鋼加熱學

上 册

Н. Ю. 塔依茨 著
舒約正 覃圭章 何學純 宋廣興 葉其菁 譯

重工業出版社

鋼 加 熱 學

（上 冊）

Н. Ю. 塔 依 茨 著

舒鈞正 覃圭章 何學純 宋廣興 葉其菁 譯

何蔭椿 吳恩林 蕭華欽 校閱

重 工 業 出 版 社

本書的責任編輯是技術科學博士 И. М. 拉法洛維奇教授

內 容 提 要

在本書的頭兩篇（理論部份）中，引述與分析了實際遇到的在各種加熱情況下的熱傳導微分方程式的解法，研究了加熱時的溫度應力與允許的加熱速度的確定方法。

在第二篇（實際部份）中，敘述鋼的物理性質以及各號鋼加熱時的正常技術操作法的制訂方法，列舉了實驗的結果、工廠的資料與實例，指出強化加熱的方法。

在附錄中列有各種圖表，加熱計算用參考資料和幾種規程。

本書供科學工作人員、生產工程師和設計機關的工作人員之用。

譯 者 的 話

本書是由舒鈞正、覃圭章、何學純、宋廣興、葉其菁五人合譯的。譯校分工如下：

舒鈞正 譯 1, 2, 3 章
覃圭章 譯 4, 5, 6, 7, 10, 11, 12, 13 章
葉其菁 譯 8, 9 章
宋廣興 譯 14, 15, 16, 17, 18 章
何學純 譯 19, 20, 21, 22 章

譯文由舒鈞正負責總的文字校對與組織聯系，並與整理工作；覃圭章、何學純作技術校對。

此外並請鞍山鋼鐵公司技術處何蔭楙工程師校閱；東北工學院冶金爐教研室吳恩林、蘇華欽兩同志作技術與文字的校對，爲譯文生色不少附此致謝。

目　　錄

第二篇　加熱時的溫度應力

前　　言

爲了更充分的闡明鋼加熱的技術操作問題，本書大約花了一半的篇幅來研究加熱的理論基礎。衆所週知，這是冶金熱工學上最困難的一部份。

同時，作者亦注意到本書應能用於技術的計算。

因此，把複雜的數學解法用工程人員易懂的公式和圖解來表示，並舉出了很多的例題和實際結論。所提供的解法，曾爲試驗室以及工廠實際工作的條件下多次的試驗資料所證實。

書中列有相當數量爲實際計算中所必需的參考材料。

本書的脫稿，承蒙 Б. Н. 芬格爾斯坦，Г. П. 依萬佐夫，И. М. 拉法洛維奇三同志惠予寶貴的指示，於此謹向他們致以深厚的謝意。

本書擬稿時多承德涅泊爾彼得羅夫斯基冶金學院冶金爐教研室及鋼管科學研究所加熱實驗室諸工作人員的協助，亦附此致謝。

序　　言

金屬加熱乃是冶金，機械製造及其他工廠生產過程的重要階段之一。

現今的科學和技術正在尋求各種生產過程的快速途徑和方法。金屬的加熱過程也包括在內，因爲進行此等過程的研究是要花費很長時間的。

金屬的快速加熱能促進各種產品產量的提高，這些產品均是爲了恢復與發展我們蘇聯國民經濟和壯大國防威力所必需的。

快速加熱不僅能使產量提高，並且能節省燃料消耗，減少氧化鐵皮，以及縮小爐子的尺寸。同時金屬的加熱和冷却對於產品的質量和生產一級品的數量有重要的影響。因此正確地合理地選擇金屬加熱和冷却操作是技師們的最重要的職責。

金屬的加熱和冷却，其過程屬於不定態的熱力範疇，是一個複雜的物理現象。在工廠的實際情況下，此種過程尤其複雜，並且是各式各樣的。在許多因素之中必須考慮到被加熱金屬的品種，加熱設備的構造，以及採用何種技術操作過程進行加熱。

加熱的理論基礎是根據於熱傳導的數學原理，應該指出偉大的數學家 M. B. 沃斯特洛格拉特斯基於1831年科學通報中發表的著作應當認爲是俄羅斯第一篇研究熱傳導的作品。俄羅斯有名的物理學家 A. Г. 斯托列托夫 ❶ 在1881～1882年曾講授熱傳導原理的創造的意義。不過熱傳導的數學理論主要是用以決定導熱係數。

金屬加熱原理的最早著作之一爲蘇聯冶金學家 B. B. 斯他爾加的∟金屬在蒙弗爐中加熱的現象⅂，發表於1926年。

在斯大林五年計劃時期中，先後發表了很多金屬加熱的理論和實踐的著作。在這些著作中應該提到的是 H. H. 多布洛赫托夫，Г. П. 依萬佐夫 Д. B. 布德林，И. Д. 塞米肯，B. Φ. 可培托夫及其他作者的作品。

在加熱科學的範圍中，具有最大貢獻的爲 Г. П. 依萬佐夫的最近著作∟金屬加熱⅂一書，它是這一方面的創作。

---

❶ C. C. 古他列拉特茨和 P. B. 秋克爾蜜，十八和十九世紀俄羅斯學者著作中的加熱理論發展的概論，國家出版社，1949年。

在金屬加熱的科學的發展方面，完全有根據認爲蘇聯是佔着優越的地位的。這種情況與斯達哈諾夫工作法配合起來，獲得了改善工廠加熱過程的良好效果。

將加熱理論更完善的利用並與工廠實踐正確配合，使能保證快速的加熱與加熱技術的改善。

因此之故，作者提出了下面的任務：

按照實際的要求將熱傳導問題的數學解法予以補充和確定，並從此觀點有系統地和儘可能充分地來闡明金屬加熱理論。

將由理論所得出的加熱計算方法應用到工程實踐中，指出解決各種實際加熱情況的途徑和方法，使工廠中能加速操作和改善加熱操作技術。

由於數學解法的複雜性，作者不曾涉及關於金屬組織變化時所生熱量有何影響的問題，同時，也未考慮到氧化鐵皮對於加熱過程的影響。但這些對於在加熱的工程計算中，是不會引起很大的誤差的，因爲在工廠生產的條件下已經存在了大量的影響的因素。

爲了達到系統化和簡單化的目的，作者採用演譯法。對於每一範疇的加熱，首先把問題作出一般解，然後用代入法得出任何特殊加熱情況的解法。

按照各種不同的實際情況，把很多問題加以研究，包括各種不同形狀的物體在各種不同條件下的加熱問題。

第 一 篇

加熱的理論基礎

第 一 章

熱傳導微分方程式的一般解

對於不穩定的加熱過程問題，可以用各種不同的方法來解決。其中是以數學方法，即根據所謂數學物理學的方法解熱傳導微分方程式最饒興趣。

此解法有得出最完善解答的可能性；並且廣泛地適用於各種不同的加熱情況。

除此以外，亦採用近似的解法，微差法奠定了這種近似解法的基礎。

對於較簡單的加熱情況，可以利用解析公式法。這些公式是以人所週悉的傳熱定理和能量不滅定律爲基礎。

有時使用運算的方法，或積分化簡的方法，來解答某些熱傳導問題是特別簡便的，例如對於多段式的加熱。

1. 本書採用的符號

x, y, z——直角座標；

r, φ, z——圓柱座標；

λ——導熱係數，仟卡/公尺·小時·°C；

C_p——比熱，仟卡/公斤·°C

γ——比重，公斤/立方公尺

$a=\frac{\lambda}{C_p\gamma}$——導溫係數，平方公尺/小時

α——給熱係數，仟卡/平方公尺·小時·°C

$h=\frac{\alpha}{\lambda}$——相對給熱係數，公尺$^{-1}$

τ——時間，小時；

$t_п$——爐溫，°C；

$t_п$——物體的表面溫度，°C；

t_c ——物體的中心溫度，°C;

t°——物體的開始溫度；°C;

t_r° ——開始爐溫，°C;

t_n° ——物體表面的開始溫度，°C;

t_c° ——物體中心的開始溫度，°C;

$\Delta t = t_n - t_c$——物體表面與中心的溫度差，°C;

$\Delta t^\circ = t_n^\circ - t_c^\circ$ ——物體表面與中心的開始溫度差，°C;

Δt_m——物體斷面的最大溫度差，°C;

X——板狀體的總厚度，公尺;

S——板狀體計算的厚度，公尺;

R——圓柱體的半徑或空心圓柱體的外半徑，公尺;

b——空心圓柱體的內半徑，公尺;

$K = \frac{R}{b}$——空心圓柱體外半徑與內半徑之比。

$2S$, $2B$, $2L$——各面對稱加熱的平行六面體的邊長，公尺;

$2H$——對稱加熱的定長圓柱體高度，公尺;

C——加熱速度，°C/小時;

q——熱流，仟卡/公尺·小時;

2. 熱傳導微分方程式

熱量的分析理論的基本問題，在於求得物體內溫度的分佈與座標及時間的關係。

爲了解答本問題，首先考慮溫度的空間變化和溫度的時間變化之間的關係，而得出表明這個關係的熱傳導微分方程式。

爲了作出此方程式的結論，我們可以應用確定了熱流與溫度梯度間之關係的熱傳導定律。

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx}, \qquad (1\text{—}1)$$

式中：$\frac{dt}{dx}$——溫度梯度，或垂直於等溫表面的方向上，單位距離內所增加的溫度。°C/公尺。

此處所表示的比例係數即導熱係數 λ。

如果在 τ 時間內，熱的傳導經過 F 平方公尺的表面，則其傳熱量爲：

$$dQ=-\lambda\frac{dt}{dx}F\tau,\ \text{仟卡。}$$

採用下列的條件：

1）認爲物體是均質的而且各方面的溫度是相等的； 2）物理參數—導熱係數，比熱與比重固定不變； 及 3）不發生物態的變化。

按這些條件來研究在微分平行六面體 $dv=dxdydz$ 中所發生的變化過程（圖 1）。

熱傳導微分方程式的理論基於能量不滅定律，按照此定律，在 τ 時間內微分平行六面體輸入的熱量與同一時間內輸出的熱量之差，等於該物體內的熱含量的變化。

因而，假設 dQ_1— 輸入的熱量，仟卡； dQ_2— 輸出的熱量，仟卡； 則熱含量的變化爲：

$$dQ=dQ_1-dQ_2 \qquad (1\text{—}2)$$

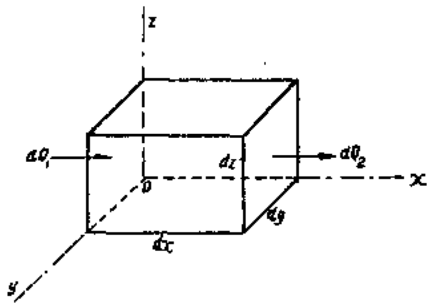

圖 1. 微分平行六面體熱的傳播

首先研究單方向的熱流傳播（例如，按照 x 軸方向）。

根據熱傳導定理在平行六面體的左側得

$$dQ_1=-\lambda\frac{\partial t}{\partial x}dydzd\tau \qquad (1\text{—}3)$$

在 x 軸方向溫度梯度的空間變化爲

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right) \text{ 或 } \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\text{。}$$

因而，距離 dx 的溫度梯度的變化爲$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}dx$，而平行六面體右側溫度梯度的大小爲

$$\frac{\partial t}{\partial x}+\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}dx\text{。}$$

基於此點，可知輸出的熱量爲

$$dQ_2=-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial x}+\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}dx\right)dydzd\tau. \qquad (1\text{—}4)$$

經過單位時間後，平行六面體溫度的變化爲$\frac{\partial t}{\partial \tau}$，而在 $d\tau$ 時間內，與此溫

度變化相適應的熱量的變化爲：

$$dQ = C_p r dx dy dz \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau. \qquad (1\text{—}5)$$

將 (1—3)，(1—4)，(1—5) 代入 (1—2) 式中，則得；

$$C_p r dx dy dz \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dy dz d\tau +$$

$$+ \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx \right) dy dz d\tau$$

或化簡爲：

$$C_p r \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}.$$

因爲

$a = \dfrac{\lambda}{C_p r}$ ---爲導溫係數，所以方程式可書爲下面的形式：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \qquad (1\text{—}6)$$

用同樣方法來研究在 Y 與 Z 軸方向上熱量的傳遞，我們可得到二向溫度場熱傳導微分方程式

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \qquad (1\text{—}7)$$

及三向溫度場熱傳導微分方程式

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \qquad (1\text{—}8)$$

算式

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta^2$$

稱爲拉普拉斯微分算式。

這樣，方程式 (1—8) 可以改寫成下面的形式：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \Delta^2 t \qquad (1\text{—}8a)$$

而 $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$ 可以用 $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)$ 的形式來表示。所以從方程式 (1—6) 中可以得出溫度隨時間的變化與隨溫度梯度的空間變化成比例，並且在此方程式中的比例係

數爲導溫係數 a。由於下列的理論，可以推知此係數的物理意義。

導熱係數 λ 即是體積爲 1 立方公尺的物質，當其兩對面的溫度差爲 1° 時，在單位時間內所通過的熱量。

$C_p r$ 的乘積係同體積物質本身全部的熱容量。因此以 $C_p r$ 除 λ 的商數不是別的，而是單位時間內溫度的變化。因此常數 a 稱之爲導溫係數。

導溫係數乃是用以衡量物體各點溫度均勻化的速度。

在圓柱座標中的熱傳導方程式有如下的形式：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau}=a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) \qquad (1—9)$$

爲了使笛卡爾或圓柱座標中熱傳導微分方程式得到單値解，必須給予如下的補充，即所謂境界條件：

1）開始的條件：表示某一物體在某一時刻的溫度分佈特性。例如在開始時刻（當 $\tau=0$）；

2）表面或邊界條件，表明物體表面上溫度的變化或物體表面與周圍介質相互作用的條件。

有三種規定表面條件的方法：

第一類表面條件：此時指定物體表面溫度的分佈爲座標與時間的函數；

第二類表面條件：此時熱流爲已知；

第三類表面條件：此時物體周圍介質溫度及物體表面和周圍介質之間熱交換規律爲已知。

由此說明了，在求空間與時間溫度場特性的函數時，一方面應該適合熱傳導微分方程式，另一方面還要適合於開始條件和表面條件。

除時間與座標的變化外，溫度場也受其他因素的影響；物理常數及物體的大小等。因此熱傳導方程式最簡便的解法，是使它成爲複合的無因次數値的關係式——規範數和簡比數 ❶，以溫度規範數或簡比數來代替溫度，以傅利葉規範數 $\frac{a\tau}{S^2}$ 代替時間 τ，以簡比數 $\frac{x}{S}$ 代替座標 x；等等。

以規範數的關係式所提供的解法能縮減數量，便於繪製圖解，簡化了極其複雜的數學解法，便於實際運用。

下面所要研究的問題，包括各種不同形狀的物體，它們是：

1）無限長與寬的板狀體；

---

❶ 簡比數係同單位數値的比

2）無限長的直角柱體；

3）長方形平行六面體；

4）無限長的實心圓柱體；

5）定長的實心圓柱體；

6）無限長的空心圓柱體；

7）定長的空心圓柱體；

8）非均質的物體。

對於所列舉的每一種形狀中，可以採用下列境界條件的方案。

開始條件：

1）物體的溫度爲座標的函數（一般情況）；

2）物體的溫度固定不變；

3）溫度的分佈呈拋物線。

表面條件：

1）表面的溫度爲時間的函數（一般情況）；

2）表面的溫度固定不變；

3）表面溫度呈直線變化；

4）熱流一定時的加熱；

5）周圍介質的溫度爲時間的函數；

6）周圍介質的溫度固定不變；

7）周圍介質的溫度呈直線變化；

8）表面上有變化的條件。

最後，將研究在溫度對稱和非對稱分佈時的加熱。

對於大部份的解答，曾作了很複雜的計算工作，將結果製成圖解的形式，顯然應用到實際工作中是大大的簡化了的。

3. 用笛卡爾座標解第一類表面條件的熱傳導方程式

下面所引述的問題 1, 2 和 3，是在第一類表面條件下，物體表面在指定溫度時，順次推求單向，二向與三向溫度場熱傳導方程式的一般解。

問題 1：無限長與寬的板狀體，其厚度爲 $2S$，導溫係數爲 a，已知在開始時的斷面溫度按 x 座標對稱分佈（圖 2）。此時兩表面的溫度同樣地隨時間而變化。求在此種情況下熱傳導方程式的解。

因爲此處所要研究的是單向溫度場，

所以當表面條件爲

$$t|_{x=\pm S}=\varphi(\tau)$$

與開始條件爲

$$t|_{\tau=0}=F(x)$$

時，可以採用方程式（1—6），則其方程式的解將寫爲下面的形式。

$$t=\varphi(\tau)+u(x,\tau), \qquad (1\text{—}10)$$

式中： u——由 x 與 τ 而定的未知函數。

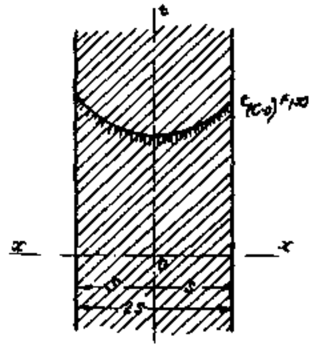

圖 2. 無限大板狀體的溫
分度佈

由此

$$\frac{\partial t}{\partial \tau}=\varphi'(\tau)+\frac{\partial u}{\partial \tau};$$

與

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}=\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}。$$

將上式代入熱傳導方程式（1—6）之後，得：

$$\frac{\partial u}{\partial \tau}=a\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\varphi'(\tau) \qquad (1\text{—}11)$$

顯然，未知函數 u 應適合下面的境界條件：

$$u|_{x=\pm S}=0,$$

$$u|_{\tau=0}=F(x)-\varphi(0).$$

方程式（1—11）的解，我們可以寫爲無窮級數的形式

$$u=\sum_{l=1}^{\infty}A_l(\tau)\cos\delta_l\frac{x}{S}, \qquad (1\text{—}11a)$$

式中：

$$\delta_l=\frac{2l-1}{2}\pi\ (l=1,2,3\cdots).$$

此種形式的函數 u，將適合於邊界條件。

爲了決定 $A_l(\tau)$，方程式 (1—11) 中獨立的項可分化爲傅利葉級數：

$$-\varphi'(\tau) = \sum_{l=1}^{\infty} \alpha_l \cos \delta_l \frac{x}{S}, \qquad (1\text{—}12)$$

由此求得

$$\alpha_l = \frac{\int_{-S}^{+S} [-\varphi'(\tau)] \cos \delta_l \frac{x}{S} dx}{\int_{-S}^{+S} \cos^2 \delta_l \frac{x}{S} dx}.$$

積分後其結果爲

$$\alpha_l = -\frac{2(-1)^{l+1} \varphi'(\tau)}{\delta_l}. \qquad (1\text{—}13)$$

將相當項代入方程式(1—11)後，使其具有如下的形式：

$$\sum_{l=1}^{\infty} A'_l(\tau) \cos \delta_l \frac{x}{S} = -\frac{a}{S^2} \sum_{l=1}^{\infty} A_l(\tau)\ \delta_l^2 \cos \delta_l \frac{x}{S} + \sum_{l=1}^{\infty} \alpha_l \cos \delta_l \frac{x}{S},$$

由此化簡之後得出下面的微分方程式：

$$A'_l(\tau) + \frac{a}{S^2} \delta^2_l A_l(\tau) = \alpha_l \qquad (1\text{—}14)$$

用大家全知道的方法解此方程式則得

$$A_l(\tau) = C_l e^{-\delta_l^2 \frac{a\tau}{S^2}} + e^{-\delta_l^2 \frac{a\tau}{S^2}} \int_0^{\tau} e^{\delta_l^2 \frac{a\tau}{S^2}} \alpha_l \, d\tau \qquad (1\text{—}15)$$

常數項 C_l 由開始條件決定。

已知

$$F(x) - \varphi(0) = \sum_{l=1}^{\infty} C_l \cos \delta_l \frac{x}{S},$$