doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2021.06.007

重子物质对暗物质晕形状和角动量的影响

张瑶瑶^{1,2†} 戴才萍^{1,3}

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023) (2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026) (3 国家基础学科公共科学数据中心 北京 100190)

摘要 利用高精度大样本的冷暗物质(Λ cold dark matter, ΛCDM)宇宙学数值模拟的数据,对重子物质如何影响暗物质晕的形状和角动量进行了研究. 使用了3种数值模拟数据,纯暗物质模拟、含辐射冷却、恒星形成和动力学超新星反馈的模拟,包含活动星系核反馈效应的恒星形成模拟. 对这3种模拟,还进行了不同红移处的比较. 主要结果如下. 重子物理过程会改变暗物质晕的质量分布,特别是有活动星系核反馈机制的情况下. 比如,活动星系核反馈会减少大质量暗物质晕的形成. 随着宇宙的演化,暗物质晕的空间形态逐渐由扁变圆. 重子物质的存在会加速暗物质晕形状的变化过程,而且会使暗物质晕形状变得更圆. 但是活动星系核的反馈会对这一加速效应产生抑制. 重子物质对暗物质晕的影响与暗物质晕的质量和半径都存在一定的依赖性. 暗物质晕的质量越大,它会呈现更扁的形态. 同时,重子物质对任意质量的暗物质晕或暗物质晕在任意半径处的变圆均有一定的促进作用,尽管活动星系核反馈会抑制这一促进作用. 特别是对于暗物质晕在0.2-0.6倍维里半径处的形状,重子物质的影响尤为明显. 此外,重子物质的存在会对暗物质晕的角动量产生显著影响,它会增大暗物质的角动量. 暗物质晕的自旋参数与质量无相关性,但是与暗物质晕的半径存在一定的相关性.

关键词 星系: 晕, 暗物质, 宇宙大尺度结构, 方法: 数值, 方法: 统计中图分类号: P159; 文献标识码: A

1 引言

目前,最流行的宇宙结构形成理论是含暗能量的冷暗物质模型(Λ cold dark matter, Λ CDM)^[1]. 该理论指出: 宇宙早期微小的引力扰动产生的结构通过引力聚集形成暗物质晕(暗晕),气体在这些暗晕内冷却并形成恒星,最终形成我们今天看到的星系^[2–3]. 在此过程中,由引力驱动的动力学过程决定了暗晕以及其中的重子成分,如星系、星系际介质等的最终分布.

从通过半解析模型研究星系的形成 $^{[4]}$,到星系团的宇宙学应用 $^{[5]}$,精确校准暗晕质量函数是一系列宇宙结构形成研究的核心 $^{[6-9]}$.目前,基于标准的 $^{\Lambda}$ CDM模型的各种扩

2021-03-25收到原稿, 2021-05-22收到修改稿

[†]yyzhang@pmo.ac.cn

展模型的研究,如耦合暗能量模型、修正的引力模型、非高斯初始条件、大质量中微子、温暗物质等^[10-14],基本已经提供了精确校准的暗晕质量函数.不过,由于暗晕的质量所覆盖的动态范围比较大,各种模型模拟的暗晕质量函数存在普遍、微妙但可观的偏差.

除了暗晕质量函数之外,ACDM模型还存在其他问题,比如宇宙学角动量问题^[15-17]、宇宙学数值模拟中形成暗晕的形状问题等^[18-21]. 理解这些问题可以帮助我们揭示冷暗物质的性质和起源及其与重子物质的相互作用^[22]. 虽然暗晕的角动量和形状不能直接观测,但它们对星系结构和形成历史以及动力学都有重要影响^[23]. 例如,角动量会影响星系盘的大小,而暗晕的角动量通常用自旋参数来表征,它是研究星系起源与演化的重要参数^[24]. 另一方面,宇宙标准等级成团结构形成的一个自然结果是暗晕的形状是3轴的,这一特性继承于它们祖先的密度扰动^[25]. 暗晕的形状很可能影响晕内的气体运动学,并且可能是星系盘翘曲的原因^[26-27]. 此外,了解暗晕的固有形状对于弱引力透镜分析也很重要^[28].

大量的研究表明: 重子物质以及物理过程会影响暗晕的密度分布和质量, 反过来, 暗晕的结构也会影响重子在暗晕中的分布. 从原理来说, 高精度校准暗晕质量函数只是一个技术问题, 可以通过扩大模拟的动态范围和参数空间来解决^[29]. 然而, 先前开展的一些暗晕质量函数的研究专注于精确校准, 却没有考虑重子物质的影响, 如文献[30]. 此外, 虽然目前已经开展了许多关于重子及其物理过程对暗晕质量函数、暗晕形状、暗晕角动量等影响的研究工作, 并且采用了不同的模拟手段, 如文献[23, 29, 31–38], 但各种数值模拟方法得到的结果并不完全一致. 所以, 目前关于重子及其物理过程对暗晕的影响尚无明确定论, 包括暗晕如何受到重子附加的非引力过程的影响. 本文将使用高精度大样本的宇宙学数值模拟数据, 研究重子物理过程对暗晕质量函数、角动量和形状等的影响及其演化效应.

2 数据和方法

本工作中,我们使用了3种宇宙学模拟数据,即纯暗物质模拟(Dark Matter Only, DMO),含辐射冷却、恒星形成和动力学超新星(Supernovae, SNe)反馈的模拟(Cooling Star Formation, CSF),在CSF中加入活动星系核反馈的模拟(Active Galatic Nucleus, AGN). 其中,后两者是流体动力学模拟. 同时,对每一种模拟,我们使用了其在3个红移z=[2.0,1.0,0.0]处的数据.

2.1 数据

本工作中使用的模拟数据来自Cui等人开展的宇宙学模拟结果,见文献[32],这些数据最近已被用来研究重子物质与宇宙大尺度结构的关系^[39–40]. 该模拟以 Λ CDM模型为框架,设定物质密度参数 $\Omega_{\rm m}=0.24$,重子贡献 $\Omega_{\rm b}=0.0413$,功率谱参数 $\sigma_{\rm 8}=0.8$,初始谱指数 $n_{\rm s}=0.96$,哈勃参数为 $100h~{\rm km\cdot s^{-1}\cdot Mpc^{-1}}$,其中h=0.73. 该模拟在红移z=49处通过Zel'dovich近似设置初始条件得到一个尺寸为 $L=410~h^{-1}{\rm Mpc}$ 的周期性宇宙闭箱模型.同时,根据Zel'dovich近似,在红移z=41处将两组各 1024^3 个粒子的位置从未受扰动的位置移到两个规则的网格上,来进行初始密度和速度场的采样,这两个网格彼此之间

相对移动了半个网格的大小.

在3种数值模拟中,属于上面两组粒子集合(2×1024^3)的质量比率定义为 $m_1 \simeq 3.54 \times 10^9~h^{-1}M_{\odot}$ 和 $m_2 \simeq 7.36 \times 10^8~h^{-1}M_{\odot}$. 在DMO模拟中,暗物质粒子包括 m_1 和 m_2 两种,这两种粒子种类都被视为无碰撞. 而在其他两个流体动力学模拟中, m_2 粒子提供了气体物质的质量. 这种为DMO所设置的初始条件确保了它可以完全从与流体动力学对应的密度和速度场的相同采样开始. 此外,由于模拟集中于重子物质及其物理过程所引起的相对效应上,所以数据不会在生成初始条件时因为提高计算位移的精度而受到影响[29].

2.2 模拟过程

本文使用的3种模拟数据都通过TREE-PM/SPH (Tree-Particle Mesh/Smoothed Particle Hydrodynamics)的代码GADGET-3进行,这是GADGET-2代码的改进版本^[7]. 该代码通过将Peano-Hilbert曲线的不连续部分分配给同一计算单元,从而使得处理器运行时的大量工作负载平衡问题得到改善. 在模拟中,计算引力时使用了Plummer等效的软化,软化参数 $\varepsilon_{\rm Pl}$ 从红移z=0.0到z=2.0内固定为 $7.5~h^{-1}$ kpc. 在高红移时,软化使用了共动坐标系,随红移变化. 更多细节见文献[29, 32].

在两个流体动力学模拟中,非零金属辐射冷却的计算是基于先前的方法^[41],包括在空间均匀和不断演化的紫外背景下进行加热/冷却. 气体粒子的多相处理按照已有的模型^[42]: 在每一个多相气体粒子中,冷相和热相并存,冷相为恒星形成提供储备. 同时,碰撞气体粒子向无碰撞恒星粒子的转化过程是随机的,气体粒子最多产生两代恒星粒子. 流体动力学模拟包括SNe-II和SNe-Ia反馈以及渐近巨星支恒星的化学增丰来产生金属的反馈^[43]. 动力学反馈是通过模拟SNe爆炸驱动的星系喷射物来实现的,在这里,星系风在质量达到一定程度时会影响恒星形成率,即设置星系风与恒星形成率成正比: $\dot{M}_{\rm w} = \eta \dot{M}_{\rm *}$. 在CSF模拟中,参数 $\eta = 2$ 、风速 $v_{\rm w} = 500~{\rm km\cdot s^{-1}}$,这相当于假设SNe-II释放的能量转换为动能的单位效率近乎一致,进而满足Salpeter初始质量函数. 对于AGN模拟,它包括 $\eta = 2$ 和风速为 $v_{\rm w} = 350~{\rm km\cdot s^{-1}}$ 的动力学反馈以及因超大质量黑洞吸积气体而产生的能量反馈,并且使用已有的活动星系核反馈模型^[44]. 虽然这两种流体动力学模拟都不能完全正确地描绘暗晕内重子的演化,但考虑到辐射冷却、恒星形成和超新星反馈的重子物理过程,应该能够对当前重子物理描述中的不确定性所产生的影响提供一个有用的指示^[29, 32].

最后需要指出的是,在已有的数值模拟工作中,用于识别暗晕的两种最常用的方法是FOF (Friend-of Friend)算法^[3]和SO (Spherical Overdensity)算法^[20]. 在本工作中,我们分析的暗晕都是通过SO算法识别的,详见文献[32].

2.3 形状定义

在本工作中, 我们以一定半径内归一化的惯性张量来定义暗晕形状, 分量为:

$$I_{ij}(< r) = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^{n} m_k \frac{x_{i,k} x_{j,k}}{R_k^2},$$
 (1)

此处, m_k 是第k个暗物质粒子的质量, M是给定范围r内粒子的质量总和. $x_{i,k}$ 是第k个粒

子到暗晕中心的距离分量, i、 j=[1,2,3]表示模拟粒子位置的3轴分量, R_k 代表归一化, 表示第k个粒子到暗晕中心的距离. 求和符号表示对暗晕给定范围r内所有粒子数n进行求和. 利用惯性张量, 我们可以得到3个本征值: $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. 暗晕的3轴则定义为: $a=\lambda_1$ 、 $b=\lambda_2$ 、 $c=\lambda_3$. 其中, a表示椭球体的长轴, b表示椭球体的次长轴, c表示椭球体的短轴. 暗晕3轴的方向则为3个特征值对应的特征向量. 同时, 本工作中使用的暗晕形状参数有:

$$S = \frac{c}{a}, \ Q = \frac{b}{a}, \ T = \frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}, \ e = \frac{1 - q^2}{1 + q^2}, \ q = \frac{b_{\text{proj}}}{a_{\text{proj}}},$$
 (2)

在这里, a_{proj} 、 b_{proj} 分别表示椭球的长轴和次长轴在二维平面的投影长度, 而q是次长轴与长轴的投影比例. 对于4个形状参数, S、Q、T、e都是椭球形状的指示参数. S用来衡量暗晕的球形度, Q作为延伸率的度量. T作为晕3轴性的度量, T越小暗晕越扁圆, T越大暗晕越扁长. e是椭球的椭率, 椭率越大, 椭球越扁.

2.4 角动量定义

给定范围r内, 暗晕的角动量J定义为:

$$J(\langle r) = \sum_{k=1}^{n} m_k r_k \times (v_k - \overline{v}), \qquad (3)$$

其中, r_k 是第k个暗物质粒子相对于暗晕中心的位置矢量, v_k 是第k个暗物质粒子相对于暗晕中心的速度矢量, \overline{v} 是给定范围内所有暗物质粒子的速度平均值.

通常暗晕角动量J的大小J可以用无量纲自旋参数 λ 来量化、它的经典定义是 $^{[45]}$:

$$\lambda(< r) = \frac{J|E|^{1/2}}{GM^{5/2}},\tag{4}$$

在这里, E是系统在给定范围r内的总能量, G是万有引力常数.

不过,在暗晕集中的区域,暗晕的能量是模糊的,因为它取决于环境^[46]. 所以,我们使用了一种替代性和更实用的自旋参数 λ' ,它通过给出包含质量M'的半径为R的球内的角动量大小J来定义^[46],即:

$$\lambda' = \frac{J}{\sqrt{2}M'VR} \,, \tag{5}$$

这里V是暗晕在给定半径为R处的旋转速度, $V^2 = GM'/R$.

一般而言, 暗晕自旋参数的分布有对数-正态分布的特征[46], 即:

$$P(\lambda') = \frac{1}{\lambda'\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{\ln^2(\lambda'/\lambda'_0)}{2\sigma^2}\right], \tag{6}$$

在这里, λ'_0 、 σ 是自由参数, 分别表示自旋参数的均值和标准差.

3 结果与讨论

3.1 暗晕数目

对于本项工作所使用的数据, 暗晕的最小质量定义为包含64个暗物质粒子[29,32]. 3种模拟(DMO模拟、CSF模拟和AGN模拟)在红移z=[2.0,1.0,0.0]处的暗晕数目如

表1所示. 可以看到, 从红移z=2.0到z=0.0, 随着宇宙的演化, 暗晕的数目不断增加, 这和 Λ CDM模型^[1-3]所预测的结果一致. 此外, 从表1中我们还可以发现, 在3个红移处, CSF模拟得到暗晕数目稍微大于DMO模拟, 而AGN模拟得到的暗晕数目大大增加. 这说明重子物质的存在明显增加了暗晕的数目, 特别是加入活动星系核反馈机制的时候.

表 1 3种模拟在z=[2.0,1.0,0.0]处的暗晕数目 Table 1 The number of dark matter halos in three simulations at z=[2.0,1.0,0.0]

Simulation	z = 0.0	z = 1.0	z = 2.0
DMO	164839	135783	40750
CSF	162150	141394	63004
AGN	206687	193687	90866

此外,在同一红移处,3种模拟中具有相同粒子(编号)的暗晕,称为匹配暗物质晕.在本工作中,我们使用的是具有相同粒子(编号)占比大于60%的匹配暗物质晕,其结果如表2所示.本文将使用这些匹配暗物质晕,来研究重子物质对暗晕形状和角动量的影响.

表 2 匹配暗物质晕在z = [2.0, 1.0, 0.0]处的数目 Table 2 The number of matching dark matter halos at z = [2.0, 1.0, 0.0]

Redshift	z = 0.0	z = 1.0	z = 2.0
Number	52413	35631	6531

3.2 暗晕质量分布

暗晕的质量函数是了解暗晕特性的重要方法,它可以研究暗晕在宇宙中的质量数分布.在本工作中,我们使用的是暗晕维里质量,标记为 M_{200} ,它代表平均密度是宇宙临界密度200倍的球形区域内的质量.同时,球形区域的半径为暗晕的维里半径,标记为 r_{200} .

如图1所示, 我们给出了3种模拟得到的匹配暗物质晕分别在红移z=[2.0,1.0,0.0]处的质量分布. 在图中, 实线表示DMO模拟, 虚线表示CSF模拟, 点线表示AGN模拟. 其中黑色、蓝色、红色分别代表红移z=0.0、z=1.0、z=2.0处的结果. 首先, 3种模拟都指示小质量暗晕数目要远远大于大质量暗晕的数目. 其次, 从红移z=2.0到z=0.0,随着宇宙的演化, 大质量暗晕数目明显增多. 这个结果表明大质量暗晕确实可能是由小质量暗晕逐步并合形成的, 与 Λ CDM模型预测一致[1-3].

我们还可以看出,3种不同模拟数据中的暗晕质量分布存在一定的差别.首先,在红移z=[2.0,1.0,0.0]处,CSF模拟得到的小质量暗晕的数目都要稍微多于DMO模拟得到的数目,而两种模拟的结果在更大质量范围内比较相近,但CSF模拟略少.其次,在3个红移处,AGN模拟得到的暗晕数目在小质量端都明显多于CSF和DMO模拟.但是,AGN模拟得到的暗晕质量分布在更大质量范围内整体要小于CSF和DMO模拟.这个特征在红移z=2.0处尤为明显,该红移处AGN模拟得到的大质量暗晕数目明显少于CSF和DMO模拟.以上结果表明,重子物质及其物理过程会促进暗晕的形成,但活动星系核的反馈机制减少了大质量范围内暗晕的形成,其他的流体动力学模拟也呈现了相同的结果,如文献[47].

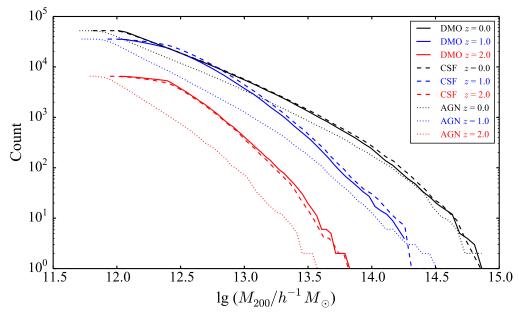


图 1 3种模拟中匹配暗物质晕的质量分布, 其中黑色、蓝色、红色分别代表红移z=0.0、z=1.0、z=2.0.

Fig. 1 The mass distributions of matching dark matter halos in three simulations, black, blue and red indicate the results at $z=0.0,\,z=1.0,\,z=2.0.$

3.3 不同模拟中暗晕的形状比较

如图2所示, 我们呈现了3种模拟在不同红移处所得到的暗晕的形状参数(包括S、Q、T、e)的分布. 首先, 从下到上, 即从红移z=2.0到z=0.0, 随着宇宙的演化, 暗晕的形状逐渐由扁变圆, 4个形状参数均展现出这一趋势. 其次, 我们发现, CSF模拟和AGN模拟产生的暗晕比DMO模拟产生的暗晕更圆, 4个形状参数均展现出这一趋势. 此外, 从红移z=2.0到z=0.0, 相对于DMO模拟产生的暗晕,CSF模拟产生的暗晕由扁变圆的速度更快. 而当在CSF模拟中加入活动星系核反馈机制后, 该速度有一定的减小. 这一点在形状参数S、Q的图中尤为明显, 特别是峰值.

上述特征表明: 重子物质的存在会使暗晕的三维形状明显变得更圆, 这与基于Illustris模拟数据的研究所得到的结果一致^[36]; 此外, 重子物质的存在会加速暗晕形状由扁变圆的过程, 但是活动星系核的存在会对暗晕形状变圆有一定的抑制作用, 这与N体/气体动力学模拟所得到的结果一致^[34]. 这可能是由于重子物质在暗晕中心冷却并形成恒星导致的^[48]. 然而, 由于活动星系核的剧烈活动所释放的能量加热了重子物质, 如气体, 使得气体在暗晕中心冷却导致形成恒星的速度减缓, 这可能是活动星系核对暗晕形状变圆有一定抑制作用的原因.

3.3.1 质量依赖

先前的研究表明, 暗晕的形状与暗晕质量存在一定的依赖性^[37]: 大质量暗晕的形态相对于小质量暗晕要更扁, 如质量相同则没有重子物质的暗晕要更扁. 图3展示了不同红移处3种模拟中暗晕形状参数(包括S、Q、T、e)的中位数与质量的依赖关系. 首先, 从红移z=2.0到z=0.0, 随着宇宙的演化, 所有质量的暗晕形状逐渐由扁变圆. 同时暗

晕的质量越大, 其形状相对于质量小的暗晕而言要更扁, 4个形状参数均展现出这一趋势. 这些结果同样与基于Illustris模拟数据的研究所得到的结果一致 $^{[36]}$: 对于质量大于 $10^{12.5}M_{\odot}$ 的暗晕, 随着质量的增加, 轴比逐渐减小, 即更扁. 这可能是由于大质量暗晕形成时间较晚的结果 $^{[49]}$.

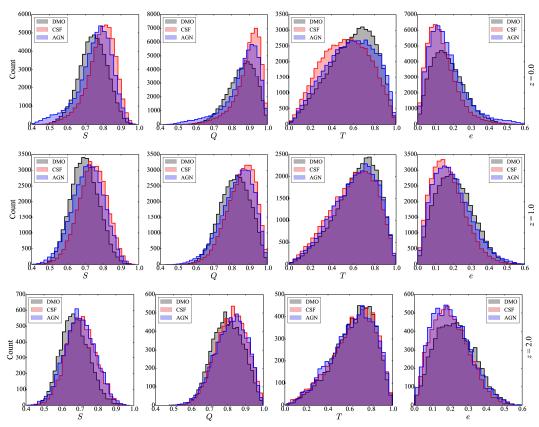


图 2 3种模拟中暗晕的形状参数分布, 包括S (第1列)、Q (第2列)、T (第3列)、e (第4列). 从上到下, 每一行依次为红 移z=0.0、z=1.0、z=2.0.

Fig. 2 The distributions of shape parameters, including S (1st column), Q (2nd column), T (3rd column), e (4th column). From top to bottom, three simulations are at z = 0.0, z = 1.0, and z = 2.0, respectively.

其次,从红移z=2.0到z=0.0,对于所有质量的暗晕,可以看出重子物质在暗晕变圆过程中的效应越来越凸显. 还有,对于所有质量的暗晕,CSF模拟得到的暗晕比DMO模拟得到的更圆. 该结果表明: 重子及其物理过程能够使所有质量的暗晕三维形状变得更圆. 正如基于Illustris模拟数据的研究,与纯暗物质模拟相比,加入重子物理过程的模拟得到的所有质量的暗晕形状参数S和Q的中位数都提高了20%,即更圆. 同样的,对于所有质量的暗晕,加入活动星系核反馈机制后,暗晕的形状变圆均受到一定抑制,即更扁. 已有的基于OWLS (OverWhelmingly Large Simulations)数据的研究也呈现出一致的结果[23],其认为反馈减少了能够到暗晕中心并冷却形成恒星的气体量(导致暗晕中心较低的重子质量比),从而降低了重子对暗晕形状的影响.

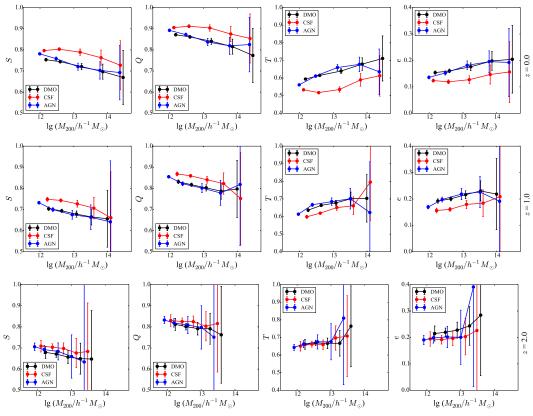
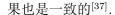


图 3 3种模拟中暗晕的形状参数与质量的依赖关系,包括S (第1列)、Q (第2列)、T (第3列)、e (第4列). 从上到下,每 一行依次为红移z=0.0、z=1.0、z=2.0.

Fig. 3 Mass dependence of the median shape parameters, including S (1st column), Q (2nd column), T (3rd column), e (4th column). From top to bottom, three simulations are at z = 0.0, z = 1.0, and z = 2.0, respectively.

3.3.2 半径依赖

图4展示了本工作中3种数据模拟中暗晕的形状参数(包括S、Q、T、e)的中位数与半径的依赖关系,包括不同的红移处. 首先,从红移z=2.0到z=0.0,随着宇宙的演化,暗晕形状逐渐由扁变圆. 同时,暗晕外半径处的形状相对于内半径处的形状而言要更扁,4个形状参数均展现出这一趋势. 这表明暗晕的形状与其半径存在一定的相关关系. 此外,在暗晕的不同半径处,CSF模拟得到的暗晕比DMO模拟得到的更圆,而且变圆速度更快. 而且,重子物质对暗晕所有半径处的形状变圆都有一定的促进作用. 还有,在暗晕的所有半径处,加入活动星系核反馈机制后,暗晕形状变圆的过程受到了一定的抑制并且最终的形态更扁. 使用Illustris纯暗物质模拟数据的研究得到了与本文相同的结果[36],即从暗晕的中心到维里半径处,暗晕的形状逐渐由圆变扁. 基于MBII(MassiveBlack-II,包括多相星际介质模型的物理与恒星形成、黑洞吸积和反馈、辐射冷却和加热过程等)流体动力学模拟与纯暗物质模拟相比较的结果表明[35]: 在含重子物质的模拟中,暗晕的三维形状通常要更圆,这和本文的结果一致. 同样地,这些结果与最近的一项基于EAGLE (Evolution and Assembly of Galaxies and their Environments)模拟的研究结



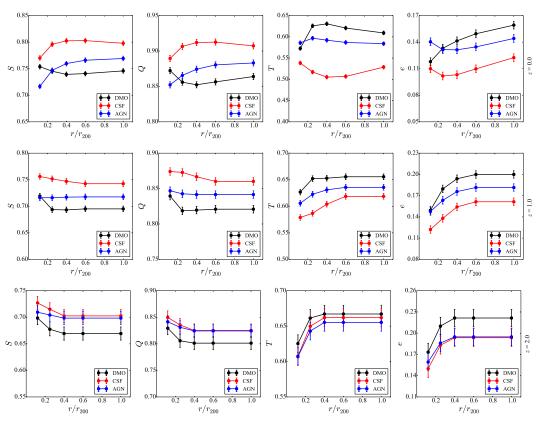


图 4 3种模拟中暗晕的形状参数与半径的依赖关系,包括S (第1列)、Q (第2列)、T (第3列)、e (第4列). 从上到下,每一行依次为红移z=0.0、z=1.0、z=2.0.

Fig. 4 Radius dependence of the median shape parameters, including S (1st column), Q (2nd column), T (3rd column), T (4th column). From top to bottom, three simulations are at T = 0.0, T = 1.0, and T = 2.0, respectively.

我们注意到,特别是从红移z=2.0到z=0.0,随着宇宙的演化,即使AGN的存在对暗晕形状变圆产生了一定的抑制作用,但重子物质对暗晕在 $r/r_{200}=0.2$ —0.6半径处的形状(特别是 $r/r_{200}=0.4$ 半径处)的影响非常明显,4个形状参数均体现出这一点. 先前已开展了一些重子物质对暗晕结构影响的研究,但结果都存在一定的差异. 本文的结果与MBII模拟的结果基本是一致的 $^{[35]}$,即重子物质对暗晕的形状在 $r/r_{200}=0.2$ —0.6半径处的影响更为显著. 而基于Illustris模拟的研究呈现了有所不同的结果 $^{[36]}$: 对于质量小于 $10^{12.5}M_{\odot}$ 的暗晕,重子物质的影响与半径无关;对于质量大于 $10^{12.5}M_{\odot}$ 的暗晕,重子物质的影响与半径无关;对于质量大于 $10^{12.5}M_{\odot}$ 的暗晕,重子物质的影响指常微弱. Illustris模拟与本文的模拟结果不同的原因可能主要是不同重子物理过程导致的. 而模拟中不同的重子物理过程可能产生不同的暗晕,在Illustris模拟中,加入重子物理过程的模拟与DMO模拟的匹配暗物质晕质量之比是非单调的 $^{[50]}$,而对于本工作中的暗晕来说,是单调的 $^{[32]}$. 另一方面,在不同的工作中采用不同的方法来推测暗晕形状,可能也是暗晕形状的半径依赖性存在差异的原因,比如暗

62 卷

类似的差异还有另一项使用流体动力学模拟(包括星际介质、冷却、恒星形成、活动星系核反馈等)和纯暗物质模拟来研究重子物质对暗晕形状影响的结果表明 $^{[33]}$:重子物质对于暗晕在 $r/r_{200}<0.1$ 半径处的形状才有影响.不过,这个结果的前提是重子粒子占总体粒子的比例要很高,比如在 $r/r_{200}=0.1$ 半径处,重子粒子所占的比例达到了75%,在更小半径处的比例更高.这可能是该结果与本工作结果不同的主要原因,即重子物质在暗晕不同半径处中所占的比例会影响暗晕形状对半径的依赖性.最近的一项基于EAGLE数据比较流体动力学和纯暗物质模拟的结果表明 $^{[37]}$:重子物质对暗晕形状产生的影响,主要是在暗晕半径处于维里半径的20% (即, $r/r_{200}=0.2$)以内.然而,这项工作重点研究的是星系盘的存在与暗晕形状之间的相关性.我们发现,在这项工作中,当暗晕内恒星盘的质量与总重子质量的质量比 $M_{\rm D}/M_{\rm T}<0.3$ 时,重子物质对于 $r/r_{200}<0.2$ 半径处暗晕形状的影响的确最为明显;不过,当暗晕内恒星盘的质量与总重子质量的质量比 $M_{\rm D}/M_{\rm T}>0.3$ 时,重子物质对于 r/r_{200} 在0.2-0.6半径范围内暗晕的形状均产生了显著影响,这与本工作的结果一致.

3.4 不同模拟中暗晕的角动量比较

自旋参数表征的是暗晕的旋转能量占全部能量的比例. 在图5中, 我们展示了本工作使用的3种模拟数据(半径 $r/r_{200}=1.0$ 处)中的暗晕在不同红移处的自旋参数分布, 并用对数-正态进行了拟合. 可以明显看到, 3种模拟在任意红移处的自旋参数分布都呈现出对数-正态分布的特征. 而且自旋参数均非常小, 表明暗晕的角动量只占总体能量的极少部分, 因为暗晕主要是热运动主导. 此外, 我们注意到, 在任意一种模拟中, 从红移z=2.0到z=0.0, 随着宇宙的演化, 暗晕的自旋参数明显减小. 这个结果与使用OWLS数据所得到的结果一致^[23]: 自旋参数的增大或者是暗物质角动量的增加, 或者是暗晕封闭质量的减少. 所以这可能的原因是: 高红移处较低质量的暗晕受到频繁并合的强烈影响, 当子晕落入主晕的中心时, 它们会将角动量转移到内部区域. 而在暗晕并合之后, 由于动力学摩擦(角动量的由内向外转移), 暗晕的内侧部分会向暗晕的外侧部分转移角动量; 还有一种可能是, 在总体角动量守恒的情况下, 暗物质为了响应系统的势阱加深而出现了收缩^[51].

另一方面,对于任意红移处,CSF模拟得到的暗晕自旋参数λ'明显比DMO模拟得到的值大,而AGN模拟得到的自旋参数更大. λ'分布的均值表明了这一点. 这表明: 重子物质对暗晕自旋参数的影响并不弱,并且会增加暗晕中暗物质的角动量,AGN的反馈机制会增加这一影响. 这与OWLS模拟的结果一致^[23],但是与Illustris模拟的结果有一定的差别^[38]. 已有的基于Illustris模拟数据的研究表明^[38]. 纯暗物质模拟和含重子物质及其物理过程的模拟给出的自旋参数分布非常相似,即重子物理过程并未对暗晕的角动量产生显著影响;同时,暗晕的自旋参数与红移并无相关性,即不同红移处的自旋参数仅存在非常微小的变化. 本文和Illustris模拟结果的差异可能也是模拟中不同的重子物理过程导致的. 从自旋参数的方程中我们可以看出, λ'值的增大意味着暗物质与重子的比角动量增加. 在暗晕总体能量不变的情况下,这种现象的原因可能是重子物质(如气体)通过潮汐转矩和动力学摩擦将角动量转移到暗物质^[52]. 另一方面,活动星系核的反馈机制增大了重子物质角动量向暗物质的转移,可能的原因是活动星系核反馈驱散了暗晕中心区域

的重子和暗物质的聚集,进而促进了暗晕的收缩[53].

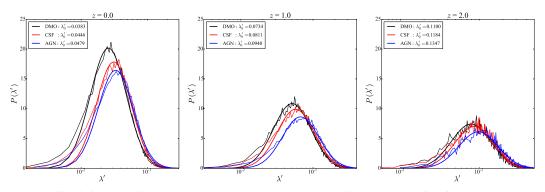


图 5 3种模拟中暗晕自旋参数 $(r/r_{200}=1.0$ 处)的分布(细线)以及它们的对数–正态分布拟合曲线(粗线). 从左到右依次为红移 $z=0.0,\,z=1.0,\,z=2.0.$

Fig. 5 The distributions of spin parameter λ' ($r/r_{200} = 1.0$) in three simulations at z = 0.0, z = 1.0, and z = 2.0 (thin line), respectively, including their log-normal distribution fitting curves (thick line).

3.4.1 质量依赖

图6展示了不同的红移处3种模拟数据中暗晕的自旋参数(λ')与暗晕质量的依赖关系. 首先,对于不同质量的暗晕,从红移z=2.0到z=0.0,可以明显看到随着宇宙的演化,暗晕的自旋参数不断减小. 其次,对于不同质量的暗晕,无论重子物质是否存在,它们的自旋参数并不随质量变化,而基本保持一致. 这表明自旋参数与暗晕质量无依赖关系,这和先前的研究一致^[23, 38]. 然而,对于不同质量的暗晕,重子物质的存在确实增大了它们的自旋参数,特别是存在活动星系核反馈机制的情况下.

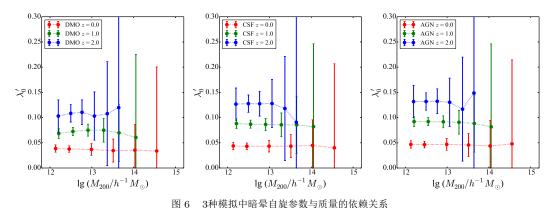


Fig. 6 Mass dependence of the spin parameter λ' in three simulations

3.4.2 半径依赖

图7展示了不同的红移处3种模拟数据中暗晕的自旋参数(λ')与暗晕半径的依赖关系. 首先,我们依然可以看出,在不同的半径处,从红移z=2.0到z=0.0,暗晕的自旋参数不断减小. 其次,在暗晕的不同半径处,重子物质的存在确实增大了它们的自旋参数,特别是存在活动星系核反馈机制的情况下. 与暗晕的质量不同,自旋参数与暗晕的半径存在一定的依赖关系,即随着半径增大自旋参数减小. 而且,这种依赖关

系与重子物质是否存在无关. 特别是与上述暗晕形状的依赖结果类似, 在暗晕半径 $r/r_{200} < 0.6$ 处, 其自旋参数随着宇宙演化减小得非常明显. 不同的是, 活动星系核的反馈对暗晕自旋参数的减小有促进作用, 却对暗晕形状的改变有抑制作用.

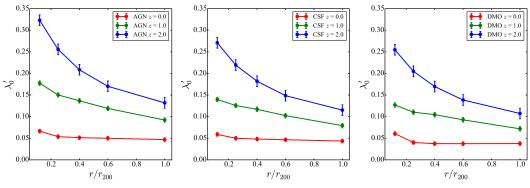


图 7 3种模拟中暗晕自旋参数与半径的依赖关系

Fig. 7 Radius dependence of the spin parameter λ' in three simulations

3.5 重子效应对暗晕指向的影响

在图8中, 我们给出了不同的红移处CSF和AGN模拟与DMO模拟得到的暗晕主轴夹角的概率分布(PDF). 这个夹角的概率分布指示CSF和AGN模拟得到的暗晕的分布情况. 在这里, 主轴夹角的PDF越接近于1.0, 意味着模拟得到的暗晕越接近于随机分布. 明显地, 无论是CSF模拟还是AGN模拟, 随着红移的减小, 暗晕最终都会呈现出近似随机分布. 而对于CSF模拟,高红移处得到的暗晕并不呈现出随机分布. 而随着红移的减小, 即宇宙的演化, 暗晕逐渐趋于随机分布. 不过, 对于AGN模拟得到的暗晕, 从红移z=2.0到z=0.0, 它们一直呈现出随机分布. 这表明了AGN反馈机制对于宇宙中星系团形成的重要性, 比如它可以解决过冷问题, 在数值模拟中可以提供与观测结果更好的一致性, 如文献[54-56].

4 总结

本文着重研究了重子物质及其物理过程对暗晕的形状和角动量的影响. 我们使用3种不同数值模拟的数据开展了研究,即DMO模拟、CSF模拟和AGN模拟. 同时,每一种模拟还包括了3个红移处的数据. 本文发现: 即使活动星系核的反馈会减少大质量暗晕的形成,但重子物质的存在依然会增加暗晕的形成率. 重子物质及其物理过程会对暗晕的形状产生影响, 比如加速暗晕形状变圆的过程. 但是, 活动星系核反馈会对这一影响产生抑制. 重子物质对暗晕的影响与暗晕的质量和半径都存在一定的依赖性, 并对任意质量的暗晕或在暗晕的任意半径处均有一定的促进作用. 重子物质会对暗晕的角动量产生显著影响, 比如增大暗物质的角动量. 暗晕的自旋参数对暗晕的质量不存在依赖性, 但是与暗晕的半径存在相关性.

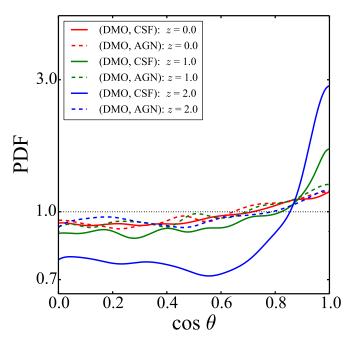


图 8 CSF和AGN模拟得到的暗晕的主轴与DMO模拟得到的暗晕主轴夹角 (θ) 的PDF. 包括红移 $z=0.0,\ z=1.0,\ z=2.0.$ 虚线指示随机分布,即PDF =1.0.

Fig. 8 The PDF of the principal axis angles (θ) of the dark matter halos from any two of the three sets of simulations at $z=0.0,\ z=1.0,$ and z=2.0, respectively. The dashed line indicates random distribution, i.e., PDF = 1.0.

在宇宙学数值模拟中纳入重子物理过程是一项艰巨的任务,并且模拟中的计算量会限制参数空间和暗晕样本的大小.因此,重子物理过程与星系形成有关的详细性质以及这些过程对星系的精确影响仍然不确定.我们期待采用更大样本的数据,对重子物理过程进行更多不同的处理,在各种初始条件下探索其对暗晕形状和角动量的影响.

致谢 我们感谢崔伟广等人提供的ACDM数值模拟数据. 感谢国家基础学科公共科学数据中心(NBSDC)的宇宙学模拟数据库(CSD)和中国科学院对其的基金项目(202000000088)资助.

参考文献

- [1] Blumenthal G R, Faber S M, Primack J R, et al. Nature, 1984, 311: 517
- $[2]\,$ White S D M, Rees M J. MNRAS, 1978, 183: 341
- [3] Davis M, Efstathiou G, Frenk C S, et al. ApJ, 1985, 292: 371
- [4] Baugh C M. RPPh, 2006, 69: 3101
- [5] Allen S W, Evrard A E, Mantz A B. ARA&A, 2011, 49: 409
- [6] Jenkins A, Frenk C S, White S D M, et al. MNRAS, 2001, 321: 372
- [7] Springel V, White S D M, Jenkins A, et al. Nature, 2005, 435: 629
- [8] Warren M S, Abazajian K, Holz D E, et al. ApJ, 2006, 646: 881
- [9] Lukić Z, Heitmann K, Habib S, et al. ApJ, 2007, 671: 1160
- $[10]\,$ Baldi M. MNRAS, 2012, 422: 1028

- [11] Schmidt F, Lima M, Oyaizu H, et al. PhRvD, 2009, 79: 083518
- [12] Grossi M, Verde L, Carbone C, et al. MNRAS, 2009, 398: 321
- [13] Brandbyge J, Hannestad S, Haugbølle T, et al. JCAP, 2010, 9: 014
- [14] Angulo R E, Hahn O, Abel T. MNRAS, 2013, 434: 3337
- [15] Navarro J F, Benz W. ApJ, 1991, 380: 320
- [16] Burkert A, D'Onghia E. Proceedings of a Conference Held at Pilanesburg National Park. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004, 319: 341
- [17] Primack J R. NewAR, 2005, 49: 25
- [18] Franx M, Illingworth G, de Zeeuw T. ApJ, 1991, 383: 112
- [19] Dubinski J, Carlberg R G. ApJ, 1991, 378: 496
- [20] Cole S, Lacey C. MNRAS, 1996, 281: 716
- [21] Warren M S, Quinn P J, Salmon J K, et al. ApJ, 1992, 399: 405
- [22] D'Onghia E, Burkert A, Murante G, et al. MNRAS, 2006, 372: 1525
- [23] Bryan S E, Kay S T, Duffy A R, et al. MNRAS, 2013, 429: 3316
- $[24]\,$ Sales L V, Navarro J F, Theuns T, et al. MNRAS, 2012, 423: 1544
- [25] Bardeen J M, Bond J R, Kaiser N, et al. ApJ, 1986, 304: 15
- [26] de Zeeuw T, Franx M. ApJ, 1989, 343: 617
- [27] Steiman-Cameron T Y, Kormendy J, Durisen R H. AJ, 1992, 104: 1339
- [28] Becker M R, Kravtsov A V. ApJ, 2011, 740: 25
- [29] Cui W G, Borgani S, Dolag K, et al. MNRAS, 2012, 423: 2279
- [30] Tinker J, Kravtsov A V, Klypin A, et al. ApJ, 2008, 688: 709
- [31] Stanek R, Rudd D, Evrard A E. MNRAS, 2009, 394: L11
- $[32]\,$ Cui W G, Borgani S, Murante G. MNRAS, 2014, 441: 1769
- [33] Knebe A, Libeskind N I, Knollmann S R, et al. MNRAS, 2010, 405: 1119
- [34] Abadi M G, Navarro J F, Fardal M, et al. MNRAS, 2010, 407: 435
- [35] Tenneti A, Mandelbaum R, Di Matteo T, et al. MNRAS, 2015, 453: 469
- [36] Chua K T E, Pillepich A, Vogelsberger M, et al. MNRAS, 2019, 484: 476
- [37] Cataldi P, Pedrosa S E, Tissera P B, et al. MNRAS, 2021, 501: 5679
- [38] Zjupa J, Springel V. MNRAS, 2017, 466: 1625
- $[39]\,$ Cui W G, Knebe A, Yepes G, et al. MNRAS, 2018, 473: 68
- $[40]\,$ Cui W G, Knebe A, Libeskind N I, et al. MNRAS, 2019, 485: 2367
- [41] Sutherland R S, Dopita M A. ApJS, 1993, 88: 253
- [42] Springel V, Hernquist L. MNRAS, 2003, 339: 289
- [43] Tornatore L, Borgani S, Dolag K, et al. MNRAS, 2007, 382: 1050
- [44] Fabjan D, Borgani S, Tornatore L, et al. MNRAS, 2010, 401: 1670
- [45] Peebles P J E. ApJ, 1969, 155: 393
- [46] Bullock J S, Dekel A, Kolatt T S, et al. ApJ, 2001, 555: 240
- $[47]\,$ Velliscig M, van Daalen M P, Schaye J, et al. MNRAS, 2014, 442: 2641
- $[48]\,$ Zemp M, Gnedin O Y, Gnedin N Y, et al. ApJ, 2012, 748: 54
- [49] Jeeson-Daniel A, Vecchia C D, Haas M R, et al. MNRAS, 2011, 415: L69
- [50] Chua K T E, Pillepich A, Rodriguez-Gomez V, et al. MNRAS, 2017, 472: 4343
- [51] Sharma S, Steinmetz M, Bland-Hawthorn J. ApJ, 2012, 750: 107
- [52] Tonini C, Lapi A, Shankar F, et al. ApJ, 2006, 638: L13
- [53] Duffy A R, Schaye J, Kay S T, et al. MNRAS, 2008, 390: L64
- [54] Puchwein E, Sijacki D, Springel V. ApJ, 2008, 687: L53
- [55] Planelles S, Borgani S, Fabjan D, et al. MNRAS, 2014, 438: 195
- [56] Planelles S, Schleicher D R G, Bykov A M. SSRv, 2015, 188: 93

The Effects of Baryons on the Shapes and Angular Momentum of Dark Matter Halos

ZHANG Yao-yao^{1,2} DAI Cai-ping^{1,3}

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(2 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China,
Hefei 230026)
(3 National Basic Discipline Public Science Data Center, Beijing 100190)

Abstract Adopting the data of high-precision and large-sample Λ cold dark matter (ACDM) cosmological simulations, the effects of baryonic processes on the shapes and angular momentum of dark matter (DM) halos have been investigated. Here, the data of three numerical simulations at three different redshifts were used, i.e., dark matter only (DMO), radiative cooling, star formation, and kinetic supernovae feedback (CSF), and CSF simulation accompanying with active galactic nucleus (AGN) feedback. The baryonic processes can influence the halo mass function, especially in the presence of AGN feedback. However, the feedback of AGN reduces the formation of massive DM halos. As the Universe evolves, the spatial shapes of DM halos are gradually from flat to round. The baryonic processes accelerate this process as well as make DM halos more rounded, while the AGN feedback suppresses this acceleration, and this effect of baryonic processes is dependent on both the masses and radii of DM halos. The smaller masses of DM halos, the more significant effect of baryons will occur. Meanwhile, the baryonic processes contribute to the rounding process for any masses or radii of DM halos, although the AGN feedback will suppress this facilitation. In particular, the effect of baryons is particularly pronounced for the DM halos having radii at 0.2–0.6 times the virial radius. Besides, the baryonic processes have an effect on the angular momentum of DM halos, e.g., increases the angular momentum. The spin parameter does not depend on the mass but has a certain correlation with the radius of the DM

Key words galaxies: halos, dark matter (DM), large-scale structure of universe, methods: numerical, methods: statistical