# Chapter 8

# Spontaneously Broken Symmetry and the Higgs Mechanism

## Exercise 8.1

(a) 自発的対称性の破れがあるとき、少なくとも1つは、対称群の生成子が真空を消すことができないことを示す

真空が$\mathcal{L}$と同じ対称性をもつ

$$\Longleftrightarrow \quad U|0\rangle = |0\rangle$$

$$\Longleftrightarrow \quad e^{i(t_1\theta_1+\cdots+t_N\theta_N)}|0\rangle = |0\rangle$$

指数を展開

$$\left[1+i(t_1\theta_1+\cdots+t_N\theta_N)\right]|0\rangle = |0\rangle$$

$$\Longleftrightarrow \quad t_i|0\rangle = |0\rangle \quad (i=1\sim N)$$

真空が対称性をやぶる

$$\Longleftrightarrow \quad U|0\rangle \neq |0\rangle$$

$$\Longleftrightarrow \quad t_i|0\rangle \neq |0\rangle \quad (i=1\sim N\text{のどれか})$$

(b) 確認済.

Exercise 8.2

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_i)(\partial^\mu \phi_i) - \frac{1}{2}\mu^2 \phi_i \phi_i - \frac{\lambda}{4}(\phi_i \phi_i)^2$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}(\partial_\mu \phi_i)(\partial^\mu \phi_i) - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2)^2$$

$$\equiv \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_i)(\partial^\mu \phi_i) - V(\phi) \qquad \vec{\phi} \to \vec{\phi}' = R\vec{\phi}$$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2) + \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2)^2$$

$\mu^2 > 0$ で $V(\phi)$ の最小が
$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi_i} = \mu^2 \phi_i + \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2)\phi_i$$
$$= \phi_i(\mu^2 + \lambda|\vec{\phi}|^2)$$

$\phi_i = 0$ … 自明な真空.

$\mu^2 < 0$ で $V(\phi)$の極小が
$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi_i} = \phi_i(\underbrace{\mu^2 + \lambda|\vec{\phi}|^2}_{=0})$$

$$\underline{|\vec{\phi}| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}}$$

$|\vec{\phi}| \equiv v$ とする. さらに、$\phi_3 = v\vec{e}_3$ ($\vec{e}_3$ は isospace の 3 軸)

とって. $\phi_3 = \chi + v$ の振動モードをとると. ($\phi_1, \phi_2 = 0$ となる)

## Exercise 8.3

**EXERCISE 8.3** A concept that will be important when we consider chiral symmetry and the nature of the pion in subsequent chapters is that of an *approximate Goldstone boson.* Consider a complex scalar field with a potential

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 - \epsilon\phi_1 \equiv V_0(\phi) - \epsilon\phi_1,$$

where $\lambda > 0$, the parameter $\epsilon$ is small and positive, and $\phi \equiv (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$. First, set $\epsilon = 0$, choose the $\mu$ and $\lambda$ parameters to break the symmetry spontaneously, sketch the potential $V(\phi)$, identify a classical vacuum state, and investigate the free-particle spectrum for small oscillations of the fields about this vacuum. Now, demonstrate that for $\epsilon \neq 0$ the field that would be a Goldstone boson for $\epsilon = 0$ acquires a small mass proportional to $\epsilon^{1/2}$ and proportional to the divergence $\partial_\mu J^\mu$ of a current.

2成分複素スカラー場 $\vec{\Phi} = (\phi_1, \phi_2)$ を考える 複素Φ平面上で $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ と考える。

$\epsilon = 0$ としたとき

$$V(\phi) = \mu^2 \vec{\Phi}^\dagger \vec{\Phi} + \lambda(\vec{\Phi}^\dagger \vec{\Phi})^2$$

$$\vec{\Phi}^\dagger \phi = \phi_1^* \phi_1 + \phi_2^* \phi_2 \equiv |\vec{\Phi}|^2$$

$$V(|\vec{\Phi}|) = \mu^2 |\vec{\Phi}|^2 + \lambda |\vec{\Phi}|^4$$

$$= |\vec{\Phi}|^2 (\mu^2 + \lambda |\vec{\Phi}|^2)$$

(i) $\mu^2 > 0$ のとき

$|\vec{\Phi}|^2 = 0$ が真空 (Wigner mode)

(ii) $\mu^2 < 0$ のとき

$$\mu^2 + \lambda |\vec{\Phi}|^2 = 0$$

$|\vec{\Phi}| = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ が真空 (Goldstone mode)

$\langle \vec{\Phi} \rangle_0 = v$ とし、 $\vec{\Phi} = v + \xi(x) + i\chi(x)$ とおくと.

$$\Phi = v + \xi(x) + i\chi(x)$$

$$\Phi^\dagger \Phi = \big(v + \xi(x) + i\chi(x)\big)\big(v + \xi(x) - i\chi(x)\big)$$

$$= v^2 + v\xi - i\cancel{v\chi} + v\xi + \xi^2 - i\cancel{\xi\chi}$$

$$+ i\cancel{\chi v} + i\cancel{\chi\xi} + \chi^2$$

$$= v^2 + 2v\xi + \xi^2 + \chi^2$$

$$(\Phi^\dagger\Phi)^2 = (v^2 + 2v\xi + \xi^2 + \chi^2)^2$$

$$= v^4 + 4v^2\xi^2 + \xi^4 + \chi^4$$

$$+ 2(2v^3\xi + 2v\xi^3 + 2v\xi\chi^2 + v^2\chi^2)$$

$$V(|\Phi|) = \mu^2(v^2 + 2v\xi + \xi^2 + \chi^2)$$

$$+ \lambda\big[v^4 + 4v^2\xi^2 + \xi^4 + \chi^4$$

$$+ 2(2v^3\xi + 2v\xi^3 + 2v\xi\chi^2 + v^2\chi^2)\big]$$

$$=$$

3次方程式

# 8.4 The Higgs Mechanism

Nambu Goldstone theorem ⇒ spontaneous symmetry breaking + massless particle (NG boson)

- 自然界には ゼロ質量の スカラー・擬スカラー粒子が少ない.
- NG theorem を現実に適用することはできない?
- この議論には抜け道がある : NG theorem の適用範囲.

**NG theorem**

■通常の公準を満たす場の理論

- 局所性
- ローレンツ不変性
- ヒルベルト空間上でのノルムの正定値性.

ゲージ場の理論はこれらの公準を同時に満たすことができない.

⟹ NG theorem が局所ゲージ不変性をもつ理論に対して適用可能か?

massless のゲージ場と自発的破れによって生じる NG boson が協力して、NG boson が消され、ゲージ場が質量を獲得する機構が現れる.
(このとき、ゲージ不変性とくりこみ可能性は保たれたまま!)

⇒ Higgs mechanism

⑭ ヒッグス機構の例 ： Abelian Higgs model

- 対称性が破れる前 ： 荷電スカラーの電磁気
- 対称性が自発的に破れた後 ： Higgs mechanism

対称性 ： global $U(1) \longrightarrow$ local $U(1)$

Lagrangian ：

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \qquad (8.19)$$

$\lambda > 0$,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i \phi_2) \qquad (8.20)$$

$$D^\mu = \partial^\mu + i q A^\mu \qquad (8.21)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \qquad (8.22)$$

$\mathcal{L}$ は以下の変換で不変

global $U(1)$ ： $\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = e^{i\theta} \phi(x)$

local $U(1)$ ： $\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = e^{iq\alpha(x)} \phi(x)$ (8.23a)

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x) \qquad (8.23b)$$

(a) $\mu^2>0$ のとき

- ポテンシャルの最小点は $\phi=\phi^\dagger=0$
- 真空は $\mathcal{L}$ と同じ対称性をもつ.
- $A^\mu$ はゼロ質量の光子, $\phi, \phi^\dagger$ は質量 $\mu$ のスカラー場

(b) $\mu^2<0$ $\Rightarrow$ "局所対称性" が自発的に破れる.

$\mu^2<0$ のとき, ポテンシャルの最小値は.

$$|\phi|^2=-\frac{\mu^2}{2\lambda}\equiv\frac{v^2}{2} \qquad \left(v^2\equiv-\frac{\mu^2}{\lambda}\right) \tag{8.25}$$

$$|\phi|^2=-\frac{\mu^2}{\lambda}\equiv\frac{v^2}{2} \qquad v^2=-\frac{2\mu^2}{\lambda}$$
だと思われる.

に生じる. $v$ は正の実数.

$\phi(x)$ を $v$ の周りで展開:

$$\phi(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[v+\eta(x)\right]e^{i\frac{\xi(x)}{v}}$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[v+\eta(x)+i\xi(x)+\cdots\right] \tag{8.26}$$

$\mathcal{L}$ に代入し, $\eta$, $\xi$ の2次まで残すと,

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta)+\mu^2\eta^2+\frac{1}{2}(\partial^\mu\xi)(\partial_\mu\xi)$$

$$+gvA_\mu(\partial^\mu\xi)+\frac{1}{2}g^2v^2A_\mu A^\mu-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+\cdots \tag{8.27}$$

〈確認〉

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$\phi^\dagger\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - i\phi_2)\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$$

$$= \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2)$$

$$= \frac{1}{2}|\phi|^2$$

より

$$V(|\phi|) \equiv \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$$

$$= \frac{1}{2}\mu^2|\phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\phi|^4$$

$$\frac{\partial V(|\phi|)}{\partial|\phi|} = 0 \iff \frac{\partial V(|\phi|)}{\partial|\phi|} = \mu^2|\phi| + \lambda|\phi|^3 = 0$$

$$\iff |\phi|(\mu^2 + \lambda|\phi|^2) = 0$$

$$\iff |\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}, \ 0 \quad \leftarrow ??$$

これを $v^2$ とおいて、

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad \leftarrow ??$$

$$\phi(x) = \langle\phi\rangle_0 + \phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[v + \eta(x)e^{i\frac{\xi(x)}{v}}\right]$$

として展開。

③ スカラー場の運動項

$$D_\mu\phi \cong (\partial_\mu + igA_\mu)\frac{1}{\sqrt{2}}(v+\eta+i\xi)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{(\partial_\mu\eta + i\partial_\mu\xi) + igA_\mu(v+\eta+i\xi)\right\}$$

$$(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) = \frac{1}{2}\left[(\partial_\mu\eta - i\partial_\mu\xi) - igA_\mu(v+\eta-i\xi)\right]$$

$$\times\left[(\partial^\mu\eta + i\partial^\mu\xi) + igA^\mu(v+\eta+i\xi)\right]$$

$$= \frac{1}{2}\Big\{(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + (\partial_\mu\xi)(\partial^\mu\xi)$$

$$+ igA^\mu(\partial_\mu\eta)(\cancel{v+\eta}+i\xi) - igA_\mu(\partial^\mu\eta)(\cancel{v+\eta}-i\xi)$$

$$- i(\partial_\mu\xi)\,igA^\mu(v+\eta+\cancel{i\xi}) + i(\partial^\mu\xi)\cdot(-igA_\mu(v+\eta-\cancel{i\xi}))$$

$$- i^2g^2A_\mu A^\mu(v+\eta-i\xi)(v+\eta+i\xi)\Big\}$$

$$= \underline{\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta)} + \underline{\frac{1}{2}(\partial_\mu\xi)(\partial^\mu\xi)}$$

$$- gA^\mu(\partial_\mu\eta)\xi + gA^\mu(\partial_\mu\xi)(v+\eta)$$

$$+ \frac{1}{2}g^2\left[(v+\eta)^2 + \xi^2\right]A_\mu A^\mu$$

$$\simeq \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\xi)(\partial^\mu\xi) + gvA^\mu(\partial_\mu\xi) + \frac{1}{2}g^2v^2A_\mu A^\mu$$

③ ポテンシャル項 $V(|\phi|) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$

$$\phi^\dagger \phi \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v+\eta-i\xi)\cdot\frac{1}{\sqrt{2}}(v+\eta-i\xi)$$

$$= \frac{1}{2}\left[(v+\eta)^2 + \xi^2\right]$$

$$= \underline{\frac{1}{2}(v^2+\eta^2+\xi^2+2v\eta)}$$

$$(\phi^\dagger\phi)^2 = \frac{1}{4}(v^2+\eta^2+\xi^2+2v\eta)^2$$

$$= \frac{1}{4}\Big[v^4+\eta^4+\xi^4+(2v\eta)^2 + 2(v^2\eta^2+v^2\xi^2+2v^3\eta) + O(3次)\Big]$$

$$= \underline{\frac{1}{4}\cdot 4v^2\eta^2 + \frac{1}{2}(v^2\eta^2+v^2\xi^2) + O(3次)}$$

$$\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$$

$$\simeq \frac{\mu^2}{2}(\eta^2+\xi^2) + v^2\eta^2 + \frac{\lambda}{2}(v^2\eta^2+v^2\xi^2)$$

キャンセル $(\because \lambda v^2 = -\mu^2)$

$$= \underline{v^2\eta^2} \,//$$

再掲：

$$\mathcal{L} \simeq \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) + \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \xi)(\partial_\mu \xi)$$
$$+ g v A_\mu (\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2} g^2 v^2 A_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \cdots \qquad (8.27)$$

$\eta, \xi, A_\mu$ が力学的な場として現れる.

$$\begin{cases} m_\eta = \sqrt{-2\mu^2} & (\because \text{第2項}) \quad (8.28) \\ m_A = g v & (\because \text{第5項}) \quad (8.29) \\ m_\xi = 0 & \end{cases}$$

◦ 自由度の勘定.

- 元のLagrangian

複素スカラー場 $(\phi_1, \phi_2)$　2

ゼロ質量ゲージ場（縦波）　2

+) ―――――――――――――

4

- 局所 $U(1)$ が自発的に破れたあと.

スカラー場 $\eta$　1

$\xi$　1

+) massive ゲージ場 $A_\mu$　3

―――――――――――――

5

一見すると自由度が増えたように見える.

ゲージを適切に選ぶことで、自由度が変化していないことが確認できる。

⟺ ゲージ変換により、ゼロ質量粒子 $\xi$ を 取り除く（吸収する）ことができる

$$\phi(x) \to \phi(x)' = \underbrace{e^{-i\xi(x)/v}}_{g\alpha(x)\text{ を }-\frac{\xi(x)}{v}\text{ とした}}\phi(x) = \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \quad (8.30)$$

$$A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{gv}\partial_\mu\xi(x)$$

このゲージ変換で移った $\eta(x)$, $A'_\mu(x)$ で $\mathcal{L}$ を書き直すと

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}g^2v^2A'_\mu A'^\mu - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}$$

$$\to \frac{1}{2}\underbrace{(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta)}_{\eta\text{の運動項}} + \underbrace{\mu^2\eta^2}_{\eta\text{の質量項}} + \underbrace{\frac{1}{2}g^2v^2A_\mu A^\mu}_{A_\mu\text{の質量項}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{A_\mu\text{の運動項}}$$

となる。

| | | 自由度 |
|---|---|---|
| ○ スカラー場 $\eta$ ⇒ | $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$ | 1 |
| ○ ベクトル場 $A_\mu$ ⇒ | $m_{A_\mu} = gv$ | 3 |
| ○ スカラー場 $\xi$ ⇒ | gauged away. | 0 |
| | +) | 4 |

適切な自由度が現れている。

- ゼロ質量粒子がいない　⇒　NG theorem が局所ゲージ場に適用できない。

- ゼロ質量粒子 $\xi$ が消えて、ベクトル場の横波偏光成分になった。　⇒　ベクトル場の質量獲得.

- 有質量スカラー場 $\eta$　⇒　Higgs field

- このようなゲージ　⇒　Unitary gauge / U-gauge

・以上のメカニズムを，ゲージ場が NG boson を吸収して質量を獲得したと表現することもある.

・U-gauge は粒子のスペクトルを分かりやすい形で示すが、くりこみ可能性を分かりにくくする.

・R-gauge と呼ばれるゲージを採用するとくりこみ可能性は見やすくなるが、粒子のスペクトルが分かりにくくなる.

◎ このような対称性の発現 : <u>Higgs mode</u>

- Wigner mode : 多重項の縮退
- Goldstone mode : 対称性が自発的に破れ、ゼロ質量のNG bosonが出現
- Higgs mode : NG bosonとなるはずの粒子が消えることで、ゲージbosonが質量を獲得

◎ Higgs機構は他のAbelian, non-Abelian gauge理論にも適用可能.

ゲージ場が質量を獲得

$\Downarrow$

真空構造がスカラー粒子と共に破れる

NG bosonになったスカラ粒子の一部が吸収され、ゲージ場が質量を獲得する.

残ったスカラーは(⇒NG bosonにならなかったスカラー)は <u>Higgs boson</u>

◎ Higgs bosonは他のゲージ粒子やNG bosonとは異なる。

この時点では見つかっていない ⇒ 重いため. (~125 GeV ?)

⑪ 自然界にゼロ質量bosonが少ないのはなぜか?

1つ目 : Higgs機構によりゲージbosonの偏光成分となるため.

2つ目 : Yang-Mills場のゲージ粒子との非線形相互作用のため (Ch.10)

ゲージ場の閉じ込めとゲージ場と物質場との相互作用をもたらす.

QCD : SU(3)color 対称性は破れない

⇓

8つのゲージbosonがゼロ質量 (グルーオン)

さらに,クォークはハドロン内に閉じ込められる.

## 8.5 Some General Remarks

自発的対称性の破れの概念は、現代物理において重要だが掴みどころのないもの。

◎ 自発的対称性の破れは、相対論的場の理論に
限定されたものではない。

### 8.5.1 Heisenberg Ferromagnet

● ハイゼンベルグ強磁性（無限に広い強磁性）
最近接スピン-スピン相互作用を行うスピン$\frac{1}{2}$の双極子を
結晶構造（無限に広く）に並べた模型。

⇒ 温度 $T$ に依存した振る舞い

$T > T_c$

短距離秩序
⇒ 最近接相互作用によるもの
（回転不変なハミルトニアン）

長距離秩序
⇒ 熱ゆらぎによって抑制

$T < T_c$

短距離秩序
⇒ 存在する

長距離秩序
⇒ 巨視的なスピン配列が発現
（回転対称性を破る）

- 強磁性体の体積が無限

無限に縮退した基底状態 $\Longleftrightarrow$ スピンの方向を選ぶ自由度

異なる基底状態を移す演算子が存在しない $\Longleftrightarrow$ 強磁性体が無限の慣性モーメントをもつこと

- 強磁性体の体積が有限

異なる基底状態が有限のエネルギー障壁で分けられる $\Longleftrightarrow$ 互いの状態がトンネリングを起こす可能性がある。

（固体中のバンド構造に似ている）

これは、縮退している真空の重ね合わせの状態がより低エネルギーになることがあるため。

- 宇宙論での真空

宇宙が無限に広い $\Longrightarrow$ 真空は直交している（混合しない）

実際は宇宙は有限 $\Longrightarrow$ 真空が混ざってもよい

が、その回転の振動数は無視できる。

## 8.5.2 Superconductivity and the Meissner Effect

ヒッグス機構の別の表現：

長距離力が存在する中で、それを消すためにNG bosonが作られる。

**Yukawa – Wick interpretation**

◎ 長距離力（e.g. クーロン力など）

力の到達する範囲が長い ＝ ゼロ質量のゲージ場が媒介

◎ 短距離力（e.g. 核力など）

力の到達する範囲が短い ＝ 質量をもつゲージ場が媒介

| | | |
|---|---|---|
| 長距離力 | | massless ゲージ場 |
| ⇓ | ⟺ | ⇓ ← ゲージ場が質量獲得 |
| 短距離力 | | massive ゲージ場 |

◎ 超伝導におけるマイスナー効果　（非相対論的なヒッグス機構の例）

超伝導状態下での電子対の凝縮 ⟷ ヒッグス場

→ 超伝導体の中で光子が有効質量を獲得（NG bosonを吸収）

結果として、
- 磁場の排除
- 抵抗0の遮蔽電流の発現

さらに、
- 『超伝導体 with massive 光子』がゲージ不変

→ Higgs機構であることを示している。

## 8.5.3 Multiplets and Coupling Constants

- ヒッグス機構の中で対称性が自発的に破れるとき、
  破れる対称性が厳密な対称性のときのみ、
  くりこみ可能な理論が得られる.

- 結果として、ゲージ場が質量を獲得する.

- このとき、ウィグナー相として特徴付く対称性が
  失われる必要がある.

- isospin や flavor 対称性は "近似的な" 対称性なので、
  自発的に破れることはできない。

( flavor の自由度に対応するゼロ質量ゲージ場も見つかっていない.)

⇒ 近似的なグローバル対称性と考えられている.

---

- 隠された対称性をもつ局所ゲージ不変な理論

⇒ 理論に含まれるパラメータの間に関係式がある.

(理論の予言能力から、最適化されるパラメータがある)

これは、局所ゲージ不変性が厳しい制限を与えるため.

実験的に、隠された対称性を特定することもできる。

## 8.5.4 Improved Perturbation Theory

- 対称性が自発的に破れた真空には摂動は使えない.

  自発的対称性の破れ ⟺ 相転移

  ⟺ 非摂動的な効果.

  扱うのは容易ではなく、信頼性が模型に大きく依存.

- 適用可能な摂動論.

  縮退した真空をもったポテンシャルを手で加えた場合など.

  ( e.g. Landau-Ginsberg theory )

⇒ 非摂動 : 新しい (自発的に破れた) 真空を現象論的に導入

  摂動 : 新しい真空の上で摂動論を用いる.

  完璧ではないが、計算する方法の1つになる.

- 超伝導, 原子核物理での非摂動効果について
  簡単に説明がある.

# 8.5.5 Dynamical Symmetry Breaking

◎ 非相対論的な理論

例) 超伝導 : Higgs fields ⟺ Cooper対の凝縮

◎ 相対論的な理論

Higgs fields

- ? ⟷ 基本的なスカラー場
- ? ⟷ より基本的な場が相互作用することで生じた複合場

$\Downarrow$

dynamical symmetry breaking

より基本的なラグランジアンによる力学によって生じたスカラー場の真空期待値が $\neq 0$ となる.

◎ Higgs場が複合スカラー場であるとして扱う模型はいくつかあるが、完全に納得できるものではない.

## 8.5.6 Renormalizability and Hidden Symmetry

◎ 自発的対称性の破れを含む場の理論はくりこみ可能？

⇒ 自発的対称性の破れにより、理論のくりこみ性の構造は影響を受けない。

◎ 自発的に破れる前の理論がくりこみ可能であれば、ヒッグス機構の中でもくりこみ可能性は保たれる。