

# B4 セミナー

Toshiya Tanaka

2023 年 3 月 22 日

## 1 Introduction

- この文書では教科書の誤植や説明不足だと感じたことをまとめています。
- 公式の誤植リストは[ここ](#)にあります<sup>i.</sup>。ここにあるものも書きますが、公式文書を読むことをおすすめします。
- 「[セミナーの準備の仕方について \(河東泰之\)](#)」はゼミ準備の心構えとして有名な文書なので一読するとよいでしょう。特に

黙って「何々である」とか，“It is easy to see...”, “We may assume that...”, “It is enough to show...”などと書いてあるのはすべて、なぜなのか徹底的に考えなくてはなりません。「本に書いてあるから」とか「先生がそう言うから」などの理由で、なんとなく分かったような気になるのは絶対にアウトです。そういうところは「なぜですか」と聞かれるに決まっているんですから、どうきかれてもすぐに答えられるように準備をしておく必要があります。

ということは意識すべきです。

- この文書についても同じで、「この文書に書いてあるから」というのは根拠にはなりません。<sup>ii.</sup>
- ゼミの準備の仕方として、もう少し易しめに書かれているものとして、「[輪講の準備の仕方 \(渡辺宙志\)](#)」も参考になります。特に、12 ページの  
先生からの質問は詰問ではない  
ということは心に留めておくとうよいと思います。
- Part I は自分で導くべき式と事実を書いてある式とがあり、わからないことは積極的に人に聞くと良いと思います。

## 2 Symmetries of Space-Time

### 2.1 Relativistic particle kinematics

### 2.2 Natural units

- SI と自然単位系の変換を実際に計算すること。
- Eq. (2.30) は冪が間違い。正しくは  $10^{-23}$ 。

### 2.3 A little theory of discrete groups

- 物理では対称性が大事で、離散対称性と連続対称性に分けられる。前者の例は parity や時間反転に関する対称性で、後者の例は並進や回転などに関する対称性である。これらの操作は群 (group) という構造を成し、それを古典力学や量子力学の理論は、理論の (線形) 空間に作用させて不変であることを要請する。このようなことを調べる数学の分野を表現論という。物理でよくいう「群論」は群の表現論である。群の演算を線形空間の行列で表現するときに、量子力学ではこの線形空間が状態空間 (Hilbert 空間) で行列が物理量である。表現論は物理の本だと [\[九後 89\]](#) や [\[猪木 94\]](#) の 7 章などが標準的で、数学の本だと線形代数と接続がよいものとして [\[池田 22\]](#) がある。

<sup>i.</sup> 数式が tex 記法でベタ打ちなのでつらい。MathJax 使ってほしかった。

<sup>ii.</sup> 誤植を訂正しているはずが、さらに誤植だったということは大いにあります。

- 対称群  $\Pi_3$  の元が数学でよくある置換でないことに注意． $\Pi_3$  は元自身ではなく文字の場所にラベルをつけている．

## 2.4 A little theory of continuous groups

- 対称性と保存則の関係は [坂本 14, Chap.10, Sec.4] に詳しい．
- 連続対称性に関する操作は Lie 群という構造を成し，Lie 群は単位元近傍の微小変換を調べれば大体わかることが知られている．Lie 群の単位元近傍は線形空間になっていて，行列の交換子で閉じる．この構造を Lie 環という．物理で重要な例は  $\mathfrak{su}(2)$  という Lie 環<sup>iii</sup> で，量子力学でよくやる各運動量演算子  $[J_j, J_k] = i\epsilon_{jkl}J_l$  がそれである．角運動量が回転に対する保存量だったことを思い出すと， $J_i$  は微小回転に対応している．表現の次元は spin の大きさを勘定することがある．角運動量の大きさ  $j$  に対し，行列のサイズは  $2j + 1$  になるので， $2j + 1$  次元表現を spin  $j$  表現と言ったりする．例えば，1 次元表現は spin 0 表現で，2 次元表現は spin 1/2 表現で  $J_i$  は Pauli 行列たちである．このあたりの話は [Geo10, Chap.3], [猪木 94] あたりが詳しい．
- Eq. (2.55) は BCH formula から示せると言われる．確かに左辺を計算して，BCH formula から Lie bracket の入れ子の和の指数関数でかけることがいえ，Lie bracket で閉じているものが Lie 環なので左辺は群の元なのだが，それが  $\gamma$  と同じということ言えないと思う．

## 2.5 Discrete space-time symmetries

- Eq. (2.71) の  $P$  がかかって  $+$  を吐くか  $-$  を吐くかは粒子や場の性質である． $-$  を吐くほうを擬スカラー/ベクトルなどという．

## 3 Relativistic Wave Equations

### 3.1 The Klein–Gordon equation

### 3.2 Fields and particles

### 3.3 Maxwell’s equations

### 3.4 The Dirac equations

- Dirac 表現

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1_2 & 0 \\ 0 & -1_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \gamma^i \\ -\gamma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

と Chiral 表現

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1_2 \\ 1_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \gamma^i \\ -\gamma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

の間のユニタリ変換は

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

ととり， $U^\dagger \gamma^\mu U$  で Dirac 表現に移る．他の流儀で chiral 表現を

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

<sup>iii</sup>. Lie 群  $G$  に対し，Lie 環はフラクトゥール小文字で  $\mathfrak{g}$  と書くことがある．物理屋さんはあまりこの違いを気にしないので両方アルファベット大文字で書いてしまう文献もしばしばある．

ととる本もある [坂本 14] がこの場合は Unitary 行列を

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

ととればよい。こちらのほうが最初に思いつく対角化だと思う。

### 3.5 Relativistic normalization of states

- 公式 (3.82)  $\delta(g(x)) = \delta(x)/|dg(x)/dx|$  は次のように導出できる。まず,  $\delta$  関数は

$$\int dx \delta(x) = 1 \quad (6)$$

$$\int dx f(x) \delta(x-a) = f(a) \quad (7)$$

を満たす「なにか」と定まっていることとする。今,  $g(x)$  を  $x = \alpha$  に零点を持つ単調関数として,  $y = g(x)$  とおくと  $dy = g'(x) dx$  の変数変換があるので,

$$f(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} dy f(y) \delta(y-a) = \int_{-\infty}^{\infty} dx |g'(x)| f(x) \delta(g(x)) \quad (8)$$

となる。絶対値がつくのは,  $g(x)$  が単調減少のとき, 積分区間が  $y: -\infty \rightarrow \infty$  のとき,  $x: \infty \rightarrow -\infty$  だから, 積分区間を反転させるマイナスと  $g'(x)$  が負であることに注意するとこのようになることが理解できる。教科書の場合は  $x = 0$  で零点を持つ場合であるので, 比較して積分変数  $y$  はダミーなので  $x$  としてもよく  $\delta(g(x)) = \delta(x)/|g'(x)|$  となる。

もっと一般に,  $g'(x) \neq 0$  で  $x = \alpha_i$  に零点を持つ微分可能関数  $g(x)$  について,

$$\delta(g(x)) = \sum_i \frac{1}{|dg(x)/dx|} \delta(x - \alpha_i) \quad (9)$$

が成り立つ。

導出は次のようにする。まず,  $\delta$  関数が全空間の積分でなくても

$$1 = \int_{-\epsilon}^{\epsilon} dx \delta(x) \quad (10)$$

であることに注意すると, 単調関数の場合の導出は, 全空間で単調でなくても零点を含む積分区間内で単調であれば同様の結果が成り立つことがわかる。

今,  $g(x)$  を  $x = \alpha_i, i = 1, 2, \dots, n$  に零点を持つ連続関数とする。ただし,  $i \neq j$  ならば  $\alpha_i \neq \alpha_j$  で  $g'(\alpha_i) \neq 0$  とする。この場合,  $\epsilon > 0$  を区間  $[\alpha_i - \epsilon, \alpha_i + \epsilon]$  内で単調であるよう小さく取ると, 積分は

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx |g'(x)| \delta g(x) = \sum_{i=1}^n \int_{\alpha_i - \epsilon}^{\alpha_i + \epsilon} dx |g'(x)| \delta g(x) \quad (11)$$

と分割することができる。各積分について, 前の結果を使うことで

$$\int_{\alpha_i - \epsilon}^{\alpha_i + \epsilon} dx |g'(x)| \delta(g(x)) = \int_{g(\alpha_i - \epsilon)}^{g(\alpha_i + \epsilon)} dy \delta(y - \alpha_i) \quad (12)$$

となり, <sup>iv</sup> 足して比較すると

$$\delta(g(x)) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{|g'(x)|} \delta(x - \alpha_i) \quad (13)$$

を得る。

<sup>iv</sup> 積分区間は単調減少なら引数内の負号は反対で場合分けする必要があるので正しくないが, 許して。

- この小節ではベクトルの添字とスピノルの添字を区別しなければならない。<sup>v</sup>Gamma 行列  $\gamma^\mu$  は  $4 \times 4$  行列で 4 つある。このとき、 $\mu$  はベクトルの添字である。スピノル添字は  $a, b, \dots$  や  $\alpha, \beta, \dots$  あたりの文字をよく使う。通常の行列  $A$  を添字を explicit に  $A = (a_{ab})$  と書くことに倣うと  $\gamma^\mu = ((\gamma^\mu)_b^a)$  とかける。上付き下付きはあまり気にしなくて良いが、意味はある [九後 89, Chap.1], [坂本 14]。
- Dirac 方程式  $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$  は四成分スピノルの方程式であることに注意せよ。とくに  $m$  の後ろには  $4 \times 4$  単位行列が省略されている。また、スピノル添字を explicit にかけるか？<sup>vi</sup>

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)_\beta^\alpha \psi(x)^\beta = 0^\alpha \quad (14)$$

である。

### 3.6 Spin and statistics

## 4 The Hydrogen Atom and Positronium

### 4.1 The ideal hydrogen atom

- ゼミでは水素原子の Schödinger 方程式を解けることが求められる。エネルギー固有値が離散的で整数でラベル付けられるのはなぜか、など。細かいところは [猪木 94] など、標準的な量子力学の教科書を参照のこと。
- Bohr 半径  $a_0$  は水素原子の基底状態の電子がどれくらいの範囲に広がっているかを特徴づける量といえる。この良い指標として、位置の分散

$$\langle r^2 \rangle := \int_0^\infty dr \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi r^2 \sin \theta R^*(r) r^2 R(r) \quad (15)$$

を考える。 $R(r)$  は動径波動関数で Laguerre 微分方程式の解である。基底状態ではこれは  $R(r) = Ce^{-r/a_0}$  である。ここで  $C$  は規格化定数。規格化も考えておくこと<sup>vii</sup>。Eq. (15) の値は  $3a_0^2$  となり、その平方根は大体  $a_0$  である。

もう一つ、よくされる議論として位置の期待値でなく存在確率そのものを考える。球座標で積分すると Jacobian のなかの  $r^2$  がでてきて、これを含めて<sup>viii</sup>存在確率  $p(r)$  を考えると、

$$p(r) \propto \int_0^\infty dr r^2 R^*(r) R(r) \quad (16)$$

となる。波動関数および絶対値の二乗は原点で極大だが、これを考えると  $r = a_0$  で極大であることがわかる。

- 上の 1 つ目の議論は  $v/c \sim \alpha$  の導出でも使える。量子力学では速度というより、 $p/m$  を考えるべきで、 $\sqrt{\langle p^2 \rangle}$  を計算すると  $\sqrt{3}\alpha$  となって、 $\alpha \sim 1/137$  なので、非相対論極限でよさそう、ということ。

### 4.2 Fine structure and hyperfine structure

- (4.12) は Biot-Savart の法則を使えばよい。電子の静止系からみると、陽子は  $-\vec{v}$  で運動している。これを電流だと思って、また、線素  $d\vec{l} = -\vec{v} dt$  と時間  $t$  でパラメトライズすると

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{(-e)(-\vec{v}) dt \times \vec{r}'}{(r')^3} \vec{r}' \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (17)$$

$$= -\vec{v} \times \frac{-e}{4\pi r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (18)$$

$$= -\vec{v} \times \vec{E} \quad (19)$$

となる。

<sup>v</sup> ベクトル添字には  $\mu, \nu, \dots$  あたりのギリシア文字、スピノル添字には  $\alpha, \beta, \dots$  あたりのギリシア文字や  $a, b, \dots$  あたりのアルファベットを使いたい気持ちがある。

<sup>vi</sup> 正方行列  $A = (a_{\alpha\beta})$ ,  $B = (b_{\alpha\beta})$  の積  $AB$  を添字を用いて表すと  $(AB)_{\alpha\gamma} = A_{\alpha\beta} B_{\beta\gamma}$  とかけることを思い出すと

<sup>vii</sup> 確か、 $\pi a_0^2$  だった気がする。

<sup>viii</sup> 距離  $r$  の一点ではなく、半径  $r$  の球殻上の

- Exercise (4.3) では一般の方向への Lorentz 変換が必要になる。これは速度  $\vec{\beta}$  に平行な方向と直行する方向に位置ベクトルを分解して、平行な成分に関して Lorentz 変換を考えればよい。分解は Gram-Schmidt の要領で

$$\vec{x} = \vec{x}_{\parallel} + \vec{x}_{\perp}, \quad (20)$$

$$\vec{x}_{\parallel} = \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{x}}{|\vec{\beta}|^2} \vec{\beta} \quad (21)$$

$$\vec{x}_{\perp} = \vec{x} - \vec{x}_{\parallel} \quad (22)$$

として、Lorentz 変換は

$$t' = \gamma(t + \beta \cdot \vec{x}) \quad (23)$$

$$\vec{x}' = \vec{x}_{\perp} + \gamma(\vec{x}_{\parallel} + \beta t) \quad (24)$$

となる。

結果は演習問題 (4.3) のようになる。

### 4.3 Positronium

ポジトロニウムは京都大学の課題演習の題材にあるようで、[課題演習 A1・A2](#) や [課題研究 P1・P2](#) にある資料が参考になる。

- 換算質量  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  はどこから出てくるか。古典論ではなく、量子論で Schrödinger 方程式から導けることを見よ。重心  $\vec{R} := (m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2) / (m_1 + m_2)$ , 相対  $\vec{r} := \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  と定め、元の Hamiltonian  $H = -\Delta_1 / (2m_1) - \Delta_2 / (2m_2) + V(|\vec{r}|)$  を  $\vec{r}$  と  $\vec{R}$  の微分で書き直せばよい。
- 反粒子が粒子に対して反対のパリティをもつ理由は Dirac 方程式からわかる。今、パリティのもとで、Dirac 方程式が不変であると思う。つまり、

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(t, \vec{x}) = 0 \quad (25)$$

をパリティ変換したものをプライムをつけて表すと

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi'(t, \vec{x}) \quad (26)$$

も満たしてほしい。

Eq. (25) を直接 parity 変換すると

$$(i\gamma^0 \partial_0 - \gamma^i \partial_i - m)\psi(t, -\vec{x}) \quad (27)$$

であるが、これが Dirac であるには  $\gamma^0$  と交換して  $\gamma^i$  と反可換であるものをかければ戻すが、それは  $\gamma^0$  である。具体的に行列を書くと

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (28)$$

なので、Dirac 方程式の上の二成分が通常の粒子、下の二成分が反粒子だったことを思い出せば、パリティは逆になることがわかる。

- photon の荷電共役に関しては場の理論が必要だが、Lagrangian に組み込まれる  $\vec{A}$  が反転しなければいけない。これが photon に関連していて、1photon 状態は  $a^\dagger |0\rangle$  であり、 $a^\dagger$  の方から  $-1$  が出る。2photon なら  $a^\dagger a^\dagger |0\rangle$  なので、荷電共役に関して  $(-1)^2 = +1$  と出る<sup>ix</sup>。
- ポジトロニウムの崩壊で E1 と M1 でパリティが違うのは、それぞれ電気、磁気双極子と磁場の couple が Hamiltonian に組み込まれることによる。電場が vector、磁場が pseudo vector なので逆になることがわかる。
- (4.43), (4.44) は導出は求められないが、数値を代入して確かめることと解の意味を考えることは求められる。 $S=0$  のパラポジトロニウムでは  $\alpha^5$  に比例するが、これは何故か<sup>x</sup>？

<sup>ix</sup>. 状態から  $-1$  が出ると思うと、なぜ和でなく積なのかという疑問が湧く。場の理論を知らないといけない。

<sup>x</sup>. 説明されたが、よくわからなかった。散乱断面積  $\sigma = (4\pi/v)(\alpha/m_e)^2$  で  $\alpha/m_e = e^2/(4\pi m)$  は古典半径で面積を表す。 $\alpha^3$  は波動関数の規格化  $1/\sqrt{\pi a^3}$  ( $a := 2/(\mu\alpha)$ ) から出てきそうである。3 photon decay は photon が増える分  $\alpha$  が掛かりそうな気がする。らしい。

## 5 Charmonium

この章は実験の説明が多く含まれる。図を読み取ることと、Particle Data Group などをもて実験値の確認をすることが求められる。また、必要に応じて引用されている論文を読むと勉強になる。

### 5.1 The discovery of the hadrons

- Yukawa potential を Klein-Gordon 方程式の Green 関数として導出できるか。  $(\Delta - m^2)G(\vec{x}) = -\delta(\vec{x})$  で  $G(\vec{x})$  を求めよ。方針は Fourier 変換して、複素積分をする。

### 5.2 Charmonium

- 粒子の崩壊は  $e^{-\Gamma t}$  に比例して崩壊する。  $\Gamma$  は崩壊幅<sup>xi.</sup>で、  $\tau := 1/\Gamma$  は崩壊の特徴的な時間で寿命と呼ばれる。崩壊幅が広いと寿命が短く、狭いと長寿命で安定という関係である。詳しい定義などは [Pes19, Chap.7] でやる。
- Annihilation rate が  $1/E_{\text{CM}}^2$  で減少するのは、場の理論の本を見れば書いてあるが導出は長そう [PS95, Chap1, Chap5]。ただし、次元解析はできて、散乱断面積  $[L^2] = [E^{-2}]$  なので。
- $\Upsilon$  の最も軽いものは  $9600[\text{MeV}]$  とあるが<sup>‡</sup>,  $9460[\text{MeV}]$  である。
- $\vec{j} = \vec{\psi}\vec{\gamma}\psi$  が spin 1 なのは 3 成分あるので 3 次元表現だからである。  $P = -1$  なのはベクトルだからで、  $C = -1$  は簡単には説明できそうにないが<sup>‡</sup>, 場の理論の本を見ると  $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$  が  $C = -1$  であることが示されている [PS95, Chap.3]。
- Eq. (5.8) は  $\psi'$  の decay が  $\psi' \rightarrow \gamma + \chi$ ,  $\chi \rightarrow \gamma + J/\psi$  と二段階で起こることを示す。1 つ目の decay で  $\chi$  は  $\gamma$  と反跳し運動量を持つ。この  $\chi$  が decay することでエネルギー幅に広がりを持つため、  $\chi$  が decay した低エネルギー側の photon は広がる<sup>xiii.</sup>。Fig. 5.6 でこれが言及されている。
- $J/\psi(1^{--})$  の幅が狭いことはオルソポジトロニウム ( $1^{--}$ ) の寿命が長いことから説明できる。charmonium でもポジトロニウムでも寿命に関して

$$\frac{(1^{--})}{(0^{-+})} \sim 1000 \quad (29)$$

であることから比較できる。<sup>xiii.</sup>

### 5.3 The light meson

- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の反応は宇宙物理でよく使うプロセス。出てきた photon を地上で捉え、そのスペクトラムを用いて、どのプロセスか、どのように pion があるのかを調べたりするそうである。
- strangeness の保存や  $(u, d, s)$  の  $\text{SU}(3)$  は [Geo10] などに詳しい。逆にこの本は、物理としてこれらを知っている人向けの本なので、覚えておくこの本を読むときに役立つ。
- meson というのは (ほとんど)  $q\bar{q}$  のペアなので<sup>xiv.</sup>, spin 1/2 の particle-antiparticle boundstate として、ポジトロニウム ( $e^+e^-$ ) の mass spectrum の構造を持つ。例えば、  $1^{--}$  状態の  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  が photon を出して  $0^{-+}$  状態の  $\pi^0$  に decay するなど。
- strangeness は  $s$  に  $S = -1$ ,  $\bar{s}$  に  $S = +1$  を与える。
- Isospin は二成分、例えば  $(p, n)$  を  $p \sim |\uparrow\rangle (1, 0)$ ,  $n \sim |\downarrow\rangle \sim (0, 1)$  と思って。spin と同じように扱う。もともとは原子核の  $(p, n)$  についてのアイデアだったが<sup>‡</sup>, これを quark  $(u, s)$  にも応用できる。さらに strange も加えて、  $\text{SU}(3)$  対称性を考えることが有用である。
- $\text{SO}(3)$  と  $\text{SU}(2)$  が同型という記述があるが嘘。数学の本を見ると  $\text{SU}(2)/\mathbb{Z}_2 \cong \text{SO}(3)$  という同型があって、もし  $\text{SU}(2) \cong \text{SO}(3)$  ならば推移律より  $\text{SU}(2) \cong \text{SU}(2)/\mathbb{Z}_2$  だが、この間の同型写像は構成できない。

<sup>xi.</sup> “width” とだけ書いてあるが、エネルギーの幅である。

<sup>xii.</sup> 静止系で  $E + \delta$  程度広がっているとす。速度を持った系での decay を静止系からみて  $(E + \delta)/\sqrt{1 - \beta^2}$  と広がると思う。引用元 [T<sup>+</sup>78] をみるとこれを “Doppler 効果” と書いてあり、解説記事 [吉沢 79] も見つけた。

<sup>xiii.</sup> 幅で計算するか、寿命で計算するかに注意しないと、幅と寿命は逆数の関係なので逆になる。

<sup>xiv.</sup>  $q$  は quark.



- CG(Clebsch–Gordan) 係数に依る素粒子過程への制限は [Geo10, Chap.4] が参考になる．量子力学の基本的な教科書にも記述はあると思う．CG 係数は  $|J, M\rangle$  という状態を持った粒子が  $|j_1, m_1\rangle$  と  $|j_2, m_2\rangle$  という状態の 2 粒子に decay するとき、decay の仕方により

$$|J, M\rangle = \sum (\langle j_1, m_1 | \otimes \langle j_2, m_2 |) |J, M\rangle |j_1, m_1\rangle \otimes |j_2, m_2\rangle \quad (30)$$

となるが、その一つに対する確率振幅を表す  $(\langle j_1, m_1 | \otimes \langle j_2, m_2 |) |J, M\rangle$  のことである．

- G-parity の定義  $G = Ce^{i\pi I_2}$  の  $I_2$  は  $2 \times 2$  単位行列ではなく Isospin の第二成分の意味である．スピンで言えば  $J_2$  のことである．今、pion を考えているので、Isospin 1 表現で Isospin の (群としての) 作用は通常の空間回転と同じで

$$G = CR_2(\pi) = C \text{diag}(-1, 1, -1) \quad (31)$$

と y 軸周りの  $\pi$  回転となる．

- Eq. (5.28) からどのように Eq. (5.29) が導かれるかだが、通常 pion と行ったときは SU(2) の随伴表現の 3 成分の固有状態をいうように<sup>xv</sup> [BM15]、表現のとり方は Eq. (1.59) のとおりである．今、Isospin 第三成分は

$$I_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (32)$$

と取っていて、pion は

$$|\pi^\pm\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\pi^0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (33)$$

と表現されている．これがわかれば目標の式変形は明らか．

- $q\bar{q}$  タイプの meson のエネルギーの限界値は 1300[MeV] である．

## 5.4 The heavy meson

- 何を比較して<sup>xvi</sup> 重い、軽いと言っているのか．PDG でクォークについての欄があるので、調べること．

## 5.5 The baryon

- $N = 10^{28}$  個の粒子があって、それが一年で一つも decay しないとき崩壊率を  $N$  年で下から評価できる． $N$  個あって、一年後に  $N - 1$  個になると思うと  $Ne^{-1/\tau} \sim N(1 - 1/\tau) = N - 1$  となることから、 $N \sim \tau$ ．一つも decay は観測されない<sup>xvii</sup> ので、これより寿命は長いと考えられる．<sup>xviii</sup>
- Eq. (5.39)  $n \rightarrow pe^+\nu$  は typo で<sup>xix</sup> 右辺は  $pe^-\bar{\nu}_e$  が正しい．
- 3 添字で各添字が  $i = 1, \dots, d$  を走る完全対称テンソルの独立な数の勘定<sup>xx</sup> は  $d(d+1)(d+2)/3!$  によりできる．導出は次のようにする．まず、3 添字全てが同じ場合は  $\#(T_{aaa}) = d$  個あり、 $a \neq b$  として、ふたつ同じ場合は  $\#(T_{aab}) = d(d-1)$  あり、全ての添字が違う  $a \neq b \neq c$  の場合は  $\#(T_{abc}) = d(d-1)(d-2)/3!$  あるので、足して  $d(d+1)(d+2)/3!$ ．<sup>xxi</sup>
- Eq. (5.54) の右辺 4 項目と 6 項目が同じで typo．どちらかを  $|u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle$  とすればよい．
- fundamental representation とは一番小さい非自明既約表現のことで、SU(2) だと spin 1/2 表現に相当するものと思えば良い．[Geo10] を参照．

<sup>xv</sup> 最初、3 成分を対角化する表現だと思って混乱した．

<sup>xvi</sup> クォークの重さを直接比べよ、と言われたが、この節のタイトルからして meson で比べるべきでは? と思ったが、

<sup>xvii</sup> カミオカンデなどで、この観測をしようと思っているそうである．

<sup>xviii</sup> Wikipedia を参考にした．

<sup>xix</sup> 電荷が合わない．

<sup>xx</sup> Eq. (5.46), (5.47), (5.50)．

<sup>xxi</sup> Yan Gobeil さんの pdf を参考にした．

## 6 Detectors of Elementary Particles

この節はとても早く進んだので、多めに予習しておいたほうがよい。

### 6.1 Energy loss by ipnization

- “pancake” は速度方向に Lorentz 収縮することのスラングのようである。[Pes22] の和訳参照。
- Eq. (6.3) の積分範囲は  $-\infty \rightarrow \infty$  で  $\gamma vt = b \tan \theta$  と置換すればできる。
- Eq. (6.5) は微小角度と思い、弾性散乱を考えると、 $\vec{p}$  と  $\vec{p}'$ ,  $\Delta\vec{p}$  が作る二等辺三角形を考えると、 $\Delta p = 2p \sin \theta/2 \simeq p\theta$  となり、求めた  $\Delta p$  を使えばこれが求まる。
- Eq. (6.8) は自然単位系に戻しているが、Eq. (6.9) は  $\hbar$  が残った形である。この後、Eq. (6.11) でも  $\hbar$  が残った形だが、SI でやっても  $\hbar$  は相殺して消えるはずである。不思議なことが起こっている。
- [Bet30] の論文はドイツ語だし、大学が契約していなくて読めなかった。

### 6.2 Electromagnetic showers

- Eq. (6.15) は次のように導く。  $x$  まで散乱せず進む確率が  $P(x)$ 。  $x + \Delta x$  までに散乱しない確率は  $1 - \Delta x/\lambda$  なので、 $P(x + \Delta x) = P(x)(1 - \Delta x/\lambda)$ 。  $\Delta \rightarrow 0$  の極限をとり整理すると、 $dP(x)/dx = -P(x)/\lambda$  となる。
- $x\langle E(x) \rangle$  の前の  $x$  はエネルギー比  $z$  の typo である。
- $e^\pm \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$  を繰り返すことで電磁シャワーになる。

### 6.3 Energy loss through macroscopic properties of the medium

- Cherenkov 放射で同じ運動量の pion と kaon を見分けられるのは質量が違うので、同じ運動量だと速度  $\beta$  が異なり、 $\cos \theta_C = 1/(n\beta)$  が異なるからだとおもう。

### 6.4 Detector systems for collider physics

- Eq. (6.37)  $\Delta(1/p) = \Delta p/p^2$  はそんなものという理解でも良いが、ちゃんとやろうと思うと誤差伝播と思うと良いと思う。
- Neutrino はほとんど相互作用せず、検出できないが、運動量保存の差分から予測ができる。差分を使うことは、たとえばダークマターが出てくるとして、ダークマターの質量はこの差分として現れることなどに用いている。

## 7 Tools for calculation

### 7.1 Observables in particle experiments

### 7.2 Master formulae for partial width and cross sections

### 7.3 Phase space

### 7.4 Examples: $\pi^+\pi^-$ scattering at the $\rho$ resonance

- Breit-Wigner の Fourier 変換は留数積分するだけ。Errata に  $-i$  とあるが、 $i$  で良いように思う。
- $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+\pi^-$  の  $\mathcal{M}$  は  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho$  と  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$  の  $\mathcal{M}$  の積ではなく、 $\rho$  の decay が Breit-Wigner の式として積に寄与している。e.g., Eq. (7.65)。これは Eq. (7.44) の diagram で vertex と  $\rho^0$  の線分にそれぞれ対応していると思うとよい。
- ここでは散乱断面積と decay rate を  $\mathcal{M}$  の積分から計算できることが書かれているが、この  $\mathcal{M}$  は大体散乱前後の



情報を含んでいてこれは Feynman diagram から復元できるという仕組みになっている。このあたりの話は [PS95, Section 4.5, 4.6] に詳しい。

- Eq. (7.53) の負号は Minkowski 計量の空間成分のマイナスで変更は実ベクトルと思うと良い。
- 最後の  $a/(\pi(x^2 + a^2))$  の積分は  $a \rightarrow 0$  で  $\delta(x)$  になる函数列と思える。だから、積分して 1 だけでなく、適当な函数  $f(x)$  をかけて積分すると  $f(0)$  になる性質も確認するとよい。他にも delta 函数に「収束」する函数列はあって、<https://manabitimes.jp/math/2304> などが参考になる。

## References

- [Bet30] H. Bethe, *Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter*, *Annalen Phys.* **5** (1930) 325–400.
- [BM15] B. H. Bransden and R. G. Moorhouse, *The pion-nucleon system*, Princeton University Press, 2015. <https://doi.org/10.1515/9781400867448>.
- [Pes19] M. E. Peskin, *Concepts of Elementary Particle Physics*, Oxford Master Series in Physics, Oxford University Press, 9 2019.
- [PS95] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory*, Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.
- [T<sup>+</sup>78] W. M. Tanenbaum et al., *Radiative Decays of the psi-prime (3684) Into High Mass States*, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 1731.
- [W<sup>+</sup>] **Particle Data Group** Collaboration, R. Workman et al., *Review of Particle Physics*. to be published (2022).
- [Geo10] Howard Georgi, 九後汰一郎. 物理学におけるリー代数：アイソスピンから統一理論へ. 物理学叢書 / 小谷正雄 [ほか] 編, No. 107. 吉岡書店, 2010.
- [Pes22] Michael E. Peskin, 丸信人. ペスキンの素粒子物理学. 森北出版, 2022.
- [吉沢 79] 吉沢康和. 陽電子消滅ガンマ線のドップラー効果. 日本結晶学会誌, Vol. 21, No. 6, pp. 342–349, 1979.
- [九後 89] 九後汰一郎. ゲージ場の量子論. 新物理学シリーズ / 山内恭彦監修, No. 23-24. 培風館, 1989.
- [坂本 14] 坂本真人. 場の量子論：不変性と自由場を中心にして. 量子力学選書 / 坂井典佑, 筒井泉監修. 裳華房, 2014.
- [池田 22] 池田岳. テンソル代数と表現論：線形代数統論 = Tensor algebra representation theory : a second course in linear algebra. 東京大学出版会, 2022.
- [猪木 94] 猪木慶治, 川合光. 量子力学. 講談社, 1994.