

量子场论

第 2 章 量子标量场

余钊焕

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>



更新日期：2022 年 10 月 12 日



第2章 量子标量场

2.1 节 简谐振子的正则量子化

本章讲述标量场 (scalar field) 的正则量子化 (canonical quantization) 方法

标量场的量子化可以看作简谐振子量子化的推广

一维简谐振子 (simple harmonic oscillator) 的哈密顿量表达为

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2$$

其中 m 是质量, ω 是角频率, 第一项是动能, 第二项是势能

第 2 章 量子标量场

2.1 节 简谐振子的正则量子化

 本章讲述**标量场** (scalar field) 的**正则量子化** (canonical quantization) 方法

 标量场的量子化可以看作**简谐振子量子化**的推广

 **一维简谐振子** (simple harmonic oscillator) 的**哈密顿量**表达为

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2$$

 其中 m 是质量, ω 是角频率, 第一项是动能, 第二项是势能

 在**量子力学**中, 把**坐标 x** 和**动量 p** 两个**正则变量**看作**厄米算符**, 要求它们满足**正则对易关系** $[x, p] \equiv xp - px = i$

 构造两个非厄米的无量纲算符

$$a = \frac{1}{\sqrt{2m\omega}}(m\omega x + ip), \quad a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2m\omega}}(m\omega x - ip)$$

 a 称为**湮灭算符** (annihilation operator), a^\dagger 称为**产生算符** (creation operator)

 两者互为**厄米共轭** (Hermitian conjugate)



Charles Hermite
(1822–1901)

产生湮灭算符的对易关系

 涅灭算符和产生算符的**对易关系**为

$$\begin{aligned}[a, a^\dagger] &= \frac{1}{2m\omega} [m\omega x + ip, m\omega x - ip] = \frac{1}{2m\omega} ([m\omega x, -ip] + [ip, m\omega x]) \\ &= \frac{1}{2} (-i[x, p] + i[p, x]) = -i[x, p] = 1\end{aligned}$$

同理推出 $[a, a] = 0$ 和 $[a^\dagger, a^\dagger] = 0$

产生湮灭算符的对易关系

 淹灭算符和产生算符的**对易关系**为

$$\begin{aligned} [a, a^\dagger] &= \frac{1}{2m\omega} [m\omega x + ip, m\omega x - ip] = \frac{1}{2m\omega} ([m\omega x, -ip] + [ip, m\omega x]) \\ &= \frac{1}{2} (-i[x, p] + i[p, x]) = -i[x, p] = 1 \end{aligned}$$

同理推出 $[a, a] = 0$ 和 $[a^\dagger, a^\dagger] = 0$

反过来用 a 和 a^\dagger 表示 x 和 p ，有 $x = \frac{1}{\sqrt{2m\omega}}(a + a^\dagger)$, $p = -i\sqrt{\frac{m\omega}{2}}(a - a^\dagger)$

 对易关系 $[a, a^\dagger] = 1$ 意味着 $aa^\dagger = a^\dagger a + 1$ ，于是将哈密顿量表达成

$$\begin{aligned}
 \textcolor{blue}{H} &= -\frac{1}{2m} \frac{m\omega^2}{2} (a - a^\dagger)^2 + \frac{m\omega^2}{2} \frac{1}{2m\omega} (a + a^\dagger)^2 \\
 &= -\frac{\omega}{4} (aa - aa^\dagger - a^\dagger a + a^\dagger a^\dagger) + \frac{\omega}{4} (aa + aa^\dagger + a^\dagger a + a^\dagger a^\dagger) = \frac{\omega}{2} (\textcolor{brown}{aa^\dagger} + \textcolor{brown}{a^\dagger a}) \\
 &= \frac{\omega}{2} (2a^\dagger a + 1) = \omega \left(\textcolor{red}{a^\dagger a} + \frac{1}{2} \right) = \omega \left(\textcolor{red}{N} + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned}$$

其中 $N \equiv a^\dagger a$ 是个厄米算符，称为粒子数算符

粒子数算符的本征态

 N 是个半正定算符，对于任意态矢 $|\Psi\rangle$ ， N 的期待值 (expectation value) 非负：

$$\langle \Psi | N | \Psi \rangle = \langle \Psi | a^\dagger a | \Psi \rangle = \langle a \Psi | a \Psi \rangle \geq 0$$

因此，哈密顿量 $H = \omega(N + 1/2)$ 是正定算符， $\langle \Psi | H | \Psi \rangle > 0$

 设 $|n\rangle$ 是 N 的**本征态**, 满足**归一化条件** $\langle n|n\rangle = 1$ 和**本征方程** $N|n\rangle = n|n\rangle$

 由 $n = \langle n | n | n \rangle = \langle n | N | n \rangle \geq 0$ 可知，本征值 n 是一个非负实数

粒子数算符的本征态

 N 是个半正定算符，对于任意态矢 $|\Psi\rangle$ ， N 的期待值 (expectation value) 非负：

$$\langle \Psi | N | \Psi \rangle = \langle \Psi | a^\dagger a | \Psi \rangle = \langle a \Psi | a \Psi \rangle \geq 0$$

因此，哈密顿量 $H = \omega(N + 1/2)$ 是正定算符， $\langle \Psi | H | \Psi \rangle > 0$

 设 $|n\rangle$ 是 N 的本征态，满足归一化条件 $\langle n|n\rangle = 1$ 和本征方程 $N|n\rangle = n|n\rangle$

 由 $n = \langle n | n | n \rangle = \langle n | N | n \rangle > 0$ 可知，本征值 n 是一个非负实数

利用对易子公式

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

$$[A, BC] = ABC - BAC + BAC - BCA = [A, B]C + B[A, C]$$

 推出 $[N, a^\dagger] = [a^\dagger a, a^\dagger] = a^\dagger [a, a^\dagger] = a^\dagger$ 和 $[N, a] = [a^\dagger a, a] = [a^\dagger, a]a = -a$

 故 $Na^\dagger = a^\dagger N + a^\dagger$, $Na = aN - a$, 从而

$$Na^\dagger |n\rangle = (a^\dagger N + a^\dagger) |n\rangle = (n+1)a^\dagger |n\rangle$$

$$Na|n\rangle = (aN - a)|n\rangle = (n-1)a|n\rangle$$

升算符和降算符

 可见, $a^\dagger |n\rangle$ 和 $a |n\rangle$ 都是 N 的**本征态**, 本征值分别为 $n+1$ 和 $n-1$, 因此

$$a^\dagger |n\rangle = c_1 |n+1\rangle, \quad a |n\rangle = c_2 |n-1\rangle$$

 其中 c_1 和 c_2 是两个**归一化常数**

 **产生算符** a^\dagger 将本征值为 n 的态变成本征值为 $n+1$ 的态, 因而也称为**升算符**

 **湮灭算符** a 将本征值为 n 的态变成本征值为 $n-1$ 的态, 因而也称为**降算符**

升算符和降算符

 可见, $a^\dagger |n\rangle$ 和 $a |n\rangle$ 都是 N 的**本征态**, 本征值分别为 $n+1$ 和 $n-1$, 因此

$$a^\dagger |n\rangle = c_1 |n+1\rangle, \quad a |n\rangle = c_2 |n-1\rangle$$

 其中 c_1 和 c_2 是两个**归一化常数**

 **产生算符** a^\dagger 将本征值为 n 的态变成本征值为 $n+1$ 的态, 因而也称为**升算符**

 **湮灭算符** a 将本征值为 n 的态变成本征值为 $n-1$ 的态, 因而也称为**降算符**

 为确定归一化常数的值, 进行以下计算, **对易关系**

$$n+1 = \langle n | (N+1) |n\rangle = \langle n | (a^\dagger a + 1) |n\rangle = \langle n | a a^\dagger |n\rangle = |c_1|^2 \langle n+1 | n+1 \rangle = |c_1|^2$$

$$n = \langle n | N |n\rangle = \langle n | a^\dagger a |n\rangle = |c_2|^2 \langle n-1 | n-1 \rangle = |c_2|^2$$

 将 c_1 和 c_2 都取为**正实数**, 得 $c_1 = \sqrt{n+1}$ 和 $c_2 = \sqrt{n}$, 故

$$a^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle, \quad a |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle$$

粒子数算符的本征值

从 N 的某个本征态 $|n\rangle$ 出发，用降算符 a 逐步操作

得到本征值逐次减小的一系列本征态 $a|n\rangle$, $a^2|n\rangle$, $a^3|n\rangle$, ...

对应的本征值分别为 $n-1, n-2, n-3, \dots$

 由于 $n > 0$ ，必定存在一个**最小本征值** n_0 ，它的本征态 $|n_0\rangle$ 满足 $a|n_0\rangle = 0$

！注意， $a|n_0\rangle = 0$ 是使本征值停止减小的条件

于是 $N|n_0\rangle = a^\dagger a|n_0\rangle = 0 = 0|n_0\rangle$, 可见 $n_0 = 0$, 即 $|n_0\rangle = |0\rangle$

粒子数算符的本征值

从 N 的某个本征态 $|n\rangle$ 出发，用降算符 a 逐步操作

得到本征值逐次减小的一系列本征态 $a|n\rangle$, $a^2|n\rangle$, $a^3|n\rangle$, ...

对应的本征值分别为 $n-1, n-2, n-3, \dots$

由于 $n \geq 0$ ，必定存在一个最小本征值 n_0 ，它的本征态 $|n_0\rangle$ 满足 $a|n_0\rangle = 0$

⚠ 注意， $a|n_0\rangle = 0$ 是使本征值停止减小的条件

于是 $N|n_0\rangle = a^\dagger a|n_0\rangle = 0 = 0|n_0\rangle$, 可见 $n_0 = 0$, 即 $|n_0\rangle = |0\rangle$

反过来，从 $|0\rangle$ 出发，用升算符 a^\dagger 逐步操作

得到本征值逐次增加的一系列本征态 $a^\dagger |0\rangle$, $(a^\dagger)^2 |0\rangle$, $(a^\dagger)^3 |0\rangle$, ...

 对应的本征值分别为 1, 2, 3, ...

 综上，本征值 n 的取值是 **非负整数**，是 **量子化的**

 可以用 a^\dagger 和 $|0\rangle$ 将本征态 $|n\rangle$ 表示为 $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (a^\dagger)^n |0\rangle$

能量本征值

显而易见， $|n\rangle$ 也是 H 的**本征态**，

$$H|n\rangle = \omega \left(N + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = E_n |n\rangle$$

相应的**能量本征值**为

$$E_n = \omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

 基态 $|0\rangle$ 的能量本征值不是零，而是 $E_0 = \omega/2$ ，称为**零点能** (zero-point energy)，也称为**真空能**，这是**量子力学的特有结果**

能量本征值

显而易见， $|n\rangle$ 也是 H 的本征态，

$$H|n\rangle = \omega \left(N + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = E_n |n\rangle$$

相应的能量本征值为

$$E_n = \omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

基态 $|0\rangle$ 的能量本征值不是零，而是 $E_0 = \omega/2$ ，称为零点能 (zero-point energy)，也称为真空能，这是量子力学的特有结果

可以将 $|0\rangle$ 看作真空态，将 $n > 0$ 的 $|n\rangle$ 看作包含 n 个声子 (phonon) 的激发态，每个声子具有一份能量 ω

这样一来， n 表示声子的数目，故粒子数算符 N 描述声子数

a^\dagger 的作用是产生一个声子，从而增加一份能量

a 的作用是湮灭一个声子，从而减少一份能量

这是将 a^\dagger 和 a 称为产生算符和湮灭算符的原因

2.2 节 量子场论中的正则对易关系

在量子力学中，Schrödinger 绘景和 Heisenberg 绘景提供了两种等价的描述方法，它们之间由含时的幺正变换相互联系

 在 Schrödinger 绘景中，态矢 $|\Psi(t)\rangle^S$ 代表随时间演化的物理态，而 Hilbert 空间中的算符 O^S 不依赖于时间

如果系统的哈密顿量 H 不含时间，则 $|\Psi(t)\rangle^S$ 与 $t = 0$ 时刻态矢 $|\Psi(0)\rangle^S$ 通过幺正变换 e^{-iHt} 联系起来，

$$|\Psi(t)\rangle^S = e^{-iHt} |\Psi(0)\rangle^S$$



Erwin Schrödinger (1887–1961)

这里用到的**指数函数**对任意算符 A 定义为 $e^A \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A^n}{n!}$

于是 $i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle^S = i \frac{\partial e^{-iHt}}{\partial t} |\Psi(0)\rangle^S = H e^{-iHt} |\Psi(0)\rangle^S = H |\Psi(t)\rangle^S$

这就是 Schrödinger 方程，而 $|\Psi(t)\rangle^S = e^{-iHt} |\Psi(0)\rangle^S$ 其实是方程的解

Heisenberg 绘景

Heisenberg 绘景的态矢定义为 $|\Psi\rangle^H = e^{iHt} |\Psi(t)\rangle^S = |\Psi(0)\rangle^S$

它不随时间演化， $\frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle^H = 0$

而算符 $O^H(t)$ 依赖于时间，通过一个含时的相似变换与 O^S 联系起来， $O^H(t) = e^{iHt} O^S e^{-iHt}$

由于 $[H, H] = 0$ ，有 $e^{iHt} H e^{-iHt} = H e^{iHt} e^{-iHt} = H$



Werner Heisenberg
(1901–1976)

Heisenberg 绘景

Heisenberg 绘景的态矢定义为 $|\Psi\rangle^H = e^{iHt} |\Psi(t)\rangle^S = |\Psi(0)\rangle^S$

它不随时间演化， $\frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle^H = 0$

而算符 $O^H(t)$ 依赖于时间，通过一个含时的相似变换与 O^S 联系起来， $O^H(t) = e^{iHt} O^S e^{-iHt}$

由于 $[H, H] = 0$ ，有 $e^{iHt} H e^{-iHt} = H e^{iHt} e^{-iHt} = H$

 故哈密顿量 H 在这两种绘景中是相同的, $H^H = H^S = H$



Werner Heisenberg
(1901–1976)

$${}^H\langle \Psi | O^H(t) | \Psi \rangle^H = {}^H\langle \Psi | e^{iHt} O^S e^{-iHt} | \Psi \rangle^H = {}^S\langle \Psi(t) | O^S | \Psi(t) \rangle^S$$

表明，两种绘景中力学量在态上的期待值相同，因而两种绘景描述相同的物理

含时算符 $O^H(t)$ 满足 Heisenberg 运动方程

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} O^H(t) &= i \frac{\partial e^{iHt}}{\partial t} O^S e^{-iHt} + e^{iHt} O^S i \frac{\partial e^{-iHt}}{\partial t} = -H e^{iHt} O^S e^{-iHt} + e^{iHt} O^S e^{-iHt} H \\ &= -H O^H(t) + O^H(t) H = [O^H(t), H] \end{aligned}$$

等时对易关系

 上一节对简谐振子的量子化是在 Schrödinger 绘景中进行的，因为没有考虑坐标算符 x 和动量算符 p 的时间依赖性

将正则对易关系改记为 $[x^S, p^S] = i$, 它在 Heisenberg 绘景中的形式是

$$\begin{aligned} [x^H(t), p^H(t)] &= [e^{iHt} x^S e^{-iHt}, e^{iHt} p^S e^{-iHt}] = e^{iHt} x^S p^S e^{-iHt} - e^{iHt} p^S x^S e^{-iHt} \\ &\equiv e^{iHt} [x^S, p^S] e^{-iHt} \equiv e^{iHt} i e^{-iHt} = i \end{aligned}$$

由此可见，正则对易关系的形式不依赖于绘景

 上式是在同一时刻 t 成立的，称为**等时** (equal time) **对易关系**

等时对易关系

⌚ 上一节对简谐振子的量子化是在 Schrödinger 绘景中进行的，因为没有考虑坐标算符 x 和动量算符 p 的时间依赖性

将正则对易关系改记为 $[x^S, p^S] = i$ ，它在 Heisenberg 绘景中的形式是

$$\begin{aligned} [x^H(t), p^H(t)] &= [\mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} x^S \mathrm{e}^{-\mathrm{i} H t}, \mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} p^S \mathrm{e}^{-\mathrm{i} H t}] = \mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} x^S p^S \mathrm{e}^{-\mathrm{i} H t} - \mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} p^S x^S \mathrm{e}^{-\mathrm{i} H t} \\ &= \mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} [x^S, p^S] \mathrm{e}^{-\mathrm{i} H t} = \mathrm{e}^{\mathrm{i} H t} \mathrm{i} e^{-\mathrm{i} H t} = \mathrm{i} \end{aligned}$$

由此可见，正则对易关系的形式不依赖于绘景

 上式是在同一时刻 t 成立的，称为**等时** (equal time) **对易关系**

接下来的讨论在 Heisenberg 绘景中进行，省略绘景的标志性上标 H

将讨论推广到具有 n 个自由度的系统，记 $q_i(t)$ 为系统在 Heisenberg 绘景中的广义坐标算符， $p_i(t)$ 为相应的广义动量算符，它们是系统的正则变量

 由于不同自由度不应该相互影响，这些算符需要满足的等时对易关系为

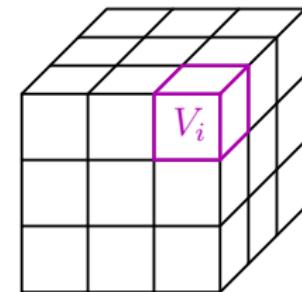
$$[q_i(t), p_j(t)] = i\delta_{ij}, \quad [q_i(t), q_j(t)] = 0, \quad [p_i(t), p_j(t)] = 0$$

空间离散化

Ω 1.1 节提到，在量子场论中，为了平等地处理时间和空间，空间坐标 x 应该与时间坐标 t 一样作为量子场算符 $\Phi(x, t)$ 的参数

✿ 场论讨论的是具有无穷多个连续自由度的系统，每一个空间点 x 上的 $\Phi(x, t)$ 都是一个广义坐标

为了从有限个分立自由度过渡到无穷多个连续自由度，我们先将整个空间离散化，划分成无穷多个小体积元 V_i ，再取 $V_i \rightarrow 0$ 的极限来得到连续空间的结果



空间离散化

Ω 1.1 节提到，在量子场论中，为了平等地处理时间和空间，空间坐标 x 应该与时间坐标 t 一样作为量子场算符 $\Phi(x, t)$ 的参数

✿ 场论讨论的是具有无穷多个连续自由度的系统，每一个空间点 x 上的 $\Phi(x, t)$ 都是一个广义坐标

为了从有限个分立自由度过渡到无穷多个连续自由度，我们先将整个空间离散化，划分成无穷多个小体积元 V_i ，再取 $V_i \rightarrow 0$ 的极限来得到连续空间的结果

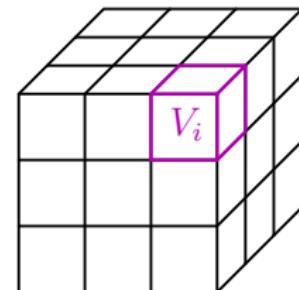
在体积元 V_i 中，定义相应的广义坐标

$$\Phi_i(t) \equiv \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3x \Phi(\mathbf{x}, t)$$

这是场 $\Phi(x, t)$ 在 V_i 中的平均值

记 $\partial_\mu \Phi$ 和拉格朗日量密度 $\mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)$ 在 V_i 中的平均值为

$$\partial_\mu \Phi_i \equiv \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3x \partial_\mu \Phi, \quad \mathcal{L}_i \equiv \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3x \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)$$



离散化的等时对易关系

 当 V_i 足够小时， \mathcal{L}_i 成为 Φ_i 和 $\partial_\mu \Phi_i$ 的函数 $\mathcal{L}_i(\Phi_i, \partial_\mu \Phi_i)$ ，拉格朗日量表达为

$$L(t) = \int d^3x \mathcal{L} = \sum_i \int_{V_i} d^3x \mathcal{L} = \sum_i V_i \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3x \mathcal{L} = \sum_i V_i \mathcal{L}_i(\Phi_i, \partial_\mu \Phi_i)$$

 依照定义，在体积元 V_i 中与广义坐标 $\Phi_i(t)$ 相对应的广义动量是

$$\Pi_i(t) = \frac{\partial L}{\partial(\partial_0 \Phi_i)} = \sum_j V_j \frac{\partial \mathcal{L}_j}{\partial(\partial_0 \Phi_i)} = \sum_j V_j \delta_{ji} \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial(\partial_0 \Phi_i)} = V_i \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial(\partial_0 \Phi_i)}$$

离散化后的等时对易关系

 当 V_i 足够小时， \mathcal{L}_i 成为 Φ_i 和 $\partial_\mu \Phi_i$ 的函数 $\mathcal{L}_i(\Phi_i, \partial_\mu \Phi_i)$ ，拉格朗日量表达为

$$L(t) = \int d^3x \mathcal{L} = \sum_i \int_{V_i} d^3x \mathcal{L} = \sum_i V_i \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3x \mathcal{L} = \sum_i V_i \mathcal{L}_i(\Phi_i, \partial_\mu \Phi_i)$$

依照定义，在体积元 V_i 中与广义坐标 $\Phi_i(t)$ 相对应的广义动量是

$$\Pi_i(t) = \frac{\partial L}{\partial(\partial_0\Phi_i)} = \sum_j V_j \frac{\partial \mathcal{L}_j}{\partial(\partial_0\Phi_i)} = \sum_j V_j \delta_{ji} \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial(\partial_0\Phi_i)} = V_i \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial(\partial_0\Phi_i)}$$

相应的等时对易关系为

$$[\Phi_i(t), \Pi_j(t)] = i\delta_{ij}, \quad [\Phi_i(t), \Phi_j(t)] = 0, \quad [\Pi_i(t), \Pi_j(t)] = 0$$

⌚ 引入 $\pi_i(t) \equiv \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial (\partial_0 \Phi_i)} = \frac{\Pi_i(t)}{V_i}$ ，则第一、三条等时对易关系可用 $\pi_i(t)$ 表达为

$$[\Phi_i(t), \pi_j(t)] = i \frac{\delta_{ij}}{V_j}, \quad [\pi_i(t), \pi_j(t)] = 0$$

δ 函数

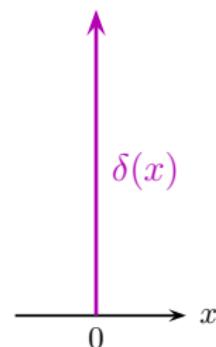
从离散到连续，Kronecker 符号 δ_{ij} 将变成 δ 函数

 **Dirac δ 函数**定义为 $\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0, \\ 0, & x \neq 0, \end{cases}$ 而且满足 $\int_{-\infty}^{+\infty} dx \delta(x) = 1$

从而，对于任意连续函数 $f(x)$ ，有 $f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dy f(y) \delta(x - y)$

 $\delta(x)$ 是偶函数， $\delta(x) = \delta(-x)$ ，满足 $\int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{\pm ipx} = 2\pi \delta(p)$ 和

$$f(x)\delta(x-y) = f(y)\delta(x-y), \quad x\delta(x) = 0$$



δ 函数

从离散到连续，Kronecker 符号 δ_{ij} 将变成 δ 函数

 **Dirac δ 函数**定义为 $\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0, \\ 0, & x \neq 0, \end{cases}$ 而且满足 $\int_{-\infty}^{+\infty} dx \delta(x) = 1$

从而，对于任意连续函数 $f(x)$ ，有 $f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dy f(y)\delta(x-y)$

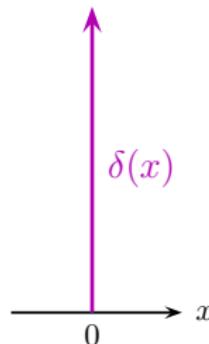
 $\delta(x)$ 是偶函数, $\delta(x) = \delta(-x)$, 满足 $\int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{\pm ipx} = 2\pi \delta(p)$ 和

$$f(x)\delta(x-y) = f(y)\delta(x-y), \quad x\delta(x) = 0$$

♠ 这里约定，函数 $f(x)$ 的 Fourier 变换为 $\tilde{f}(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-ipx} f(x)$

心脏病 Fourier 逆变换 $f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp}{2\pi} e^{ipx} \tilde{f}(p)$, $2\pi \delta(p)$ 是 $f(x) = 1$ 的 Fourier 变换

 若方程 $f(x) = 0$ 具有若干个分立的单根 x_i ，则 $\delta[f(x)] = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|}$



三维 δ 函数

用 3 个一维 δ 函数之积定义**三维 δ 函数** $\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \delta(x^1)\delta(x^2)\delta(x^3)$

那么函数 $\delta^{(3)}(\mathbf{x})$ 只在 $\mathbf{x} = \mathbf{0}$ 处非零，且 $\delta^{(3)}(\mathbf{0}) = +\infty$ ， $\int d^3x \delta^{(3)}(\mathbf{x}) = 1$

对于**任意连续函数** $f(\mathbf{x})$ ，有 $f(\mathbf{x}) = \int d^3y f(\mathbf{y})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ ，以及

$$f(\mathbf{x})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = f(\mathbf{y})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad \mathbf{x}\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}$$

 $\delta^{(3)}(\mathbf{x})$ 是 \mathbf{x} 的偶函数， $\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \delta^{(3)}(-\mathbf{x})$ ，满足 $\int d^3x e^{\pm i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p})$



Joseph Fourier
(1768–1830)



Paul Dirac
(1902–1984)

三维 δ 函数

用 3 个一维 δ 函数之积定义**三维 δ 函数** $\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \delta(x^1)\delta(x^2)\delta(x^3)$

那么函数 $\delta^{(3)}(\mathbf{x})$ 只在 $\mathbf{x} = \mathbf{0}$ 处非零，且 $\delta^{(3)}(\mathbf{0}) = +\infty$ ， $\int d^3x \delta^{(3)}(\mathbf{x}) = 1$

对于**任意连续函数** $f(\mathbf{x})$ ，有 $f(\mathbf{x}) = \int d^3y f(\mathbf{y})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ ，以及

$$f(\mathbf{x})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = f(\mathbf{y})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad \mathbf{x}\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}$$

 $\delta^{(3)}(\mathbf{x})$ 是 \mathbf{x} 的偶函数， $\delta^{(3)}(\mathbf{x}) = \delta^{(3)}(-\mathbf{x})$ ，满足 $\int d^3x e^{\pm i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} = (2\pi)^3\delta^{(3)}(\mathbf{p})$

 在三维空间中，函数 $f(\mathbf{x})$ 的 **Fourier 变换**是

$$\tilde{f}(\mathbf{p}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} f(\mathbf{x})$$

 **Fourier 逆变换**是 $f(\mathbf{x}) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} \tilde{f}(\mathbf{p})$

 $(2\pi)^3\delta^{(3)}(\mathbf{p})$ 是 $f(\mathbf{x}) = 1$ 的 Fourier 变换



Joseph Fourier
(1768–1830)



Paul Dirac
(1902–1984)

量子场论中的正则对易关系

$f(\mathbf{x})$ 在 V_i 上的平均值 $f_i = \sum_j f_j \delta_{ij} = \sum_j V_j f_j \frac{\delta_{ij}}{V_j}$

$f(\mathbf{x}) = \int d^3y f(\mathbf{y}) \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ 是上式的 $V_i \rightarrow 0$ 极限形式

也就是说，在连续极限下， $\frac{\delta_{ij}}{V_j} \rightarrow \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$

$\Phi_i(t) \rightarrow \Phi(\mathbf{x}, t)$, $\partial_\mu \Phi_i \rightarrow \partial_\mu \Phi(\mathbf{x}, t)$, $\mathcal{L}_i \rightarrow \mathcal{L}(\mathbf{x}, t)$

$\pi_i(t) = \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial (\partial_0 \Phi_i)} \rightarrow \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 \Phi)} = \pi(\mathbf{x}, t)$ (共轭动量密度)

因此，等时对易关系化为

$$[\Phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\Phi(\mathbf{x}, t), \Phi(\mathbf{y}, t)] = 0, \quad [\pi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = 0$$

量子场论中的正则对易关系

$f(\mathbf{x})$ 在 V_i 上的平均值 $f_i = \sum_j f_j \delta_{ij} = \sum_j V_j f_j \frac{\delta_{ij}}{V_j}$

$f(\mathbf{x}) = \int d^3y f(\mathbf{y}) \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ 是上式的 $V_i \rightarrow 0$ 极限形式

也就是说，在连续极限下， $\frac{\delta_{ij}}{V_j} \rightarrow \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$

$\Phi_i(t) \rightarrow \Phi(\mathbf{x}, t)$, $\partial_\mu \Phi_i \rightarrow \partial_\mu \Phi(\mathbf{x}, t)$, $\mathcal{L}_i \rightarrow \mathcal{L}(\mathbf{x}, t)$

$\pi_i(t) = \frac{\partial \mathcal{L}_i}{\partial (\partial_0 \Phi_i)} \rightarrow \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 \Phi)} = \pi(\mathbf{x}, t)$ (共轭动量密度)

因此，等时对易关系化为

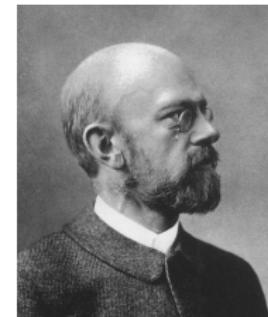
$$[\Phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\Phi(\mathbf{x}, t), \Phi(\mathbf{y}, t)] = 0, \quad [\pi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = 0$$

推广到包含若干个场 Φ_a 的系统，假设不同的场不会相互影响，则

$$[\Phi_a(\mathbf{x}, t), \pi_b(\mathbf{y}, t)] = i\delta_{ab}\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\Phi_a(\mathbf{x}, t), \Phi_b(\mathbf{y}, t)] = 0, \quad [\pi_a(\mathbf{x}, t), \pi_b(\mathbf{y}, t)] = 0$$

这就是量子场论中的正则对易关系

此时，系统的正则变量 $\Phi_a(\mathbf{x}, t)$ 和 $\pi_a(\mathbf{x}, t)$ 都是 Hilbert 空间中的算符



David Hilbert
(1862–1943)

2.3 节 实标量场的正则量子化

 如果场 $\phi(x)$ 是 Lorentz 标量，就称它为标量场

 在固有保时向 Lorentz 变换下，若时空坐标的变换为 $x' = \Lambda x$

则标量场 $\phi(x)$ 的变换形式是

$$\phi'(x') = \phi(x)$$

本节讨论实标量场 $\phi(x)$ ，它满足自共轭 (self-conjugate) 条件

$$\phi^\dagger(x) = \phi(x)$$

量子化之后， $\phi(x)$ 是一个厄米算符

2.3 节 实标量场的正则量子化

 如果场 $\phi(x)$ 是 Lorentz 标量，就称它为标量场

在固有保时向 Lorentz 变换下，若时空坐标的变换为 $x' = \Lambda x$

则标量场 $\phi(x)$ 的变换形式是

$$\phi'(x') = \phi(x)$$

本节讨论实标量场 $\phi(x)$ ，它满足自共轭 (self-conjugate) 条件

$$\phi^\dagger(x) = \phi(x)$$

量子化之后， $\phi(x)$ 是一个**厄米算符**

假设 $\phi(x)$ 是不参与相互作用的自由实标量场，相应的 Lorentz 不变拉氏量是

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}\textcolor{brown}{m}^2\phi^2$$

其中 $m > 0$ 是实标量场的**质量**，第一项是动能项，第二项是质量项

Klein-Gordon 方程

注意到 $\frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)\partial_\mu\phi = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}(\partial_\mu\phi)\partial_\nu\phi = \frac{1}{2}[(\partial_0\phi)^2 - (\partial_1\phi)^2 - (\partial_2\phi)^2 - (\partial_3\phi)^2]$

有 $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0\phi)} = \partial_0\phi = \partial^0\phi$, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_i\phi)} = -\partial_i\phi = \partial^i\phi$

 归纳起来得 $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} = \partial^\mu \phi$, $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = -m^2 \phi$

因此，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

$$0 = \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = \partial_\mu \partial^\mu \phi + m^2 \phi$$

也就是说， $\phi(x)$ 满足 Klein-Gordon 方程

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

Oskar Benjamin Klein
(1894–1977)



 这是实标量场的经典运动方程

等时对易关系



实标量场 $\phi(x)$ 对应的共轭动量密度是

$$\pi(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0\phi)} = \partial_0\phi(x)$$



即 $\pi(x)$ 是 $\phi(x)$ 的时间导数，由自共轭条件 $\phi^\dagger(x) = \phi(x)$ 得 $\pi^\dagger(x) = \pi(x)$



如果在拉氏量 $\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$ 的动能项中不引入 $1/2$ 因子，就会得到

$\pi(x) = 2\partial_0\phi(x)$, 则共轭动量密度没有得到正则归一化 (canonical normalization)



质量项也必须引入 $1/2$ 因子，否则不会得到 Klein-Gordon 方程

等时对易关系

实标量场 $\phi(x)$ 对应的共轭动量密度是

$$\pi(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0\phi)} = \partial_0\phi(x)$$

 即 $\pi(x)$ 是 $\phi(x)$ 的时间导数，由自共轭条件 $\phi^\dagger(x) = \phi(x)$ 得 $\pi^\dagger(x) = \pi(x)$

如果在拉氏量 $\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$ 的动能项中不引入 $1/2$ 因子，就会得到

$\pi(x) = 2\partial_0\phi(x)$ ，则共轭动量密度没有得到正则归一化 (canonical normalization)

 质量项也必须引入 $1/2$ 因子，否则不会得到 Klein-Gordon 方程

现在，把正则变量 $\phi(x)$ 和 $\pi(x)$ 看作 Hilbert 空间中的算符

 要求它们满足**等时对易关系**

$$[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\phi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] = 0, \quad [\pi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = 0$$

 这种做法称为正则量子化

2.3.1 小节 平面波展开

 在量子力学中，无界空间中单粒子波函数 Ψ 的平面波解 (plane-wave solution) 为

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = \exp(-iEt + i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$$

 有 $i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E \exp(-iEt + i \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) = E\Psi$, $-i\nabla\Psi = \mathbf{p} \exp(-iEt + i \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) = \mathbf{p}\Psi$

 可见, $\hat{E} = i \frac{\partial}{\partial t}$ 是能量微分算符, $\hat{p} = -i\nabla$ 是动量微分算符

组合起来，四维动量微分算符是 $\hat{p}^\mu = i \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right) = i \partial^\mu$

2.3.1 小节 平面波展开

 在量子力学中，无界空间中单粒子波函数 Ψ 的平面波解 (plane-wave solution) 为

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = \exp(-iEt + i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$$

 有 $i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E \exp(-iEt + i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) = E\Psi$ ， $-i\nabla\Psi = \mathbf{p} \exp(-iEt + i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) = \mathbf{p}\Psi$

 可见， $\hat{E} = i \frac{\partial}{\partial t}$ 是能量微分算符， $\hat{\mathbf{p}} = -i\nabla$ 是动量微分算符

 组合起来，四维动量微分算符是 $\hat{p}^\mu = i \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right) = i\partial^\mu$

 将平面波解改写成 $\Psi(x) = \exp(-ip \cdot x)$ ，其中 $p^\mu = (E, \mathbf{p})$ ， $x^\mu = (t, \mathbf{x})$ ，则

$$i\partial^\mu \Psi = i\partial^\mu e^{-ip \cdot x} = p^\mu e^{-ip \cdot x} = p^\mu \Psi$$

 因此， p^μ 是四维动量微分算符 $\hat{p}^\mu = i\partial^\mu$ 的本征值

 平面波解 $\Psi(x) = \exp(-ip \cdot x)$ 描述四维动量为 p^μ 的粒子

正能角和负能解

现在讨论量子场论的情况，在无界空间中，设实标量场 $\phi(x)$ 满足的 Klein-Gordon 方程具有平面波解 $\varphi(x) = \exp(-ik \cdot x)$

则 $\partial^2 \varphi = \partial^\mu \partial_\mu \varphi = \partial^\mu (-ik_\mu \varphi) = (-i)^2 k_\mu k^\mu \varphi = -k^2 \varphi$

从而, Klein-Gordon 方程化为

$$0 = (\partial^2 + m^2)\varphi = -(\textcolor{blue}{k}^2 - m^2)\varphi = -[(\textcolor{blue}{k}^0)^2 - |\mathbf{k}|^2 - m^2]\varphi$$

这就要求 $(k^0)^2 = |\mathbf{k}|^2 + m^2$ ，即 $k^0 = \pm E_{\mathbf{k}}$ ，其中 $E_{\mathbf{k}} \equiv \sqrt{|\mathbf{k}|^2 + m^2} > 0$

正能角和负能解

现在讨论量子场论的情况，在无界空间中，设实标量场 $\phi(x)$ 满足的 Klein-Gordon 方程具有平面波解 $\varphi(x) = \exp(-ik \cdot x)$

则 $\partial^2 \varphi = \partial^\mu \partial_\mu \varphi = \partial^\mu (-ik_\mu \varphi) = (-i)^2 k_\mu k^\mu \varphi = -k^2 \varphi$

从而, Klein-Gordon 方程化为

$$0 = (\partial^2 + m^2)\varphi = -(\textcolor{blue}{k}^2 - m^2)\varphi = -[(\textcolor{blue}{k}^0)^2 - |\mathbf{k}|^2 - m^2]\varphi$$

这就要求 $(k^0)^2 = |\mathbf{k}|^2 + m^2$ ，即 $k^0 = \pm E_{\mathbf{k}}$ ，其中 $E_{\mathbf{k}} \equiv \sqrt{|\mathbf{k}|^2 + m^2} > 0$

因此，对于固定的 k ，有两个线性独立的平面波解

 $k^0 = E_k$ 对应于正能解

$$\varphi_{\mathbf{k}}^{(+)}(x) = \exp[-i(k^0 x^0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})] = \exp[-i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})]$$

 $k^0 = -E_k$ 对应于负能解

$$\varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(x) = \exp[-i(k^0 x^0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})] = \exp[i(E_{\mathbf{k}} t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})]$$

一般解

从而，满足 Klein-Gordon 方程的场算符 $\phi(x, t)$ 的一般解可写成如下形式，

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{x}, t) &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}^{(+)}(x) + \tilde{a}_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(x) \right] \\ &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{\mathbf{k}} e^{i(E_{\mathbf{k}}t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]\end{aligned}$$

其中 a_k 和 \tilde{a}_k 是两个只依赖于 k 的算符， $1/\sqrt{2E_k}$ 是归一化因子

这是一个 Fourier 展开式，把 $\phi(x, t)$ 展开成三维动量空间中的无穷多个动量模式

一般解

从而，满足 **Klein-Gordon 方程** 的场算符 $\phi(x, t)$ 的一般解可写成如下形式，

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{x}, t) &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}^{(+)}(x) + \tilde{a}_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(x) \right] \\ &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{\mathbf{k}} e^{i(E_{\mathbf{k}}t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]\end{aligned}$$

其中 a_k 和 \tilde{a}_k 是两个只依赖于 k 的算符， $1/\sqrt{2E_k}$ 是归一化因子

这是一个 Fourier 展开式，把 $\phi(x, t)$ 展开成三维动量空间中的无穷多个动量模式

取上式的厄米共轭，得

$$\begin{aligned}\phi^\dagger(\mathbf{x}, t) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \left[a_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-i(E_k t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right] \\ &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{-\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_k t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{-\mathbf{k}}^\dagger e^{-i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]\end{aligned}$$

 第二步利用了如下性质：对整个三维动量空间进行积分时，将被积函数中的 \mathbf{k} 替换成 $-\mathbf{k}$ 不会改变积分的结果，而 $E_{-\mathbf{k}} = E_{\mathbf{k}}$

自共轭条件



观察

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{\mathbf{k}} e^{i(E_k t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]$$

$$\phi^\dagger(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[\tilde{a}_{-\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_{\mathbf{k}}t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{-\mathbf{k}}^\dagger e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]$$



可知，自共轭条件 $\phi^\dagger(\mathbf{x}, t) = \phi(\mathbf{x}, t)$ 意味着 $\tilde{a}_{\mathbf{k}} = a_{-\mathbf{k}}^\dagger$



注意，由 $\tilde{a}_k = a_{-k}^\dagger$ 可以推出 $\tilde{a}_k^\dagger = a_{-k}$ 和 $\tilde{a}_{-k}^\dagger = a_k$ ，因而

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{x}, t) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + a_{-\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_{\mathbf{k}}t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right] \\ &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + a_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right].\end{aligned}$$



第二步对方括号中第二项作变量替换 $k \rightarrow -k$

平面波展开式

 对于

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{x})} + a_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{x})} \right]$$

 把动量记号 \mathbf{k} 替换成 \mathbf{p} ，将 $\phi(\mathbf{x}, t)$ 的平面波展开式整理成

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$

其中 $p \cdot x = p^0 t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}$, 且 $p^0 > 0$, 满足质壳条件 $p^0 = E_p \equiv \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}$

 a_p 是湮灭算符，对应于正能解 $e^{-ip \cdot x}$

 a_p^\dagger 是产生算符, 对应于负能解 $e^{ip \cdot x}$

 共轭动量密度算符的平面波展开式为

$$\pi(\mathbf{x}, t) = \partial_0 \phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} - a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$

2.3.2 小节 产生湮灭算符的对易关系

 在三维空间中对 $\phi(\mathbf{x}, t)$ 作 Fourier 变换，有

$$\int d^3x e^{iq \cdot x} \phi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x \left[a_p e^{-i(p-q) \cdot x} + a_p^\dagger e^{i(p+q) \cdot x} \right]$$

 这里比 Fourier 变换公式 $\tilde{f}(\mathbf{q}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} f(\mathbf{x})$ 多乘了一个 $e^{iq^0 t}$ 因子，使指数因子变成 $e^{iq^0 t} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} = e^{iq \cdot x}$ 。利用

$$\int d^3x e^{\pm i(p-q) \cdot x} = \int d^3x e^{\pm i(p^0 - q^0)t} e^{\mp i(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} = (2\pi)^3 e^{\pm i(p^0 - q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$$

$$\int d^3x e^{\pm i(p+q) \cdot x} = (2\pi)^3 e^{\pm i(p^0 + q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})$$

得 $\int d^3x e^{iq \cdot x} \phi(x) = \int \frac{d^3p}{\sqrt{2E_p}} \left[a_p e^{-i(p^0 - q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) + a_p^\dagger e^{i(p^0 + q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \right]$

$$= \frac{1}{\sqrt{2E_q}} \left(a_q + a_{-q}^\dagger e^{2iq^0 t} \right)$$

 在第一步中， $p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}$ ， $q^0 = \sqrt{|\mathbf{q}|^2 + m^2}$ ，两个三维 δ 函数分别要求 $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ 和 $\mathbf{p} = -\mathbf{q}$ ，都导致 $p^0 = q^0$ ，对 d^3p 积分即得第二步结果

产生湮灭算符的表达式

类似地， $\pi(x, t)$ 的 Fourier 变换为

$$\begin{aligned} \int d^3x e^{iq \cdot x} \pi(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x \left[a_p e^{-i(p-q) \cdot x} - a_p^\dagger e^{i(p+q) \cdot x} \right] \\ &= \int d^3p \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left[a_p e^{-i(p^0 - q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - a_p^\dagger e^{i(p^0 + q^0)t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \right] \\ &= \frac{-iq_0}{\sqrt{2E_q}} \left(a_q - a_{-q}^\dagger e^{2iq^0 t} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{从而 } \int d^3x e^{iq \cdot x} [\pi(x) - iq_0 \phi(x)] &= \int d^3x e^{iq \cdot x} \pi(x) - iq_0 \int d^3x e^{iq \cdot x} \phi(x) \\ &= \frac{-2iq_0}{\sqrt{2E_q}} a_q = -i\sqrt{2E_q} a_q \end{aligned}$$

即

$$a_p = \frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{ip \cdot x} [\pi(x) - ip_0 \phi(x)]$$

 取厄米共轭，并使用自共轭条件 $\phi^\dagger = \phi$ 和 $\pi^\dagger = \pi$ ，得

$$a_p^\dagger = \frac{-i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{-ip \cdot x} [\pi(x) + i p_0 \phi(x)]$$

产生算符与湮灭算符的对易关系

令 $x^0 = y^0 = t$ ，利用等时对易关系推出

$$\begin{aligned}
[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] &= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y [e^{ip \cdot x} \{\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0 \phi(\mathbf{x}, t)\}, e^{-iq \cdot y} \{\pi(\mathbf{y}, t) + iq_0 \phi(\mathbf{y}, t)\}] \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p \cdot x - q \cdot y)} [\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0 \phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t) + iq_0 \phi(\mathbf{y}, t)] \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 - q^0)t} e^{-i(p \cdot x - q \cdot y)} \{iq_0[\pi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] - ip_0[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)]\} \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 - q^0)t} e^{-i(p \cdot x - q \cdot y)} [-i(p_0 + q_0)i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})] \\
&= \frac{E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}})t} \int d^3x e^{-i(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} = \frac{E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}})t} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})
\end{aligned}$$

产生算符与湮灭算符的对易关系

令 $x^0 = y^0 = t$ ，利用等时对易关系推出

$$\begin{aligned}
[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] &= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y [e^{ip \cdot x} \{\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0 \phi(\mathbf{x}, t)\}, e^{-iq \cdot y} \{\pi(\mathbf{y}, t) + iq_0 \phi(\mathbf{y}, t)\}] \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p \cdot x - q \cdot y)} [\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0 \phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t) + iq_0 \phi(\mathbf{y}, t)] \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 - q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} \{iq_0[\pi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] - ip_0[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)]\} \\
&= \frac{1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 - q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} [-i(p_0 + q_0)i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})] \\
&= \frac{E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}})t} \int d^3x e^{-i(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} = \frac{E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}})t} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})
\end{aligned}$$

 根据 δ 函数的性质 $f(\mathbf{x})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = f(\mathbf{y})\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y})$, 有

$$\frac{E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{q}})t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) = \frac{E_{\mathbf{q}} + E_{\mathbf{q}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{q}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{q}})t} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) = \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$$

故

$$[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$$

两个产生算符的对易关系

 类似地，

$$\begin{aligned}
& [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}] \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p \cdot x + q \cdot y)} [\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t) - iq_0\phi(\mathbf{y}, t)] \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 + q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} \{-iq_0[\pi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] - ip_0[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)]\} \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x \textcolor{blue}{d^3y} e^{i(p^0 + q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} (p_0 - q_0) \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \\
&= \frac{E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}})t} \int d^3x e^{-i(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} = \frac{E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}})t} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})
\end{aligned}$$

两个产生算符的对易关系

 类似地，

$$\begin{aligned}
& [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}] \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p \cdot x + q \cdot y)} [\pi(\mathbf{x}, t) - ip_0\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t) - iq_0\phi(\mathbf{y}, t)] \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 + q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} \{-iq_0[\pi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] - ip_0[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)]\} \\
&= \frac{-1}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} \int d^3x d^3y e^{i(p^0 + q^0)t} e^{-i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{y})} (p_0 - q_0) \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \\
&= \frac{E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}})t} \int d^3x e^{-i(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} = \frac{E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}}}{\sqrt{4E_{\mathbf{p}}E_{\mathbf{q}}}} e^{i(E_{\mathbf{p}} + E_{\mathbf{q}})t} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})
\end{aligned}$$

$\delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})$ 只在 $\mathbf{p} = -\mathbf{q}$ 处非零，取值 $+\infty$ ，而 $E_q - E_p$ 在 $\mathbf{p} = -\mathbf{q}$ 处取值为零

由于 $\delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})$ 在 $\mathbf{p} = -\mathbf{q}$ 处奇性比较弱，有

$$(E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{p}})\delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q}) = 0$$

故

$$[a_p, a_q] = 0$$

产生湮灭算符的对易关系

此外，

$$[a_p^\dagger, a_q^\dagger] = a_p^\dagger a_q^\dagger - a_q^\dagger a_p^\dagger = (a_q a_p - a_p a_q)^\dagger = [a_q, a_p]^\dagger = 0$$

因此，可以直接改变两个湮灭算符或产生算符的乘积次序，即

$$a_p a_q = a_q a_p, \quad a_p^\dagger a_q^\dagger = a_q^\dagger a_p^\dagger$$

综上，产生湮灭算符满足对易关系

$$[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}), \quad [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}] = [a_{\mathbf{p}}^\dagger, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = 0$$

 这是简谐振子对易关系 $[a, a^\dagger] = 1$ 和 $[a, a] = [a^\dagger, a^\dagger] = 0$ 在量子场论中的推广

2.3.3 小节 哈密顿量和总动量



实标量场的哈密顿量密度为

$$\mathcal{H} = \pi \partial_0 \phi - \mathcal{L} = (\partial_0 \phi)^2 - \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi) \partial_\mu \phi + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 = \frac{1}{2} [(\partial_0 \phi)^2 + (\nabla \phi)^2 + m^2 \phi^2]$$



对全空间积分，就得到哈密顿量算符

$$\begin{aligned}
H &= \int d^3x \mathcal{H} = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi^2 + (\nabla\phi)^2 + m^2\phi^2] \\
&= \frac{1}{2} \int \frac{d^3x d^3p d^3q}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_q}} \left\{ [(-ip_0)(-iq_0) + (\mathbf{ip}) \cdot (\mathbf{iq})] \right. \\
&\quad \times \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} - a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right) \left(a_{\mathbf{q}} e^{-iq \cdot x} - a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{iq \cdot x} \right) \\
&\quad \left. + m^2 \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right) \left(a_{\mathbf{q}} e^{-iq \cdot x} + a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{iq \cdot x} \right) \right\} \\
&= \frac{1}{2} \int \frac{d^3x d^3p d^3q}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_q}} \left\{ (p_0 q_0 + \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} + m^2) \left[a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{-i(p-q) \cdot x} + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{q}} e^{i(p-q) \cdot x} \right] \right. \\
&\quad \left. + (-p_0 q_0 - \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} + m^2) \left[a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{-i(p+q) \cdot x} + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{i(p+q) \cdot x} \right] \right\}
\end{aligned}$$

哈密顿量表达式

$$\begin{aligned}
H &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p d^3 q}{(2\pi)^3 \sqrt{4E_p E_q}} \\
&\quad \times \left\{ \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})(p_0 q_0 + \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} + m^2) \left[a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{-i(p_0 - q_0)t} + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{q}} e^{i(p_0 - q_0)t} \right] \right. \\
&\quad \left. + \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q})(-p_0 q_0 - \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} + m^2) \left[a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}} e^{-i(p_0 + q_0)t} + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{i(p_0 + q_0)t} \right] \right\} \\
&= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E_p} \left[(E_p^2 + |\mathbf{p}|^2 + m^2) \left(a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} \right) \right. \\
&\quad \left. + (-E_p^2 + |\mathbf{p}|^2 + m^2) \left(a_{\mathbf{p}} a_{-\mathbf{p}} e^{-2iE_p t} + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{-\mathbf{p}}^\dagger e^{2iE_p t} \right) \right]
\end{aligned}$$

 根据质壳条件 $E_p^2 = |\mathbf{p}|^2 + m^2$ ，第二步方括号中第二项没有贡献，从而

$$H = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{p}} \left(a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger + a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{p}} \left[2a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}) \right]$$

$$= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{E_{\mathbf{p}}}{2}$$

第二步用到产生湮灭算符的对易关系 $[a_p, a_q^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$

哈密顿量的正定性

 **自由实标量场的哈密顿量** $H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p a_p^\dagger a_p + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{E_p}{2}$ 可看

作一维简谐振子哈密顿量 $H = \omega a^\dagger a + \frac{\omega}{2}$ 向无穷多自由度的推广

 **半正定算符** $N_p \equiv a_p^\dagger a_p$ 是三维动量空间中动量为 p 处的**粒子数密度算符**

 每个粒子的能量是 E_p , H 的第一项是所有动量模式所有粒子贡献的能量之和

哈密顿量的正定性

自由实标量场的哈密顿量 $H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p a_p^\dagger a_p + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{E_p}{2}$ 可看

作一维简谐振子哈密顿量 $H = \omega a^\dagger a + \frac{\omega}{2}$ 向**无穷多自由度**的推广

半正定算符 $N_p \equiv a_p^\dagger a_p$ 是三维动量空间中动量为 p 处的**粒子数密度算符**

每个粒子的能量是 E_p , H 的**第一项**是**所有动量模式所有粒子**贡献的**能量之和**

由 $\int d^3 x e^{\pm i \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}} = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p})$ 得 $(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) = \int d^3 x = \tilde{V}$

\tilde{V} 是进行积分的**空间体积**, 对于全空间而言是**无穷大的**

H 的**第二项**是一个**正无穷大 c 数** (c-number, 即经典的数, 不是算符), 是**真空的零点能**, 是**所有动量模式在全空间**贡献的零点能之和

哈密顿量的正定性

自由实标量场的哈密顿量 $H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p a_p^\dagger a_p + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{E_p}{2}$ 可看

作一维简谐振子哈密顿量 $H = \omega a^\dagger a + \frac{\omega}{2}$ 向**无穷多自由度**的推广

半正定算符 $N_p \equiv a_p^\dagger a_p$ 是三维动量空间中动量为 p 处的**粒子数密度算符**

每个粒子的能量是 E_p , H 的**第一项**是**所有动量模式所有粒子**贡献的**能量之和**

由 $\int d^3 x e^{\pm i \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}} = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p})$ 得 $(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) = \int d^3 x = \tilde{V}$

\tilde{V} 是进行积分的**空间体积**, 对于全空间而言是**无穷大的**

H 的**第二项**是一个**正无穷大 c 数** (c-number, 即经典的数, 不是算符), 是**真空的零点能**, 是**所有动量模式在全空间**贡献的零点能之和

一维简谐振子的零点能为 $E_0 = \omega/2$, 这是**自由度为 1**时的结果

推广到**无穷多自由度**自然会得到**正无穷大的零点能**

如果不讨论引力现象, 零点能通常并不重要, 因为实验上只能测量两个能量之差

经过正则量子化之后, 实标量场的哈密顿量 H 是**正定算符**, **不存在负能量困难**

哈密顿量本征态

哈密顿量 H 与产生算符和湮灭算符的对易子分别为

$$\begin{aligned} [H, a_{\mathbf{p}}^\dagger] &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{q}}[a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{q}}, a_{\mathbf{p}}^\dagger] = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}}^\dagger [a_{\mathbf{q}}, a_{\mathbf{p}}^\dagger] \\ &= \int d^3q E_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}}^\dagger \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = E_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger \end{aligned}$$

$$[H, a_{\mathbf{p}}] = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_{\mathbf{q}} [a_{\mathbf{q}}^\dagger, a_{\mathbf{p}}] a_{\mathbf{q}} = - \int d^3q E_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}} \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = -E_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}$$

哈密顿量本征态

 哈密顿量 H 与产生算符和湮灭算符的对易子分别为

$$\begin{aligned}[H, a_p^\dagger] &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_q [a_q^\dagger a_q, a_p^\dagger] = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_q a_q^\dagger [a_q, a_p^\dagger] \\ &= \int d^3q E_q a_q^\dagger \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = E_p a_p^\dagger\end{aligned}$$

$$[H, a_p] = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} E_q [a_q^\dagger, a_p] a_q = - \int d^3q E_q a_q \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = -E_p a_p$$

 故 $Ha_p^\dagger = a_p^\dagger H + E_p a_p^\dagger$, $Ha_p = a_p H - E_p a_p$

 设 $|E\rangle$ 是 H 的本征态, 本征值为 E , 则 $H|E\rangle = E|E\rangle$

 从而,

$$Ha_p^\dagger |E\rangle = (a_p^\dagger H + E_p a_p^\dagger) |E\rangle = (E + E_p) a_p^\dagger |E\rangle,$$

$$Ha_p |E\rangle = (a_p H - E_p a_p) |E\rangle = (E - E_p) a_p |E\rangle$$

 可见, 当 $a_p^\dagger |E\rangle \neq 0$ 时, 产生算符 a_p^\dagger 的作用是使能量本征值增加 E_p

 当 $a_p |E\rangle \neq 0$ 时, 湮灭算符 a_p 的作用是使能量本征值减少 E_p

总动量



实标量场的**总动量算符表达为**

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P} &= - \int d^3x \, \textcolor{brown}{\nabla} \phi \\
 &= - \int \frac{d^3x \, d^3p \, d^3q}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_q}} (-ip_0) \left(a_p e^{-ip \cdot x} - a_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right) (\textcolor{blue}{iq}) \left(a_q e^{-iq \cdot x} - a_q^\dagger e^{iq \cdot x} \right) \\
 &= - \int \frac{\textcolor{red}{d^3x} \, d^3p \, d^3q \, p_0 \mathbf{q}}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_q}} \\
 &\quad \times \left[-a_p a_q^\dagger e^{-i(p-q) \cdot x} - a_p^\dagger a_q e^{i(p-q) \cdot x} + a_p a_q e^{-i(p+q) \cdot x} + a_p^\dagger a_q^\dagger e^{i(p+q) \cdot x} \right] \\
 &= - \int \frac{d^3p \, \textcolor{red}{d^3q} \, p_0 \mathbf{q}}{(2\pi)^3 \sqrt{4E_p E_q}} \left\{ -\delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \left[a_p a_q^\dagger e^{-i(p_0 - q_0)t} + a_p^\dagger a_q e^{i(p_0 - q_0)t} \right] \right. \\
 &\quad \left. + \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \left[a_p a_q e^{-i(p^0 + q^0)t} + a_p^\dagger a_q^\dagger e^{i(p^0 + q^0)t} \right] \right\} \\
 &= - \int \frac{d^3p \, (-\textcolor{violet}{E}_p \mathbf{p})}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a_p a_p^\dagger + a_p^\dagger a_p + a_p a_{-\mathbf{p}} e^{-2iE_p t} + a_p^\dagger a_{-\mathbf{p}}^\dagger e^{2iE_p t} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} \left(a_p a_p^\dagger + a_p^\dagger a_p + a_p a_{-\mathbf{p}} e^{-2iE_p t} + a_p^\dagger a_{-\mathbf{p}}^\dagger e^{2iE_p t} \right)
 \end{aligned}$$

化简总动量

 作变量替换 $p \rightarrow -p$ ，利用产生湮灭算符的对易关系，得

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p \left(a_p a_{-p} e^{-2iE_p t} + a_p^\dagger a_{-p}^\dagger e^{2iE_p t} \right) \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} (-p) \left(a_{-p} a_p e^{-2iE_p t} + a_{-p}^\dagger a_p^\dagger e^{2iE_p t} \right) \\ &= -\frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p \left(a_p a_{-p} e^{-2iE_p t} + a_p^\dagger a_{-p}^\dagger e^{2iE_p t} \right) \end{aligned}$$

 因此这个积分为零，从而

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p \left(a_p a_p^\dagger + a_p^\dagger a_p + a_p a_{-p} e^{-2iE_p t} + a_p^\dagger a_{-p}^\dagger e^{2iE_p t} \right) \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p \left(a_p a_p^\dagger + a_p^\dagger a_p \right) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p \left[2a_p^\dagger a_p + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \right] \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p a_p^\dagger a_p + \frac{1}{2} \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int d^3 p p \end{aligned}$$

总动量表达式

由 $\int d^3p \mathbf{p} = \int d^3p (-\mathbf{p}) = - \int d^3p \mathbf{p}$ 得 $\int d^3p \mathbf{p} = 0$



于是，自由实标量场的总动量为

$$\mathbf{P} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$$



即总动量是所有动量模式所有粒子贡献的动量之和

总动量表达式

由 $\int d^3 p \mathbf{p} = \int d^3 p (-\mathbf{p}) = - \int d^3 p \mathbf{p}$ 得 $\int d^3 p \mathbf{p} = 0$

于是，自由实标量场的总动量为

$$\mathbf{P} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$$

即总动量是所有动量模式所有粒子贡献的动量之和

与产生湮灭算符的对易子为

$$[\mathbf{P}, a_{\mathbf{p}}^\dagger] = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \mathbf{q} a_{\mathbf{q}}^\dagger [a_{\mathbf{q}}, a_{\mathbf{p}}^\dagger] = \int d^3 q \mathbf{q} a_{\mathbf{q}}^\dagger \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = \mathbf{p} a_{\mathbf{p}}^\dagger$$

$$[\mathbf{P}, a_{\mathbf{p}}] = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \mathbf{q} [a_{\mathbf{q}}^\dagger, a_{\mathbf{p}}] a_{\mathbf{q}} = - \int d^3 q \mathbf{q} a_{\mathbf{q}} \delta^{(3)}(\mathbf{q} - \mathbf{p}) = -\mathbf{p} a_{\mathbf{p}}$$

即

$$\mathbf{P} a_{\mathbf{p}}^\dagger = a_{\mathbf{p}}^\dagger \mathbf{P} + \mathbf{p} a_{\mathbf{p}}^\dagger, \quad \mathbf{P} a_{\mathbf{p}} = a_{\mathbf{p}} \mathbf{P} - \mathbf{p} a_{\mathbf{p}}$$

2.3.4 小节 粒子态

对于任意动量 p 对应的湮灭算符 a_p ，假设真空态 $|0\rangle$ 满足

$$a_p |0\rangle = 0$$

 归一化为 $\langle 0|0 \rangle = 1$

 将哈密顿量 $H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p a_p^\dagger a_p + E_{vac}$ 作用到真空态上，得

$$H |0\rangle = E_{\text{vac}} |0\rangle, \quad E_{\text{vac}} \equiv \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int d^3 p \frac{E_p}{2}$$

 可见 $|0\rangle$ 的能量本征值是零点能 E_{vac} ，真空态是**能量最低**的态

真空态不具有动量，即 $|0\rangle$ 的 P 本征值是零，

$$\mathbf{P}|0\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} a_p^\dagger \textcolor{red}{a}_p |0\rangle = \mathbf{0} = \textcolor{blue}{0}|0\rangle$$

单粒子态



接着，定义单粒子态

$$|\mathbf{p}\rangle \equiv \sqrt{2E_{\mathbf{p}}} a_{\mathbf{p}}^\dagger |0\rangle$$



其中 $\sqrt{2E_p}$ 是归一化因子



根据 $Hg_p^\dagger |E\rangle \equiv (E \pm E_p)g_p^\dagger |E\rangle$ ，有 $H|\mathbf{p}\rangle \equiv (E_{vac} \pm E_p)|\mathbf{p}\rangle$



由 $\mathbf{P}a_p^\dagger = a_p^\dagger \mathbf{P} + p a_p^\dagger$ 得

$$\mathbf{P} |\mathbf{p}\rangle = \sqrt{2E_p} \mathbf{P} a_p^\dagger |0\rangle = \sqrt{2E_p} (a_p^\dagger \mathbf{P} + \mathbf{p} a_p^\dagger) |0\rangle = \sqrt{2E_p} \mathbf{p} a_p^\dagger |0\rangle = \mathbf{p} |\mathbf{p}\rangle$$

单粒子态



接着，定义单粒子态

$$|\mathbf{p}\rangle \equiv \sqrt{2E_{\mathbf{p}}} a_{\mathbf{p}}^\dagger |0\rangle$$



其中 $\sqrt{2E_p}$ 是归一化因子



根据 $Hg_p^\dagger |E\rangle \equiv (E \pm E_p)g_p^\dagger |E\rangle$ ，有 $H|\mathbf{p}\rangle \equiv (E_{\text{vac}} \pm E_p)|\mathbf{p}\rangle$



由 $\mathbf{P}a_p^\dagger = a_p^\dagger \mathbf{P} + \mathbf{p} a_p^\dagger$ 得

$$\mathbf{P}|\mathbf{p}\rangle = \sqrt{2E_p} \mathbf{P} a_p^\dagger |0\rangle = \sqrt{2E_p} (a_p^\dagger \mathbf{P} + \mathbf{p} a_p^\dagger) |0\rangle = \sqrt{2E_p} \mathbf{p} a_p^\dagger |0\rangle = \mathbf{p}|\mathbf{p}\rangle$$



相比于真空态 $|0\rangle$ ，单粒子态 $|p\rangle$ 多了一份能量 E_p ，也多了一份动量 p



因此， $|p\rangle$ 描述的是一个动量为 p 的粒子，这个粒子的能量为 $E_p = \sqrt{|p|^2 + m^2}$



这满足狭义相对论中的色散关系



而拉氏量 \mathcal{L} 中实标量场的质量 m 就是粒子的**质量**



可以看到，产生算符 a_p^\dagger 的作用是产生一个动量为 p 的粒子。

单粒子态的内积

将湮灭算符作用在单粒子态上，得

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{p}} |\mathbf{q}\rangle &= \sqrt{2E_{\mathbf{q}}} a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}}^\dagger |0\rangle = \sqrt{2E_{\mathbf{q}}} [a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})] |0\rangle \\ &= \sqrt{2E_{\mathbf{p}}} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) |0\rangle \end{aligned}$$

如果 $\mathbf{p} \neq \mathbf{q}$ ，则上式为零

如果 $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ ，则单粒子态 $|\mathbf{q}\rangle = |\mathbf{p}\rangle$ 在 $a_{\mathbf{p}}$ 的作用下变成真空态 $|0\rangle$

可见，湮灭算符 $a_{\mathbf{p}}$ 的作用是减少一个动量为 \mathbf{p} 的粒子

单粒子态的内积

duck 将湮灭算符作用在单粒子态上，得

$$\begin{aligned} a_p |q\rangle &= \sqrt{2E_q} a_p a_q^\dagger |0\rangle = \sqrt{2E_q} [a_q^\dagger a_p + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})] |0\rangle \\ &= \sqrt{2E_p} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) |0\rangle \end{aligned}$$

cat 如果 $\mathbf{p} \neq \mathbf{q}$ ，则上式为零

bunny 如果 $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ ，则单粒子态 $|q\rangle = |p\rangle$ 在 a_p 的作用下变成真空态 $|0\rangle$

mouse 可见，湮灭算符 a_p 的作用是减少一个动量为 \mathbf{p} 的粒子

dragon 单粒子态的内积为

$$\begin{aligned} \langle q|p\rangle &= \sqrt{4E_q E_p} \langle 0| a_q a_p^\dagger |0\rangle = \sqrt{4E_q E_p} \langle 0| [a_p^\dagger a_q + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})] |0\rangle \\ &= 2E_p (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \end{aligned}$$

unicorn 上式是 Lorentz 不变的，这是单粒子态归一化因子取成 $\sqrt{2E_p}$ 的原因，证明见下

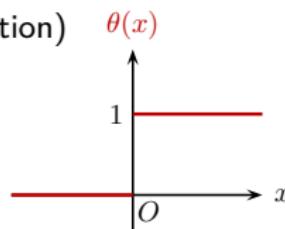
mermaid 内积 $\langle p|p\rangle = 2E_p (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0})$ 是发散的，原因在于产生算符 a_p^\dagger 是在无界空间中讨论量子场平面波解时定义的，内积有限的粒子态可通过构造波包得到，见习题 2.3

物理动量区域上的 Lorentz 不变积分

 接下来证明 $2E_p\delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 是 Lorentz 不变的

 引入 Heaviside 阶跃函数 (step function)

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$



 对于四维动量 p^μ , p^0 的符号在任意惯性系中不会改变

 即 $\theta(p^0)$ 在任意固有保时向 Lorentz 变换下不变



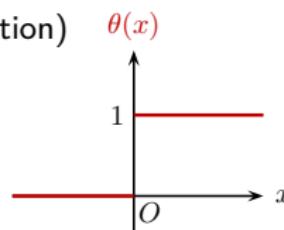
Oliver Heaviside
(1850–1925)

物理动量区域上的 Lorentz 不变积分

 接下来证明 $2E_p\delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 是 Lorentz 不变的

 引入 Heaviside 阶跃函数 (step function)

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$



 对于四维动量 p^μ , p^0 的符号在任意惯性系中不会改变

 即 $\theta(p^0)$ 在任意固有保时向 Lorentz 变换下不变

 一个物理粒子的四维动量 p^μ 满足质壳条件 $p^2 - m^2 = 0$
且能量为正 ($p^0 > 0$)



Oliver Heaviside
(1850–1925)

 任意 Lorentz 标量函数 $F(p)$ 在物理动量区域上的 Lorentz 不变积分表达为

$$\int d^4 p \delta(p^2 - m^2) \theta(p^0) F(p)$$

单粒子态的内积

 利用 $\delta[f(x)] = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|}$ 推出

$$\begin{aligned} \int d^4 p \delta(p^2 - m^2) \theta(p^0) F(p) &= \int d^3 p dp^0 \delta[(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2] \theta(p^0) F(p^0, \mathbf{p}) \\ &= \int d^3 p dp^0 \frac{\delta(p^0 - E_p)}{2E_p} F(p^0, \mathbf{p}) = \int \frac{d^3 p}{2E_p} F(E_p, \mathbf{p}) \end{aligned}$$

 第二步中 $\theta(p^0)$ 挑出方程 $(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2 = 0$ 的正根 $p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2} = E_p$

 而 $\frac{\partial[(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2]}{\partial p^0} \Big|_{p^0=E_p} = 2p^0 \Big|_{p^0=E_p} = 2E_p$

 可见, $\frac{d^3 p}{2E_p}$ 是相应的 Lorentz 不变动量空间体积元

单粒子态的内积

利用 $\delta[f(x)] = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|}$ 推出

$$\begin{aligned} \int d^4 p \delta(p^2 - m^2) \theta(p^0) F(p) &= \int d^3 p dp^0 \delta[(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2] \theta(p^0) F(p^0, \mathbf{p}) \\ &= \int d^3 p dp^0 \frac{\delta(p^0 - E_p)}{2E_p} F(p^0, \mathbf{p}) = \int \frac{d^3 p}{2E_p} F(E_p, \mathbf{p}) \end{aligned}$$

第二步中 $\theta(p^0)$ 挑出方程 $(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2 = 0$ 的正根 $p^0 = \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2} = E_p$

而 $\frac{\partial[(p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2]}{\partial p^0} \Big|_{p^0=E_p} = 2p^0 \Big|_{p^0=E_p} = 2E_p$

可见, $\frac{d^3 p}{2E_p}$ 是相应的 Lorentz 不变动量空间体积元

对任意 Lorentz 标量函数 $g(\mathbf{q})$, 按照 δ 函数定义, 有

$$g(\mathbf{q}) = \int d^3 p \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) g(\mathbf{p}) = \int \frac{d^3 p}{2E_p} 2E_p \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) g(\mathbf{p})$$

最左和最右都是 Lorentz 不变的, 则 $2E_p \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 也是 Lorentz 不变的, 证毕

单粒子位置本征态

将标量场算符 $\phi(x)$ 作用到真空态 $|0\rangle$ 上，得到态矢

$$\phi(x) |0\rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_p e^{-ip \cdot x} + a_p^\dagger e^{ip \cdot x}) |0\rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} a_p^\dagger e^{ip \cdot x} |0\rangle$$

它与单粒子态 $|p\rangle$ 的内积为

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{p} | \phi(x) | 0 \rangle &= \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{2E_p}{2E_q}} \langle 0 | a_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{q}}^\dagger e^{iq \cdot x} | 0 \rangle = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{E_p}{E_q}} \langle 0 | [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] e^{iq \cdot x} | 0 \rangle \\ &= \int d^3 q \sqrt{\frac{E_p}{E_q}} \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) e^{ip \cdot x} \langle 0 | 0 \rangle = e^{ip \cdot x} \end{aligned}$$

单粒子位置本征态

 将标量场算符 $\phi(x)$ 作用到真空态 $|0\rangle$ 上，得到**态矢**

$$\phi(x)|0\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_p e^{-ip \cdot x} + a_p^\dagger e^{ip \cdot x}) |0\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} a_p^\dagger e^{ip \cdot x} |0\rangle$$

 它与单粒子态 $|p\rangle$ 的内积为

$$\begin{aligned} \langle p | \phi(x) | 0 \rangle &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{2E_p}{2E_q}} \langle 0 | a_p a_q^\dagger e^{iq \cdot x} | 0 \rangle = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \sqrt{\frac{E_p}{E_q}} \langle 0 | [a_p, a_q^\dagger] e^{iq \cdot x} | 0 \rangle \\ &= \int d^3q \sqrt{\frac{E_p}{E_q}} \delta^{(3)}(p - q) e^{iq \cdot x} \langle 0 | 0 \rangle = e^{ip \cdot x} \end{aligned}$$

 **量子力学**单粒子位置本征态 $|x\rangle$ 与动量本征态 $|p\rangle$ 内积为 $\langle p | x \rangle = (2\pi)^{-3/2} e^{-ip \cdot x}$ ，其中 $(2\pi)^{-3/2}$ 是归一化因子

 两个内积的形式相似，可将 $\phi(x)|0\rangle$ 视为 $t = x^0$ 时刻的**单粒子位置本征态**， $\phi(x)$ 作用在 $|0\rangle$ 上相当于**在时空点 $x^\mu = (t, x)$ 处产生一个粒子**

 平面波展开式的**归一化因子** $1/\sqrt{2E_p}$ 使内积 $\langle p | \phi(x) | 0 \rangle$ 成为 **Lorentz 不变量**

n 粒子态

 定义动量分别为 $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n$ 的 n 个粒子对应的多粒子态为

$$|\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \equiv C_1 a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle, \quad C_1 = \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}}$$

 根据 $H a_{\mathbf{p}}^\dagger = a_{\mathbf{p}}^\dagger H + E_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger$, H 对它的作用给出

$$\begin{aligned} H |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle &= C_1 H a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle = C_1 (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger H + E_{\mathbf{p}_1} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger) \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \\ &= C_1 a_{\mathbf{p}_1}^\dagger H a_{\mathbf{p}_2}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle + E_{\mathbf{p}_1} |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \\ &= C_1 a_{\mathbf{p}_1}^\dagger a_{\mathbf{p}_2}^\dagger H \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle + (E_{\mathbf{p}_1} + E_{\mathbf{p}_2}) |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \\ &= \cdots = C_1 a_{\mathbf{p}_1}^\dagger a_{\mathbf{p}_2}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger H |0\rangle + (E_{\mathbf{p}_1} + E_{\mathbf{p}_2} + \cdots + E_{\mathbf{p}_n}) |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \\ &= (E_{\text{vac}} + E_{\mathbf{p}_1} + E_{\mathbf{p}_2} + \cdots + E_{\mathbf{p}_n}) |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \end{aligned}$$

 同理, \mathbf{P} 对它的作用给出

$$\mathbf{P} |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \cdots + \mathbf{p}_n) |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle$$

 多粒子态 $|\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n\rangle$ 的能量和动量直接由各个粒子的能量和动量叠加贡献

标量玻色子

由对易关系 $[a_p^\dagger, a_q^\dagger] = 0$ 得

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_j, \dots, \mathbf{p}_n\rangle &= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_i}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_j}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle \\ &= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_j}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_i}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle \\ &= |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \end{aligned}$$

可以看到，对换多粒子态中的任意两个粒子，得到的态相同，即多粒子态对于全同粒子交换是对称的

标量玻色子

由对易关系 $[a_p^\dagger, a_q^\dagger] = 0$ 得

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_j, \dots, \mathbf{p}_n\rangle &= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_i}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_j}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle \\ &= \sqrt{2E_{\mathbf{p}_1}} \cdots \sqrt{2E_{\mathbf{p}_n}} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_j}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_i}^\dagger \cdots a_{\mathbf{p}_n}^\dagger |0\rangle \\ &= |\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_j, \dots, \mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_n\rangle \end{aligned}$$

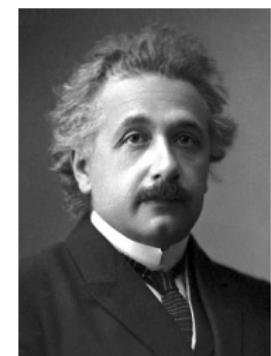
可以看到，对换多粒子态中的任意两个粒子，得到的态相同，即多粒子态对于全同粒子交换是对称的

因此实标量场描述的粒子是一种玻色子，被称为标量玻色子 (scalar boson)，它服从 Bose-Einstein 统计

得到这个结论的关键在于两个产生算符相互对易



Satyendra Nath Bose
(1894–1974)



Albert Einstein
(1879–1955)

双粒子态的内积



双粒子态的内积为

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2 | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle &= \sqrt{16E_{\mathbf{p}_1}E_{\mathbf{p}_2}E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}} \langle 0 | a_{\mathbf{q}_2} a_{\mathbf{q}_1} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger a_{\mathbf{p}_2}^\dagger | 0 \rangle \\
 &= \sqrt{16E_{\mathbf{p}_1}E_{\mathbf{p}_2}E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}} \left[(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \langle 0 | a_{\mathbf{q}_2} a_{\mathbf{p}_2}^\dagger | 0 \rangle + \langle 0 | a_{\mathbf{q}_2} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger a_{\mathbf{q}_1} a_{\mathbf{p}_2}^\dagger | 0 \rangle \right] \\
 &= \sqrt{16E_{\mathbf{p}_1}E_{\mathbf{p}_2}E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}} \left[(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \langle 0 | a_{\mathbf{q}_2} a_{\mathbf{p}_2}^\dagger | 0 \rangle \right. \\
 &\quad \left. + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}_1) \langle 0 | a_{\mathbf{q}_2} a_{\mathbf{p}_1}^\dagger | 0 \rangle \right] \\
 &= \sqrt{16E_{\mathbf{p}_1}E_{\mathbf{p}_2}E_{\mathbf{q}_1}E_{\mathbf{q}_2}} \left[(2\pi)^6 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \delta^{(3)}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}_2) \right. \\
 &\quad \left. + (2\pi)^6 \delta^{(3)}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}_1) \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_2) \right] \\
 &= 4E_{\mathbf{p}_1}E_{\mathbf{p}_2}(2\pi)^6 \left[\delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1) \delta^{(3)}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}_2) + \delta^{(3)}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_2) \delta^{(3)}(\mathbf{p}_2 - \mathbf{q}_1) \right]
 \end{aligned}$$



此内积仅在两种条件下**非零**



一种是 $\mathbf{p}_1 = \mathbf{q}_1$ 且 $\mathbf{p}_2 = \mathbf{q}_2$ ，另一种是 $\mathbf{p}_1 = \mathbf{q}_2$ 且 $\mathbf{p}_2 = \mathbf{q}_1$

粒子数密度算符

 定义动量均为 \mathbf{q} 的 $n_{\mathbf{q}}$ 个粒子对应的多粒子态

$$|n_{\mathbf{q}}\rangle \equiv C_2(a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}} |0\rangle, \quad C_2 = (2E_{\mathbf{q}})^{n_{\mathbf{q}}/2}$$

 粒子数密度算符 $N_{\mathbf{p}} = a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}}$ 对它的作用为

$$\begin{aligned} N_{\mathbf{p}} |n_{\mathbf{q}}\rangle &= C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}} |0\rangle = C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger \left[a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \right] (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle \\ &= C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle \\ &= C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^2 a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-2} |0\rangle + 2(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle \\ &= \dots = C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}} a_{\mathbf{p}} |0\rangle + n_{\mathbf{q}} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle \\ &= n_{\mathbf{q}} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{q}}^\dagger)^{n_{\mathbf{q}}-1} |0\rangle \end{aligned}$$

粒子数算符

在动量空间对粒子数密度算符进行积分，得到的是粒子数算符

$$N \equiv \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} N_p = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} a_p^\dagger a_p$$

由 $N_p |n_q\rangle = n_q (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_p^\dagger (a_q^\dagger)^{n_q-1} |0\rangle$ 得

$$\begin{aligned} N |n_q\rangle &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} N_p |n_q\rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} n_q (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) C_2 a_p^\dagger (a_q^\dagger)^{n_q-1} |0\rangle \\ &= n_q C_2 (a_q^\dagger)^{n_q} |0\rangle = n_q |n_q\rangle \end{aligned}$$

因此， $|n_q\rangle$ 是 N 的本征态，本征值为粒子数 n_q

一般多粒子态

更一般地，定义多粒子态

$$|n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}\rangle \equiv C_3 (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} |0\rangle, \quad C_3 = \prod_{i=1}^m (2E_{\mathbf{p}_i})^{n_{\mathbf{p}_i}/2}$$

它描述动量为 $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_m$ 的粒子分别有 $n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}$ 个的状态，则

$$\begin{aligned} & N |n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}\rangle \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C_3 a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} |0\rangle \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C_3 \left[a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}} a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{p}_2}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_2}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} |0\rangle \right. \\ &\quad \left. + n_{\mathbf{p}_1} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_1) a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}-1} (a_{\mathbf{p}_2}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_2}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} |0\rangle \right] \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C_3 \left[a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}} a_{\mathbf{p}} (a_{\mathbf{p}_2}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_2}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} |0\rangle \right] + n_{\mathbf{p}_1} |n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}\rangle \\ &= \cdots = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C_3 \left[a_{\mathbf{p}}^\dagger (a_{\mathbf{p}_1}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_1}} \cdots (a_{\mathbf{p}_m}^\dagger)^{n_{\mathbf{p}_m}} a_{\mathbf{p}} |0\rangle \right] + (n_{\mathbf{p}_1} + \cdots + n_{\mathbf{p}_m}) |n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}\rangle \\ &= (n_{\mathbf{p}_1} + \cdots + n_{\mathbf{p}_m}) |n_{\mathbf{p}_1}, \dots, n_{\mathbf{p}_m}\rangle \end{aligned}$$

可见， N 确实是描述总粒子数的算符

2.4 节 复标量场的正则量子化

本节讨论复标量场 $\phi(x)$ ，它不满足自共轭条件，即 $\phi^\dagger(x) \neq \phi(x)$

自由复标量场的拉氏量类似于 1.7.4 小节经典场论中的 $\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^*) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^* \phi$

不过，由于量子化之后 $\phi(x)$ 是算符，需要把复共轭记号 $*$ 改成厄米共轭记号 \dagger

故自由复标量场的 Lorentz 不变拉氏量为

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^\dagger) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi$$

其中 $m > 0$ 是复标量场的质量

2.4 节 复标量场的正则量子化

 本节讨论**复标量场** $\phi(x)$ ，它**不满足自共轭条件**，即 $\phi^\dagger(x) \neq \phi(x)$

 **自由**复标量场的拉氏量类似于 1.7.4 小节**经典场论**中的 $\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^*) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^* \phi$

 不过，由于量子化之后 $\phi(x)$ 是算符，需要把**复共轭记号** $*$ 改成**厄米共轭记号** \dagger

 故**自由复标量场的 Lorentz 不变拉氏量**为

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^\dagger) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi$$

 其中 $m > 0$ 是复标量场的**质量**

 $\phi(x)$ 与 $\phi^\dagger(x)$ **线性独立**，是两个**独立**的正则变量，注意到

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi^\dagger)} = \partial^\mu \phi, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^\dagger} = -m^2 \phi, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} = \partial^\mu \phi^\dagger, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = -m^2 \phi^\dagger$$

 由 **Euler-Lagrange 方程** $\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi_a)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi_a} = 0$ 推出**经典运动方程**

$$(\partial^2 + m^2)\phi(x) = 0, \quad (\partial^2 + m^2)\phi^\dagger(x) = 0$$

 也就是说， $\phi(x)$ 和 $\phi^\dagger(x)$ 均满足 **Klein-Gordon 方程**

复标量场的分解

可以将复标量场 ϕ 分解为两个实标量场 ϕ_1 和 ϕ_2 的线性组合,

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

从而拉氏量化为

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= (\partial^\mu \phi^\dagger) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi \\ &= \frac{1}{2} [\partial^\mu (\phi_1 - i\phi_2)] \partial_\mu (\phi_1 + i\phi_2) - \frac{1}{2} m^2 (\phi_1 - i\phi_2)(\phi_1 + i\phi_2) \\ &= \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi_1) \partial_\mu \phi_1 - \frac{1}{2} m^2 \phi_1^2 + \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi_2) \partial_\mu \phi_2 - \frac{1}{2} m^2 \phi_2^2\end{aligned}$$

对比实标量场拉氏量

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial^\mu\phi)\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$$

 可知复标量场的拉氏量相当于两个**质量相同**的实标量场的拉氏量

2.4.1 小节 平面波展开

 接下来遵循 2.3.1 小节中的方法讨论复标量场的平面波展开式

 区别在于不能够应用自共轭条件

 从而，场算符 $\phi(\mathbf{x}, t)$ 的一般解为

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{x}, t) &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{\mathbf{k}} e^{i(E_{\mathbf{k}} t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right] \\ &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + \tilde{a}_{-\mathbf{k}} e^{i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right].\end{aligned}$$

 第二步对方括号中第二项作变量替换 $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$

 由于复标量场不满足自共轭条件，算符 $\tilde{a}_{-\mathbf{k}}$ 与 $a_{\mathbf{k}}$ 没有关系，改记为 $b_{\mathbf{k}}^\dagger = \tilde{a}_{-\mathbf{k}}$

 展开式变成

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{k}}}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]$$

复标量场的平面波展开式

 对 $\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]$ 替换动量记号

 把复标量场的平面波展开式整理成

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} + b_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$

 其中 p^0 满足质壳条件 $p^0 = E_p \equiv \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2} > 0$

复标量场的平面波展开式

 对 $\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \left[a_{\mathbf{k}} e^{-i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} + b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{i(E_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \right]$ 替换动量记号

 把复标量场的平面波展开式整理成

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \left(a_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} + b_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$

 其中 p^0 满足质壳条件 $p^0 = E_p \equiv \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2} > 0$

 取厄米共轭，就得到 $\phi^\dagger(\mathbf{x}, t)$ 的平面波展开式

$$\phi^\dagger(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} \left(b_{\mathbf{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\mathbf{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$

 $a_{\mathbf{p}}$ 和 $b_{\mathbf{p}}$ 是两个相互独立的湮灭算符

 $a_{\mathbf{p}}^\dagger$ 和 $b_{\mathbf{p}}^\dagger$ 是两个相互独立的产生算符

等时对易关系



$\phi(\mathbf{x}, t)$ 对应的**共轭动量密度**是

$$\pi(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 \phi)} = \partial_0 \phi^\dagger = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left(b_p e^{-ip \cdot x} - a_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$



$\phi^\dagger(\mathbf{x}, t)$ 对应的**共轭动量密度**是

$$\pi^\dagger(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 \phi^\dagger)} = \partial_0 \phi = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left(a_p e^{-ip \cdot x} - b_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$



$\pi(\mathbf{x}, t)$ 与 $\pi^\dagger(\mathbf{x}, t)$ 互为**厄米共轭**

等时对易关系



$\phi(\mathbf{x}, t)$ 对应的**共轭动量密度**是

$$\pi(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 \phi)} = \partial_0 \phi^\dagger = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left(b_p e^{-ip \cdot x} - a_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$



$\phi^\dagger(\mathbf{x}, t)$ 对应的**共轭动量密度**是

$$\pi^\dagger(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 \phi^\dagger)} = \partial_0 \phi = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-ip_0}{\sqrt{2E_p}} \left(a_p e^{-ip \cdot x} - b_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$



$\pi(\mathbf{x}, t)$ 与 $\pi^\dagger(\mathbf{x}, t)$ 互为**厄米共轭**



等时对易关系为

$$[\phi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\phi(\mathbf{x}, t), \phi(\mathbf{y}, t)] = [\pi(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = 0$$

$$[\phi^\dagger(\mathbf{x}, t), \pi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad [\phi^\dagger(\mathbf{x}, t), \phi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = [\pi^\dagger(\mathbf{x}, t), \pi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = 0$$

$$[\phi(\mathbf{x}, t), \pi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = [\phi^\dagger(\mathbf{x}, t), \pi(\mathbf{y}, t)] = [\phi(\mathbf{x}, t), \phi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = [\pi(\mathbf{x}, t), \pi^\dagger(\mathbf{y}, t)] = 0$$

产生湮灭算符的对易关系



利用等时对易关系推出以下产生湮灭算符的对易关系

$$[a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}), \quad [a_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}] = [a_{\mathbf{p}}^\dagger, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = 0$$

$$[b_{\mathbf{p}}, b_{\mathbf{q}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q}), \quad [b_{\mathbf{p}}, b_{\mathbf{q}}] = [b_{\mathbf{p}}^\dagger, b_{\mathbf{q}}^\dagger] = 0$$

$$[a_{\mathbf{p}}, b_{\mathbf{q}}^\dagger] = [b_{\mathbf{p}}, a_{\mathbf{q}}^\dagger] = [a_{\mathbf{p}}, b_{\mathbf{q}}] = [a_{\mathbf{p}}^\dagger, b_{\mathbf{q}}^\dagger] = 0$$



具体推导过程见 2.4.2 小节选读内容



这说明 (a_p, a_p^\dagger) 与 (b_p, b_p^\dagger) 是两套不同的产生湮灭算符，描述两种不同的玻色子

2.4.3 小节 U(1) 整体对称性

类似于 1.7.4 小节的讨论，对复标量场 $\phi(x)$ 作 $U(1)$ 整体变换

$$\phi'(x) \equiv e^{iq\theta} \phi(x), \quad [\phi^\dagger(x)]' \equiv e^{-iq\theta} \phi^\dagger(x)$$

其中实常数 q 是 U(1) 荷, 实数 θ 是不依赖于 x^μ 的变换参数

 则拉氏量 $\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^\dagger) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi$ 不变，系统具有 **U(1)** 整体对称性

由于 θ 的取值是任意的，复标量场的取值具有一定的任意性

相差一个任意整体相位因子 $e^{i\varphi}$ 的复标量场描述相同的物理

2.4.3 小节 U(1) 整体对称性

类似于 1.7.4 小节的讨论，对复标量场 $\phi(x)$ 作 $U(1)$ 整体变换

$$\phi'(x) = e^{iq\theta} \phi(x), \quad [\phi^\dagger(x)]' = e^{-iq\theta} \phi^\dagger(x)$$

其中实常数 q 是 U(1) 荷, 实数 θ 是不依赖于 x^μ 的变换参数

 则拉氏量 $\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi^\dagger) \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi$ 不变，系统具有 **U(1)** 整体对称性

由于 θ 的取值是任意的，复标量场的取值具有一定的任意性

 相差一个任意整体相位因子 $e^{i\varphi}$ 的复标量场描述相同的物理

相应的 $U(1)$ 守恒流为 $J^\mu = iq\phi^\dagger \overleftrightarrow{\partial}^\mu \phi$ ，满足 $\partial_\mu J^\mu = 0$ ，它是一个厄米算符，

$$(J^\mu)^\dagger = \{iq[\phi^\dagger \partial^\mu \phi - (\partial^\mu \phi^\dagger)\phi]\}^\dagger = -iq[(\partial^\mu \phi^\dagger)\phi - \phi^\dagger \partial^\mu \phi] = iq\phi^\dagger \overleftrightarrow{\partial^\mu} \phi = J^\mu$$

U(1) 守恒荷算符是

$$Q = iq \int d^3x \phi^\dagger \overleftrightarrow{\partial}^0 \phi = iq \int d^3x [\phi^\dagger \partial^0 \phi - (\partial^0 \phi^\dagger) \phi] = iq \int d^3x (\phi^\dagger \pi^\dagger - \pi \phi)$$

U(1) 守恒荷算符

利用平面波展开式，将 U(1) 守恒荷算符化为

$$\begin{aligned}
 Q &= iq \int d^3x (\phi^\dagger \pi^\dagger - \pi \phi) \\
 &= iq \int \frac{d^3x d^3p d^3k}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_k}} \left[\left(b_p e^{-ip \cdot x} + a_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right) (-iE_k) \left(a_k e^{-ik \cdot x} - b_k^\dagger e^{ik \cdot x} \right) \right. \\
 &\quad \left. - (-iE_p) \left(b_p e^{-ip \cdot x} - a_p^\dagger e^{ip \cdot x} \right) \left(a_k e^{-ik \cdot x} + b_k^\dagger e^{ik \cdot x} \right) \right] \\
 &= q \int \frac{d^3x d^3p d^3k}{(2\pi)^6 \sqrt{4E_p E_k}} \left\{ (E_k + E_p) [a_p^\dagger a_k e^{i(p-k) \cdot x} - b_p b_k^\dagger e^{-i(p-k) \cdot x}] \right. \\
 &\quad \left. + (E_k - E_p) [b_p a_k e^{-i(p+k) \cdot x} - a_p^\dagger b_k^\dagger e^{i(p+k) \cdot x}] \right\} \\
 &= q \int \frac{d^3p d^3k}{(2\pi)^3 \sqrt{4E_p E_k}} \left\{ (E_k + E_p) \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{k}) \left[a_p^\dagger a_k e^{i(E_p - E_k)t} - b_p b_k^\dagger e^{-i(E_p - E_k)t} \right] \right. \\
 &\quad \left. + (E_k - E_p) \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{k}) \left[b_p a_k e^{-i(E_p + E_k)t} - a_p^\dagger b_k^\dagger e^{i(E_p + E_k)t} \right] \right\} \\
 &= q \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (a_p^\dagger a_p - b_p b_p^\dagger)
 \end{aligned}$$

正粒子和反粒子

由对易关系 $[b_p, b_q^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 推出

$$\begin{aligned} Q &= q \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(a_p^\dagger a_p - b_p b_p^\dagger \right) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(q a_p^\dagger a_p - q b_p^\dagger b_p \right) - (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} q \end{aligned}$$

上式第二项是零点荷；在第一项的圆括号中，粒子数密度算符 $a_p^\dagger a_p$ 的系数是 q ，而粒子数密度算符 $b_p^\dagger b_p$ 的系数是 $-q$

正粒子和反粒子

由对易关系 $[b_p, b_q^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 推出

$$\begin{aligned} Q &= q \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(a_p^\dagger a_p - b_p^\dagger b_p \right) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(q a_p^\dagger a_p - q b_p^\dagger b_p \right) - (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} q \end{aligned}$$

上式第二项是零点荷；在第一项的圆括号中，粒子数密度算符 $a_p^\dagger a_p$ 的系数是 q ，而粒子数密度算符 $b_p^\dagger b_p$ 的系数是 $-q$

可见， (a_p, a_p^\dagger) 描述的粒子具有的 U(1) 荷为 q ，称为正粒子

另一方面， (b_p, b_p^\dagger) 描述的粒子具有相反的 U(1) 荷 $-q$ ，称为反粒子

因此，复标量场描述一对正反标量玻色子

除去零点荷，总荷 Q 是所有动量模式所有正反粒子贡献的 U(1) 荷之和

正粒子和反粒子

由对易关系 $[b_p, b_q^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 推出

$$\begin{aligned} Q &= q \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(a_p^\dagger a_p - b_p b_p^\dagger \right) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(q a_p^\dagger a_p - q b_p^\dagger b_p \right) - (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} q \end{aligned}$$

上式第二项是零点荷；在第一项的圆括号中，粒子数密度算符 $a_p^\dagger a_p$ 的系数是 q ，而粒子数密度算符 $b_p^\dagger b_p$ 的系数是 $-q$

可见， (a_p, a_p^\dagger) 描述的粒子具有的 U(1) 荷为 q ，称为正粒子

另一方面， (b_p, b_p^\dagger) 描述的粒子具有相反的 U(1) 荷 $-q$ ，称为反粒子

因此，复标量场描述一对正反标量玻色子

除去零点荷，总荷 Q 是所有动量模式所有正反粒子贡献的 U(1) 荷之和

Q/q 与 1.1 节粒子概率密度 $\rho = \frac{i\hbar}{2mc^2} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \Psi \right)$ 的全空间积分分类似

但 Q/q 被解释为正粒子数与反粒子数之差，可正可负，因而不存在负概率困难

纯中性粒子

这里单个粒子的荷 q 或 $-q$ 对总荷 Q 的贡献是相加性的，并且来自于一种内部对称性，因而是一种内部相加性量子数 (internal additive quantum number)

实际上，反粒子的所有内部相加性量子数都与正粒子相反

纯中性粒子

这里单个粒子的荷 q 或 $-q$ 对总荷 Q 的贡献是相加性的，并且来自于一种内部对称性，因而是一种内部相加性量子数 (internal additive quantum number)

实际上，反粒子的所有内部相加性量子数都与正粒子相反

如果对实标量场作类似的 U(1) 整体变换，则自共轭条件使得

$$e^{iq\theta} \phi(x) = \phi'(x) = [\phi'(x)]^\dagger = [e^{iq\theta} \phi(x)]^\dagger = e^{-iq\theta} \phi^\dagger(x) = e^{-iq\theta} \phi(x)$$

上式要求 $q = 0$

因此，对实标量场不能进行非平庸的 U(1) 整体变换

自共轭条件使实标量场描述的粒子不能具有任何非零的内部相加性量子数

也就是说，正粒子与反粒子是相同的

实标量场描述的是一种纯中性粒子 (truly neutral particle)

哈密顿量和总动量

经过进一步计算，得到复标量场的哈密顿量算符

$$H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p \left(a_p^\dagger a_p + b_p^\dagger b_p \right) + (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{0}) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_p$$

除了零点能，哈密顿量是所有动量模式所有正反粒子的能量之和

正粒子与反粒子具有相同质量 m ，因而动量为 p 时能量均为 E_p

另一方面，复标量场的总动量算符为

$$\mathbf{P} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \mathbf{p} (a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}} + b_{\mathbf{p}}^\dagger b_{\mathbf{p}})$$

 总动量是所有动量模式所有正反粒子的动量之和

 具体推导过程见 2.4.4 小节选读内容