

暗黒世界とバリオン数

末松大二郎

■ 復習と準備

- (1) 観測の現状と素粒子論との関係
- (2) バリオン数: 非対称を生み出す条件と代表的シナリオ
- (3) 暗黒物質: 熱的生成と非熱的生成
- (4) 暗黒エネルギー: Quintessence模型

■ 統一的理解の試み

T.Baba, D.S., Phys. Rev. D71 (2005) 073005
D.S., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005)1
D.S., Atroparticle Physics (hep-ph/0510251)
D.S., JCAP?? (hep-ph/0511***)
S.Nakamura, D.S., in progress

(1) 観測の現状と素粒子物理との関係

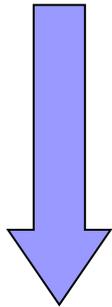
■ 膨張宇宙の簡単な復習

一様等方宇宙

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\Omega \right)$$

Robertson-Walker計量

$$\begin{cases} K = 1 & \text{正曲率} \\ K = 0 & \text{平坦} \\ K = -1 & \text{負曲率} \end{cases}$$



Einstein方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}$$

$$T_0^0 = \rho(t), \quad T_K^j = -P(t)\delta_k^j, \quad \text{others} = 0$$

Friedmann方程式

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \left(\rho + \frac{\Lambda}{8\pi G} \right) - \frac{K}{a^2}, \quad \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{\Lambda}{8\pi G} + 3P \right)$$

宇宙項

素粒子物理への情報

$$\rho_{\text{cr}} \simeq (3 \times 10^{-3} \text{ eV})^4 h^2$$

$$\rho_{\text{cr}} \equiv \frac{3H^2}{8\pi G} \quad \frac{K}{H^2 a^2} = \frac{\rho}{\rho_{\text{cr}}} - 1 \equiv \Omega - 1$$

エネルギー密度 ρ の構成要素

状態方程式 $P(t) = w\rho(t)$

$$\frac{d\rho}{da} + \frac{3(\rho + P)}{a} = 0$$

$$\rho(t) = a(t)^{-3(1+w)}$$

$$\begin{cases} w = 0 & \text{非相対論的粒子} \\ w = 1/3 & \text{放射} \\ w = -1 & \text{宇宙項} \end{cases}$$

$$w < -1/3$$

$$\ddot{a} > 0 \quad \text{加速膨張}$$

■ 空間の曲率

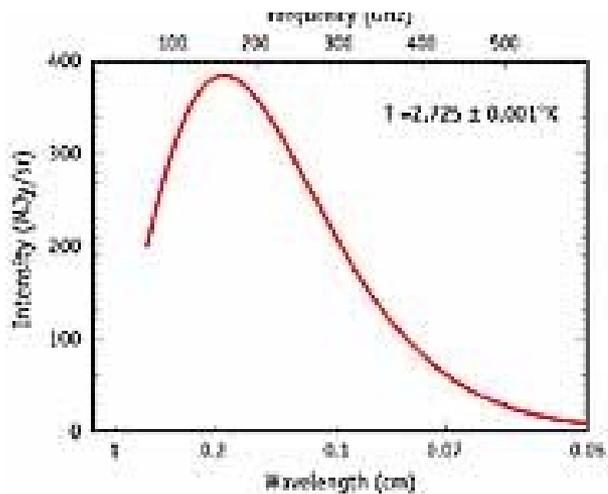
$$\Omega > 1 \text{ or } \Omega = 1 \text{ or } \Omega < 1 \quad \text{インフレーションとの関係}$$

■ エネルギーの構成

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_{\text{cr}}} = \Omega_r + \Omega_m + \Omega_{\text{vac}} \quad \text{標準模型を越えた場の存在}$$

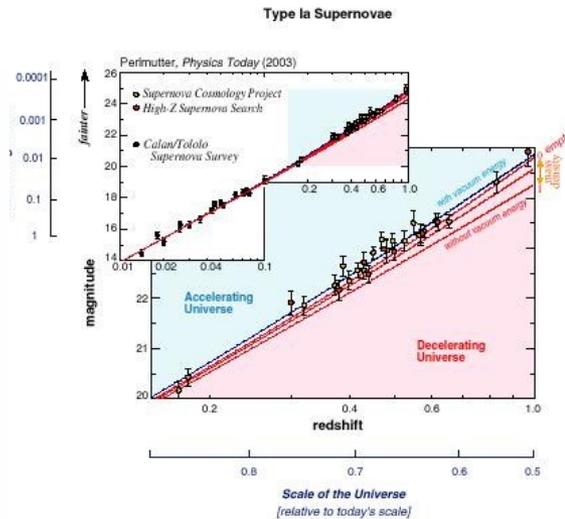
観測の現状

宇宙背景放射の
精密測定



$\Omega = ?$, ρ の構成

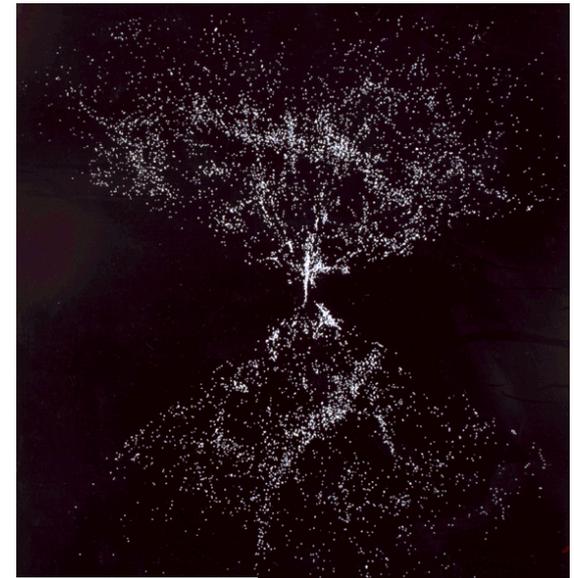
Ia型超新星を用いた
宇宙膨張の観測



\ddot{a} 膨張の仕方

$w < -\frac{1}{3}$ 物質の存在

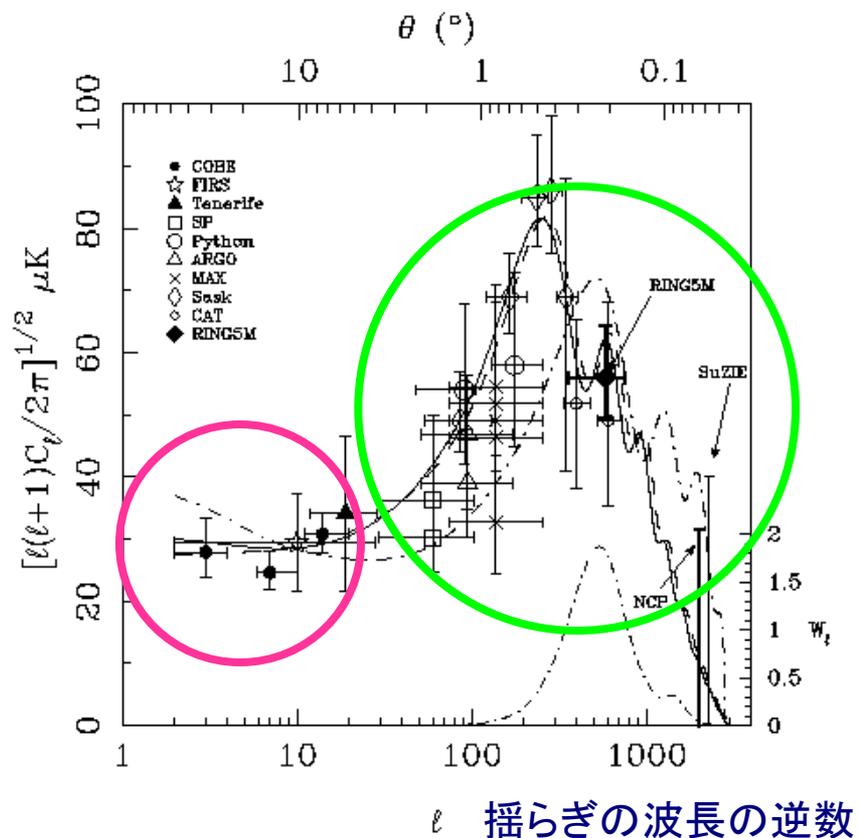
銀河分布の精査



ρ_m の割合

背景放射の揺らぎの強度分布

結果から導かれた結論



← 波長の大きな揺らぎ

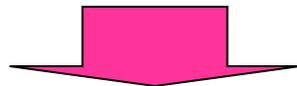
→ 波長の小さな揺らぎ

急激な加速膨張の存在から期待される構造



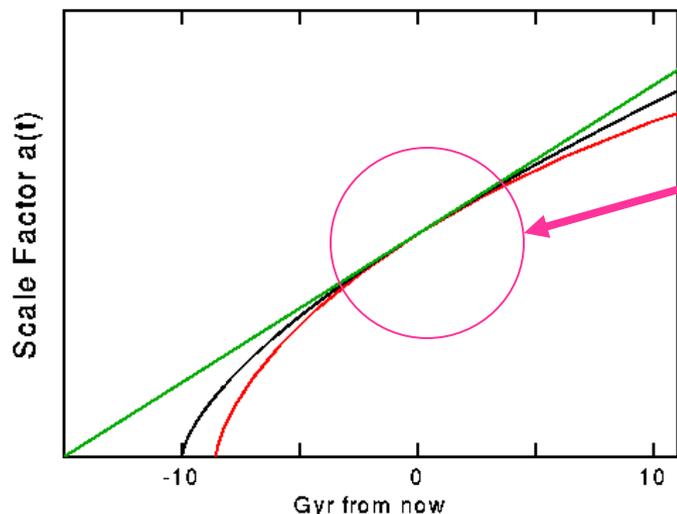
宇宙初期に急激な加速膨張の時期が存在した (インフレーションの存在)

エネルギーの存在形態と割合により決定される構造

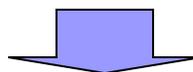


{ Ω の内容
星の形成時期(2億年)

宇宙の膨張の様子とエネルギーの存在形態

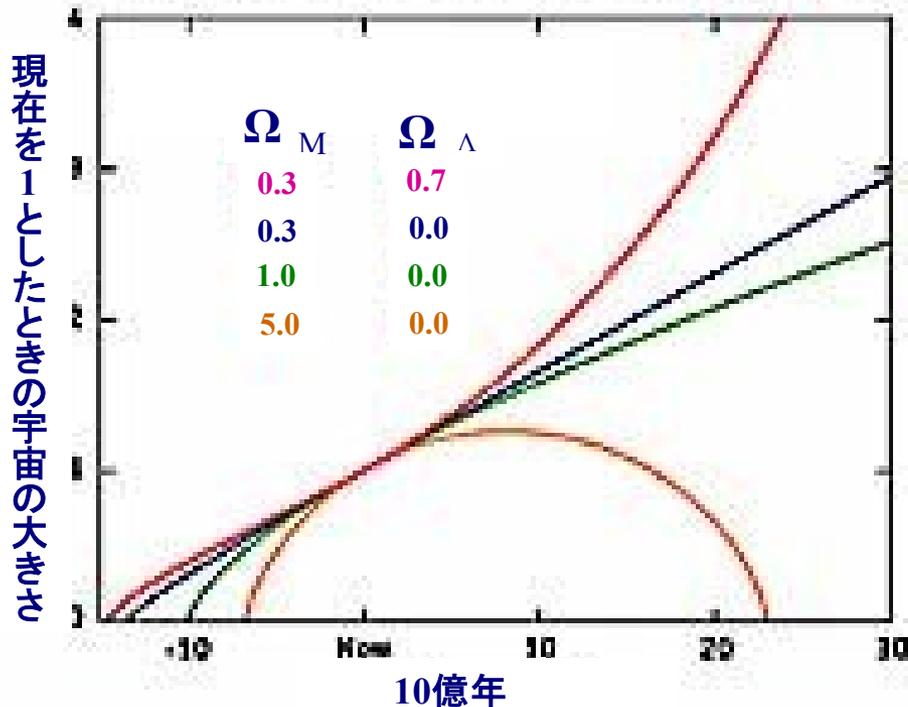


近くを見ていては区別がつかない



遠い宇宙を見る

EXPANSION OF THE UNIVERSE



エネルギーの形態によって
宇宙膨張による減少率は異なる

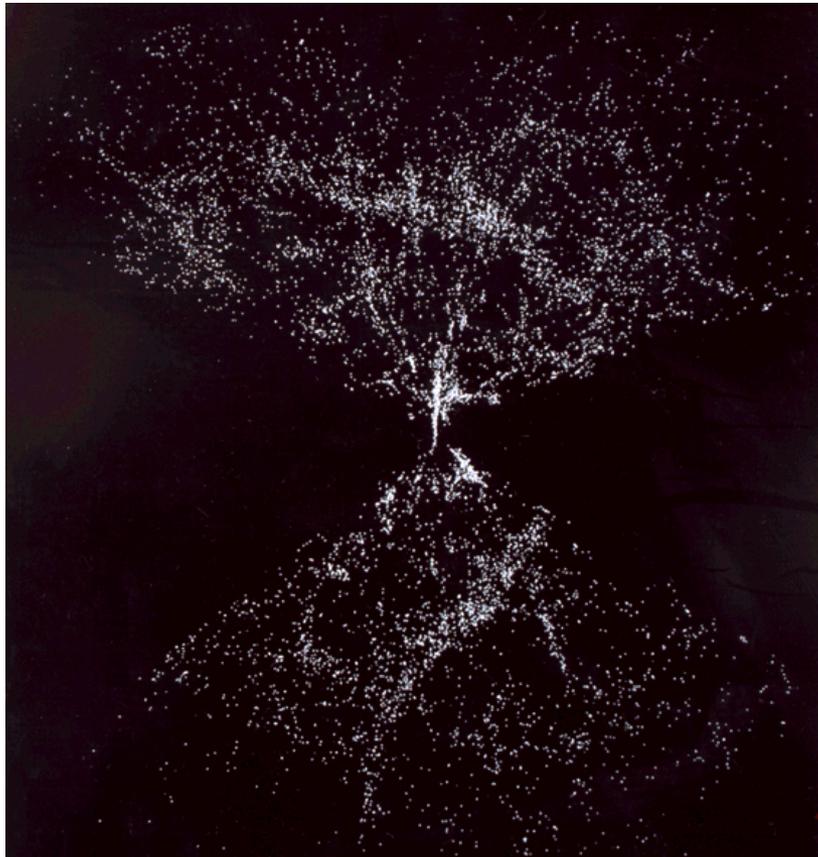
- 放射 ($1/R^4$)
- > 物質 ($1/R^3$)
- > 真空のエネルギー

銀河分布の探索

$\Omega_{DM} + \Omega_B$ に関する情報

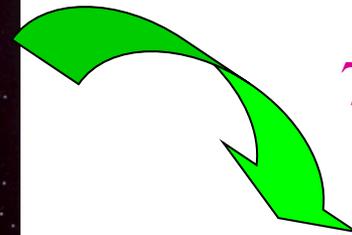
2dF、SDSSによる全天の銀河分布の探索

銀河形成の種

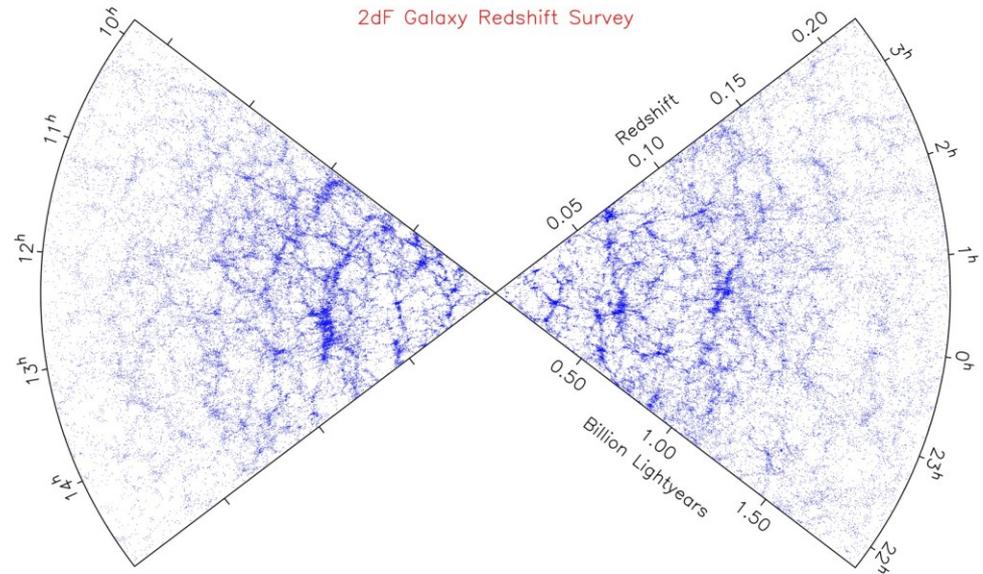


CfA 探索

(宇宙の果てまでの2%の領域)



7倍の領域へ拡大



2dF 探索

(宇宙の果てまでの15%の領域)

宇宙のバリオン数

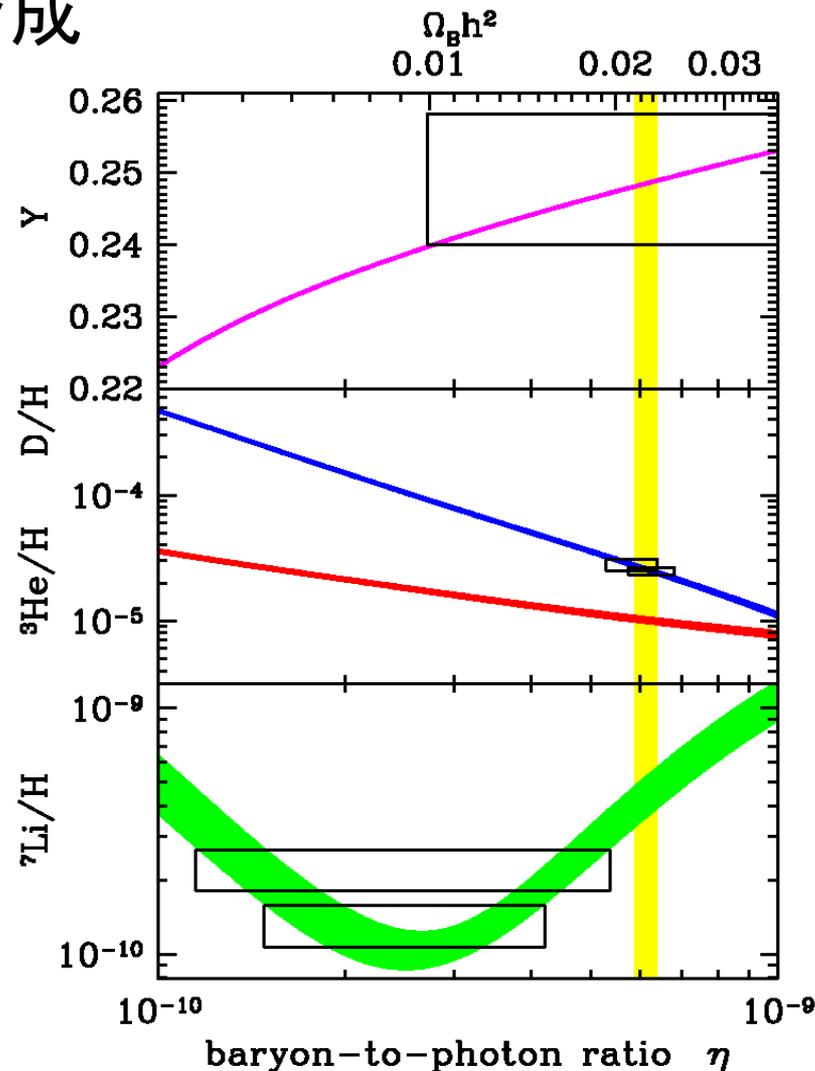
■ 初期宇宙における軽元素合成

He, D, Li, Beなどの
軽元素は、初期宇宙の
プラズマ中で生成
(星内部の生成量
では不十分)

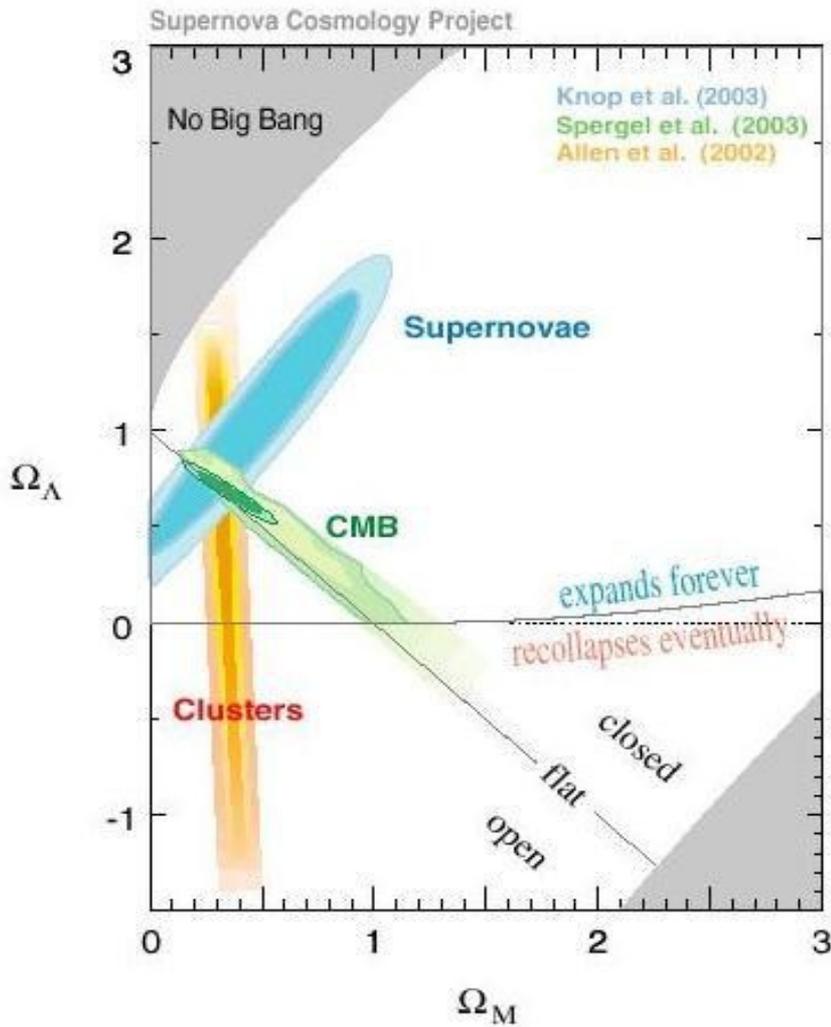
生成量 η の関数

$$\begin{aligned} \eta &\equiv \frac{n_N}{n_\gamma} \\ &= 2.68 \times 10^{-8} (\Omega_B h^2) \end{aligned}$$

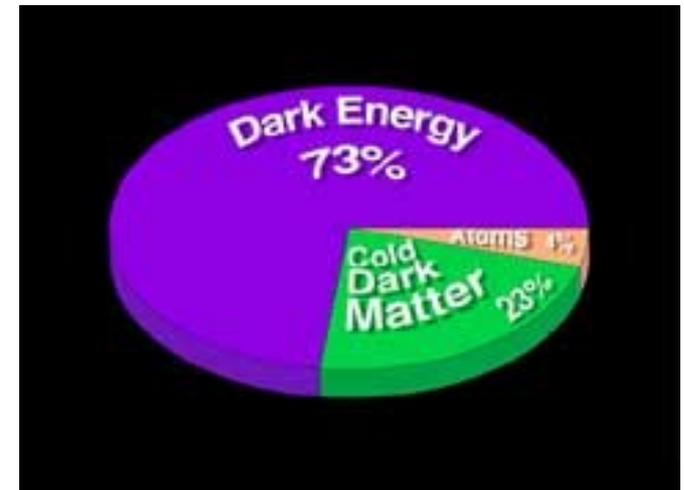
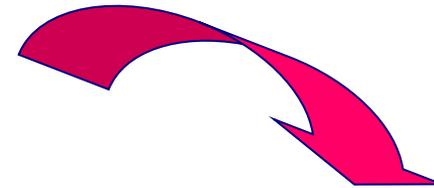
$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} = \begin{cases} 3.4 - 6.9 \times 10^{-10}, & \text{BBN} \\ 5.9 - 7.3 \times 10^{-10}, & \text{CMB} \end{cases}$$



宇宙を満たすエネルギーの形態と割合



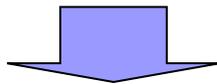
暗黒エネルギーが
73%を占める!!



$$(\Omega_{DM} + \Omega_B)$$

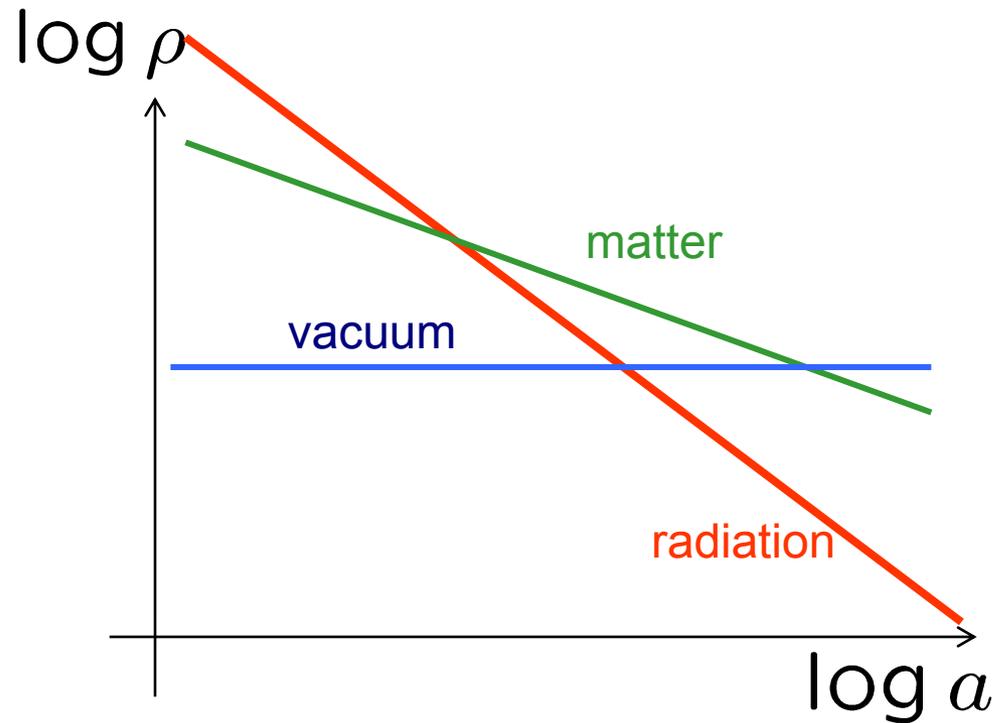
ρ の時間発展

初期宇宙 放射優勢



現在の宇宙

暗黒エネルギー・
物質優勢



■ 暗黒物質、暗黒エネルギーの起源は何か

どうして、現在の宇宙で同程度のオーダーなのか

素粒子物理への情報を与えてくれる可能性は大きい

特に暗黒物質の候補は標準模型の構成要素に見当たらない。



標準模型の拡張を迫られている?!

(2) バリオン数非対称の起源

- $\frac{n_B}{s} \sim 10^{-10}$

このような小さな非対称を初期値として仮定するのは不自然。むしろバリオン・反バリオン対称な宇宙から非対称な宇宙が生じたと考えるほうが自然。そのようなことは可能か？

膨張宇宙においてはある条件を満たす場合には可能である。

- サハロフの3条件

(i) バリオン数を破る相互作用の存在すること

(ii) C, CP 対称性の破れが存在すること

(iii) 非熱平衡状態が実現されること

(i) の条件の実現可能性

現在の宇宙では、バリオン数(B)、レプトン数(L)の破れは存在しない。存在したとしても極めて小さい。

初期宇宙では許される

(GUTスケールのような高エネルギーの世界)

■ GUT相互作用

lepton, quarkは同一の多重項に存在

B, L対称性の破れ B-Lは保存

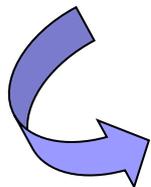
■ Majorana neutrino 質量

Lの破れ B-Lも破れる

(ii) C, CP 対称性の破れ

- 標準模型の枠内で満たされている
 CP の破れは CKM位相として存在
 $K^0 - \bar{K}^0, B^0 - \bar{B}^0$ 系で確認
Yukawa結合による抑制効果
- 標準模型でのCKM以外のソースの例
超対称性の破れの CP 位相
例えばMSSMでの ϕ_A, ϕ_B

低エネルギー領域でdecoupleしない CP の破れは
電子、中性子の電気双極子能率に関する実験から
強い制限を受ける。



CP 位相の導入は自由には行えない。
バリオン数生成に拘束となる。

(iii) 非平衡状態の実現

- 素粒子反応の非平衡化は膨張宇宙では容易に実現される
反応率： $\Gamma(T)$ 宇宙の膨張率： $H(T)$

反応の凍結 $\Gamma(T) < H(T)$

凍結温度 T_F $\Gamma(T_F) = H(T_F)$

宇宙初期に熱平衡、膨張により凍結する反応の存在が有用

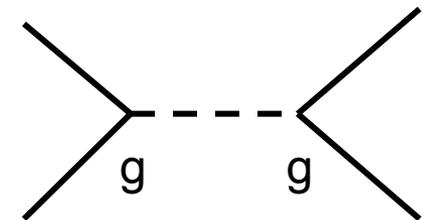
- 具体例

質量0の粒子により媒介される反応の場合

$$\frac{g_*^{1/2} T^2}{M_{\text{pl}}} > \frac{g^2}{4\pi} T \Rightarrow T > \frac{g^2}{4\pi g_*^{1/2}} M_{\text{pl}}$$

質量Mの粒子により媒介される反応の場合

$$\frac{g_*^{1/2} T^2}{M_{\text{pl}}} > \frac{g^2}{4\pi} \frac{T^3}{M^2} \Rightarrow T < \frac{4\pi g_*^{1/2}}{g^2} \frac{M^2}{M_{\text{pl}}}$$



繰り込み不可能な相互作用は同様の性質を持つ

バリオン数生成のシナリオ I

■ 熱的生成

熱平衡にあった重い粒子(質量M)を起源とする

熱平衡数密度 $n(T) = g \left(\frac{MT}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M}{T}\right)$ 

Tとともに急激に減少

宇宙膨張(Tの低下)により、反応が凍結

熱平衡数密度に対する過剰密度が発生

$$n(T) > n_{eq}(T)$$

親粒子がB(L)を持っていて、崩壊反応が(1)と(2)の条件をみたせば、B(L)の非対称性が生成される。

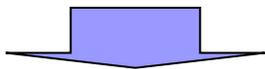
$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma|v|\rangle \underline{(n^2 - n_{eq}^2)}$$

Leptogenesis (L非対称生成)の例

■ Right-handed neutrinoの崩壊

$$\mathcal{L} = y_{ij}N_iL_jH_2 + M_iN_i^2 + \dots, \quad (M_1 < M_{2,3})$$

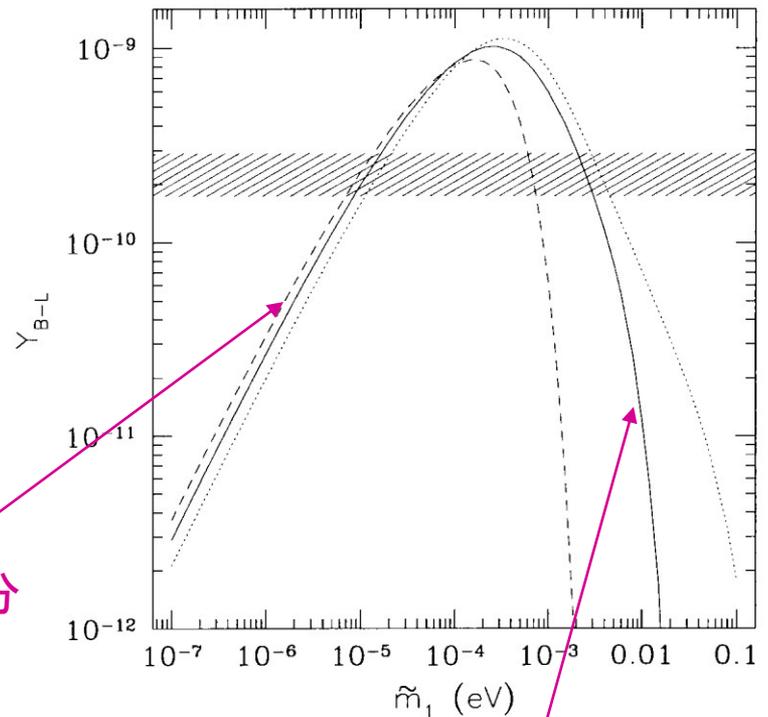
$$\left| \begin{array}{c} N_1 \\ \text{---} \bullet \text{---} \\ \text{---} L_i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} H_2 \\ \text{---} \end{array} \right|^2 \propto (yy^\dagger)_{11}$$



L非対称生成消滅の強度

$$\tilde{m}_1 \equiv (yy^\dagger)_{11} \frac{v_2^2}{M_1}$$

弱すぎて
崩壊不十分



強すぎて
再消滅

- 熱的right-handed neutrinoの生成
インフレーション後の再加熱温度 T_R

$$n(T) \propto e^{-\frac{M_1}{T}} \Rightarrow T_R > M_1$$

熱的gravitinoの崩壊のBBNへの
影響からの制限($m_{3/2} = \mathcal{O}(1)$ TeVの場合)

➡ $T_R < 10^8$ GeV

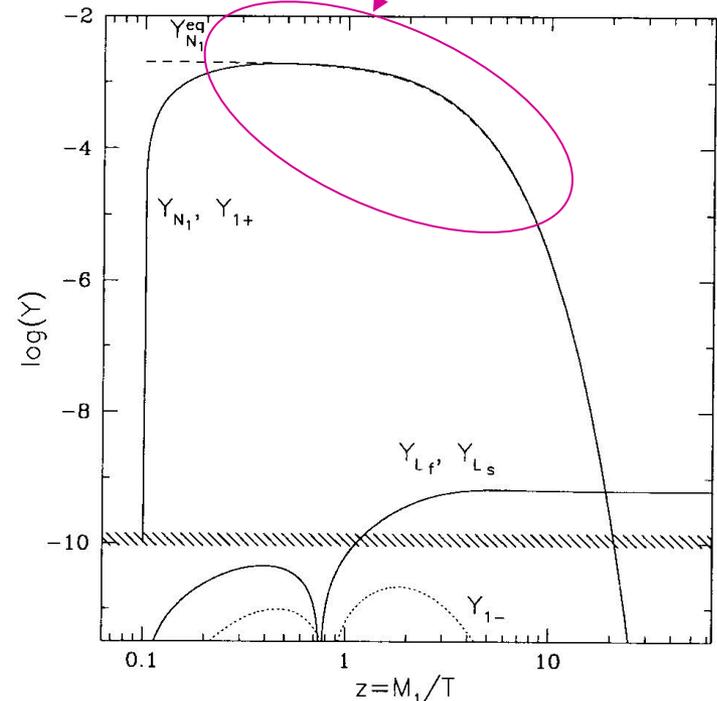
M_1 に対する条件

$$m_\nu = m_D \frac{T}{M} m_D$$

neutrino振動実験からの
neutrino質量行列への制限

$$M_1 > 10^{10} \text{ GeV??}$$

熱平衡数密度
からのずれ



バリオン数生成のシナリオ II

- 非熱的生成: 熱平衡状態にない粒子の崩壊を起源とする平坦なポテンシャルを持ち、宇宙のエネルギー密度を占有可能なスカラー粒子 ϕ が候補となる。

$$\text{運動方程式 } \ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = -\Gamma\dot{\phi} \quad m^2\phi^2$$

$$H > m \rightarrow \phi \sim \phi_i$$

$$H \lesssim m \rightarrow \phi \text{ は振動状態}$$

$$H \sim \Gamma \rightarrow \phi \text{ の凝縮状態は崩壊}$$

この崩壊過程が(1)(2)の条件を満たしていれば、Bの非対称性を生成可能

ϕ の振動過程で(1)(2)の条件が満たされる場合、 ϕ の凝縮状態がBの非対称性をちくせきすることがある。この場合、凝縮の崩壊が直接B非対称性をもたらす。

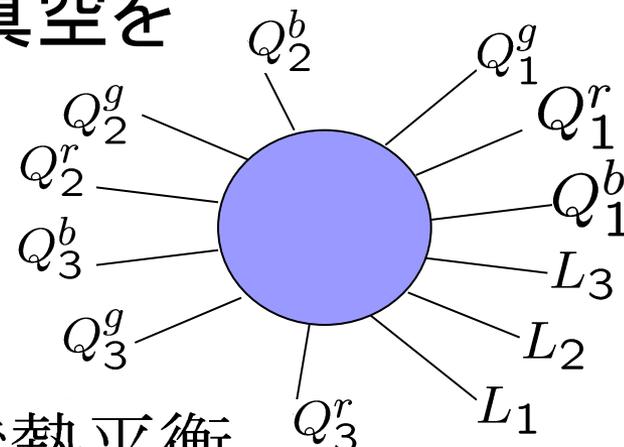
Affleck-Dine機構

標準模型におけるB破れ

■ Sphaleron 過程

標準模型のSU(2)相互作用には異なるtopological charge(Chern-Simon数)を持つ真空を結ぶ場の配位が存在する。

B、Lを破るが、B-Lを保存



 $\Gamma_{\text{Sph}} \sim (\alpha_w T)^5$

$100 \text{ GeV} < T < 10^{12} \text{ GeV}$ で熱平衡

B-L \neq 0でない限り、 $T > T_w$ で生成されたBやLは消滅してしまう。

GUT相互作用で作られるBは役に立たない。

右巻きニュートリノ崩壊に基づくL非対称性の生成は、B-Lの値も生み出す。 Leptogenesis

生成した粒子・反粒子非対称の変化

熱平衡プラズマ中でさまざまな相互作用の中で生き残れるか？

すべての反応を含むBoltzmann方程式による評価

化学平衡による評価

- 保存chargeのない場合 消滅
- 保存chargeのある場合 残存

$(T \gg \mu)$

粒子数 \leftrightarrow

μ 化学ポテンシャル

$$\Delta n_f \equiv n_f - n_{\bar{f}} = \begin{cases} \frac{g_f}{6} T^2 \mu_f & (f : \text{fermion}) \\ \frac{g_f}{3} T^2 \mu_f & (f : \text{boson}) \end{cases}$$

化学平衡 $\rightarrow \mu$ にたいする関係式

熱平衡にあるすべての相互作用

MSSMの場合

$$B = -4N_g \mu_L + \frac{10N_g - 24}{N} \mu_{\tilde{g}}$$

$$L = \frac{14N_g^2 + 9N_g}{2N_g + 1} \mu_L + \frac{4N_g^2 + 18N_g + 3}{2N_g + 1} \mu_{\tilde{g}}$$

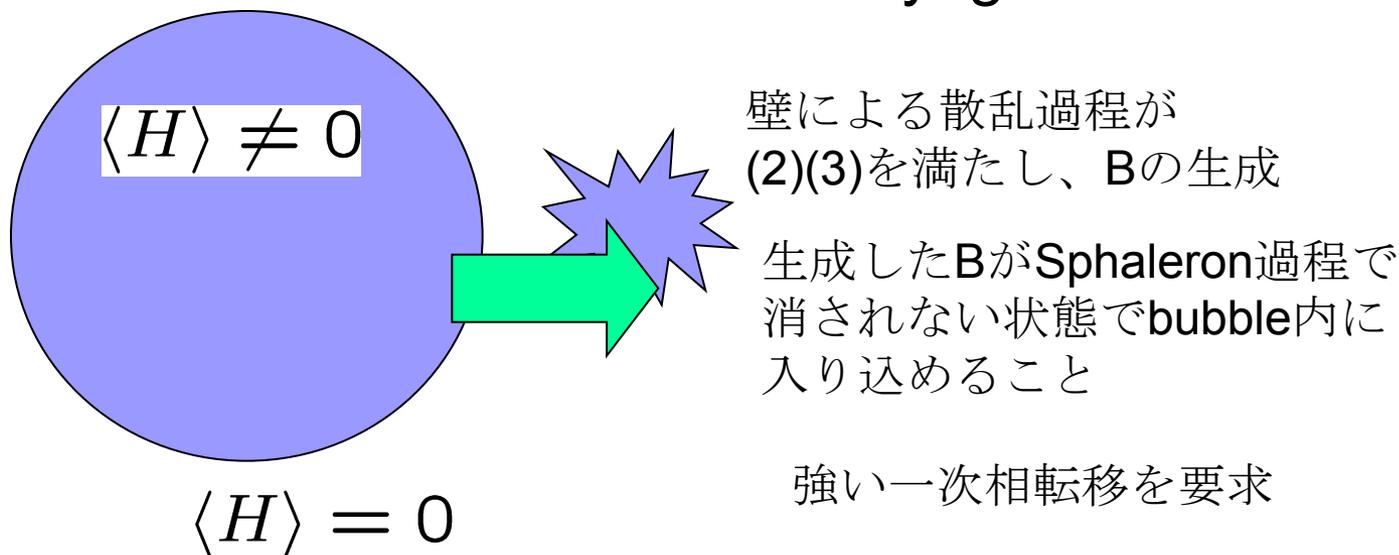
$U(1)_{B-L} \times U(1)_R$

超対称性の破れが熱平衡 $\rightarrow \mu_{\tilde{g}} = 0$ $B = \frac{8N_g + 4}{22N_g + 13} (B - L)$

Sphaleron過程でB非対称性を作れるか

- 電弱相互作用はSaharov3条件を満たしうる
 - (1) sphaleron過程はB,Lを破る。
 - (2) C,CPは破れている。CKM位相の存在
 - (3) 電弱対称性の破れに伴う相転移により実現可能
1次転移であれば、相転移領域がbubble状に生成し、bubbleの壁上で非平衡状態が実現される。

electroweak baryogenesis



E-BでB非対称を実現できる条件

- 強い1次相転移であること

$$\frac{v(T_c)}{T_c} > 1.3 \quad T_c \text{相転移の臨界温度}$$

Higgs質量に対する上限を与える

$$\text{LEP bound} \quad m_h \geq 114 \text{ GeV}$$

SM, MSSMでは厳しい

- 強い1次相転移は可能か？

Higgs potentialに3次の項が存在する場合

$$\mu H_1 H_2 \rightarrow \lambda S H_1 H_2 \quad \text{NMSSM, U(1)'model}$$

soft SUSY breaking term $\lambda A S H_1 H_2$

$\langle S \rangle \sim \langle H_{1,2} \rangle$ であれば、1次相転移が実現できる

- CP位相

新たなCP位相とnやeの電気双極子能率

(3) 暗黒物質の起源は何か

$$\Omega_{\text{CDM}} = 0.23, \Omega_b = 0.04$$

バリオンの粒子ではない

- 標準模型には候補となる粒子がない
neutrinoは、cold dark matterとはならない
銀河規模の構造を作れない
- 2つのタイプの暗黒物質の起源
 - ①熱的生成と②非熱的生成
- 標準模型の拡張に伴う代表的候補
 - ①超対称粒子 ゲージ階層性問題の解決
 - ②アクシオン strong CP問題の解決

超対称模型における候補

■ 最も軽い超対称粒子

R-パリティ: 通常の粒子のchargeは 1

超対称粒子のchargeは-1

超対称粒子は対で生成・消滅

最も軽い超対称粒子は安定(R-パリティによる)

■ 超対称粒子はWIMP

弱い相互作用程度の強さの相互作用をする

$$\Gamma = \mathcal{O}(G_F T^3) \Rightarrow T_F = \mathcal{O}(g_*^{1/2} / M_{\text{pl}} G_F)$$

弱い相互作用程度の質量を持つ $m = \mathcal{O}(M_W)$

$$\Omega_{\text{WIMP}} = \frac{\rho_{\text{WIMP}}}{\rho_{\text{cr}}} = \frac{n(T_F)m}{\rho_{\text{cr}}(T_F)} = \mathcal{O}(1)$$

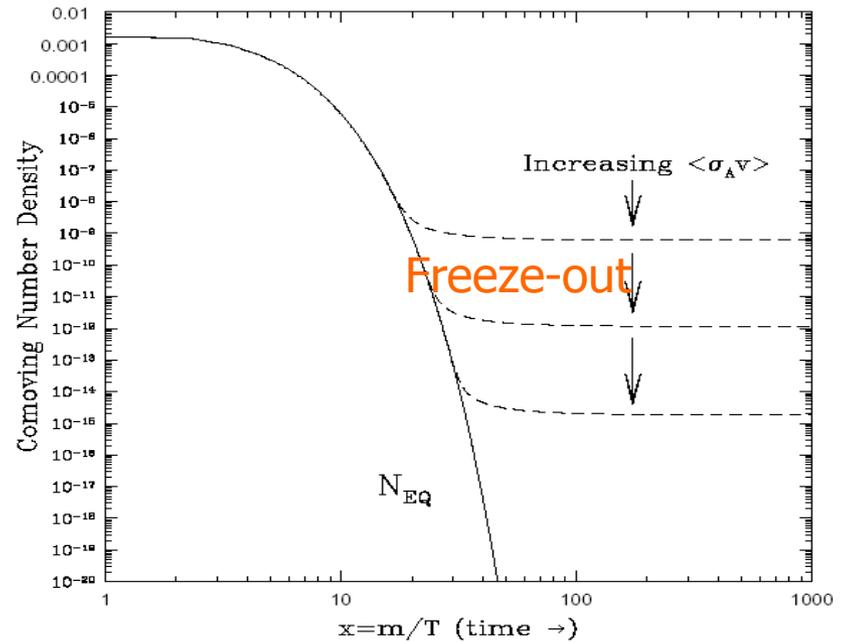
■ Lightest neutralinoは暗黒物質の良い候補

WIMPsの残留密度

- WIMPsは宇宙初期には熱平衡状態にあって、photonなどと同様に多量に存在している。
- 宇宙膨張とともに膨張の効果と消滅によってWIMPsの数密度は減少していく。
- 数密度が小さくなりすぎると消滅過程は宇宙の膨張についていけなくなる。

凍結現象 T_F

- LSPは標準模型の粒子群からdecoupleし、その密度は宇宙の膨張のみによって変化していく。f
- その残留密度が暗黒物質に関する現在の観測値 $\Omega h^2 \sim 0.1$ を実現するにはその反応断面積が弱い相互作用程度であることが必要となる。



$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma v \rangle [n^2 - n_{eq}^2]$$

MSSMにおける暗黒物質候補

■ Lightest neutralino

Higgsino $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ とgaugino $\tilde{\lambda}_{W_3}, \tilde{\lambda}_B$ の混合状態
質量への拘束条件

$$Z\text{のinvisible width} \rightarrow m_{\chi^0} > \frac{m_Z}{2}$$

$$m_{\chi^\pm} > 104 \text{ GeV} \rightarrow \mu, M_W \gtrsim 100 \text{ GeV}$$

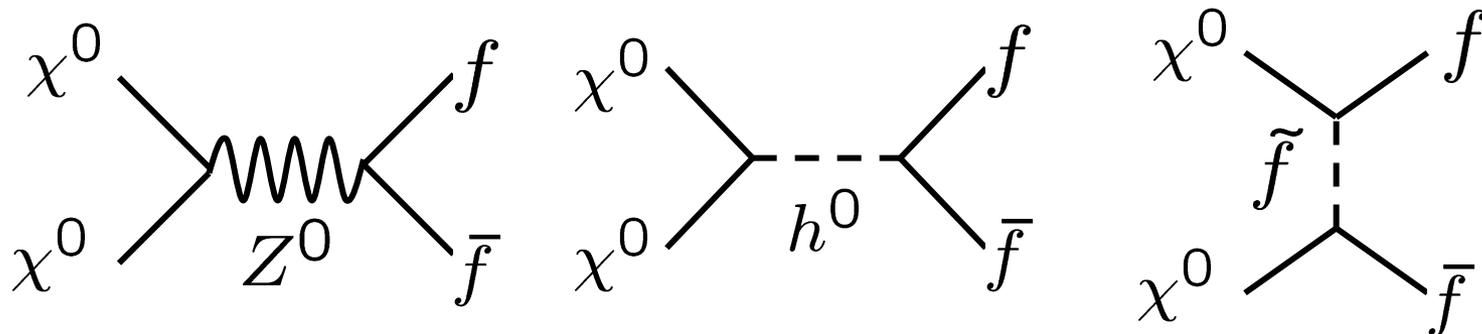
light neutralinoは厳しい \rightarrow 十分に消滅できるか？

$$\rho_{\chi^0} = m_{\chi^0} n_{\chi^0}$$

$$m_{\chi^0} \sim \begin{cases} \frac{m_Z}{2} & \times \\ \frac{m_h}{2} & ?? \end{cases}$$

Neutralinoの消滅過程

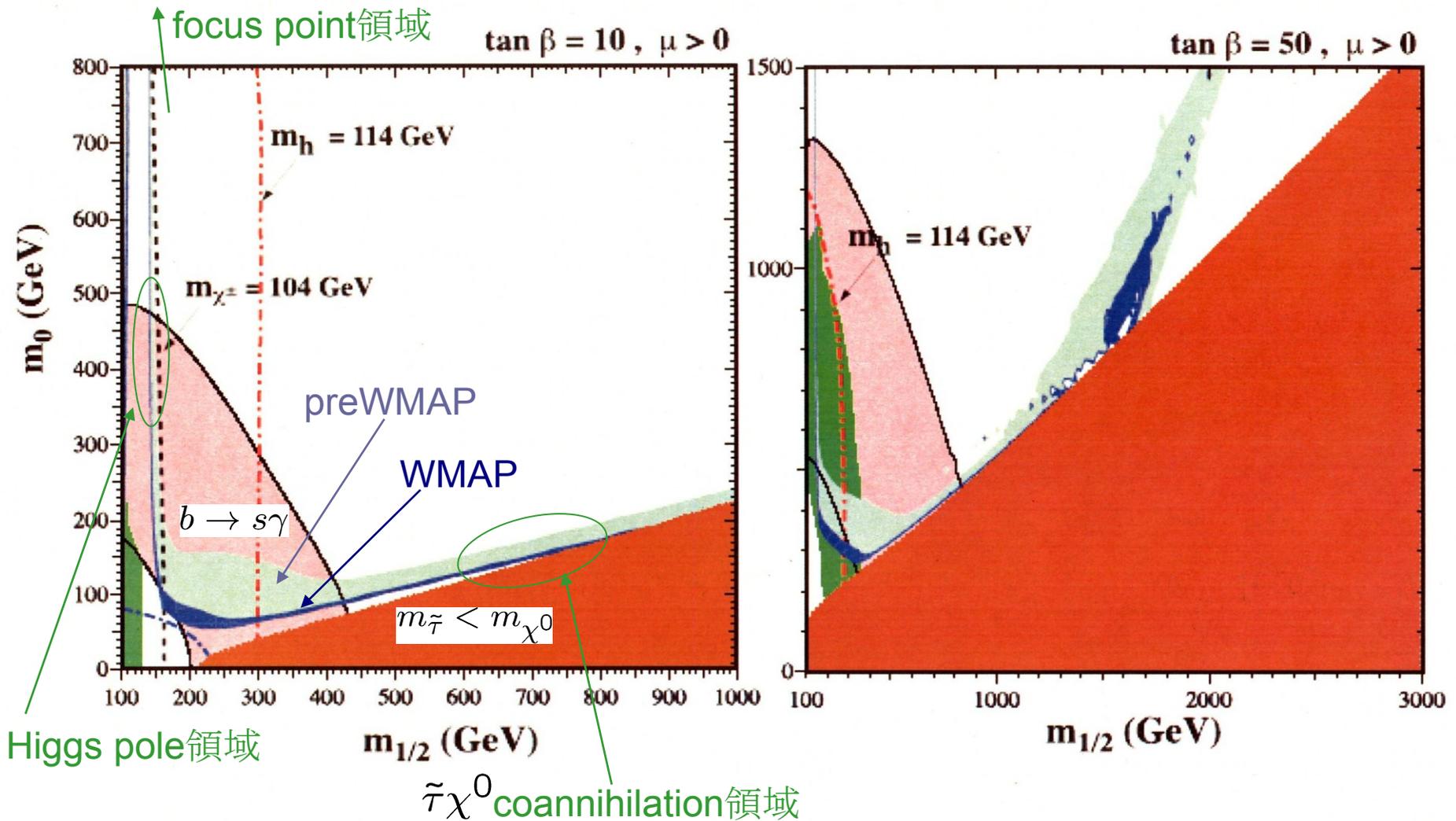
- Fermion pair ($\chi^0 \chi^0 \rightarrow f \bar{f}$)



ZやHiggsのpole共鳴がなければ、十分な消滅なし
重い粒子からなる終状態への消滅過程が必要？！

- W pairs への崩壊
- coannihilation効果 (ex. $\chi^0 \ell \rightarrow \tilde{\ell} \gamma$)
(質量がほぼ縮退した粒子との消滅過程)
- MSSMで解の存在を許すパラメータ領域(Figures)

mSGURA parameter 領域



Ellis, Olive, Santoso, Spanos

cMSSMにおける parameter 領域

- WMAP データが示すneutralino 残留密度に関する許容領域。非常に狭い線上領域上のみが残されている。
- LSP探索により排除
- LEP2でのHiggs探索により排除
- 電弱対称性の破れの条件から排除

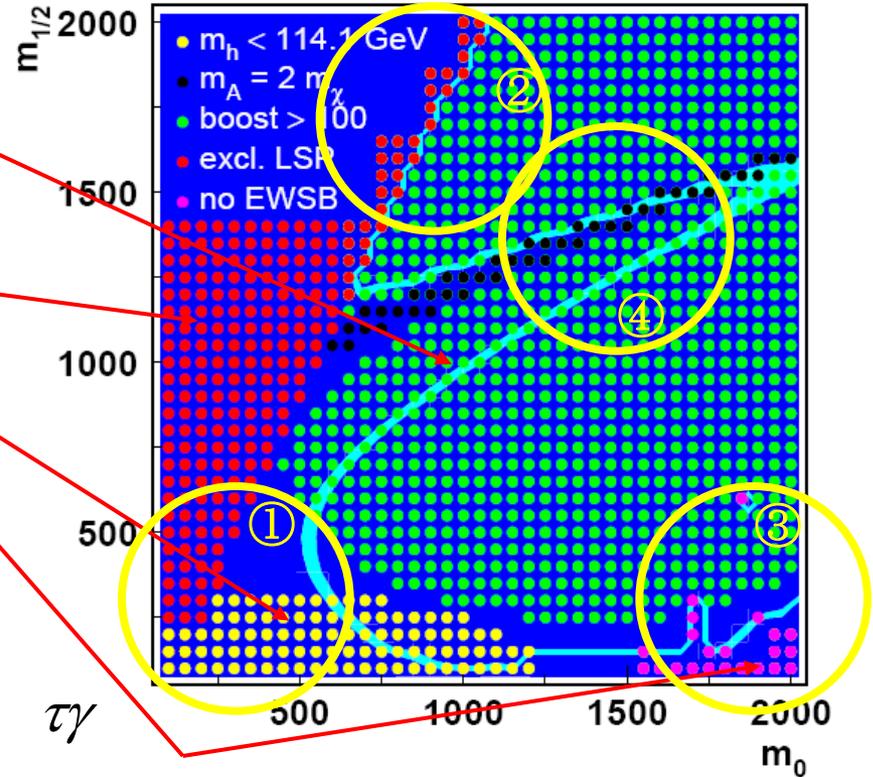
4つの許容領域

①bulk 領域 $\chi\chi \rightarrow f\bar{f}$

②stau coannihilation 領域 $\chi\tilde{\tau}$

③focuspoint 領域 $\chi\chi \rightarrow WW, ZZ$

④A-annihilation funnel 領域 $\chi\chi \rightarrow A(H) \rightarrow f\bar{f}$



アクシオン暗黒物質

■ Strong CP 問題

QCD有限作用ユークリッド解インスタントンは異なるtopological chargeを持つ真空を結ぶ

→ θ 真空

有効作用 $\frac{\theta g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}$ はCPを破り、中性子の電気双極子能率に θ に比例する寄与をもたらす。

$\theta < 10^{-9}$ なぜこんなに小さいのか？

Invisible axion 解

■ 標準模型の拡張

$$\mathcal{L}_y = y_u \bar{U} Q H_2 + y_d \bar{D} Q H_1 + y_e \bar{E} L H_1 + \lambda S H_1 H_2$$

QCD anomalyのみを持つchiral U(1) global symmetryを持つことになる。

$$Q \rightarrow e^{iq_Q \xi} Q, U \rightarrow e^{iq_U \xi} U, D \rightarrow e^{iq_D \xi} D, \dots$$

$$\theta \text{との関連付け} \quad \bar{\theta} = \theta + \arg \det(m_U m_D)$$

$$\langle S \rangle, \langle H_1 \rangle, \langle H_2 \rangle \neq 0$$

$\Rightarrow \bar{\theta}$ は Goldstone boson

インスタントンによる有効potential

$$V(\bar{\theta}) = m_\pi^2 f_\pi^2 (1 - \cos \bar{\theta}) \Rightarrow \bar{\theta} = 0$$

アクシオン暗黒物質の条件

■ アクシオンの相互作用

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{m_\psi}{f_a} i a \bar{\psi} \gamma_5 \psi$$

$\sim \langle S \rangle$

f_a : アクシオン崩壊定数

赤色巨星などの寿命 \rightarrow

$$f_a > 10^9 \text{ GeV}$$

宇宙のエネルギー密度 \rightarrow

$$f_a < 10^{13} \text{ GeV}$$

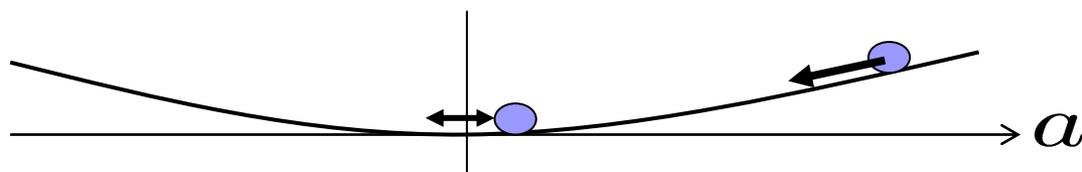
$$m_a^2 a(t_0)^2 < \rho_{\text{cr}}(t_0)$$

$$\ddot{a} + 3H\dot{a} + m_a^2 a = -\Gamma_a \dot{a}$$

$$a(t_i) = \mathcal{O}(f_a)$$

■ アクシオン質量

$$m_a^2 = \frac{m_\pi^2 f_\pi^2}{f_a^2}$$



■ 崩壊定数への条件

$$\Omega_a \simeq \frac{1}{6} \left(\frac{a(t_i)}{f_a} \right)^2 \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{7/6} \left(\frac{0.7}{h} \right)^2$$



$$m_a = 10^{-6 \sim -4} \text{ eV}$$

$$f_a = 10^{11 \sim 13} \text{ GeV}$$

(4) 暗黒エネルギー問題

- 宇宙観測の示唆する暗黒エネルギーの性質

状態方程式 $w \sim -1$

エネルギー密度 $\Omega_d = 0.74$

宇宙定数($w=-1$)はうまく観測結果を説明するが、必要となる初期値の微調整は不自然！？

- 宇宙定数以外の可能性

極めて平坦なpotentialを持つスカラー場

quintessence $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi}$

$$w = \frac{P}{\rho} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \sim -1$$

slow roll

Quintessence 模型

- Slow roll と quintessence の parameters

slow roll equation $\ddot{\phi} = 0 \Rightarrow 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0$

加減衰状態の実現 $\rightarrow \phi$ は初期値に留まる

(例1) $V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2, \phi_i = \mathcal{O}(M_{\text{pl}})$

$$m^2\phi_i^2 \sim m^2M_{\text{pl}}^2 \sim \rho_{\text{cr}} \sim H^2M_{\text{pl}}^2$$
$$\Rightarrow m \sim H \simeq 2.1 \times 10^{-33} h \text{ eV}$$

(例2) $V(\phi) = \frac{\lambda}{4}\phi^4, \phi_i = \mathcal{O}(M_{\text{pl}})$

$$\lambda\phi_i^4 \sim \lambda M_{\text{pl}}^4 \sim \rho_{\text{cr}} \sim H^2M_{\text{pl}}^2$$

$$\Rightarrow \lambda \sim \left(H/M_{\text{pl}}\right)^2 \ll 1$$

parameters の微調整が必要となる 起源？

Quintessence模型のもう一つの困難

- 超対称化→量子補正に対するparametersの安定性

超重力理論への拡張は、超重力補正を伴う

$m \sim H$ は保てない！

対称性による制限が必要

(例) quintessential axion

QCD axion → pseudo Goldstone

shift symmetry ($a \rightarrow a + \text{const}$)の存在

$$V(a) = m_{\pi}^2 f_{\pi}^2 \left(1 - \cos \frac{a}{f_a}\right)$$

QCD効果によって決定、 H 程度の質量を実現する可能性??

統一的理解への試み (暗黒世界とバリオン数の同時説明の可能性)

■ 基本的アイデア

(模型の構造)

observable sector

NMSSM的構造($\mu H_1 H_2 \rightarrow \lambda S H_1 H_2$)

global symmetry の拡大 $U(1)_{PQ} \times U(1)_R$

hidden sector

SU(N) Super Yang-Mills → 超対称性の破れ、暗黒エネルギースケール

singlet chiral superfields → 暗黒物質

両sectorsの重力による相互作用項(離散対称性で制御)

global symmetry の両sectorsでの共有化

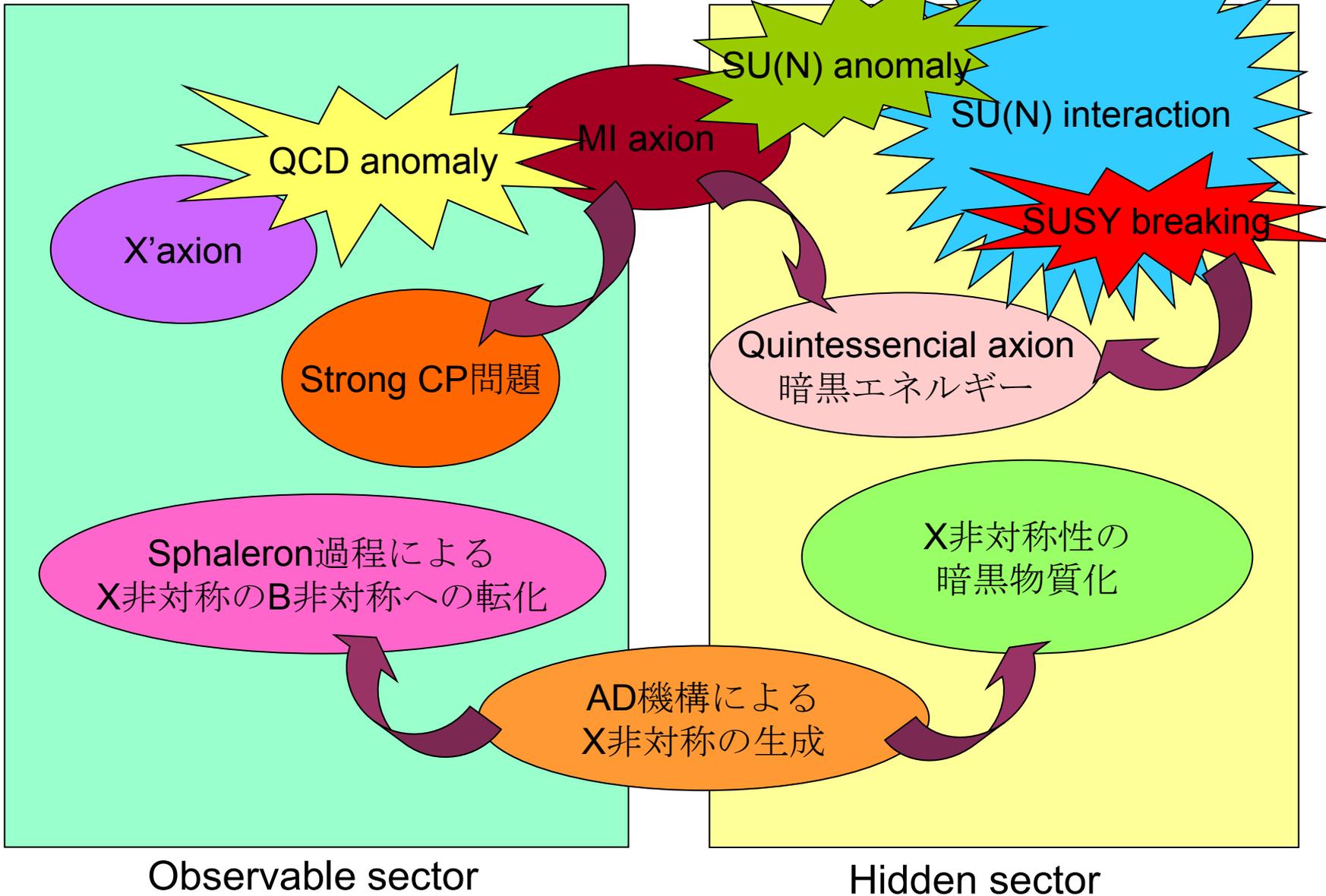
model independent axion(崩壊定数 $\sim M_{pl}$)

(対称性の性質)

保存X: B, L, PQ, Rの線形結合(no anomaly)

QCD anomalous X' : PQ, Rの線形結合

説明の鳥瞰図



Summary

- 宇宙観測から得られた宇宙論パラメータに関する情報は、素粒子物理に対する大きな情報源になり得る？
- 超対称性は、容易に平坦な場の配位をもたらす点で宇宙論との関係からも優位？
- MSSMを拡張することにより得られるglobal symmetryは、バリオン数と暗黒物質の共通の起源を与える可能性がある。
- 暗黒エネルギーのスケールの小ささは何らかの対称性と関連づけることが必要かもしれない。その場合、quintessenceをGoldstoneと考えることは有望な可能性となり得る。
- さまざまな可能性を検討することが重要だろう。できるだけ多くのことを同時に説明できるように考えることは意味のある方向性ではないか。