

# 漫谈几何量子化 (十三, 十四, 十五)

## 漫谈几何量子化 (十三)

上一节联系了正则变换, Lagrange 子流形和生成函数。现在来寻找一个正则变换, 使 Hamilton 正则方程组具有最简单的形式。

Hamilton 方程具有**整体形式**  $\dot{\phi}_t = X_H(\phi_t)$ , 即系统的演化是由 Hamilton 量  $H$  的“辛梯度”生成的。所以 Hamilton 方程在任何辛局部坐标下具有相同的形式。如果能选取一个局部辛坐标系  $(q', p')$  使得 Hamilton 量只依赖于  $q'$ , 而不依赖于  $p'$ , 那么 Hamilton 方程就成为

$$\dot{q}' = 0, \quad \dot{p}' = -\frac{\partial H}{\partial q'}(q')$$

从而直接得到所有的解

$$q' = a \text{ (constant array)}, \quad p' = b + ct$$

这里  $a, b$  是积分常数, 由初始条件决定, 而常数  $c = -\frac{\partial H}{\partial q'}(a)$ . 再用**逆变换**得到物理的坐标和动量  $(q, p)$  随时间的演化。

如果局部生成函数  $S(q, q')$  生成具有以上性质的变换, 那么首先根据上一节

$$p = \frac{\partial S}{\partial q}, \quad p' = -\frac{\partial S}{\partial q'},$$

Hamilton 量独立于新正则坐标的条件为

$$\frac{\partial H}{\partial p'} \left( q(q', p'), \frac{\partial S}{\partial q}(q(q', p'), q') \right) = 0$$

这个条件等价于

$$H \left( q(q', p'), \frac{\partial S}{\partial q}(q(q', p'), q') \right) = C(q')$$

这里  $C(q')$  是只依赖于  $q'$  的数。

寻找满足这个条件的函数  $S(q, q')$  的方法就是解以下这个以  $q$  为变量, 以  $S(q)$  为未知函数, 以  $C(q')$  为参数的方程,

$$H\left(q, \frac{\partial S}{\partial q}\right) = C(q')$$

这个偏微分方程就叫做**不含时的** Hamilton-Jacobi 方程。如果这个方程有一族以  $q'$  为参数的解  $S(q, q')$ , 则这一族解作为  $(q, q')$  的函数生成的变换  $(q, p) \mapsto (q', p')$  满足上一段那个较为复杂的条件, 从而是此节开头要求的“好”的正则变换。

看看最简单的例子, 一维谐振子。Hamilton-Jacobi 方程的形式为

$$\left(\frac{\partial S}{\partial q}\right)^2 + m^2 \omega^2 q^2 = C(q')$$

本质上是一个线性常微分方程, 可以直接积分。做一个方便的选择, 取  $C(q') = (q')^2$ , 则得到一族解

$$S(q, q') = \frac{(q')^2}{2m\omega} \arcsin\left(\frac{m\omega q}{q'}\right) + \frac{qq'}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{m\omega q}{q'}\right)^2}$$

它生成的正则变换

$$q' = \sqrt{p^2 + m^2 \omega^2 q^2}, \quad p' = \text{a complicated function}$$

是满足  $\dot{q}' = 0$ ,  $\ddot{p}' = 0$  的正则坐标。(新正则坐标  $q'$  实际上是 Hamilton 量的函数  $\sqrt{2mH}$ , 在系统演化中守恒。)

当然, 在谐振子的情况, 直接解 Hamilton 方程要容易得多。其它很多系统也是如此。Hamilton-Jacobi 方法只有理论上的意义。

H-J 方程有一个几何解释。它的一个局部解  $S(q)$  生成相空间里局部的一个 Lagrange 子流形 ( $dS$  的图像), Hamilton 量沿着这个子流形是常数。H-J 方程的一族解就生成一族局部 Lagrange 子流形。如果这一族局部 Lagrange 子流形充满相空间的一个邻域 (被新正则坐标  $q'$  参数化), 那么它们给出新的非常方便的正则坐标 (由  $S(q, q')$  生成的正则变换, 每一 Lagrange 子流形就是新动量空间  $\{(q', p') | q' = \text{const}\}$ )。

一般的辛流形并不一定能实现为某个位形空间的余切丛。**寻找新的正则坐标**在一般辛流形情形的类似过程就是 **寻找 Lagrange 分叶结构**, 即, 找一族 Lagrange 子流形来充满整个辛流形。**波函数只依赖于半正则坐标**这个特点就被搬到一般辛流形上, 成为 **实极化**这个概念。