

# فصل ۱

## نوسانات آکوستیکی باریونی

### ۱.۱ مقدمه

اولین بار Yu و Peebles در ۱۹۷۰ اثرات نوسانات آکوستیکی باریون را روی توزیع ماده در کیهان بررسی کردند. Eisenstein ایده استفاده از مساحی انتقال به سرخ برای اندازه‌گیری  $d_A(z)$  توسط مشاهدات BAO را در ۱۹۹۸ پیشنهاد داد.

امواج آکوستیکی تا زمانی که کیهان به اندازه کافی برای ترکیب الکترون‌ها و پروتون‌ها سرد نشود به انتشار ادامه می‌دهند و در این زمان فوتون‌ها از باریون‌ها واجفتیده می‌شوند. زمانی که باریون‌ها از رانش<sup>۱</sup> ناشی از فوتون‌ها آزاد می‌شوند را دوره رانش<sup>۲</sup>،  $z_d$  می‌نامند. در این دوره فوتون‌ها آزادانه انبساط می‌یابند در حالی که امواج آکوستیکی در باریون‌ها در مقیاسی که با اندازه افق در زمان رانش داده می‌شوند، منجمد می‌شوند<sup>۳</sup>. به تدریج باریون‌ها در پتانسیل ماده تاریک می‌افتند اما ماده تاریک نیز جذب فراجکالش باریون می‌شود.

تقریب جفت‌شدگی سخت<sup>۴</sup> برای تحول یک تک مد فوریه‌ی اختلال‌های چگالی باریون هست:

$$\frac{d}{d\eta} \left[ (\lambda + R) \delta_b \right] + \frac{k^2}{3} \delta_b = -k^2 (\lambda + R) \Psi - \frac{d}{d\eta} \left[ 3(\lambda + R) \Phi \right], \quad R \equiv \frac{3}{4} \frac{\rho_b}{\rho_\gamma} \quad (1.1)$$

### ۲.۱ دینامیک کیهانی و معادله حالت

اندازه‌گیری نوسانات آکوستیکی باریونی در راستای شعاعی و مماسی، مقدار پارامتر هابل و فاصله‌ی قطری زاویه‌ای  $d_A$  را به ما می‌دهد. پارامتر هابل را به صورت تابع بدون بعد فیزیکی می‌توان بر حسب معادله‌ی فریدمان به صورت زیر نوشت:

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_{DE} f(z) + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_r (1+z)^4} \quad (2.1)$$

<sup>۱</sup> Drag

<sup>۲</sup> Drag epoch

<sup>۳</sup> Freeze in

<sup>۴</sup> Tight coupling approximation

که تابع  $f(z)$  پارامتر چگالی انرژی تاریک بدون بعد است. اگر انرژی تاریک را به عنوان یک سیال بارتروپیک<sup>۵</sup> با یک معادله‌ی حالت واسه به انتقال به سرخ فرض نماییم  $w(z)$ ، می‌توان معادله‌ی پیوستگی را مستقیماً انتگرال گرفت تا وابستگی پارامتر چگالی را بدست آورد:

$$f(z) = \frac{\rho_{DE}(z)}{\rho_{DE}(z=0)}, \dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(1+w(a)) = 0$$

$$\rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = 3(1+w(z))\frac{dz}{1+z} \Rightarrow \rho_{DE}(z) = \rho_{DE}(z=0)e^{3\int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz'} \downarrow$$

$$f(z) = \exp \left[ 3 \int_0^z \frac{1+w(z')}{1+z'} dz' \right] \quad (3.1)$$

به غیر از اندازه‌گیری نرخ انبساط کیهانی  $H(z)$ ، از روش اندازه‌گیری فاصله نیز می‌توان قید روی پارامتر حالت انرژی تاریک  $w(z)$  گذاشت. فاصله را در کیهان FLRW به صورت شعاعی و بدون بعد تعریف می‌کنیم؛ فاصله همراه<sup>۶</sup> تعریف می‌شود:

$$\chi(z) \equiv \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (4.1)$$

فاصله‌ی قطری زاویه‌ای بر حسب فاصله همراه تعریف می‌شود:

$$d_A(z) = \frac{c}{H_0(1+z)\sqrt{-\Omega_k}} \sin \left( \sqrt{-\Omega_k} \chi(z) \right) \quad (5.1)$$

و فاصله درخشندگی هست:

$$d_L(z) = (1+z)^2 d_A(z) \quad (6.1)$$

تعیین فاصله به منظور اندازه‌گیری پارامتر هابل، اشکالی دارد و آن اینکه: برای تعیین فاصله نیاز به انتگرال روی تابع  $f(z)$  است که خود، نیز انتگرال روی  $w(z)$  دارد! بنابراین در استفاده از روش فاصله‌ها، اگر ویژگی خاصی در پارامتر حالت  $w(z)$  موجود باشد، از بین می‌رود. مشکل دیگر آنکه، اگر به واسطه رابطه‌ی فاصله‌ی قطری زاویه‌ای دقت نماییم (رابطه ۵.۱)، اگر هیچ پیش فرضی درباره‌ی  $f(z)$  نداشته باشیم، حتی دقیق‌ترین اندازه‌گیری فاصله‌ها نیز، نمی‌تواند تبهگنی بین  $\Omega_k$  و  $f(z)$  را بشکند. با وارد کردن داده‌های رصدهای مختلف می‌توان تبهگنی روی قیده‌های انرژی تاریک را شکست و بر روی انحنا بی‌اثر<sup>۷</sup> کرد.

در واقع، این تبهگنی را حتی با انتخاب دلخواه  $f(z)$  با اندازه‌گیری همزمان هر دو پارامتر هابل و فاصله می‌توان شکست؛ می‌توان به راحتی نشان داد که  $\Omega_k$  پارامتر انحنا، را در کیهان FLRW به این صورت

<sup>۵</sup>سیالی که چگالی آن تنها وابسته به فشار است و به انتروپی بستگی ندارد

<sup>۶</sup>Comoving distance

<sup>۷</sup>Marginalize

می توان نوشت:

$$D(z) = \frac{H_0}{c} (1+z) d_A(z) \rightarrow D(z) = \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \sin \left[ \sqrt{-\Omega_k} \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz' \right]$$

$$D'(z) = \frac{d}{dz} D(z) = \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \times \sqrt{-\Omega_k} \frac{H_0}{H(z)} \times \cos \left[ \sqrt{-\Omega_k} \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz' \right]$$

$$\rightarrow \frac{[H(z)D'(z)]^2 - H_0^2}{[H_0 D(z)]^2} = \frac{-H_0^2 \sin \left[ \sqrt{-\Omega_k} \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz' \right]}{[H_0 D(z)]^2} = \Omega_k \quad \Downarrow$$

$$\Omega_k = \frac{[H(z)D'(z)]^2 - H_0^2}{[H_0 D(z)]^2} \quad (7.1)$$

که  $\equiv \frac{d}{dz}$  و  $D(z)$  فاصله همراه عرضی بدون بعد است:

$$D(z) = \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \sin \left( \sqrt{-\Omega_k} \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz' \right) \quad (8.1)$$

رابطه بالا مقدار امروزی  $\Omega_k$  را به صورت تابعی از اندازه گیری در هر انتقال به سرخی می دهد. این رابطه می تواند به ابزاری برای بررسی اصل کپرنیکی<sup>^</sup> تبدیل شود. چون  $\Omega_k$  یک عدد منفرد است، سمت راست رابطه بالا، وقتی در هر انتقال به سرخی اندازه گرفته شود (اگر در کیهان FLRW باشیم) مقدار یکسانی خواهد داشت. و اگر با انتقال به سرخ تغییر کند، در کیهان FLRW نیستیم (همگنی و همسانگردی برقرار نیست).

زیبایی نوسانات آکوستیکی باریونی در این است که با فیزیک کاملاً خطی، هر دوی فاصله  $d_A(z)$  و  $H(z)$  را بدست می دهد (برخلاف روش استفاده از SNIa که فیزیک بسیار پیچیده و غیر خطی و کمتر شناخته شده انفجارهای ستاره ای را نیاز دارد). همچنین نوسانات باریونی می تواند قید روی رشد ساختارها را از طریق تغییر در دامنه ی طیف توان دهد. معادله ی تحول زمانی رشد اختلال های چگالی ساختارها از رابطه ی زیر تبعیت می کند:

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - 4\pi G\rho_m\delta = 0 \quad (9.1)$$

وابستگی زمانی حالت رشد کننده ی این معادله با تابع رشد،  $G(z)$  داده می شود که در کیهان تخت و  $\Lambda$ CDM می توان با این معادله بیان کرد:

$$G(z) = \frac{5}{4}\Omega_m E(z) \int_0^\infty \frac{(1+z') dz'}{E^3(z')} \quad (10.1)$$

در کیهان یک هم شامل انحنای و هم شامل انرژی تاریک باشد، تحول اختلال چگالی به این صورت داده می شود:

<sup>^</sup>Copernican principle

$$\delta'' + \frac{3}{2} \left( 1 + \frac{\Omega_k(x)}{3} - w(x)\Omega_{DE}(x) \right) \frac{\delta'}{x} - \frac{3}{2} \Omega_m(x) \frac{\delta}{x^2} = 0 \quad (11.1)$$

که  $a_0 = \frac{c}{H_0} \sqrt{\Omega_k}$  و  $x \equiv \frac{a}{a_0} \frac{1}{1+z}$  شعاع انحنای کیهان است. تابع رشد حاوی اطلاعاتی از پارامتر هابل و فاصله است. اندازه‌گیری تابع رشد می‌تواند ابزار قدرتمندی برای مقید کردن انرژی تاریک باشد.

### ۳.۱ خطکش معیار آماری

نوسانات آکوستیکی باریونی به عنوان خطکش معیار<sup>۹</sup> در کیهان‌شناسی مطرح شده است. ایده خطکش معیار از زندگی روزمره ما می‌آید. مثلاً وقتی درباره قد یک شخص می‌خواهیم قضاوت کنیم، بر اساس قطر زاویه‌ای نظر می‌دهیم. هر قدر شخص یا جسم مورد نظر دورتر باشد، کوچک‌تر به نظر می‌رسد و بالعکس. ایده مشابهی در کیهان‌شناسی به کار می‌رود اما با پیچیدگی بیشتر: فضا می‌تواند خمیده باشد! برای مثال اگر بخواهیم درباره فاصله تا یک جرم مشخص با عبور از میان یک عدسی گرانشی با انحنای نامشخص قضاوت کنیم، ممکن است جرم مورد نظر کوچک به نظر برسد اما نمی‌توانیم با قاطعیت بگوییم که دورتر است! چون ممکن است نزدیک باشد اما اثر عدسی گرانشی تصویر آن را دچار اعوجاج کرده باشد. این تبهگنی میان انحنای فضا و فاصله‌ی شعاعی از ابتدای کیهان‌شناسی یک مسأله مهم بوده است. بطوری که درون مایه‌ی مناظره تاریخی معروف شپلی<sup>۱۰</sup> و کرتیس<sup>۱۱</sup> بر روی ماهیت کهکشن‌ها این موضوع بوده است. شپلی معتقد بود که کهکشان‌ها دیگر اجرام کوچکی هستند که درون راه شیری واقعند اما کرتیس فکر می‌کرد که آن‌ها اجرامی فراتر از راه شیری و بسیار دورتر هستند.

در کیهان‌شناسی برای سنجش فاصله‌ها و اندازه‌گیری کمیت‌های مرتبط با فاصله نیاز به خطکش‌های معیار داریم. یک خطکش معیار می‌تواند جرمی با ابعاد مشخص در یک تک انتقال به سرخ  $z$  باشد و یا جمعیتی از اجرامی در انتقال به سرخ‌های مختلف که اندازه‌شان با یک رفتار شناخته شده با انتقال به سرخ تغییر کند. خطکش‌های معیار که پیش از این در کیهان‌شناسی مطرح شده‌اند شامل: چشمه‌های رادیویی اجرام بسیار فشرده که در سال ۱۹۹۶ منجر به یک مقدمه برای نتایج SNIa شد تا ادعا کنند که چگالی ماده تاریک کم است  $\Omega_m < 0.3$ ، و یک ثابت کیهان‌شناختی غیر صفر با علامت نامشخص وجود دارد. دیگر نامزد خطکش معیار رادیویی چشمه‌های رادیویی دو نیمه‌ای<sup>۱۲</sup> هستند. این کهکشان‌های رادیویی فناروف-رایلی<sup>۱۳</sup> نوع IIb به عنوان خطکش معیار از ۱۹۹۴ مورد استفاده‌اند و نتایج آن‌ها با آنالیز نتایج ابرنواخترها SNIa سازگارند. یک رویکرد دیگر برای خطکش معیار استفاده از خوشه‌ها کهکشان‌ی است. شار تابش پرتو-ایکس را به جرم گاز خوشه و در نتیجه ابعاد آن مرتبط می‌کنند که با فرض ثابت بودن کسر جرم گاز در طی زمان به عنوان یک خطکش معیار استفاده می‌شود. اندازه‌گیری‌ها حاصل از این روش نیز با نتایج SNIa سازگاری دارند.

اما اندازه‌گیری BAO ما را به مرزی فراتر به نام خطکش‌های معیار آماری<sup>۱۴</sup> (SSR) می‌برد. SSR

<sup>۹</sup>Standard ruler

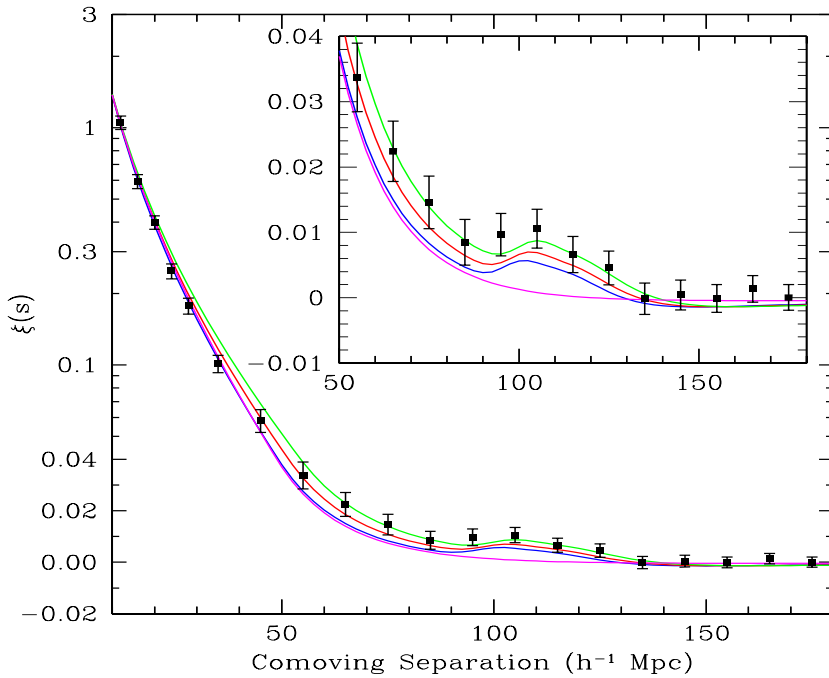
<sup>۱۰</sup>Harlow Shapley (1885-1972)

<sup>۱۱</sup>Heber Doust Curtis (1872-1942)

<sup>۱۲</sup>Double-lobed radio sources

<sup>۱۳</sup>Fanaroff-Riley

<sup>۱۴</sup>Statistical Standard Rulers



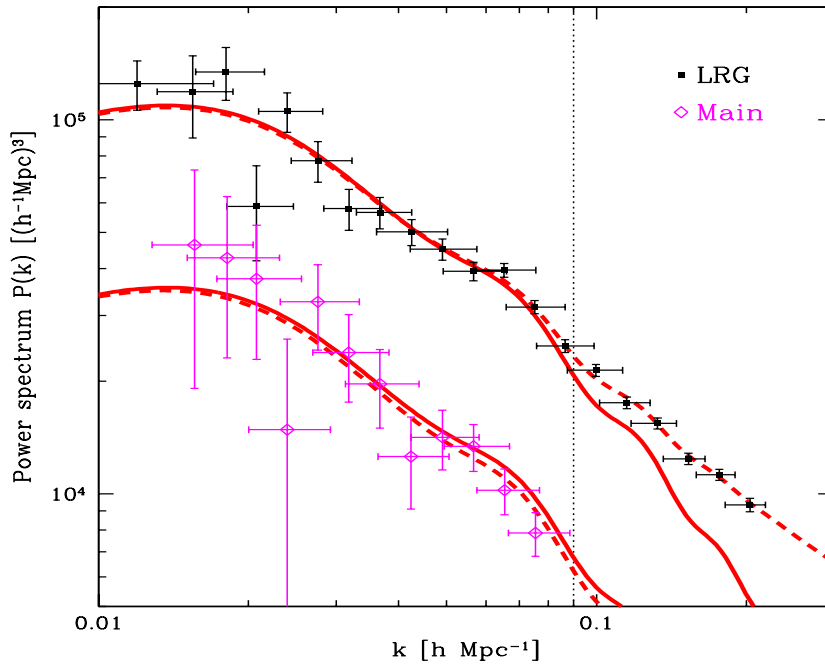
شکل ۱.۱: قله آکوستیک باریونی در تابع همبستگی- نقاط داده مربوط به داده‌های کهکشانی LRG SDSS هستند. بالاترین خط مربوط به چگالی ماده  $\Omega_m h^2 = 0.12$  بعدی،  $0.13$  و  $0.14$  هستند. در همه این خط‌ها چگالی باریون  $\Omega_b h^2 = 0.024$  حفظ شده. در پایین‌ترین خط که بدون هیچ قله‌ایست سهم باریون را صفر  $\Omega_b = 0$  و به طور کامل CDM فرض کرده‌ایم.

از این ایده بهره می‌برد که شاید خوشه شدن کهکشانها یک مقیاس مرجح داشته باشد که وقتی در انتقال به سرخ‌های مختلف نگاه می‌کنیم، می‌توانیم رو فاصله قطری زاویه‌ای قید بگذاریم.

برای توضیح ایده‌ی پشت خطکش‌های معیار آماری (SSR) فرض کنید تمام کهکشانها بر روی یک شبکه‌ی سه بعدی با طول شبکه‌ی  $L$  قرار گرفته‌اند. در چنین چیدمانی اندازه‌گیری فاصله‌ها قطری زاویه‌ای به صورت تابعی از انتقال به سرخ با استفاده از معادله‌ی ۵.۱ بدیهی است و می‌توانیم نرخ انبساط را به صورت تابعی از انتقال به سرخ بدست آوریم، که اندازه‌گیری با استفاده از مجموعه‌ای از انتقال به سرخ‌ها گسسته در نقاط وسط کهکشان‌ها بدست می‌آید.

حال بیایید فرض کنیم، کهکشانها را به صورت تصادفی روی این شبکه پخش کنیم. وقتی تعداد کهکشان‌های با توزیع تصادفی را افزایش دهیم کم کم تشخیص الگوی شبکه‌ی کیهانی با چشم دشوار می‌شود. اما، الگوی شبکه‌ی زیر این توزیع، به صورت آماری (مثلا با تبدیل فوریه) قابل آشکارسازی است.

اما باید دقت نماییم که یک توزیع شبکه‌ای در میان فضا یک چارچوب مرجع مطلق را ایجاد می‌کند که همگنی پیوسته‌ی فضا را تا ابعاد زیرگروه‌های گسسته (که از انتقال به صورت مضاربی از طول شبکه  $L$  ایجاد شده‌اند) برهم می‌خورد. برای این‌که مفهوم SSR را بفهمیم، یک تصویر برای ساخت توزیع کهکشانی در نظر می‌گیریم به این صورت که یک کهکشان را به صورت تصادفی درون این شبکه پرتاب می‌کنیم، با احتمال ثابت  $p$  کهکشان دیگری با فاصله‌ی  $L$  از کهکشان اول (در هر راستایی) قرار می‌دهیم. با مرجع قرار دادن کهکشان جدید به عنوان نقطه‌ی آغاز این فرآیند را به تعداد دلخواه کهکشان تکرار می‌کنیم. بعد از تعداد تکرار کافی دیگر هیچ شبکه‌ی منظمی از کهکشان‌ها نخواهیم داشت اما طول مشخصه‌ی  $L$  در توزی کهکشانها همچنان وجود دارد و یک SSR تشکیل می‌شود. بازتولید این طول مشخصه یک مسأله آماری است. در شکل ۳.۱ تعداد زیادی حلقه با شعاع مشخصه یکسان  $L$  نمایش با هم برهم‌نهی کرده‌اند. این برهم‌نهی حلقه‌ها در



شکل ۲.۱: اثر BAO را در طیف توان ماده که از داده‌های SDSS بدست آمده مشاهده می‌کنیم. BAP در این جا تبدیل به سلسله‌ای از نوسانات در طیف توان ماده شده است. خط پر رنگ از بهترین مقادیر مدل  $\Lambda$ CDM بدست آمده و خط چین‌ها تصحیحات اثرات غیر خطی رانیز شامل می‌شوند.

صفحه با افزایش حلقه‌ها ظاهراً طول مشخصه را مخفی می‌کند. اما BAO یک SSR بسیار زیبا که بین بقیه خوشه شدن کهکشان پنهان شده است را بدست می‌دهد، اما این تنها نوع SSR نیست.

## ۴.۱ فیزیک نوسانات آکوستیکی باریونی

قبل از بازترکیب<sup>۱۵</sup> و واجفتیدگی<sup>۱۶</sup> کیهان شامل یک پلاسمای داغ از فوتون‌ها و باریون‌ها بوده که این سیال از طریق پراکندگی تامسون<sup>۱۷</sup> به شدت جفت‌شده<sup>۱۸</sup> بوده است. کشاکش بین نیروی ناشی از فشار تابشی و گرانش موجب ایجاد نوساناتی در سیال فوتون می‌شود. اگر یک اختلال چگالی کروی و منفرد در پلاسمای به شدت جفت‌شده‌ی فوتون-باریون در نظر بگیریم، به صورت یک موج آکوستیکی با سرعت

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3(1+R)}} \quad (12.1)$$

به سمت بیرون منتشر خواهد شد که نسبت باریون به فوتون به صورت  $R \equiv \frac{\rho_b}{\rho_\gamma} \propto \Omega_b/(1+z)$  تعریف می‌شود. در زمان بازترکیب کیهان خنثی می‌شود و فشار باریون‌ها (به دلیل مقید شدن و سرعت کم) از بین می‌رود. موج باریونی از حرکت باز می‌ایستد در حالی که فوتون‌ها آزادانه منتشر می‌شوند و تابش زمینه‌ی

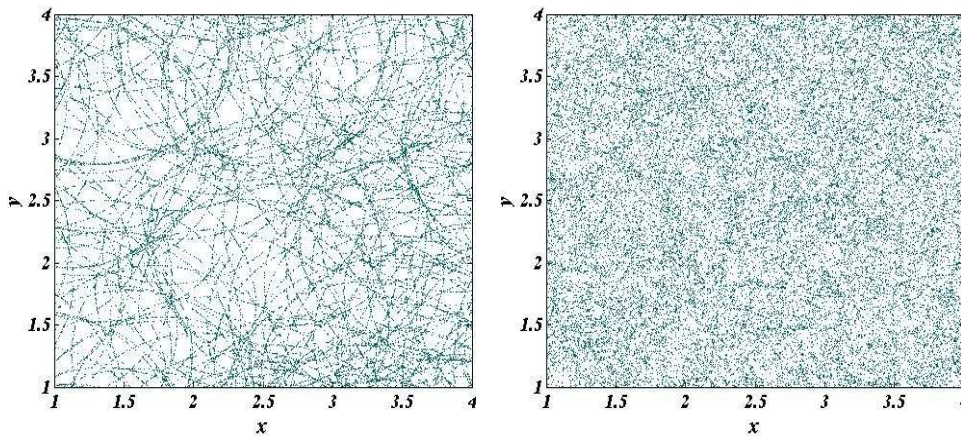
<sup>۱۵</sup>Recombination

<sup>۱۶</sup>Decoupling

<sup>۱۷</sup>Sir Joseph John Thomson (1856-1940)

<sup>۱۸</sup>Tightly coupled





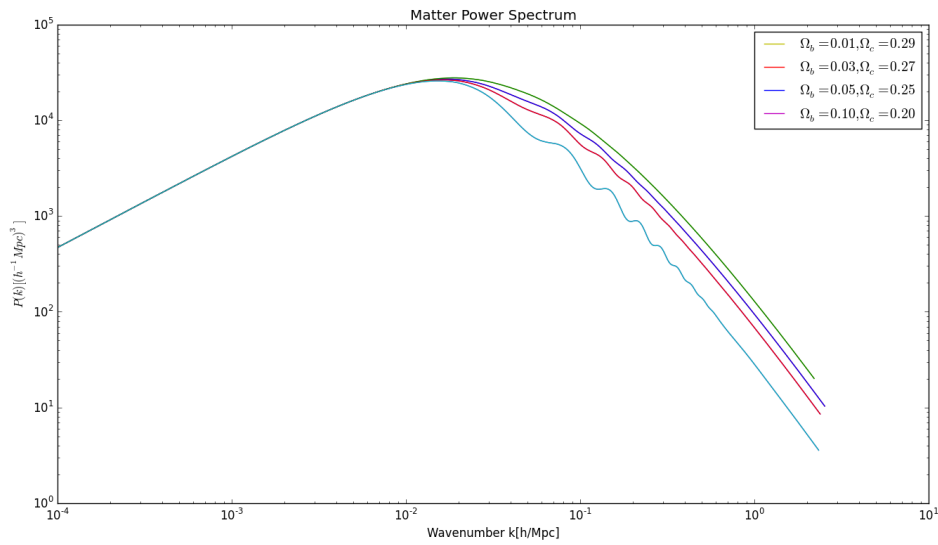
شکل ۳.۱: خطکش استاندارد

کیهانی (CMB) را تشکیل می‌دهند. شعاع مشخصه پوسته‌ی کروی در زمانی که موج باریونی متوقف شده، در توزیع باریون‌ها به صورت یک فزونی چگالی ثبت شده است. باریون‌ها و ماده تاریک از طریق گرانش با هم برهمکنش دارند، پس ترجیحا ماده تاریک در چنین مقیاسی به صورت توده در می‌آید. بنابراین، احتمال زیادی دارد که یک کهکشان در جایی شکل بگیرد که چگالی بیشتری از موج باریونی متوقف شده نسبت به سمت دیگر پوسته کروی دارد. اگر یک کهکشان در مرکز اختلال چگالی اولیه شکل گرفته باشد، در تابع همبستگی دو-نقطه‌ای یک برآمدگی در شعاع  $s$  از پوسته‌ی کروی بوجود می‌آید، که نشان‌گر احتمال بیشتر یافتن دو کهکشان با فاصله‌ی جدایی  $s$  از هم است. مقیاس  $s$  معمولا نزدیک به مقیاس افق صوتی است، یعنی فاصله‌ی همراهی که یک موج صوتی می‌توانسته در یک سیال باریون- فوتون در زمان واجفتیدگی طی کند، و وابسته با چگالی‌های باریون و ماده است:

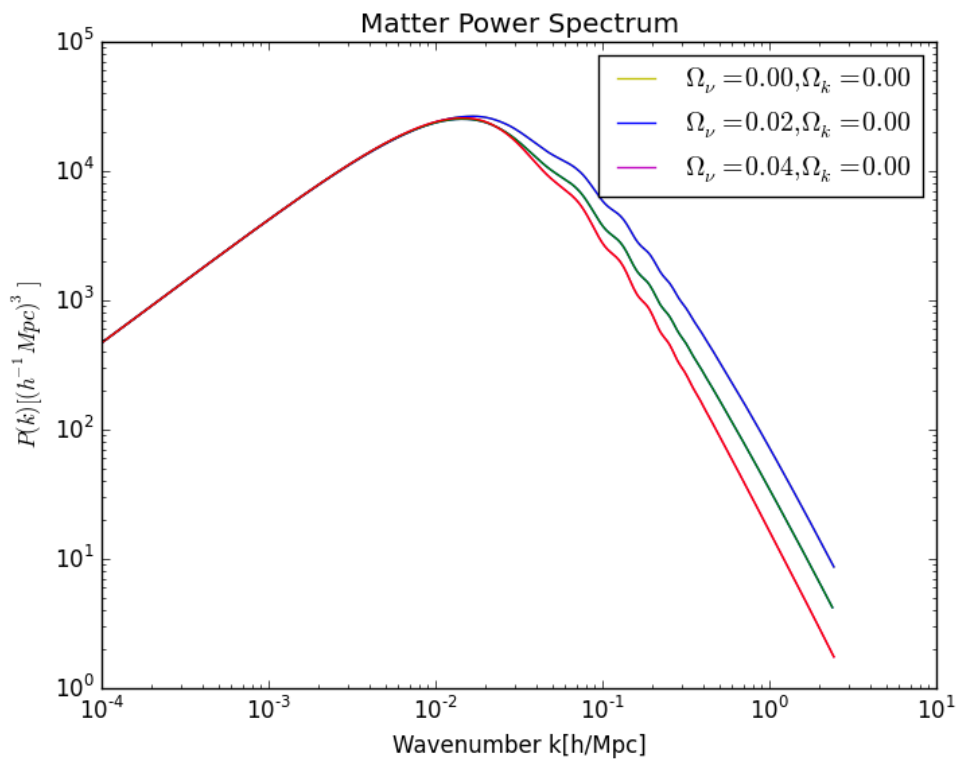
$$s = \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s dz}{H(z)} = \frac{1}{\sqrt{\Omega_m H_0^2}} \frac{2c}{3z_{eq} R_{eq}} \ln \left[ \frac{\sqrt{1 + R_{rec}} + \sqrt{R_{rec} + R_{eq}}}{1 + \sqrt{R_{eq}}} \right] \quad (13.1)$$

که باز هم  $R \equiv 3\rho_b/4\rho_\gamma \propto \Omega_b h^2/(1+z)$  و  $z_{eq} = \frac{\Omega_m}{\Omega_{rad}}$  انتقال به سرخ برابری تابش و ماده است. تابش CMB به طور محکم، چگالی‌های ماده و باریون در زمان واجفتیدگی را مقید می‌کند، و بنابراین افق صوتی بدست می‌آید:  $1.46/8 \pm 1/8 Mpc$ . بنابراین چنین مقیاسی تا زمانی که بتوان  $\Omega_b$  را با دقت سنجید و اگر تابش عجیب و غریبی در مؤلفه‌ها چگالی کیهان اولیه داشته باشیم، انتقال به سرخ برابری را، خود یک خطکش استاندارد است. البته، کیهان اولیه با تعداد زیادی از امواج آکوستیکی کروی پر شده و توزیع چگالی نهایی یک برهمنه‌ی خطی از امواج صوتی کوچک- دامنه است. اگر کسر جرم باریون‌ها به اندازه کافی بزرگ شود، تابع انتقال<sup>۱۹</sup> شروع به رشد دادن نوسانات می‌کند و رابطه برازش دیگر معتبر نخواهد بود. در چنین حالتی باید تابع انتقال دیگری به کار برد که توسط Eisenstein (Hu ۱۹۹۸) پیشنهاد شد. نوسانات آکوستیکی باریونی در تابع انتقال موجب ایجاد ویژگی‌ها نوسانی در طیف توان ماده می‌شوند. مقیاس معمول نوسانات از مرتبه افق صوتی در زمان واجفتیدگی فوتون از ماده است، که تقریبا  $150 (\Omega_b h^2 / 0.02)^{-1} Mpc$  بر حسب واحدهای همراهی هست.

<sup>۱۹</sup>Transfer function



شکل ۴.۱: اثر تغییر چگالی باریون بر روی نوسانات آکوستیکی در طیف توان ماده با فرض ثابت بودن انحنای.



شکل ۵.۱: اثر تغییر چگالی نوترینو بر روی نوسانات آکوستیکی در طیف توان ماده با فرض ثابت بودن انحنای.

www.darkeyenergy.ir



## ۵.۱ نوسانات آکوستیکی باریون و انرژی تاریک

از روش‌های مستقل متعددی نشان داده شده است که انبساط کیهان شتابدار است. این شتاب انبساط نشان می‌دهد که: (۱) نظریه‌ی گرانشی ما اشتباه است و یا (۲) کیهان با یک ماده عجیب و غریب که شرط انرژی غالب قوی<sup>۲۰</sup> را نقض می‌کند. اگر حالت دوم درست باشد یک سیال عادی نمی‌تواند عامل انبساط باشد بلکه یک موجود کوانتومی است که چگالی انرژی آن در کیهان غالب است که به آن انرژی تاریک می‌گوییم. برای این‌که ماهیت انرژی تاریک را مشخص نماییم باید نرخ انبساط کیهان را اندازه بگیریم که سه رویکرد اصلی برای این منظور وجود دارد:

- شمع‌های استاندارد: که بر اساس اندازه‌گیری فاصله درخشندگی بر حسب انتقال به سرخ کار می‌کند.
  - خطکش‌های استاندارد: که فاصله‌ی قطری زاویه‌ای و نرخ انبساط را به صورت تابعی از انتقال سرخ می‌دهد. رشد افت‌وخیزها.
  - هر دوی فاصله قطری زاویه‌ای و درخشندگی شامل انتگرال روی معکوس نرخ انبساط است و بنابراین اثرات انرژی تاریک را در خود دارد.
- مقیاس طول مرجح (طول مشخصه) از فیزیک حاکم بر کیهان اولیه ناشی می‌شود که اثر خود را بر روی توزیع جرم و تابش گذاشته و خطکش‌های مستقل از زمانی ایجاد کرده است.

## ۶.۱ مشاهده پذیرهای تحول زمینه کیهان و معادله حالت انرژی تاریک

روش اصلی برای تعیین پارامتر حالت انرژی تاریک  $w(z)$  مرتبط کردن اندازه‌گیری فاصله‌های اجرام کیهانی به مدل کیهان‌شناختی عالم است. این کار از طریق خطکشهای استاندارد که طولشان مشخص است با سنجش فاصله‌ی قطری زاویه‌ای  $d_A(z)$  و یا شمع‌های استاندارد با روشنایی مشخص که می‌توان فاصله‌ی درخشندگی  $d_L(z)$  را سنجید انجام شده است. این فواصل از طریق رابطه‌ی  $d_L(z) = (1+z)^2 d_A(z)$  مرتبط هستند. در یک کیهان FLRW فاصله به این صورت داده می‌شود

$$d_L(z) = c(1+z) \frac{D(z)}{H_0}$$

$$D(z) = \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \sin \left( \sqrt{-\Omega_k} \int_0^z dz' \frac{H_0}{H(z')} \right) \quad (14.1)$$

که  $\Omega_k$  پارامتر انحنای کیهان، و  $H(z)$  معادله‌ی فریدمان است

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_{DE}f(z)] \quad (15.1)$$

که

<sup>۲۰</sup> Strong energy condition

$$f(z) = \exp \left[ 3 \int_0^z \frac{1 + w(z')}{1 + z'} dz' \right] \quad (16.1)$$

www.darkeyenergy.ir