

宇宙論的シミュレーションデータベース
Illustris-TNG を用いた銀河周辺物質の速度と元
素分布構造の解明

埼玉大学理学部物理学科
宇宙物理実験研究室

20RP021 西濱大将

2024/02/xx

概要

目次

第 1 章	はじめに	2
1.1	銀河	3
1.1.1	銀河の種類と形態分類	3
1.1.2	ハッブル分類	4
1.1.3	渦巻銀河	5
1.2	太陽組成比 (solar abundance)	5
1.3	ビリアル半径 R_{vir}	7
第 2 章	手法	11
2.1	IllustrisTNG のデータの取り扱い	11
2.1.1	観測対象の選択	13
2.2	face-on と edge-on の導出	13
2.3	質量光度関係	14
2.4	速度場の計算	15
第 3 章	結果	17
参考文献		19

第1章

はじめに

宇宙背景放射を観測した最新の人工衛星 Planck のデータを解析すると、宇宙のエネルギー密度は、通常物質 (バリオン) が 4.93%、ダークマターが 26.43%、ダークエネルギーが 68.64% であることがわかっている ([Planck Collaboration et al. 2021](#))。このことからも宇宙の大局的構造進化は、ダークエネルギーとダークマターが担っていると言われている。しかし、バリオンは元素の元となり、天体形成、超新星爆発やブラックホールなど、宇宙のさまざまな事象を引き起こす主役であり、宇宙の構造形成と進化を理解する上で我々が現在のところ直接観測できるのはバリオンだけである。

特に近傍宇宙におけるバリオンの構造進化は観測的にも不明確なことが多い。そのため現在の宇宙では、バリオンの大半が未発見である ([Shull et al. 2012](#))。この問題は「ミッシングバリオン問題」と呼ばれ、宇宙物理学に残された重要な課題である。

銀河サーベイによってバリオンの約 10% が銀河、銀河群、銀河団などの天体に存在することがわかり、特に過去 15 年間で、銀河間物質 (Inter Galactic Medium, IGM)、銀河ハロー、銀河周辺物質 (Circum Galactic Medium, CGM)^{*1} にかなりの量のガスが存在することがわかった。残りの 80%–90% のうち約半数は、IGM や中高温銀河間物質 (Warm-Hot Intergalactic Medium, WHIM) に存在すると言われている ([Shull et al. 2012; Danforth & Shull 2008](#))。

WHIM はほとんど完全電離した $10^5 - 10^7$ K で非常に希薄なガスであり、遠紫外線や軟 X 線を出すが、観測で捉えるのが非常に難しい。それゆえ、未発見のバリオンの大部分が存在すると考えられている。WHIM は、個々の銀河周辺 (~ 10 kpc), 銀河の大集団で

^{*1} 銀河周辺物質 (Circum Galactic Medium, CGM) には銀河から吹き出された物質のことを指す場合や、ビリアル半径内の物質のことを指す場合など文脈によって複数の意味を持つ。

ある銀河団周辺 ($\sim 1 \text{ Mpc}$), 銀河団をもつなぐ宇宙の大規模構造 ($\sim 100 \text{ Mpc}$), と宇宙の各階層構造に広く分布していると考えれる. 各階層でのバリオンの分布を定量的に調べ, 宇宙論的進化を明らかにすることで構造形成を支配するダークマターに新たな制限を与えることができる.

本研究では, 宇宙の階層構造の中でも, 我々の銀河系のような渦巻き銀河や橢円銀河周辺の物質構造について着目した. 可視光や電波でのスタッキング観測も報告されているが (Tanimura et al. 2019), ガス構造や元素分布の解明には至っていない. 特に, 銀河内で生成された元素がどのように銀河間空間に供給されたのか, そのメカニズムに着目してその解明を目指す.

1.1 銀河

夜空に輝く星は, ほとんどが私たちの住む銀河系の星々である. しかし, ひとたび銀河系を離れて広大な宇宙を丹念に観測すると, そこには銀河の世界が広がっている. この宇宙には 1000 億個もの銀河が存在しており, 銀河を理解することは, 宇宙そのものの理解にもつながる.

1.1.1 銀河の種類と形態分類

銀河は大別すると, 可視光の青色波長帯である B バンドの絶対等級で約-18 等を境にして, それより明るい巨大銀河 (giant galaxy) と, それより暗い矮小銀河 (dwarf galaxy) に分けられる. 矮小銀河の質量は $10^9 M_\odot$ (M_\odot は太陽質量 ($2 \times 10^{30} \text{ kg}$) を表す) よりも小さい. 矮小銀河は暗さのために, 観測研究の対象としての歴史は巨大銀河に比べるとまだ浅い. ここではまず巨大銀河の形態分類について述べる. 形態分類とは, 銀河を見かけの形で分類することがある. ただし形態と銀河のさまざまな物理量には後で述べるように良い相関がある. したがって, 形態分類は銀河に関連する物理過程を理解する上で一助となる.

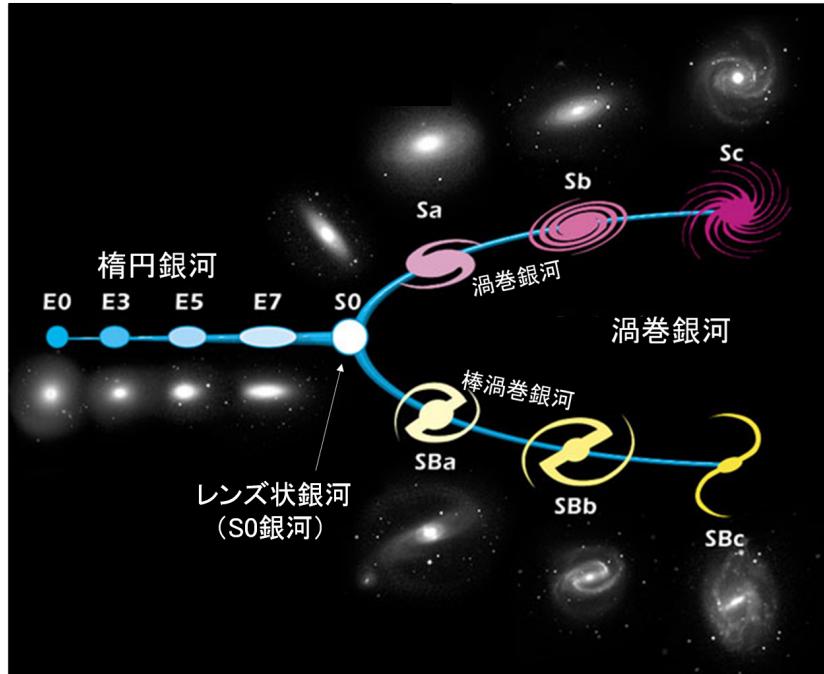


図 1.1

1.1.2 ハッブル分類

巨大銀河の形態分の基本は、1936 年にハッブル (E. Hubble) が提唱した、いわゆるハッブル分類である。ハッブルは、数 100 個の銀河を可視光の写真^{*2}を使ってグループ分けをした。大部分の銀河は回転対称性が良く、中心に光が集中した核を持つ規則銀河としてさらに詳細な分類を行ったが、2–3% の銀河は不規則銀河であるとした、そして規則銀河を図 1.1 に示すように、左側に橢円銀河 (記号 E)，右側に通常の渦巻銀河 (記号 S, 上の系列) と、中心に棒状構造のある棒渦巻銀河 (記号 SB, 下の系列) を配置して分類した。図 1.1 はハッブルの「音叉図」と呼ばれ、音叉図に示された左から右への形態の系列をハッブル系列という。

銀河が音叉図の左側にあるほど早期型 (early type)，右側にあるほど晚期型 (late type) と呼ばれる。当時、橢円銀河のような渦巻腕のない銀河が進化をし、回転速度が増すにつれて赤道面からガスが吹き出して渦巻腕となってゆくとするジーンズ (J.H. Jeans) の星雲進化の仮説が流布していた。ハッブルは早期型と晚期型の分類を便宜上としているが、

^{*2} 当時使われていた写真乾板は、おもに青色の光に感度があるものであったため、正確には青色の波長帯で観測した写真ということになる。

実際にはジーンズの仮説を意識していたようだ。ジーンズの仮説は

1.1.3 涡巻銀河

渦巻銀河は記号 S の後に a, b, c をつけて分類される。可視光で見た渦巻銀河はバルジと呼ばれる中心の回転楕円体状の成分と広がった円盤成分からなる。円盤では回転運動が卓越しているが、バルジではランダムな運動が卓越している。円盤ではガスや塵が多く、星形成活動が活発である。このガスと塵、およびそれから生まれたばかりの若い星は円盤の赤道面の薄い層に強く集中しており、渦巻腕として顕著に見える。

また密度が大変低いので通常の画像では見えにくいが、円盤よりもさらに遠くまで広がり、ほぼ球状に分布しているハローと呼ばれる成分がある。ハローの星もランダムな運動をしている。バルジとハローをあわせて回転楕円体成分と呼ぶことがあり、どちらも比較的古い星が主体となっている。たとえば球状星団は年齢の古い星団であるが、おもにハローに分布している。これに対して比較的若い星団であるが、おもに円盤に分布している。

渦巻銀河では、早期型 (Sa) から晚期型 (Sc) に向かうに従い、次に示すように性質が変化する。

- (1) 円盤の明るさに対するバルジの明るさの比が小さくなる。
- (2) 渦巻腕の巻き込みの度合いが緩やかになる。
- (3) 円盤で巨大な電離水素領域 (HII 領域) や若い明るい星と星団が目立ってくる。
- (4) 星に対するガスや塵の相対質量が大きくなる。

渦巻銀河は、大きく分けて普通の渦巻銀河と棒渦巻銀河に分かれる。棒渦巻銀河の割合は、およそ 20%–30% であるが、詳しく調べると大部分の渦巻銀河には多少とも棒状構造が見られ、顕著な棒状構造のあるものを棒渦巻銀河と呼んでいる。したがって棒渦巻銀河と普通の渦巻銀河に大きな性質の差があるとは考えない方が良い。棒状構造は銀河同士の相互作用などでも生じると考えられるが、銀河に内在する要因によって次第に成長するという説もあり、成因はまだ十分に理解されていない。

1.2 太陽組成比 (solar abundance)

我々の宇宙や太陽がどういう組成でできており、元素ごとの存在比で示した量として太陽組成（宇宙組成）があり、英語で solar abundance やアバンダンス (Abundance of

chemical elements の略) と言われることが多い. この太陽組成(宇宙組成)は太陽光球の分光観測で得られた元素組成を指すだけの時もあれば、隕石(コンドライト)の分析値を合わせて、隕石が太陽系全体の元素存在度(宇宙組成比)をよく近似していると仮定して、太陽組成ということもある.

太陽は始原的(太陽系生成前の環境)な元素分布を保持していると考えられており、隕石の中でも始原的な隕石は太陽系形成時のタイムカプセルのようにそのときの元素分布を保持していると考えると両者には近い関係が期待できる。太陽系ができた45億年前に多くの星が一生を終えて様々な元素が散りばめられ混ざった状態から太陽が生まれたと考えられているため、太陽組成は宇宙の平均的な組成に近いと考えられる。

NASAの(宇宙)X線スペクトル解析ソフト xspecには、以下の9種類のアバンダンスが用意されている。

- angr Anders E. & Grevesse N. (1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta* 53, 197) (Photospheric, using Table 2)
- aspl Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J. & Scott P. (2009, *ARA&A*, 47, 481) (Photospheric, using Table 1)
- feld Feldman U. (1992, *Physica Scripta* 46, 202)
- aneb Anders E. & Ebihara (1982, *Geochimica et Cosmochimica Acta* 46, 2363)
- grsa Grevesse, N. & Sauval, A.J. (1998, *Space Science Reviews* 85, 161)
- wilm Wilms J., Allen A. & McCray R. (2000, *ApJ* 542, 914)
- label Lodders K (2003, *ApJ* 591, 1220) (Photospheric, using Table 1)
- lodd Lodders K (2003, *ApJ* 591, 1220) (Photospheric, using Table 1)
- lpdp Lodders K., Palme H., Gail H.P. (2009, *Landolt-Barnstein, New Series*, vol VI/4B, pp 560-630) (Photospheric, using Table 4)
- lpgs Lodders K., Palme H., Gail H.P. (2009, *Landolt-Barnstein, New Series*, vol VI/4B, pp 560-630) (Proto-solar, using Table 10)

本研究では aspl のアバンダンスを用いる。

1.3 ビリアル半径 R_{vir}

物質の分布に対して球対称性を仮定する。この場合、球の中心となる地点から半径 R 内に存在する物質の質量を M とすると、運動方程式

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} \quad (1.1)$$

が成り立つ。ここで R は宇宙膨張と切り離された静止座標系での長さで、ハッブル半径よりも十分に小さい（つまり、ニュートン力学が適用できる）とする。この方程式の束縛解（有界な解）は、媒介変数 θ を用いて

$$R = \frac{GM}{C}(1 - \cos \theta), \quad t = \frac{GM}{C^{3/2}}(\theta - \sin \theta) \quad (1.2)$$

と表される。ここで C は初期条件により決まる定数である。これらより、半径 R 内の物質密度は次式で表せられる。

$$\rho(< R, t) = \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{1}{6\pi G t^2} \left[\frac{9(\theta - \sin \theta)^2}{2(1 - \cos \theta)^3} \right] \quad (1.3)$$

さらに、物質優勢期における宇宙の臨界質量密度 $\rho_{\text{cr}}(t) \simeq \bar{\rho}_{\text{m}}(t) \simeq 1/6\pi G t^2$ が与えられることを用いると、この時期における球対称領域の「密度超過」は、初期条件によらず

$$\Delta(t) \equiv \frac{\rho(< R, t)}{\rho_{\text{cr}}(t)} = \left[\frac{9(\theta - \sin \theta)^2}{2(1 - \cos \theta)^3} \right] \quad (1.4)$$

と表される。以下では、この時間発展の様子を見る。

まず、式 (1.2) より t は θ の単調増加関数であり、 $\theta \ll 1$ は宇宙初期に対応する。このとき式 (1.2) のマクローリン展開は

$$R \simeq \frac{GM}{C} \left(\frac{\theta^2}{2!} - \frac{\theta^4}{4!} + \dots \right), \quad t \simeq \frac{GM}{C^{3/2}} \left(\frac{\theta^3}{3!} - \frac{\theta^5}{5!} + \dots \right) \quad (1.5)$$

であり、この時期には R も θ, t とともに単調増加する。また、式 (1.3) は

$$\rho(< R, t) \simeq \frac{1}{6\pi G t^2} \left[1 + \frac{3C}{20} \left(\frac{6t}{GM} \right)^{2/3} + \dots \right] \quad (1.6)$$

と近似され、式 (1.6) のそれぞれ第一項から

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{3t} \quad (1.7)$$

が物質優勢期のハッブルパラメータ $H(t) \simeq 2/3t$ と同じ形をしており、球形領域が当初は宇宙とともに膨張していたことを示す。また $\theta = \pi$ に達すると、半径 R は増加から減少に転じ、球形領域は収縮を始める。この時点の物理量を添字 ta(転回を意味する英語“turn-around”的略) で表す。このときのポテンシャルと運動エネルギーの和は $U_{\text{ta}} + K_{\text{ta}} = U_{\text{ta}}$ がいえる。

系の運動が有界な領域に限られている場合には、運動エネルギーの時間平均などに対してビリアル定理と呼ばれる簡単な関係式が成り立つ。

N 個の古典粒子からなる系において、 i 番目の粒子に対する運動方程式、および系の全運動エネルギーは

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{F}_i, \quad (1.8)$$

$$K = \frac{1}{2} \sum_i^N m_i \dot{\mathbf{r}}_i^2, \quad (1.9)$$

でそれぞれ与えられる。今、

$$Q \equiv \sum_i^N m_i \ddot{\mathbf{r}}_i \cdot \mathbf{r}_i + \sum_i^N m_i \dot{\mathbf{r}}_i^2 = \sum_i^N \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i + 2K \quad (1.10)$$

とさらにその時間平均は

$$\bar{Q} \equiv \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{Q} dt = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} [Q(\tau) - Q(0)] \quad (1.11)$$

$$= \sum_i^N \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i + 2\bar{K} \quad (1.12)$$

となる。運動が有界な領域に限られているならば式 (1.11) はゼロになるので

$$\bar{K} = -\frac{1}{2} \overline{\sum_i^N \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i} \quad (1.13)$$

が成り立つ。これをビリアル定理と呼ぶ。

特に、粒子間に働く力が保存力

$$\mathbf{F}_i = -\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i} \quad (1.14)$$

で、ポテンシャル U が任意の定数 α に対して

$$U(\alpha \mathbf{r}_1, \alpha \mathbf{r}_2, \dots, \alpha \mathbf{r}_N) = \alpha^U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \quad (1.15)$$

を満たす場合、つまり同次関数を考えると式 (1.15) より

$$\frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_1, \alpha \mathbf{r}_2, \dots, \alpha \mathbf{r}_N)}{\partial \alpha} = k\alpha^{k-1}U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \quad (1.16)$$

が成り立つが、この左辺は、

$$\frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_1, \dots, \alpha \mathbf{r}_N)}{\partial \alpha} = \frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_1, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_1} \frac{\partial \alpha \mathbf{r}_1}{\partial \alpha} + \dots + \frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_N, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_N} \frac{\partial \alpha \mathbf{r}_N}{\partial \alpha} \quad (1.17)$$

$$= \frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_1, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_1} \mathbf{r}_1 + \dots + \frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_N, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_N} \mathbf{r}_N \quad (1.18)$$

とも書けるので、両辺で $\alpha = 1$ とおくと

$$\frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_1, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_1} \mathbf{r}_1 + \dots + \frac{\partial U(\alpha \mathbf{r}_N, \dots)}{\partial \alpha \mathbf{r}_N} \mathbf{r}_N = kU(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \quad (1.19)$$

である。このとき式 (1.13) は

$$\bar{K} = \frac{k}{2}\bar{U} \quad (1.20)$$

と書ける。たとえば、万有引力の場合は、 U が粒子間の距離に反比例することから $k = -1$ であり、

$$\bar{K} = -\frac{1}{2}\bar{U} \quad (1.21)$$

が成り立つ。ここでビリアル定理を銀河内の物質に対しても適用する。

一様球に対するエネルギー保存則

$$\bar{K} + \bar{U} = U_{\text{ta}} \quad (1.22)$$

および自己重力ポテンシャル $U \propto 1/R$ と合わせると、平衡下での平均半径に対して

$$\bar{R} = \frac{1}{2}R_{\text{ta}} \quad (1.23)$$

が得られる。このような状態は慣用的に「ビリアル平衡 (virial equilibrium)」と呼ばれ、これに達した物理量は

$$\bar{t} \simeq t(\theta = 2\pi) = 2t_{\text{ta}}, \quad (1.24)$$

$$\bar{\Delta} = 18\pi^2 \simeq 178, \quad (1.25)$$

となる。

赤方偏移 z においてビリアル平衡に達したダークマターハローの平均密度は：

$$\rho_{\text{vir}}(z) = \rho_{\text{cr}} \Delta_{\text{vir}} \quad (1.26)$$

$$\simeq 1.8 \times 10^{-27} \left(\frac{\Delta_{\text{vir}}}{200} \right) \left(\frac{h}{0.7} \right)^2 E^2(z) \text{ g cm}^{-3} \quad (1.27)$$

と表せる。

ここでビリアル半径内の全質量（ビリアル質量）を M_{vir} を用いると

$$R_{\text{vir}} = \left(\frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi\rho_{\text{vir}}(z)} \right)^{1/3} \quad (1.28)$$

$$\simeq 2.1 \left(\frac{M_{\text{vir}}}{10^{15} M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{\Delta_{\text{vir}}}{200} \right)^{-1/3} \left(\frac{h}{0.7} \right)^{-2/3} E^{-2/3}(z) \text{ Mpc} \quad (1.29)$$

となり、観測される銀河団のサイズと質量等の関係を近似的に再現する。

ここでは近傍宇宙を考えているので、 $z = 0$ では $E(z) = 1$ であり、 $\Delta_{\text{vir}} = 200$ のときのビリアル半径を R_{200} とすると次の式が成り立つ：

$$R_{200} \simeq 2.1 \left(\frac{M_{\text{vir}}}{10^{15} M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{h}{0.7} \right)^{-2/3} \text{ Mpc} \quad (1.30)$$

第2章

手法

2.1 IllustrisTNG のデータの取り扱い

Illustris-TNG は Volker Springel が率いて作られた最先端の宇宙論的銀河形成シミュレーションで、銀河形成を促進する様々な物理過程を考慮しながら、ビッグバン直後から現在までの模擬宇宙の広い範囲をシミュレーションしている（図 2.1）。シミュレーションデータは TNG50, TNG100, TNG300 の 3 つが存在し、それぞれ空間体積が 50 Mpc, 100 Mpc, 300 Mpc の立法体内でシミュレーションを行っている。最も大きい TNG300 は、銀河団などの珍しい天体の解析が可能であり、最大の銀河サンプルが得られる。一方、体積の小さい TNG50 では、希少天体のサンプリングは比較的限定されるが、TNG300 に比べ質量分解能は数百倍高く、銀河の構造的性質、銀河周辺のガスの詳細な構造、物理モデルの収束性などをより詳細に調べることができる。そこで本研究では TNG50-1 を利用して解析を行う。

Illustris プロジェクトのシミュレーションを含め、Illustris-TNG プロジェクトのシミュレーションデータは以下の通りが公開されている。

L205n1250TNG	L75n1820TNG	TNG300-2
L205n1250TNG_DM	L75n1820TNG_DM	TNG300-2-Dark
L205n2500TNG	L75n455TNG	TNG300-3
L205n2500TNG_DM	L75n455TNG_DM	TNG300-3-Dark
L205n625TNG	L75n910TNG	TNG50-1
L205n625TNG_DM	L75n910TNG_DM	TNG50-1-Dark
L35n1080TNG	TNG100-1	TNG50-2
L35n1080TNG_DM	TNG100-1-Dark	TNG50-2-Dark
L35n2160TNG	TNG100-2	TNG50-3
L35n2160TNG_DM	TNG100-2-Dark	TNG50-3-Dark
L35n270TNG	TNG100-3	TNG50-4
L35n270TNG_DM	TNG100-3-Dark	TNG50-4-Dark
L35n540TNG	TNG300-1	
L35n540TNG_DM	TNG300-1-Dark	

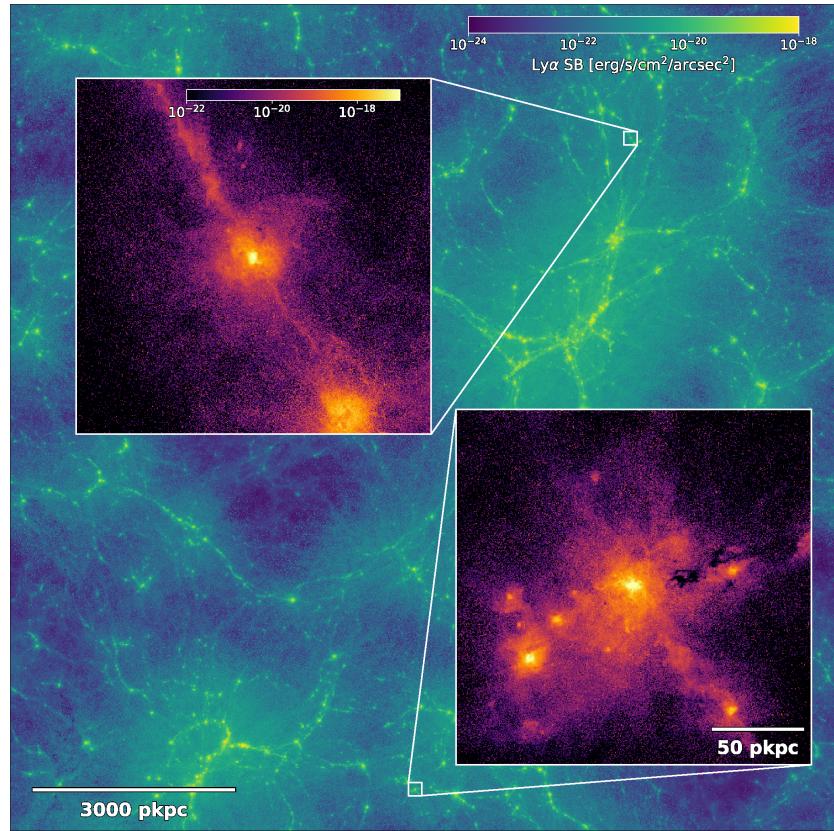


図 2.1

シミュレーションデータのディレクトリ下には次のようなディレクトリとファイルが存在する：output/, processing/, simulation.hdf5

output ディレクトリ

output/ディレクトリ下には、グループカタログ、スナップショット、Subboxなどのデータが存在する。グループカタログには Halo(銀河団) カタログや Subhalo(銀河) カタログが存在する。スナップショットには宇宙誕生を 0 として、現在を 99 として 100 個のスナップショットファイルが存在する。例えば TNG50-1 の場合、宇宙誕生から 0.179 Gyr をスナップショット 0 として 13.803 Gyr をスナップショット 99 としている。ディレクトリ「groups_*」、「snapdir_*」の*には 3 桁でスナップショット番号が入る。現在の宇宙(スナップショット 99)を使用したい場合は、ディレクトリ「groups_099」、「snapdir_099」を見れば良い。

そのディレクトリ下には、グループカタログやスナップショットのデータは大きいため、複数のファイルに分割されていて、これをチャンクファイルという。グループカタロ

グのチャンクファイルは「`fof_subhalo_tab_*`」もしくは「`groups_*`」のファイル名で定義され連番表記されている。

2.1.1 観測対象の選択

Illustris-TNG には「TNG50 MW/M31-like catalog (天の川銀河に似た銀河のカタログ)」が公開されている (Pillepich et al. 2023).

2.2 face-on と edge-on の導出

図 2.2 のように、銀河の回転面の上方または下方から見ているとき、その銀河を face-on galaxy と呼び、銀河の回転面を横から見ているとき、その銀河を edge-on galaxy という。シミュレーション上に作られた銀河は任意の方向から見ることができ、回転も自由に行うことができる。

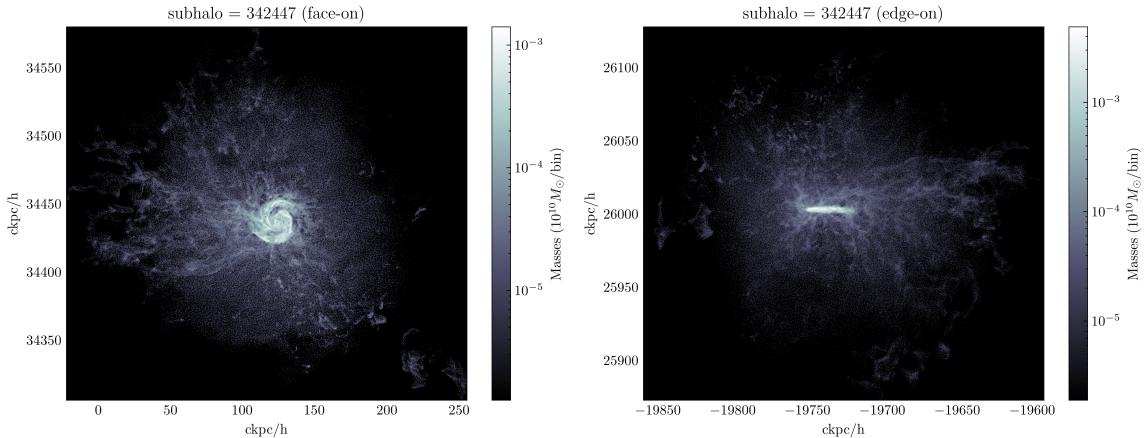


図 2.2

face-on の方向は質量分布が最も安定する方向と見ることもでき、その向きへの回転行列は次のように計算を行うことができる。粒子 i の座標 (x, y, z) ・質量 m を添字 i を用いて慣性モーメントテンソル I は

$$I = \sum_i \begin{pmatrix} m_i(y_i^2 + z_i^2) & -m_i y_i x_i & -m_i z_i x_i \\ -m_i x_i y_i & m_i(x_i^2 + z_i^2) & -m_i z_i y_i \\ -m_i x_i z_i & -m_i y_i z_i & m_i(x_i^2 + y_i^2) \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

で与えられる。慣性モーメント I の固有値 λ_j (ただし $\lambda_0 < \lambda_1 < \lambda_2$)、固有ベクトル χ_j ($j = 0, 1, 2$) を求めると、回転行列は $[\chi_0, \chi_1, \chi_2]$ となる。また edge-on はさらに x

軸に対して 90° 回転すればよい。

2.3 質量光度関係

天体の質量と光度との比を質量–光度比といい、通常太陽の値で規格化した値として M/L と表す。すなわち、銀河の質量を M_g 、光度を L_g とすると

$$M/L = \frac{M_g/M_\odot}{L_g/L_\odot} \quad (2.2)$$

である。星の場合、光度、質量とも太陽と同じでなら $M/L \sim 1$ であり、太陽より軽くて暗い星では 1 より大きく、太陽より重くて明るい星では 1 より小さいことが知られている。銀河の場合はたくさんの星やガスの集まりとして銀河円盤が形成されるので M/L はその総和として決められる。一般的には、銀河内のガスの総質量は、星の総和に比べて小さいことが多い、銀河円盤の M/L は円盤内の平均的な星の質量と光度によって決まっている。また、暗黒物質のように光を一切出さない物質の場合は $M/L \sim \infty$ となる。実際の銀河全体の M/L は、円盤とハローの総和から求まるので、銀河について M/L 比を求めることで、銀河を形成している物質は何が支配的か（星か暗黒物質か）を知ることができる。銀河全体について M/L 比を出す場合は、観測された銀河回転速度から銀河の質量 M を求め、光学観測から決めた L と合わせて得られる。その際、銀河の距離が必要になり、ハッブル定数と銀河の後退速度とから求めるか、タリー・フィッシャー関係 (Tully-Fisher relation) などの経験則を用いて決定する。多くの銀河が M/L 比が 10 から 20 程度の値になることが知られている。

すなわち、恒星の質量を M 、光度を L とすると

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^a \quad (2.3)$$

と表せる。指数 a の値は恒星質量の範囲によって異なる値をとり、それぞれの範囲に対して以下の式でよく近似できる。

$$\frac{L}{L_\odot} \approx \begin{cases} 0.23 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2.3} & (M < 0.43M_\odot) \\ \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^4 & (0.43M_\odot < M < 2M_\odot) \\ 1.4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3.5} & (2M_\odot < M < 20M_\odot) \\ 32000 \frac{M}{M_\odot} & (55M_\odot < M) \end{cases} \quad (2.4)$$

ここで今回解析する天体は銀河であり、 $10^7 - 10^{13} M_\odot$ であるからより $L \propto M$ としてよい。

恒星の光度（単位時間あたりに放射されるエネルギー）を決める重要な要素は、恒星全体でのエネルギー散逸率である。対流が存在しない場合、散逸は主に光子の拡散によって起きる。対流が無視できる領域である放射層におけるある半径 r での表面積にわたってフィックの法則を積分することで、外向きに流れる総エネルギー流を計算することが出来る。エネルギー保存の法則より、このエネルギーのフラックスは恒星の光度と等しくなる。

2.4 速度場の計算

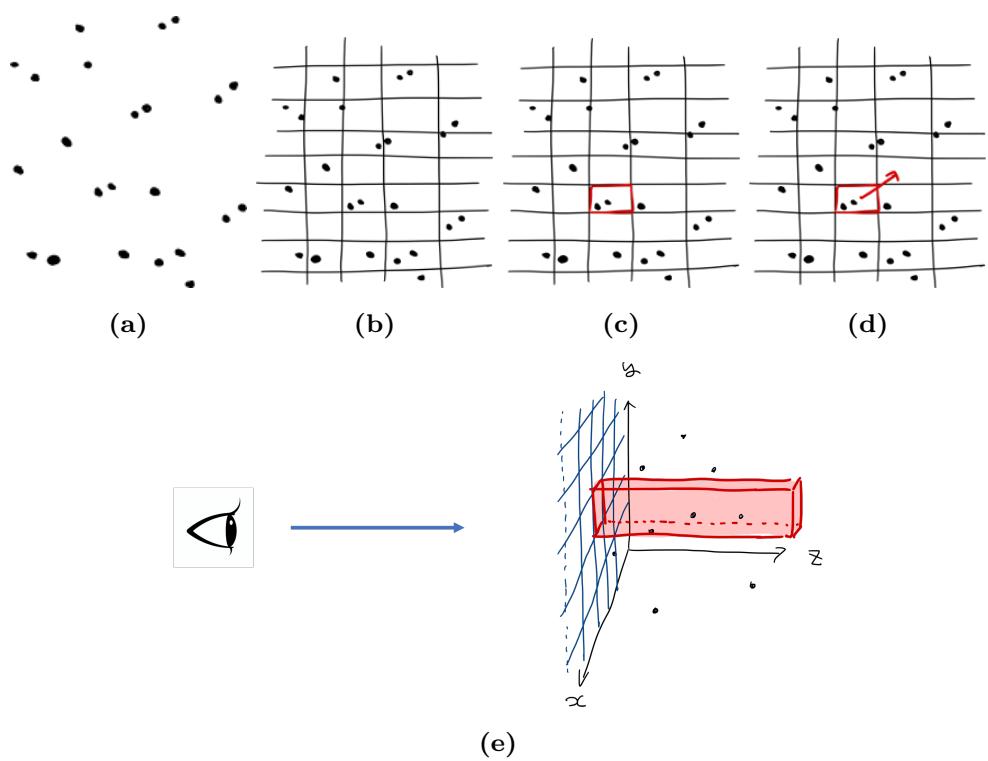


図 2.3: (a) シミュレーションデータ内には粒子/メッシュが存在する, (b) x , y に対して bin まとめを行う, (c) bin まとめをしたら bin 内の平均速度を導出する,

第3章

結果

参考文献

- Ade, P. a. R., Aghanim, N., Alves, M. I. R., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A1, doi: [10.1051/0004-6361/201321529](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321529)
- Braspenning, J., Schaye, J., Schaller, M., et al. 2023, The FLAMINGO Project: Galaxy clusters in comparison to X-ray observations, arXiv, doi: [10.48550/arXiv.2312.08277](https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.08277)
- Danforth, C. W., & Shull, J. M. 2008, *The Astrophysical Journal*, 679, 194, doi: [10.1086/587127](https://doi.org/10.1086/587127)
- Genel, S., Vogelsberger, M., Nelson, D., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435, 1426, doi: [10.1093/mnras/stt1383](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1383)
- Gupta, A., Mathur, S., Kingsbury, J., Das, S., & Krongold, Y. 2023, *Nature Astronomy*, doi: [10.1038/s41550-023-01963-5](https://doi.org/10.1038/s41550-023-01963-5)
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192, 18, doi: [10.1088/0067-0049/192/2/18](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18)
- Kuiper, G. P. 1938, *The Astrophysical Journal*, 88, 472, doi: [10.1086/143999](https://doi.org/10.1086/143999)
- Nelson, D., Springel, V., Pillepich, A., et al. 2021, *The IllustrisTNG Simulations: Public Data Release*, arXiv, doi: [10.48550/arXiv.1812.05609](https://doi.org/10.48550/arXiv.1812.05609)
- Pillepich, A., Nelson, D., Truong, N., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508, 4667, doi: [10.1093/mnras/stab2779](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2779)
- Pillepich, A., Sotillo-Ramos, D., Ramesh, R., et al. 2023, Milky Way and Andromeda analogs from the TNG50 simulation, arXiv, doi: [10.48550/arXiv.2303.16217](https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.16217)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A16, doi: [10.1051/0004-6361/201321591](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321591)
- . 2016a, *Astronomy & Astrophysics*, 594, A13, doi: [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830)
- . 2016b, *Astronomy & Astrophysics*, 594, A14, doi: [10.1051/0004-6361/201525831](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525831)

201525814

- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2021, *A&A*, 652, C4, doi: [10.1051/0004-6361/201833910e](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910e)
- Sato, K., Yamasaki, N. Y., Ishida, M., et al. 2022, *Journal of Low Temperature Physics*, 209, 971, doi: [10.1007/s10909-022-02910-w](https://doi.org/10.1007/s10909-022-02910-w)
- Schumann, M. 2014, *Brazilian Journal of Physics*, 44, 483, doi: [10.1007/s13538-014-0222-x](https://doi.org/10.1007/s13538-014-0222-x)
- Shull, J. M. 2003, 281, 1, doi: [10.1007/978-94-010-0115-1_1](https://doi.org/10.1007/978-94-010-0115-1_1)
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, *The Astrophysical Journal*, 759, 23, doi: [10.1088/0004-637X/759/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-637X/759/1/23)
- Simionescu, A., Ettori, S., Werner, N., et al. 2021, *Experimental Astronomy*, 51, 1043, doi: [10.1007/s10686-021-09720-0](https://doi.org/10.1007/s10686-021-09720-0)
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., & Kauffmann, G. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328, 726, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04912.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04912.x)
- Tanimura, H., Hinshaw, G., McCarthy, I. G., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 223, doi: [10.1093/mnras/sty3118](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3118)
- Tristram, M., Banday, A. J., Douspis, M., et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, doi: [10.1051/0004-6361/202348015](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202348015)
- Tumlinson, J., Peeples, M. S., & Werk, J. K. 2017, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 55, 389, doi: [10.1146/annurev-astro-091916-055240](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091916-055240)
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., et al. 2014, *Nature*, 509, 177, doi: [10.1038/nature13316](https://doi.org/10.1038/nature13316)
- Vogelsberger, M., Marinacci, F., Torrey, P., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 2073, doi: [10.1093/mnras/stx2955](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2955)
- Walker, S., Nagai, D., Simionescu, A., et al. 2019, *Bulletin of the AAS*, 51. <https://baas.aas.org/pub/2020n3i218/release/1>