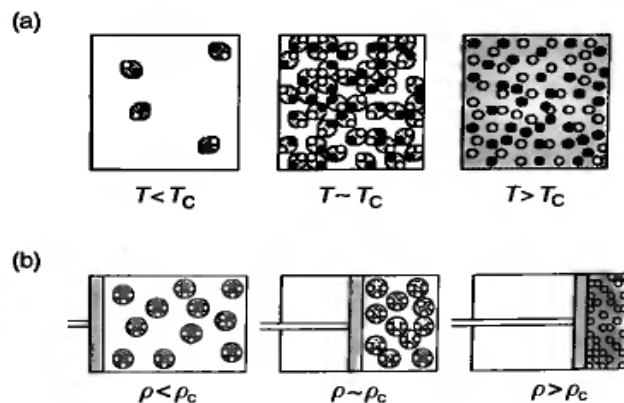
با توجه به آزادی مجانبی که قبلاً توضیح داده شد دوروش برای ایجاد QGP پیشنهاد می‌شود [۲۳]:

۱- دستورالعملی برای QGP در دمای بالا:

فرض می‌شود که خلاء QCD در یک حجم گرم شود. اگر همین طور دما زیاد شود، کوارک-پادکوارک‌های خلاء QCD انرژی پیدا کرده به هم مقید شده هادرونها (پایون، کائون و...) را تشکیل می‌دهند. در واقع با افزایش دما کوارک‌ها و پادکوارک‌ها انرژی پیدا کرده ممکن است به هم نزدیک شده و به هم بچسبند و هادرونها ایجاد شوند. در این فرآیند تولید QGP، تعداد کوارک‌ها (n_q) با تعداد پادکوارک‌ها ($n_{\bar{q}}$) برابر است.

فقط ذرات بدون رنگ می‌توانند به وسیله حبس در انرژی‌های پایین ایجاد شوند و احتمال تولید پایون بیشتر از باریون است چون انرژی قیدی $q-\bar{q}$ کمتری لازم دارد. به دلیل اینکه هادرونها تقریباً یک سایز هستند (1 fm) در یک دمای بحرانی $\sim 200 \text{ MeV}$ $T_c = 150^k$ شروع

به هم پوشانی می کنند. با بالاتر رفتن دما سیستم هادرونی به سیستم QGP تبدیل می شود [۱۴].



شکل ۱-۲ (a) در دمای بالا (T) و (b) در چگالی بالای باریونی (ρ)

۲- دستورالعملی برای QGP در چگالی بالا:

اگر تعداد زیادی هادرون (باریون و مزون) داخل سیلندر در نظر گرفته شود و سیستم به طور بی دررو متراکم شود دما هم $T=0$ باشد بار یون ها در یک چگالی بحرانی $\rho_c \propto \rho_{mn}$ که در آن $\rho_{mn} = 0/16 m^{-3}$ چگالی عدد بار یونی ماده هسته ای نرمال است. شروع به بهم پیوستن می کنند و تبدیل به ماده کوارکی می شوند.

چون هسته ها به هم خیلی نزدیک می شوند برای کوارک ها آزادی جانبی پیش می آید و عملاً ماده کوارکی خواهیم داشت. به این ترتیب ماده کوارکی در چگالی باریونی بالا با $n_q \gg n_{q-}$ تولید می شود [۲۳].

۱-۳-۲ کجا می توان QGP پیدا کرد؟

۱-۱ ابتدای جهان :

اگر زمان به سمت عقب و به سمت انفجار بزرگ برگردد، ماده و تابش گرمتر و گرمتر می شود و بالاخره به توپ آتشین اولیه^۱ می رسد.

^۱ fireball

کشف تابش زمینه میکروویو^۱ $T=2.73k(CmB)$ تأییدکننده باقی مانده انرژی از دوره داغ جهان است. اگر زمان بیشتر به سمت عقب برگردد، در 10^{-4} یا 10^{-5} s بعد از آغاز، جهان به احتمال زیاد متحمل انتقال فاز QCD در دمای $T=150k-200Mev$ و یک انتقال فاز QED در دمای $T\sim 200Gev$ شده است.

۲- مرکز ستاره‌های متراکم :

درهسته ستاره‌های فوق چگال سه شاخه ی ثابت ممکن از ستاره‌های متراکم وجود دارد:

۱- کوتوله ی سفید^۲ - ستاره ی نوترونی^۳ - ستاره ی کوارکی^۴.

کوتوله ی سفید عمدتاً از الکترون‌ها و هسته‌ها ساخته شده در حالی که ترکیب اصلی ستاره‌های نوترونی از شاره نوترون‌های و کمی پروتون و الکترون است. اگر چگالی مرکزی ستاره‌های نوترونی به $10-5 \rho_{nm}$ برسد این امکان وجود دارد که نوترون‌ها با تبدیل به ماده کوارکی سرد ناپدید شود.

۳- در مرحله ۱ ابتدایی برخورد هسته های سنگین در انرژیهای بالا :

اگر دو هسته سنگین مثل هسته طلا ($A=197$) ، با انرژیهای نسبی / فوق نسبی شتاب داده شوند، سبب یک برخورد مستقیم می شود.

در برخوردهای با انرژی بالا در راستای حرکت، هسته نازک می شود چگالی بیشتر شده پس تعداد برخوردها در حجم کم زیاد می شود [۲۳].

۴-۱ جنبه های هندسی برخورد

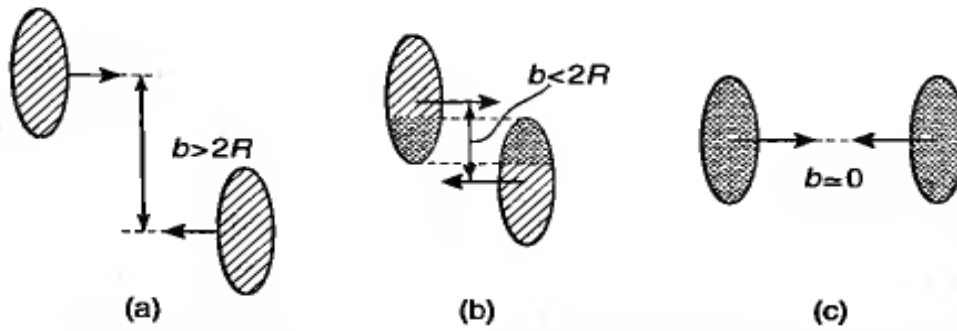
طول موج دوبروی نوکلئون ها در برخورد هسته-هسته با انرژی بالا خیلی کوچکتر از ابعاد هسته هاست .

^۱ Cosmic Microwave Background

^۲ White dwarf

^۳ Neutron stars

^۴ Quark star



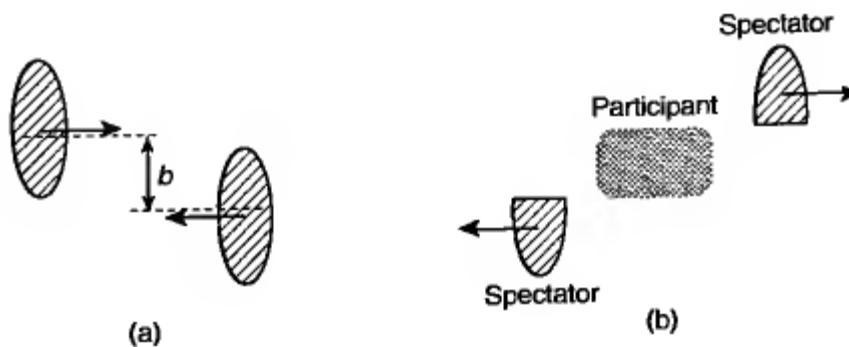
شکل ۱-۳ در این شکل یک برخورد فاصله دار ($b > 2R$) برخورد دور از مرکز و یک برخورد مرکزی شرح داده شده است که b پارامتر برخورد^۱ است.

در برخورد فاصله دار، پرتابه یا هسته ی هدف ممکن است از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی بین هسته های برخورد کننده بشکند. با کاهش پارامتر برخورد، در واکنش غیر الاستیک که دو هسته ی برخورد کننده نیمه نیمه روی هم قرار می گیرند برهم کنش قوی افزایش ناگهانی پیدا می کند.

نوکلئون ها در برخورد یون سنگین با انرژی بالا به دو گروه تقسیم بندی می شوند:

۱- نوکلئون های مشارکت کننده در برخورد: مساحت نقطه گذاری شده در شکل ۱-۲ که ناحیه ی هم پوشانی شده است.

۲- نوکلئون های تماشاچی: مساحت ها شور خورده در شکل ۱-۴



شکل ۱-۴ ناحیه ی نقطه گذاری شده: نوکلئون های مشارکت کننده در برخورد؛

ناحیه ی هاشور زده: نوکلئون های تماشاچی

^۱ Impact parameter

این بیان هندسی برخورد هسته- هسته با انرژی بالا را مدل مشارکت کننده- تماشاچی^۱ می نامند.

تعداد نوکلئون های مشارکت کننده در برخورد به وسیله ی مدل نیمه کلاسیکی گلوبر^۲ (۱۹۵۹) تعیین می شود [۲۳].

۱-۵ تصویر فرمی^۳ و لاندو^۴ از تعداد ذرات تولید شده

فرمی (۱۹۵۰) اولین کسی بود که روشی زیرکانه مبتنی بر ترمودینامیک، برای توضیح چگونگی تعداد مزون های تولید شده در برخورد ذرات با انرژی بالا ارائه داد. او فرض کرد که در برخورد هسته با انرژی بالا تمام انرژی در حجم انقباض یافته لورنتس از طریق برهم کنش قوی ظاهر می شود. فرمی پیشنهاد کرد که می توان با استفاده از یک روش آماری تعداد و طیف ذرات تولید شده را محاسبه کرد. به این ترتیب که در هنگام برخورد به سرعت تعادل ترمودینامیکی برقرار شده با این فرض تعداد ذرات نهایی (مزون ها) را می توان تعیین کرد.

لاندو (۱۹۵۵) در یک روش دقیق تر پیشنهاد می کند که تعداد ذرات صادر شده نهایی (مزون ها) تنها به وسیله شرط تعادل در هنگام برخورد تعیین نمی شوند. سیستم حتی پس از برخورد اولیه هم همچنان در حال برهم کنش قوی است. وقتی که برهم کنش بین ذرات کوچک می شود آنگاه تعداد ذرات تعیین می گردند. بدین ترتیب لاندو اولین کسی بود که هیدرودینامیک نسبیتی را برای توصیف ا نبساط ماده در برهم کنش قوی به کاربرد [۲۳].

یک برخورد نسبیتی را در دستگاه مرکز جرم از دوهسته مشابه با عدد جرمی A در تصویر لاندو در نظر می گیریم:

^۱ Participant-spectator model

^۲ Glauber

^۳ Fermi

^۴ Landau

انرژی کل در دستگاه مرکز جرم به صورت زیر است:

$$W_{cm} = AE_{cm} = 2Am_N\gamma_{cm}, \quad \frac{E_{cm}}{2} = \gamma_{cm} m_N$$

که در آن m_N جرم نوکلئون و $\frac{E_{cm}}{2}$ انرژی هر نوکلئون و γ_{cm} فاکتور لورنتس است.

در نتیجه چگالی انرژی اولیه، E ، از تقسیم W_{cm} بر حجم انقباض یافته لورنتس محاسبه می‌شود [۲۳].

$$E = \frac{W_{cm}}{V} = 2 \frac{Am_N \gamma_{cm}}{v_{rest}/\gamma_{cm}}$$

لاندو فرایند برخورد را به صورت زیر توصیف کرد:

(۱) وقتی دو نوکلئون برخورد می‌کنند یک سیستم مرکب شکل می‌گیرد و انرژی در حجم کوچک و انقباض یافته v آزاد می‌شود. در هنگام برخورد تعداد زیادی از ذرات شکل می‌گیرند. پویش آزاد متوسط در سیستم نهایی در مقایسه با ابعاد آنها کوچک است پس تعادل آماری برقرار می‌شود. اما ذرات برهم‌کنش قوی دارند چون اطرافشان کوارک‌های دریا وجود دارند.

(۲) مرحله دوم برخورد شامل انبساط سیستم است.

انبساط را به صورت حرکت یک سیال ایده‌آل (با ویسکوزیته صفر و رسانش گرمایی صفر) در نظر می‌گیریم. در طی انبساط، پویش آزاد متوسط در مقایسه با ابعاد سیستم کوچک باقی می‌ماند زیرا همان طور که ابعاد سیستم در حال انبساط بزرگ می‌شود پویش آزاد متوسط هم بزرگ می‌گردد اما در مقایسه با ابعاد سیستم باز هم کوچک باقی می‌ماند در نتیجه می‌توان هیدرودینامیک را به کار برد.

چون سرعت ذرات در سیستم قابل مقایسه با سرعت نور است پس باید هیدرودینامیک نسبیتی را به کار برد. در مرحله اول و دوم برخورد، ذرات (بار یونها) شکل می‌گیرند و سپس

از هم جدا شده جذب سیستم می‌شوند نمی‌توان تعداد ذرات شکل گرفته را در این مرحله تعیین کرد.

(۳) همان طور که سیستم انبساط می‌یابد برهم‌کنش ضعیف‌تر و مسیر پویش آزاد بلندتر می‌شود. در نهایت وقتی که برهم‌کنش به قدر کافی ضعیف می‌شود ذرات از هم جدا می‌شوند. اصطلاحاً به ذرات جدا-جدا می‌شکنند که در این مرحله دمای سیستم از مرتبه $T \sim \mu C^2$ است که μ جرم پایون است [۲۳].

برای برخورد هسته به هسته هم می‌توان همین توصیف را به کاربرد.

در ادامه به جای سیال ایده‌آل، «سیال کامل»^۱ نوشته می‌شود.

۱-۶ تاثیر افزایش انرژی برخورد در تعداد ذرات تولید شده

اگر چگالی انرژی سیال کامل، که اساساً از پایون‌ها تشکیل شده است، ε (در دستگاه آزمایشگاه) و فشار آن p و پتانسیل شیمیایی بار یونی آن μ و چگالی آنترופی آن s باشد داریم [۱۴]:

$$P = \varepsilon/3 \quad (1-1)$$

$$Ts = \varepsilon + P - \mu n$$

$$Tds = d\varepsilon - \mu dn$$

با فرض اینکه پتانسیل شیمیایی در مقابل دما قابل صرف نظر کردن است داریم:

$$Ts = \varepsilon + P \quad (2-1)$$

$$Tds = d\varepsilon \quad (3-1)$$

$$Ts = \frac{4}{3}\varepsilon \quad \text{با جای گذاری (۱-۱) در (۲-۱) داریم:}$$

و در نتیجه داریم:

$$d\varepsilon = \frac{3}{4}(Tds + sdT) \quad (4-1)$$

^۱ Perfect fluid

حال با جایگذاری (۳-۱) در (۴-۱) و استفاده از (۲-۱) برای نوشتن معادله ی آخر داریم :

$$Tds = \frac{3}{4}(Tds + sdT)$$

$$\frac{ds}{s} = 3 \frac{dT}{T}$$

$$s = T^3$$

$$T \propto \varepsilon^{1/4}$$

از آنجا که: $\varepsilon \propto \varepsilon_{cm}^2$ چگالی آنروپی اولیه بلافاصله پس از برخورد: $\varepsilon \propto \varepsilon_{cm}^{3/2}$. چون با

توجه به تعریف، سیال کامل ویسکوزیته ندارد و آنروپی تولید نمی کند، بنابراین آنروپی

کل سیستم، S، در طی انبساط هیدرودینامیکی ثابت می ماند. همین طور چگالی ذرات تولید

شده (پایون ها) متناسب با آنروپی است: $N_{\pi} \propto S$

در نتیجه با استفاده از $V_{rest} \propto A$, $\frac{\varepsilon_{cm}}{\gamma_{cm}} = M_N$ داریم :

$$N_{\pi} \propto sV \propto \varepsilon_{cm}^{3/2} \frac{V_{rest}}{\gamma_{cm}} \propto A \varepsilon_{cm}^{1/2} \propto A \varepsilon_{lab}^{1/4} \quad (5-1)$$

که (۵-۱) یک رشد کند در تولید ذرات با افزایش انرژی برخوردی را نشان می دهد. همین طور نشان

می دهد که هسته های سنگین تأثیر بیشتری در شکل گیری ذره دارند تا پروتون ها. بیشتر ذرات در

جهت طولی که دو هسته تحت فشار قرار گرفته تولید می شوند. در تصویر لاندو در برخورد سربه سر

هسته به هسته نوکلئونهای جلویی باید تمام انرژی جنبشی شان را در دستگاه مرکز جرم از دست

بدهند. بقیه در جهت های مختلف منحرف می شوند. پس باید متوسط از دست رفتن انرژی این

نوکلئونها در واحد طول بزرگتر از مقدار بحرانی:

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{cr} = \frac{E_{cm}}{2R/\gamma_{cm}} \approx 2 \left(\frac{E_{cm}}{10Gev}\right)^2 GeV fm^{-1}$$

که $R = 7 fm$ (شعاع هسته های طلا) - باشد [۲۳].

۷-۱ برخورد با انرژی های مختلف

۱-۷-۱ توان توقف هسته ای^۱

وقتی انرژی در حدود 10 GeV باشد هسته برخوردکننده میل دارد با دیگری بماند و چگالی زیاد می شود. در این مورد نه تنها انرژی بالا، بلکه چگالی بالای باریونی هم تأثیر دارد (حالت اول و دوم در تولید QGP تأثیر دارند).

در این برخوردها نوکلئون های وارد شده انرژی جنبشی شان را از دست می دهند که مقدار ازدست رفتن انرژی به ضخامت هسته و انرژی برخورد بستگی دارد. درجه ازدست رفتن انرژی توان توقف هسته ای نامیده می شود [۲۳].

۲-۷-۱ شفافیت هسته ای^۲

وقتی که انرژی مرکز جرم بر نوکلئون بیشتر از 100 GeV باشد هسته برخوردکننده می خواهد از بین دیگری عبور کند و بین دوهسته ماده ای با چگالی انرژی و دمای بالا اما چگالی باریونی کم تولید کند (حالت اول تولید QGP).

در این برخوردها هسته های برخوردی همه انرژی جنبشی شان را از دست نمی دهند. پس یک حد اشباع انرژی برای توان توقف هسته ای وجود دارد. یعنی برهم کنش کمی انجام می دهند که از این حد به بعد شفافیت هسته ای اتفاق می افتد. در قیاس با اپتیک، هسته ها در برخورد با انرژی بالا شفاف می شوند! این که هسته های فوق نسبتی با انرژی جنبشی 100 GeV یا بیشتر شروع به شفاف شدن می کند ممکن است عجیب باشد. در واقع سطح مقطع برخورد نوکلئون به نوکلئون در چنین انرژی های بالایی در حدود $\sigma_{NN} \sim 40-50 \text{ mb}$ است. این اشاره می کند که L_N ، پویش آزاد متوسط نوکلئون عبوری از میان هسته ها کوچکتر از سایز هسته (قطر هسته $= 1/75 \text{ fm}$) است.

^۱. Nuclear stopping power

^۲. Nuclear transparency