

حاشا
البربر
البربر



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

رساله دکتری ذرات بنیادی

بررسی تولید باریون‌ها از طریق تناظر گرانش/پیمانه

نگارنده: مسلم احمدوند

استاد راهنما

دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن

استاد مشاور

دکتر محمدمهدی شیخ جباری

تیر ۱۳۹۷

فرم شماره ۱۲: صورت جلسه نهایی دفاع از رساله دکتری (Ph.D)

(ویژه دانشجویان ورودی های ۹۴ و ما قبل)

بدینوسیله گواهی می شود آقای مسلم احمدوند دانشجوی دکتری رشته فیزیک به شماره دانشجویی ۹۲۱۵۷۸۵ و ورودی مهر ماه سال ۱۳۹۲ در تاریخ ۱۳۹۷/۴/۲۸ از رساله نظری / عملی خود با عنوان: بررسی تولید باریون‌ها از طریق هولوگرافی دفاع و با اخذ نمره ۱۹ به درجه عالی نائل گردید.

الف) درجه عالی: نمره ۱۹-۲۰ ب) درجه بسیار خوب: نمره ۱۸/۹۹-۱۷
 ج) درجه خوب: نمره ۱۶/۹۹-۱۵ د) غیر قابل قبول و نیاز به دفاع مجدد دارد
 ه) رساله نیاز به اصلاحات دارد

ردیف	هیئت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبۀ علمی	امضاء
۱	دکتر کاظم بی تقصیر فدافن	استاد راهنما	دانشیار	
۲	دکتر محمدمهدی شیخ جباری	استاد مشاور	استاد	
۳	دکتر کوروش جاویدان	استاد مدعو خارجی	استاد	
۴	دکتر بهروز میرزا	استاد مدعو خارجی	استاد	
۵	دکتر علی اصغر علوی	استاد مدعو خارجی	دانشیار	
۶	دکتر مسلم سوهانی	سرپرست (نماینده) تحصیلات تکمیلی دانشکده	استادیار	

مدیر محترم تحصیلات تکمیلی دانشگاه:

ضمن تأیید مراتب فوق مقرر فرمائید اقدامات لازم در خصوص انجام مراحل دانش آموختگی آقای مسلم احمدوند بعمل آید.



نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده:

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:

تقدیم به پدر و مادر عزیز و مهربانم که همیشه پشتیبانم بودند و یاری ام کردند

سپاس‌گزاری...

سپاس خدای را که هر چه دارم از اوست و بزرگترین امید و یاور در لحظه لحظه زندگیست. به امید آنکه توفیق یابم جز خدمت به خلق او نکوشم.

از استاد دلسوز و صبور جناب آقای دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن بسیار سپاسگزارم که با یاری و راهنمایی‌هایشان مرا در انجام این رساله کمک کردند.

از استاد دانشمند و ارجمند جناب آقای دکتر محمدمهدی شیخ جباری سپاس فراوان دارم که با راهنمایی و مشورت‌هایشان مرا در انجام این رساله یاری رساندند.

سپاس بیکران تقدیم پدر و مادر عزیز و فداکارام که در سایه درخت پربار وجودشان توانستم در راه کسب علم و دانش تلاش نمایم.

مسلم احمدوند

تیر ۱۳۹۷

تعهد نامه

اینجانب مسلم احمدوند دانشجوی دکتری رشته فیزیک ذرات بنیادی دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود، نویسنده پایان‌نامه با عنوان بررسی تولید باریون‌ها از طریق تناظر گرانش/پیمانه، تحت راهنمایی کاظم بی‌تقصیر فدا فن متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های دیگر پژوهش‌گران، به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب این پایان‌نامه، تا کنون توسط خود، یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ‌جا ارایه نشده است.
- حقوق معنوی این اثر، به دانشگاه صنعتی شاهرود تعلق دارد، و مقالات مستخرج با نام “دانشگاه صنعتی شاهرود” یا “Shahrood University of Technology” به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به‌دست آوردن نتایج اصلی پایان‌نامه تاثیرگذار بوده‌اند، در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در تمام مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است، ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در تمام مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته (یا استفاده شده است)، اصل رازداری و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

مسلم احمدوند

تیر ۱۳۹۷

مالکیت نتایج و حق نشر

- تمام حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم‌افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی، در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در این پایان‌نامه بدون ذکر منبع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در این رساله، به مطالعه گذار فازهای کیهانی مربوط به برهمکنش‌های الکتروضعیف و قوی و اثر آنها بر جهانی که اکنون می‌بینیم پرداخته می‌شود. وقتی که جهان حدود 10^{-10} ثانیه سن داشت گذار فاز الکتروضعیف رخ داد که در آن تقارن بین برهمکنش‌های ضعیف و الکترومغناطیس شکسته شد. پس از آن حدود 10^{-5} ثانیه بعد از مه‌بانگ گذار فاز پلاسمای کوارک-گلوئون به فاز هادرونی رخ داده است. از طرفی گذار فازهای مرتبه اول در جهان اولیه می‌توانند باعث تولید امواج گرانشی شوند. در این رساله، با مطالعه گذار فاز مرتبه اول کیهانی دینامیک رنگ کوانتومی (QCD) برای اولین بار امواج گرانشی ناشی از تحول حباب‌ها را با مدل‌های هولوگرافی به‌دقت مطالعه می‌کنیم. با استفاده از تناظر AdS/QCD و تناظر بین گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ و گذار فاز محصور نامحصور، طیف امواج گرانشی حاصل را در این مدل‌ها بدست می‌آوریم. بعلاوه، نشان می‌دهیم که آشکارسازهای $IPTA$ و SKA قادر خواهند بود این امواج گرانشی را شناسایی کنند که می‌تواند شاهی برای گذار فاز مرتبه اول محصور نامحصور باشد.

سناریوهایی سازگار با قیده‌های کیهانی وجود دارند که با عدم تقارن بزرگی در بخش لپتونی می‌توانند منجر به تولید پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی در گذار فاز کیهانی QCD شوند. در این رساله، این امکان را در مدل‌های هولوگرافی مورد بررسی قرار می‌دهیم. با استفاده از روش بازبهنجارش هولوگرافی، گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ را بین فضای رایسنر نردسترم سیاهچاله AdS و فضای AdS گرمایی باردار که متناظر با گذار فاز محصور نامحصور است را پیدا می‌کنیم. همچنین طیف امواج گرانشی تولید شده در طی تحول حباب‌ها را برای طیفی از سرعت دیوار حباب بدست می‌آوریم و اعتبار سناریوها و محاسبات مربوط به آن را با آزمایش‌های مربوط به امواج گرانشی بررسی می‌کنیم.

همچنین امکان باریون‌زایی و توضیح منشأ عدم تقارن ماده-پادماده در این گذار فازها را بحث می‌کنیم. سازوکار جدیدی را برای باریون‌زایی الکتروضعیف پیشنهاد می‌کنیم که براساس امواج گرانشی تولید شده توسط میدان‌های مغناطیسی دستگرد حاضر در گذار فاز مرتبه اول قوی الکتروضعیف است. به‌واسطه امواج گرانشی دستگرد تولید شده توسط این میدان‌های مغناطیسی، عدد لپتونی خالصی را از طریق ناهنجاری گرانشی بدست می‌آوریم. در این سازوکار، مقدار عدم تقارن باریونی مشاهده شده را می‌توان در فضای پارامترهای مدل‌هایی با تحول آبشار معکوس برای میدان مغناطیسی بدست آورد. همچنین در این مدل‌ها، میدان مغناطیسی می‌تواند نامزدی برای میدان‌های مغناطیسی در مقیاس بزرگ باشد.

کلمات کلیدی: گذار فاز الکتروضعیف، گذار فاز QCD ، هولوگرافی، امواج گرانشی، باریون‌زایی

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

1. Moslem Ahmadvand, Kazem Bitaghsir Fadafan, *Gravitational Waves Generated from the Cosmological QCD Phase Transition within AdS/QCD*, **Phys. Lett. B** (2017) 772, 747, arXiv: 1703.02801.
2. Moslem Ahmadvand, Kazem Bitaghsir Fadafan, *The Cosmic QCD Phase Transition with Dense Matter and Its Gravitational Waves from Holography*, **Phys. Lett. B** (2018) 779, 1, arXiv: 1707.05068.
3. Hamid Abedi, Moslem Ahmadvand, Siamak Gousheh, *Electroweak Baryogenesis via Chiral Gravitational Waves*, **accepted to be published in Phys. Lett. B**, arXiv: 1805.10645.
4. Moslem Ahmadvand, Kazem Bitaghsir Fadafan, *Energy Loss at Zero Temperature from Extremal Black Holes*, **submitted to Eur. Phys. J. C**, arXiv: 1512.05290.
5. Hamid Abedi, Moslem Ahmadvand, Siamak Gousheh, *Electroweak Phase Transition in The Presence of Hypermagnetic Fields and gravitational waves*, **in preparation**

۶. مسلم احمدوند، کاظم بی تقصیر فدافن؛ مطالعه گذار فاز کیهانی QCD و امواج گرانشی ناشی از آن از طریق مدل هولوگرافی دیوار نرم؛ بیست و پنجمین کنفرانس بهاره فیزیک؛ پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، ۳۰ و ۳۱ خرداد ماه ۱۳۹۷

۷. مسلم احمدوند، کاظم بی تقصیر فدافن؛ گذار فاز کیهانی QCD در محیطی با پتانسیل شیمیایی متناهی از طریق مدل هولوگرافی دیوار نرم؛ بیست و پنجمین کنفرانس بهاره فیزیک؛ پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، ۳۰ و ۳۱ خرداد ماه ۱۳۹۷

فهرست مطالب

ک	فهرست تصاویر
۱	۱ مدل استاندارد کیهان‌شناسی و تاریخچه کیهان اولیه
۱	۱.۱ مقدمه
۶	۲.۱ مدل استاندارد کیهان‌شناسی و تاریخچه کیهان اولیه
۱۱	۱.۲.۱ ترمودینامیک جهان اولیه
۱۳	۲.۲.۱ تشکیل هسته‌های سبک
۱۵	۳.۲.۱ بقای ذرات جرم‌دار
۱۸	۳.۱ سازوکارهای مختلف باریون‌زایی
۲۱	۴.۱ امواج گرانشی ناشی از گذار فازهای مرتبه اول در کیهان اولیه
۲۵	۲ دوگانی AdS/CFT
۲۵	۱.۲ مقدمه
۲۶	۲.۲ نظریه‌های پیمانه‌ای در حد N بزرگ
۲۸	۳.۲ از حد N بزرگ تا تناظر گرانش پیمانه
۲۹	۱.۳.۲ ریسمان‌ها
۳۰	۲.۳.۲ شامه‌ها
۳۰	۳.۳.۲ حد واجفتیدگی
۳۲	۴.۳.۲ فضازمان AdS
۳۲	۵.۳.۲ تناظر گرانش پیمانه
۳۵	۳ دوگانی AdS/QCD
۳۹	۴ گذار فاز کیهانی QCD
۳۹	۱.۴ مقدمه
۴۱	۲.۴ گذار فاز مرتبه اول و امواج گرانشی آن در مدل دیوار سخت
۴۴	۳.۴ گذار فاز مرتبه اول و امواج گرانشی آن در مدل دیوار نرم

۴۶	آشنایی با آشکارسازهای $IPTA$ ، SKA و $eLISA$	۴.۴
۴۶	$IPTA$	۱.۴.۴
۴۸	SKA	۲.۴.۴
۴۹	$eLISA$	۳.۴.۴
۵۱		گذار فاز کیهانی QCD در حضور پتانسیل شیمیایی متناهی	۵
۵۱	مقدمه	۱.۵
		گذار فاز مرتبه اول در حضور پتانسیل شیمیایی و امواج گرانشی آن در مدل	۲.۵
۵۲	دیوار سخت	
		گذار فاز مرتبه اول در حضور پتانسیل شیمیایی و امواج گرانشی آن در مدل	۳.۵
۵۸	دیوار نرم	
۶۳		باریون‌زایی در گذار فاز الکتروضعیف از طریق امواج گرانشی دستگرد	۶
۶۳	مقدمه	۱.۶
۶۵	باریون‌زایی الکتروضعیف	۲.۶
۶۵	نقض عدد باریونی و لپتونی	۱.۲.۶
۷۰	نقض C و CP	۲.۲.۶
۷۱	خروج از حالت تعادل گرمایی	۳.۲.۶
۷۲	اختلالات سنجه	۳.۶
۷۳	تانسور انرژی تکانه برای میدان مغناطیسی مارپیچ	۴.۶
۷۶	محاسبات عدم تقارن باریونی	۵.۶
۷۹		نتیجه‌گیری و جمع‌بندی	۷
۸۳		مراجع	۸۳

فهرست تصاویر

- ۱.۱ شکل بالا از عصر مهبانگ آغاز می‌شود و همان‌طور که جهان گسترش می‌یابد خنک می‌شود. شایان ذکر است که افزایش زمان با کاهش دما بوسیله رابطه (۱۰.۱) داده می‌شود ولی در دوره کوارک-هادرون معادله حالت ماده پیچیده است و این معادله بکار نمی‌رود [۱۸]. ۹
- ۲.۱ در انرژی‌هایی در حدود 10^{15} GeV شدت برهمکنش‌های قوی و الکترو ضعیف قابل مقایسه می‌شود [۱۷]. ۱۰
- ۳.۱ فراوانی هسته‌های سبک آغازین بر حسب چگالی کنونی ماده در عالم با η نشان داده شده است. τ_N طول عمر نوترون است [۱۹]. ۱۴
- ۴.۱ چگونگی بقای چگالی عددی ذرات نشان داده شده است که به جرم و شدت برهمکنش آنها بستگی دارد [۱۷]. ۱۷
- ۱.۲ نمودار سمت چپ را می‌توان روی سطح کره کشید که مسطح است در حالیکه نمودار سمت راست که غیر مسطح است را روی چنبره می‌توان رسم کرد [۴۴]. ۲۷
- ۲.۲ سنجه‌های مختلف شامه‌ها در دو فاصله متفاوت [۴۷]. ۳۱
- ۳.۲ ریسمان‌های باز برای تعیین شرایط مرزیشان به شامه‌ها نیاز دارند [۴۷]. ۳۱
- ۴.۲ نمودارهای پنروز فضای AdS در دو مختصات سراسری و پوانکاره رسم شده‌اند [۴۹]. ۳۳
- ۱.۳ تصویری از مدل بالا به پایین [۵۱]. ۳۶

۱.۴	طیف امواج گرانشی ناشی از گذار فاز QCD (برای $N = 3$) همراه با حساسیت سه آشکارساز [۷۱] نمایش داده شده است. منحنی فوقانی برای $\tau = H_*$ و منحنی پایین با $\tau = 10H_*$ ترسیم شده است. برای آشکارسازهای $IPTA$ و SKA این امواج گرانشی قابل تشخیص است در حالی که $eLISA$ نمی‌تواند سیگنال‌های آنها را شناسایی کند. حساسیت آشکارسازها بر اساس 2° تپ‌اختر با $10^{-7}s$ دقت زمان‌بندی در زمان مشاهده ۱۵ سال برای $IPTA$ و 1° تپ با $3 \times 10^{-8}s$ دقت زمان‌بندی در زمان مشاهده 2° سال برای SKA .	۴۳
۲.۴	برای مدل دیوار نرم، طیف موج گرانشی با همان شرایط ذکر شده در شکل ۱.۴، ترسیم شده است.	۴۵
۳.۴	نتایج محاسبات مدل‌های دیوار سخت و نرم برای $N = 3$ و $\tau = H_*$ مقایسه شده است. منحنی بالا نشان دهنده امواج گرانشی تخمین زده شده در مدل دیوار سخت است.	۴۶
۴.۴	دامنه مشخصه برای $N = 3$ و $\tau = H_*$ در مدل‌های دیوار سخت و نرم کشیده شده است. منحنی بالا در مدل دیوار سخت محاسبه شده است.	۴۷
۵.۴	تپ‌اخترها امواج الکترومغناطیسی در فضازمانی منتشر می‌کنند که با امواج گرانشی مواج شده است [۷۲].	۴۸
۶.۴	تصویری از SKA در شب [۷۳].	۴۹
۷.۴	تصویری از مجموعه $eLISA$ [۷۳].	۵۰
۱.۵	فاصله کوارک-پادکوارک را بر حسب عمق بیشینه ریسمان در فاز محصور و نامحصور رسم کرده‌ایم. منحنی آبی که به بینهایت می‌رود، این کمیت را در فاز محصور نشان می‌دهد. پتانسیل شیمیایی باریونی که در آن این کمیت در z_* به بینهایت میل می‌کند و به دیوار می‌رسند 500 MeV است.	۵۶
۲.۵	پتانسیل کوارک-پادکوارک را بر حسب عمق بیشینه ریسمان در فاز محصور و نامحصور رسم کرده‌ایم. منحنی آبی که به بینهایت می‌رود، این کمیت را در فاز محصور نشان می‌دهد. پتانسیل شیمیایی باریونی که در آن این کمیت در z_* به بینهایت میل می‌کند و به دیوار می‌رسند 500 MeV است.	۵۷
۳.۵	امواج گرانشی گذار فاز محصور-نامحصور را نشان می‌دهیم که توسط آشکارسازهای $IPTA$ و SKA قابل شناسایی هستند. منحنی سیاه، خط بالا، طیف امواج گرانشی در مورد حباب‌های گریزان است، منحنی آبی نشان دهنده انفجار یوگت و منحنی قرمز، خط پایین، متعلق به احتراق با سرعت غیرنسبیتی است.	۵۹

- ۴.۵ طیف امواج گرانشی محاسبه شده در مدل دیوار نرم با همان شرایط ذکر شده در شکل ۳.۵ نشان داده شده است. ۶۱
- ۱.۶ نمودار مثلثی که به ناهنجاری جریان‌های باریونی و لیپتونی سهم می‌دهد [۱۹]. ۶۷
- ۲.۶ انرژی اسفلرون و همچنین خلأهای مختلف نظریه EW با بارهای توپولوژیک آنها نشان داده شده است. ۷۰

فصل ۱

مدل استاندارد کیهان‌شناسی و تاریخچه کیهان اولیه

۱.۱ مقدمه

مدل مهبانگ چارچوبی کلی برای توصیف تحول جهان فراهم می‌کند و توانسته است چندین پیش‌بینی بنیادی موفق از جمله وجود تابش زمینه ریزموج کیهانی^۱ و فراوانی عناصر سبک جهان ارائه دهد. همچنین می‌توان اطلاعات غیرمستقیم دیگری را از جهان اولیه بواسطه گذار فازهایی که در آن رخ داده است و آثار آنها بدست آورد.

در تحول جهان اولیه، دستکم دو گذار فاز وجود داشته است. نظریه الکتروضعیف^۲ (EW) پیش‌بینی می‌کند که در حدود 100 GeV گذاری از فاز دمای بالا متقارن به فاز تقارن شکسته رخ داده است که در آن تقارن پیمانهای $SU(2) \times U(1)$ بصورت خود به خودی می‌شکند و جرم ذرات که متناسب با مقدار چشم‌داشتی خلأ هیگز است غیرصفر می‌شود. همچنین دینامیک رنگ کوانتومی^۳ (QCD) پیش‌بینی می‌کند که در انرژی‌ای از مرتبه 100 MeV، گذار فازی از پلاسمای کوارک-گلوئون به فاز محصور^۴ بدون کوارک و گلوئون آزاد وجود دارد. در تقریباً

^۱Cosmic Microwave Background (CMB)

^۲Electroweak

^۳Quantum chromodynamics

^۴confinement phase

همان انرژی انتظار داریم که تقارن سراسری دستگردی^۵ QCD با فرمیون‌های بی‌جرم به صورت خود به خودی با تشکیل چگال جفت کوارک^۶ شکسته است.

گذار فازهای مرتبه اول در جهان اولیه می‌توانند منابع قدرتمندی برای تابش امواج گرانشی باشند که می‌توانند راه جدیدی را برای کشف جهان اولیه مطرح کنند [۱]. در یک گذار فاز مرتبه اول، جهان در یک فاز با دمای بالا شبه پایدار (فاز متقارن) شروع و تبدیل به یک فاز دمای پایین پایدار (فاز تقارن شکسته) می‌شود. این گذار از طریق تشکیل حباب‌های فاز دمای پایین در فاز دمای بالا ادامه می‌یابد. سپس این حباب‌ها گسترش و ادغام می‌شوند و در نهایت جهان در فاز تقارن شکسته باقی می‌ماند.

در یک گذار فاز مرتبه اول کیهانی که در حمام گرمایی رخ می‌دهد، حباب‌ها تشکیل می‌شوند و به دلیل انرژی خلأ آزاد شده حباب‌ها گسترش می‌یابند. در توصیف هیدرودینامیکی از تحول حباب، سرعت حباب، v_b ، پارامتر مهمی است که بر تولید امواج گرانشی ناشی از این فرآیند تاثیر می‌گذارد. پس زمینه واقع‌گرایانه در واقع پلاسمایی گرمایی پر از ذرات نسبیستی است که با دیوار حباب برخورد و تولید اصطکاک می‌کنند. مسئله اصلی گسترش حباب در پلازما فهمیدن ارتباط بین کمیت‌های زیر است که بوسیله آنها می‌توان ویژگی‌های امواج گرانشی حاصل را شناخت: سرعت دیوار حباب v_b ، اصطکاک روی دیوار از طرف پلازما، شدت α گذار فاز که چگالی انرژی خلأ آزاد شده نسبت به چگالی انرژی تابشی را اندازه‌گیری می‌کند و فاکتورهای κ و κ_v که به ترتیب توانایی انتقال انرژی خلأ آزاد شده را به گسترش دیوار حباب و حرکت سیال اندازه‌گیری می‌کنند. (همه پارامترها در دمای گذار اندازه‌گیری می‌شوند). این کمیت‌ها به عنوان رابط بین مدل‌های نظری فیزیک ذرات و شبیه‌سازی‌های برخورد حباب به کار می‌روند. سه منبع تولید امواج گرانشی در حین گذار فاز مرتبه اول مطرح شده است:

۱. برخورد حباب‌ها: امواج گرانشی ناشی از برخورد حباب‌ها با تقریب پاکت^۷ شبیه سازی می‌شود [۲]. در این تقریب، بخشی از گرمای نهان گذار فاز در پوسته نازکی در دیوار حباب ذخیره می‌شود. سپس فرض می‌شود که این انرژی پس از برخورد با حباب دیگری سریع پراکنده می‌گردد به گونه‌ای که انرژی به طور عمده در پاکتی از حباب‌های بدون برخورد ذخیره می‌شود و مولفه عرضی ناهمسانگرد انرژی-تکانه این حباب‌ها را نتیجه می‌دهد.

۲. تلاطم هیدرودینامیکی مغناطیسی: پس از برخورد حباب‌ها، کسری از انرژی به حرکت پلازما تبدیل می‌شود. این انرژی جنبشی پلازما می‌تواند منجر به تولید تلاطم هیدرودینامیکی مغناطیسی^۸ شود که تابش امواج گرانشی را القا می‌کند [۳].

۳. امواج صوتی: امواج صوتی در سیال می‌تواند منبع دیگری برای تولید امواج گرانشی

⁵global chiral symmetry

⁶pair quark condensate

⁷envelope approximation

⁸Magnetohydrodynamic (MHD)

باشد. این امکان در مقاله [۴] مطرح شده است.

هر چند با جرم هیگز 125 GeV که در سال 2013 معین شد گذار فاز EW مرتبه اول نیست، از آنجا که مقدار چشم‌داشتی خلأ هیگز به‌عنوان پارامتر نظم^۹ تغییر چندانی نمی‌کند. می‌توان نشان داد که در حضور میدان‌های مغناطیسی قوی این گذار به گذار فاز مرتبه اول قوی‌تری تبدیل شود [۵]. با استفاده از این ایده، با محاسبه کنش و معادلات پرش^{۱۰} دما و مدت گذار فاز را محاسبه خواهیم کرد و همچنین با محاسبه دیگر ویژگی‌های گذار فاز از قبیل گرمای نهان گذار می‌توان طیف انرژی امواج گرانشی تولید شده را محاسبه و نشان خواهیم داد کدامیک از آشکارسازها قادر به شناسایی این امواج هستند.

در ارتباط با گذار فاز QCD محاسبات عددی نشان می‌دهد که این گذار در دمای کم برای جرم‌های کوارکی بسیار کوچک و بزرگ گذار فاز مرتبه اول بوده است [۶]. با این حال، همان‌طور که شبکه روی QCD ^{۱۱} نشان می‌دهد، این گذار فاز گذاری واقعی برای جرم‌های کوارکی متوسط نیست، به ویژه برای سه کوارک سبک و پتانسیل شیمیایی کوچک [۷] (هرچند کشف نظریه‌های پیمان‌هایی که محصور بودن در آنها بدون داشتن تقارن مرکزی یافت می‌شود می‌تواند استدلال شبکه QCD را زیر سوال ببرد). در این رساله، با استفاده از مدل‌های هولوگرافی AdS/QCD این گذار فاز محصور-نامحصور^{۱۲} را که متناظر با گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیج^{۱۳} می‌شود مطالعه می‌کنیم. با محاسبه پارامترهای گذار فاز برای اولین بار مشخصات امواج گرانشی را با استفاده از این مدل‌های هولوگرافی محاسبه می‌کنیم. مدت زمان گذار فاز را به زمان تبخیر سیاهچاله در این فضاها^{۱۴} پاددسیته مرتبط و حدی را برای طول ریسمان در این فضای AdS معین می‌کنیم. همچنین، به گذار فاز محصور-نامحصور در پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی می‌پردازیم. پتانسیل شیمیایی باریونی بستگی به عدم تقارن باریونی و لپتونی^{۱۵} دارد و برای عدم تقارن کوچک از بین می‌رود. با این حال، عدم تقارن لپتونی بزرگی را در جهان اولیه می‌توان فراهم کرد [۸]. این پتانسیل شیمیایی متناهی را می‌توان در بعضی سناریوهای تولید لپتون‌ها توجیه کرد که با قیده‌های CMB و تشکیل هسته مه‌بانگ^{۱۶} سازگار است. انتظار می‌رود که این عدم تقارن بزرگ لپتونی در پتانسیل شیمیایی نوترینوهای باشد که برای ماده تاریک پیشنهاد می‌شوند [۹].

گذار فازهای مرتبه اول از جنبه دیگری نیز مهم و قابل بررسی هستند. شواهد زیادی وجود دارد که جهان تقریباً خالی از پادذرات است. در مقیاس کوچک، نبود نابودی پروتون-پادپروتون در فعالیت‌های روزانه نشان می‌دهد که جهان تنها از ماده تشکیل شده است. ماهواره‌ها

⁹order parameter

¹⁰bounce action and equation

¹¹lattice QCD

¹²confinement-deconfinement

¹³Hawking-Page

¹⁴Anti-de Sitter (AdS)

¹⁵lepton and baryon asymmetry

¹⁶Big Bang Neuclosynthesis (BBN)

نشان می‌دهند که منظومه خورشیدی از همان ماده‌ای ساخته شده است که ما از آن تشکیل شده‌ایم و مقدار قابل صرف‌نظر کردنی پادماده وجود دارد. در تابش‌های کیهانی تعداد بسیار زیادی پروتون و تعداد اندکی نیز پادپروتون وجود دارد، حدود 10^{-4} پادپروتون در قیاس با تعداد پروتون. اگر ماده و پادماده در خوشه‌های کیهانی با هم وجود داشته باشند، باید تابش قابل مشاهده‌ای از اشعه گاما در خوشه‌ها وجود داشته باشد، در حالیکه چنین تابشی مشاهده نشده است [۱۰]. تخمین کمی محکمی برای فراوانی‌های ماده و پادماده باریونی در مدل استاندارد کیهان‌شناسی وجود دارد. یکی از پیش‌بینی‌های این مدل پیش‌بینی دقیق فراوانی‌های کیهانی همه عناصر سبک $H, {}^3He, {}^4He, D, B, {}^7Li$ است. محاسبات فراوانی هسته‌های سبک اولیه در صورتی درست خواهند بود که پارامتر $\eta_B \equiv \frac{n_B}{s} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{s}$ (که n_b چگالی عدد باریونی، $n_{\bar{b}}$ چگالی عدد پادباریونی در جهان و s چگالی آنتروپی در جهان است) در حدود 10^{-10} باشد [۱۱]. بدست آوردن این مقدار برای η باریون‌زایی^{۱۷} نامیده می‌شود.

تا قبل از سال ۱۹۵۶ فرض قطعی بر این بود که قوانین فیزیکی دودستانه^{۱۸} هستند، یعنی تصویر هر فرایند فیزیکی در آینه یک فرایند فیزیکی کاملاً ممکن را نشان می‌دهد. در واقع بیشتر فیزیکدانان تقارن آینه‌ای یا نوردایی پاریته P قوانین فیزیکی را بدیهی می‌دانستند. با این حال، لی و یانگ^{۱۹} متوجه شدند هر چند که برای نوردایی پاریته در برهمکنش‌های قوی و الکترومغناطیسی شواهد فراوانی وجود دارد ولی هیچ تأییدی در مورد برهمکنش‌های ضعیف موجود نیست. در نتیجه آزمایش مشهور کبالت ${}^{60}Co$ پرتوزا را پیشنهاد کردند که توسط وئو^{۲۰} و همکاران طراحی و انجام شد و همچنین معین شد که پاریته نوردای برهمکنش‌های ضعیف نیست. در واقع نقض پاریته فقط به واپاشی بتا^{۲۱} محدود نمی‌شود بلکه عملاً امضای نیروی ضعیف است. این امر به طور برجسته‌ای در رفتار نوترینوها نمایان می‌شود. در این شرایط بسیاری از مردم تصور کردند که CP (ترکیبی از تقارن‌های پاریته و همیو^{۲۱}) همان تقارن تصویر آینه‌ای باشد. اما کرونین و فیچ^{۲۲} فهمیدند که CP نیز در سیستم کائون خنثی می‌شکند [۱۲]. همچنین آزمایش‌هایی نشان دادند که کائون خنثی با طول عمر طولانی‌تر اغلب به پوزیترون و امی‌پاشد تا الکترون تا مقدار 3.3×10^{-3} . این برای اولین بار بود که فرایندی تفاوت مطلق بین ماده و پادماده قائل می‌شود و تعریف صریح و غیر قراردادی از بار مثبت فراهم می‌آورد. این که نقض CP برخورد نامساوی با ذرات و پادذرات را مجاز می‌داند نشان می‌دهد که شاید این موضوع مسئول برتری ماده بر پادماده در جهان باشد. در سال ۱۹۶۷، ساخاروف^{۲۳} سه شرط را تعیین کرد که برای تولید عدم تقارن باریونی در طی

¹⁷baryogenesis

¹⁸ambidextrous

¹⁹Lee and Yang

²⁰Woo

²¹charge conjugation

²²Cronin and Fitch

²³Sakharov

تحول جهان از حالت متقارن اولیه لازم است [۱۳]. این سه شرط از این قرار هستند:

۱. نقض عدد باریونی: اگر عدد باریونی در همه برهمکنش‌ها پایسته بماند، آنگاه هیچ عدم تقارن باریونی‌ای از شرایط متقارن اولیه نمی‌توانست رخ دهد.

۲. نقض C و CP : اگر برهمکنش‌های نقض عدد باریونی نیز رخ دهند، فرایندهایی که مقداری باریون و پادباریون اضافی تولید می‌کنند دارای آهنگ یکسانی هستند. نقض C و CP جهت ارجحی را مشخص می‌کند.

۳. انحراف از تعادل گرمایی: در حالت تعادل گرمایی چگالی عدد باریونی و چگالی عدد پادباریونی بوسیله رابطه $[1 + \exp((p^2 + m^2)/T^2)]^{-1}$ داده می‌شود. بواسطه ناوردایی CPT ، جرم باریون و پادباریون آن برابر است. در نتیجه فرایندهای معکوس فرایندهایی مذکور ممکن خواهد بود و دوباره عدم تقارن خالص صفر می‌شود.

در دماهای بالاتر از دمای بحرانی نظریه EW ، فرآیندهای EW معینی بواسطه اسفلرون‌ها^{۲۴} هر گونه عدم تقارن باریونی و لپتونی را از بین می‌برند [۱۴]. بنابراین لازم است بدانیم که چگونه عدم تقارن باریونی در جهان در گذار فاز EW ایجاد شده است. در اصل این امکان در مدل استاندارد SM ^{۲۵} ظاهراً مهیا است زیرا تمام سه شرط لازم برای تولید عدم تقارن باریونی در طی گذار فاز وجود دارد. با این حال، در سناریوهای معمول تولید باریونی EW در متن SM نمی‌تواند عدم تقارن باریونی را توضیح دهد زیرا اثرات نقض‌کننده CP ناشی از سازوکار کابیو-کوبایاشی-ماسکاو^{۲۶} بسیار اندک است [۱۵]. علاوه بر این، گذار فاز مرتبه اول قوی است به شرط آن که جرم بوزون هیگز بسیار پایین‌تر از مقدار مشاهده شده آن باشد [۱۹] (در مورد شدت گذار فاز در فصل ۶ بحث خواهیم کرد). حضور میدان مغناطیسی قوی گذار فاز مرتبه اول را قوی‌تر می‌کند ولی این به اندازه‌ای کافی نیست که برهمکنش اسفلرون‌ها را ممنوع کند.

در این رساله، سازوکار جدیدی برای تولید باریون‌ها در طی گذار فاز مرتبه اول EW بر اساس ناهنجاری گرانشی^{۲۷} ارائه می‌دهیم. نشان می‌دهیم که این اثر می‌تواند به اندازه دیگر سازوکارهای معمول پیشنهاد شده برای تولید باریونی EW مهم باشد. در حقیقت، در طی گذار فاز مرتبه اول EW ، امواج گرانشی تولید شده بواسطه حضور میدان‌های مغناطیسی دستگرد نیز دستگرد خواهند بود به طوری که افت و خیزهای چپ و راست مولفه‌های سنجه^{۲۸} دارای روابط پاشندگی^{۲۹} متفاوت می‌شوند. علاوه بر این، مؤلفه مارپیچی^{۳۰} میدان مغناطیسی

²⁴sphalerons

²⁵standard model

²⁶Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

²⁷gravitational anomaly

²⁸metric

²⁹dispersion relations

³⁰helical

یک منبع نقض کننده CP را در مدل فراهم می‌کند. نشان می‌دهیم که این سازوکار منجر به ناهنجاری گرانشی غیرصفر می‌شود و همچنین ثابت می‌کنیم برای مقادیری از میدان مغناطیسی سازگار با میدان‌های مغناطیسی مقیاس بزرگ که در حال حاضر در کهکشان‌ها مشاهده می‌شوند، عدم تقارن باریونی با تکیه بر فرآیندهای اسفلرونی را می‌توان توضیح داد.

۲.۱ مدل استاندارد کیهان‌شناسی و تاریخچه کیهان اولیه

یکی از مهم‌ترین پرسش‌هایی که در طول زمان برای بسیاری از انسان‌ها مطرح بوده چگونگی پیدایش جهان هستی بوده است. در سال ۱۹۲۶ یک کشیش بلژیکی بنام جورج لومتر^{۳۱} نظریه‌ای را مطرح کرد که جهان از یک اتم اولیه شروع شده است. در سال ۱۹۲۹ ادوین هابل ستاره‌شناس با تحلیل جابجایی سرخ^{۳۲} نور کهکشان‌ها مشاهده کرد که آنها در همه جهات در حال دور شدن از یکدیگر هستند. انبساط جهان این ایده را تقویت می‌کرد که وقتی امروزه فاصله کهکشان‌ها افزایش می‌یابد در گذشته می‌بایست به هم نزدیکتر بوده باشند. این نظریه جهان در حال گسترش، در نهایت به مدلی منجر شد که اکنون مدل مه‌بانگ^{۳۳} نامیده می‌شود. چارچوب این مدل بر اساس نظریه نسبیت عام اینشتین است و توانسته بسیاری از پدیده‌های کیهان را با موفقیت توضیح دهد. تحول جهان بر پایه مدل کیهان‌شناسی فریدمان-رابرتسون-واکر^{۳۴} یا مدل مه‌بانگ که شامل انبساط جهان و تقریب همگن و همسانگرد بودن توزیع ماده و انرژی در مقیاس بزرگ است توضیح داده می‌شود. (این مدل آنقدر موفق بوده است که به‌عنوان مدل استاندارد کیهان‌شناسی نامیده می‌شود.) توزیع یکنواختی از ماده را در نظر بگیرید. ناظری که از هر طرف و در تمام جهات به عالم بنگرد عالم یکسانی را خواهد یافت. این دو ویژگی را همگنی و همسانگردی می‌گویند. با توجه به معادلات نسبیت عام اینشتین، سنج فضا زمانی که ویژگی‌های مذکور را در برداشته باشد بوسیله سنج فریدمان-رابرتسون-واکر داده می‌شود

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right] \quad (1.1)$$

که در آن $k = 0$ فضا با انحنای صفر یا اقلیدوسی، $k = 1$ فضا بسته با انحنای مثبت و $k = -1$ فضا باز با انحنای منفی است. توجه شود که در $k = 0$ فضا زمان رابرتسون-واکر تخت نیست بلکه تنها زیر فضاهای $t = const$ آن تخت هستند. داده‌های کیهان‌شناسی مطابق با $k = 0$ هستند. متغیر دینامیکی $a(t)$ عامل مقیاس^{۳۵} کیهانی یا عامل انبساط نام دارد و بدون بعد

³¹Georges Lemaitre

³²redshift

³³Big Bang

³⁴Friedmann-Rabertson-Walker (FRW)

³⁵scale factor

است. معادلات میدان نسبیت عام که در سال ۱۹۱۵ منتشر شدند بصورت زیر بودند

$$G_{\mu\nu} \equiv \mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathcal{R} = -\kappa T_{\mu\nu} \quad (۲.۱)$$

که $G_{\mu\nu}$ تانسور اینشتین، $\mathcal{R}_{\mu\nu}$ تانسور ریچی، \mathcal{R} اسکالر ریچی (که توابعی از $g_{\mu\nu}$ و مشتق‌های آن هستند)، $g_{\mu\nu}$ تانسور سنج، $\kappa = 8\pi G$ و G ثابت نیوتن است. توزیع ماده-انرژی در مقیاس بزرگ می‌تواند توسط تانسور تنش-انرژی یا انرژی-تکانه $T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, -p, -p, -p)$ توصیف شود که $\rho(t)$ چگالی انرژی ماده و تابش کل در جهان و $p(t)$ فشار همسانگرد است. اکنون با استفاده از مؤلفه $0-0$ معادلات اینشتین و تانسور سنج معادله (۱.۱)، معادله فریدمان را بدست می‌آوریم

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho. \quad (۳.۱)$$

همچنین از مؤلفه $i-i$ آن معادله زیر بدست می‌آید

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = -8\pi Gp. \quad (۴.۱)$$

اگر از (۴.۱) نسبت به t مشتق بگیریم، می‌توانیم جواب حاصل را بصورت ترکیب خطی از دو معادله بالا بنویسیم.

$$\frac{d}{dt}[a(\dot{a}^2 + k)] \equiv \dot{a}[2a\ddot{a} + \dot{a}^2 + k] \quad (۵.۱)$$

یعنی،

$$\frac{d}{da}(\rho a^3) + 3pa^2 = 0 \quad (۶.۱)$$

که پیامد قانون پایستگی نهفته در معادلات اینشتین، $\nabla_\mu T_\nu^\mu = 0 \Rightarrow \nabla_\mu G_\nu^\mu = 0$ است. شکل‌های مختلف ماده و انرژی که حالت جهان را توصیف می‌کنند با تقریب خوبی می‌تواند با رابطه $p = w\rho$ توصیف شود که $w = -1$ انرژی جهان بطور عمده انرژی خلأ، $w = 1/3$ انرژی جهان بوسیله ذرات نسبیتی تعیین می‌شود (سیطره تابش) که عامل $1/3$ ناشی از کاتوره‌ای سازی در همه جهت‌هاست و $w = 0$ بوسیله ذرات غیر نسبیتی (سیطره ماده) تعیین می‌گردد که ماده جهان بصورت گرد و غبار رفتار می‌کند و فشار صفر است که برای دوره‌های اخیر صادق است. با قرار دادن این رابطه در معادله (۶.۱) می‌بینیم که چگالی انرژی جهان بشکل $\rho \propto a^{-3(1+w)}$ تغییر می‌کند [۱۶]. در مراحل اولیه عالم، انبساط جهان را بجای ماده تابش کنترل می‌کرده است. در نتیجه در عصر سیطره تابش، دما را تابش تعیین می‌کند و دما نیز باید بسیار بالا بوده باشد. این محاسبه نیازمند این فرض است که چگالی کنونی تابش باقیمانده یک دوره اولیه داغ باشد. بنابراین با استفاده از رابطه (۶.۱) در این دوره بدست می‌آوریم

$$\rho = \rho_0 \frac{a_0^4}{a^4} \quad (۷.۱)$$

محاسبه را با این فرض انجام می‌دهیم که تابش ناشی از جسم سیاه با دمای T بوده است.

$$\rho = \frac{1}{2}g_*AT^4 \quad (۸.۱)$$

که A ثابت تابش و g_* تعداد کل درجات آزادی نسبی است. انتظار داریم که پارامتر خمیدگی فضا k تاثیر چندانی در دینامیک اولیه عالم نداشته باشد، و آن را برابر صفر می‌گیریم. در نتیجه معادله فریدمان بصورت زیر خواهد بود

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho = \left(\frac{4\pi Gg_*A}{3}\right)T^4 \quad (۹.۱)$$

که $H(t)$ پارامتر هابل است و آهنگ گسترش جهان را در زمان t نشان می‌دهد. از معادلات (۷.۱) و (۸.۱) می‌بینیم که $T \propto \frac{1}{a}$ و در نتیجه $a \propto t^{\frac{1}{2}}$ و مهم‌تر از آن خواهیم داشت

$$t = \left(\frac{3}{16\pi Gg_*A}\right)T^{-2} \quad (۱۰.۱)$$

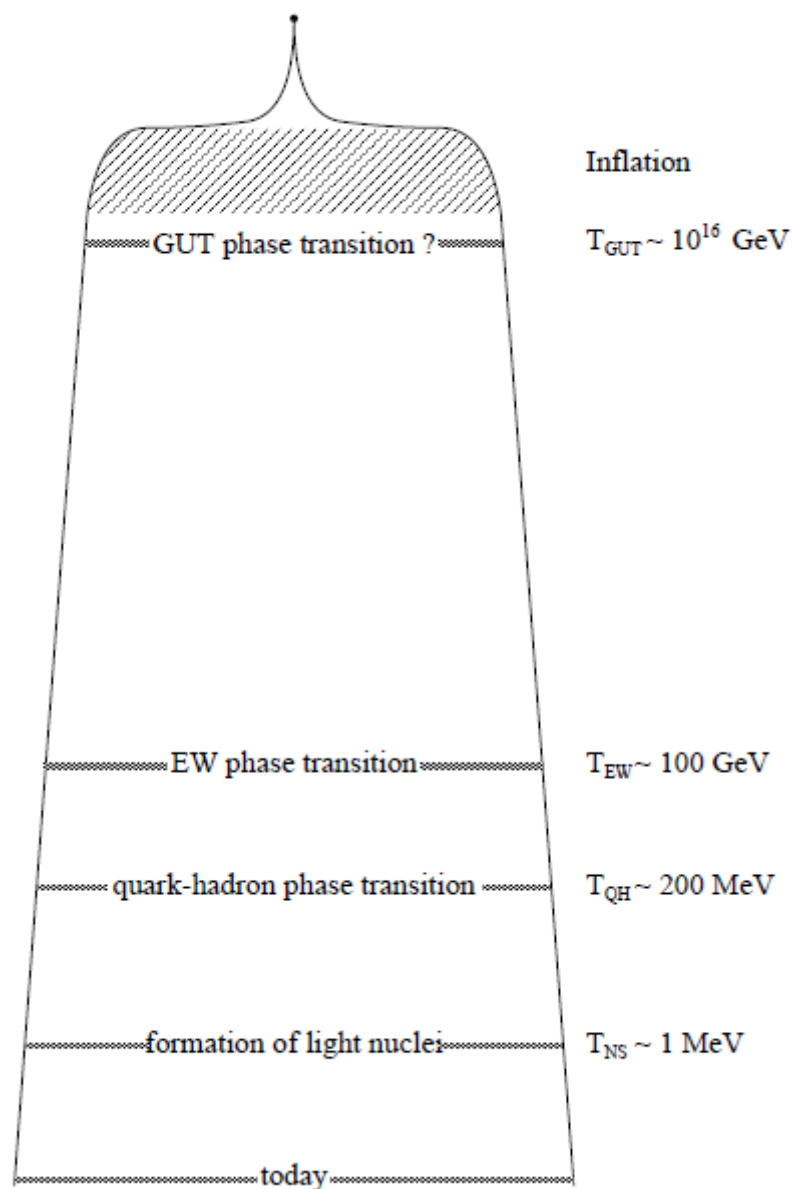
تصویر بالا که ایده مهبانگ داغ نامیده می‌شود که بقایای آن همان تابش زمینه ریزموج کیهانی در نظر گرفته می‌شود که آرنو پنزیاس و رابرت ویلسون در سال ۱۹۶۵ کشف کردند.

عصر مهبانگ با $a = 0$ شروع می‌شود. نقطه‌ای که زمان کیهانی صفر می‌شود مستلزم نقض مفهوم هندسه فضا زمان است که مانع از آن می‌شود تا فیزیکدانان آنچه در آن نقطه یا پیش از آن رخ داده را توضیح دهند. این نکته دال بر این می‌تواند باشد که نظریه نسبیت عام کامل نیست و شاید نظریه کاملتری وجود داشته باشد که توضیح بهتری ارائه دهد، مانند فرضیه‌هایی که بر اساس نظریه ریسمان^{۳۶} ارائه می‌شوند و از این تکینگی فضا زمان اجتناب می‌کنند.

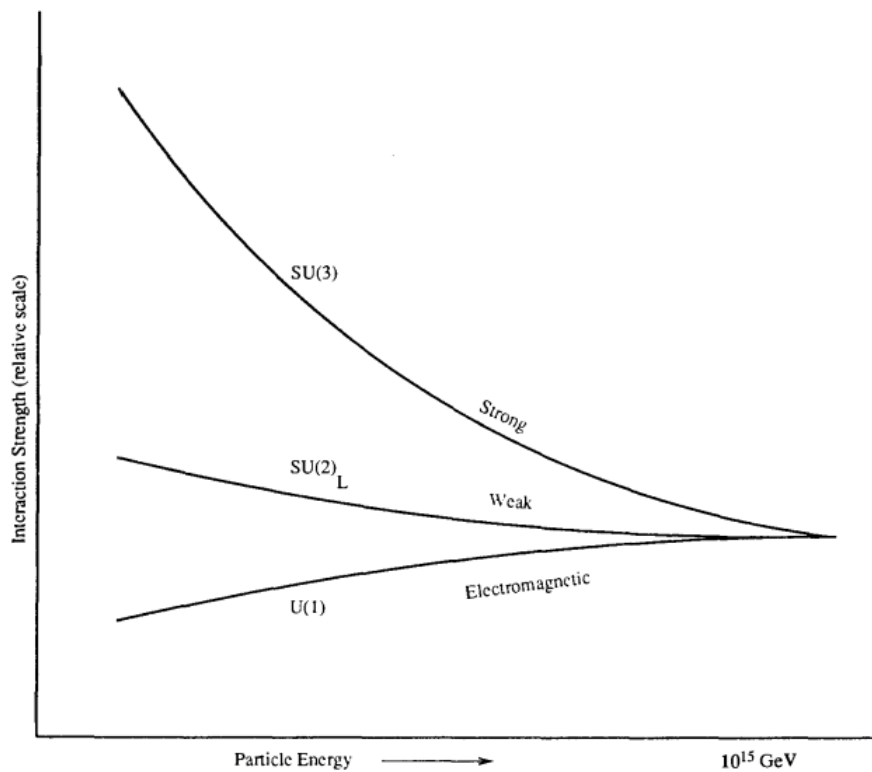
در زمان‌هایی در حدود 10^{-43} s پس از مهبانگ نظریه توصیف کننده دینامیک جهان که در آن اثرات کوانتومی گرانش اهمیت پیدا می‌کنند باید نظریه گرانش کوانتومی باشد. از آنچه در آزمایشگاه می‌دانیم با افزایش انرژی شدت برهمکنش‌های الکترومغناطیس و ضعیف قابل مقایسه می‌شود و نظریه الکتروضعیف مقدور می‌شود. با همین تجربه و به منظور وحدت بخشیدن دیگر نیروهای بنیادی انتظار داریم که برهمکنش‌های دخیل با افزایش انرژی شدت‌های قابل مقایسه داشته باشند. این پیش‌بینی در حوالی انرژی 10^{15} GeV (در حدود 10^{-36} s پس از مهبانگ) انجام شده است که این برهمکنش‌ها قابل مقایسه می‌شوند و دوره وحدت بزرگ نامیده می‌شود. در این دوره برهمکنش‌های الکتروضعیف و قوی متحد می‌شوند. کوارک‌ها و لپتون‌ها اعضای گروه کاهش‌ناپذیر مشترکی می‌شوند و بطور مثال کوارک‌ها با مبادله بوزونی به یک لپتون تبدیل می‌شوند. در صورت درستی این نظریه، اختلاف شدت مشاهده شده بین این سه برهمکنش از این واقعیت ناشی می‌شود که در انرژی‌های کم کار می‌کنیم که در آن وحدت نیروها از میان می‌رود. اگر می‌توانستیم به بارهای قوی، الکتریکی و ضعیف واقعی به اندازه کافی نزدیک شویم در می‌یافتیم که همه آنها برابرند!

در مدل مهبانگ مشکلاتی وجود داشت که نمی‌توانست مسائلی نظیر مسئله افق^{۳۷} و تخت

³⁶string theory



شکل ۱.۱: شکل بالا از عصر مهبانگ آغاز می‌شود و همان‌طور که جهان گسترش می‌یابد خنک می‌شود. شایان ذکر است که افزایش زمان با کاهش دما بوسیله رابطه (۱۰.۱) داده می‌شود ولی در دوره کوارک-هادرون معادله حالت ماده پیچیده است و این معادله بکار نمی‌رود [۱۸].



شکل ۲.۱: در انرژی‌هایی در حدود 10^{15} GeV شدت برهمکنش‌های قوی و الکترو ضعیف قابل مقایسه می‌شود [۱۷]

بودن جهان را توجیه کند. برای حل این مشکلات در سال ۱۹۸۰ دی کازاناس^{۳۸}، و همچنین آلن گوث^{۳۹} و کی. ساتو^{۴۰} در سال ۱۹۸۱ بطور مستقل ورودی جدیدی در حوالی دوره وحدت بزرگ پیشنهاد کردند که مدل تورمی نام گرفت. در این دوره جهان بسیار سریع بصورت نمایی انبساط پیدا می‌کند. شواهد رصدی امروز نیز رشد نمایی در این مرحله از گسترش جهان را تایید می‌کنند. با کاهش دما در دماهایی حدود 100 GeV (حدود 10^{-10} s پس از مهبانگ) نیروهای الکترومغناطیس و ضعیف از هم جدا می‌شوند. در زمان‌هایی در حدود 10^{-5} s پس از مهبانگ (دماهایی از مرتبه 100 MeV) کوارک‌ها می‌توانند بصورت حالت‌های مقیدشان (باریون‌ها و مزون‌ها) وجود داشته باشند و در ادامه پروتون‌ها و نوترون‌ها توانستند کنار هم قرار گیرند و در انرژی‌های حدود 1 MeV هسته‌های سبک را تشکیل دادند.

۱.۲.۱ ترمودینامیک جهان اولیه

در سال ۱۹۴۶ جورج گاموف^{۴۱} نخستین بار مقاله‌ای در زمینه تشکیل هسته^{۴۲} نوشت. گاموف می‌خواست نحوه بوجود آمدن همه عناصر در دقایق اولیه عالم را توضیح دهد ولی به دلایلی که در ادامه خواهیم گفت فقط هسته‌های سبک می‌توانستند در فرایندهای همجوشی آغازین ساخته شوند. ابتدا باید اجزای ساختمانی را مشخص کنیم که هسته‌های نخستین از آنها ساخته شده‌اند. فیزیکدانان بطور طبیعی علاقه‌مندند فکر کنند که جهان از ساده‌ترین اجزای ممکن ساخته شده است و ساختارهای پیچیده‌تر از برهمکنش‌های فیزیکی از این اجزا تشکیل شدند. در اینجا از موقعی شروع می‌کنیم که باریون‌ها (بطور مثال پروتون‌ها و نوترون‌ها) لپتون‌ها (الکترون‌ها، موئون‌ها، تاو‌ها، نوترینوهای آنها و پادذراتشان) قبلاً موجود و مانند ذرات یک گاز کامل در تعادل ترمودینامیکی بودند.

در دوره‌های اولیه بخش اعظم انرژی از ذراتی بود که نسبیتی حرکت می‌کردند. این ذرات با هم برهمکنش و برخورد داشته‌اند ولی فرض می‌کنیم که این برخوردها در لحظه‌های کوتاهی از زمان رخ داده‌اند و تأثیر آنها بر حرکت را می‌توان نادیده گرفت. برای رسیدن به تعادل ترمودینامیکی موضعی باید مقیاس زمانی بین پراکندگی‌های متوالی در مقایسه با زمان گسترش جهان کوتاه باشد که در ادامه بصورت کمی بیان خواهد شد.

با فرض تقریب گاز کامل و تعادل ترمودینامیکی می‌توان تابع‌های توزیع ذرات مختلف را نوشت:

$$f_i(P) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E(P)-\mu_i}{T}\right) \pm 1} \quad (11.1)$$

³⁷horizon problem

³⁸D. Kazanas

³⁹Alan Guth

⁴⁰K. Sato

⁴¹George Gamow

⁴²neuclosynthesis

که در این رابطه، $f_i(P)$ تابع توزیع ذره $E_i^2 = P^2 + m_i^2$ ، $i(= 1, 2, \dots)$ انرژی نسبیتی ذره با جرم سکون m_i و T دمای توزیع است. -1 برای بوزون‌ها و $+1$ برای فرمیون‌هاست. μ_i پتانسیل شیمیایی گونه i است و در هر فرایند شامل این ذرات پایسته می‌ماند. چون فوتون‌ها می‌توانند در واکنش‌ها در هر تعداد جذب یا گسیل شوند، برای آنها $\mu_i = 0$ می‌گذاریم. ذرات و پاد ذرات مانند e^- و e^+ چون بصورت زوج تولید می‌شوند و فوتون‌ها را تولید می‌کنند پتانسیل شیمیایی آنها برابر و مخالف هم است. از معادله (۱۱.۱) می‌توانیم چگالی عددی n_i ، چگالی انرژی ρ_i ، فشار همسانگرد p_i و چگالی آنتروپی s_i را بدست آوریم.

$$n_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3P f_i(P) \quad (12.1)$$

$$\rho_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3P E_i(P) f_i(P) \quad (13.1)$$

$$p_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3P \frac{P^2}{3E_i} f_i(P) \quad (14.1)$$

$$s_i = \frac{\rho_i + p_i}{T} \quad (15.1)$$

که g_i نشاندهنده تعداد درجات آزادی داخلی یا تعداد حالت‌های اسپینی است، به‌عنوان مثال برای الکترون و $g_e = 2$ و برای نوترینوی بدون جرم. حال، این معادلات را در دو حد نسبیتی و غیرنسبیتی بدست می‌آوریم. در تقریب دمای بالا یا حد نسبیتی، انرژی جنبشی هر ذره بسیار بیشتر از جرم سکون ذره است

$$T \gg m_i \equiv T_i \quad (16.1)$$

برای ذره نسبیتی i (و $T \gg \mu_i$) بدست می‌آوریم

$$n_i = \begin{cases} (\zeta(3)/\pi^2)g_i T^3 & \text{(Bose)} \\ (3\zeta(3)/4\pi^2)g_i T^3 & \text{(Fermi)} \end{cases} \quad (17.1)$$

$$\rho_i = 3p_i = \begin{cases} (\pi^2/30)g_i T^4 & \text{(Bose)} \\ (7/8)(\pi^2/30)g_i T^4 & \text{(Fermi)} \end{cases} \quad (18.1)$$

$$s_i = \begin{cases} (2g_i\pi^2/45)T^3 & \text{(Bose)} \\ (7/8)(2g_i\pi^2/45)T^3 & \text{(Fermi)} \end{cases} \quad (19.1)$$

اینجا $\zeta(3) = 1.20206 \dots$ تابع زتا ۳ است درحالی‌که در دمای کم $T \leq T_i$ برای تمام گونه‌ها با $m_i \neq 0$ خواهیم داشت

$$n_i = g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-(T_i - \mu_i)/T} \quad (20.1)$$

$$\rho_i = m_i n_i \quad (21.1)$$

$$p_i = n_i T_i \quad (22.1)$$

$$s_i = \frac{m_i n_i}{T} \quad (23.1)$$

با افت دما همه این کمیت‌ها به سرعت فرو می‌افتند. این تقریب را غیرنسبیتی می‌نامیم. برای فوتون‌ها و نوترینوها با جرم سکون صفر این تقریب هرگز به کار نمی‌رود. در نتیجه، انبساط جهان را گونه‌هایی کنترل می‌کنند که در حد نسبیتی هستند چون به فراوانی یافت می‌شوند. به علت میرایی تقریب نانسبیتی، گونه‌های سنگین‌تر تعداد کمتری دارند. بنابراین، همان‌طور که دمای عالم با انبساط پایین می‌آید رفته رفته ذرات سنگین‌تر اهمیت دینامیکی خود را از دست می‌دهند.

۲.۲.۱ تشکیل هسته‌های سبک

هسته Q با جرم اتمی A و عدد اتمی Z را در نظر بگیرید. هسته دارای Z پروتون و $(A - Z)$ نوترون است. اگر جرم هسته m_Q باشد، انرژی بستگی آن از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۷]

$$B_Q = Zm_p + (A - Z)m_n - m_Q \quad (24.1)$$

اگر هسته مقید Q دارای جرم m_Q باشد، تعداد n_Q از آنها در واحد حجم وجود دارد و می‌توان کسر جرمی را بصورت زیر نشان داد

$$X_Q = \frac{n_Q A}{n_N} \quad (25.1)$$

که $n_N = n_n + n_p + \sum_i (An_Q)_i$ چگالی نوکلئونی کل است. در دماهای بسیار بالا ($T \gg 1 \text{ MeV}$) انتظار داریم هسته‌ها در تعادل گرمایی باشند. با این حال، حتی در این دماها $T \ll T_Q$ و تقریب غیرنسبیتی صادق است.

$$n_Q = g_Q \left(\frac{m_Q T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{\mu_Q - m_Q}{T} \right) \quad (26.1)$$

چون پتانسیل‌های شیمیایی در واکنش‌های هسته‌ای پایسته‌اند، داریم

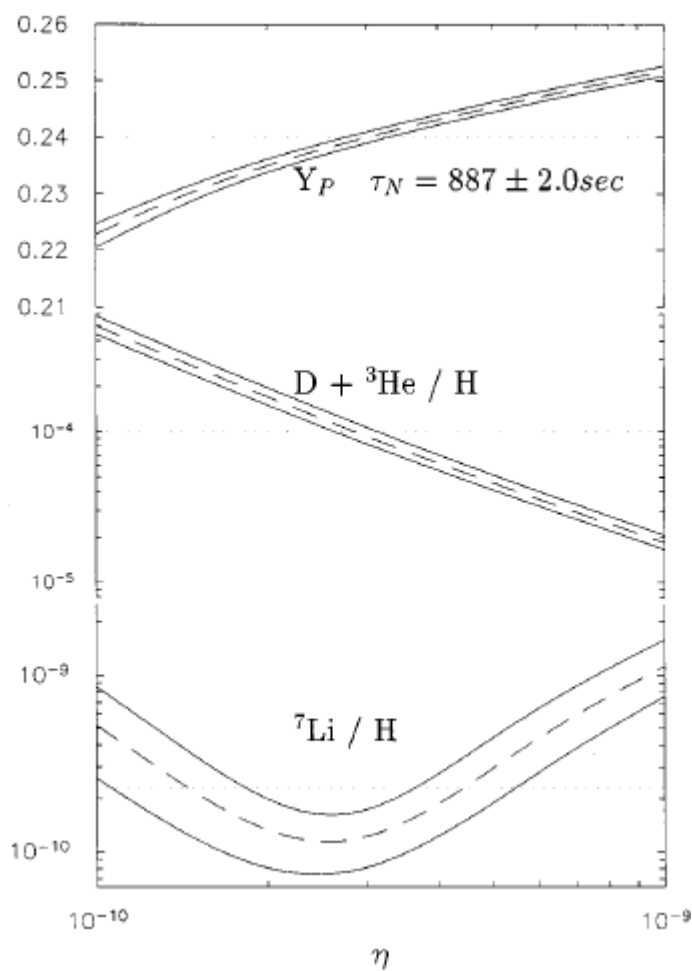
$$\mu_Q = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n \quad (27.1)$$

با فرض اینکه هسته‌ها بر اثر واکنش‌های هسته‌های پروتون‌ها و نوترون‌ها بوجود آمده باشند. با استفاده از معادله (۲۷.۱) پتانسیل‌های شیمیایی ناشناخته را می‌توان در معادله (۲۶.۱) و رابطه‌های مشابه برای n_p و n_n حذف نمود. در نتیجه کسر جرمی بصورت زیر خواهد شد

$$X_Q = g_Q [\zeta(3)^{A-1} \pi^{(1-A)/2} 2^{(3A-5)/2}] A^{5/2} (T/m_N)^{3(A-1)/2} \times \eta^{A-1} X_p^Z X_n^{A-Z} \exp(B_Q/T) \quad (28.1)$$

در صورتی که $\frac{n_N}{n_\gamma} \simeq 7 \frac{n_B}{s} \equiv 7\eta \sim 10^{-10}$ باشد محاسبه فراوانی عناصر سبک درست بدست خواهد آمد.

برای تشکیل قابل ملاحظه‌ای از هسته‌های پیچیده، T باید به اندازه کافی کم باشد تا

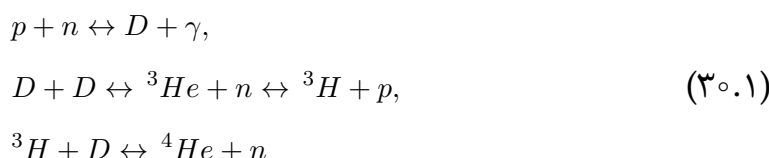


شکل ۳.۱: فراوانی هسته‌های سبک آغازین بر حسب چگالی کنونی ماده در عالم با η نشان داده شده است. τ_N طول عمر نوترون است [۱۹].

این رویداد هنگامی رخ می‌دهد که T به مقدار زیر برسد $\exp[B_Q/T]$ برای جبران کوچکی η^{A-1} (شکل (۳.۱) را ببینید) به اندازه کافی بزرگ باشد.

$$T_Q \simeq \frac{B_Q/(A-1)}{\ln(\eta^{-1}) + 3/2 \ln(m_N/T)} \quad (۲۹.۱)$$

اکنون، رابطه بالا را برای هسته ${}^4\text{He}$ بکار می‌بریم. انرژی بستگی این هسته 28.3 MeV است. اگر این مقدار را در (۲۸.۱) قرار دهیم و n_N را از مقدار کنونی چگالی نوکلئون‌ها که در حدود 10^{-6} cm^{-3} است برآورد کنیم، در می‌یابیم که $T_Q \simeq 0.28 \text{ MeV}$ است. در این دمای کم چگالی‌های عددی نوکلئون‌های درگیر به اندازه‌ای کوچک است که برخوردهای چهار جسمی که به تشکیل ${}^4\text{He}$ می‌انجامد بسیار اندکند. بنابراین برخوردهای دوجسمی را که چندان اندک نیستند برای توجیه تشکیل هسته‌های سنگین‌تر امتحان می‌کنیم. دوتریم (D)، تریتم (${}^3\text{H}$) و هلیوم (${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$) در واکنش‌های زیر تولید می‌شوند



این واکنش‌ها فراتر از ${}^4\text{He}$ نمی‌روند. علت آن است که هیچ هسته پایدار دارای A برابر 5 تا 8 وجود ندارد و هسته‌های سنگین‌تر از ${}^4\text{He}$ فوراً پس از تشکیل شکسته می‌شوند. در نتیجه، فرایند در اینجا متوقف می‌شود.

۳.۲.۱ بقای ذرات جرم‌دار

در این بخش فرض می‌کنیم که کوارک‌ها با هم ترکیب شده‌اند و ذرات (و پادذرات) را بوجود آورده‌اند و در این راستا معیارهای بقای گونه‌ای خاص را مشخص می‌کنیم. در تقریب گاز کامل فرض کردیم که توابع توزیع از معادله (۱۱.۱) بدست می‌آیند و چگالی‌های عددی در تقریب نسبیتی از معادله (۱۷.۱) و در تقریب غیرنسبیتی از معادله (۲۰.۱) بدست می‌آید. در هر دو تقریب ذرات در تعادل ترمودینامیکی با باقی ذرات هستند.

کوچکی چگالی عددی باریونی نشان می‌دهد که چگالی عددی لپتون‌ها نیز می‌تواند در مقایسه با n_γ کوچک باشد و معمولاً فرض می‌شود که این فرض، توجیه خوبی برای در نظر گرفتن $\mu_i = 0$ برای تمام گونه‌ها باشد. واکنش زیر را در نظر بگیرید (فرض می‌کنیم که A یک فرمیون باشد). در این واکنش فوتون‌ها تولید می‌شوند



می‌خواهیم ببینیم واکنش معکوس چه تأثیری بر n_A و $n_{\bar{A}}$ خواهد داشت. ابتدا فرض می‌کنیم که $n_A = n_{\bar{A}}$ و ذرات (پادذرات) را در حجم همراه V_0 در نظر می‌گیریم. ویژه حجم متناظر

⁴³comoving volume

$V_0 R^3(t)$ است و تعریف می‌کنیم

$$\mathcal{N}_A = n_A V_0 R^3(t) \quad (۳۲.۱)$$

$$\mathcal{N}_{\bar{A}} = n_{\bar{A}} V_0 R^3(t) \quad (۳۳.۱)$$

آهنگ تغییر $\mathcal{N}_A(\mathcal{N}_{\bar{A}})$ از رابطه زیر بدست می‌آید

$$\frac{d\mathcal{N}_A}{dt} = \frac{d\mathcal{N}_{\bar{A}}}{dt} = [\psi(T) - \beta(T)n_A^2(T)]V_0 R^3(t) \quad (۳۴.۱)$$

که $\psi(T)$ آهنگ تولید به ازای واحد حجم و $\beta(T)$ ضریب آهنگ نابودیست و هر دو تابعی از دما هستند

$$\beta = \langle v\sigma \rangle \quad (۳۵.۱)$$

که σ سطح مقطع نابودی و v سرعت ذرات است. آزمایش‌های شتابدهنده در مورد سطح مقطع نوکلئون-پادنوکلئون در گستره انرژی $0.4 - 7$ GeV به نتیجه $\beta \sim 10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ منجر می‌شود. برای برقراری تعادل برخوردهای مکرر ضروری است. آهنگ برخورد از رابطه زیر بدست می‌آید

$$\Gamma(T) = n_A(T)\beta(T) \propto T^3\beta(T) \quad (۳۶.۱)$$

بطور کلی، $\beta(T)$ با افزایش T کاهش نمی‌یابد. بنابراین، در مراحل اولیه $\Gamma(T)$ چنان بزرگ بوده است که از آهنگ انبساط حجم، که از رابطه زیر بدست می‌آید، تجاوز کند

$$3H(t) = \frac{3}{2t} \propto T^2 \quad (۳۷.۱)$$

در نتیجه، در ابتدا

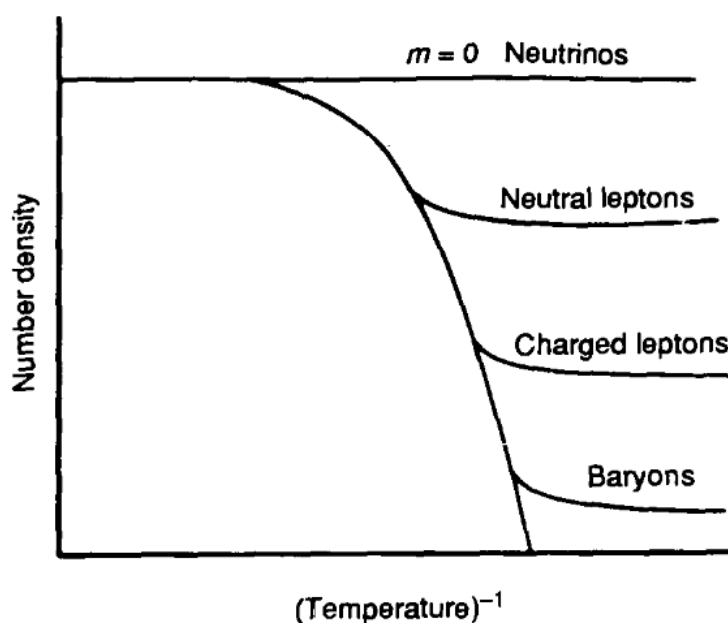
$$t\Gamma(T) \gg 1 \Rightarrow \Gamma(T) \gg H(t) \quad (۳۸.۱)$$

که برخوردهای متعدد را تضمین می‌کند. در این شرایط تعادلی، بین فرایندهای تولید و نابودی تعادل برقرار بود. در حالت تعادل $\psi(T) = \beta(T)n_{A_0}^2(T)$ است که در آن مقدار $n_{A_0}^2(T)$ تعادلی $n_A(T)$ است. در نتیجه (۳۴.۱) برای هر یک از A و \bar{A} بصورت زیر خواهد بود

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = \beta(n_0 + n)(n_0 - n) \quad (۳۹.۱)$$

در تقریب نسبیته $n \propto T^3 \propto R^{-3}$ در نتیجه $\mathcal{N} \propto nR^3 = \text{const}$ است. از این رو اگر ذرات نسبیته باشند، $\mathcal{N} = \text{const} = \mathcal{N}_0$ یک جواب (۳۹.۱) است. اگر حالت نسبیته گونه A تا زمانی که $t\Gamma$ به کمتر از ۱ کاهش پیدا می‌کند حفظ شود آنگاه \mathcal{N}_0 برای دوره‌های بعدی نیز که از تعادل خارج می‌شود باقی خواهد ماند. چون $t\Gamma$ کمتر از ۱ شده است احتمال برخورد کاهش یافته است و تولید و نابودی آنقدر کم است که تغییرات \mathcal{N} محتمل نیست. برای ذرات بدون

جرم حالت نسبیتی همیشه برقرار است مانند نوترینوها که توزیع کنونی آنها را تا دوره‌ای که از بقیه ماده واجفتیده^{۴۴} یا از تعادل خارج شده‌اند می‌توان ردگیری کرد. برای ذرات جرم‌دار این امکان وجود دارد که حتی هنگامی که غیر نسبیتی شده‌اند، در حالت تعادلی باشند. در این حالت n_A از تقریب غیرنسبیتی بدست می‌آید که با کاهش دما بسرعت پایین می‌آید و هنگامی که $t\Gamma \ll 1$ باشد احتمال برخورد کاهش می‌یابد و تغییرات بیشتر \mathcal{N}_A دیگر از طریق خلق و نابودی ممکن نیست. این دوره را با t_* و دمای متناظر را با T_* نشان می‌دهیم. در این عصر مقدار \mathcal{N}_A منجمد می‌شود و در دوره‌های بعد تغییری نمی‌کند. این عدد به‌عنوان باقیمانده جهان داغ دوام می‌آورد. ذرات بی‌جرم \mathcal{N}_A آنها تغییر نمی‌کند. لپتون‌های خنثی در مقدار کمتر بعدی منجمد می‌شوند. لپتون‌های باردار هم چون جرم بیشتری نسبت به لپتون‌های خنثی دارند و برای مدت طولانی‌تری از طریق برهمکنش الکترومغناطیسی نیز برهمکنش می‌کنند، در مقدار کمتر \mathcal{N}_A کمتر از لپتون‌های خنثی واجفتیده می‌شوند. پایین‌تر از همه هادرون‌ها (باریون‌ها و مزون‌ها) قرار دارند که از همه سنگین‌تر هستند و برهمکنش قوی نیز انجام می‌دهند (شکل ۴.۱ را ببینید). این اثر را بصورت کمی بررسی می‌کنیم. در t_* برای گونه A در حالت نانسبیتی داریم



شکل ۴.۱: چگونگی بقای چگالی عددی ذرات نشان داده شده است که به جرم و شدت برهمکنش آنها بستگی دارد [۱۷].

$$n_A = g_A \left(\frac{m_A T_*}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_A/T_*} \quad (40.1)$$

⁴⁴decoupled

با اعمال شرط $t_*\Gamma(T_*) = 1$ و استفاده از (۳۶.۱) و (۴۰.۱) بدست می‌آوریم

$$t_*g_A\beta \left(\frac{m_AT_*}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-m_A/T_*} = 1 \quad (۴۱.۱)$$

با تعریف $x_* = \frac{m_A}{T_*}$ خواهیم داشت

$$t_*g_A\beta \left(\frac{m_AT_*}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-x_*} = 1 \quad (۴۲.۱)$$

با استفاده از رابطه $\beta \sim 10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ و (۱۰.۱) وقتی برای نوکلئون‌ها و پادذرات آنها ($m_A \simeq 940 \text{ MeV}$) محاسبه کنیم، در نهایت بدست خواهیم آورد (باید توجه داشت چون β بر حسب یکاهای ثانیه و سانتی‌متر بیان شد $\hbar c$ نیز بر حسب این یکاها محاسبه می‌شود)

$$x_*^{-1/2} e^{x_*} \sim 10^{19} \quad (۴۳.۱)$$

در نتیجه $x_* \simeq 47$ می‌شود و بنابراین داریم

$$T_* \simeq 20 \text{ MeV}, \quad t_* \simeq 0.002 \text{ s} \quad (۴۴.۱)$$

از محاسبه بالا می‌توان نسبت نوکلئون به فوتون در عصر حاضر را محاسبه کرد. با فرض اینکه نابودی $A - \bar{A}$ چشمه اصلی فوتون‌ها باشد در نتیجه تعداد فوتون‌ها در واحد حجم همراه در مقدار مربوط به دوره t_* منجمد می‌شود. پس مقدار فعلی n_A/n_γ همان مقدار $t = t_*$ است. در نتیجه با استفاده از تقریب غیرنسبیتی برای n_A خواهیم داشت

$$\frac{n_A}{n_\gamma} = \frac{g_A\pi^2}{g_\gamma\zeta(3)(2\pi)^{3/2}} x_*^{3/2} e^{-x_*} \quad (۴۵.۱)$$

با استفاده از $x_* \simeq 47$ و $g_\gamma = 2, g_A = 8$ بدست می‌آوریم

$$\frac{n_A}{n_\gamma} = 2 \times 10^{-18} \quad (۴۶.۱)$$

که از مقداری که از سنتز هسته‌های سبک بدست آمد بسیار کوچکتر است. اگر اطمینان داریم که جهان بیشتر از ماده ساخته شده است پس $n_A \gg n_{\bar{A}}$ و (۴۶.۱) در مورد n_A بکار می‌رود (که تقریباً برابر $n_A - n_{\bar{A}}$ یعنی چگالی عددی باریونی است). با این حال تا کنون تحلیل ما برای ماده و پادماده متقارن بود. بنابراین به $n_A = n_{\bar{A}}$ می‌انجامد. در نتیجه ورودی‌های جدیدی ضروری است تا بفهمیم چرا $n_A \gg n_{\bar{A}}$ و n_A/n_γ در حدود 10^{-10} است.

۳.۱ سازوکارهای مختلف باریون‌زایی

از نظر تاریخی اولین سناریوی باریون‌زایی واپاشی خروج از تعادل^{۴۵} ذرات فوق سنگین^{۴۶} است [۲۰]. ایده اصلی این‌گونه است که در دوره‌های اولیه گسترش جهان ذرات بسیار سنگین X

^{۴۵}out-of-equilibrium

^{۴۶}super-heavy

وجود داشتند. در دماهای $100 \text{ GeV} \gg T$ آهنگ برهمکنش این ذرات بسیار کوچکتر از آهنگ گسترش جهان است. در نتیجه این ذرات از منبع گرما واجفتیده می‌شوند. فرض می‌شود که واپاشی ذرات X و پادذرات \bar{X} نقض کننده عدد باریونی و CP باشد، چنان که عدد باریونی خالصی $\Delta B \neq 0$ تولید شود. این سناریو در چارچوب نظریه‌های وحدت بزرگ^{۴۷} قرار می‌گیرد. سازوکار باریون‌زایی از طریق لپتون‌زایی حالت خاصی از سناریوی واپاشی خروج از تعادل است. در این سازوکار که در مدل‌های ورای مدل استاندارد بیان می‌شوند نوترینوهای مایرانا^{۴۸} را در جهان اولیه در دماهای بالاتر از 100 GeV با جرمی از مرتبه $m \sim 10^{12} \text{ GeV}$ در نظر گرفته می‌شود. این ذرات تنها با ذرات دیگر به صورت ضعیف در جهان اولیه برهمکنش می‌کنند و در دمای $T \sim m$ از تعادل خارج می‌شوند. بعضی از برهمکنش‌ها $B - L$ (اختلاف اعداد باریونی و لپتونی) را پایسته نگه نمی‌دارند. به عنوان مثال واپاشی نوترینوهای مایرانی سنگین به لپتون‌های معمولی و بوزون‌های هیگز موجب تولید عدد لپتونی غیر صفری می‌شود. فرایندهای نقض عدد لپتونی نباید این عدم تقارن را از بین ببرند. سپس برهمکنش‌های نقض کننده عدد باریونی که $B - L$ در آنها پایسته می‌ماند و در بالای 100 GeV بسیار سریع رخ می‌دهند این عدم تقارن لپتونی را به عدم تقارن باریونی تبدیل می‌کنند [۲۱].

جذابیت این سناریو از کمبودهایی که در نوسانات نوترینوهای سبک وجود دارد ناشی می‌شود. این داده‌ها بوسیله اختلاف در جرم‌های نوترینوهای الکترون، میون و تاؤ می‌توانند توضیح داده شوند. مقدار اختلاف توان دوم جرم‌ها که از این داده‌ها استخراج می‌شود نشان می‌دهد که سنگین‌ترین جرم این سه نوترینوی سبک از مرتبه 10^{-2} eV است. چنین جرم‌های کوچکی می‌توانند به صورت رضایت بخشی بوسیله سازوکار اله کلنگی^{۴۹} توضیح داده شوند. این سازوکار به نوترینوهایی که فرمیون‌های مایرانا باشند و سه نوترینوی بسیار سنگین راستگرد نیازمند است (در صورتی که سه نوترینوی سبک جرم‌دار باشند). خواننده می‌تواند برای توضیح بیشتر به مرجع [۲۲] مراجعه کند.

در چارچوب سازوکارهای باریون‌زایی از طریق لپتون‌زایی می‌توان همچنین به مرجع [۲۳] اشاره کرد که دیدگاه متفاوتی مطرح می‌کند به گونه‌ای که تولید عدد لپتونی از طریق ناهنجاری گرانشی در جریان لپتونی، ناشی از موج‌های گرانشی قطبیده بیضوی که در طی دوره تورمی بوجود می‌آید، تولید می‌شود. در چارچوب تولید باریونی گرانشی سناریوهایی وجود دارد که این عدم تقارن از برهمکنش مشتق اسکالر ریچی و جریان باریونی بوجود می‌آید [۲۴، ۲۵، ۲۶].

سناریوهای وجود دارد که باریون‌زایی EW نامیده می‌شود. در این سناریوها باریون‌زایی زمانی بوجود می‌آید که دمای جهان حدود 100 GeV است. در مدل مرسوم بر اساس مدل استاندارد EW با یک دوتایه هیگز^{۵۰} می‌توان هر سه شرط ساخاروف را برآورده کرد، بدین معنا که می‌توان

⁴⁷ grand unified theories

⁴⁸ majorana

⁴⁹ seesaw

⁵⁰ Higgs doublet

نقض عدد باریونی را از طریق ناهنجاری ادلر-بل-جکیو^{۵۱} (ABJ) تولید کرد [۲۷]. خلاهای نظریه EW با بارهای توپولوژیکی متفاوت بوسیله موانع پتانسیلی که جواب‌های اسفلرونی نظریه هستند از یکدیگر جدا می‌شوند. گذار بین این بارها می‌تواند از طریق اینستانتون‌ها^{۵۲} انجام گیرد که در این دماهای بالا چنین فرایندهایی محتمل هستند. از طرفی اثرات نقض CP می‌تواند از سازوکار CKM وارد شود. همچنین فرایند خروج از تعادل گرمایی می‌تواند با گذار فاز EW فراهم شود. این گذار فاز باید مرتبه اول قوی باشد به منظور اینکه فرایندهای نقض عدد باریونی پس از گذار فاز متوقف شوند و مقدار عدم تقارن بوجود آمده حفظ شود. با این حال، مقدار CP حاصل از سازوکار CKM آنقدر اثر کوچکی است که نمی‌تواند توضیح دهنده η_B باشد. از طرفی گذار فاز در صورتی مرتبه اول قوی است که جرم هیگز $m_H < 40 \text{ GeV}$ باشد که با جرم مشاهده شده آن، $m_H \sim 125 \text{ GeV}$ ، ناسازگار است. در نتیجه برای چنین سناریوهایی همیشه تعمیمی از مدل استاندارد در نظر گرفته می‌شود. مشهورترین تعمیم مدل استاندارد مدل‌های ابرتقارنی ($SUSY$) و بویژه مدل استاندارد ابرتقارنی کمینه ($MSSM$) است [۲۸] که در آنها گذار فاز مرتبه اول قوی زمانی رخ می‌دهد که ابرهمزاد^{۵۳} راستگرد کوارک s به اندازه کافی سبک باشد [۲۹]. همچنین مدل‌هایی با دو دوتایه هیگز وجود دارد که با شرایط ساختاروف و جرم هیگز سازگارند، با محدود کردن فضای پارامتری آن و تعیین جرم هیگزهای اضافی [۳۰].

در این رساله با استفاده از امواج گرانشی دستگرد ناشی از میدان‌های مغناطیسی قوی در طی گذار فاز EW سازوکار جدیدی را برای توضیح عدم تقارن ماده-پادماده ارائه می‌دهیم. همچنین لازم به ذکر است که امکان بررسی و توضیح این مسئله در دوره‌ای از تحول کیهان که جهان به شکل پلاسمای کوارک-گلوئون داغ بوده است با نظریه QCD وجود ندارد از آنجا که نمی‌توان شروط ساختاروف را در متن این نظریه فراهم کرد. هرچند که در این نظریه تقارن $U(1)_A$ ناهنجار است و ناهنجاری دستگرد وجود دارد، بدلیل اینکه نظریه بردار-گونه^{۵۴} است این ناهنجاری به نقض عدد باریونی و لپتونی منجر نمی‌شود (نظریه EW دستگرد است بگونه‌ای که میدان‌های پیمانه‌ای بصورت متفاوتی از نظر دستوارگی با ذرات جفت می‌شوند و ناهنجاری ABJ می‌تواند به نقض عدد باریونی و لپتونی منجر شود). بعلاوه، هرچند که بواسطه همین ساختار خلا نظریه بطور موثر برهمکنشی با نقض CP وجود دارد، از تجربه و محاسبه گشتاور دوقطبی الکتریکی نوترون‌ها حدی روی پارامتر نقض کننده CP گذاشته می‌شود، $\theta \lesssim 10^{-10}$ ، که عدد بسیار کوچکی است [۳۱] (توضیح طبیعی و مبتنی بر استدلال‌های تقارنی برای اینکه چرا این پارامتر بسیار کوچک است به مسئله CP قوی^{۵۵} ختم می‌شود).

⁵¹Adler-Bell-Jackiw

⁵²instantons

⁵³super partner

⁵⁴vector-like

⁵⁵strong CP problem

۴.۱ امواج گرانشی ناشی از گذار فازهای مرتبه اول در کیهان اولیه

در طی گذار فاز مرتبه اول، کمیت‌های ترمودینامیکی به صورت ناپیوسته تغییر می‌کنند از آنجا که در نقطه‌ای که گذار فاز رخ می‌دهد دو حالت ترمودینامیکی جداگانه وجود دارد که هر دو در تعادل هستند. هر کمیت ترمودینامیکی که تحت چنین تغییر ناپیوسته‌ای در گذار فاز قرار گیرد پارامتر نظم نامیده می‌شود، به عنوان مثال در گذار بخار-مایع آب پارامتر نظم اختلاف چگالی آب در فاز مایع و بخار است. در فاز گازی این اختلاف بسیار کوچک است ولی در دمای بحرانی که هر دو فاز با هم وجود دارند پارامتر نظم پرش قابل توجهی دارد.

اینکه گذار فاز مرتبه اول است یا خیر، اغلب اوقات به پارامترهای دیگری بستگی دارد که وارد نظریه می‌شوند. ممکن است تغییر در پارامتر نظم در گذار فاز کاهش پیدا کند تا اینکه این کمیت و همه کمیت‌های فیزیکی دیگر در نقطه گذار فاز به صورت پیوسته تغییر کنند. در این حالت گذار فاز مرتبه دوم گفته می‌شود. در ناحیه گذار نرم^{۵۶} تغییرات در پارامتر مرتبه کمتر قابل ذکر است. از تجربه می‌دانیم گذار مرتبه اول بخار-مایع آب چگونه در زمان تحول پیدا می‌کند. در تصویری مشابه در جهان اولیه اگر گذار فاز مرتبه اولی رخ دهد، گذار به خلأ واقعی به دلیل تشکیل و نفوذ حباب‌ها انجام می‌شود.

دینامیک این حباب‌ها نقش مهمی در تولید امواج گرانشی دارد. حباب‌ها گسترش یافته و با هم برخورد می‌کنند و بخشی از انرژی ذخیره شده در دیواره حباب‌ها به امواج گرانشی تبدیل می‌شود. بر اساس پیش‌بینی اینشتین از امواج گرانشی، افت و خیزهای فضا-زمان به عنوان موجی با سرعت نور از منابع آنها منتشر می‌شود. در نسبیت عام، این امواج می‌توانند توسط خطی‌سازی معادلات حرکت اینشتین بدست آورده شوند. منابع مختلفی برای تابش امواج گرانشی وجود دارد و ما امواج گرانشی تولید شده از گذار فازهای کیهانی را مطالعه می‌کنیم. پارامترهای مهم یک گذار فاز مرتبه اول که بر روی ویژگی‌های امواج گرانشی تاثیرگذارند عبارتند از: نسبت چگالی انرژی خلأ به چگالی انرژی حرارتی جهان در زمان گذار فاز، α ، مدت گذار فاز، τ^{-1} ، سرعت گسترش حباب، v_b ، دمایی که در آن گذار فاز رخ می‌دهد، T_* و کسری از انرژی خلأ است که به جای گرم کردن سیال به انرژی جنبشی حباب و حرکت سیال تبدیل می‌شود، κ . همان‌طور که پیش‌تر گفته شد سه منبع تولید امواج گرانشی از گذار فازهای مرتبه اول ارائه شده است که به آن می‌پردازیم.

۱. برخورد حباب‌ها: در ابتدا ویتن^{۵۷} در [۱] متوجه شد که گذار فاز QCD ممکن است اثرش را بر امواج گرانشی ناشی از برخوردهای حباب‌ها بگذارد که قله فرکانسی^{۵۸} آنها با

⁵⁶cross over

⁵⁷Witten

⁵⁸peak frequency

اندازه حباب‌ها هنگام برخورد معین می‌شود و قله دامنه آنها با اندازه نسبی حباب نسبت به افق هابل در برخورد. سپس، این بینش توسط هوگان^{۵۹} در [۳۲] به مورد گذار فاز EW تعمیم داده شد. در یک سری از مقالات [۲، ۳۳، ۳۴، ۳۵] شبیه‌سازی‌های مقدماتی برای اولین بار برای برخورد حباب‌ها برای بدست آوردن ویژگی‌های عمومی امواج گرانشی از گذارهای فاز انجام شد. در [۳۳، ۳۴] با شبیه‌سازی برخورد دو حباب خلأ در فضای مینکوفسکی فهمیده شد که طیف امواج گرانشی بستگی به مهم‌ترین ویژگی‌های برخورد حباب یعنی شدت گذار، α ، و مدت گذار، τ^{-1} ، دارد که شبیه به نتیجه شبیه‌سازی برای صدها حباب است [۳۵]. تقریب پاکت در [۲، ۳۳، ۳۴، ۳۵] پیشنهاد شد که امواج گرانشی عمدتاً از پاکتی از حباب‌هایی که به هم برخورد نکرده‌اند تولید می‌شود و امواج گرانشی از ناحیه همپوشانی می‌تواند نادیده گرفته شود. تعمیم به برخورد حباب‌های گرمایی بعد در شبیه‌سازی [۲] انجام شد، که حالت انفجار یوگت^{۶۰} مورد استفاده قرار گرفت و حرکت تلاطمی در سیال با برخورد حباب‌ها در نظر گرفته شد.

۲. تلاطم MHD : احتمال تولید امواج گرانشی از حرکت متلاطم سیال در [۱] به‌عنوان بقایای برخورد حباب‌ها مطرح شد، که در ابتدا بر اساس طیف کلموگروف در تقریب چهارقطبی تخمین زده شده بود [۲]. به غیر از میدان سرعت متلاطم، پلاسمایی که به طور کامل یونیزه شده است می‌تواند میدان مغناطیسی متلاطم را در اثر حرکت متلاطم ایجاد کند که خود یک منبع تولید موج گرانشی است. طیف امواج گرانشی به واسطه تلاطم MHD غیرماریچ بطور تحلیلی در [۳، ۳۶] مطرح شد، که در آن امواج گرانشی از نظر قطبش دایروی [۳۷] تولید شده از تلاطم دستگرد ناشی از نقض پارامتر ماکروسکوپی نادیده گرفته شده است.

۳. امواج صوتی: امکان تولید امواج گرانشی از امواج صوتی در ابتدا در [۳۲] اشاره شد، اگر چه برای مدت زمان طولانی تا زمان مقاله اخیر [۴] فراموش شده بود. یافته‌های [۴] بصورت کمی در شبیه‌سازی‌های به روز شده در [۳۸] فهمیده و به لحاظ نظری در [۳۹] مدل شده است.

برازش‌های عددی^{۶۱} چگالی انرژی امواج گرانشی از منبع برخورد حباب‌ها را بصورت زیر معین می‌کند [۴۰]

$$h^2 \Omega_{en}(f) = 3.5 \times 10^{-5} \left(\frac{0.11 v_b^3}{0.42 + v_b^2} \right) \left(\frac{H_*}{\tau} \right)^2 \left(\frac{\kappa \alpha}{1 + \alpha} \right)^2 \left(\frac{10}{g_*} \right)^{\frac{1}{3}} S_{en}(f), \quad (47.1)$$

⁵⁹Hogan

⁶⁰Jouguet detonation

⁶¹numerical fits

که شکل طیفی امواج گرانشی با رابطه زیر مشخص می‌شود [۴۰]

$$S_{en}(f) = \frac{3.8 \left(\frac{f}{f_{en}}\right)^{2.8}}{1 + 2.8 \left(\frac{f}{f_{en}}\right)^{3.8}}. \quad (۴۸.۱)$$

قله فرکانسی کنونی بصورت زیر داده می‌شود

$$f_{en} = 11.3 \times 10^{-9} [\text{Hz}] \left(\frac{0.62}{1.8 - 0.1v_b + v_b^2}\right) \left(\frac{\tau}{H_*}\right) \left(\frac{T_*}{100 \text{ MeV}}\right) \left(\frac{g_*}{10}\right)^{\frac{1}{6}}. \quad (۴۹.۱)$$

همچنین، α نسبت چگالی انرژی خلأ به چگالی انرژی گرمایی است

$$\alpha = \frac{\epsilon_*}{\frac{\pi^2}{30} g_* T_*^4}, \quad \epsilon_* = \left(-\Delta F(T) + T \frac{d\Delta F(T)}{dT}\right) \Big|_{T=T_*}, \quad (۵۰.۱)$$

که ΔF اختلاف چگالی انرژی آزاد بین دو فاز است. پارامتر هابل نیز با رابطه زیر داده می‌شود

$$H_* = \sqrt{\frac{8\pi^3 g_* T_*^2}{90 m_{pl}}}, \quad (۵۱.۱)$$

که g_* تعداد درجات آزادی موثر نسبیتی را مشخص می‌کند که تقریباً در گذار فاز QCD برابر 1۰ است و $m_{pl} = 1.22 \times 10^{22} \text{ MeV}$ جرم پلانک است.

سهم امواج گرانشی ناشی از امواج صوتی و تلاطم MHD به ترتیب در [۳۸] و [۳] محاسبه شده است

$$h^2 \Omega_{sw}(f) = 5.7 \times 10^{-6} \left(\frac{H_*}{\tau}\right) \left(\frac{\kappa_v \alpha}{1 + \alpha}\right)^2 \left(\frac{10}{g_*}\right)^{\frac{1}{3}} v_b S_{sw}(f), \quad (۵۲.۱)$$

$$h^2 \Omega_{tu}(f) = 7.2 \times 10^{-4} \left(\frac{H_*}{\tau}\right) \left(\frac{\kappa_{tu} \alpha}{1 + \alpha}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{10}{g_*}\right)^{\frac{1}{3}} v_b S_{tu}(f), \quad (۵۳.۱)$$

که $\kappa_{tu} = \epsilon \kappa_v$ کسری از گرمای نهان تبدیل شده به تلاطم MHD است (ϵ کسر مربوط به حرکت سیال متلاطم است و می‌تواند از مرتبه ۰.۵ باشد [۳۸]). شکل‌های طیفی هر دو منبع توسط روابط زیر داده می‌شود

$$S_{sw}(f) = \left(\frac{f}{f_{sw}}\right)^3 \left(\frac{7}{4 + 3\left(\frac{f}{f_{sw}}\right)^2}\right)^{\frac{7}{2}},$$

$$S_{tu}(f) = \frac{\left(\frac{f}{f_{tu}}\right)^3}{\left(1 + \frac{f}{f_{tu}}\right)^{\frac{11}{3}} \left(1 + \frac{8\pi f}{h_*}\right)}, \quad (۵۴.۱)$$

که فرکانس جابجایی سرخ هابل و قله فرکانسی این دو منبع به ترتیب با روابط زیر داده می‌شود

$$h_* = 1.1 \times 10^{-8} [\text{Hz}] \left(\frac{T_*}{100 \text{ MeV}}\right) \left(\frac{g_*}{10}\right)^{\frac{1}{6}}, \quad (۵۵.۱)$$

$$f_{sw} = 1.3 \times 10^{-8} [\text{Hz}] \left(\frac{1}{v_b}\right) \left(\frac{\tau}{H_*}\right) \left(\frac{T_*}{100 \text{ MeV}}\right) \left(\frac{g_*}{10}\right)^{\frac{1}{6}},$$

$$f_{tu} = 1.8 \times 10^{-8} [\text{Hz}] \left(\frac{1}{v_b}\right) \left(\frac{\tau}{H_*}\right) \left(\frac{T_*}{100 \text{ MeV}}\right) \left(\frac{g_*}{10}\right)^{\frac{1}{6}}. \quad (۵۶.۱)$$

رژیم‌های متمایز از سرعت دیوار حباب منجر به در نظر گرفتن سهم‌های مختلف منابع مذکور می‌شود [۴۱، ۴۲]. ما موارد زیر را مطالعه و طبقه‌بندی می‌کنیم:

۱. برای حباب‌های احتراق^{۶۲} با سرعت‌های غیرنسبتی، امواج صوتی و تلاطم MHD منابع مهم امواج گرانشی هستند. بنابراین، $h^2\Omega(f) = h^2\Omega_{sw} + h^2\Omega_{tu}$. در این مورد، توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$\kappa_v = v_b^{\frac{6}{5}} \frac{6.9\alpha}{1.36 - 0.037\sqrt{\alpha} + \alpha}, \quad v_b \ll c_s \quad (57.1)$$

که $c_s^2 = 1/3$ است (اگر سرعت دیوار حباب کمتر از سرعت صوت باشد، $v_b < 1/\sqrt{3}$ ، موج ضربه‌ای^{۶۳} در پلاسما در جلوی دیوار تشکیل می‌شود و در صورتی که سرعت دیوار از سرعت صوت بیشتر باشد، $v_b > 1/\sqrt{3}$ ، موج رقیق شده‌ای^{۶۴} با سرعت صوت پشت دیوار تشکیل می‌شود).

۲. در حد سرعت‌های نسبیتی محدود، از انفجار یوگت استفاده می‌کنیم که در آن

$$\kappa_v = \frac{\sqrt{\alpha}}{0.135 + \sqrt{0.98 + \alpha}}, \quad v_b = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}\alpha + \alpha^2} + \sqrt{\frac{1}{3}}}{1 + \alpha}. \quad (58.1)$$

در این حالت نیز امواج صوتی و تلاطم MHD دو منبع مهم تولید امواج گرانشی هستند.

۳. برای سرعت‌های فرانسیتی، حباب‌های گریزان^{۶۵} را در نظر می‌گیریم که با سرعت نور حرکت می‌کنند. در این مورد، انرژی حباب‌ها را نباید نادیده گرفت و باید سه منبع را در نظر گرفت. حداقل مقدار α که با آن حباب‌ها می‌توانند فرار کنند با رابطه زیر داده می‌شود

$$\alpha_\infty = \frac{30}{24\pi^2} \frac{\sum_a c_a \Delta m_a^2}{g_* T_*^2}, \quad (59.1)$$

که $c_a = 1 (1/2)N_a$ تعداد درجات آزادی برای گونه بوزونی (فرمیونی) و Δm_a تفاوت جرم ذرات بین دو فاز است. در این حباب‌ها، α باید بیشتر از α_∞ باشد، و پارامترهای κ ، κ_v با روابط زیر داده می‌شوند

$$\kappa = 1 - \frac{\alpha_\infty}{\alpha}, \quad \kappa_v = \frac{\alpha_\infty}{0.73 + 0.083\sqrt{\alpha_\infty} + \alpha_\infty}. \quad (60.1)$$

⁶² deflagration bubbles

⁶³ shock wave

⁶⁴ rarefaction wave

⁶⁵ runaway bubbles

فصل ۲

دوگانگی AdS/CFT

۱.۲ مقدمه

درک نظری ما از فیزیک ذرات بنیادی از مفاهیمی ناشی می شود که از مدل استاندارد ذرات بنیادی برگرفته شده اند. این مدل بر حسب نظریه پیمانه ای بازبهنجارش پذیر^۱ چارچوبی خوش تعریف از تلفیق فیزیک کوانتومی و نسبیت خاص ارائه می دهد که توصیف کننده برهمکنش های الکتروضعیف و هسته ای قوی است. با این حال، استدلال هایی وجود دارد که می توان انتظار داشت که نه تنها این نظریه نمی تواند نظریه نهایی باشد بلکه می تواند توصیف موثری در انرژی های پایین از یک نظریه بنیادی تر باشد. مدل استاندارد نمی تواند سازگار با نظریه میدان کوانتومی شامل نسبیت عام شود، هرچند که اثرات کوانتومی در برهمکنش های گرانشی در مقیاس انرژی های پلانک $1/G \sim 10^{19}$ GeV نمایان می شود که دور از انرژی های آزمایشگاهی کنونی است. همچنین مدل استاندارد از مسأله سلسله مراتب^۲ رنج می برد: اگر میدان هیگز تنها میدان اسکالر بنیادی باشد، آنگاه توضیح قانع کننده ای وجود ندارد که چرا جرم آن از افت و خیزهای کوانتومی مقدار بیشتری اضافه نمی شود با توجه به اینکه وابستگی درجه دوم^۳ به مقیاس انرژی ای که فیزیک جدید آغاز می شود (برش^۴) وجود دارد. این مدل نامزدی

¹renormalizable gauge theory

²hierarchy problem

³quadratic

⁴cut off

برای ماده تاریک ارائه نمی‌دهد، نمی‌تواند مقیاس انرژی تاریک را توصیف کند و همان‌طور که پیش از این اشاره شد برای توصیف مسأله باریون‌زایی دارای مشکل است. با این حال، شایان ذکر است که در مدل استاندارد هم پرسش‌های بازی وجود دارد، به عنوان مثال جرم هسته اتم‌ها از جرم کوارک‌های تشکیل دهنده آنها بسیار بیشتر است و بطور دینامیکی هم افزایش می‌یابد که نتیجه‌ای از طبیعت غیرخطی و غیراختلالی برهمکنش‌های هسته‌ای قوی است که با QCD توصیف می‌شود. ابزارهای محاسباتی اختلالی نمی‌تواند برای QCD در انرژی‌های پایین، به اصطلاح IR ، که گذار فاز رخ می‌دهد بکار گرفته شود (بواسطه طبیعت محصور شده در تکتایه‌های رنگی هادرونی^۵ برهمکنش‌های هسته‌ای قوی و اثر ضدپوششی^۶، در حالیکه بخاطر اثر آزادی مجانبی^۷ در انرژی‌های بالا، به اصطلاح UV ، می‌توان از محاسبات اختلالی بهره برد).

رهیافت شبکه روی QCD که ابتدا توسط ویلسون (۱۹۷۴) مطرح شد ابزاری با نوردایی پیمانهای است و بر رهیافت اختلالی استوار نیست و می‌تواند منجر به چندین نتیجه مهم تایید کننده QCD شود. با این حال رهیافت شبکه مونت کارلو^۸ دارای نواقصی هم هست، بطور مثال علاوه بر نتایج عددی، درک ژرفتری از دینامیک نظریه ارائه نمی‌دهد، مشکلاتی که شبکه اقلیدسی با آن مواجه می‌شود بویژه پدیده‌هایی که با دینامیک زمان حقیقی^۹ سروکار دارند [۴۳]. در نتیجه، این امر انگیزه‌ای برای رهیافت‌های غیراختلالی جایگزین ایجاد می‌کند. در سال ۱۹۷۴ توفت^{۱۰} ایده‌ای را مطرح می‌کند که تعمیمی از QCD است که در آن تعداد بارهای رنگ، N ، پارامتری دلخواه در نظر گرفته می‌شود و با گرفتن حد می‌تواند بطور دلخواهی بزرگ شود. این نظریه بطور شگفت‌انگیزی می‌تواند نتایج جالبی را ارائه دهد که توصیف کننده QCD واقعی باشد.

۲.۲ نظریه‌های پیمانهای در حد N بزرگ

همان‌طور که گفته شد ابتدا توفت پارامتر تعداد بارهای رنگ را دلخواه در نظر گرفت و گروه پیمانهای QCD را به $SU(N)$ گسترش داد، سپس ویژگی‌های نظریه را در حد $N \rightarrow \infty$ مطالعه کرد. در نگاه اول به نظر می‌رسد که کمیت‌هایی که با افزایش N بزرگ می‌شوند واگرا شوند. با این حال، به شرطی که همزمان ثابت جفت‌شدگی هم به سمت صفر رود، $g \rightarrow 0$ ، آنگاه این حد دوگانه^{۱۱} منطقی به نظر می‌رسد به طوری که $\lambda = g^2 N$ ثابت نگه داشته شود، که λ

⁵Hadron

⁶anti-screening

⁷asymptotic freedom

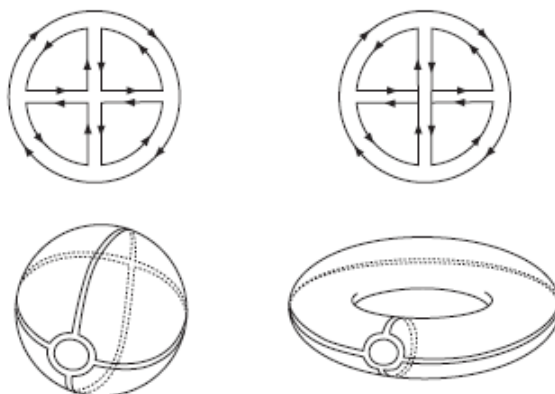
⁸lattice Monte Carlo

⁹real-time

¹⁰t Hooft

¹¹double limit

ثابت جفت‌شدگی توفت و در نتیجه ثابت جفت‌شدگی واقعی نظریه است. در اینجا حد توفت در QCD را نگاه می‌کنیم و برای اینکه توان N در بحث اختلالی را ببینیم، مناسب است تا از نمادگذاری دوخطی^{۱۲} برای نمودارهای فاینمن بهره‌گیریم. در این نمادگذاری هر خط متناظر توانی از N است. (بسط توفت متناظر با ثابت نگه داشتن λ و بسط دامنه‌ها با توان‌هایی از N است.) چون کوارک‌ها در نمایش بنیادی^{۱۳} نوشته می‌شوند، تعداد مولفه‌های رنگیشان N است در حالیکه گلوئون‌ها که در نمایش الحاقی^{۱۴} هستند تعداد چندگانگی رنگشان $N^2 - 1$ و در $N \rightarrow \infty$ از مرتبه N^2 است. در هر مرتبه، نمودارهای مختلف با N متفاوتی ظاهر می‌شوند. همچنین توجه شود که سهم فرایندهای فیزیکی در یک دامنه مفروض مربوط به نمودارهای مسطح^{۱۵} می‌شود (در نمادگذاری دوخطی نمودارهایی مسطح هستند که بدون قطع خطوط روی یک سطح کشیده شوند. شکل ۱.۲ را ببینید). در نتیجه اگر بتوان بدون اینکه خطوط یکدیگر را قطع کنند نمودار را روی سطح کشید



شکل ۱.۲: نمودار سمت چپ را می‌توان روی سطح کره کشید که مسطح است در حالیکه نمودار سمت راست که غیر مسطح است را روی چنبره می‌توان رسم کرد [۴۴].

بیشترین توان N ، که بزرگتر از ۲ نیست، پدیدار می‌شود و باقی آنچه می‌ماند تعبیر هندسی دارد. بنابراین می‌توان دامنه را بر حسب دو سری نوشت، یعنی نه تنها بر حسب توان‌هایی از جفت‌شدگی بلکه بر حسب توان‌هایی از $1/N$.

$$\mathcal{M} = \sum_{h,b=0}^{\infty} \left(\frac{1}{N}\right)^{2h+b-2} \sum_{n=0}^{\infty} c_{h,b,n} \lambda^n \quad (1.2)$$

¹²double line notation

¹³fundamental

¹⁴adjoint

¹⁵planar diagrams

که h و b به ترتیب تعداد سوراخ‌ها^{۱۶} و مرزها^{۱۷} مربوط به حلقه‌های^{۱۸} کوآرک‌هاست. نکته جالب اینکه چنین بسط هندسی‌ای هم می‌توان برای نظریه ریسمان داشت:

$$M_s = \sum_{h,b=0}^{\infty} g_s^{2h+b-2} k_{h,b} \quad (2.2)$$

که g_s جفت‌شدگی ریسمان و مشابه $1/N$ است. این تشابه این ایده را تداعی می‌کند که نظریه ریسمان می‌تواند بازفرمول‌بندی از QCD در حد توفت ارائه دهد بطوری که همه نمودارهای فاینمن با توان یکسانی از $1/N$ و توان دلخواهی از جفت‌شدگی می‌توانند در یک جهان رویه‌ای^{۱۹} از ریسمان در حال انتشار با هندسه یکسان جمع شوند. با این حال نمی‌دانیم که جفت‌شدگی توفت در متن نظریه ریسمان متناظر با چیست که در قسمت بعد می‌خواهیم به آن پاسخ دهیم.

۳.۲ از حد N بزرگ تا تناظر گرانش پیمانه

دوگانی هولوگرافی ابتدا توسط مالِدَسِنَا^{۲۰} مطرح شد [۴۵] و سپس در شمار زیادی از تناظرها بحث شدند که نظریه‌های پیمانه‌ای را به نظریه‌های ریسمان مربوط می‌کردند [۴۶]. از جنبه‌های جالب این تناظر این است که نظریه پیمانه‌ای و نظریه ریسمان متناظرش در فضا زمان‌هایی با ابعاد متفاوت تعریف می‌شوند. این جنبه ژرفی از ارتباط اطلاعات و هندسه در فیزیک کوانتومی است به گونه‌ای که اطلاعات پنهان شده در نظریه‌های تعریف شده در ابعاد مختلف با هم یکسانند و این همان دلیلی است که این تناظر هولوگرافی خوانده می‌شود. در حقیقت این تناظر تا کنون اثبات نشده است و یک حدس است ولی شواهد و مثال‌های زیادی برای اعتبار آن وجود دارد که در ادامه به آنها اشاره می‌شود. در اکثر مثال‌های مطالعه شده از تناظر AdS/CFT این در واقع تناظریست بین نظریه ابرتقارنی یانگ میلز^{۲۱} (SYM) با ۴ اسپینور ابربار و گروه پیمانه‌ای $U(N)$ ، $N=4$ ، در فضا زمان ۴-بعده مینکوفسکی با نظریه ابرگرانش^{۲۲} نوع IIB در فضا زمان خمیده ۱۰-بعده. نظریه SYM $N=4$ نظریه پیمانه‌ای غیرآبلی ابرتقارنیست با بزرگترین مقدار ابرتقارن در ۴ بعد که در آن میدان پیمانه‌ای A_μ ، ۴ فرمیون وایل و ۶ میدان اسکالر حقیقی وجود دارد. همه این میدان‌ها تحت نمایش الحاقی گروه پیمانه‌ای $U(N)$ تبدیل می‌شوند. تقارن R - این نظریه تقارن سراسری^{۲۳} $SU(4)$ است. این نظریه همچنین تحت تبدیلات مقیاس^{۲۴} هم ناورداست بدین معنا که لاگرانژی کلاسیکی

¹⁶holes

¹⁷boundaries

¹⁸loops

¹⁹world sheet

²⁰Maldacena

²¹supersymmetric Yang Mills

²²supergravity

²³global

²⁴scale transformations

دارای پارامتر بعدداری نیست و در همه انرژی‌های دیگر هم یکسان است و با افت و خیزهای کوانتومی هم تغییر نمی‌کند (بر خلاف QCD). در واقع این نظریه تحت تبدیلات همدیس^{۲۵} ناورداست که تبدیلات لورنتس، تبدیلات مقیاس و تبدیلات همدیس خاص را در برمی‌گیرد؛ بنابراین با یک نظریه میدان همدیس CFT سروکار داریم که جفت‌شدگی آن بازبهنجار نمی‌شود. از طرف دیگر نظریه ابرگرانش نوع IIB یک نظریه ریسمان (گرانش) ابرتقارنی دستگرد است. در ادامه اجزای مختلف این نظریه و نحوه رسیدن به آن را توضیح می‌دهیم.

۱.۳.۲ ریسمان‌ها

نظریه ریسمان دینامیک موجودی یک بعدی را توصیف می‌کند که در فضای d بعدی هدف^{۲۶} حرکت می‌کند. طبق شرایط مرزی اعمال شده روی جواب‌های این نظریه می‌توان دو نوع ریسمان داشت که اصطلاحاً به آنها ریسمان باز یا بسته می‌گویند. هر کدام از این ریسمان‌ها بسط مدی^{۲۷} دارد که هر کدام از مدها طبق مد نوسانشان ذره‌ای با جرم معین است و در این بین تعداد بیشماری مد جرم‌دار و بی‌جرم وجود دارد. (گراویتون‌ها^{۲۸} با اسپین ۲ متناظر با مدهای بی‌جرم ریسمان‌های بسته‌اند.) در این مدها حالت‌هایی وجود دارد که جرم آنها منفی است و تکیون^{۲۹} نامیده می‌شوند. یکی از روش‌های حذف چنین حالت‌هایی اضافه کردن فرمیون به نظریه است به گونه‌ای که وقتی به اندازه کافی فرمیون جهان رویه^{۳۰} وارد کنیم تکیون‌ها حذف می‌شوند. به این نظریه ابرریسمان گفته می‌شود که بسته به اینکه نظریه دستگرد باشد یا غیردستگرد به IIB یا IIA دسته‌بندی می‌شوند.

می‌توان به طور سازگار برهمکنش وارد کرد و نسخه‌ای برای دامنه پراکندگی ریسمان‌ها داشت. با این حال ساختن یک نظریه میدان ریسمان بسیار دشوار است از آنجا که به ازای هر حالت ریسمان میدانی داریم و در نتیجه باید بی‌شمار محاسبه انجام دهیم. ولی اگر حالت‌های خاصی را در خروجی ماتریس- S بگذاریم می‌توان نظریه میدانی را یافت که عناصر ماتریس- S را تولید کند. می‌توان حالت‌هایی را با انرژی پایین در نظر گرفت، $E_{ext} \ll l_s^{-1}$ که l_s طول ریسمان است. در این حالت نظریه مورد نظر، نظریه موثر انرژی پایین^{۳۱} نامیده می‌شود که در آن فقط حالت‌های بی‌جرم مبادله می‌شوند. نظریه موثر انرژی پایین برای ریسمان‌های بسته نظریه ابرگرانش نامیده می‌شود. این نظریه جواب‌هایی دارد که شامه^{۳۲} نامیده می‌شوند و در بخش بعد به آنها می‌پردازیم.

²⁵conformal

²⁶target space

²⁷mode expansion

²⁸gravitons

²⁹tachyon

³⁰world-sheet

³¹low energy effective theory

³² D_p -brane

۲.۳.۲ شامه‌ها

همان‌طور که در بخش پیش اشاره شد شامه‌ها جواب‌هایی از نظریه ابرگرانش هستند که بارهای آن فرم‌ها^{۳۳} را حمل می‌کنند:

$$ds^2 = \sqrt{1 + \frac{R^4}{r^4}}(dr^2 + r^2 d\Omega_5^2) + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^4}{r^4}}}(-dt^2 + dx^2) \quad (۳.۲)$$

که r فاصله عمودی از شامه‌هاست، Ω_5 مجموعه مختصات کره ۵ بعدی را تعیین می‌کند، t مولفه زمان و x مختصات فضایی روی شامه است. R شعاع خمیدگی فضازمان نامیده می‌شود. (در ادامه خواهیم دید که R را می‌توان بر حسب دو کمیت بنیادی نظریه ریسمان یعنی l_s و g_s بیان نمود، $R = l_s \sqrt{4\pi g_s N}$). همان‌طور که از معادله بالا و شکل (۲.۲) معلوم است، وقتی که r در قیاس با شعاع خمیدگی بسیار بزرگتر است سنج به صورت سنج ۱۰ بعدی مینکوفسکی دیده می‌شود و زمانی که r بسیار کوچکتر از R است سنج به حاصلضربی از فضازمان‌های AdS در کره ۵ بعدی می‌شود، $AdS_5 \times S^5$ ، که در ادامه درباره این فضازمان هم بحث می‌شود:

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2}(-dt^2 + dx^2 + dz^2) + R^2 d\Omega_5^2 \quad (۴.۲)$$

که $z = R^2/r$ در واقع در اینجا می‌توان گفت شامه‌ها چشمه‌های گرانشی، $T^{\mu\nu}$ ، هستند که سنج فضازمان را تغییر می‌دهند که در فواصل دور به صورت تخت و در فواصل نزدیک به صورت $AdS_5 \times S^5$ دیده می‌شوند.

از طرف دیگر در ریسمان‌های باز D_p - شامه‌ها موجوداتی هستند که شرط مرزی ریسمان‌های باز را تعیین می‌کنند و ریسمان‌های باز تنها در شرط مرزیشان شامه‌ها را می‌بینند که در فضای تخت زندگی می‌کنند و شامه‌ها فقط در روی شرط مرزیشان تاثیرگذارند شکل (۳.۲). دینامیک این شامه‌ها می‌تواند بر حسب ریسمان‌های بازی که روی آنها شروع و خاتمه می‌یابند توصیف شود که حد انرژی پایین کنش آن کنش دیراک - بورن - اینفلد^{۳۴} (DBI) می‌شود. دو توصیف مختلف از شامه‌ها داشتیم و می‌خواهیم حد یکسانی از هر دو بگیریم و چون یک چیز را توصیف می‌کنند انتظار داریم این توصیفات باهم متناظر باشند.

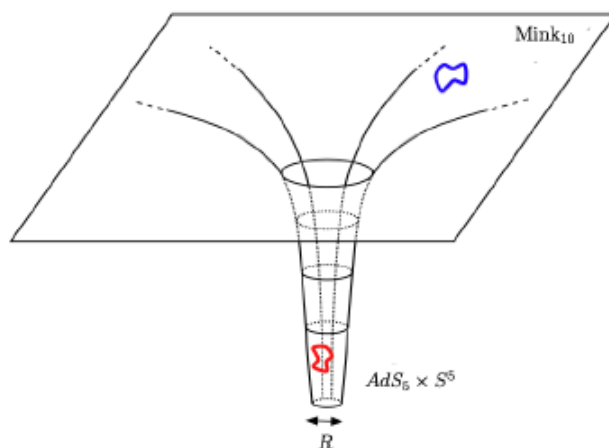
۳.۳.۲ حد واجفتیدگی

در نظریه موثر انرژی پایین ریسمان‌های بسته، نظریه ابرگرانشی، جواب‌های شامه‌ای وجود دارد، معادله (۳.۲) که این شامه‌ها در نظریه ریسمان‌های باز تعیین کننده شرایط مرزی هستند و در انرژی پایین دینامیکشان با کنش DBI توصیف می‌شود. در حد واجفتیدگی^{۳۵}، $l_s \rightarrow 0$ ، کنش DBI به کنش SYM $N = 4$ کاهش می‌یابد [۴۸] و سنج (۳.۲) به سنج

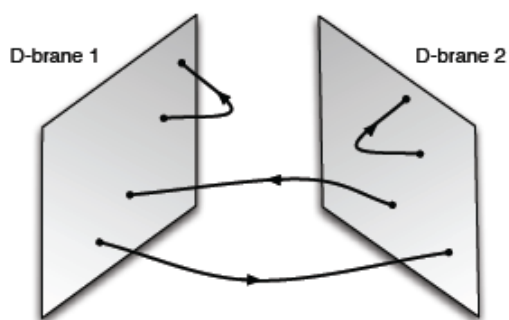
^{۳۳}p-forms

^{۳۴}Dirac-Born-Infeld

^{۳۵}decoupling limit



شکل ۲.۲: سنجه‌های مختلف شامه‌ها در دو فاصله متفاوت [۴۷]



شکل ۳.۲: ریسمان‌های باز برای تعیین شرایط مرزیشان به شامه‌ها نیاز دارند [۴۷].

$AdS_5 \times S^5$ تبدیل می‌شود. از آنجا که انتظار توصیف یک موجود را در این حد داریم به تناظری مانند AdS/CFT می‌رسیم که این دو نظریه را به هم مرتبط می‌سازد. با قیاس این نظریه‌ها می‌توان پارامترهای زیر را به هم مرتبط کرد

$$\lambda = 4\pi g_s N, \quad \lambda = \frac{R^4}{l_s^4}. \quad (5.2)$$

چون $SYM \mathcal{N} = 4$ یک نظریه همدیس است، گروه همدیس در ۴ بعد با $SO(2, 4)$ همریخت^{۳۶} است که همان متری^{۳۷} فضای زمان AdS_5 نیز می‌شود. تقارن سراسری دیگر نظریه تقارن R -می باشد که با گروه $SU(4)$ نمایش داده می‌شود. این گروه جبر یکسانی با $SO(6)$ دارد که تقارن سراسری S^5 است. در نتیجه $SYM \mathcal{N} = 4$ و فضا-زمان $AdS_5 \times S^5$ تقارن‌های سراسری یکسانی هم دارند. در بخش بعد توضیح کوتاهی هم در مورد فضای AdS داده می‌شود.

۴.۳.۲ فضای زمان AdS

فضای زمان AdS از جواب‌های خلأ معادلات و گرانش اینشتین با ثابت کیهان‌شناسی منفی است. به عبارت دیگر فضای زمان AdS بسلا^{۳۸} لورنتسی است با تقارن بیشینه^{۳۹} که با خمیدگی ثابت منفی مشخص می‌شود. این فضا با مختصات مختلفی نمایش داده می‌شود که این دستگاه‌های متفاوت بخش‌های مختلفی از فضا را می‌پوشانند شکل (۴.۲) را ببینید. دو مختصاتی که معمولاً بکار گرفته می‌شوند مختصات پوانکاره، مانند بخش AdS معادله (۴.۲)، و مختصات سراسری، که همه فضا را می‌پوشاند، هستند.

۵.۳.۲ تناظر گرانش پیمانه

هر نظریه میدان کوانتومی QFT موضعی^{۴۰} را می‌توان به صورت انحرافی^{۴۱} از نظریه حول نقطه ثابت RG آن، که معمولاً یک CFT می‌توان یافت، دید. همه اطلاعات چنین QFT در تابع پارش آن ذخیره می‌شود. از طرفی هر نظریه گرانش کوانتومی باید حد کلاسیکی را داشته باشد که با نظریه گرانش اینشتین توصیف شود. با اطمینان از پایین بودن انرژی، یعنی حالات جرم‌دار در دینامیک حضور نداشته باشند، و همچنین اطمینان از اینکه اثرات کوانتومی این مدهای بی‌جرم کوچکند، $g_s \sim 1/N \ll 1$ در λ ثابت، می‌توان چنین حدی را داشت و در نتیجه

$$\int D\Phi e^{i \int d^4x (\mathcal{L}_{CFT} + \sum_i \lambda_i(x) \mathcal{O}_i)} \simeq e^{i S_{on-shell}^{Gr}} \Big|_{\lambda_i(x, r_0)} \quad (6.2)$$

³⁶isomorph

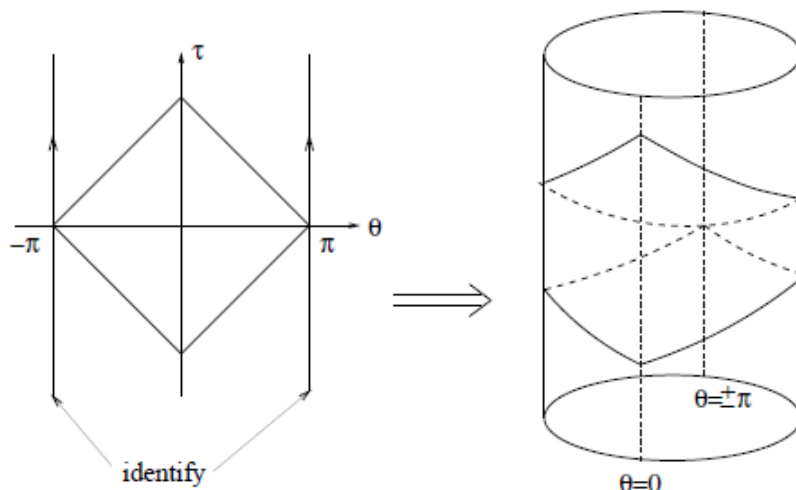
³⁷isometry

³⁸manifold

³⁹maximally symmetric

⁴⁰local

⁴¹deformation



شکل ۴.۲: نمودارهای پنروز فضای AdS در دو مختصات سراسری و پوانکاره رسم شده‌اند [۴۹].

در نتیجه جفت‌شدگی‌های $\lambda_i(x, \mu_0)$ که در نقطه ثابت RG و در مقیاس انرژی μ_0 تعریف شده‌اند میدان‌های دینامیکی روی فضای AdS هستند در جهت هولوگرافی r_0 . این معادله بیانی از تناظر گرانش پیمانه است. شایان ذکر است که جواب‌های دیگری وجود دارند که غیر فرینه^{۴۲} یا سیاه شامه^{۴۳} نامیده می‌شوند. از آنجا که فضای AdS دارای مرز علی^{۴۴} است، شعاع‌های نوری می‌توانند در زمان محدود به مرز برسند و برگردند. در نتیجه سیاهچاله‌ها^{۴۵} در فضای AdS می‌توانند با تابش هاوکینگ خود به تعادل برسند، بر خلاف فضای تخت، و می‌توان سیاهچاله‌های ابدی بوجود آورد. QFT دوگانی که در مرز چنین سیاهچاله‌های AdS زندگی می‌کند در واقع QFT با دمای غیرصفر است که دمای آن معادل دمای هاوکینگ سیاهچاله، $T = r_h/(\pi R^2)$ ، است. سنج سیاهچاله شوارتزشیلد^{۴۶} AdS با رابطه زیر داده می‌شود:

$$ds^2 = \frac{r^2}{R^2}[f(r)d\tau^2 + d\mathbf{x}^2] + \frac{R^2}{r^2}\left[\frac{1}{f(r)}dr^2 + r^2d\Omega_5^2\right], \quad f(r) = 1 - \frac{r_h^4}{r^4} \quad (7.2)$$

که τ مختصات زمان اقلیدسی است و r_h متناظر با افق سیاهچاله. می‌توان به دو محاسبه مشهور در این ساختار هم اشاره کرد که این دو چگالی انتروپی در حد جفت‌شدگی قوی

$$s = \frac{\pi^2 N^2 T^3}{2} \left[\frac{3}{4} + \frac{45}{32} \zeta(3) (2\lambda)^{-3/2} + \dots \right] \quad (8.2)$$

⁴²non-extremal

⁴³black brane

⁴⁴causal boundary

⁴⁵black holes

⁴⁶Schwarzschild black hole

و نسبت چسبندگی برشی^{۴۷} η ، به چگالی انترویی هستند

$$\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4}. \quad (۹.۲)$$

⁴⁷shear viscosity

فصل ۳

دوگانی AdS/QCD

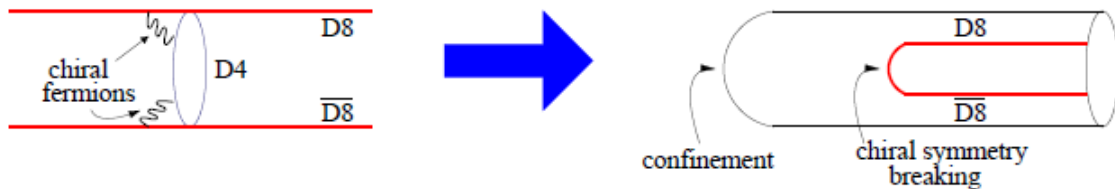
اگر چه دوگانی ریسمان پیمانۀ ابزار محاسباتی برای رژیم غیراختلالی $SYM \mathcal{N} = 4$ فراهم می‌کند، باید توجه شود که نتایج این نظریه مستقیماً برای QCD مناسب نیست چون که این دو نظریه پیمانۀ تفاوت‌هایی با هم دارند که از جمله آنها می‌توان گفت که $SYM \mathcal{N} = 4$ به طور بیشینه ابرتقارنی است در حالیکه QCD چنین نیست، $SYM \mathcal{N} = 4$ تقارن همدیس را دارد ولی QCD در سطح کوانتومی همدیس نیست، در $SYM \mathcal{N} = 4$ اسکالرها و فرمیون‌ها در نمایش الحاقی نوشته می‌شوند ولی در QCD کوارک‌ها در نمایش بنیادی هستند و اسکالر بنیادی هم در برهمکنش‌ها وجود ندارد و همچنین جفت‌شدگی لخت^۱ در $SYM \mathcal{N} = 4$ خوش‌تعریف است و وابسته به مقیاس انرژی نیست در حالیکه جفت‌شدگی بازبهنجارش شده در QCD فیزیکی است که با مقیاس انرژی تغییر می‌کند. (هر چند که بسیاری از این تفاوت‌ها در دمای متناهی که مربوط به ساختار اقلیدسی می‌شود ناپدید می‌شوند.)

با این حال تلاش‌هایی در جهت هولوگرافی QCD انجام شده است که در حد N بزرگ به ویژگی‌های QCD شباهت بیشتری داشته باشد. از جمله این روش‌ها رهیافت بالا به پایین^۲ است که با شکستن صریح برخی تقارن‌های نظریه $SYM \mathcal{N} = 4$ بدست می‌آید. این امر اجازه می‌دهد تا مدل‌هایی با بخش غیربدهی هادرونی بسازیم که می‌توان آنها را با دوگان گرانشی مطالعه کرد [۵۰]. در این مدل‌ها، ساختار شامه‌ای در نظریه ریسمان طراحی می‌شود

^۱bare coupling

^۲top-down

به گونه‌ای که بتواند در انرژی‌های پایین نظریه پیمانه‌ای با ویژگی‌های شبیه QCD توصیف کند. در چنین مدل‌هایی D_4 -شامه‌ها در نظریه ریسمان IIA روی دایره‌ای پیچیده می‌شوند (همان‌طور که در شکل (۱.۳) می‌بینید) و با $D_8 N_f$ -شامه‌ها و $\bar{D}_8 N_f$ -شامه‌ها تلاقی دارند. ریسمان‌های باز که هردو سرشان روی D_4 -شامه قرار دارد توصیف کننده نظریه پیمانه‌ای



شکل ۱.۳: تصویری از مدل بالا به پایین [۵۱]

$SU(N)$ با ۱۶ ابربار هستند. با این حال اگر فرمیون‌ها با شرایط مرزی پاد دوره‌ای^۳ حول دایره داده شوند، ابرتقارن شکسته می‌شود. ریسمان بازی نیز که یک سر آن به D_4 -شامه بسته است و سر دیگر آن به D_8 -شامه (\bar{D}_8 -شامه) متصل است فرمیون چپگرد (راستگرد) را توصیف می‌کند. جدایی فرمیون‌های چپگرد و راستگرد تجلی تقارن دستگردی نظریه است. واکنش گرانشی^۴ مربوط به D_4 -شامه‌ها افقی تولید می‌کند که به محصورشدگی مربوط می‌شود. شکست تقارن دستگردی هم بواسطه اتصال D_8 -شامه‌ها و \bar{D}_8 -شامه‌ها ناشی از فضای خمیده انجام می‌شود.

از طرف دیگر تکنیک‌های تحلیلی مشابهی هم در رهیافت پایین به بالا^۵ بکار رفته است که ویژگی‌های غیر اختلالی QCD را بازتولید می‌کند [۵۲، ۵۳، ۵۴، ۵۵]. این روش در ویژگی‌های هادرون‌ها کاملاً موفق بوده است ولی برای ترمودینامیک پلاسمای QCD کاملاً راضی کننده نیست. در این مدل‌ها شرایط مرزی روی میدان‌های پیمانه‌ای ناوردای پیمانه‌ای در بعد بالاتر را می‌شکند در حالیکه تقارن سراسری متناظر در نظریه موثر بعد پایین‌تر باقی می‌ماند، به عنوان مثال نظریه پیمانه‌ای $SU(2) \times SU(2)$ در ۵ بعد می‌تواند تقارن دستوارگی تقریبی QCD را نمایش دهد. مجموعه‌ای از میدان‌های اسکالر که تحت نمایش بنیادی $SU(2)$ تبدیل می‌شوند می‌تواند تقارن را بطور خود به خودی به زیرگروهی قطری بشکند. فضا زمان AdS_5 دارای تقارن $SO(2,4)$ است که تنها در مرزهای آن شکسته می‌شود. این نتیجه می‌دهد که نظریه در ۴ بعد در انرژی‌های بالا دارای تقارن $SO(2,4)$ است که با ناوردایی همدیس QCD در انرژی‌های بالا تعریف می‌شود. تقارن همدیس تضمین می‌کند که شکل توابع همبسته‌ای که در این مدل‌ها استخراج می‌شود به گونه‌ای است که برای آزادی مجانبی مورد نیاز است.

³antiperiodic

⁴gravitaional backreaction

⁵bottom-up

روش دیگری هم وجود دارد که مدل هولوگرافی QCD بهبود یافته^۶ نامیده می شود که توصیف دوگانی بر حسب سیستم گرانش- دیلاتون^۷ ارائه می دهد [۵۸، ۵۷، ۵۶]. این مدل جنبه های غیراختلالی طیف $SU(3) YM$ و همچنین ویژگیهای تعادل ترمودینامیکی پلاسمای گوارک- گلوئون را بازتولید می کند.

همه این مدل ها تلاش دارند تا توصیفی از $QCD N = 3$ بر حسب پیش بینی های استوار بر حد N بزرگ ارائه دهند با تکیه بر این فرض که جنبه های $N = 3$ به اندازه کافی نزدیک به حد N بزرگ است.

^۶improved holographic QCD model

^۷gravity-dilaton

فصل ۴

گذار فاز کیهانی QCD

۱.۴ مقدمه

بر طبق کیهان شناسی استاندارد در طی تکامل جهان، چندین گذار فاز رخ داده است. یکی از عواقب این رویدادهای غیرتعادلی، تولید امواج گرانشی است که راه جدیدی را برای کشف جهان اولیه ایجاد می‌کند. با این حال، اگر گذار فاز کیهانی از نوع مرتبه اول نباشد، نمی‌تواند به تولید امواج گرانشی منجر شود. در گذار فازهای مرتبه اول کیهانی، دو حالت ترمودینامیکی تبهگن وجود دارد که از طریق مانعی از هم جدا می‌شوند. تونل‌زنی به فاز جدید با بوجود آمدن پیکربندی‌های (جواب‌های) حباب انجام می‌شود. گسترش این حباب‌ها و در نهایت برخورد آنها با یکدیگر موجب تولید امواج گرانشی می‌شود [۳۴]. علاوه بر این، منابع مختلف دیگری نیز از جمله افت و خیزهای کوانتومی تورمی^۱ [۶۰]، ریسمان‌های کیهانی [۶۱] و برخورد سیاهچاله [۶۲] برای تابش امواج گرانشی پیشنهاد شده است. بنابراین، امواج گرانشی می‌تواند به‌عنوان یک آزمایش قدرتمند در رخدادهای اختریف‌زیک و کیهان‌شناسی در جهان استفاده شود. محاسبات عددی نشان می‌دهد که گذار فاز مرتبه اول QCD در دمای متناهی برای جرم‌های کوارکی بسیار کوچک و بزرگ بدست می‌آید [۶]. با این حال، همان‌گونه که شبکه روی QCD نشان می‌دهد، برای جرم‌های متناهی متوسط کوارک‌ها با پتانسیل شیمیایی صفر این گذار فاز مرتبه اول نیست به ویژه برای سه کوارک سبک و پتانسیل شیمیایی کوچک [۷].

^۱inflationary

هرچند که کشف نظریه‌های پیمان‌های که محصور بودن در آنها یافت می‌شود بدون داشتن تقارن مرکزی می‌تواند استدلال نظریه شبکه‌ای QCD را با تردید مواجه کند. QCD تقارن‌های تقریبی دستگردی و $Z(3)$ مرکزی به ترتیب برای جرم‌های کوارکی بسیار کوچک و بزرگ دارد. سه پایون سبک و پوشیدگی رنگ^۲ باقیمانده این تقارن‌ها، که بصورت خود به خودی شکسته می‌شوند، هستند. برای جرم‌های متوسط این تقارن‌ها به صراحت شکسته می‌شوند و پارامترهای نظم مربوطه در همه دماها غیرصفر می‌شود.

مقدار چشم‌داشتی حلقه پلیاکوف^۳ که می‌توان آن را از پتانسیل کوارک‌های سنگین بدست آورد، پارامتر نظم مناسب برای گذار فاز محصور-نامحصور است. در این بخش، ما بر این گذار تمرکز می‌کنیم. در دماهایی که این گذار رخ داد، کوارک‌های سنگین اهمیت دینامیکی خود را از دست دادند. بنابراین نظریه پیمان‌های خالص با کوارک‌های سنگین غیردینامیکی مناسب برای تقارن $Z(3)$ در نظر می‌گیریم که در گذار فاز محصور-نامحصور با مقدار چشم‌داشتی حلقه پلیاکوف به‌عنوان پارامتر نظم می‌شکند. با استفاده از این نکته که گذار فاز محصور-نامحصور متناظر با گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ است [۶۳]، این گذار فاز را در متن دوگانی AdS/QCD توضیح می‌دهیم و آن را از طریق امواج گرانشی احتمالی تولید شده در طی گذار بررسی می‌کنیم.

پس از حدس زدن تناظر AdS/CFT و تعمیم آن به گرانش-پیمان، فیزیکدانان تلاش کرده‌اند تا درک بهتری از QCD و ویژگی‌های آن با استفاده از نظریه دوگان گرانشی در پنج بعد بدست آورند. تفسیر گذار فاز هاوکینگ-پیچ به‌عنوان گذار فاز محصور-نامحصور [۶۴] و محاسبه از دست رفتن انرژی کوارک سنگین در حال حرکت در پلاسمای کوارک-گلوئون [۶۶] تحقیقاتی برای تحقق این هدف هستند. گرانش دقیق دوگان که بتواند QCD واقعی را توصیف کند هنوز یافت نشده است. با این حال، AdS/QCD تعمیم امیدوار کننده‌ای است که می‌تواند ویژگی‌های مهم QCD را توضیح دهد.

روش AdS/QCD بالا به پایین ابتدا نظریه ریسمانی را در نظر می‌گیرد، سپس برای بدست آوردن ویژگی‌های QCD، مانند محصور بودن، نظریه دوگان ابر یانگ-میلز را تغییر می‌دهد [۶۷]، در حالی که در رویکرد دیگر، از پایین به بالا، با شروع از QCD، توصیف دوگان با اجزای QCD مقید می‌شود. هم‌ریختی همدیس فضای AdS سازگار با آزادی مجانبی QCD_{UV} است. در مدل دیوار سخت^۴ این رهیافت [۵۲، ۵۳] برای ایجاد محصور بودن، ناحیه شعاعی کوچکی از AdS بریده می‌شود، در حالی که برای مدل دیوار نرم^۵ این برش به نرمی با یک میدان دیلاتون انجام می‌شود [۵۵]. در [۶۵]، نویسنده گذار فاز محصور-نامحصور را برای این دو مدل پیدا می‌کند و دمای گذاری که در مدل دیوار نرم بدست می‌آید بسیار نزدیک به پیش‌بینی محاسبات شبکه است.

^۲color screening

^۳Polyakov loop

^۴hard wall

^۵soft wall

با استفاده از توصیف هولوگرافی مدل‌های دیوار سخت و نرم، تلاش می‌کنیم با بدست آوردن کمیت‌های لازم گذار فاز، امواج گرانشی تولید شده از گذار فاز محصور-نامحصور را برآورد کنیم. مدت زمان گذار را به زمان تبخیر سیاهچاله در این فضاها AdS مربوط می‌کنیم و به قیدی روی طول ریسمان می‌رسیم. امواج گرانشی تولید شده را برای $N = 3$ بدست می‌آوریم و تعمیم به N بزرگتر به گذار فاز قوی‌تر می‌انجامد. علاوه بر این، نشان می‌دهیم که این امواج می‌توانند توسط آشکارسازهای $IPTA$ ^۶ و SKA ^۷ شناسایی شوند.

۲.۴ گذار فاز مرتبه اول و امواج گرانشی آن در مدل دیوار سخت

بر طبق گذار فاز هاوکینگ-پیچ، بین فضای AdS با سیاهچاله شوارتزشیلد ($AdSBH$) و فضای AdS گرمایی گذار فاز مرتبه اولی وجود دارد. در [۶۴]، ویتن استدلال کرده است که برای مرز بسته^۸، $AdSBH$ متناظر با فاز نامحصور در دمای بالا و AdS گرمایی متناظر با فاز محصور در دمای پایین می‌شود، در حالی که برای مرز غیربسته چنین گذاری وجود ندارد. با این حال، [۶۵] نشان داد با وارد کردن برش IR در فضاها پوانکاره AdS ، مدل دیوار سخت، گذار فاز هاوکینگ-پیچ امکان‌پذیر می‌شود. در این بخش پارامترهای لازم را در این مدل بدست می‌آوریم. کنش پنج بعدی گرانشی که با دینامیک گلوئون‌ها با کوارک‌های سنگین ایستا^۹ و پتانسیل شیمیایی ناچیز متناظر است با رابطه زیر داده می‌شود [۶۵]

$$S = -\frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{g} \left(\mathcal{R} + \frac{12}{R^2} \right), \quad (1.4)$$

که \mathcal{R} اسکالر ریچی است، $-12/R^2$ ثابت کیهانی منفی است، و R شعاع AdS است. دو جواب معادله حرکت AdS اقلیدسی و $AdSBH$ است. سنجه فضای AdS در مختصات پوانکاره بصورت زیر داده می‌شود

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} (dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2), \quad (2.4)$$

که مختصات شعاعی محدود به $0 < z \leq z_0$ و $1/z_0$ متناظر با برش IR در نظریه پیمانهای دوگان است؛ سنجه جواب دوم $AdSBH$ به شرح زیر است

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} \left(f(z) dt^2 + d\vec{x}^2 + \frac{dz^2}{f(z)} \right), \quad (3.4)$$

که $f(z) = 1 - z^4/z_h^4$ و $0 < z \leq \bar{z}$ که در این حالت $\bar{z} = \min(z_0, z_h)$. مورد AdS گرمایی دارای دمای $T = 1/\beta'$ است، که β' زمان تناوب اقلیدسی است، در حالی که دمای هاوکینگ

^۶International Pulsar Timing Array

^۷Square Kilometre Array

^۸compact boundary

^۹static

سیاهچاله، $T = 1/(\pi z_h)$ از سنجه نزدیک افق به دست می‌آید. از آنجا که برای این فضاها $\mathcal{R} = -20/R^2$ از (۱.۴) می‌توانیم چگالی انرژی آزاد، $F \simeq TS$ ، را به صورت زیر بدست آوریم

$$F^{AdS} \simeq \frac{4R^3 T}{8\pi G_5} \int_0^{\beta'} dt \int_{\epsilon}^{z_0} dz z^{-5}, \quad (۴.۴)$$

$$F^{BH} \simeq \frac{4R^3 T}{8\pi G_5} \int_0^{\pi z_h} dt \int_{\epsilon}^{\bar{z}} dz z^{-5}, \quad (۵.۴)$$

که ϵ برش UV است. قراردادن سیاهچاله در فضا به طور سازگار در ϵ منجر به $\beta' \sqrt{f_{AdS}(\epsilon)} = \pi z_h \sqrt{f_{BH}(\epsilon)}$ می‌شود. در حد $\epsilon \rightarrow 0$ ، β' بر حسب دمای سیاهچاله بیان می‌شود. برای $z_0 > z_h$ ، گذار فاز در $z_0^4 = 2z_h^4$ وجود دارد که از معادله زیر نیز دیده می‌شود

$$\Delta F = \frac{R^3}{8\pi G_5} \left(\frac{1}{z_0^4} - \frac{1}{2z_h^4} \right). \quad (۶.۴)$$

با مرتبط کردن z_0 به جرم سبکترین مزون ρ ، $z_0 = 1/(323 \text{ MeV})$ [۵۳] و در نتیجه $T_* = 122 \text{ MeV}$ [۶۵] بدست می‌آید (همان‌طور که در بخش بعد خواهیم دید دمای گذار در مدل دیوار نرم به محاسبات شبکه روی QCD نزدیک‌تر است). علاوه بر این، ما می‌توانیم گرمای نهان مرتبط گذار فاز α را به صورت زیر محاسبه کنیم

$$\epsilon_* = \frac{N^2 \pi^2 T_*^4}{2}, \quad \alpha = \frac{3N^2}{2}. \quad (۷.۴)$$

ما از $G_5 = 8\pi^3 g_s^2 \alpha_s^4 / R^5$ و $R^4 = 4\pi N g_s \alpha_s^2$ استفاده کرده‌ایم، که g_s و α_s به ترتیب جفت شدگی و کشش ریسمان هستند. برای بدست آوردن ΔF و ϵ_* ، فرض کرده‌ایم که برش UV دو فضا یکسان است و در نتیجه $\beta' = \pi z_h (1 - \epsilon^4 / (2z_h^4))$ بدست می‌آید. همچنین فرض می‌کنیم دمای گذار، T_* ، برابر با دمای تشکیل حباب است. علاوه بر این، α_∞ ، را بدست می‌آوریم به طوری که $\Delta m \approx 400 \text{ MeV}$ ، که اختلاف جرم کوارکی بین جرم مؤثر کوارک و جرم کوارک در فاز نامحصور است و $N_a = 6$ برای ذرات کوارک در نظر گرفته می‌شود. همان‌طور که از معادله (۷.۴) دیده می‌شود، هرچه α بزرگتر شود گذار فاز قوی‌تر می‌شود. بنابراین، حد N بزرگ منجر به گذار فاز بسیار قوی می‌شود.

بواسطه وجود گذار فاز در این فضاهای AdS بریده شده و این استدلال که دو فاز پایدار نیستند و همیشه از نظر ترمودینامیکی برتری ندارند، فرض می‌کنیم که مدت گذار فاز، τ^{-1} ، را می‌توان با زمان تبخیر سیاهچاله، t_e ، در این فضا بدست آورد. برای انجام این کار ابتدا باید جرم سیاهچاله را محاسبه کنیم. می‌توان چگالی انرژی $AdSBH$ را از چگالی انرژی آزاد بازبهنجار شده بدست آورد [۶۸]

$$E = \frac{\partial}{\partial \beta} \beta F^{BH} = \frac{3R^3}{16\pi G_5 z_h^4}. \quad (۸.۴)$$

با الهام از کاهش ابعادی انجام شده برای ثابت نیوتن ده بعدی برای به دست آوردن G_5 انتظار داریم که ثابت نیوتن مناسب در این مرز غیربسته، $R^3 \times S^1$ ، برای بدست آوردن جرم سیاهچاله

بنابراین، جرم سیاهچاله را می‌توان بصورت زیر بدست آورد

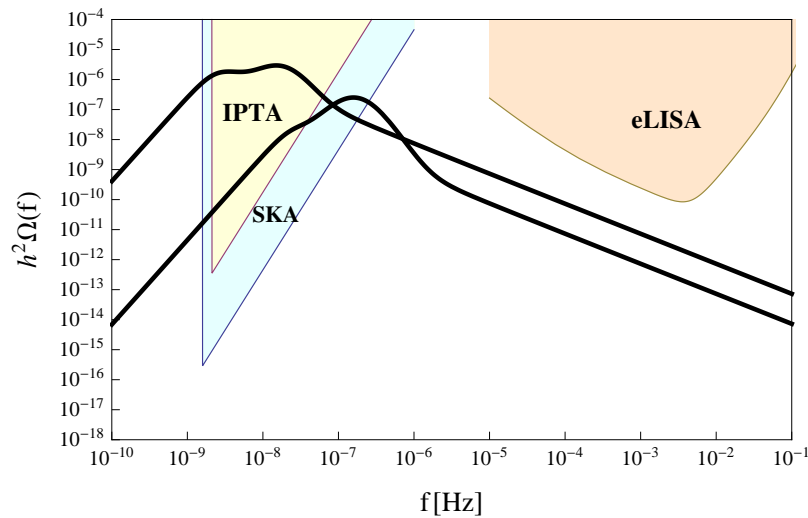
$$M \simeq \int_0^{z_h} dz z_h^2 \frac{3N^2}{8\pi^2 R^3 z_h} \simeq \frac{N^2 z_h^2}{R^3}. \quad (9.4)$$

سپس توان از دست دادن انرژی [۶۹]، یعنی $P = AT^4 \simeq z_h^{-2}$ ، ناحیه سطح سیاهچاله (است) با رابطه زیر داده می‌شود

$$\int_0^M dM \frac{R^3 M}{N^2} \simeq \int_{t_e}^0 dt. \quad (10.4)$$

بنابراین، طبق فرضمان $\tau^{-1} = t_e \simeq N^2/(R^3 T^4)$ می‌شود. همچنین می‌توان دید که $N = 3$ با نظریه پیمانهای $SU(3)$ با جفت‌شدگی قوی و در نظر گرفتن رابطه کشش موثر ریسمان، $\sigma = R^2/(2\pi\alpha_s z_0^2)$ ، [۷۰] (که مقدار آن را می‌توان از محاسبه انرژی پتانسیل کوآرک-پادکوآرک بدست آورد $\sqrt{\sigma} \simeq 465$) سازگار است. از این نتیجه و معادله (۵۱.۱)، می‌بینیم که طول ریسمان از مرتبه $1/(10^{10} \text{ MeV}) - 1/(10^9 \text{ MeV})$ به ترتیب با $l_s \sim \sqrt{\alpha_s} \sim 1/(10^{10} \text{ MeV}) - 1/(10^9 \text{ MeV})$ متناظر است.

اکنون با قرار دادن پارامترهای مربوطه در معادلات (۵۳.۱)، (۵۲.۱) و (۴۷.۱) می‌توانیم



شکل ۱.۴: طیف امواج گرانشی ناشی از گذار فاز QCD (برای $N = 3$) همراه با حساسیت سه آشکارساز [۷۱] نمایش داده شده است. منحنی فوقانی برای $\tau = H_*$ و منحنی پایینی با $\tau = 10H_*$ ترسیم شده است. برای آشکارسازهای SKA و $IPTA$ این امواج گرانشی قابل تشخیص است در حالی که $eLISA$ نمی‌تواند سیگنال‌های آنها را شناسایی کند. حساسیت آشکارسازها بر اساس 20° تپ‌اختر با دقت زمان‌بندی در زمان مشاهده ۱۵ سال برای $IPTA$ و 100° تپ با $3 \times 10^{-8} \text{ s}$ دقت زمان‌بندی در زمان مشاهده ۲۰ سال برای SKA .

امواج گرانشی تولید شده را معین کنیم (در محاسبات این فصل در رژیم حباب‌های گریزان با $v_b = 1$ کار می‌کنیم). همان‌طور که از شکل (۱.۴) دیده می‌شود، امواج گرانشی توصیف شده توسط *SKA* و *IPTA* قابل تشخیص هستند (تمام نمودارها با برنامه متمتیکا^{۱۰} رسم شده‌اند). *IPTA* پروژه‌ای است که از تپاخترهای میلی ثانیه‌ای استفاده می‌کند تا امواج گرانشی در طیف فرکانسی $10^{-9} \text{ Hz} - 10^{-7} \text{ Hz}$ را تشخیص دهد. (تپاخترها ستاره‌های نوترونی در حال چرخشی هستند که امواج الکترومغناطیسی تابش می‌کنند و می‌توانند امواج گرانشی عبوری را که موجب اختلال در زمان ورود پالس‌های آنها می‌شود را نشان دهند.) دیگر آشکارساز مناسب *SKA* است که یک تلسکوپ بزرگ رادیویی است و می‌تواند امواج گرانشی را با استفاده از تپاخترها در دهه آینده شناسایی کند. با این حال، تداخل‌سنج لیزری^{۱۱} *eLISA* که برای سال ۲۰۳۴ برنامه‌ریزی شده است قادر نخواهد بود این امواج گرانشی را شناسایی کند. برای آشنایی با این آشکارسازها به بخش آخر این فصل مراجعه کنید.

۳.۴ گذار فاز مرتبه اول و امواج گرانشی آن در مدل دیوار نرم

با وارد کردن برش نرم *IR* در فضاها ی پوانکاره *AdS*، مدل دیوار نرم، می‌توان نشان داد که گذار فاز هاوکینگ-پیچ امکان‌پذیر می‌شود. در این بخش پارامترهای لازم را در این مدل بدست می‌آوریم. کنش پنج بعدی گرانشی که با دینامیک گلوئون‌ها با کوارک‌های سنگین ایستا و پتانسیل شیمیایی ناچیز متناظر است با رابطه زیر داده می‌شود [۶۵]

$$S = -\frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{g} e^{-\phi} \left(\mathcal{R} + \frac{12}{R^2} \right), \quad (11.4)$$

که میدان دیلاتون $\phi = cz^2$ در واقع نشان‌دهنده برش نرم است. با فرض اینکه میدان دیلاتون بر روی سنجه برهمکنشی نمی‌دهد، *AdS* و *AdSBH* جواب‌های معادله حرکتند. همانند بخش پیش، می‌توان با استفاده از شرایط مشابه در مدل دیوار سخت، مقادیر چگالی انرژی آزاد را بدست آورد

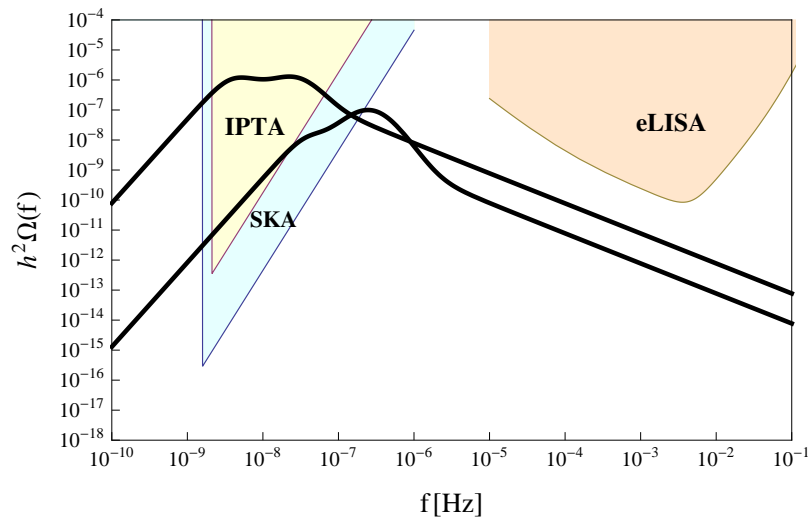
$$\begin{aligned} F^{AdS} &\simeq \frac{4R^3 T}{8\pi G_5} \int_0^{\beta'} dt \int_{\epsilon}^{\infty} dz z^{-5} e^{-cz^2} \\ &= \frac{R^3}{8\pi G_5} \left(c^2 \left(\frac{3}{2} - \gamma \right) + \frac{1}{\epsilon^4} - \frac{2c}{\epsilon^2} - c^2 \ln(c\epsilon^2) - \frac{1}{2z_h^4} \right), \end{aligned} \quad (12.4)$$

¹⁰Mathematica

¹¹Laser Interferometer Space Antenna

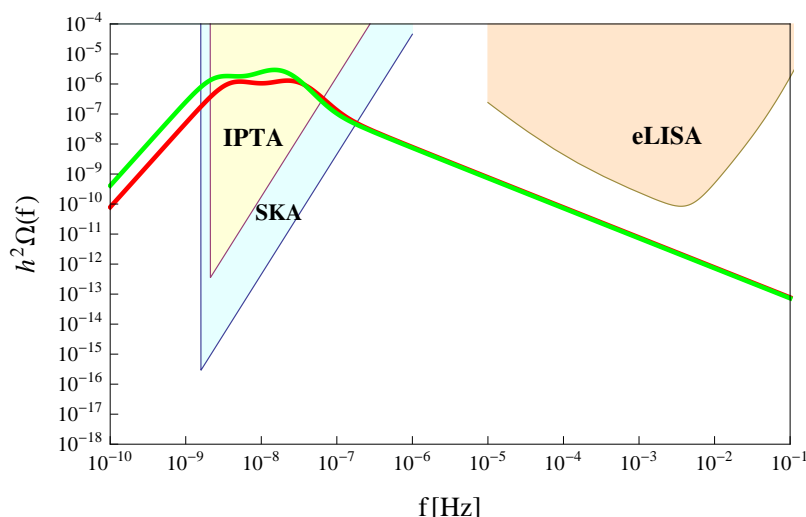
$$\begin{aligned}
 F^{BH} &\simeq \frac{4R^3T}{8\pi G_5} \int_0^{\pi z_h} dt \int_\varepsilon^{z_h} dz z^{-5} e^{-cz^2} \\
 &= \frac{R^3}{8\pi G_5} \left(c^2 \left(\frac{3}{2} - \gamma \right) + c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) + e^{-cz_h^2} \left(\frac{c}{z_h^2} - \frac{1}{z_h^4} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{\varepsilon^4} - \frac{2c}{\varepsilon^2} - c^2 \ln(c\varepsilon^2) \right) \quad (13.4)
 \end{aligned}$$

که $\text{Ei}(x) \equiv -\int_{-x}^{\infty} dt e^{-t}/t$ و $\gamma \sim 0.5$ است. با حل عددی ΔF می‌توان گذار فاز را برای $cz_h^2 = 0.419$ یافت و در نتیجه آن $T_* = 0.492\sqrt{c}$ می‌شود. از محاسبه جرم سبکترین مزون ρ ، $\sqrt{c} = 388 \text{ MeV}$ [۵۵] و در نتیجه $T_* = 191 \text{ MeV}$ بدست می‌آید. همچنین می‌توانیم α را از ΔF محاسبه کنیم و با همان استدلال در مدل دیوار سخت، برای طول ریسمانی از مرتبه $l_s \sim \sqrt{\alpha_s} \sim 1/(10^9 \text{ MeV}) - 1/(10^8 \text{ MeV})$ به ترتیب به $\tau = H_*$ و $\tau = 10H_*$ منجر می‌شود. مقادیر مختلف مدل دیوار نرم در مقایسه با مدل دیوار سخت، ناشی از برش IR مختلف در دیوار سخت، z_0 و دیوار نرم، c ، در واقع در $\phi = cz^2$ است. بنابراین، این به دمای گذار و گرمای پنهان متفاوت منجر می‌شود. در اینجا نیز دوباره مهر گذار فاز QCD در امواج گرانشی توسط آشکارسازهای $IPTA$ و SKA ، شکل، قابل ردیابی است. در شکل (۳.۴) و (۴.۴)، مقایسه برآورد امواج گرانشی در مدل های سخت و نرم دیوار نشان



شکل ۲.۴: برای مدل دیوار نرم، طیف موج گرانشی با همان شرایط ذکر شده در شکل ۱.۴، ترسیم شده است.

داده شده است. شکل طیفی امواج گرانشی با توجه به فرکانس‌های کوچک و بزرگ مقیاس می‌شود. برای $\tau = H_*$ با توجه به سهم بزرگ چگالی انرژی حساب‌ها، تقریب پکت، این مقدار تقریباً $10^{19} f^3$ و $10^{18} f^3$ با فرکانس‌های کوچک به ترتیب برای مدل دیوار سخت و نرم است. برای فرکانس‌های بزرگتر تقریباً $10^{-14} f^{-1}$ برای هر دو مدل می‌شود. همچنین، بواسطه α متفاوت از طیف امواج گرانشی این دو مدل برای فرکانس‌های کوچک بیشتر متمایز می‌شود.



شکل ۳.۴: نتایج محاسبات مدل‌های دیوار سخت و نرم برای $N = 3$ و $\tau = H_*$ مقایسه شده است. منحنی بالا نشان دهنده امواج گرانشی تخمین زده شده در مدل دیوار سخت است.

۴.۴ آشنایی با آشکارسازهای IPTA، SKA و eLISA

۱.۴.۴ IPTA

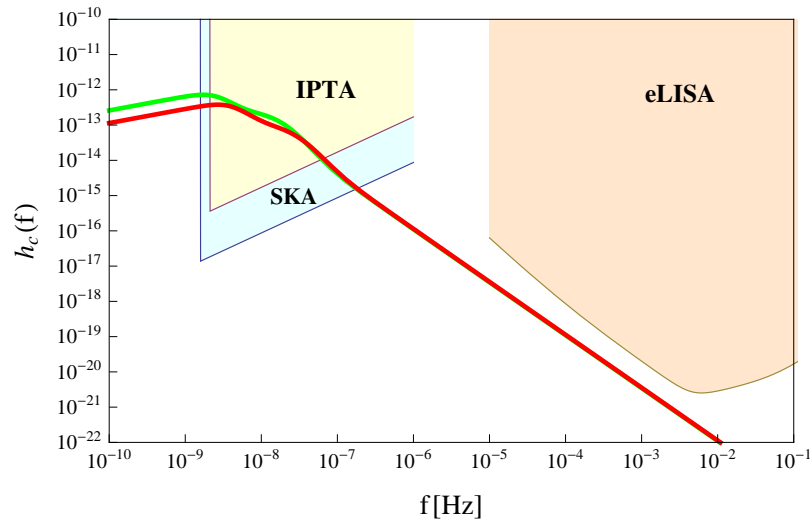
آشکارساز IPTA یک همکاری چندین موسسه‌ای و چند تلسکوپی است که شامل آشکارسازهای EPTA^{۱۲}، NANOGrav^{۱۳} و PPTA^{۱۴} می‌شود [۷۲]. EPTA زمان زیادی از ۵ تلسکوپ ۱۰۰ متری واقع در آلمان، انگلیس، ایتالیا، هلند و فرانسه استفاده می‌کند. این ۵ تلسکوپ در واقع باهم به‌عنوان تلسکوپی ۳۰۰ متری عمل می‌کند. NANOGrav یک روز بر ماه را از گرین بانک^{۱۵} با تلسکوپ ۱۰۰ متری و نیم روز بر ماه را از رصدخانه ۳۰۰ متری واقع در پورتوریکو بهره می‌برد. همچنین PPTA چندین روز بر ماه را در پارک تلسکوپ رادیویی ۶۴ متری در استرالیا صرف می‌کند. هدف اصلی IPTA تشخیص امواج گرانشی با استفاده از آرایه‌ای در حدود ۳۰ تپاختر است. این هدف توسط هر یک از موسسه‌های شرکت کننده بطور جداگانه به اشتراک گذاشته می‌شود و همه آنها به این نتیجه رسیده‌اند که هدف آنها با همکاری و ترکیب منابع مربوطه سریع‌تر بدست خواهد آمد. همچنین این راهبرد، آنها را به دیگر اهدافشان از جمله بوجود آوردن مقیاس زمانی مرجعی مبتنی بر تپاخترها کمک خواهد کرد.

¹²European Pulsar Timing Array

¹³North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves

¹⁴Parkes Pulsar Timing Array

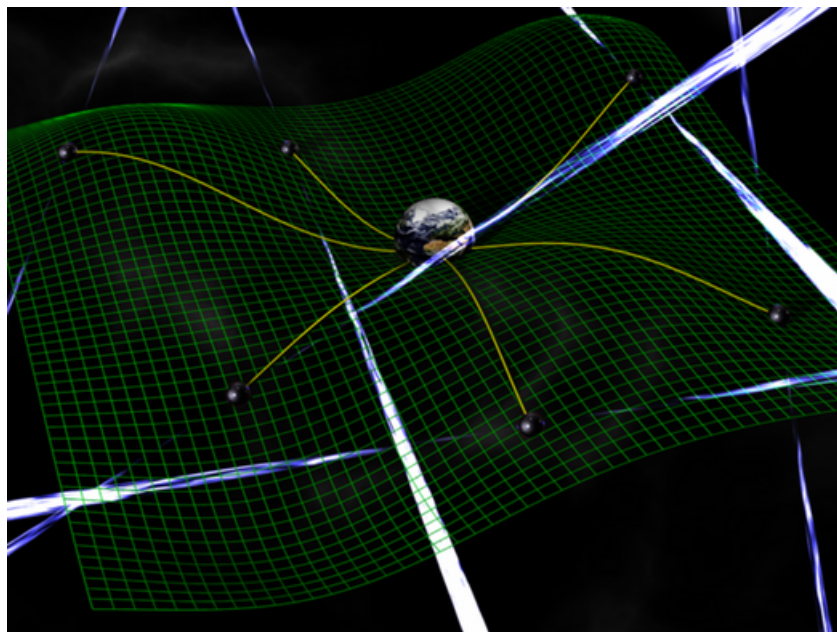
¹⁵Green Bank



شکل ۴.۴: دامنه مشخصه برای $N = 3$ و $\tau = H_*$ در مدل‌های دیوار سخت و نرم کشیده شده است. منحنی بالا در مدل دیوار سخت محاسبه شده است.

آزمایش اصلی از زمان رسیدن تپ‌های ناشی از تپ‌اخترهای میلی ثانیه‌ای بهره می‌گیرد و از آنها به‌عنوان سیستمی از ساعت‌های کهکشانی استفاده می‌کند. اختلالات در ساعت‌ها روی زمین قابل اندازه‌گیری است. اختلال ناشی از موج گرانشی گذرا از مجموعه‌ای از تپ‌اخترها اثر ویژه‌ای است و بنابراین شناسایی خواهد شد. این آزمایش مشابه با آشکارسازهای تداخل‌سنجی زمین-محور است که در آن زمان حرکت پرتو لیزر در مسیری خاص اندازه‌گیری می‌شود و با زمان حرکت آن در مسیر عمودی مقایسه می‌شود. در *IPTA* به‌جای زمان حرکت پرتو لیزر زمان حرکت یک تپ الکترومغناطیسی از تپ‌اختر اندازه‌گیری می‌شود. به‌جای ۴ کیلومتر بازو (همان‌طور که در آشکارساز *LIGO*^{۱۶} است)، بازوهای *IPTA* هزاران سال نوری (فاصله بین تپ‌اخترها و زمین) است. هر یک از آرایه‌های تپ‌اختری هر ماه حدود ۲۰ تپ‌اختر میلی ثانیه‌ای را ثبت می‌کند. با همپوشانی قابل ملاحظه‌ای بین موسسه‌ها، تعداد کل تپ‌اخترهای میلی ثانیه‌ای تعیین شده توسط *IPTA* (و در نتیجه تعداد بازوها در آشکارساز) حدود ۳۰ می‌شود. این اختلاف بین *IPTA* و آشکارسازهای زمین-محور به آنها این اجازه را می‌دهد که محدوده کاملاً متفاوت در فرکانس امواج گرانشی و همچنین مجموعه مختلفی از منابع را جستجو کنند. در حالی که آشکارسازهای زمین-محور به فرکانس‌های ۱۰ تا ۱۰۰۰ هرتز حساس هستند، *IPTA* می‌تواند امواج گرانشی با فرکانس‌های نانوهرتز تا میکروهرتز را رصد کند.

¹⁶Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory



شکل ۵.۴: تپاخترها امواج الکترومغناطیسی در فضازمانی منتشر می کنند که با امواج گرانشی مواج شده است [۷۲].

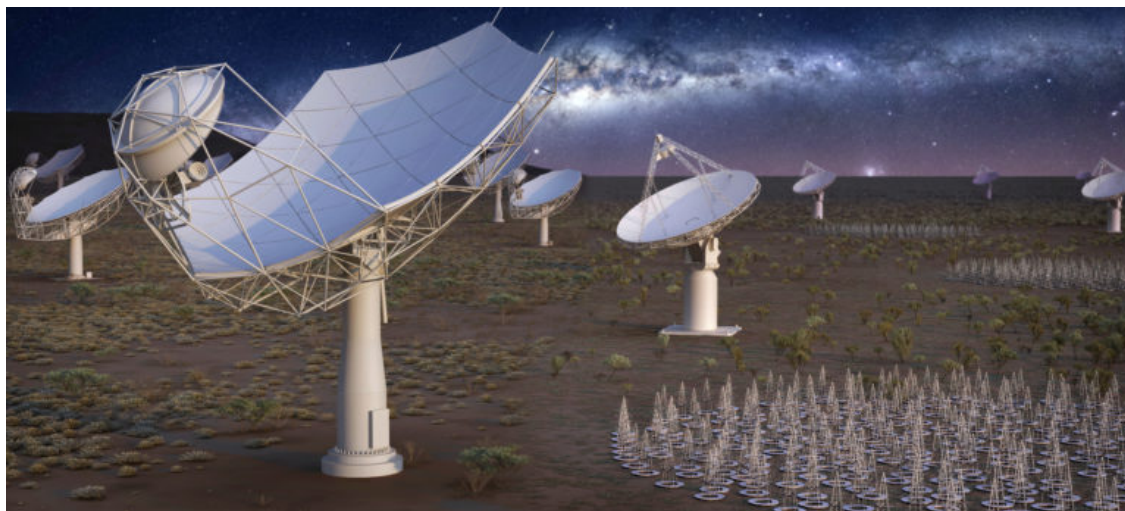
SKA ۲.۴.۴

پروژه SKA تلاشی بین المللی برای ساختن بزرگترین تلسکوپ رادیویی با مساحتی بیش از یک کیلومتر مربع (یک میلیون متر مربع) است. SKA از هزاران بشقاب^{۱۷} و یک میلیون آنتن کم فرکانس استفاده خواهد کرد که ستاره شناسان را قادر بسازد آسمان را با جزئیات بی سابقه ای نظارت کنند و کل آسمان را سریع تر از هر سیستم موجود بررسی نمایند [۷۳]. مناطقی در افریقای جنوبی و استرالیا به عنوان میزبان این پروژه انتخاب شده اند که به دلایل تکنیکی از جمله حداقل تداخل رادیویی مناسبند.

SKA سیگنال های دریافت شده از هزاران آنتن کوچک که در فاصله چند هزار کیلومتری پخش شده اند را ترکیب می کند تا تلسکوپ رادیویی غول پیکری با حساسیت و وضوح بسیار بالا را شبیه سازی کند. دانشمندان SKA بر اهداف کلیدی علمی متمرکز شده اند که از جمله این اهداف می توان به موارد زیر اشاره کرد:

استفاده از تپاخترها به عنوان آشکارسازهای امواج گرانشی، فهم طبیعت انرژی تاریک با بررسی چگونگی ایجاد اولین ستاره ها و کهکشان ها پس از مهبانگ و پاسخ به پرسش های اساسی در مورد منشاء و تکامل میدان های مغناطیسی کیهانی.

¹⁷dish

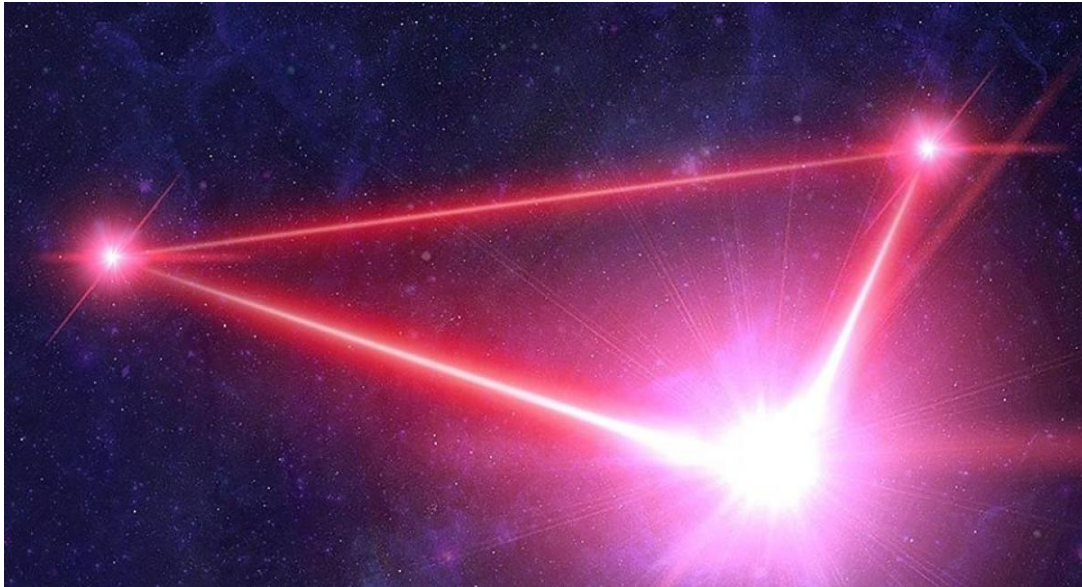


شکل ۶.۴: تصویری از *SKA* در شب [۷۳]

۳.۴.۴ *eLISA*

تداخل سنج فضا-محور *LISA* (که پس از کناره‌گیری بخش امریکایی آن، فقط توسط آژانس فضایی اروپا مطالعه و *eLISA* نامیده می‌شود) مأموریت فضایی بزرگی است که برای شناسایی مستقیم امواج گرانشی با استفاده از تداخل سنج لیزری طراحی شده است [۷۴]. *eLISA* دارای سه فضاپیمای است که بصورت مثلث متوازی‌الاضلاعی با اضلاعی در حدود ۱ تا ۶ میلیون کیلومتر طراحی می‌شود که در امتداد مدار زمین-گونه‌ای می‌چرخد. این آشکارساز با اندازه‌گیری تغییراتی که در طول بازوها توسط تداخل سنج لیزری انجام می‌شود امواج گرانشی را شناسایی خواهد کرد. هر یک از سه فضاپیمای آن دارای دو تلسکوپ، دو لیزر و دو جرم آزمایشی است که تداخل سنج مایکلسن^{۱۸} را بوجود می‌آورد. کل این سیستم که ده برابر بزرگتر از مدار ماه است در مدار خورشیدی در همان فاصله زمین تا خورشید (بدنبال زمین با فاصله خطی میانگین ۵۰ میلیون کیلومتری نسبت به آن) قرار می‌گیرد.

¹⁸Michelson-like



شکل ۷.۴: تصویری از مجموعه *eLISA* [۷۳]

فصل ۵

گذار فاز کیهانی QCD در حضور پتانسیل شیمیایی متناهی

۱.۵ مقدمه

در این بخش، به گذار فاز محصور-نامحصور در پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی تمرکز می‌کنیم. پتانسیل شیمیایی باریونی بستگی به عدم تقارن باریونی و لپتونی دارد و برای عدم تقارن باریونی و لپتونی ناچیز از بین می‌رود. با این حال، عدم تقارن بزرگ لپتونی را می‌توان در جهان اولیه پشتیبانی کرد [۸]. این پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی را می‌توان در بعضی سناریوهای تولید لپتون [۷۵] توجیه کرد که با قیده‌های کیهانی سازگار است. انتظار می‌رود که عدم تقارن بزرگ لپتونی در پتانسیل شیمیایی نوترینو باشد [۸]، در مدل‌هایی که برای نوترینوی نامزد ماده تاریک [۹] پیشنهاد می‌شود.

در حالی که با پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی شبکه روی QCD با مشکل علامت^۱ روبرو می‌شود [۴۳، ۷۶]، با استفاده از مدل‌های هولوگرافی به مطالعه گذار فاز کیهانی QCD در این محیط متراکم می‌پردازیم. با استفاده از روش AdS/QCD ، در نظر گرفتن درجات آزادی کوارکی به اضافه شدن یک میدان پیمان‌ه‌ای آبلی در طرف گرانشی منجر می‌شود [۷۷]. در مدل‌های دیوار سخت و نرم، در اینجا روش بازبهنجارش هولوگرافی [۷۸] را بکار می‌گیریم

^۱sign problem

به منظور اینکه گذار فاز هاوکینگ-پیچ را بین دو فضای رایسنر-نردسترم سیاهچاله AdS ($RNAdSBH$) و AdS باردار گرمایی ($tcAdS$) پیدا کنیم. برای پتانسیل شیمیایی صفر، دمای گذار با یک شعاع افق خاص تعیین می‌شود که توسط برش IR مشخص می‌شود. با این حال، همان‌طور که مشاهده خواهیم کرد، در مورد پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی دمای گذار به پتانسیل شیمیایی باریونی نیز بستگی دارد. بنابراین برای مشخص کردن دما و پتانسیل شیمیایی باریونی در گذار فاز، همچنین پیکربندی ریسمان را براساس مقدار چشم‌داشتی حلقه پلیاکوف به عنوان پارامتر نظم در طی گذار فاز مطالعه می‌کنیم. در نهایت، رویکردمان را در فصل پیش گسترش می‌دهیم و طیف امواج گرانشی تولید شده در طی گذار را از این مدل‌ها برای سه رژیم مختلف سرعت دیوار حباب مطالعه می‌کنیم. آشکارسازی سیگنال این امواج گرانشی امکان آزمایش نتایج ما را فراهم می‌کند.

۲.۵ گذار فاز مرتبه اول در حضور پتانسیل شیمیایی و امواج گرانشی آن در مدل دیوار سخت

تقریباً 10^{-5} s پس از مهبانگ، فاز پلاسمای کوآرک-گلوئون به فاز محصور شده رنگ تبدیل شد. بر اساس تناظر AdS/CFT ، این گذار فاز محصور-نامحصور با گذار فاز مرتبه اول هاوکینگ-پیچ متناظر می‌شود. در محیطی با پتانسیل شیمیایی متناهی، می‌توان نشان داد گذار فاز هاوکینگ-پیچ گونه‌ای بین دو فضای رایسنر-نردسترم سیاهچاله AdS ($RNAdSBH$) و AdS باردار گرمایی ($tcAdS$) وجود دارد بگونه‌ای که پتانسیل شیمیایی باریونی یا عملگر عدد کوآرکی متناظر با مولفه زمانی میدان پیمانهای در طرف گرانشی می‌شود. در این بخش، مدل دیوار سخت را بکار می‌گیریم که در آن فضای AdS با قطع کردن ناحیه شعاعی در z_0 متناظر با برش IR در انرژی، بسته می‌شود. کنش گرانشی اقلیدسی در پنج بعد توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$S = \int d^5x \sqrt{g} \left[\frac{-1}{2k^2} (\mathcal{R} - 2\Lambda) - \frac{1}{4g_5^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{k^2} \int d^4x \sqrt{\bar{g}} \left[\frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} n^\mu) \right], \quad (1.5)$$

که G_5 ثابت نیوتن پنج بعدی، $k^2 = 8\pi G_5$ ، اسکالر ریچی، \mathcal{R} ، $\Lambda = -6/R^2$ ثابت کیهانی، g_5 ثابت جفت شدگی پنج بعدی و $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ شدت میدان پیمانهای آبلی در طرف گرانشی است. انتگرال دوم کنش سطحی هاوکینگ-گیبونز است که حاصل اصل وردش^۲ [۷۹] است. در نهایت، n^μ بردار واحد است که به ابرسطح^۳ عمود است و \bar{g} دترمینان سنج مرزی است. معادلات حرکت اینشتین و ماکسول که از (۱.۵) بدست می‌آیند بصورت زیر داده می‌شوند

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} + g_{\mu\nu} \Lambda = \frac{k^2}{g_5^2} \left(F_{\mu\alpha} F_\nu^\alpha - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} \right), \quad \mu = 0, 1, \dots, 4 \quad (2.5)$$

²variation principle

³hypersurface

$$\partial_\mu (\sqrt{g} g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} F_{\nu\beta}) = 0. \quad (۳.۵)$$

سنجه اقلیدسی فضاهای $RNAdSBH$ و $tcAdS$ به عنوان جواب‌های معادلات اینشتین در مختصات پوانکاره به ترتیب توسط روابط زیر داده می‌شوند

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} \left(f_{b,t}(z) dt^2 + d\vec{x}^2 + \frac{dz^2}{f_{b,t}(z)} \right), \quad (۴.۵)$$

$$f_b(z) = 1 - \frac{z^4}{z_h^4} + q^2 z^4 (z^2 - z_h^2), \quad (۵.۵)$$

$$f_t(z) = 1 + q^2 z^6, \quad (۶.۵)$$

که z_h و q نشان دهنده شعاع افق و بار سیاهچاله هستند. همان طور که از معادله (۶.۵) دیده می‌شود، سیاهچاله‌ای در فضای $tcAdS$ وجود ندارد. با این حال، تکینگی در $z = 0$ در مدل توسط دیوار که همچنین می‌تواند توضیح دهنده فاز محصور بودن باشد پوشش داده می‌شود. ما فقط مولفه زمانی میدان پیمانه‌ای را در نظر می‌گیریم؛ از این رو حل معادله ماکسول بصورت زیر داده می‌شود

$$A_t = i(\mu - Qz^2), \quad (۷.۵)$$

که μ پتانسیل شیمیایی باریونی و Q به بار سیاهچاله با رابطه زیر مربوط می‌شود

$$Q^2 = \frac{3g_5^2 R^2}{2k^2} q^2. \quad (۸.۵)$$

دمای فضای $T_{tc} = 1/\beta_{tc}$ $tcAdS$ است و از سنجه نزدیک افق دمای هاوکینگ سیاهچاله بصورت زیر بدست می‌آید

$$T_{RN} = \frac{1}{\pi z_h} \left(1 - \frac{1}{2} q^2 z_h^6 \right). \quad (۹.۵)$$

از معادله (۲.۵)، اسکالر ریچی هر دو فضا $\mathcal{R} = k^2 F^2 / (6g_5^2) - 20/R^2$ و بواسطه شرایط مرزی در افق سیاهچاله روی میدان پیمانه‌ای، یعنی $A(z_h) = 0$ ، بصورت $Q = \mu/z_h^2$ نوشته می‌شود. برای فضای $RNAdSBH$ $n^\mu = (0, 0, 0, 0, -z\sqrt{f_b}/R)$ بردار واحد و $\tilde{g} = R^8 f_b/z^8$. از این رو، چگالی کنش، که آن را با I^{RN} نشان می‌دهیم، برای این فضا بصورت زیر خواهد بود

$$\begin{aligned} I^{RN} &= \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{RN}} dt \int_\epsilon^{z_h} dz \sqrt{g} \left(\frac{4}{R^2} + \frac{k^2}{3g_5^2} F^2 \right) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{RN}} dt \sqrt{\tilde{g}} \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} n^\mu), \\ &= \frac{-R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left(\frac{3}{\epsilon^4} - \frac{1}{z_h^4} - \frac{2k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^2} \right). \end{aligned} \quad (۱۰.۵)$$

که ϵ تنظیم کننده^۴ UV است. در $\epsilon \rightarrow 0$ ، معادله واگراست. به منظور از بین بردن واگرایی‌ها که با واگرایی‌های UV نظریه پیمانه‌ای متناظر می‌شوند، از روش بازبهنجارش هولوگرافی [۷۸]

^۴regulator

استفاده می‌کنیم به طوری که یک انتگرال سطح اضافی به کنش گرانشی اضافه می‌کنیم چنانکه $I_t = I + I_{ct}$ متناهی شود. انتگرالده I_{ct} از R و همچنین سنجه و منحنی مرز ساخته می‌شود. برای حذف واگرایی‌ها در معادله (۱۰.۵) از چگالی کنش زیر استفاده می‌کنیم:

$$I_{ct}^{RN} = \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{RN}} dt \sqrt{\bar{g}} \frac{3}{R} = \frac{3R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left(\frac{1}{\epsilon^4} - \frac{1}{2z_h^4} - \frac{k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^2} \right). \quad (11.5)$$

در نهایت، چگالی کنش کل متناهی بصورت زیر است

$$I_t^{RN} = I^{RN} + I_{ct}^{RN} = \frac{-R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left(\frac{1}{2z_h^4} + \frac{k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^2} \right). \quad (12.5)$$

بنابراین، از معادله (۱۲.۵) می‌توان کمیت‌های فیزیکی، از جمله چگالی انرژی آزاد سیستم $F^{RN} \simeq T_{RN} I_t^{RN}$ را استخراج کرد. برای پیدا کردن پارامترهای گذار فاز مرتبط با طیف امواج گرانشی، باید این فرایند را برای فضای $tcAdS$ نیز انجام دهیم. برای انجام این کار ابتدا مرزی دریکله برای میدان پیمانهای را بصورت $A(z_0) = -i\mu/2$ اعمال می‌کنیم که بواسطه آن $\bar{Q} = 3\mu/(2z_0^2)$ است. سپس چگالی کنش این فضا از رابطه زیر بدست می‌آید

$$\begin{aligned} I^{tc} &= \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{tc}} dt \int_{\epsilon'}^{z_0} dz \sqrt{g} \left(\frac{4}{R^2} + \frac{k^2}{3g_5^2} F^2 \right) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{tc}} dt \sqrt{\bar{g}} \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} n^\mu), \\ &= \frac{-R^3 \beta_{tc}}{k^2} \left(\frac{3}{\epsilon'^4} + \frac{1}{z_0^4} + \frac{3k^2}{2g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_0^2} \right). \end{aligned} \quad (13.5)$$

با چگالی کنشی مشابه آنچه که در معادله (۱۱.۵) بدست آمد، واگرایی‌ها را حذف می‌کنیم و چگالی کل را به دست می‌آوریم

$$I_{ct}^{tc} = \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{tc}} dt \sqrt{\bar{g}} \frac{3}{R} = \frac{3R^3 \beta_{tc}}{k^2} \frac{1}{\epsilon'^4}, \quad (14.5)$$

$$I_t^{tc} = I^{tc} + I_{ct}^{tc} = \frac{-R^3 \beta_{tc}}{k^2} \left(\frac{1}{z_0^4} + \frac{3k^2}{2g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_0^2} \right). \quad (15.5)$$

با قرار دادن $\beta_{RN} = \beta_{tc}$ و $\epsilon = \epsilon'$ ، می‌توان ΔI و همچنین ΔF را بصورت زیر بدست آورد

$$\Delta F \simeq \frac{R^3}{k^2} \left(\frac{1}{z_0^4} - \frac{1}{2z_h^4} + \frac{3k^2}{2g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_0^2} - \frac{k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^2} \right). \quad (16.5)$$

همچنین می‌توان معادله را با روابط $R^3/k^2 = N_c^2/4\pi^2$ و $g_5^2 = 4\pi^2 R/(N_c N_f)$ [۸۰] بازنویسی کرد، که N_c و N_f تعداد رنگ و طعم هستند. گذار فاز هاوکینگ-پیچ، که در $\Delta F = 0$ رخ می‌دهد، می‌تواند برای $z_h \leq z_0$ یافت شود، که $z_0 = 1/(323 \text{ MeV})$ از کمترین جرم مزون ρ بدست می‌آید.

از معادله (۱۶.۵)، می‌توان رابطه‌ای بین پتانسیل شیمیایی باریونی و شعاع افق پیدا کرد و از طریق این رابطه دمای گذار فاز را بر حسب پتانسیل شیمیایی باریونی بیان کرد. با این حال،

به منظور تعیین پتانسیل شیمیایی و دما در گذار فاز، باید پارامتر نظم تقارن مرکزی گروه پیمانهای را مطالعه کنیم. پارامتر نظم مقدار چشم‌داشتی حلقه پلیاکوف است که توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$\langle \mathcal{P} \rangle = e^{-\frac{V(T)}{T}}, \quad (17.5)$$

که $V(T) = V(r = \infty, T)$ پتانسیل کوارک-پادکووارک سنگین است و r نشان دهنده فاصله آنهاست. در محدوده دوگانی، این کمیت توسط کنش جهان رویه ریسمان، کنش نمبو-گوتو^۵، محاسبه می‌شود

$$\langle \mathcal{P} \rangle \sim \exp(-S_{NG}^{con-shell}). \quad (18.5)$$

دو نقطه انتهای ریسمان باز در مرز زمینه حجمی^۶ در $z = 0$ به عنوان جفت کوارک-پادکووارک در نظر گرفته می‌شود. در فاز محصور، این جفت‌ها حالت‌های مزونی را تشکیل می‌دهند و ریسمان‌های باز با پیکربندی U شکل به بیشینه‌ای در $z = z_*$ پشت دیوار می‌رسند. در فضای $RNAdSBH$ یا فاز نامحصور هنگامی که عمق بیشینه رشته به افق می‌رسد، پیکربندی ریسمان تبدیل به دو ریسمان مستقیم می‌شود که متناظر با کوارک و پادکووارک سنگین آزاد است. کنش نمبو-گوتو که توصیف کننده جهان رویه ریسمان باز است با رابطه زیر داده می‌شود

$$S^{NG} = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d^2\xi \sqrt{\det g_{ab}}, \quad (19.5)$$

که $g_{ab} = g_{\mu\nu} \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu$ سنجه القا شده در جهان رویه دو بعدی است و $g_{\mu\nu}$ سنجه پنج بعدی زمینه است. مختصات (ξ^0, ξ^1) ، g_{ab} را پارامتریزه می‌کند که (a, b) بر روی این دو بعد اجرا می‌شود. پیمانهای ایستایی انتخاب می‌کنیم: $\xi^0 = t$ ، $\xi^0 = x$ و $\xi^0 = z$ را انتخاب می‌کنیم. بنابراین، معادله (۱۹.۵) خواهد بود

$$S^{NG} = \frac{\beta R^2}{2\pi\alpha'} \int_{-\frac{r}{2}}^{\frac{r}{2}} dx \frac{\sqrt{f(z) + z'^2}}{z^2}, \quad (20.5)$$

که β معکوس دما و بسته به فضا $f(z)$ با معادله (۵.۵) یا (۶.۵) داده می‌شود. کوارک و پادکووارک در $(z = 0, x = \mp r/2)$ قرار دارند و پیکربندی ریسمان شرایط مرزی را برآورده می‌کند: $z(x = 0) = z_*$ ، $z(x = \mp r/2) = 0$ و $z'(x = 0) = 0$. از رابطه زیر می‌توان هامیلتونی ریسمان را به عنوان کمیت پایسته بدست آورد

$$\mathcal{H} = z' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial z'} - \mathcal{L} = \frac{-\beta R^2}{2\pi\alpha'} \frac{f(z)}{z^2 \sqrt{f(z) + z'^2}}. \quad (21.5)$$

با استفاده از معادله (۲۱.۵) در $z = z_*$ ، $\mathcal{H} = -\beta R^2 \sqrt{f(z_*)} / (2\pi\alpha' z_*^2)$ ، فاصله بین جفت کوارک-پادکووارک را بدست می‌آوریم

$$r = \int_{-\frac{r}{2}}^{\frac{r}{2}} dx = 2 \int_0^{\frac{r}{2}} dz \frac{1}{z'} = 2 \int_0^{z_*} dz \frac{\sqrt{f(z_*)}}{\sqrt{f(z)}} \frac{z^2}{\sqrt{f(z)z_*^4 - f(z_*)z^4}}. \quad (22.5)$$

⁵Nambu-Goto

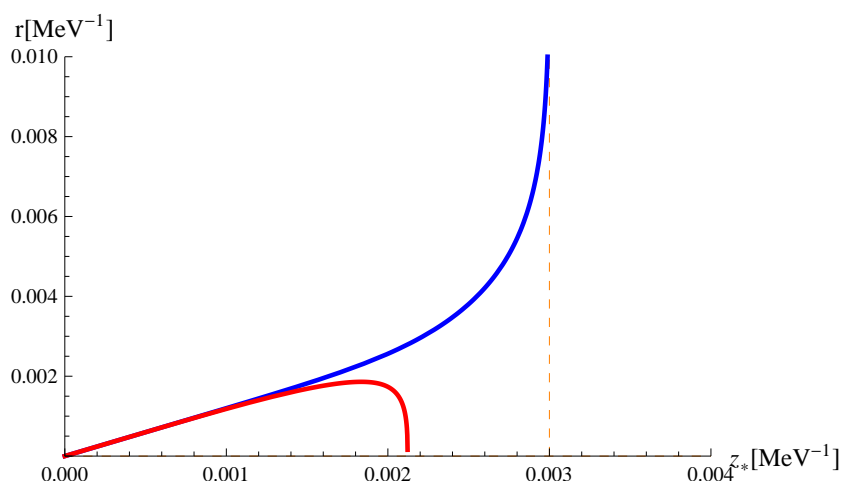
⁶bulk background

علاوه بر این، می‌توان پتانسیل کوآرک-پادکوآرک را بصورت زیر محاسبه کرد

$$V = \frac{R^2}{\pi\alpha'} \left(\int_0^{z_*} dz \frac{\sqrt{f(z)}}{z^2 \sqrt{f(z) - \frac{z^4}{z_*^4} f(z_*)}} - \int_0^{z_m} dz \frac{1}{z^2} \right) \quad (23.5)$$

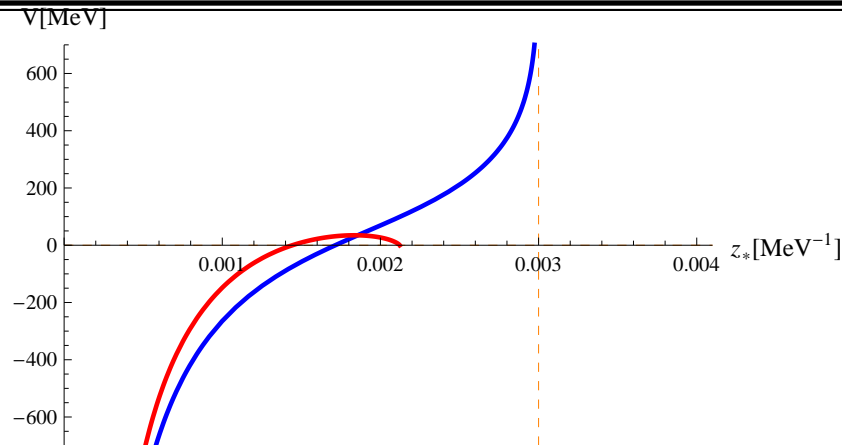
که انتگرال دوم برای بازبهنجار کردن پتانسیل و حذف کردن واگرایی‌ها در $z = 0$ اضافه شده است. جمله دوم که به‌عنوان ریسمانی راست در نظر گرفته می‌شود تحت شرایط $\xi^0 = t$ ، $\xi^1 = z$ و $x = \text{const}$ بدست می‌آید. علاوه بر این، z_m به ترتیب z_h یا z_0 را در $RNAdSBH$ یا $tcAdS$ نشان می‌دهد. در شکل (۱.۵) و (۲.۵)، فاصله و پتانسیل جفت کوآرک-پادکوآرک سنگین را بر حسب z_* در فاز محصور و نامحصور ترسیم کرده‌ایم. در زیر نتایج را توضیح و رفتارهای مختلف پیکربندی ریسمان را به منظور اینکه بفهمیم چه زمانی گذار رخ می‌دهد بر اساس این کمیت‌ها تحلیل می‌کنیم.

در فاز نامحصور، ریسمان به افق می‌رسد که متناظر با کوآرک-پادکوآرک آزاد است. در طول



شکل ۱.۵: فاصله کوآرک-پادکوآرک را بر حسب عمق بیشینه ریسمان در فاز محصور و نامحصور رسم کرده‌ایم. منحنی آبی که به بینهایت می‌رود، این کمیت را در فاز محصور نشان می‌دهد. پتانسیل شیمیایی باریونی که در آن این کمیت در z_* به بینهایت میل می‌کنند و به دیوار می‌رسند 500 MeV است.

گذار یا هادرونیزه شدن، دیوار که محصور بودن را توضیح می‌دهد ظاهر می‌شود و پیکربندی ریسمان تغییر می‌کند. برای $\mu = 0$ ، عمق بیشینه ریسمان می‌تواند فراتر از دیوار برود. بنابراین، می‌توان در نظر داشت که گذار فاز هنگامی رخ می‌دهد که ریسمان به دیوار می‌رسد. سپس می‌توان دمای گذار را از طریق دیوار z_0 پیدا کرد. در حالت پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی دمای گذار بستگی به شعاع افق و پتانسیل شیمیایی باریونی دارد، معادله (۹.۵). از معادله (۱۶.۵) شعاع افق به پتانسیل شیمیایی باریونی مربوط می‌شود. بنابراین، دما را می‌توان توسط μ تعیین کرد. با گرفتن μ ثابت در طی گذار فاز، باید پتانسیل شیمیایی باریونی‌ای را پیدا کنیم



شکل ۲.۵: پتانسیل کوارک-پادکوارک را بر حسب عمق بیشینه ریسمان در فاز محصور و نامحصور رسم کرده‌ایم. منحنی آبی که به بینهایت می‌رود، این کمیت را در فاز محصور نشان می‌دهد. پتانسیل شیمیایی باریونی که در آن این کمیت در z_* به بینهایت میل می‌کند و به دیوار می‌رسند 500 MeV است.

که در آن پتانسیل کوارک-پادکوارک در z_* می‌رسد به بینهایت برود. محاسبات عددیمان، با $N_f = 2$ و $N_c = 3$ ، نشان می‌دهد که این امر برای پتانسیل شیمیایی باریونی در حدود 500 MeV انجام می‌شود.

این مقدار محدود از پتانسیل شیمیایی باریونی را می‌توان با برخی از سناریوهای تولید لپتون توجیه کرد. همان‌طور که مقاله [۸] نشان می‌دهد با عدم تقارن لپتونی بزرگی، $l \simeq 0.02$ ، این پتانسیل‌های شیمیایی باریونی متناهی امکان‌پذیر است، گرچه که محاسبات آن اثرات برهمکنشی را شامل نمی‌شود.

همان‌طور که از شکل (۱.۵) و (۲.۵) می‌بینیم، در فاز محصور، r می‌تواند به بینهایت (خط آبی) برسد، در حالی که در فاز نامحصور به بیشینه‌ای در z_* می‌رسد. همچنین، در فاز محصور پتانسیل می‌تواند به بینهایت برود همان‌گونه که r به بینهایت می‌رود و این بدان معنی است که پارامتر نظم صفر می‌شود. از طرف دیگر، در فاز نامحصور، پتانسیل بیشینه‌ای دارد و پارامتر نظم متناهی است. در این حالت، هنگامی که z_* به افق می‌رسد، پتانسیل صفر می‌شود. این می‌تواند به‌عنوان نقطه تفکیک^۷ تفسیر شود [۸۱] که در آن پیکربندی ریسمان U شکل به دو رشته مستقیم متناظر با کوارک-پادکوارک سنگین و آزاد تبدیل می‌شود.

با توجه به پتانسیل شیمیایی باریونی از مرتبه $\mu = 500$ MeV، از معادله (۱۶.۵) و (۹.۵) دمای گذار فاز $T_* = 112$ MeV بدست می‌آید، که پایین‌تر از مقدار حاصل شده در حالت پتانسیل شیمیایی صفر است. با فرض اینکه دمای گذار معادل با دمای تشکیل حباب‌ها باشد، در نهایت می‌توانیم به صورت تحلیلی گرمای نهان، ϵ_* و α در گذار در حضور پتانسیل شیمیایی

⁷dissociation point

باریونی بدست آوریم

$$\alpha = \frac{81N_c^5}{2(3N_c - \mu^2 N_f z_h^2)^3} \quad (24.5)$$

از این رابطه می‌توان فهمید که گذار فاز نسبت به حالت پتانسیل شیمیایی صفر قوی‌تر می‌شود. همچنین می‌توانیم چگونگی تغییرات α نسبت به تغییرات تعداد طعم را در مدل مطالعه کنیم که در نتیجه آن می‌یابیم که در N_c ثابت، پتانسیل شیمیایی باریونی و α در گذار کاهش می‌یابند هنگامی که تعداد طعم افزایش پیدا می‌کند.

در مورد حباب‌های گریزان برای α_∞ ، سهم اصلی از ذراتی است که در طی گذار سنگین می‌شوند. در نتیجه، برای این گذار Δm می‌تواند به‌عنوان اختلاف جرم کوارک مؤثر [۸۲] و جرم کوارک در فاز نامحصور $\Delta m \approx 400$ MeV تفسیر شود. بدین ترتیب، با $N_a = 6$ برای ذرات کوارک، $N_c = 3$ و $N_f = 2$ برای دو کوارک سنگین مربوطه در دمای گذار، $\alpha > \alpha_\infty$ را بدست می‌آوریم که معیاری است که دیوارهای گریزان برآورده می‌کنند [۴۱، ۸۳] و اگر فرض کنیم هیچ مانع هیدرودینامیکی وجود نداشته باشد و ضخامت دیوار حباب کوچک‌تر از مسیر آزاد میانگین ذرات باشد، این حباب‌ها فرار می‌کنند. با این حال، با در نظر گرفتن فرض‌های دیگر و سرعت‌های ممکن دیوار حباب، این رفتار تغییر خواهد کرد. از این رو، برای انفجارهای یوگت و سرعت‌های غیرنسبیتی، انتظار داریم که α کاهش یابد به طوری که $\alpha \lesssim \alpha_\infty$ شود. برای این موارد ما α را تقریباً α_∞ که در مدل بدست آوردیم می‌گیریم.

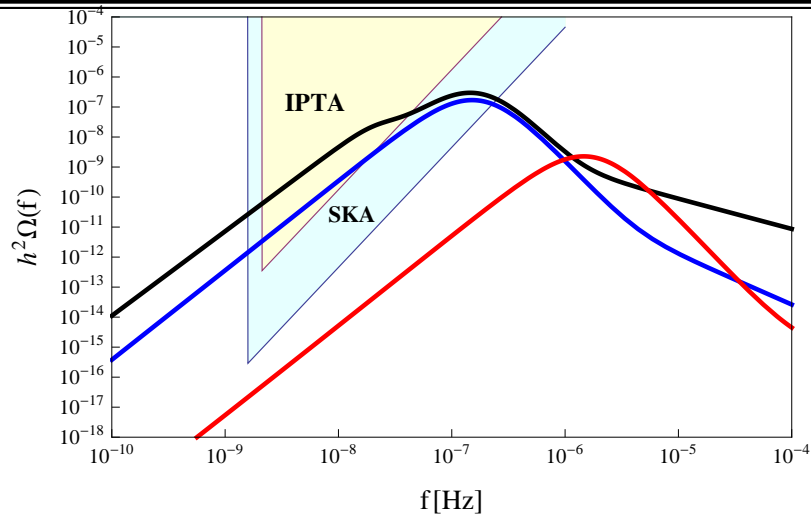
همان‌طور که در بخش پیش بحث کردیم، می‌توان فرض کرد که $\tau = 10H_*$ که به مدت گذار فاز مربوط است. در نهایت، قرار دادن پارامترهای مربوطه در معادله (۴۷.۱)، (۵۲.۱) و (۵۳.۱) می‌توان طیف امواج گرانشی تولید شده در طی گذار را شناسایی کرد.

در شکل (۳.۵) امواج گرانشی برای رژیم‌های متمایز سرعت دیوار را نشان داده‌ایم. برای احتراق با $v_b = 0.1$ ، آشکارسازها قادر به ضبط سیگنال نیستند، در حالی که در مورد انفجار یوگت، که در اینجا سرعت حباب به $v_b = 0.96$ می‌رسد، و حباب‌های گریزان انتظار داریم که سیگنال‌هایشان را در آینده نزدیک ردیابی کنند.

۳.۵ گذار فاز مرتبه اول در حضور پتانسیل شیمیایی و

امواج گرانشی آن در مدل دیوار نرم

در این بخش تلاش می‌کنیم کمیت‌های مورد نیاز را در مدل دیوار نرم پیدا کنیم که در آن برش فضا به نرمی توسط یک میدان دیلاتون غیردینامیکی انجام می‌شود. بنابراین، همان حل‌های مشابهی را در نظر می‌گیریم که در معادله (۴.۵). با این حال، از آنجا که اعمال برش IR در این مدل‌ها بطور متفاوت انجام می‌شود، نتایج متفاوت حاصل می‌شود. کنش گرانشی



شکل ۳.۵: امواج گرانشی گذار فاز محصور-نامحصور را نشان می‌دهیم که توسط آشکارسازهای *IPTA* و *SKA* قابل شناسایی هستند. منحنی سیاه، خط بالا، طیف امواج گرانشی در مورد حباب‌های گریزان است، منحنی آبی نشان دهنده انفجار یوگت و منحنی قرمز، خط پایین، متعلق به احتراق با سرعت غیرنسبیتی است.

اقلیدسی در پنج بعد توسط رابطه زیر داده می‌شود
(۲۵.۵)

$$S = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\phi} \left[\frac{-1}{2k^2} (\mathcal{R} - 2\Lambda) - \frac{1}{4g_5^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{k^2} \int d^4x \sqrt{\bar{g}} e^{-\phi} \left[\frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} n^\mu) \right].$$

شرایط مرزی میدان پیمانه‌ای در افق، n^μ و \bar{g} برابر با مدل پیشین برای فضای *RNAdSBH* است. از این رو چگالی کنش به شرح زیر است

$$\begin{aligned} I^{RN} &= \frac{R^3}{k^2} \int_0^{\beta_{RN}} dt \int_\epsilon^{z_h} dz e^{-\phi} \left(\frac{4}{z^5} - \frac{4k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2 z}{z_h^4} \right) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{RN}} dt \sqrt{\bar{g}} e^{-\phi} \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\mu (\sqrt{g} n^\mu) \\ &= \frac{-R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left[\frac{3}{\epsilon^4} - \frac{2c}{\epsilon^2} + c^2 \ln(-c\epsilon^2) + c^2 \left(\frac{1}{2} + \gamma \right) - \frac{e^{-cz_h^2}}{z_h^4} (cz_h^2 - 1) - c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) \right] \\ &\quad - \frac{2k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^4} \left(\frac{e^{-cz_h^2}}{c} - \frac{1}{c} + 2z_h^2 \right) - \frac{2}{z_h^4}. \end{aligned} \quad (۲۶.۵)$$

نتیجه دارای بینهایت‌هایی است و ما باید با افزودن کنش زیر آن را متناهی کنیم

$$\begin{aligned} I_{ct}^{RN} &= \frac{1}{k^2 R} \int_0^{\beta_{RN}} dt \sqrt{\bar{g}} e^{-\phi} \left(3 + \phi + \phi^2 \ln(-\phi) \right) \\ &= \frac{R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left(\frac{3}{\epsilon^4} - \frac{3}{2z_h^4} - \frac{k^2}{g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^2} - \frac{2c}{\epsilon^2} + c^2 \ln(-c\epsilon^2) + \frac{c^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (۲۷.۵)$$

کنش کل بصورت زیر خواهد بود

(۲۸.۵)

$$I_t^{RN} = \frac{R^3 \beta_{RN}}{k^2} \left[-c^2 \gamma + \frac{e^{-cz_h^2}}{z_h^4} (cz_h^2 - 1) + c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) + \frac{2k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^4} \left(\frac{e^{-cz_h^2}}{c} - \frac{1}{c} + \frac{z_h^2}{2} \right) + \frac{1}{2z_h^4} \right].$$

با همان روش، می‌توانیم کمیت‌های مورد نظر برای فضای $tcAdS$ را نیز محاسبه کنیم. توجه شود که برای این فضا شرایط مرزی برای میدان پیمانه‌ای منجر به $\tilde{Q} = 3c\mu/2$ می‌شود، در حالی که n^μ و \tilde{g} همانند مدل دیوار سخت است.

$$\begin{aligned} I^{tc} &= \frac{R^3}{k^2} \int_0^{\beta_{tc}} dt \int_{\epsilon'} dz e^{-\phi} \left(\frac{4}{z^5} - \frac{3k^2 c^2 \mu^2 z}{g_5^2 R^2} \right) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\beta_{tc}} dt \sqrt{\tilde{g}} e^{-\phi} \frac{1}{\sqrt{\tilde{g}}} \partial_\mu (\sqrt{\tilde{g}} n^\mu) \\ &= \frac{-R^3 \beta_{tc}}{k^2} \left(\frac{3}{\epsilon'^4} - \frac{2c}{\epsilon'^2} + c^2 \ln(-c\epsilon'^2) \right) + c^2 \left(\frac{1}{2} + \gamma \right) + \frac{2k^2 \mu^2 c}{3g_5^2 R^2} \end{aligned} \quad (۲۹.۵)$$

کنش اضافی و I_t^{tc} نیز بصورت زیر بدست می‌آیند

$$\begin{aligned} I_{ct}^{tc} &= \frac{1}{k^2 R} \int_0^{\beta_{tc}} dt \sqrt{\tilde{g}} e^{-\phi} (3 + \phi + \phi^2 \ln(-\phi)) = \frac{R^3 \beta_{tc}}{k^2} \left(\frac{3}{\epsilon'^4} - \frac{2c}{\epsilon'^2} + c^2 \ln(-c\epsilon'^2) + \frac{c^2}{2} \right) \\ I_t^{tc} &= \frac{R^3 \beta_{tc}}{k^2} \left(-c^2 \gamma - \frac{3k^2 c \mu^2}{2g_5^2 R^2} \right) \end{aligned} \quad (۳۰.۵)$$

دوباره با قرار دادن $\beta_{RN} = \beta_{tc}$ و $\epsilon = \epsilon'$ ، می‌توانیم ΔF را بخوانیم

(۳۱.۵)

$$\Delta F \simeq \frac{R^3}{k^2} \left[\frac{e^{-cz_h^2}}{z_h^4} (cz_h^2 - 1) + c^2 \text{Ei}(-cz_h^2) + \frac{2k^2}{3g_5^2 R^2} \frac{\mu^2}{z_h^4} \left(\frac{e^{-cz_h^2}}{c} - \frac{1}{c} + \frac{z_h^2}{2} \right) + \frac{1}{2z_h^4} + \frac{3k^2 c \mu^2}{2g_5^2 R^2} \right].$$

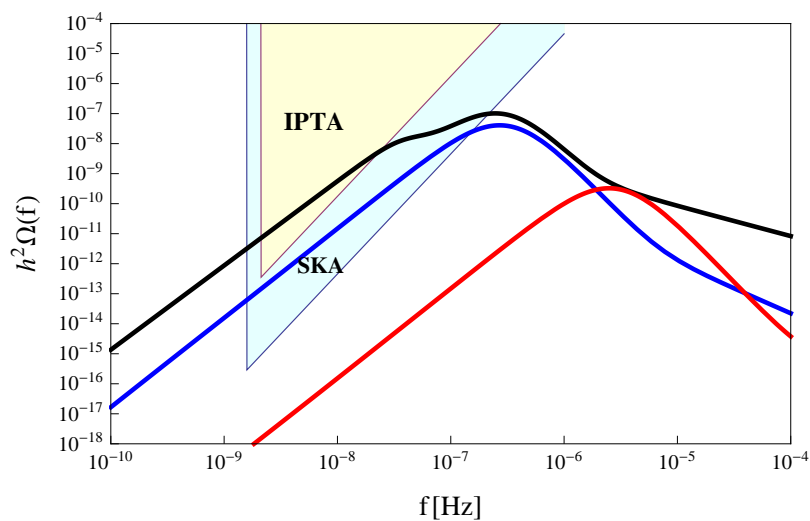
گذار فاز هاوکینگ-پیچ از $\Delta F = 0$ بدست می‌آید و از این معادله z_h به μ مربوط می‌شود. علاوه بر این، مشابه با استدلال‌های مدل پیشین، برای پیدا کردن دما و پتانسیل شیمیایی باریونی در گذار فاز، رفتار پارامتر نظم را در طی گذار بررسی می‌کنیم. توجه داشته باشید که در مدل دیوار نرم به منظور فهمیدن پتانسیل کوآرک-پادکوآرک سنگین، باید عامل پوششی^۸ مثبت را برای مدل اعمال کنیم. این بدان معنی است که کنش نمبو-گوتو توسط رابطه زیر داده می‌شود

$$S^{NG} = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d^2\xi e^{cz^2} \sqrt{\det g_{ab}}. \quad (۳۲.۵)$$

با پیروی از همان روش و بحث در مدل دیوار سخت، پتانسیل شیمیایی باریونی در گذار حدود 100 MeV می‌شود. از $\sqrt{c} = 388$ MeV و $\mu = 100$ MeV، دمای گذار فاز $T_* = 192$ MeV می‌شود. همچنین از معادله (۳۱.۵) می‌توانیم گرمای نهان و α را بطور عددی محاسبه کنیم. (در اینجا نیز گذار فاز قوی‌تر از حالت پتانسیل شیمیایی صفر است.)

همچنین می‌توانیم کمیت α_∞ را محاسبه کنیم و در مورد انفجار یوگت و همچنین سرعت‌های غیرنسبیتی انتظار داریم α در حدود این α_∞ برسد. همان‌طور که از شکل (۳.۴) دیده می‌شود، برای $\tau = 10H_*$ امواج گرانشی در رژیم‌های انفجار یوگت، که $v_b = 0.92$ می‌رسد، و حباب‌های گریزان، که قله فرکانسی آنها حدود 10^{-7} Hz است، توسط $IPTA$ و SKA قابل شناسایی است.

^۸wrap factor



شکل ۴.۵: طیف امواج گرانشی محاسبه شده در مدل دیوار نرم با همان شرایط ذکر شده در شکل ۳.۵ نشان داده شده است.

فصل ۶

باریون‌زایی در گذار فاز الکتروضعیف از طریق امواج گرانشی دستگرد

۱.۶ مقدمه

مشاهدات تجربی کیهان‌شناسی نشان‌دهنده این واقعیت است که مقدار ماده موجود در جهان از پادماده بیشتر است. این عدم تقارن با کمیت $\eta_B \equiv n_B/s$ نمایش داده می‌شود که در آن n_B چگالی عدد باریونی خالص و s چگالی انتروپی کیهان است. این کمیت را می‌توان از طریق اندازه‌گیری‌های مربوط به BBN و فراوانی هسته‌های سبک و نیز از طریق CMB معین نمود. نتایج این دو روش مستقل، کاملاً همخوانی دارند و مقدار این عدم تقارن باریونی را برابر $\eta_B = (0.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ می‌کنند [۸۴].

هر سناریویی که برای توضیح عدم تقارن باریونی کیهان ساخته می‌شود، لازم است که سه شرط ساخاروف را برآورده نماید. این سه شرط عبارتند از: ۱- نقض پایستگی عدد باریونی ۲- نقض تقارن CP ۳- خروج از تعادل گرمایی. سناریوهای باریون‌زایی که در طول گذار فاز EW که ظاهراً شرط سوم را تأمین می‌کند، مطرح می‌شوند باریون‌زایی EW نامیده می‌شوند. در مدل استاندارد ذرات بنیادی، شرط اول ساخاروف را می‌توان از ناهنجاری مثلثی^۱ یا همان

^۱triangle anomaly

ناهنجاری ABJ به دست آورد

$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = \frac{3g^2}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} W_{\mu\nu}^i W_{\alpha\beta}^i - \frac{3g'^2}{64\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} B_{\mu\nu} B_{\alpha\beta}, \quad (1.6)$$

که در آن J_B^μ و J_L^μ به ترتیب جریان‌های باریونی و لپتونی هستند و $W_{\mu\nu}^a$ شدت میدان $SU(2)_L$ و شدت میدان $U(1)_Y$ است (در بخش بعد این کمیت‌ها را با جزئیات بیشتری بررسی می‌کنیم). جمله دوم در صورتی که میدان پیمانه‌ای دستگرد باشد، به نقض عدد باریونی و لپتونی سهم می‌دهد [۸۵]. علاوه بر این، ناهنجاری دیگری به نام ناهنجاری گرانشی دستگرد در مدل استاندارد وجود دارد که می‌تواند به نقض عدد لپتونی بینجامد [۲۳]. این ناهنجاری با رابطه زیر داده می‌شود

$$\partial_\mu J_L^\mu = \frac{N}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} R_{\mu\nu\rho\sigma} R_{\alpha\beta}^{\rho\sigma} = \frac{N}{16\pi^2} R\tilde{R}, \quad (2.6)$$

که در آن برای مدل استاندارد $N = 3$ است که از اختلاف تعداد درجات آزادی چپ دست و راست دست در بخش لپتونی (نوترینوها) ناشی می‌شود، اما در مدل‌های ورای استاندارد این عدد ممکن است کمتر از ۳ باشد [۸۶]. همچنین $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ تانسور خمیدگی فضا-زمان است. مقدار کمیت $R\tilde{R}$ از مقدار اولیه خود یعنی صفر تغییر نمی‌کند مگر اینکه مولفه‌های دستگرد سنجه دارای تحول زمانی متفاوت باشند که این امر در صورت وجود یک منبع نقض کننده CP در سیستم محقق می‌شود. بدلیل وجود این ناهنجاری گرانشی، لپتون‌ها و پادلپتون‌های دستگرد می‌توانند در فرایندها تولید شوند. اسفلرون‌ها بر لپتون‌های چپ دست عمل کرده و آنها را به پادکوارک تبدیل می‌کنند. همچنین با عمل بر پادلپتون‌های راست دست، آنها را به کوارک تبدیل می‌کنند. این دو فرایند رقیب در غیاب منبع ناقض تقارن CP نمی‌توانند به عدم تقارن خالص ماده و پادماده منجر شوند زیرا با وجود این تقارن، دو فرایند با آهنگ برابر انجام می‌شوند. در صورت وجود چنین منبعی و نیز در صورتی که گذار فاز EW از نوع مرتبه اول قوی باشد، فرایندهایی که ذرات واسط آنها اسفلرون‌ها هستند، در فاز شکسته به‌طور نمایی متوقف گشته و عدم تقارن ماده-پادماده تولید شده حفظ می‌شود [۸۷]. با این حال، شایان ذکر است که سناریوهای معمول برای باریون‌زایی EW در مدل استاندارد قادر به توضیح عدم تقارن باریونی مشاهده شده نیستند زیرا گذار فاز EW مرتبه اول قوی و نیز مقدار کافی از نقض CP در این سناریوها قابل تأمین نیست. در نتیجه، مدل‌های ورای استاندارد فراوانی از جمله مدل‌های ابرتقارن و مدل‌هایی که در آنها بخش هیگز گسترش داده شده است برای حل این معما پیشنهاد شده‌اند [۳۰]. در این مدل‌ها در اثر شکست تقارن EW گذار فازی قویا مرتبه اول که در آن دو حالت ترمودینامیکی توسط دیواره حباب‌های فاز جدید از هم جدا می‌شوند، محقق می‌شود.

همان‌طور که پیش‌تر گفته شد، در طول تاریخ کیهان، گذار فازهای مرتبه اول از جنبه‌ای دیگر نیز دارای اهمیت زیادی هستند و آن اینکه این گذار فازها منابع تابش امواج گرانشی هستند که نه تنها ابزاری قوی برای کاوش کیهان اولیه به‌شمار می‌آیند، بلکه تحولات کیهانی را تحت

تأثیر قرار می‌دهند.

در این فصل ما یک سازوکار جدید برای باریون‌زایی در طی گذار فاز EW مرتبه اول بر اساس ناهنجاری گرانشی پیشنهاد می‌کنیم و نشان می‌دهیم که این اثر می‌تواند همانند دیگر سازوکارهایی که تاکنون برای باریون‌زایی EW برشمرده شده‌اند مهم باشد. در طی یک گذار فاز EW مرتبه اول، امواج گرانشی تولید شده در حضور میدان‌های مغناطیسی مارپیچی نیز امواجی دستگرد خواهند بود یعنی افت و خیزهای مولفه‌های چپ دست و راست دست سنجه دارای روابط پاشندگی (معادلات حرکت) متفاوت خواهند بود. ضمناً، مؤلفه مارپیچی میدان مغناطیسی، یک منبع ناقص CP را در این مدل فراهم می‌کند. نشان می‌دهیم که این سازوکار به یک ناهنجاری گرانشی غیرصفر منجر می‌شود و سپس برای مقادیری از میدان مغناطیسی که با میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس مشاهده شده امروزی سازگار است، عدم تقارن باریونی را بر اساس فرایندهای اسفلرونی به دست می‌آوریم. هر چند می‌توان مدلی خاص را برای محاسبات انتخاب نمود و محاسبات را به آن محدود کرد، این سازوکار برای هر تعمیمی از مدل استاندارد که به گذار فاز EW مرتبه اول قوی منجر شده و امواج گرانشی دستگرد تولید می‌کند قابل کاربرد است. بنابراین، فرض می‌کنیم که در تعمیمی مناسب از مدل استاندارد، چنین گذار فاز EW قوی مرتبه اولی محقق گشته است.

در بخش‌های بعد، ابتدا به بررسی شروط ساختاروف در گذار فاز EW و فرایندهای ممکن برای تحقق این شروط در مدل استاندارد می‌پردازیم. در ادامه، ناهنجاری گرانشی را بر حسب اختلالات سنجه FRW بدست می‌آوریم و سپس میدان مغناطیسی تولید شده در یک گذار فاز EW مرتبه اول را مورد بررسی قرار می‌دهیم و تانسور انرژی تکانه این میدان را که به تولید امواج گرانشی دستگرد منجر می‌شود، محاسبه می‌کنیم. پس از آن با حل معادله حرکت این امواج گرانشی، جمله ناهنجاری گرانشی را محاسبه نموده و چگالی عدد لپتونی را از معادله ناهنجاری گرانشی بدست می‌آوریم. در نهایت، نتایج عددی این محاسبات را برای عدم تقارن باریونی ارائه می‌کنیم.

۲.۶ باریون‌زایی الکتروضعیف

۱.۲.۶ نقض عدد باریونی و لپتونی

در مدل استاندارد عدد باریونی و لپتونی می‌توانند نقض شوند، اثری غیراختلالی که بطور کامل در برهمکنش‌های داخل آزمایشگاه‌ها در انرژی‌های امروزی قابل چشم‌پوشی است ولی برای فیزیک جهان اولیه بسیار مهم است. لاگرانژی مدل استاندارد با قسمت‌های EW و QCD آن تحت تبدیلات فاز سراسری $U(1)_L$ و $U(1)_B$ ناورداست که L و B به اعداد باریونی و لپتونی

اشاره دارد

$$q \rightarrow e^{iw/3}q, \quad \ell \rightarrow \ell \quad (۳.۶)$$

$$\ell \rightarrow e^{i\theta}\ell, \quad q \rightarrow q$$

که $q = u, \dots, t$ میدان‌های کوارکی و $\ell = e, \dots, \nu_\tau$ میدان‌های لپتونی هستند. تقارن لاگرانژی نسبت به این تبدیلات طبق قضیه نوتر^۲ منجر به پایستگی اعداد باریونی و لپتونی به‌عنوان کمیت بقا قرار می‌گیرد. همچنین جریان‌های تقارنی مربوطه J_μ^L و J_μ^B در سطح کلاسیکی یا نمودارهای درختی^۳ پایسته باقی می‌مانند

$$\partial^\mu J_\mu^B = \frac{1}{2} \sum_q \bar{q} \gamma_\mu q = 0, \quad \partial^\mu J_\mu^L = \frac{1}{2} \sum_\ell \bar{\ell} \gamma_\mu \ell = 0. \quad (۴.۶)$$

با این حال، در سطح افت و خیزهای کوانتومی با در نظر گرفتن بحث‌های غیراختلالی، که در ادامه به آن می‌پردازیم، این تقارن‌ها بطور صریح می‌شکنند. در نظریه کوانتومی، ناهنجاری‌های تقارن دستوارگی با در نظر گرفتن نمودارهای مثلثی، شکل (۱.۶)، وارد می‌شوند [۲۷]، که در آنها در واقع بهای ناوردایی جریان‌های پیمانه‌ای ناپایستگی جریان‌های محوری^۴ $J^{\mu 5} = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi$ صورت زیر داده می‌شود

$$\partial_\mu J^{\mu 5} = \frac{-g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^i \tilde{F}^{i\mu\nu} \quad (۵.۶)$$

که $\tilde{F}^{i\mu\nu} = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta}^i / 2$ شدت میدان (غیر)آبلی و g ثابت جفت‌شدگی است. برای میدان گرانشی بجای شدت $F_{\mu\nu}$ ۲- فرم خمیدگی^۵ قرار می‌گیرد. اگر برهمکنش گرانشی را هم در نظر بگیریم، این جریان محوری می‌تواند به میدان گرانشی هم جفت شود که منجر به ناهنجاری گرانشی دستگرد می‌شود [۸۸].

این جریان‌های محوری می‌توانند به جریان‌های باریونی و لپتونی مرتبط شوند از آنجا که فرمیون‌های نظریه EW بصورت دستگرد با میدان‌های پیمانه‌ای جفت می‌شوند و می‌توان به‌عنوان مثال جریان باریونی را بصورت زیر نوشت

$$J_\mu^B = 1/4[\bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma^5) q + \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) q] = 1/2[\bar{q}_L \gamma_\mu q_L + \bar{q}_R \gamma_\mu q_R] \quad (۶.۶)$$

که فقط بخش جریان محوری به ناهنجاری سهم می‌دهد. در برهمکنش‌های EW بوزون‌های پیمانه‌ای ضعیف W_μ^i تنها با فرمیون‌های چپگرد ($\psi_L = q_L, \ell_L$) و بوزون‌های ابربار با ψ_L, ψ_R با شدت‌های متفاوت جفت می‌شوند. با این ملاحظات در نهایت می‌توان رابطه زیر را بدست آورد

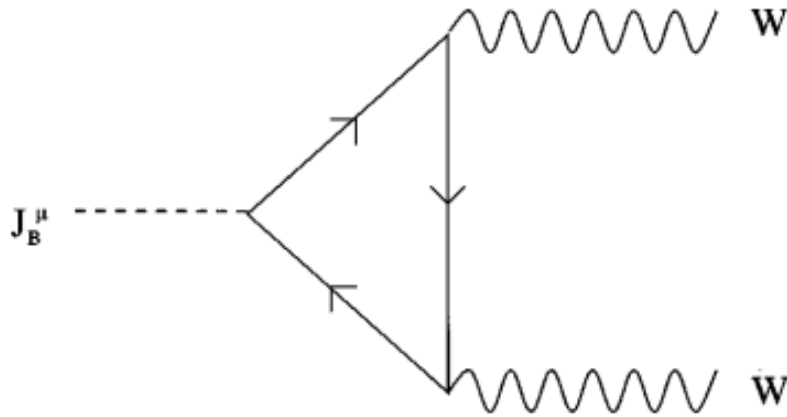
$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = n_f \left(\frac{g^2}{32\pi^2} W_{\mu\nu}^i \tilde{W}^{i\mu\nu} - \frac{g'^2}{32\pi^2} B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} \right) \quad (۷.۶)$$

^۲Noether

^۳tree diagrams

^۴axial

^۵2-form curvature



شکل ۱.۶: نمودار مثلی که به ناهنجاری جریان‌های باریونی و لپتونی سهم می‌دهد [۱۹].

که $W_{\mu\nu}^i$ تانسور شدت میدان $SU(2)_L$ ، $B_{\mu\nu}$ تانسور شدت میدان $U(1)_Y$ و $n_f = 3$ تعداد نسل‌های فرمیونی است. g و g' ثابت‌های جفت‌شدگی $SU(2)_L$ و $U(1)_Y$ هستند. با توجه به رابطه زیر

$$2\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\alpha W_\beta^i = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}(\partial_\alpha W_\beta^i - \partial_\beta W_\alpha^i) \quad (۸.۶)$$

و همچنین

$$\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}W_{\alpha\beta}^i = 2\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\alpha W_\beta^i - g\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{ijk}W_\alpha^jW_\beta^k \quad (۹.۶)$$

دو قسمت معادله (۷.۶) را می‌توان بصورت زیر نوشت

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu}\tilde{B}^{\mu\nu} &= \frac{1}{2}B_{\mu\nu}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}B_{\alpha\beta} = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\mu A_\nu B_{\alpha\beta} \\ W_{\mu\nu}^i\tilde{W}^{i\mu\nu} &= \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}W_{\alpha\beta}^i \\ &= \frac{1}{2}[\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\varepsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k][2\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\alpha W_\beta^i - g\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{ijk}W_\alpha^jW_\beta^k] \\ &= 2\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\mu W_\nu^i\partial_\alpha W_\beta^i - 2g\partial_\mu W_\nu^i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{ijk}W_\alpha^jW_\beta^k \\ &= 2\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\partial_\mu[W_\nu^i(\partial_\alpha W_\beta^i) - \frac{g}{3}\varepsilon^{ijk}W_\nu^iW_\alpha^jW_\beta^k]. \end{aligned} \quad (۱۰.۶)$$

در نتیجه، می‌توان معادله (۷.۶) را بصورت زیر بنویسیم

$$\partial^\mu J_\mu^B = \partial^\mu J_\mu^L = n_f\partial_\mu K^\mu \quad (۱۱.۶)$$

که در آن

$$K^\mu = \frac{g^2}{32\pi^2}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}(W_{\nu\alpha}^iW_\beta^i - \frac{1}{3}g\varepsilon_{ijk}W_\nu^iW_\alpha^jW_\beta^k) - \frac{g'^2}{32\pi^2}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}B_{\nu\alpha}A_\beta. \quad (۱۲.۶)$$

در واقع $\partial_\mu K^\mu$ دومین فرم چرن و نوردای پیمانهای و همچنین K^μ دومین فرم چرن-سایمونز^۶ است. برای مطالعه ویژگی‌های توپولوژیک میدان‌های پیمانهای، مرسوم است تا پتانسیل و تانسور شدت میدان را به‌عنوان فرم‌های مختلف بیان کنیم (خواننده می‌تواند برای بحث در مورد فرم‌های چرن و چرن-سایمونز به مرجع [۸۹] مراجعه کند). اگر از $\partial_\mu K^\mu$ روی فضا زمان انتگرال بگیریم، با استفاده از قانون گاوس آن را تبدیل به انتگرال سطحی در بینهایت می‌کنیم و در بینهایت شدت میدان‌ها به صفر میل می‌کنند. در نهایت، با انجام این انتگرال عدد چرن را بصورت زیر بدست خواهیم آورد

$$\int d^4x \partial_\mu K^\mu = \frac{g^3}{96\pi^2} \int_s d^3x n_\mu \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_{ijk} W_\nu^i W_\alpha^j W_\beta^k \quad (۱۳.۶)$$

اکنون، فضا زمان استوانه‌ای شکلی را در نظر بگیرید که دو انتهای آن در t_i و t_f قرار دارند و حجم استوانه به بینهایت میل می‌کند. از آنجا که $\partial_\mu K^\mu$ نوردای پیمانهای است، شرط پیمانهای موقت $W_0^i = 0$ را انتخاب می‌کنیم. با انتخاب این پیمانها هیچ سهمی از مرز در بینهایت فضایی وجود ندارد. بنابراین، با جدا کردن متغیرهای فضایی و زمانی در آخر رابطه زیر را بدست می‌آوریم

$$\int d^3x dt \partial_\mu K^\mu = N_{cs}(t_f) - N_{cs}(t_i) \quad (۱۴.۶)$$

$$N_{cs}(t) = \frac{g^3}{96\pi^2} \int d^3x \varepsilon_{abc} \varepsilon^{ijk} W_i^a W_j^b W_k^c \quad (۱۵.۶)$$

که $N_{cs}(t)$ عدد چرن-سایمونز است. در نتیجه، انتگرال فضایی و زمانی، از زمان t_i تا t_f ، روی دومین فرم چرن تغییر در عدد چرن-سایمونز را می‌دهد. این اعداد بارهای توپولوژیکی هستند که حالت‌های خلأ تبهگن را با اعداد مختلف طبقه‌بندی می‌کنند.

با این حال، لازم به ذکر است بخش $U(1)_Y$ نیز می‌تواند به انتگرال (۱۳.۶) سهم بدهد. در صورت وجود میدان‌های ابرمغناطیس زمینه در دماهای بالاتر از گذار فاز EW ، این میدان‌ها که بصورت دستگرد با ذرات جفت می‌شوند می‌توانند در پلازما در مقیاس‌های بزرگ باقی بمانند. در نتیجه جمله دوم (۱۲.۶) که متناسب با خصلت مارپیچی مغناطیسی^۷، $A \cdot B$ ، است، که در آن B میدان ابرمغناطیس است، می‌تواند منجر به ΔN_{cs} و عدد باریونی غیرصفر شود [۵]. این دستگردی مغناطیسی غیرصفر که نافض CP است و منجر به ΔN_{cs} غیرصفر می‌شود دال بر این نکته است که میدان ابربار از نظر توپولوژی غیربدیهی است.

عدد چرن یا عدد اینستانتون نامیده می‌شود. اینستانتون‌ها سالیتان‌های^۸ توپولوژیک نظریه یانگ-میلز ساده^۹ هستند که در فضا زمان ۴-بعدی اقلیدسی تعریف شده‌اند. اینستانتون‌ها گذارهایی را بین حالت‌های $|i, t_i\rangle$ و $|f, t_f\rangle$ متناظر با تغییر اعداد باریونی و لپتونی $\Delta B =$

^۶Chern-Simons

^۷magnetic helicity

^۸solitons

^۹pure Yang-Mills theory

$\Delta L = n_f \Delta N_{cs}$ انجام می‌دهند. در دماهای صفر، چگالی فرمیون‌ها و انرژی ذرات برخورد کننده پایین است، بنابراین فرایندهای نقض عدد باریونی و لپتونی از طریق فرایند تونل زنی خلأهای کلاسیکی رخ می‌دهند. دامنه تونل‌زنی بین خلأهای تبهگن با $\exp(-S_E)|_{inst}$ متناسب است، که S_E کنش اقلیدوسی پیمانه‌ای خالص است. در اینجا محاسبه کلاسیکی توفت را دنبال می‌کنیم [۹۰]. اگر حالتی را که در آن اینستانتون بین دو خلأ مجاور قرار گیرد در نظر بگیریم، آنگاه بار توپولوژیک چنین جوابی $\Delta N_{cs} = 1$ است. کمیت مثبت زیر را در نظر بگیرید

$$\int d^4x (W_{\mu\nu}^i - \tilde{W}_{\mu\nu}^i)^2 \geq 0 \quad (۱۶.۶)$$

که با بسط آن خواهیم داشت

$$\int d^4x (W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} + \tilde{W}^{i\mu\nu} \tilde{W}_{\mu\nu}^i - 2W_{\mu\nu}^i \tilde{W}_{\mu\nu}^i) \geq 0. \quad (۱۷.۶)$$

از طرفی با توجه به رابطه زیر

$$\int d^4x (W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} + \tilde{W}^{i\mu\nu} \tilde{W}_{\mu\nu}^i) = 8S_E \quad (۱۸.۶)$$

و همچنین رابطه (۷.۶)، می‌توان (۱۷.۶) را برحسب کنش اقلیدوسی و عدد چرن-سایمونز نوشت

$$8S_E - \frac{64\pi^2}{g^2} \Delta N_{cs} \geq 0. \quad (۱۹.۶)$$

بنابراین با $\Delta N_{cs} = 1$ و در نتیجه $S_E = 8\pi^2/g^2$ ، آهنگ بر واحد حجم فرایندهای نقض عدد باریونی در دمای صفر تقریباً بصورت زیر خواهد بود

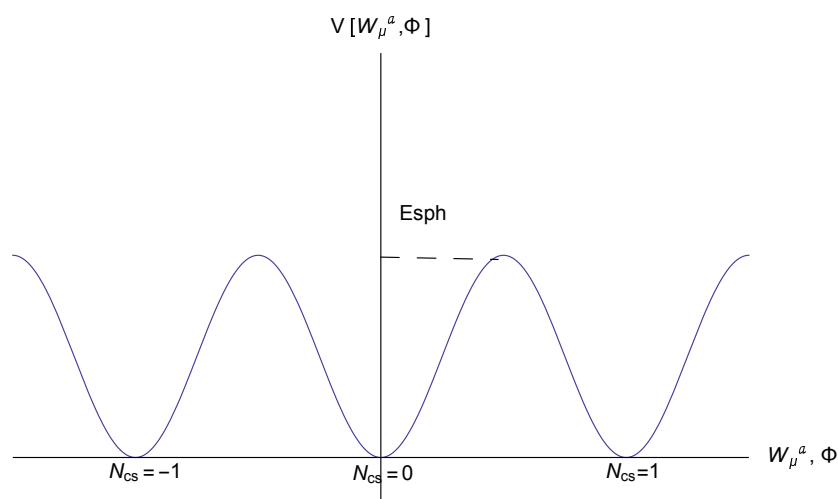
$$\Gamma(T=0) \sim \exp(-2S_E) \sim 10^{-170}. \quad (۲۰.۶)$$

این مقدار آنقدر کوچک است که اگر همیشه جهان در دمایی نزدیک صفر بود چنین فرایندی هرگز در طول تحول جهان رخ نمی‌داد.

در فضای پیکربندی میدان پیمانه‌ای و میدان هیگز، خلأهای نظریه EW با بارهای توپولوژیک مختلف بوسیله مانعی پتانسیلی جدا می‌شوند. همان‌طور که پیش‌تر گفته شد این خلأها تبهگن هستند و نظریه‌های میدانی که حول این خلأها ساخته می‌شود با هم معادلند. با این حال، گذار بین این خلأها به ناهنجاری منجر می‌شود که عدد باریونی و لپتونی را نقض می‌کنند و از نظر کلاسیکی ممنوع هستند.

همان‌طور که از شکل (۲.۶) دیده می‌شود خلأهای مجاور از یکدیگر جدا شده‌اند. جواب‌های پایدار غیراختلالی معادلات میدان بخش هیگز-پیمانه مدل استاندارد اسفلرون نامیده می‌شوند که عدد چرن-سایمونز آن $1/2$ است

$$E_{sph}(T) = \frac{4\pi}{g} \nu_T f\left(\frac{\lambda}{g}\right) \quad (۲۱.۶)$$



شکل ۲.۶: انرژی اسفلرون و همچنین خلاهای مختلف نظریه EW با بارهای توپولوژیک آنها نشان داده شده است.

که مقدار چشم‌داشتی خلأ میدان هیگز مدل استاندارد در دمای T است. پارامتر f در بازه $1.6 < f < 2.7$ داده می‌شود که به مقدار جرم هیگز مدل استاندارد وابسته است [۹۱]. در دمای صفر $\nu_{T=0} = 246 \text{ GeV}$ است که مقدار انرژی اسفلرون را در بازه $8 \text{ TeV} < E_{sph}(T=0) < 14 \text{ TeV}$ می‌دهد. در دماهای بالا وقتی دما با ارتفاع مانع بین خلاها (شکل ۲.۶) قابل قیاس می‌شود، گذارهای گرمایی می‌توانند بالای مانع رخ دهند. آهنگ بر واحد حجم این گذارهای گرمایی در دماهای $T < 100 \text{ GeV}$ که در آن $\nu_T \neq 0$ است بصورت زیر داده می‌شود [۹۲]

$$\Gamma(T) = k_1 \left(\frac{m_W}{\alpha_w T} \right)^3 m_W^4 \exp(-E_{sph}(T)/T) \quad (۲۲.۶)$$

که $m_W(T) = g\nu_T/2$ جرم وابسته به دمای بوزون W است و k_1 ثابت بدون است. همچنین آهنگ بر واحد حجم فرایندهای نقض عدد باریونی در فاز متقارن EW در دماهای $T > T_{EW} \sim 100 \text{ GeV}$ بوسیله رابطه زیر داده می‌شود [۹۳]

$$\Gamma(T) = (1.05 \pm 0.08) \times 10^{-6} T^4. \quad (۲۳.۶)$$

با مقایسه آهنگ انبساط هابل، $H \simeq T^2/M_p$ ، با آهنگ این فرایندها که در آنها $B - L$ پایسته می‌ماند، می‌توان نتیجه گرفت که اسفلرون‌ها زیر دمای 10^{13} GeV تا زمان گذار فاز EW وقتی که بصورت نمایی ممنوع شوند در تعادل گرمایی قرار دارند. در نتیجه سناریوهای باریون‌زایی که در دماهای بالاتر از گذار فاز EW ارائه می‌شوند نیاز است که تقارن $B - L$ نیز نقض شود.

۲.۲.۶ نقض C و CP

دومین شرطی که لازم است تا بتوانیم عدم تقارن مشاهده شده در جهان را از شرایط متقارن اولیه توضیح بدهیم نقض C و CP است. اگر C و CP تقارن‌های دقیقی بودند آهنگ هر

فرایندی که مقداری باریون اضافه تولید می‌کند با آهنگ فرایند رقیب دیگری که مقدار اضافی پادباریون تولید می‌کند برابر است و در نتیجه هیچ عدد باریونی خالصی تولید نمی‌شود. در مدل استاندارد، تقارن C بطور بیشینه نقض می‌شود از آنجا که فرمیون‌ها در این نظریه با میدان‌های پیمان‌های بصورت دستگرد جفت می‌شوند و در حقیقت میدان‌های پیمان‌های $SU(2)_L$ تنها با فرمیون‌های چپگرد جفت می‌شوند.

نقض CP ویژگی طبیعی برهمکنش‌های ضعیف است. به منظور قطری کردن ماتریس جرمی فرمیون‌ها، با تبدیلات یکانی روی این میدان‌ها، آنها را در پایه‌ای می‌نویسیم که این ماتریس‌ها قطری شوند. با این حال، ماتریس‌های تبدیل U^u و U^d در جریان‌های باردار ضعیف با واسطه بوزون‌های W حذف نمی‌شوند

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu (U_L^u)^\dagger U_L^d)^{ij} d_L^j W_\mu + h.c. \quad (24.6)$$

که در آن $V = U_L^u \dagger U_L^d$ ماتریس CKM نامیده می‌شود [۹۴]. ماتریس V ماتریسی یکانی است که عناصر آن قدرت جفت‌شدگی کوارک‌های مختلف با یکدیگر را نشان می‌دهد

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (25.6)$$

ماتریس V در حالت کلی دارای عناصری با مقادیر مختلط است. بنابراین عناصر آن می‌توانند دارای فازهای مختلف باشند ولی همه این فازها دارای اهمیت و معنی فیزیکی نیستند. با قید یکانی بودن و آزادی بازتعریف فاز^{۱۰} میدان‌های کوارکی، می‌توان نشان داد که تنها یک فاز فیزیکی در V وجود دارد و این فاز موجب نقض CP می‌شود. با این حال، این اثر بسیار کوچکی است و نمی‌تواند منبعی مناسب برای توضیح عدم تقارن باریونی باشد [۹۵]. در نتیجه باید اثرات اضافی وجود داشته باشد که بتوان این عدم تقارن را توضیح داد.

۳.۲.۶ خروج از حالت تعادل گرمایی

فرض کنید که در طی فرایندی A بیشتر به B نسبت به \bar{B} واپاشیده شود. اگر این واپاشی‌ها در تعادل باشند، واپاشی‌های معکوس این مقدار تولید شده را خنثی خواهند کرد. معیاری برای اینکه بدانیم ذره A در تعادل گرمایی موضعی قرار دارد با مقایسه آهنگ برهمکنش Γ_A با آهنگ انبساط جهان، H ، سنجیده می‌شود. اگر $\Gamma_A \gtrsim H$ باشد برهمکنش شامل A به قدر کافی سریع رخ می‌دهد تا تعادل گرمایی حفظ شود و اگر $\Gamma_A < H$ باشد، آنگاه ذرات A از تعادل خارج می‌شوند. در دماهای $T > 100 \text{ GeV}$ آهنگ گسترش جهان در قیاس با آهنگ فرایندهای نقض کننده عدد باریونی و لپتونی، (۲۳.۶)، بسیار کوچک است و در نتیجه در این دماها این

¹⁰rephase

فرایندها در تعادل گرمایی قرار دارند. بنابراین اگر گذار فازی رخ ندهد، هر مقدار عدم تقارنی باریونی و لپتونی تولید شده بوسیله فرایندهای القا شده اسفلرونی در این دوره از بین خواهد رفت. با توجه به رابطه (۲۲.۶)، این فرایندها بعد از گذار فاز در صورتی ممنوع خواهند شد که $\nu_{T_c}/T_c \geq 1$ باشد. در نتیجه گذار فاز در صورتی مرتبه اول قوی در نظر گرفته می‌شود که این شرط برآورده شود. مدل استاندارد با جرم هیگز 125 GeV نمی‌تواند چنین گذار فازی را فراهم کند [۱۹].

همان‌طور که پیش‌تر گفته شد ما براساس ناهنجاری گرانشی، سازوکار جدیدی را برای باریون‌زایی EW ارائه می‌دهیم که امکانی را برای نقض $B-L$ فراهم می‌کند. در بخش‌های بعد به جزئیات این سازوکار می‌پردازیم.

۳.۶ اختلالات سنجه

جهان همگن و همسانگرد را با سنجه FRW توصیف می‌کنیم که سهمی به $\langle R\bar{R} \rangle$ نمی‌دهد، که $\langle \rangle$ نشان‌دهنده مقدار چشم‌داشتی کوانتومی است. همگنی و همسانگردی سنجه این امکان را فراهم می‌کند که اختلالات سنجه را به اسکالر، بردارهای بدون واگرایی^{۱۱} و تانسورهای متقارن بدون رد^{۱۲} و بدون واگرایی (همان‌طور که در ادامه خواهیم دید تانسور انرژی-تکانه نیز دارای چنین ویژگی‌هایی است) جدا کرد. از اینرو، شکل مختل شده عمومی این سنجه زمینه را می‌توان بصورت زیر پارامتری نمود

$$ds^2 = a^2 \left\{ - (1 + 2\phi)d\tau^2 + v_i d\tau dx^i + [(1 + 2\varphi)\delta_{ij} + h_{ij}] dx^i dx^j \right\}, \quad (26.6)$$

که در آن $a(\tau)$ عامل مقیاس و $d\tau = a^{-1}dt$ زمان همدیس است. همچنین ϕ ، φ ، v_i و h_{ij} به ترتیب اختلالات اسکالر، برداری و تانسوری سنجه هستند. در بین این اختلال‌ها فقط h_{ij} سهم غیرصفر در محاسبه $\langle R\bar{R} \rangle$ دارد. بنابراین، مدهای تانسوری را به‌عنوان قطبش‌های امواج گرانشی در نظر می‌گیریم و دیگر افت و خیزها را کنار می‌گذاریم. ضمناً، می‌توانیم پیمانه عرضی^{۱۳} و بدون رد را برای h_{ij} انتخاب نماییم،

$$h_i^i = 0, \quad h_{j,i}^i = 0 \quad (27.6)$$

که در آن تنها دو قطبش فیزیکی مستقل باقی می‌ماند از آنجا که ۳- تانسور متقارن دارای ۶ مولفه مستقل است که در اینجا ۴ قید نیز وجود دارد. در نتیجه می‌توان h_{ij} را بصورت زیر

¹¹divergenceless

¹²traceless

¹³transverse

نمایش داد

$$h_{ij}(\tau, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} h_R + h_L & -i(h_R - h_L) & 0 \\ -i(h_R - h_L) & -(h_R + h_L) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (28.6)$$

که دو قطبش چپ دست و راست دست را به صورت $h_{R,L} \equiv (h_{11} \pm ih_{12})/2$ تعریف کرده‌ایم. در این پیمانه می‌توان $R\tilde{R}$ را بصورت زیر نوشت [۹۶]

$$R\tilde{R} = \frac{-2\epsilon^{ijk}}{a^4} \left(\ddot{h}_{ji} \partial_i \dot{h}_{lk} - \partial_m \dot{h}_{jl} \partial_{im}^2 h_{lk} + \partial_l \dot{h}_{jm} \partial_{mi}^2 h_{kl} \right) + \mathcal{O}(h^4), \quad (29.6)$$

که در آن $\dot{h}_{ij} \equiv \partial_\tau h_{ij}$ و فرض می‌کنیم که امواج گرانشی در جهت z منتشر می‌شوند. جمله $R\tilde{R}$ تحت عملگر پاریته که مؤلفه‌های چپ و راست را جابه‌جا می‌کند فرد است و فقط در صورتی غیرصفر می‌شود که این مؤلفه‌ها دارای روابط پاشندگی متفاوت باشند. در ادامه، میدان مغناطیسی ماریچی را به‌عنوان منبع تولید این نوع از امواج گرانشی مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۴.۶ تانسور انرژی تکانه برای میدان مغناطیسی ماریچ

در طی یک گذار فاز EW مرتبه اول با عدد رینولدز^{۱۴} بزرگ، فرایندهای برخورد حباب باعث ایجاد تلاطم و نیز جدایی بارها در پلاسما می‌شود. همان‌طور که در پژوهش‌های فراوانی اشاره شده است [۹۷، ۳۷]، در پی این وقایع میدان‌های مغناطیسی تولید شده به‌دلیل وجود ناهنجاری دستگرد در آن دوره، می‌توانند ماریچی باشند. علاوه بر این به منظور لحاظ کردن جفت شدگی میدان مغناطیسی و شار متلاطم، اثرهای MHD باید به حساب آیند. از سوی دیگر، این میدان‌های مغناطیسی ماریچی می‌توانند امواج گرانشی دستگرد تولید کنند و همان‌طور که در ادامه خواهیم دید، این امواج سهم غیرصفر در تولید $R\tilde{R}$ دارند. معادله حرکت امواج گرانشی در دوره سیطره تابش کیهان با معادله زیر داده می‌شود [۹۸]

$$\ddot{h}_{R,L}(k, \tau) + 2\mathcal{H}\dot{h}_{R,L}(k, \tau) + k^2 h_{R,L}(k, \tau) = \frac{a^2(\tau)}{M_p^2} \Pi^\pm(k), \quad (30.6)$$

که در آن $\mathcal{H} = aH$ ، H آهنگ انبساط هابل، $M_p = 2.44 \times 10^{18}$ GeV جرم پلانک کاهش یافته و Π^\pm به‌ترتیب منبع‌های تولید $h_{R,L}$ هستند. بعلاوه، $a(\tau) \sim H_0 \tau \sqrt{\Omega_{rad}}$ که $H_0 \simeq 10^{-43}$ GeV آهنگ هابل امروزی و $\Omega_{rad} \simeq 10^{-4}$ پارامتر چگالی تابش امروزی است. Π^\pm مؤلفه‌های Π_{ij} در پایه ماریچی هستند بطوری که

$$\Pi_{ij}(k) = e_{ij}^+ \Pi^+(k) + e_{ij}^- \Pi^-(k) \quad (31.6)$$

¹⁴Reynolds

و $\Pi_{ij}(k) = (P_{im}P_{jn} - \frac{1}{2}P_{ij}P_{mn})T_{mn}(k)$ بخش عرضی و بدون رد تانسور انرژی- تکانه ناهمسانگرد است که با رابطه زیر داده می‌شود [۹۹]

$$T_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2(2\pi)^4} \int d^3p \left[B_i(\mathbf{p})B_j^*(\mathbf{p} - \mathbf{k}) - \frac{1}{2}B_m(\mathbf{p})B_m^*(\mathbf{p} - \mathbf{k})\delta_{ij} \right], \quad (۳۲.۶)$$

که $P_{ij} = \delta_{ij} - \hat{k}_i\hat{k}_j$ عملگر تصویرساز عرضی^{۱۵} و B_i میدان مغناطیسی است. با در نظر گرفتن برهمکنش بین میدان‌های مغناطیسی و پلازما، در مقیاس‌های کوچک، گرانروی^{۱۶} پلازما باعث می‌شود که طیف انرژی میدان مغناطیسی بصورت نمایی افت کند. این اثر را می‌توان با وارد کردن یک برش UV ، k_d ، در طیف مشاهده کرد. با این فرض که میدان مغناطیسی ماریچ در فضای تکانه کمیته تصادفی^{۱۷} باشد، این میدان با پروفایلی گاوسی با یک برش UV ، $k_d = 1/\lambda_d$ که طول اتلاف در طیف است، توصیف می‌شود. برای میدان مغناطیسی تصادفی، همه کمیت‌های مورد نیاز با تابع همبستگی دو نقطه‌ای میدان‌های مغناطیسی مشخص می‌شوند. اگر میدان‌های مغناطیسی نخستین^{۱۸} با سازوکارهای علی ایجاد شوند، طول همبستگی میدان مغناطیسی باید کوتاه‌تر از افق باشد و تابع همبستگی دو نقطه‌ای آن در مقیاس‌های بزرگ‌تر از افق صفر شود. بنابراین، تابع همبستگی به اصطلاح محمل فشرده^{۱۹} دارد. علاوه بر این، میدان مغناطیسی بدون واگرایی است و انتظار داریم که تابع همبستگی آن تابع بصورت مجذور انتگرال‌پذیر^{۲۰} باشد. سپس، طبق قضیه پالی-واینر-شوارتز^{۲۱} تبدیل فوریه آن به ازای هر مقداری از k تحلیلی است [۱۰۰]. حدس معقول^{۲۲} که دارای چنین ویژگی‌هایی باشد برای تابع همبستگی دو نقطه‌ای میدان مغناطیسی با احترام به همگنی و همسانگردی بصورت زیر در نظر گرفته می‌شود [۹۹، ۱۰۱]

$$\langle B_i(\mathbf{k})B_j^*(\mathbf{k}') \rangle = \frac{(2\pi)^3}{2} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') [(\delta_{ij} - \hat{k}_i\hat{k}_j)S(k) + i\epsilon_{ijm}\hat{k}_m A(k)]. \quad (۳۳.۶)$$

که $S(k)$ و $A(k)$ به ترتیب مولفه‌های متقارن و ماریچی تابع دو نقطه‌ای میدان مغناطیسی هستند که همچنین توابعی تحلیلی و بسط تیلور^{۲۳} دارند. برای عددهای موج^{۲۴} کوچک‌تر از k_d ، که همان‌طور که نشان خواهیم داد از مرتبه 10^{-3} GeV است، می‌توانیم آنها را با تقریب توانی^{۲۵} بصورت $S(k) = S_0k^{n_S}$ و $A(k) = A_0k^{n_A}$ بنویسیم [۹۹، ۱۰۱]. الزام تحلیلی بودن برای جمله دارای عبارت $\hat{k}_i\hat{k}_j$ به $n_S \geq 2$ منجر می‌شود. از آنجا که $S(k) \propto \langle |\mathbf{B}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{B}(-\mathbf{k}')| \rangle$

¹⁵transverse projector

¹⁶viscosity

¹⁷stochastic

¹⁸primordial

¹⁹compact support

²⁰square-integrable

²¹Paley-Wiener-Schwartz

²²ansatz

²³Taylor expansion

²⁴wavenumbers

²⁵power law approximation

همچنین $A(k) \propto |(\mathbf{k} \times \mathbf{B}(\mathbf{k})) \cdot \mathbf{B}(-\mathbf{k}')|$ در حد $\mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{k}$ ، برای عددهای موج کوچک انتظار می رود که $n_A > n_S$. بنابراین، برای عددهای موج کوچکتر از k_d ، این مولفه‌ها را بصورت $A(k) = A_0 k^3$ و $S(k) = S_0 k^2$ در نظر می‌گیریم که ثوابت A_0 و S_0 را می‌توان به ترتیب با چگالی انرژی میدان مغناطیسی، B^2 و خصلت مارپیچی میانگین^{۲۶}، B^2 ، معین می‌کنیم. برای بیان منبع برحسب تابع همبستگی میدان مغناطیسی، می‌توان تابع همبستگی منبع تانسوری را به صورت زیر پارامتری کرد

$$\langle \Pi_{ij}(\mathbf{k}) \Pi_{mn}^*(\mathbf{k}') \rangle \equiv \frac{(2\pi)^3}{4} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') [\mathcal{M}_{ijmn} f(k) + i \mathcal{A}_{ijmn} g(k)], \quad (34.6)$$

که در آن \mathcal{M}_{ijmn} و \mathcal{A}_{ijmn} بصورت زیر تعریف می‌شوند

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{ijmn} &\equiv P_{im} P_{jn} + P_{in} P_{jm} - P_{ij} P_{mn}, \\ \mathcal{A}_{ijmn} &\equiv \frac{\hat{k}_l}{2} (P_{jn} \epsilon_{iml} + P_{im} \epsilon_{jnl} + P_{in} \epsilon_{iml} + P_{jm} \epsilon_{iml}). \end{aligned} \quad (35.6)$$

علاوه بر این، در پایه مارپیچی تابع همبستگی می‌تواند به صورت زیر نوشته شود

$$\begin{aligned} \langle \Pi^-(k) \Pi^{-*}(k) \rangle &= |\Pi^-(k)|^2 = \frac{1}{3} (f(k) + g(k)), \\ \langle \Pi^+(k) \Pi^{+*}(k) \rangle &= |\Pi^+(k)|^2 = \frac{1}{3} (f(k) - g(k)). \end{aligned} \quad (36.6)$$

در نهایت، $f(k)$ و $g(k)$ از $A(k)$ و $S(k)$ بدست می‌آیند

$$\begin{aligned} f(k) &= \frac{2}{(4\pi)^5} \int d^3 p \left(S(p) S(|\mathbf{k} - \mathbf{p}|) (1 + \gamma^2) (1 + \beta^2) + 4A(p) A(|\mathbf{k} - \mathbf{p}|) (\gamma\beta) \right), \\ g(k) &= \frac{8}{(4\pi)^5} \int d^3 p \left(S(p) A(|\mathbf{k} - \mathbf{p}|) (1 + \gamma^2) \beta \right), \end{aligned} \quad (37.6)$$

که $\gamma = \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{p}}$ و $\beta = \hat{\mathbf{k}} \cdot (\widehat{\mathbf{k} - \mathbf{p}})$ است. همان‌طور که پیش‌تر گفته شد، برای میدان‌های مغناطیسی تولید شده توسط فرایندهای علی، تا برش UV می‌توانیم مولفه‌های تابع دو نقطه‌ای را بصورت $A(k) = A_0 k^3$ و $S(k) = S_0 k^2$ در نظر بگیریم، سپس برحسب B^2 و B^2 ، $f(k)$ و $g(k)$ را بیان کنیم [۹۹]

$$\begin{aligned} f(k) &\simeq \frac{\lambda^3}{14} \left(\frac{B^2}{2\Gamma(\frac{5}{2})} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_d} \right)^7 - \frac{2\lambda^3}{27} \left(\frac{B^2}{2\Gamma(\frac{7}{2})} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_d} \right)^9, \\ g(k) &\simeq \frac{4\lambda^3(k\lambda)}{21} \left(\frac{B^2}{2\Gamma(\frac{5}{2})} \right) \left(\frac{B^2}{2\Gamma(\frac{7}{2})} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda_d} \right)^7, \end{aligned} \quad (38.6)$$

که λ مقیاس طولی است که میدان‌های مغناطیسی همبسته وجود دارند، و λ_d نشان‌دهنده مقیاس اتلافی است که کمتر از آن طیف انرژی میدان مغناطیسی بصورت نمایی کاهش می‌یابد. بعلاوه، در حالت حداکثر مارپیچ^{۲۷} $B^2 \sim (\lambda_d/\lambda) B^2$ می‌شود [۱۰۲].

²⁶averaged helicity

²⁷maximally helical

۵.۶ محاسبات عدم تقارن باریونی

حالا می‌توانیم معادله حرکت موج گرانشی را برای مولفه راست دست بنویسیم

$$h_R'' + \frac{2}{u}h_R' + h_R = \frac{a^2}{k^2 M_p^2} \sqrt{\frac{f(k) - g(k)}{3}}, \quad (39.6)$$

که مشتق نسبت به متغیر جدید $u = k\tau$ گرفته شده است. همچنین برای مولفه چپ دست همان معادله با منبع $\sqrt{(f(k) + g(k))/3}$ برقرار است. حل عمومی را می‌توان با روش رونسکین^{۲۸} زیر بدست آورد

$$h_R = c_1(u) \frac{\sin(u)}{u} + c_2(u) \frac{\cos(u)}{u}. \quad (40.6)$$

جمله دوم در u کوچک واگرا می‌شود، بنابراین اولین جمله را به عنوان حل مناسب برای موج گرانشی در نظر می‌گیریم. $c_1(u)$ را بصورت زیر بدست می‌آوریم

$$\begin{aligned} c_1(u) &= - \int_{u_i}^u du' \frac{a^2}{W(u') k^2 M_p^2} \sqrt{\frac{f(k) - g(k)}{3}} \frac{\cos(u')}{u'} \\ &= \int_u^{u_i} du' \frac{H_0^2 \Omega_{rad} u'^3 \cos(u')}{k^4 M_p^2} \sqrt{\frac{f(k) - g(k)}{3}} \simeq \frac{H_0^2 \Omega_{rad} u_i^3}{k^4 M_p^2} \sqrt{\frac{f(k) - g(k)}{3}}. \end{aligned} \quad (41.6)$$

برای بدست آوردن خط دوم، دترمینان رونسکین $W(u) = 1/u^2$ می‌شود و تنها بزرگترین بخش $c_1(u)$ را نگه می‌داریم که به نتیجه نهایی برای عدم تقارن ماده سهم عمده را می‌دهد. بنابراین جواب‌های موج گرانشی بصورت زیر می‌شوند

$$h_{R,L} = \frac{H_0^2 \Omega_{rad} \tau_i^3}{k M_p^2} \sqrt{\frac{f(k) \mp g(k)}{3}} \frac{\sin(k\tau)}{k\tau}, \quad (42.6)$$

که $\tau_i \simeq 10^4 \text{ s} \simeq 10^{29} \text{ GeV}^{-1}$ زمان همدیس در گذار فاز EW است. می‌توان مولفه‌های موج گرانشی را برحسب عملگرهای خلق و نابودی تعریف کرد

$$\hat{h}_R(\tau, \mathbf{x}) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^{3/2}} \left(h_R(\tau, \mathbf{k}) \hat{a}_{\mathbf{k}} + h_L^*(\tau, -\mathbf{k}) \hat{b}_{-\mathbf{k}}^\dagger \right) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}, \quad (43.6)$$

و رابطه مشابه‌ای برای $\hat{h}_L(\tau, \mathbf{x})$ نوشته می‌شود. از این معادله، $\langle R\bar{R} \rangle$ با رابطه زیر داده می‌شود [۹۶]

$$\langle R\bar{R} \rangle = \frac{2}{\pi^2 a^4} \int k^3 dk \frac{d}{d\tau} \left(\dot{h}_R(\tau, k) \dot{h}_R^*(\tau, k) - k^2 h_R(\tau, k) h_R^*(\tau, k) - R \leftrightarrow L \right). \quad (44.6)$$

از آنجا که در طیف انرژی میدان مغناطیسی برش UV وجود دارد، انتگرال نیز در تمام فضای تکانه فیزیکی تا برش UV گرفته می‌شود، $k_d = 1/\lambda_d$. برای یافتن چگالی لپتونی،

ما باید روی بازه زمانی گذار فاز انتگرال بگیریم. همان طور که از معادلات (۳۸.۶، ۴۲.۶، ۴۴.۶) به وضوح دیده می شود، $\langle R\bar{R} \rangle$ غیر صفر بواسطه مولفه های دستگرد امواج گرانشی ای بوجود می آید که توسط میدان های مغناطیسی ماریچی تولید می شوند. علاوه بر این، برای بدست آوردن عدد لپتونی خالص، فرایندهای نقض کننده CP باید وجود داشته باشند. حضور میدان های مغناطیسی ماریچی با خصلت ماریچی غیر صفر یک منبع نقض کننده CP در سیستم القا می کند. علاوه بر این، میدان مغناطیسی بر پراکندگی فرمیون ها از دیواره های حباب تأثیر می گذارد [۱۰۳] که منبع دیگری از نقض CP را فراهم می کند و از این رو میزان نقض CP لازم در سیستم را می تواند برآورده کند. با قرار دادن معادله (۴۲.۶) در معادله (۴۴.۶) رابطه زیر را بدست می آوریم

$$\langle R\bar{R} \rangle \simeq \frac{8H_0^4 \Omega_{rad}^2 \tau_i^6}{3\pi^2 a^4 M_p^4 \tau^2} \int dk k^2 g(k) \sin(2k\tau) \simeq \frac{H_0^4 \Omega_{rad}^2 \tau_i^6 \lambda B^4}{69\pi^2 a^4 M_p^4} \left(\frac{\lambda}{\lambda_d}\right)^9 \frac{\cos(2k_d\tau)}{\tau^3}. \quad (۴۵.۶)$$

توجه داشته باشید که تنها بخشی ماریچی، $g(k)$ ، به $\langle R\bar{R} \rangle$ سهم می دهد و در ضمن، در هر مرحله از محاسبه، جمله غالب در نظر گرفته می شود. این جمله عدد لپتونی خالصی تولید می کند که متعاقباً بوسیله فرایندهای اسفلرونی به عدد باریونی خالص تبدیل می شود. در صورتی که گذار فاز EW مرتبه اول باشد و در نتیجه فرایندهای اسفلرونی در فاز شکسته ممنوع شوند، عدم تقارن باریونی تولید شده باقی می ماند. با در نظر گرفتن چند شرط لازم، از جمله خنثی ماندن ابربار^{۲۹} و برهمکنش های یوکاوا، نسبت عدد باریونی به عدد لپتونی می تواند بصورت $n_B/n_L \simeq 0.3$ محاسبه شود [۱۰۴]. با استفاده از این نسبت و انتگرال گیری از معادله (۴۵.۶) روی زمان، چگالی عدد باریونی خالص بصورت زیر بدست می آید

$$n_B = \frac{3H_0^4 \Omega_{rad}^2 \tau_i^6 \lambda B^4}{3680\pi^4 M_p^4} \left(\frac{\lambda}{\lambda_d}\right)^9 \int_{H^{-1}}^{1.01 H^{-1}} d\tau \frac{\cos(2k_d\tau)}{\tau^3}, \quad (۴۶.۶)$$

که $N = 3$ می گیریم و بازه گذار فاز $0.01H^{-1}$ است [۲۴] که در آن در گذار فاز $H \simeq T^2/M_p = 10^{-14} \text{ GeV}$ و $T \simeq 100 \text{ GeV}$ است. در نهایت، برای محاسبه عدم تقارن باریونی، باید n_B را بر چگالی انتروپی، $s = 2\pi^2 g_* T^3/45$ ، تقسیم کنیم، که g_* تعداد موثر درجات آزادی نسبیتی است که در گذار فاز $g_* = 106.75$ است. نسبت طول اتلاف به طول همبستگی از مرتبه $(\lambda_d/\lambda) = 10^{-10}$ در گذار فاز است [۱۰۲]. توجه داشته باشید که $1/\lambda_d$ یک برش طبیعی برای انتگرال در معادله (۴۵.۶) فراهم می کند که در غیر این صورت واگرا می شد. عامل $(\lambda/\lambda_d)^9$ با عامل بازدارنده معمول برای فرایندهایی که امواج گرانشی دخیل هستند، یعنی M_p^4 در مخرج، مقابله می کند. عوامل باقی مانده در معادله (۴۶.۶)، همان طور که در زیر خواهیم دید، بگونه ای هستند که مقادیر معقولی برای B و λ بدست می آید. اکنون انتگرال را بصورت عددی حل می کنیم. برای به دست آوردن عدم تقارن باریونی سازگار با مشاهدات، B و λ باید بگونه مناسبی تعیین شوند. برای میدان مغناطیسی ماریچی با تحول آبشار معکوس، این

²⁹hypercharge neutrality

دو پارامتر می‌توانند به یکدیگر مربوط شوند. تحول آبشار معکوس امکان جابجایی انرژی از مقیاس کوچک به مقیاس بزرگ را می‌دهد و طول همبستگی را گسترش می‌دهد. در واقع میدان‌های مغناطیسی کیهانی تحت آبشار معکوس نامزد جذابی برای میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس مشاهده شده در کهکشان‌ها و فضاها بین کهکشانی هستند [۱۰۵]. می‌توان مقادیر میدان مغناطیسی و طول همبستگی آن را با مقادیر فعلی آنها از طریق روابط تحویلی زیر مربوط کنیم [۱۰۶]

$$B \simeq 9.3 \times 10^{19} \text{G} \left(\frac{T}{10^2 \text{ GeV}} \right)^{7/3} \left(\frac{B_0}{10^{-14} \text{G}} \right)^{2/3} \left(\frac{\lambda_0}{1 \text{ pc}} \right)^{1/3} \mathcal{G}_B(T),$$

$$\lambda \simeq 2.4 \times 10^{-29} \text{Mpc} \left(\frac{T}{10^2 \text{ GeV}} \right)^{-5/3} \left(\frac{B_0}{10^{-14} \text{G}} \right)^{2/3} \left(\frac{\lambda_0}{1 \text{ pc}} \right)^{1/3} \mathcal{G}_\lambda(T) \quad (47.6)$$

که $\mathcal{G}_B(T)$ و $\mathcal{G}_\lambda(T)$ عواملی $\mathcal{O}(1)$ در گذار فاز EW هستند. با استفاده از معادله (۴۷.۶) می‌توان λ را برحسب B بدست آورد. در نهایت، با قرار دادن میدان مغناطیسی مارپیچ از مرتبه $B \simeq 10^4 \text{ GeV}^2$ متناظر با $10^{13} \text{ GeV}^{-1} \simeq 10^{-3} \text{ m}$ ، مقدار مشاهده شده عدم تقارن باریونی را می‌توان بدست آورد. علاوه بر این، طبق معادله (۴۷.۶) مقادیر کنونی این کمیت‌ها $B_0 \simeq 10^{-10} \text{ G}$ و $\lambda_0 \simeq 10 \text{ kpc}$ می‌شوند که با میدان‌های مغناطیسی مقیاس بزرگ مشاهده شده سازگار هستند.

فصل ۷

نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

در این رساله به مطالعه گذار فازهای کیهان اولیه در مقیاس‌های انرژی QCD و EW و تاثیراتی که می‌توانند بر جهانی که اکنون می‌بینیم داشته باشند پرداختیم. در طی تحول جهان، برای کوارک‌های سنگین غیردینامیکی، گذار فاز محصور-نامحصور مرتبه اول می‌شود با در نظر گرفتن مقدار چشم‌داشتی حلقه پلایاکوف به‌عنوان پارامتر نظم که در فاز محصور و نامحصور به ترتیب صفر و غیرصفر است. ما امواج گرانشی این گذار فاز را که توسط برخورد حباب، امواج صوتی و تلاطم MHD تولید می‌شود با رهیافت جدیدی از طریق دوگانی AdS/QCD مطالعه کردیم. در مدل‌های هولوگرافی دیوار سخت و نرم QCD گذار فاز هاوکینگ-پیچ مرتبه اولی وجود دارد که با گذار فاز محصور-نامحصور متناظر می‌شود. با استفاده از این تناظر، با محاسبه پارامترهای گذار فاز طیف امواج گرانشی مرتبط با این منابع را در طی این گذار در این مدل‌ها تخمین زدیم. فرض کردیم که مدت زمان گذار با زمان تبخیر سیاهچاله در فضای AdS پنج بعدی متناظر می‌شود. از این رو، $\tau = H_*$ و $\tau^{-1} \simeq 10^{-5} \text{ s}$ به‌عنوان مقیاس مدت گذار فاز به $1/(10^{10} \text{ MeV}) - 1/(10^9 \text{ MeV})$ برای طول ریسمان به ترتیب در مدل‌های دیوار سخت و نرم منجر شد. حداکثر فرکانس امواج گرانشی که آشکارسازهای SKA و $IPTA$ با استفاده از تپ‌اخترها قادر به شناسایی سیگنال‌های آنها به‌عنوان شاهدهی برای این گذار فاز هستند در محدوده $10^{-8} \text{ Hz} - 10^{-7} \text{ Hz}$ قرار می‌گیرد [۱۰۷].

علاوه بر این، گذار فاز محصور-نامحصور در محیطی متراکم با پتانسیل شیمیایی متناهی را از طریق مدل‌های دیوار سخت و نرم مطالعه کردیم. پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی

در مقیاس گذار فاز QCD را می‌توان در سناریوهای تولید لپتونی با عدم تقارن لپتونی بزرگ توجیه کرد. در حالی که با پتانسیل شیمیایی باریونی متناهی شبکه روی QCD با مشکل علامت روبرو می‌شود، با استفاده از این مدل‌های هولوگرافی فضای $RNAdSBH$ را متناظر با فاز نامحصور و فضای $tcAdS$ را متناظر با فاز محصور در نظر گرفتیم. با بکارگیری روش بازبهنجارش هولوگرافی چگالی انرژی آزاد هر فاز و همچنین گذار فاز هاوکینگ-پیچ را یافتیم. برای تعیین دما و پتانسیل شیمیایی باریونی در گذار فاز و به منظور اینکه دریابیم که چه زمان گذار رخ می‌دهد، مقدار چشم‌داشتی حلقه پلیاکوف را نیز مطالعه کردیم. با ترکیب این مفاهیم، توانستیم تصویر بهتری از گذار فاز برای بدست آوردن مقادیر مورد نیاز در طول گذار پیدا کنیم. علاوه بر این، دمای گذار و گرمای نهان را بصورت تحلیلی و عددی به ترتیب برای مدل‌های دیوار سخت و نرم محاسبه کردیم. در مقایسه با حالت پتانسیل شیمیایی صفر، مشخص شد که گذار فاز قوی‌تر می‌شود. طیف امواج گرانشی را در سه رژیم مختلف سرعت دیوار حباب مطالعه کردیم. رابطه $\alpha > \alpha_\infty$ را که معیاری برای حباب‌های گریزان است بدست آوردیم و اگر فرض کنیم هیچ مانع هیدرودینامیکی وجود ندارد، حباب‌ها بدون محدودیت می‌توانند سرعت بگیرند. بنابراین، با در نظر گرفتن فرض‌های دیگر، امواج گرانشی برای انفجار یوگت و احتراق با سرعت غیرنسبیتی را حساب کردیم. مشخص شد که آشکارسازهای $IPTA$ و SKA قادر خواهند بود سیگنال امواج گرانشی را در مورد انفجار یوگت و حباب‌های گریزان شناسایی کنند، در حالی که برای مورد احتراق سیگنال را نمی‌توانند آشکار کنند [۱۰۸].

همچنین، سازوکار جدیدی برای باریون‌زایی در گذار فاز EW بر پایه ناهنجاری گرانشی که توسط امواج گرانشی دستگرد تولید می‌شود ارائه کردیم. فرض کردیم که گذار فاز مرتبه اول EW و نیز میدان مغناطیسی مارپیچی که امواج گرانشی دستگرد را ایجاد می‌کنند وجود دارند. معادله موج گرانشی را در طول گذار حل کردیم و ناهنجاری گرانشی که عدد لپتون را نقض می‌کند بدست می‌آوریم. عدد لپتونی را می‌توان با فرایندهای اسفلرونی به عدد باریونی تبدیل کرد. علاوه بر این، خصلت مارپیچی میدان مغناطیسی کمیت ناقص CP است که دومین شرط ساخاروف و عدد باریونی خالصی را فراهم می‌کند. بنابراین، جالب است که توجه داشته باشیم که در سازوکار پیشنهادیمان سه شرط ساخاروف بهم وابسته هستند. عدم تقارن باریون تولید شده می‌تواند با مقدار مشاهده شده سازگار باشد در صورتی که در مقیاس EW میدان مغناطیسی و طول همبستگی آن به ترتیب $B \simeq 10^{24}$ G و $\lambda \simeq 10^{-3}$ m باشند. با استفاده از تحول آبشار معکوس، این میدان‌های مغناطیسی می‌توانند به‌عنوان منبعی از جهان اولیه برای میدان‌های مغناطیسی بزرگ مقیاس مشاهده شده امروزی در نظر گرفته شوند. علاوه بر این، یکی دیگر از مزیت‌های مهم این ایده این است که به مدل خاصی محدود نمی‌شود و اجزای لازم آن ممکن است در مدل‌های زیادی برای فیزیک EW یافت شود [۱۰۹].

مطالعه گذار فاز EW در حضور میدان‌های مغناطیسی قوی در حال انجام است. با محاسبه کنش و معادلات پرش دما، مدت گذار فاز و دیگر ویژگی‌های گذار فاز از قبیل گرمای نهان گذار، طیف انرژی امواج گرانشی تولید شده را محاسبه و نشان خواهیم داد کدامیک از آشکارسازها

قادر به شناسایی این امواج هستند [۱۱۰].

مراجع

- [1] E. Witten, (1984) “Cosmic Separation of Phases,” **Phys. Rev. D** **30**, 272.
- [2] M. Kamionkowski, A. Kosowsky and M. S. Turner (1994), “Gravitational radiation from first order phase transitions,” **Phys. Rev. D** **49**, 2837 [astro-ph/9310044].
- [3] C. Caprini, R. Durrer and G. Servant (2009), “The stochastic gravitational wave background from turbulence and magnetic fields generated by a first-order phase transition,” **JCAP** **0912**, 024 [arXiv:0909.0622 [astro-ph.CO]].
- [4] M. Hindmarsh, S. J. Huber, K. Rummukainen and D. J. Weir (2014), “Gravitational waves from the sound of a first order phase transition,” **Phys. Rev. Lett.** **112**, 041301 [arXiv:1304.2433 [hep-ph]].
- [5] M. Giovannini and M. E. Shaposhnikov (1998), “Primordial hypermagnetic fields and triangle anomaly,” **Phys. Rev. D** **57**, 2186 [hep-ph/9710234]; P. Elmfors, K. Enqvist and K. Kainulainen (1998), “Strongly first order electroweak phase transition induced by primordial hypermagnetic fields,” **Phys. Lett. B** **440**, 269 [hep-ph/9806403].
- [6] P. Petreczky (2012), “Lattice QCD at non-zero temperature,” **J. Phys. G** **39**, 093002 [arXiv:1203.5320 [hep-lat]].
- [7] T. Bhattacharya *et al.* (2014), “QCD Phase Transition with Chiral Quarks and Physical Quark Masses,” **Phys. Rev. Lett.** **113**, no. 8, 082001 [arXiv:1402.5175 [hep-lat]].
- [8] D. J. Schwarz and M. Stuke (2009), “Lepton asymmetry and the cosmic QCD transition,” **JCAP** **0911**, 025 Erratum: [**JCAP**1010, E01 (2010)] [arXiv:0906.3434 [hep-ph]].
- [9] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and M. Shaposhnikov (2009), “The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics,” **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.** **59**, 191 [arXiv:0901.0011 [hep-ph]].

- [10] Steigman, G. (1976), *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **14**, 336 “Observational tests of anti-matter cosmologies”; C. Bambi and A. D. Dolgov (2007), “Antimatter in the Milky Way” *Nucl. Phys. B* **784**, 132 [astro-ph/0702350].
- [11] 2- E. Komatsu, et al. (2011) ” Seven-year WMAP observations” *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18.
- [12] J. H. Christenson et al. (1964), *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138.
- [13] A. D. Sakharov (1967), “Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,” *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32 [*JETP Lett.* **5**, 24 (1967)].
- [14] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov (1985), “On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe,” *Phys. Lett.* **155B**, 36.
- [15] T. Brauner, O. Taanila, A. Tranberg and A. Vuorinen (2012), “Temperature Dependence of Standard Model CP Violation,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 041601 [arXiv:1110.6818 [hep-ph]].
- [16] V. A. Rubakov (2015), “Cosmology,” arXiv:1504.03587 [astro-ph.CO].
- [17] J. V. Narlikar (1993), “Introduction to cosmology,” Cambridge University Press, pp. 423.
- [18] W. Bernreuther (2002), “CP violation and baryogenesis,” *Lect. Notes Phys.* **591**, 237 [hep-ph/0205279].
- [19] M. Trodden (1999), “Electroweak baryogenesis,” *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1463 [hep-ph/9803479].
- [20] M. Yoshimura (1978), “Unified Gauge Theories and the Baryon Number of the Universe,” *Phys. Rev. Lett.* **41**, 281 Erratum: [*Phys. Rev. Lett.* **42**, 746 (1979)]; S. Weinberg (1978), “Cosmological Production of Baryons,” *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850; S. Dimopoulos and L. Susskind (1978), “On the Baryon Number of the Universe,” *Phys. Rev. D* **18**, 4500.
- [21] M. Fukugita and T. Yanagida (1986), “Baryogenesis Without Grand Unification,” *Phys. Lett. B* **174**, 45.
- [22] T. Yanagida (1980), “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos,” *Prog. Theor. Phys.* **64**, no. 3, 1103; M. Fabbrichesi and A. Urbano (2015), “Naturalness redux: The case of the neutrino seesaw mechanism,” *Phys. Rev. D* **92**, 015028 [arXiv:1504.05403 [hep-ph]].
- [23] S. H. S. Alexander, M. E. Peskin and M. M. Sheikh-Jabbari (2006), “Leptogenesis from gravity waves in models of inflation,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 081301 [hep-th/0403069].

- [24] A. Hook (2014), “Baryogenesis from Hawking Radiation,” **Phys. Rev. D** **90**, 083535 [arXiv:1404.0113 [hep-ph]].
- [25] G. Lambiase and G. Scarpetta (2006), “Baryogenesis in f(R): Theories of Gravity,” **Phys. Rev. D** **74**, 087504 [astro-ph/0610367].
- [26] H. Davoudiasl, R. Kitano, G. D. Kribs, H. Murayama and P. J. Steinhardt (2004), “Gravitational baryogenesis,” **Phys. Rev. Lett.** **93**, 201301 [hep-ph/0403019].
- [27] S. L. Adler (1969), “Axial vector vertex in spinor electrodynamics,” **Phys. Rev.** **177**, 2426; J. S. Bell and R. Jackiw (1969), “A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ model,” **Nuovo Cim. A** **60**, 47.
- [28] B. de Carlos and J. R. Espinosa (1997), “The Baryogenesis window in the MSSM,” **Nucl. Phys. B** **503**, 24 [hep-ph/9703212]. M. Laine and K. Rummukainen (1998), “The MSSM electroweak phase transition on the lattice,” **Nucl. Phys. B** **535**, 423 [hep-lat/9804019]; D. Curtin, P. Jaiswal and P. Meade (2012), “Excluding Electroweak Baryogenesis in the MSSM,” **JHEP** **1208**, 005 [arXiv:1203.2932 [hep-ph]].
- [29] D. Delepine, J. M. Gerard, R. Gonzalez Felipe and J. Weyers (1996), “A Light stop and electroweak baryogenesis,” **Phys. Lett. B** **386**, 183 [hep-ph/9604440]; M. Carena, G. Nardini, M. Quiros and C. E. M. Wagner (2013), “MSSM Electroweak Baryogenesis and LHC Data,” **JHEP** **1302**, 001 [arXiv:1207.6330 [hep-ph]].
- [30] M. Ahmadvand (2014), “Baryogenesis within the two-Higgs-doublet model in the Electroweak scale,” **Int. J. Mod. Phys. A** **29**, no. 20, 1450090 [arXiv:1308.3767 [hep-ph]].
- [31] M. Chabab (2004), “Strong CP problem, neutron EDM and thermal QCD sum rules,” **AIP Conf. Proc.** **717**, 695 [hep-ph/0311261].
- [32] C. J. Hogan (1986), “Gravitational radiation from cosmological phase transitions,” **Mon. Not. Roy. Astron. Soc.** **218**, 629.
- [33] A. Kosowsky, M. S. Turner and R. Watkins (1992), “Gravitational radiation from colliding vacuum bubbles,” **Phys. Rev. D** **45**, 4514.
- [34] A. Kosowsky, M. S. Turner and R. Watkins (1992), “Gravitational waves from first order cosmological phase transitions,” **Phys. Rev. Lett.** **69**, 2026.

- [35] A. Kosowsky and M. S. Turner (1993), “Gravitational radiation from colliding vacuum bubbles: envelope approximation to many bubble collisions,” **Phys. Rev. D** **47**, 4372 [astro-ph/9211004].
- [36] A. Kosowsky, A. Mack and T. Kahniashvili (2002), “Gravitational radiation from cosmological turbulence,” **Phys. Rev. D** **66**, 024030 [astro-ph/0111483].
- [37] T. Kahniashvili, G. Gogoberidze and B. Ratra (2005), “Polarized cosmological gravitational waves from primordial helical turbulence,” **Phys. Rev. Lett.** **95**, 151301 [astro-ph/0505628].
- [38] M. Hindmarsh, S. J. Huber, K. Rummukainen and D. J. Weir (2015), “Numerical simulations of acoustically generated gravitational waves at a first order phase transition,” **Phys. Rev. D** **92**, no. 12, 123009 [arXiv:1504.03291 [astro-ph.CO]].
- [39] M. Hindmarsh (2018), “Sound shell model for acoustic gravitational wave production at a first-order phase transition in the early Universe,” **Phys. Rev. Lett.** **120**, no. 7, 071301 [arXiv:1608.04735 [astro-ph.CO]].
- [40] S. J. Huber and T. Konstandin (2008), “Gravitational Wave Production by Collisions: More Bubbles,” **JCAP** **0809**, 022 [arXiv:0806.1828 [hep-ph]].
- [41] J. R. Espinosa, T. Konstandin, J. M. No and G. Servant (2010), “Energy Budget of Cosmological First-order Phase Transitions,” **JCAP** **1006**, 028 [arXiv:1004.4187 [hep-ph]].
- [42] C. Caprini *et al.* (2016), “Science with the space-based interferometer eLISA. II: Gravitational waves from cosmological phase transitions,” **JCAP** **1604**, no. 04, 001 [arXiv:1512.06239 [astro-ph.CO]].
- [43] H. T. Ding (2017), “Lattice QCD at nonzero temperature and density,” **PoS LATTICE 2016**, 022 [arXiv:1702.00151 [hep-lat]].
- [44] A. V. Ramallo (2015), “Introduction to the AdS/CFT correspondence,” **Springer Proc. Phys.** **161**, 411 [arXiv:1310.4319 [hep-th]].
- [45] J. M. Maldacena (1999), “The Large N limit of superconformal field theories and supergravity,” **Int. J. Theor. Phys.** **38**, 1113 [hep-th/9711200].
- [46] J. M. Maldacena (2003), “TASI 2003 lectures on AdS / CFT,” hep-th/0309246; E. D’Hoker and D. Z. Freedman (2002), “Supersymmetric gauge theories and the AdS / CFT correspondence,” hep-th/0201253.

- [47] J. Casalderrey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann (2014), “Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions,” Cambridge University Press, pp.294 [arXiv:1101.0618 [hep-th]].
- [48] F. Gliozzi, J. Scherk and D. I. Olive (1977), “Supersymmetry, Supergravity Theories and the Dual Spinor Model,” **Nucl. Phys. B** **122**, 253.
- [49] O. Aharony, S. S. Gubser, J. M. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz (2000), “Large N field theories, string theory and gravity,” **Phys. Rept.** **323**, 183 [hep-th/9905111].
- [50] J. Erdmenger, N. Evans, I. Kirsch and E. Threlfall (2008), “Mesons in Gauge/Gravity Duals - A Review,” **Eur. Phys. J. A** **35**, 81 [arXiv:0711.4467 [hep-th]].
- [51] J. Erlich (2010), “How Well Does AdS/QCD Describe QCD?,” **Int. J. Mod. Phys. A** **25**, 411 [arXiv:0908.0312 [hep-ph]].
- [52] J. Polchinski and M. J. Strassler (2002), “Hard scattering and gauge / string duality,” **Phys. Rev. Lett.** **88**, 031601 [hep-th/0109174].
- [53] J. Erlich, E. Katz, D. T. Son and M. A. Stephanov (2005), “QCD and a holographic model of hadrons,” **Phys. Rev. Lett.** **95**, 261602 [hep-ph/0501128].
- [54] L. Da Rold and A. Pomarol (2005), “Chiral symmetry breaking from five dimensional spaces,” **Nucl. Phys. B** **721**, 79 [hep-ph/0501218].
- [55] A. Karch, E. Katz, D. T. Son and M. A. Stephanov (2006), “Linear confinement and AdS/QCD,” **Phys. Rev. D** **74**, 015005 [hep-ph/0602229].
- [56] U. Gursoy, E. Kiritsis, L. Mazzanti and F. Nitti (2008), “Deconfinement and Gluon Plasma Dynamics in Improved Holographic QCD,” **Phys. Rev. Lett.** **101**, 181601 [arXiv:0804.0899 [hep-th]].
- [57] U. Gursoy, E. Kiritsis and F. Nitti (2008), “Exploring improved holographic theories for QCD: Part II,” **JHEP** **0802**, 019 [arXiv:0707.1349 [hep-th]].
- [58] U. Gursoy and E. Kiritsis (2008), “Exploring improved holographic theories for QCD: Part I,” **JHEP** **0802**, 032 [arXiv:0707.1324 [hep-th]].
- [59] T. Drwenski, U. Gursoy and I. Iatrakis (2015), “Thermodynamics and CP-odd transport in Holographic QCD with Finite Magnetic Field,” arXiv:1506.01350 [hep-th].

- [60] A. Ashoorioon, B. Fung, R. B. Mann, M. Oltean and M. M. Sheikh-Jabbari (2014), “Gravitational Waves from Preheating in M-flation,” *JCAP* **1403**, 020 [arXiv:1312.2284 [hep-th]].
- [61] S. G. Rubin, A. S. Sakharov and M. Y. Khlopov (2001), “The Formation of primary galactic nuclei during phase transitions in the early universe,” *J. Exp. Theor. Phys.* **91**, 921 [hep-ph/0106187].
- [62] B. P. Abbott *et al.* [LIGO Scientific and Virgo Collaborations] (2016), “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger,” *Phys. Rev. Lett.* **116**, no. 6, 061102 [arXiv:1602.03837 [gr-qc]].
- [63] S. W. Hawking and D. N. Page (1983), “Thermodynamics of Black Holes in anti-De Sitter Space,” *Commun. Math. Phys.* **87**, 577.
- [64] E. Witten (1998), “Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories,” *Adv. Theor. Math. Phys.* **2**, 505 [hep-th/9803131].
- [65] C. P. Herzog (2007), “A Holographic Prediction of the Deconfinement Temperature,” *Phys. Rev. Lett.* **98**, 091601 [hep-th/0608151].
- [66] S. S. Gubser (2006), “Drag force in AdS/CFT,” *Phys. Rev. D* **74**, 126005 [hep-th/0605182].
- [67] J. Polchinski and M. J. Strassler (2000), “The String dual of a confining four-dimensional gauge theory,” hep-th/0003136.
- [68] C. A. Ballon Bayona, H. Boschi-Filho, N. R. F. Braga and L. A. Pando Zayas (2008), “On a Holographic Model for Confinement/Deconfinement,” *Phys. Rev. D* **77**, 046002 [arXiv:0705.1529 [hep-th]].
- [69] D. N. Page (1976), “Particle Emission Rates from a Black Hole: Massless Particles from an Uncharged, Nonrotating Hole,” *Phys. Rev. D* **13**, 198.
- [70] H. Boschi-Filho, N. R. F. Braga and C. N. Ferreira (2006), “Static strings in Randall-Sundrum scenarios and the quark anti-quark potential,” *Phys. Rev. D* **73**, 106006 [hep-th/0512295, hep-th/0610131].
- [71] C. J. Moore, R. H. Cole and C. P. L. Berry (2015), “Gravitational-wave sensitivity curves,” *Class. Quant. Grav.* **32**, no. 1, 015014 [arXiv:1408.0740 [gr-qc]].
- [72] <http://www.ipta4gw.org/>

- [73] <https://www.skatelescope.org/>
- [74] <https://www.elisascience.org/>
- [75] T. Hambye (2002), “Leptogenesis at the TeV scale,” **Nucl. Phys. B** **633**, 171 [hep-ph/0111089].
- [76] S. Takeda, Y. Kuramashi and A. Ukawa (2012), “On the phase of quark determinant in lattice QCD with finite chemical potential,” **Phys. Rev. D** **85**, 096008 [arXiv:1111.6363 [hep-lat]]; M. Fromm, J. Langelage, S. Lottini and O. Philipsen (2012), “The QCD deconfinement transition for heavy quarks and all baryon chemical potentials,” **JHEP** **1201**, 042 [arXiv:1111.4953 [hep-lat]].
- [77] B. H. Lee, C. Park and S. J. Sin (2009), “A Dual Geometry of the Hadron in Dense Matter,” **JHEP** **0907**, 087 [arXiv:0905.2800 [hep-th]].
- [78] R. Emparan, C. V. Johnson and R. C. Myers (1999), “Surface terms as counterterms in the AdS / CFT correspondence,” **Phys. Rev. D** **60**, 104001 [hep-th/9903238].
- [79] G. W. Gibbons and S. W. Hawking (1977), “Action Integrals and Partition Functions in Quantum Gravity,” **Phys. Rev. D** **15**, 2752.
- [80] S. J. Sin (2007), “Gravity back-reaction to the baryon density for bulk filling branes,” **JHEP** **0710**, 078 [arXiv:0707.2719 [hep-th]].
- [81] K. B. Fadafan and E. Azimfard (2012), “On meson melting in the quark medium,” **Nucl. Phys. B** **863**, 347 [arXiv:1203.3942 [hep-th]].
- [82] M. Lavelle and D. McMullan (1997), “Constituent quarks from QCD,” **Phys. Rept.** **279**, 1 [hep-ph/9509344].
- [83] M. Chala, G. Nardini and I. Sobolev (2016), “Unified explanation for dark matter and electroweak baryogenesis with direct detection and gravitational wave signatures,” **Phys. Rev. D** **94**, no. 5, 055006 [arXiv:1605.08663 [hep-ph]].
- [84] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group] (2016), “Review of Particle Physics,” **Chin. Phys. C** **40**, no. 10, 100001.
- [85] S. Rostam Zadeh and S. S. Gousheh (2016), “Contributions to the $U_Y(1)$ Chern-Simons term and the evolution of fermionic asymmetries and hypermagnetic fields,” **Phys. Rev. D** **94**, no. 5, 056013 [arXiv:1512.01942 [hep-ph]].

- [86] M. Drewes (2013), “The Phenomenology of Right Handed Neutrinos,” **Int. J. Mod. Phys. E** **22**, 1330019 [arXiv:1303.6912 [hep-ph]].
- [87] J. M. Cline (2006), “Baryogenesis,” **hep-ph/0609145**.
- [88] L. Alvarez-Gaume and E. Witten (1984), “Gravitational Anomalies,” **Nucl. Phys. B** **234**, 269.
- [89] N. Manton and P. Sutcliffe (2004), “Topological Solitons,” CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, pp. 504.
- [90] G. ’t Hooft (1976), “Symmetry Breaking Through Bell-Jackiw Anomalies,” **Phys. Rev. Lett.** **37**, 8.
- [91] N. S. Manton (1983), “Topology in the Weinberg-Salam Theory,” **Phys. Rev. D** **28**, 2019.
- [92] G. D. Moore (1999), “Measuring the broken phase sphaleron rate nonperturbatively,” **Phys. Rev. D** **59**, 014503 [hep-ph/9805264].
- [93] D. Bodeker, G. D. Moore and K. Rummukainen (2000), “Chern-Simons number diffusion and hard thermal loops on the lattice,” **Phys. Rev. D** **61**, 056003 [hep-ph/9907545].
- [94] M. Kobayashi and T. Maskawa (1973), “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” **Prog. Theor. Phys.** **49**, 652.
- [95] M. E. Shaposhnikov (1988), “Structure of the High Temperature Gauge Ground State and Electroweak Production of the Baryon Asymmetry,” **Nucl. Phys. B** **299**, 797.
- [96] A. Maleknejad (2014), “Chiral Gravity Waves and Leptogenesis in Inflationary Models with non-Abelian Gauge Fields,” **Phys. Rev. D** **90**, no. 2, 023542 [arXiv:1401.7628 [hep-th]].
- [97] T. Kahniashvili, G. Gogoberidze and B. Ratra (2008), “Gravitational Radiation from Primordial Helical MHD Turbulence,” **Phys. Rev. Lett.** **100**, 231301 [arXiv:0802.3524 [astro-ph]].
- [98] C. Caprini, R. Durrer and G. Servant (2008), “Gravitational wave generation from bubble collisions in first-order phase transitions: An analytic approach,” **Phys. Rev. D** **77**, 124015 [arXiv:0711.2593 [astro-ph]].
- [99] C. Caprini, R. Durrer and T. Kahniashvili (2004), “The Cosmic microwave background and helical magnetic fields: The Tensor mode,” **Phys. Rev. D** **69**, 063006 [astro-ph/0304556].
- [100] L. Schwartz (1952), *Comm. Sém. Math. Univ. Lund*, 196.

-
-
- [101] R. Durrer, P. G. Ferreira and T. Kahniashvili (2000), **Phys. Rev. D** **61**, 043001 [astro-ph/9911040].
- [102] C. Caprini, R. Durrer and E. Fenu (2009), “Can the observed large scale magnetic fields be seeded by helical primordial fields?,” **JCAP** **0911**, 001 [arXiv:0906.4976 [astro-ph.CO]].
- [103] A. Ayala and J. Besprosvany (2003), “Axial charge segregation and CP violation during the electroweak phase transition with hypermagnetic fields,” **Nucl. Phys. B** **651**, 211 [hep-ph/0211234].
- [104] S. Davidson, E. Nardi and Y. Nir (2008), “Leptogenesis,” **Phys. Rept.** **466**, 105 [arXiv:0802.2962 [hep-ph]].
- [105] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration] (2016), “Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields,” **Astron. Astrophys.** **594**, A19 [arXiv:1502.01594 [astro-ph.CO]].
- [106] T. Fujita and K. Kamada (2016), “Large-scale magnetic fields can explain the baryon asymmetry of the Universe,” **Phys. Rev. D** **93**, no. 8, 083520 [arXiv:1602.02109 [hep-ph]].
- [107] M. Ahmadvand and K. Bitaghsir Fadafan (2017), “Gravitational waves generated from the cosmological QCD phase transition within AdS/QCD,” **Phys. Lett. B** **772**, 747 [arXiv:1703.02801 [hep-th]].
- [108] M. Ahmadvand and K. Bitaghsir Fadafan (2018), “The cosmic QCD phase transition with dense matter and its gravitational waves from holography,” **Phys. Lett. B** **779**, 1 [arXiv:1707.05068 [hep-th]].
- [109] H. Abedi, M. Ahmadvand and S. S. Gousheh (2018), “Electroweak baryogenesis via chiral gravitational waves,” arXiv:1805.10645 [hep-ph].
- [110] H. Abedi, M. Ahmadvand and S. S. Gousheh (2018), “Electroweak phase transition in the presence of hypermagnetic fields and gravitational waves,” in preparation.

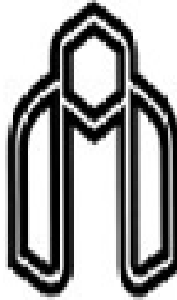
Abstract

In this thesis, we study the cosmic EW and QCD Phase Transitions (PTs) and their effects on the Universe that we can see. When the Universe was about 10^{-10} seconds old, the EWPT, in which symmetry between weak and electromagnetic interactions was broken, occurred. About 10^{-5} after the big bang, the PT from the quark–gluon plasma to the hadronic phase happened. In the early Universe first-order PTs can also generate Gravitational Waves (GWs). In this thesis, we study the cosmological first-order QCD PT and for the first time calculate the GW spectrum of the bubble evolution with holographic models. Using AdS/QCD and the correspondence between a first order Hawking-Page phase transition and de/confinement phase transition, we find the spectrum and the strain amplitude of the gravitational wave within the hard and soft wall models. We also show that IPTA and SKA detectors will be able to detect these gravitational waves, which can be an evidence for the first order deconfinement transition.

Consistent with cosmological constraints, there are scenarios with the large lepton asymmetry which can lead to the finite baryochemical potential at the cosmic QCD phase transition scale. In this thesis, we investigate this possibility in the holographic models. Using the holographic renormalization method, we find the first order Hawking-Page phase transition, between Reissner-Nordström AdS black hole and thermal charged AdS space, corresponding to the de/confinement phase transition. We obtain the gravitational wave spectra generated during the evolution of bubbles for a range of the bubble wall velocity and examine the reliability of the scenarios and consequent calculations by gravitational wave experiments.

Furthermore, we discuss about the baryogenesis and the origin of the matter-antimatter asymmetry during these PTs. We propose a new mechanism for electroweak baryogenesis based on gravitational waves generated by helical magnetic fields that are present during a first order electroweak phase transition. We generate a net lepton number through the gravitational chiral anomaly which appears due to the chiral gravitational waves produced by these magnetic fields. The observed value of baryon asymmetry can be obtained in our mechanism within parameter space of scenarios with an inverse cascade evolution for magnetic fields which can also be candidates for large-scale magnetic fields.

Keywords: Electroweak phase transition, QCD phase transition, Holography, Gravitational waves, Baryogenesis



Shahrood University of Technology

School of Physics and Nuclear Engineering

Ph.D. Thesis in Elementary Particles

**Baryogenesis within gauge/gravity
correspondence**

By: Moslem Ahmadvand

Supervisor

Dr. Kazem Bitaghsir Fadafan

Advisor

Prof. Mohammad Mehdi Sheikh-Jabbari

July 2018