

multi-local作用に 基づいた自然性問題 解決へのアプローチ

Yuta Hamada (Kyoto)

with H. Kawai & K. Kawana (Kyoto)
arXiv:1509.05955, to appear in PTEP

2015.11.24 京都産業大学, 益川塾

Higgs discovery!!

BROKEN SYMMETRIES, MASSLESS PARTICLES AND GAUGE FIELDS

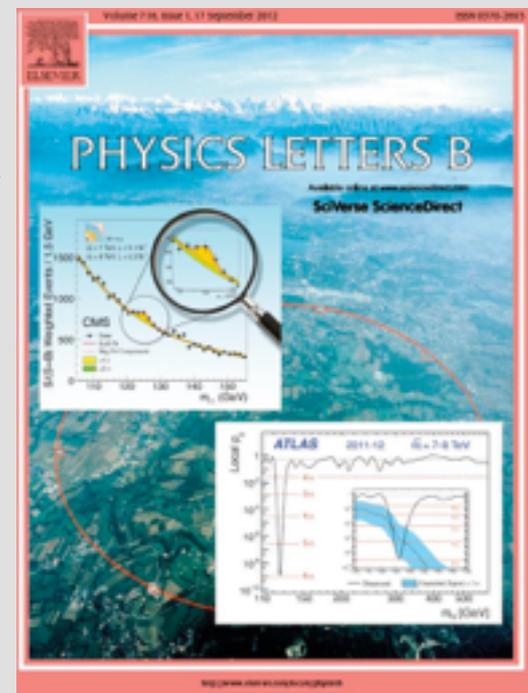
P. W. HIGGS

Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Scotland

Received 27 July 1964

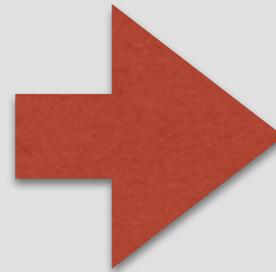
After half century!
2012年7月4日

標準模型の完成.



標準模型の問題

- ニュートリノ質量
- 宇宙のバリオン数
- 暗黒物質
- 自然性問題
- etc...



通常の場合の理論の
枠内で説明可.
右巻きneutrino,
安定な新粒子



何か粒子を加えるだけでは
説明難しい.
通常の場合の理論をこえた原理？

自然性問題

- 不自然なパラメータ

1. 宇宙項

2. Higgs質量

3. strong CP問題

4. (Higgs potentialの縮退真空)

自然性問題

- 不自然なパラメータ

1. 宇宙項

vacuum diagramが $O(\Lambda^4)$ の宇宙項を induce.

2. Higgs質量

SUSYがあったとしても $O(M_{\text{SUSY}}^4)$ の寄与が残る.

3. strong CP

観測値は $O(\text{meV}^4)$

4. (Higgs pot

自然性問題

- 不自然なパラメータ

1. 宇宙項

2. Higgs質量

3. strong CP問題

4. (Higgs potent

もし, weak scale SUSYがあれば自然に理解できる.

しかし, $O(1)\text{TeV}$ 程度まで新粒子は見えていない.

SUSYを導入しても不自然さが残る.

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: July 2015

ATLAS Preliminary

$\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$

Model	e, μ, τ, γ	Jets	E_T^{miss}	$\int \mathcal{L} d\mathcal{R} [\text{fb}^{-1}]$	Mass limit	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$	Reference	
Inclusive Searches	MSUGRA/CMSSM	0-3 e, μ / 1-2 τ	2-10 jets/3 b	Yes	20.3	\tilde{g}, \tilde{u}	1.8 TeV	$m(\tilde{g})=m(\tilde{u})$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$	0	2-6 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	850 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}, m(1^{\text{st}} \text{ gen. } \tilde{q})=m(2^{\text{nd}} \text{ gen. } \tilde{q})$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ (compressed)	mono-jet	1-3 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	100-440 GeV	$m(\tilde{g})=m(\tilde{t}_1^0) < 10 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g} (E_T/\text{vr})\tilde{t}_1^0$	2 e, μ (off-Z)	2 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	780 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$	0	2-6 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	1.33 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g} (E_T/\text{vr})\tilde{t}_1^0$	0-1 e, μ	2-6 jets	Yes	20	\tilde{g}	1.26 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 300 \text{ GeV}, m(\tilde{t}_1^+) = 0.5(m(\tilde{t}_1^0) + m(\tilde{g}))$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{g} (E_T/\text{vr})\tilde{t}_1^0$	2 e, μ	0-3 jets	-	20	\tilde{g}	1.32 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}$	
	GMSB (\tilde{t} NLSP)	1-2 τ + 0-1 ℓ	0-2 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	1.6 TeV	$\tan\beta > 20$	
	GGM (bino NLSP)	2 γ	-	Yes	20.3	\tilde{g}	1.29 TeV	$\tau(\text{NLSP}) < 0.1 \text{ mm}$	
	GGM (higgsino-bino NLSP)	γ	1 b	Yes	20.3	\tilde{g}	1.3 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 900 \text{ GeV}, \tau(\text{NLSP}) < 0.1 \text{ mm}, \mu < 0$	
3 rd gen. \tilde{g} med.	GGM (higgsino-bino NLSP)	γ	2 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	1.25 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 850 \text{ GeV}, \tau(\text{NLSP}) < 0.1 \text{ mm}, \mu < 0$	
	GGM (higgsino NLSP)	2 e, μ (Z)	2 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	850 GeV	$m(\text{NLSP}) < 430 \text{ GeV}$	
	Gravitino LSP	0	mono-jet	Yes	20.3	\tilde{g}^{eff} scale	865 GeV	$m(\tilde{G}) > 1.8 \times 10^{-4} \text{ eV}, m(\tilde{g})=m(\tilde{g})=1.5 \text{ TeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0	3 b	Yes	20.1	\tilde{g}	1.25 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 400 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0	7-10 jets	Yes	20.3	\tilde{g}	1.1 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 350 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0-1 e, μ	3 b	Yes	20.1	\tilde{g}	1.34 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 400 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0-1 e, μ	3 b	Yes	20.1	\tilde{g}	1.3 TeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 300 \text{ GeV}$	
	3 rd gen. squarks direct production	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	0	2 b	Yes	20.1	\tilde{t}_1	100-620 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 90 \text{ GeV}$
		$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	2 e, μ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	\tilde{t}_1	275-440 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 2 m(\tilde{t}_1^0)$
		$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	1-2 e, μ	1-2 b	Yes	4.7/20.3	\tilde{t}_1	110-167 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = 2m(\tilde{t}_1^0), m(\tilde{t}_1^0) < 55 \text{ GeV}$
$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{t}_1^0$ or \tilde{t}_1^0		0-2 e, μ	0-2 jets/1-2 b	Yes	20.3	\tilde{t}_1	90-191 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 1 \text{ GeV}$	
$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$		0	mono-jet/ ν -tag	Yes	20.3	\tilde{t}_1	90-240 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^0) < 85 \text{ GeV}$	
\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 (natural GMSB)		2 e, μ (Z)	1 b	Yes	20.3	\tilde{t}_1	150-580 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 150 \text{ GeV}$	
$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1 + Z$		3 e, μ (Z)	1 b	Yes	20.3	\tilde{t}_1	290-600 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 200 \text{ GeV}$	
EW direct		$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	2 e, μ	0	Yes	20.3	\tilde{t}_1	90-325 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}$
		$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	2 e, μ	0	Yes	20.3	\tilde{t}_1^+	140-865 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}, m(\tilde{t}_1^+) = 0.5(m(\tilde{t}_1^0) + m(\tilde{t}_1^+))$
		$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	2 τ	-	Yes	20.3	\tilde{t}_1^+	100-350 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0 \text{ GeV}, m(\tilde{t}_1^+) = 0.5(m(\tilde{t}_1^0) + m(\tilde{t}_1^+))$
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	3 e, μ	0	Yes	20.3	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^0$	700 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+), m(\tilde{t}_1^0) < 0, m(\tilde{t}_1^+) = 0.5(m(\tilde{t}_1^0) + m(\tilde{t}_1^+))$	
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{t}_1^0$	2-3 e, μ	0-2 jets	Yes	20.3	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^0$	420 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+), m(\tilde{t}_1^0) < 0, \text{ sleptons decoupled}$	
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{t}_1^0$	e, μ, γ	0-2 b	Yes	20.3	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^0$	250 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+), m(\tilde{t}_1^0) < 0, \text{ sleptons decoupled}$	
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	4 e, μ	0	Yes	20.3	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^0$	620 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+), m(\tilde{t}_1^0) < 0, m(\tilde{t}_1^+) = 0.5(m(\tilde{t}_1^0) + m(\tilde{t}_1^+))$	
	GGM (wino NLSP) weak prod.	1 e, μ + γ	-	Yes	20.3	\tilde{W}	124-361 GeV	$\tau < 1 \text{ mm}$	
	Long-lived particles	Direct \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 prod., long-lived \tilde{t}_1^0	Disapp. trk	1 jet	Yes	20.3	\tilde{t}_1^0	270 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+) < 160 \text{ MeV}, \tau(\tilde{t}_1^0) < 0.2 \text{ ns}$
		Direct \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 prod., long-lived \tilde{t}_1^0	dE/dx trk	-	Yes	18.4	\tilde{t}_1^0	482 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) = m(\tilde{t}_1^+) < 160 \text{ MeV}, \tau(\tilde{t}_1^0) < 15 \text{ ns}$
Stable, stopped \tilde{g} R-hadron		0	1-5 jets	Yes	27.9	\tilde{g}	832 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 100 \text{ GeV}, 10 \mu\text{s} < \tau(\tilde{g}) < 1000 \text{ s}$	
Stable \tilde{g} R-hadron		trk	-	-	19.1	\tilde{g}	1.27 TeV	1411.6795	
GMSB, stable $\tilde{t}_1, \tilde{t}_1^0 \rightarrow \tilde{t}_1(\tilde{g}), \tilde{t}_1(\tau, \mu)$		1-2 μ	-	-	19.1	\tilde{t}_1^0	537 GeV	$10 < \tan\beta < 50$	
GMSB, $\tilde{t}_1^0 \rightarrow \tilde{g}, \text{long-lived } \tilde{t}_1^0$		2 γ	-	Yes	20.3	\tilde{t}_1^0	435 GeV	$2 < \tau(\tilde{t}_1^0) < 3 \text{ ns}, \text{SPSS model}$	
$\tilde{g}, \tilde{t}_1^0 \rightarrow \tau\tilde{g}/\nu\tilde{g}/\mu\tilde{g}$		displ. $\nu\tau/\nu\mu$	-	-	20.3	\tilde{t}_1^0	1.0 TeV	$7 < \tau(\tilde{t}_1^0) < 740 \text{ mm}, m(\tilde{g}) < 1.3 \text{ TeV}$	
GGM $\tilde{g}, \tilde{t}_1^0 \rightarrow Z\tilde{g}$		displ. vtx + jets	-	-	20.3	\tilde{t}_1^0	1.0 TeV	$6 < \tau(\tilde{t}_1^0) < 480 \text{ mm}, m(\tilde{g}) < 1.1 \text{ TeV}$	
RPV		LFV $pp \rightarrow \tilde{\nu}_i + X, \tilde{\nu}_i \rightarrow e\tilde{\nu}_i/\tau\tilde{\nu}_i/\mu\tilde{\nu}_i$	$e\mu, \tau\mu$	-	-	20.3	$\tilde{\nu}_i$	1.7 TeV	$\tilde{A}_{111} = 0.11, \tilde{A}_{112,113} = 0.07$
		Bilinear RPV CMSSM	2 e, μ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	\tilde{g}, \tilde{u}	1.35 TeV	$m(\tilde{g})=m(\tilde{u}), \tau(\tilde{g}) < 1 \text{ mm}$
	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^+ \rightarrow W\tilde{t}_1^0, \tilde{t}_1^+ \rightarrow e\tilde{\nu}_i, \nu\tilde{t}_1^0$	4 e, μ	-	Yes	20.3	\tilde{t}_1^+	750 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0.2 m(\tilde{t}_1^+), \tilde{A}_{111} \neq 0$	
	$\tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^+, \tilde{t}_1^+ \rightarrow W\tilde{t}_1^0, \tilde{t}_1^+ \rightarrow \tau\tilde{\nu}_i, e\tilde{\nu}_i$	3 e, μ + τ	-	Yes	20.3	\tilde{t}_1^+	450 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 0.2 m(\tilde{t}_1^+), \tilde{A}_{111} \neq 0$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0	6-7 jets	-	20.3	\tilde{g}	917 GeV	$\text{BR}(\tilde{g}) \rightarrow \text{BR}(\tilde{g}) \rightarrow \text{BR}(\tilde{g}) = 0\%$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	0	6-7 jets	-	20.3	\tilde{g}	870 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 600 \text{ GeV}$	
	$\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	2 e, μ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	\tilde{g}	850 GeV	1404.250	
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	0	2 jets + 2 b	-	20.3	\tilde{t}_1	100-308 GeV	ATLAS-CONF-2015-026	
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1$	2 e, μ	2 b	-	20.3	\tilde{t}_1	0.4-1.0 TeV	ATLAS-CONF-2015-015	
	Other	Scalar charm, $\tilde{c} \rightarrow c\tilde{c}$	0	2 c	Yes	20.3	\tilde{c}	490 GeV	$m(\tilde{t}_1^0) < 200 \text{ GeV}$

10^{-1}

1

Mass scale [TeV]

*Only a selection of the available mass limits on new states coherences is shown. All limits quoted are observed limits for theoretical signal cross section uncertainties.

自然性問題

- 不自然なパラメータ

1. 宇宙項

2. Higgs質量

3. strong CP問題

4. (Higgs potentialの)

有望な解決策としてaxion.

大域的対称性 $U(1)_{PQ}$ を導入.

近似的対称性で

$U(1)_{PQ}SU(3)_cSU(3)_c$ anomaly持つ.

しかし, 非常に高次まで

成り立っていないといけない.

$$\lambda \frac{X^n}{M_P^{n-4}} \quad \lambda \lesssim 10^{-86+6n} \left(\frac{10^{12} \text{GeV}}{X} \right)^n$$

自然性問題は
場の理論＋対称性の枠内での理解が難しいように見える。

何か、今までの枠組みをこえた新しい原理を
模索したい。

今日の話

- 重力まで含めて考えると低エネルギーが Multi-local型作用となることが示唆される.
- Multi-local型作用から出発した時, parameter のtuneを実現する2つの考え方を紹介.
 1. 真空のエネルギーの極値をとる.
 2. Maximum Entropy Principle(MEP).

Plan

- Multi-local作用
- 真空エネルギーの極値原理
- Maximum Entropy Principle

Plan

- Multi-local作用
- 真空エネルギーの極値原理
- Maximum Entropy Principle

Coleman's idea 1

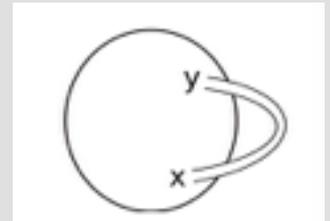
- 経路積分

[S.Coleman '88]

$$\sum_{\text{topology}} \int \mathcal{D}g \exp(-S_E) \quad S_E = \frac{M_P^2}{2} \int d^4x \sqrt{g} (R + 2\Lambda + \text{matter})$$

- 次の配位に注目: Some large universes are connected by wormhole.

- Wormholeのscale($\sim M_{pl}$)以下のeffective theoryを知りたい.

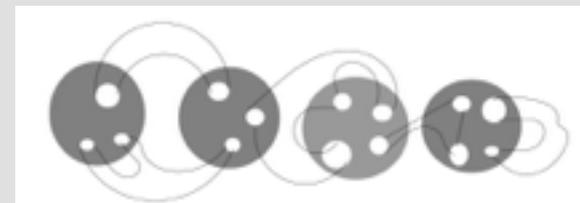


- Wormhole配位について足し上げてしまう. 一個くっついているとき

$$\int \mathcal{D}g \left(\sum_{ij} c_{ij} \int d^4x d^4y \sqrt{g(x)} \sqrt{g(y)} \mathcal{O}^i(x) \mathcal{O}^j(y) \right) \exp[-S_W] \exp[-S_E]$$

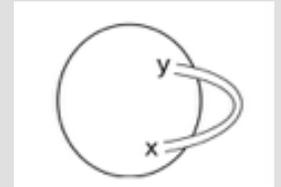
Wormholeによって引き起こされるnon-local相互作用

S_W : wormholeのaction, $\mathcal{O}(x)$:理論にあるlocal operator



Coleman's idea2

- 一個くっついているとき



$$\int \mathcal{D}g \left(\sum_{ij} c_{ij} \int d^4x d^4y \sqrt{g(x)} \sqrt{g(y)} \mathcal{O}^i(x) \mathcal{O}^j(y) \right) \exp[-S_W] \exp[-S_E]$$

- 何個もくっついてるものand何又にも分かれているものを足せば

$$S_{\text{eff}} = S_E + \sum_{ij} d_{ij} S_i S_j + \dots$$

Multi-local form [Sugawara '83]

- ラプラス変換

$$\exp[-S_{\text{eff}}] = \int d\vec{\lambda} \omega(\vec{\lambda}) \exp\left(-\sum_i \lambda_i S_i\right)$$

Couplingが積分される量に!!

これが最大のポイント

- 結局, 分配関数は

$$\int \mathcal{D}g \exp[-S_{\text{eff}}] \qquad Z = \int \mathcal{D}g \int d\vec{\lambda} \omega(\vec{\lambda}) \exp\left(-\sum_i \lambda_i S_i\right)$$

Euclid versionにはConformal modeの問題があるので, Lorentz versionへ

[Kawai, Okada'11, Asano, Kawai, Tsuchiya'12, YH, Kawai, Kawana'14]

Our formalism

- Lorentz version

$$\begin{aligned} Z &= \int_{t=0}^{t=\infty} \mathcal{D}\phi e^{iS_M} \psi_f^* \psi_i \\ &= \int d\vec{\lambda} f(\vec{\lambda}) \int_{t=0}^{t=\infty} \mathcal{D}\phi e^{i \sum \lambda_i S_i} \psi_f^* \psi_i \\ &= \int d\vec{\lambda} f(\vec{\lambda}) \langle f | T e^{-i \int_0^{+\infty} dt \hat{H}(\vec{\lambda}; a_{cl}(t))} | i \rangle, \end{aligned}$$

- もし、積分の中である λ が dominate したら、coupling は dynamical に決まる。

Plan

- Multi-local作用
- 真空エネルギーの極値原理
- Maximum Entropy Principle

Vacuum energy

- 膨張宇宙のbackgroundを仮定

$$Z \sim \int d\vec{\lambda} f(\vec{\lambda}) e^{-i\epsilon(\vec{\lambda}) \int_{t^*}^{+\infty} dt V_3(a_{cl}(t))} \langle f | \psi(t^*; \vec{\lambda}) \rangle.$$

- ★ ある時刻 t^* より後ではvacuum energyがdominate.

$$|\psi(t^*; \vec{\lambda})\rangle = T e^{-i \int_0^{t^*} dt \hat{H}(\vec{\lambda}; a_{cl}(t))} |i\rangle$$

- ϵ はvacuum energy, V_3 は空間体積.
- 指数の肩に大きな数(時空体積)
積分でどこか効いてくるのかを指数部分が決めている.

近似式

- saddle pointが $\lambda=\lambda_0$ にあるとき

$$e^{i\epsilon(\lambda)V_4} \underset{V_4 \rightarrow \infty}{\sim} \sqrt{\frac{2\pi}{i\epsilon''(\lambda)V_4}} e^{ik\epsilon(\lambda)} \delta(\lambda - \lambda_0)$$

V_4 : 時空体積

- なめらかでない点が $\lambda=\lambda_0$ にあるとき

$$e^{i\epsilon(\lambda)V_4} \underset{V_4 \rightarrow \infty}{\sim} \frac{i}{V_4} \left[e^{iV_4\epsilon(\lambda)} \left(\frac{dg}{d\lambda} \right)^{-1} \Big|_{\lambda_0+} - e^{iV_4\epsilon(\lambda)} \left(\frac{dg}{d\lambda} \right)^{-1} \Big|_{\lambda_0-} \right] \delta(\lambda - \lambda_0)$$

証明

- $\lambda=0$ でなめらかでないとする.

$$\begin{aligned}\int_0^\infty d\lambda e^{i\epsilon(\lambda)V_4} F(\lambda) &= \int_{\epsilon(0)}^\infty d\epsilon \left(\frac{d\epsilon}{d\lambda} \right)^{-1} e^{iV_4\epsilon} F(\lambda = \lambda(\epsilon)) \\ &= \left[\frac{e^{iV_4\epsilon}}{iV_4} \left(\frac{d\epsilon}{d\lambda} \right)^{-1} F(\lambda(\epsilon)) \right]_{\epsilon(0)}^\infty + \mathcal{O} \left(\frac{1}{V_4^2} \right) \\ &= \frac{i}{V_4} \left(\frac{d\epsilon}{d\lambda} \right)^{-1} e^{iV_4\epsilon(0)} F(\lambda) \Big|_{\lambda=0} + \mathcal{O} \left(\frac{1}{V_4^2} \right)\end{aligned}$$

$F(\lambda)$ はtest関数

適用例

1. strong CP問題
2. 縮退したHiggs potential

strong CP問題

- QCD Lagrangianにおいて

$$S_\theta := \frac{\theta}{32\pi^2} \int d^4x F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}$$

PとCPを破る

- 普通は $\theta \sim 1$ くらいと期待するが...

$$\theta < 10^{-10}$$

中性子のelectric dipole momentの測定実験から

$\theta = 0$ の解決1

- 出発点

$$Z \sim \int_0^{2\pi} d\theta f(\theta) e^{-i\epsilon(\theta)V_4} \langle f | \psi(t^*; \theta) \rangle$$

- 真空のエネルギーの θ 依存性

$$\epsilon \sim (m_u + m_d) \Lambda_{\text{QCD}}^3 \cos \theta$$

- ★ $\theta = 0$ と π が鞍点になっている。

$\theta=0$ の解決2

- 鞍点があるときの近似式

$$\exp(-i\epsilon(\theta)V_4) \sim \sqrt{\frac{2\pi}{iV_4\Lambda_{\text{QCD}}^4}} \left(e^{-i\epsilon(0)V_4} \delta(\theta) + e^{-i\epsilon(\pi)V_4} \delta(\theta - \pi) \right)$$

- 分配関数は

$$Z \sim \sqrt{\frac{2\pi}{iV_4\Lambda_{\text{QCD}}^4}} \left[f(0)e^{-i\epsilon(0)V_4} \langle f | \psi(t^*; 0) \rangle + f(\pi)e^{-i\epsilon(\pi)V_4} \langle f | \psi(t^*; \pi) \rangle \right]$$

適用例

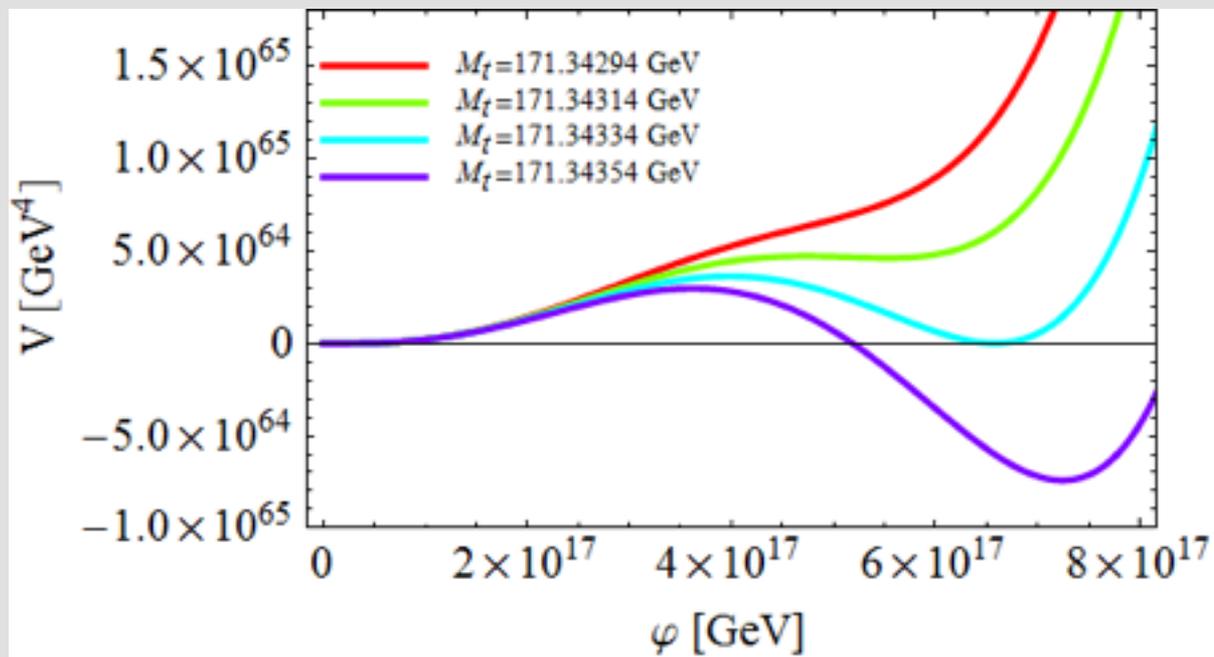
1. strong CP問題

2. 縮退したHiggs potential

縮退した真空

- 現在のHiggs, top質量は高エネルギーに電弱真空と縮退した真空があることを示唆

$$V_{\text{SM}} \simeq \frac{\lambda(\varphi)}{4} \varphi^4$$



[YH,Kawai,Oda,Park,1403.6141,1408.4864]

Froggatt-Nielsen 1

[Froggatt, Nielsen '95]

- 実はこの状況は20年前に予言されていた。

統計力学

場の理論

micro-
canonical

$$\Omega(E) = \sum_n \delta(H_n - E)$$

?

熱力学極限で等価



canonical

$$Z(\beta) = \sum_n e^{-\beta H_n}$$

$$Z(\{\lambda\}) = \int [d\varphi] e^{-S(\{\lambda\})[\varphi]}$$

統計力学ではmicro-canonicalが基本的. 最初にEが与えられ,
温度は結果.

Froggatt-Nielsen2

[Froggatt, Nielsen '95]

統計力学

場の理論

micro-
canonical

$$\Omega(E) = \sum_n \delta(H_n - E)$$

$$\int [d\varphi] e^{-S_{\text{extra}}} \delta\left(\int d^4x \varphi^2 - I_2\right)$$

こういったものを考えても
いいんじゃないか

熱力学極限で等価



canonical

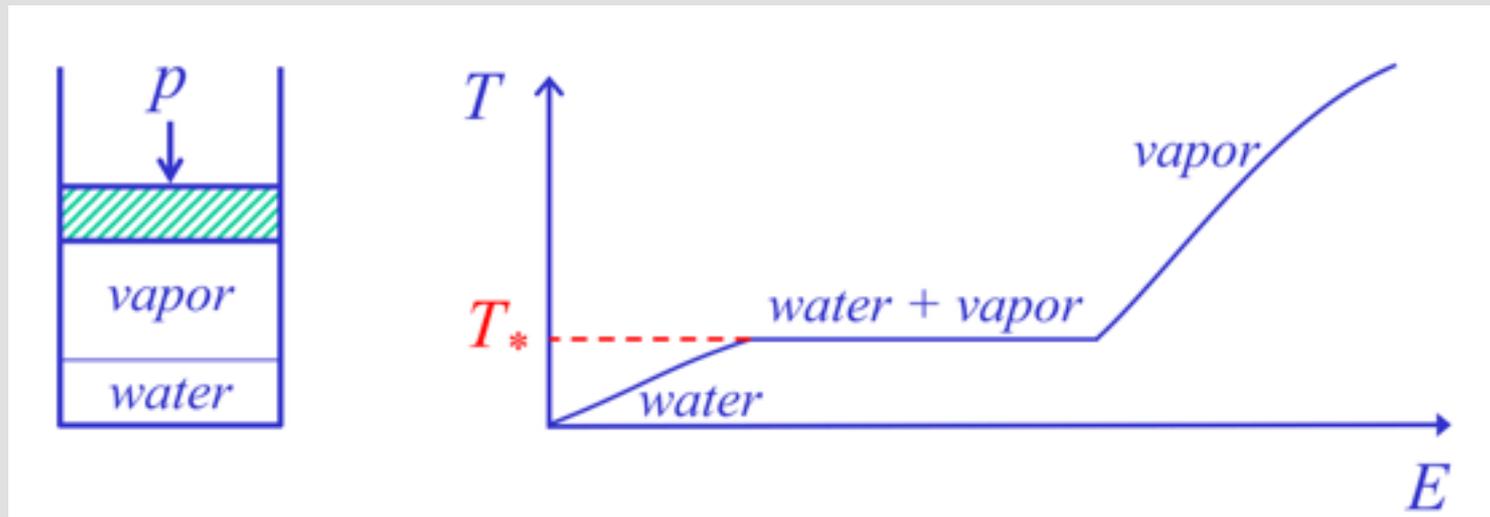
$$Z(\beta) = \sum_n e^{-\beta H_n}$$

$$Z(\{\lambda\}) = \int [d\varphi] e^{-S(\{\lambda\})[\varphi]}$$

対応: 温度 \leftrightarrow coupling, $E \leftrightarrow$ field valueの積分

気液共存

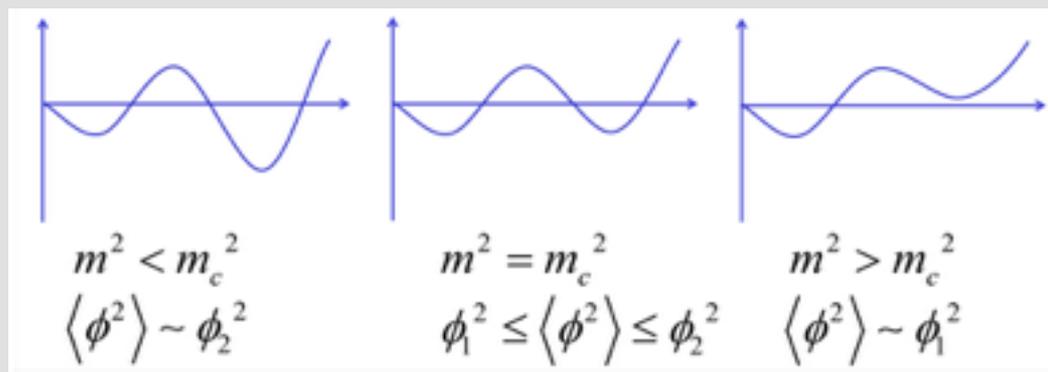
- 圧力一定で水を入れた容器に熱を加えていく.
- Point: 広い範囲のエネルギーに対して, 温度は沸点に tuneされる(二相共存するようにtune).



場の理論version

- 最初に自然が l_2 を決める.
- 自然な値 $O(V_4 M_P^2)$ はPlanck scaleにもう一つの真空があり,
2相共存することにより実現.

- 縮退した真空があるように,
結合定数はtuneされる.



縮退真空が好まれる1

- ここまでFNのreview. 我々の出発点は

$$Z = \int d\lambda_{EW} f(\lambda_{EW}) e^{-i\epsilon V_4} \langle f | \psi(t^*; \lambda_{EW}) \rangle$$

- ★ λ_{EW} はweak scaleでのHiggs自己結合.

$$V = -\frac{1}{2}\mu^2\varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda\varphi^4 = \frac{1}{4}\lambda \left(\varphi^2 - \frac{\mu^2}{\lambda} \right)^2 - \frac{\mu^4}{4\lambda}$$

- ★ $\lambda_{EW} = \lambda_*$ で2つの真空が縮退する

$$\langle \varphi \rangle \simeq \begin{cases} \varphi_{EW}, & \text{for } \lambda_* < \lambda_{EW} \\ \varphi_{M_{pl}}, & \text{for } \lambda_{EW} < \lambda_* \end{cases} \quad \epsilon(\lambda_{EW}) \simeq \begin{cases} -\frac{\mu^4}{4\lambda_{EW}}, & \text{for } \lambda_* < \lambda_{EW} \\ \frac{1}{4}\lambda_{M_{pl}}\varphi_{M_{pl}}^4, & \text{for } \lambda_{EW} < \lambda_* \end{cases}$$

縮退真空が好まれる2

- vacuum energyは $\lambda_{EW}=\lambda^*$ でなめらかでない。

$$e^{-i\epsilon(\lambda_{EW})V_4} \sim \frac{ie^{-i\epsilon(\lambda_*)V_4}}{V_4} \left[\left(\frac{d\epsilon(\lambda_{EW})}{d\lambda_{EW}} \right)^{-1} \Big|_{\lambda_{*+}} - \left(\frac{d\epsilon(\lambda_{EW})}{d\lambda_{EW}} \right)^{-1} \Big|_{\lambda_{*-}} \right] \delta(\lambda_{EW} - \lambda_*)$$

- 結局, 分配関数は

$$Z \sim \frac{f(\lambda_*)}{V_4} e^{-i\epsilon(\lambda_*)V_4} \langle f | \psi(t^*; \lambda_*) \rangle$$

- ★ 積分の中で $\lambda_{EW}=\lambda^*$ が効いてきていることを意味する

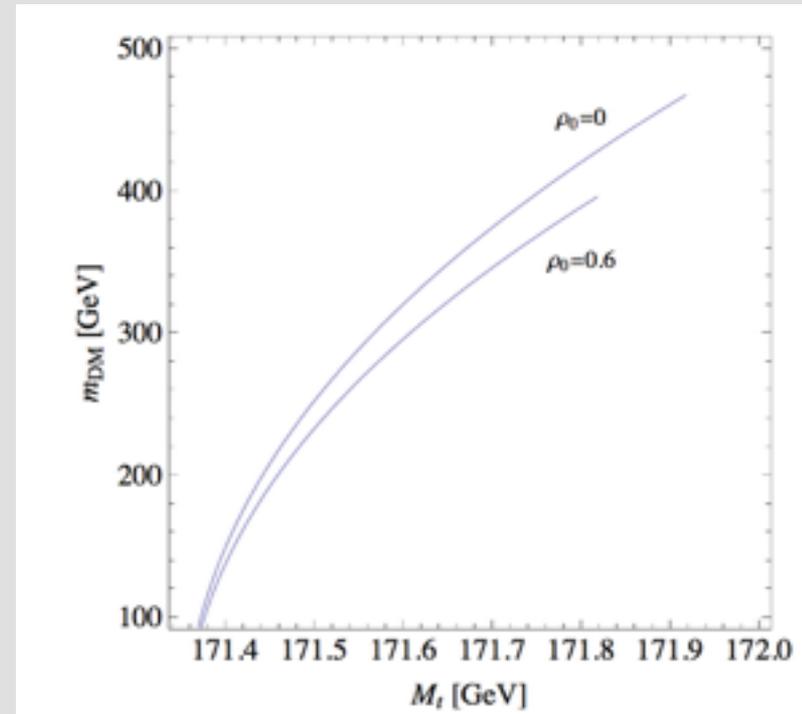
暗黒物質とtop質量1

[YH, Kawai, Oda, 1404.6141]

- Higgs portal dark matter

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial_\mu S)^2 - \frac{1}{2}m_S^2 S^2 - \frac{\rho}{4!}S^4 - \frac{\kappa}{2}S^2 H^\dagger H.$$

top質量と暗黒物質質量の間に
関係が見つく。

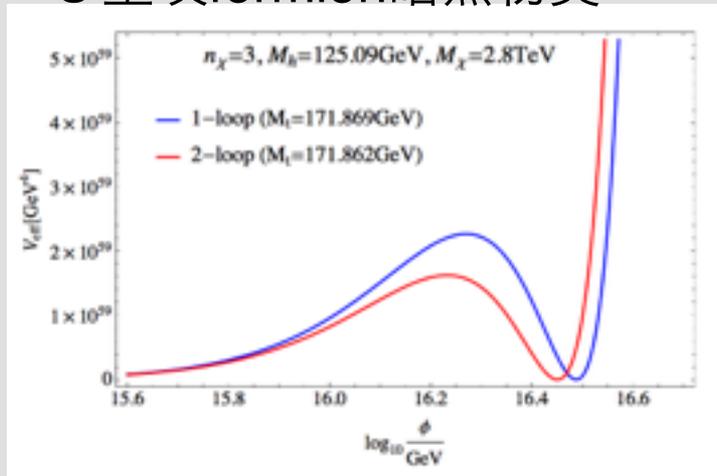


暗黒物質とtop質量2

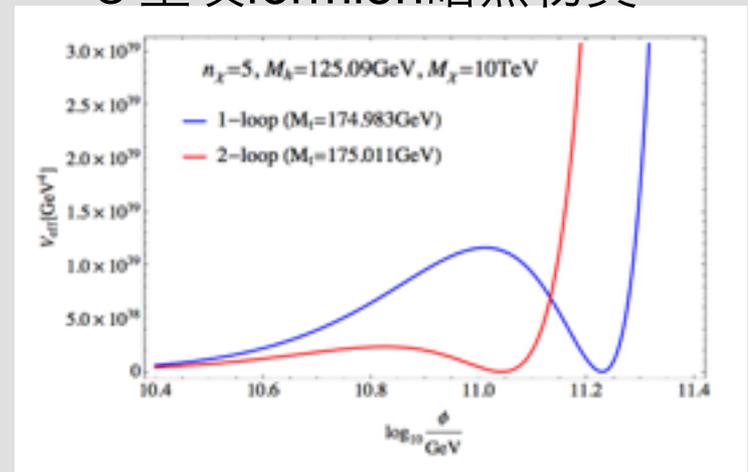
[YH, Kawana, 1506.06553]

- Minimal dark matter (fermion)
 - $SU(2)_L$ についてchargeしている暗黒物質

3重項fermion暗黒物質



5重項fermion暗黒物質



- 2重項や4重項はdirect detectionでexclude.

暗黒物質



Plan

- Multi-local作用
- 真空エネルギーの極値原理
- **Maximum Entropy Principle**

Multiverse version

- multiverseを考えると, 経路積分は

$$Z = \int d\vec{\lambda} \omega(\vec{\lambda}) \int \mathcal{D}g \mathcal{D}\phi \exp\left(i \sum_i \lambda_i S_i\right) = \int d\vec{\lambda} \omega(\vec{\lambda}) \exp[Z_1(\vec{\lambda})]$$

$$Z_1 = \int \mathcal{D}g \mathcal{D}\phi_{\text{single universe}} \exp\left[i \sum_i \lambda_i S_i\right]$$

- Z_1 のピークを知りたい.
- 以降では Z_1 を具体的に計算していく.

Path integral

Gauge choice

$$Z_1(\lambda) = \int \mathcal{D}p_z \mathcal{D}z \mathcal{D}N \exp[iS]$$

$$N(t) = T$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} dT \int \mathcal{D}p_z \mathcal{D}z \exp \left[i \int dt (p_z \dot{z} - TH) \right]$$

$$= \langle f | \int_{-\infty}^{\infty} dT \exp \left[-iT \hat{H} \right] | i \rangle$$

一様等方の閉じた宇宙

$$= \langle f | \delta(\hat{H}) | i \rangle$$

$$ds^2 = \frac{16}{3M_{\text{pl}}^2} \left\{ -N(t)dt^2 + a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1-r^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \right\}$$

$$= \langle f | \phi_{E=0} \rangle \langle \phi_{E=0} | i \rangle$$

$$\langle \phi_{E'} | \phi_E \rangle = \delta(E - E')$$

$$\hat{H} = z \left(-\frac{1}{2} p_z^2 - U(z) \right)$$

$$\hat{H} | \phi_E \rangle = E | \phi_E \rangle$$

$$U(z) = \frac{M_{\text{pl}}^4}{z^{2/3}} - M_{\text{pl}}^4 \Lambda - \frac{C_{\text{matter}}}{z} M_{\text{pl}} - \frac{C_{\text{rad}}}{z^{4/3}} M_{\text{pl}}^2$$

Single universe

$$Z_1(\lambda) = \int \mathcal{D}p_z \mathcal{D}z \mathcal{D}N \exp[iS]$$

Gauge
choice

$$N(t) = T$$

Z_1 を評価するには、宇宙の初期状態と終状態に関する波動関数を評価すればよい。

$$\hat{H}|\phi_E\rangle = E|\phi_E\rangle$$

with $E=0$.

$$\hat{H} = z \left(-\frac{1}{2}p_z^2 - U(z) \right)$$

$$U(z) = \frac{M_{pl}^4}{z^{2/3}} - M_{pl}^4 \Lambda - \frac{C_{matter}}{z} M_{pl} - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}} M_{pl}^2$$

$$37/52 \quad U(z) = \frac{1}{z^{2/3}} - \Lambda - \frac{C_{matter}}{z} - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}}$$

WKB solution

- 1次元の方程式.

$$\hat{H}|\phi_E\rangle = E|\phi_E\rangle \quad \hat{H} = z \left(-\frac{1}{2}p_z^2 - U(z) \right)$$

- WKB approximationを使う.

$$\phi_{E=0}(z) \simeq \frac{1}{\sqrt{zk_{E=0}(z)}} \sin \left(\int_0^z dz' k_{E=0}(z') \right)$$

$$k_{E=0}^2(z) = -2U(z) = -2 \left(\frac{M_{\text{pl}}^4}{z^{2/3}} - M_{\text{pl}}^4 \Lambda - \frac{C_{\text{rad}}}{z^{4/3}} M_{\text{pl}}^2 \right)$$

曲率 宇宙項 radiation

WKB solution

- WKB approximation

$$k_{E=0}^2(z) = -2U(z) = -2 \left(\frac{M_{\text{pl}}^4}{z^{2/3}} - M_{\text{pl}}^4 \Lambda - \frac{C_{\text{rad}}}{z^{4/3}} M_{\text{pl}}^2 \right)$$

$$\phi_{E=0}(z) \simeq \frac{1}{\sqrt{z k_{E=0}(z)}} \sin \left(\int_0^z dz' k_{E=0}(z') \right)$$

$$z = \frac{a^3}{9}$$

- 分配関数は

$$Z_1 \simeq \phi(z_{\text{final}}) \phi^*(z_{\text{ini}})$$

と評価される. 宇宙の始まりと終わりの大きさの情報が必要.

S³ 宇宙の初期状態と終状態

- 宇宙は最初, 小さな半径 ϵ で生まれたと仮定する.

$$|i\rangle = \mu|a = \epsilon\rangle \otimes |\text{matter...}\rangle$$

- ★ μ : 宇宙が生成される確率振幅

$$U(z) = \frac{M_{\text{pl}}^4}{z^{2/3}} - M_{\text{pl}}^4 \Lambda - \frac{C_{\text{matter}}}{z} M_{\text{pl}} - \frac{C_{\text{rad}}}{z^{4/3}} M_{\text{pl}}^2$$

S³ 宇宙の初期状態と終状態

- 終状態の可能性.

★ If $\Lambda < \Lambda_{cr}$, 宇宙はshrink,

$\Lambda > \Lambda_{cr}$, 宇宙は膨張し続ける.

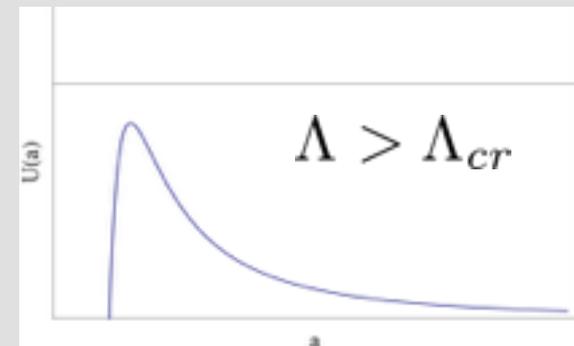
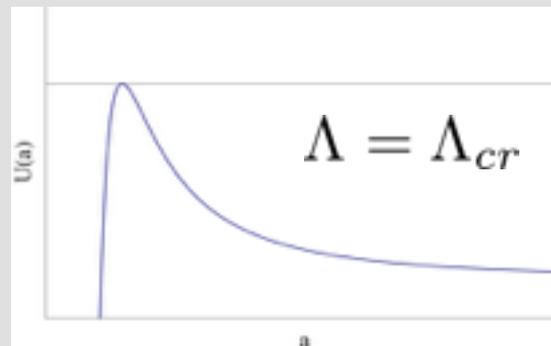
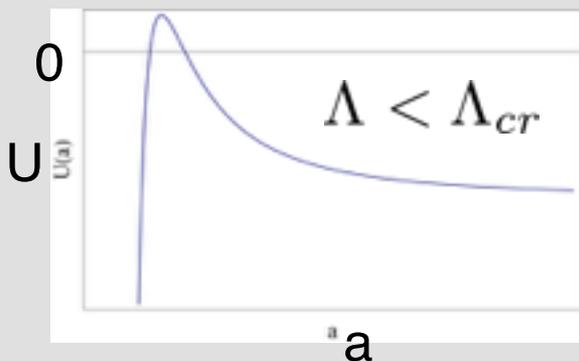
$$U(z) = \frac{M_{pl}^4}{z^{2/3}} - M_{pl}^4 \Lambda - \frac{C_{matter}}{z} M_{pl} - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}} M_{pl}^2$$

a_{IR} : 何かIRのcutoff

$$|f\rangle = \mu' |a = \epsilon\rangle \otimes |\text{matter}\rangle$$

$$|f\rangle = c |a_{IR}\rangle \otimes |\text{matter}\rangle$$

$$\Lambda_{cr} \sim \frac{1}{C_{rad}} \quad \text{3つの項がちょうどバランス}$$

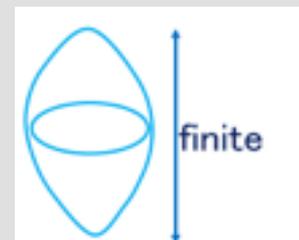


分配関数

$$\Lambda < \Lambda_{cr} \quad Z_1(\lambda) \simeq \text{const} |\phi_{\epsilon=0}(\epsilon)|^2$$

$$\Lambda > \Lambda_{cr} \quad Z_1(\lambda) \simeq c \mu \phi_{E=0}(a_{IR}) \phi_{E=0}^*(\epsilon)$$

$$\simeq \frac{1}{\sqrt{\Lambda^{1/4}}} \sin(a_{IR}^3 \Lambda^{1/2} + \alpha') \phi_{E=0}^*(\epsilon)$$



- 結局, 宇宙のlate stageで

$$\Lambda = \Lambda_{cr} \sim \frac{1}{C_{rad}}$$

$$\phi_{E=0}(z) \simeq \frac{1}{\sqrt{z k_{E=0}(z)}} \sin \left(\int_0^z dz' k_{E=0}(z') \right)$$

$$k_{E=0}^2(z) = -2U(z) = -2 \left(\frac{M_{pl}^4}{z^{2/3}} - M_{pl}^4 \Lambda - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}} M_{pl}^2 \right)$$

に固定される.

$$c = \sqrt{a_{IR}} \text{ と選んだ}$$

Big Fix

- もし全てのmatterがradiationにdecayすれば

$$Z = \int d\vec{\lambda} \omega(\vec{\lambda}) \exp[Z_1(\vec{\lambda})]$$
$$\sim \exp\left(\text{const} \frac{1}{\Lambda_{cr}^{1/4}}\right) \sim \exp\left(\text{const} C_{rad}^{1/4}\right)$$

$$\Lambda_{cr} \sim \frac{1}{C_{rad}} \quad U(z) = \frac{M_{pl}^4}{z^{2/3}} - M_{pl}^4 \Lambda - \frac{C_{matter}}{z} M_{pl} - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}} M_{pl}^2$$

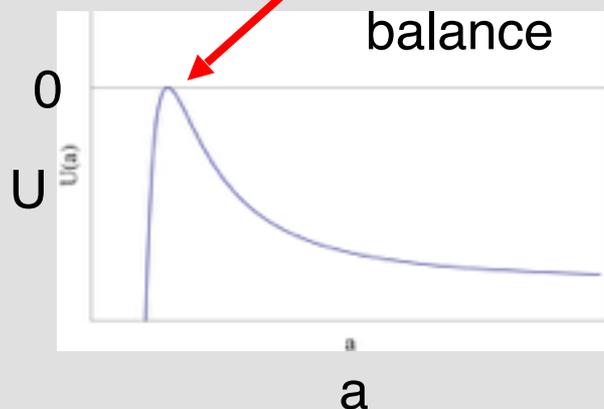
- 低エネルギーのcouplingは宇宙のlate stageでradiation energyがmaximizeされるように決まる, maximum entropy principle(MEP).

Dark energyについて

$$\Lambda_{cr} \sim \frac{1}{C_{rad}}$$

$$U(z) = \frac{M_{pl}^4}{z^{2/3}} - M_{pl}^4 \Lambda - \frac{C_{matter}}{z} M_{pl} - \frac{C_{rad}}{z^{4/3}} M_{pl}^2$$

宇宙の最終状態: potentialの3つの項が



しかし、今の観測からすでに
Dark energy > 曲率項

Balanceさせるには **dark energy** が時間とともに
減衰する と仮定が必要

(あるいは予言?)

これまでのまとめ

- wormhole効果を考えることでlow energyの couplingも積分されるべき量になる.
- 分配関数は宇宙の終状態のradiationの energy density C_{rad} を最大にするところに peakを持つ.

Fix of Higgs VEV v_h

- 最大エントロピー原理を用いて Higgs VEV がどこに fix されるかを考える.
- SM の dimensionless parameter は観測値に固定, v_h のみを動かす.
(Yukawa, gauge, Higgs self coupling は固定)
- v_h は宇宙の歴史の中で proton と Helium の比を決める、という役割を持つ.

Assumptions

- ★ Dark Energyは宇宙のlate stageでquintessence modelのように小さくなる.
 - ★ 宇宙のlate stageでbaryonはGUT/Planck suppressed operatorで崩壊.
 - ★ DMはbaryonより早くdecayする.
- ➡ C_{rad} はbaryon decayから来る.

コメント：具体的な計算をするときにはいろいろと仮定必要だけれども、parameterのtuningを引き起こすmechanismそのものはgenericに存在.

Entropy from baryon decay

- C_{rad} の Higgs VEV v_h 依存性を考える.
- もし全ての baryons が proton なら, baryon decay からの radiation は

$$\frac{N_B m_p}{a^3} = \frac{C_{\text{rad}}}{a^4} \quad \longrightarrow \quad C_{\text{rad}} = N_B m_p a$$

- Friedmann 方程式を使って $\frac{1}{\tau_p^2} = \frac{1}{M_P^2} \frac{N_B m_p}{a^3}$

$$C_{\text{rad}} \propto N_B^{4/3} \tau_p^{2/3} m_p^{4/3}$$

Heliumの効果

$$C_{\text{rad}} \propto N_B^{4/3} \tau_p^{2/3} m_p^{4/3}$$

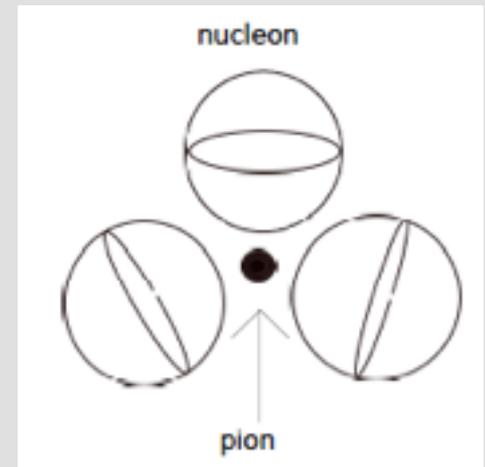
★ 現実ではprotonに加えて, neutronも

＊ Hに加えてHeが存在

◆ 束縛energy $\Delta = -28\text{MeV}$

$$m_p \downarrow, \tau_p \uparrow$$

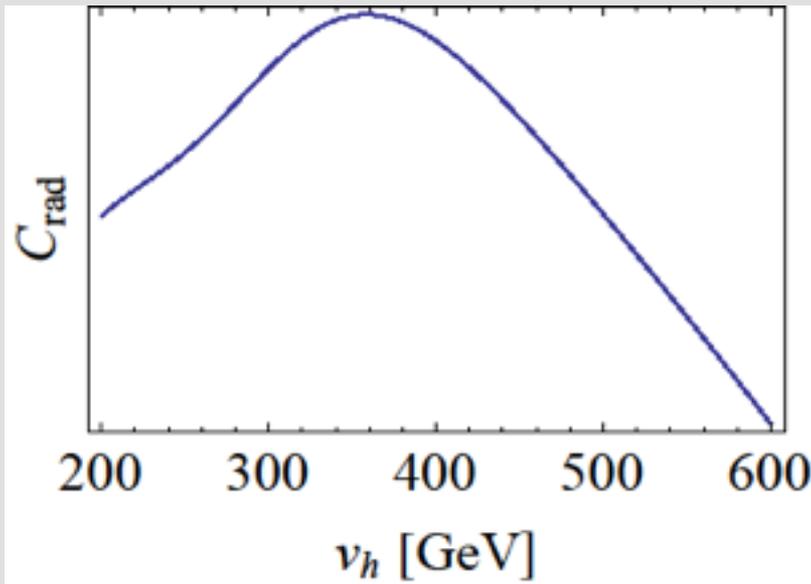
◆ He内の核子の崩壊で出来たpionが
残りの核子と衝突して
エネルギーを失う.



$V_h \sim 300 \text{ GeV}$

- バリオンが全部ヘリウムでもなく全部水素でも無いよう決まる.

$O(100) \text{ GeV}$ の v_h



[YH, Kawai, Kawana, 1409.6508]

Scaleの起源

$$\tau_n \sim t_{\text{BBN}}$$

$$t_{\text{BBN}} \sim \frac{M_P}{T_{\text{BBN}}^2}$$

$$\tau_n \sim \frac{m_e^5}{v_h^4}$$

$$v_h \sim \frac{T_{\text{BBN}}^2}{M_P y_e^5}$$

コメント

- SMの他のparameterについても宇宙の歴史に与える影響を評価できれば適用可能.
- 宇宙の歴史にあまり関係ない項は決まらない.
- New physicsが宇宙の歴史に関係するものであれば、原理的にparameterを決定可能

Summary

- 時空のトポロジーを変えるような量子重力の非摂動的ゆらぎを取り入れることで multi-local型の作用が出てくる.
- ★ 理論の結合定数が力学的な量に.
- strong CP問題, Higgs potentialの縮退, 宇宙項問題の説明, weak scaleの起源