

有限質量をもつ娘粒子へ崩壊する 暗黒物質モデルとその観測的制限

名古屋大学大学院理学研究科
理論天体物理学研究室(AT研)

修士2年

青山尚平

共同研究者：市來淨與、新田大輔、杉山直

今回の発表結果は下記の研究成果に基づくものです。

S.A., K.Ichiki, D.Nitta and N.Sugiyama, ArXiv(2011) [1106.1984]

目次

1. Introduction
2. 本研究の特徴
3. 崩壊先(娘粒子)の分布関数の導出
4. モデルパラメータの観測からの制限
5. まとめ

Introduction

Λ -CDM模型について

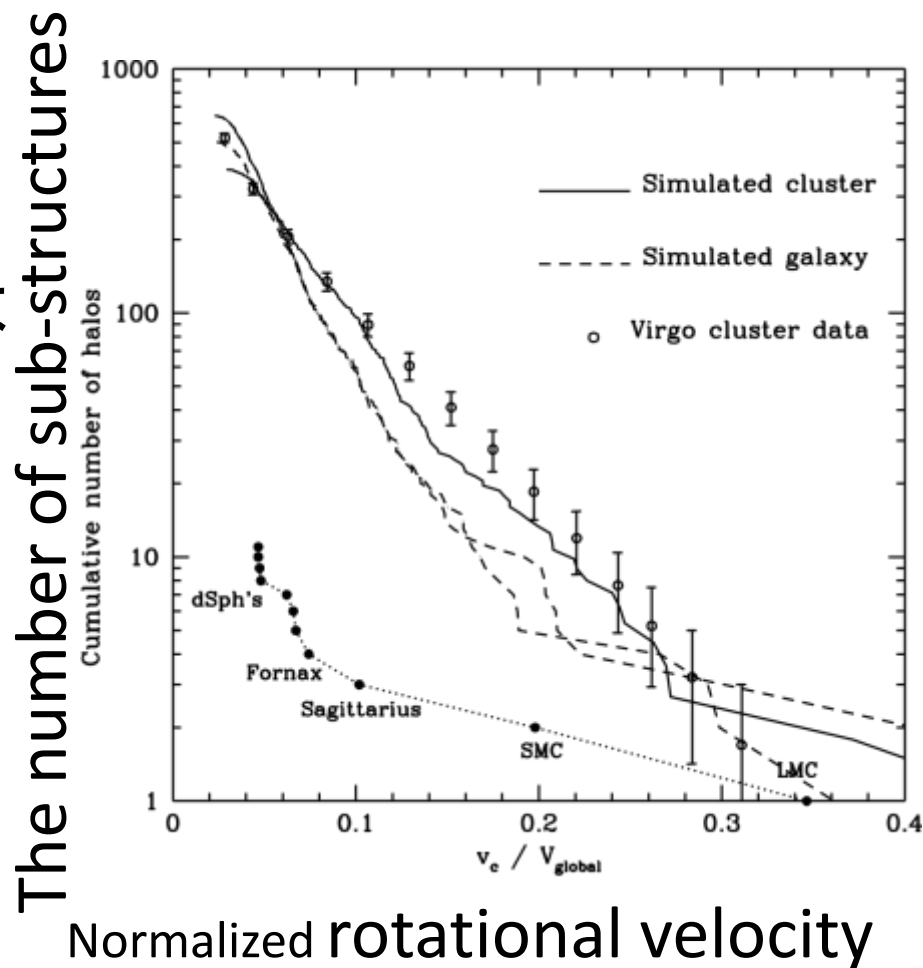
- 安定な冷たい暗黒物質(CDM)と宇宙項 Λ を含めた宇宙論模型である。
- 宇宙の大規模構造形成やCMBの温度ゆらぎをうまく説明する。
- Λ -CDM模型は宇宙の小規模構造に関して観測と矛盾する可能性があることが指摘されている。

例:

- 銀河系に属するサブハローの数の予言値と観測された伴銀河の数の不一致(eg. Moore *et al* (1999) [*ApJ*, 524,19])

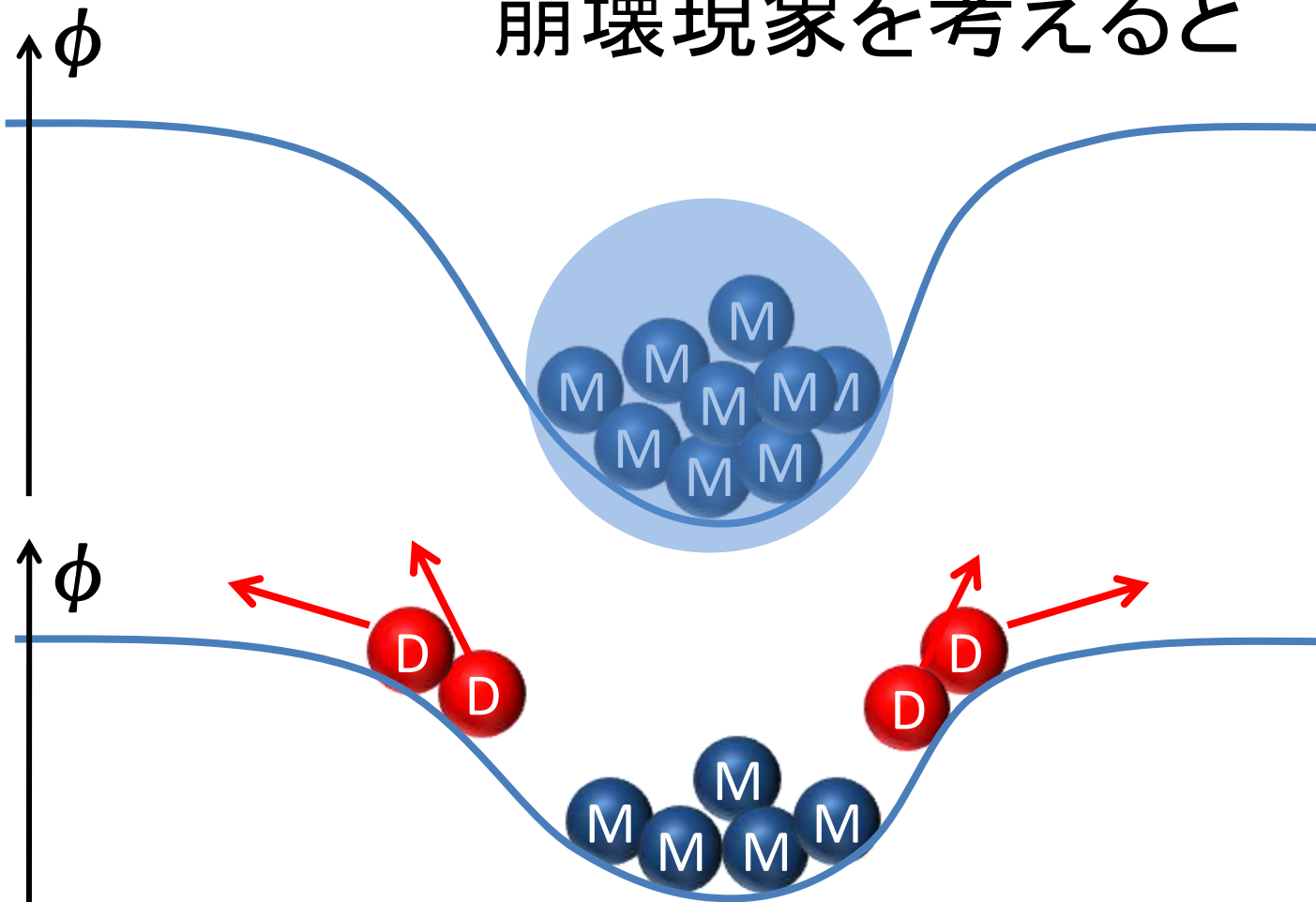
銀河系のサブハローの数の予言値と観測される伴銀河の数の不一致問題

- Λ -CDMに基づく構造形成の数値計算結果と観測された副構造数とを比較した図
- Λ -CDMの計算は銀河系には500個以上のサブハローが存在することを予言する。
- 現在までに発見されている銀河系に属する伴銀河の数は23個しかない。



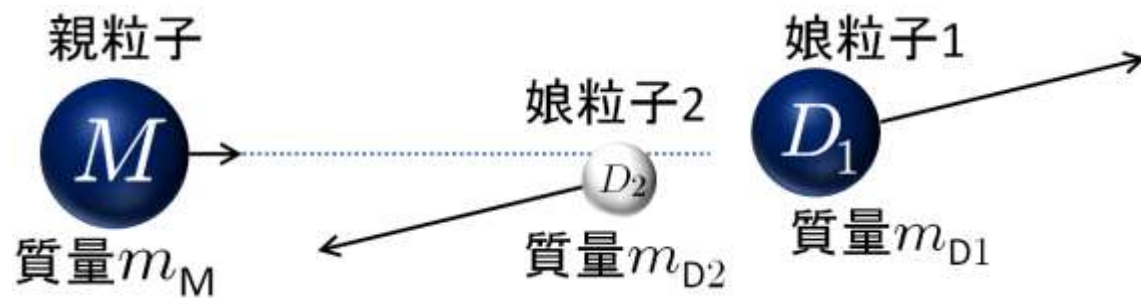
Moore *et al.* (1999) [*ApJ*, 524,19]

崩壊現象を考えると



1. 娘粒子が逃げていくので暗黒物質の密度は小さくなる。
2. どれだけの娘粒子ができて、どれだけのエネルギー分布を持つかが重要。→本研究の骨子

先行研究例①



- 質量0の娘粒子に崩壊する場合 ($m_{D_1} = m_{D_2} = 0$)
寿命は1230億年以上(現在までにMはほとんど崩壊しない)
(Ichiki *et al*, PRD, 2004; Amigo *et al*, JCAP, 2009)

これらの研究結果はボルツマン方程式が
下記のように簡略化できる点がポイントである。

密度進化を示すボルツマン方程式

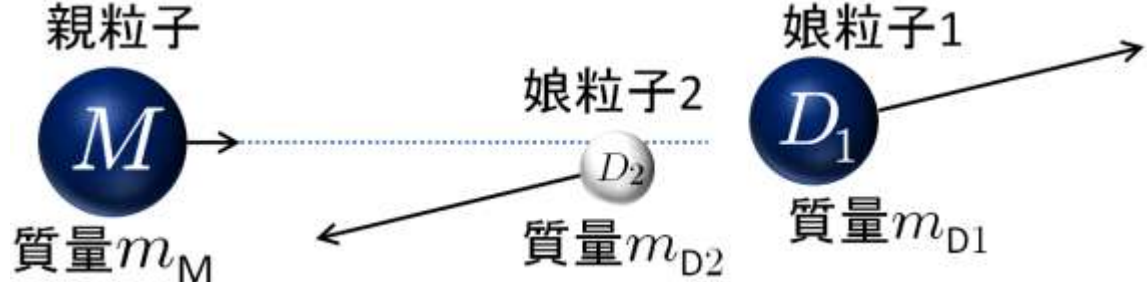
$$\dot{\rho}_{\text{CDM}} = -3H\rho_{\text{CDM}} - \Gamma\rho_{\text{CDM}}$$

$$\dot{\rho}_{\text{R}} = -4H\rho_{\text{R}} + \Gamma\rho_{\text{CDM}}$$

“ $\dot{\cdot}$ ”は実時間微分、 H はハッブル定数、

ρ_{CDM} 、 ρ_{R} は各々CDMと暗黒輻射[*dark radiation*]の
エネルギー密度

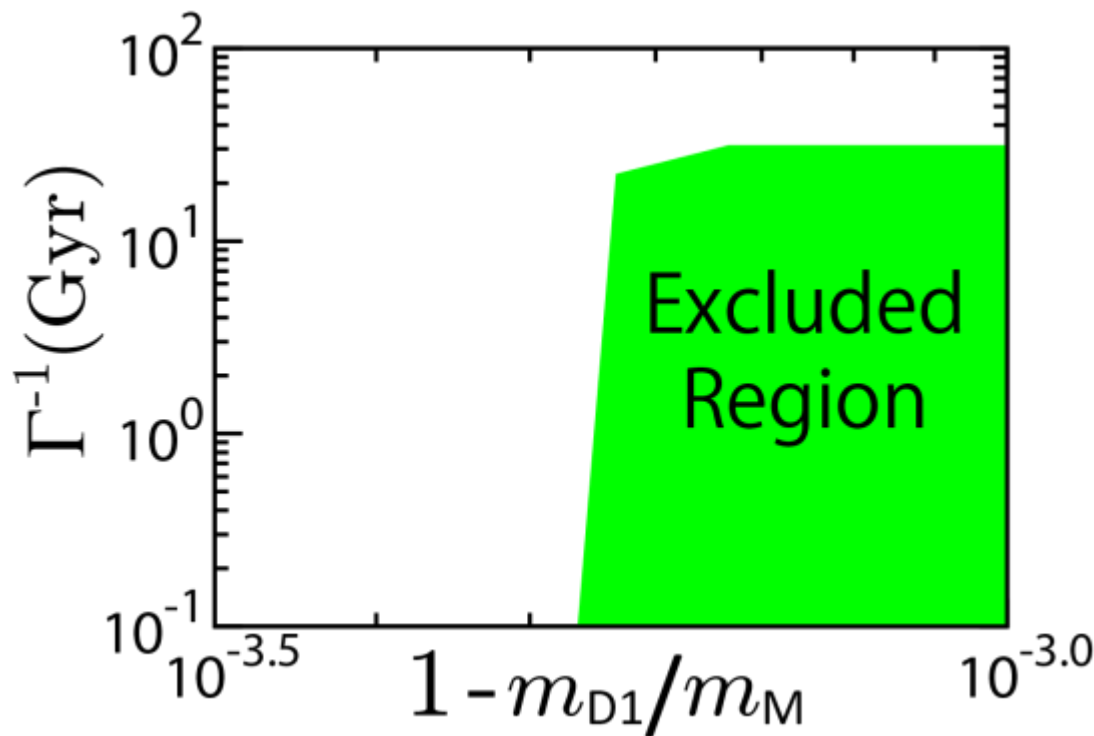
先行研究例②



- 娘粒子1が親粒子とほぼ同質量の粒子、
- 娘粒子2が質量0の粒子の場合 ($m_{D1} \approx m_M, m_{D2} = 0$)
質量差0.1%の場所で寿命は31Gyr以上

Peter *et al.* (2010)[*PRD*, 81, 103501]

崩壊直後の娘粒子が
獲得する速さが
銀河のビリアル速度を
越えるかどうか
注目した。
(N体シミュレーション)
→ 小さなスケールは
破壊しすぎる。



先行研究例

- [1] R. Cen, Decaying Cold Dark Matter Model and Small-Scale Power, ApJ 546 (Jan., 2001) L77-L80 [arXiv:astro-ph/0005206].
- [2] M. Oguri, K. Takahashi, H. Ohno and K. Kotake, Decaying Cold Dark Matter and the Evolution of the Cluster Abundance, ApJ 597 (Nov., 2003) 645-649 [arXiv:astro-ph/0306020].
- [3] A. H. G. Peter, C. E. Moody and M. Kamionkowski, Dark-matter decays and self-gravitating halos, Phys. Rev. D 81 (May, 2010) 103501-+ [1003.0419].
- [4] M. Kaplinghat, Dark matter from early decays, Phys. Rev. D 72 (Sept., 2005) 063510-+ [arXiv:astro-ph/0507300].
- [5] M. Kaplinghat, R. E. Lopez, S. Dodelson and R. J. Scherrer, Improved treatment of cosmic microwave background fluctuations induced by a late-decaying massive neutrino, Phys. Rev. D 60 (Dec., 1999) 123508-+ [arXiv:astro-ph/9907388].
- [6] M. Kawasaki, G. Steigman and H.-S. Kang, Cosmological evolution of an early-decaying particle, Nuclear Physics B 403 (Aug., 1993) 671-706.
- [7] L. A. Anchordoqui, A. Delgado, C. A. García Canal and S. J. Sciutto, Hunting long-lived gluinos at the Pierre Auger Observatory, Phys. Rev. D 77 (Jan., 2008) 023009-+ [0710.0525].
- [8] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Particle dark matter: evidence, candidates and constraints, Phys. Rep. 405 (Jan., 2005) 279-390 [arXiv:hep-ph/0404175].
- [9] M. Kawasaki, K. Kohri and T. Moroi, Hadronic decay of late-decaying particles and big-bang nucleosynthesis, Physics Letters B 625 (Oct., 2005) 7-12 [arXiv:astro-ph/0402490].
- [10] S. Palomares-Ruiz, Model-independent bound on the dark matter lifetime, Physics Letters B 665 (July, 2008) 50-53 [0712.1937].
- [11] N. F. Bell, A. J. Galea and R. R. Volkas, Model for late dark matter decay, Phys. Rev. D 83 (Mar., 2011) 063504-+ [1012.0067].

本研究の特徴

- 娘粒子の質量はエネルギー保存則の許す範囲で任意に取れる。
- 親粒子が熱的分布をしている場合を仮定し、ボルツマン方程式から娘粒子の運動量分布関数の時間発展を求める。

★親粒子の熱的分布関数(崩壊しない場合)

$$\tilde{f}_M^{(0)}(q_M, t) = \frac{1}{(2\pi m_M T_{M0})^{3/2}} \exp\left(-\frac{q_M^2}{2m_M T_{M0}}\right)$$

●親粒子のボルツマン方程式

$$\frac{df_M}{dt} = \frac{\partial f_M}{\partial t} + \frac{dx^i}{dt} \frac{\partial f_M}{\partial x^i} + \frac{dq_M}{dt} \frac{\partial f_M}{\partial q_M} + \frac{dn_i}{dt} \frac{\partial f_M}{\partial n_i} = \left(\frac{\partial f_M}{\partial t}\right)_C$$

●娘粒子のボルツマン方程式

$$\frac{df_{Dj}}{dt} = \frac{\partial f_{Dj}}{\partial t} + \frac{dx^i}{dt} \frac{\partial f_{Dj}}{\partial x^i} + \frac{dq_D}{dt} \frac{\partial f_{Dj}}{\partial q_D} + \frac{dn_i}{dt} \frac{\partial f_{Dj}}{\partial n_i} = \left(\frac{\partial f_{Dj}}{\partial t}\right)_C$$

時間発展方程式

f_M, f_{Dj} を共動運動量と時間にしか依存しない部分 $f_M^{(0)}(q_M, t), f_{Dj}^{(0)}(q_{Dj}, t)$ と1次の微小量 $\Psi_M, \Psi_{D1}, \Psi_{D2}$ に分ける。

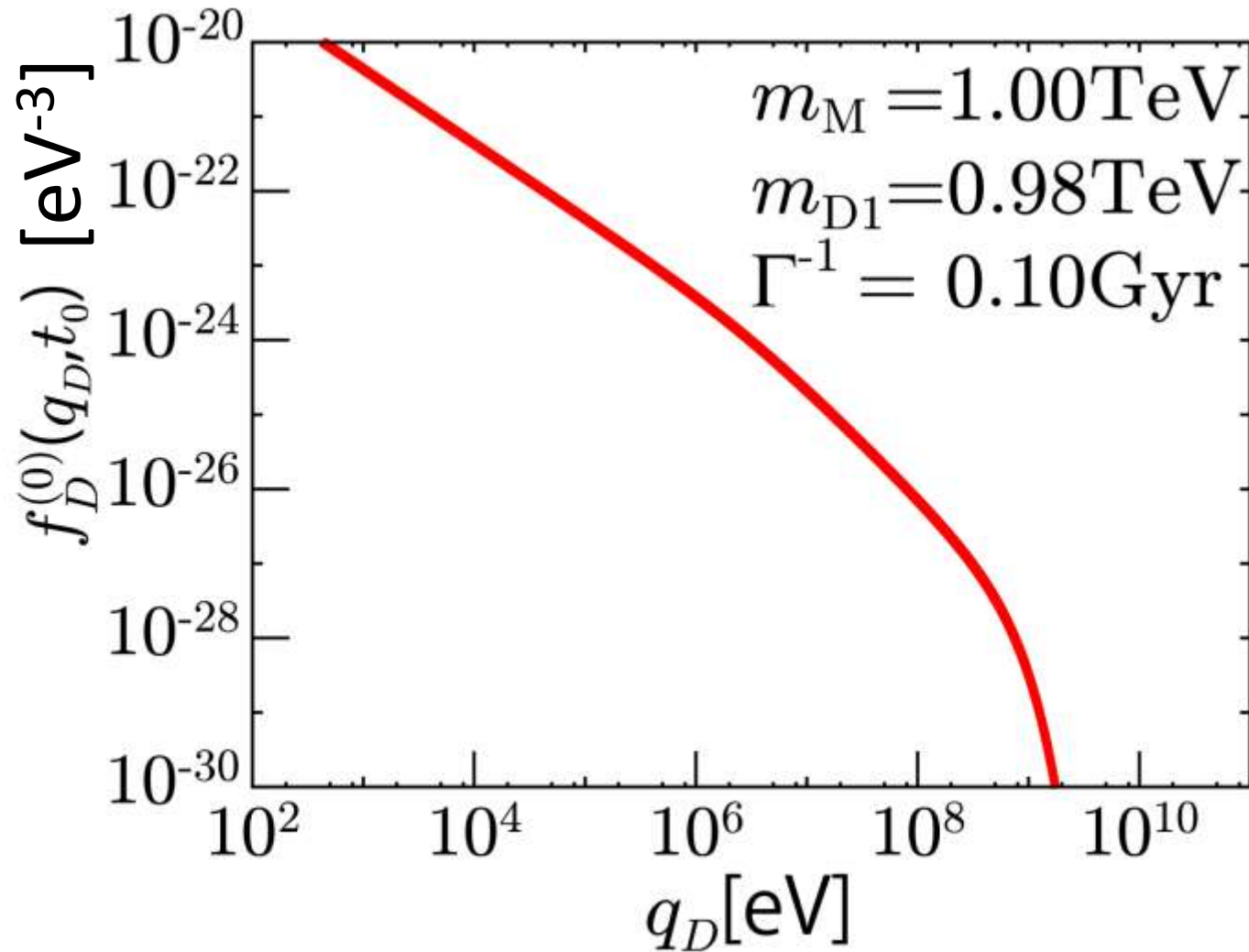
$$f_M \equiv f_M^{(0)}(q_M, t)(1 + \Psi_M(x^i, q_M, n_i, t))$$

$$f_{Dj} \equiv f_{Dj}^{(0)}(q_D, t)(1 + \Psi_{Dj}(x^i, q_D, n_i, t))$$

まず崩壊現象の宇宙全体への大局的な影響に注目するためボルツマン方程式に代入して1次以上の微小量を無視すると

$$\begin{aligned} \dot{f}_M^{(0)} &= -\Gamma f_M^{(0)} & \text{但し } q'_D &\equiv \sqrt{\frac{4q_D^2 - A_M a^2}{B_M}} \\ \dot{f}_{Dj}^{(0)} &= +\frac{4\Gamma}{B_M} \frac{q'_D}{q_D} f_M^{(0)}(q'_D) \\ &\implies f_{D1}^{(0)} = f_{D2}^{(0)} \equiv f_D^{(0)} \end{aligned}$$

求められた分布関数(t_0 :現在)

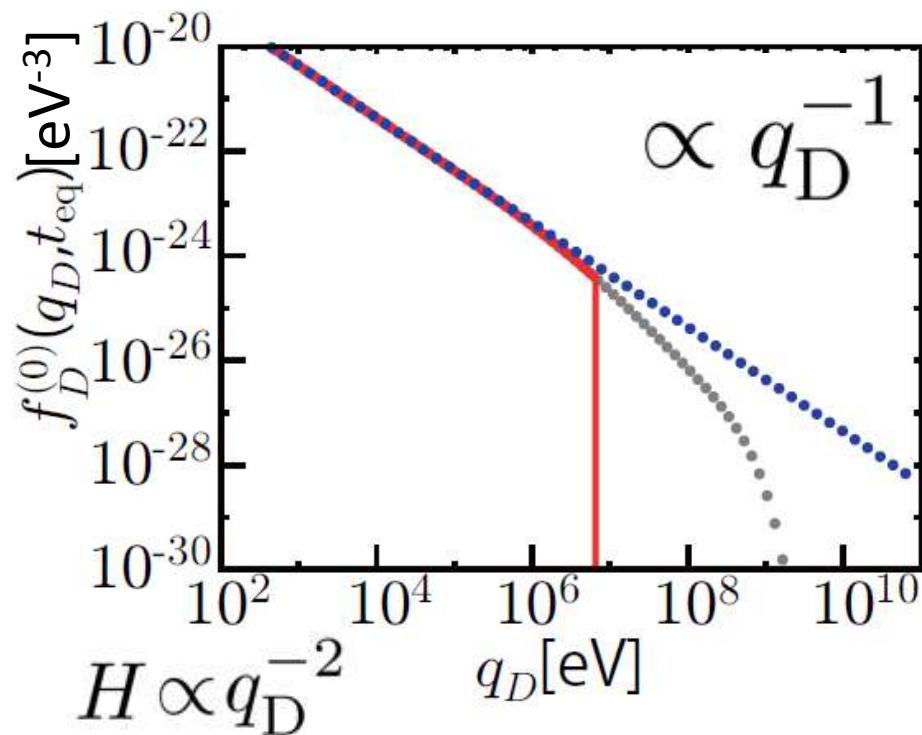


分布関数のふるまい

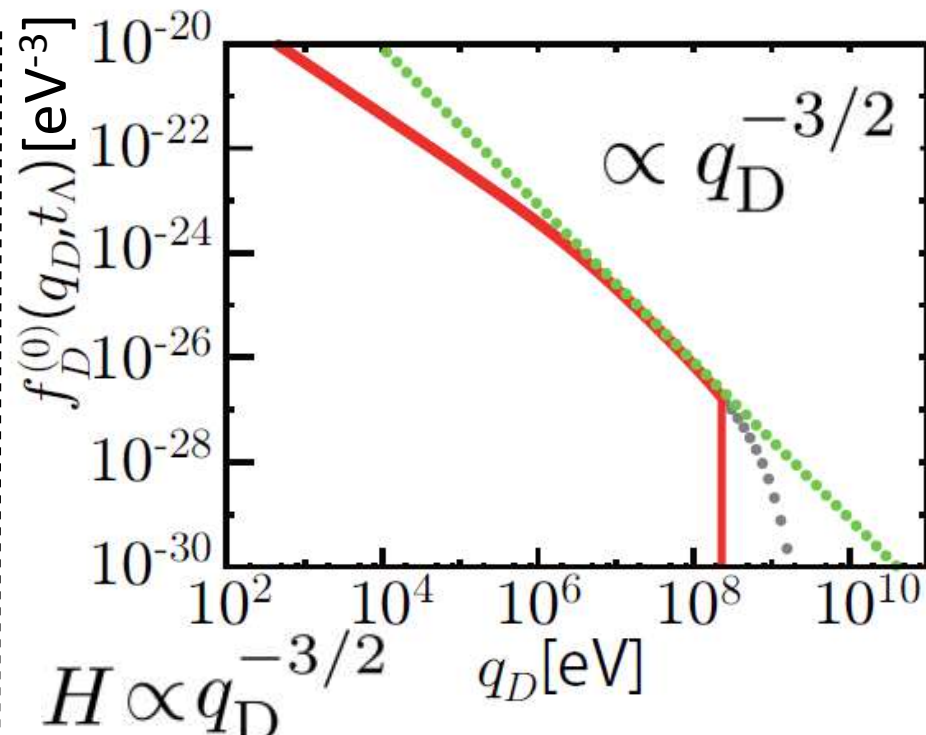
$$(1) \quad n_D \simeq n_M(1 - \exp(-\Gamma t)) \simeq \frac{\Gamma}{H} n_M$$

$$(2) \quad n = \int_0^{q_D} f_D^{(0)}(q'_D, t) d^3 q'_D \sim q_D^3 f_D^{(0)}(q_D, t)$$

$$\Rightarrow f_D^{(0)} \sim \frac{n_D}{q_D^3} \sim \frac{\Gamma}{H q_D^3} n_M$$



Radiation dominated epoch



Matter dominated epoch

暗黒物質のエネルギー密度発展

フリードマン方程式

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3} (\rho_M + \rho_D + \rho_B + \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_\Lambda)}$$

次のページでグラフ化した。

ρ_M : 親粒子のエネルギー密度

ρ_D : 娘粒子のエネルギー密度

ρ_B : バリオンのエネルギー密度

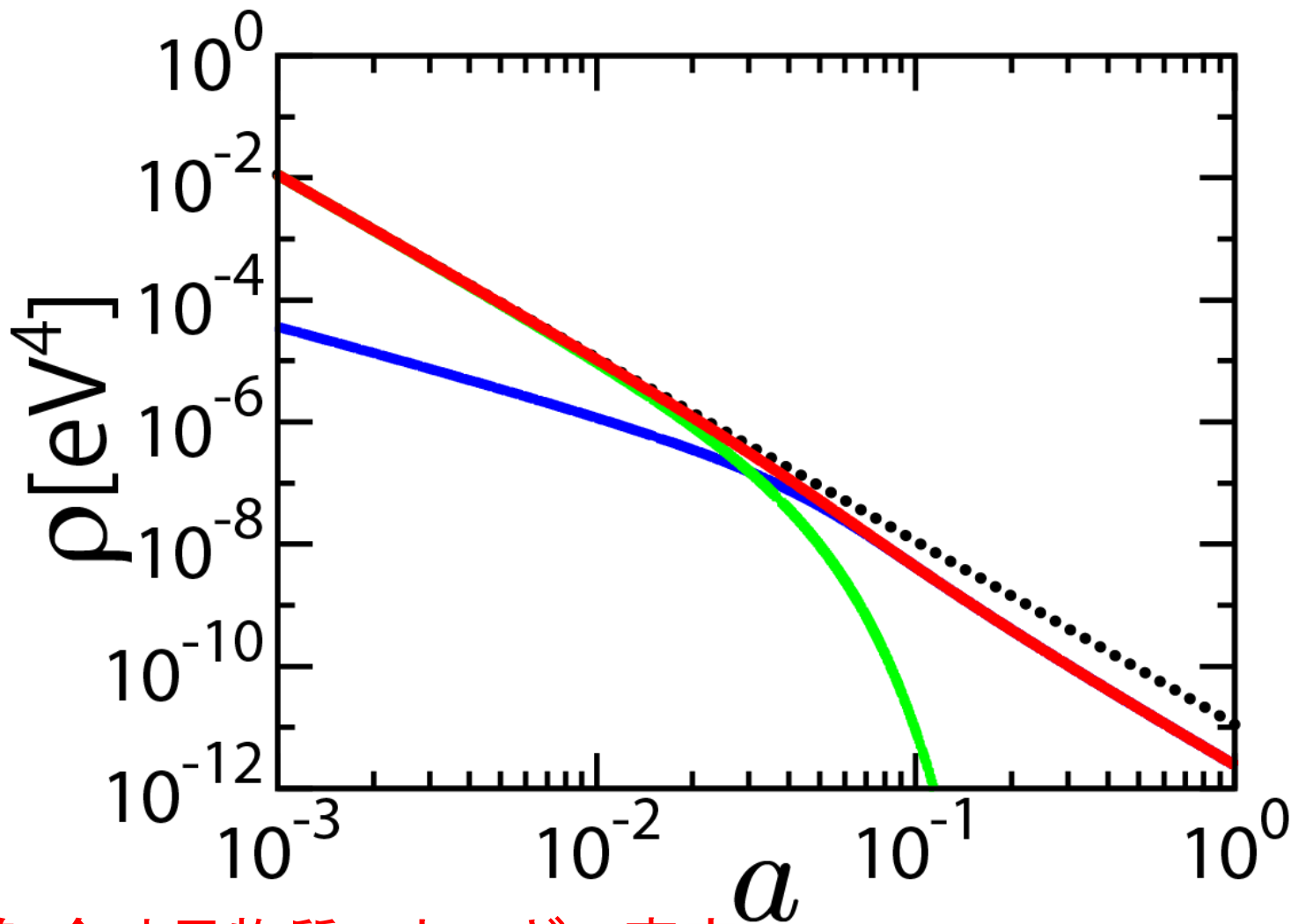
ρ_γ : 光子のエネルギー密度

ρ_ν : ニュートリノのエネルギー密度

ρ_Λ : 暗黒エネルギーのエネルギー密度

本研究では親粒子の寿命は38万年より十分に長いものとし、宇宙晴れ上がり時には娘粒子の存在は無視できると考える。WMAP7のデータで暗黒物質密度の初期条件を設定している。

暗黒物質のエネルギー密度発展



赤実線: 全暗黒物質エネルギー密度

緑実線: 親粒子のエネルギー密度, 青実線: 娘粒子のエネルギー密度

黒点線: 暗黒物質が崩壊しない場合の合計エネルギー密度

制限① LSS of CMB

共動座標で測ったCMBの最終散乱面までの角径距離

$$d_A = \int_0^{z_*} \frac{dz}{H(z)} > \int_0^{z_*} \frac{dz}{H_{\Lambda\text{-CDM}}(z)}$$
$$\therefore d_A(z_*) > d_{A(\Lambda\text{-CDM})}(z_*)$$

WMAP 7 の観測値

$$d_A(z_*) = 14116_{-163}^{+160} \text{ Mpc}$$

N. Jarosik *et al.* (2011)

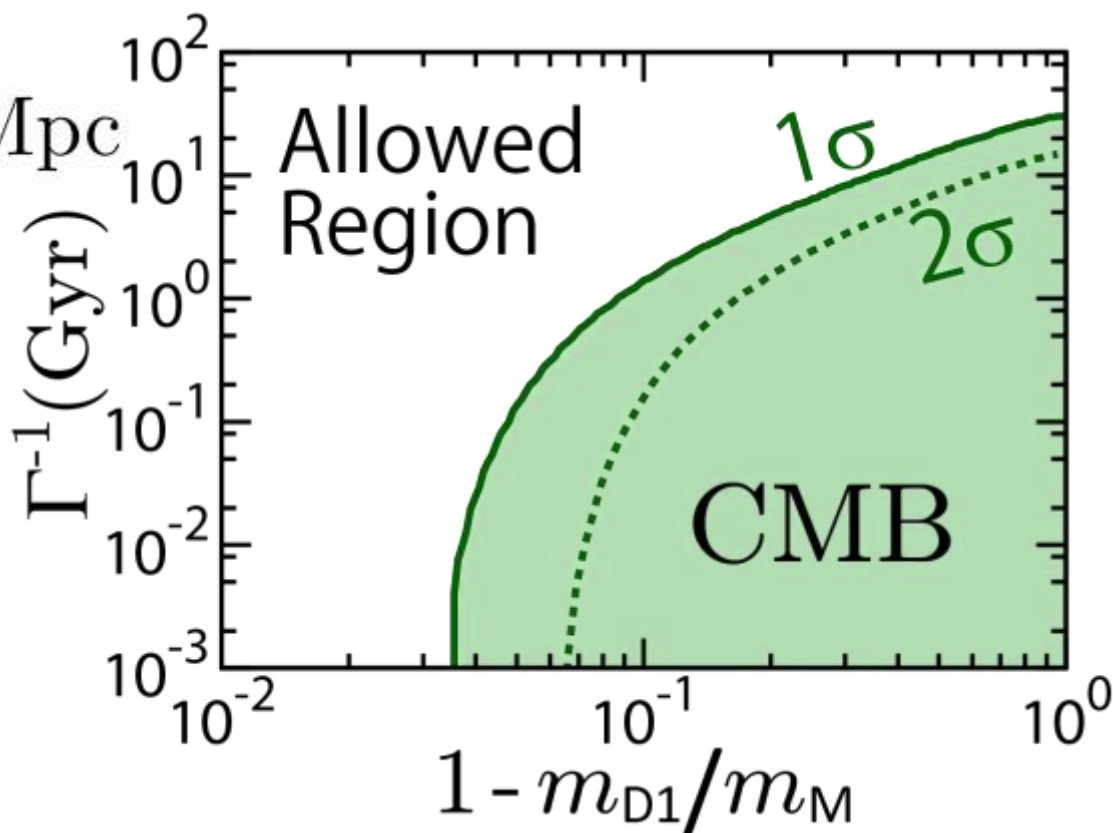
[*ApJS*, **192**, 14]

$$m_{D1}/m_M \rightarrow 0$$

$$\Gamma^{-1} \geq 30 [\text{Gyr}]$$

$$\Gamma^{-1} \rightarrow 0$$

$$m_{D1}/m_M \geq 0.97$$

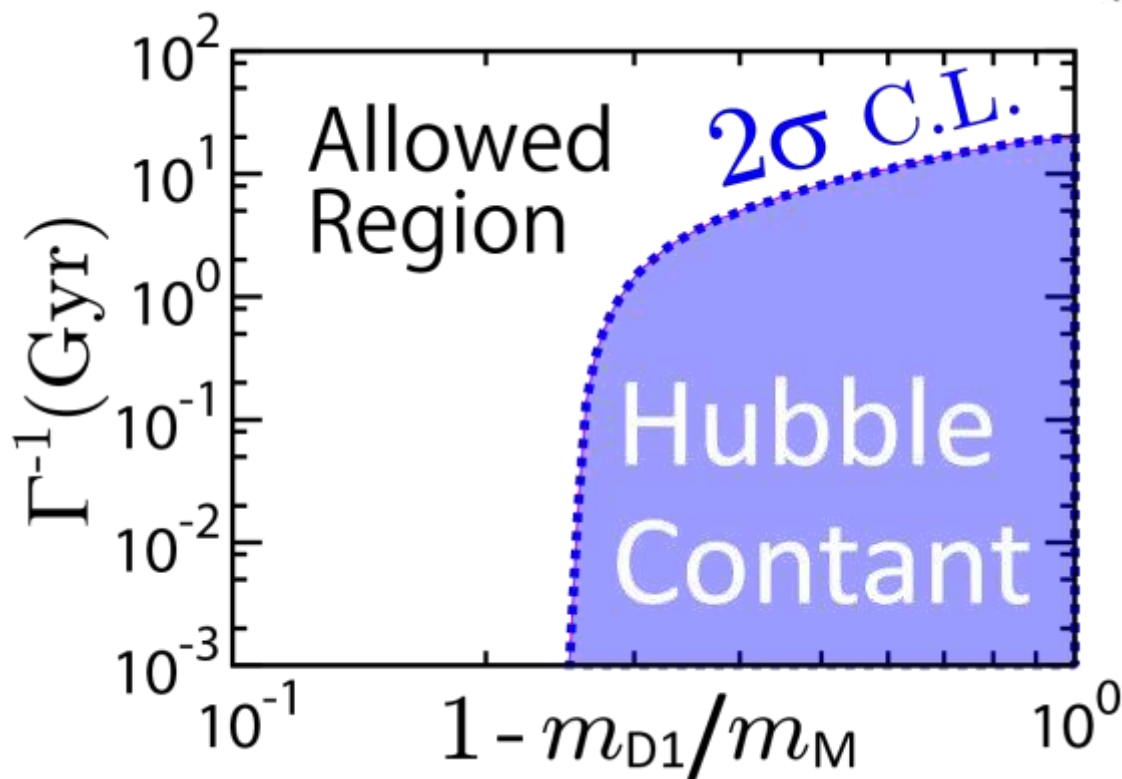


制限②ハッブル定数

光学測光性能の向上,観測したサンプル数の増大でハッブル定数は3%精度で決定された。

Adam G. Riess *et al.*(2011)[*ApJ*, **730**, 119]

$$H_0 = 73.8 \pm 2.4 \text{ km/s/Mpc}$$



Free Streaming Scale[FSS]

- Lyman α の観測から
 $z \sim 3$ に1Mpc程度の
密度ゆらぎが発見されている。

[Bouché et al., \(2005\)\[*ApJ*, 628, 89\]](#)

(視線方向の分解能が
極めてよいことによる。)

- 線形理論の範囲で考えると
親粒子がほとんど
崩壊した後であれば、
娘粒子拡散により
重力ポテンシャルが
均されるので
FSS以下の大きさの構造は
存在しない。

$$l_{\text{FS}}(z) \sim \bar{v}(z) \times \frac{1}{H(z)}$$

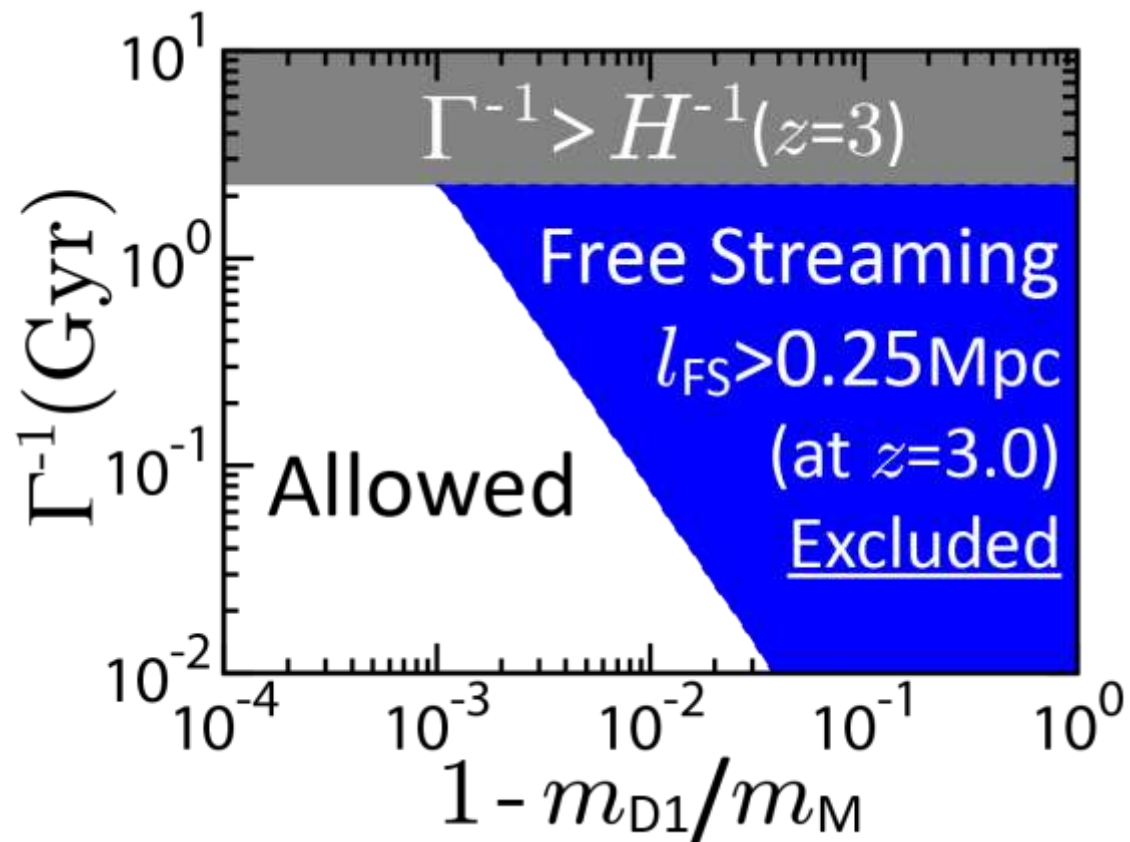
$$\bar{v}(z) \equiv \frac{\int_0^{p_{\text{th}}} 4\pi q_{\text{D}}^2 v(q_{\text{D}}, z) f_{\text{D}}^{(0)} dq_{\text{D}}}{\int_0^{p_{\text{th}}} 4\pi q_{\text{D}}^2 f_{\text{D}}^{(0)} dq_{\text{D}}}$$

$$v(q_{\text{D}}, z) \equiv \frac{q_{\text{D}}}{\sqrt{q_{\text{D}}^2 + m_{\text{D}1}^2 a^2}}$$

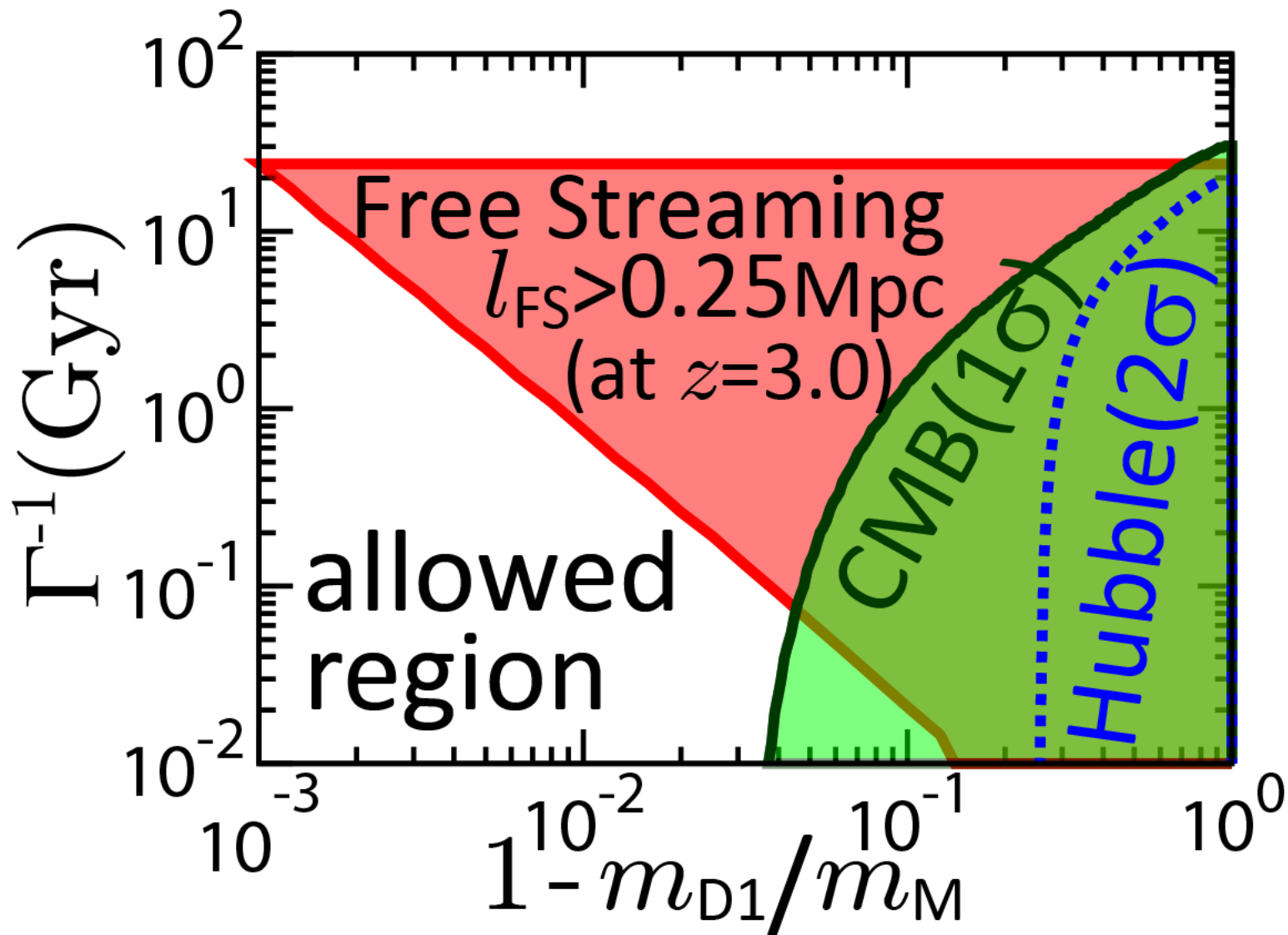
Free Streaming Scaleに基づく制限

- $z \sim 3$ に存在する1Mpcの密度ゆらぎを破壊しない条件から
寿命が十分に短いところで
親粒子と娘粒子の質量比が制限された。

- 灰色の領域は親粒子が十分な数生き残っていて判定できない。
→ 摂動計算が必要
one of future works



図をまとめると



まとめ

- 先行研究を拡張して親粒子が任意の質量をもった娘粒子に崩壊する場合のボルツマン方程式を導出し、非摂動の分布関数を求めた。
- 分布関数のおおよそのふるまいを解析的に求め、親粒子、娘粒子のエネルギー密度を求めた。
- CMBの最終散乱面までの角径距離[comoving]とハッブル定数の制限、娘粒子のFSSから親粒子の寿命に制限を与えた。

おわり