

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.01.07

kSZ 效应的组分分析

苗 寒^{1,2}

(1. 中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 运动学 Sunyaev Zel'dovich 效应 (kSZ 效应) 是探索失踪重子这一天体物理学核心问题的新兴手段。近期的一系列 CMB 实验正逐步实现对 kSZ 效应功率谱的测量, 并将在可预见的未来实现精确测量。但是, kSZ 功率谱中各气体组分的贡献还缺乏细致的研究, 导致其探索失踪重子的能力缺乏量化。通过一组初始条件相同, 气体物理不同的流体力学数值模拟, 定量地分析了不同的气体组分对 kSZ 效应的贡献。其中, 作为研究失踪重子的热门候选, 温热星系际介质对于 kSZ 功率谱的贡献很大, 因此 kSZ 功率谱是用于寻找宇宙中失踪重子很有效的方法之一。但由于星系团内热气体也贡献相当程度的 kSZ 功率谱, 因此, 用 kSZ 功率谱的观测作为探测和定量分析失踪重子方法, 还需要更仔细的分析。

关键词: 宇宙学; CMB; 大尺度结构; SZ 效应

中图分类号: P159

文献标识码: A

1 引 言

根据大爆炸核合成理论 (Big-bang Nucleosynthesis, BBN), 宇宙中重子物质的密度 $\Omega_b h_{75}^2 \simeq 0.04$, $\Omega_b \equiv \rho_b / \rho_{\text{crit}}$ 。此预言也得到 QSO 吸收线的氘丰度观测^[1], 以及自 WMAP 首次观测^[2] 起至最新的 Planck 2015^[3] 等众多的 CMB 观测的支持。虽然高红移处的 Lyman α 吸收线观测到的重子符合 BBN 预言的相应质量的重子, 然而低红移处, 即使结合观测到的恒星质量, 热 X-ray 观测到星系团里热气体, 以及冷气体的总质量, 仍只占理论预言的重子质量约 50%^[4]。这被称为“失踪重子问题”。寻找失踪重子是当前宇宙学研究的核心问题之一。对于失踪重子的一个解释, 来自于流体动力学数值模拟的发现。即高红移处, 重子物质普遍分布在低温的弥散结构中, 可光致电离而辐射 Ly α 森林从而被观测到; 随着结构形成和演化, 一大部分物质坍缩而形成星系, 另一大部分的重子由激波辐射而被加热至温度为 $10^5 \sim 10^7$ K 的温热气体, 广泛分布在非束缚状态的丝状、片状、或网状的大尺度结构中, 因而被称为温热的星系际介质^[5-7] (Warm-hot Intergalactic Medium, 简称 WHIM); 剩下一

收稿日期: 2015-10-09; 修回日期: 2015-11-03

通讯作者: 苗寒, miaohan@shao.ac.cn

部分的气体仍处于低温弥散、可光致电离的状态,因而解释了观测中低红移处 Ly α 的减少现象。WHIM 是用于研究失踪重子的热门候选之一,观测和理论研究对其进行验证与量化,不仅可以解决失踪重子的问题,更可以对星系形成与演化提出更好的限制。

SZ 效应是用于寻找失踪重子的有效方法之一。CMB 光子与视线方向上的自由高能电子发生逆康普顿散射,从而造成视线方向的 CMB 黑体谱的畸变,称之为热力学 SZ 效应 (tSZ)^[1, 2, 3, 4]。再电离后宇宙中大部分物质处于电离状态,根据电中性原理,直观反映宇宙中电子分布结构的 SZ 效应是一种无偏差的观测重子物质的有效方法。因此 SZ 效应是寻找失踪重子的有效方法之一^[1, 2]。高能电子与 CMB 光子发生逆康普顿散射时,当其相对于哈勃流有运动速度,由于多普勒频移效应而对 CMB 黑体谱造成额外的畸变,这称之为动力学 SZ 效应 (kSZ)^[1, 2, 3, 4]。tSZ 效应和 kSZ 效应对重子结构的依赖权重不同,对探测失踪重子的能力也不同。由于 tSZ 效应正比于电子的压强沿视线方向的积分,因此 tSZ 主要由星系团内的热电子贡献,而不敏感于星系团边缘以及前景后景的结构。研究发现,星系团外围的自由电子对 tSZ 的贡献只约为 10% 左右^[1]。tSZ 的这一特征限制了其寻找失踪重子的能力。而 kSZ 效应用于寻找失踪重子则更有前景。由于 kSZ 信号正比于自由电子的动量随视线方向的积分,并且由于动量与引力势的强相关,而引力势由密度分布决定,因此我们预期各类气体组分贡献的 kSZ 信号比重在大尺度上正比于其质量的比重。因而对于占重子质量比重约 30% ~ 40% 的温热的星系际介质 (WHIM),应贡献约 30% ~ 40% 的 kSZ 信号。然而不同的统计方式(如 kSZ 功率谱,星系对的动量, kSZ 叠加,以及高阶统计量等),都会影响 kSZ 信号对 WHIM 组分的解释,因而我们需要定量分析各种 kSZ 统计信号中不同结构与不同红移的气体的构成。

现在, kSZ 已经可以被许多的设备观测到,未来其精确度也会得到很大的提升。最主要的观测工作为: (1) 2012 年, ACT^[1] 在 4σ 的置信度上第一次探测到亮红星系的对动量。(2) Sayers 等人^[1] 第一次探测到单独星系团的 kSZ 信号,但是由于这一星系团具有 $3000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的超大本动速度,因此是个特例。(3) kSZ 功率谱的上限也被 ACT^[1], Planck^[1] 等公布,最近 SPT^[1] 在 2.2σ 置信度上探测到了 kSZ 弥散功率谱。但是,由于来自 tSZ 信号,宇宙红外背景辐射的污染严重, kSZ 的功率谱有严重的系统误差。(4) 最近 Planck 小组结合了 CMB 与 SDSS 低红移星系样本,在 3σ 置信度上探测到了 kSZ 叠加的信号^[1]; 研究人员认为该信号是由星系团边缘的重子物质所贡献^[1, 2], 他们预测这占整个重子组分的 50%。

关于不同气体组分对 kSZ 效应的影响,目前还缺乏细致的研究。文献中采用的近似处理模型(例如,文献[1, 2])还存在很大的不确定性。本文通过一套相同初始条件及不同气体物理过程的数值模拟,定量地估算出不同气体组分对 kSZ 功率谱的贡献,在选取的 4 个红移处,分层式地分析了不同密度区间、不同温度区间的三维气体动量 (E 模、 B 模成分) 的功率谱,量化了不同红移不同气体组分对 kSZ 功率谱的影响,并特别关注了对应于 WHIM 成分的气体产生的 kSZ 功率谱的含量。我们发现,在相当大的红移和尺度范围内,WHIM 都对 kSZ 功率谱有显著贡献,因此 kSZ 功率谱的确具备探索失踪重子的研究价值。但是,其贡献相比于星系团气体并不占绝对优势。如何从 kSZ 功率谱中准确提炼出 WHIM 的含量,是一个急待解决的关键问题。

2 SZ 效应简介

热力学 SZ 效应在视线 \hat{n} 方向对 CMB 温度造成的畸变为:

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}}(\hat{n}) = g(x)y(\hat{n}), \quad y = \int \frac{n_e k_B T_e}{m_e c^2} \sigma_T a d\chi = \int \frac{P_e}{m_e c^2} \bar{n}_e \sigma_T a d\chi, \quad (1)$$

其中, \hat{n} 是 CMB 光子传播的视线方向, 康普顿 y 参量为视线方向自由高能电子压强的积分, n_e 和 T_e 为自由电子的数密度和温度。 $g(x)$ 为 tSZ 效应的频率依赖, 非相对论近似下有:

$$g(x) = \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right), \quad (2)$$

其中, 无量纲频率 $x = h\nu/k_B T_0$, T_0 为 CMB 的辐射温度, k_B 为玻尔兹曼常数, h 为普朗克常数, ν 为观测频率。显然, tSZ 信号正比于自由电子的压强 $P_e \equiv (1 + \delta_e)k_B T_e$, $\delta_e \equiv n_e/\bar{n}_e - 1$ 为电子数密度的涨落, \bar{n}_e 为电子平均数密度。我们设 $\delta_e = \delta_g = \rho_g/\bar{\rho}_b - 1$, 并且 $T_e = T_g$, 其中 $\bar{\rho}_b$ 为平均重子密度。由公式 (1), (2) 可见, 在非相对论近似下, 假设观测频率已知, tSZ 信号只依赖并正比于自由电子的压强沿视线方向的积分; 因此, 对于探测星系团位力半径之外的温热介质, tSZ 信号并不敏感。

而动力学 SZ 效应的信号为:

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{CMB}}}(\hat{n}) = \int \frac{\mathbf{v} \cdot \hat{n}}{c} n_e \sigma_T a d\chi = \int \frac{\mathbf{q} \cdot \hat{n}}{c} \bar{n}_e \sigma_T a d\chi. \quad (3)$$

可见 kSZ 信号正比于自由电子的动量 $\mathbf{q} \equiv (1 + \delta_e)\mathbf{v}$ 沿视线方向的积分。由于大尺度上速度场与密度场的弱相关性, 以及速度场相关性尺度很大, 因此原则上 kSZ 信号的组成成分应正比于各气体组分所占的质量权重。这是 kSZ 有潜力寻找失踪重子的内在原因。

随着 CMB 观测精确度和分辨率的提升, 现在已经能够观测到小尺度上次级效应的功率谱 (如 SZ 效应、宇宙红外背景等)。由于 CMB 功率谱在大尺度上为原初 CMB 主导, 因此 SZ 功率谱的探测只有在小尺度 ($\ell > 1000$) 才能被探测到。在这样的尺度上, Limber 近似^[7] 可用于理论计算 SZ 的角功率谱。

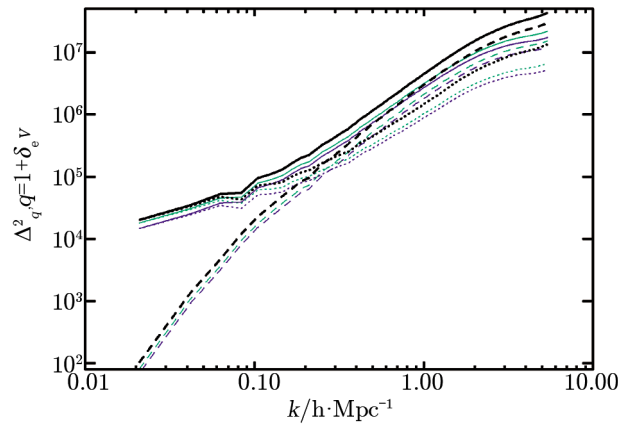
$$C_\ell^{\alpha\beta} = \frac{2\pi^2}{\ell^3} \int_0^\infty \Delta_{\alpha\beta}^2 \left(k = \frac{\ell}{\chi(z)}, z \right) \times W_\alpha(z) W_\beta(z) \chi(z) dz. \quad (4)$$

tSZ 的角功率谱由三维压强功率谱 $\Delta_P^2(k, z) = k^3 \langle \delta_P(k) \delta_P^*(k) \rangle / 2\pi^2$ 决定, 其中 $\delta_P(k)$ 为压强扰动 $\delta_P \equiv n_e k_B T_e / \langle n_e k_B T_e \rangle - 1$ 的傅里叶变换形式。 W_α, W_β 为 tSZ、kSZ 的权重函数。kSZ 的功率谱则由气体的三维动量功率谱 Δ_q^2 决定。 \mathbf{q} 作为矢量, 可被分解为无旋场 \mathbf{q}_E ($\nabla \times \mathbf{q}_E = 0$) 和无源场 \mathbf{q}_B ($\nabla \cdot \mathbf{q}_B = 0$)。B 模与 E 模的定义参考电磁场理论。由于无旋分量 \mathbf{q}_E 在视线方向积分时会前后抵消^[7], 因此根据公式 (4), kSZ 的角功率谱主要由气体动量无源分量 \mathbf{q}_B 的功率谱 $\Delta_B^2(k, z)$ 决定。为了分析 kSZ 角功率谱作为观测量探测失踪重子的能力, 就需要在不同的红移处定量分析不同气体组分在不同尺度上对气体 $\Delta_B^2(k, z)$ 的贡献。

3 kSZ 功率谱及其气体物理过程依赖

本文使用了一套流体数值模拟的数据,来计算气体的动量功率谱。这一套数值模拟共有三组,边长均为 $L_{\text{box}}=300 \text{ Mpc}/h$,暗物质粒子数均为 768^3 ,有相同的宇宙学参数和初始条件: $\Omega_{\Lambda} = 0.721$, $\Omega_0 = 0.279$, $\Omega_b = 0.0463$, $h = 0.70$, $\sigma_8 = 0.821$ 。三组流体数值模拟考虑了不同的气体物理过程:第一组只考虑了绝热的气体物理过程,简称为 NR;另外两组包含有多种辐射反馈过程,包括气体冷却、恒星形成和超新星反馈。其中只包括热力学辐射反馈的模拟,简称为 SFNW;包含动力学辐射反馈,即引入了弱超新星星风反馈的模拟,简称为 SFWW。在 SFWW 模拟中,超新星星风的速度为 480 km/s 。由于引力和非引力等反馈会不同程度地影响气体的密度、速度和温度分布,因此这一套数值模拟从相同初始条件出发,可以定量描述重子物质大尺度结构受不同物理过程的影响。由于 SZ 效应只由自由电子贡献,在数值模拟中我们定义 $T > 10^4 \text{ K}$ 的重子粒子为电离气体。

从密度权重的本动速度场,即归一化的动量场 $\mathbf{q} = \mathbf{v}(1 + \delta_g)$ 及气体密度涨落 $\delta_g = \rho_g/\bar{\rho}_g - 1$ 的定义出发,我们对动量 \mathbf{q} 做了 EB 分解,并计算了其功率谱。图 1 为三个不同的数值模拟中红移为 0 处的自由电子 ($T > 10^4 \text{ K}$) 的动量及其 EB 分量的功率谱, $\Delta_q^2(k)$, $\Delta_B^2(k)$ 和 $\Delta_E^2(k)$ 。其中黑线、紫线、蓝线分别表示 run NR, SFNW, SFWW 的结果;实线、点线、虚线分别代表 $\Delta_q^2(k)$, $\Delta_E^2(k)$ 和 $\Delta_B^2(k)$ 。由图 1 可知,在大尺度上 ($k < 0.1 \text{ h/Mpc}$), kSZ 功率谱由 E 模主导,这主要是因为在线性和弱非线性尺度上,速度场主要由其 E 模(梯度)分量构成。动量的 B 模 \mathbf{q}_B 主要由两项贡献, $\nabla \times \mathbf{q}_B = \nabla \times \mathbf{q} = (1 + \delta_e)\nabla \times \mathbf{v} + \nabla\delta_e \times \mathbf{v}$, 即 \mathbf{q}_B 由速度场的 B 模分量,以及速度场和密度场梯度的耦合项组成。由图 1 可见,在大尺度以及弱非线性尺度上, kSZ 效应的信号只由速度场与密度场的梯度耦合的成分贡献,这就是著名的 OV 效应^[7-9]。而在非线性尺度上,速度场的 B 模分量变大, \mathbf{q}_B 贡献开始变大。在 kSZ 效应感兴趣的尺度 ($k \simeq 1 \text{ h/Mpc}$), B 模的贡献则相当显著。



注:黑线、紫线和蓝线分别对应了绝热的(NR)、有恒星形成的(SFNW)以及有恒星形成和弱星风反馈(SFWW)的结果。实线、点线和虚线则分别代表了动量、动量 E 模分量和动量 B 模分量的功率谱。

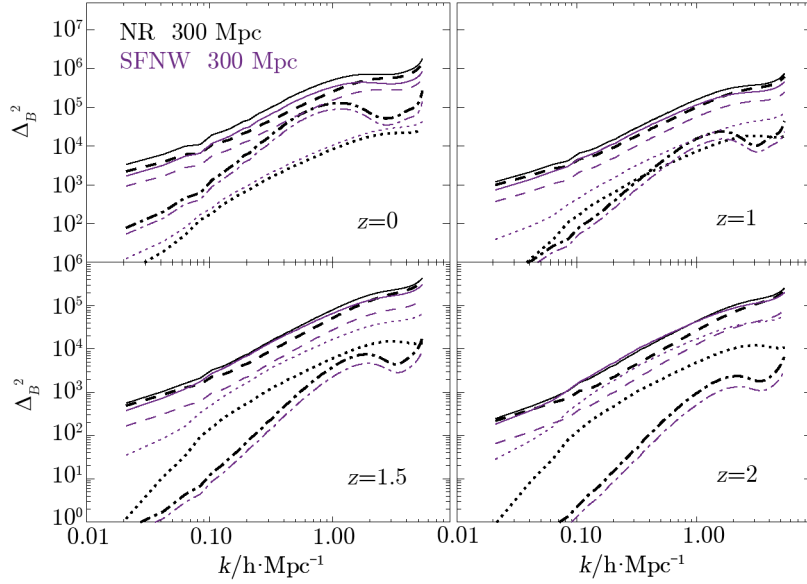
图 1 三个数值模拟在红移为 0 处电离化气体的动量及其 EB 分量的功率谱

在 SZ 探测中,不同的气体模型引入的系统误差也是较大的。由图 1 比较三个数值模拟在红移为 0 处的结果可见,不同气体物理过程的区别对 $\Delta_q^2(k)$, $\Delta_B^2(k)$ 和 $\Delta_E^2(k)$ 随着尺度的变小而变大;而在 kSZ 感兴趣的尺度上 ($k \simeq 1 \text{ h/Mpc}$),绝热与非绝热的数值模拟中 $\Delta_q^2(k)$, $\Delta_B^2(k)$ 和 $\Delta_E^2(k)$ 的差别都相当显著。这说明 kSZ 功率谱理论计算中存在着相当严重的模型不确定性。然而,比较两组辐射反馈的数值模拟 run SFNW 与 run SFWW,我们发现其动力学辐射反馈对于 kSZ 效应功率谱及其 EB 分量的影响都并不显著。不同气体组分对 kSZ 总功率谱信号的贡献,也基本不受动力学反馈的影响,这点将在第 4 章讨论。

4 不同气体组分对 Δ_B^2 的贡献

根据公式 (4) 可知,气体的 kSZ 功率谱主要由 $\Delta_B^2(\ell \equiv k/\chi, z)$ 对红移的积分贡献。因此,为了进一步研究 kSZ 功率谱中不同气体组分的构成,我们在数值模拟中取出 4 个红移切片,分别为 $z = 0, 1, 1.5, 2$, 并分析了不同气体组分对 $\Delta_B^2(k, z)$ 的贡献。

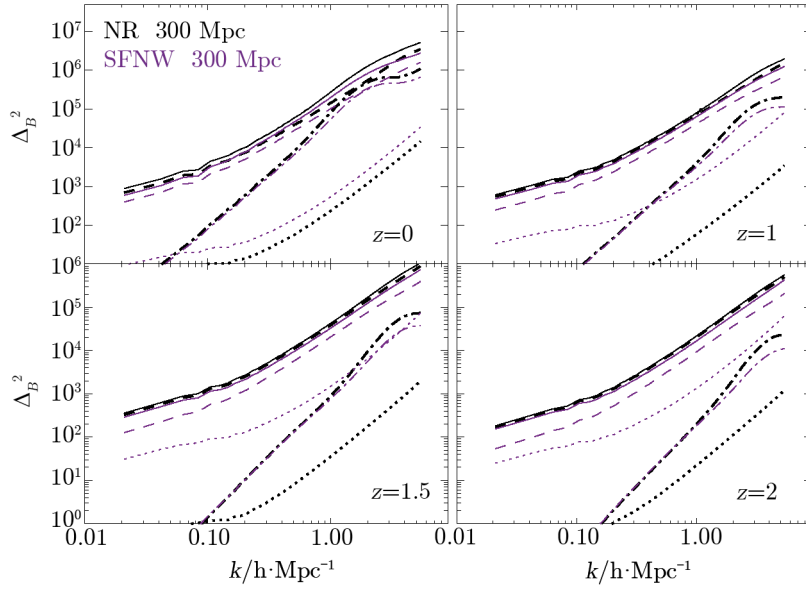
我们将电离化的气体分为三个密度区间,后文以如下简称代替: 1) bin1 为 $\delta_g < 10$, 见图 2; 2) bin2 为 $10 < \delta_g < 100$, 见图 3; 3) bin3 为 $\delta_g > 100$, 见图 4。



注: 点线、虚线和点虚线分别代表了温度为 $[10^4 \text{ K}, 10^5 \text{ K}]$ 、 $[10^5 \text{ K}, 10^7 \text{ K}]$ 和 $[10^7 \text{ K}, +\infty)$ 的气体成分所贡献的功率谱 $\Delta_B^2(k)$ 。对于所有的功率谱及其分量,黑色代表来自 NR,紫色代表来自 SFNW 的数值模拟。

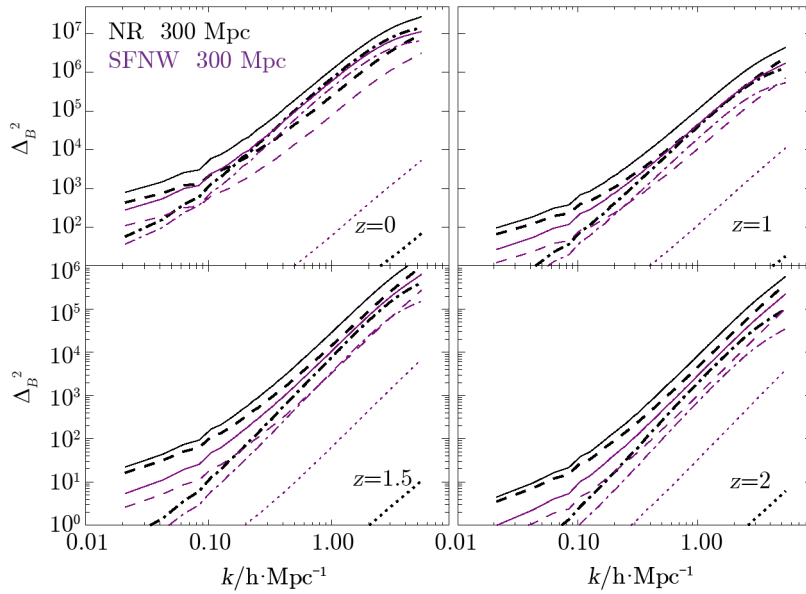
图 2 4 个红移处,密度涨落在 $\delta_g < 10$ 区间内的气体贡献的 B 模动量功率谱

粗略来说,bin3 即可作为星系团内介质 (Intracluster Medium, ICM) 的定义。同时,我们也将气体物质的温度分为三个区间,分别为: 低温气体 $[10^4 \text{ K}, 10^5 \text{ K}]$ 、温热气体 $[10^5 \text{ K}, 10^7 \text{ K}]$ 和热气体 $[10^7 \text{ K}, +\infty)$ 。文献中通常定义温度在 $10^5 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K}$ 内的星系际温热气



注：不同线段的定义同图 2。

图 3 三个数值模拟中数密度涨落在 $10 < \delta_g < 100$ 区间内的电离化气体贡献的 $\Delta_B^2(k)$



注：不同线段的定义同图 2。

图 4 三个数值模拟中数密度涨落在 $\delta_g > 100$ 区间内的电离化气体贡献的 $\Delta_B^2(k)$

体为 WHIM^[7, 8], 因此本文以温度在 $10^5 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K}$, 密度涨落在 $10 < \delta_g < 100$ 内的气体作为 WHIM 组分。表 1 记录了在 4 个红移切片下, 不同密度扰动区间的气体和 WHIM 组分的气体, 占总电离气体的质量比重。绝热条件下的引力坍缩会加热气体并使气体坍缩入高密度区, 而包含辐射反馈的数值模拟中一部分气体冷却形成恒星。因此, 比较表 1 中绝热与辐射的数值模拟发现, 气体的密度结构与温度结构在绝热与辐射的气体模型中差异明显。然而, 弱超新星星风的存在对于气体结构影响很少。在 4 个红移切片中, run SFNW 与 run SFWW 中气体结构的差异约小于 1%。相同的结论也可从图 1 中得到。

表 1 三个数值模拟中, 电离化的气体在 3 个数密度涨落区间中的质量比重

redshift	δ_g	NR/(%)	SFNW/(%)	SFWW/(%)
$z=0$	$\delta_g < 10$	34.48	48.93	49.54
	$10 < \delta_g < 100$	31.27	30.39	28.69
	$\delta_g > 100$	34.25	20.68	21.77
$z=1$	$\delta_g < 10$	43.54	64.03	63.44
	$10 < \delta_g < 100$	36.73	29.21	28.62
	$\delta_g > 100$	19.73	6.75	7.93
$z=1.5$	$\delta_g < 10$	46.30	71.85	71.02
	$10 < \delta_g < 100$	38.50	24.80	24.83
	$\delta_g > 100$	15.20	3.34	4.14
$z=2$	$\delta_g < 10$	48.18	78.96	78.03
	$10 < \delta_g < 100$	39.87	19.50	9.96
	$\delta_g > 100$	11.95	1.54	2.01

注: 表格中选取了数值模拟中的 4 个红移 $z = 0.0, 1.0, 1.5, 2.0$, 与图 2, 3, 4 相对应。

图 2, 3 和 4 为三个数值模拟中, 不同密度区间的气体 B 模动量功率谱 $\Delta_B^2(k)$ 的构成分析。从图 1 与表 1 可知, run SFNW 与 run SFWW 的结果非常接近, 因此这里只显示 run NR 与 run SFNW 的差异比较。我们发现, 三个不同密度区间的气体, 对于大尺度上 kSZ 信号的贡献是相当的, 这也与其占总电离气体的质量比重相对应 (见表 1)。星系团外的气体产生的 kSZ 信号, 包括 $\delta_g < 10$, $10 < \delta_g < 100$, 主要由其中温热气体 ($10^5 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K}$) 贡献。图 3 中的虚线, 表示 WHIM 气体对 kSZ 功率谱的贡献, 在中密度涨落区间内主导了 $\Delta_B^2(k)$ 的信号。图 2, 3, 4 中的点虚线对应的不同密度区间的高温气体 ($T > 10^7 \text{ K}$), 其对 kSZ 信号的贡献随着气体密度变大而升高, 这是因为这些高温气体主要分布在星系团中, 密度超过 $\delta_g > 100$ 。

通过比较绝热与非绝热的数值模拟, 我们发现不同气体物理过程对重子物质动量功率谱的影响明显不同。表 1 表明, 恒星形成和反馈 (超新星反馈和星风) 等能够影响各气体组分含量达 10% ~ 30%。如何精确计算气体物理的影响, 是 SZ 理论计算的难点。同时我们也发现, WHIM 组分对气体动量功率谱 (以及 kSZ 功率谱) 的贡献也是很大的; 这表明 kSZ 功率谱的确包含着丰富的关于 WHIM 的信息, 原则上能够用来反推出 WHIM 的含量及其随红移的演化。然而, 由于星系团内气体 ($\delta_g > 100$) 对 kSZ 功率谱的贡献也相当大, 因此利用 kSZ

功率谱的观测来定量分析 WHIM 气体组分的贡献, 进而作为寻找失踪重子的分析手段, 仍存在较大的难度。kSZ 功率谱从统计上而言, 混合了不同组分的贡献, 也混合了不同空间信息, 导致了提取 WHIM 成分的难度。比较而言, kSZ 的叠加信号保留了空间信息 (离叠加的星系和星系团中心的距离), 部分降低了提取 WHIM 成分的难度。我们正在建立流体数值模拟模型, 研究 kSZ 叠加信号中 WHIM 的贡献。

5 总结与展望

我们分析了在不同气体物理过程的流体力学数值模拟中, 不同的气体组分对 kSZ 效应的贡献。我们发现: 1) 气体物理模型对 WHIM 组分的质量比重的影响比较复杂。相较于绝热的气体模型, 高红移处, WHIM 组分的质量比重在存在辐射反馈时明显被压低; 但是弱超新星风 (480 km/s) 的动力学辐射反馈, 对于气体密度涨落分布与温度结构的改变并不明显。2) WHIM 作为失踪重子的热门候选, 在数值模拟验证下, WHIM 气体占有所有重子物质的质量比重很大 (30% ~ 40%)。因此 WHIM 对 kSZ 功率谱的贡献相当突出, 通过研究 kSZ 功率谱有利于分析 WHIM 的组分。然而, 由于 kSZ 功率谱混合了不同红移所对应不同尺度上的 ICM 与 WHIM 的幅度相当的贡献, 在观测中用于定量反推及分析失踪重子的信息, 仍存在很大的挑战。

未来的工作中, 我们将用类似的分层分析法, 研究观测中 kSZ 源叠加 (stacking) 方法对于定量分析 WHIM 的意义。由于 kSZ 叠加相较功率谱而言, 部分保留了电离气体距离星系团中心距离的信息, 因而我们相信叠加方法用于探测分析失踪重子更有潜力。

Different Gas Contribution to the Kinetic Sunyaev Zel'dovich Effect

MIAO Han^{1,2}

(1. Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The kinetic Sunyaev-Zel'dovich (kSZ) effect is becoming a possible probe of the missing baryons, owing to the recent advance in CMB experiments and galaxy surveys. The kSZ power spectrum has been detected by various existing experiments, however significant improvement of accuracy is still required. Through a set of hydrodynamic simulations, we quantify the relative contribution of various gas components to the kSZ signals. We find that the warm-hot intergalactic medium (WHIM) contributes significantly to the kSZ

power spectrum. This makes the kSZ power spectrum a promising probe of missing baryons. However, we find that contribution from the intracluster medium (ICM) is also significant. Therefore, apart from the difficulties in observational measurements, the interpretation of kSZ power spectrum requires careful investigation in order to reliably constrain the WHIM fraction.

Key words: Cosmology; cosmic microwave background; the large scale structure; Sunyaev Zel'dovich effect