

# 厄米多项式笔记

路毅 曲阜师范大学

## 1 母函数、罗德里格斯公式

初等函数  $G(x, z) = e^{2xz-z^2}$  在给定  $x$  时, 在整个  $z$  平面是解析函数, 以原点为参考点做泰勒展开:

$$G(x, z) = e^{2xz-z^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)}{n!} z^n, \quad (1)$$

其中,  $H_n(x)$  叫做厄米多项式。很快可以求出几个特殊情况,  $n = 0, 1$  时,

$$\begin{aligned} H_0(x) &= G(x, z)|_{z=0} = 1, \\ H_1(x) &= \frac{\partial G(x, z)}{\partial z}|_{z=0} = 2x. \end{aligned}$$

通过母函数, 还可以写出厄米多项式的罗德里格斯公式,

$$H_n(x) = \left\{ \frac{\partial^n G(x, z)}{\partial z^n} \right\}_{z=0} = \left\{ e^{x^2} \frac{\partial^n e^{-(z-x)^2}}{\partial (z-x)^n} \right\}_{z=0} = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n e^{-x^2}}{dx^n}. \quad (2)$$

从这个形式, 也可以看出,  $H_n(x)$  是一个  $n$  阶多项式。

## 2 级数形式

将母函数做级数展开, 可以直接得到厄米多项式的级数形式,

$$e^{-z^2+2xz} = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-z^2)^p}{p!} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(2xz)^q}{q!} = \sum_{n=0}^{\infty} z^n \sum_{p=0}^{[n/2]} \frac{(-1)^p}{p!} \frac{(2x)^{n-2p}}{(n-2p)!}. \quad (3)$$

与(1)式相对照, 可以得到

$$H_n(x) = \sum_{p=0}^{[n/2]} \frac{(-1)^p n!}{p!(n-2p)!} (2x)^{n-2p}. \quad (4)$$

所以,  $n$  为奇数时,  $H_n(x)$  只有奇数阶级数,  $H_n(x)$  是奇函数;  $n$  为偶数时,  $H_n(x)$  只有偶数阶级数,  $H_n(x)$  是偶函数。

## 3 递推公式

因为母函数  $G(x, z) = e^{x^2} e^{-(z-x)^2} = e^{2xz-z^2}$ , 可以通过计算偏导数, 得到递推公式。

①  $\frac{\partial G(x,z)}{\partial x} = 2zG$ , 将 $G(x, z)$ 的级数展开式代入, 有

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{H'_n(x)}{n!} z^n = 2z \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)}{n!} z^n,$$

两边任意 $n$ 阶系数必须相等, 所以有

$$\frac{H'_n(x)}{n!} = \frac{2H_{n-1}(x)}{(n-1)!},$$

即

$$H'_n(x) = 2nH_{n-1}(x), n = 1, 2, \dots \quad (5)$$

②  $\frac{\partial G(x,z)}{\partial x} = -(2z - 2x)G$ , 将 $G(x, z)$ 的级数展开式代入, 有

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)}{(n-1)!} z^{n-1} = -2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)}{n!} z^{n+1} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{xH_n(x)}{n!} z^n,$$

即

$$\frac{H_{n+1}(x)}{n!} = -2 \frac{H_{n-1}(x)}{(n-1)!} + \frac{2xH_n(x)}{n!},$$

即

$$H_{n+1}(x) - 2xH_n(x) + 2nH_{n-1}(x) = 0. \quad (6)$$

## 4 厄米微分方程

厄米多项式满足一个微分方程, 可以由递推式(5,6)得出。对公式(5)两边求导, 得到

$$H''_n(x) = 2nH'_{n-1}(x) = 2n \cdot 2(n-1)H_{n-2}(x), \quad (7)$$

上式第二个等号又用了一次公式(5)。对公式(6)做代换 $n \rightarrow n-1$ , 得到

$$H_n(x) - 2xH_{n-1}(x) + 2(n-1)H_{n-2}(x) = 0,$$

所以有  $2(n-1)H_{n-2}(x) = 2xH_{n-1}(x) - H_n(x)$ , 代入(7)得到

$$H''_n(x) = 4nxH_{n-1}(x) - 2nH_n(x) = 2xH'_n(x) - 2nH_n(x),$$

第二个等号又使用了一次(5)。这样, 我们得到了厄米微分方程

$$H''_n(x) - 2xH'_n(x) + 2nH_n(x) = 0. \quad (8)$$

## 5 正交性、模方

根据斯图姆-刘维尔理论, 可以将厄米微分方程乘上一个因子, 使它变成一个自伴方程, 这个因子如下构造,

$$\frac{1}{p_0(x)} \exp\left[\int^x \frac{p_1(t)}{p_0(t)} dt\right] = \exp\left[\int^x (-2t) dt\right] = e^{-x^2},$$

乘到厄米方程上，得到

$$e^{-x^2} H_n''(x) - 2xe^{-x^2} H_n'(x) + 2ne^{-x^2} H_n(x) = 0.$$

将它看作自伴算子  $\hat{L} = e^{-x^2} \frac{d^2}{dx^2} - 2xe^{-x^2} \frac{d}{dx}$  的本征值方程

$$\hat{L} H_n(x) + 2ne^{-x^2} H_n(x) = 0,$$

本征值为  $2n$ ，权重函数为  $e^{-x^2}$ 。对任意非负整数  $m, n$ ，若  $m \neq n$ ，有

$$e^{-x^2} (H_m(x) H_n'(x) - H_n(x) H_m'(x))|_{-\infty}^{\infty} = 0,$$

所以有正交性

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_m(x) H_n(x) dx = 0. \quad (9)$$

而模方可以用罗德里格斯公式(2)得到，

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_n(x) H_n(x) dx = (-1)^n \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} H_n(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} \frac{d^n}{dx^n} H_n(x) dx = 2^n n! \sqrt{2}. \quad (10)$$

上式第一个等号使用了罗德里格斯公式(2)；第二个等号使用了  $n$  次分部积分，以及  $e^{-x^2}|_{\infty} = e^{-x^2}|_{-\infty} = 0$ ；第三个等号使用了递推式(5)，以及  $H_0(x) = 1$ ，还有  $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$ 。

## 6 厄米多项式的完备性(unchecked)

在一定条件下，厄米多项式  $H_n(x)$  在  $(-\infty, \infty)$  上构成完备基矢，即满足相应条件的任意函数  $f(x)$  可以按厄米多项式展开

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n H_n(x).$$

## 7 厄米函数

上面，我们把  $H_n(x)$  叫做厄米多项式，并且推导了它的正交性和模方。利用厄米多项式的正交性和模方，也可以定义“厄米函数”，

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{-x^2/2} H_n(x).$$

从  $H_n(x)$  的正交性、模方，可以容易得到  $\psi_n(x)$  的正交归一性：

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_n(x) \psi_m(x) dx = \delta_{nm}.$$

利用  $H_n(x)$  的微分方程，容易证明  $\psi_n(x)$  满足微分方程

$$\psi_n''(x) + (2n + 1 - x^2) \psi_n(x) = 0. \quad (11)$$

## 8 量子力学中的应用：一维谐振子

一维谐振子薛定谔方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\phi''(x) + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 \phi(x) = E\phi(x).$$

即

$$\phi''(x) + \left(\frac{2mE}{\hbar^2} - \frac{m^2\omega^2}{\hbar^2}x^2\right)\phi(x) = 0.$$

记  $\xi = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x$ ,  $\psi(\xi) = \phi(x) = \phi(\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}\xi)$ , 则有

$$\frac{d^2}{d\xi^2}\psi(\xi) + \left(\frac{2E}{\hbar\omega} - \xi^2\right)\psi(\xi) = 0.$$

这个形式与(11)是完全一致的, 所以, 一维谐振子的本征值与本征函数为

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \quad \psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{-x^2/2} H_n(x).$$

参考书:

[1] 四川大学数学学院高等数学、微分方程教研室 编 《高等数学》第四册第三版, 高等教育出版社。

[2] George B. Arfken, Hans J. Weber, "Mathematical Methods for Physicists", Sixth Edition, Elsevier Academic Press.