

量子场论

第 10 章 散射矩阵元与多点关联函数

10.4 节至 10.6 节

余钊煥

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>

更新日期：2024 年 2 月 4 日



10.4 节 多点关联函数的微扰论

第 6、7 章借助相互作用绘景讨论了用微扰论处理散射矩阵的方法，引进了 Feynman 图和 Feynman 规则

既然 LSZ 约化公式将散射矩阵与多点关联函数联系起来，也可将微扰论研究转移到多点关联函数上，得到与前述章节一致的结论，并为高阶计算和重整化过程作铺垫。

下面仍然以实标量场为例进行讨论, n 点关联函数 $\langle 0 | T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle$ 是用 Heisenberg 绘景中的场算符 $\phi(x)$ 定义的, 但是存在相互作用时我们不知道如何将 $\phi(x)$ 精确地表达出来, 因而需要把它转化成渐近场 $\phi_{\text{in}}(x)$ 或 $\phi_{\text{out}}(x)$ 来处理

10.4 节 多点关联函数的微扰论

V 第6、7章借助相互作用绘景讨论了用微扰论处理散射矩阵的方法，引进了Feynman图和Feynman规则

既然 LSZ 约化公式将散射矩阵与多点关联函数联系起来，也可将微扰论研究转移到多点关联函数上，得到与前述章节一致的结论，并为高阶计算和重整化过程作铺垫。

下面仍然以实标量场为例进行讨论, n 点关联函数 $\langle 0 | T[\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)] | 0 \rangle$ 是用 Heisenberg 绘景中的场算符 $\phi(x)$ 定义的, 但是存在相互作用时我们不知道如何将 $\phi(x)$ 精确地表达出来, 因而需要把它转化成渐近场 $\phi_{\text{in}}(x)$ 或 $\phi_{\text{out}}(x)$ 来处理

 漐近场相当于具有物理质量 m 的自由场，它们在本章讨论中取代了原先由相互作用绘景的场算符所扮演的角色

 类似于 Heisenberg 绘景与相互作用绘景之间的变换关系，假设 $\phi(x)$ 与 $\phi_{\text{in}}(x)$ 由含时么正算符 $W(t)$ 联系起来：

$$\phi(x) = W^\dagger(t)\phi_{\text{in}}(x)W(t), \quad \pi(x) = W^\dagger(t)\pi_{\text{in}}(x)W(t)$$

 $\pi(x)$ 和 $\pi_{\text{in}}(x)$ 分别是 $\phi(x)$ 与 $\phi_{\text{in}}(x)$ 对应的**共轭动量密度**

渐近哈密顿量

 将系统的哈密顿量分解为 $H(\phi, \pi) = H_0(\phi, \pi) + H_1(\phi, \pi)$

其中 H_0 是自由部分, H_1 是相互作用部分

它们一般可表达为 ϕ 、 π 和 $\nabla\phi$ 的多项式的全空间积分

比如自由实标量场的哈密顿量是 $H = \int d^3x \mathcal{H} = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi^2 + (\nabla\phi)^2 + m^2\phi^2]$

$\phi(x)$ 所满足的 Heisenberg 运动方程是 $i\partial_0\phi = [\phi, H(\phi, \pi)]$

类似地, $\phi_{\text{in}}(x)$ 的运动方程是 $i\partial_0\phi_{\text{in}} = [\phi_{\text{in}}, H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})]$, 其中 $H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 与 $H_0(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 形式相同, 但需要将 H_0 中的裸质量 m_0 换成物理质量 m

渐近哈密顿量

 将系统的哈密顿量分解为 $H(\phi, \pi) = H_0(\phi, \pi) + H_1(\phi, \pi)$

其中 H_0 是自由部分, H_1 是相互作用部分

它们一般可表达为 ϕ 、 π 和 $\nabla\phi$ 的多项式的全空间积分

比如自由实标量场的哈密顿量是 $H = \int d^3x \mathcal{H} = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi^2 + (\nabla\phi)^2 + m^2\phi^2]$

$\phi(x)$ 所满足的 Heisenberg 运动方程是 $i\partial_0\phi = [\phi, H(\phi, \pi)]$

类似地, $\phi_{\text{in}}(x)$ 的运动方程是 $i\partial_0\phi_{\text{in}} = [\phi_{\text{in}}, H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})]$, 其中 $H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 与 $H_0(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 形式相同, 但需要将 H_0 中的裸质量 m_0 换成物理质量 m

例如，在实标量场的 ϕ^4 理论中，

$$H_0(\phi, \pi) = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi^2 + (\nabla\phi)^2 + m_\phi^2 \phi^2], \quad H_1(\phi, \pi) = \frac{\lambda}{4!} \int d^3x \phi^4$$

而渐近哈密顿量为 $H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi_{\text{in}}^2 + (\nabla \phi_{\text{in}})^2 + m^2 \phi_{\text{in}}^2]$

算符方程

Ⅱ $\phi(x) = W^\dagger(t)\phi_{\text{in}}(x)W(t)$ 两边对时间求导，有

$$i\partial_0 \phi = i(\partial_0 W^\dagger) \phi_{in} W + iW^\dagger (\partial_0 \phi_{in}) W + iW^\dagger \phi_{in} \partial_0 W$$

由 $W(t)$ 算符的幺正性条件 $W^\dagger W = \mathbb{I}$ 得

$$0 = \partial_0(W^\dagger W) = (\partial_0 W^\dagger)W + W^\dagger \partial_0 W$$

即

$$\partial_0 W^\dagger = -W^\dagger (\partial_0 W) W^\dagger$$

从而，利用运动方程 $i\partial_0 \phi = [\phi, H(\phi, \pi)]$ 和 $i\partial_0 \phi_{in} = [\phi_{in}, H_{in}(\phi_{in}, \pi_{in})]$ 推出

$$[\phi, H(\phi, \pi)] = i\partial_0 \phi = -iW^\dagger (\partial_0 W) W^\dagger \phi_{in} W + W^\dagger [\phi_{in}, H_{in}(\phi_{in}, \pi_{in})] W + iW^\dagger \phi_{in} \partial_0 W$$

◆ 左边乘以 W , 右边乘以 W^\dagger , 得到

$$W[\phi, H(\phi, \pi)]W^\dagger = -i(\partial_0 W)W^\dagger\phi_{in} + [\phi_{in}, H_{in}(\phi_{in}, \pi_{in})] + i\phi_{in}(\partial_0 W)W^\dagger$$

$$\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$$

注意 $H(\phi, \pi)$ 是 ϕ 、 π 和 $\nabla\phi$ 的多项式的积分，利用 $\phi_{in}(x) = W(t)\phi(x)W^\dagger(t)$ 和 $\pi_{in}(x) = W(t)\pi(x)W^\dagger(t)$ ，在 $H(\phi, \pi)$ 里面每个算符之间插入 $W^\dagger W = \mathbb{I}$ ，推出

$$WH(\phi, \pi)W^\dagger = H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$$

 $W[\phi, H(\phi, \pi)]W^\dagger = -i(\partial_0 W)W^\dagger\phi_{in} + [\phi_{in}, H_{in}(\phi_{in}, \pi_{in})] + i\phi_{in}(\partial_0 W)W^\dagger$ 化为

$$[\phi_{\text{in}}, H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})] = -i[(\partial_0 W)W^\dagger, \phi_{\text{in}}] + [\phi_{\text{in}}, H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})]$$

 这意味着

$$[i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in}, \pi_{in}), \phi_{in}] = 0$$

其中

$$\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) \equiv H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) - H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$$

中 将 ϕ 和 ϕ_{in} 替换成 π 和 π_{in} ，重复上述推导过程，得到

$$[\mathbf{i}(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}), \pi_{\text{in}}] = 0$$



裸质量与物理质量的平方差

 注意，物理质量 m 与裸质量 m_0 不同

这里的 $\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) \equiv H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) - H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 也与 $H_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 有所差别

如果相互作用项不包含 $\phi(x)$ 的时空导数 $\partial_\mu \phi$ ，则 $\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 不依赖于 $\pi_{\text{in}}(x)$ ，只依赖于 $\phi_{\text{in}}(x)$ ；下面只考虑这种情况，将它改记为 $\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}})$

⑧ 比如，在 ϕ^4 理论中，有

$$H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi_{\text{in}}^2 + (\nabla \phi_{\text{in}})^2 + m_0^2 \phi_{\text{in}}^2] + \frac{\lambda}{4!} \int d^3x \phi_{\text{in}}^4$$

$$H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) = \frac{1}{2} \int d^3x [\pi_{\text{in}}^2 + (\nabla \phi_{\text{in}})^2 + m^2 \phi_{\text{in}}^2]$$

故 $\tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}) = \int d^3x \left[\frac{1}{2}(\mathbf{m}_0^2 - \mathbf{m}^2)\phi_{\text{in}}^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi_{\text{in}}^4 \right] = \int d^3x \left(\frac{1}{2}\delta\mathbf{m}^2\phi_{\text{in}}^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi_{\text{in}}^4 \right)$

其中 $\delta m^2 \equiv m_0^2 - m^2$ 是裸质量与物理质量的平方差

$W(t)$ 的运动方程

这表明，算符 $A \equiv i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in})$ 与 ϕ_{in} 、 π_{in} 都是对易的

由于 ϕ_{in} 和 π_{in} 是系统的正则变量，它们可以构建一组算符完备集，而这组完备集中的任意算符都与 A 对易，这说明算符 A 必定正比于恒等算符 \mathbb{I} ，即

$$i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}) = c(t)\mathbb{I}$$



其中系数 $c(t)$ 是时间 t 的 **c** 数函数

$W(t)$ 的运动方程

【】 $[i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in}), \phi_{in}] = 0$ 和 $[i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in}), \pi_{in}] = 0$ 表明，算符 $A \equiv i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in})$ 与 ϕ_{in} 、 π_{in} 都是对易的

【】 由于 ϕ_{in} 和 π_{in} 是系统的正则变量，它们可以构建一组算符完备集，而这组完备集中的任意算符都与 A 对易，这说明算符 A 必定正比于恒等算符 \mathbb{I} ，即

$$i(\partial_0 W)W^\dagger - \tilde{H}_1(\phi_{in}) = c(t)\mathbb{I}$$

【】 其中系数 $c(t)$ 是时间 t 的 **c** 数函数；改写上式，得到 $W(t)$ 的运动方程

$$i\partial_0 W = \tilde{H}_1^c(t)W$$

【】 这里 $\tilde{H}_1^c(t) \equiv \tilde{H}_1(\phi_{in}) + c(t)$ 是用入场 $\phi_{in}(x)$ 表达出来的**时间** t 的函数

【】 此方程与 6.2 节**时间演化算符**的微分方程 $i\frac{\partial}{\partial t} U(t, t_0) = H_1^I(t)U(t, t_0)$ 形式相同

【】 采用类似的求解方法，将解表达为

$$W(t) = W(t_0) - i \int_{t_0}^t dt_1 \tilde{H}_1^c(t_1)W(t_1)$$

时间演化算符的 Dyson 级数

Ω 重复迭代，利用时序乘积得到

$$\begin{aligned} W(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{t_0}^t dt_1 \cdots \int_{t_0}^t dt_n \mathsf{T}[\tilde{H}_1^c(t_1) \cdots \tilde{H}_1^c(t_n)] W(t_0) \\ &= \mathsf{T} \exp \left[-i \int_{t_0}^t dt' \tilde{H}_1^c(t') \right] W(t_0) \end{aligned}$$

在 6.2 节中，时间演化算符 $U(t, t_0) = V(t)V^\dagger(t_0)$ 依赖于联系 Heisenberg 绘景和相互作用绘景的含时么正算符 $V(t)$

 现在渐近场 $\phi_{\text{in}}(x)$ 扮演了相互作用绘景的场算符的角色，因此应该用 $W(t)$ 取代 $V(t)$ ，将时间演化算符定义为

$$U(t, t_0) \equiv W(t)W^\dagger(t_0) = \mathsf{T} \exp \left[-i \int_{t_0}^t dt' \tilde{H}_1^c(t') \right]$$

 这个结果也是一个 Dyson 级数，只不过 $\tilde{H}_1^c(t')$ 取代了原来的 $H_1^I(t')$

这样定义的时间演化算符仍然具有 6.2 节所描述的性质

n 点关联函数与渐近场

接下来用渐近场来表达 n 点关联函数，由变换关系 $\phi(x) = W^\dagger(t)\phi_{\text{in}}(x)W(t)$ 得

$$\begin{aligned}
G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) &= \langle 0 | \mathsf{T}[\phi(x_1)\phi(x_2)\cdots\phi(x_n)] | 0 \rangle \\
&= \langle 0 | \mathsf{T}[W^\dagger(t_1)\phi_{\text{in}}(x_1)W(t_1)W^\dagger(t_2)\phi_{\text{in}}(x_2)W(t_2)\cdots W^\dagger(t_n)\phi_{\text{in}}(x_n)W(t_n)] | 0 \rangle \\
&= \langle 0 | \mathsf{T}[W^\dagger(+\infty)W(+\infty)W^\dagger(t_1)\phi_{\text{in}}(x_1)W(t_1)W^\dagger(t_2)\phi_{\text{in}}(x_2)W(t_2) \\
&\quad \times \cdots W^\dagger(t_n)\phi_{\text{in}}(x_n)W(t_n)W^\dagger(-\infty)W(-\infty)] | 0 \rangle \\
&= \langle 0 | W^\dagger(+\infty) \mathsf{T}[U(+\infty, t_1)\phi_{\text{in}}(x_1)U(t_1, t_2)\phi_{\text{in}}(x_2) \\
&\quad \times \cdots U(t_{n-1}, t_n)\phi_{\text{in}}(x_n)U(t_n, -\infty)] W(-\infty) | 0 \rangle
\end{aligned}$$

 第三步在方括号中插入 $W^\dagger(+\infty)W(+\infty) = \mathbb{I}$ 和 $W^\dagger(-\infty)W(-\infty) = \mathbb{I}$

最后一步改写成时间演化算符 $U(t, t_0) \equiv W(t)W^\dagger(t_0)$ 的形式

 由于时序乘积里面的含时算符能够任意移动，可以让里面的时间演化算符相邻排列，再由乘法规则 $U(t_2, t_1)U(t_1, t_0) = U(t_2, t_0)$ 得到

$$U(+\infty, t_1)U(t_1, t_2)\cdots U(t_{n-1}, t_n)U(t_n, -\infty) = U(+\infty, -\infty)$$

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = \langle 0 | W^\dagger(+\infty) \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) U(+\infty, -\infty)] W(-\infty) | 0 \rangle$$

$$\langle \Psi_n; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle$$

现在需要知道 $W(+\infty)$ 和 $W(-\infty)$ 对**真空态** $|0\rangle$ 作用的结果

设 $|\Psi_p; \text{in}\rangle$ 是包含一个四维动量为 p^μ 的粒子的任意入态，表达为

$$|\Psi_p; \text{in}\rangle = \sqrt{2E_p} a_{p,\text{in}}^\dagger |\Psi; \text{in}\rangle$$

其中 $|\Psi; \text{in}\rangle$ 包含除这个粒子之外的其它成分

利用 $a_{\mathbf{p},\text{in}} = \frac{i}{\sqrt{2E_p}} \int d^3x e^{ip \cdot x} \partial_0^\leftrightarrow \phi_{\text{in}}(x)$ 推出

$$\begin{aligned}\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle &= \sqrt{2E_p} \langle \Psi; \text{in} | a_{p,\text{in}} W(-\infty) | 0 \rangle \\ &= i \int d^3x e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \langle \Psi; \text{in} | \phi_{\text{in}}(x) W(-\infty) | 0 \rangle \\ &= i \int d^3x e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \langle \Psi; \text{in} | W(t) \phi(x) W^\dagger(t) W(-\infty) | 0 \rangle\end{aligned}$$

已用到变换关系 $\phi_{in}(x) = W(t)\phi(x)W^\dagger(t)$ ；取 $t \rightarrow -\infty$ 的极限，由渐近条件得

$$\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle = i\sqrt{Z} \lim_{t \rightarrow -\infty} \int d^3x e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \langle \Psi; \text{in} | W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) W(-\infty) | 0 \rangle$$

处理 $\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle$

$$\begin{aligned} e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 [W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t)] &= (\partial_0 e^{ip \cdot x}) W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) - e^{ip \cdot x} \partial_0 W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) \\ &\quad - e^{ip \cdot x} W(t) \partial_0 \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) - e^{ip \cdot x} W(t) \phi_{\text{in}}(x) \partial_0 W^\dagger(t) \\ &= W(t) [e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \phi_{\text{in}}(x)] W^\dagger(t) \\ &\quad - e^{ip \cdot x} [\partial_0 W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) + W(t) \phi_{\text{in}}(x) \partial_0 W^\dagger(t)] \end{aligned}$$

从而 $\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle$

$$\begin{aligned}
&= i\sqrt{Z} \lim_{t \rightarrow -\infty} \int d^3x e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \langle \Psi; \text{in} | W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) W(-\infty) | 0 \rangle \\
&= i\sqrt{Z} \lim_{t \rightarrow -\infty} \int d^3x \langle \Psi; \text{in} | W(t) [e^{ip \cdot x} \overleftrightarrow{\partial}_0 \phi_{\text{in}}(x)] W^\dagger(t) W(-\infty) | 0 \rangle \\
&\quad - i\sqrt{Z} \lim_{t \rightarrow -\infty} \int d^3x e^{ip \cdot x} \langle \Psi; \text{in} | [\partial_0 W(t) \phi_{\text{in}}(x) W^\dagger(t) \\
&\quad \quad \quad + W(t) \phi_{\text{in}}(x) \partial_0 W^\dagger(t)] W(-\infty) | 0 \rangle \\
&= \sqrt{2E_p Z} \langle \Psi; \text{in} | W(-\infty) a_{p,\text{in}} | 0 \rangle \\
&\quad - i \lim_{t \rightarrow -\infty} \int d^3x e^{ip \cdot x} \langle \Psi; \text{in} | [\partial_0 W(t) \phi(x) + W(t) \phi(x) \partial_0 W^\dagger(t)] W(t) | 0 \rangle
\end{aligned}$$

 第一项的推导用到 $W^\dagger(-\infty)W(-\infty) = \mathbb{I}$, 由于 $a_{p,in}|0\rangle = 0$, 此项贡献为零

$W(+\infty)|0\rangle$, $W(-\infty)|0\rangle$ 与真空态

用变换关系 $\phi(x) = W^\dagger(t)\phi_{\text{in}}(x)W(t)$ 将 $\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle$ 第二项中算符化为

$$\partial_0 W(t) \phi(x) + W(t) \phi(x) \partial_0 W^\dagger(t) W(t)$$

$$= \partial_0 W(t) W^\dagger(t) \phi_{\text{in}}(x) W(t) + \phi_{\text{in}}(x) W(t) \partial_0 W^\dagger(t) W(t)$$

$$= \partial_0 W(t) W^\dagger(t) \phi_{\text{in}}(x) W(t) + \phi_{\text{in}}(x) \{ \partial_0 [W(t) W^\dagger(t)] - \partial_0 W(t) W^\dagger(t) \} W(t)$$

$$= [\partial_0 W(t) W^\dagger(t), \phi_{\text{in}}(x)] W(t) = -i [\tilde{H}_1^c(t), \phi_{\text{in}}(x)] W(t)$$



最后一步用到运动方程 $i\partial_0 W = \tilde{H}_1^c(t)W$



我们已经假设 $\tilde{H}_1^c(t)$ 只依赖 $\phi_{\text{in}}(x)$ ，故 $[\tilde{H}_1^c(t), \phi_{\text{in}}(x)] = 0$



从而 $\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle$ 第二项的贡献也是零, 于是

$$\langle \Psi_p; \text{in} | W(-\infty) | 0 \rangle = 0$$

由于 $|\Psi_p; \text{in}\rangle$ 是任意的，上式表明态矢 $W(-\infty)|0\rangle$ 不包含任何粒子，它至多与真空态相差一个相位因子 c_- ，即 $W(-\infty)|0\rangle = c_-|0\rangle$

类似地，可以推出 $W(+\infty)|0\rangle = c_+|0\rangle$ ，其中 c_+ 是另一个相位因子

表达 n 点关联函数

由真空态的归一化条件和 $W(t)$ 的幺正性得

$$\begin{aligned} 1 &= \langle 0|0\rangle = \langle 0|W^\dagger(+\infty)W(+\infty)W^\dagger(-\infty)W(-\infty)|0\rangle \\ &= \langle 0|W^\dagger(+\infty)U(+\infty,-\infty)W(-\infty)|0\rangle = c_+^*c_- \langle 0|\mathsf{T}[U(+\infty,-\infty)]|0\rangle \end{aligned}$$

故 $c_+^* c_- = \frac{1}{\langle 0 | T[U(+\infty, -\infty)] | 0 \rangle}$

结合 Dyson 级数，将 n 点关联函数表达为

$$\begin{aligned} G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) &= \langle 0 | W^\dagger(+\infty) \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) U(+\infty, -\infty)] W(-\infty) | 0 \rangle \\ &= c_+^* c_- \langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) U(+\infty, -\infty)] | 0 \rangle \\ &= \frac{\langle 0 | \mathsf{T} \left\{ \phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt \tilde{H}_1^c(t) \right] \right\} | 0 \rangle}{\langle 0 | \mathsf{T} \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt \tilde{H}_1^c(t) \right] | 0 \rangle} \end{aligned}$$

将 $\tilde{H}_1^c(t) \equiv \tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}) + c(t)$ 代入上式的分子和分母中

则 $c(t)$ 贡献一个因子 $\exp\left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt c(t)\right]$ ，分子和分母的这个共同因子相互抵消

化简 n 点关联函数

因此, $c(t)$ 实际上对 n 点关联函数没有贡献

可以用 $\tilde{H}_1(t) = \tilde{H}_1(\phi_{\text{in}}) = H(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}}) - H_{\text{in}}(\phi_{\text{in}}, \pi_{\text{in}})$ 替代 $\tilde{H}_1^c(t)$ ，得到

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{\mathcal{N}} \langle 0 | \mathsf{T} \left\{ \phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt \tilde{H}_1(t) \right] \right\} | 0 \rangle$$

其中归一化因子

$$\mathcal{N} \equiv \langle 0 | T \exp \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} dt \tilde{H}_1(t) \right] | 0 \rangle$$

只是一个相位因子

 设 $\tilde{H}_1(x)$ 是 $\tilde{H}_1(t)$ 的空间密度，它是用渐近场 $\phi_{\text{in}}(x)$ 表达的，满足

$$\tilde{H}_1(t) = \int d^3x \, \tilde{\mathcal{H}}_1(x)$$

n 点关联函数的微扰级数

 将指数函数展开，得到 n 点关联函数的微扰级数

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{\mathcal{N}} \langle 0 | T \left\{ \phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

$$= \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-i)^k}{k!} \int d^4y_1 \cdots d^4y_k \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_k)] | 0 \rangle$$

其中归一化因子展开为

$$\begin{aligned}\mathcal{N} &= \langle 0 | \mathsf{T} \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] | 0 \rangle \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-i)^k}{k!} \int d^4y_1 \cdots d^4y_k \langle 0 | \mathsf{T} [\tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_k)] | 0 \rangle.\end{aligned}$$

可以利用 Wick 定理处理这个微扰级数，并导出 Feynman 图

10.5 节 多点关联函数的 Feynman 图

 本节在 ϕ^4 理论中讨论多点关联函数的微扰论，并画出 Feynman 图

 将 ϕ^4 理论的 $\tilde{\mathcal{H}}_1(x)$ 分为两个部分, $\tilde{\mathcal{H}}_1(x) = \mathcal{H}_{\delta m^2}(x) + \mathcal{H}_\lambda(x)$

$$\mathcal{H}_{\delta m^2}(x) \equiv \frac{1}{2} \delta m^2 \phi_{\text{in}}^2(x), \quad \mathcal{H}_\lambda(x) \equiv \frac{\lambda}{4!} \phi_{\text{in}}^4(x)$$

 可见， $\tilde{\mathcal{H}}_1(x)$ 中除了 ϕ^4 相互作用项 \mathcal{H}_λ 之外，还出现了 ϕ_{in} 的二次项 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ ，它跟质量重整化 (mass renormalization) 有关

10.5 节 多点关联函数的 Feynman 图

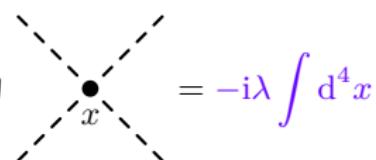
 本节在 ϕ^4 理论中讨论多点关联函数的微扰论，并画出 Feynman 图

 将 ϕ^4 理论的 $\tilde{\mathcal{H}}_1(x)$ 分为两个部分, $\tilde{\mathcal{H}}_1(x) = \mathcal{H}_{\delta m^2}(x) + \mathcal{H}_\lambda(x)$

$$\mathcal{H}_{\delta m^2}(x) \equiv \frac{1}{2} \delta m^2 \phi_{\text{in}}^2(x), \quad \mathcal{H}_\lambda(x) \equiv \frac{\lambda}{4!} \phi_{\text{in}}^4(x)$$

 可见， $\tilde{\mathcal{H}}_1(x)$ 中除了 ϕ^4 相互作用项 \mathcal{H}_λ 之外，还出现了 ϕ_{in} 的二次项 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ ，它跟质量重整化 (mass renormalization) 有关

根据 7.3 节讨论, \mathcal{H}_λ 在位置空间中给出的顶点规则为



类似地, $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 给出位置空间“顶点规则”

$$\text{---} \times \text{---}_x = -i\delta m^2 \int d^4 x$$

相应的动量空间规则为

$$\text{---} \times \text{---} = -i\delta m^2$$

两点关联函数展开式

现在将两点关联函数 $G^{(2)}(x_1, x_2)$ 与归一化因子 \mathcal{N} 的乘积展开，得

$$\begin{aligned}\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2) &= \langle 0 | \mathsf{T} \left\{ \phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle \\ &= \langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2)] | 0 \rangle - \frac{i \delta m^2}{2} \int d^4x \langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2) \phi_{\text{in}}^2(x)] | 0 \rangle \\ &\quad - \frac{i \lambda}{4!} \int d^4x \langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2) \phi_{\text{in}}^4(x)] | 0 \rangle + \dots\end{aligned}$$

这里省略了高阶贡献

下面处理前三项中的真空气待值，应用 Wick 定理将时序乘积转化为正规乘积

🍓 由于任意多个场算符的正规乘积的真空期待值为零，只有正规乘积中所有的场算符都发生了缩并，才能得到非平庸的结果

 我们称这种情况为**完全缩并**

两点关联函数的分解

 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ 第一项是 6.4.1 小节讨论的实标量场 Feynman 传播子,

$$\langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)] | 0 \rangle = \langle 0 | \mathsf{N}[\overline{\phi_{\text{in}}(x_1)}\phi_{\text{in}}(x_2)] | 0 \rangle = D_F(x_1 - x_2) = D_{12}$$

 为便于书写, 这里引进 Feynman 传播子的**缩写记号**, 定义为

$$D_{ij} \equiv D_F(x_i - x_j) = D_{ji}, \quad D_{xy} \equiv D_F(x - y) = D_{yx}, \quad D_{ix} \equiv D_F(x_i - x) = D_{xi}$$

两点关联函数的分解

 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ 第一项是 6.4.1 小节讨论的实标量场 Feynman 传播子,

$$\langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)] | 0 \rangle = \langle 0 | \mathsf{N}[\overline{\phi_{\text{in}}(x_1)}\phi_{\text{in}}(x_2)] | 0 \rangle = D_F(x_1 - x_2) = D_{12}$$

 为便于书写, 这里引进 Feynman 传播子的**缩写记号**, 定义为

$$D_{ij} \equiv D_F(x_i - x_j) = D_{ji}, \quad D_{xy} \equiv D_F(x - y) = D_{yx}, \quad D_{ix} \equiv D_F(x_i - x) = D_{xi}$$

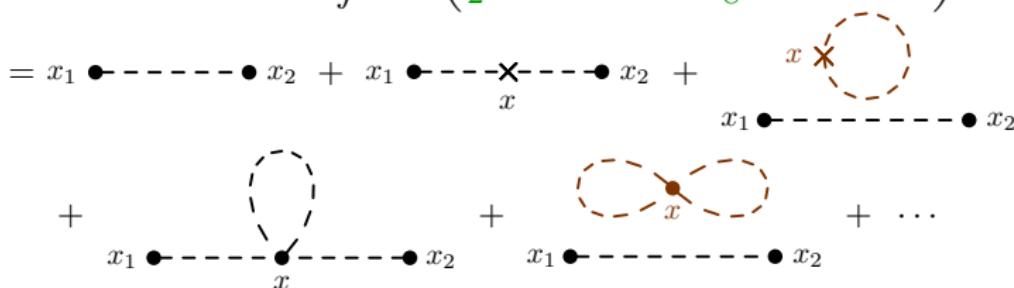
 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ 第二项和第三项中的真空期待值分解为

$$\begin{aligned}
\langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)\phi_{\text{in}}^2(x)] | 0 \rangle &= A_2^2 \langle 0 | \mathsf{N}[\underbrace{\phi_{\text{in}}(x_1)}_{\mathcal{C}_4^2 A_2^2} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x_2)}_{\mathcal{C}_3^1} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{12}} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{xx}}] | 0 \rangle \\
&\quad + \langle 0 | \mathsf{N}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)\phi_{\text{in}}(x)\phi_{\text{in}}(x)] | 0 \rangle \\
&= \mathcal{D}_{1x} \mathcal{D}_{x2} + \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{xx} \\
\langle 0 | \mathsf{T}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)\phi_{\text{in}}^4(x)] | 0 \rangle &= C_4^2 A_2^2 \langle 0 | \mathsf{N}[\underbrace{\phi_{\text{in}}(x_1)}_{\mathcal{C}_4^2 A_2^2} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x_2)}_{\mathcal{C}_3^1} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{12}} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{xx}} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{12}} \underbrace{\phi_{\text{in}}(x)}_{\mathcal{D}_{xx}}] | 0 \rangle \\
&\quad + C_3^1 \langle 0 | \mathsf{N}[\phi_{\text{in}}(x_1)\phi_{\text{in}}(x_2)\phi_{\text{in}}(x)\phi_{\text{in}}(x)\phi_{\text{in}}(x)\phi_{\text{in}}(x)] | 0 \rangle \\
&= 12 \mathcal{D}_{1x} \mathcal{D}_{xx} \mathcal{D}_{x2} + 3 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{xx} \mathcal{D}_{xx}
\end{aligned}$$

用 Feynman 图表示两点关联函数

将这些结果代回 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ ，用 Feynman 图表示，得

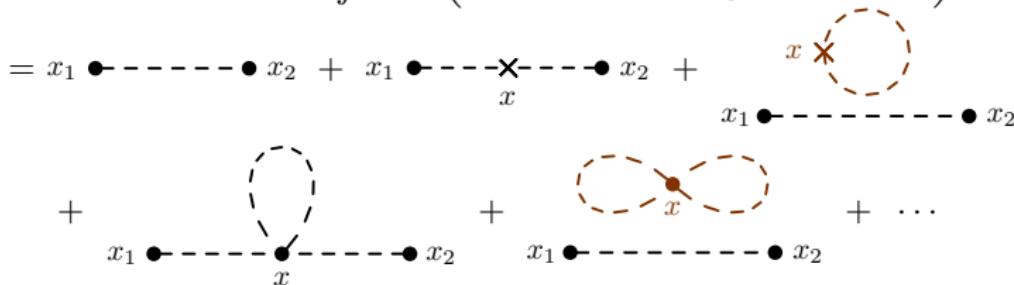
$$\begin{aligned}\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2) &= D_{12} - i\delta m^2 \int d^4x \left(D_{1x}D_{x2} + \frac{1}{2} D_{12}D_{xx} \right) \\ &\quad - i\lambda \int d^4x \left(\frac{1}{2} D_{1x}D_{xx}D_{x2} + \frac{1}{8} D_{12}D_{xx}D_{xx} \right) + \dots\end{aligned}$$



用 Feynman 图表示两点关联函数

 将这些结果代回 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ ，用 Feynman 图表示，得

$$\begin{aligned}\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2) &= D_{12} - i\delta m^2 \int d^4x \left(D_{1x}D_{x2} + \frac{1}{2} D_{12}D_{xx} \right) \\ &\quad - i\lambda \int d^4x \left(\frac{1}{2} D_{1x}D_{xx}D_{x2} + \frac{1}{8} D_{12}D_{xx}D_{xx} \right) + \dots\end{aligned}$$



 第一步中 3 个分数因子的分母就是相应 Feynman 图的对称性因子

2 点关联函数 $G^{(2)}(x_1, x_2)$ 的宗量是两个时空点 x_1^μ 和 x_2^μ ，称为外点 (external point)，在多点关联函数的 Feynman 图中用圆点表示

一般地, n 点关联函数 $G^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$ 描述 n 个外点之间的关联, 根据 LSZ 约化公式, 这 n 个外点对于 T 矩阵元相应 Feynman 图中的 n 条外线



气泡图和连通图

 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ 中有 3 项包含 D_{12} ，它对应于从 x_1 到 x_2 的 Feynman 传播子
合并这 3 个同类项，将 D_{12} 的图形提取出来，余下 1 加上两个气泡图：

$$\begin{aligned}\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2) &= x_1 \bullet \cdots \bullet x_2 \times \left(1 + x \begin{array}{c} * \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right. \\ &\quad \left. + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \bullet x \right) \\ &+ x_1 \bullet \cdots \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \bullet x_2 + \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \bullet x_1 \bullet \cdots \bullet x_2 + \dots\end{aligned}$$

 气泡图的特点是不与任何外点相连；将各个外点都连接起来且不包含气泡图的 Feynman 图称为连通图 (connected diagram)

 可见，这里第一项因式分解为连通图与 1 加两个气泡图的乘积，这样的因子化 (factorization) 是普遍的，下面作一般论述

归一化因子的 Feynman 图

归一化因子 $\mathcal{N} = \langle 0 | T \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] | 0 \rangle$ 对所有时空点都进行积分，而相

应的 Feynman 图不包含任何外点，必然对应着各种各样的气泡图

可以认为 \mathcal{N} 描述了从**真空态**到**真空态**之间的**跃迁过程**

在 ϕ^4 理论中，有

$$\mathcal{N} = \langle 0 | \mathsf{T} \exp \left\{ -i \int d^4x \left[\frac{1}{2} \delta m^2 \phi_{in}^2(x) + \frac{\lambda}{4!} \phi_{in}^4(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

$$= 1 + \text{Diagram A} + \text{Diagram B} + \text{Diagram C} + \dots$$

+  +  +  +  +  +  + ...

这里前三项正是上一页 $\mathcal{N}G^{(2)}(x_1, x_2)$ 图形表达式圆括号中的项

多点关联函数与连通图

🐴 由此可以猜测，

pineapple n 点关联函数

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{\mathcal{N}} \langle 0 | T \left\{ \phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

中的 $1/\mathcal{N}$ 因子正好抵消了所有气泡图对真空气期待值

$$\langle 0 | T \left\{ \phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

的贡献，故相关 Feynman 图都是连通图

apple 接下来给出证明



关于连通图的证明

证明 对 $\mathcal{N}G^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$ 应用 **Wick 定理**, 只保留有**非平庸贡献的完全缩并**

将相关贡献分解为两个真空中期待值之积, 要求**第一个真空中期待值**只包含**连通图**的贡献, **第二个真空中期待值**只包含**气泡图**的贡献, 得到

$$\begin{aligned}
 & \mathcal{N}G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) \\
 &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-i)^k}{k!} \int d^4y_1 \cdots d^4y_k \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_k)] | 0 \rangle \\
 &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-i)^k}{k!} \int d^4y_1 \cdots d^4y_k \sum_{j=0}^k \frac{k!}{j!(k-j)!} \\
 &\quad \times \langle 0 | N[\phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_{k-j})] \text{的所有完全缩并} | 0 \rangle \\
 &\quad \times \langle 0 | N[\tilde{\mathcal{H}}_1(y_{k-j+1}) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_k)] \text{的所有完全缩并} | 0 \rangle
 \end{aligned}$$

对于某个 k 值, 挑选 j 个 $\tilde{\mathcal{H}}_1$ 放在**第二个真空中期待值**中的方法有 $C_k^j = \frac{k!}{j!(k-j)!}$ 种, 因而需要考虑这个因子, 再对 j 求和

拆解积分

拆解积分，利用推广的阶乘定义 $\frac{1}{m!} \rightarrow 0$ 将 j 的求和上限扩展到无穷大，得

$$\mathcal{N}G^{(n)}(x_1, \dots, x_n)$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^{k-j}}{(k-j)!} \frac{(-i)^j}{j!} \\ \times \int d^4 y_1 \cdots d^4 y_{k-j} \langle 0 | N[\phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_{k-j})] \text{的所有完全缩并} | 0 \rangle$$

$\times \int d^4 y_{k-j+1} \cdots d^4 y_k \langle 0 | N[\tilde{\mathcal{H}}_1(y_{k-j+1}) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_k)] \text{的所有完全缩并} | 0 \rangle$

$$= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-i)^i}{i!} \int d^4 y_1 \cdots d^4 y_i \langle 0 | N[\phi_{in}(x_1) \cdots \phi_{in}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_i)] \text{ 的所有完全缩并} | 0 \rangle$$

$$\times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^j}{j!} \int d^4 y_{i+1} \cdots d^4 y_{i+j} \langle 0 | N[\tilde{\mathcal{H}}_1(y_{i+1}) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_{i+j}) \text{ 的所有完全缩并}] | 0 \rangle$$

第二步作变量替换 $k \rightarrow i \equiv k - j$ ，分开两个求和，第二个求和式正是归一化因子

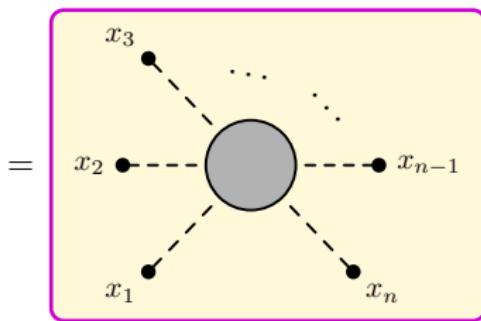
$$\mathcal{N} = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^j}{j!} \int d^4 y_{i+1} \cdots d^4 y_{i+j} \langle 0 | \mathsf{T}[\tilde{\mathcal{H}}_1(y_{i+1}) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_{i+j})] | 0 \rangle$$

完成证明



将归一化因子从左右两边同时约去，推出

$$\begin{aligned}
 G^{(n)}(x_1, \dots, x_n) &= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-i)^i}{i!} \int d^4 y_1 \cdots d^4 y_i \\
 &\quad \times \langle 0 | N[\phi_{\text{in}}(x_1) \cdots \phi_{\text{in}}(x_n) \tilde{\mathcal{H}}_1(y_1) \cdots \tilde{\mathcal{H}}_1(y_i)] \text{的所有完全缩并} | 0 \rangle \\
 &= \text{包含 } n \text{ 个外点 } x_1, \dots, x_n \text{ 的所有连通图}
 \end{aligned}$$



第三步用灰色圆形表示所有连通图之和

证毕



二次项对两点关联函数的贡献

🐑 下面考察**二次项** $\mathcal{H}_{\delta m^2} = \frac{1}{2} \delta m^2 \phi_{\text{in}}^2(x)$ 的影响，它对**两点关联函数**的贡献为

$$G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2) \equiv \frac{1}{\mathcal{N}} \langle 0 | T \left\{ \phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2) \exp \left[-i \int d^4x \mathcal{H}_{\delta m^2}(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

$$= x_1 \bullet \dots \bullet x_2 + x_1 \bullet \underset{x}{\cancel{x}} \bullet \dots \bullet x_2 + x_1 \bullet \underset{x}{\cancel{x}} \bullet \underset{y}{\cancel{x}} \bullet \dots \bullet x_2 + \dots$$

$$= D_{12} - i\delta m^2 \int d^4x D_{1x} D_{x2} + (-i\delta m^2)^2 \int d^4x d^4y D_{1x} D_{xy} D_{y2} + \dots$$

🎸 $G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, 0)$ 的 **Fourier 变换**是 $\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p) \equiv \int d^4x_1 e^{ip \cdot x_1} G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, 0)$

;left:首先， $\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2)$ 第一项对 $\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p)$ 的贡献是**动量空间中的 Feynman 传播子**

$$\tilde{D}_F(p) = \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \bullet \overset{\overrightarrow{p}}{\cdots} \bullet$$

🍔 其中第二步画出相应的**动量空间 Feynman 图**



$G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2)$ 第二项的贡献

其次, $G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2)$ 第二项对 $\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p)$ 的贡献为

$$\begin{aligned}
 & -i\delta m^2 \int d^4 x_1 d^4 x e^{ip \cdot x_1} D_F(x_1 - x) D_F(x) \\
 &= -i\delta m^2 \int \frac{d^4 x_1 d^4 x}{(2\pi)^8} e^{ip \cdot x_1} \frac{i e^{-ip_1 \cdot (x_1 - x)}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ip_2 \cdot x}}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= -i\delta m^2 \int d^4 p_1 d^4 p_2 \delta^{(4)}(p_1 - p) \delta^{(4)}(p_2 - p_1) \frac{i}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (-i\delta m^2) \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= \tilde{D}_F(p) (-i\delta m^2) \tilde{D}_F(p) \\
 &= \bullet \xrightarrow{p} \times \cdots \bullet
 \end{aligned}$$

最后一步根据动量空间 Feynman 规则画出 Feynman 图



$G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2)$ 第三项的贡献

最后, $G_{\delta m^2}^{(2)}(x_1, x_2)$ 第三项对 $\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p)$ 的贡献是

$$\begin{aligned}
 & (-i\delta m^2)^2 \int d^4 x_1 d^4 x d^4 y e^{ip \cdot x_1} D_F(x_1 - x) D_F(x - y) D_F(y) \\
 &= (-i\delta m^2)^2 \int \frac{d^4 x_1 d^4 x d^4 y d^4 p_1 d^4 p_2 d^4 p_3}{(2\pi)^{12}} e^{ip \cdot x_1} \\
 &\quad \times \frac{i e^{-ip_1 \cdot (x_1 - x)}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ip_2 \cdot (x - y)}}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ip_3 \cdot y}}{p_3^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= (-i\delta m^2)^2 \int d^4 p_1 d^4 p_2 d^4 p_3 \delta^{(4)}(p_1 - p) \delta^{(4)}(p_2 - p_1) \delta^{(4)}(p_3 - p_2) \\
 &\quad \times \frac{i}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{p_3^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (-i\delta m^2) \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (-i\delta m^2) \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 &= \tilde{D}_F(p) (-i\delta m^2) \tilde{D}_F(p) (-i\delta m^2) \tilde{D}_F(p) = \bullet \overrightarrow{-\times} \cdots \times \cdots \bullet
 \end{aligned}$$

二次项对动量空间传播子的贡献

综上，二次项 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 对动量空间传播子 $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 的贡献为

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p) &= \tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p) + \dots \\ &= \bullet \xrightarrow{p} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \times \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \times \times \bullet + \dots\end{aligned}$$

可见，对多点关联函数作 Fourier 变换后，适当进行时空坐标和四维动量的积分，则位置空间中的 Feynman 传播子 D_F 转换为相应的动量空间 Feynman 传播子 \tilde{D}_F

而与顶点联系在一起的时空积分已经用掉了，这说明剩下的因子正好可以用动量空间中的 Feynman 规则描述，由此得到一个普遍结论：

多点关联函数的 Fourier 变换对应于动量空间中的 Feynman 图

因此可以利用动量空间 Feynman 规则直接计算多点关联函数的 Fourier 变换

几何级数

现在 $\tilde{G}_{\delta m_2}^{(2)}(p)$ 表达式是一个几何级数，可改写为

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p) &= \tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p)(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p) + \dots \\ &= \tilde{D}_F(p) \sum_{k=0}^{\infty} [(-\mathrm{i}\delta m^2)\tilde{D}_F(p)]^k = \frac{\mathrm{i}}{p^2 - m^2 + \mathrm{i}\epsilon} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{\delta m^2}{p^2 - m^2 + \mathrm{i}\epsilon} \right)^k\end{aligned}$$

由几何级数公式 $\frac{1}{1-z} = \sum_{k=0}^{\infty} z^k$ ($|z| < 1$) 得

$$\frac{1}{a-z} = \frac{1}{a} \frac{1}{1-z/a} = \frac{1}{a} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{z}{a}\right)^k, \quad |z| < |a|$$

由于 δm^2 是微扰论中的小量，取 $a = p^2 - m^2 + i\epsilon$ 和 $z = \delta m^2$ ，有

$$\tilde{G}_{\delta m^2}^{(2)}(p) = \frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 + i\epsilon} = \frac{i}{p^2 - \textcolor{violet}{m}_0^2 + i\epsilon}$$

第二步用到定义式 $\delta m^2 \equiv m_0^2 - m^2$ ，可见，二次项 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 对两点关联函数的影响是将极点位置从物理质量平方 m^2 移动到裸质量平方 m_0^2 处

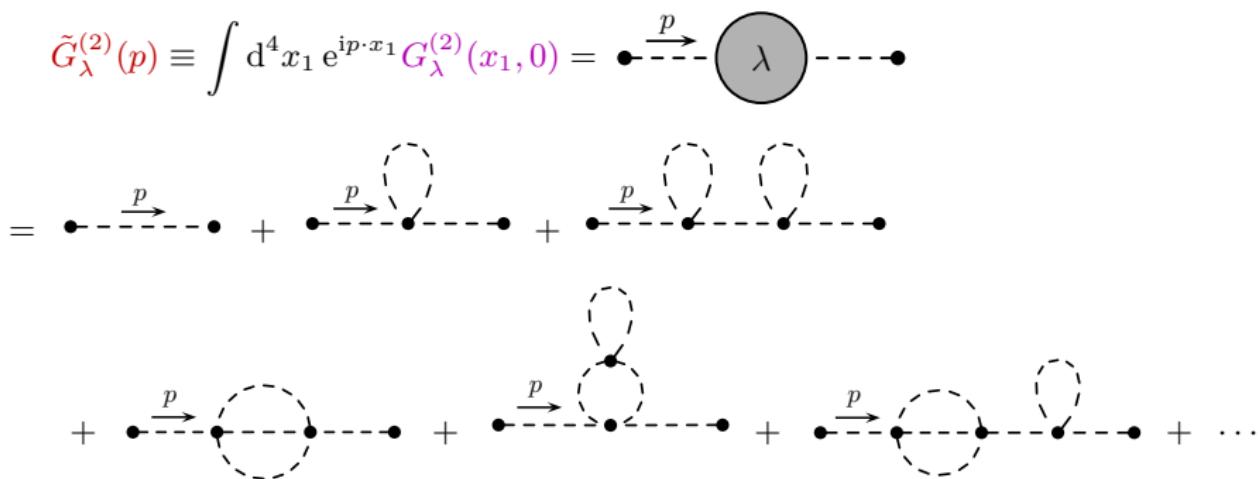


相互作用项对两点关联函数的贡献

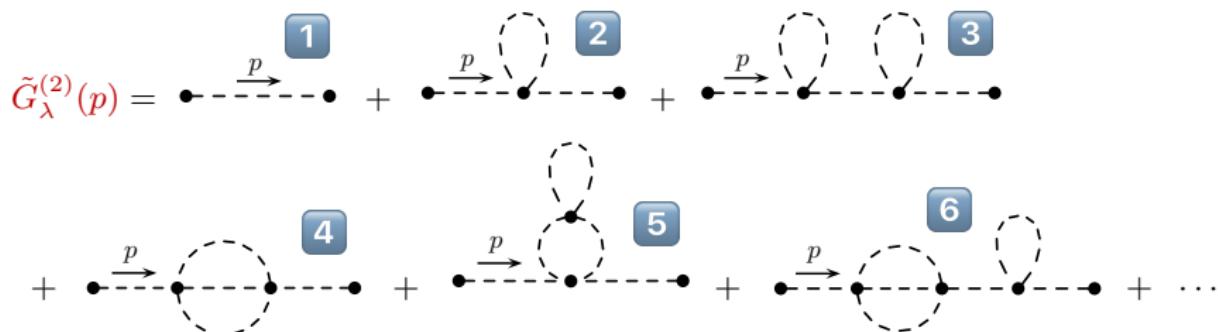
接下来考虑 ϕ^4 相互作用项 $\mathcal{H}_\lambda = \frac{\lambda}{4!} \phi_{\text{in}}^4(x)$ ，对它对两点关联函数的贡献为

$$G_\lambda^{(2)}(x_1, x_2) \equiv \frac{1}{\mathcal{N}} \langle 0 | T \left\{ \phi_{\text{in}}(x_1) \phi_{\text{in}}(x_2) \exp \left[-i \int d^4x \mathcal{H}_\lambda(x) \right] \right\} | 0 \rangle$$

作 Fourier 变换，将各种连通图画出来，得



单粒子不可约图

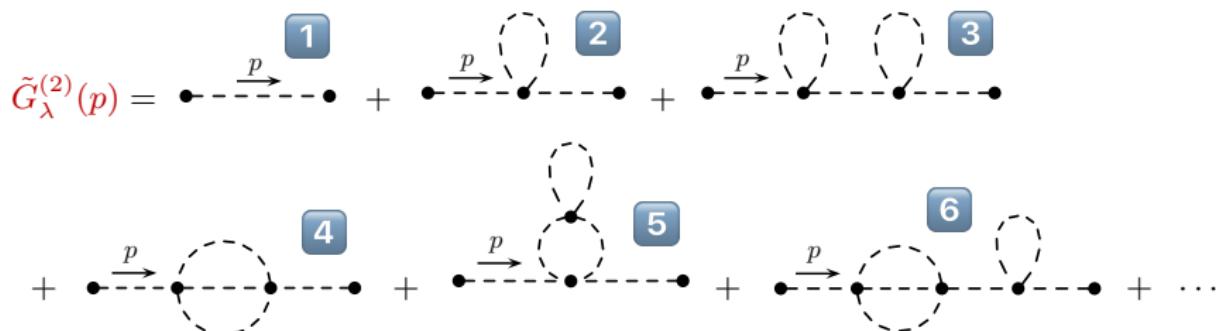


青蛙 在这些连通图中，3 和 6 是可以约化的

榔头 如果从 3 中移除连接中间两个点的内线，那么它会分割成两个不相连的部分

冰糖葫芦 如果从 6 中移除连接第三和第四个点的内线，它也会分割成两个不相连部分

单粒子不可约图



青蛙 在这些连通图中，3 和 6 是可以约化的

榔头 如果从 3 中移除连接中间两个点的内线，那么它会分割成两个不相连的部分

冰糖葫芦 如果从 6 中移除连接第三和第四个点的内线，它也会分割成两个不相连部分

肠子 像 2、4、5 这样，移除任意一条线之后不会分割成两个不相连的部分，这种图称为单粒子不可约图 (one-particle irreducible diagram)，简称 1PI 图

草莓 注意 1 并不属于 1PI 图

蜡烛 可利用 1PI 图约化各种连通图，比如 3 约化成两个 2，6 约化成 4 和 2

两点关联函数的所有 1PI 图

将所有由 \mathcal{H}_λ 贡献的两点关联函数 1PI 图记作

$$-i\Pi(p^2) = \boxed{\text{---} \xrightarrow{p} \text{1PI} \text{---}}$$

$$= \text{---} \xrightarrow{p} \text{---} + \text{---} \xrightarrow{p} \text{---} + \text{---} \xrightarrow{p} \text{---} + \dots$$

这些 1PI 图都属于 7.3 节讨论过的 ϕ 粒子自能图

定义上 1PI 自能图 $-i\Pi(p^2)$ 的表达式中不包含两个连接外点的 Feynman 传播子

Lorentz 对称性保证 $\Pi(p^2)$ 是 p^2 的函数

$\Pi(p^2)$ 的领头阶是 λ^1 阶，因而它是微扰论中的小量

相互作用项对动量空间传播子的贡献

利用 1PI 自能图 $-i\Pi(p^2)$ 可以将 $\tilde{G}_\lambda^{(2)}(p)$ 表达为

$$\begin{aligned}
 \tilde{G}_\lambda^{(2)}(p) &= \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \lambda \text{---} \bullet \\
 &= \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \text{1PI} \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \text{1PI} \text{---} \text{1PI} \text{---} \bullet + \dots \\
 &= \tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)[-i\Pi(p^2)]\tilde{D}_F(p) + \tilde{D}_F(p)[-i\Pi(p^2)]\tilde{D}_F(p)[-i\Pi(p^2)]\tilde{D}_F(p) + \dots \\
 &= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \sum_{k=0}^{\infty} \left[\frac{\Pi(p^2)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \right]^k = \frac{i}{p^2 - m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon}
 \end{aligned}$$

最后一步用到 $\frac{1}{a - z} = \frac{1}{a} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{z}{a}\right)^k$, $|z| < |a|$

这个结果表明相互作用项 \mathcal{H}_λ 也会影响两点关联函数的极点位置



动量空间中的完整传播子

将 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 和 \mathcal{H}_λ 的贡献合起来, 动量空间中的**两点关联函数** (即**完整的传播子**) 是

$$\begin{aligned}
 \tilde{G}^{(2)}(p) &= \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \circlearrowleft \text{---} \bullet \\
 &= \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \times \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \circlearrowleft \text{---} \bullet \\
 &\quad + \bullet \xrightarrow{p} \times \text{---} \times \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \circlearrowleft \text{---} \bullet \\
 &\quad + \bullet \xrightarrow{p} \times \text{---} \circlearrowleft \text{---} \bullet + \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \circlearrowleft \text{---} \bullet + \dots \\
 &= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \sum_{k=0}^{\infty} \left[\frac{\delta m^2 + \Pi(p^2)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \right]^k = \frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon}
 \end{aligned}$$

质量重整化条件

在单粒子态极点附近， $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 的行为应该与 Källén-Lehmann 谱表示

$$\tilde{G}^{(2)}(p) = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \int_{\sim 4m^2}^{\infty} ds \frac{i\rho(s)}{p^2 - s + i\epsilon}$$

的第一项相同，即

$$\frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon} \xrightarrow{p^0 \rightarrow E_p} \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon}$$

可见，为了保持极点位于物理质量 m 的平方处，必须要求 $\delta m^2 = -\Pi(m^2)$

这是质量重整化条件 (mass renormalization condition)，它表明质量重整化常数 δm^2 由 1PI 自能图的 $\Pi(p^2)$ 所决定

质量重整化条件

饼干 在单粒子态极点附近, $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 的行为应该与 Källén-Lehmann 谱表示

$$\tilde{G}^{(2)}(p) = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \int_{\sim 4m^2}^{\infty} ds \frac{i\rho(s)}{p^2 - s + i\epsilon}$$

的第一项相同, 即

$$\frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon} \xrightarrow{p^0 \rightarrow E_p} \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon}$$

饼干 可见, 为了保持极点位于物理质量 m 的平方处, 必须要求 $\delta m^2 = -\Pi(m^2)$

饼干 这是质量重整化条件 (mass renormalization condition), 它表明质量重整化常数 δm^2 由 1PI 自能图的 $\Pi(p^2)$ 所决定

饼干 由于 $\Pi(p^2)$ 的领头阶是 λ^1 阶, δm^2 的领头阶也是 λ^1 阶

饼干 在圈图计算中, $\Pi(p^2)$ 是发散的, 因而 δm^2 也是发散的; 不过, 它们相加时发散部分相互抵消, 因此对传播子的修正量 $f(p^2) \equiv \delta m^2 + \Pi(p^2)$ 是有限的 $\mathcal{O}(\lambda)$ 小量

饼干 由于二次项 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 的贡献抵消了相互作用项 \mathcal{H}_λ 对极点位置的影响, 我们称 $\mathcal{H}_{\delta m^2}$ 为质量抵消项 (mass counter term)

展开 $f(p^2)$

在 $p^2 = m^2$ 附近将 $f(p^2) = \delta m^2 + \Pi(p^2)$ 展开，得

$$\begin{aligned} f(p^2) &\simeq \delta m^2 + \Pi(m^2) + (p^2 - m^2) \left. \frac{df(p^2)}{dp^2} \right|_{p^2=m^2} + \mathcal{O}[(p^2 - m^2)^2] \\ &= (p^2 - m^2) \left. \frac{d\Pi(p^2)}{dp^2} \right|_{p^2=m^2} + \mathcal{O}[(p^2 - m^2)^2] \end{aligned}$$

从而 $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 在 $p^2 = m^2$ 附近近似为

$$\frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon} \simeq \frac{i}{(p^2 - m^2) [1 - d\Pi(p^2)/dp^2|_{p^2=m^2}] + i\epsilon}$$

$$= \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \left[1 - \left. \frac{d\Pi(p^2)}{dp^2} \right|_{p^2=m^2} \right]^{-1}$$



场强重整化条件



比较 $\frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon} \simeq \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \left[1 - \frac{d\Pi(p^2)}{dp^2} \Big|_{p^2=m^2} \right]^{-1}$ 与

$$\frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon} \xrightarrow{p^0 \rightarrow E_p} \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon}, \text{ 推出}$$

$$Z^{-1} = 1 - \frac{d\Pi(p^2)}{dp^2} \Big|_{p^2=m^2}$$



这是场强重整化条件，它表明场强重整化常数 Z 也由 1PI 自能图 $\Pi(p^2)$ 决定



而且

$$Z = 1 + \mathcal{O}(\lambda)$$



四点关联函数



现在讨论**四点关联函数**, 展开到 λ^1 阶, 有

$$\begin{aligned}
 & \mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) \\
 &= \langle 0 | T \left\{ \phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle \\
 &= \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4)] | 0 \rangle \\
 &\quad - \frac{i\delta m^2}{2} \int d^4x \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \phi_{in}^2(x)] | 0 \rangle \\
 &\quad - \frac{i\lambda}{4!} \int d^4x \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \phi_{in}^4(x)] | 0 \rangle + \mathcal{O}(\lambda^2)
 \end{aligned}$$



四点关联函数



现在讨论**四点关联函数**, 展开到 λ^1 阶, 有

$$\begin{aligned}
 & \mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) \\
 &= \langle 0 | T \left\{ \phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \exp \left[-i \int d^4x \tilde{\mathcal{H}}_1(x) \right] \right\} | 0 \rangle \\
 &= \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4)] | 0 \rangle \\
 &\quad - \frac{i\delta m^2}{2} \int d^4x \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \phi_{in}^2(x)] | 0 \rangle \\
 &\quad - \frac{i\lambda}{4!} \int d^4x \langle 0 | T[\phi_{in}(x_1) \phi_{in}(x_2) \phi_{in}(x_3) \phi_{in}(x_4) \phi_{in}^4(x)] | 0 \rangle + \mathcal{O}(\lambda^2)
 \end{aligned}$$

首先, $\mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 第一项给出的连通图为

$$\begin{aligned}
 G_0^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) &= \begin{array}{c} x_3 \bullet - - - - \bullet x_4 \\ x_1 \bullet - - - - \bullet x_2 \end{array} + \begin{array}{c} x_2 \bullet - - - - \bullet x_4 \\ x_1 \bullet - - - - \bullet x_3 \end{array} + \begin{array}{c} x_2 \bullet - - - - \bullet x_3 \\ x_1 \bullet - - - - \bullet x_4 \end{array} \\
 &= D_{12}D_{34} + D_{13}D_{24} + D_{14}D_{23}
 \end{aligned}$$

这三个图各自描述两个独立传播的自由粒子, 与散射过程无关



质量重整化常数的修正

hog 其次, $\mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 第二项给出的连通图为

$$\begin{aligned}
 & G_{\delta m^2}^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) \\
 = & \quad + \quad + \\
 & x_3 \bullet - - - \bullet x_4 \quad x_3 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_4 \quad x_2 \bullet - - - \bullet x_4 \\
 & x_1 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_2 \quad x_1 \bullet - - - - \bullet x_2 \quad x_1 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_3 \\
 & + \quad + \quad + \\
 & x_2 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_4 \quad x_2 \bullet - - - - \bullet x_3 \quad x_2 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_3 \\
 & + \quad + \quad + \\
 & x_1 \bullet - - - - \bullet x_3 \quad x_1 \bullet - - \cancel{x} - - \bullet x_4 \quad x_1 \bullet - - - - \bullet x_4 \\
 = & -i\delta m^2 \int d^4x (D_{1x}D_{x2}D_{34} + D_{12}D_{3x}D_{x4} + D_{1x}D_{x3}D_{24} \\
 & + D_{13}D_{2x}D_{x4} + D_{1x}D_{x4}D_{23} + D_{14}D_{2x}D_{x3})
 \end{aligned}$$

这些图在各个自由传播子上加入质量重整化常数的修正, 跟散射过程也没有关系

散射过程与连通图

最后, $\mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 第三项给出的连通图为

$$\begin{aligned}
 G_{\lambda}^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) &= \\
 &= -i\lambda \int d^4x D_F(x_1 - x) D_F(x_2 - x) D_F(x_3 - x) D_F(x_4 - x)
 \end{aligned}$$

散射过程与连通图

最后, $\mathcal{N}G^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 第三项给出的连通图为

$$G_{\lambda}^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) = -i\lambda \int d^4x D_F(x_1 - x)D_F(x_2 - x)D_F(x_3 - x)D_F(x_4 - x)$$

 接下来应用 LSZ 约化公式得到 $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$ 散射过程的 T 矩阵元，为此先计算 Klein-Gordon 微分算符 $(\partial_x^2 + m^2)$ 对 Feynman 传播子 $D_F(x - y)$ 的作用，有

$$\begin{aligned} (\partial_x^2 + m^2) D_F(x-y) &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (\partial_x^2 + m^2) e^{-ip \cdot (x-y)} \\ &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} (-p^2 + m^2) e^{-ip \cdot (x-y)} = -i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot (x-y)} \end{aligned}$$

即 $(\partial_x^2 + m^2)D_F(x - y) = -i\delta^{(4)}(x - y)$, 可见 Feynman 传播子 $D_F(x - y)$ 是 Klein-Gordon 算符 $(\partial_x^2 + m^2)$ 的 Green 函数



T 矩阵元

将 $G_{\lambda}^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 代入 LSZ 约化公式，得到 $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$ 的 T 矩阵元为

$$\begin{aligned}
 iT_{fi} &= \left(\frac{i}{\sqrt{Z}}\right)^4 \int d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 d^4x_4 e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2)} e^{-i(p_1 \cdot x_3 + p_2 \cdot x_4)} \\
 &\quad \times (\partial_{x_1}^2 + m^2)(\partial_{x_2}^2 + m^2)(\partial_{x_3}^2 + m^2)(\partial_{x_4}^2 + m^2) G_{\lambda}^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) \\
 &= -i\lambda \frac{i^4}{Z^2} \int d^4x d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 d^4x_4 e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2)} e^{-i(p_1 \cdot x_3 + p_2 \cdot x_4)} \\
 &\quad \times (\partial_{x_1}^2 + m^2) D_F(x_1 - x) (\partial_{x_2}^2 + m^2) D_F(x_2 - x) \\
 &\quad \times (\partial_{x_3}^2 + m^2) D_F(x_3 - x) (\partial_{x_4}^2 + m^2) D_F(x_4 - x) \\
 &= -\frac{i\lambda}{Z^2} \int d^4x d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 d^4x_4 e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2)} e^{-i(p_1 \cdot x_3 + p_2 \cdot x_4)} \\
 &\quad \times \delta^{(4)}(x_1 - x) \delta^{(4)}(x_2 - x) \delta^{(4)}(x_3 - x) \delta^{(4)}(x_4 - x) \\
 &= -\frac{i\lambda}{Z^2} \int d^4x e^{-i(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \cdot x} = -\frac{i\lambda}{Z^2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)
 \end{aligned}$$

领头阶计算

与 $iT_{fi} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_f) i\mathcal{M}$ 比较, 则 $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$ 散射过程的**不变振幅**为

$$i\mathcal{M} = -\frac{i\lambda}{Z^2} = -i\lambda + \mathcal{O}(\lambda^2)$$

第二步用到 $Z = 1 + \mathcal{O}(\lambda)$

在 λ^1 阶, 这里得到的 $i\mathcal{M}$ 与 7.3 节中的**领头阶计算结果相同**

可以看到,



在微扰论的**领头阶**计算中, 可取 $Z = 1$ 和 $\delta m^2 = 0$



即**不需要考虑重整化常数的影响**

这说明**第 7、8、9 章**中关于**领头阶**过程的计算方法是**合理的**



动量空间中的四点 Green 函数

对 $G_\lambda^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4)$ 作 Fourier 变换，得

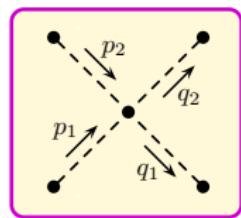
$$\begin{aligned}
 & \tilde{G}_\lambda^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2) \\
 &= \int \left(\prod_{i=1}^4 d^4 x_i \right) e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2 - p_1 \cdot x_3 - p_2 \cdot x_4)} G_\lambda^{(4)}(x_1, x_2, x_3, x_4) \\
 &= -i\lambda \int d^4 x \left(\prod_{i=1}^4 d^4 x_i \right) e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2 - p_1 \cdot x_3 - p_2 \cdot x_4)} \\
 &\quad \times D_F(x_1 - x) D_F(x_2 - x) D_F(x_3 - x) D_F(x_4 - x) \\
 &= -i\lambda \int d^4 x \left(\prod_{i=1}^4 d^4 x_i \right) \left(\prod_{j=1}^4 \frac{d^4 k_j}{(2\pi)^4} \right) e^{i(q_1 \cdot x_1 + q_2 \cdot x_2 - p_1 \cdot x_3 - p_2 \cdot x_4)} \\
 &\quad \times \frac{i e^{-ik_1 \cdot (x_1 - x)}}{k_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ik_2 \cdot (x_2 - x)}}{k_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ik_3 \cdot (x_3 - x)}}{k_3^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i e^{-ik_4 \cdot (x_4 - x)}}{k_4^2 - m^2 + i\epsilon}
 \end{aligned}$$

动量空间中的 Feynman 图



完成积分，得到

$$\begin{aligned}
& \tilde{G}_\lambda^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2) \\
&= -i\lambda \int \left(\prod_{j=1}^4 d^4 k_j \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_1 + k_2 + k_3 + k_4) \\
&\quad \times \delta^{(4)}(k_1 - q_1) \delta^{(4)}(k_2 - q_2) \delta^{(4)}(k_3 + p_1) \delta^{(4)}(k_4 + p_2) \\
&\quad \times \frac{i}{k_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{k_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{k_3^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{k_4^2 - m^2 + i\epsilon} \\
&= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \\
&\quad \times (-i\lambda) \frac{i}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon}
\end{aligned}$$



可见，这个结果也对应于动量空间中的 Feynman 图



再次得到 T 矩阵元

不过，额外出现了一个表征能动量守恒的 $(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)$ 因子

毕竟之前使用的动量空间 Feynman 规则是针对不变振幅 $i\mathcal{M}$ 设置的

而动量空间中的多点关联函数通过 LSZ 约化公式联系着 T 矩阵元 iT_{fi}

后者相对于 $i\mathcal{M}$ 就是多了这个因子



再次得到 T 矩阵元

不过，额外出现了一个表征能动量守恒的 $(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)$ 因子

毕竟之前使用的动量空间 Feynman 规则 是针对不变振幅 $i\mathcal{M}$ 设置的

而动量空间中的多点关联函数 通过 LSZ 约化公式 联系着 T 矩阵元 iT_{fi}

后者相对于 $i\mathcal{M}$ 就是多了这个因子

10.3 小节推导的 LSZ 约化公式 表明，

$$\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2)$$

$$\xrightarrow{\substack{p_i^0 \rightarrow E_{p_i} \\ q_j^0 \rightarrow E_{q_j}}} \frac{i\sqrt{Z}}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} iT_{fi}$$

与上一页的结果比较，同样可以得到 $\phi\phi \rightarrow \phi\phi$ 散射过程的 T 矩阵元

$$iT_{fi} = -\frac{i\lambda}{Z^2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)$$



LSZ 约化公式与四点关联函数

LSZ 约化公式

$$\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2)$$

$$\frac{p_i^0 \rightarrow E_{p_i}}{q_j^0 \rightarrow E_{q_j}} \frac{i\sqrt{Z}}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{i\sqrt{Z}}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} iT_{fi}$$

中的**四点关联函数**原则上包括了**所有阶贡献**的**四点连通图**，因而**每个外点**都会联系着一个**完整传播子**，受到**场强重整化常数** Z 的影响

结合**完整传播子**的形式 $\tilde{G}^{(2)}(p) = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \int_{\sim 4m^2}^{\infty} ds \frac{i\rho(s)}{p^2 - s + i\epsilon}$

将**动量空间中完整的四点关联函数**改写为

$$\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2)$$

$$\frac{p_i^0 \rightarrow E_{p_i}}{q_j^0 \rightarrow E_{q_j}} \frac{iZ}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iT_{fi}}{(\sqrt{Z})^4}$$

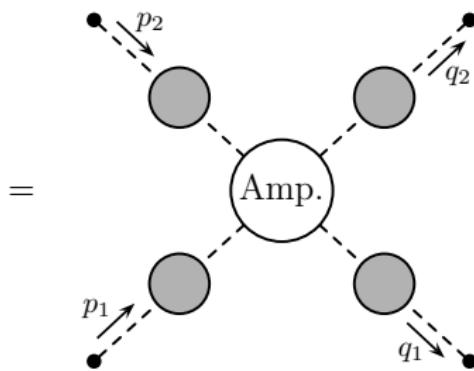
即每个**外点**贡献一个 $iZ/(q_i^2 - m^2 + i\epsilon)$ 或 $iZ/(q_i^2 - m^2 + i\epsilon)$ 形式的**完整传播子**

切断 Feynman 图

 用 Feynman 图将四点关联函数表示为

$$\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2)$$

$$\frac{p_i^0 \rightarrow E_{\mathbf{p}_i}}{q_j^0 \rightarrow E_{\mathbf{q}_j}} \rightarrow \frac{iZ}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{(\sqrt{Z})^4}$$



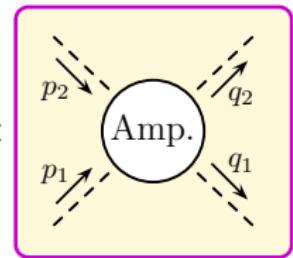
 将与外点相连的所有完整传播子从 Feynman 图上切除，得到的部分称为切断 (amputated) Feynman 图，在图中用“**Amp.**”标记

切断 Feynman 图与动量空间 Feynman 规则

🦀 将四个完整传播子从 $\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2)$ 的 Feynman 图中抽取出来，得到

$$\tilde{G}^{(4)}(q_1, q_2, -p_1, -p_2) \xrightarrow{\substack{p_i^0 \rightarrow E_{p_i} \\ q_j^0 \rightarrow E_{q_j}}} \frac{iZ}{q_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{q_2^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{iZ}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon}$$

$$\times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \times$$



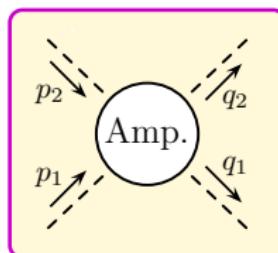
⛰️ 这里还抽出了表征能动量守恒的 $(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)$ 因子，从而剩余的切断 Feynman 图直接对应于动量空间 Feynman 规则

$2 \rightarrow 2$ 散射过程的不变振幅



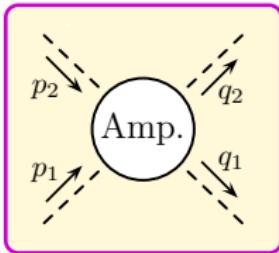
比较前两页的结果，推出 T 矩阵元的形式为

$$iT_{fi} = (\sqrt{Z})^4 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \times$$



从而**不变振幅**表达成

$$i\mathcal{M} = (\sqrt{Z})^4 \times$$

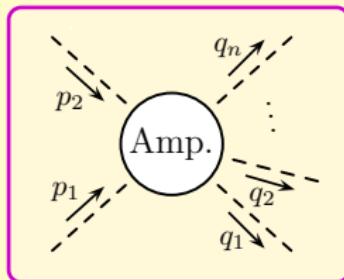


 可见，除了用动量空间 Feynman 规则计算所有切断的连通 Feynman 图之外，还要乘上 $(\sqrt{Z})^4$ 因子才能得到正确的不变振幅 $i\mathcal{M}$

任意 $2 \rightarrow n$ 散射过程的不变振幅

推广到任意 $2 \rightarrow n$ 散射过程，不变振幅为

$$i\mathcal{M} = (\sqrt{Z})^{n+2} \times$$



即每条外线贡献一个 \sqrt{Z} 因子

在领头阶计算中，这些 \sqrt{Z} 因子都是 1，无关紧要

但在更高阶计算中必须把它们考虑进来才能获得正确的结果



10.6 节 光学定理和不稳定粒子

在量子散射理论中，概率守恒体现为 S 算符的幺正性，它有一些重要的后果，其中之一便是本节将要讨论的光学定理 (optical theorem)

将 S 算符的分解式 $S = \mathbb{I} + iT$ 代入幺正性条件，得到

$$\mathbb{I} = S^\dagger S = (\mathbb{I} - iT^\dagger)(\mathbb{I} + iT) = \mathbb{I} + i(T - T^\dagger) + T^\dagger T$$

可见，

$$-i(T - T^\dagger) = T^\dagger T$$

上式右边在双粒子初态 $|\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle$ 和双粒子末态 $\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2|$ 之间的期待值为 $\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2| T^\dagger T |\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle$ ，考虑在其中插入一组中间态的完备集

10.6 节 光学定理和不稳定粒子

在量子散射理论中，概率守恒体现为 S 算符的么正性，它有一些重要的后果，其中之一便是本节将要讨论的光学定理 (optical theorem)

将 S 算符的分解式 $S = \mathbb{I} + iT$ 代入么正性条件，得到

$$\mathbb{I} = S^\dagger S = (\mathbb{I} - iT^\dagger)(\mathbb{I} + iT) = \mathbb{I} + i(T - T^\dagger) + T^\dagger T$$

可见，

$$-i(T - T^\dagger) = T^\dagger T$$

上式右边在双粒子初态 $|\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\rangle$ 和双粒子末态 $\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2|$ 之间的期待值为 $\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T^\dagger T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle$ ，考虑在其中插入一组中间态的完备集

参考单粒子态的完备性关系，任意多粒子态 $|\{\mathbf{q}_i\}\rangle$ 的完备性关系表达成

$$\sum_n \left(\prod_{i=1}^n \int \frac{d^3 q_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{\mathbf{q}_i}} \right) |\{\mathbf{q}_i\}\rangle \langle \{\mathbf{q}_i\}| = \mathbb{I}$$

从而推出

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T^\dagger T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = \sum_n \left(\prod_{i=1}^n \int \frac{d^3 q_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{\mathbf{q}_i}} \right) \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T^\dagger |\{\mathbf{q}_i\}\rangle \langle \{\mathbf{q}_i\}| T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle$$

处理等式右边

根据 $iT_{fi} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_f) i\mathcal{M}$ ，用不变振幅将右边两个 T 矩阵表达成

$$\langle \{ \mathbf{q}_i \} | T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(p_1 + p_2 - \sum_i q_i \right) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow \{ q_i \})$$

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T^\dagger | \{\mathbf{q}_i\} \rangle = \langle \{\mathbf{q}_i\} | T | \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \rangle^* = (2\pi)^4 \delta^{(4)}\left(k_1 + k_2 - \sum_i q_i\right) \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow \{q_i\})$$

由此得到

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T^\dagger T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle &= \sum_n \left(\prod_{i=1}^n \int \frac{d^3 q_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{q_i}} \right) \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow \{q_i\}) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow \{q_i\}) \\ &\quad \times (2\pi)^8 \delta^{(4)} \left(p_1 + p_2 - \sum_i q_i \right) \delta^{(4)} \left(k_1 + k_2 - \sum_i q_i \right) \\ &= \sum_n \left(\prod_{i=1}^n \int \frac{d^3 q_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{q_i}} \right) \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow \{q_i\}) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow \{q_i\}) \\ &\quad \times (2\pi)^8 \delta^{(4)} \left(p_1 + p_2 - \sum_i q_i \right) \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - p_1 - p_2) \end{aligned}$$

 第二步用到 δ 函数的性质 $f(x)\delta(x-y) = f(y)\delta(x-y)$

处理等式左边



另一方面，由于

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2)$$

$-i(T - T^\dagger) = T^\dagger T$ 左边在初态 $|p_1, p_2\rangle$ 和末态 $\langle k_1, k_2|$ 之间的期待值为

$$-\mathrm{i} \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | (T - T^\dagger) | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = -\mathrm{i} [\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2) - \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow p_1, p_2)] \\ \times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2)$$

处理等式左边

另一方面，由于

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | T | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2)$$

$-i(T - T^\dagger) = T^\dagger T$ 左边在初态 $|p_1, p_2\rangle$ 和末态 $\langle k_1, k_2|$ 之间的期待值为

$$-\mathrm{i} \langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | (T - T^\dagger) | \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rangle = -\mathrm{i} [\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2) - \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow p_1, p_2)] \\ \times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - k_1 - k_2)$$

 上式与上一页的 $\langle k_1, k_2 | T^\dagger T | p_1, p_2 \rangle$ 表达式相等，必有

$$\begin{aligned}
& -i[\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2) - \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow p_1, p_2)] \\
&= \sum_n \left(\prod_{i=1}^n \int \frac{d^3 q_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{q_i}} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(p_1 + p_2 - \sum_i q_i \right) \\
&\quad \times \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow \{q_i\}) \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow \{q_i\})
\end{aligned}$$

推广的光学定理

 将上式简记为

$$-i[\mathcal{M}(a \rightarrow b) - \mathcal{M}^*(b \rightarrow a)] = \sum_f \int d\Pi_f \mathcal{M}^*(b \rightarrow f) \mathcal{M}(a \rightarrow f)$$

 注意 $\int d\Pi_f$ 的定义类似于多体不变相空间，包含了 $(2\pi)^4$ 乘以四维 δ 函数的因子

这就是推广的光学定理

尽管这里以 $2 \rightarrow 2$ 散射为例开始讨论，最后得到结论是普遍适用的。

 a 和 b 可以是单粒子态，也可以是任意多粒子态， f 则需要取相互作用理论允许的所有末态，涉及到的粒子可以具有自旋，也可以是不同种类的粒子

推广的光学定理

 将上式简记为

$$-i[\mathcal{M}(a \rightarrow b) - \mathcal{M}^*(b \rightarrow a)] = \sum_f \int d\Pi_f \mathcal{M}^*(b \rightarrow f) \mathcal{M}(a \rightarrow f)$$

 注意 $\int d\Pi_f$ 的定义类似于多体不变相空间，包含了 $(2\pi)^4$ 乘以四维 δ 函数的因子

 这就是推广的光学定理

尽管这里以 $2 \rightarrow 2$ 散射为例开始讨论，最后得到结论是普遍适用的

 a 和 b 可以是单粒子态，也可以是任意多粒子态， f 则需要取相互作用理论允许的所有末态，涉及到的粒子可以具有自旋，也可以是不同种类的粒子

 上式在微扰论的每一阶都成立，不过它的左边对应于振幅，而右边则对应于两个振幅之积，所以会联系不同阶计算出来的振幅

以实标量场的 ϕ^4 理论为例，在 λ^2 阶讨论上式，则右边每个振幅是 λ^1 阶的树图振幅，而左边是 λ^2 阶的单圈振幅

推广的光学定理

 将上式简记为

$$-i[\mathcal{M}(a \rightarrow b) - \mathcal{M}^*(b \rightarrow a)] = \sum_f \int d\Pi_f \mathcal{M}^*(b \rightarrow f) \mathcal{M}(a \rightarrow f)$$

 注意 $\int d\Pi_f$ 的定义类似于多体不变相空间，包含了 $(2\pi)^4$ 乘以四维 δ 函数的因子

 这就是推广的光学定理

尽管这里以 $2 \rightarrow 2$ 散射为例开始讨论，最后得到结论是普遍适用的。

 a 和 b 可以是单粒子态，也可以是任意多粒子态， f 则需要取相互作用理论允许的所有末态，涉及到的粒子可以具有自旋，也可以是不同种类的粒子

因此，上式意味着圈图振幅与树图振幅有一定的联系

 只要**树图**是存在的，则**圈图**必定也是存在的

通常认为树图代表着经典物理，而圈图代表着量子效应

推广的光学定理表明，只存在树图的经典相互作用理论会违反幺正性

光学定理

🏠 回到 $2 \rightarrow 2$ 散射的情况，如果初末态完全相同，则相应的散射称为向前散射 (forward scattering)，此时 $k_1 = p_1$, $k_2 = p_2$ ，有

$$\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow k_1, k_2) - \mathcal{M}^*(k_1, k_2 \rightarrow p_1, p_2) = 2i \operatorname{Im} \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_1, p_2)$$

👗 推广的光学定理化为量子场论中的光学定理

$$2 \operatorname{Im} \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_1, p_2) = \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow f)|^2$$

🎭 用 Feynman 图将上式表示为

$$2 \operatorname{Im} \left(\begin{array}{c} p_2 \\ \diagdown \\ \text{circle} \\ \diagup \\ p_1 \end{array} \right) = \sum_f \int d\Pi_f \left(\begin{array}{c} p_2 \\ \diagdown \\ \vdots \\ \diagup \\ p_1 \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} f \\ \vdots \\ f \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} p_2 \\ \diagdown \\ \vdots \\ \diagup \\ f \end{array} \right)$$

🏃 它表明向前散射振幅的虚部对应于所有可能中间态的贡献之和

总散射截面

 与 6.5.2 小节截面公式 $\sigma = \frac{1}{\mathcal{S}} \frac{1}{4E_{\mathcal{A}} E_{\mathcal{B}} v_{M\phi l}} \int d\Pi_n |\mathcal{M}|^2$ 对比

 可以看出, $2 \operatorname{Im} \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_1, p_2) = \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow f)|^2$ 右边正比于包含所有末态过程的**总散射截面** σ_{tot}

 质心系**总截面**表达为 $\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{4E_{p_1} E_{p_2} |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|} \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow f)|^2$

 这里将**末态对称性因子的倒数** $1/\mathcal{S}$ 吸收到 $\int d\Pi_f$ 里面

 为了得到简单的表达式, 假设 p_1 和 p_2 对应的两个粒子具有**相同质量**

 从而 $E_{p_1} = E_{p_2} = \frac{E_{\text{CM}}}{2}$, 且 $|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| = \frac{2|\mathbf{p}_1|}{E_{p_1}}$, 于是

$$4E_{p_1} E_{p_2} |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| = 4E_{p_1} E_{p_2} \frac{2|\mathbf{p}_1|}{E_{p_1}} = 4E_{\text{CM}} |\mathbf{p}_1|$$

 故

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{4E_{\text{CM}} |\mathbf{p}_1|} \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow f)|^2$$

光学定理的另一个形式

从而, $2 \operatorname{Im} \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_1, p_2) = \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow f)|^2$ 化为

$$\text{Im } \mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_1, p_2) = 2E_{\text{CM}} |\mathbf{p}_1| \sigma_{\text{tot}}$$

这是**光学定理**的常见形式

在量子理论中，向前散射振幅的虚部对应于束流经过靶时入射波的衰减

 它应当正比于发生散射的概率，而后者是由总散射截面描述的

 上式给出了精确的对应关系

不稳定粒子



现在将推广的光学定理

$$-\mathrm{i}[\mathcal{M}(a \rightarrow b) - \mathcal{M}^*(b \rightarrow a)] = \sum_f \int d\Pi_f \mathcal{M}^*(b \rightarrow f) \mathcal{M}(a \rightarrow f)$$

应用到从一个不稳定粒子 A 跃迁到自身的 $1 \rightarrow 1$ “散射” 过程上。



在 A 的静止系中，有

$$2 \operatorname{Im} \mathcal{M}(\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}) = \sum_f \int d\Pi_f |\mathcal{M}(\mathcal{A} \rightarrow f)|^2 = 2m_{\mathcal{A}} \sum_f \Gamma_f$$



其中 Γ_f 就是衰变分宽度，而所有分宽度之和是 A 粒子的总宽度 $\Gamma_A = \sum_f \Gamma_f$



因此，振幅 $\mathcal{M}(A \rightarrow A)$ 虚部与衰变总宽度的关系为

$$\mathrm{Im} \mathcal{M}(\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}) = m_{\mathcal{A}} \Gamma_{\mathcal{A}}$$



另一方面，稳定粒子的衰变宽度为零，而相应振幅 $\mathcal{M}(A \rightarrow A)$ 是实数

不稳定的实标量玻色子

对于不稳定的实标量玻色子 ϕ ，前面的计算给出了完整的动量空间传播子

$$\tilde{G}^{(2)}(p) = \bullet \xrightarrow{p} \text{---} \bullet = \frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \Pi(p^2) + i\epsilon}$$

其中 $\Pi(p^2)$ 来自 **1PI 自能图** -  - $= -i\Pi(p^2)$

 将传播子看成 $1 \rightarrow 1$ “散射” 过程，要求 p^μ 满足在壳条件 $p^2 = m^2$

 类比前面推出的**不变振幅与切断 Feynman 图**的关系，有

$$i\mathcal{M}(\phi \rightarrow \phi) = (\sqrt{Z})^2 \times \left(\text{---} \xrightarrow{p} \text{1PI} \text{---} \right) \Big|_{p^2=m^2} = -iZ\Pi(m^2)$$

 注意这里切断的连通 Feynman 图就是 1PI 自能图

从而, ϕ 的衰变总宽度表达为 $\Gamma = \frac{1}{m} \text{Im } \mathcal{M}(\phi \rightarrow \phi) = -\frac{Z}{m} \text{Im } \Pi(m^2)$

修正重整化条件



可见，**不稳定** ϕ 粒子的 $\Pi(p^2)$ 必定具有**虚部**，将**完整传播子**改写为

$$\tilde{G}^{(2)}(p) = \frac{i}{p^2 - m^2 - \delta m^2 - \text{Re } \Pi(p^2) - i \text{Im } \Pi(p^2)}$$

这里已经把分母中的**无穷小量** $\epsilon \ll |\text{Im } \Pi(p^2)|$ 忽略掉了

从而，需要把**质量重整化条件**修改为

$$\delta m^2 = -\text{Re } \Pi(m^2)$$

使**物理质量** m 的**平方**对应于**极点位置的实部**

场强重整化条件修改为

$$Z^{-1} = 1 - \left. \frac{d \text{Re } \Pi(p^2)}{dp^2} \right|_{p^2=m^2}$$

完整传播子在极点附近的近似

 $\text{Im } \Pi(p^2)$ 的存在使得 $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 在 p^2 复平面上的单粒子态极点远离实轴，具体位置由方程 $p^2 = m^2 + i \text{Im } \Pi(p^2)$ 决定， $\tilde{G}^{(2)}(p)$ 在 $p^2 = m^2$ 附近近似为

$$\begin{aligned}\tilde{G}^{(2)}(p) &\simeq \frac{i}{(p^2 - m^2)[1 - d \operatorname{Re} \Pi(p^2)/dp^2|_{p^2=m^2}] - i \operatorname{Im} \Pi(p^2)} \\ &= \frac{i}{(p^2 - m^2)Z^{-1} - i \operatorname{Im} \Pi(p^2)} = \frac{iZ}{p^2 - m^2 - iZ \operatorname{Im} \Pi(p^2)}.\end{aligned}$$

 如果 $|\text{Im } \Pi(p^2)|$ 在极点附近远小于 m^2 ，那么极点位置与 $p^2 = m^2$ 的偏离较小。完整的 ϕ 传播子在极点附近的行为是

$$\tilde{G}^{(2)}(p) \simeq \frac{iZ}{p^2 - m^2 - iZ \text{Im} \Pi(m^2)} = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + im\Gamma} \simeq \frac{i}{p^2 - m^2 + im\Gamma}$$

💡 第二步用到 $\Gamma = -\frac{Z}{m} \text{Im } \Pi(m^2)$ ，第三步取近似 $Z \simeq 1$

可见，极点位置在复平面实轴下方 $p^2 = m^2 - i\Gamma$ 处

相对论性 Breit-Wigner 分布

 若上述 ϕ 传播子出现在某个 s 通道散射过程中，有 $p^2 = s$ ，
则散射截面满足

$$\sigma \propto \left| \frac{1}{s - m^2 + i m \Gamma} \right|^2 = \frac{1}{(s - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2}$$



Gregory Breit
(1899–1981)

它在 $s = m^2$ 附近呈现出相对论性 Breit-Wigner 分布

 近似成立的条件 $|\text{Im } \Pi(m^2)| \ll m^2$ 可以等价为**窄宽度条件**

$$\Gamma \ll m$$

相应的 s 通道不稳定粒子就是一个**共振态**

 散射截面在 $s = m^2$ 处得到共振增强，有 $\sigma \propto \frac{1}{(m\Gamma)^2}$

也就是说，宽度越窄，截面越大



Eugene Wigner
(19102–1995)

Breit-Wigner 分布



在 $s = m^2$ 附近取 $\sqrt{s} + m \simeq 2m$ 的近似，将散射截面化为

$$\begin{aligned}\sigma &\propto \frac{1}{(\sqrt{s} + m)^2(\sqrt{s} - m)^2 + m^2\Gamma^2} \simeq \frac{1}{4m^2(\sqrt{s} - m)^2 + m^2\Gamma^2} \\ &= \frac{1}{4m^2} \frac{1}{(\sqrt{s} - m)^2 + \Gamma^2/4}\end{aligned}$$



可见，散射截面在 $s = m^2$ 附近正比于归一化的 Breit-Wigner 分布

$$f_{\text{BW}}(\sqrt{s}) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\sqrt{s} - m)^2 + \Gamma^2/4}$$



这个概率密度分布也称为 Cauchy 分布或 Lorentz 分布

Breit-Wigner 分布图象



Breit-Wigner 分布的图象如右图所示



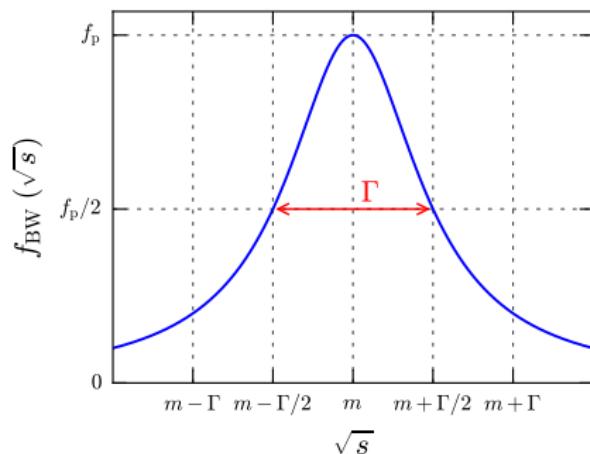
可见，不稳定粒子的质量并不取固定值，而是呈现出一个 Breit-Wigner 分布



前面所说的物理质量 m 是这个分布的中心值，也是概率最大的地方



衰变宽度 Γ 是这个分布的半峰全宽，这是它被称为“宽度”的原因



Breit-Wigner 分布图象



Breit-Wigner 分布的图象如右图所示

可见，**不稳定粒子的质量**并不取固定值，而是呈现出一个 Breit-Wigner 分布

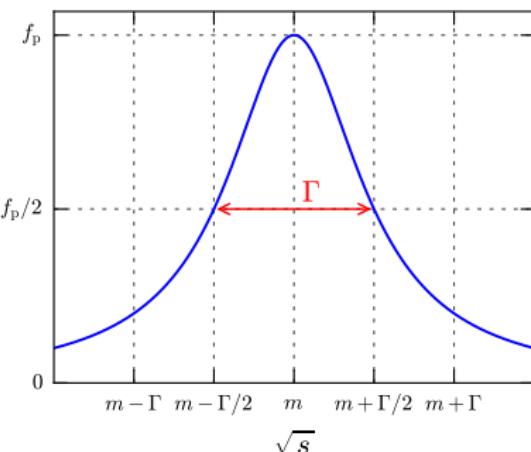
前面所说的**物理质量 m** 是这个分布的**中心值**，也是**概率最大的地方**

衰变宽度 Γ 是这个分布的**半峰全宽**，这是它被称为“宽度”的原因

任何**归一化概率密度分布**在**宽度趋于零**的极限下都会变成 δ 函数，故

$$\lim_{\Gamma \rightarrow 0} f_{\text{BW}}(\sqrt{s}) = \delta(\sqrt{s} - m)$$

当 $\Gamma = 0$ 时，**寿命** $\tau = \frac{1}{\Gamma} \rightarrow \infty$ ，粒子是**稳定的**，而**质量固定为 m**



不稳定粒子的动量空间内线规则



上述关于**不稳定粒子**的讨论可以推广到**其它类型**的量子场和粒子



 在窄宽度条件下，假如要在树图计算中考虑衰变宽度的效应，只需采用下列不稳定的粒子的动量空间内线规则

- ① 实标量玻色子 ϕ 内线:  $= \frac{i}{p^2 - m_\phi^2 + im_\phi \Gamma_\phi}$.

② 复标量玻色子 ϕ 内线:  $= \frac{i}{p^2 - m_\phi^2 + im_\phi \Gamma_\phi}$.

③ 有质量实矢量玻色子 A 内线:  $= \frac{-i(g^{\mu\nu} - p^\mu p^\nu / m_A^2)}{p^2 - m_A^2 + im_A \Gamma_A}$.

④ Dirac 费米子 ψ 内线:  $= \frac{i(\not{p} + m_\psi)}{p^2 - m_\psi^2 + im_\psi \Gamma_\psi}$

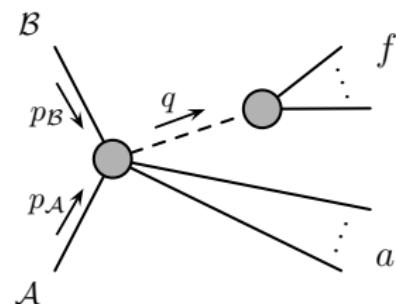
包含窄宽度内线的散射过程

 考虑右图 $2 \rightarrow n$ 散射过程，它包含一条具有类时动量 q^μ 的窄宽度标量玻色子 ϕ 的内线

 n 个末态粒子分为两部分，其中 a 部分包含 n_a 个粒子，而 f 部分的 $n - n_a$ 个粒子都连接着 ϕ 玻色子内线

 如果这个散射过程的质心能足够高，使末态相空间包含 ϕ 粒子在壳条件 $q^2 = m^2$ 得到满足的区域

 那么由于共振效应，在壳 ϕ 粒子的贡献将是主导的，可对散射截面进行因子化



包含窄宽度内线的散射过程

 考虑右图 $2 \rightarrow n$ 散射过程，它包含一条具有类时动量 q^μ 的窄宽度标量玻色子 ϕ 的内线

 n 个末态粒子分为两部分，其中 a 部分包含 n_a 个粒子，而 f 部分的 $n - n_a$ 个粒子都连接着 ϕ 玻色子内线

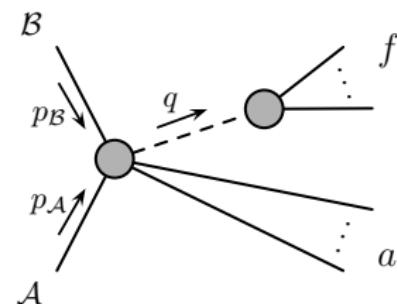
 如果这个散射过程的质心能足够高，使末态相空间包含 ϕ 粒子在壳条件 $q^2 = m^2$ 得到满足的区域

 那么由于共振效应，在壳 ϕ 粒子的贡献将是主导的，可对散射截面进行因子化

 将 $\mathcal{A} + \mathcal{B} \rightarrow a + f$ 散射过程的不变振幅分解为

$$i\mathcal{M} = i\mathcal{M}_P(q^2) \frac{i}{q^2 - m^2 + im\Gamma} i\mathcal{M}_D(q^2)$$

 其中 $i\mathcal{M}_P(q^2)$ 是 $\mathcal{A} + \mathcal{B} \rightarrow a + \phi$ 部分的振幅， $i\mathcal{M}_D(q^2)$ 是 $\phi \rightarrow f$ 部分的振幅，它们具有对 q^2 的依赖性，由 ϕ 传播子连接起来



表达散射截面

 假设 $\mathcal{M}_P(q^2)$ 和 $\mathcal{M}_D(q^2)$ 都是实数，这对不包含其它不稳定粒子的树图过程一般是成立的，则不变振幅模方为

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_P(q^2)|^2 \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(q^2)|^2$$

设末态对称性因子 $S = 1$, $\mathcal{A} + \mathcal{B} \rightarrow \textcolor{teal}{a} + \textcolor{blue}{f}$ 散射截面表达为

$$\sigma = \frac{1}{F} \int d\Pi_n |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{F} \int d\Pi_n |\mathcal{M}_P(q^2)|^2 \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(q^2)|^2$$

其中 $F = 4E_A E_B v_{M\phi l}$ 是入射流因子

表达散射截面

假设 $\mathcal{M}_P(q^2)$ 和 $\mathcal{M}_D(q^2)$ 都是实数，这对不包含其它不稳定粒子的树图过程一般是成立的，则不变振幅模方为

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_P(q^2)|^2 \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(q^2)|^2$$

设末态对称性因子 $S = 1$, $\mathcal{A} + \mathcal{B} \rightarrow \textcolor{teal}{a} + \textcolor{blue}{f}$ 散射截面表达为

$$\sigma = \frac{1}{F} \int d\Pi_n |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{F} \int d\Pi_n |\mathcal{M}_P(q^2)|^2 \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(q^2)|^2$$

其中 $F = 4E_A E_B v_{Mol}$ 是入射流因子

 将 a 和 f 的末态粒子的四维动量之和分别记作 $p_a^\mu = \sum_{i=1}^{n_a} p_i^\mu$ 和 $p_f^\mu = \sum_{j=n_a+1}^n p_j^\mu$

n 体末态相空间表达式

$$\int d\Pi_n = \left(\prod_{i=1}^{n_a} \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \right) \left(\prod_{j=n_a+1}^n \int \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_j} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_{\mathcal{A}} + p_{\mathcal{B}} - \textcolor{teal}{p}_{\mathcal{a}} - \textcolor{blue}{p}_{\mathcal{f}})$$

下面对它进行分解

利用 δ 函数

 把 $\int dp^0 \theta(p^0) \delta(p^2 - m^2) = \frac{1}{2E_p}$ 改写成

$$\int dq^0 \theta(q^0) \delta(q^2 - s_\phi) = \frac{1}{2\tilde{E}_q(s_\phi)}, \quad \tilde{E}_q(s_\phi) \equiv \sqrt{|\mathbf{q}|^2 + s_\phi}, \quad s_\phi > 0$$

类时的 q^μ 必定满足 $q^0 > 0$ ，由 δ 函数的性质推出

$$\begin{aligned} 1 &= \int d^4q \delta^{(4)}(q - p_f) \int ds_\phi \theta(q^0) \delta(q^2 - s_\phi) \\ &= \int ds_\phi \int d^3q \int dq^0 \theta(q^0) \delta(q^2 - s_\phi) \delta^{(4)}(q - p_f) \\ &= \int \frac{ds_\phi}{2\pi} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\tilde{E}_q(s_\phi)} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\textcolor{brown}{q} - p_f) \end{aligned}$$

 注意对 q^0 积分之后，最后一行中的四维动量 q^μ 满足

$$q^0 = \tilde{E}_{\mathbf{q}}(s_\phi), \quad q^2 = s_\phi$$

分解末态相空间

将上页公式插入到 n 体末态相空间中，得

$$\begin{aligned} \int d\Pi_n &= \int \frac{ds_\phi}{2\pi} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\tilde{E}_q(s_\phi)} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p_f) \left(\prod_{i=1}^{n_a} \int \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \right) \\ &\quad \times \left(\prod_{j=n_a+1}^n \int \frac{d^3p_j}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_j} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A + p_B - p_a - p_f) \\ &= \int \frac{ds_\phi}{2\pi} \int d\Pi_P(s_\phi) \int d\Pi_D(s_\phi) \end{aligned}$$

A small, stylized orange vase with black stripes and handles, positioned next to the character '其中'.

其中

$$\int d\Pi_P(s_\phi) \equiv \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\tilde{E}_q(s_\phi)} \left(\prod_{i=1}^{n_a} \int \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A + p_B - p_a - q)$$

$$\int d\Pi_D(s_\phi) \equiv \left(\prod_{j=n_a+1}^n \int \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_j} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p_f)$$

 分别对应于 $A + B \rightarrow a + \phi$ 部分和 $\phi \rightarrow f$ 部分的相空间

这里标注了它们对 s_ϕ 的依赖性

分解散射截面

于是， $A + B \rightarrow a + f$ 散射截面化为

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{1}{F} \int d\Pi_n |\mathcal{M}_P(q^2)|^2 \frac{1}{(q^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(q^2)|^2 \\ &= \frac{1}{F} \int \frac{ds_\phi}{2\pi} \int d\Pi_P(s_\phi) \int d\Pi_D(s_\phi) |\mathcal{M}_P(s_\phi)|^2 \frac{1}{(s_\phi - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} |\mathcal{M}_D(s_\phi)|^2\end{aligned}$$

将上式中 ϕ 玻色子内线的贡献改写为

$$\frac{1}{(s_\phi - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} = \frac{\pi}{m\Gamma} \frac{2m\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(s_\phi - m^2)^2 + (2m\Gamma)^2/4}$$

 它正比于中心值为 m^2 、宽度为 $2m\Gamma$ 的 Breit-Wigner 分布，比例因子为 $\frac{\pi}{m\Gamma}$

 在 $\frac{\Gamma}{m} \ll 1$ 的窄宽度条件下取 $\Gamma \rightarrow 0$ 的极限，由 $\lim_{\Gamma \rightarrow 0} f_{\text{BW}}(\sqrt{s}) = \delta(\sqrt{s} - m)$ 得

$$\lim_{\Gamma \rightarrow 0} \frac{1}{(s_\phi - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} = \frac{\pi}{m\Gamma} \delta(s_\phi - m^2)$$

散射截面的因子化

从而 $\mathcal{A} + \mathcal{B} \rightarrow a + f$ 散射截面近似为

$$\begin{aligned}\sigma &\simeq \frac{1}{F} \int \frac{ds_\phi}{2\pi} \int d\Pi_P(s_\phi) \int d\Pi_D(s_\phi) |\mathcal{M}_P(s_\phi)|^2 \frac{\pi}{m\Gamma} \delta(s_\phi - m^2) |\mathcal{M}_D(s_\phi)|^2 \\ &= \frac{1}{F} \int d\Pi_P(m^2) |\mathcal{M}_P(m^2)|^2 \frac{1}{\Gamma} \frac{1}{2m} \int d\Pi_D(m^2) |\mathcal{M}_D(m^2)|^2 = \sigma_P \frac{\Gamma_f}{\Gamma}\end{aligned}$$

其中

$$\sigma_P = \frac{1}{F} \int d\Pi_P(m^2) |\mathcal{M}_P(m^2)|^2$$

是通过 $A + B \rightarrow a + \phi$ 散射过程产生 ϕ 玻色子的产生截面

而

$$\Gamma_f = \frac{1}{2m} \int d\Pi_D(m^2) |\mathcal{M}_D(m^2)|^2$$

是 $\phi \rightarrow f$ 衰变过程的分宽度



 注意这些公式里面 ϕ 玻色子是在壳的

窄宽度近似

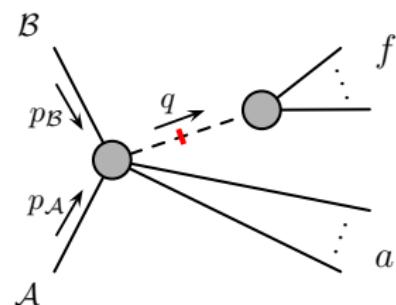
由分宽度与分支比之间的关系 $\Gamma_f = \Gamma B_f$ 将散射截面改写为

$$\sigma \simeq \sigma_P B_f$$

也就是说，只要 ϕ 玻色子内线在运动学允许的范围内能够取得在壳动量，就可以把 Feynman 图中 ϕ 玻色子的内线剪开

得到 $A + B \rightarrow a + \phi$ 和 $\phi \rightarrow f$ 的 Feynman 图，分别计算共振态 ϕ 的产生截面 σ_P 和衰变分支比 B_f ，乘起来就得到 $A + B \rightarrow a + f$ 散射截面 σ

这种将包含共振态的散射截面因子化的方法称为窄宽度近似



推广到矢量玻色子

以上讨论对于**共振态为实标量玻色子**或**复标量玻色子**的情况都成立，也可以将它推广到**其它共振态**

如果**共振态是有质量的矢量玻色子** A ，用**极化求和关系**将它的**传播子**改写成

$$\begin{aligned} \nu \bullet \text{---} \xrightarrow{q} \bullet \mu &= \frac{-i(g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu / m_A^2)}{q^2 - m_A^2 + im_A \Gamma_A} \\ &= \frac{i}{q^2 - m_A^2 + im_A \Gamma_A} \sum_{\lambda=\pm,0} \varepsilon^{\mu*}(\mathbf{q}, \lambda) \varepsilon^\nu(\mathbf{q}, \lambda) \end{aligned}$$

那么， $\varepsilon^{\mu*}(\mathbf{q}, \lambda)$ 正好是**产生过程**中的 A 玻色子**出射外线因子**

而 $\varepsilon^\nu(\mathbf{q}, \lambda)$ 是**衰变过程**的 A 玻色子**入射外线因子**

对 λ 求和则考虑了**所有极化态**的贡献

因此同样可以应用**窄宽度近似**将散射截面**因子化**

推广到 Dirac 费米子

如果共振态是 Dirac 正费米子 ψ ，则 q^μ 的方向与费米子内线上的箭头方向相同

用自旋求和关系将相应传播子改写为

$$\bullet \xrightarrow{q} \bullet = \frac{i(\not{q} + m_\psi)}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi \Gamma_\psi} = \frac{i}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi \Gamma_\psi} \sum_{\lambda=\pm} u(\mathbf{q}, \lambda) \bar{u}(\mathbf{q}, \lambda)$$

那么 $\bar{u}(\mathbf{q}, \lambda)$ 和 (\mathbf{q}, λ) 刚好分别是产生过程和衰变过程中正费米子 ψ 的外线因子

推广到 Dirac 费米子

如果共振态是 Dirac 正费米子 ψ ，则 q^μ 的方向与费米子内线上的箭头方向相同

 用自旋求和关系将相应传播子改写为

$$\bullet \xrightarrow{q} \bullet = \frac{i(q + m_\psi)}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi\Gamma_\psi} = \frac{i}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi\Gamma_\psi} \sum_{\lambda=\pm} u(\mathbf{q}, \lambda) \bar{u}(\mathbf{q}, \lambda)$$

！那么 $\bar{u}(q, \lambda)$ 和 (q, λ) 刚好分别是产生过程和衰变过程中正费米子 ψ 的外线因子

如果共振态是 Dirac 反费米子 $\bar{\psi}$ ，则 q^μ 的方向与费米子内线上的箭头方向相反

相应的传播子为

$$\bullet \xrightarrow{q} \bullet = \frac{i(-q + m_\psi)}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi\Gamma_\psi} = \frac{-i}{q^2 - m_\psi^2 + im_\psi\Gamma_\psi} \sum_{\lambda=\pm} v(\mathbf{q}, \lambda) \bar{v}(\mathbf{q}, \lambda)$$

 那么 $v(\mathbf{q}, \lambda)$ 和 $\bar{v}(\mathbf{q}, \lambda)$ 也分别是产生过程和衰变过程中反费米子 $\bar{\psi}$ 的外线因子

 上式右边分子上的负号与费米子算符的反对易性有关