

有限の質量に崩壊する暗黒物質の宇宙論的
観測量に与える
影響と暗黒物質の寿命の評価

名古屋大学・宇宙論研究室

博士3年 青山尚平

SA, T. Sekiguchi, K. Ichiki, N. Sugiyama (2014) [1402.2972](JCAP)

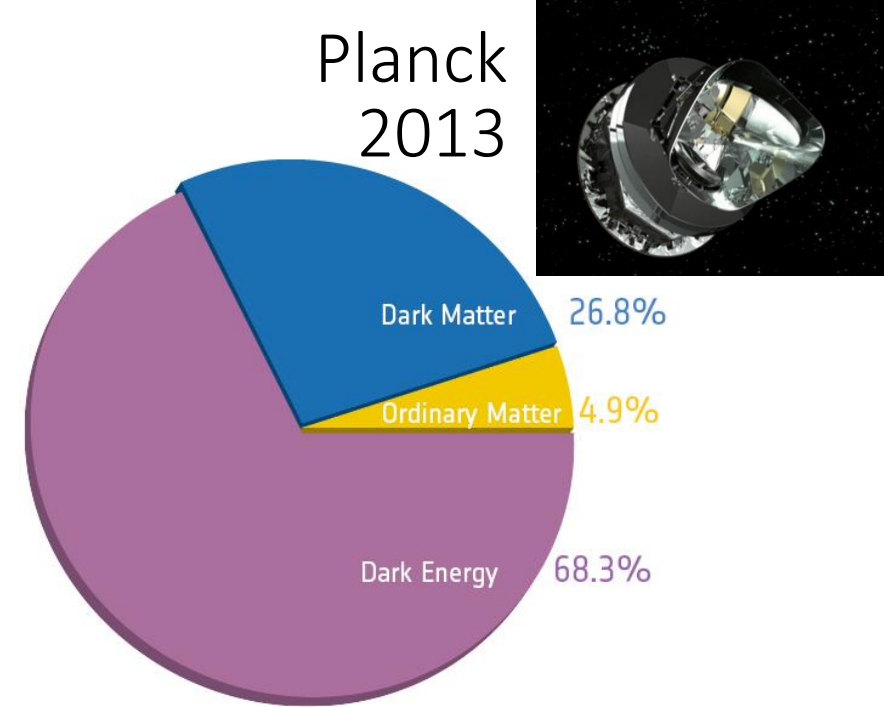
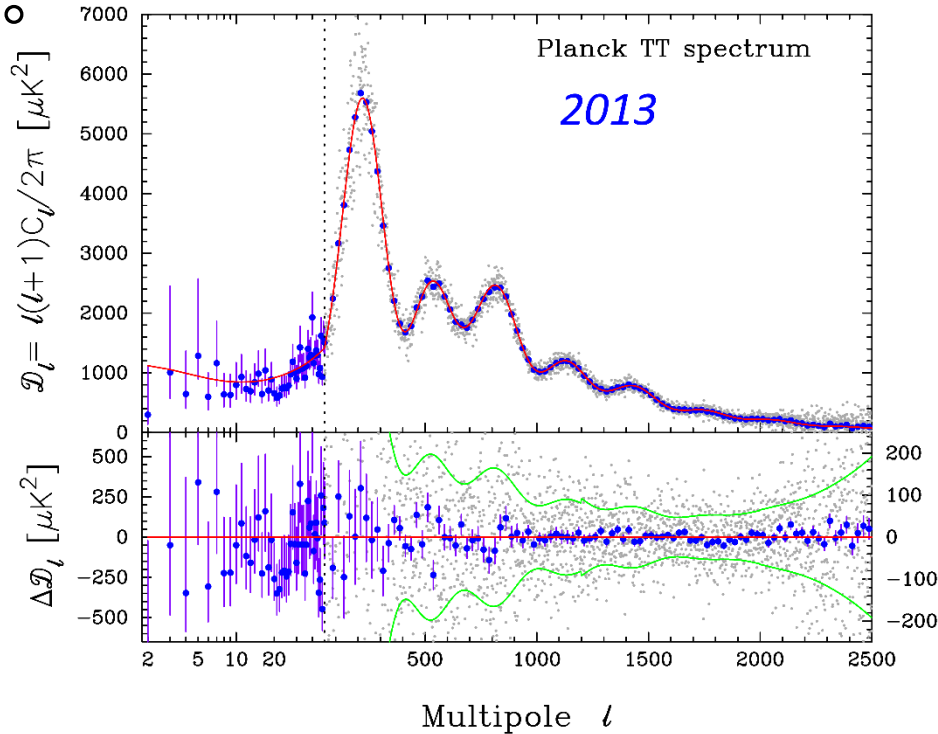
SA, D. Nitta & K. Ichiki., in prop. (2015?)

Table of contents

- 標準の宇宙論模型である Λ CDM模型の問題点と崩壊する暗黒物質
- 暗黒物質の崩壊現象のCMBの C_ℓ^{TT} と $P(k)$ への影響
- マルコフ連鎖モンテカルロを用いた暗黒物質の寿命の評価
- まとめ

暗黒物質について

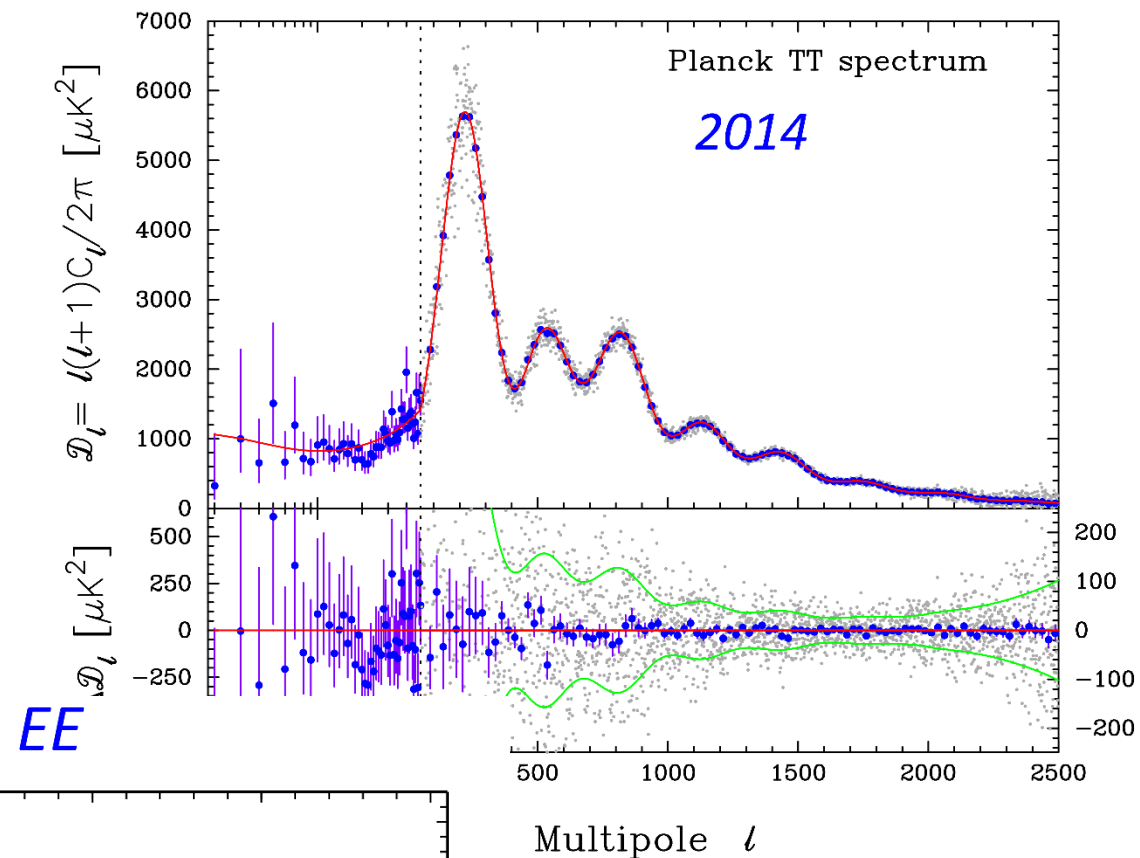
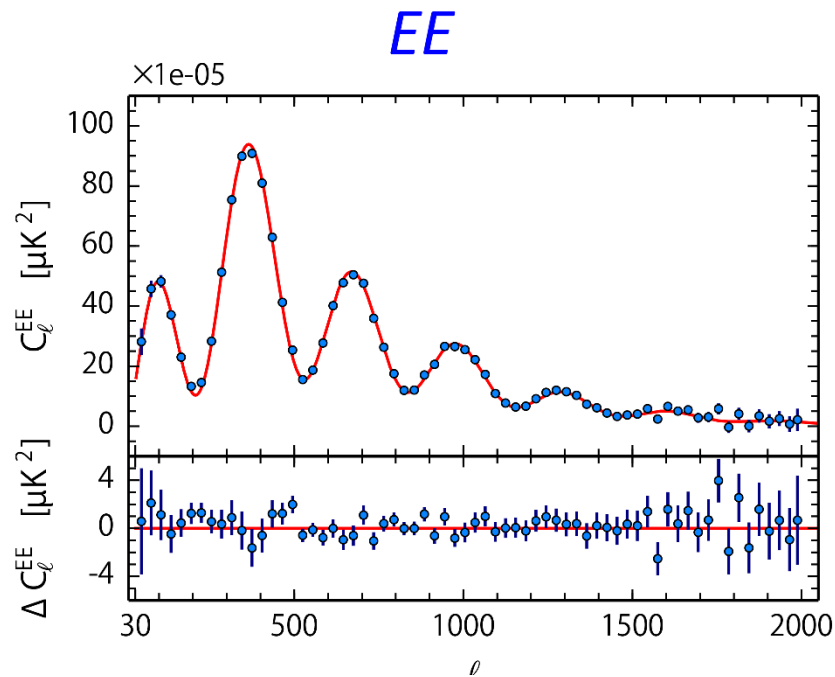
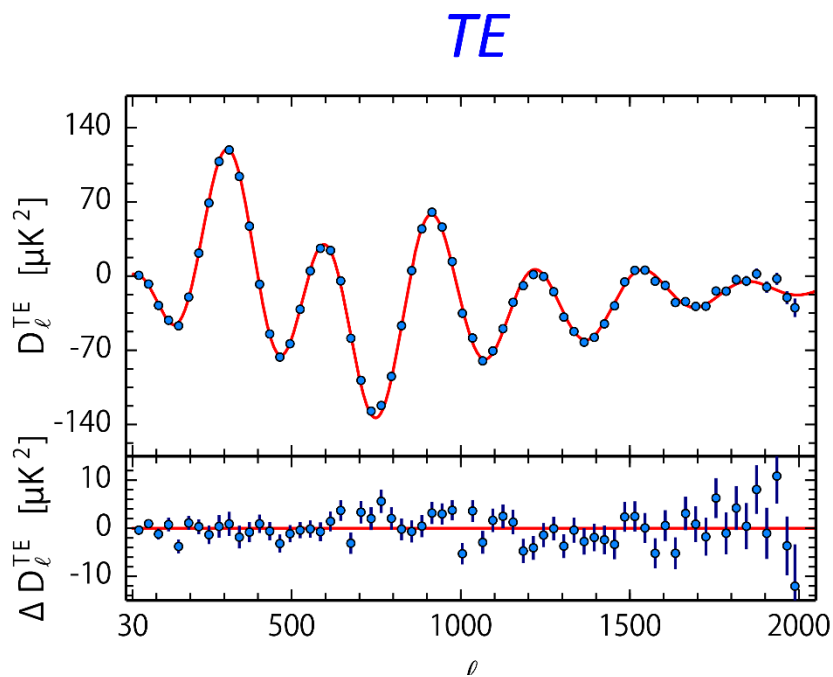
- 電磁気力、強い力を感じない未知の重力源
- 冷たい暗黒物質(CDM)と宇宙項 Λ を含めた Λ CDMモデルは現在の観測結果を非常にうまく説明する。



<http://www.deepspace.ucsb.edu/planck-2013-cosmology-release-march-21>

暗黒物質について

- 電磁気力、強い力を感じない未知の重力源
- 冷たい暗黒物質(CDM)と宇宙項 Λ 含めた Λ CDMモデルは現在の観測結果を非常にうまく説明する。

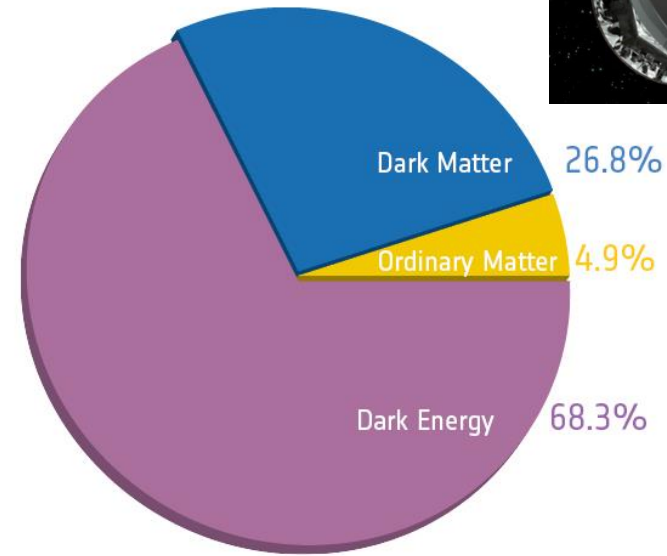
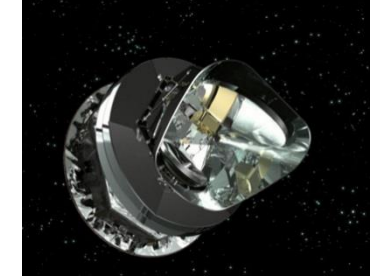


温度+偏光

http://www.cosmos.esa.int/documents/387566/387653/Ferrara_Dec1_16h30_Efstathiou_Cosmology.pdf

暗黒物質について

Planck
2013

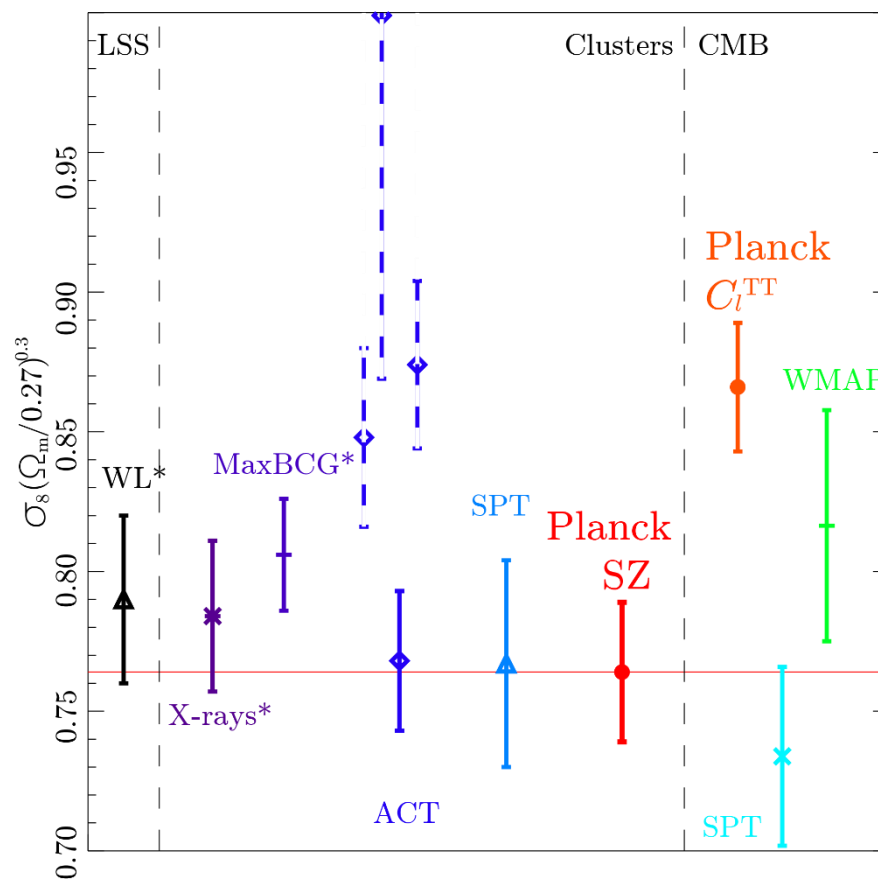
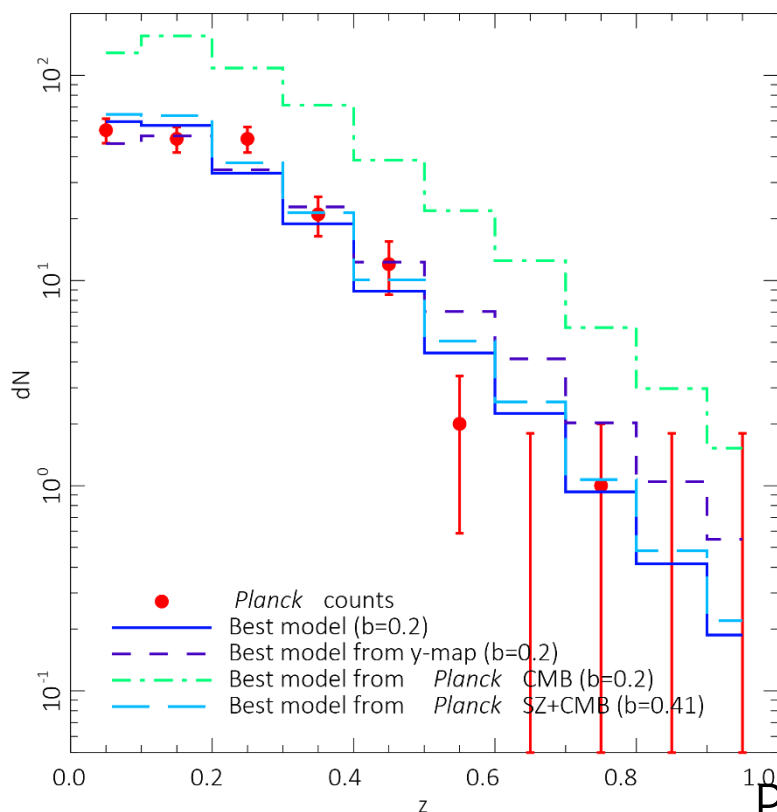


<http://www.deepspace.ucsb.edu/planck-2013-cosmology-release-march-21>

- 電磁気力、強い力を感じない未知の重力源
- 冷たい暗黒物質(CDM)と宇宙項を含めた Λ CDMモデルは現在の観測結果を非常にうまく説明する。
- 構造形成に関して重要CDMは未知の素粒子である可能性が高いと考えられているが、その性質については未知の部分が多い。
- 暗黒物質に崩壊する性質があると、未だによくわかっていない暗黒物質粒子に関わる相互作用に関する情報が得られる。

Planck anomaly

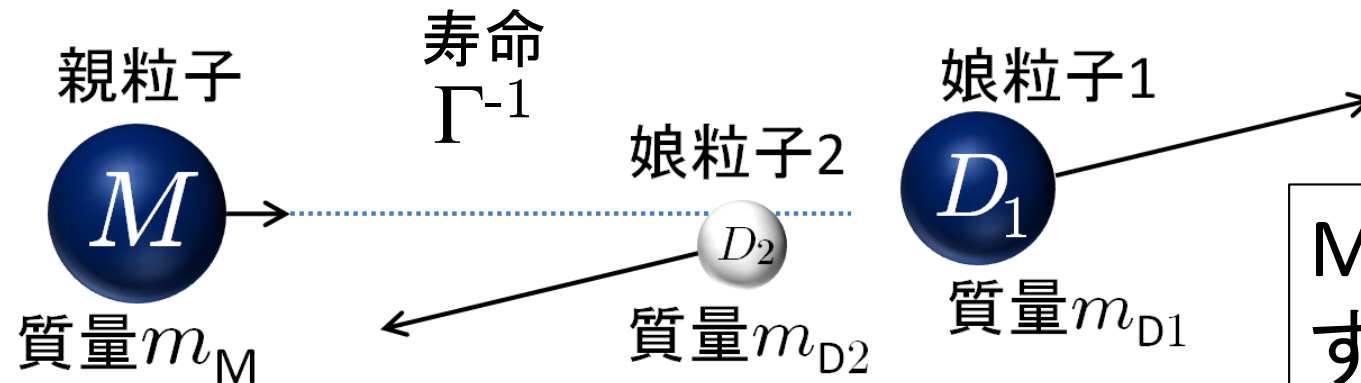
Planckの C_l^{TT} から推定される初期の密度ゆらぎがLCDMに従って時間発展した場合の σ_8 はSZ効果を使って発見した銀河団のNumber countから推定される σ_8 より2. 有意水準以上で大きい。



Planck Collaboration(2013,XX)[1303.5080]

考える崩壊する暗黒物質(DDM)の模型

- 本研究では2体に崩壊するDDM模型を考える。
2体に崩壊する場合は素粒子模型の依らずに崩壊過程が記述できる。(暗黒物質→暗黒物質)



- 本研究では $m_{D2}=0$ と仮定する。
- $M, D1, D2$ の平均密度 ρ_i 、密度ゆらぎ $\delta\rho_i$ の時間発展を運動量分布関数の時間発展を解くことによって求める。

最後の章以外は通常の6つの宇宙論パラメータは Λ CDMを仮定して求められたもので固定。

本研究の特徴

- latetime DDMの密度ゆらぎと寿命に関する先行研究では
 $m_{D1}=m_{D2}=0$ [[Ichiki+\(2004\)](#), [Amigo+\(2009\)](#), etc.]: $\Gamma^{-1} > 100 \text{Gyr}$
or $m_{D1} \approx m_M$. and $m_{D2}=0$ [[Wang+\(2012\)](#), etc.]: $\Gamma^{-1} \gtrsim 300 \text{Gyr}$

• 本研究では。

• m_{D1} が任意の場合で

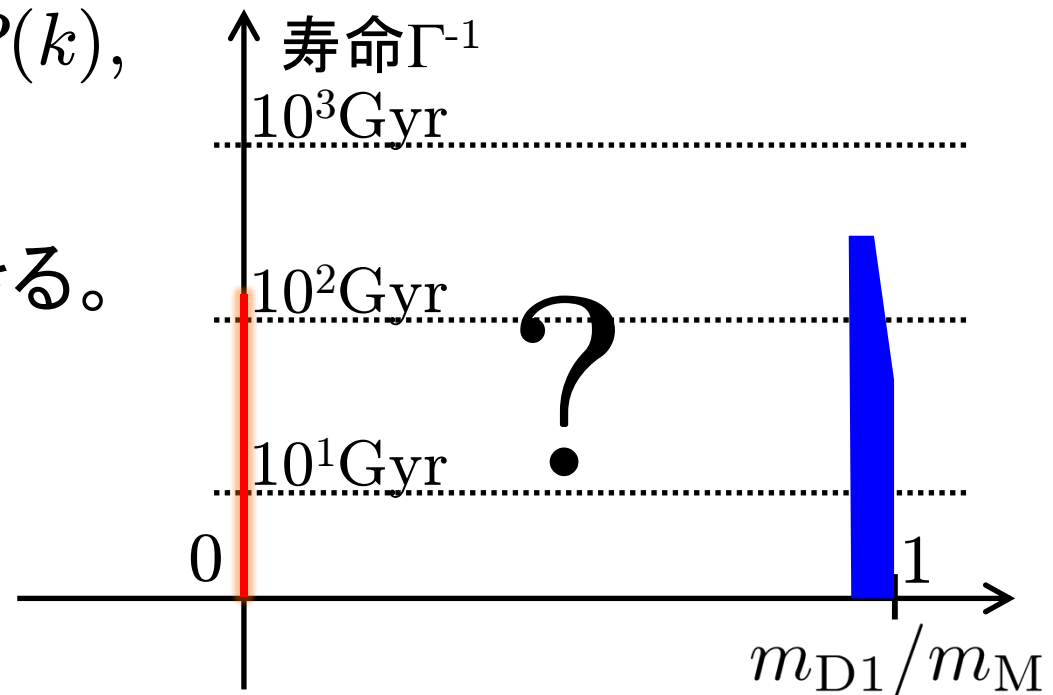
CMBの C_l^{TT}, C_l^{EE} や

物質のパワースペクトル $P(k)$,

$8h_0 \text{Mpc}^{-1}$ の密度ゆらぎの

平均振幅 σ_8 への影響を

影響を評価することができる。



密度ゆらぎの時間発展

- 暗黒物質の密度ゆらぎの時間発展はボルツマン方程式から求める。

$$f_{Dm}(q, \mathbf{k}, \mathbf{n}, \tau) = \underbrace{\bar{f}_{Dm}(q, \tau) \delta^{(3)}(\mathbf{k})}_{0\text{次}} + \underbrace{\Delta f_{Dm}(q, \mathbf{k}, \mathbf{n}, \tau)}_{1\text{次 (微小量)}}$$

娘粒子 m

$$\frac{\partial \bar{f}_{Dm}}{\partial \tau} = \frac{a \Gamma \bar{N}_M}{4\pi q^3 \mathcal{H}} \delta(\tau - \tau_q)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta f_{Dm}}{\partial \tau} + i \frac{qk}{\varepsilon_{Dm}} (\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{n}) \Delta f_{Dm} + q \frac{\partial \bar{f}_{Dm}}{\partial q} \left[\dot{\eta}_T - \frac{1}{2} (\dot{h}_L + 6\dot{\eta}_T) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{n})^2 \right] \\ = \frac{a \Gamma \bar{N}_M}{4\pi q^3 \mathcal{H}} \delta_M \delta(\tau - \tau_q) \end{aligned}$$

0次 SA+2011[1106.1984], Wang & Zentner (2012) [1201.2426]

$$\begin{aligned} \bar{f}_{D1}(q, \tau) = \bar{f}_{D2}(q, \tau) \equiv \bar{f}_D(q, \tau) \quad \longrightarrow \quad \bar{\rho}_D \equiv \frac{1}{a^4} \int dq 4\pi q^2 \varepsilon_D \bar{f}_D \\ \bar{f}_D(q, \tau) = \frac{a_q \Gamma \bar{N}_M(\tau_q)}{4\pi q^3 \mathcal{H}_q} \Theta(\tau - \tau_q) \end{aligned}$$

娘粒子の1次に関する方程式

- 娘粒子 Δf_{Dm} をルジャンドル展開をする。

$$\Delta f_{Dm}(q, \mathbf{n}, \tau) = \sum_{l=0}^{+\infty} (-i)^l (2l + 1) \Delta f_{Dm(l)}(q, \tau) P_l(\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{n})$$

衝突項に
起因する項

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\Delta f_{Dm(0)}) = -\frac{qk}{\varepsilon_{Dm}} \Delta f_{Dm(1)} + \frac{1}{6} \dot{h}_L q \frac{\partial \bar{f}_D}{\partial q} + \frac{a \Gamma \bar{N}_M}{4\pi q^3 \mathcal{H}} \delta_M \delta(\tau - \tau_q),$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\Delta f_{Dm(1)}) = \frac{qk}{3\varepsilon_{Dm}} (\Delta f_{Dm(0)} - 2\Delta f_{Dm(2)})$$

massive neutrinoと同じ

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\Delta f_{Dm(2)}) = \frac{qk}{5\varepsilon_{Dm}} (2\Delta f_{Dm(1)} - 3\Delta f_{Dm(3)}) - \left(\frac{1}{15} \dot{h}_L + \frac{2}{5} \dot{\eta}_T \right) q \frac{\partial \bar{f}_D}{\partial q},$$

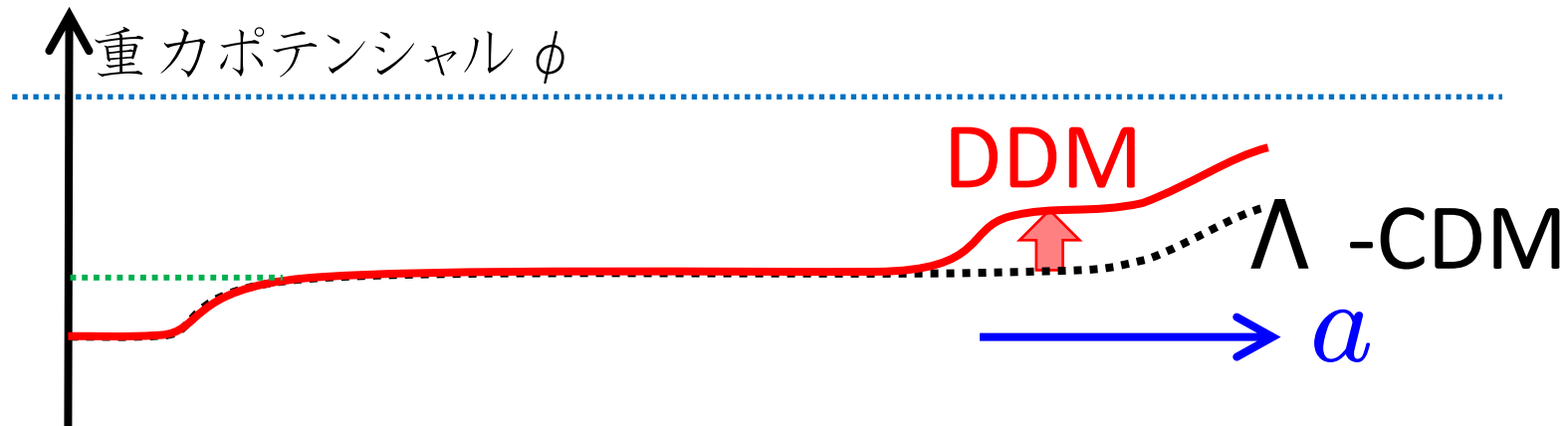
$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\Delta f_{Dm(l)}) = \frac{qk}{(2l + 1)\varepsilon_{Dm}} (l\Delta f_{Dm(l-1)} - (l + 1)\Delta f_{Dm(l+1)}) \quad (\text{for } l \geq 3)$$

$$\bar{\rho}_{Dm} \delta_{Dm} \equiv \frac{1}{a^4} \int dq 4\pi q^2 \varepsilon_{Dm} \Delta f_{Dm(0)}, \quad (\bar{\rho}_{Dm} + \bar{p}_{Dm}) \theta_{Dm} = \frac{k}{a^4} \int dq 4\pi q^2 q \Delta f_{Dm(1)},$$

$$\bar{p}_{Dm} \pi_{LDm} = \frac{1}{3a^4} \int dq 4\pi q^2 \frac{q^2}{\varepsilon_{Dm}} \Delta f_{Dm(0)}, \quad (\bar{\rho}_{Dm} + \bar{p}_{Dm}) \sigma_{Dm} = \frac{1}{a^4} \int dq 4\pi q^2 \frac{q^2}{\varepsilon_{Dm}} \Delta f_{Dm(2)},$$

この連立偏微分方程式をCAMB (A.Lewis & A.Challinor(2012))を用いて数値的に解いて、 $\Delta f_{Dj(0)}(q, t, n_i, k_i)$, 及び δ_M, δ_{Dm} を求める。

暗黒物質が宇宙年齢のオーダーで崩壊する場合



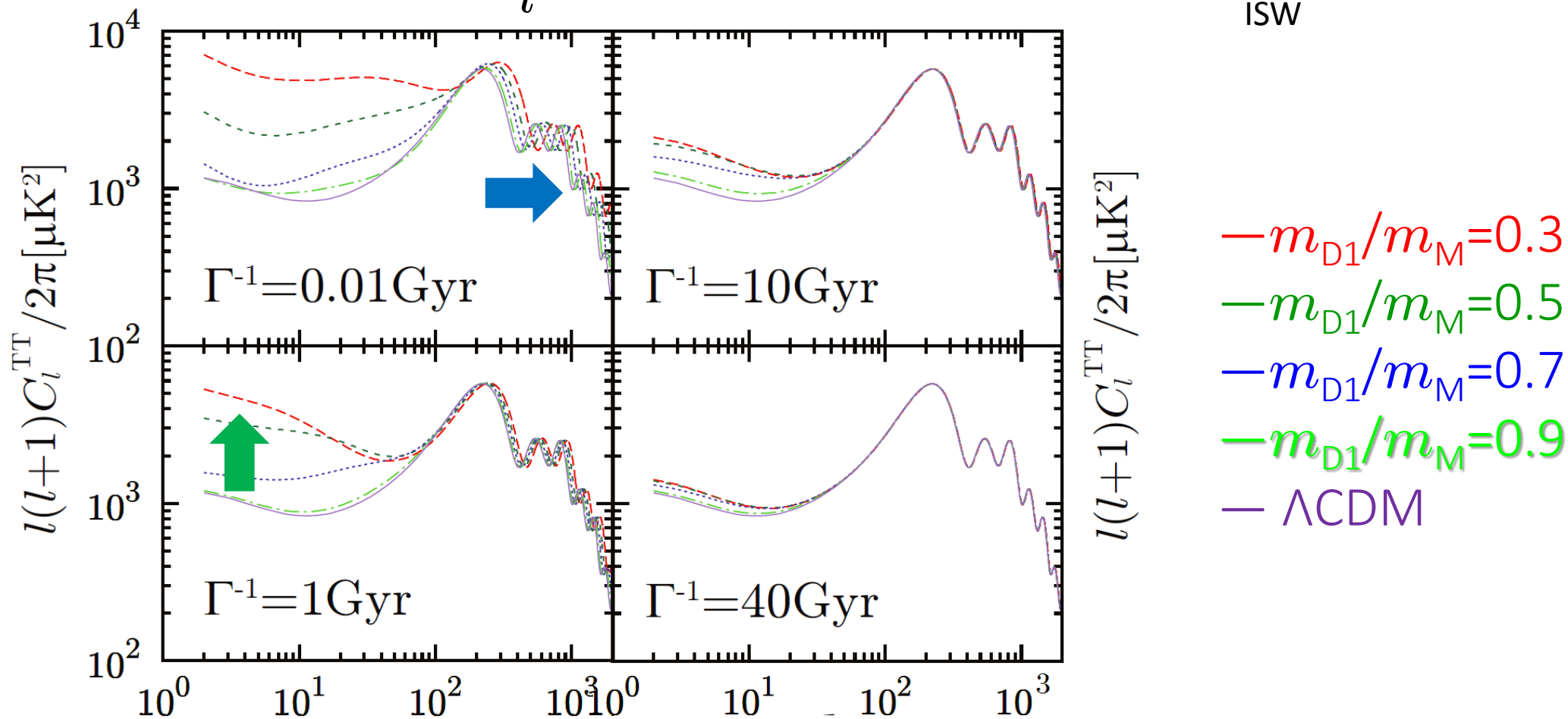
- 暗黒物質の崩壊により重力ポテンシャル $\phi(k)$ が浅くなる。
- 宇宙寿命のオーダーで崩壊する場合、 ϕ の長波長成分が浅くなり、
- CMBの温度ゆらぎの大きなスケールのcorrelationを増幅する。
- この効果はCMBの C_l^{TT} ではIntegrated Sachs-Wolfe effect (ISW)を Λ CDMより大きくして C_l^{TT} グラフの左端を押し上げる。

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3}\psi(\tau_*) + \int_{\tau_*}^{\tau_{\text{now}}} d\tau \left(\dot{\phi}(\tau) + \dot{\psi}(\tau) \right)$$

eg., Ma & Bertschinger (1995)[astro-ph/9506072]

Seljak & Zaldarriaga (1996)[astro-ph/9603033]

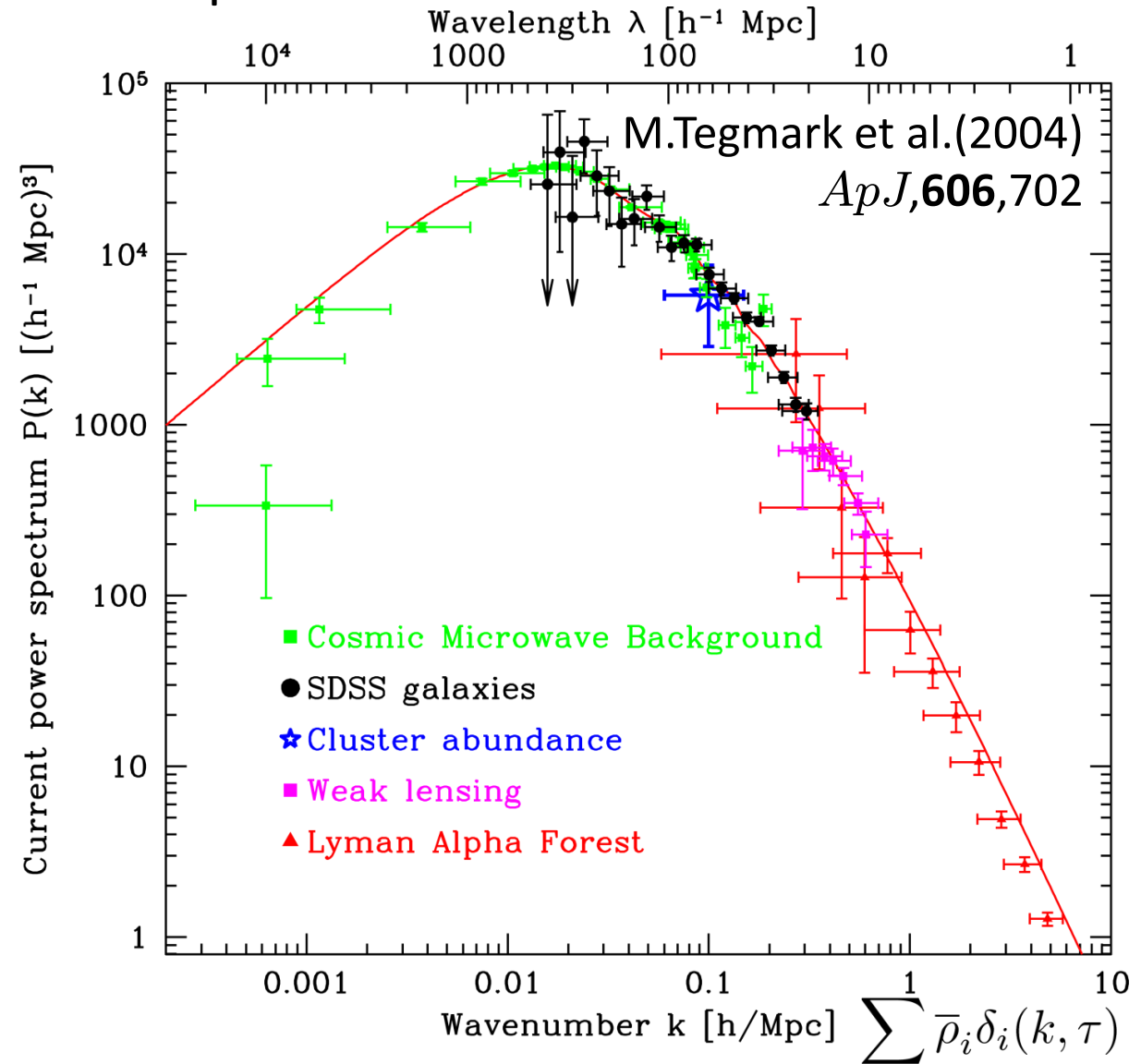
CMBの C_l^{TT}



- ①膨張則の変化によるacoustic peakの右側へのshiftする。→
- ② ϕ の減衰によりIntegrated Sachs-Wolfe Effectで Cosmic varianceが大きくなるとlow l で C_l^{TT} は大きくなる。↑

Matter power spectrum

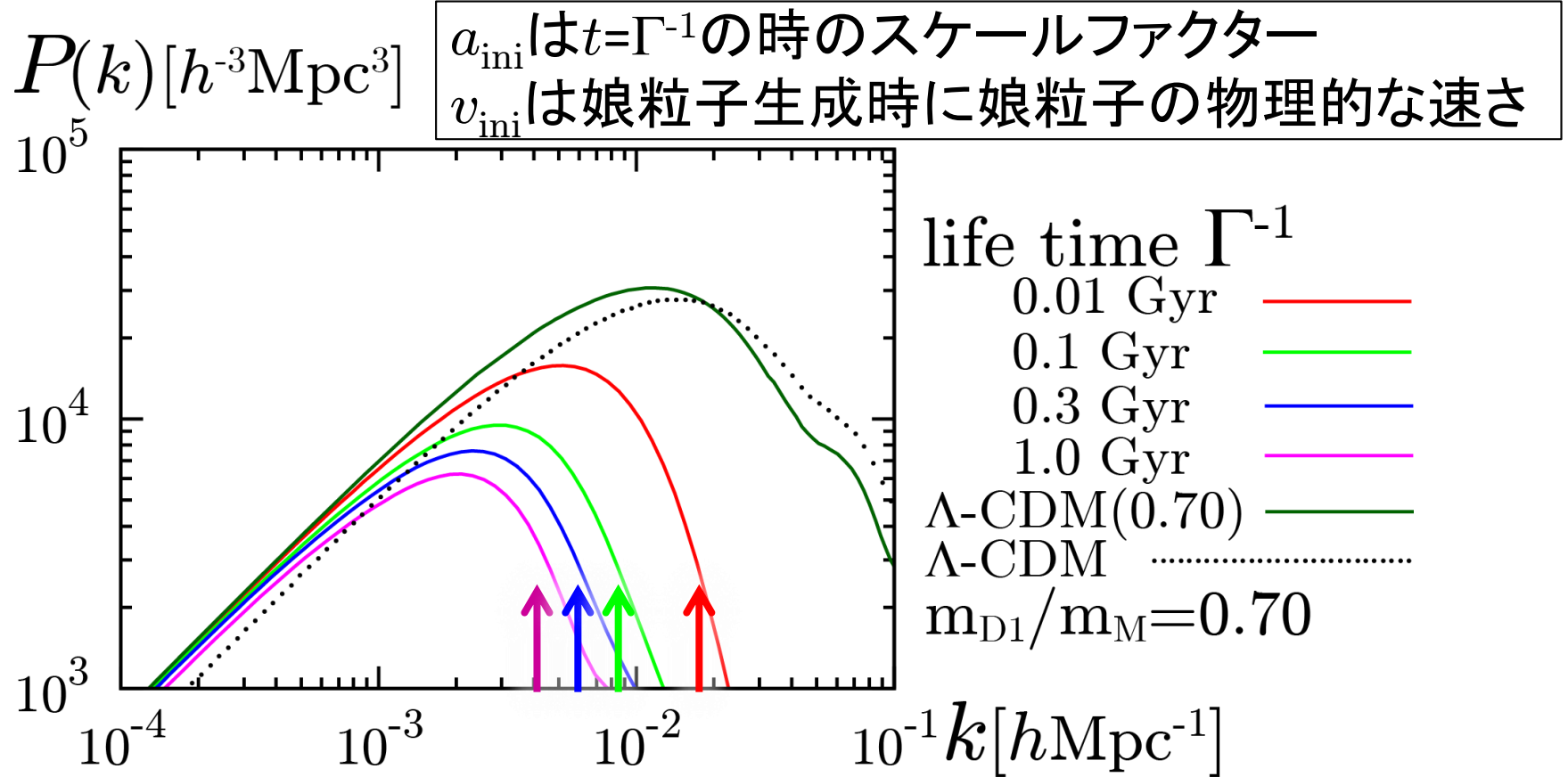
1. 観測できる宇宙で
どの波長の
密度ゆらぎが
どれだけあるかを
描いたもの
2. 粒子のFree streamingの
影響が見えやすい。



$$\delta_{\text{tot}}(k, \tau) = \frac{\sum_i \bar{\rho}_i \delta_i(k, \tau)}{\sum_i \bar{\rho}_i}$$

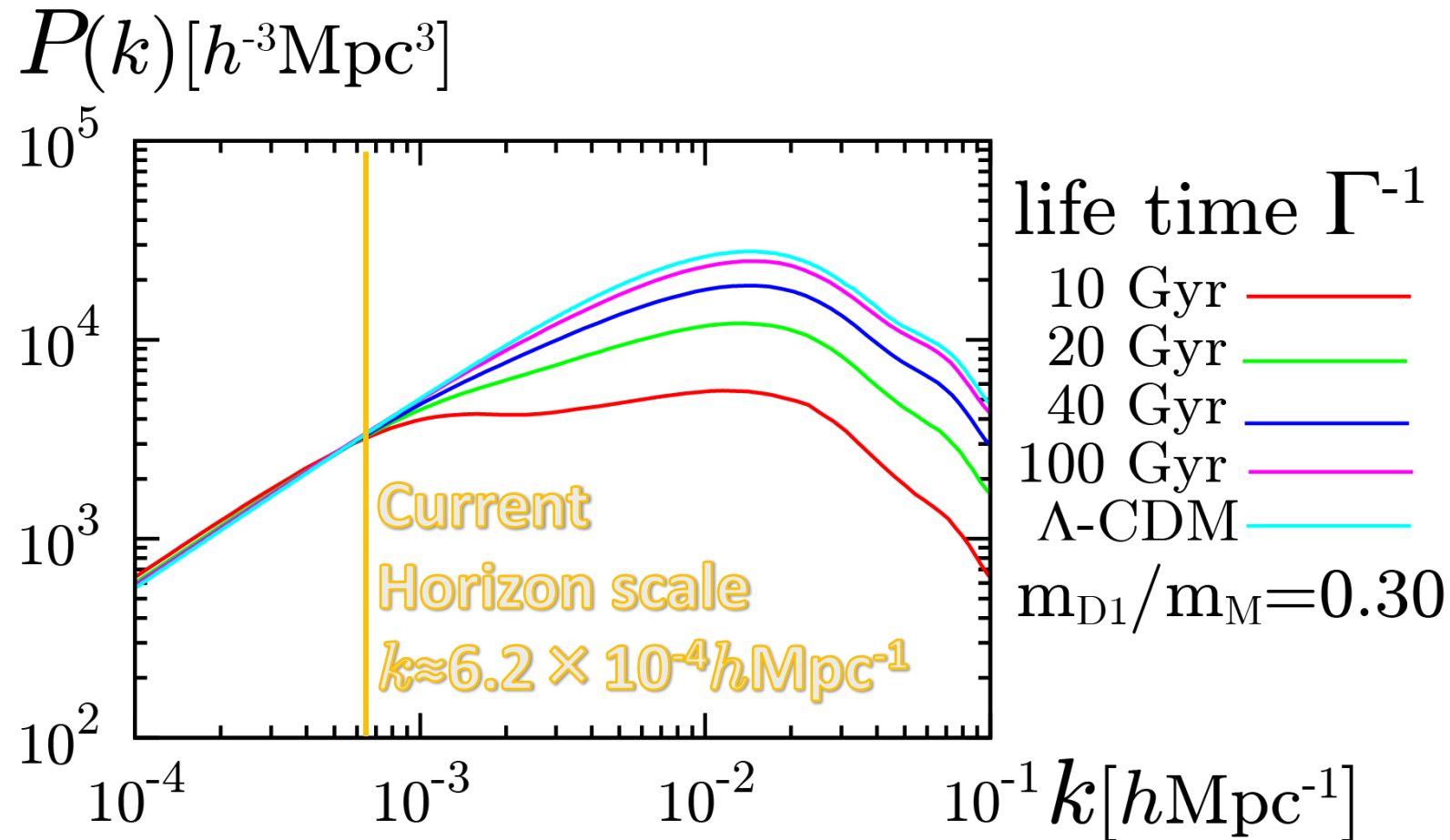
Estimation of Cut off scale

$$\lambda_{\text{FSS}} = \int_{\tau_{\text{ini}}}^{\tau_0} v(\tau) d\tau \sim \frac{3v_{\text{ini}} \Gamma^{-1}}{a_{\text{ini}}}$$



$P(k)$ が抑制されているscaleはfree streaming scale λ_{FSS} に一致する。
 matter power spectrumを抑制するのは娘粒子のfree streamingである。

Matter Power spectrum(長寿命の場合)



- 長寿命でも Λ -CDM模型との差が顕著にみられる。

σ_8 を用いた暗黒物質の寿命の制限

σ_8 は $R=8h^{-1}\text{Mpc}$ の球で平均した物質質量ゆらぎの標準偏差($\sqrt{\text{分散}}$)で $P(k)$ を用いて定義される。

$$\sigma_{(R)}^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} W^2(kR) P(k) k^2 dk$$

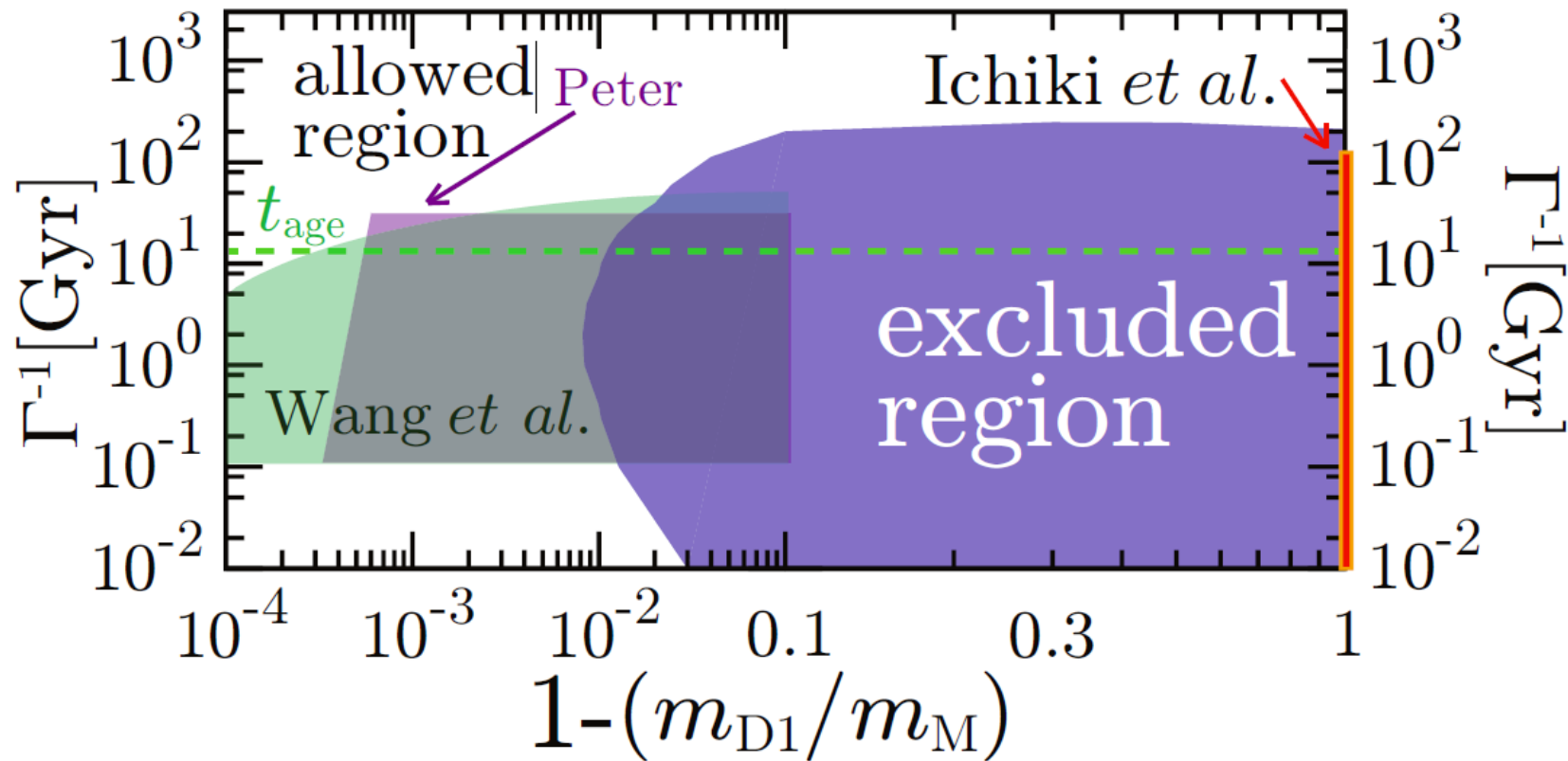
$$W(x) = \frac{3}{x^3} (\sin(x) - x \cos(x))$$

SDSS-III (DR9)のバリオン音響振動の観測による σ_8 の制限

Sánchez et al.(2012)[arXiv:1203.6616]

$$\sigma_8^{(\text{obs})} = 0.80 \pm 0.02$$

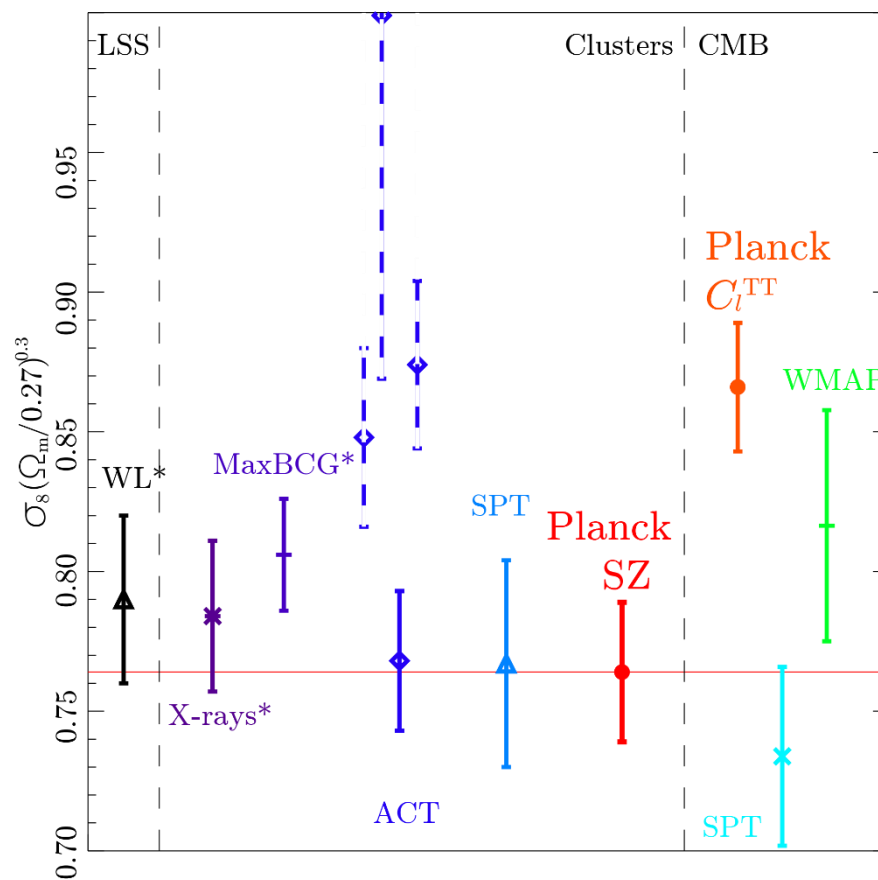
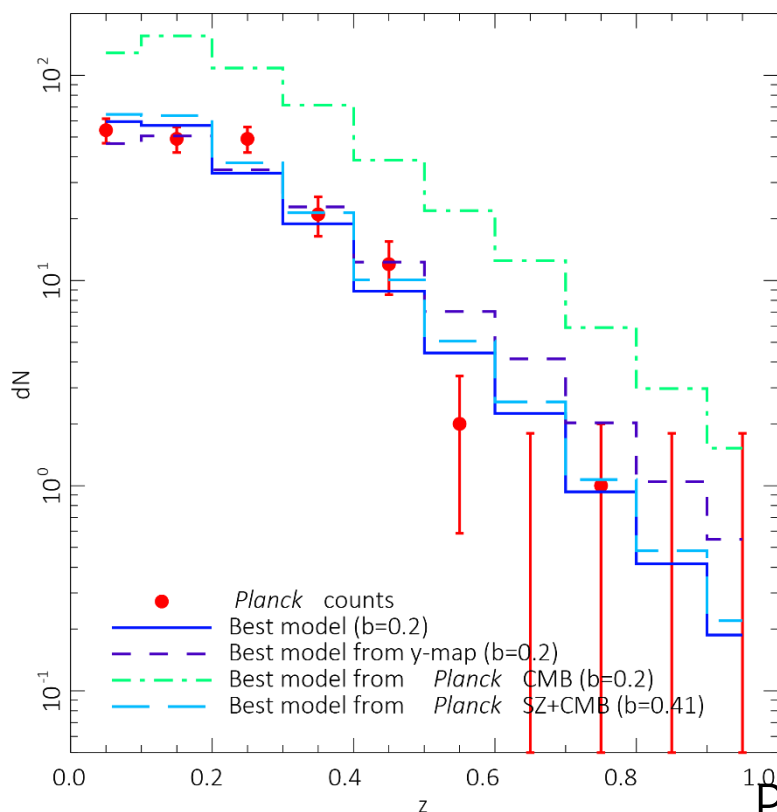
σ_8 からのDDMの寿命の制限



1. D1が相対論的速度で生成される場合、許される寿命の下限値は質量比に依らず2000億年である。
2. 他の先行研究と合わせると許されるパラメータ領域は1
 - a. 寿命2000億年以上の相対論的粒子への崩壊
 - b. $m_{D1} \gtrsim 0.99m_M$

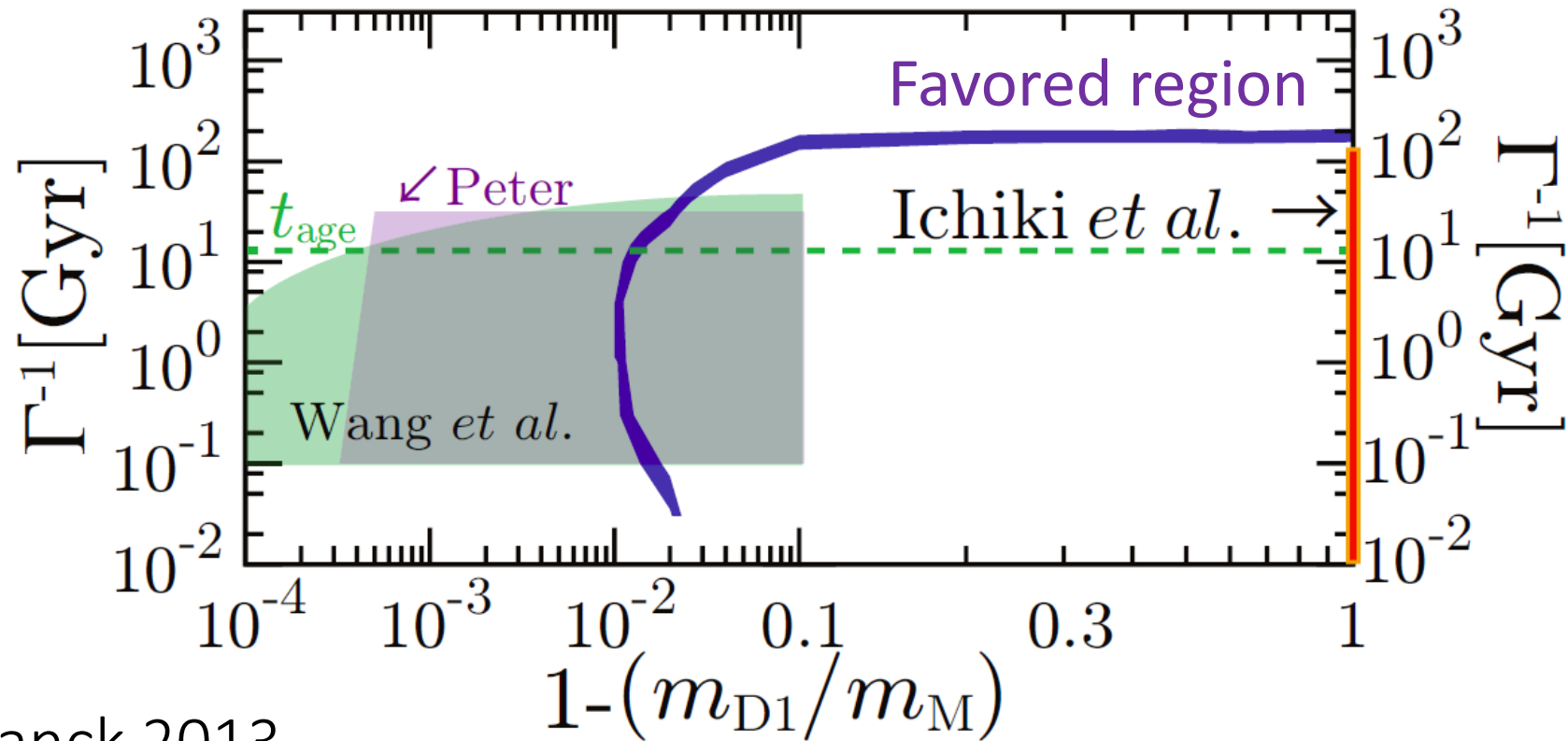
Planck anomaly

Planckの C_l^{TT} から推定される初期の密度ゆらぎがLCDMに従って時間発展した場合の σ_8 はSZ効果を使って発見した銀河団のNumber countから推定される σ_8 より 2σ 有意水準以上で大きい。



Planck Collaboration(2013,XX)[1303.5080]

Planck anomalyを説明するパラメータ領域



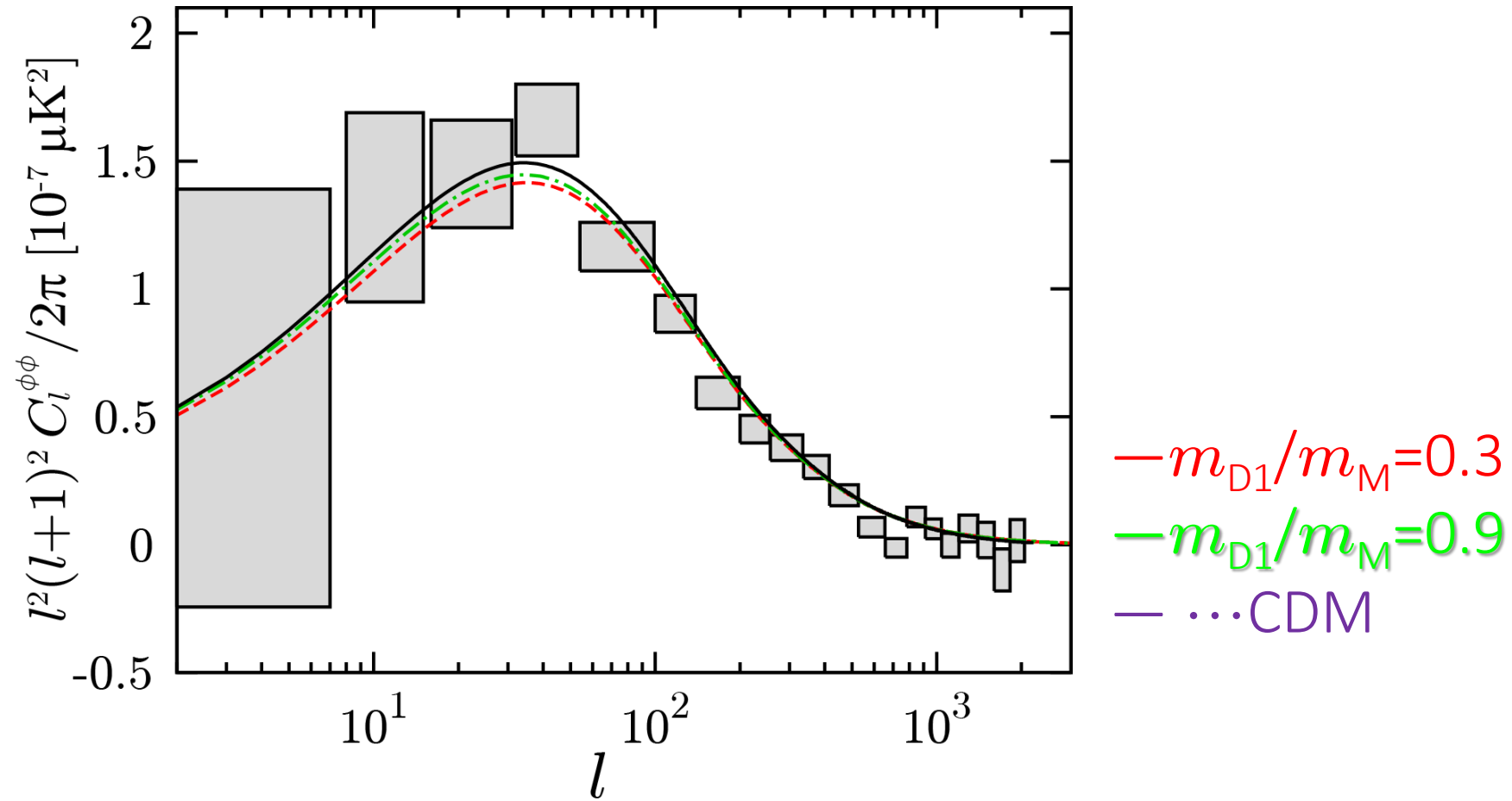
Planck 2013

$$(\Omega_b, \Omega_c, h_0, \tau_{opt}, n_s, A_s) =$$

$$= (0.04900, 0.2671, 0.6711, 0.0925, 0.9675, 2.215 \times 10^{-9})$$

この結果は他のPlanckの観測結果、
例えばPlanckのlensing $C_l^{\phi\phi}$ と整合的か。

Planck anomalyを説明するパラメータ領域の $C_l^{\phi\phi}$



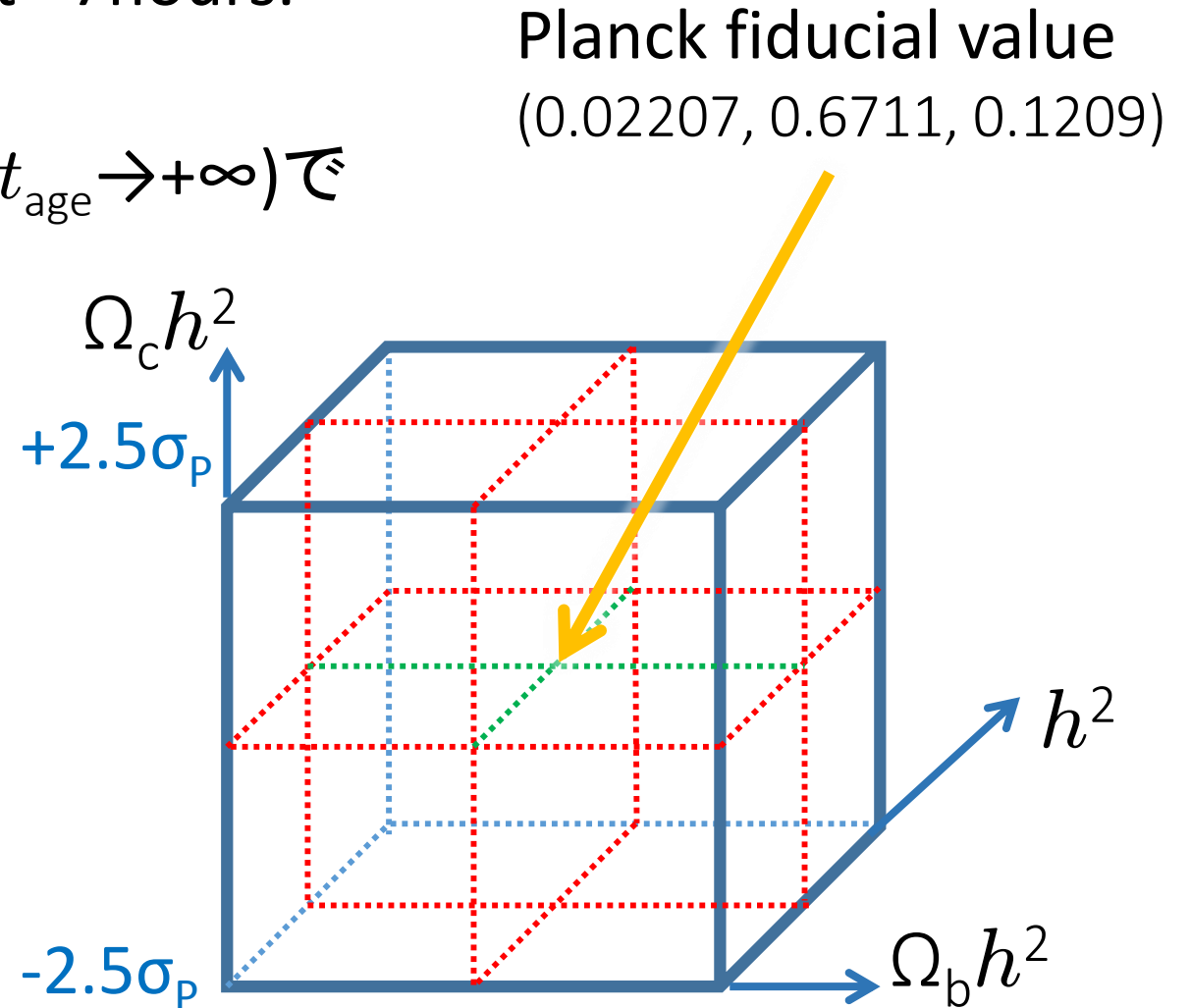
このrelativistic decayはCMB gravitational lensing $C_l^{\phi\phi}$ と観測結果と整合的である。

マルコフ連鎖モンテカルロを用いた DDM parameterの評価

- 今までの研究は宇宙論パラメータを固定して計算した。
- 暗黒物質の崩壊現象は
 - ① geometryの変化により acoustic peakの位置が変わる。
 - ② ISWにより C_ℓ^{TT} の low ℓ 側が大きくなる。
- DDM cosmologyを考えると宇宙論パラメータ ($\Omega_b h^2, \Omega_c h^2, h, n_s, \tau_{opt}, A_s$) が Λ CDMの予想から変わることが予想される。
- Planckで観測された C_ℓ^{TT} を用いて DDM parameter (Γ^{-1}, r) も含めた宇宙論パラメータの推定を行う。

DDM cosmologyにおけるMCMCの困難

- 位相空間で分布関数を解く必要があるので c_ℓ^{TT} の計算に時間がかかる。1 parameter set ~ 7 hours.
- Planckの観測結果が Λ CDM model($\Gamma^{-1}/t_{\text{age}} \rightarrow +\infty$)でうまく説明できていることに注目してパラメータ空間をグリッドに分割してその内部の c_ℓ^{TT} を内挿して求めることを考える。
- MCMCの計算には公開コード CosmoMC (Lewis & Bridle (2002)) [astro-ph/0205436]を利用する。



DDM cosmologyにおけるMCMCの困難

- グリッドは各パラメータでPlanck fiducial valueを中心に

$$X_i = X_{i\text{Planck fid.}} + (-2.5\sigma_{i\text{Planck}}, 0, -2.5\sigma_{i\text{Planck}})$$

optical depthのみ $\pm 2.0 \sigma_{\text{Planck}}$ の3点。

パラメータを振る範囲はこのグリッド間に限定。

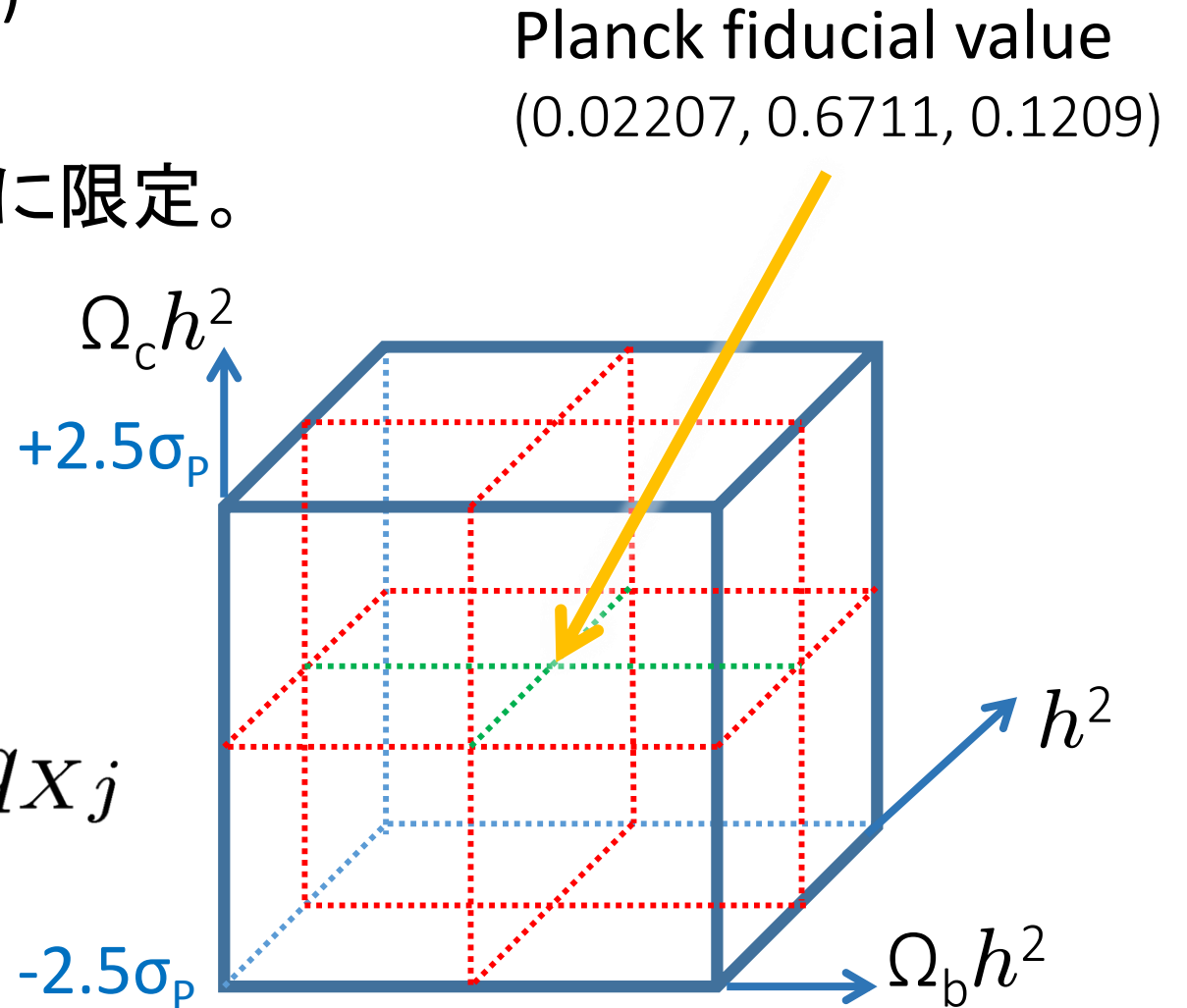
- DDM parameterは

$$\Gamma = (0, 0.01, 0.02) \text{ Gyr}, r = (0.1, 0.4, 0.7)$$

- 以下の公式で内挿する。

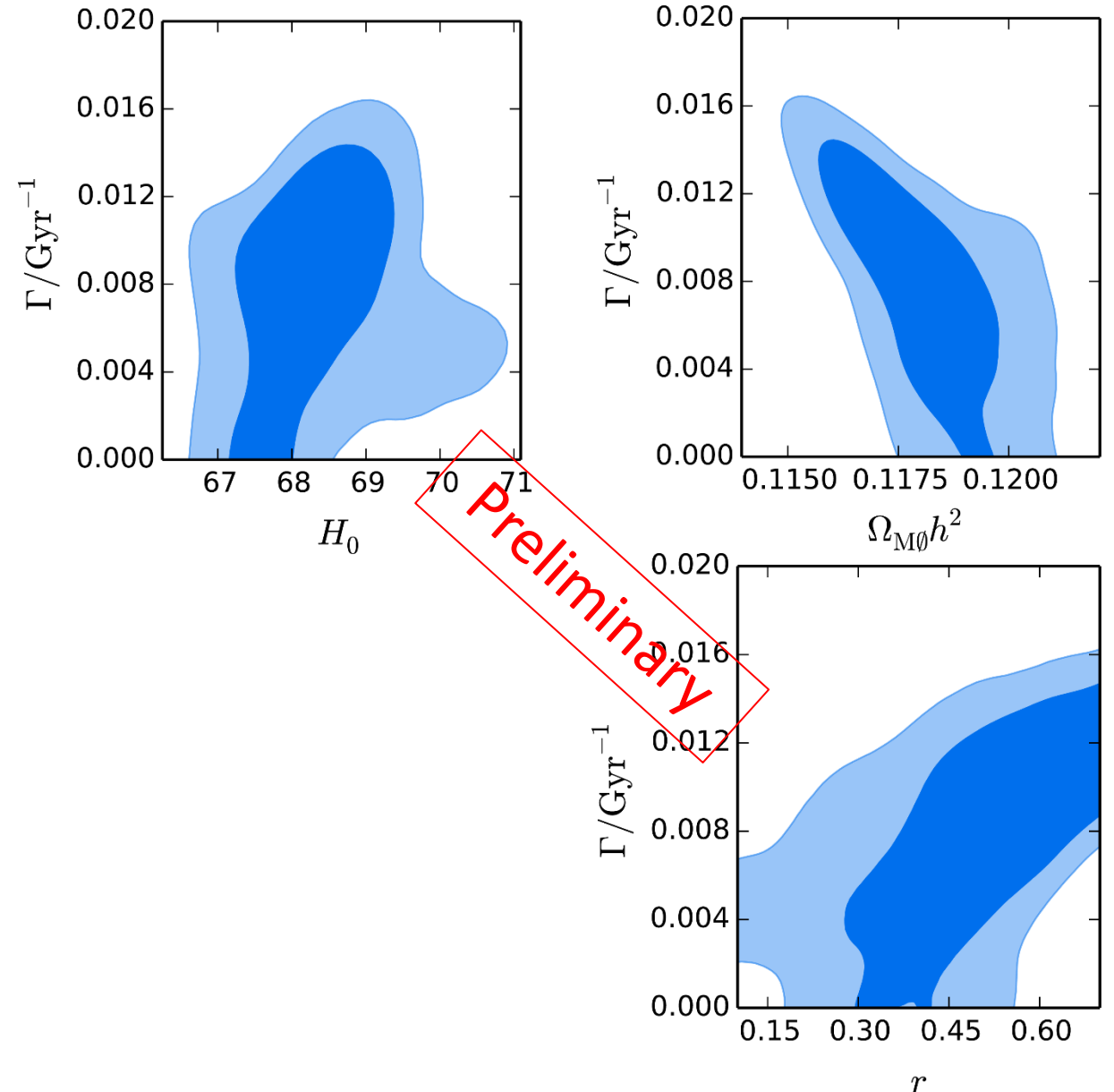
$$C_l = C_l^{\text{ref}} + A_l^i q_{X_i} + B_l^{ij} q_{X_i} q_{X_j}$$

- 係数 A_e^i, B_e^{ij} は各点間の差分で求める



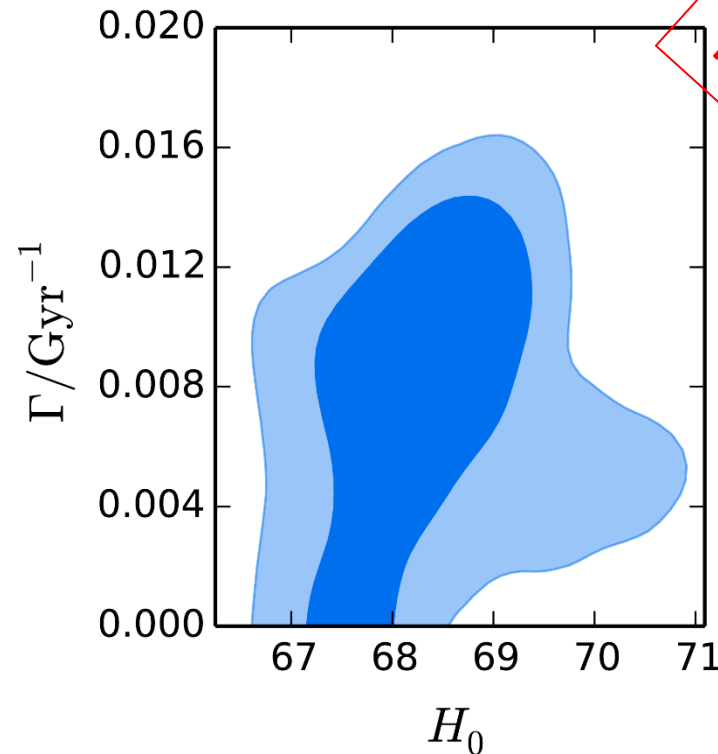
各パラメータと既存の宇宙論パラメータの依存関係

- ハッブル定数と暗黒物質の寿命との間に相関がある。

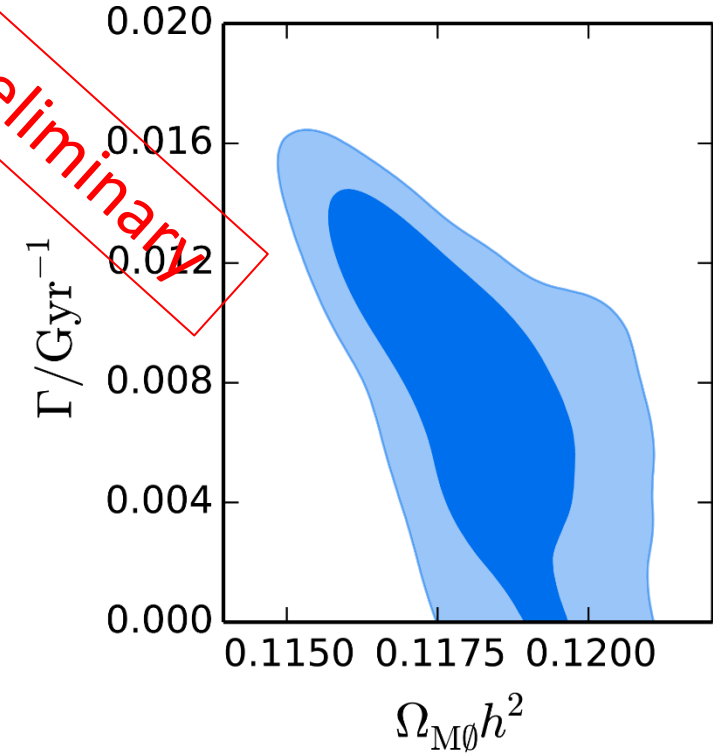


各パラメータと既存の宇宙論パラメータの依存関係

- ハッブル定数と暗黒物質の崩壊率との相関がある。
- これは暗黒物質の寿命が短くなることによってCMB・LSSまでの角径距離 d_A が伸びる。SA+(2011)[1106.1984] H_0 を大きくすることによって相殺している。

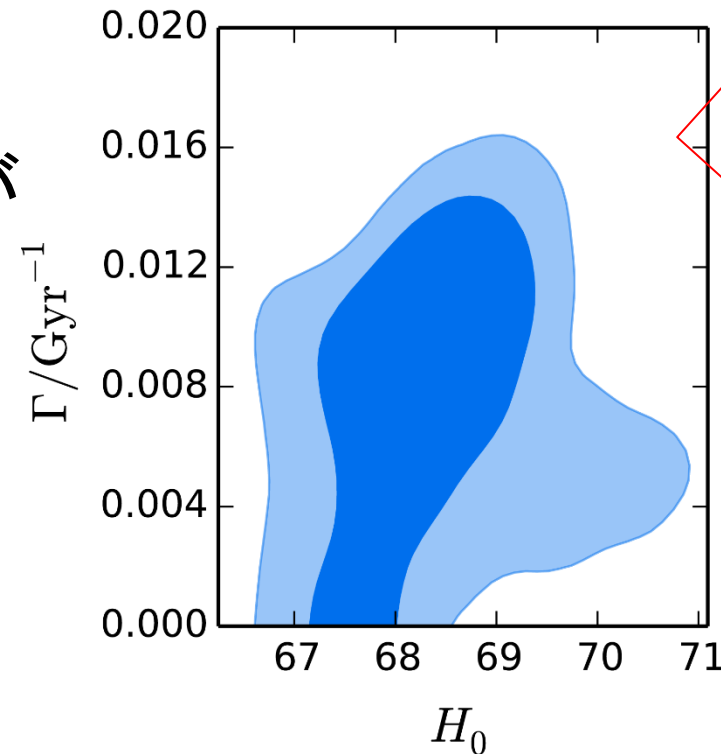


Preliminary

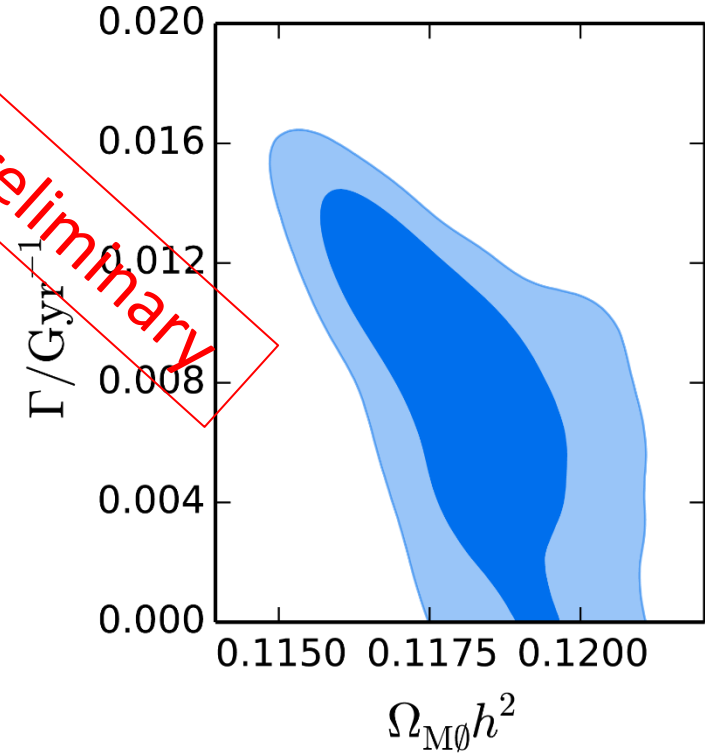


各パラメータと既存の宇宙論パラメータの依存関係

- 親粒子の総量と暗黒物質の崩壊率との相関がある。
- これは暗黒物質の寿命が短くなることによって暗黒物質が減少し、これを親粒子の量が減少したと評価される。

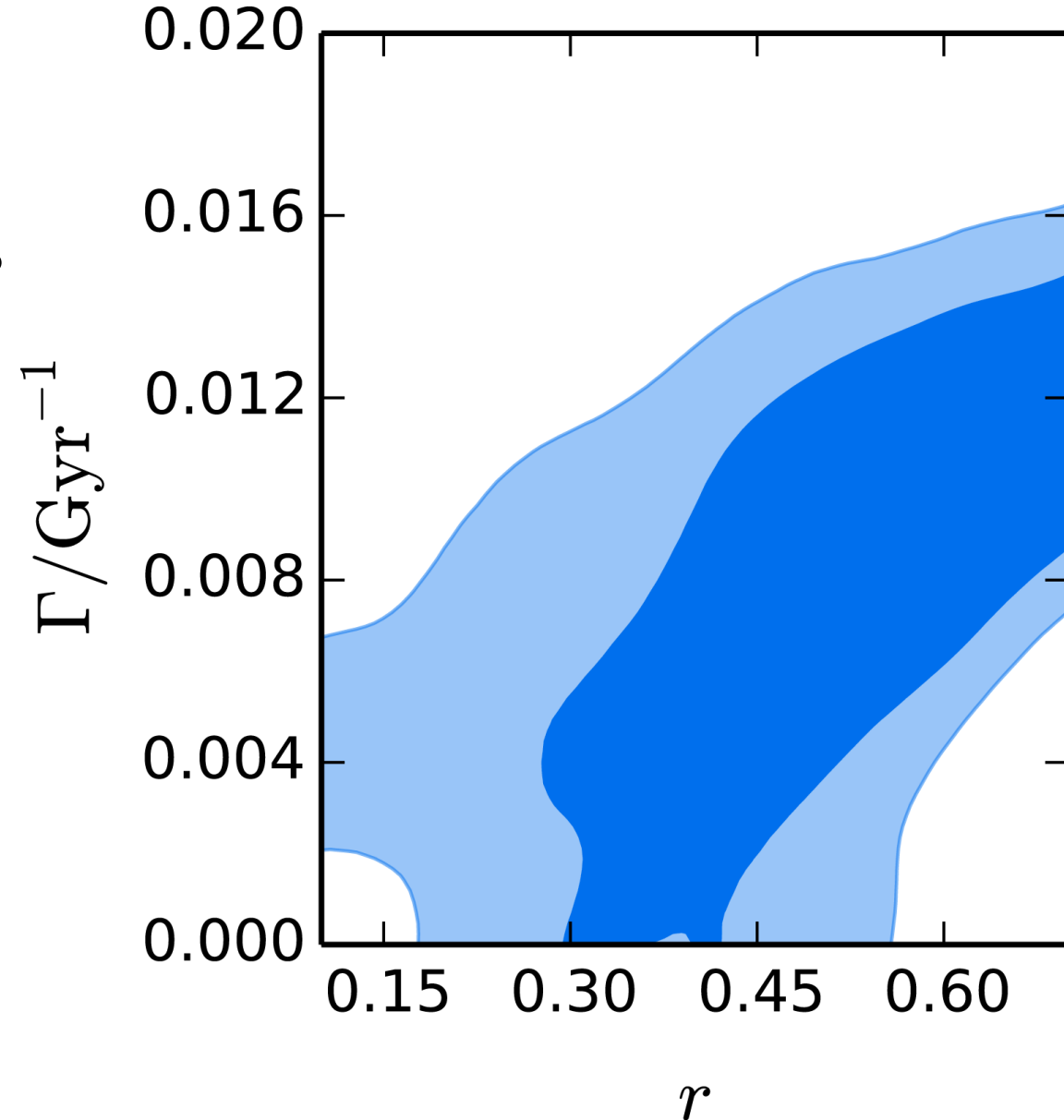


Preliminary



暗黒物質の寿命と質量比の制限

- 1400億年未満の暗黒物質の崩壊現象は 2σ 有意水準で棄却している。
- relativistic decayに関する
Ichiki et al. (2004) [astro-ph/0403164]
の制限とconsistent



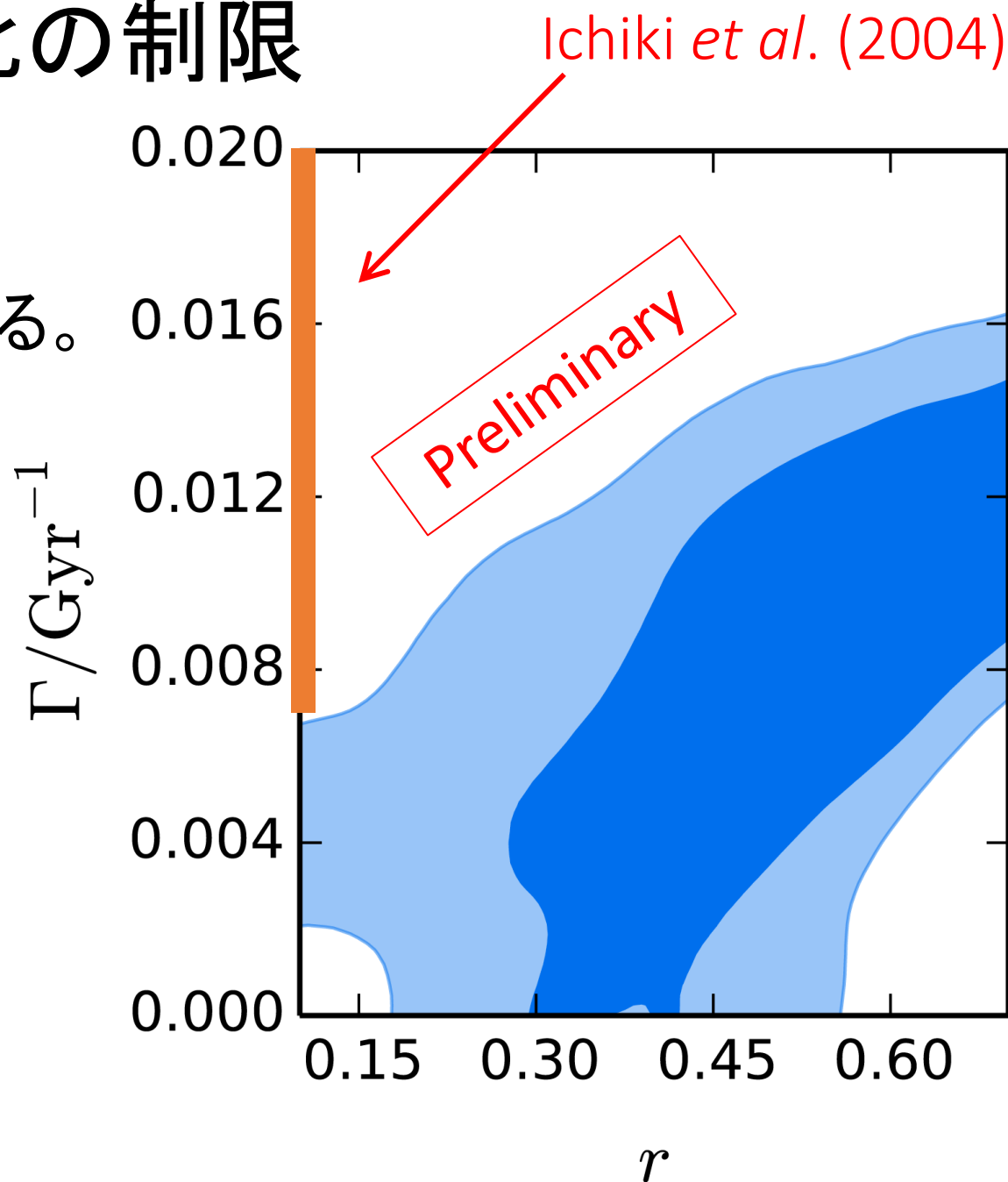
暗黒物質の寿命と質量比の制限

- 1400億年未満の暗黒物質の崩壊現象は 2σ 有意水準で棄却している。

- relativistic decayに関する

Ichiki et al. (2004) [astro-ph/0403164]

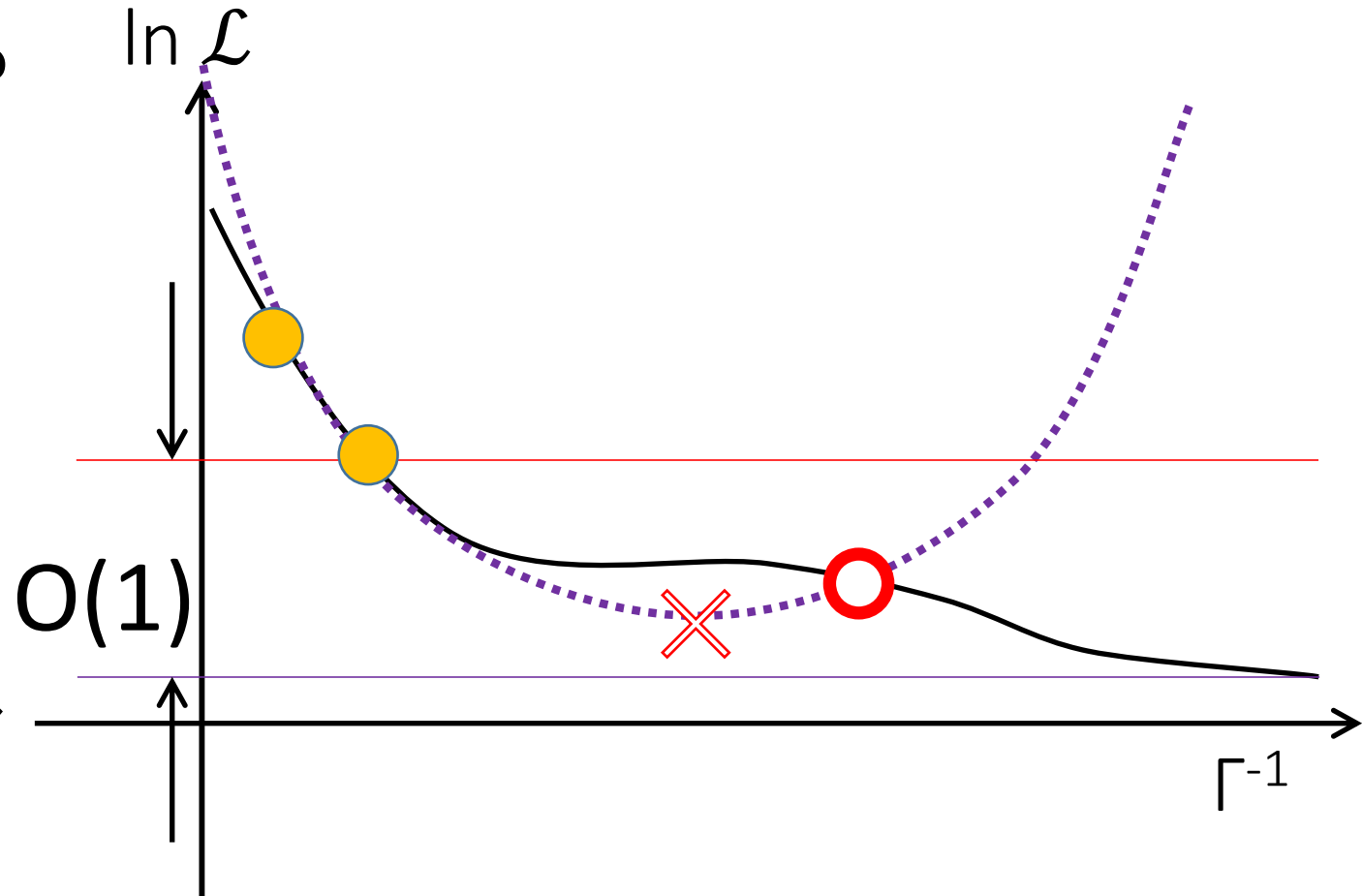
の制限とconsistent



gridを用いたMCMCの困難

- 3点しかないので誤った
- likelihoodの極小値に収束している
- 恐れがある。

- future work
これを回避するためにgridを切らず、
1パラメータの計算時間を
減少させて直接MCMCを回すことが
できるようにしたい。



まとめ

- 暗黒物質の崩壊現象は

① geometryの変化により acoustic peakの位置が変わる。

② ISWにより C_ℓ^{TT} の low ℓ 側が大きくなる。(gravitational potential decay on large scales)

- DDM関係パラメータ以外の宇宙論パラメータを固定して $\Gamma^{-1} > 200 \text{ Gyr}$

- Gridでパラメータ空間を区切り、内挿した C_ℓ^{TT} と Planck のデータを比較する (MCMCをまわす) ことで、 $\Gamma^{-1} < 140 \text{ Gyr}$ を 2σ で棄却した。

- 内挿方法固有の問題を解決するために短時間で C_ℓ^{TT} を計算するアルゴリズムを構築したい。