

工程數學

(下 冊)

曹鶴蓀 張理京譯訂

龍門聯合書局出版

工 程 數 學

下 冊

L. A. Pipes 原 著

曹 鶴 蓀
張 理 京 譯 訂

龍門聯合書局出版

一九五二年八月初版

定價人民幣 24,500 元

譯訂者
出版者

總發行所

分銷處

曹 鶴 蓀 張 理 京

龍 門 聯 合 書 局
上海南京東路六一號一〇一室
電話 一八八一九

中國科技圖書聯合發行所
上海中央路二四號三〇四室
電話 一九五六八
電報掛號 二一九六八

龍門聯合書局及各地分局
上海總店 河南中路210號
上海支店 南京東路157號
北京支店 東安門大街82號
北京西城支店 西單第五商場6號
重慶分局 中山路368號
漢口分局 中江漢路3號
瀋陽分局 太原街40號
天津分局 羅斯福路308號
西安分局 中山大街217號

目 次

(下 冊)

第 十 二 章

噶馬函數倍塔函數及誤差函數	285
---------------------	-----

引言——噶馬函數——階乘積，高斯 π 函數—— $\Gamma(\frac{1}{2})$ 的值，噶馬函數的圖線——
倍塔函數——倍塔函數與噶馬函數的關係——噶馬函數之間的一個重要關係式
——誤差函數(或然率積分)

第 十 三 章

貝塞耳函數	292
-------------	-----

引言——貝塞耳微分方程——用級數作為貝塞耳微分方程的解—— n 階第二類
貝塞耳函數—— x 為大值及小值時的 $J_n(x)$ 及 $Y_n(x)$ 值—— $J_n(x)$ 的遞推式——
當 n 為奇數的一半時 $J_n(x)$ 的表示法—— n 階第三類貝塞耳函數或 n 階韓格爾函
數——貝塞耳微分方程的幾個等價形式——變質貝塞耳函數——Ber 函數及 Bei
函數——任意函數展成貝塞耳函數項級數的方法

第 十 四 章

勒讓特微分方程及勒讓特多項式	306
----------------------	-----

引言——勒讓特微分方程——表示勒讓特多項式的羅特立格公式——第二類勒
讓特函數—— $P_n(x)$ 的母函數——勒讓特係數—— $P_n(x)$ 的正交性——任意函數
展成勒讓特多項式項級數的方法——副勒讓特多項式

第 十 五 章

矢量分析	317
------------	-----

引言——矢量概念——矢量加減法——二矢量的純性乘積——二矢量的矢性乘
積——連乘積——矢量對時間的微分法——梯度——散度及高斯定理——矢場的
旋度及斯托克定理——運算符 ∇ 的累次施用法——正交曲線坐標——在流體動力
學上的應用——固體內的熱傳導方程——引力勢——馬克士威方程組——波動方
程——表示皮膚作用的方程

第 十 六 章

波動方程	354
------------	-----

引言——拉緊弦的橫振動——達朗貝爾解法；弦上波——諧波用福里哀級數的
解法——正交函數——垂鏈的振盪情形——矩形薄膜的振動——圓形薄膜的振動
——輸電線方程

第十七章

拉普拉斯微分方程的簡單解法 382

引言——用垂角、圓柱、及球極坐標系表示的拉普拉斯方程——熱的二維穩定傳導——圓柱坐標諧函數——均勻電場內的導電圓柱面——通用圓柱坐標諧函數——球極坐標諧函數——圓環所產生的勢——球面內外的勢——諧函數的通性

第十八章

熱傳導(或擴散)方程 403

引言——可變線性熱傳導——線性熱傳導與電學現象的比擬——半無限大固體內的線性熱傳導,已知該固體面上的溫度是時間的諧函數——二維熱傳導——無限長桿內溫度分佈情形——圓片內的溫度——表面為平面時的皮膚作用——電線內的電流密度——通用定理

第十九章

複變數論初階 423

引言——一個複變數的通用函數——複函數的導數及歌希、黎曼微分方程——複函數的線積分——歌希積分定理——歌希積分公式——台勞級數——勞倫級數——留數及歌希留數定理——解析函數的奇異點——無限遠點——留數的求值法——達維定理——幾個定積分的計值法——約唐引理——多值函數的積分

第二十章

用共軛函數解二維勢問題的方法 453

引言——共軛函數——保角變換——靜電學基本原理——變換式 $z = k \cos hw$ —— z 的一般性乘羣——變換式 $w = A \ln \frac{z-a}{z+a}$ ——當區域邊緣用參數式表示時決定所需變換式的方法——舒華茨變換式——有一隻角的折線——累次變換——平行板構成的電容器及渠口流出的問題——均勻場內置一擋牆後的影響——在水動力學中的應用——茹可夫斯基變換

第二十一章

運算分析 491

引言——福梅二氏定理——基本法則——正轉換式的計算法——反轉換式的計算法——變質積分——脈衝函數——海氏法則——週期函數的轉換式——運算分析在解偏微分方程時的應用——幾個積分的計算法——伏台拉第二類積分方程的解法——係數為變數的常微分方程及其解法

第二十二章

非線性振動系統分析法 532

引言——受固體間摩擦阻力阻尼作用的振動系統——擺的自由振動——復位力是位移的一般性函數時——非線性動力系統的一種運算分析法——非線性動力系統的強迫振動——自發振盪、鬆弛振盪

第十二章

嘎馬函數倍塔函數及誤差函數

1. 引言 本章中所講的幾個函數是在解決物理問題時所產生的，同時這些函數在數學分析中也很重要。

我們自然不能在有限的幾頁內用具有普遍性的數學方法來討論這幾個函數。我們所能講的祇是這些函數中比較重要的與基本的性質。

2. 嘎馬函數^① 歐拉所規定的嘎馬函數，就是定積分

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx \quad n > 0 \quad (2.1)$$

在 n 為正數時這定積分是收斂的，因此對於正 n 值來說定積分(2.1)規定了 n 的一個函數。用直接積分法顯然可知

$$\Gamma(1) = \int_0^{\infty} e^{-x} dx = 1 \quad (2.2)$$

又用分部積分法可求得下列的恆等式：

$$\begin{aligned} \Gamma(n+1) &= \int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = n \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx + (-x^n e^{-x}) \Big|_0^{\infty} \\ &= n \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx \end{aligned} \quad (2.3)$$

跟(2.1)一比較，就可以看出

$$\Gamma(n+1) = n \Gamma(n) \quad (2.4)$$

這是能為嘎馬函數所適合的基本遞推關係式。從這個關係式顯然可以看出，如果在 n 為任何二隣接整數間的數值時，我們已經知道 $\Gamma(n)$ 的數值，則可累次應用(2.4)求得 n 為一切正數值時的 $\Gamma(n)$ 值。同時凡(2.1)對於某些 n 值所不能規定的函數值 $\Gamma(n)$ 也可以用方程(2.4)來

① 嘎馬函數 Gamma (Γ) function.

規定。因為我們可以把(2.4)寫成

$$\Gamma(n) = \frac{\Gamma(n+1)}{n} \quad (2.5)$$

$$\text{則當} \quad -1 < n < 0 \quad (2.6)$$

時可用(2.5)求出 $\Gamma(n)$ ，因為這時 $n+1$ 是正的。接着我們又可以求出 $-2 < n < -1$ 時的 $\Gamma(n)$ 值，因為這時我們已經知道(2.5)右邊的 $\Gamma(n+1)$ 值。照着這個樣子可以無限制地推算下去。於是(2.1)及(2.5)給我們規定了一切 n 值時的 $\Gamma(n)$ 值。

3. 階乘積，高斯 π 函數 從方程(2.2)得

$$\Gamma(1) = 1 \quad (3.1)$$

應用(2.4)可得

$$\Gamma(2) = 1 \cdot \Gamma(1) = 1 \quad (3.2)$$

$$\Gamma(3) = 2 \cdot \Gamma(2) = 2.1$$

$$\Gamma(4) = 3 \cdot \Gamma(3) = 3.2.1$$

$$\dots\dots\dots$$

$$\Gamma(n+1) = n!$$

其中 n 為正整數。根據以上就可以規定 $0!$ 如下：

$$0! = \Gamma(1) = 1 \quad (3.3)$$

高斯的 π 函數是用嘎馬函數來規定的：

$$\Pi(n) = \Gamma(n+1) \quad (3.4)$$

當 n 為正整數時，得

$$\Pi(n) = n! \quad (3.5)$$

若令(2.5)中的 $n = 0$ ，得

$$\Gamma(0) = \frac{\Gamma(1)}{0} = \frac{1}{0} = \infty \quad (3.6)$$

照這個樣子反覆應用(2.5)，則可知嘎馬函數在 n 為零或負整數時變為無限大。

4. $\Gamma(\frac{1}{2})$ 的值，嘎馬函數的圖線 如果在基本積分(2.1)內用替換式

$$x = y^2 \quad (4.1)$$

則得

$$\Gamma(n) = 2 \int_0^{\infty} y^{2n-1} e^{-y^2} dy \quad (4.2)$$

若 $n = \frac{1}{2}$, 則得

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = 2 \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy \quad (4.3)$$

應用十一章(11.22)式, 得

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = 2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \sqrt{\pi} \quad (4.4)$$

從上式及(2.5)得

$$\Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) = \frac{\Gamma(\frac{1}{2})}{-\frac{1}{2}} = -2\sqrt{\pi} \quad (4.5)$$

$$\Gamma\left(-\frac{3}{2}\right) = \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{-\frac{3}{2}} = -\frac{3}{2}(-2\sqrt{\pi}) = \frac{4\sqrt{\pi}}{3}, \text{ 等等} \quad (4.6)$$

圖(4.1)說明 $\Gamma(n)$ 之曲線.

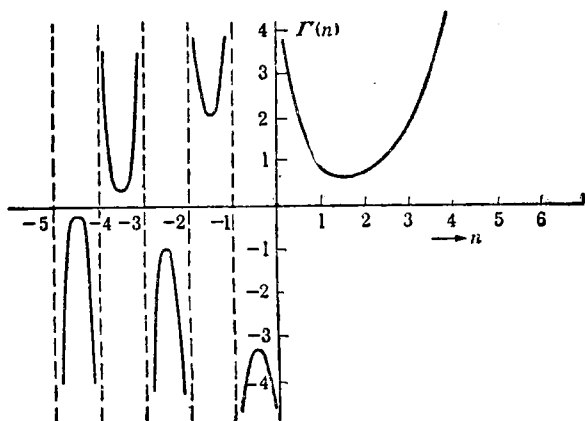


圖 4.1

5. 倍塔函數^① 倍塔函數 $\beta(m, n)$ 用以下的定積分來規定

$$\beta(m, n) = \int_0^1 x^{m-1} (1-x)^{n-1} dx \quad m > 0 \quad n > 0, \quad (5.1)$$

這是一個收斂的積分, 所以它在 m 及 n 為正數時給我們規定了 m 及 n 的一個函數. 若將

① 倍塔函數 Beta (β) function.

$$x = 1 - y \quad (5.2)$$

代入(5.1), 得

$$\beta(m, n) = \int_0^1 (1-y)^{m-1} y^{n-1} dy = \beta(n, m) \quad (5.3)$$

倍塔函數的他種寫法 若令(5.1)中的 $x = \sin^2 \phi$, 則得

$$\beta(m, n) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\sin \phi)^{2m-1} (\cos \phi)^{2n-1} d\phi \quad (5.4)$$

若令(5.1)中的 $x = \frac{y}{a}$, 得

$$\beta(m, n) = \frac{1}{a^{m+n-1}} \int_0^a y^{m-1} (a-y)^{n-1} dy \quad (5.5)$$

又若(5.1)中代入 $x = \frac{y}{1+y}$, 得

$$\beta(m, n) = \int_0^\infty \frac{y^{n-1} dy}{(1+y)^{m+n}} \quad (5.6)$$

以上是倍塔函數中比較常用的形式。

6. 倍塔函數與嘎馬函數的關係 拿(4.2)中所規定的嘎馬函數來看:

$$\Gamma(n) = 2 \int_0^\infty y^{(2n-1)} e^{-y^2} dy \quad (6.1)$$

再寫出一個

$$\Gamma(m) = 2 \int_0^\infty x^{(2m-1)} e^{-x^2} dx \quad (6.2)$$

相乘得

$$\begin{aligned} \Gamma(m) \Gamma(n) &= 4 \left(\int_0^\infty x^{(2m-1)} e^{-x^2} dx \right) \left(\int_0^\infty y^{(2n-1)} e^{-y^2} dy \right) \\ &= 4 \int_0^\infty \int_0^\infty x^{2m-1} y^{2n-1} e^{-(x^2+y^2)} dx dy \end{aligned} \quad (6.3)$$

我們把以上的積分看作是 xy 平面第一象限內的一個面積分, 並且採用極坐標

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \theta \\ y &= r \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

及面積素 ds

$$ds = r dr d\theta \quad (6.5)$$

則(6.3)變爲

$$\begin{aligned}\Gamma(m)\Gamma(n) &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} r^{2(m+n-1)} (\cos \theta)^{2m-1} (\sin \theta)^{2n-1} e^{-r^2} r d\theta dr \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\cos \theta)^{2m-1} (\sin \theta)^{2n-1} d\theta \int_0^{\infty} r^{2(m+n)-1} e^{-r^2} dr \quad (6.6)\end{aligned}$$

但我們從(5.4)知道

$$\beta(n, m) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\cos \theta)^{2m-1} (\sin \theta)^{2n-1} d\theta = \beta(m, n) \quad (6.7)$$

又我們從(6.2)知道

$$\Gamma(m+n) = 2 \int_0^{\infty} r^{2(m+n)-1} e^{-r^2} dr \quad (6.8)$$

故可將(6.6)寫成

$$\Gamma(m)\Gamma(n) = \beta(m, n)\Gamma(m+n) \quad (6.9)$$

或

$$\beta(m, n) = \frac{\Gamma(m)\Gamma(n)}{\Gamma(m+n)} \quad (6.10)$$

這個公式在計算某一類定積分時是很有用的。例如我們可以從(6.7)及(6.10)得到

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (\cos \theta)^{2m-1} (\sin \theta)^{2n-1} d\theta = \frac{\Gamma(m)\Gamma(n)}{2\Gamma(m+n)} \quad \begin{matrix} m > 0 \\ n > 0 \end{matrix} \quad (6.11)$$

如果我們在(6.11)中使

$$\left. \begin{matrix} 2m-1 = r \\ 2n-1 = 0 \end{matrix} \right\} \text{ 或 } \left. \begin{matrix} m = \frac{r+1}{2} \\ n = \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \quad (6.12)$$

$$\text{可得} \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\cos \theta)^r d\theta = \frac{\Gamma\left(\frac{r+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{r}{2}+1\right)} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad r > -1 \quad (6.13)$$

同樣可得

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (\sin \theta)^r d\theta = \frac{\Gamma\left(\frac{r+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{r}{2}+1\right)} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad r > -1 \quad (6.14)$$

照着同樣的辦法，我們可以用噶馬函數來表示其他許多種積分。如果我們有一本噶馬函數表，那末這些積分的計算問題就比較簡單得多。

7. 噶馬函數之間的一個重要關係式 將(5.6)代入(6.10)得

$$\int_0^{\infty} \frac{y^{n-1} dy}{(1+y)^{m+n}} = \frac{\Gamma(m)\Gamma(n)}{\Gamma(m+n)} \quad \begin{matrix} m > 0 \\ n > 0 \end{matrix} \quad (7.1)$$

若令 $m = (1-n), \quad 0 < n < 1$ (7.2)

則得
$$\int_0^{\infty} \frac{y^{n-1} dy}{(1+y)} = \frac{\Gamma(1-n)\Gamma(n)}{\Gamma(1)} \quad (7.3)$$

但我們在第十九章中^①可以證明

$$\int_0^{\infty} \frac{y^{n-1} dy}{1+y} = \frac{\pi}{\sin(n\pi)} \quad 0 < n < 1 \quad (7.4)$$

又因 $\Gamma(1) = 1,$ (7.5)

故從(7.3)得一重要的關係式

$$\Gamma(n)\Gamma(1-n) = \frac{\pi}{\sin(n\pi)} \quad 0 < n < 1 \quad (7.6)$$

8. 誤差函數(或然率積分) 還有一個重要的函數，是各部門應用數學中所常用到的。這就是誤差函數 $\text{erf}(x)$ 或稱為或然率積分，其規定如下：

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (8.1)$$

這個積分在或然率理論中佔有重要的地位，並且有些物理問題的偏微分方程，要用這函數來表示其解答。

根據 $\text{erf}(x)$ 的定義，可得

$$\text{erf}(-x) = -\text{erf}(x) \quad (8.2)$$

$$\text{erf}(0) = 0 \quad (8.3)$$

$$\text{erf}(\infty) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} = 1 \quad (8.4)$$

$$\text{erf}(jy) = \frac{2j}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-u^2} du \quad j = \sqrt{-1} \quad (8.5)$$

^① 見第十九章的(16.9)。

習 題

1. 設
- k
- 爲正整數, 求證

$$\Gamma\left(\frac{2k+1}{2}\right) = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2k-1)}{2^k} \sqrt{\pi}$$

2. 設
- n
- 爲偶數, 求證

$$\int_0^1 \frac{x^n dx}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (n-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots n} \frac{\pi}{2}$$

3. 設
- n
- 爲奇數, 求證

$$\int_0^1 \frac{x^n dx}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (n-1)}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots n}$$

4. 求證

$$\int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{\sqrt{\pi}}{n} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{2}\right)}$$

5. 算出下列各定積分之值:

$$(a) \int_0^{\pi} e^{-x^4} dx, \quad (b) \int_0^{\infty} 4x^4 e^{-x^4} dx, \quad (c) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt[3]{\sin^3 x}}{\sqrt{\cos x}} dx$$

6. 求證

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\tan \theta} d\theta = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)}{2}$$

7. 求證

$$\frac{d^n \Gamma(y)}{dy^n} = \int_0^{\infty} x^{y-1} e^{-x} (\log x)^n dx$$

8. 求證藉適當的變數更換法, 可得

$$\Gamma(n) = \int_0^1 \left(\log \frac{1}{y}\right)^{n-1} dy$$

9. 將積分
- $\int_0^x e^{-n^2} dn$
- 展成級數以求出其值, 並證明

$$\int_0^x e^{-n^2} dn = x - \frac{x^3}{3 \cdot 1!} + \frac{x^5}{5 \cdot 2!} - \frac{x^7}{7 \cdot 3!} + \frac{x^9}{9 \cdot 4!} - R$$

其中 $R < \frac{x^{11}}{11 \cdot 5!}$.

10. 用分部積分法證明

$$\int_0^x e^{-n^2} dn = \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \frac{e^{-x^2}}{2x} \left(1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{2^2 x^4}\right) + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2^3} \int_x^{\infty} \frac{e^{-n^2} dn}{n^3}$$

並說明可用上式來計算 x 具有大數值時的 $\operatorname{erf}(x)$ 值。

第十三章

貝塞耳^①函數

1. 引言 很多類型的應用數學問題，需要我們去求出線性微分方程或線性微分方程組的解。通常這些微分方程是具有常係數的，這時所得的解乃是包含三角函數及雙曲線函數在內的指數函數。例如研究動力系統的微小振動或分析線性電路時的情形就是如此。

除了指數函數三角函數或雙曲線函數以外，最常用到的函數也許就要算貝塞耳函數了，這種函數或稱為貝塞耳微分方程的解。

鑒於這些函數在實用上的重要性，所以我們要在本章裏來討論它們的基本性質。

2. 貝塞耳微分方程 頭一步我們先來討論下列一個線性微分方程：

$$x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} + (x^2 - n^2)y = 0 \quad (2.1)$$

其中 n 為一常數。

上式在數學文獻上稱為貝塞耳微分方程。因為它是一個二階的線性微分方程，所以必定具有兩個沒有線性關係的解答。(2.1)的通解可以寫成標準形式如下：

$$y = C_1 J_n(x) + C_2 Y_n(x) \quad (2.2)$$

其中 C_1 及 C_2 為任意常數， $J_n(x)$ 稱為 n 階第一類貝塞耳函數， $Y_n(x)$ 稱為 n 階第二類貝塞耳函數。這些函數值是有表可查的，其函數性質猶如幅度逐漸減小的三角函數。要從大致上看出這一點性質時，可更換因變數 y ，使

$$y = \frac{u}{\sqrt{x}} \quad (2.3)$$

① 貝塞耳 Bessel.

於是將(2.1)變換爲

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \left[1 - \frac{(n^2 - \frac{1}{4})}{x^2} \right] u = 0 \quad (2.4)$$

$$\text{在} \quad n = \pm \frac{1}{2} \quad (2.5)$$

的特殊情形下, (2.4)變爲

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + u = 0 \quad (2.6)$$

$$\text{故得} \quad u = C_1 \sin x + C_2 \cos x \quad (2.7)$$

$$y = C_1 \frac{\sin x}{\sqrt{x}} + C_2 \frac{\cos x}{\sqrt{x}} \quad (2.8)$$

其中 C_1 及 C_2 爲任意常數。又我們可以看出, 當(2.4)中的 n 爲有限值而 x 漸近於無限大時, 我們可以想像(2.1)的解在初次近似程度上大體具有(2.8)的性質。

3. 用級數作爲貝塞耳微分方程的解 我們可採用運算符號

$$\theta = x \frac{d}{dx} \quad (3.1)$$

將貝塞耳微分方程(2.1)寫成

$$\theta^2 y + (x^2 - n^2)y = 0 \quad (3.2)$$

我們假定它的解具有無限級數的性質:

$$y = x^r \sum_{s=0}^{\infty} C_s x^s = \sum_{s=0}^{s=\infty} C_s x^{r+s} \quad (3.3)$$

又我們知道

$$\theta x^m = x \frac{d}{dx} x^m = m x^{m-1} = m x^m \quad (3.4)$$

$$\theta^2 x^m = \theta(m x^m) = m \theta x^m = m(m x^m) = m^2 x^m \quad (3.5)$$

故將(3.3)代入(3.2)後可得

$$\theta^2 y + (x^2 - n^2)y = \sum_{s=0}^{s=\infty} [(r+s)^2 + (x^2 - n^2)] C_s x^{r+s} = 0 \quad (3.6)$$

若令(3.6)中 x 的各乘幂 x^r, x^{r+1}, x^{r+2} , 等的係數等於零, 則得下列方程

$$\text{組} \quad C_s [(r+s)^2 - n^2] + C_{s-2} = 0 \quad (3.7)$$

由於(3.3)展開式中的頭一項是 C_0 , 故得

$$\left. \begin{aligned} C_{-1} &= 0 \\ C_{-2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

鑒於這一點, 故知(3.7)對於 $s = 0, 1, 2, \dots$ 時能成立。

令(3.7)中之 $s = 0$, 得

$$C_0(r^2 - n^2) = 0 \quad (3.9)$$

上式稱為指標方程^①。因

$$C_0 \neq 0 \quad (3.10)$$

故知

$$r = \pm n \quad (3.11)$$

又從方程

$$C_1[(r+1)^2 - n^2] = 0 \quad (3.12)$$

可知

$$C_1 = 0 \quad (3.13)$$

每次取 $s = 3, 5, \dots$ 代入 C_s 及 C_{s-2} 之間的關係式(3.7), 可以證明一切奇數級的係數都等於零。

先取 $r = n$, 則可將(3.7)寫成

$$C_s = -\frac{C_{s-2}}{s(2n+s)} \quad s = 2, 4, 6, \dots \quad (3.14)$$

從(3.14)可知 $C_2, C_4, C_6, \dots$ 等各係數都可以用 C_0 來決定。將這些係數值代入所設解(3.3)中, 求得解答如下:

$$y = C_0 \left[x^n - \frac{x^{n+2}}{2^2(n+1)} + \frac{x^{n+4}}{2^4(n+1)(n+2)2!} + \dots \right. \\ \left. + \frac{(-1)^s x^{n+2s}}{2^{2s}(n+1) \dots (n+s)s!} + \dots \right] \quad (3.15)$$

若將 n 為負整數的情形除外, 則各係數均為有限值。這時一般可取

$$C_0 = \frac{1}{2^n \Gamma(n+1)} = \frac{1}{2^n n!} \quad (3.16)$$

或在 n 為正整數時取

$$C_0 = \frac{1}{2^n n!} \quad (3.17)$$

① 指標方程 indicial equation.

使解的形式趨於標準化。把這 C_0 值代入(3.15)並用

$$(n+s)! = \Pi(n+s) \quad (3.18)$$

表示 n 非整數時的廣義階乘式,得

$$J_n(x) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{\Pi(s)\Pi(n+s)} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2s} \quad (3.19)$$

這級數對於 x 的有限值是收斂的,因此它代表 x 的一個函數 $J_n(x)$, 我們把它稱作 n 階第一類貝塞耳函數。在 n 非整數時,可依照(3.11)以 $-n$ 代 n 求得第二個解。故得

$$J_{-n}(x) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{\Pi(s)\Pi(s-n)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2s-n} \quad (3.20)$$

$J_n(x)$ 及 $J_{-n}(x)$ 的首項各為 x^n 及 x^{-n} 的有限倍數(不等於零);這兩個函數彼此間沒有簡單的倍數關係,故可將貝塞耳微分方程的通解寫作

$$y = AJ_n(x) + BJ_{-n}(x) \quad (3.21)$$

其中 A 及 B 為任意常數, n 為非整數。

當 n 為整數時,因其在微分方程中僅以 n^2 的形式出現,故可假定它是正整數而不致失卻普遍性。在這種情形下 $J_{-n}(x)$ 與 $J_n(x)$ 無異,並且 $J_{-n}(x)$ 的首 n 項中都含有因子

$$\frac{1}{\Pi(s-n)} = 0 \quad s = 0, 1, 2, \dots, (n-1) \quad (3.22)$$

所以首 n 項等於零,得

$$J_{-n}(x) = \sum_{s=n}^{\infty} \frac{(-1)^s}{\Pi(s)\Pi(s-n)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2s-n} \quad (3.23)$$

若令

$$r = (s-n) \quad (3.24)$$

則得

$$\begin{aligned} J_{-n}(x) &= \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^{r+n}}{\Pi(r+n)\Pi(r)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+n} \\ &= (-1)^n J_n(x) \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (3.25)$$

這時所得微分方程的兩個解就不再是線性獨立的了,於是我們須要再找出無線性依賴關係的第二個解答。

4. n 階第二類貝塞耳函數 我們從上節中知道當 n 不是整數時, n 階貝塞耳微分方程的通解是(3.21). 但當 n 為整數時, 則鑒於(3.25)可得

$$\begin{aligned} y &= AJ_n(x) + B(-1)^n J_n(x) \\ &= [A + B(-1)^n] J_n(x) \\ &= CJ_n(x) \end{aligned} \quad (4.1)$$

其中 C 為一任意常數. 因此所得的不再是貝塞耳微分方程的通解, 因為這種方程的通解中必須含有兩個各被任意常數乘過的線性獨立函數. 現在我們來看一個函數

$$Y_n(x) = \frac{1}{\sin n\pi} [\cos n\pi J_n(x) - J_{-n}(x)] \quad (4.2)$$

在 n 非整數時, 函數 $Y_n(x)$ 由 $J_n(x)$ 及 $J_{-n}(x)$ 決定, 同時因為它是 $J_n(x)$ 及 $J_{-n}(x)$ 的線性結合式, 所以 $Y_n(x)$ 是 n 階貝塞耳微分方程的解. 若 n 為整數, 則由於(3.25)的關係得

$$Y_n(x) = \frac{0}{0} \quad (4.3)$$

所以當 n 為整數時, 我們須規定 $Y_n(x)$ 為

$$Y_n(x) = \lim_{r \rightarrow n} \left[\frac{J_r(x) \cos r\pi - J_{-r}(x)}{\sin r\pi} \right] \quad (4.4)$$

這樣規定了 $Y_n(x)$ 之後, 我們就可以實施極限步驟, 得

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} Y_0(x) &= J_0(x) \left[\log \left(\frac{x}{2} \right) + \gamma \right] + \left(\frac{x}{2} \right)^2 \\ &\quad - \frac{(1 + \frac{1}{2})(x/2)^4}{(2!)^2} + \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \right) \frac{(x/2)^6}{(3!)^2} - \dots \end{aligned} \quad (4.5)$$

其中 γ 稱為歐拉常數, 係按下式規定之:

$$\gamma = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{n} - \log n \right) = 0.5772157 \quad (4.6)$$

又當 n 為任一正整數時可得