

محاسبه سرعت و جهت جریان بالک در حضور میدان‌های کملونی

امین صالحی^۱ · محمد یاراحمدی^۲ · شهریار فتحی^۳
^۱ ایران، لرستان، دانشگاه لرستان، گروه فیزیک؛
ایمیل: salehi.a@lu.ac.ir
^۲ ایران، لرستان، دانشگاه لرستان، گروه فیزیک؛
ایمیل: Muhammad.ya@gmail.com
^۳ ایران، لرستان، دانشگاه لرستان، گروه فیزیک؛
ایمیل: shahriar.fy@gmail.com

چکیده. به نظر می‌رسد که خوشه محلی با سرعت 600 km s^{-1} در جهت $(l, b) = (276^{+3}, 30^{+3})$ نسبت به تابش پس‌زمینه کیهانی حرکت می‌کند که به دوقطبی تابش پس‌زمینه کیهانی معروف است. یکی از روش‌های توجیه و بازسازی حرکت خوشه محلی، جریان بالک است که به صورت حرکت دست جمعی و همدوس بخش عظیمی از کیهان قابل رویت تعریف می‌شود، اگرچه تصور می‌شود نواحی با چگالی بالا مانند ابرخوشه شپلی و جاذب‌های بزرگ که در فاصله کمتر از $150 h^{-1} \text{ Mpc}$ قرار دارند، عامل چنین جریانی هستند اما علت این حرکت هنوز به طور قطعی مشخص نیست و گمان می‌رود این ناهمسانگردی و دیگر ناهمسانگردی‌های کیهانی که در مقیاس‌های بزرگ‌تر محسوس هستند، منشأ یکسانی داشته باشند. با توجه به ویژگی‌های خاصی که میدان‌های کملونی دارند، می‌توانند گزینه مناسبی برای توجیه جریان بالک در مقیاس‌های کوچک و دیگر ناهمسانگردی‌ها در مقیاس بزرگ‌تر باشند لذا در این مقاله به محاسبه جریان بالک در حضور میدان‌های کملونی در فواصل مختلف پرداخته می‌شود. اگرچه تاکنون بیشتر از خوشه‌های کهکشانی به عنوان شاخص‌های استاندارد برای محاسبه جریان بالک استفاده شده است اما میزان استفاده از ابرنواخترهای نوع یک آنیز رو به افزایش است. در این مقاله، کاتالوگ یونین ۲ که شامل ۵۵۷ ابرنواختر در انتقال به سرخ‌های کمتر از ۴۰۱ است، به کار گرفته شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که در فاصله کمتر از $150 h^{-1} \text{ Mpc}$ ، جریان بالک با سرعت 273 km s^{-1} در جهت $(l, b) = (286^{+14}, 16^{+8})$ حرکت می‌کند و با جهت حرکت خوشه محلی در ناحیه (1σ) سازگار است اما در مقیاس‌های بزرگ‌تر (تقریباً $300 h^{-1} \text{ Mpc}$) میزان همگرایی جهت جریان بالک و جهت حرکت خوشه‌های کهکشانی کمتر و برعکس جهت جریان بالک به جهت دوقطبی انرژی تاریک نزدیک‌تر می‌شود. بنابراین تصور ما بر این است که میدان‌های کملونی می‌توانند توجیه مناسبی برای جریان بالک و دوقطبی انرژی تاریک باشند، علاوه بر آن با استفاده از جریان بالک، محدوده پارامترهای کملون تعیین گردیده است.

واژه‌های کلیدی: کملون، جریان بالک، فاصله درخشنده‌گی، ابرنواختر

Measuring the velocity bulk flow in presence of chameleon fields

Amin Salehi¹ · Muhammad yarahmadi² · Shahriar Fathi³

¹ Department of Physics, Lorestan University of Lorestan, Lorestan, Iran;

email: salehi.a@lu.ac.ir

² Department of Physics, Lorestan University of Lorestan, Lorestan, Iran;

email: Muhammad.ya@gmail.com

³ Department of Physics, Lorestan University of Lorestan, Lorestan, Iran;

email: shahriar.fy@gmail.com

Abstract. It seems that the local group moves with respect to the cosmic microwave background known as CMB dipole. The bulk flow, the coherent motion of the large part of our visible universe is one of the powerful methods which can explain and reconstruct the apparent motion of our Local

Group of galaxies (LG). Although, it is believed that over-density regions, such as Shapley Super cluster are responsible for the peculiar motion; however the exact source of the peculiar motion is still uncertain and it seems that this motion and other types of anisotropies in large scales have a common source. The chameleon fields can be a good candid to explain both types of anisotropy, namely the bulk flow in small scales and other types of anisotropies in large scales. In this paper, we study the bulk in the presence of chameleon fields flow in different scales. While in the past, this has been studied mostly using galaxies as distance indicators, the weight of type Ia supernovae (SNe Ia) has increased recently. We use Union2 catalogue containing 557 type Ia supernovae (SNe Ia) in redshift range, $0.15 < z < 1.4$. The results indicate that for distances smaller than 150 Mpc, the bulk flow is moving in the $(l, b) = (286, 16)$ direction with amplitude of 273 km s^{-1} . This result is consistence with the direction of CMB dipole in $(1 - \sigma)$ confidence level. In large scales ($300 h^{-1} \text{ Mpc}$), the convergence between direction of the bulk flow and CMB dipole decreases while the bulk flow tends to the direction of dark energy dipole; thus it seems that chameleon field can be a common source for bulk flow and dark energy dipole. Moreover, we have estimated the chameleon parameter using peculiar velocity of Type Ia supernovae.

Keywords: Camelon, bulk flow, distance modulus, supernova

۱ مقدمه

با مطالعه ناهمسانگردی تابش پس‌زمینه کیهانی توسط کونکلین در سال ۱۹۶۹ [۱]، هنری در سال ۱۹۷۱ [۲]، که اندازه‌گیری دقیق آن توسط اسموت و همکاران در سال ۱۹۷۷ [۳]، بهترین توجیه برای این ناهمسانگردی، حرکت کهکشان‌های گروه محلی نسبت به تابش پس‌زمینه کیهانی بیان شد که به دوقطبی تابش پس‌زمینه کیهانی یا سی-ام بی-دایپول معروف است. بلافاصله مطالعات زیادی در راستای اندازه‌گیری مقدار دقیق سرعت خوشه محلی و عامل این حرکت انجام گرفت. تصورات اولیه بر این بود که ابرخوشه ویرگو که در فاصله تقریباً $17h^{-1} \text{ Mpc}$ از کهکشان گروه محلی قرار دارد عامل این حرکت است. اما مطالعات ویلومسن و استراوس در سال ۱۹۸۷ [۴]، نشان داد که برای توجیه حرکت خوشه محلی نیاز به یک توزیع جرمی با چگالی بالا در فاصله دورتر است. مطالعات شایا در سال ۱۹۸۴ [۵]، تامان در سال ۱۹۸۵ [۶]، آرونسون و همکاران در سال ۱۹۸۶ [۷]، نشان داد که اختلاف جهت بین دوقطبی سی-ام بی و شاری که به سمت مرکز ویرگو در جریان است در جهت ابرخوشه‌های هیدرا - قنطورس در فاصله تقریباً $32h^{-1} \text{ Mpc}$ است بنابراین نتیجه گرفتند که این ابرخوشه، خوشه محلی را به سمت خود می‌کشد. بعد از آن درسلا و همکاران در سال ۱۹۸۷ [۸]، با مطالعه حرکت کهکشان‌های خوشه هیدرا - قنطورس نشان دادند که این خوشه با سرعت تقریبی 500 km s^{-1} نسبت به تابش پس‌زمینه حرکت می‌کند در نتیجه این ابرخوشه نمی‌تواند تنها عامل حرکت خوشه محلی باشد و یک توزیع جرمی بزرگ در فاصله دورتری باید منشأ این حرکت باشد. به دنبال آن لیندن - بل و همکاران در سال ۱۹۸۸ [۹]، با مطالعه حرکت ۴۰۰ کهکشان مارپیچی که تمام زوایای آسمان را پوشش می‌داد، نشان دادند که این کهکشان‌ها به سمت توده عظیم جرم به نام جاذب بزرگ^۱ که در فاصله $70h^{-1} \text{ Mpc} - 50$ و در مختصات کهکشانی $(l, b) = (325, -7/25)$ قرار دارد جریان دارند. در سال ۱۹۹۲ بازن و همکاران [۱۰]، با مطالعه ۴۸ کهکشان مارپیچی که در مجاورت جاذب بزرگ قرار دارند و با استفاده از رابطه تالی - فیشر نشان دادند که این کهکشان‌ها به سمت جاذب بزرگ در حرکت هستند. بعد از این که اولین نتایج ماهواره کبی منتشر شد، اندازه‌گیری دقیق سرعت کهکشان گروه محلی، توسط کوگت و همکاران در سال ۱۹۹۳ [۱۱]، انجام گرفت. آنها با استفاده از اولین داده‌های این ماهواره سرعت کهکشان گروه محلی را 627 km s^{-1} در جهت مختصات کهکشانی $(l, b) = (276_{-3}^{+3}, 30_{-3}^{+3})$ به دست آوردند. با توسعه کاتالوگ‌هایی مانند (MASS) [۲]، مطالعات هافمن و همکاران ۲۰۰۱ [۱۲]، کوچسکی و ابیلینگ ۲۰۰۶ [۱۳]، نشان دادند که برای بازسازی حرکت دوقطبی کهکشان گروه محلی باید فاصله‌های دورتر از ابرخوشه شیلی که در فاصله $150h^{-1} \text{ Mpc}$ قرار دارد را مورد مطالعه قرار داد. اگرچه مطالعاتی که تا سال ۲۰۰۸ انجام گرفت همگرایی خوبی در بازسازی جهت حرکت کهکشان گروه محلی داشت اما معمولاً این نتایج اختلاف جهتی بین ۱۰ تا ۳۰ درجه را نشان می‌داد. از طرفی مطالعاتی که به دنبال یافتن جهت حرکت کهکشان گروه محلی با استفاده از سرعت ویژه کهکشان‌ها بودند با وجود این که به نتیجه‌ای قطعی برای توجیه حرکت کهکشان گروه محلی دست نیافتند، اما به این نتیجه رسیدند که خوشه‌های کهکشانی یک حرکت دست

¹ Great Attractor¹
² Two Micron All Sky Survey²

جمعی و منسجم در جهت خاصی نسبت به تابش پس‌زمینه کیهانی دارند که جریان بالک نامیده می‌شود. مطالعات در عمق $150 h^{-1} Mpc$ تا سال ۲۰۰۸ انجام می‌شد، اما در سال ۲۰۰۸، کاشلینسکی، باراندله، کوچسکی و هابیل ابلینگ [۱۴]، با تجزیه و تحلیل داده‌های سه ساله دبلیومپ، استفاده از سینماتیک اثرسانیف زالدویچ و داده‌هایی که تا عمق $300 h^{-1} Mpc$ را پوشش می‌داد، شواهدی مبنی بر حرکت هماهنگ و جریان همدوس خوشه‌های کهکشانی با سرعت $1000 - 600 km s^{-1}$ در جهت مختصات کهکشانی که نزدیک به صورت فلکی قنطورس و ولا بود پیدا کردند. محققان حدس زدند که ممکن است این حرکت، باقی‌مانده تأثیر مناطق غیرقابل رویت جهان قبل از تورم باشد. در سال‌های ۲۰۰۹ و ۲۰۱۰ نتایجی که کاشلینسکی و همکاران [۱۵]–[۱۶]، به دست آورده بودند توسط واتکینز، فلدمن و هادسون تصحیح شد و سرعت بالک را در جهت $(l, b) = (282_{-11}^{+11}, 6_{-6}^{+6})$ به دست آوردند. در یک مطالعه در سال ۲۰۱۰، کاشلینسکی، با استفاده از نتایج داده‌های ۵ ساله دبلیومپ، کارهایی را که در سال ۲۰۰۸ انجام داده بود گسترش داد و تعداد ۷۰۰ خوشه کهکشانی را مورد بررسی قرار داد. (تقریباً ۲ برابر تعدادی که از نتایج ۳ ساله دبلیومپ بررسی کرده بود). این تیم همچنین فهرست خوشه‌های کهکشانی را براساس فواصل مختلف به ۴ قسمت تقسیم کردند. سپس جهت جریان خوشه‌ها را در هر بخش مورد بررسی قرار دادند. با وجود تغییرات اندک، سازگاری قابل توجهی بین جهت‌های به دست آمده در ۴ بخش یافتند. در سال ۲۰۱۳، داده‌های تلسکوپ فضایی پلانک شواهدی از جریان تاریک در این مقیاس نشان نداد و ادعاها، شواهدی مبنی بر اثرات گرانشی که فراتر از جهان قابل مشاهده باشد را رد کرد با این حال در سال ۲۰۱۵، فرناندو آتریو، کاشلینسکی و همکاران [۱۷]، ادعا نمودند که با استفاده از داده‌های پلانک و دبلیومپ، شواهدی مبنی بر وجود جریان تاریک مشاهده کرده‌اند؛ بنابراین مطالعات مربوط به یافتن جهت حرکت کهکشان‌های گروه محلی، معمای جدیدتری به نام جریان بالک را مطرح کرده است که هنوز جواب قطعی برای آن مشخص نشده است. اکثر مطالعات مربوط به جریان بالک سه هدف اصلی را دنبال می‌کنند:

- ۱- محاسبه جهت و اندازه سرعت بالک
 - ۲- میزان همگرایی سرعت بالک با جهت حرکت کهکشان‌های گروه محلی
 - ۳- بررسی میزان همگرایی جهت حرکت بالک و حرکت کهکشان‌های گروه محلی با ابرخوشه‌هایی مانند ویرگو، هیدرا، قنطورس، کما و شپیلی به خاطر این که گمان می‌رود این ابرخوشه‌ها که در فواصل مختلفی قرار دارند منشأ جریان بالک و جهت حرکت خوشه محلی باشند.
- در این مقاله علاوه بر موارد بالا، محدوده پارامترهای مدل کمپون را با استفاده از جریان بالک تعیین می‌کنیم و میزان همگرایی جهت جریان بالک با جهت دو قطبی انرژی تاریک را نیز بررسی می‌کنیم. برای محاسبه سرعت بالک، کاتالوگ‌ها و روش‌های مختلفی مورد استفاده قرار می‌گیرد. بعضی از این کاتالوگ‌ها ترکیبی از هزاران خوشه کهکشانی و میلیون‌ها کهکشان هستند که تمام یا قسمتی از آسمان را می‌پوشانند و پس از آنالیزها و بررسی‌های خاصی کاتالوگ‌های متنوعی از آنها در طول موج‌ها یا فواصل خاصی تهیه می‌گردد. ما در این مقاله به جای استفاده از خوشه‌های کهکشانی از ابرنواخترهای نوع یک آ استفاده کرده‌ایم که به خاطر شاخص‌ها و ویژگی‌های خاصشان در بسیاری از مطالعات قبلی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. به عنوان مثال کولین و همکاران در سال ۲۰۱۱ [۱۸]، با استفاده از کاتالوگ یونین ۲، سرعت بالک را $260 km s^{-1}$ در جهت $(l, b) = (271, 16)$ ، دای و همکاران در سال ۲۰۱۱ [۱۹]، با استفاده از همین کاتالوگ سرعت بالک را $188 km s^{-1}$ در جهت $(l, b) = (290, 20)$ ، ترنبال و همکاران در سال ۲۰۱۲ [۲۰]، با استفاده از همین کاتالوگ مقدار سرعت بالک را $249 km s^{-1}$ در جهت $(l, b) = (319_{-18}^{+18}, 7_{-14}^{+14})$ ، فینت و همکاران در سال ۲۰۱۳ [۲۱]، با استفاده از ۱۱۷ ابرنواختر در فاصله انتقال به سرخ کمتر از ۱.۰، سرعت بالک را $292 km s^{-1}$ در جهت $(l, b) = (290_{-22}^{+22}, 15_{-18}^{+18})$ به دست آورده‌اند. بسیاری از محققان از همین کاتالوگ استفاده کرده‌اند و نتایج تقریباً مشابهی را در این محدوده به دست آورده‌اند، در این روش با استفاده از تأثیر حرکت ویژه ابرنواخترها بر روی فاصله‌ی درخشندگی آنها، به محاسبه سرعت ویژه ابرنواخترها پرداخته می‌شود و در نهایت سرعت بالک به عنوان گشتاور دو قطبی این سرعت‌های ویژه محاسبه می‌گردد. همان‌طور که گفته شد مطالعات مربوط به جریان بالک به دو دسته تقسیم می‌شوند. بسیاری از مطالعات مانند، هادسون و همکاران ۲۰۰۴ [۲۲]، کاشکیسکی و همکاران ۲۰۰۸ [۱۴]، واتکین و همکاران ۲۰۰۹ [۲۳]، لاواکس و همکاران ۲۰۱۰ [۲۴]، فینت و همکاران ۲۰۱۳ [۲۱]، وجود چنین جریانی را گزارش داده‌اند. در صورتی که مطالعات دیگری مانند، ترنبال و همکاران ۲۰۱۲ [۲۰]، نیوصر و دیویس ۲۰۱۱ [۲۵]، برنچینی و همکاران ۲۰۱۲ [۲۶]، ما و اسکات ۲۰۱۳ [۲۷]، و پلانک ۲۰۱۳ [۲۸]، نشان داده‌اند که شواهدی از وجود چنین جریانی وجود ندارد. علاوه بر این نکته دیگری که حائز اهمیت است این است که مطالعاتی که جریان بالک را گزارش داده‌اند اگرچه همگی تقریباً جهت‌های نسبتاً یکسانی برای حرکت بالک گزارش داده‌اند ولی مقادیر متفاوتی برای اندازه سرعت گزارش داده‌اند. از آنجایی‌که اندازه‌گیری سرعت بالک در بیشتر مطالعات قبلی بر روی گرانش استاندارد صورت گرفته است، سوالی که پیش می‌آید این است که آیا مدل‌های گرانشی تعمیم‌یافته وجود چنین جریانی را تأیید می‌کنند. بنابراین این انگیزه ایجاد

شد که ما یک مدل گرانشی تعمیم یافته را مطالعه و بررسی کنیم. اما چرا مدل کمپون؟ مسأله قابل توجه دیگری که در بحث جریان بالک مطرح می‌گردد، این است که اگر چنین جریانی وجود داشته باشد علت به وجود آمدن آن چیست. مطالعات زیادی در این راستا صورت گرفته و نتایج مختلفی گزارش شده است. اگرچه بسیاری از مطالعات، جاذب‌های بزرگ یا نواحی با چگالی بالا مانند ابرخوشه‌ی شپلی که در فاصله تقریباً $100 h^{-1} Mpc$ وجود دارند را محتمل‌ترین عامل بوجود آورنده این جریان دانسته‌اند، اما هنوز نتایج به صورت قطعی مشخص نیست و افق‌های تحقیق بر روی این مسأله باز است. حتی اگر ابرخوشه‌هایی مانند شپلی، هیدرا، هرکولس و ویرگو که در فاصله‌های مختلفی بین $150 h^{-1} Mpc - 100$ قرار دارند، عامل ایجاد جریان بالک و عامل حرکت کهکشانی‌های گروه محلی باشند، سوالی که پیش می‌آید این است که ابرخوشه‌های بزرگ که خود ساختارهایی ناهمگن هستند به چه علتی به وجود آمده‌اند. بسیاری از مطالعات که به دنبال یافتن عامل جریان تاریک هستند بر این باورند که منشأ این ناهمسانگردی با انواع دیگر همسانگردی که در مقیاس‌های بزرگ مشهود است، یکی است. بعضی از مطالعات گزارش داده‌اند که جهت این جریان با جهت ناهمسانگردی مربوط به انرژی تاریک (دوقطبی انرژی تاریک) که در مقیاس‌های بزرگ‌تر و انتقال به سرخ‌های بالاتر روی می‌دهد، یکسان است. لذا بسیاری از مطالعات به دنبال یافتن منشأ یکسانی هستند که بتواند در مقیاس کیهانی، نقش انرژی تاریک و در مقیاس‌های کوچک‌تر عامل به وجود آورنده نواحی با توزیع ناهمگن و همسانگرد چگالی باشد. به نظر می‌رسد با توجه به ویژگی‌هایی که میدان‌های کمپونی دارند، می‌توانند گزینه‌ی خوبی برای این مسأله باشند. این میدان‌ها خود را با محیط تطبیق می‌دهند و از آنجا که جرم وابسته به آنها در نواحی مختلف متفاوت است، به طوری که جرم وابسته به این میدان‌ها در نواحی با چگالی بالا مانند ابرخوشه شپلی، زیاد و در نواحی با چگالی کم مانند نواحی میان ستاره‌ای کم است، می‌تواند ناهمسانگردی در مقیاس‌های کوچک‌تر از $100 h^{-1} Mpc$ را توضیح دهد. از طرفی این میدان‌ها توانسته‌اند شتاب کنونی کیهان را به خوبی توضیح دهند و گزینه‌ی خوبی برای انرژی تاریک باشند. لذا برای بررسی بیشتر، به محاسبه دوقطبی انرژی تاریک در میدان‌های کمپونی پرداخته و نتیجه را با جهت جریان بالک مقایسه می‌کنیم.

۲ مدل نظری محاسبه جریان بالک

همان‌طور که گفته شد جریان بالک به عنوان حرکت منسجم و هماهنگ قسمت عظیمی از کیهان قابل رویت می‌باشد. این حرکت شامل حرکت دست جمعی کهکشانی‌ها، خوشه‌های کهکشانی، ابرنواخترها و دیگر اجرام کیهانی نسبت به یک چارچوب مرجع (معمولاً تابش پس‌زمینه کیهانی) است. تعاریف و فرمول‌بندی‌های مختلفی از سرعت بالک گزارش شده است که ممکن است در ظاهر متفاوت به نظر برسند اما در اساس و بنیان یکی هستند. نیووسر و همکاران سرعت بالک را با معادله زیر بیان کرده‌اند [۲۵].

$$B(r) = \frac{3}{4\pi r^3} \int_{x < r} v(x) d^3x, \quad (1)$$

که $v(x)$ ، سرعت ویژه اجرام درون حجم کره مورد مطالعه به شعاع r می‌باشد. معمولاً نمونه‌های مختلفی مانند خوشه‌های کهکشانی و ابرنواخترها مورد مطالعه قرار می‌گیرند. اگرچه انتظار می‌رود اندازه‌گیری سرعت بالک به ازای تمامی نمونه‌ها به جواب تقریباً یکسانی منجر شوند، اما هرچه توزیع نمونه یکنواخت‌تر باشد، خطای محاسبات کمتر می‌شود. روش‌ها و کاتالوگ‌های مختلفی برای اندازه‌گیری سرعت بالک ارائه گردیده است. در این مقاله برای محاسبه سرعت بالک از حرکت ویژه ابرنواخترها استفاده می‌کنیم. حرکت ویژه ابرنواخترها باعث ایجاد تغییراتی در فاصله درخشندگی آنها می‌شود و نوساناتی در فاصله درخشندگی آنان ایجاد می‌کند که با فرمول زیر بیان می‌شود [۲۹]

$$d_L(z, v_{DF}, \theta) = d_L^*(z) + d_L^{dipole}(z, v_{DF}, \theta), \quad (2)$$

که $d_L^*(z)$ ، فاصله درخشندگی ابرنواختر در حالت مختل نشده است و از رابطه زیر به دست می‌آید

$$d_L^*(z) = c(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (3)$$

در رابطه بالا $H(z)$ پارامتر هابل، z انتقال به سرخ، v_{DF} سرعت بالک و $d_L^{(dipole)}(z, v_{DF}, \theta)$ دامنه دوقطبی سرعت بالک است که از رابطه زیر به دست می‌آید

$$d_L^{(dipole)}(z, v_{DF}, \theta) = \frac{v_{DF}(1+z)^2}{H(z)} \cdot \cos(\theta). \quad (۴)$$

که θ زاویه بین خط دید ابرنواختر و جهت دوقطبی (جهت جریان بالک) است. باید توجه کرد که ممکن است فاصله درخشندگی به دلایل دیگری نیز مختل شود اما دیگر منابع اختلالی، در انتقال به سرخ‌های بزرگ‌تر از ۱ دارای اهمیت هستند [۳۰]. با توجه به این‌که در این مقاله از ۱۶۵ ابرنواختر که در انتقال به سرخ کمتر از ۱.۰، قرار دارند استفاده کرده‌ایم می‌توان از منابع اختلالی دیگر صرف‌نظر کرد. نکته مهمی که باید یادآوری شود این است که اگرچه روش برازش دوقطبی یا به اصطلاح (دایپول فیت) روشی مستقل از مدل به نظر می‌رسد اما با نگاهی به معادله می‌توان فهمید که این روش از طریق پارامتر هابل کاملاً به مدل کیهان‌شناسی مورد مطالعه وابسته است. چرا که تحول پارامتر هابل به مدل کیهان‌شناسی وابسته است و این پارامتر یکی از اساسی‌ترین پارامترهای کیهانی است که در مدل‌های مختلف هم به صورت مستقیم و هم از طریق پارامترهای دیگری که به این پارامتر وابسته هستند مورد تجزیه و تحلیل و برازش قرار می‌گیرد.

۳ میدان‌های کمپونی

شواهد موجود بر انبساط شتاب‌دار جهان و تغییرات وابسته به زمان ثابت ساختار ریز باعث شده که یک میدان اسکالر با جرمی از مرتبه H ، مقدار کنونی ثابت هابل معرفی گردد. اگر چنین میدانی وجود داشته باشد، به منظور برآورده کردن اصل هم‌ارزی، باید به ماده جفت شود. در سال ۲۰۰۳ جاستین خوری و آماندا ولتمن [۳۱]، به بررسی این میدان‌ها پرداختند و نشان دادند که جرم وابسته به این میدان‌ها به چگالی موضعی ماده در کیهان بستگی دارد همچنین نشان دادند که برد برهمکنش این میدان‌ها در کره زمین در حدود 1 mm و در مقیاس منظومه شمسی از مرتبه $10^4 - 10^6\text{ AU}$ می‌باشد. در این بررسی‌ها تمامی مرزها و اصول نسبیت عام وارد شده است و پیش بینی شده است که کاوشگرهای اندازه‌گیری ثابت نیوتن مانند SEE در آینده به مقدار متفاوتی از مرتبه واحد به مقدار کنونی آن در سطح زمین دست می‌یابند. با در نظر گرفتن کنش بهنجار شده هیلبرت - اینشتین به صورت

$$S_{EH} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{1}{16\pi G} R = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} R, \quad (۵)$$

در حضور یک میدان اسکالر ϕ و پتانسیل $V(\phi)$ ، جمله دیگری به صورت

$$S_\phi = - \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 + V(\phi) \right\}. \quad (۶)$$

به کنش اضافه می‌شود. برای معرفی میدان‌های کمپونی یک مجموعه از میدان‌های $\psi_m^{(i)}$ با کنش

$$S_m = - \int d^4x \mathcal{L}_m \left(\begin{matrix} (i) \\ m \end{matrix}, g_{\mu\nu}^{(i)} \right), \quad (۷)$$

که به میدان اسکالر ϕ جفت شده‌اند، اضافه می‌شود. در این روابط

$$g_{\mu\nu}^{(i)} \equiv e^{2\beta_i \phi / M_{pl}} g_{\mu\nu}, \quad (۸)$$

همچنین β_i ، یک ثابت جفت شدگی برای هر عنصر کوچک از ماده است. بنابراین کنش کل به صورت زیر بیان می‌شود

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{M_{pl}^2}{2} R - \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) \right\} - \int d^4x \mathcal{L}_m \left(\begin{matrix} (i) \\ m \end{matrix}, g_{\mu\nu}^{(i)} \right) \quad (۹)$$

در نتیجه

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{M_{pl}^2}{2} R - \frac{1}{2} \nabla_\mu \phi \nabla^\mu \phi - V(\phi) - \frac{1}{\sqrt{-g}} \mathcal{L}_m \left(\begin{matrix} (i) \\ m \end{matrix}, g_{\mu\nu}^{(i)} \right) \right\}. \quad (10)$$

ϕ ، معادله حرکت کمپون‌ها به صورت زیر به دست می‌آید

$$\nabla^\nu \phi = V_{eff,\phi}(\phi). \quad (11)$$

برای ماده غیر نسبیتی ($w_i \approx 0$)، پتانسیل مؤثر به صورت رابطه زیر ساده می‌شود

$$V_{eff}(\phi) = V(\phi) + \sum_i \rho_i e^{\beta_i \phi / M_{pl}}. \quad (12)$$

از آنجایی که پتانسیل‌های نمایی در توصیف دوره تورم کیهانی نقش مهمی را ایفا می‌کنند [۳۲]–[۳۳]، معادلات میدان کمپون را در حضور پتانسیل نمایی $V = V_0 \exp\left(-\alpha \frac{\phi}{M_{pl}}\right)$ بررسی می‌کنیم. در این جا α ، یک ثابت بدون بعد است که شیب پتانسیل را توصیف می‌کند. معادله میدان کمپونی در حضور پتانسیل نمایی به صورت زیر به دست می‌آید

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = \frac{V_0 \alpha}{M_{pl}} e^{-\frac{\alpha}{M_{pl}} \phi} - \frac{\beta}{M_{pl}} \rho_m e^{\frac{\beta}{M_{pl}} \phi}, \quad (13)$$

در این جا H پارامتر هابل است که توسط قید فریدمان به صورت زیر تعیین می‌شود

$$3H^2 M_{pl}^2 = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V_0 e^{-\frac{\alpha}{M_{pl}} \phi} + \rho_m e^{\beta \phi / M_{pl}} \quad (14)$$

چگالی انرژی مؤثر در میدان کمپونی به صورت $\rho_{eff} = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \rho_m e^{\beta \phi / M_{pl}}$ و فشار مؤثر به صورت $P_{eff} = -\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi)$ می‌باشد. در مطالعات قبلی به بررسی پارامترهای مهم (α, β) در میدان‌های کمپونی پرداخته شده و محدوده این پارامترها با آزمون‌های رصدی برازش شده است [۳۴]. این دو پارامتر نقش اساسی در دینامیک کیهان ایفا می‌کنند. از ویژگی‌های دیگر این دو پارامتر این است که محدوده پایداری حالت‌های بحرانی مدل کمپونی توسط این پارامترها تعیین می‌شود. معادلات بالا یک مجموعه غیر خطی از معادلات دیفرانسیلی مرتبه دوم هستند که حل تحلیلی آنها فقط برای حالت‌های خاص ممکن است. بنابراین می‌توان آنها را از لحاظ محاسبات عددی بررسی کرد. برای ساده کردن معادلات می‌توان با معرفی تعدادی از متغیرهای جدید معادلات دیفرانسیلی مرتبه دوم را به مجموعه‌ای از معادلات مرتبه اول تبدیل کرد. دلایل مختلفی برای انجام این کار وجود دارد که عبارتند از:

- ۱- سیستم از مرتبه اول برای حل عددی بسیار ساده و مناسب است. از طرفی به ما اجازه می‌دهد که رفتار سیستم را در فضای فاز بررسی کنیم.
 - ۲- در حل عددی معادلات مرتبه اول، برخلاف معادلات مرتبه بالا که برای هر معادله بیشتر از یک شرط اولیه نیاز است، فقط یک شرط اولیه نیاز است.
 - ۳- از همه مهم‌تر، دینامیک معادله مرتبه اول بر روی فضای فاز قابل توصیف و امکان به تصویر کشاندن نقاط بحرانی (پایدار و ناپایدار و زینی و...) و مسیرهای مختلف در فضای فاز وجود دارد بنابراین می‌توان دینامیک سیستم را به‌ازای تمام شرایط اولیه ممکن پیش‌بینی و پایداری سیستم دینامیکی را بررسی کرد.
- در این مقاله این متغیرها به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\chi = \frac{\dot{\phi}}{\sqrt{6} H M_{pl}}, \quad \eta = \frac{\rho_m e^{\frac{\beta \phi}{M_{pl}}}}{3 H^2 M_{pl}^2}, \quad \zeta = \frac{V}{3 H^2 M_{pl}^2}. \quad (15)$$

قید فریدمان به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\chi^2 + \eta + \zeta = 1 \quad (16)$$

بنابراین معادلات سیستم به صورت زیر ساده می‌شوند

$$\frac{d\chi}{dN} = -3\chi + \frac{3}{4}\eta\chi + 3\chi^2 - \frac{\sqrt{6}}{4}\beta\eta + \frac{\sqrt{6}}{4}\alpha\zeta, \quad (17)$$

$$\frac{d\eta}{dN} = -3\eta + 3\eta^2 + \sqrt{6}\beta\chi\eta + 6\chi^2\eta, \quad (18)$$

$$\frac{d\zeta}{dN} = \zeta(-\sqrt{6}\alpha\chi + 3\eta + 6\eta^2), \quad (19)$$

که $N \equiv \ln(a)$ می‌باشد. با استفاده از قید (۱۶)، معادلات بالا به دو معادله زیر کاهش می‌یابند

$$\frac{d\chi}{dN} = -3\chi + \frac{3}{4}\eta\chi + 3\chi^2 - \frac{\sqrt{6}}{4}\beta\eta + \frac{\sqrt{6}}{4}\alpha(1 - \chi^2 - \eta), \quad (20)$$

$$\frac{d\eta}{dN} = -3\eta + 3\eta^2 + \sqrt{6}\beta\chi\eta + 6\chi^2\eta, \quad (21)$$

همچنین $\frac{\dot{H}}{H^2}$ به صورت زیر بر حسب متغیرهای جدید حساب می‌شود

$$\varepsilon = \frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{-1}{4}(3\eta + 6\chi^2) \quad (22)$$

پارامتر بالا یکی از پارامترهای اساسی است که هم معادله حالت برحسب آن بیان می‌شود هم در محاسبه فاصله درخشندگی مورد استفاده قرار می‌گیرد، معادله مربوط به فاصله درخشندگی به وسیله این پارامتر با معادلات سیستم کوپل می‌شود. به این صورت که می‌توان با معرفی دو متغیر جدید $\Gamma = H$ ، $\vartheta = d_L^*(z)$ ، معادله (۷) را به معادلات دیفرانسیلی زیر تبدیل کرد.

$$\frac{d\vartheta}{dN} = -\left(\vartheta + \frac{e^{2N}}{\Gamma}\right) \frac{d\Gamma}{dN} = \varepsilon\Gamma \quad (23)$$

بنابراین برای پیدا کردن فاصله درخشندگی و در نهایت محاسبه جریان بالک معادلات زیر باید به طور همزمان حل شوند

$$\frac{d\chi}{dN} = -3\chi + \frac{3}{4}\eta\chi + 3\chi^2 - \frac{\sqrt{6}}{4}\beta\eta + \frac{\sqrt{6}}{4}\alpha(1 - \chi^2 - \eta), \quad (24)$$

$$\frac{d\eta}{dN} = -3\eta + 3\eta^2 - \sqrt{6}\beta\chi\eta + 6\chi^2\eta, \quad (25)$$

$$\frac{d\vartheta}{dN} = -\left(\vartheta + \frac{e^{2N}}{\Gamma}\right) \quad (26)$$

$$\frac{d\Gamma}{dN} = \varepsilon\Gamma \quad (27)$$

۴ آنالیز عددی و شبیه‌سازی

در این مقاله از کاتالوگ یونین [۳۵]، که حاوی اطلاعات مربوط به انتقال به سرخ، مدول فاصله، خطای اندازه‌گیری و مختصات استوایی ۵۵۷ ابرنواختر در انتقال به سرخ کمتر از ۴.۱ است استفاده می‌کنیم. به منظور مقایسه با مطالعات قبلی که برحسب مختصات کهکشانی بیان شده‌اند، ابتدا مختصات استوایی این ۵۵۷ ابرنواختر را به مختصات کهکشانی تبدیل می‌کنیم سپس زاویه θ را برحسب مختصات کهکشانی به دست می‌آوریم. اگر \hat{n}_i برداریکه در جهت خط دید ابرنواختر i ام باشد آنگاه

$$\hat{n}_i = \cos(l_i) \sin(b_i) \hat{i} + \sin(l_i) \sin(b_i) \hat{j} + \cos(b_i) \hat{k} \quad (28)$$

که (l_i, b_i) مختصات کهکشانی ابرنواختر i ام است. به همین ترتیب اگر \hat{p} برداریکه در جهت دو قطبی باشد آنگاه،

$$\hat{p} = \cos(l) \sin(b) \hat{i} + \sin(l) \sin(b) \hat{j} + \cos(b) \hat{k} \quad (29)$$

که (l, b) ، مختصات کهکشانی جهت جریان بالک است. بنابراین

$$\cos\theta_i = (\hat{n}_i \cdot \hat{p}) = \cos(l) \sin(b) \cos(l_i) \sin(b_i) + \sin(l) \sin(b) \sin(l_i) \sin(b_i) + \cos(b) \cos(b_i) \quad (30)$$

برای محاسبه جهت و اندازه سرعت جریان بالک از روش آماری کمترین مربعات استفاده می‌کنیم

$$\chi^2 = \sum_i \frac{|\mu_i - 5 \log_{10}((d_L^*(z_i) - d_L^{dipole}(z, v_{DF}, \theta_i)) / 1.0 \text{ pc})|^2}{\sigma_i^2} \quad (31)$$

که مدول فاصله μ_i ، از فرمول زیر به دست می‌آید

$$\mu_i = 5 \log_{10} d_L(z) + 42.384 - 5 \log_{10} h. \quad (32)$$

که h ثابت هابل در واحد $100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ، برای سه بازه مختلف انتقال به سرخ، حل عددی معادلات را انجام می‌دهیم.

- ۱- بازه انتقال به سرخ کمتر از $0.35.0$ (معادل فاصله تقریبی $140 h^{-1} \text{ Mpc}$)
- ۲- بازه انتقال به سرخ کمتر از $0.6.0$ (معادل فاصله تقریبی $250 h^{-1} \text{ Mpc}$)
- ۳- بازه انتقال به سرخ کمتر از 1.0 (معادل فاصله تقریبی $422 h^{-1} \text{ Mpc}$)

۱.۴ بازه انتقال به سرخ کمتر از $0.35.0$

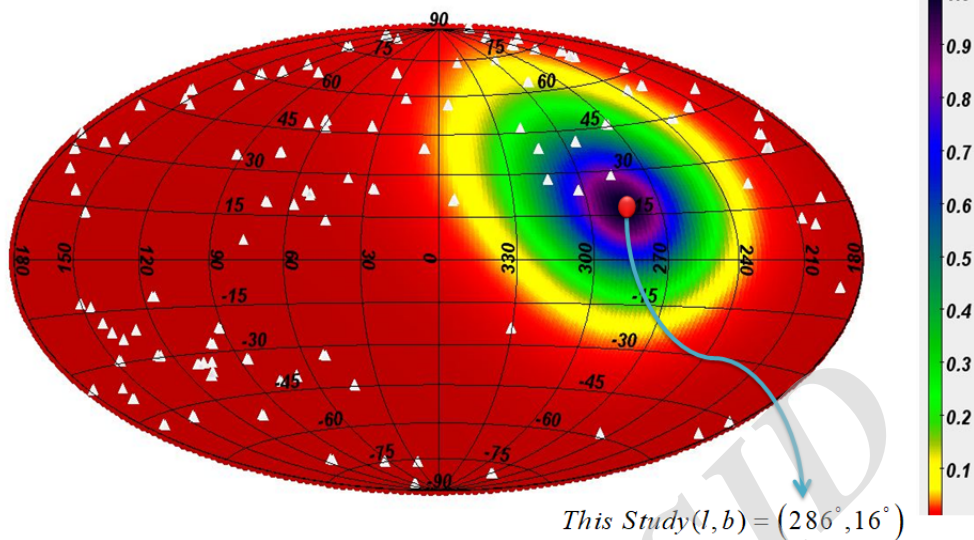
از مجموعه 557 ابرنواختر، تعداد 109 ابرنواختر در انتقال به سرخ کمتر از $0.35.0$ قرار دارند. پارامترهایی که باید برازش شوند، (l, b, v_{DF}) و پارامترهای مدل کمپونی (α, β) هستند. با استفاده از برنامه‌نویسی در محیط نرم‌افزار میپل و تعداد $10^5 \times 2$ داده، این پارامترها را برازش کرده‌ایم. با استفاده از چند نرم‌افزار دیگر این داده‌ها را بر روی کره نگاشته‌ایم. در شکل (۱) تابع توزیع احتمال مربوط به جریان بالک بر روی یک کره در مختصات کهکشانی نگاشته شده است. نتایج شبیه‌سازی با بیش از 2×10^5 داده نشان می‌دهد که جریان بالک با سرعت 273 kms^{-1} در جهت $(l, b) = (287_{-9}^{+9}, 8_{-6}^{+6})$ در حرکت است. در این انتقال به سرخ ابرخوشه هیدرا - قنطورس قرار دارد. جهت جریان بالک به دست آمده تقریباً در جهت این ابرخوشه می‌باشد. این نتیجه با نتایج مطالعات کاشلینسکی [۱۴] - [۱۶]، که مقدار $(l, b) = (287_{-9}^{+9}, 8_{-6}^{+6})$ را برای انتقال به سرخ کمتر از $0.3.0$ به دست آورده‌اند تطابق بسیار خوبی در ناحیه $(1 - \sigma)$ دارد. همچنین فینت و همکاران در کار تحقیقاتیشان [۲۱]، از 117 ابرنواختر در بازه کمتر از 1.0 استفاده کرده‌اند و در ناحیه $0.35 < z < 0.15$ سرعت جریان بالک را $292_{-96}^{+96} \text{ kms}^{-1}$ در جهت $(l, b) = (290_{-2}^{+2}, 15_{-18}^{+18})$ به دست آورده‌اند که با نتیجه محاسبات ما در این مقاله تطابق خوبی در ناحیه $(1 - \sigma)$ دارد. در شکل (۲)، ناحیه $(1 - \sigma)$ مربوط به جهت جریان بالک بر روی یک کره در مختصات کهکشانی نمایش داده شده است. همچنین نتایج بعضی از مطالعات قبلی و مختصات ابرخوشه‌های مهم که در این ناحیه انتقال به سرخ قرار دارند نمایش داده شده است. نکته قابل توجه دیگری که در شکل (۲) به خوبی مشهود است این است که جهت حرکت کهکشان گروه محلی خیلی نزدیک به جهت به دست آمده برای جریان بالک در این ناحیه است. پارامترهای دیگری که برازش شده‌اند پارامترهای مدل کمپونی (α, β) هستند که با استفاده از مدل جریان بالک محدوده این پارامترها تعیین شده‌است. در شکل (۳) تابع توزیع احتمال برای این پارامترها به ازای 60 هزار داده رسم شده است همان‌طور که مشخص است محدوده این پارامترها از مرتبه واحد است که بعضی مطالعات همین مقدار را پیش بینی کرده‌اند

۲.۴ بازه انتقال به سرخ کمتر از $0.6.0$

تعداد 142 ابرنواختر در بازه انتقال به سرخ $0.6 < z < 0.15$ ، قرار دارد. در شکل (۴) تابع توزیع احتمال مربوط به جریان بالک بر روی یک کره در مختصات کهکشانی نگاشته شده است. نتایج شبیه‌سازی با بیش از 2×10^5 نشان می‌دهد

$0.015 < z < 0.035$

Probability



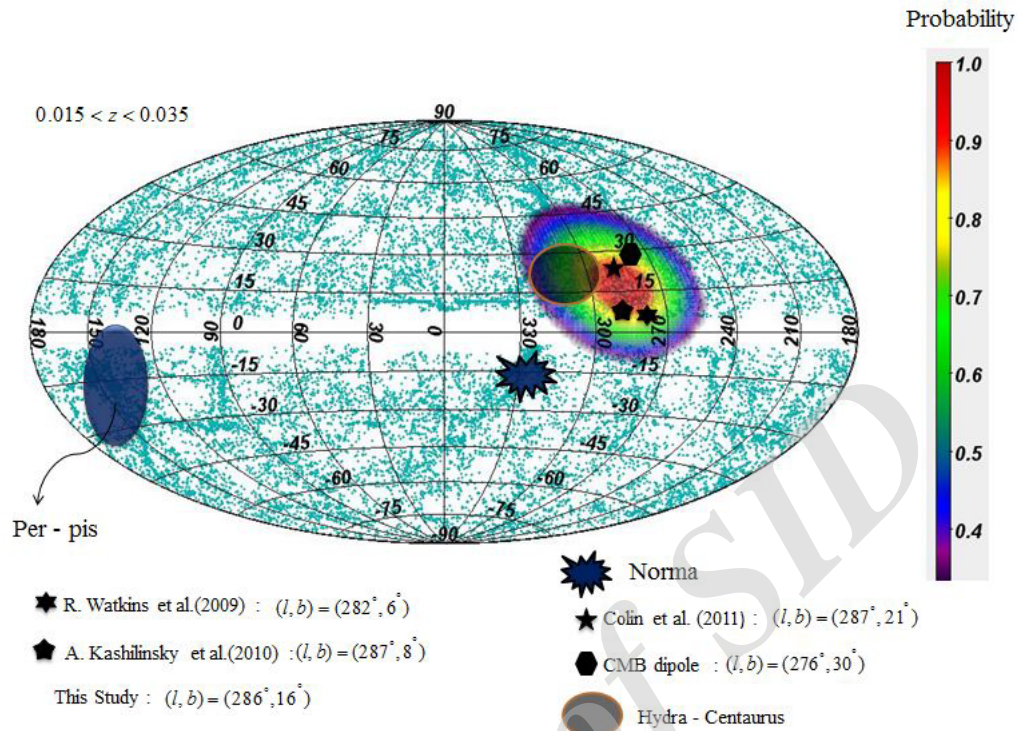
شکل (۱): تابع توزیع احتمال مربوط به جهت جریان بالک، نگاشته شده بر یک کره در مختصات کیهکشانی، برای ناحیه انتقال به سرخ کمتر از 0.35 با استفاده از تعداد 2×10^5 داده

که جریان بالک در این ناحیه در جهت $(l, b) = (30.0 \pm 1.5, 3.1 \pm 1.1)$ حرکت می‌کند که نزدیک به جهت صورت فلکی قنطورس و هیدرا است. ابرخوشه شیلی نیز در این بازه انتقال به سرخ واقع شده است و گمان می‌رود که تمام ابرخوشه‌ها به سمت این ابرخوشه کشیده می‌شوند. این نتیجه با نتایج مطالعات [۲۴]، که مقدار $(l, b) = (295 \pm 18, 14 \pm 18)$ ، نتایج مطالعه [۱۳]، با مقدار $(l, b) = (30.6/44^\circ, 29/71^\circ)$ ، نتیجه مطالعات فلدمن و همکاران [۳۶]، با مقدار $(l, b) = (282 \pm 11, 6 \pm 6)$ و نتایج مطالعه دای و همکاران [۳۷] 2011 که سرعت بالک را $188 \pm 11.4 \text{ km s}^{-1}$ در جهت $(l, b) = (29.0 \pm 3.9, 2.0 \pm 3.0)$ به دست آورده‌اند در سطح اطمینان $(1 - \sigma)$ سازگاری دارد.

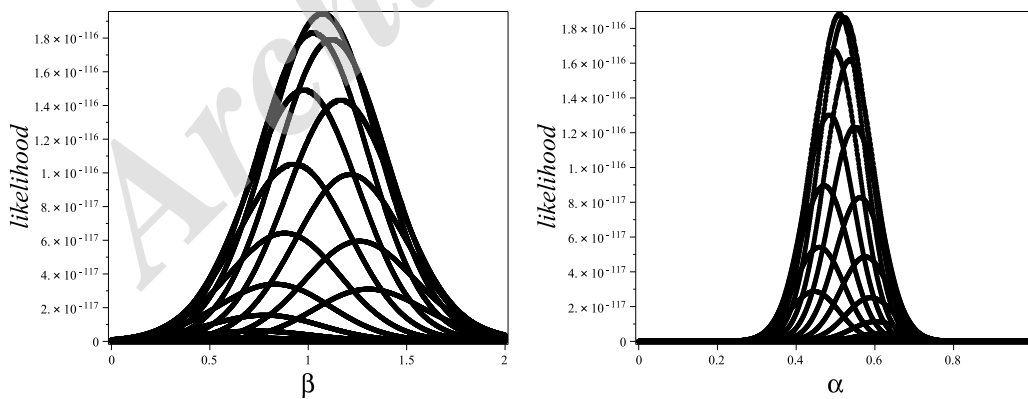
در شکل (۵)، ناحیه $(1 - \sigma)$ مربوط به جهت جریان بالک بر روی یک کره در مختصات کیهکشانی نمایش داده شده است. همچنین نتایج بعضی از مطالعات قبلی و مختصات ابرخوشه‌های مهم که در این ناحیه انتقال به سرخ قرار دارند نمایش داده شده است. نکته قابل توجه دیگری که در شکل (۵) مشخص است این است که جهت حرکت کیهکشانی گروه محلی در لبه سطح اطمینان ناحیه $(1 - \sigma)$ جهت جریان بالک قرار دارد که دلالت بر این دارد که بازسازی جهت حرکت خوشه محلی توسط جریان بالک برای فاصله کمتر از $150 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ به نتیجه بهتری منجر می‌شود.

۳.۴ بازه انتقال به سرخ کمتر از 1.0

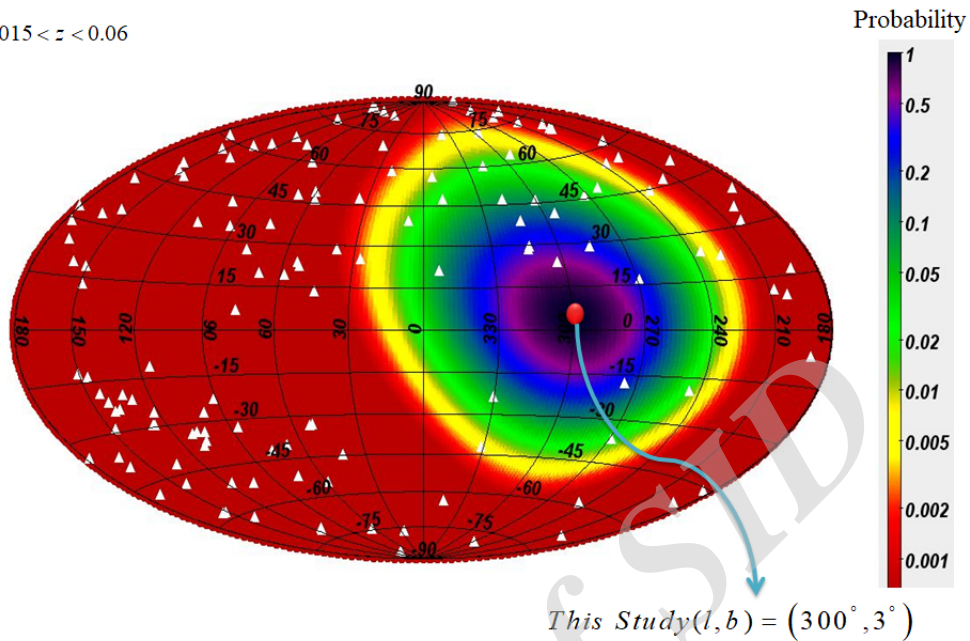
در بازه انتقال به سرخ $0.1 < z < 0.15$ ، تعداد 165 ابرنواختر وجود دارد. در این ناحیه مانند ناحیه‌های قبل از 2×10^5 داده استفاده کرده‌ایم. در این ناحیه از انتقال به سرخ، برای جهت جریان بالک مقدار $(l, b) = (30.2 \pm 1.2, 5.8 \pm 0.9)$ به دست آمده که با نتایج مطالعات [۲۳]، که مقدار $(l, b) = (283 \pm 14, 12 \pm 14)$ را به دست آورده‌اند سازگاری دارد. شکل‌های (۵) و (۶) نتایج این شبیه‌سازی را نشان می‌دهند. همان‌طور که در شکل (۷) مشخص است، جهت حرکت خوشه محلی (سی-ام-بی دایپول) در خارج از ناحیه $(1 - \sigma)$ جهت جریان بالک قرار دارد که نشان می‌دهد هرچه از فاصله $150 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ دورتر می‌شویم، اختلاف بین جهت حرکت خوشه محلی و جهت جریان بالک بیشتر می‌شود. نتایج بسیاری از مطالعات قبلی برای نواحی مختلف در جدول (۱) آمده‌است.



شکل (۲): ناحیه $1 - \sigma$ برای جهت جریان بالک نگاشته شده بر یک کره در مختصات کهکشانی برای انتقال به سرخ کمتر $0.35.0$ رسم شده است همچنین نتایج بعضی از مطالعات قبلی و مختصات ابرخوشه‌های مهم در این ناحیه انتقال به سرخ نمایش داده شده است



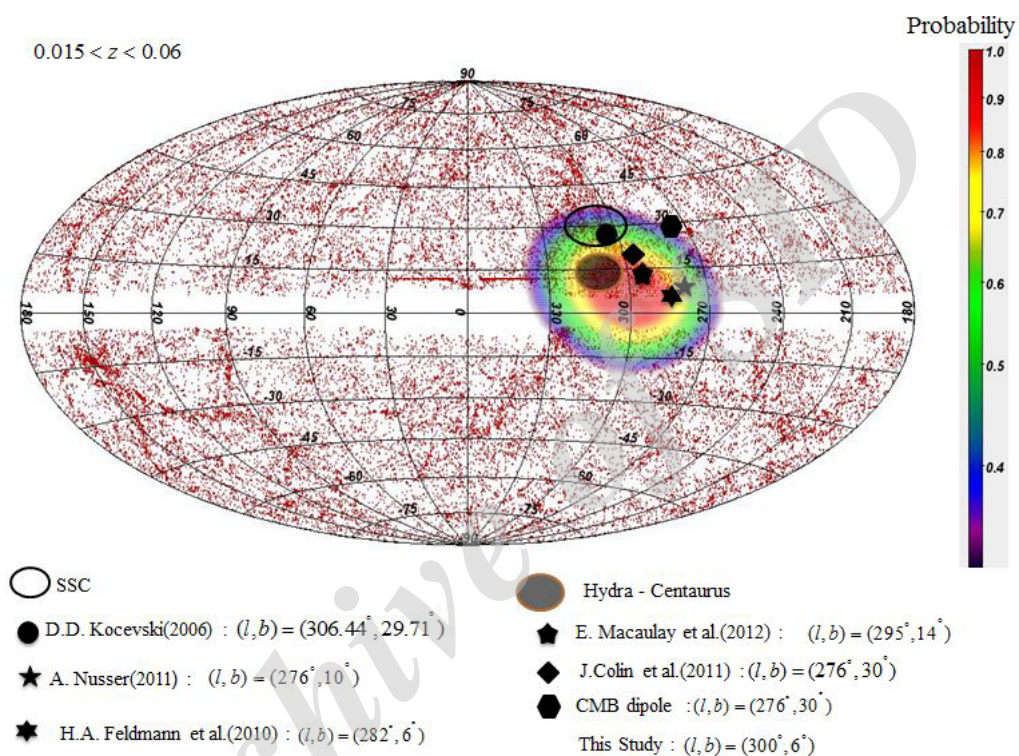
شکل (۳): تابع توزیع احتمال مربوط به پارامترهای کمپونی (α, β) برازش شده با ابرنواخترهای نوع یک آ در مدل جریان بالک

$0.015 < z < 0.06$


شکل (۴): تابع توزیع احتمال مربوط به جهت جریان بالک، نگاشته شده بر یک کره در مختصات کپکشانی، برای ناحیه انتقال به سرخ کمتر از 0.06 با استفاده از تعداد 2×10^5 داده

جدول ۱: لیستی از مطالعات انجام شده در مورد جریان بالک

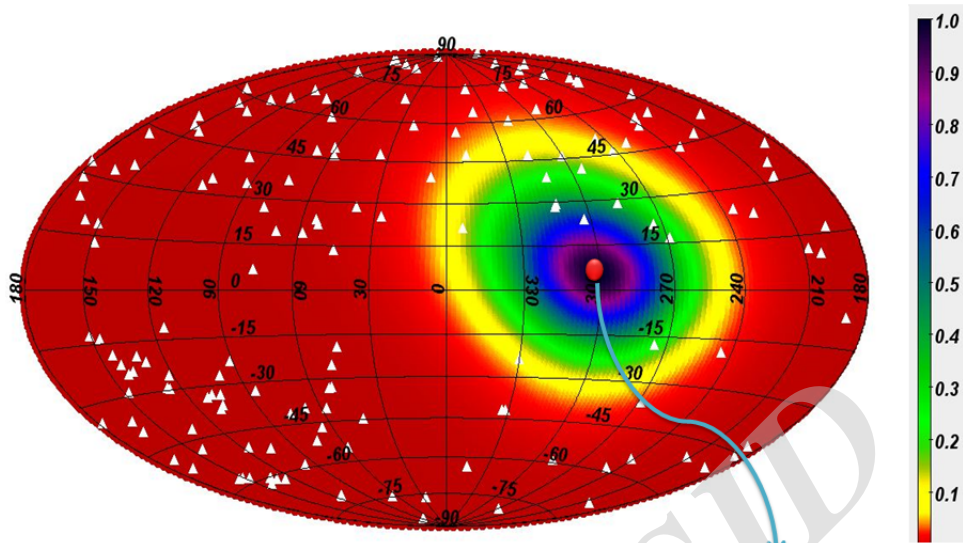
Ref	velocity	redshift	l°	b°	distance
Kashlinsky et al ۲۰۰۹	1000 km s^{-1}	$z \leq 0.03$	$287 \pm 9^\circ$	$8 \pm 6^\circ$	$3.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Watking et al ۲۰۰۹	$407 \pm 81 \text{ km s}^{-1}$	$z \leq 0.2$	$283 \pm 14^\circ$	$12 \pm 14^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Kocevski ۲۰۰۶	507 km s^{-1}	$0.035 \leq z \leq 0.055$	$306/44^\circ$	$29/71^\circ$	$1.05 - 165 h^{-1} \text{ Mpc}$
Turnbull et al ۲۰۱۲	$249 \pm 276 \text{ km s}^{-1}$	$z \leq 0.2$	$319 \pm 18^\circ$	$7 \pm 14^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Colin et al ۲۰۱۱	$250^{+19}_{-12} \text{ km s}^{-1}$	$0.045 < z < 0.06$	287°	21°	$9.0 - 24.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Watkins et al ۲۰۰۹	$416 \pm 78 \text{ km s}^{-1}$	$z = 0.067$	282°	6.0°	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Lavaux et al ۲۰۱۰	$473 \pm 128 \text{ km s}^{-1}$	$0.035 < z < 0.055$	220°	25°	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Macaulay et al ۲۰۱۲	$380^{+99}_{-132} \text{ km s}^{-1}$	$0.015 < z < 0.06$	$295 \pm 18^\circ$	$14 \pm 18^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Nusser et al ۲۰۱۱	$257 \pm 44 \text{ km s}^{-1}$	$0.035 < z < 0.055$	$276 \pm 6^\circ$	$10 \pm 6^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Feldman et al ۲۰۱۰	$416 \pm 78 \text{ km s}^{-1}$	$0.015 < z < 0.06$	$282 \pm 11^\circ$	$6 \pm 6^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$
Salehi ۲۰۱۸	$240 \pm 25 \text{ km s}^{-1}$	$0.015 \leq z \leq 0.1$	$302 \pm 20^\circ$	$5 \pm 10^\circ$	$1.0 h^{-1} \text{ Mpc}$



شکل (۵): ناحیه $1 - \sigma$ برای جهت جریان بالک نگاشته شده بر یک کره در مختصات کهکشانی برای انتقال به سرخ کمتر $0.06 < z < 0.015$. رسم شده است همچنین نتایج بعضی از مطالعات قبلی و مختصات ابرخوشه‌های مهم در این ناحیه انتقال به سرخ نمایش داده شده است

$$0.015 < z < 0.1$$

Probability

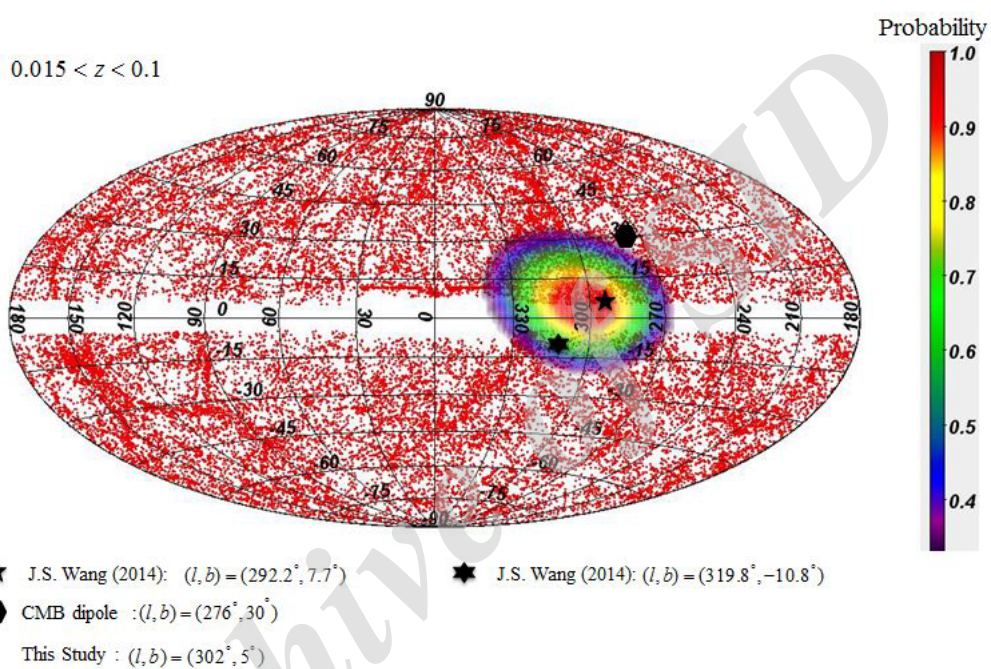


$$\text{This Study}(l, b) = (302^\circ, 5^\circ)$$

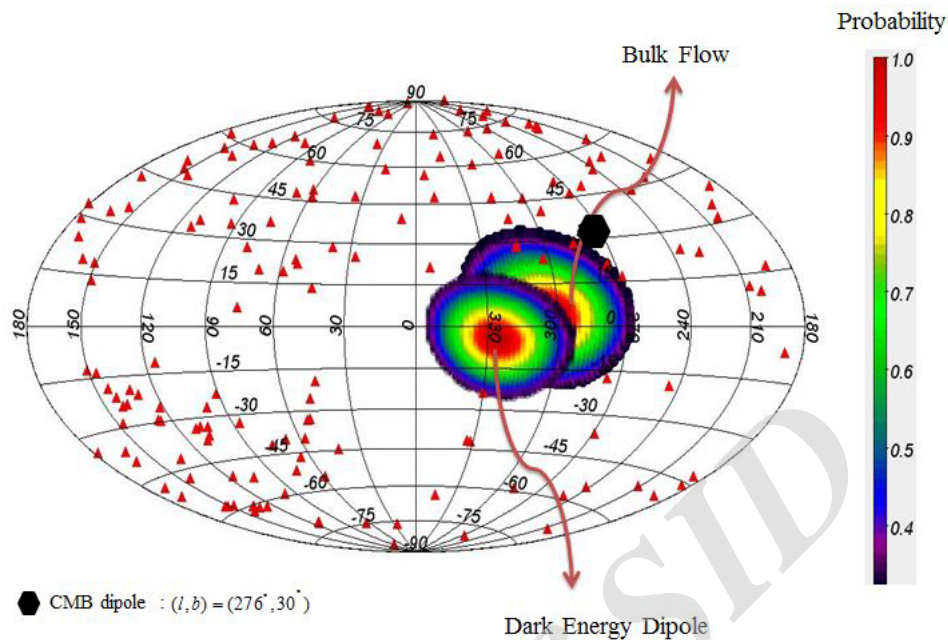
شکل (۶): تابع توزیع احتمال مربوط به جهت جریان بالک، نگاشته شده بر یک کره در مختصات کیهانشانی، برای ناحیه انتقال به سرخ کمتر از 1.0 با استفاده از تعداد 2×10^5 داده

۴.۴ مقایسه جهت جریان بالک با جهت دوقطبی انرژی تاریک

یکی از ناهمسانگردی‌هایی که با تحلیل داده‌های رصدی مشاهده شده‌است، ناهمسانگردی توزیع انرژی تاریک یا دوقطبی انرژی تاریک است. از آنجایی که یکی از محتمل‌ترین عوامل انبساط شتابدار کیهان انرژی تاریک می‌باشد، مطالعات انجام شده بر این باورند که انرژی تاریک به صورت یک دوقطبی توزیع شده است که باعث انبساط ناهمسانگرد کیهان می‌شود و جهت ارجحی برای انبساط کیهان ایجاد می‌کند [۳۸]–[۴۸]. از طرفی به نظر می‌رسد که جهت جریان بالک در مقیاس‌های بزرگ به جهت دوقطبی انرژی تاریک نزدیک می‌شود لذا برای بررسی این موضوع به محاسبه دوقطبی انرژی تاریک در مدل کمپون می‌پردازیم. مطالعات زیادی موضوع دوقطبی انرژی تاریک را به روش‌های مختلفی مورد بررسی قرار داده‌اند [۳۸]–[۴۸]. در اینجا با استفاده از معادله (۲.۱) در مرجع [۳۸] و معادله (۵.۲۲) در مرجع [۴۵] به محاسبه دوقطبی انرژی تاریک در انتقال به سرخ کمتر از 1.0 (معادل فاصله تقریبی $300 h^{-1} \text{Mpc}$) می‌پردازیم (جزئیات و معادلات در مراجع ذکر شده آمده است). در شکل (۸)، تابع توزیع احتمال در ناحیه $(1 - \sigma)$ برای جهت دوقطبی انرژی تاریک بر روی یک کره در مختصات کیهانشانی نگاشته شده است و جهت آن با جهت جریان بالک در همین ناحیه مقایسه شده است. همان‌طور که از شکل مشخص است این دو ناحیه هم‌پوشانی خوبی باهم دارند که نشان می‌دهد همگرایی خوبی بین جهت جریان بالک و جهت دوقطبی انرژی تاریک در فواصل بزرگ‌تر از $150 h^{-1} \text{Mpc}$ وجود دارد. بامقایسه شکل‌های (۲ تا ۷) می‌توان نتیجه گرفت که جهت جریان بالک در انتقال به سرخ‌های پایین و فواصل کمتر از $150 h^{-1} \text{Mpc}$ با جهت حرکت خوشه محلی همگراست اما با افزایش فاصله میزان همگرایی کمتر می‌شود و جهت جریان بالک به جهت دوقطبی انرژی تاریک نزدیک می‌شود.



شکل (۷): ناحیه $1 - \sigma$ برای جهت جریان بالک نگاشته شده بر یک کره در مختصات کپکشاننی برای انتقال به سرخ کمتر 1.0 رسم شده است همچنین نتایج بعضی از مطالعات قبلی و مختصات ابرخوشه‌های مهم در این ناحیه انتقال به سرخ نمایش داده شده است



شکل (۸): مقایسه جهت جریان بالک و جهت دو قطبی انرژی تاریک در ناحیه $1 - \sigma$

۵ نتایج

در این مقاله نشان دادیم که میدان‌های کم‌لونی می‌توانند هم‌زمان منشأ دو قطبی انرژی تاریک و دو قطبی تابش پس‌زمینه کیهانی باشند. از طرفی مطالعه ناحیه $(1 - \sigma)$ در انتقال به سرخ کمتر از 0.35 (معادل فاصله $140 h^{-1} Mpc$) است نشان داد که نه تنها نتایج ما با مطالعاتی که جریان بالک را تأیید می‌کنند به خوبی سازگار است بلکه جهت حرکت کهکشان‌های گروه محلی در ناحیه $(1 - \sigma)$ در جهت جریان بالک قرار دارند علاوه بر این جهت این دو، به سمت ابرخوشه هیدرا - قنطورس است که در همین بازه انتقال به سرخ قرار دارد. به همین صورت در انتقال به سرخ کمتر از 0.6 (معادل فاصله تا $250 h^{-1} Mpc$) جهت حرکت خوشه محلی در ناحیه $(1 - \sigma)$ در جهت جریان بالک قرار دارد و این دو در جهت ابرخوشه شیپلی هستند. اگرچه مدل کم‌لونی همگرایی بین جهت جریان بالک و حرکت کهکشان گروه محلی که با دقت خوبی $(1 - \sigma)$ در جهت ساختارهای با چگالی بالا مانند ابرخوشه‌ها هستند را توجیه می‌کند اما این مسأله ممکن است در فاصله‌های کم خیلی شگفت‌انگیز و تعجب‌آور نباشد، چرا که تصور می‌شود در فاصله‌های کم منشأ همه این‌ها، ناهمگنی‌های توزیع جرم باشد. اما بررسی همگرایی جهت جریان بالک با دیگر ناهمسانگردی‌هایی کیهانی که منشأ آن‌ها مربوط به تحولات آغازین کیهان باشد قطعاً جالب به نظر می‌رسد و ممکن است پاسخی برای منشأ جریان بالک، جهت حرکت کهکشان‌ها در گروه محلی و علت شکل‌گیری ساختارهای بزرگ باشد. یکی از این ناهمسانگردی‌ها که با تحلیل داده‌های رصدی مشاهده شده است، ناهمسانگردی توزیع انرژی تاریک یا دو قطبی انرژی تاریک است. نظر به این‌که یکی از محتمل‌ترین عوامل انبساط شتاب‌دار کیهان انرژی تاریک می‌باشد، مطالعات انجام شده بر این باورند که انرژی تاریک به صورت یک دو قطبی توزیع شده است که باعث انبساط ناهمسانگرد کیهان می‌شود و جهت ارجحی برای انبساط کیهان ایجاد می‌کند. در این مقاله جهت دو قطبی انرژی تاریک در مدل کم‌لونی، در جهت مختصات کهکشانی $(l, b) = (324_{-18}^{+18}, -4_{-12}^{+12})$ به دست آمد که با جهت جریان بالک در ناحیه $(1 - \sigma)$ ، توافق خوبی دارد. بنابراین این بررسی‌ها نشان می‌دهد که مدل کم‌لونی می‌تواند گزینه خوبی برای توجیه ناهمسانگردی‌ها در مقیاس‌های کوچک و بزرگ باشد. با توجه به ویژگی‌هایی که این میدان‌ها دارند ممکن است توجیه خوبی برای ناهمسانگردی‌های فضایی ثابت ساختار ریز آلفا (دو قطبی ثابت ساختار ریز آلفا) هم باشند که قصد داریم در مطالعات بعدی این موضوع را بررسی کنیم.

اگرچه یکی از دلایل معرفی میدان‌های کم‌لونی توجیه تغییرات زمانی ثابت ساختار ریز آلفا توسط این میدان‌ها بوده است. مسأله جالب دیگری که در این مقاله بررسی شد محدود کردن پارامترهای مدل کم‌لونی (α, β) با استفاده از سرعت بالک می‌باشد. در این مقاله با استفاده از جریان بالک محدوده پارامترهای مدل کم‌لون را تعیین کرده‌ایم. نتایج نشان می‌دهد که محدوده این پارامترها تقریباً از مرتبه واحد است.

مراجع

- [1] Conklin, E.K. 1969, Nature, 222, 971
- [2] Henry, P.S. 1971, Nature, 231, 516
- [3] Smoot, G. F., Gorenstein, M. V., & Muller, R. A. 1977, Phys. Rev. Lett., 39, 898
- [4] Villumsen, J., & Strauss, M. 1987, ApJ, 322, 37
- [5] Shaya, E. 1984, ApJ, 280, 470
- [6] Tammann, G. and Sandage, A. 1985, ApJ, 294, 81
- [7] Aaronson, M., Bothun, G., Mould, J., Huchra, J., Schommer, R., & Cornell, M. 1986, ApJ, 302, 536
- [8] Dressier, A., Faber, S., Burstein, D., Davies, R., Lynden-Bell, D., Terlevich, R., & Wegner, G. 1987, ApJ, 313, L37
- [9] Lynden-Bell, D., Faber, S.M., Burstein, D., Davies, R.L., Dressler, A., Terlevich, R.J. and Wegner, G. 1988, ApJ, 326, 19
- [10] Bothun, G. D., Harris, H. C., & Hesser, J. E. 1992, PASP, 104, 1220
- [11] A. Kogut et al., 1993, ApJ, 419, 1
- [12] Hoffman Y., Eldar A., Zaroubi S., Dekel A., 2001, preprint (astro-ph/ 0102190)
- [13] Kocevski, D. D. & Ebeling, H. 2006, ApJ, 645, 1043
- [14] A. Kashlinsky; F. Atrio-Barandela, D. Kocevski, and H. Ebeling, Astrophys. J. 686, L49 (2008).
- [15] Kashlinsky, A., Atrio-Barandela, F., Kocevski, D., & Ebeling, H. 2009, ApJ, 691, 1479
- [16] A. Kashlinsky; F. Atrio-Barandela, H. Ebeling, A. Edge, and D. Kocevski, Astrophys. J. 712, L81 (2010).
- [17] Atrio-Barandela, F.; Kashlinsky, A.; Ebeling, H.; Fixsen, D. J.; Kocevski, D. (2015). Astrophys. J. 810 (2):143.
- [18] Colin, J., Mohayaee, R., Sarkar, S., Shafieloo, A. 2011, MNRAS, 414, 264
- [19] Dai, D.-C., Kinney, W. H., & Stojkovic, D. 2011, J. Cosmol. Astropart. Phys., JCAP04(2011)015
- [20] Turnbull, S. J., Hudson, M. J., Feldman, H. A., et al. 2012, MNRAS, 420, 447
- [21] U. Feindt et al. 2013, arXiv:1310.4184v3
- [22] Hudson, M. J., Smith, R. J., Lucey, J. R., & Branchini, E. 2004, MNRAS, 352, 61

- [23] Watkins, R., Feldman, H. A., & Hudson, M. J. 2009, MNRAS, 392, 743
- [24] Lavaux, G., Tully, R. B., Mohayaee, R., & Colombi, S. 2010, ApJ, 709, 483
- [25] Nusser, A. & Davis, M. 2011, ApJ, 736, 93
- [26] Branchini, E., Davis, M., & Nusser, A. 2012, MNRAS, 424, 472
- [27] Ma, Y.-Z. & Scott, D. 2013, MNRAS, 428, 2017
- [28] Planck Collaboration. 2013, ArXiv e-prints, arxiv:1303.5090
- [29] Camille Bonvin, Ruth Durrer, and Martin Kunz Phys. Rev. Lett. 96, 191302 – Published 17 May 2006
- [30] Lam Hui and Patrick B. Greene, Phys.Rev.D73:123526,2006
- [31] J. Khoury and A. Weltman, astro-ph/0309300 and astro-ph/0309411
- [32] P. G. Ferreira and M. Joyce, Phys. Rev. Lett. 79, 4740 (1997); Phys. Rev D 58, 023503 (1998).
- [33] C. Wetterich, Nucl. Phys. B302, 668 (1988).
- [34] H.Farajollahi, A. Salehi, Physical Review D 85, 083514 (2012)
- [35] Amanullah R. et al., 2010, ApJ, 716, 712.
- [36] Feldman H. A., Watkins R., Hudson M. J., 2010, MNRAS, 407,2328
- [37] De-Chang Dai¹, William H. Kinney² and Dejan Stojkovic,arXiv: 1102.0800v2
- [38] Antoniou I., Perivolaropoulos L., 2010, JCAP, 12, 12
- [39] R.-G. Cai, Y.-Z. Ma, B. Tang and Z.-L. Tuo, Phys. Rev. D 87, 123522 (2013).
- [40] Mariano A., Perivolaropoulos L., 2012, Phys. Rev. D, 86, 083517
- [41] C. Armendariz-Picon, JCAP 0407, 007 (2004).
- [42] W. Zhao and Y. Zhang, Class. Quant. Grav. 23, 3405 (2006).
- [43] W. Zhao and Y. Zhang, Phys. Lett. B 640, 69 (2006).
- [44] Y. Zhang, T. Y. Xia, W. Zhao, Class. Quant. Grav. 24, 3309 (2007).
- [45] A. Salehi and S. Aftabi, JHEP, 09(2016)140
- [46] A. Salehi and S. Aftabi, Int. J. Mod. Phys. D 25, 1650042 (2016)
- [47] T. S. Koivisto and D. F. Mota, JCAP 0808, 021 (2008).
- [48] Yang X. F., Wang F. Y., Chu Z., 2014, MNRAS, 437, 1840