量 子 场 论

第 3 章　Poincaré 对称性与粒子态

余钊焕

中山大学物理学院

https://yzhxxzxy.github.io

更新日期：2024 年 10 月 9 日

第 3 章 Poincaré 对称性与粒子态

- 本章介绍**相对论性量子理论**必须满足的 **Poincaré 对称性**
- 首先研究**量子 Poincaré 变换**
- 相关讨论会涉及到**量子 Lorentz 变换**、**Lorentz 代数**和 **Poincaré 代数**
- **Lorentz 代数**与 **Lorentz 群**的**表示理论**密切相关，而**后者**对于深入理解**各种量子场**是必要的知识
- 在**量子理论**中，**粒子**由 **Hilbert 空间**中的**态矢**描述
- **相对论性**的粒子运动与**量子 Poincaré 变换**对**态矢**的作用有关，由此可以为**单粒子态分类**

3.1 节 量子 Poincaré 变换

🎬 1.7.2 小节提到，时空坐标的 **Poincaré 变换** (Λ, a) 为 $x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}{}_{\nu} x^{\nu} + a^{\mu}$

🎥 它是 **Lorentz 变换** Λ 和**时空平移变换** a 的组合

🎙️ 如果**量子系统**具有 **Poincaré 对称性**，即同时具有 **Lorentz 对称性**和**时空平移对称性**，那么 Poincaré 变换 (Λ, a) 在**物理 Hilbert 空间**中诱导出**态矢** $|\Psi\rangle$ 的**线性幺正变换** $\boxed{|\Psi'\rangle = U(\Lambda, a)\,|\Psi\rangle}$，其中 Λ 为**固有保时向** Lorentz 变换

👩‍🚀 $U(\Lambda, a)$ 描述**量子 Poincaré 变换**，它是一个**线性幺正算符**，满足

$$U^{\dagger}(\Lambda, a)U(\Lambda, a) = U(\Lambda, a)U^{\dagger}(\Lambda, a) = \mathbb{I}, \quad U^{-1}(\Lambda, a) = U^{\dagger}(\Lambda, a)$$

3.1 节 量子 Poincaré 变换

🎬 1.7.2 小节提到，时空坐标的 **Poincaré 变换** (Λ, a) 为 $x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}{}_{\nu} x^{\nu} + a^{\mu}$

🎥 它是 **Lorentz 变换** Λ 和**时空平移变换** a 的组合

🎙️ 如果**量子系统**具有 **Poincaré 对称性**，即同时具有 **Lorentz 对称性**和**时空平移对称性**，那么 Poincaré 变换 (Λ, a) 在**物理 Hilbert 空间**中诱导出**态矢** $|\Psi\rangle$ 的**线性幺正变换** $\boxed{|\Psi'\rangle = U(\Lambda, a)\,|\Psi\rangle}$，其中 Λ 为**固有保时向** Lorentz 变换

👩‍🎤 $U(\Lambda, a)$ 描述**量子 Poincaré 变换**，它是一个**线性幺正算符**，满足

$$U^{\dagger}(\Lambda, a)U(\Lambda, a) = U(\Lambda, a)U^{\dagger}(\Lambda, a) = \mathbb{I}, \quad U^{-1}(\Lambda, a) = U^{\dagger}(\Lambda, a)$$

🎸 $U(\Lambda, a)$ 的幺正性保证**态矢的内积**在量子 Poincaré 变换下**不变**

$$\langle\Psi'|\Psi'\rangle = \langle\Psi|\,U^{\dagger}(\Lambda, a)U(\Lambda, a)\,|\Psi\rangle = \langle\Psi|\Psi\rangle$$

🎹 $U(\mathbf{1}, 0) = \mathbb{I}$ 是**恒等算符**，$U(\mathbf{1}, a)$ 描述**量子时空平移变换**

🎻 $a^{\mu} = 0$ 对应于 Lorentz 变换，因此 $U(\Lambda) \equiv U(\Lambda, 0)$ 描述**量子 Lorentz 变换**

🥁 它满足 $U^{-1}(\Lambda) = U^{\dagger}(\Lambda)$

同态关系

- 对时空坐标先作 **Poincaré 变换** (Λ_1, a_1)，得到 $x'^\mu = (\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + a_1^\mu$
- **再作 Poincaré 变换** (Λ_2, a_2)，推出

$$x''^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu x'^\nu + a_2^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu [(\Lambda_1)^\nu{}_\rho x^\rho + a_1^\nu] + a_2^\mu = (\Lambda_2\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + (\Lambda_2)^\mu{}_\nu a_1^\nu + a_2^\mu$$

- 这相当于作 **Poincaré 变换** $(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$

同态关系

🎺 对时空坐标先作 **Poincaré 变换** (Λ_1, a_1)，得到 $x'^\mu = (\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + a_1^\mu$

🎷 **再作 Poincaré 变换** (Λ_2, a_2)，推出

$$x''^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu x'^\nu + a_2^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu[(\Lambda_1)^\nu{}_\rho x^\rho + a_1^\nu] + a_2^\mu = (\Lambda_2\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + (\Lambda_2)^\mu{}_\nu a_1^\nu + a_2^\mu$$

🪗 这相当于作 **Poincaré 变换** $(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$，而 **Poincaré 对称性**的存在意味着**同态关系**

$$U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2), \quad U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1)$$

🕺 将 $U(\Lambda, a)$ 视作无限维矩阵，则集合 $\{U(\Lambda, a)\}$ 和 $\{U(\Lambda)\}$ 分别构成 **Poincaré 群**和 **Lorentz 群**的**无限维幺正线性表示**

同态关系

对时空坐标先作 Poincaré 变换 (Λ_1, a_1)，得到 $x'^\mu = (\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + a_1^\mu$

再作 Poincaré 变换 (Λ_2, a_2)，推出

$$x''^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu x'^\nu + a_2^\mu = (\Lambda_2)^\mu{}_\nu[(\Lambda_1)^\nu{}_\rho x^\rho + a_1^\nu] + a_2^\mu = (\Lambda_2\Lambda_1)^\mu{}_\nu x^\nu + (\Lambda_2)^\mu{}_\nu a_1^\nu + a_2^\mu$$

这相当于作 Poincaré 变换 $(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$，而 Poincaré 对称性的存在意味着同态关系

$$U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2), \quad U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1)$$

将 $U(\Lambda, a)$ 视作无限维矩阵，则集合 $\{U(\Lambda, a)\}$ 和 $\{U(\Lambda)\}$ 分别构成 Poincaré 群和 Lorentz 群的无限维幺正线性表示。根据

$$U^{-1}(\Lambda, a)U(\Lambda, a) = \mathbb{I} = U(\mathbf{1}, 0) = U(\Lambda^{-1}\Lambda, \Lambda^{-1}a - \Lambda^{-1}a) = U(\Lambda^{-1}, -\Lambda^{-1}a)U(\Lambda, a)$$

推出逆变换算符

$$U^{-1}(\Lambda, a) = U(\Lambda^{-1}, -\Lambda^{-1}a), \quad U^{-1}(\Lambda) = U(\Lambda^{-1})$$

生成元算符

- 无穷小 Lorentz 变换 $\Lambda^\mu{}_\nu = \delta^\mu{}_\nu + \omega^\mu{}_\nu$ 的矩阵形式是 $\Lambda = \mathbf{1} + \omega$
- 无穷小时空平移变换表达为 $a^\mu = \varepsilon^\mu$，其中 ω 和 ε^μ 是无穷小量
- 从而，无穷小 Poincaré 变换 $(\mathbf{1} + \omega, \varepsilon)$ 诱导的无穷小幺正算符为

$$\boxed{U(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon)} = \mathbb{I} + \omega_{\mu\nu}\left.\frac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\omega_{\mu\nu}}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0} + \varepsilon_\mu\left.\frac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\varepsilon_\mu}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0}$$

$$= \boxed{\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu}$$

- 这是在 $(\omega_{\mu\nu},\varepsilon_\mu) = (0,0)$ 附近对 $U(\Lambda,a)$ 作 Taylor 级数
- 上式只展开到 $\omega_{\mu\nu}$ 和 ε_μ 的一阶项，而

$$J^{\mu\nu} \equiv 2\mathrm{i}\left.\frac{\partial U(\Lambda)}{\partial\omega_{\mu\nu}}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0} \quad \text{和} \quad P^\mu \equiv -\mathrm{i}\left.\frac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\varepsilon_\mu}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0}$$

分别是量子 Lorentz 变换和量子时空平移变换的生成元算符

Brook Taylor
(1685–1731)

$J^{\mu\nu}$ 和 P^μ 的厄米性

根据 1.7.3 小节讨论，实参数 $\omega_{\mu\nu}$ 是**反对称**的，因而 $J^{\mu\nu} = 2\mathrm{i}\left.\dfrac{\partial U(\Lambda)}{\partial \omega_{\mu\nu}}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0}$ 也是**反对称**的，$J^{\mu\nu} = -J^{\nu\mu}$

于是，$J^{\mu\nu}$ 有 **6 个独立分量**，而 P^μ 有 **4 个独立分量**

由 $U(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon)$ 的**幺正性**推出

$$
\begin{aligned}
\mathbb{I} &= U^\dagger(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon)U(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon) \\
&= \left[\mathbb{I} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}(J^{\mu\nu})^\dagger - \mathrm{i}\varepsilon_\mu(P^\mu)^\dagger\right]\left[\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu\right] \\
&= \mathbb{I} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}[(J^{\mu\nu})^\dagger - J^{\mu\nu}] - \mathrm{i}\varepsilon_\mu[(P^\mu)^\dagger - P^\mu],
\end{aligned}
$$

最后一步**忽略**了 $\omega_{\mu\nu}$ 和 ε_μ 的**二阶项**

可见，$(J^{\mu\nu})^\dagger = J^{\mu\nu}$，$(P^\mu)^\dagger = P^\mu$，即 $J^{\mu\nu}$ 和 P^μ 的所有分量都是**厄米算符**

无穷小变换的相似变换

- 根据**逆变换表达式**和**同态关系** $U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$，有

$$
\begin{aligned}
U^{-1}(\Lambda, a)U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)U(\Lambda, a) &= U(\Lambda^{-1}, -\Lambda^{-1}a)U[(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, (\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] \\
&= U\{\Lambda^{-1}(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, \Lambda^{-1}[(\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] - \Lambda^{-1}a\} \\
&= U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda, \Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon)
\end{aligned}
$$

无穷小变换的相似变换

根据**逆变换表达式**和**同态关系** $U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$，有

$$\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda, a)U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)U(\Lambda, a) &= U(\Lambda^{-1}, -\Lambda^{-1}a)U[(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, (\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] \\ &= U\{\Lambda^{-1}(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, \Lambda^{-1}[(\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] - \Lambda^{-1}a\} \\ &= U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda, \Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon) \end{aligned}$$

对上式左边和最后一步分别**展开**，得

$$U^{-1}(\Lambda, a)U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)U(\Lambda, a) = U^{-1}(\Lambda, a)\left(\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu\right)U(\Lambda, a)$$

$$= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}U^{-1}(\Lambda, a)J^{\mu\nu}U(\Lambda, a) + \mathrm{i}\varepsilon_\mu U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a)$$

$$U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda, \Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon) = \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}(\Lambda^{-1}\omega\Lambda)_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}(\Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon)_\mu P^\mu$$

无穷小变换的相似变换

根据**逆变换表达式**和**同态关系** $U(\Lambda_2, a_2)U(\Lambda_1, a_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1, \Lambda_2 a_1 + a_2)$，有

$$\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda, a)U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)U(\Lambda, a) &= U(\Lambda^{-1}, -\Lambda^{-1}a)U[(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, (\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] \\ &= U\{\Lambda^{-1}(\mathbf{1}+\omega)\Lambda, \Lambda^{-1}[(\mathbf{1}+\omega)a+\varepsilon] - \Lambda^{-1}a\} \\ &= U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda, \Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon) \end{aligned}$$

对上式左边和最后一步分别**展开**，得

$$U^{-1}(\Lambda, a)U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)U(\Lambda, a) = U^{-1}(\Lambda, a)\left(\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu\right)U(\Lambda, a)$$

$$= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}U^{-1}(\Lambda, a)J^{\mu\nu}U(\Lambda, a) + \mathrm{i}\varepsilon_\mu U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a)$$

$$U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda, \Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon) = \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}(\Lambda^{-1}\omega\Lambda)_{\mu\nu}J^{\mu\nu} + \mathrm{i}(\Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon)_\mu P^\mu$$

利用 $(\Lambda^{-1})^\alpha{}_\beta = g^{\alpha\sigma}g_{\beta\rho}\Lambda^\rho{}_\sigma$，有

$$\begin{aligned} (\Lambda^{-1}\omega\Lambda)_{\mu\nu}J^{\mu\nu} &= g_{\mu\alpha}(\Lambda^{-1}\omega\Lambda)^\alpha{}_\nu J^{\mu\nu} = g_{\mu\alpha}(\Lambda^{-1})^\alpha{}_\beta\omega^\beta{}_\gamma\Lambda^\gamma{}_\nu J^{\mu\nu} \\ &= g_{\mu\alpha}g^{\alpha\sigma}g_{\beta\rho}\Lambda^\rho{}_\sigma\omega^\beta{}_\gamma\Lambda^\gamma{}_\nu J^{\mu\nu} = \Lambda^\rho{}_\mu\omega_{\rho\gamma}\Lambda^\gamma{}_\nu J^{\mu\nu} = \omega_{\mu\nu}\Lambda^\mu{}_\rho\Lambda^\nu{}_\sigma J^{\rho\sigma} \end{aligned}$$

$J^{\mu\nu}$ 和 P^μ 的 Poincaré 变换

$$
\begin{aligned}
(\Lambda^{-1}\omega a + \Lambda^{-1}\varepsilon)_\mu P^\mu &= g_{\mu\nu}(\Lambda^{-1})^\nu{}_\rho(\omega^\rho{}_\sigma a^\sigma P^\mu + \varepsilon^\rho P^\mu) \\
&= g_{\mu\nu} g^{\nu\beta} g_{\rho\alpha}\Lambda^\alpha{}_\beta(\omega^\rho{}_\sigma a^\sigma P^\mu + \varepsilon^\rho P^\mu) \\
&= \delta^\beta{}_\mu \Lambda^\alpha{}_\beta(\omega_{\alpha\sigma} a^\sigma P^\mu + \varepsilon_\alpha P^\mu) = \omega_{\alpha\sigma}\Lambda^\alpha{}_\mu a^\sigma P^\mu + \varepsilon_\alpha \Lambda^\alpha{}_\mu P^\mu \\
&= \frac{1}{2}\omega_{\mu\nu}(\Lambda^\mu{}_\rho a^\nu P^\rho - \Lambda^\nu{}_\rho a^\mu P^\rho) + \varepsilon_\mu \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu
\end{aligned}
$$

$J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 的 Poincaré 变换

$$
\begin{aligned}
(\Lambda^{-1}\omega a+\Lambda^{-1}\varepsilon)_\mu P^\mu &= g_{\mu\nu}(\Lambda^{-1})^\nu{}_\rho(\omega^\rho{}_\sigma a^\sigma P^\mu+\varepsilon^\rho P^\mu)\\
&= g_{\mu\nu}g^{\nu\beta}g_{\rho\alpha}\Lambda^\alpha{}_\beta(\omega^\rho{}_\sigma a^\sigma P^\mu+\varepsilon^\rho P^\mu)\\
&= \delta^\beta{}_\mu\Lambda^\alpha{}_\beta(\omega_{\alpha\sigma}a^\sigma P^\mu+\varepsilon_\alpha P^\mu)=\omega_{\alpha\sigma}\Lambda^\alpha{}_\mu a^\sigma P^\mu+\varepsilon_\alpha\Lambda^\alpha{}_\mu P^\mu\\
&= \frac{1}{2}\omega_{\mu\nu}(\Lambda^\mu{}_\rho a^\nu P^\rho-\Lambda^\nu{}_\rho a^\mu P^\rho)+\varepsilon_\mu\Lambda^\mu{}_\nu P^\nu
\end{aligned}
$$

故

$$
\begin{aligned}
&U(\mathbf{1}+\Lambda^{-1}\omega\Lambda,\Lambda^{-1}\omega a+\Lambda^{-1}\varepsilon)\\
&= \mathbb{I}-\frac{\mathrm{i}}{2}(\Lambda^{-1}\omega\Lambda)_{\mu\nu}J^{\mu\nu}+\mathrm{i}(\Lambda^{-1}\omega a+\Lambda^{-1}\varepsilon)_\mu P^\mu\\
&= \mathbb{I}-\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}(\Lambda^\mu{}_\rho\Lambda^\nu{}_\sigma J^{\rho\sigma}-\Lambda^\mu{}_\rho a^\nu P^\rho+\Lambda^\nu{}_\rho a^\mu P^\rho)+\mathrm{i}\varepsilon_\mu\Lambda^\mu{}_\nu P^\nu
\end{aligned}
$$

与

$$
\begin{aligned}
&U^{-1}(\Lambda,a)U(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon)U(\Lambda,a)\\
&= \mathbb{I}-\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}U^{-1}(\Lambda,a)J^{\mu\nu}U(\Lambda,a)+\mathrm{i}\varepsilon_\mu U^{-1}(\Lambda,a)P^\mu U(\Lambda,a)
\end{aligned}
$$

比较，推出

$$
\begin{aligned}
U^{-1}(\Lambda,a)J^{\mu\nu}U(\Lambda,a) &= \Lambda^\mu{}_\rho\Lambda^\nu{}_\sigma J^{\rho\sigma}-\Lambda^\mu{}_\rho a^\nu P^\rho+\Lambda^\nu{}_\rho a^\mu P^\rho\\
U^{-1}(\Lambda,a)P^\mu U(\Lambda,a) &= \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu
\end{aligned}
$$

$J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 的 Lorentz 变换

取 $a^{\mu}=0$，得

$$\boxed{\begin{aligned} U^{-1}(\Lambda)J^{\mu\nu}U(\Lambda) &= \Lambda^{\mu}{}_{\rho}\Lambda^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma} \\ U^{-1}(\Lambda)P^{\mu}U(\Lambda) &= \Lambda^{\mu}{}_{\nu}P^{\nu} \end{aligned}}$$

因此，生成元算符 $J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 在 $|\Psi'\rangle = U(\Lambda)|\Psi\rangle$ 中的期待值与它们在 $|\Psi\rangle$ 中的期待值之间的关系为

$$\begin{aligned} \langle\Psi'|J^{\mu\nu}|\Psi'\rangle &= \langle\Psi|U^{-1}(\Lambda)J^{\mu\nu}U(\Lambda)|\Psi\rangle = \Lambda^{\mu}{}_{\rho}\Lambda^{\nu}{}_{\sigma}\langle\Psi|J^{\rho\sigma}|\Psi\rangle \\ \langle\Psi'|P^{\mu}|\Psi'\rangle &= \langle\Psi|U^{-1}(\Lambda)P^{\mu}U(\Lambda)|\Psi\rangle = \Lambda^{\mu}{}_{\nu}\langle\Psi|P^{\nu}|\Psi\rangle \end{aligned}$$

可将 $U^{-1}(\Lambda)J^{\mu\nu}U(\Lambda)$ 和 $U^{-1}(\Lambda)P^{\mu}U(\Lambda)$ 分别看作由态矢的量子 Lorentz 变换诱导出来的 $J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 算符的 Lorentz 变换，

$$J'^{\mu\nu} \equiv U^{-1}(\Lambda)J^{\mu\nu}U(\Lambda) = \Lambda^{\mu}{}_{\rho}\Lambda^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma}, \quad P'^{\mu} \equiv U^{-1}(\Lambda)P^{\mu}U(\Lambda) = \Lambda^{\mu}{}_{\nu}P^{\nu}$$

这表明 $J^{\mu\nu}$ 是一个 2 阶 Lorentz 张量，而 P^{μ} 是一个 Lorentz 矢量

3.2 节 Lorentz 代数和 Poincaré 代数

- 研究 $U^{-1}(\Lambda,a)J^{\mu\nu}U(\Lambda,a)=\Lambda^{\mu}{}_{\rho}\Lambda^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma}-\Lambda^{\mu}{}_{\rho}a^{\nu}P^{\rho}+\Lambda^{\nu}{}_{\rho}a^{\mu}P^{\rho}$ 的无穷小形式
- 考虑**无穷小 Poincaré 变换**，忽略二阶小量，$U^{-1}(\Lambda,a)J^{\mu\nu}U(\Lambda,a)$ 化为

$$
\begin{aligned}
& U^{-1}(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon)J^{\mu\nu}U(\mathbf{1}+\omega,\varepsilon) \\
= & \left(\mathbb{I}+\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta}-\mathrm{i}\varepsilon_{\gamma}P^{\gamma}\right)J^{\mu\nu}\left(\mathbb{I}-\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}J^{\alpha\beta}+\mathrm{i}\varepsilon_{\alpha}P^{\alpha}\right) \\
= & J^{\mu\nu}-\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}J^{\mu\nu}J^{\alpha\beta}+\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta}J^{\mu\nu}+\mathrm{i}\varepsilon_{\alpha}J^{\mu\nu}P^{\alpha}-\mathrm{i}\varepsilon_{\gamma}P^{\gamma}J^{\mu\nu} \\
= & J^{\mu\nu}-\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\rho\sigma}[J^{\mu\nu},J^{\rho\sigma}]+\mathrm{i}\varepsilon_{\rho}[J^{\mu\nu},P^{\rho}]
\end{aligned}
$$

- 利用 $J^{\mu\nu}$ 和 $\omega_{\mu\nu}$ 的**反对称性**，$\Lambda^{\mu}{}_{\rho}\Lambda^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma}$ 变成

$$
\begin{aligned}
& (\mathbf{1}+\omega)^{\mu}{}_{\rho}(\mathbf{1}+\omega)^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma} \\
= & (\delta^{\mu}{}_{\rho}+\omega^{\mu}{}_{\rho})(\delta^{\nu}{}_{\sigma}+\omega^{\nu}{}_{\sigma})J^{\rho\sigma}=\delta^{\mu}{}_{\rho}\delta^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma}+\delta^{\mu}{}_{\rho}\omega^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma}+\omega^{\mu}{}_{\rho}\delta^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma} \\
= & J^{\mu\nu}+\omega^{\nu}{}_{\sigma}J^{\mu\sigma}+\omega^{\mu}{}_{\rho}J^{\rho\nu}=J^{\mu\nu}+\omega_{\rho\sigma}g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}+\omega_{\sigma\rho}g^{\mu\sigma}J^{\rho\nu} \\
= & J^{\mu\nu}+\omega_{\rho\sigma}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}+g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho})
\end{aligned}
$$

生成元算符的对易关系

- 利用 $\omega_{\mu\nu}$ 的**反对称性**，得

$$
\begin{aligned}
(\mathbf{1}+\omega)^{\mu}{}_{\rho}(\mathbf{1}+\omega)^{\nu}{}_{\sigma}J^{\rho\sigma} &= J^{\mu\nu}+\omega_{\rho\sigma}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}+g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho}) \\
&= J^{\mu\nu}+\frac{1}{2}\omega_{\rho\sigma}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}+g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho})+\frac{1}{2}\omega_{\sigma\rho}(g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho}+g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma}) \\
&= J^{\mu\nu}+\frac{1}{2}\omega_{\rho\sigma}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}+g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho}-g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho}-g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma})
\end{aligned}
$$

- $-\Lambda^{\mu}{}_{\rho}a^{\nu}P^{\rho}+\Lambda^{\nu}{}_{\rho}a^{\mu}P^{\rho}$ 化为

$$
\begin{aligned}
-(\mathbf{1}+\omega)^{\mu}{}_{\rho}\varepsilon^{\nu}P^{\rho}+(\mathbf{1}+\omega)^{\nu}{}_{\rho}\varepsilon^{\mu}P^{\rho} &= -(\delta^{\mu}{}_{\rho}+\omega^{\mu}{}_{\rho})\varepsilon^{\nu}P^{\rho}+(\delta^{\nu}{}_{\rho}+\omega^{\nu}{}_{\rho})\varepsilon^{\mu}P^{\rho} \\
&= -\varepsilon^{\nu}P^{\mu}+\varepsilon^{\mu}P^{\nu}=-\varepsilon_{\rho}(g^{\nu\rho}P^{\mu}-g^{\mu\rho}P^{\nu})
\end{aligned}
$$

- 比较上面各式，由 $\omega_{\rho\sigma}$ 和 ε_{ρ} 的**任意性**推出**生成元算符的对易关系**

$$
\begin{aligned}
[J^{\mu\nu},J^{\rho\sigma}] &= \mathrm{i}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}-g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma}-g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho}+g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho}) \\
[J^{\mu\nu},P^{\rho}] &= \mathrm{i}(g^{\nu\rho}P^{\mu}-g^{\mu\rho}P^{\nu})
\end{aligned}
$$

Lorentz 代数

可将 $J^{\mu\nu}$ 和 $J^{\rho\sigma}$ 的**对易关系**改写为

$$\begin{aligned}[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] &= \mathrm{i}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho}) \\ &= \mathrm{i}[g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - (\mu \leftrightarrow \nu)] - (\rho \leftrightarrow \sigma)\end{aligned}$$

$(\mu \leftrightarrow \nu)$ 表示将前面的项 $g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}$ 的指标 μ 和 ν 对调，得到 $g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma}$

同理，$(\rho \leftrightarrow \sigma)$ 表示将前面的项 $\mathrm{i}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma})$ 的指标 ρ 和 σ 对调，得到 $\mathrm{i}(g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho} - g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho})$

这个**等式右边**既关于 μ 和 ν 反对称，也关于 ρ 和 σ 反对称，而且关于 (μ, ν) 和 (ρ, σ) 反对称，这样的**反对称性**与**等式左边**一致

Lorentz 代数

线性空间 + 矢量乘法 = 代数

可将 $J^{\mu\nu}$ 和 $J^{\rho\sigma}$ 的对易关系改写为

$$\begin{aligned}[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] &= \mathrm{i}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho}) \\ &= \mathrm{i}[g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - (\mu \leftrightarrow \nu)] - (\rho \leftrightarrow \sigma)\end{aligned}$$

$(\mu \leftrightarrow \nu)$ 表示将前面的项 $g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma}$ 的指标 μ 和 ν 对调，得到 $g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma}$

同理，$(\rho \leftrightarrow \sigma)$ 表示将前面的项 $\mathrm{i}(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma})$ 的指标 ρ 和 σ 对调，得到 $\mathrm{i}(g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho} - g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho})$

这个等式右边既关于 μ 和 ν 反对称，也关于 ρ 和 σ 反对称，而且关于 (μ, ν) 和 (ρ, σ) 反对称，这样的反对称性与等式左边一致

以生成元 $J^{\mu\nu}$ 的 **6 个独立分量**作为基底张成线性空间，空间中的任意矢量是 $J^{\mu\nu}$ 的线性组合，用以上对易关系定义矢量乘法，则任意矢量乘积仍是此空间中的矢量，即乘法运算是封闭的，称此线性空间为 **Lorentz 代数**

Lie 群

- **Lie 群**是一类特殊的连续群
- **n 维 Lie 群**的群空间由 **n 个独立的连续实参数** θ^a $(a = 1, 2 \cdots, n)$ 描述，具有 **n 维微分流形**的结构
- $\mathrm{O}(N)$ 和 $\mathrm{SO}(N)$ 是 $N(N-1)/2$ **维** Lie 群
- $\mathrm{U}(N)$ 是 N^2 **维** Lie 群，$\mathrm{SU}(N)$ 是 $N^2 - 1$ **维** Lie 群

Sophus Lie
(1842–1899)

Lie 群

- **Lie 群**是一类特殊的连续群
- **n 维 Lie 群**的群空间由 **n 个独立的连续实参数** θ^a $(a = 1, 2 \cdots, n)$ 描述，具有 **n 维微分流形**的结构
- $\mathrm{O}(N)$ 和 $\mathrm{SO}(N)$ 是 $N(N-1)/2$ **维** Lie 群
- $\mathrm{U}(N)$ 是 N^2 **维** Lie 群，$\mathrm{SU}(N)$ 是 $N^2 - 1$ **维** Lie 群

Sophus Lie
(1842–1899)

📖 对于 n 维 Lie 群的一个 **m 维线性表示**，在单位矩阵 $\mathbf{1}$ 附近，无穷小变换对应的表示矩阵可展开为

$$\mathbf{1} + \mathrm{i}\theta^a t^a + \mathcal{O}(\theta^a \theta^b)$$

📝 t^a 是 **n 个**独立的 **m 阶生成元矩阵**，具有**对易关系**

$$\boxed{[t^a, t^b] = \mathrm{i} f^{abc} t^c, \quad a, b, c = 1, 2 \cdots, n}$$

📊 f^{abc} 是一组实数，称为**结构常数** (structure constant)，满足 $f^{abc} = -f^{bac}$

Lie 代数

- 不同维的线性表示具有不同阶的生成元矩阵
- 同一个 Lie 群所有非平庸表示的结构常数都是一样的，它们描述 Lie 群的局域性质
- 如果一个 Lie 群是 **Abel 群**，则结构常数都是零

Lie 代数

- 不同维的线性表示具有不同阶的生成元矩阵
- 同一个 Lie 群所有非平庸表示的结构常数都是一样的，它们描述 Lie 群的局域性质
- 如果一个 Lie 群是 **Abel 群**，则结构常数都是零
- 生成元的对易子也称为 **Lie 括号**，是一种乘法运算
- 以生成元为基底张成的线性空间对 Lie 括号运算是封闭的，构成代数，称为 **Lie 代数**
- **Lie 代数**刻画 **Lie 群**在**恒元附近的局域结构**

Lie 代数

- 不同维的线性表示具有不同阶的生成元矩阵
- 同一个 Lie 群所有非平庸表示的结构常数都是一样的，它们描述 Lie 群的局域性质
- 如果一个 Lie 群是 **Abel 群**，则结构常数都是零
- 生成元的对易子也称为 **Lie 括号**，是一种乘法运算
- 以生成元为基底张成的线性空间对 Lie 括号运算是封闭的，构成代数，称为 **Lie 代数**
- **Lie 代数**刻画 **Lie 群**在**恒元附近的局域结构**
- **Lorentz 群**是一个 **6 维 Lie 群**
- 它对应的 **Lie 代数**就是 **Lorentz 代数**
- Lorentz 群任何线性表示的生成元都要满足相同形式的 **Lorentz 代数关系**

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

- 反过来，通过构造满足上式的生成元矩阵，就可以得到 Lorentz 群的线性表示

三维矢量生成元算符

- 把生成元算符 $J^{\mu\nu}$ 的 6 个独立分量组合成 2 个**三维矢量算符**

$$J^i \equiv \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}J^{jk}, \quad K^i \equiv J^{0i}$$

- 即 $\mathbf{J} = (J^{23}, J^{31}, J^{12})$，$\mathbf{K} = (J^{01}, J^{02}, J^{03})$
- **纯空间部分**的生成元 J^i 与 J^j 的对易关系为

$$\begin{aligned}
[J^i, J^j] &= \frac{1}{4}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jmn}[J^{kl}, J^{mn}] = \frac{\mathrm{i}}{4}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jmn}\{[g^{lm}J^{kn} - (k \leftrightarrow l)] - (m \leftrightarrow n)\} \\
&= \frac{\mathrm{i}}{2}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jmn}[g^{lm}J^{kn} - (k \leftrightarrow l)] = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jmn}g^{lm}J^{kn} = -\mathrm{i}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jln}J^{kn} \\
&= \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}\varepsilon^{jnl}J^{kn} = \mathrm{i}(\delta^{ij}\delta^{kn} - \delta^{in}\delta^{kj})J^{kn} = -\mathrm{i}J^{ji} = \mathrm{i}J^{ij}
\end{aligned}$$

- 由 $J^{23} = J^1 = \varepsilon^{231}J^1$、$J^{31} = J^2 = \varepsilon^{312}J^2$ 和 $J^{12} = J^3 = \varepsilon^{123}J^3$ 归纳出

$$J^{ij} = \varepsilon^{ijk}J^k$$

- 从而得到

$$\boxed{[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k}$$

量子旋转变换

- 引入 2 个**三维矢量** $\theta^i \equiv -\frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\omega_{jk}, \quad \xi^i \equiv -\omega_{0i}$
- 即 $\boldsymbol{\theta} = (-\omega_{23}, -\omega_{31}, -\omega_{12}), \quad \boldsymbol{\xi} = (-\omega_{01}, -\omega_{02}, -\omega_{03})$
- θ^1、θ^2、θ^3 分别是绕 x 轴、y 轴、z 轴转动的**角度**
- ξ^1、ξ^2、ξ^3 分别是沿 x 轴、y 轴、z 轴增速的**快度**
- 从而，**无穷小量子 Lorentz 变换**化为

$$
\begin{aligned}
U(\mathbf{1}+\omega) &= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} \\
&= \mathbb{I} - \mathrm{i}\omega_{23}J^{23} - \mathrm{i}\omega_{31}J^{31} - \mathrm{i}\omega_{12}J^{12} - \mathrm{i}\omega_{01}J^{01} - \mathrm{i}\omega_{02}J^{02} - \mathrm{i}\omega_{03}J^{03} \\
&= \mathbb{I} + \mathrm{i}\,\boldsymbol{\theta}\cdot\mathbf{J} + \mathrm{i}\,\boldsymbol{\xi}\cdot\mathbf{K}
\end{aligned}
$$

量子旋转变换

- 引入 2 个**三维矢量** $\theta^i \equiv -\frac{1}{2}\varepsilon^{ijk}\omega_{jk}, \quad \xi^i \equiv -\omega_{0i}$
- 即 $\boldsymbol{\theta} = (-\omega_{23}, -\omega_{31}, -\omega_{12}), \quad \boldsymbol{\xi} = (-\omega_{01}, -\omega_{02}, -\omega_{03})$
- θ^1、θ^2、θ^3 分别是绕 x 轴、y 轴、z 轴转动的**角度**
- ξ^1、ξ^2、ξ^3 分别是沿 x 轴、y 轴、z 轴增速的**快度**
- 从而，**无穷小量子 Lorentz 变换**化为

$$
\begin{aligned}
U(\mathbf{1}+\omega) &= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} \\
&= \mathbb{I} - \mathrm{i}\omega_{23}J^{23} - \mathrm{i}\omega_{31}J^{31} - \mathrm{i}\omega_{12}J^{12} - \mathrm{i}\omega_{01}J^{01} - \mathrm{i}\omega_{02}J^{02} - \mathrm{i}\omega_{03}J^{03} \\
&= \mathbb{I} + \mathrm{i}\,\boldsymbol{\theta}\cdot\mathbf{J} + \mathrm{i}\,\boldsymbol{\xi}\cdot\mathbf{K}
\end{aligned}
$$

- 对于**绕 z 轴的旋转变换** $R_z(\theta^3)$，$\theta^1 = \theta^2 = \xi^i = 0$
- 则 $U[R_z(\theta^3)] = \mathbb{I} + \mathrm{i}\theta^3 J^3 + \mathcal{O}[(\theta^3)^2]$，故 $\left.\frac{\mathrm{d}U[R_z(\theta^3)]}{\mathrm{d}\theta^3}\right|_{\theta^3=0} = \mathrm{i}J^3$
- 由初始条件 $U[R_z(0)] = \mathbb{I}$ 求得相应的**量子旋转变换** $U[R_z(\theta^3)] = \exp(\mathrm{i}\theta^3 J^3)$

总角动量算符

- 1.7.3 小节提到，**空间旋转对称性**对应着**角动量守恒定律**
- $U[R_z(\theta^3)] = \exp(\mathrm{i}\theta^3 J^3)$ 表明 J^3 就是总角动量算符在 z **轴**上的分量
- 同理，J^1 和 J^2 分别是总角动量算符在 x 轴和 y 轴上的分量
- 也就是说，**生成元算符 J** 就是**总角动量算符**
- **空间旋转群 SO(3)** 是 Lorentz 群在**纯空间部分**的**子群**
- 总角动量算符 **J** 是**量子空间旋转变换**的生成元算符
- $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk} J^k$ 就是 3 维 Lie 群 **SO(3)** 的 **Lie 代数**关系
- 相应的**结构常数**是 **Levi-Civita 符号** ε^{ijk}

SU(2) 群的基础表示

- **SO(3) 群** 与 3 维 Lie 群 **SU(2)** 有着紧密的联系
- 在 SU(2) 群**基础表示**中，**生成元矩阵**表达为 $\tau^i \equiv \dfrac{\sigma^i}{2}$
- 其中 σ^i 是 3 个 2×2 的 **Pauli 矩阵**，

$$\boxed{\sigma^1 \equiv \begin{pmatrix} & 1 \\ 1 & \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 \equiv \begin{pmatrix} & -\mathrm{i} \\ \mathrm{i} & \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}}$$

- 它们都是既**厄米**又**幺正**的，$(\sigma^i)^{-1} = (\sigma^i)^\dagger = \sigma^i$
- Pauli 矩阵的**两两乘积**为

Wolfgang Ernst Pauli
(1900–1958)

$$(\sigma^1)^2 = (\sigma^2)^2 = (\sigma^3)^2 = \mathbf{1}$$

$$\sigma^1\sigma^2 = \mathrm{i}\sigma^3, \quad \sigma^2\sigma^3 = \mathrm{i}\sigma^1, \quad \sigma^3\sigma^1 = \mathrm{i}\sigma^2$$

$$\sigma^2\sigma^1 = -\mathrm{i}\sigma^3, \quad \sigma^3\sigma^2 = -\mathrm{i}\sigma^1, \quad \sigma^1\sigma^3 = -\mathrm{i}\sigma^2$$

- 归纳起来，有 $\boxed{\sigma^i\sigma^j = \delta^{ij} + \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\sigma^k}$，**右边第一项省略**了 2×2 **单位矩阵 1**

SU(2) 和 SO(3) 的局域性质

- 由 $\sigma^i\sigma^j = \delta^{ij} + \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\sigma^k$ 推出

$$[\sigma^i, \sigma^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\sigma^k - \mathrm{i}\varepsilon^{jik}\sigma^k = 2\mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\sigma^k$$

$$\{\sigma^i, \sigma^j\} \equiv \sigma^i\sigma^j + \sigma^j\sigma^i = 2\delta^{ij} + \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\sigma^k + \mathrm{i}\varepsilon^{jik}\sigma^k = 2\delta^{ij}$$

- 于是，**SU(2) 生成元** τ^i 的**对易关系**为

$$[\tau^i, \tau^j] = \frac{1}{4}[\sigma^i, \sigma^j] = \frac{\mathrm{i}}{2}\varepsilon^{ijk}\sigma^k = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}\tau^k$$

- 与 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k$ 比较发现，**SU(2) 群**的 **Lie 代数关系**与 **SO(3) 群完全一致**

- 这意味着 SU(2) 群在**恒元附近的局域性质**与 SO(3) 群**一样**

单连通和双连通

- 但是，SU(2) 群的**整体拓扑性质**与 SO(3) 群**不一样**
- SU(2) 和 SO(3) 的**群空间**都是**连通**的，根据 1.3 节的说法，它们都是**简单 Lie 群**
- 更仔细地讲，**SU(2)** 的群空间是**单连通**的
- **连接**群空间中**两点**的任意**两条曲线**可以**连续地形变成彼此**
- 等价地，群空间内任意一条**闭合曲线**可以**连续地收缩为一点**

单连通和双连通

- 但是，SU(2) 群的**整体拓扑性质**与 SO(3) 群**不一样**
- SU(2) 和 SO(3) 的**群空间**都是**连通**的，根据 1.3 节的说法，它们都是**简单 Lie 群**
- 更仔细地讲，**SU(2)** 的群空间是**单连通**的
- **连接**群空间中**两点**的任意**两条曲线**可以**连续地形变成彼此**
- 等价地，群空间内任意一条**闭合曲线**可以**连续地收缩为一点**
- **SO(3)** 的群空间是**双连通**的，即**连通度**为 **2**
- 连接群空间中两点的曲线分成 **2 类**，**同一类**曲线能够连续地变化成彼此，**不同类**曲线则不能
- 相应地，闭合曲线也分为 2 类，有一类**能**连续收缩成一点，另一类**不能**

SO(3) 群空间

- 具体来说，SO(3) 的群空间是半径为 π 的球体
- 每一点的两个角度坐标代表转动轴的方向，径向坐标代表绕轴转动的角度
- 由于绕某个轴转动 π 角与绕方向相反的另一个轴转动 π 角这两个旋转变换是一样的，球面上直径两端的点对应于同一个群元，这样的点称为对径点

SO(3) 群空间

- 具体来说，SO(3) 的群空间是半径为 π 的球体
- 每一点的两个角度坐标代表转动轴的方向，径向坐标代表绕轴转动的角度
- 由于绕某个轴转动 π 角与绕方向相反的另一个轴转动 π 角这两个旋转变换是一样的，球面上直径两端的点对应于同一个群元，这样的点称为对径点

- 如果一条闭合曲线上的点都不在球面上，那么曲线可以连续收缩成一点
- 如果一条闭合曲线通过球面上的某个点跳跃到它的对径点以形成闭合路径，那么对曲线进行连续形变时，参与跳跃的两个对径点只能成对地在球面上移动，不能通过连续形变消除这种跳跃，于是曲线不能连续收缩成一点

动画演示

SU(2) 的群空间是半径为 2π 的球体，球面上所有的点都对应于群元 -1，见习题 3.3 和 3.5

即使一条闭合曲线包含两个在球面上跳跃的点，在连续形变时这两个点可以在球面上自由移动，从而合成一个点，消除跳跃

故任意闭合曲线能够连续收缩为一点，即连通度为 1

覆盖群

- SU(2) 的群空间是半径为 2π 的球体，球面上所有的点都对应于群元 -1，见习题 3.3 和 3.5
- 即使一条闭合曲线包含两个在球面上跳跃的点，在连续形变时这两个点可以在球面上自由移动，从而合成一个点，消除跳跃
- 故任意闭合曲线能够连续收缩为一点，即连通度为 1
- 在数学上可以证明，如果简单 Lie 群 G 的群空间是 n 度连通的 $(n > 1)$，那么必然存在一个单连通的简单 Lie 群 G' 与之同态，$G' \sim G$
- 同态对应关系为 $n:1$，即 G' 中的 n 个元素对应于 G 中的 1 个元素
- 此时称 G' 为 G 的覆盖群 (covering group)
- 而 G' 的忠实表示是 G 的 n 值表示，G' 与 G 具有相同的 Lie 代数

SU(2) 与 SO(3) 的同态关系

- 在群的线性表示中，群元与表示矩阵之间具有一对一或者多对一的同态对应关系
- 但是，在群的 n 值表示中，群元与表示矩阵之间具有 $1:n$ 的对应关系
- 因此，n 值表示不是线性表示

SU(2) 与 SO(3) 的同态关系

- 在群的线性表示中，群元与表示矩阵之间具有一对一或者多对一的同态对应关系
- 但是，在群的 n 值表示中，群元与表示矩阵之间具有 $1:n$ 的对应关系
- 因此，n 值表示不是线性表示

- SU(2) 群与 SO(3) 群具有一种 $2:1$ 的同态关系，$\mathrm{SU}(2)\sim\mathrm{SO}(3)$，见习题 3.4
- SO(3) 任意一个群元同态地对应于 SU(2) 的两个群元
- 因此 SU(2) 是 SO(3) 的覆盖群，SU(2) 的忠实表示是 SO(3) 的双值表示

增速算符

- 回到生成元算符的讨论，**K** 是**增速算符**，**总角动量算符 J** 与它的对易关系为

$$
\begin{aligned}
[J^i, K^j] &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ikl}[J^{kl}, J^{0j}] = \frac{\mathrm{i}}{2}\varepsilon^{ikl}\{[g^{l0}J^{kj} - (k \leftrightarrow l)] - (0 \leftrightarrow j)\} \\
&= \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}[g^{l0}J^{kj} - (0 \leftrightarrow j)] = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}(g^{l0}J^{kj} - g^{lj}J^{k0}) = -\mathrm{i}\varepsilon^{ikl}g^{lj}J^{k0} \\
&= \mathrm{i}\varepsilon^{ikj}J^{k0} = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^{0k} = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}K^k
\end{aligned}
$$

增速算符

回到生成元算符的讨论，**K** 是**增速算符**，**总角动量算符 J** 与它的对易关系为

$$
\begin{aligned}
[J^i, K^j] &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ikl}[J^{kl}, J^{0j}] = \frac{\mathrm{i}}{2}\varepsilon^{ikl}\{[g^{l0}J^{kj} - (k \leftrightarrow l)] - (0 \leftrightarrow j)\} \\
&= \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}[g^{l0}J^{kj} - (0 \leftrightarrow j)] = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}(g^{l0}J^{kj} - g^{lj}J^{k0}) = -\mathrm{i}\varepsilon^{ikl}g^{lj}J^{k0} \\
&= \mathrm{i}\varepsilon^{ikj}J^{k0} = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^{0k} = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}K^k
\end{aligned}
$$

而 **K** 自身的对易关系为

$$
\begin{aligned}
[K^i, K^j] &= [J^{0i}, J^{0j}] = \mathrm{i}(g^{i0}J^{0j} - g^{00}J^{ij} - g^{ij}J^{00} + g^{0j}J^{i0}) \\
&= -\mathrm{i}J^{ij} = -\mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k
\end{aligned}
$$

归纳起来，有

$$
\boxed{[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k, \quad [J^i, K^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}K^k, \quad [K^i, K^j] = -\mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k}
$$

这是 **Lorentz 代数关系**的另一种表达方式，符合**标准形式** $[t^a, t^b] = \mathrm{i}f^{abc}t^c$

可见，**三个生成元 J^i 自己**就可以构成**封闭的代数**，而**三个生成元 K^i 不能**

对易子 $[P^\mu, J^{\rho\sigma}]$ 和 $[P^\mu, P^\nu]$

- 下面研究 $U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a) = \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu$ 的无穷小形式
- 考虑**无穷小 Poincaré 变换**，忽略二阶小量，$U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a)$ 化为

$$
\begin{aligned}
& U^{-1}(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)P^\mu U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon) \\
= & \left(\mathbb{I} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta} - \mathrm{i}\varepsilon_\gamma P^\gamma\right)P^\mu\left(\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}J^{\alpha\beta} + \mathrm{i}\varepsilon_\alpha P^\alpha\right) \\
= & P^\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}P^\mu J^{\alpha\beta} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta}P^\mu + \mathrm{i}\varepsilon_\alpha P^\mu P^\alpha - \mathrm{i}\varepsilon_\gamma P^\gamma P^\mu \\
= & P^\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\rho\sigma}[P^\mu, J^{\rho\sigma}] + \mathrm{i}\varepsilon_\nu[P^\mu, P^\nu]
\end{aligned}
$$

对易子 $[P^\mu, J^{\rho\sigma}]$ 和 $[P^\mu, P^\nu]$

下面研究 $U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a) = \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu$ 的无穷小形式

考虑**无穷小 Poincaré 变换**，忽略二阶小量，$U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a)$ 化为

$$
\begin{aligned}
& U^{-1}(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon)P^\mu U(\mathbf{1}+\omega, \varepsilon) \\
= & \left(\mathbb{I} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta} - \mathrm{i}\varepsilon_\gamma P^\gamma\right)P^\mu\left(\mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}J^{\alpha\beta} + \mathrm{i}\varepsilon_\alpha P^\alpha\right) \\
= & P^\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\alpha\beta}P^\mu J^{\alpha\beta} + \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\gamma\delta}J^{\gamma\delta}P^\mu + \mathrm{i}\varepsilon_\alpha P^\mu P^\alpha - \mathrm{i}\varepsilon_\gamma P^\gamma P^\mu \\
= & P^\mu - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\rho\sigma}[P^\mu, J^{\rho\sigma}] + \mathrm{i}\varepsilon_\nu[P^\mu, P^\nu]
\end{aligned}
$$

$\Lambda^\mu{}_\nu P^\nu$ 变成 $(\mathbf{1}+\omega)^\mu{}_\nu P^\nu = P^\mu + \omega^\mu{}_\nu P^\nu = P^\mu + \omega_{\rho\sigma}g^{\mu\rho}P^\sigma$

$$= P^\mu + \frac{1}{2}\omega_{\rho\sigma}(g^{\mu\rho}P^\sigma - g^{\mu\sigma}P^\rho)$$

两相比较，由 $\omega_{\mu\nu}$ 和 ε_μ 的**任意性**推出生成元算符的对易关系

$$[P^\mu, J^{\rho\sigma}] = \mathrm{i}(g^{\mu\rho}P^\sigma - g^{\mu\sigma}P^\rho), \quad [P^\mu, P^\nu] = 0$$

注意，第一个对易关系**等价于**前面推出的 $[J^{\mu\nu}, P^\rho] = \mathrm{i}(g^{\nu\rho}P^\mu - g^{\mu\rho}P^\nu)$

Poincaré 代数

以生成元 $J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 的 **10 个独立分量**作为**基底**张成**线性空间**，用对易关系

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

$$[P^{\mu}, J^{\rho\sigma}] = \mathrm{i}(g^{\mu\rho}P^{\sigma} - g^{\mu\sigma}P^{\rho}), \quad [P^{\mu}, P^{\nu}] = 0$$

定义**矢量乘法**，就构成了 **Poincaré 代数**，这是 10 维 Poincaré 群的 Lie 代数

Lorentz 代数是 **Poincaré 代数**的**子代数**

Poincaré 代数

以生成元 $J^{\mu\nu}$ 和 P^{μ} 的 **10 个独立分量**作为**基底**张成**线性空间**，用对易关系

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

$$[P^{\mu}, J^{\rho\sigma}] = \mathrm{i}(g^{\mu\rho}P^{\sigma} - g^{\mu\sigma}P^{\rho}), \quad [P^{\mu}, P^{\nu}] = 0$$

定义**矢量乘法**，就构成了 **Poincaré 代数**，这是 10 维 Poincaré 群的 Lie 代数

Lorentz 代数是 **Poincaré 代数**的**子代数**

令 $H \equiv P^0$，则 $P^{\mu} = (H, \mathbf{P})$，进一步推出

$$[P^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}P^k, \quad [P^i, K^j] = \mathrm{i}\delta^{ij}H, \quad [H, K^i] = \mathrm{i}P^i$$

$$[H, J^i] = [H, P^i] = [P^i, P^j] = 0$$

结合 **Lorentz 代数关系**

$$[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k, \quad [J^i, K^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}K^k, \quad [K^i, K^j] = -\mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k$$

就得到 **Poincaré 代数关系**的另一种表达方式

量子时间平移变换

- 当 $\omega_{\mu\nu}=0$ 而 $a^\mu=(t_*,\mathbf{0})$ 时，$P^\mu\equiv-\mathrm{i}\left.\dfrac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\varepsilon_\mu}\right|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0}$ 意味着

$$\left.\frac{\mathrm{d}U(\mathbf{1},a)}{\mathrm{d}t_*}\right|_{t_*=0}=\mathrm{i}H$$

- 若 H 不依赖于 t_*，则由初始条件 $U(\mathbf{1},0)=\mathbb{I}$ 求得**量子时间平移变换**

$$U(\mathbf{1},a)=\exp(\mathrm{i}Ht_*)$$

- 它的作用是将态矢从 t 时刻**平移**到 $t'=t+t_*$ 时刻
- 1.7.2 小节提到，**时间平移对称性**对应着**能量守恒定律**
- 因而生成元算符 H 就是**哈密顿量算符**

$\mathrm{e}^{A+B} = \mathrm{e}^{A}\mathrm{e}^{B}$ 对 $[A, B] = 0$ 成立

- 若两个**算符 A 和 B 相互对易**，即 $[A, B] = 0$，则**二项式定理**成立：

$$(A+B)^n = \sum_{j=0}^{n} \frac{n!}{j!(n-j)!} A^j B^{n-j}$$

- **阶乘**的定义可以推广到**负整数**：对于**整数** $m < 0$，定义 $m! \to \infty$，则 $\dfrac{1}{m!} \to 0$
- 从而，对于 $j > n$，有 $[(n-j)!]^{-1} \to 0$
- 这样一来，可以将以上级数化成**无穷级数**，$(A+B)^n = \displaystyle\sum_{j=0}^{\infty} \frac{n!}{j!(n-j)!} A^j B^{n-j}$

$\mathrm{e}^{A+B} = \mathrm{e}^{A}\mathrm{e}^{B}$ 对 $[A, B] = 0$ 成立

若两个**算符 A 和 B 相互对易**，即 $[A, B] = 0$，则**二项式定理**成立：

$$(A+B)^n = \sum_{j=0}^{n} \frac{n!}{j!(n-j)!} A^j B^{n-j}$$

阶乘的定义可以推广到**负整数**：对于**整数** $m < 0$，定义 $m! \to \infty$，则 $\dfrac{1}{m!} \to 0$

从而，对于 $j > n$，有 $[(n-j)!]^{-1} \to 0$

这样一来，可以将以上级数化成**无穷级数**，$(A+B)^n = \displaystyle\sum_{j=0}^{\infty} \frac{n!}{j!(n-j)!} A^j B^{n-j}$

由此推出

$$\begin{aligned}\mathrm{e}^{A+B} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!}(A+B)^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{n!}{j!(n-j)!} A^j B^{n-j} \\ &= \sum_{j=0}^{\infty} \frac{A^j}{j!} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{B^{n-j}}{(n-j)!} \right] = \mathrm{e}^{A}\mathrm{e}^{B}\end{aligned}$$

即 $\boxed{\mathrm{e}^{A+B} = \mathrm{e}^{A}\mathrm{e}^{B} \text{ 对 } [A, B] = 0 \text{ 成立}}$

值得注意的是，上式不仅对**相互对易**的**算符**成立，也对**相互对易**的**同阶方阵**成立

量子空间平移变换

- 当 $\omega_{\mu\nu}=0$ 而 $a^\mu=(0,\mathbf{x}_*)$ 时，

$$P^\mu \equiv -\mathrm{i}\,\frac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\varepsilon_\mu}\bigg|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0} \text{意味着} \frac{\partial U(\mathbf{1},a)}{\partial x_*^i}\bigg|_{\mathbf{x}_*=\mathbf{0}} = -\mathrm{i}P^i$$

- 由于 $[P^i,P^j]=0$，可利用 $\mathrm{e}^{A+B}=\mathrm{e}^A\mathrm{e}^B$ 求得**量子空间平移变换**

$$U(\mathbf{1},a)=\exp(-\mathrm{i}P^1x_*^1)\exp(-\mathrm{i}P^2x_*^2)\exp(-\mathrm{i}P^3x_*^3)=\exp(-\mathrm{i}\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{x}_*)$$

- 它将态矢从 $\mathbf{x}$ 位置**平移**到 $\mathbf{x}'=\mathbf{x}+\mathbf{x}_*$ 位置，**空间平移对称性**对应着**动量守恒定律**
- 因此生成元算符 $\mathbf{P}$ 就是**动量算符**，从而 $P^\mu=(H,\mathbf{P})$ 是**四维动量算符**

量子空间平移变换

- 当 $\omega_{\mu\nu}=0$ 而 $a^\mu=(0,\mathbf{x}_*)$ 时，

$$P^\mu \equiv -\mathrm{i}\,\frac{\partial U(\Lambda,a)}{\partial\varepsilon_\mu}\bigg|_{\omega_{\mu\nu}=\varepsilon_\mu=0} \text{ 意味着 } \frac{\partial U(\mathbf{1},a)}{\partial x_*^i}\bigg|_{\mathbf{x}_*=\mathbf{0}} = -\mathrm{i}P^i$$

- 由于 $[P^i,P^j]=0$，可利用 $\mathrm{e}^{A+B}=\mathrm{e}^A\mathrm{e}^B$ 求得**量子空间平移变换**

$$U(\mathbf{1},a)=\exp(-\mathrm{i}P^1x_*^1)\exp(-\mathrm{i}P^2x_*^2)\exp(-\mathrm{i}P^3x_*^3)=\exp(-\mathrm{i}\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{x}_*)$$

- 它将态矢从 $\mathbf{x}$ 位置**平移**到 $\mathbf{x}'=\mathbf{x}+\mathbf{x}_*$ 位置，**空间平移对称性**对应着**动量守恒定律**
- 因此生成元算符 $\mathbf{P}$ 就是**动量算符**，从而 $P^\mu=(H,\mathbf{P})$ 是**四维动量算符**
- 在量子力学中，与**哈密顿量对易**的力学量是**守恒量**
- 于是 $[H,\mathbf{P}]=[H,\mathbf{J}]=0$ 意味着**动量**和**总角动量**都是**守恒量**
- 由于 $[H,\mathbf{P}]=0$，一般的**量子时空平移**变换可表达为

$$U(\mathbf{1},a)=\exp(\mathrm{i}Ht_*)\exp(-\mathrm{i}\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{x}_*)=\exp(\mathrm{i}P^\mu a_\mu)\text{，满足 }\frac{\partial U(\mathbf{1},a)}{\partial a_\mu}\bigg|_{a_\mu=0}=\mathrm{i}P^\mu$$

一般场算符的量子时空平移变换

- 考虑**时空平移变换** $x'^{\mu} = x^{\mu} + a^{\mu}$ 对**一般场算符** $\Phi_a(x)$ 的作用
- 对于**经典场**，有 $\Phi'_a(x') = \Phi'_a(x+a) = \Phi_a(x)$，它对应的**算符**表达式为

$$\Phi'_a(x') = U^{-1}(\mathbf{1}, a)\Phi_a(x')U(\mathbf{1}, a) = \Phi_a(x)$$

- 注意这里的**相似变换**类似于 $P'^{\mu} \equiv U^{-1}(\Lambda)P^{\mu}U(\Lambda) = \Lambda^{\mu}{}_{\nu}P^{\nu}$

一般场算符的量子时空平移变换

- 考虑**时空平移变换** $x'^\mu = x^\mu + a^\mu$ 对**一般场算符** $\Phi_a(x)$ 的作用
- 对于**经典场**，有 $\Phi'_a(x') = \Phi'_a(x+a) = \Phi_a(x)$，它对应的**算符**表达式为

$$\Phi'_a(x') = U^{-1}(\mathbf{1}, a)\Phi_a(x')U(\mathbf{1}, a) = \Phi_a(x)$$

- 注意这里的**相似变换**类似于 $P'^\mu \equiv U^{-1}(\Lambda)P^\mu U(\Lambda) = \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu$
- 等价地，有

$$\Phi_a(x+a) = U(\mathbf{1}, a)\Phi_a(x)U^{-1}(\mathbf{1}, a)$$

- **无穷小**变换 $x'^\mu = x^\mu + \varepsilon^\mu$ 对应量子时空平移变换是 $U(\mathbf{1}, \varepsilon) = \mathbb{I} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu$
- **右边**化为

$$U(\mathbf{1}, a)\Phi_a(x)U^{-1}(\mathbf{1}, a) = (\mathbb{I} + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu)\Phi_a(x)(\mathbb{I} - \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu)$$

$$= \Phi_a(x) - \mathrm{i}\varepsilon_\mu \Phi_a(x)P^\mu + \mathrm{i}\varepsilon_\mu P^\mu \Phi_a(x) = \Phi_a(x) - \mathrm{i}\varepsilon_\mu[\Phi_a(x), P^\mu]$$

- 在 x^μ **处**将**左边展开到** ε^μ **的一阶项**，得 $\Phi_a(x+a) = \Phi_a(x) + \varepsilon_\mu \partial^\mu \Phi_a(x)$
- 两相比较，给出

$$\boxed{[\Phi_a(x), P^\mu] = \mathrm{i}\partial^\mu \Phi_a(x)}$$

量子 Poincaré 变换与 Noether 定理

🚜 对易关系 $[\Phi_a(x), P^\mu] = \mathrm{i}\partial^\mu \Phi_a(x)$ 表明，**一般场算符** $\Phi_a(x)$ 与**四维动量算符** P^μ 的对易子相当于将**四维动量微分算符** $\mathrm{i}\partial^\mu$ 作用在 $\Phi_a(x)$ 上

🚕 取 $\mu = 0$，得到 $\mathrm{i}\dfrac{\partial}{\partial t}\Phi_a(x) = [\Phi_a(x), H]$，这就是 **Heisenberg 运动方程**，可见它是**时间平移对称性**的**推论**

🚙 对于**实标量场** $\phi(x)$，对易关系化为

$$[\phi(x), P^\mu] = \mathrm{i}\partial^\mu \phi(x)$$

🚚 这与 **2.3.3 小节**中推出的结果**相同**

🚑 而**那里哈密顿量**和**总动量**的定义遵循 **1.7.2 小节**中由 **Noether 定理**给出的表达式

🚒 可见，通过 **Noether 定理**得出的**哈密顿量**和**总动量**与本节用**量子 Poincaré 变换**定义的**哈密顿量算符** H 和**动量算符** $\mathbf{P}$ 是**一致**的

3.3 节 粒子态

- 粒子在 Minkowski 时空中运动，Minkowski 时空的对称性由 Poincaré 群描述
- 不同种类的粒子由质量、自旋和一些与内部对称性相关的量子数（如电荷、轻子数、重子数等）加以区分
- 本节讨论如何通过 Poincaré 对称性为粒子分类，将会得到以下结论
- 每个粒子具有一定的四维动量和自旋分量的本征值，后者是表征自旋极化态的量子数
- 对粒子作空间旋转或 Lorentz 增速变换时，四维动量会发生变化，而自旋极化量子数有可能改变，变化方式由相应的 Lorentz 变换决定
- 但质量、自旋和内部量子数不会改变

3.3 节 粒子态

- 粒子在 Minkowski 时空中运动，Minkowski 时空的对称性由 Poincaré 群描述
- 不同种类的粒子由质量、自旋和一些与内部对称性相关的量子数（如电荷、轻子数、重子数等）加以区分
- 本节讨论如何通过 Poincaré 对称性为粒子分类，将会得到以下结论
- 每个粒子具有一定的四维动量和自旋分量的本征值，后者是表征自旋极化态的量子数
- 对粒子作空间旋转或 Lorentz 增速变换时，四维动量会发生变化，而自旋极化量子数有可能改变，变化方式由相应的 Lorentz 变换决定
- 但质量、自旋和内部量子数不会改变
- 当 $\Lambda = \mathbf{1}$ 时，$U^{-1}(\Lambda, a)P^\mu U(\Lambda, a) = \Lambda^\mu{}_\nu P^\nu$ 化为 $U^{-1}(\mathbf{1}, a)P^\mu U(\mathbf{1}, a) = P^\mu$
- 因此四维动量算符 P^μ 在量子时空平移变换下不变，内积 $P^2 = P^\mu P_\mu$ 也不变
- 此外，P^2 还是 Lorentz 标量，于是它的本征值 p^2 是 Poincaré 变换的不变量
- 对单个粒子而言，质壳关系表明 $p^2 = m^2$，则这个不变量是粒子质量 m 的平方

粒子与粒子态

- 实际上，粒子态由 Poincaré 群的不可约幺正表示描述
- 1939 年 Eugene Wigner 完成了这些表示的分类工作
- 一个粒子可以用一组在量子 Poincaré 变换下相互转化的态矢 $\{|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle\}$ 来定义，其中四维动量 p^μ 是四维动量算符 P^μ 在态矢 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 上的本征值，

$$P^\mu\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = p^\mu\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$$

- 而指标 σ 表征其它相关自由度，通常取分立值
- 2.3.4 小节定义的标量场单粒子态 $|\mathbf{p}\rangle$ 就是这样的态矢

Eugene Wigner
(1902–1995)

粒子态的 Poincaré 变换

- 在**量子时空平移变换**的作用下，**单粒子态** $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 变换为

$$U(\mathbf{1},a)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}P^\mu a_\mu}\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}p^\mu a_\mu}\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$$

只出现**相位**上的**改变**

- 另一方面，用**量子 Lorentz 变换** $U(\Lambda)$ 作用得到**单粒子态** $U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$，满足

$$\begin{aligned} P^\mu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle &= U(\Lambda)U^{-1}(\Lambda)P^\mu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \Lambda^\mu{}_\nu U(\Lambda)P^\nu\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \\ &= \Lambda^\mu{}_\nu p^\nu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \end{aligned}$$

粒子态的 Poincaré 变换

在**量子时空平移变换**的作用下，**单粒子态** $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 变换为

$$U(\mathbf{1},a)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}P^\mu a_\mu}\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}p^\mu a_\mu}\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$$

只出现**相位**上的**改变**

另一方面，用**量子 Lorentz 变换** $U(\Lambda)$ 作用得到**单粒子态** $U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$，满足

$$\begin{aligned} P^\mu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle &= U(\Lambda)U^{-1}(\Lambda)P^\mu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \Lambda^\mu{}_\nu U(\Lambda)P^\nu\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \\ &= \Lambda^\mu{}_\nu p^\nu U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \end{aligned}$$

因此，$U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 的**四维动量本征值为** $\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu$

这意味着它必定是**态矢** $|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\rangle$ **的线性组合**，即

$$U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \sum_{\sigma'} C_{\sigma'\sigma}(\Lambda,p)|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\rangle$$

通过下面的方法可以得到**系数** $C_{\sigma'\sigma}(\Lambda,p)$ 的形式

标准四维动量

🌱 在固有保时向 Lorentz 变换下，p^μ 的内积 p^2 不变，p^0 的符号也不会改变

🐢 它们是所有惯性参考系的不变量

🌿 p^2 的每个数值和 p^0 的每种符号决定了一组四维动量 $\{p^\mu\}$，彼此之间由固有保时向 Lorentz 变换联系着，可以选取一个标准四维动量 $k^\mu \in \{p^\mu\}$，使得

$$p^\mu = V^\mu{}_\nu(p) k^\nu$$

🐐 $V^\mu{}_\nu$ 是依赖于 p^μ 的固有保时向 Lorentz 变换

🐏 从而，标准四维动量 k^μ 代表了这组可用于描述粒子的四维动量 $\{p^\mu\}$

标准四维动量

🌱 在固有保时向 Lorentz 变换下，p^μ 的内积 p^2 不变，p^0 的符号也不会改变

🐢 它们是所有惯性参考系的不变量

🌿 p^2 的每个数值和 p^0 的每种符号决定了一组四维动量 $\{p^\mu\}$，彼此之间由固有保时向 Lorentz 变换联系着，可以选取一个标准四维动量 $k^\mu \in \{p^\mu\}$，使得

$$p^\mu = V^\mu{}_\nu(p) k^\nu$$

🐐 $V^\mu{}_\nu$ 是依赖于 p^μ 的固有保时向 Lorentz 变换

🐑 从而，标准四维动量 k^μ 代表了这组可用于描述粒子的四维动量 $\{p^\mu\}$

🐂 可以将 $\{p^\mu\}$ 中任意元素 p^μ 对应的单粒子态 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 定义为

$$|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \equiv N(p) U[V(p)] |\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$$

🐃 $N(p)$ 是依赖于 p^μ 的归一化因子

🐄 左右两边出现同个指标 σ，实际上以此规定指标 σ 与四维动量 p^μ 之间的关系

小群

对单粒子态 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 作量子 Lorentz 变换 $U(\Lambda)$，得

$$\begin{aligned} U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle &= N(p)U[V(\Lambda p)]U^{-1}[V(\Lambda p)]U(\Lambda)U[V(p)]\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle \\ &= N(p)U[V(\Lambda p)]U[V^{-1}(\Lambda p)\,\Lambda\,V(p)]\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle \\ &= N(p)U[V(\Lambda p)]U(W)|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle \end{aligned}$$

其中，固有保时向 Lorentz 变换

$$W^\mu{}_\nu = [V^{-1}(\Lambda p)\,\Lambda\,V(p)]^\mu{}_\nu$$

先将 k^μ 变换到 p^μ，再变换到 $(\Lambda p)^\mu$，最后变换回 k^μ：

$$W^\mu{}_\nu k^\nu = [V^{-1}(\Lambda p)\,\Lambda\,V(p)]^\mu{}_\nu k^\nu = [V^{-1}(\Lambda p)\,\Lambda]^\mu{}_\nu p^\nu = [V^{-1}(\Lambda p)]^\mu{}_\nu (\Lambda p)^\nu = k^\mu$$

即 $W^\mu{}_\nu$ 保持 k^μ 不变

所有保持 k^μ 不变的固有保时向 Lorentz 变换 $\{W^\mu{}_\nu\}$ 构成 Lorentz 群的一个子群，称为标准动量 k^μ 对应的小群 (little group)

小群的线性表示

- 类似于 $U(\Lambda)\left|\Psi_\sigma(p^\mu)\right\rangle = \sum_{\sigma'} C_{\sigma'\sigma}(\Lambda,p)\left|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\right\rangle$，$W^\mu{}_\nu k^\nu = k^\mu$ 意味着

$$U(W)\left|\Psi_\sigma(k^\mu)\right\rangle = \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W)\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle$$

- $D_{\sigma'\sigma}(W)$ 是**线性组合系数**
- 对于**小群**中任意两个变换 $(W_1)^\mu{}_\nu$ 和 $(W_2)^\mu{}_\nu$，由上式推出

$$\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1)\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle = U(W_2W_1)\left|\Psi_\sigma(k^\mu)\right\rangle = U(W_2)U(W_1)\left|\Psi_\sigma(k^\mu)\right\rangle$$

$$= U(W_2)\sum_{\sigma''} D_{\sigma''\sigma}(W_1)\left|\Psi_{\sigma''}(k^\mu)\right\rangle = \sum_{\sigma'\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1)\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle$$

- 从而得到**同态关系**

$$D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1) = \sum_{\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1)$$

- 可见，矩阵集合 $\{D(W)\}$ 构成这个小群的一个**线性表示**

系数 $C_{\sigma'\sigma}(\Lambda, p)$

🌳 进一步推出

$$
\begin{aligned}
U(\Lambda)\left|\Psi_\sigma(p^\mu)\right\rangle &= N(p)U[V(\Lambda p)]U(W)\left|\Psi_\sigma(k^\mu)\right\rangle \\
&= N(p)U[V(\Lambda p)]\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W)\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle \\
&= N(p)\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]U[V(\Lambda p)]\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle
\end{aligned}
$$

🦍 根据定义，有 $\left|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\right\rangle = N(\Lambda p)U[V(\Lambda p)]\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle$，即

$$
U[V(\Lambda p)]\left|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\right\rangle = \frac{1}{N(\Lambda p)}\left|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\right\rangle
$$

🐆 代入得 $U(\Lambda)\left|\Psi_\sigma(p^\mu)\right\rangle = \dfrac{N(p)}{N(\Lambda p)}\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]\left|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\right\rangle$

🐅 与 $U(\Lambda)\left|\Psi_\sigma(p^\mu)\right\rangle = \sum_{\sigma'} C_{\sigma'\sigma}(\Lambda, p)\left|\Psi_{\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\right\rangle$ 比较，推出**系数公式**

$$
C_{\sigma'\sigma}(\Lambda, p) = \frac{N(p)}{N(\Lambda p)} D_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]
$$

单粒子态的分类

- 上述讨论表明，可以通过**标准四维动量** k^μ 和相应的**小群**为**单粒子态**分类，**物理**上遇到**三种情况**
- 第一种情况是**真空态**，此时 $p^\mu = (0, 0, 0, 0)$
- **标准四维动量**也只能是 $k^\mu = (0, 0, 0, 0)$，它在**任意 Lorentz 变换**下不变
- 相应的**小群**是**固有保时向 Lorentz 群** $\mathrm{SO}^\uparrow(1, 3)$
- 第二、三种情况分别是**有质量**和**无质量**的**粒子态**，在下面两个小节中详细讨论

3.3.1 小节　有质量的粒子

- 对于**有质量的粒子**，$p^2 = m^2$ 且 $p^0 > 0$，其中**质量** $m > 0$
- 此时 p^μ 是**类时矢量**，取**标准四维动量**为 $k^\mu = (m, 0, 0, 0)$
- 沿任意方向的 Lorentz 增速变换会**改变** k^μ，**任意空间旋转变换**则**保持** k^μ **不变**
- 因此相应的**小群**是 $\mathbf{SO(3)}$

3.3.1 小节　有质量的粒子

- 对于**有质量的粒子**，$p^2 = m^2$ 且 $p^0 > 0$，其中**质量** $m > 0$
- 此时 p^μ 是**类时矢量**，取**标准四维动量**为 $k^\mu = (m, 0, 0, 0)$
- 沿任意方向的 Lorentz 增速变换会**改变** k^μ，**任意空间旋转变换**则**保持** k^μ **不变**
- 因此相应的**小群**是 $\mathbf{SO(3)}$
- 在**量子力学**中，**归一化后**的态矢仍然具有一定的任意性，态矢 $|\Psi\rangle$ 与**相差一个相位因子**的态矢 $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}|\Psi\rangle$ (ϕ 为实数) 描述**相同的量子态**
- 一般地，**量子 Lorentz 变换**的**同态关系** $U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = U(\Lambda_2\Lambda_1)$ 应修正为

$$U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(\Lambda_2,\Lambda_1)}U(\Lambda_2\Lambda_1)$$

- 若**实相位** $\varphi(\Lambda_2, \Lambda_1)$ **不恒为零**，则集合 $\{U(\Lambda)\}$ 不是 Lorentz 群的线性表示，而是**投影表示** (projective representation)

小群 SO(3) 的双值表示

- 对于任意小群变换 $W_1, W_2 \in \mathrm{SO}(3)$，则有

$$U(W_2)U(W_1) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}U(W_2W_1)$$

- 作用到态矢 $|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$ 上，利用 $U(W)|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle = \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle$，得

$$\sum_{\sigma'\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle$$

- 故

$$\sum_{\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1)$$

小群 SO(3) 的双值表示

- 对于任意小群变换 $W_1, W_2 \in \mathrm{SO}(3)$，则有

$$U(W_2)U(W_1) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}U(W_2W_1)$$

- 作用到态矢 $|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$ 上，利用 $U(W)|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle = \sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle$，得

$$\sum_{\sigma'\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1)|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle$$

- 故

$$\sum_{\sigma''} D_{\sigma'\sigma''}(W_2)D_{\sigma''\sigma}(W_1) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}D_{\sigma'\sigma}(W_2W_1)$$

- 若 $\varphi(W_2, W_1)$ **不恒为零**，则矩阵集合 $\{D(W)\}$ 构成**小群 SO(3)** 的**投影表示**
- 这里遇到的投影表示就是 3.1.2 小节提到的 $\boldsymbol{n}$ **值表示**
- 它的存在意味着群空间的**连通度** $n > 1$，将这个群替换成它的**单连通覆盖群**，则相关的投影表示对应于覆盖群的**线性表示**
- 因此，应该用**覆盖群**的**不等价不可约线性表示**为粒子态分类

闭合曲线与恒等变换

🥕 在 **Lie 群**的**群空间**中，每个**点**对应一个**群元**

🐇 由于群的**封闭性**，两个群元的乘积一定对应于群空间中的某个点

🍅 从而，群空间中的**一条曲线**意味着**一系列的群乘积**，乘出来的群元所对应的点连续地组合成这条曲线

闭合曲线与恒等变换

在 **Lie 群**的**群空间**中，每个**点**对应一个**群元**

由于群的**封闭性**，两个群元的乘积一定对应于群空间中的某个点

从而，群空间中的**一条曲线**意味着**一系列的群乘积**，乘出来的群元所对应的点连续地组合成这条曲线

考虑 **SO(3) 群空间**内一条**闭合曲线**，它从**恒元 1** 出发，通过一系列群乘积相继经过 W_1 和 W_2W_1 两个点再回到恒元，相应的**量子变换**是 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)$

如果这条曲线能**连续地收缩成恒元这一点**，则连续性意味着 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)$ 是**恒等算符** $\mathbb{I}$

闭合曲线与恒等变换

在 **Lie 群**的**群空间**中，每个**点**对应一个**群元**

由于群的**封闭性**，两个群元的乘积一定对应于群空间中的某个点

从而，群空间中的**一条曲线**意味着**一系列的群乘积**，乘出来的群元所对应的点连续地组合成这条曲线

考虑 **SO(3) 群空间**内一条**闭合曲线**，它从**恒元 1** 出发，通过一系列群乘积相继经过 W_1 和 W_2W_1 两个点再回到恒元，相应的**量子变换**是 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)$

如果这条曲线能**连续地收缩成恒元这一点**，则连续性意味着 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)$ 是**恒等算符** $\mathbb{I}$

如果这条曲线包含**奇数次对径点跳跃**，就**不能**连续收缩成恒元一点，而 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)$ **不一定**是**恒等算符**

闭合曲线与双值表示

对于**第二种情形**，**重复**走**闭合曲线**的路径**两次**，则包含**偶数次对径点跳跃**，可通过**连续形变消除**这些**跳跃**，从而**收缩成恒元一点**

动画演示

闭合曲线与双值表示

对于**第二种情形**，**重复**走**闭合曲线**的路径**两次**，则包含**偶数次对径点跳跃**，可通过**连续形变消除**这些**跳跃**，从而**收缩成恒元一点**，也就是说，$[U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1)]^2 = \mathbb{I}$

由此得到 $U^{-1}(W_2W_1)U(W_2)U(W_1) = \pm\mathbb{I}$，即

$$U(W_2)U(W_1) = \pm U(W_2W_1)$$

可见，**SO(3) 群**的**相位因子** $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi(W_2,W_1)}$ **可取** ± 1

相位因子即能取 $+1$ 又能取 -1 的情况对应于**双值表示**

动画演示

SU(2) 群的表示理论

- **SO(3) 群**的**覆盖群 SU(2)** 是**单连通**的，群空间中任意经过恒元的闭合曲线都能收缩到恒元一点处，因此相位因子等于 1，**不具有投影表示**
- 接下来讨论 **SU(2) 群**的**线性表示**，从而为质量非零的单粒子态分类
- 由于 SU(2) 的 Lie 代数关系与 SO(3) 相同，可将**总角动量算符 J** 看作 SU(2) 群的**生成元算符**，相应代数关系为 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk} J^k$

SU(2) 群的表示理论

- **SO(3) 群**的**覆盖群 SU(2)** 是**单连通**的，群空间中任意经过恒元的闭合曲线都能收缩到恒元一点处，因此相位因子等于 1，**不具有投影表示**
- 接下来讨论 **SU(2) 群**的**线性表示**，从而为质量非零的单粒子态分类
- 由于 SU(2) 的 Lie 代数关系与 SO(3) 相同，可将**总角动量算符 J** 看作 SU(2) 群的**生成元算符**，相应代数关系为 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk} J^k$
- 构造 **2 阶 Casimir 算符**

$$\boxed{\mathbf{J}^2 \equiv J^i J^i = (J^1)^2 + (J^2)^2 + (J^3)^2}$$

- 由 ε^{ijk} 的**全反对称性**推出

$$\begin{aligned}[\mathbf{J}^2, J^i] &= [J^j J^j, J^i] = J^j [J^j, J^i] + [J^j, J^i] J^j \\ &= \mathrm{i}\varepsilon^{jik} J^j J^k + \mathrm{i}\varepsilon^{jik} J^k J^j = \mathrm{i}(\varepsilon^{kji} + \varepsilon^{kij}) J^j J^k = 0\end{aligned}$$

Hendrik Casimir (1909–2000)

- 即 $\mathbf{J}^2$ 与所有生成元**对易**，这是 Casimir 算符的**一般特征**
- 设**厄米算符 $\mathbf{J}^2$** 与 J^3 的**共同本征态为** $|\lambda, \sigma\rangle$，满足**归一化关系** $\langle\lambda, \sigma|\lambda, \sigma\rangle = 1$
- **本征方程**为 $\mathbf{J}^2 |\lambda, \sigma\rangle = \lambda |\lambda, \sigma\rangle$ 和 $J^3 |\lambda, \sigma\rangle = \sigma |\lambda, \sigma\rangle$，其中本征值 λ 和 σ 是**实数**

升降算符

- 引入两个算符

$$J^{\pm} \equiv J^1 \pm \mathrm{i}J^2$$

- 它们满足 $(J^{\pm})^{\dagger} = J^{\mp}$、$[\mathbf{J}^2, J^{\pm}] = 0$ 和

$$[J^3, J^{\pm}] = [J^3, J^1] \pm \mathrm{i}[J^3, J^2] = \mathrm{i}J^2 \pm \mathrm{i}(-\mathrm{i}J^1) = \mathrm{i}J^2 \pm J^1 = \pm J^{\pm}$$

- 从而推出

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^2 J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle &= J^{\pm}\mathbf{J}^2 |\lambda, \sigma\rangle = \lambda J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle \\ J^3 J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle &= (J^{\pm}J^3 \pm J^{\pm}) |\lambda, \sigma\rangle = (\sigma \pm 1) J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle \end{aligned}$$

- 即 $J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle$ 的 $\mathbf{J}^2$ 和 J^3 本征值分别是 λ 和 $\sigma \pm 1$，因而可表达为

$$J^{\pm} |\lambda, \sigma\rangle = c^{\pm}_{\lambda,\sigma} |\lambda, \sigma \pm 1\rangle$$

- 其中 $c^{\pm}_{\lambda,\sigma}$ 是**归一化常数**
- 这个结果表明，J^+ 使 J^3 本征值增加 1，是一个**升算符**
- J^- 使 J^3 本征值减少 1，是一个**降算符**

本征值 σ 的上下限

🤺 注意到 **Hilbert 空间中态矢的自我内积非负**，利用本征方程 $\mathbf{J}^2 |\lambda, \sigma\rangle = \lambda |\lambda, \sigma\rangle$、$J^3 |\lambda, \sigma\rangle = \sigma |\lambda, \sigma\rangle$ 和 $\mathbf{J}^2 = (J^1)^2 + (J^2)^2 + (J^3)^2$，推出

$$\begin{aligned}
\lambda - \sigma^2 &= \langle\lambda, \sigma| (\lambda - \sigma^2) |\lambda, \sigma\rangle = \langle\lambda, \sigma| [\mathbf{J}^2 - (J^3)^2] |\lambda, \sigma\rangle \\
&= \langle\lambda, \sigma| [(J^1)^2 + (J^2)^2] |\lambda, \sigma\rangle \\
&= \langle\lambda, \sigma| (J^1)^\dagger J^1 |\lambda, \sigma\rangle + \langle\lambda, \sigma| (J^2)^\dagger J^2 |\lambda, \sigma\rangle \geq 0
\end{aligned}$$

⚔️ 即 $\lambda \geq \sigma^2$，故 $\lambda \geq 0$ 且 $-\lambda \leq \sigma \leq \lambda$

本征值 σ 的上下限

注意到 **Hilbert 空间**中**态矢**的**自我内积非负**，利用本征方程 $\mathbf{J}^2|\lambda,\sigma\rangle = \lambda|\lambda,\sigma\rangle$、$J^3|\lambda,\sigma\rangle = \sigma|\lambda,\sigma\rangle$ 和 $\mathbf{J}^2 = (J^1)^2 + (J^2)^2 + (J^3)^2$，推出

$$\begin{aligned}\lambda - \sigma^2 &= \langle\lambda,\sigma|(\lambda-\sigma^2)|\lambda,\sigma\rangle = \langle\lambda,\sigma|[\mathbf{J}^2 - (J^3)^2]|\lambda,\sigma\rangle \\ &= \langle\lambda,\sigma|[(J^1)^2 + (J^2)^2]|\lambda,\sigma\rangle \\ &= \langle\lambda,\sigma|(J^1)^\dagger J^1|\lambda,\sigma\rangle + \langle\lambda,\sigma|(J^2)^\dagger J^2|\lambda,\sigma\rangle \geq 0\end{aligned}$$

即 $\lambda \geq \sigma^2$，故 $\lambda \geq 0$ 且 $-\lambda \leq \sigma \leq \lambda$

这意味着 J^3 **的本征值** σ 具有**最大值** $\sigma_{\max}$ 和**最小值** $\sigma_{\min}$，使得

$$J^+|\lambda,\sigma_{\max}\rangle = 0, \quad J^-|\lambda,\sigma_{\min}\rangle = 0$$

由于**升降算符** $J^\pm$ 对 $|\lambda,\sigma\rangle$ 的每次作用使 σ 的值**增加或减小** 1，σ 的**所有取值**为

$$\sigma_{\max}, \sigma_{\max}-1, \cdots, \sigma_{\min}+1, \sigma_{\min}$$

因而 $\sigma_{\max} - \sigma_{\min}$ 是一个**非负整数**

由 $\mathbf{J}^2 = (J^1)^2 + (J^2)^2 + (J^3)^2$ 和对易关系 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk} J^k$ 推出

$$J^{\mp} J^{\pm} = (J^1 \mp \mathrm{i}J^2)(J^1 \pm \mathrm{i}J^2) = (J^1)^2 + (J^2)^2 \pm \mathrm{i}[J^1, J^2] = \mathbf{J}^2 - (J^3)^2 \mp J^3$$

$$0 = J^- J^+ |\lambda, \sigma_{\max}\rangle = [\mathbf{J}^2 - (J^3)^2 - J^3] |\lambda, \sigma_{\max}\rangle = (\lambda - \sigma_{\max}^2 - \sigma_{\max}) |\lambda, \sigma_{\max}\rangle$$

$$0 = J^+ J^- |\lambda, \sigma_{\min}\rangle = [\mathbf{J}^2 - (J^3)^2 + J^3] |\lambda, \sigma_{\min}\rangle = (\lambda - \sigma_{\min}^2 + \sigma_{\min}) |\lambda, \sigma_{\min}\rangle$$

故 $\lambda = \sigma_{\max}(\sigma_{\max} + 1) = \sigma_{\min}(\sigma_{\min} - 1)$

角动量量子数

由 $\mathbf{J}^2 = (J^1)^2 + (J^2)^2 + (J^3)^2$ 和对易关系 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk} J^k$ 推出

$$J^{\mp} J^{\pm} = (J^1 \mp \mathrm{i}J^2)(J^1 \pm \mathrm{i}J^2) = (J^1)^2 + (J^2)^2 \pm \mathrm{i}[J^1, J^2] = \mathbf{J}^2 - (J^3)^2 \mp J^3$$

$$0 = J^- J^+ |\lambda, \sigma_{\max}\rangle = [\mathbf{J}^2 - (J^3)^2 - J^3] |\lambda, \sigma_{\max}\rangle = (\lambda - \sigma_{\max}^2 - \sigma_{\max}) |\lambda, \sigma_{\max}\rangle$$

$$0 = J^+ J^- |\lambda, \sigma_{\min}\rangle = [\mathbf{J}^2 - (J^3)^2 + J^3] |\lambda, \sigma_{\min}\rangle = (\lambda - \sigma_{\min}^2 + \sigma_{\min}) |\lambda, \sigma_{\min}\rangle$$

故 $\lambda = \sigma_{\max}(\sigma_{\max} + 1) = \sigma_{\min}(\sigma_{\min} - 1)$

将上式看作关于 $\sigma_{\min}$ 的方程，第一个根 $\sigma_{\min} = \sigma_{\max} + 1$ 不满足 $\sigma_{\min} \leq \sigma_{\max}$

只能取第二个根 $\sigma_{\min} = -\sigma_{\max}$

令 $j \equiv \sigma_{\max}$，则 $\sigma_{\min} = -j$，而 $2j = \sigma_{\max} - \sigma_{\min} \geq 0$ 是一个**整数**

于是，j 的所有可能取值为 $j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \cdots$

$\mathbf{J}^2$ 的本征值是 $\lambda = j(j+1)$，j 称为**角动量量子数**

用角动量量子数和磁量子数描述的本征态

- J^3 的本征值 σ 称为**磁量子数**
- 对于固定的 j，σ 一共有 $2j+1$ 个取值，$\sigma = j, j-1, \cdots, -j+1, -j$
- 将 $\mathbf{J}^2$ 与 J^3 的共同本征态改记为 $|j,\sigma\rangle$，**正交归一关系**为

$$\langle j,\sigma'|j,\sigma\rangle = \delta_{\sigma'\sigma}, \quad \sigma,\sigma' = j, j-1, \cdots, -j+1, -j$$

- **完备性关系**为 $\sum_{\sigma=-j}^{j} |j,\sigma\rangle\langle j,\sigma| = \mathbb{I}$
- **本征方程**是 $\mathbf{J}^2|j,\sigma\rangle = j(j+1)|j,\sigma\rangle$ 和 $J^3|j,\sigma\rangle = \sigma|j,\sigma\rangle$

用角动量量子数和磁量子数描述的本征态

- J^3 的本征值 σ 称为**磁量子数**
- 对于固定的 j，σ 一共有 $2j+1$ 个取值，$\sigma = j, j-1, \cdots, -j+1, -j$
- 将 $\mathbf{J}^2$ 与 J^3 的共同本征态改记为 $|j,\sigma\rangle$，**正交归一关系**为

$$\langle j,\sigma'|j,\sigma\rangle = \delta_{\sigma'\sigma}, \quad \sigma,\sigma' = j, j-1, \cdots, -j+1, -j$$

- **完备性关系**为 $\sum_{\sigma=-j}^{j} |j,\sigma\rangle\langle j,\sigma| = \mathbb{I}$
- **本征方程**是 $\mathbf{J}^2|j,\sigma\rangle = j(j+1)|j,\sigma\rangle$ 和 $J^3|j,\sigma\rangle = \sigma|j,\sigma\rangle$
- $J^\pm$ 对 $|j,\sigma\rangle$ 的作用为 $J^\pm|j,\sigma\rangle = c^\pm_{j,\sigma}|j,\sigma\pm1\rangle$
- 利用 $(J^\pm)^\dagger = J^\mp$ 和 $J^\mp J^\pm = \mathbf{J}^2 - (J^3)^2 \mp J^3$ 推出

$$\begin{aligned}|c^\pm_{j,\sigma}|^2 &= \langle j,\sigma\pm1|(c^\pm_{j,\sigma})^* c^\pm_{j,\sigma}|j,\sigma\pm1\rangle = \langle j,\sigma|J^\mp J^\pm|j,\sigma\rangle \\ &= \langle j,\sigma|(\mathbf{J}^2 - (J^3)^2 \mp J^3)|j,\sigma\rangle = j(j+1) - \sigma^2 \mp \sigma = (j\mp\sigma)(j\pm\sigma+1)\end{aligned}$$

$J^+ |j,\sigma\rangle$ 的具体形式

于是 $|c^{\pm}_{j,\sigma}| = \sqrt{(j\mp\sigma)(j\pm\sigma+1)}$，而 $J^{\pm}|j,\sigma\rangle = c^{\pm}_{j,\sigma}|j,\sigma\pm1\rangle$ 化为

$$J^{\pm}|j,\sigma\rangle = \zeta^{\pm}_{j,\sigma}\sqrt{(j\mp\sigma)(j\pm\sigma+1)}\,|j,\sigma\pm1\rangle$$

其中 $\zeta^{\pm}_{j,\sigma}$ 是模为 1 的**相位因子**

上式给出 $J^+|j,j\rangle = J^-|j,-j\rangle = 0$，符合 $\sigma_{\max} = j$ 和 $\sigma_{\min} = -j$ 的条件

特别地，这里将**相位因子** $\zeta^{+}_{j,\sigma}$ 取为

$$\zeta^{+}_{j,\sigma} = \begin{cases} -1, & \sigma \geq 0 \\ +1, & \sigma < 0 \end{cases}$$

则

$$J^+|j,\sigma\rangle = \begin{cases} -\sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle, & \sigma \geq 0 \\ \sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle, & \sigma < 0 \end{cases}$$

SU(2) 线性表示的生成元矩阵

- 下面构造 SU(2) 群的 $2j+1$ 维线性表示，相应的生成元矩阵 $\tau^i_{(j)}$ 定义为

$$(\tau^i_{(j)})_{\sigma'\sigma} \equiv \langle j,\sigma'| J^i |j,\sigma\rangle$$

- 由于 J^i 是厄米算符，有

$$(\tau^i_{(j)})^*_{\sigma\sigma'} = \langle j,\sigma| J^i |j,\sigma'\rangle^* = \langle j,\sigma'| (J^i)^\dagger |j,\sigma\rangle = \langle j,\sigma'| J^i |j,\sigma\rangle = (\tau^i_{(j)})_{\sigma'\sigma}$$

- 即 $\tau^i_{(j)}$ 是厄米矩阵，$(\tau^i_{(j)})^\dagger = \tau^i_{(j)}$

- 由完备性关系 $\sum_{\sigma=-j}^{j} |j,\sigma\rangle\langle j,\sigma| = \mathbb{I}$ 和 SU(2) 代数关系 $[J^i, J^j] = \mathrm{i}\varepsilon^{ijk}J^k$ 推出

$$\begin{aligned}
&[\tau^i_{(j)}, \tau^k_{(j)}]_{\sigma'\sigma} \\
&= \sum_{\sigma''} \left[\langle j,\sigma'| J^i |j,\sigma''\rangle\langle j,\sigma''| J^k |j,\sigma\rangle - \langle j,\sigma'| J^k |j,\sigma''\rangle\langle j,\sigma''| J^i |j,\sigma\rangle\right] \\
&= \langle j,\sigma'| [J^i, J^k] |j,\sigma\rangle = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}\langle j,\sigma'| J^l |j,\sigma\rangle = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}(\tau^l_{(j)})_{\sigma'\sigma}
\end{aligned}$$

- 可见，这样定义的生成元矩阵也满足 SU(2) 代数关系 $[\tau^i_{(j)}, \tau^k_{(j)}] = \mathrm{i}\varepsilon^{ikl}\tau^l_{(j)}$

生成元矩阵的表达式

引入 $2j+1$ **阶方阵** $\tau^{\pm}_{(j)}$，定义为 $(\tau^{\pm}_{(j)})_{\sigma'\sigma} \equiv \langle j,\sigma'|\, J^{\pm}\, |j,\sigma\rangle$

由 $J^{+}\,|j,\sigma\rangle = \begin{cases} -\sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle\,, & \sigma \geq 0 \\ \sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle\,, & \sigma < 0 \end{cases}$ 和 $\langle j,\sigma'|j,\sigma\rangle = \delta_{\sigma'\sigma}$ 得

$$(\tau^{+}_{(j)})_{\sigma'\sigma} = \langle j,\sigma'|\, J^{+}\, |j,\sigma\rangle = \begin{cases} -\sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,\delta_{\sigma',\,\sigma+1}, & \sigma \geq 0 \\ \sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,\delta_{\sigma',\,\sigma+1}, & \sigma < 0 \end{cases}$$

由 $(J^{-})^{\dagger} = J^{+}$ 得 $(\tau^{-}_{(j)})_{\sigma'\sigma} = \langle j,\sigma'|\, J^{-}\, |j,\sigma\rangle = \langle j,\sigma|\, J^{+}\, |j,\sigma'\rangle^{*} = (\tau^{+}_{(j)})^{*}_{\sigma\sigma'}$，即

$$\tau^{-}_{(j)} = (\tau^{+}_{(j)})^{\dagger}$$

生成元矩阵的表达式

引入 $2j+1$ **阶方阵** $\tau^{\pm}_{(j)}$，定义为 $(\tau^{\pm}_{(j)})_{\sigma'\sigma} \equiv \langle j,\sigma'|\, J^{\pm}\, |j,\sigma\rangle$

由 $J^{+}\,|j,\sigma\rangle = \begin{cases} -\sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle\,, & \sigma \geq 0 \\ \sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,|j,\sigma+1\rangle\,, & \sigma < 0 \end{cases}$ 和 $\langle j,\sigma'|j,\sigma\rangle = \delta_{\sigma'\sigma}$ 得

$$(\tau^{+}_{(j)})_{\sigma'\sigma} = \langle j,\sigma'|\, J^{+}\, |j,\sigma\rangle = \begin{cases} -\sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,\delta_{\sigma',\sigma+1}, & \sigma \geq 0 \\ \sqrt{(j-\sigma)(j+\sigma+1)}\,\delta_{\sigma',\sigma+1}, & \sigma < 0 \end{cases}$$

由 $(J^{-})^{\dagger} = J^{+}$ 得 $(\tau^{-}_{(j)})_{\sigma'\sigma} = \langle j,\sigma'|\, J^{-}\, |j,\sigma\rangle = \langle j,\sigma|\, J^{+}\, |j,\sigma'\rangle^{*} = (\tau^{+}_{(j)})^{*}_{\sigma\sigma'}$，即

$$\tau^{-}_{(j)} = (\tau^{+}_{(j)})^{\dagger}$$

根据 $J^{\pm} = J^{1} \pm \mathrm{i}J^{2}$，有 $J^{1} = \frac{1}{2}(J^{+}+J^{-})$ 和 $J^{2} = -\frac{\mathrm{i}}{2}(J^{+}-J^{-})$

以此推出 $\tau^{1}_{(j)} = \frac{1}{2}(\tau^{+}_{(j)} + \tau^{-}_{(j)})$ 和 $\tau^{2}_{(j)} = -\frac{\mathrm{i}}{2}(\tau^{+}_{(j)} - \tau^{-}_{(j)})$

另一方面，本征方程 $J^{3}\,|j,\sigma\rangle = \sigma\,|j,\sigma\rangle$ 表明

$$(\tau^{3}_{(j)})_{\sigma'\sigma} = \langle j,\sigma'|\, J^{3}\, |j,\sigma\rangle = \langle j,\sigma'|\, \sigma\, |j,\sigma\rangle = \sigma\delta_{\sigma'\sigma}$$

二阶 Casimir 算符在 $2j+1$ 维线性表示中的形式

SU(2) 群二阶 Casimir 算符在 $2j+1$ 维线性表示中定义为

$$\boldsymbol{\tau}_{(j)}^2 \equiv \sum_i \tau_{(j)}^i \tau_{(j)}^i$$

由完备性关系 $\sum_{\sigma=-j}^{j} |j,\sigma\rangle\langle j,\sigma| = \mathbb{I}$ 和本征方程 $\mathbf{J}^2 |j,\sigma\rangle = j(j+1)|j,\sigma\rangle$ 推出

$$(\boldsymbol{\tau}_{(j)}^2)_{\sigma'\sigma} = (\tau_{(j)}^i \tau_{(j)}^i)_{\sigma'\sigma} = \sum_{\sigma''} \langle j,\sigma'| J^i |j,\sigma''\rangle \langle j,\sigma''| J^i |j,\sigma\rangle = \langle j,\sigma'| \mathbf{J}^2 |j,\sigma\rangle$$

$$= \langle j,\sigma'| j(j+1) |j,\sigma\rangle = j(j+1)\delta_{\sigma'\sigma}$$

2 维表示的生成元矩阵

- 利用上述表达式可以得到**生成元矩阵** $\tau^i_{(j)}$ 的具体形式
- 当 $j=\frac{1}{2}$ 时，σ 和 σ' 都只能取 $\frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$，而非零的 $\tau^+_{(1/2)}$ 矩阵元只有

$$(\tau^+_{(1/2)})_{1/2,-1/2}=\left\langle\frac{1}{2},\frac{1}{2}\middle|J^+\middle|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}\right\rangle=\sqrt{\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}+1\right)}=1$$

- 故

$$\tau^+_{(1/2)}=\begin{pmatrix}0&1\\0&0\end{pmatrix},\quad \tau^-_{(1/2)}=(\tau^+_{(1/2)})^\dagger=\begin{pmatrix}0&0\\1&0\end{pmatrix}$$

- 进而得到 SU(2) 群 **2 维线性表示**的**生成元矩阵**

$$\tau^1_{(1/2)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}&1\\1&\end{pmatrix}=\frac{\sigma^1}{2},\quad \tau^2_{(1/2)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}&-\mathrm{i}\\\mathrm{i}&\end{pmatrix}=\frac{\sigma^2}{2},\quad \tau^3_{(1/2)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&\\&-1\end{pmatrix}=\frac{\sigma^3}{2}$$

- 这显然是**基础表示**的生成元矩阵，前面用 **Pauli 矩阵**表达过

3 维表示的生成元矩阵

当 $j=1$ 时，σ 和 σ' 的取值为 1、0 和 -1，非零的 $\tau^{+}_{(1)}$ 矩阵元是

$$
\begin{aligned}
(\tau^{+}_{(1)})_{1,0} &= \langle 1,1|\, J^{+}\, |1,0\rangle = -\sqrt{(1-0)(1+0+1)} = -\sqrt{2} \\
(\tau^{+}_{(1)})_{0,-1} &= \langle 1,0|\, J^{+}\, |1,-1\rangle = \sqrt{(1+1)(1-1+1)} = \sqrt{2}
\end{aligned}
$$

故

$$
\tau^{+}_{(1)} = \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^{-}_{(1)} = (\tau^{+}_{(1)})^{\dagger} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}
$$

进而得到 SU(2) 群 **3 维线性表示**的**生成元矩阵**

$$
\tau^{1}_{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & -1 & \\ -1 & & 1 \\ & 1 & \end{pmatrix}, \quad \tau^{2}_{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & \mathrm{i} & \\ -\mathrm{i} & & -\mathrm{i} \\ & \mathrm{i} & \end{pmatrix}, \quad \tau^{3}_{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 0 & \\ & & -1 \end{pmatrix}
$$

SU(2) 群的不等价不可约线性表示

- 任意小群变换 $W \in \mathrm{SO}(3)$ 可以用三个空间旋转角 θ^i 描述
- 它在 $\mathrm{SU}(2)$ 群的 $2j+1$ 维线性表示中诱导出表示矩阵

$$D^{(j)}[W(\theta^i)] = \exp(\mathrm{i}\theta^i \tau^i_{(j)})$$

- 其无穷小展开式符合 $\mathbf{1} + \mathrm{i}\theta^a t^a + \mathcal{O}(\theta^a\theta^b)$ 的形式
- 这样的表示矩阵的集合构成了 $\mathrm{SU}(2)$ 群 的 $2j+1$ 维线性表示 $D^{(j)}$
- 实际上，SU(2) 群所有的不等价不可约线性表示就是

$$D^{(j)}, \quad j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \cdots$$

- 它们都是幺正表示，因为生成元矩阵 $\tau^i_{(j)}$ 是厄米的

自旋为 s 的有质量单粒子态

- 对于自由的单粒子态，**不存在**轨道角动量
- 因而 $\mathbf{J}$ 相当于自旋角动量算符 $\mathbf{S}$，而自旋量子数是 $\boxed{s = j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \cdots}$
- $2s+1$ 维线性表示的矩阵元表达为 $D^{(s)}_{\sigma'\sigma}(W)$
- 其中自旋磁量子数 $\boxed{\sigma', \sigma = -s, -s+1, \cdots, s-1, s}$ 表征自旋极化
- 可以用自旋量子数 s 为有质量粒子分类
- 根据前面的结果，自旋为 s 的有质量单粒子态 $|\Psi_{s,\sigma}(p^\mu)\rangle$ 的量子 Lorentz 变换为

$$U(\Lambda)\,|\Psi_{s,\sigma}(p^\mu)\rangle = \frac{N(p)}{N(\Lambda p)} \sum_{\sigma'} D^{(s)}_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]\,|\Psi_{s,\sigma'}(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\rangle$$

- 因此，$\boxed{\text{自旋为 } s \text{ 的有质量粒子具有 } 2s+1 \text{ 种自旋极化态}}$
- 量子 Lorentz 变换将 σ 对应的极化态变换成 σ' 对应的极化态的线性组合

整数自旋和半奇数自旋

🍊 当 s 为整数 $(0, 1, 2, \cdots)$ 时，$D^{(s)}$ 是 **SU(2)** 群的非忠实线性表示，同时也是 **SO(3)** 群的线性表示，描述整数自旋的粒子

- 🐸 $D^{(0)}$ 是这两个群的恒等表示，描述零自旋粒子
- 🐷 $D^{(1)}$ 是 **SO(3)** 群的基础表示，描述自旋为 **1** 的粒子

整数自旋和半奇数自旋

🍊 当 s 为整数 $(0, 1, 2, \cdots)$ 时，$D^{(s)}$ 是 SU(2) 群的非忠实线性表示，同时也是 SO(3) 群的线性表示，描述整数自旋的粒子

🐸 $D^{(0)}$ 是这两个群的恒等表示，描述零自旋粒子

🐷 $D^{(1)}$ 是 SO(3) 群的基础表示，描述自旋为 1 的粒子

🍓 当 s 为半奇数 $(1/2, 3/2, 5/2, \cdots)$ 时，$D^{(s)}$ 是 SU(2) 群的忠实线性表示，同时也是 SO(3) 群的双值表示，描述半奇数自旋的粒子

🦊 $D^{(1/2)}$ 是 SU(2) 群的基础表示，描述自旋为 1/2 的粒子

🦄 半奇数自旋对应着双值表示，因而是量子理论特有的

Lorentz 群和 Poincaré 群的覆盖群

- 由于包含双连通的子群 $\mathrm{SO}(3)$，固有保时向 Lorentz 群 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 也是双连通的
- 它的覆盖群是复数域 $\mathbb{C}$ 上的 2 阶特殊线性群 $\mathrm{SL}(2,\mathbb{C})$，见习题 3.6
- 在 Poincaré 群空间中，与恒元连通的部分对应于 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 与时空平移群的半直积群，它是双连通的
- 相应的覆盖群是 $\mathrm{SL}(2,\mathbb{C})$ 与时空平移群的半直积群
- 3.1.1 和 3.1.2 小节的讨论没有在量子 Poincaré 变换的同态关系

$$U(\Lambda_2,a_2)U(\Lambda_1,a_1)=U(\Lambda_2\Lambda_1,\Lambda_2a_1+a_2)$$

中引入相位因子

- 这相当于在覆盖群的线性表示中进行讨论，因而导出的结果是合理的

3.3.2 小节　无质量的粒子

- 对于**无质量的粒子**，$p^2 = 0$ 且 $p^0 > 0$
- 此时 p^μ 是**类光矢量**，取**标准四维动量**为 $k^\mu = (\kappa, 0, 0, \kappa)$，其中 $\kappa > 0$
- 相应三维动量 $\mathbf{k}$ **沿 z 轴方向**，相应**小群**中的任意**变换** $W^\mu{}_\nu$ 满足 $W^\mu{}_\nu k^\nu = k^\mu$
- 为了知道保持 k^μ 不变的小群是什么，引入 $\tilde{k}^\mu = k^\mu/\kappa = (1, 0, 0, 1)$
- 由 $W^\mu{}_\nu \tilde{k}^\nu = W^\mu{}_\nu k^\nu/\kappa = k^\mu/\kappa = \tilde{k}^\mu$ 得知，$\tilde{k}^\mu$ 也在小群变换下不变

3.3.2 小节 无质量的粒子

- 对于**无质量的粒子**，$p^2 = 0$ 且 $p^0 > 0$
- 此时 p^μ 是**类光矢量**，取**标准四维动量**为 $k^\mu = (\kappa, 0, 0, \kappa)$，其中 $\kappa > 0$
- 相应三维动量 $\mathbf{k}$ **沿 z 轴方向**，相应**小群**中的任意**变换** $W^\mu{}_\nu$ 满足 $W^\mu{}_\nu k^\nu = k^\mu$
- 为了知道保持 k^μ 不变的小群是什么，引入 $\tilde{k}^\mu = k^\mu/\kappa = (1, 0, 0, 1)$
- 由 $W^\mu{}_\nu \tilde{k}^\nu = W^\mu{}_\nu k^\nu/\kappa = k^\mu/\kappa = \tilde{k}^\mu$ 得知，$\tilde{k}^\mu$ 也在小群变换下不变
- 相应**协变矢量**满足 $\tilde{k}_\mu = \tilde{k}_\nu (W^{-1})^\nu{}_\mu$，再引入**类时 Lorentz 矢量** $\tilde{t}^\mu = (1, 0, 0, 0)$
- 记 $t^\mu \equiv W^\mu{}_\nu \tilde{t}^\nu$，推出 $t^\mu \tilde{k}_\mu = W^\mu{}_\nu \tilde{t}^\nu \tilde{k}_\rho (W^{-1})^\rho{}_\mu = \delta^\rho{}_\nu \tilde{t}^\nu \tilde{k}_\rho = \tilde{t}^\nu \tilde{k}_\nu = 1$
- 满足这样一个 $1 = t^\mu \tilde{k}_\mu = t^0 - t^3$ 条件的 t^μ 一般形式为 $t^\mu = (1 + \zeta, \alpha, \beta, \zeta)$
- 由于 $(1+\zeta)^2 - \alpha^2 - \beta^2 - \zeta^2 = t^\mu t_\mu = W^\mu{}_\nu \tilde{t}^\nu \tilde{t}_\rho (W^{-1})^\rho{}_\mu = \tilde{t}^\nu \tilde{t}_\rho \delta^\rho{}_\nu = \tilde{t}^\nu \tilde{t}_\nu = 1$
- ζ 与 α、β 的关系为 $\zeta = \dfrac{1}{2}(\alpha^2 + \beta^2), \quad \alpha, \beta \in (-\infty, +\infty)$
- 实数 α 和 β 的取值**不受约束**

小群变换 $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)$

- 考虑**固有保时向 Lorentz 变换** $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)=\begin{pmatrix}1+\zeta & \alpha & \beta & -\zeta\\ \alpha & 1 & 0 & -\alpha\\ \beta & 0 & 1 & -\beta\\ \zeta & \alpha & \beta & 1-\zeta\end{pmatrix}$
- 它满足 $g=S^{\mathrm{T}}gS$ 和 $\det(S)=1$，且第一列是 $t^\mu=(1+\zeta,\alpha,\beta,\zeta)$
- $S(\alpha,\beta)$ 对 $\tilde{t}^\mu=(1,0,0,0)$ 的作用为 $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)\tilde{t}^\nu=t^\mu=W^\mu{}_\nu\tilde{t}^\nu$

小群变换 $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)$

- 考虑**固有保时向 Lorentz 变换** $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)=\begin{pmatrix}1+\zeta & \alpha & \beta & -\zeta\\ \alpha & 1 & 0 & -\alpha\\ \beta & 0 & 1 & -\beta\\ \zeta & \alpha & \beta & 1-\zeta\end{pmatrix}$
- 它满足 $g=S^{\mathrm{T}}gS$ 和 $\det(S)=1$，且第一列是 $t^\mu=(1+\zeta,\alpha,\beta,\zeta)$
- $S(\alpha,\beta)$ 对 $\tilde{t}^\mu=(1,0,0,0)$ 的作用为 $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)\tilde{t}^\nu=t^\mu=W^\mu{}_\nu\tilde{t}^\nu$
- 这意味着 $\tilde{t}^\rho=[S^{-1}(\alpha,\beta)]^\rho{}_\mu S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)\tilde{t}^\nu=[S^{-1}(\alpha,\beta)]^\rho{}_\mu W^\mu{}_\nu\tilde{t}^\nu$
- 变换 $S^{-1}(\alpha,\beta)W$ 保持**类时矢量** $\tilde{t}^\mu=(1,0,0,0)$ **不变**，必定是**空间旋转变换**
- 由 $S^\mu{}_\nu(\alpha,\beta)k^\nu=\begin{pmatrix}1+\zeta & \alpha & \beta & -\zeta\\ \alpha & 1 & 0 & -\alpha\\ \beta & 0 & 1 & -\beta\\ \zeta & \alpha & \beta & 1-\zeta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\kappa\\0\\0\\\kappa\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\kappa\\0\\0\\\kappa\end{pmatrix}=k^\nu$ 可知
- $S(\alpha,\beta)$ 是一个**小群变换**

小群变换的一般形式

- 从而，小群变换 $S^{-1}(\alpha,\beta)W$ 是保持 $k^\mu=(\kappa,0,0,\kappa)$ 不变的空间旋转变换
- 它必定是绕 z 轴转动某个 θ 角的旋转变换 $R_z(\theta)$，满足

$$S^{-1}(\alpha,\beta)W=R_z(\theta)=\begin{pmatrix}1&&&\\&\cos\theta&\sin\theta&\\&-\sin\theta&\cos\theta&\\&&&1\end{pmatrix}$$

- 于是，小群变换的最一般形式是 $W(\alpha,\beta,\theta)=S(\alpha,\beta)R_z(\theta)$

小群变换的一般形式

- 从而，**小群变换** $S^{-1}(\alpha,\beta)W$ 是**保持** $k^\mu=(\kappa,0,0,\kappa)$ **不变**的**空间旋转变换**
- 它必定是**绕** z **轴**转动某个 θ 角的**旋转变换** $R_z(\theta)$，满足

$$S^{-1}(\alpha,\beta)W=R_z(\theta)=\begin{pmatrix}1&&&\\&\cos\theta&\sin\theta&\\&-\sin\theta&\cos\theta&\\&&&1\end{pmatrix}$$

- 于是，**小群变换**的**最一般形式**是 $W(\alpha,\beta,\theta)=S(\alpha,\beta)R_z(\theta)$
- 通过计算可知，$S(\alpha,\beta)$ 和 $R_z(\theta)$ 分别满足

$$\begin{aligned}S(\alpha_1,\beta_1)S(\alpha_2,\beta_2)&=S(\alpha_1+\alpha_2,\beta_1+\beta_2)\\R_z(\theta_1)R_z(\theta_2)&=R_z(\theta_1+\theta_2)\end{aligned}$$

- 从而 $S(\alpha_1,\beta_1)S(\alpha_2,\beta_2)=S(\alpha_2,\beta_2)S(\alpha_1,\beta_1)$，$R_z(\theta_1)R_z(\theta_2)=R_z(\theta_2)R_z(\theta_1)$
- 因此 $\{S(\alpha,\beta)\}$ 和 $\{R_z(\theta)\}$ 分别构成**小群**的两个 **Abel 子群**

小群 ISO(2)

- 进一步推出 $R_z^{-1}(\theta)S(\alpha,\beta)R_z(\theta) = S(\alpha\cos\theta - \beta\sin\theta, \alpha\sin\theta + \beta\cos\theta)$
- 这意味着 $S(\alpha,\beta)$ 在**任意小群元素**的**相似变换**下变换到**子群** $\{S(\alpha,\beta)\}$ 中的元素
- 在这种情况下，数学上称 $\{S(\alpha,\beta)\}$ 是**小群**的**不变子群** (invariant subgroup)

小群 ISO(2)

- 进一步推出 $R_z^{-1}(\theta)S(\alpha,\beta)R_z(\theta) = S(\alpha\cos\theta - \beta\sin\theta, \alpha\sin\theta + \beta\cos\theta)$
- 这意味着 $S(\alpha,\beta)$ 在**任意小群元素**的**相似变换**下变换到**子群** $\{S(\alpha,\beta)\}$ 中的元素
- 在这种情况下，数学上称 $\{S(\alpha,\beta)\}$ 是**小群**的**不变子群** (invariant subgroup)
- 小群变换的**以上乘法关系**与**二维 Euclid 空间**的**等距群** **ISO(2)** 中的乘法关系**相同**
- ISO(2) 群变换由**二维平面**上的**平移变换**和**旋转变换**组成
- 由于 $\alpha,\beta \in (-\infty,+\infty)$，$(\alpha,\beta)$ 可以作为**二维平移变换**的参数
- 而 θ 是**旋转变换**的参数
- 因此这里的**小群**就是 **ISO(2) 群**

Euclid
（约前 325 至约前 270）

ISO(2) 无穷小变换

现在讨论小群 ISO(2) 的生成元算符，ISO(2) 变换

$$W(\alpha,\beta,\theta)=S(\alpha,\beta)R_z(\theta)=\begin{pmatrix}1+\zeta & \alpha & \beta & -\zeta\\ \alpha & 1 & 0 & -\alpha\\ \beta & 0 & 1 & -\beta\\ \zeta & \alpha & \beta & 1-\zeta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & & & \\ & \cos\theta & \sin\theta & \\ & -\sin\theta & \cos\theta & \\ & & & 1\end{pmatrix}$$

的无穷小形式是 $W^\mu{}_\nu(\alpha,\beta,\theta)=\delta^\mu{}_\nu+\omega^\mu{}_\nu$，其中无穷小参数为

$$\omega^\mu{}_\nu=\begin{pmatrix}0 & \alpha & \beta & 0\\ \alpha & 0 & \theta & -\alpha\\ \beta & -\theta & 0 & -\beta\\ 0 & \alpha & \beta & 0\end{pmatrix},\quad \omega_{\mu\nu}=g_{\mu\rho}\omega^\rho{}_\nu=\begin{pmatrix}0 & \alpha & \beta & 0\\ -\alpha & 0 & -\theta & \alpha\\ -\beta & \theta & 0 & \beta\\ 0 & -\alpha & -\beta & 0\end{pmatrix}$$

故 $\alpha=\omega_{13}=\omega_{01}$，$\beta=\omega_{23}=\omega_{02}$，$\theta=\omega_{21}$

容易验证 $\omega^\mu{}_\nu k^\nu=0$，因而这样的无穷小变换保持 $k^\mu=(\kappa,0,0,\kappa)$ 不变

ISO(2) 生成元算符

- 相应的**无穷小量子变换**为

$$
\begin{aligned}
U(\mathbf{1}+\omega) &= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} \\
&= \mathbb{I} - \mathrm{i}(\omega_{31}J^{31} + \omega_{01}J^{01}) - \mathrm{i}(\omega_{23}J^{23} + \omega_{02}J^{02}) - \mathrm{i}\omega_{12}J^{12} \\
&= \mathbb{I} + \mathrm{i}\alpha A + \mathrm{i}\beta B + \mathrm{i}\theta J^3
\end{aligned}
$$

- 其中 $J^3 = J^{12}$，而**生成元算符** A 和 B 定义为

$$
A \equiv J^{31} - J^{01} = J^2 - K^1, \quad B \equiv -J^{23} - J^{02} = -J^1 - K^2
$$

ISO(2) 生成元算符

- 相应的**无穷小量子变换**为

$$
\begin{aligned}
U(\mathbf{1}+\omega) &= \mathbb{I} - \frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}J^{\mu\nu} \\
&= \mathbb{I} - \mathrm{i}(\omega_{31}J^{31} + \omega_{01}J^{01}) - \mathrm{i}(\omega_{23}J^{23} + \omega_{02}J^{02}) - \mathrm{i}\omega_{12}J^{12} \\
&= \mathbb{I} + \mathrm{i}\alpha A + \mathrm{i}\beta B + \mathrm{i}\theta J^3
\end{aligned}
$$

- 其中 $J^3 = J^{12}$，而**生成元算符** A 和 B 定义为

$$
A \equiv J^{31} - J^{01} = J^2 - K^1, \quad B \equiv -J^{23} - J^{02} = -J^1 - K^2
$$

- 由 Lorentz 代数关系推出**小群 ISO(2)** 的**生成元算符** J^3、A 和 B 的**对易关系**

$$
\begin{aligned}
[J^3, A] &= [J^3, J^2] - [J^3, K^1] = -\mathrm{i}J^1 - \mathrm{i}K^2 = \mathrm{i}B, \\
[J^3, B] &= -[J^3, J^1] - [J^3, K^2] = -\mathrm{i}J^2 + \mathrm{i}K^1 = -\mathrm{i}A, \\
[A, B] &= -[J^2, J^1] - [J^2, K^2] + [K^1, J^1] + [K^1, K^2] = \mathrm{i}J^3 - \mathrm{i}J^3 = 0
\end{aligned}
$$

- 这与 Poincaré 代数关系中 $[J^3, P^2] = \mathrm{i}P^1$、$[J^3, P^1] = -\mathrm{i}P^2$ 和 $[P^2, P^1] = 0$ **相同**
- 毕竟 J^3、P^1 和 P^2 生成了 xy **平面的 ISO(2) 群变换**

A 和 B 的共同本征态

- A 与 B 是**相互对易**的**厄米算符**，能够具有**共同的本征单粒子态** $|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle$
- 本征值分别为 a 和 b，满足

$$A\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle = a\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle\,, \quad B\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle = b\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle$$

- 根据 $R_z^{-1}(\theta)S(\alpha,\beta)R_z(\theta) = S(\alpha\cos\theta - \beta\sin\theta, \alpha\sin\theta + \beta\cos\theta)$
- 小群 ISO(2) 的**量子变换**满足**同态关系**

$$U^{-1}[R_z(\theta)]U[S(\alpha,\beta)]U[R_z(\theta)] = U[S(\alpha\cos\theta - \beta\sin\theta, \alpha\sin\theta + \beta\cos\theta)]$$

- 将上式展开到无穷小参数 α 和 β 的第一阶，得

$$U^{-1}[R_z(\theta)](\mathbb{I} + \mathrm{i}\alpha A + \mathrm{i}\beta B)U[R_z(\theta)] = \mathbb{I} + \mathrm{i}(\alpha\cos\theta - \beta\sin\theta)A + \mathrm{i}(\alpha\sin\theta + \beta\cos\theta)B$$

- 由 α 和 β 的**任意性**推出

$$\begin{aligned} U^{-1}[R_z(\theta)]AU[R_z(\theta)] &= A\cos\theta + B\sin\theta \\ U^{-1}[R_z(\theta)]BU[R_z(\theta)] &= -A\sin\theta + B\cos\theta \end{aligned}$$

态矢 $|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle$ 的 A、B 本征值

- 两边左乘 $U[R_z(\theta)]$，得 $AU[R_z(\theta)] = U[R_z(\theta)](A\cos\theta + B\sin\theta)$

$$BU[R_z(\theta)] = U[R_z(\theta)](-A\sin\theta + B\cos\theta)$$

- 那么，**态矢** $|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle \equiv U[R_z(\theta)]|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle$ 是 A 和 B 的共同本征态，

$$\begin{aligned}
A\,|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle &= AU[R_z(\theta)]\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle = U[R_z(\theta)](A\cos\theta + B\sin\theta)\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle \\
&= U[R_z(\theta)](a\cos\theta + b\sin\theta)\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle \\
&= (a\cos\theta + b\sin\theta)\,|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle \\
B\,|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle &= BU[R_z(\theta)]\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle = U[R_z(\theta)](-A\sin\theta + B\cos\theta)\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle \\
&= U[R_z(\theta)](-a\sin\theta + b\cos\theta)\,|\Psi_{a,b}(k^\mu)\rangle \\
&= (-a\sin\theta + b\cos\theta)\,|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle
\end{aligned}$$

- 由于**转动角 θ 取连续值**，本征值 $a\cos\theta + b\sin\theta$ 和 $-a\sin\theta + b\cos\theta$ 也是**连续**的

螺旋度

- 因此，只要 a 和 b **不全为零**，就有一系列**连续**的单粒子态 $|\Psi_{a,b,\theta}(k^\mu)\rangle$
- 但是，实验上**没有观测到**无质量粒子具有以**转动角** θ 作为**连续自由度**的物理态
- 因此，自然界中的**物理态**是 $a = b = 0$ 的本征态，只由剩下的**小群生成元算符** J^3 的**本征值** σ 标记，记作 $|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$，满足

$$A\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle = 0, \quad B\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle = 0, \quad J^3\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle = \sigma\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$$

- J^3 是**总角动量算符 J 沿 z 轴方向**的分量
- 由于自由的单粒子态**不具有轨道角动量**，**J** 在这里只描述**自旋角动量**
- 标准四维动量 $k^\mu = (\kappa, 0, 0, \kappa)$ 对应的**三维动量 k 也沿着 z 轴方向**
- 因此 σ 是**自旋角动量投影**在**动量方向**上的分量的本征值，称为**螺旋度** (helicity)，表征**自旋极化**

小群表示矩阵 $D_{\sigma'\sigma}(W)$

- **无穷小量子变换** $U(\mathbf{1}+\omega)=\mathbb{I}+\mathrm{i}\alpha A+\mathrm{i}\beta B+\mathrm{i}\theta J^3$ 表明

$$\left.\frac{\partial U[S(\alpha,\beta)]}{\partial\alpha}\right|_{\alpha=\beta=0}=\mathrm{i}A,\quad \left.\frac{\partial U[S(\alpha,\beta)]}{\partial\beta}\right|_{\alpha=\beta=0}=\mathrm{i}B,\quad \left.\frac{\mathrm{d}U[R_z(\theta)]}{\mathrm{d}\theta}\right|_{\theta=0}=\mathrm{i}J^3$$

- 由此求得 $U[S(\alpha,\beta)]=\exp(\mathrm{i}\alpha A+\mathrm{i}\beta B)$ 和 $U[R_z(\theta)]=\exp(\mathrm{i}\theta J^3)$
- **一般小群变换** $W(\alpha,\beta,\theta)=S(\alpha,\beta)R_z(\theta)$ 对应的量子变换为

$$U[W(\alpha,\beta,\theta)]=U[S(\alpha,\beta)]U[R_z(\theta)]=\exp(\mathrm{i}\alpha A+\mathrm{i}\beta B)\exp(\mathrm{i}\theta J^3)$$

- 作用到**单粒子物理态** $|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$ 上，得

$$U[W(\alpha,\beta,\theta)]\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle=\exp(\mathrm{i}\sigma\theta)\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$$

- 与 $U(W)\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle=\sum_{\sigma'}D_{\sigma'\sigma}(W)\,|\Psi_{\sigma'}(k^\mu)\rangle$ 式比较，有

$$D_{\sigma'\sigma}(W)=\exp(\mathrm{i}\sigma\theta)\delta_{\sigma'\sigma}$$

无质量粒子螺旋度的 Lorentz 不变性

- 另一方面，$V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p) = W = S[\alpha(\Lambda,p),\beta(\Lambda,p)]R_z[\theta(\Lambda,p)]$ 决定了 θ 对 ${\Lambda^\mu}_\nu$ 和 p^μ 的依赖关系
- 一般单粒子态 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \equiv N(p)U[V(p)]\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$ 的量子 Lorentz 变换为

$$
\begin{aligned}
U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle &= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]\,|\Psi_{\sigma'}({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle \\
&= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\sum_{\sigma'} \exp(\mathrm{i}\sigma\theta)\delta_{\sigma'\sigma}\,|\Psi_{\sigma'}({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle \\
&= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\,\exp[\mathrm{i}\sigma\theta(\Lambda,p)]\,|\Psi_\sigma({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle
\end{aligned}
$$

无质量粒子螺旋度的 Lorentz 不变性

🐳 另一方面，$V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p) = W = S[\alpha(\Lambda,p),\beta(\Lambda,p)]R_z[\theta(\Lambda,p)]$ 决定了 θ 对 ${\Lambda^\mu}_\nu$ 和 p^μ 的依赖关系

🐟 一般单粒子态 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle \equiv N(p)U[V(p)]\,|\Psi_\sigma(k^\mu)\rangle$ 的量子 Lorentz 变换为

$$
\begin{aligned}
U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle &= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\sum_{\sigma'} D_{\sigma'\sigma}[V^{-1}(\Lambda p)\Lambda V(p)]\,|\Psi_{\sigma'}({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle \\
&= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\sum_{\sigma'} \exp(\mathrm{i}\sigma\theta)\delta_{\sigma'\sigma}\,|\Psi_{\sigma'}({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle \\
&= \frac{N(p)}{N(\Lambda p)}\,\exp[\mathrm{i}\sigma\theta(\Lambda,p)]\,|\Psi_\sigma({\Lambda^\mu}_\nu p^\nu)\rangle
\end{aligned}
$$

🦀 这表明 $|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 与变换后的态 $U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle$ 具有相同的 σ

🦐 也就是说，量子 Lorentz 变换 $U(\Lambda)$ 不会混合具有不同螺旋度的无质量粒子态

👉 对无质量粒子来说，螺旋度 σ 是固有保时向 Lorentz 变换的不变量，它在所有惯性系中取值相同

🐙 因此，无质量粒子可根据螺旋度 σ 的值分类

无质量粒子的螺旋度

- 前面提到，**固有保时向 Lorentz 群 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$** 的群空间是**双连通**的
- 与 **$\mathrm{SO}(3)$** 的情况**类似**，群空间内从**恒元**出发、经过 Λ_1 和 $\Lambda_2\Lambda_1$ 再回到**恒元**的**闭合曲线**分为**两类**，一类能连续收缩成恒元一点，另一类不能
- 由此推出关系式 $U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = \pm U(\Lambda_2\Lambda_1)$

无质量粒子的螺旋度

- 前面提到，**固有保时向 Lorentz 群 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$** 的群空间是**双连通**的
- 与 **$\mathrm{SO}(3)$** 的情况**类似**，群空间内从**恒元**出发、经过 Λ_1 和 $\Lambda_2\Lambda_1$ 再回到**恒元**的**闭合曲线**分为**两类**，一类能连续收缩成恒元一点，另一类不能
- 由此推出关系式 $U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = \pm U(\Lambda_2\Lambda_1)$
- 如果一条闭合曲线包含的旋转变换**累计绕 z 轴转动角度** $\theta = 2\pi$，那么它会在 $\mathrm{SO}(3)$ 群空间中经历**一次对径点跳跃**，这是因为**累计转动 π 角**时必定到达一个**对径点**

- 对于无质量粒子态，$U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \dfrac{N(p)}{N(\Lambda p)}\exp[\mathrm{i}\sigma\theta(\Lambda,p)]\,|\Psi_\sigma(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\rangle$
- 这条闭合曲线产生**因子** $\exp(\mathrm{i}\sigma\theta) = \exp(2\pi\sigma\mathrm{i})$，它应该就是上面的**相位因子** ± 1

无质量粒子的螺旋度

- 前面提到，**固有保时向 Lorentz 群 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$** 的群空间是**双连通**的
- 与 **$\mathrm{SO}(3)$** 的情况**类似**，群空间内从**恒元**出发、经过 Λ_1 和 $\Lambda_2\Lambda_1$ 再回到**恒元**的**闭合曲线**分为**两类**，一类能连续收缩成恒元一点，另一类不能
- 由此推出关系式 $U(\Lambda_2)U(\Lambda_1) = \pm U(\Lambda_2\Lambda_1)$
- 如果一条闭合曲线包含的旋转变换**累计绕 z 轴转动角度** $\theta = 2\pi$，那么它会在 $\mathrm{SO}(3)$ 群空间中经历**一次对径点跳跃**，这是因为**累计转动 π 角**时必定到达一个**对径点**

- 对于无质量粒子态，$U(\Lambda)\,|\Psi_\sigma(p^\mu)\rangle = \dfrac{N(p)}{N(\Lambda p)}\exp[\mathrm{i}\sigma\theta(\Lambda,p)]\,|\Psi_\sigma(\Lambda^\mu{}_\nu p^\nu)\rangle$
- 这条闭合曲线产生**因子** $\exp(\mathrm{i}\sigma\theta) = \exp(2\pi\sigma\mathrm{i})$，它应该就是上面的**相位因子** ± 1
- 如果一条闭合曲线包含的旋转变换累计绕 z 轴转动 4π **角**，则它会包含**两次对径点跳跃**，从而可以**连续地收缩成恒元一点**，相应的**相位因子**是 1，故

$$\exp(4\pi\sigma\mathrm{i}) = 1$$

无质量粒子的自旋量子数

- $\exp(4\pi\sigma\mathrm{i}) = 1$ 这个条件限制了**无质量粒子螺旋度 σ** 的取值，要求

$$\boxed{\sigma = 0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \pm\frac{3}{2}, \pm 2, \pm\frac{5}{2}, \cdots}$$

- σ 为**整数**对应于 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 的**线性表示**，σ 为**半奇数**对应于 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 的**双值表示**
- 由于**螺旋度**是**自旋角动量**在动量方向上的投影，**无质量粒子自旋量子数**可取为

$$\boxed{s = |\sigma| = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \cdots}$$

- 这与**有质量粒子**的取值情况**一样**
- **自旋为 s 的无质量粒子**具有 **2 种自旋极化态**，对应于 **2 种螺旋度 $\sigma = \pm s$**

无质量粒子的自旋量子数

👧 $\exp(4\pi\sigma\mathrm{i}) = 1$ 这个条件限制了**无质量粒子螺旋度 σ** 的取值，要求

$$\boxed{\sigma = 0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \pm\frac{3}{2}, \pm 2, \pm\frac{5}{2}, \cdots}$$

🪆 σ 为**整数**对应于 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 的**线性表示**，σ 为**半奇数**对应于 $\mathrm{SO}^{\uparrow}(1,3)$ 的**双值表示**

🔮 由于**螺旋度**是**自旋角动量**在动量方向上的投影，**无质量粒子自旋量子数**可取为

$$\boxed{s = |\sigma| = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \cdots}$$

🪄 这与**有质量粒子**的取值情况**一样**

🧙 **自旋为 s 的无质量粒子**具有 **2 种自旋极化态**，对应于 **2 种螺旋度 $\sigma = \pm s$**

🎄 如果**没有额外条件**，可以把 s 相同而 σ **不同**的两种无质量粒子当作**不同粒子**对待

🎁 不过，额外的条件是存在的：**宇称变换**使粒子**动量方向反转**，但**角动量方向不变**，因此会**改变 σ 的符号**，从而联系**螺旋度相反**的两种无质量粒子

光子、引力子和中微子

🎅 如果**无质量粒子不参与破坏宇称的相互作用**，则**螺旋度相反**的两种粒子具有**相同的相互作用**行为，从而可以把它们当作**同一种粒子**的**两种自由度**

🦶 实际上，**电磁相互作用**、**强相互作用**和**引力相互作用**都保持**宇称守恒**

🔫 作为电磁场的量子，**光子**是**自旋为 1 的无质量粒子**，具有 -1 和 $+1$ **两种螺旋度**，分别对应于真空电磁波的**左旋圆极化**和**右旋圆极化**

🐉 假想的**引力子** (graviton) 是**自旋为 2 的无质量粒子**，具有 -2 和 $+2$ **两种螺旋度**

光子、引力子和中微子

🎅 如果**无质量粒子不参与破坏宇称的相互作用**，则**螺旋度相反**的两种粒子具有**相同**的**相互作用**行为，从而可以把它们当作**同一种粒子**的**两种自由度**

🦶 实际上，**电磁相互作用**、**强相互作用**和**引力相互作用**都保持**宇称守恒**

🔫 作为电磁场的量子，**光子**是**自旋为 1** 的**无质量粒子**，具有 -1 和 $+1$ **两种螺旋度**，分别对应于真空电磁波的**左旋圆极化**和**右旋圆极化**

🐲 假想的**引力子** (graviton) 是**自旋为 2** 的**无质量粒子**，具有 -2 和 $+2$ **两种螺旋度**

🧸 在**标准模型**中，**自旋为 $1/2$** 的三种**中微子没有质量**，参与**破坏宇称**的**弱相互作用**

🎃 它们是**螺旋度为 $-1/2$** 的**左旋正中微子**，以及相应的反粒子，即**螺旋度为 $+1/2$** 的**右旋反中微子**

🧚 对**左旋正中微子态**作宇称变换将得到**右旋正中微子态**，但是，在实验中**没有发现**参与**弱相互作用**的右旋正中微子，因而标准模型**没有引入**它