

量子场论

第4章 量子旋量场

4.1节至4.3节

余钊煥

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>

更新日期：2022年7月28日



第4章 量子旋量场

本章讨论**旋量场** (spinor field) 的**正则量子化**，旋量场对应于**旋量表示** (spinor representation)

旋量表示是**固有保时向** Lorentz 群 $SO^{\uparrow}(1, 3)$ 的一个**投影表示**，也是相应**覆盖群** $SL(2, \mathbb{C})$ 的一个**线性表示**

 Paul Dirac 在 1928 年首次将旋量表示引入到描述电子的理论中，建立了 **Dirac 方程**

 $SO^{\uparrow}(1, 3)$ 和 $SL(2, \mathbb{C})$ 的 Lie 代数都是 **Lorentz 代数**，它们的表示可以通过构造满足 Lorentz 代数关系

$$[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho})$$

的**生成元矩阵**来得到

 下面就以这样的方式建立旋量表示



Paul Dirac
(1902–1984)

4.1 节 Lorentz 群的旋量表示

 假设能够找到一组满足如下**反对易关系**的 $N \times N$ 矩阵 γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$)：

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \mathbf{1} = 2g^{\mu\nu}$$

 最后一步是一种简写，省略了 $N \times N$ 单位矩阵 $\mathbf{1}$

 这样的 γ^μ 称为 **Dirac 矩阵**，也称为 γ 矩阵

 这个反对易关系意味着 $\gamma^\mu \gamma^\nu = 2g^{\mu\nu} - \gamma^\nu \gamma^\mu$

4.1 节 Lorentz 群的旋量表示

假设能够找到一组满足如下**反对易关系**的 $N \times N$ 矩阵 γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$)：

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \mathbf{1} = 2g^{\mu\nu}$$

最后一步是一种简写，省略了 $N \times N$ 单位矩阵 $\mathbf{1}$

这样的 γ^μ 称为 **Dirac 矩阵**，也称为 γ 矩阵

这个反对易关系意味着 $\gamma^\mu \gamma^\nu = 2g^{\mu\nu} - \gamma^\nu \gamma^\mu$

当 $\mu \neq \nu$ 时， $g^{\mu\nu} = 0$ ，而 γ^μ 与 γ^ν 是**反对易的**，即

$$\gamma^\mu \gamma^\nu = -\gamma^\nu \gamma^\mu, \quad \mu \neq \nu$$

当 $\mu = \nu$ 时，有

$$(\gamma^0)^2 = \frac{1}{2}\{\gamma^0, \gamma^0\} = g^{00} = 1, \quad (\gamma^i)^2 = \frac{1}{2}\{\gamma^i, \gamma^i\} = g^{ii} = -1$$

Dirac 矩阵的性质

♏ $(\gamma^0)^2 = 1$ 表明 $(\gamma^0)^2$ 的本征值都是 1， $(\gamma^i)^2 = -1$ 表明 $(\gamma^i)^2$ 的本征值都是 -1

🏡 这意味着 γ^0 的本征值为实数 ± 1 ， γ^i 的本征值为虚数 $\pm i$

■ 将它们对角化，则对角元是这些本征值：

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \pm 1 & & & \\ & \pm 1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \pm 1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} \pm i & & & \\ & \pm i & & \\ & & \ddots & \\ & & & \pm i \end{pmatrix}$$

Dirac 矩阵的性质

♏ $(\gamma^0)^2 = \mathbf{1}$ 表明 $(\gamma^0)^2$ 的**本征值**都是 $\mathbf{1}$ ， $(\gamma^i)^2 = -\mathbf{1}$ 表明 $(\gamma^i)^2$ 的**本征值**都是 -1

🏡 这意味着 γ^0 的**本征值**为实数 ± 1 ， γ^i 的**本征值**为虚数 $\pm i$

█ 将它们**对角化**，则对角元是这些本征值：

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \pm 1 & & & \\ & \pm 1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \pm 1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} \pm i & & & \\ & \pm i & & \\ & & \ddots & \\ & & & \pm i \end{pmatrix}$$

日 这些性质告诉我们， γ^0 是**厄米矩阵**， γ^i 是**反厄米矩阵**，即

$$(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0, \quad (\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$$

💻 于是 $(\gamma^0)^\dagger \gamma^0 = (\gamma^0)^2 = \mathbf{1}$ ， $(\gamma^i)^\dagger \gamma^i = -(\gamma^i)^2 = \mathbf{1}$

█ 可见 γ^0 和 γ^i 都是**么正矩阵**

矩阵 $S^{\mu\nu}$

Ⅱ 以 Dirac 矩阵的对易子定义另一组 $N \times N$ 矩阵

$$S^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$$

 显然, $S^{\mu\nu}$ 关于 μ 和 ν 反对称, $S^{\mu\nu} = -S^{\nu\mu}$

 因而 $S^{\mu\nu}$ 的独立分量有 6 个

 利用对易子公式

$$[AB, C] = ABC + ACB - ACB - CAB = A\{B, C\} - \{A, C\}B$$

 以及反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, 推出

$$\begin{aligned} [S^{\mu\nu}, \gamma^\rho] &= \frac{i}{4} [\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu, \gamma^\rho] = \frac{i}{4} [\gamma^\mu \gamma^\nu - (2g^{\nu\mu} - \gamma^\mu \gamma^\nu), \gamma^\rho] = \frac{i}{2} [\gamma^\mu \gamma^\nu, \gamma^\rho] \\ &= \frac{i}{2} (\gamma^\mu \{\gamma^\nu, \gamma^\rho\} - \{\gamma^\mu, \gamma^\rho\} \gamma^\nu) = i(\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho}) \end{aligned}$$

旋量表示的生成元矩阵

⑤ 根据对易子公式 $[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$ 和 $[S^{\mu\nu}, \gamma^\rho] = i(\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho})$,

$$\begin{aligned}[S^{\mu\nu}, S^{\rho\sigma}] &= \frac{i}{4}[S^{\mu\nu}, \gamma^\rho \gamma^\sigma - \gamma^\sigma \gamma^\rho] = \frac{i}{4}([S^{\mu\nu}, \gamma^\rho \gamma^\sigma] - [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma \gamma^\rho]) \\ &= \frac{i}{4}([S^{\mu\nu}, \gamma^\rho] \gamma^\sigma + \gamma^\rho [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma] - [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma] \gamma^\rho - \gamma^\sigma [S^{\mu\nu}, \gamma^\rho]) \\ &= \frac{i}{4}[i(\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho}) \gamma^\sigma + i\gamma^\rho (\gamma^\mu g^{\nu\sigma} - \gamma^\nu g^{\mu\sigma}) \\ &\quad - i(\gamma^\mu g^{\nu\sigma} - \gamma^\nu g^{\mu\sigma}) \gamma^\rho - i\gamma^\sigma (\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho})]\end{aligned}$$

旋量表示的生成元矩阵

⌚ 根据对易子公式 $[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$ 和 $[S^{\mu\nu}, \gamma^\rho] = i(\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho})$,

$$\begin{aligned}
 [S^{\mu\nu}, S^{\rho\sigma}] &= \frac{i}{4}[S^{\mu\nu}, \gamma^\rho \gamma^\sigma - \gamma^\sigma \gamma^\rho] = \frac{i}{4}([S^{\mu\nu}, \gamma^\rho \gamma^\sigma] - [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma \gamma^\rho]) \\
 &= \frac{i}{4}([S^{\mu\nu}, \gamma^\rho] \gamma^\sigma + \gamma^\rho [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma] - [S^{\mu\nu}, \gamma^\sigma] \gamma^\rho - \gamma^\sigma [S^{\mu\nu}, \gamma^\rho]) \\
 &= \frac{i}{4}[i(\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho}) \gamma^\sigma + i\gamma^\rho (\gamma^\mu g^{\nu\sigma} - \gamma^\nu g^{\mu\sigma}) \\
 &\quad - i(\gamma^\mu g^{\nu\sigma} - \gamma^\nu g^{\mu\sigma}) \gamma^\rho - i\gamma^\sigma (\gamma^\mu g^{\nu\rho} - \gamma^\nu g^{\mu\rho})] \\
 &= \frac{i^2}{4}[g^{\nu\rho}(\gamma^\mu \gamma^\sigma - \gamma^\sigma \gamma^\mu) - g^{\mu\rho}(\gamma^\nu \gamma^\sigma - \gamma^\sigma \gamma^\nu) \\
 &\quad - g^{\nu\sigma}(\gamma^\mu \gamma^\rho - \gamma^\rho \gamma^\mu) + g^{\mu\sigma}(\gamma^\nu \gamma^\rho - \gamma^\rho \gamma^\nu)] \\
 &= i(g^{\nu\rho} S^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho} S^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma} S^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma} S^{\nu\rho})
 \end{aligned}$$

💻 $S^{\mu\nu}$ 满足 Lorentz 代数关系 $[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho} J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho} J^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma} J^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma} J^{\nu\rho})$

✉ 因而 $S^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/4$ 必定是 Lorentz 群某个表示的生成元矩阵

⌚ 以 $S^{\mu\nu}$ 生成的表示就是旋量表示

旋量表示中的固有保时向 Lorentz 变换矩阵

 根据 3.2 节的讨论，一组变换参数 $\omega_{\mu\nu}$ 在 Lorentz 群的矢量表示中生成固有保时向的有限变换

$$\Lambda = \exp\left(-\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} \mathcal{T}^{\mu\nu}\right) = e^X, \quad X \equiv -\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} \mathcal{T}^{\mu\nu}$$

 类似地，这组参数在旋量表示中生成固有保时向的有限变换

$$D(\Lambda) = \exp\left(-\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}\right) = e^Y, \quad Y \equiv -\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}$$

 这样定义的 $D(\Lambda)$ 是旋量表示中的 Lorentz 变换矩阵

 由于 $e^{-Y} e^Y = e^{-Y+Y} = e^0 = 1$ ， $D(\Lambda)$ 的逆矩阵为

$$D^{-1}(\Lambda) = e^{-Y} = \exp\left(\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}\right)$$

多重对易子

 对于算符或同阶方阵 B 与 A , 以如下方式定义**多重对易子** $[B, A^{(n)}]$:

$$[B, A^{(0)}] \equiv B, \quad [B, A^{(1)}] \equiv [[B, A^{(0)}], A] = [B, A]$$

$$[B, A^{(2)}] \equiv [[B, A^{(1)}], A] = [[B, A], A], \quad \cdots, \quad [B, A^{(n)}] \equiv [[B, A^{(n-1)}], A]$$

 可以用**数学归纳法**证明 $BA^k = \sum_{n=0}^k \frac{k!}{(k-n)!n!} A^{k-n} [B, A^{(n)}]$

 根据推广的阶乘定义 $m! \rightarrow \infty$ 将右边化成**无穷级数**,

$$BA^k = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k!}{(k-n)!n!} A^{k-n} [B, A^{(n)}]$$

多重对易子

 对于算符或同阶方阵 B 与 A , 以如下方式定义**多重对易子** $[B, A^{(n)}]$:

$$[B, A^{(0)}] \equiv B, \quad [B, A^{(1)}] \equiv [[B, A^{(0)}], A] = [B, A]$$

$$[B, A^{(2)}] \equiv [[B, A^{(1)}], A] = [[B, A], A], \quad \dots, \quad [B, A^{(n)}] \equiv [[B, A^{(n-1)}], A]$$

 可以用**数学归纳法**证明 $BA^k = \sum_{n=0}^k \frac{k!}{(k-n)!n!} A^{k-n} [B, A^{(n)}]$

 根据推广的阶乘定义 $m! \rightarrow \infty$ 将右边化成**无穷级数**,

$$BA^k = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k!}{(k-n)!n!} A^{k-n} [B, A^{(n)}]$$

$$\begin{aligned} \text{推出 } e^{-A} B e^A &= e^{-A} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} BA^k = e^{-A} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k!}{(k-n)!n!} A^{k-n} [B, A^{(n)}] \\ &= e^{-A} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k-n)!} A^{k-n} [B, A^{(n)}] \\ &= e^{-A} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} e^A [B, A^{(n)}] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [B, A^{(n)}] \end{aligned}$$

Dirac 矩阵的 Lorentz 变换

由于

$$\begin{aligned} [\gamma^\mu, S^{\rho\sigma}] &= -[S^{\rho\sigma}, \gamma^\mu] = [S^{\sigma\rho}, \gamma^\mu] = i(\gamma^\sigma g^{\rho\mu} - \gamma^\rho g^{\sigma\mu}) \\ &= i(g^{\rho\mu} \delta^\sigma{}_\nu - g^{\sigma\mu} \delta^\rho{}_\nu) \gamma^\nu = (\mathcal{J}^{\rho\sigma})^\mu{}_\nu \gamma^\nu \end{aligned}$$



有 $[\gamma^\mu, Y^{(1)}] = [\gamma^\mu, Y] = -\frac{i}{2} \omega_{\rho\sigma} [\gamma^\mu, S^{\rho\sigma}] = -\frac{i}{2} \omega_{\rho\sigma} (\mathcal{J}^{\rho\sigma})^\mu{}_\nu \gamma^\nu = X^\mu{}_\nu \gamma^\nu,$

 $[\gamma^\mu, Y^{(2)}] = [[\gamma^\mu, Y^{(1)}], Y] = X^\mu{}_\nu [\gamma^\nu, Y] = X^\mu{}_\nu X^\nu{}_\rho \gamma^\rho = (X^2)^\mu{}_\nu \gamma^\nu, \dots,$
 $[\gamma^\mu, Y^{(n)}] = (X^n)^\mu{}_\nu \gamma^\nu$

Dirac 矩阵的 Lorentz 变换

 由于

$$\begin{aligned} [\gamma^\mu, S^{\rho\sigma}] &= -[S^{\rho\sigma}, \gamma^\mu] = [S^{\sigma\rho}, \gamma^\mu] = i(\gamma^\sigma g^{\rho\mu} - \gamma^\rho g^{\sigma\mu}) \\ &= i(g^{\rho\mu} \delta^\sigma_\nu - g^{\sigma\mu} \delta^\rho_\nu) \gamma^\nu = (\mathcal{J}^{\rho\sigma})^\mu_\nu \gamma^\nu \end{aligned}$$



有 $[\gamma^\mu, Y^{(1)}] = [\gamma^\mu, Y] = -\frac{i}{2} \omega_{\rho\sigma} [\gamma^\mu, S^{\rho\sigma}] = -\frac{i}{2} \omega_{\rho\sigma} (\mathcal{J}^{\rho\sigma})^\mu_\nu \gamma^\nu = X^\mu_\nu \gamma^\nu$,

 $[\gamma^\mu, Y^{(2)}] = [[\gamma^\mu, Y^{(1)}], Y] = X^\mu_\nu [\gamma^\nu, Y] = X^\mu_\nu X^\nu_\rho \gamma^\rho = (X^2)^\mu_\nu \gamma^\nu, \dots,$
 $[\gamma^\mu, Y^{(n)}] = (X^n)^\mu_\nu \gamma^\nu$



利用 $e^{-A} B e^A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [B, A^{(n)}]$ 推出

$$\begin{aligned} D^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu D(\Lambda) &= e^{-Y} \gamma^\mu e^Y = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} [\gamma^\mu, Y^{(n)}] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} (X^n)^\mu_\nu \gamma^\nu \\ &= (e^X)^\mu_\nu \gamma^\nu = \Lambda^\mu_\nu \gamma^\nu \end{aligned}$$



类比四维动量算符 P^μ 的 Lorentz 变换 $U^{-1}(\Lambda) P^\mu U(\Lambda) = \Lambda^\mu_\nu P^\nu$ ，把上式看作旋量表示中 Dirac 矩阵 γ^μ 的 Lorentz 变换规则，那么 γ^μ 是一个 Lorentz 矢量

单位矩阵和生成元矩阵的 Lorentz 变换

 与 γ^μ 对应的协变矢量为 $\gamma_\mu \equiv g_{\mu\nu}\gamma^\nu$ ，从而

$$\gamma_0 = \gamma^0, \quad \gamma_i = -\gamma^i, \quad i = 1, 2, 3$$

 $N \times N$ 单位矩阵 $\mathbf{1}$ 满足

$$D^{-1}(\Lambda) \mathbf{1} D(\Lambda) = \mathbf{1}$$

 因而 $\mathbf{1}$ 是一个 Lorentz 标量

 生成元 $S^{\mu\nu}$ 的 Lorentz 变换为

$$\begin{aligned} D^{-1}(\Lambda) S^{\mu\nu} D(\Lambda) &= \frac{i}{4} [D^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu D(\Lambda), D^{-1}(\Lambda) \gamma^\nu D(\Lambda)] \\ &= \frac{i}{4} \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma [\gamma^\rho, \gamma^\sigma] = \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma S^{\rho\sigma} \end{aligned}$$

 可见， $S^{\mu\nu}$ 是一个 2 阶反对称 Lorentz 张量

γ^5 矩阵

引入一个新的 $N \times N$ 矩阵 $\gamma^5 \equiv \gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$

由于 $\mu \neq \nu$ 时 $\gamma^\mu\gamma^\nu = -\gamma^\nu\gamma^\mu$ ，有

$$\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\sigma = \begin{cases} +\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的偶置换} \\ -\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的奇置换} \end{cases}$$

γ^5 矩阵

☒ 引入一个新的 $N \times N$ 矩阵 $\gamma^5 \equiv \gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$

⚽ 由于 $\mu \neq \nu$ 时 $\gamma^\mu\gamma^\nu = -\gamma^\nu\gamma^\mu$ ，有

$$\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\sigma = \begin{cases} +\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的偶置换} \\ -\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的奇置换} \end{cases}$$

⚽ 这种置换性质与四维 Levi-Civita 符号相同：

$$\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = \begin{cases} +1, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的偶置换} \\ -1, & (\mu, \nu, \rho, \sigma) \text{ 是 } (0, 1, 2, 3) \text{ 的奇置换} \\ 0, & \text{其它情况} \end{cases}$$

☒ 因而置换操作带来的符号在 $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ 与 $\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\sigma$ 的乘积中相互抵消，如

$$\varepsilon_{1023}\gamma^1\gamma^0\gamma^2\gamma^3 = -\varepsilon_{0123}(-\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3) = \varepsilon_{0123}\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$$

🏆 由此得到 $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -i\varepsilon_{0123}\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = -\frac{i}{4!}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho\gamma^\sigma$

γ^5 的 Lorentz 变换

1) $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ 是 $(0, 4)$ 型 Lorentz 张量, 固有 Lorentz 变换为

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} (\Lambda^{-1})^\alpha{}_\mu (\Lambda^{-1})^\beta{}_\nu (\Lambda^{-1})^\gamma{}_\rho (\Lambda^{-1})^\delta{}_\sigma$$

从而, $\gamma^5 = -\frac{i}{4!} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma$ 的固有保时向 Lorentz 变换是

$$\begin{aligned} & D^{-1}(\Lambda) \gamma^5 D(\Lambda) \\ &= -\frac{i}{4!} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \Lambda^\mu{}_\alpha \Lambda^\nu{}_\beta \Lambda^\rho{}_\gamma \Lambda^\sigma{}_\delta \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta \\ &= -\frac{i}{4!} \varepsilon_{\kappa\lambda\tau\varepsilon} (\Lambda^{-1})^\kappa{}_\mu (\Lambda^{-1})^\lambda{}_\nu (\Lambda^{-1})^\tau{}_\rho (\Lambda^{-1})^\varepsilon{}_\sigma \Lambda^\mu{}_\alpha \Lambda^\nu{}_\beta \Lambda^\rho{}_\gamma \Lambda^\sigma{}_\delta \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta \\ &= -\frac{i}{4!} \varepsilon_{\kappa\lambda\tau\varepsilon} \delta^\kappa{}_\alpha \delta^\lambda{}_\beta \delta^\tau{}_\gamma \delta^\varepsilon{}_\delta \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta = -\frac{i}{4!} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\gamma \gamma^\delta \\ &= \gamma^5 \end{aligned}$$

可见, γ^5 是一个 Lorentz 标量

γ^5 的性质



γ^5 的平方为

$$(\gamma^5)^2 = -\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = -\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^2 \gamma^1 \gamma^0 = -(-1)^3 = 1$$

第二步利用偶置换将后面的 $\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$ 转化为 $\gamma^3 \gamma^2 \gamma^1 \gamma^0$

根据 $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$ 和 $(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$ ， γ^5 是厄米矩阵，

$$(\gamma^5)^\dagger = -i(\gamma^3)^\dagger (\gamma^2)^\dagger (\gamma^1)^\dagger (\gamma^0)^\dagger = i\gamma^3 \gamma^2 \gamma^1 \gamma^0 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = \gamma^5$$

此外， γ^5 与 γ^μ 反对易，

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = i(\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3) = i(\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^\mu - \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^\mu) = 0$$

即

$$\gamma^\mu \gamma^5 = -\gamma^5 \gamma^\mu$$

$\gamma^\mu \gamma^5$ 和 $\sigma^{\mu\nu}$ 的 Lorentz 变换

ℳ $\gamma^\mu \gamma^5$ 的 Lorentz 变换为

$$D^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu \gamma^5 D(\Lambda) = D^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu D(\Lambda) D^{-1}(\Lambda) \gamma^5 D(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\nu \gamma^\nu \gamma^5$$

⛪ 因而它是一个 Lorentz 矢量

👨 再引入

$$\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] = 2S^{\mu\nu}$$

👩 它正比于 $S^{\mu\nu}$ ，所以也是一个 2 阶反对称 Lorentz 张量，

$$D^{-1}(\Lambda) \sigma^{\mu\nu} D(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma \sigma^{\rho\sigma}$$

⌚ 当 $\mu \neq \nu$ 时， $[\gamma^\mu, \gamma^\nu] = \gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu = 2\gamma^\mu \gamma^\nu$ ，故 $\sigma^{\mu\nu}$ 的 6 个独立分量为

$$\sigma^{01} = i\gamma^0 \gamma^1, \quad \sigma^{02} = i\gamma^0 \gamma^2, \quad \sigma^{03} = i\gamma^0 \gamma^3$$

$$\sigma^{12} = i\gamma^1 \gamma^2, \quad \sigma^{13} = i\gamma^1 \gamma^3, \quad \sigma^{23} = i\gamma^2 \gamma^3$$

变换矩阵 $D(\mathcal{P})$

现在拥有一组矩阵 $\{1, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu\gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$

它们各自的独立分量个数之和为 $1 + 1 + 4 + 4 + 6 = 16$

上面讨论了这些矩阵的固有保时向 Lorentz 变换，下面研究宇称变换

变换矩阵 $D(\mathcal{P})$

现在拥有一组矩阵 $\{1, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu\gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$

它们各自的独立分量个数之和为 $1 + 1 + 4 + 4 + 6 = 16$

上面讨论了这些矩阵的固有保时向 Lorentz 变换，下面研究宇称变换

用 γ^0 定义变换矩阵

$$D(\mathcal{P}) = \zeta \gamma^0$$

其中 ζ 是一个复的相位因子，满足 $|\zeta|^2 = 1$

$D^\dagger(\mathcal{P})D(\mathcal{P}) = \zeta^*(\gamma^0)^\dagger \zeta \gamma^0 = |\zeta|^2 (\gamma^0)^2 = 1$ 表明， $D(\mathcal{P})$ 是么正矩阵，故

$$D^{-1}(\mathcal{P}) = D^\dagger(\mathcal{P}) = \zeta^* \gamma^0$$

用 $D(\mathcal{P})$ 对 γ^0 和 γ^i 作相似变换，得

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 D(\mathcal{P}) = |\zeta|^2 \gamma^0 \gamma^0 \gamma^0 = +\gamma^0$$

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i D(\mathcal{P}) = |\zeta|^2 \gamma^0 \gamma^i \gamma^0 = -\gamma^i \gamma^0 \gamma^0 = -\gamma^i$$

γ^μ 、1 和 γ^5 的宇称变换

利用宇称变换矩阵 $\mathcal{P}^\mu{}_\nu = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$

将 $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 D(\mathcal{P}) = +\gamma^0$ 和 $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i D(\mathcal{P}) = -\gamma^i$ 归纳为

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu D(\mathcal{P}) = \mathcal{P}^\mu{}_\nu \gamma^\nu$$

可见， $D(\mathcal{P})$ 就是旋量表示中的宇称变换矩阵，它是非固有保时向的

上式是 γ^μ 的宇称变换形式，按照 1.4 节的定义， γ^μ 是极矢量

γ^μ 、1 和 γ^5 的宇称变换

利用宇称变换矩阵 $\mathcal{P}^\mu{}_\nu = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$

将 $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 D(\mathcal{P}) = +\gamma^0$ 和 $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i D(\mathcal{P}) = -\gamma^i$ 归纳为

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu D(\mathcal{P}) = \mathcal{P}^\mu{}_\nu \gamma^\nu$$

可见， $D(\mathcal{P})$ 就是旋量表示中的宇称变换矩阵，它是非固有保时向的

上式是 γ^μ 的宇称变换形式，按照 1.4 节的定义， γ^μ 是极矢量

~~✓~~ $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 D(\mathcal{P}) = +\gamma^0$ 说明 γ^0 是宇称本征态，本征值为 +，即具有偶宇称

~~✗~~ $D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i D(\mathcal{P}) = -\gamma^i$ 说明 γ^i 是宇称本征态，本征值为 -，即具有奇宇称

~~✓~~ 虽然单位矩阵 1 与 γ^5 都是 Lorentz 标量，但它们的宇称变换性质不同，

$$D^{-1}(\mathcal{P})1 D(\mathcal{P}) = +1, \quad D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^5 D(\mathcal{P}) = \gamma^0 \gamma^5 \gamma^0 = -\gamma^5 \gamma^0 \gamma^0 = -\gamma^5$$

~~✗~~ 1 是狭义的标量，具有偶宇称； γ^5 是赝标量，具有奇宇称

$\gamma^\mu \gamma^5$ 和 $\sigma^{\mu\nu}$ 的宇称变换



$\gamma^\mu \gamma^5$ 的宇称变换是

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu \gamma^5 D(\mathcal{P}) = D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu D(\mathcal{P})D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^5 D(\mathcal{P}) = -\mathcal{P}^\mu{}_\nu \gamma^\nu \gamma^5$$



即

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 \gamma^5 D(\mathcal{P}) = -\gamma^0 \gamma^5, \quad D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i \gamma^5 D(\mathcal{P}) = +\gamma^i \gamma^5$$



根据 1.4 节的定义, $\gamma^\mu \gamma^5$ 是轴矢量, 其分量的宇称性质与 γ^μ 相反

$\gamma^\mu \gamma^5$ 和 $\sigma^{\mu\nu}$ 的宇称变换



$\gamma^\mu \gamma^5$ 的宇称变换是

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu \gamma^5 D(\mathcal{P}) = D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu D(\mathcal{P})D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^5 D(\mathcal{P}) = -\mathcal{P}^\mu{}_\nu \gamma^\nu \gamma^5$$



即

$$D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^0 \gamma^5 D(\mathcal{P}) = -\gamma^0 \gamma^5, \quad D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^i \gamma^5 D(\mathcal{P}) = +\gamma^i \gamma^5$$



根据 1.4 节的定义, $\gamma^\mu \gamma^5$ 是轴矢量, 其分量的宇称性质与 γ^μ 相反



$\sigma^{\mu\nu}$ 的宇称变换为

$$\begin{aligned} D^{-1}(\mathcal{P})\sigma^{\mu\nu} D(\mathcal{P}) &= \frac{i}{2}[D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\mu D(\mathcal{P}), D^{-1}(\mathcal{P})\gamma^\nu D(\mathcal{P})] \\ &= \frac{i}{2}\mathcal{P}^\mu{}_\alpha \mathcal{P}^\nu{}_\beta [\gamma^\alpha, \gamma^\beta] = \mathcal{P}^\mu{}_\alpha \mathcal{P}^\nu{}_\beta \sigma^{\alpha\beta} \end{aligned}$$

即

$$D^{-1}(\mathcal{P})\sigma^{0i} D(\mathcal{P}) = \mathcal{P}^0{}_\alpha \mathcal{P}^i{}_\beta \sigma^{\alpha\beta} = -\sigma^{0i}, \quad D^{-1}(\mathcal{P})\sigma^{ij} D(\mathcal{P}) = \mathcal{P}^i{}_\alpha \mathcal{P}^j{}_\beta \sigma^{\alpha\beta} = +\sigma^{ij}$$

旋量表示的维数

 可见，集合 $\{1, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu\gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$ 是由**标量 1**、**赝标量 γ^5** 、**极矢量 γ^μ** 、**轴矢量 $\gamma^\mu\gamma^5$** 和 **2 阶反对称张量 $\sigma^{\mu\nu}$** 组成的

 综合考虑**固有保时向 Lorentz 变换**和**宇称变换**，则这些矩阵的变换性质**各不相同**

 因而彼此之间是**线性独立**的，总共有 **16 个**线性独立的矩阵

 线性独立的 $N \times N$ 矩阵至多有 N^2 个，需要 $N \geq 4$ 才能得到 16 个这样的矩阵

旋量表示的维数

 可见，集合 $\{1, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu\gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\}$ 是由标量 1、赝标量 γ^5 、极矢量 γ^μ 、轴矢量 $\gamma^\mu\gamma^5$ 和 2 阶反对称张量 $\sigma^{\mu\nu}$ 组成的

 综合考虑固有保时向 Lorentz 变换和宇称变换，则这些矩阵的变换性质各不相同

 因而彼此之间是线性独立的，总共有 16 个线性独立的矩阵

 线性独立的 $N \times N$ 矩阵至多有 N^2 个，需要 $N \geq 4$ 才能得到 16 个这样的矩阵

 取 $N = 4$ ，就可以用这 16 个矩阵展开一个任意的 4×4 矩阵（展开系数为复数）

 也就是说，它们构成一组完备的基底

 可以证明，满足反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$ 的 Dirac 矩阵至少是 4 阶方阵

 因此，将 Dirac 矩阵 γ^μ 取为 4×4 矩阵

 而旋量表示是 Lorentz 群的一个 4 维表示

4.2 节 Dirac 旋量场

 在 Lorentz 群旋量表示中，被变换矩阵 $D(\Lambda)$ 作用的态称为 Dirac 旋量 (spinor)

 由于 $D(\Lambda)$ 是 4×4 矩阵，Dirac 旋量 ψ_a 应当具有 4 个分量 ($a = 1, 2, 3, 4$)

 相应的固有保时向 Lorentz 变换为

$$\psi'_a = D_{ab}(\Lambda) \psi_b$$

 隐去旋量指标 a 和 b ，上式化为 $\psi' = D(\Lambda) \psi$

4.2 节 Dirac 旋量场

在 Lorentz 群旋量表示中，被变换矩阵 $D(\Lambda)$ 作用的态称为 Dirac 旋量 (spinor)

由于 $D(\Lambda)$ 是 4×4 矩阵，Dirac 旋量 ψ_a 应当具有 4 个分量 ($a = 1, 2, 3, 4$)

相应的固有保时向 Lorentz 变换为

$$\psi'_a = D_{ab}(\Lambda) \psi_b$$

隐去旋量指标 a 和 b ，上式化为 $\psi' = D(\Lambda) \psi$

将 ψ 和 ψ' 看作列矢量，而上式右边就是线性代数中矩阵与列矢量的乘积：

$$\begin{pmatrix} \psi'_1 \\ \psi'_2 \\ \psi'_3 \\ \psi'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{11}(\Lambda) & D_{12}(\Lambda) & D_{13}(\Lambda) & D_{14}(\Lambda) \\ D_{21}(\Lambda) & D_{22}(\Lambda) & D_{23}(\Lambda) & D_{24}(\Lambda) \\ D_{31}(\Lambda) & D_{32}(\Lambda) & D_{33}(\Lambda) & D_{34}(\Lambda) \\ D_{41}(\Lambda) & D_{42}(\Lambda) & D_{43}(\Lambda) & D_{44}(\Lambda) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

量子 Dirac 旋量场的 Lorentz 变换

 如果 ψ_a 依赖于时空坐标 x^μ ，它就成为 Dirac 旋量场 $\psi_a(x)$

 类比量子矢量场的 Lorentz 变换 $A'^\mu(x') = U^{-1}(\Lambda)A^\mu(x')U(\Lambda) = \Lambda^\mu_\nu A^\nu(x)$

 量子 Dirac 旋量场的 Lorentz 变换形式是

$$\psi'_a(x') = U^{-1}(\Lambda)\psi_a(x')U(\Lambda) = D_{ab}(\Lambda)\psi_b(x)$$

量子 Dirac 旋量场的 Lorentz 变换

 如果 ψ_a 依赖于时空坐标 x^μ ，它就成为 Dirac 旋量场 $\psi_a(x)$

 类比量子矢量场的 Lorentz 变换 $A'^\mu(x') = U^{-1}(\Lambda)A^\mu(x')U(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\nu A^\nu(x)$

 量子 Dirac 旋量场的 Lorentz 变换形式是

$$\psi'_a(x') = U^{-1}(\Lambda)\psi_a(x')U(\Lambda) = D_{ab}(\Lambda)\psi_b(x)$$

 对于固有保时向 Lorentz 变换 Λ ， $D(\Lambda) = \exp\left(-\frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}S^{\mu\nu}\right)$ 的无穷小形式为

$$D_{ab}(\Lambda) = \delta_{ab} - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(S^{\mu\nu})_{ab}$$

 于是， $\psi'_a(x')$ 的无穷小形式是 $\psi'_a(x') = \psi_a(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(S^{\mu\nu})_{ab}\psi_b(x)$

 1.7.3 小节一般场的无穷小 Lorentz 变换为 $\Phi'_a(x') = \left[\delta_{ab} - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(I^{\mu\nu})_{ab}\right]\Phi_b(x)$

 比较可知，生成元 $I^{\mu\nu}$ 在旋量表示中对应于 $S^{\mu\nu}$

无穷小展开

■ 作变换 $x' \rightarrow x$ 、 $x \rightarrow \Lambda^{-1}x$, $\psi_a'(x') = U^{-1}(\Lambda)\psi_a(x')U(\Lambda) = D_{ab}(\Lambda)\psi_b(x)$ 化为

$$U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x)$$

对于无穷小 Lorentz 变换, $(\Lambda^{-1}x)^\mu = x^\mu - \omega^\mu{}_\nu x^\nu$

在 x 处将 $\psi(\Lambda^{-1}x)$ 展开到 ω 的一阶项, 得

$$\psi(\Lambda^{-1}x) = \psi(x) - \omega^\mu{}_\nu x^\nu \partial_\mu \psi(x) = \psi(x) - \omega_{\mu\nu} x^\nu \partial^\mu \psi(x)$$

$$= \psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} i(x^\mu \partial^\nu - x^\nu \partial^\mu) \psi(x) = \psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} L^{\mu\nu} \psi(x)$$

无穷小展开

■ 作变换 $x' \rightarrow x$ 、 $x \rightarrow \Lambda^{-1}x$, $\psi_a'(x') = U^{-1}(\Lambda)\psi_a(x')U(\Lambda) = D_{ab}(\Lambda)\psi_b(x)$ 化为

$$U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x)$$

对于无穷小 Lorentz 变换, $(\Lambda^{-1}x)^\mu = x^\mu - \omega^\mu{}_\nu x^\nu$

在 x 处将 $\psi(\Lambda^{-1}x)$ 展开到 ω 的一阶项, 得

$$\psi(\Lambda^{-1}x) = \psi(x) - \omega^\mu{}_\nu x^\nu \partial_\mu \psi(x) = \psi(x) - \omega_{\mu\nu} x^\nu \partial^\mu \psi(x)$$

$$= \psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} i(x^\mu \partial^\nu - x^\nu \partial^\mu) \psi(x) = \psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} L^{\mu\nu} \psi(x)$$

从而, $U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x)$ 右边展开到 ω 一阶项的形式为

$$\begin{aligned} D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x) &= \left(1 - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}\right) \left[\psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} L^{\mu\nu} \psi(x)\right] \\ &= \psi(x) - \frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} (L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu}) \psi(x) \end{aligned}$$

自旋角动量

 $U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$ 最左边展开为

$$\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) &= \left(1 + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\right)\psi(x)\left(1 - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu}\right) \\ &= \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\psi(x)J^{\mu\nu} + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\psi(x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}[\psi(x), J^{\mu\nu}] \end{aligned}$$

 两相比较，得到 $[\psi(x), J^{\mu\nu}] = (L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$

自旋角动量

 $U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$ 最左边展开为

$$\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) &= \left(1 + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\right)\psi(x)\left(1 - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu}\right) \\ &= \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\psi(x)J^{\mu\nu} + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\psi(x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}[\psi(x), J^{\mu\nu}] \end{aligned}$$

 两相比较，得到 $[\psi(x), J^{\mu\nu}] = (L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$

 $S^{\mu\nu}$ 纯空间分量的对偶三维矢量为 $S^i \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{ijk}S^{jk}$, $\mathbf{S} = (S^{23}, S^{31}, S^{12})$

 可以从 $S^{\mu\nu}$ 满足的 Lorentz 代数关系推出 $SU(2)$ 代数关系 $[S^i, S^j] = i\epsilon^{ijk}S^k$

 因而 S^i 是 $SU(2)$ 群某个线性表示的生成元

自旋角动量

$U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) = D(\Lambda)\psi(\Lambda^{-1}x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}(L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$ 最左边展开为

$$\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda)\psi(x)U(\Lambda) &= \left(1 + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\right)\psi(x)\left(1 - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu}\right) \\ &= \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}\psi(x)J^{\mu\nu} + \frac{i}{2}\omega_{\rho\sigma}J^{\rho\sigma}\psi(x) = \psi(x) - \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}[\psi(x), J^{\mu\nu}] \end{aligned}$$

两相比较，得到 $[\psi(x), J^{\mu\nu}] = (L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$

$S^{\mu\nu}$ 纯空间分量的对偶三维矢量为 $S^i \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{ijk}S^{jk}$, $\mathbf{S} = (S^{23}, S^{31}, S^{12})$

可以从 $S^{\mu\nu}$ 满足的 Lorentz 代数关系推出 $SU(2)$ 代数关系 $[S^i, S^j] = i\epsilon^{ijk}S^k$

因而 S^i 是 $SU(2)$ 群某个线性表示的生成元

根据 $J^i \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{ijk}J^{jk}$ 和 $L^i \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{ijk}L^{jk}$, 由 $[\psi(x), J^{\mu\nu}] = (L^{\mu\nu} + S^{\mu\nu})\psi(x)$ 得

$$[\psi(x), \mathbf{J}] = (\mathbf{L} + \mathbf{S})\psi(x)$$

上式表明，除了轨道角动量 \mathbf{L} ，总角动量算符 \mathbf{J} 还生成了由 \mathbf{S} 描述的自旋角动量

Weyl 表象

利用 Pauli 矩阵 $\sigma^1 = \begin{pmatrix} & 1 \\ 1 & \end{pmatrix}$, $\sigma^2 = \begin{pmatrix} & -i \\ i & \end{pmatrix}$, $\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}$

以 $\mathbf{1}$ 表示 2×2 单位矩阵, 将 Dirac 矩阵表示成 2×2 分块形式:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} & \sigma^i \\ -\sigma^i & \end{pmatrix}$$

容易验证, 这样表示的 Dirac 矩阵既符合反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, 也满足厄米性 $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$ 和反厄米性 $(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$

Weyl 表象

利用 Pauli 矩阵 $\sigma^1 = \begin{pmatrix} & 1 \\ 1 & \end{pmatrix}$, $\sigma^2 = \begin{pmatrix} & -i \\ i & \end{pmatrix}$, $\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}$

以 1 表示 2×2 单位矩阵, 将 Dirac 矩阵表示成 2×2 分块形式:

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

容易验证, 这样表示的 Dirac 矩阵既符合反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, 也满足厄米性 $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$ 和反厄米性 $(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$

Dirac 矩阵有多种表示方式, 以上表示方式称为 Weyl 表象, 也称为手征表象

Dirac 矩阵的所有表示方式都是等价的, 彼此通过相似变换联系起来

如果 γ^μ 满足反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$, 那么作相似变换后, $\gamma'^\mu \equiv U^{-1}\gamma^\mu U$ 也满足这个反对易关系:

$$\{\gamma'^\mu, \gamma'^\nu\} = U^{-1}\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\}U = 2g^{\mu\nu}U^{-1}U = 2g^{\mu\nu}$$

Weyl 表象中的 γ^5 和 $S^{\mu\nu}$

根据 Pauli 矩阵的乘积关系 $\sigma^i \sigma^j = \delta^{ij} + i\varepsilon^{ijk} \sigma^k$

Weyl 表象中 γ^5 的具体形式为

$$\begin{aligned}\gamma^5 &= i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = i \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^1 \\ -\sigma^1 \end{pmatrix} \gamma^2\gamma^3 = i \begin{pmatrix} -\sigma^1 \\ \sigma^1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^2 \\ -\sigma^2 \end{pmatrix} \gamma^3 \\ &= i \begin{pmatrix} -i\sigma^3 \\ -i\sigma^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^3 \\ -\sigma^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

Weyl 表象中的 γ^5 和 $S^{\mu\nu}$

根据 Pauli 矩阵的乘积关系 $\sigma^i \sigma^j = \delta^{ij} + i\varepsilon^{ijk} \sigma^k$

Weyl 表象中 γ^5 的具体形式为

$$\begin{aligned}\gamma^5 &= i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = i \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^1 \\ -\sigma^1 \end{pmatrix} \gamma^2\gamma^3 = i \begin{pmatrix} -\sigma^1 \\ \sigma^1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^2 \\ -\sigma^2 \end{pmatrix} \gamma^3 \\ &= i \begin{pmatrix} -i\sigma^3 \\ -i\sigma^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma^3 \\ -\sigma^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

用 2×2 单位矩阵 $\mathbf{1}$ 和 Pauli 矩阵定义 $\sigma^\mu \equiv (\mathbf{1}, \boldsymbol{\sigma})$ 和 $\bar{\sigma}^\mu \equiv (\mathbf{1}, -\boldsymbol{\sigma})$

将 Dirac 矩阵 $\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{1} \\ \mathbf{1} \end{pmatrix}$ 和 $\gamma^i = \begin{pmatrix} \sigma^i \\ -\sigma^i \end{pmatrix}$ 简洁地归纳成 $\gamma^\mu = \begin{pmatrix} \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu \end{pmatrix}$

生成元矩阵表达为 $S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] = \frac{i}{4} \begin{pmatrix} \sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu & \\ & \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu \sigma^\mu \end{pmatrix}$

Weyl 表象中的自旋角动量矩阵

利用 $[\sigma^i, \sigma^j] = \sigma^i \sigma^j - \sigma^j \sigma^i = 2i\epsilon^{ijk} \sigma^k$ 将 $S^{\mu\nu}$ 的空间分量化为

$$\begin{aligned} S^{ij} &= \frac{i}{4} \begin{pmatrix} -\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i & \\ & -\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{4} \begin{pmatrix} -2i\epsilon^{ijk} \sigma^k & \\ & -2i\epsilon^{ijk} \sigma^k \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} \begin{pmatrix} \sigma^k & \\ & \sigma^k \end{pmatrix} \end{aligned}$$

由 Pauli 矩阵的厄米性可知, S^{ij} 是厄米矩阵, $(S^{ij})^\dagger = S^{ij}$

Weyl 表象中的自旋角动量矩阵

利用 $[\sigma^i, \sigma^j] = \sigma^i \sigma^j - \sigma^j \sigma^i = 2i\epsilon^{ijk} \sigma^k$ 将 $S^{\mu\nu}$ 的空间分量化为

$$\begin{aligned} S^{ij} &= \frac{i}{4} \begin{pmatrix} -\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i & \\ & -\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{4} \begin{pmatrix} -2i\epsilon^{ijk} \sigma^k & \\ & -2i\epsilon^{ijk} \sigma^k \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} \begin{pmatrix} \sigma^k & \\ & \sigma^k \end{pmatrix} \end{aligned}$$

由 Pauli 矩阵的厄米性可知, S^{ij} 是厄米矩阵, $(S^{ij})^\dagger = S^{ij}$

自旋角动量矩阵为

$$S^i = \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} S^{jk} = \frac{1}{4} \epsilon^{ijk} \epsilon^{jkl} \begin{pmatrix} \sigma^l & \\ & \sigma^l \end{pmatrix} = \frac{1}{4} 2\delta^{il} \begin{pmatrix} \sigma^l & \\ & \sigma^l \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix}$$

即 S^i 是两个 $SU(2)$ 群基础表示生成元 $\tau^i = \frac{\sigma^i}{2}$ 的直和

因此 S^i 所属 $SU(2)$ 群线性表示是两个 $SU(2)$ 基础表示的直和

Dirac 旋量场自旋为 1/2

于是，自旋角动量矩阵 S 的平方为

$$S^2 = S^i S^i = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \sigma^i \sigma^i & \\ & \sigma^i \sigma^i \end{pmatrix} = \frac{3}{4} \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) = s(s+1)$$

上式最后两步省略了 4×4 单位矩阵

可见，Dirac 旋量场 $\psi(x)$ 的自旋量子数是 $s = \frac{1}{2}$

量子化之后， $\psi(x)$ 描述自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子

4.3 节 Dirac 方程

为了写下 Dirac 旋量场 $\psi(x)$ 的 Lorentz 不变拉氏量，需要结合两个旋量场来得到 Lorentz 标量

在 Weyl 表象中， $S^{\mu\nu}$ 的 $0i$ 分量为 $S^{0i} = \frac{i}{4} [\gamma^0, \gamma^i] = \frac{i}{2} \gamma^0 \gamma^i = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix}$

其厄米共轭为 $(S^{0i})^\dagger = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} -(\sigma^i)^\dagger & \\ & (\sigma^i)^\dagger \end{pmatrix} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix} = -S^{0i}$

可见， S^{0i} 不是厄米矩阵，而是反厄米矩阵

4.3 节 Dirac 方程

为了写下 Dirac 旋量场 $\psi(x)$ 的 Lorentz 不变拉氏量，需要结合两个旋量场来得到 Lorentz 标量

在 Weyl 表象中， $S^{\mu\nu}$ 的 $0i$ 分量为 $S^{0i} = \frac{i}{4}[\gamma^0, \gamma^i] = \frac{i}{2}\gamma^0\gamma^i = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix}$

其厄米共轭为 $(S^{0i})^\dagger = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} -(\sigma^i)^\dagger & \\ & (\sigma^i)^\dagger \end{pmatrix} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix} = -S^{0i}$

可见， S^{0i} 不是厄米矩阵，而是反厄米矩阵

当 $\omega_{0i} \neq 0$ 时， $D^\dagger(\Lambda) = \left[\exp \left(-\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right) \right]^\dagger = \exp \left[\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} (S^{\mu\nu})^\dagger \right]$
 $\neq \exp \left(\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right) = D^{-1}(\Lambda)$

即 $D(\Lambda)$ 不是么正矩阵，因此 $\psi^\dagger(x)\psi(x)$ 不是 Lorentz 标量：

$$\psi'^\dagger(x')\psi'(x') = \psi^\dagger(x)D^\dagger(\Lambda)D(\Lambda)\psi(x) \neq \psi^\dagger(x)\psi(x)$$

$$D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \gamma^0 D^{-1}(\Lambda)$$

根据 $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$ 和 $(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$, 有

$$(\gamma^0)^\dagger \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^0, \quad (\gamma^i)^\dagger \gamma^0 = -\gamma^i \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^i$$

将这两条式子合起来写成一条常用的公式

$$(\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^\mu$$

$$D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \gamma^0 D^{-1}(\Lambda)$$

根据 $(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0$ 和 $(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i$, 有

$$(\gamma^0)^\dagger \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^0, \quad (\gamma^i)^\dagger \gamma^0 = -\gamma^i \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^i$$

将这两条式子合起来写成一条常用的公式

$$(\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^\mu$$

从而

$$\begin{aligned} (S^{\mu\nu})^\dagger \gamma^0 &= -\frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]^\dagger \gamma^0 = -\frac{i}{4} [(\gamma^\nu)^\dagger (\gamma^\mu)^\dagger - (\gamma^\mu)^\dagger (\gamma^\nu)^\dagger] \gamma^0 \\ &= -\frac{i}{4} \gamma^0 (\gamma^\nu \gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^\nu) = \gamma^0 S^{\mu\nu} \end{aligned}$$

故

$$\begin{aligned} D^\dagger(\Lambda) \gamma^0 &= \exp \left[\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} (S^{\mu\nu})^\dagger \right] \gamma^0 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} (S^{\mu\nu})^\dagger \right]^n \gamma^0 \\ &= \gamma^0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right)^n = \gamma^0 \exp \left(\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu} \right) = \gamma^0 D^{-1}(\Lambda) \end{aligned}$$

Dirac 共轭和旋量双线性型

● 定义 $\psi(x)$ 的 Dirac 共轭 $\bar{\psi}(x) \equiv \psi^\dagger(x)\gamma^0$

根据 $D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \gamma^0 D^{-1}(\Lambda)$, $\bar{\psi}(x)$ 的 Lorentz 变换为

$$\bar{\psi}'(x') = \psi'^\dagger(x')\gamma^0 = \psi^\dagger(x)D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \psi^\dagger(x)\gamma^0 D^{-1}(\Lambda) = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)$$

这样一来, $\bar{\psi}(x)\psi(x)$ 就是一个 Lorentz 标量:

$$\bar{\psi}'(x')\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)D(\Lambda)\psi(x) = \bar{\psi}(x)\psi(x)$$

Dirac 共轭和旋量双线性型

● 定义 $\psi(x)$ 的 Dirac 共轭 $\bar{\psi}(x) \equiv \psi^\dagger(x)\gamma^0$

根据 $D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \gamma^0 D^{-1}(\Lambda)$, $\bar{\psi}(x)$ 的 Lorentz 变换为

$$\bar{\psi}'(x') = \psi'^\dagger(x')\gamma^0 = \psi^\dagger(x)D^\dagger(\Lambda)\gamma^0 = \psi^\dagger(x)\gamma^0 D^{-1}(\Lambda) = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)$$

这样一来, $\bar{\psi}(x)\psi(x)$ 就是一个 Lorentz 标量:

$$\bar{\psi}'(x')\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)D(\Lambda)\psi(x) = \bar{\psi}(x)\psi(x)$$

🦀 $\bar{\psi}(x)\psi(x)$ 这种形式的量称为旋量双线性型 (spinor bilinear)

🦆 利用 $\bar{\psi}(x)$ 还能构造 Lorentz 协变的其它旋量双线性型

🦌 $\bar{\psi}(x)i\gamma^5\psi(x)$ 是一个 Lorentz 标量,

$$\bar{\psi}'(x')i\gamma^5\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)i\gamma^5D(\Lambda)\psi(x) = \bar{\psi}(x)i\gamma^5\psi(x)$$

更多旋量双线性型

● $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)$ 和 $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)$ 都是 Lorentz 矢量,

$$\bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\nu \bar{\psi}(x)\gamma^\nu\psi(x)$$

$$\bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\gamma^5\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu\gamma^5 D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\nu \bar{\psi}(x)\gamma^\nu\gamma^5\psi(x)$$



$\bar{\psi}(x)\sigma^{\mu\nu}\psi(x)$ 是一个 2 阶反对称 Lorentz 张量,

$$\bar{\psi}'(x')\sigma^{\mu\nu}\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\sigma^{\mu\nu} D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma \bar{\psi}(x)\sigma^{\rho\sigma}\psi(x)$$

更多旋量双线性型

● $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)$ 和 $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)$ 都是 Lorentz 矢量,

$$\bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\nu \bar{\psi}(x)\gamma^\nu\psi(x)$$

$$\bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\gamma^5\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu\gamma^5 D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\nu \bar{\psi}(x)\gamma^\nu\gamma^5\psi(x)$$



$\bar{\psi}(x)\sigma^{\mu\nu}\psi(x)$ 是一个 2 阶反对称 Lorentz 张量,

$$\bar{\psi}'(x')\sigma^{\mu\nu}\psi'(x') = \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\sigma^{\mu\nu} D(\Lambda)\psi(x) = \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma \bar{\psi}(x)\sigma^{\rho\sigma}\psi(x)$$



如果将 $\psi(x)$ 看作旋量空间中的列矢量, 则 $\psi^\dagger(x)$ 和 $\bar{\psi}(x)$ 都是行矢量



因而这些旋量双线性型都只是旋量空间中的 1×1 矩阵, 也就是数, 如

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \begin{pmatrix} \bar{\psi}_1 & \bar{\psi}_2 & \bar{\psi}_3 & \bar{\psi}_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{11}^\mu & \gamma_{12}^\mu & \gamma_{13}^\mu & \gamma_{14}^\mu \\ \gamma_{21}^\mu & \gamma_{22}^\mu & \gamma_{23}^\mu & \gamma_{24}^\mu \\ \gamma_{31}^\mu & \gamma_{32}^\mu & \gamma_{33}^\mu & \gamma_{34}^\mu \\ \gamma_{41}^\mu & \gamma_{42}^\mu & \gamma_{43}^\mu & \gamma_{44}^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

旋量双线性型的厄米性

由 γ^0 和 γ^5 的厄米性、 $\gamma^\mu \gamma^5 = -\gamma^5 \gamma^\mu$ 及 $(\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^\mu$ 可知

这些旋量双线性型都是厄米的，也就是说，都是实数：

$$(\bar{\psi} \psi)^\dagger = (\psi^\dagger \gamma^0 \psi)^\dagger = \psi^\dagger \gamma^0 \psi = \bar{\psi} \psi$$

$$(\bar{\psi} i \gamma^5 \psi)^\dagger = -i \psi^\dagger \gamma^5 \gamma^0 \psi = i \psi^\dagger \gamma^0 \gamma^5 \psi = \bar{\psi} i \gamma^5 \psi$$

$$(\bar{\psi} \gamma^\mu \psi)^\dagger = \psi^\dagger (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 \psi = \psi^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

$$\begin{aligned} (\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi)^\dagger &= \psi^\dagger \gamma^5 (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 \psi = \psi^\dagger \gamma^5 \gamma^0 \gamma^\mu \psi = -\psi^\dagger \gamma^0 \gamma^5 \gamma^\mu \psi \\ &= \psi^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi)^\dagger &= -\frac{i}{2} \psi^\dagger [(\gamma^\nu)^\dagger (\gamma^\mu)^\dagger - (\gamma^\mu)^\dagger (\gamma^\nu)^\dagger] \gamma^0 \psi \\ &= -\frac{i}{2} \psi^\dagger \gamma^0 (\gamma^\nu \gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^\nu) \psi = \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi \end{aligned}$$

量子化之后，这五个旋量双线性型成为厄米算符

自由 Dirac 旋量场的拉氏量

此外，包含时空导数的旋量双线性型 $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x)$ 是 Lorentz 标量，

$$\begin{aligned} \bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\partial'_\mu\psi'(x') &= \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu D(\Lambda)(\Lambda^{-1})^\nu_\mu\partial_\nu\psi(x) \\ &= \bar{\psi}(x)\Lambda^\mu_\rho\gamma^\rho(\Lambda^{-1})^\nu_\mu\partial_\nu\psi(x) = \bar{\psi}(x)\delta^\nu_\rho\gamma^\rho\partial_\nu\psi(x) = \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) \end{aligned}$$

自由 Dirac 旋量场的拉氏量

此外，包含时空导数的旋量双线性型 $\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x)$ 是 Lorentz 标量，

$$\begin{aligned}\bar{\psi}'(x')\gamma^\mu\partial'_\mu\psi'(x') &= \bar{\psi}(x)D^{-1}(\Lambda)\gamma^\mu D(\Lambda)(\Lambda^{-1})^\nu_\mu\partial_\nu\psi(x) \\ &= \bar{\psi}(x)\Lambda^\mu_\rho\gamma^\rho(\Lambda^{-1})^\nu_\mu\partial_\nu\psi(x) = \bar{\psi}(x)\delta^\nu_\mu\gamma^\rho\partial_\nu\psi(x) = \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x)\end{aligned}$$

利用 $\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$ 和 $\bar{\psi}\psi$ 写下自由 Dirac 旋量场 $\psi(x)$ 的 Lorentz 不变拉氏量

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

其中 $m > 0$ 是 Dirac 旋量场的质量，于是

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

Euler-Lagrange 方程 $\partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\Phi_a)} - \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\Phi_a} = 0$ 给出

$$0 = \partial_\mu\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)} - \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi} = i(\partial_\mu\bar{\psi})\gamma^\mu + m\bar{\psi}$$

Dirac 方程

♥ 对 $0 = i(\partial_\mu \bar{\psi})\gamma^\mu + m\bar{\psi}$ 取厄米共轭，得到

$$0 = -i(\gamma^\mu)^\dagger \partial_\mu (\psi^\dagger \gamma^0)^\dagger + m(\psi^\dagger \gamma^0)^\dagger = -i(\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 \partial_\mu \psi + m\gamma^0 \psi = -\gamma^0 (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

故 $\psi(x)$ 的经典运动方程为

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$$

上式就是 **Dirac 方程**，标明**旋量指标**的形式为 $[i(\gamma^\mu)_{ab} \partial_\mu - m\delta_{ab}] \psi_b(x) = 0$

Dirac 方程

对 $0 = i(\partial_\mu \bar{\psi})\gamma^\mu + m\bar{\psi}$ 取厄米共轭，得到

$$0 = -i(\gamma^\mu)^\dagger \partial_\mu (\psi^\dagger \gamma^0)^\dagger + m(\psi^\dagger \gamma^0)^\dagger = -i(\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 \partial_\mu \psi + m\gamma^0 \psi = -\gamma^0 (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

故 $\psi(x)$ 的经典运动方程为

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$$

上式就是 Dirac 方程，标明旋量指标的形式为 $[i(\gamma^\mu)_{ab} \partial_\mu - m\delta_{ab}] \psi_b(x) = 0$

容易验证，Dirac 方程具有 Lorentz 协变性：

$$\begin{aligned} (i\gamma^\mu \partial'_\mu - m)\psi'(x') &= [i\gamma^\mu (\Lambda^{-1})^\nu_\mu \partial_\nu - m] D(\Lambda) \psi(x) \\ &= D(\Lambda) [iD^{-1}(\Lambda) \gamma^\mu D(\Lambda) (\Lambda^{-1})^\nu_\mu \partial_\nu - m] \psi(x) \\ &= D(\Lambda) [i\Lambda^\mu_\rho \gamma^\rho (\Lambda^{-1})^\nu_\mu \partial_\nu - m] \psi(x) \\ &= D(\Lambda) (i\delta^\nu_\rho \gamma^\rho \partial_\nu - m) \psi(x) = D(\Lambda) (i\gamma^\nu \partial_\nu - m) \psi(x) = 0 \end{aligned}$$

Klein-Gordon 方程

对 Dirac 方程 $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$ 左边乘以 $(-i\gamma^\mu \partial_\mu - m)$

利用反对易关系 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$ ，得

$$\begin{aligned} 0 &= (-i\gamma^\mu \partial_\mu - m)(i\gamma^\nu \partial_\nu - m)\psi = (\gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\mu \partial_\nu + m^2)\psi \\ &= \left[\frac{1}{2} \gamma^\mu \gamma^\nu (\partial_\mu \partial_\nu + \partial_\nu \partial_\mu) + m^2 \right] \psi = \left[\frac{1}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu) \partial_\mu \partial_\nu + m^2 \right] \psi \\ &= (g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu + m^2)\psi = (\partial^2 + m^2)\psi \end{aligned}$$

也就是说，自由的 Dirac 旋量场 $\psi(x)$ 满足 Klein-Gordon 方程

$$(\partial^2 + m^2)\psi(x) = 0$$

Weyl 旋量

❤ 在 Weyl 表象中，旋量表示生成元矩阵 $S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} \begin{pmatrix} \sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu \sigma^\mu \end{pmatrix}$

是分块对角的，因而可将旋量表示分解为两个 2 维表示的直和

🌊 把四分量 Dirac 旋量场 ψ 分解为两个二分量旋量场 η_L 和 η_R ： $\psi = \begin{pmatrix} \eta_L \\ \eta_R \end{pmatrix}$

LOBSTER 这样的二分量旋量称为 Weyl 旋量

FISH η_L 称为左手 (left-handed) Weyl 旋量， η_R 称为右手 (right-handed) Weyl 旋量

Weyl 旋量

❤ 在 Weyl 表象中，旋量表示生成元矩阵 $S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} \begin{pmatrix} \sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu \sigma^\mu \end{pmatrix}$

是分块对角的，因而可将旋量表示分解为两个 2 维表示的直和

🌊 把四分量 Dirac 旋量场 ψ 分解为两个二分量旋量场 η_L 和 η_R ： $\psi = \begin{pmatrix} \eta_L \\ \eta_R \end{pmatrix}$

LOBSTER 这样的二分量旋量称为 Weyl 旋量

FISH η_L 称为左手 (left-handed) Weyl 旋量， η_R 称为右手 (right-handed) Weyl 旋量

SUN 利用 $\gamma^\mu = \begin{pmatrix} \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu \end{pmatrix}$ 将 Dirac 方程化为

$$0 = (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = \begin{pmatrix} -m & i\sigma^\mu \partial_\mu \\ i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_L \\ \eta_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sigma^\mu \partial_\mu \eta_R - m\eta_L \\ i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \eta_L - m\eta_R \end{pmatrix}$$

FISH 即得两个相互耦合的方程 $\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \eta_L - m\eta_R = 0 \\ i\sigma^\mu \partial_\mu \eta_R - m\eta_L = 0 \end{cases}$

Weyl 方程

♥ 如果 $m = 0$ ，两个方程就各自独立了：

$$i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \eta_L = 0, \quad i\sigma^\mu \partial_\mu \eta_R = 0$$

🌴 这两个独立方程称为 Weyl 方程

🌴 可见，非零质量 m 的存在将左手和右手 Weyl 旋量场耦合起来



Hermann Weyl
(1885–1955)

Weyl 方程

♥ 如果 $m = 0$ ，两个方程就各自独立了：

$$i\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \eta_L = 0, \quad i\sigma^\mu \partial_\mu \eta_R = 0$$

🌴 这两个独立方程称为 Weyl 方程

🌴 可见，非零质量 m 的存在将左手和右手 Weyl 旋量场耦合起来

👉 自旋角动量矩阵的直和分解 $S^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma^i & \\ & \sigma^i \end{pmatrix}$ 表明

👉 左手和右手 Weyl 旋量各对应于一个 $SU(2)$ 群基础表示

👉 当 $m = 0$ 时，量子化之后的 $\eta_L(x)$ 和 $\eta_R(x)$ 各自描述自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子



Hermann Weyl
(1885–1955)