

第 3 章

位相的場の理論

この章は [?, Chapter7] および [?] に相当する．この節で登場する多様体は特に断らない限り常に C^∞ 多様体である．また，体 \mathbb{K} と言ったら $\mathbb{K} = \mathbb{R}, \mathbb{C}, \mathbb{H}$ のいずれかを指すことにしよう．

3.1 モノイダル圏

まず手始めに，モノイダル圏とストリング図式の準備をする．特に，コボルディズム圏と有限次元 Hilbert 空間の圏がコンパクト対称モノイダル圏であることの直感的な説明をする．

3.1.1 モノイダル圏の定義

定義 3.1: モノイダル圏

モノイダル圏 (monoidal category) は，以下の 5 つのデータからなる：

- 圏 \mathcal{C}
- テンソル積 (tensor product) と呼ばれる関手 $\otimes: \mathcal{C} \times \mathcal{C} \longrightarrow \mathcal{C}$
- 単位対象 (unit object) $I \in \text{Ob}(\mathcal{C})$
- associator と呼ばれる自然同値

$$\{a_{X,Y,Z}: (X \otimes Y) \otimes Z \xrightarrow{\cong} X \otimes (Y \otimes Z)\}_{X,Y,Z \in \text{Ob}(\mathcal{C})}$$

- left/right unitors と呼ばれる自然同値

$$\{l_X: I \otimes X \xrightarrow{\cong} X\}_{X \in \text{Ob}(\mathcal{C})},$$

$$\{r_X: X \otimes I \xrightarrow{\cong} X\}_{X \in \text{Ob}(\mathcal{C})}$$

これらは $\forall X, Y, Z, W \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ について以下の 2 つの図式を可換にする：

(triangle diagram)



定義 3.1 は，ストリング図式 (string diagram) で理解するのが良い．モノイダル圏の射 $f: X \rightarrow Y$, $f': X' \rightarrow Y'$ があったら，そのテンソル積 $f \otimes f': X \otimes X' \rightarrow Y \otimes Y'$ は，ストリング図式上では次のようになる．

また，単位対象 $I \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ は空白として表す．従って例えば射 $f: I \rightarrow X$ は次のようになる：

【例 3.1.1】コボルディズム圏

厳密な構成^aは後回しにして，コボルディズム圏 (cobordism category) を直感的に導入しよう．圏 \mathbf{Cob}_{D+1} は，

- D 次元多様体を対象
- $D+1$ 次元のコボルディズム (cobordism) を射

とするような圏のことを言う． $D+1$ 次元のコボルディズム $\mathcal{M}: X \rightarrow Y$ と言うのは， $D+1$ 次元多様体 \mathcal{M} であって， $\partial\mathcal{M} = X \amalg Y$ となっているようなもの（の微分同相類）のことである：

射 $\mathcal{M}: X \rightarrow Y$, $\mathcal{N}: Y \rightarrow Z$ の合成 $\mathcal{N} \circ \mathcal{M}: X \rightarrow Y \rightarrow Z$ は次の図式が物語る：

圏 \mathbf{Cob}_{D+1} は，disjoint union に関してモノイダル圏になる：

^a 例えば， (B, f) -structure の定義から始めるコボルディズムの統一的な扱いは [?, CHAPTER 1]などを参照．

【例 3.1.2】有限次元 Hilbert 空間の圏

有限次元 \mathbb{K} -Hilbert 空間の圏 **Hilb** とは,

- 有限次元 \mathbb{K} -Hilbert 空間を対象
- 線型写像を射
- 写像の合成を射の合成

に持つような圏のことを言う. **Hilb** はベクトル空間のテンソル積 $V_1 \otimes V_2$ の上に内積を

$$\langle v_1 \otimes v_2, w_1 \otimes w_2 \rangle := \langle v_1, w_1 \rangle_1 \langle v_2, w_2 \rangle_2$$

と定義することで**モノイダル圏**になる.

3.1.2 組紐付きモノイダル圏

定義 3.2: 組紐付きモノイダル圏

組紐付きモノイダル圏 (braided monoidal category) とは, 以下の 2 つからなる:

- **モノイダル圏** \mathcal{C}
- **組紐** (braiding) と呼ばれる自然同型

$$\{b_{X,Y}: X \otimes Y \xrightarrow{\cong} Y \otimes X\}_{X,Y \in \text{Ob}(\mathcal{C})}$$

これらは $\forall X, Y, Z \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ について以下の図式を可換にする:

(hexagon diagrams)

$$\begin{array}{ccccc} X \otimes (Y \otimes Z) & \xrightarrow{a_{X,Y,Z}^{-1}} & (X \otimes Y) \otimes Z & \xrightarrow{b_{X,Y} \otimes 1_Z} & (Y \otimes X) \otimes Z \\ \downarrow b_{X,Y \otimes Z} & & & & \downarrow a_{Y,X,Z} \\ (Y \otimes Z) \otimes X & \xleftarrow{a_{Y,Z,X}^{-1}} & Y \otimes (Z \otimes X) & \xleftarrow{1_X \otimes b_{X,Z}} & Y \otimes (X \otimes Z) \\ (X \otimes Y) \otimes Z & \xrightarrow{a_{X,Y,Z}} & X \otimes (Y \otimes Z) & \xrightarrow{1_X \otimes b_{Y,Z}} & X \otimes (Z \otimes Y) \\ \downarrow b_{X \otimes Y, Z} & & & & \downarrow a_{X,Z,Y}^{-1} \\ Z \otimes (X \otimes Y) & \xleftarrow{a_{Z,X,Y}} & (Z \otimes X) \otimes Y & \xleftarrow{b_{X,Z} \otimes 1_Y} & (X \otimes Z) \otimes Y \end{array}$$

組紐付きモノイダル圏 \mathcal{C} であって, \mathcal{C} の組紐が $b_{X,Y} = b_{Y,X}^{-1}$ を満たすもののことを**対称モノイダル圏** (symmetric monoidal category) と呼ぶ.

ストリング図式で組紐を書く場合は次のようにする:

このとき **hexagon diagrams** はとてもわかりやすくなる:

対称モノイダル圏の条件も一目瞭然である：

【例 3.1.3】 \mathbf{Cob}_{D+1} の組紐

\mathbf{Cob}_{D+1} の組紐 $b_{X,Y}: X \otimes Y \longrightarrow Y \otimes X$ は、多様体 $(X \times [0, 1]) \amalg (Y \times [0, 1])$ と微分同相であるような $D+1$ 次元多様体のことを言う：図から、 \mathbf{Cob}_{D+1} は対称モノイダル圏である。

【例 3.1.4】 \mathbf{Hilb} の組紐

\mathbf{Hilb} の組紐は

$$\begin{aligned} b_{X,Y}: X \otimes Y &\longrightarrow Y \otimes X, \\ x \otimes y &\longmapsto y \otimes x \end{aligned}$$

である。これがベクトル空間の同型写像であることが示される。明らかに $b_{X,Y} = b_{Y,X}^{-1}$ なので \mathbf{Hilb} は対称モノイダル圏である。

3.1.3 閉圏・コンパクト圏・ダガー圏

圏 \mathcal{C} を与える。Hom 関手 (Hom functor) とは、関手

$$\mathrm{Hom}: \mathcal{C}^{\mathrm{op}} \times \mathcal{C} \longrightarrow \mathbf{Sets}$$

であって

$$\begin{aligned} (X, Y) &\longmapsto \mathrm{Hom}_{\mathcal{C}}(X, Y) \\ \left((f, g): (X', Y) \longrightarrow (X, Y') \right) &\longmapsto \left(\mathrm{Hom}_{\mathcal{C}}(X, Y) \longrightarrow \mathrm{Hom}_{\mathcal{C}}(X', Y'), h \longmapsto g \circ h \circ f \right) \end{aligned}$$

なる対応を与えるもののこと。

定義 3.3: 閉圏

モノイダル圏 \mathcal{C} を与える。

- \mathcal{C} が左に閉じている (left closed) とは、internal hom functor と呼ばれる関手

$$\multimap: \mathcal{C}^{\mathrm{op}} \times \mathcal{C} \longrightarrow \mathbf{Sets}$$

と、currying と呼ばれる自然同型

$$\{c_{X,Y,Z}: \mathrm{Hom}(X \otimes Y, Z) \xrightarrow{\cong} \mathrm{Hom}(X, Y \multimap Z)\}_{X,Y,Z \in \mathrm{Ob}(\mathcal{C})}$$

の 2 つが存在することを言う。

- \mathcal{C} が右に閉じている (right closed) とは、internal hom functor と呼ばれる関手と、currying と呼ばれる自然同型

$$\{c_{X,Y,Z}: \mathrm{Hom}(X \otimes Y, Z) \xrightarrow{\cong} \mathrm{Hom}(Y, X \multimap Z)\}_{X,Y,Z \in \mathrm{Ob}(\mathcal{C})}$$

の 2 つが存在することを言う。

対称モノイダル圏しか考えないので、以降では右に閉じているかどうかは気にしないことにする。

定義 3.4: 双対

モノイダル圏 \mathcal{C} およびその任意の対象 $X, X^* \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ を与える。 X^* が X の右双対 (right dual) であり、かつ X が X^* の左双対 (left dual) であるとは、

- **unit** と呼ばれる射

$$i_X: I \longrightarrow X^* \otimes X$$

- **counit** と呼ばれる射

$$e_X: X \otimes X^* \longrightarrow I$$

が存在して以下の図式を可換にすることを言う：

(zig-zag equations)

$$\begin{array}{ccc} X \otimes I & \xrightarrow{1_X \otimes i_X} & X \otimes (X^* \otimes X) \\ \downarrow r_X & & \downarrow a_{X, X^*, X}^{-1} \\ & & (X \otimes X^*) \otimes X \\ & & \downarrow e_X \otimes 1_X \\ X & \xleftarrow{l_X} & I \otimes X \end{array}$$

$$\begin{array}{ccc} I \otimes X^* & \xrightarrow{i_X \otimes 1_{X^*}} & (X^* \otimes X) \otimes X^* \\ \downarrow l_{X^*} & & \downarrow a_{X^*, X, X^*} \\ & & X^* \otimes (X \otimes X^*) \\ & & \downarrow 1_{X^*} \otimes e_X \\ X^* & \xleftarrow{r_{X^*}} & X^* \otimes I \end{array}$$

双対のストリング図式は、単に矢印を逆にすれば良い：

このとき zig-zag equations が本当にジグザグしていることがわかる：

定義 3.5: コンパクト圏

モノイダル圏 \mathcal{C} は、 $\forall X \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ が左・右双対を持つときコンパクト (compact) であると言われる。

【例 3.1.5】Cob の unit と counit

\mathbf{Cob}_{D+1} における $X \in \text{Ob}(\mathbf{Cob}_{D+1})$ の双対とは、向き付けを逆にした D 次元多様体 X のことである。特に \mathbf{Cob}_3 における unit, counit はそれぞれ U 字管とそれを逆にしたもののような見た目をしている：

internal hom functor を $X \multimap Y := X^* \otimes Y$ とすれば、図から \mathbf{Cob}_3 が閉圏であることを直接確認できる。

【例 3.1.6】Hilb の unit と counit

\mathbf{Hilb} において $I = \mathbb{C}$ である。従って、 $X \in \text{Ob}(\mathbf{Hilb})$ の双対とは双対ベクトル空間 $\text{Hom}_{\mathbb{C}}(X, \mathbb{C})$ のことである。ブラ空間のことだと言っても良い。特に、自然な同型 $X^* \otimes Y \cong \text{Hom}_{\mathbb{C}}(X, Y)$ を使うと X の unit は

$$\begin{aligned} i_X: I &\longrightarrow X^* \otimes X, \\ c &\longmapsto c \text{id}_X \end{aligned}$$

で、counit は

$$\begin{aligned} e_X: X \otimes X^* &\longrightarrow I, \\ x \otimes f &\longmapsto f(x) \end{aligned}$$

であることがわかる。internal hom functor を $X \multimap Y := X^* \otimes Y \cong \text{Hom}_{\mathbb{C}}(X, Y)$ とすれば \mathbf{Hilb} が閉圏であることを直接確認できる。

実は、コンパクト圏は自動的に閉圏になる。これは

$$X \multimap Y := X^* \otimes Y$$

として internal hom functor を定義することで確認できる。

定義 3.6: ダガー圏

圏 \mathcal{C} がダガー圏 (dagger category) であるとは、関手

$$\dagger: \mathcal{C} \longrightarrow \mathcal{C}^{\text{op}}$$

が存在して以下を充たすことを言う：

- (1) $\forall X \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ に対して $X^\dagger = X$ を充たす。
- (2) \mathcal{C} の任意の射 $f: X \longrightarrow Y$ に対して $(f^\dagger)^\dagger = f$ を充たす。

【例 3.1.7】Cob の dagger

\mathbf{Cob}_{D+1} における $M: X \longrightarrow Y$ のダガーは、上下を逆にしてから M の連結成分毎に向きを逆にすることで得られる。

【例 3.1.8】 Hilb の dagger

Hilb における $f: X \longrightarrow Y$ のダガーは、 $\forall \phi \in X, \forall \psi \in Y$ に対して

$$\langle f^\dagger(\psi), \phi \rangle := \langle \psi, f(\phi) \rangle$$

とすることで定義される。

3.1.4 モノイダル関手

モノイダル関手とは、ざっくり言うとモノイダル圏の構造を保存するような関手のことである：

定義 3.7: モノイダル関手

2つのモノイダル圏 \mathcal{C}, \mathcal{D} の間の関手

$$F: \mathcal{C} \longrightarrow \mathcal{D}$$

が lax monoidal functor であるとは、

- 射

$$\varepsilon: I_{\mathcal{D}} \longrightarrow F(I_{\mathcal{C}})$$

- 自然変換

$$\{\mu_{X,Y}: F(X) \otimes_{\mathcal{D}} F(Y) \longrightarrow F(X \otimes_{\mathcal{C}} Y)\}_{X,Y \in \text{Ob}(\mathcal{C})}$$

があって、 $\forall X, Y, Z \in \text{Ob}(\mathcal{C})$ に対して以下の図式が可換になること：

(associativity)

$$\begin{array}{ccc} (F(X) \otimes_{\mathcal{D}} F(Y)) \otimes_{\mathcal{D}} F(Z) & \xrightarrow{a_{F(X), F(Y), F(Z)}} & F(X) \otimes_{\mathcal{D}} (F(Y) \otimes_{\mathcal{D}} F(Z)) \\ \mu_{X,Y} \otimes 1_{F(Z)} \downarrow & & \downarrow 1_{F(X)} \otimes \mu_{Y,Z} \\ F(X \otimes_{\mathcal{C}} Y) \otimes_{\mathcal{D}} F(Z) & & F(X) \otimes_{\mathcal{D}} F(Y \otimes_{\mathcal{C}} Z) \\ \mu_{X \otimes_{\mathcal{C}} Y, Z} \downarrow & & \downarrow \mu_{X, Y \otimes_{\mathcal{C}} Z} \\ F((X \otimes_{\mathcal{C}} Y) \otimes_{\mathcal{C}} Z) & \xrightarrow{F(a_{X,Y,Z}^{\mathcal{C}})} & F(X \otimes_{\mathcal{C}} (Y \otimes_{\mathcal{C}} Z)) \end{array}$$

(unitality)

$$\begin{array}{ccc} I_{\mathcal{D}} \otimes_{\mathcal{D}} F(X) & \xrightarrow{\varepsilon \otimes 1_{F(X)}} & F(I_{\mathcal{C}}) \otimes_{\mathcal{D}} F(X) \\ l_{F(X)}^{\mathcal{D}} \downarrow & & \downarrow \mu_{I_{\mathcal{C}}, X} \\ F(X) & \xleftarrow{F(l_X^{\mathcal{C}})} & F(I_{\mathcal{C}} \otimes_{\mathcal{C}} X) \end{array}$$

$$\begin{array}{ccc}
F(X) \otimes_{\mathcal{D}} I_{\mathcal{D}} & \xrightarrow{1_{F(X)} \otimes \varepsilon} & F(X) \otimes_{\mathcal{D}} F(I_{\mathcal{C}}) \\
\downarrow r_{F(X)}^{\mathcal{D}} & & \downarrow \mu_{X, I_{\mathcal{C}}} \\
F(X) & \xleftarrow{F(r_X^{\mathcal{C}})} & F(X \otimes_{\mathcal{C}} I_{\mathcal{C}})
\end{array}$$

- lax monoidal functor F の ε と $\mu_{X,Y}$ が全て同型射ならば, F は **strong monoidal functor** と呼ばれる.
- lax monoidal functor F の ε と $\mu_{X,Y}$ が全て恒等射ならば, F は **strict monoidal functor** と呼ばれる.

3.2 TQFT の定義

位相的場の理論 (Topological Quantum Field Theory; TQFT) の枠組みをトップダウンに導入する.

3.2.1 Atiyah の公理系

まず, 全ての出発点として Atiyah の公理系 [?] というものがある:

公理 3.1: Atiyah の公理系 (若干簡略版)

体 \mathbb{K} 上の^a, D 次元の位相的場の理論 (Topological Quantum Field Theory; TQFT) とは, 以下の 2 つのデータからなる:

- (1) 向き付けられた (oriented) D 次元の閉多様体 (closed manifold) Σ に対応づけられた有限次元 \mathbb{K} -ベクトル空間 $V(\Sigma)$
- (2) 向き付けられた $D+1$ 次元の境界付き多様体 M に対応づけられたベクトル $Z(M) \in V(\partial M)$

これらのデータは以下の条件を充たす:

(TQFT-1)

Z は向きを保つ微分同相写像について関手的 (functorial) に振る舞う.

(TQFT-2)

Z は対合的 (involutory) である.

(TQFT-3)

Z はモノイダル的 (multiplicative^b) である.

^a 原論文 [?] では環としていて, ベクトル空間の代わりに環上の有限生成加群を扱っている. 今回は Hilbert 空間しか考えないので体 \mathbb{K} としておいた.

^b 「乗法的」というと語弊がありそうなのでモノイダル的と言った.

[?] に倣って公理の意味を精査していく.

(TQFT-1)

この公理は2つの要請を持つ：

- (1) D 次元閉多様体 $\Sigma, \Sigma', \Sigma''$ の間の向きを保つ微分同相写像 $f: \Sigma \rightarrow \Sigma', g: \Sigma' \rightarrow \Sigma''$ に対して、 $V(f): V(\Sigma) \rightarrow V(\Sigma')$ はベクトル空間の同型写像で、 $V(g \circ f) = V(g) \circ V(f)$ が成り立つ。
- (2) 向きを保つ微分同相写像 $f: \Sigma \rightarrow \Sigma'$ が、 $D+1$ 次元多様体 M, M' であって $\Sigma = \partial M, \Sigma' = \partial M'$ を満たすものの上に $f: M \rightarrow M'$ と拡張される場合に $V(f)(Z(M)) = Z(M')$ を満たす。

(TQFT-2)

Σ の向きを逆にして得られる D 次元閉多様体を Σ^* と書く^{*1}とき、 $V(\Sigma^*) = V(\Sigma)^*$ を満たす^{*2}。

(TQFT-3)

この公理は5つの要請を持つ：

- (1) D 次元閉多様体 Σ_1, Σ_2 に対して

$$V(\Sigma_1 \amalg \Sigma_2) = V(\Sigma_1) \otimes V(\Sigma_2)$$

が成り立つこと。

- (2) $D+1$ 次元多様体 M, M_1, M_2 に対して $\partial M_1 = \Sigma_1 \amalg \Sigma_3, \partial M_2 = \Sigma_2 \amalg \Sigma_3^*, M = M_1 \cup_{\Sigma_3} M_2$ が成り立つならば、

$$Z(M) = \langle Z(M_1) | Z(M_2) \rangle$$

ただし、

$$\langle | \rangle : V(\partial M_1) \otimes V(\partial M_2) = V(\Sigma_1) \otimes V(\Sigma_3) \otimes V(\Sigma_3)^* \otimes V(\Sigma_2) \rightarrow V(\partial M) = V(\Sigma_1) \otimes V(\Sigma_2),$$

$$|\psi_1\rangle \otimes |\psi_3\rangle \otimes \langle\varphi_3| \otimes |\psi_2\rangle \mapsto \langle\varphi_3|\psi_3\rangle |\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle$$

である。

- (3) (2) において $\Sigma_3 = \emptyset$ ならば、

$$Z(M) = Z(M_1) \otimes Z(M_2)$$

- (4) (1) から^{*3}、

$$V(\emptyset) = \mathbb{K}$$

- (5) (3) から^{*4}、

$$Z(\emptyset) = 1$$

今や別の同値な定義ができる。 $D+1$ 次元多様体 M の境界 ∂M を

$$\partial M = \Sigma_1^* \amalg \Sigma_2$$

^{*1} 【例 3.1.5】の意味で、圏 \mathbf{Cob}_{D+1} における $\Sigma \in \text{Ob}(\mathbf{Cob}_{D+1})$ の双対となっている。

^{*2} $V(\Sigma)$ が有限次元なので、 $V(\Sigma)^*$ はブラ空間と見做せる。

^{*3} \mathbf{Cob}_{D+1} の単位対象は \emptyset なので $\emptyset = \emptyset \amalg \emptyset$ 。よって (1) から $V(\emptyset) = V(\emptyset) \otimes V(\emptyset)$ 。これを満たすのは $V(\emptyset) = 0, \mathbb{K}$ (モノイダル圏 $\mathbf{Vec}_{\mathbb{K}}$ の単位対象は \mathbb{K} である) のどちらかしかないので、非自明な方を採用する。

^{*4} $\emptyset = \emptyset \amalg \emptyset$ なので (3) から $Z(\emptyset) = Z(\emptyset) \otimes Z(\emptyset)$ 。これを満たす $V(\emptyset) = \mathbb{K}$ の元は $0, 1$ しかないので、非自明な方を採用する。

と分解すると*5, (TQFT-3)-(1) より $Z(M) \in V(\partial M) = Z(\Sigma_1)^* \otimes Z(\Sigma_2) \cong \text{Hom}_{\mathbb{K}}(Z(\Sigma_1), Z(\Sigma_2))$ が言えるので, $Z(M)$ を線型写像 $Z(M): V(\Sigma_1) \rightarrow V(\Sigma_2)$ と同一視できるのである. (TQFT-1) もあわせると, 結局これまで V, Z と書いていたものは **strong monoidal functor**

$$Z: \mathbf{Cob}_{D+1} \rightarrow \mathbf{Vec}_{\mathbb{K}}$$

の 1 つに集約することができる.

定義 3.8: TQFT の定義

D 次元の位相的場の理論 (Topological Quantum Field Theory; TQFT) とは, コボルディズム圏からある対称モノイダル圏 \mathcal{D} への **strict monoidal functor**^a

$$Z: \mathbf{Cob}_{D+1} \rightarrow \mathcal{D}$$

のこと.

^a strong monoidal functor とする場合もある (例えば <https://ncatlab.org/nlab/show/cobordism>) ようだが, 原論文 [?] では strict monoidal functor になっていた.

興味があるのは $\mathcal{D} = \mathbf{Vec}_{\mathbb{K}}, \mathbf{Hilb}$ の場合なので, 以下では **TQFT** と言ったら **strict monoidal functor**

$$Z: \mathbf{Cob}_{D+1} \rightarrow \mathbf{Vec}_{\mathbb{K}}, \mathbf{Hilb}$$

を指すことにしよう.

3.3 連続な高次対称性

エニオンのフュージョン則を議論する前に少し寄り道をして, [?], [?] に倣って一般化対称性 (generalized symmetry)^{*6} の話をする. この節では自然単位系を使う. 時空を表す $D+1$ 次元多様体を \mathcal{M} と書き, \mathcal{M} のチャートの座標関数を $(x^0, x^1, \dots, x^D) =: (t, \mathbf{x})$ と書く. 特に D 次元多様体 Σ を使って $\mathcal{M} = \Sigma \times \mathbb{R}$ または $\Sigma \times S^1$ と書ける場合は $x^0 =: t$ で \mathbb{R} または S^1 成分のチャート (時間) を表すことにし, Σ のことを時間一定面と呼ぶ. \mathcal{M} として Minkowski 時空を考える場合, Minkowski 計量としては $[\eta_{\mu\nu}] := (-1, +1, \dots, +1)$ を用いる. Minkowski 計量でない一般の計量テンソルは $g := g_{\mu\nu} dx^\mu \otimes dx^\nu \in \Gamma(T^*\mathcal{M} \otimes T^*\mathcal{M})$ と表記し, 共役計量テンソルを $g^{\mu\nu} \partial_\mu \otimes \partial_\nu \in \Gamma(T\mathcal{M} \otimes T\mathcal{M})$ と表記する.

\mathcal{M} に計量 $g_{\mu\nu}$ が与えられたとき, 音楽同型 (musical isomorphism) を

$$\begin{aligned} \flat: \mathfrak{X}(\mathcal{M}) &\rightarrow \Omega^1(\mathcal{M}), X^\mu \partial_\mu \mapsto g_{\mu\nu} X^\nu dx^\mu, \\ \sharp: \Omega^1(\mathcal{M}) &\rightarrow \mathfrak{X}(\mathcal{M}), \omega_\mu dx^\mu \mapsto g^{\mu\nu} \omega_\nu \partial_\mu \end{aligned}$$

で定義する. Hodge star は

$$\begin{aligned} \star: \Omega^p(\mathcal{M}) &\rightarrow \Omega^{D+1-p}, \\ dx^{\mu_1} \wedge \dots \wedge dx^{\mu_p} &\mapsto \frac{1}{(D+1-p)!} g^{\mu_1 \nu_1} \dots g^{\mu_p \nu_p} \epsilon_{\nu_1 \dots \nu_p \mu_{p+1} \dots \mu_{D+1}} dx^{\mu_{p+1}} \wedge \dots \wedge dx^{\mu_{D+1}} \end{aligned}$$

*5 どちらか一方が \emptyset になっても良い

*6 高次対称性 (higher form symmetry) と呼ばれることもある.

を線型に拡張することで定義される．特に不変体積要素を

$$d^{D+1}x := \star 1 = \sqrt{|g|} dx^1 \wedge \cdots \wedge dx^{D+1}$$

と定義する．

\mathcal{M} の p 次元部分多様体^{*7} $\mathcal{N}^{(p)} \subset \mathcal{M}$ 上で p -形式 $\omega \in \Omega^p(\mathcal{M})$ を積分する場合, 包含写像 $\iota: \mathcal{N}^{(p)} \hookrightarrow \mathcal{M}$ による引き戻し $\iota^*: \Omega^p(\mathcal{M}) \longrightarrow \Omega^p(\mathcal{N}^{(p)})$ を用いて

$$\int_{\mathcal{N}} \omega := \int_{\mathcal{N}^{(p)}} \iota^* \omega$$

と定義する．このとき, Poincaré 双対を考えることで

$$\int_{\mathcal{N}} \omega = \int_{\mathcal{M}} \omega \wedge \delta(\mathcal{N}^{(p)})$$

を満たす $\delta(\mathcal{N}^{(p)}) \in \Omega^{D+1-p}(\mathcal{M})$ (**デルタ関数 p -形式**と呼ぶ) の存在がわかる^{*8}．さて, $\mathcal{N}^{(p)} = \partial\mathcal{M}^{(p+1)}$ の場合を考える． $\forall \omega \in \Omega^p(\mathcal{M})$ に対して Stokes の定理から

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{M}} \omega \wedge \delta(\partial\mathcal{M}^{(p+1)}) &= \int_{\partial\mathcal{M}^{(p+1)}} \omega = \int_{\mathcal{M}^{(p+1)}} d\omega = \int_{\mathcal{M}} d\omega \wedge \delta(\mathcal{M}^{(p+1)}) \\ &= \int_{\mathcal{M}} d(\omega \wedge \delta(\mathcal{M}^{(p+1)})) + (-1)^{p+1} \int_{\mathcal{M}} \omega \wedge d(\delta(\mathcal{M}^{(p+1)})) \\ &= (-1)^{p+1} \int_{\mathcal{M}} \omega \wedge d(\delta(\mathcal{M}^{(p+1)})) \end{aligned}$$

がわかるので,

$$d\delta(\mathcal{M}^{(p+1)}) = (-1)^{p+1} \delta(\partial\mathcal{M}^{(p+1)})$$

が成り立つ． p 次元部分多様体 $\mathcal{M}^{(p)}$ と $D+1-p$ 次元部分多様体 $\mathcal{M}^{(D+1-p)}$ に対して, これらの向きを考慮した**交点数**を

$$I(\mathcal{M}^{(p)}, \mathcal{M}^{(D+1-p)}) := \int_{\mathcal{M}} \delta(\mathcal{M}^{(p)}) \wedge \delta(\mathcal{M}^{(D+1-p)})$$

で定義する． $\mathcal{C}^{(p-1)} = \partial\mathcal{M}^{(p)}$ を満たす $\mathcal{C}^{(p-1)}$ と $\mathcal{M}^{(D+1-p)}$ の**絡み数**は

$$\text{Link}(\mathcal{C}^{(p-1)}, \mathcal{M}^{(p)}) := I(\mathcal{M}^{(p)}, \mathcal{M}^{(D+1-p)})$$

と定義される．

3.3.1 通常の対称性

N 成分の場^{*9} $\varphi: \mathcal{M} \longrightarrow \mathbb{K}^N$, $x \longmapsto (\varphi_i(x))_{1 \leq i \leq N}$ は, あるベクトル束 $\mathbb{K}^N \hookrightarrow E \xrightarrow{\pi} \mathcal{M}$ の切断と理解する．場の変換性はベクトル束の変換関数に由来する．

^{*7} コンパクトな埋め込まれた C^∞ 多様体と仮定する．

^{*8} 厳密な扱いは [?, p.270] を参照．ここでは雑に扱う．

^{*9} 場 φ の成分を表す添字として a, b, c, \dots を使う．

局所的な場のラグランジアン密度 $\mathcal{L}(\varphi_a(x), \partial_\mu \varphi_a(x))$ を持つ古典系を考える。この系の作用は

$$S[\varphi] := \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \mathcal{L}(\varphi_a(x), \partial_\mu \varphi_a(x))$$

と書かれる。場に関する作用の変分とは、勝手な「微小」切断 $\delta\psi \in \Gamma(E)$ による場の微小変換

$$\mathcal{T}_{\delta\psi}: \Gamma(E) \longrightarrow \Gamma(E), \varphi \longmapsto \varphi + \delta\psi$$

を用いて

$$\delta_{\delta\psi} S[\varphi] := S[\mathcal{T}_{\delta\psi}(\varphi)] - S[\varphi]$$

と定義される。頭には Stokes の定理を使って

$$\begin{aligned} \delta_{\delta\psi} S[\varphi] &= \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} \delta\psi_a(x) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \partial_\mu (\delta\psi_a(x)) \right) \\ &= \int_{\partial \mathcal{M}} \star \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \delta\psi_a(x) \right) + \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) \right) \delta\psi_a(x) \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

と書けるが、境界条件 $\partial \mathcal{M} = \emptyset$ または $\delta\psi|_{\partial \mathcal{M}} = 0$ を要請して第 1 項を落とすのが普通である。

最小作用の原理とは、古典論で実現される場の配位（このような場の配位は **on shell** であると呼ばれる） $\varphi_{\text{on shell}} \in \Gamma(E)$ に対して、

$$\forall \delta\psi, \delta_{\delta\psi} S[\varphi_{\text{on shell}}] = 0 \quad (3.3.2)$$

を要請するものである。(3.3.1) から, on shell な場 $\varphi_{\text{on shell}} \in \Gamma(E)$ が満たすべき方程式として Euler-Lagrange 方程式

$$1 \leq \forall i \leq N, \forall x \in \mathcal{M}, \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) \right] \Big|_{\varphi_{\text{on shell}}(x), \partial_\mu \varphi_{\text{on shell}}(x)} = 0 \quad (3.3.3)$$

が得られるのだった。煩雑なので以後 \mathcal{L} の引数は適宜省略する。

対称性変換とは、場の間の変換

$$\mathcal{T}: \Gamma(E) \longrightarrow \Gamma(E)$$

であって作用を不変にするもののことである。つまり、最小作用の原理 (3.3.2) とは異なり φ ではなく \mathcal{T} が

$$\forall \varphi \in \Gamma(E), \delta_{\mathcal{T}} S[\varphi] = 0 \quad (3.3.4)$$

によって定義される。ここに $\delta_{\mathcal{T}} S[\varphi] := S[\mathcal{T}(\varphi)] - S[\varphi]$ とおいた。定義 (3.3.4) は off shell な場も考慮していることに注意すべきである。特に対称性変換 \mathcal{T} が大域的な微小パラメータ ε および $\partial_0 \varphi$ に陽に依存しない^{*10}

^{*10} この仮定は (3.3.7) の導出で使うだけ（実はもっと条件を弱めることもできる）なので、Noether の定理の導出には必要ない。

$h \in \Gamma(E)$ を用いて $\mathcal{T}(\varphi) = \mathcal{T}_{\varepsilon h}(\varphi)$ と書かれる場合を考えよう.

$$\begin{aligned}
0 &= \delta_{\mathcal{T}} S[\varphi] = \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} \varepsilon h_a(x) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \partial_\mu (\varepsilon h_a(x)) \right) \\
&= \varepsilon \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) \right) h_a(x) \\
&\quad + \varepsilon \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) h_a(x) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \partial_\mu (h_a(x)) \right) \\
&= \varepsilon \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) \right) h_a(x) \\
&\quad + \varepsilon \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} h_a(x) \right)
\end{aligned}$$

が成り立つ. i.e. **Noether カレント**を $D+1$ 個の $X^\mu|_{\partial\mathcal{M}} = 0$ を充たす C^∞ 関数 X^μ を用いて

$$j^\mu(x) := \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} h_a(x) - X^\mu(x) \quad (3.3.5)$$

で定義すると, これが on shell とは限らない任意の $\varphi \in \Gamma(E)$ に対して

$$\partial_\mu j^\mu(x) = - \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_a(x)} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi_a(x))} \right) \right] \Big|_{\varphi(x), \partial_\mu \varphi(x)} h_a(x)$$

を充たすことが分かった. 特に on shell な任意の $\varphi_{\text{on shell}} \in \Gamma(E)$ に対しては (3.3.3) からカレント (3.3.5) の保存則

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0 \quad (3.3.6)$$

が成り立つ. このように, 対称性変換が存在するとそれに対応して on shell な保存則 (3.3.6) を充たすカレントが存在する (**Noether の定理**).

ここで, $\mathcal{M} = \Sigma \times \mathbb{R}$ と書ける場合を考える. このとき **Noether チャージ**を

$$Q(t) := \int_{\Sigma} d^D x j^0(t, \mathbf{x})$$

と定義すると, 保存則 (3.3.6) から $\partial\Sigma = \emptyset$ または $j^\mu|_{\partial\Sigma} = 0$ を要請すれば

$$\frac{dQ(t)}{dt} = - \int_{\Sigma} d^D x \partial_i j^i(t, \mathbf{x}) = 0$$

となって時間に依存しないことがわかる. さらに, $\pi^b(x) := \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 \varphi_b(x))}$ とおくと

$$Q = \int_{\Sigma} d^D x (\pi^a(x) h_a(x) - X^\mu(x))$$

であるから, Poisson 括弧が

$$\begin{aligned}
\{\varphi_a(x), Q\}_{\text{P}} &= \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}y \left(\frac{\partial \varphi_a(x)}{\partial \varphi_b(y)} \frac{\partial Q}{\partial \pi^b(y)} - \frac{\partial \varphi_a(x)}{\partial \pi^b(y)} \frac{\partial Q}{\partial \varphi_b(y)} \right) \\
&= \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}y \left(\delta_a^b \delta^{D+1}(x-y) \int_{\Sigma} d^D z \delta_b^c \delta^D(z-y) h_c(z) - 0 \right) \\
&= h_a(x)
\end{aligned}$$

と求まる．つまり， Q は対称性変換 $\mathcal{T}_{\varepsilon h}$ の無限小生成子^{*11}である．従って，正準量子化を行うと

$$[-i\hat{Q}, \hat{\varphi}_a(x)] = h_a(x) \quad (3.3.7)$$

となる．

【例 3.3.1】 $D+1$ 次元自由フェルミオン系

時空 \mathcal{M} を Minkowski 時空，場をスピン束 $\mathbb{C}^4 \hookrightarrow S \xrightarrow{\pi} \mathcal{M}$ の切断 $\psi \in \Gamma(S)$ とする (Dirac 場)．作用はガンマ行列 γ^μ ，Dirac 共役 $\bar{\psi} := i\psi^\dagger \gamma^0$ を用いて

$$S[\psi] = - \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \bar{\psi}(x) (\gamma^\mu \partial_\mu + m) \psi(x)$$

と書かれる．Euler-Lagrange 方程式 (3.3.3) は， $\bar{\psi}$, ψ に関する変分によってそれぞれ

$$\begin{aligned} (\gamma^\mu \partial_\mu + m) \psi &= 0, \\ \partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu - m \bar{\psi} &= 0 \end{aligned}$$

となる．この系の対称性変換は，例えば $e^{i\theta} \in U(1)$ による

$$\mathcal{T}: \Gamma(S) \longrightarrow \Gamma(S), \psi \longmapsto e^{i\theta} \psi$$

がある． \mathcal{T} を生成する無限小変換は $e^{i\theta}$ の Taylor 展開より $\mathcal{T}_{i\theta\psi}: \psi \longmapsto \psi + i\theta\psi$ である．つまり，先ほどの議論で登場した $h \in \Gamma(S)$ は今回の場合 $i\psi$ に相当する．よって対称性変換 \mathcal{T} に対応する Noether カレント (3.3.5) は

$$j^\mu(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \psi} i\psi = -i\bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (3.3.8)$$

と求まる． $\mathcal{M} = \mathbb{R}^D \times \mathbb{R}$ であるから，Noether チャージは

$$Q = -i \int_{\mathbb{R}^D} d^D x \bar{\psi}(x) \gamma^0 \psi(x)$$

であり，正準量子化すると (3.3.7) より

$$[i\hat{Q}, \hat{\psi}(x)] = -i\hat{\psi}(x)$$

が成り立つ．ここから有限変換 \mathcal{T} に戻すには，指数写像を用いれば良い．こうして

$$\exp(i\theta\hat{Q}) \hat{\psi}(x) \exp(-i\theta\hat{Q}) = e^{-i\theta} \hat{\psi}(x) \quad (3.3.9)$$

だと分かった．ここで [?, p.6] に倣って $g := e^{i\theta}$, $R_g := e^{-i\theta}$, $\hat{U}_g(\mathbb{R}^D) := \exp(i\theta\hat{Q})$ とおく．

- $U_g(\mathbb{R}^D)$ を \mathcal{M} の D 次元部分多様体 \mathbb{R}^D に付随する**対称性演算子**
- $\hat{\psi}$ を**荷電物体** (charged object)

と呼ぼう． $\forall g, g' \in U(1)$ に対して，対称性演算子は群のように振る舞う：

$$\hat{U}_g(\mathbb{R}^D) \hat{U}_{g'}(\mathbb{R}^D) = \hat{U}_{gg'}(\mathbb{R}^D)$$

^{*11} Hamilton フローの意味である

時間一定面を $\mathbb{R}^D \subset \mathcal{M}$ にとったのは、正準量子化により (3.3.7) を導くためであった。しかるに、時間一定面を任意の D 次元部分多様体 $\mathcal{M}^{(D)} \subset \mathcal{M}$ にとれるのではないかと期待される。積分領域が複雑になるので微分形式を使うと見通しが良い。

$$\star j := \star b(j^\mu \partial_\mu)$$

とおこう。このとき

$$d \star j = \partial_\mu j^\mu d^{D+1}x \quad (3.3.10)$$

が成り立つので、Noether カレントの保存則 (3.3.6) は単に $d \star j = 0$ と書ける。Noether チャージは

$$Q = \int_{\mathcal{M}^{(D)}} \star j = \int_{\mathcal{M}} \star j \wedge \delta(\mathcal{M}^{(D)})$$

である。 $\mathcal{M}^{(D)} \rightarrow \mathcal{M}^{(D)} + \delta \mathcal{M}^{(D)}$ w/ $\delta \mathcal{M}^{(D)} = \partial X^{(D+1)}$ なる時間一定面の変形を考えると、 Q の変化は保存則から

$$\delta Q = \int_{\delta \mathcal{M}^{(D)}} \star j = \int_{X^{(D)}} d \star j = 0$$

だと分かった。i.e.

$$\hat{U}_{e^{i\theta}}(\mathcal{M}^{(D)}) = \hat{U}_{e^{i\theta}}(\mathcal{M}^{(D)} + \delta \mathcal{M}^{(D)})$$

である。この意味で対称性演算子は**トポロジカル演算子**とも呼ばれる。しかし、 \mathcal{M} 上に荷電物体が存在しているときは (3.3.9) に注意しなくてはいいない。

時間一定面の変形をするので、量子化を経路積分で行う方が見通しが良い。経路積分では、任意の観測可能量 $\hat{\mathcal{O}}$ の期待値が

$$\langle \hat{\mathcal{O}} \rangle = \int [d\psi] e^{iS[\psi]} \mathcal{O}$$

と計算される。今、勝手な場の演算子 $\mathcal{O}(z)$ に対して

$$\langle \hat{\psi}(y) \hat{\mathcal{O}}(z) \rangle = \int [d\psi] e^{iS[\psi]} \psi(y) \mathcal{O}(z)$$

を計算しよう。荷電物体 $\hat{\psi}(y)$ を囲むような時間一定面 $\mathcal{M}^{(D)} \subset \mathcal{M}$ w/ $y \in \mathcal{M}^{(D)}, z \notin \mathcal{M}^{(D)}$ をとり、 $D+1$ 次元部分多様体 $\mathcal{M}^{(D+1)} \subset \mathbb{M}$ であって $\mathcal{M}^{(D)} = \partial \mathcal{M}^{(D+1)}$ を充たすようなものをとる。そして局所的な場の $U(1)$ 変換

$$\begin{aligned} \mathcal{T}: \Gamma(S) &\rightarrow \Gamma(S), \psi \mapsto (x \mapsto e^{i\theta(x)} \psi) \\ \text{w/ } \theta(x) &= \begin{cases} \theta, & x \in \mathcal{M}^{(D)}, \\ 0, & x \notin \mathcal{M}^{(D)} \end{cases} \end{aligned}$$

を行う。すると、Noether カレントの表式 (3.3.8) を用いて

$$\begin{aligned}
S[\mathcal{T}(\psi)] - S[\psi] &= - \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \, i\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) \partial_\mu \theta(x) \\
&= \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \, i\partial_\mu (\bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x)) \theta(x) \\
&= - \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x \, \partial_\mu j^\mu(x) \theta(x) \\
&= -\theta \int_{\mathcal{M}^{D+1}} d \star j \\
&= -\theta \int_{\mathcal{M}^D} \star j
\end{aligned}$$

であることがわかる。つまり、変換 \mathcal{T} の下で

$$\langle \hat{\psi}(y) \hat{\mathcal{O}}(z) \rangle = \int [d\psi] e^{iS[\psi]} \exp \left(-i\theta \int_{\mathcal{M}^D} \star j \right) e^{i\theta} \psi(y) \mathcal{O}(z)$$

と計算される。

$$\langle \hat{R}_g \hat{\psi}(y) \hat{\mathcal{O}}(z) \rangle = \int [d\psi] e^{iS[\psi]} U_g(\mathcal{M}^{(D)}) \psi(y) \mathcal{O}(z) \quad (3.3.11)$$

とすることである。

3.3.2 連続的高次対称性

【例 3.3.1】は、荷電物体が 0 次元に分布していた。これを p 次元部分多様体上に分布した物体に置き換えることで p -form symmetry の概念が得られる [?, p.10] :

！ 以下で部分多様体といったときは、技術的な理由からコンパクトな埋め込まれた C^∞ 多様体を指すものとする。

定義 3.9: p -form symmetry

$D+1$ 次元の場の量子論が群 G による **p -form symmetry** を持つとは、時空 \mathcal{M} の任意の $D-p$ 次元部分多様体 $\mathcal{M}^{(D-p)} \subset \mathcal{M}$ および $\forall g \in G$ に対して**対称性演算子 (トポロジカル演算子)** (topological operator) $U_g(\mathcal{M}^{(D-p)})$ が存在して以下を充たすことを言う :

- $U_g(\mathcal{M}^{(D-p)})$ は任意の p 次元部分多様体 $\mathcal{C}^{(p)} \subset \mathcal{M}$ の台を持つ**荷電物体 (演算子)** (charged object, operator) $V(\mathcal{C}^{(p)})$ に作用する。
- $\forall g, g' \in G$ に対して**群の規則** (group law)

$$U_g(\mathcal{M}^{(D-p)}) U_{g'}(\mathcal{M}^{(D-p)}) = U_{gg'}(\mathcal{M}^{(D-p)})$$

が成り立つ。

- 任意の p 次元部分多様体 $\mathcal{C}^{(p)} \subset \mathcal{M}$ と、それに「絡む」十分小さな $D-p$ 球 $S^{D-p} \subset \mathcal{M}$ に対して、(3.3.11) と同じく経路積分の期待値の意味で

$$U_g(S^{D-p}) V(\mathcal{C}^{(p)}) = R_g(V(\mathcal{C}^{(p)}))$$

が成り立つ。ただし $R: G \longrightarrow \text{GL}(\{\text{荷電物体}\})$ は群 G の表現である。

【例 3.3.2】 3 + 1 次元 U(1) ゲージ理論

物質場のない U(1) ゲージ理論を考える。ゲージ場を局所接続形式^a $a = a_\mu dx^\mu \in \Omega^1(\mathcal{M}; \mathfrak{u}(1))$ として与え、場の強さを $f := da$ とおく。 $f = f_{\mu\nu} dx^\mu \wedge dx^\nu$ と成分表示すると $f_{\mu\nu} = \partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu$ となる。

作用は

$$S[a] = -\frac{1}{2e^2} \int_{\mathcal{M}} d^4x f \wedge \star f = -\frac{1}{4e^2} \int_{\mathcal{M}} d^4x f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}$$

と書かれる。 $\delta a \in \Omega^1(\mathcal{M}; \mathfrak{u}(1))$ を用いた作用の変分は

$$\begin{aligned} \delta_{\delta a} S[a] &= -\frac{1}{e^2} \int_{\mathcal{M}} d(\delta a) \wedge \star f \\ &= -\frac{1}{e^2} \int_{\mathcal{M}} d(\delta a \wedge \star f) - \frac{1}{e^2} \int_{\mathcal{M}} \delta a \wedge d \star f \end{aligned}$$

なので、Euler-Lagrange 方程式と Bianchi 恒等式から

$$\begin{aligned} d \star f &= 0, \\ df &= 0 \end{aligned}$$

が言える (Maxwell 方程式)。これをカレントの保存則と見做して、任意の $3 - 1 = 2$ 次元閉部分多様体 $\mathcal{M}^{(2)} \subset \mathcal{M}$ 上のトポロジカル演算子を

$$\begin{aligned} U^{\text{E}}_{e^{i\theta}}(\mathcal{M}^{(2)}) &:= \exp \left(i\theta \int_{\mathcal{M}^{(2)}} \frac{\star f}{e^2} \right) \\ U^{\text{M}}_{e^{i\theta}}(\mathcal{M}^{(2)}) &:= \exp \left(i\theta \int_{\mathcal{M}^{(2)}} \frac{f}{2\pi} \right) \end{aligned}$$

と定義しよう。 $U^{\text{E}}_{e^{i\theta}}(\mathcal{M}^{(2)})$ が作用する荷電物体は **Wilson loop**

$$W(\mathcal{C}^{(1)}) := \exp \left(i \int_{\mathcal{C}^{(1)}} a \right)$$

である。このことを示そう。

簡単のため $S := \mathcal{M}^{(2)}$, $C := \mathcal{C}^{(1)}$ と略記する。今、**絡み数**^aが

$$\text{Link}(S, C) = \int_{\mathcal{M}} \delta(C) \wedge \delta(V) = 1$$

となるように $C, V, S = \partial V$ をとる。ゲージ場の変換

$$\mathcal{T}: a \longmapsto a + \theta \delta(V)$$

の下で場の強さは $f \mapsto f + \theta d(\delta(V)) = f - \theta \delta(S)$ となり, 作用は^b

$$\begin{aligned} S[\mathcal{T}(a)] - S[a] &= -\frac{1}{2e^2} \int_{\mathcal{M}} (f - \theta \delta(S)) \wedge \star(f - \theta \delta(S)) - S[a] \\ &= \frac{\theta}{2e^2} \int_{\mathcal{M}} (\delta(S) \wedge \star f + f \wedge \star \delta(S) - \theta \delta(S) \wedge \star \delta(S)) \\ &= \frac{\theta}{e^2} \int_{\mathcal{M}} (\delta(S) \wedge \star f - \theta \delta(S) \wedge \star \delta(S)) \\ &= \theta \int_S \frac{\star f}{e^2} - \frac{\theta^2}{2e^2} \int_S \delta(S) \end{aligned}$$

と変換する. 一方, Wilson ループは

$$\begin{aligned} W(C) &\mapsto \exp \left(i \int_C (a + \theta \delta(V)) \right) \\ &= \exp \left(i \int_C a + i\theta \int_{\mathcal{M}} \delta(V) \wedge \delta(C) \right) \\ &= \exp \left(i \int_C a - i\theta \text{Link}(S, C) \right) \\ &= e^{-i\theta} \exp \left(i \int_C a \right) \end{aligned}$$

と変換するので^c,

$$\langle W(C) \mathcal{O} \rangle = \int [da] e^{iS[a]} U_{e^{i\theta}}^E(S) e^{-i\theta} W(C) \mathcal{O}$$

i.e.

$$\langle e^{i\theta} W(C) \mathcal{O} \rangle = \int [da] e^{iS[a]} U_{e^{i\theta}}^E(S) W(C) \mathcal{O}$$

が分かった.

トポロジカル演算子を 2 次元閉部分多様体上で定義したが, 境界を持つ場合, i.e. $C := \partial \mathcal{M}_C^{(2)} \neq \emptyset$ の場合はどうなるのか.

$$H_\theta(\mathcal{M}_C^{(2)}) := \exp \left(i\theta \int_{\mathcal{M}_C^{(2)}} \frac{\star f}{e^2} \right)$$

を考える. 境界を共有するもう 1 つの 2 次元部分多様体 $\mathcal{N}_C^{(2)}$ を持ってくると

$$H_\theta(\mathcal{M}_C^{(2)}) H_\theta(\mathcal{N}_C^{(2)})^{-1} = \exp \left(i\theta \oint_{\mathcal{M}_C^{(2)} \cup_C (-\mathcal{N}_C^{(2)})} \frac{\star f}{e^2} \right)$$

これは $\theta \in 2\pi\mathbb{Z}$ のとき C にしかよらない. このことから, $U_{e^{i\theta}}^M(\mathcal{M}_C^{(2)})$ が作用する荷電物体 (**t Hooft ループ**) を Hodge dual なゲージ場 $db := \frac{2\pi}{e^2} \star f$ によって

$$H_n(C) := \exp \left(i n \int_C b \right)$$

と定義できる.

^a 厳密には \mathcal{M} の開集合上の $\mathfrak{u}(1)$ -値 1 形式

^b $\omega \wedge \star \eta = \eta \wedge \star \omega$ に注意.

^c トポロジカル演算子を $\exp \left[i\theta \left(\int_S \frac{\star f}{e^2} - \frac{\theta^2}{2e^2} \int_S \delta(S) \right) \right]$ と再定義した.

3.3.3 対称性の自発的破れ

まずは通常の対称性 (0-form symmetry) の場合を考える. 系が Lie 群 G で特徴付けられる 0-form symmetry を持つ場合を考えよう. ただし群は場へ表現 $\rho: G \rightarrow \mathrm{GL}(N, \mathbb{K})$ として作用しているとする. このとき, 無限小な対称性変換は Lie 代数 \mathfrak{g} の基底 $T^A \in \mathfrak{g}$ および微分表現 $\rho_*: \mathfrak{g} \rightarrow \mathfrak{gl}(N, \mathbb{K})$ を用いて^{*12} $\mathcal{T}_{i \in A \rho_*(T^A)(\varphi)}$ と書けるので, Noether の定理より on shell な保存則 (3.3.10) を充たす $\dim G$ 個の Noether カレント (3.3.5) j_A ($A = 1, \dots, \dim G$) が存在し, それに付随して $\dim G$ 個の保存電荷 $Q_A(\mathcal{M}^{(D)}) = \int_{\mathcal{M}^{(D)}} \star j_A$ が存在して対称性変換の無限小生成子 (3.3.7) となるのだった.

さて, Noether の定理によって特徴付けられる対称性は必ずしも系の基底状態 $|0\rangle$ の対称性にならない. i.e. 形式的には

$$(1) \quad 1 \leq \forall A \leq \dim G, \quad \hat{Q}_A |0\rangle = 0$$

$$(2) \quad 1 \leq \exists A \leq \dim G, \quad \hat{Q}_A |0\rangle \neq 0$$

の 2 つの場合^{*13} があり得る. (1) の場合, 系は対称性を実現している, または系は **Wigner 相** (Wigner phase) にあると言い, (2) の場合, 系の対称性が**自発的に破れた**, または系は **Nambu-Goldstone 相** (Nambu-Goldstone phase) にあると言う [?, p.1]. 0-form symmetry の言葉に翻訳すると, **対称性の自発的破れ** (spontaneous symmetry breaking; SSB) とは, 0-form symmetry を特徴付ける Lie 群 G がその部分群 $H \subset G$ に縮小していることを指す^{*14}. SSB を特徴付けるには, 上述のように素朴には $\hat{Q}_A |0\rangle \neq 0$ を充たす $1 \leq A \leq \dim G$ が存在するかどうかを確認すれば良いように見えるが, $\langle 0 | \hat{Q}_A \hat{Q}_A | 0 \rangle \propto \mathrm{vol}(\mathcal{M}^{(D)})$ なので^{*15} 熱力学極限において $\hat{Q}_A |0\rangle$ は定義できない. そこで, 代わりにある局所演算子 (i.e. compactly supported な演算子) $\hat{O}(x)$ が存在して

$$\langle 0 | [i\hat{Q}_A, \hat{O}(x)] | 0 \rangle \neq 0 \quad (3.3.12)$$

を充たすことと特徴付ける. (3.3.12) の左辺を系の**秩序変数** (order parameter) と呼ぶ.

では, 相対論的な系における Nambu-Goldstone の定理から出発しよう.

^{*12} 苦肉の策だが, Lie 代数の添字を A, B, C, \dots とする.

^{*13} もしくは, $U_g(\mathcal{M}^{(D)}) |0\rangle = |0\rangle$ としても良い.

^{*14} 考えている場が構造群 G を持つファイバー束として定式化されている場合, SSB は数学的には**構造群の収縮** (reduction of structure group) として定式化できる.

^{*15} **Fabri - Picasso の定理** [?]

定理 3.1: Nambu-Goldstone (相対論的)

考えている系が Lie 群 G で特徴付けられる 0-form symmetry を持ち、さらに

- (1) 並進対称性と Lorentz 共変性を持ち、
- (2) 部分群 $H \subset G$ に対称性が自発的に破れている

とする。このとき、系は線形分散を持つ零質量の独立な励起 (**NG モード**) をちょうど $\dim G - \dim H$ 個持つ。

定理 3.1 の条件 (1) は NG モードが互いに独立であり、かつ必ず線形分散を持つことの証明に使うのだが、かなりややこしい^{*16}ので、ここでは NG モードが存在することだけの証明の概略を述べるに留める。

証明 系は場 $\varphi \in \Gamma(E)$ からなるとし、この系の作用を $S[\varphi]$ と書く。Green 関数の生成汎関数を

$$\begin{aligned} Z[J] &= e^{iW[J]} := \langle 0 | \mathcal{T} \exp \left(i \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x J(x) \varphi(x) \right) | 0 \rangle \\ &= \frac{\int [d\varphi] \exp \left(S[\varphi] + \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x J(x) \varphi(x) \right)}{\int [d\varphi] \exp S[\varphi]} \end{aligned}$$

と定義し、有効作用を

$$\Gamma[\psi] := W[J] - \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x J(x) \psi(x)$$

と定義する。ただし

$$\psi(x) := \frac{\delta W[J]}{\delta J(x)} = \frac{\langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\varphi}(x) \exp \left(i \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x J(x) \varphi(x) \right) \} | 0 \rangle}{\langle 0 | \mathcal{T} \{ \exp \left(i \int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x J(x) \varphi(x) \right) \} | 0 \rangle}$$

とおいた。さらに有効ポテンシャルを

$$V(\varphi) := - \frac{\Gamma[\varphi]|_{\varphi=\text{const.}}}{\int_{\mathcal{M}} d^{D+1}x}$$

と定義する。QFT の一般論から、場の演算子の真空期待値 $\varphi_0 := \langle 0 | \hat{\varphi}(x) | 0 \rangle$ に対して $\varphi_0 = \text{argmin } V(\varphi)$ であることが知られている。

簡単のため G が線型 Lie 群で、系の対称性変換が $\mathcal{T}_{i\varepsilon_A \rho_*(T^A)(\varphi)}$ ($A = 1, \dots, \dim G$) と書ける場合を考える。(3.3.7) を思い出すと、このとき

$$[i\hat{Q}^A, \hat{\varphi}(x)] = i\rho_*(T^A)(\hat{\varphi}(x))$$

^{*16} 例えば [?, p.7] に漸近場を使った議論が載っている

が成り立つ。 $\Gamma[\varphi]$, $V[\varphi]$ もこの変換の下で不変なので

$$\begin{aligned} V(\varphi + i\epsilon^A \rho_*(T^A)\varphi) &= V(\varphi) \\ \Rightarrow \frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi_a} [\rho_*(T^A)]_a{}^b \varphi_b &= 0 \\ \Rightarrow \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi_a \partial \varphi_b} [\rho_*(T^A)]_b{}^c \varphi_c + \frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi_b} [\rho_*(T^A)]_a{}^b \varphi_b &= 0 \quad (1 \leq \forall a \leq N) \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

ここで条件 (2) から

$$\langle 0 | [i\hat{Q}_A, \hat{\varphi}(x)] | 0 \rangle = i\rho_*(T^A) (\langle 0 | \hat{\varphi}(x) | 0 \rangle) \begin{cases} = 0, & T^A \in \mathfrak{h}, \\ \neq 0, & T^A \notin \mathfrak{h} \end{cases}$$

が成り立つので, $v := \langle 0 | \hat{\varphi}(x) | 0 \rangle$ とおくと, (3.3.13) より破れた対称性に対応する任意の $1 \leq A \leq \dim G$ に対して

$$v \neq 0 \text{ かつ } \left. \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi_a \partial \varphi_b} \right|_{\varphi=v} [\rho_*(T^A)(v)]_b = 0 \quad (1 \leq \forall a \leq N) \quad (3.3.14)$$

が成り立たねばならない。ところで, 真空期待値が 0 になる場を $\tilde{\varphi}(x) := \varphi(x) - v$ で定義すると

$$V(\varphi) = V(v) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi_a \partial \varphi_b} \right|_{\varphi=v} \tilde{\varphi}_a \tilde{\varphi}_b + \mathcal{O}(\tilde{\varphi}^3)$$

となるから, 行列 $\left[\left. \frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi_a \partial \varphi_b} \right|_{\varphi=v} \right]_{1 \leq a, b \leq \dim G}$ を対角化した固有値が粒子の質量の 2 乗を与える。従って (3.3.14) から, $T^A \notin \mathfrak{h}$ ならば $\rho_*(T^A)(v)$ がこの行列の固有値 0 に対応する固有ベクトル, i.e. ゼロ質量の NG 粒子であることが分かった。 ■

NG モードの存在がわかったので, 次に NG 粒子を記述する有効ラグランジアン構成法を考える。破れた対称性は Lie 群 G/H で特徴付けられるはずである。まず, $\text{Lie}(G/H) \cong \mathfrak{g}/\mathfrak{h}$ に注意する^{*17}。このとき $\mathfrak{g}/\mathfrak{h}$ の基底を $X^A + \mathfrak{h}$ $^w/$ $A = 1, \dots, \dim G - \dim H$ と書くと, $X^A \in \mathfrak{g} \setminus \mathfrak{h}$ が \mathfrak{g} において線型独立であるように選べるから, T^A のうち \mathfrak{h} に属さないものとしてすることができる。命題??より可換図式

$$\begin{array}{ccc} \mathfrak{g} & \xrightarrow{T_{1_G} p} & \text{Lie}(G/H) \cong \mathfrak{g}/\mathfrak{h} \\ \downarrow \exp_G & & \downarrow \exp_{G/H} \\ G & \xrightarrow{p} & G/H \end{array}$$

が成り立つから, 左剰余類 $gH \in G/H$ の代表元として

$$\exp_G(i\pi_A(x)X^A) \in G$$

を選ぶことができる^{*18}。この $\dim G - \dim H$ 成分場 $\pi: M \rightarrow \text{Lie}(G/H)$ のことを **NG ボゾン場**と呼ぶ。このとき, 大域的な $\forall g \in G$ の作用に応じた場 π の変換 $\pi \mapsto \pi'$ は

$$\exp_G(i\pi_A(x)X^A) H \mapsto g \exp_G(i\pi_A(x)X^A) H =: \exp_G(i\pi'_A(x)X^A) H$$

^{*17} 標準的射影 $p: G \rightarrow G/H$ について $T_{1_G} p: \mathfrak{g} \rightarrow \text{Lie}(G/H)$ は全射であるが, $X \in \mathfrak{h} \iff T_{1_G} p(X) = T_0(p \circ \exp_G) \left(\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} \right) = 0$ なので $\mathfrak{h} \subset \text{Ker } T_{1_G} p$ がわかり, 次元を考えると $\text{Ker } T_{1_G} p = \mathfrak{h}$ が言える。よって準同型定理から $\mathfrak{g}/\mathfrak{h} \cong \text{Lie}(G/H)$ である。

^{*18} 厳密には \exp_G が全射とは限らないので, これは多様体 G/H の単位元 H 近傍のチャート $(U, (\pi_A))$ だと考えるべきである。

となるから、顕にはある $h(g, \pi) \in H$ を使って

$$\exp_G(\mathrm{i}\pi'_A(x)X^A) = g \exp_G(\mathrm{i}\pi_A(x)X^A) h(g, \pi) \quad (3.3.15)$$

と書くことができる。 $g \in H$ のときは任意の π について

$$\exp_G(\mathrm{i}\pi'_A(x)X^A) H = \exp_G(\mathrm{i}\pi_A(x)X^A) H$$

でなくてはならないから $h(g, \pi) = g^{-1}$ であり、(3.3.15) を $0 \in \mathfrak{h}$ において微分することで $\pi(x)$ が

$$\pi'(x) = \mathrm{Ad}(g)(\pi(x))$$

なる線形変換を受けることがわかる。一方で $g \in G \setminus H$ のときは変換則 (3.3.15) は $\pi(x)$ について非線形である。

NG ボゾン場の項を含むラグランジアンは、 G -不変でなくてはならない。そのためには Maurer-Cartan 形式 $\theta \in \Omega^1(G; \mathfrak{g})$ を使う。これを C^∞ 写像 $\xi := \exp_G(\mathrm{i}\pi(-)): \mathcal{M} \rightarrow G$ で引き戻すことで左不変な $\xi^*\theta \in \Omega^1(\mathcal{M}; \mathfrak{g})$ を得る。 \mathfrak{h} 成分と $\mathfrak{g} \setminus \mathfrak{h}$ 成分に分離して

$$\xi^*\theta = \underbrace{\xi^*\theta_\parallel}_{\in \mathfrak{h}} + \underbrace{\xi^*\theta_\perp}_{\in \mathfrak{g} \setminus \mathfrak{h}}$$

と書く。行列 Lie 群の場合に成分表示を求めると

$$\xi^*\theta|_x(\partial_\mu) = \theta_{\xi(x)}(T_x \xi(\partial_\mu)) = \xi(x)^{-1} \partial_\mu \xi(x)$$

である。変換則 (3.3.15) から、 $\forall g \in G$ に関する大域的な変換について

$$\xi(x)^{-1} \partial_\mu \xi(x) \mapsto h^{-1}(g, \pi) \xi(x)^{-1} \partial_\mu \xi(x) h(g, \pi) + \underbrace{h(g, \pi)^{-1} \partial_\mu h(g, \pi)}_{\in \mathfrak{h}}$$

となる。 i.e. $\mathrm{Tr}(\xi^*\theta_\perp) \in \Omega^1(M)$ が NG ボゾン場の変換 (3.3.15) について整合的である。よって微分の次数が 2 次の Lagrangian が

$$\mathcal{L}_{\mathrm{NGB}} := -\frac{1}{2} \mathrm{Tr}(\xi^*\theta_\perp \wedge \star \xi^*\theta_\perp)$$

で与えられる^{*19}。低エネルギーの時は π の最低次までとる。

$$\begin{aligned} \xi(x)^{-1} \partial_\mu \xi(x) &= \frac{1 - e^{-\mathrm{i} \mathrm{ad}(\pi(x))}}{\mathrm{i} \mathrm{ad}(\pi(x))} (\partial_\mu \pi(x)) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\mathrm{i})^n}{(n+1)!} \mathrm{ad}(\pi(x))^n (\partial_\mu \pi(x)) \\ &= \partial_\mu \pi(x) - \frac{\mathrm{i}}{2!} [\pi(x), \partial_\mu \pi(x)] + \mathcal{O}(\pi^2 \partial_\mu \pi) \end{aligned}$$

なので

$$\mathcal{L}_{\mathrm{NGB}} = -\frac{1}{2} \partial_\mu \pi_A \partial^\mu \pi_B \mathrm{Tr}(X^A X^B)$$

^{*19} このウェッジ積は普通のものではなく、 $\omega = \omega_A T^A$, $\eta = \eta_A T^A$ と展開して $\omega \wedge \eta := \frac{1}{2} \omega_A \wedge \eta_B [T^A, T^B] \in \Omega^{p+q}(M; \mathfrak{g})$ と定義した。

である。 $g^{AB} := \text{Tr}(X^A X^B)$ は \mathfrak{g} の規格化条件にもよるが、多様体 G/H の計量テンソルになっている。

次に物質場との結合を記述する方法を考える。物質場 ψ の値域は破れていない対称性 H の既約表現 $\rho_H: H \rightarrow \text{GL}(\mathcal{H})$ の表現空間 \mathcal{H} だと考えて良い。 $\forall g \in G$ による変換則は (3.3.15) の $h(g, \pi) \in H$ を使って

$$\psi(x) \mapsto \rho_0(h(g, \pi)^{-1})(\psi(x))$$

と定義すると、前述の議論から $g = h \in H$ のときは $\psi \mapsto \rho_0(h)(\psi)$ と変換するので整合的である。 G の既約表現 $\rho: G \rightarrow \text{GL}(\mathcal{H}_{\text{ext}})$ であって、 H の表現と見做して既約表現の直和に分解した際に ρ_0 を直和因子の 1 つに持つようなものを与えたとき、標準的包含 $\mathcal{H} \hookrightarrow \mathcal{H}_{\text{ext}}$ によって ψ を送った先を $\hat{\psi}$ とおくと、新しい場

$$\chi(x) := \rho(\xi(\pi))(\hat{\psi}(x))$$

は、 $\forall g \in G$ による大域的変換の下で

$$\begin{aligned} \chi(x) &\mapsto \rho(g\xi(\pi)h(g, \pi))(\widehat{\rho_0(h(g, \pi)^{-1})(\psi)(x)}) \\ &= \rho(g) \circ \rho(\xi(\pi)) \circ \rho(h(g, \pi)) \circ \rho(h(g, \pi))^{-1}(\hat{\psi}(x)) \\ &= \rho(g)(\chi(x)) \end{aligned}$$

の変換を受ける。 ψ をそのまま扱うよりも $\chi: \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{H}_{\text{ext}}$ について G -不変な Lagrangian を書き下す方が簡単であり、 χ は NGB と物質場の相互作用も記述してくれる。最後に、これまで大域的対称性だと思っていた群 G の作用を局所的対称性にするために背景ゲージ場を導入する (**ゲージ化**)。そのためには Maurer-Cartan 形式の ∂_μ を共変微分に置き換えれば良く、NGB と背景ゲージ場との結合はそれで決まる。あからさまには

$$\xi(x)^{-1}(\partial_\mu + A_\mu(x))\xi(x)$$

にすると言うことである。 $A_{\mu A} T^A$ と展開すると

$$\begin{aligned} \xi(x)^{-1} A_\mu(x) \xi(x) &= A_{\mu A}(x) \text{Ad}(\exp_G(-i\pi(x)))(T^A) \\ &= A_{\mu A}(x) \exp_{\text{GL}(\mathfrak{g})}(-i\pi_B(x) \text{ad}(T^B))(T^A) \\ &= A_{\mu A}(x) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \pi_{B_1}(x) \cdots \pi_{B_n}(x) \text{ad}(T^{B_1}) \circ \cdots \circ \text{ad}(T^{B_n})(T^A) \\ &= A_{\mu A}(x) + \mathcal{O}(\pi) \end{aligned}$$

となるので、 π の最低次では Maurer-Cartan 形式の成分

$$\partial_\mu \pi + A_\mu$$

と書かれる。よってゲージ変換 $A \mapsto A + d\lambda_0$ は NG ボゾンに $\pi + \lambda_0$ のシフトを引き起こす。

余談だが、定理 3.1 の Lorentz 共変性の条件 (1) を外すと話はややこしくなる。まず、波数の小さいところにおいて分散関係が奇数幂であるような NG モードを **Type-I**、偶数幂で書けるような NG モードを **Type-II** と呼ぶ [?]. そして

- 破れた対称性の個数を $N_{\text{BG}} := \dim G - \dim H$
- NG モードの総数を N_{NGB}
- Type-I, Type-II の個数をそれぞれ $N_{\text{I}}, N_{\text{II}}$

とおこう．[?] による結果は以下の通りである：

定理 3.2: Nielsen-Chadha

$$N_{\text{I}} + 2N_{\text{II}} \geq N_{\text{BG}}$$

証明 ■

さらに，[?] によって以下が示された：

定理 3.3: Watanabe-Murayama

$\Omega := \int_{\Sigma} d^D x$ とおき， $\rho_{AB} := \lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{-i}{\Omega} \langle 0 | [Q_A, Q_B] | 0 \rangle$ と定義する．このとき以下が成り立つ：

$$N_{\text{BG}} - N_{\text{NGB}} = \frac{1}{2} \text{rank } \rho$$

証明 ■

3.3.4 高次対称性の自発的破れ

この小節と次の小節では時空 \mathcal{M} は境界を持たないと仮定する^{*20}．0 次対称性の場合と同様に， p 次対称性の自発的破れを議論することができる． p -form symmetry の場合，トロポジカル演算子は $p+1$ -form 背景ゲージ場と等価であった．0-form の場合からの類推で，NG ボゾン場は背景 $p+1$ -form ゲージ場のゲージ変換によってシフトするはずだが， $p+1$ -form ゲージ場 B_{p+1} のゲージ変換は p -form Λ_p により $B_{p+1} \mapsto B_{p+1} + d\Lambda_p$ の形をしているので，NG ボゾン場は p -form である．

p -form symmetry の秩序変数は荷電物体の真空期待値であり，一般に $\mathcal{C}^{(p)} \subset \mathcal{M}$ に依存する何らかの関数 $F(\mathcal{C}^{(p)})$ を使って

$$\langle V(\mathcal{C}^{(p)}) \rangle \sim e^{-F(\mathcal{C}^{(p)})}$$

の振る舞いをする．SSB を特徴づける典型的な振る舞いは

$$\lim_{\text{vol}(\mathcal{C}^{(p)}) \rightarrow \infty} \text{Re} \left[\frac{F(\mathcal{C}^{(p)})}{\text{vol}(\mathcal{C}^{(p)})} \right] \begin{cases} < \infty, & \text{SSB} \\ = \infty, & \text{unbroken} \end{cases}$$

というものである．SSB が起こったと言うのは，荷電演算子を

$$\hat{V}(\mathcal{C}^{(p)}) := e^{-c \int_{\mathcal{C}^{(p)}} \star_{\mathcal{C}^{(p)}} 1} V(\mathcal{C}^{(p)})$$

と正則化することで

$$\lim_{\text{vol}(\mathcal{C}^{(p)}) \rightarrow \infty} \langle V(\mathcal{C}^{(p)}) \rangle \neq 0$$

^{*20} 境界がある場合の取り扱い [?] に書いてある．

を充たすようにできると言う意味である。

演算子形式ではどうなるのだろうか？ (3.3.12) の素朴な一般化は

$$\left\langle \left[i\hat{Q}(\mathcal{M}^{(D-p)}), V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle$$

であるが、これは $\mathcal{M}^{(D-p)}, \mathcal{C}^{(p)}$ が共に閉多様体だと微妙なところがある [?].

[?, p.5-6] に倣って、系が並進対称性を持つ場合にギャップレスな励起が存在することをざっと確認しよう。演算子形式で議論するので、時間一定面 $\mathcal{M}^{(D)} \subset \mathcal{M}$ を 1 つ固定し、微妙なことが起こらないように $\mathcal{M}^{(D-p)} \subset \mathcal{M}^{(D)}$ が境界を持つとする。保存則 $d \star j = 0$ を充たすカレント $\star j$ および $\mathcal{M}^{(D)}$ に関するデルタ関数形式 $\delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})(x)|n\rangle$ を使って $Q(\mathcal{M}^{(D-p)}) = \int_{\mathcal{M}^{(D)}} \star j \wedge \delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})$ と書ける。並進対称性から $\langle 0 | \star \hat{j} \wedge \delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})(x) | n \rangle = e^{ip_n \cdot x} \langle 0 | \star \hat{j} \wedge \delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})(0) | n \rangle$ が成り立つので

$$\begin{aligned} & \left\langle \left[i\hat{Q}(\mathcal{M}^{(D-p)}), V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle \\ &= i \sum_n (2\pi)^D \delta^D(\mathbf{p}) \left(\langle 0 | \star \hat{j} \wedge \delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})(0) | n \rangle \langle n | V(\mathcal{C}^{(p)}) | 0 \rangle e^{-iE_n x^0} \right. \\ & \quad \left. - \langle 0 | V(\mathcal{C}^{(p)}) | n \rangle \langle n | \star \hat{j} \wedge \delta^D(\mathcal{M}^{(D-p)})(0) | 0 \rangle e^{iE_n x^0} \right) \end{aligned}$$

が言える。一方で左辺を $x^0 = t$ 方向に微分すると、保存則および Stokes の定理から

$$\begin{aligned} \partial_0 \left\langle \left[i\hat{Q}(\mathcal{M}^{(D-p)}), V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle &= \int_{\mathcal{M}^{(D-p)}} \left\langle \left[\partial_0 \star j, V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle \\ &= - \int_{\partial \mathcal{M}^{(D-p)} \subset \partial \mathcal{M}^{(D)}} \left\langle \left[\star_{\mathcal{M}^{(D)}} j, V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle \end{aligned}$$

となる。次元を数えることでいつでも $\mathcal{C}^{(p)} \cap \partial \mathcal{M}^{(D-p)} = \emptyset$ にできることがわかるので結局右辺は 0 だとわかる。よってもし $\left\langle \left[i\hat{Q}(\mathcal{M}^{(D-p)}), V(\mathcal{C}^{(p)}) \right] \right\rangle \neq 0$ ならば $\mathbf{p} = 0$ のときに $E_n = 0$ となるような n が存在する。

【例 3.3.3】 3 + 1 次元の Yang-Mills 理論

【例 3.3.4】 U(1) ゲージ理論

3.3.5 高次対称性の Coleman-Mermin-Wagner の定理

通常の Coleman-Mermin-Wagner の定理は、連続的 0 次対称性が 1 + 1 次元以下では自発的に破れないことを主張する。これは p 次対称性に拡張することができる：

定理 3.4: 高次対称性についての Coleman-Mermin-Wagner の定理

$D + 1$ 次元時空において、Lie 群 G で特徴付けられる $p \geq D - 1$ 次対称性は自発的に破れない。

証明 より詳細な扱いは [?, p.23] を参照。ここではとても雑に示す。

$D+1$ 次元 Euclid 時空 \mathcal{M} の自由かつ massless な p -form 場（これは p -form NG ボゾン場のつもりである） $B_p \in \Omega^p(\mathcal{M})$ の理論

$$S = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{M}} dB_p \wedge \star dB_p$$

を考える． B_p の 2 点関数の長距離における振る舞いを見る．そのためには参照点を 1 つ固定し，その点を原点に持つ $D+1$ 次元極座標 $(r, \theta^1, \dots, \theta^D)$ を r が十分大きいところととる．このときの Green 関数の r 依存性を見ればよい：

$$d \star dG_p(r, \theta^\mu) = 0$$

外微分したときに $\partial_r dr \wedge$ が生き残るのは $d\theta^{\mu_1} \wedge \dots \wedge d\theta^{\mu_p}$ の項のみである．また，自然基底の規格化のために $r d\theta^\mu$ を考えないといけないので，結局 p -form の

$$G_p^{\text{ang}}{}_{\mu_1, \dots, \mu_p} r^p d\theta^{\mu_1} \wedge \dots \wedge d\theta^{\mu_p}$$

の部分を見ないと意味がない．よって

$$\frac{1}{r^{D+1-p}} \partial_r \left(r^{D+1-(p+1)} \frac{1}{r^p} \partial_r (r^p G(r)) \right) = 0$$

ということであり， $G(r) \sim r^{-(d-p-1)}$ である．このことから， $d-p-1 > 0$ でないと 2 点関数が $r \rightarrow \infty$ で発散することになり， p -form NG ボゾン場が ill-defined である．i.e. $p \geq D-1$ -form symmetry は自発的に破れない．

■

3.3.6 対称性のアノマリー

アノマリー^{*21}には，大別して 3 種類ある [?]：

ゲージアノマリー

元の理論 $S[\psi]$ にゲージ化 $\partial_\mu \mapsto \partial_\mu + a_\mu$ の操作を施して得られた理論 $S_{\text{gauged}}[\psi, a]$ の^{*22}分配関数

$$Z_{\text{gauged}} = \int [da] \int [d\psi] e^{-S_{\text{gauged}}[\psi, a] - S_{\text{kin}}[a]} =: \int [da] Z[A] e^{-S_{\text{kin}}[a]}$$

について，ある $g: \mathcal{M}^{(D+1)} \rightarrow G$ が存在してゲージ変換 $a \mapsto a^g := g^{-1} a g + g^{-1} dg$ の下で $Z[a] \neq Z[a^g]$ となること．このとき理論は矛盾している．と言うのも，汎関数積分 $\int [dA]$ が ill-defined になるからである．

't Hooft アノマリー

元の理論 $S[\psi]$ にゲージ化 $\partial_\mu \mapsto \partial_\mu + A_\mu$ の操作を施して得られた理論 $S_{\text{gauged}}[\psi, A]$ について

$$Z[A] := \int [d\psi] e^{-S_{\text{gauged}}[\psi, A]}$$

^{*21} 訳語だと対称性の量子的破れと呼ぶこともある [?].

^{*22} ゲージ場がダイナミカルなときは a, b, \dots で，単に外場であるときは A, B, \dots で書くことにする．

と定義したとき、ある $g \in G$ が存在してゲージ変換 $A \mapsto A^g := g^{-1}Ag + g^{-1}dg$ の下で $Z[A] \neq Z[A^g]$ となること。 A は単なる外場なので、理論が矛盾したわけではない。 また、 $Z[0] = Z$ となる。

今、 $Z_{UV}[A]$ が繰り込み群変換の下で $Z_{IR}[A]$ に流れるとする。 このとき、 のちに見るようにアノマリーは 1 つ次元が上の TQFT で記述されるが、 TQFT は繰り込み群変換の下で不変なので、 両者のアノマリーは一致していなくてははいけない。 つまり、 理論 Z_{UV} が繰り込み群変換で Z_{IR} へ流れるための必要条件は、 両者で 't Hooft アノマリーが一致することなのである。

ABJ アノマリー (Adler Bell Jackiw anomaly)

ゲージ群 G についてゲージアノマリーを持たない理論

$$Z = \int [da] \int [d\psi] e^{-S[\psi, a]} =: \int [da] Z[a]$$

が別の Lie 群 H についても大域的対称性を持っているとき、 外場 A を導入して H 対称性をゲージ化して

$$Z[a, A] = \int [d\psi] e^{-S[\psi, a, A]}$$

を得るが、 この新しく加えた A についてゲージ変換 $A \mapsto A^h$ を施したときに $Z[a, A^h] \neq Z[a, A]$ となることである。 摂動論的には、 $2n$ 次元の理論が持つ摂動アノマリーであって、 対応する $n+1$ 角形の Feynman ダイアグラムの外線のうち 1 本が外場で、 残りの n 本がダイナミカルなゲージ場であるようなものである。 ABJ アノマリーの場合もまた、 理論が矛盾しているわけではない。

ABJ アノマリーは Noether カレントの非保存と等価である。

$$S[\psi, a] := \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} d^{D+1}x \bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu + a_\mu) \psi$$

を考える。 これが G によるゲージ変換以外に、 H による大域的対称性 $S[\psi, a] = S[\psi^h, a]$ を持っているとする。 このとき $h: \mathcal{M}^{(D+1)} \rightarrow H$ による変換 $\rho(h)(\psi)$ を摂動的に扱い $h \sim 1 + \epsilon$ と思うと、

$$S[\psi^h, a] = S[\psi, a] - \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} d^{D+1}x \epsilon \partial_\mu (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi)$$

になる。 ここで、 経路積分において測度が $[d\bar{\psi}^h d\psi^h] = J[d\bar{\psi} d\psi]$ と変換するならば

$$Z[a] = \int [d\bar{\psi}^h d\psi^h] e^{-S[\psi^h, a]} = \int [d\bar{\psi} d\psi] e^{-S[\psi, a]} J e^{\int d^{D+1}x \epsilon \partial_\mu j^\mu}$$

であり、 $J = e^{\int d^{D+1}x \epsilon \mathbf{A}}$ と書くと

$$\partial_\mu j^\mu = \mathbf{A}$$

が導かれるのだった (Fujikawa の方法)。 一方、 大域的対称性 H をゲージ化して

$$S[\psi, a, A] := \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} d^{D+1}x \bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu + a_\mu + A_\mu) \psi$$

にする。 ゲージ不変性から $S[\psi^h, a, A^h] = S[\psi, a, A]$ なので、

$$S[\psi^h, a, A] = S[\psi^h, a, A^h] - \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} d^{D+1}x \epsilon \partial_\mu (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi)$$

である。ABJ アノマリーは

$$\begin{aligned} Z[a, A^h] &= e^{i \int d^{D+1} \epsilon B} Z[a, A] \\ \iff \int [d\bar{\psi}^h d\psi^h] e^{-S[\psi^h, a, A^h]} &= e^{i \int d^{D+1} \epsilon B} \int [d\bar{\psi} d\psi] e^{-S[\psi, a, A]} \end{aligned}$$

を意味するから,

$$\partial_\mu j^\mu = -iB$$

となる。

Lie 群 G で特徴づけられる 0-form symmetry の場合を考える。on shell な保存カレントを 't Hooft アノマリーの意味で 1-form 背景ゲージ場 A_1 に結合させることができる。このとき、ゲージ場はダイナミカルでないので、分配関数は

$$Z[A_1] = \int [d\psi] e^{-S[\psi, A_1]}$$

の形になっている。この 0-form symmetry がアノマリーを持つとは、ゲージ変換 $A_1 \mapsto A_1 + d\lambda_0$ の下で分配関数が不変にならないことである、と定義しよう。記号的には

$$Z[A_1 + d\lambda_0] = e^{i \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \mathcal{A}[A_1, \lambda_0]} Z[A_1]$$

ということである。ここで、この位相 $\mathcal{A}[A_1, \lambda_0]$ は $D+2$ 次元時空の TQFT の境界からの寄与だと考えてみよう^{*23}：

$$e^{i \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \mathcal{A}[A_1, \lambda_0]} = e^{i \int_{\partial \mathcal{N}^{(D+2)}} \mathcal{A}[A_1, \lambda_0]} = e^{i \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} d\mathcal{A}[A_1, \lambda_0]}$$

つまり、 $d\mathcal{A}[A_1, \lambda_0]$ を $\hat{\mathcal{A}}[A_1 + d\lambda_0] \in \Omega^{D+2}(\mathcal{N}^{(D+2)})$ と見做すのである。すると、元の理論の分配関数を

$$\hat{Z}[A_1] := Z[A_1] e^{-i \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \hat{\mathcal{A}}[A_1]}$$

と正則化すれば、直上で定義した意味でのアノマリーを相殺できるのである。

【例 3.3.5】カイラルアノマリー

カイラルアノマリーを Fujikawa 法で計算した結果は

$$\mathcal{A}[A_1, \lambda_0] = \kappa \lambda_0 \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2}$$

であるが,

$$\hat{\mathcal{A}}[A_1] = \kappa A_1 \wedge \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2}$$

^{*23} この仮説は、フェルミオン系においては数学的に証明されている [?]

とすれば

$$\begin{aligned}\widehat{Z}[A_1 + d\lambda_0] &= Z[A_1] e^{i\kappa \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \lambda_0 \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2}} e^{-i\kappa \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} (A_1 + d\lambda_0) \wedge \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2}} \\ &= \widehat{Z}[A_1] e^{\kappa \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \lambda_0 \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2} - i\kappa \int_{\partial \mathcal{N}^{(D+2)} = \mathcal{M}^{(D+1)}} \lambda_0 \frac{F_2 \wedge F_2}{8\pi^2}} \\ &= \widehat{Z}[A_1]\end{aligned}$$

となり、アノマリーが相殺されている。

しかるに、全てのゲージ変換について分配関数の不変性を調べるのは一般には難しい。そこで、アノマリーの定義を数学的により扱いやすい形に書き直そう [?, p.41]。まず、アノマリー流入の仮説から出発する：

仮説 3.1: anomaly inflow

$d = D+1$ 次元時空 $\mathcal{M}^{(d)}$ の上の任意のゲージ場の理論 $Z[A; \mathcal{M}^{(d)}]$ を与える。このとき、ある $\mathcal{N}^{(d+1)}$ の上の **TQFT** $S^{\text{top}}[A; \mathcal{N}^{(d+1)}]$ が存在して、任意の $d+1$ 次元時空 $\mathcal{N}^{(d+1)}$ であって $\partial \mathcal{N}^{(d+1)} = \mathcal{M}^{(d)}$ を充たすものについて

$$\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}^{(d+1)}] := Z_{\mathcal{M}^{(d)}}[A] e^{-i S^{\text{top}}[A; \mathcal{N}^{(d+1)}]}$$

で定義される理論がゲージ不変であるようにできる。

ここから、 d 次元のゲージ場の理論の分配関数をむしろ初めから $\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}^{(d+1)}]$ として定義する。

定義 3.10: アノマリー

理論 $\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}^{(d+1)}]$ が**アノマリー**を持つとは、ある2つの異なる $d+1$ 次元時空 $\mathcal{N}_1^{(d+1)}, \mathcal{N}_2^{(d+1)}$ であって $\partial \mathcal{N}_1^{(d+1)} = \partial \mathcal{N}_2^{(d+1)} = \mathcal{M}^{(d)}$ を充たすものが存在して

$$J[A; \mathcal{N}_1^{(d+1)}, \mathcal{N}_2^{(d+1)}] := \frac{\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}_2^{(d+1)}]}{\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}_1^{(d+1)}]} \neq 1$$

が成り立つことを言う。

定義 3.11: IFT

TQFT $\mathcal{Z}: \mathbf{Cob}_{d+1} \rightarrow \mathbf{Hilb}$ が **IFT** (invertible field theory) であるとは、 $\forall \Sigma^{(d)} \in \text{Ob}(\mathbf{Cob}_{d+1})$ について

$$\dim_{\mathbb{C}} \mathcal{Z}(\Sigma^{(d)}) = 1$$

が成り立つことを言う。

仮説 3.1 において, $S^{\text{top}}[A; \mathcal{N}^{(d+1)}]$ は TQFT であった. 特に IFT であることを仮定すると, アノマリーは

$$\begin{aligned} J[A; \mathcal{N}_1^{(d+1)}, \mathcal{N}_2^{(d+1)}] &= \frac{\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}_2^{(d+1)}]}{\widehat{Z}[A; \mathcal{M}^{(d)}, \mathcal{N}_1^{(d+1)}]} \\ &= (e^{iS^{\text{top}}[A; \mathcal{N}_1^{(d+1)}]})^\dagger e^{iS^{\text{top}}[A; \mathcal{N}_2^{(d+1)}]} \\ &= \langle \mathcal{Z}(\mathcal{N}_1^{(d+1)}) | \mathcal{Z}(\mathcal{N}_2^{(d+1)}) \rangle \\ &= \mathcal{Z}((-\mathcal{N}_1^{(d+1)}) \cup_{\partial \mathcal{N}^{(d+1)}} \mathcal{N}_2^{(d+1)}) \end{aligned}$$

となる. i.e. $\mathcal{M}^{(d)}$ のアノマリーはある IFT $\mathcal{Z}: \mathbf{Cob}_{d+1} \rightarrow \mathbf{Hilb}$ の分配関数^{*24}である. この事実を**バルク-エッジ対応**と言う. 結局, アノマリーを列挙する問題は IFT を列挙する問題に帰着された, ということである.

さらに, 次の有名な予想がある [?]:

予想 3.1: Freed-Hopkins の予想

IFT $\mathbf{Cob}_{d+1} \rightarrow \mathbf{Hilb}$ の群構造は, $d+2$ 次元の bordism 群の Anderson 双対

$$(I_{\mathbb{Z}}\Omega)^{d+2}$$

により与えられる.

3.3.7 高次対称性のアノマリー

高次対称性に関しても全く同様にアノマリーを判定できる. つまり, p -form カレントを背景ゲージ場と結合させてゲージ変換を施した際の分配関数の変化が

$$Z[A_{p_i} + d\Lambda_{p_i-1}] = Z[A_{p_i}] e^{i \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \mathcal{A}[A_{p_i}, \Lambda_{p_i-1}]}$$

となり, $\mathcal{A}[A_{p_i}, \Lambda_{p_i-1}] \neq 0$ ならば理論はアノマリーを持つと言う. 特に $\mathcal{A}[A_{p_i}, \Lambda_{p_i-1} = 0 \forall i] = 0$ ならば **Hooft アノマリー**, そうでないならば **ABJ 型のアノマリー**を持つと言う.

【例 3.3.6】 p -form $U(1)$ ゲージ理論のアノマリー

作用が

$$S[A_p] = \frac{1}{2g^2} \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} F_{p+1} \wedge \star F_{p+1}$$

^{*24} $d+1$ 次元閉多様体 $\mathcal{N}^{(d+1)}$ を $\mathcal{N}^{(d+1)} \in \text{Hom}_{\mathbf{Cob}_{d+1}}(\emptyset, \emptyset)$ と見做した際に, TQFT $\mathcal{Z}: \mathbf{Cob}_{d+1} \rightarrow \mathbf{Hilb}$ によって線型写像 $\mathcal{Z}(\mathcal{N}^{(d+1)}): \mathcal{Z}(\emptyset) \rightarrow \mathcal{Z}(\emptyset)$ が定まるが, $\mathcal{Z}(\emptyset) = \mathbb{C}$ と定義していたのでこの線型写像はある複素数 $\lambda_{\mathcal{Z}, \mathcal{N}^{(d+1)}} \in \mathbb{C}$ と $\mathcal{Z}(\mathcal{N}^{(d+1)})(|\psi\rangle) = \lambda_{\mathcal{Z}, \mathcal{N}^{(d+1)}} |\psi\rangle$ の関係で一対一対応する. この複素数 $\lambda_{\mathcal{Z}, \mathcal{N}^{(d+1)}}$ のことを $\mathcal{Z}(\mathcal{N}^{(d+1)})$ と書いて, 分配関数と呼ぶ.

で書かれる p -form U(1) ゲージ場 A_p の理論を考えよう^a U(1)-ゲージ変換は $A_p \mapsto A_p + d\Lambda_{p-1}$ と書け、運動方程式と Bianchi 恒等式はそれぞれ

$$\begin{aligned} d \star F_{p+1} &= 0, \\ dF_{p+1} &= 0 \end{aligned}$$

となり、これらに対応して2つの保存カレント

$$\begin{aligned} \star J^{(e)} &:= \frac{1}{g^2} \star F_{p+1} \\ \star J^{(m)} &:= \frac{1}{2\pi} F_{p+1} \end{aligned}$$

がある。背景ゲージ場 $B_{p+1}^{(e)}$, $B_{D-p}^{(m)}$ と結合させよう：

$$S[A_p, B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] = \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \frac{1}{2g^2} (F_{p+1} - B_{p+1}^{(e)}) \wedge \star (F_{p+1} - B_{p+1}^{(e)}) + \frac{i}{2\pi} \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} F_{p+1} \wedge B_{D-p}^{(m)}$$

ここで背景ゲージ場のゲージ変換 $\delta B_{p+1}^{(e)} = \Lambda_{p+1}^{(e)} \in B^{p+1}(\mathcal{M}^{(D+1)}; \mathbb{Z})$ を施す^b：

$$\begin{aligned} S[A_p, B_{p+1}^{(e)} + \Lambda_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] \\ = S[A_p, B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] + \frac{i}{2\pi} \int_{\mathcal{M}^{(D+1)}} \Lambda_{p+1}^{(e)} \wedge B_{D-p}^{(m)} \end{aligned}$$

この 't Hooft アノマリーは、アノマリー流入

$$\hat{A}[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] := \frac{i}{2\pi} B_{p+1}^{(e)} \wedge dB_{D-p}^{(m)}$$

により相殺される。と言うのも、

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \hat{A}[B_{p+1}^{(e)} + \Lambda_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] &= \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \hat{A}[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] + \frac{i}{2\pi} \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \Lambda_{p+1}^{(e)} \wedge dB_{D-p}^{(m)} \\ &= \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \hat{A}[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] + (-1)^{p+1} \frac{i}{2\pi} \int_{\partial\mathcal{N}^{(D+2)} = \mathcal{M}^{(D+1)}} \Lambda_{p+1}^{(e)} \wedge B_{D-p}^{(m)} \end{aligned}$$

となるので、分配関数を

$$\hat{Z}[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] := Z[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}] e^{(-1)^p \int_{\mathcal{N}^{(D+2)}} \hat{A}[B_{p+1}^{(e)}, B_{D-p}^{(m)}]}$$

と正則化すれば良い。

^a この理論は **p -form electrodynamics** と呼ばれる。

^b $B^\bullet(\mathcal{M}^{(D+1)}) := \text{Im}(d : \Omega^{\bullet-1}(\mathcal{M}^{(D+1)}) \rightarrow \Omega^\bullet(\mathcal{M}^{(D+1)}))$ はバウンダリー。

■ 3.4 離散的な高次対称性

離散群で特徴づけられる対称性は、Lie 群の場合と異なり、必ずしも保存カレントが存在しない。そのようなときであっても **トロポジカル演算子** および背景ゲージ場を定義することができる。

3.4.1 離散的ゲージ理論
