

# 连续铸钢译文集



冶金工业出版社

# 连续铸钢译文集

(1)

《連續鑄鋼譯文集》編譯組

冶金工业出版社

# 连续铸钢译文集

(1)

《连续铸钢译文集》编译组

\*

冶金工业出版社出版  
新华书店北京发行所发行  
冶金工业出版社印刷厂印刷

\*

开本小32 印张 7 7/8 插页 1 字数 169 千字

1973年9月第一版 1973年9月第一次印刷

印数0,001~8,500册

统一书号: 15062·3074 定价(科四) 0.68元

# 说 明

连续铸钢是钢铁工业六十年代发展起来的一项新技术。通过连续铸钢机直接将钢水铸成具有各种断面形状的钢坯，从而可以逐步代替传统的模铸钢锭和庞大的初轧机设备，使炼钢生产的铸锭工艺和轧钢开坯工序大为简化，为钢铁工业向连续化、自动化方向发展创造了有利条件。

连续铸钢与一般模铸钢锭比较有其许多优点：可以提高金属收得率；降低生产成本；节省基建费用；缩小占地面积；同时可以大量减少生产人员，改善劳动条件，提高劳动生产率等。因此，连续铸钢是钢铁工业很有发展前途的一种新工艺。

目前连续铸钢已在外国普遍采用，技术正在逐步发展。为了使我国钢铁工业战线上的广大职工，及时了解外国连续铸钢的技术发展状况，汲取外国连续铸钢技术中有用的部分，我们翻译整理了部分外国资料，编译了《连续铸钢译文集（1）》，供有关单位参考。

本书在编译过程中，曾得到冶金部北京钢铁研究院普钢室、首都钢铁公司研究所、东北工学院热工教研室、冶金部情报标准研究所情报室等单位的大力协助，在此表示感谢。

由于本书编译时间较短，在译文质量和文字水平上可能存在不少缺点和错误，请批评指正。

编译组

一九七三年四月

## 目 录

一、连续铸钢的凝固·····	1
二、连续铸钢凝固过程的研究·····	38
三、连续铸钢操作的分析法·····	85
四、连续铸钢装置上结晶器和二次冷却结构的改进·····	123
五、方坯高速浇铸的发展·····	132
六、连续铸钢铸坯缺陷的产生和防止·····	146
七、渣粉的熔化性状对连铸板坯表面质量的影响·····	202
八、轧制压缩比对中厚钢板性能的影响·····	211
九、联合钢铁公司第一个取消钢锭模的电弧炉炼 钢车间·····	226

## 一、连续铸钢的凝固

金属产品要经过许多种工艺才成为最后的产品。将这些工艺过程进行简化，不仅在冶炼、铸锭和加工各部门已进行了试验，而且还在与这些部门有关的地方做了许多试验，并正在收到实效。连续铸钢就是作为铸锭部门或者加工部门的简单化而发展起来的方法。这种想法由来已久，可以追溯到1846年根据贝斯麦的所谓双滚 (twinroll) 方式的钢薄板的制造法(在两个轧辊之间浇铸钢水,连续地制造薄板的方法)专利上。现在的杭特 (Hunter) 法、海兹利特 (Hazelett) 法、回转式挤压浇铸 (Rotary Strip Casting) 法等的想法也是十九世纪末提出来的。然而，工业规模的实验成功是云岗氏 (Junghaus) 在二十世纪三十年代于一系列非铁合金方面的工作上得出的。因而非铁合金的连续浇铸几乎有四十年的历史，可以说已成为工业上的比较确立了的方法，但是目前不明的方面仍然很多，同时在技术上的新方法还正在采用。对钢铁工业来说，连续铸钢法的应用是对目前金属工业进行挑战的问题之一，这一点是众所周知的。

因为钢的连铸是高温作业，而且导热也不好，所以如何把热散出去乃是研究的第一个问题，因而重点是放在凝固的问题或者凝固设备的研究上。因此，研究就带有化学工程和机械工程的性质。在非铁合金，尤其是有关铝合金方面，热交换实际上不是那么成问题的，因此现在多是从纯金属角度进行研究。然而就是对轻合金来说，要正确地控制连铸过

程，就必须分析伴随凝固的热交换。本文对连铸的凝固过程从基本问题出发进行了详细的分析，同时对连续铸钢的铸坯组织也给予概述。

## 1. 凝固和导热

### (1) 连续铸钢传热的基本公式

在连续铸钢中，从钢水中吸出热而使它凝固的冷却系统有结晶器和喷雾冷却，一般把前者称为一次冷却，后者称为二次冷却，其概况如图1—1所示。由这两个冷却系统所造成的凝固的进行是连续铸钢的最基本的过程。取与图1—1同样的座标轴，试根据已凝固的固相内部的微立方体的热平衡导出基础公式。在这里作为基础的仅是傅立叶定理。即， $x$ 方向在单位时间里通过单位面积所传导的热量  $q_x$  (以下简称热量——译者) 的温度梯度成比例，故得出，

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

式中： $k$ ——导热系数；

$T$ ——点 ( $x$ 、 $y$ 、 $z$ ) 在时间  $t$  时的温度。

同样，在微立方体 ABCDEFGH 的  $x$  方向，即从 ADHE 面流进而从 BCGF 面流出的由传导所传递的热量为：

$$\text{进入的热量} \quad q_x = -k \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$$

$$\text{流出的热量} \quad q_{x+\Delta x} = -k \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x+\Delta x} \cdot \Delta y \cdot \Delta z$$

于是，在  $\Delta t$  时间里，在  $x$  方向贮存的热量为：

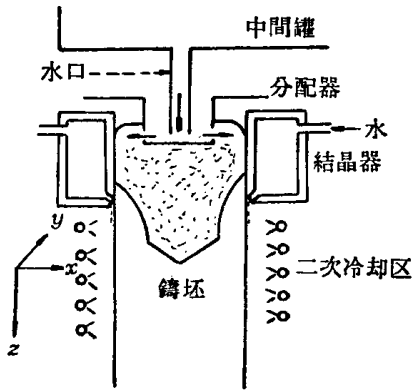


图 1—1 连续铸钢铸坯的冷却过程

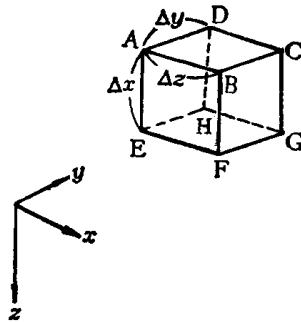


图 1—2 微立方体的坐标

$$(q_x - q_{x+\Delta x}) \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta t \quad (2)$$

对  $y$ 、 $z$  方向也同样的考虑，在这个微立方体内由于导热所贮存的热量为：

$$\begin{aligned} & [(q_x - q_{x+\Delta x}) \Delta y \cdot \Delta z + (q_y - q_{y+\Delta y}) \Delta z \cdot \Delta x \\ & + (q_z - q_{z+\Delta z}) \Delta x \cdot \Delta y] \Delta t \end{aligned} \quad (3)$$

式中： $q_y$ 、 $q_z$ —— $y$ 、 $z$ 方向的热量。



此项热量必须与微立方体内热量的增加和铸坯下降方向即向  $z$  方向传递的热量之和相平衡。前者是

$$\rho C_p (T_{t+\Delta t} - T_t) \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (4)$$

式中:  $\rho$  —— 密度;

$C_p$  —— 比热。

后者是对下降速度  $v$  的  $\Delta t$  时间里, 由于沿  $z$  方向经过 ABCD 面通过  $(v \cdot \Delta t) \Delta x \cdot \Delta y$  的体积所带走的热量是:

$$\begin{aligned} & \rho (v \cdot \Delta t) \Delta x \cdot \Delta y \cdot C_p T(x, y, z + \Delta z, t) \\ & - \rho (v \cdot \Delta t) \Delta x \cdot \Delta y \cdot C_p T(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (5)$$

从 (3) = (4) + (5), 两边用  $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta t$  除, 并分别取极限时, 在热物理量不随温度变化条件下得出:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial z} \quad (6)$$

或是:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha V^2 T - v \frac{\partial T}{\partial z} \quad (7)$$

式中:  $\alpha$  —— 热扩散率, 它等于  $\frac{k}{\rho C_p}$ , 以及  $V^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}。$$

对于圆断面铸坯的基本方程式, 可同样求出。变换座标就应该求出来, 但这里是从热平衡的观点导出, 现就图1-3所示的圆环内部的热平衡进行讨论 (假定相同半径位置的温度相等)。

由导热方式,  $r$  方向热量的增加量为:

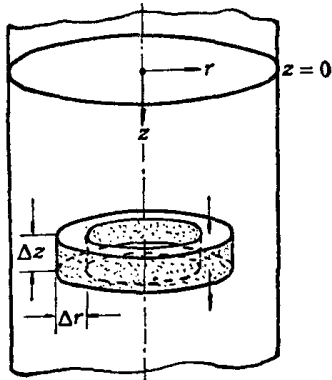


图 1-3 圆环内的传热

$$-k \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) 2\pi r \right]_r \Delta z + k \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) 2\pi r \right]_{r+\Delta r} \Delta z \quad (8)$$

在  $z$  方向由于导热的热量增加量是:

$$-k \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_z 2\pi r dr + k \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z+\Delta z} \cdot 2\pi r dr \quad (9)$$

上两项之和等于由导热而增加的热量与在  $z$  方向伴随物质移动的热量的增加之和, 即 (8) 式 (9) 式之和与下式相等:

$$\begin{aligned} & \rho C_p 2\pi r \Delta r \cdot \Delta z T(x, y, z, t + \Delta z) \\ & - \rho C_p 2\pi r \Delta r \cdot \Delta z T(x, y, z, t) \\ & + \rho C_p v 2\pi r \Delta r \cdot \Delta t T(x, y, z + \Delta z, t) \\ & - \rho C_p v 2\pi r \Delta r \cdot \Delta t T(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (10)$$

两边用  $(2\pi r \cdot \Delta r) \Delta z \Delta t$  除, 分别取极限, 则得:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] - \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial z} \quad (11)$$

或为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - v \frac{\partial T}{\partial z} \quad (12)$$

但是在(11)，(12)式中  $r \neq 0$ ，当  $r = 0$  时，由罗皮达尔定理  $\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right)_{r=0}$ ，因而当  $r = 0$  时(12)式变为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left( 2 \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - v \frac{\partial T}{\partial z} \quad (13)$$

### (2) 基本方程式的解法举例

前面导出的传热基本式目前没有数学上的严密解。因此都是在各种假定条件下对上式归结为求其近似解的问题。或者就是在物理上以简化的形式求解基本方程式。

如板坯那样，铸坯的厚度（取  $x$  方向）和宽度相比，在非常小的情况下，当考虑铸坯中心的凝固时，可忽略  $y$  方向的传热。进一步用下面的三种方法将(7)式简化。第一是根据川和、根本<sup>[1]</sup>的方法；归结为一次不稳定导热问题的方法，第二是森山、鞭<sup>[2]</sup>得出的作为二次稳定导热问题的处理方法，第三如迈宰卡尔（Mizikar）<sup>[3]</sup>所处理那样，是一维方法，但是可根据导热系数和温度的依赖关系进行大的区分。第一、第二种方法，如下面得出的那样，在数学上实质是相同的。

### (3) 一维不稳定问题

如钢的连铸那样，液相穴（液池）的深度很深时，可看作  $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ 。如图1—4，厚度为 200 毫米，宽 2,000 毫米的宽

板坯的液相穴深度约为 8 米，而厚度为 100 毫米时，则等温线将扩展到 80 倍的深处。象这样情况，可以看成  $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ 。

因而也可以把  $z$  方向的导热项消掉，结果变成为求解下式：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (14)$$

为统一地分解各参数的影响，将 (14) 式进行如下那样的无因次化。用  $2D$  表示板坯的厚度，设

$$\Phi = \frac{T - T_c}{T_m - T_c}, \quad X = \frac{x}{D}, \quad H = \frac{at}{D^2} \quad (15)$$

则 (14) 式变为：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial H} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} \quad (16)$$

式中：  $T_c$ ——表面温度；

$T_m$ ——熔化温度。

假定钢水没有过热度，表面温度为一定时，结晶器内的边界条件为：

$$t=0 \text{ 时} \quad x_i = 0 \quad (17)$$

$$x=0, t > 0 \text{ 时} \quad T = T_c \quad (18)$$

$$x=x_i, t > 0 \text{ 时} \quad T = T_m \quad (19)$$

$$t > 0 \text{ 时} \quad k \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=x_i} = \rho \lambda \frac{dx_i}{dt} \quad (20)$$

这里，注脚字  $i$  表示固·液相分界面的数值，还有  $\lambda$  为凝固潜热。利用 (14) 式和边界条件 (17) ~ (20) 式，能够决定凝固厚度  $x_i$ 。可是将上面的边界条件进行无因次化，则得：

$$H=0 \text{ 时} \quad X_i = 0 \quad (21)$$

$$X=0, H>0 \text{ 时} \quad \Phi=0 \quad (22)$$

$$X=X_i, H>0 \text{ 时} \quad \Phi=\Phi_m \quad (23)$$

$$H>0 \text{ 时} \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_{x=x_i} = S \left(\frac{dx_i}{dH}\right) \quad (24)$$

但是 
$$S = \frac{\lambda}{C_p(T_m - T_c)}, \quad \Phi_m = \frac{T_m - T_c}{T_m - T_c} = 1$$

利用边界条件 (21) ~ (24) 求解 (16) 式, 则得到数学的严密解, 即以诺伊曼 (Neumann) 解而闻名<sup>[4]</sup>。

给出的温度分布式为:

$$\Phi = \Phi_m \operatorname{erf}(X/2\sqrt{H}) / \operatorname{erf} \nu \quad (25)$$

凝固层厚度为: 
$$X_i = 2\nu\sqrt{H} \quad (26)$$

式中  $\nu$  是下式的解:

$$\Phi_m \cdot \exp(-\nu^2) = \sqrt{\pi} \nu \cdot S \operatorname{erf} \nu \quad (27)$$

而 
$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x'^2} dx'$$

于是结晶器出口处的凝固厚度  $x_{i,1}$  为:

$$X_{i,1} = 2\nu\sqrt{H_1} \quad (28)$$

对于二次冷却区来说:

$$H=H_1 \text{ 时} \quad X=X_{i,1} \quad (29)$$

$$X=0, H>H_1 \text{ 时} \quad \Phi=\Phi_s \quad (30)$$

$$X=X_i, H>H_1 \text{ 时} \quad \Phi=\Phi_m \quad (31)$$

$$H>H_1 \text{ 时} \quad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_{x=x_i} = S \frac{dX_i}{dH} \quad (32)$$

但是 
$$\Phi_s = \frac{T_s - T_c}{T_m - T_c}$$

利用上述边界条件对 (16) 式求解, 森山, 鞭给出:

$$X_i - X_{i,1} = 2\gamma\sqrt{H-H_1} \quad (33)$$

式中:  $\gamma$  为

$$\left[ \frac{1}{\operatorname{erf}\gamma + 1} + \frac{1}{\operatorname{erf}\gamma + \operatorname{erf}\left[\frac{\gamma X_{i,1}}{1 - X_{i,1}}\right]} \right] \exp(-\gamma^2) \\ = \frac{2\sqrt{\pi}S\gamma}{\Phi_m - \Phi_s} \quad (34)$$

的解。(27) 式的  $\nu$  可利用  $P_1 \equiv \frac{\sqrt{\pi}S}{\Phi_m}$  和  $\nu$  的关系, 而 (34)

式的  $\gamma$  可利用  $P_2 \equiv \frac{2\sqrt{\pi}S}{\Phi_m - \Phi_s}$  和  $\gamma$  的关系分别计算出来。

在  $T_m = 1500^\circ\text{C}$ ,  $T_c = 1200^\circ\text{C}$ ,  $T_s = 700^\circ\text{C}$  时, 结晶器和二次冷却区处的凝固层厚度分别是:

$$X = 0.25\sqrt{t} \quad (35)$$

$$X = 1.8 + 0.32\sqrt{t - 55} \quad (36)$$

图1-4表示由上式得到的结果和加进 $^{198}\text{Au}$ 直接测量的凝固层厚度结果。

#### (4) 二维稳定问题

假设凝固的进行认为是稳定的, 由向下降方向( $z$ 方向)导热所发生的热交换可忽略时(并不是忽略 $z$ 方向的热交换,

而是忽略由导热产生的  $\alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$  这一项), 则得出下式:

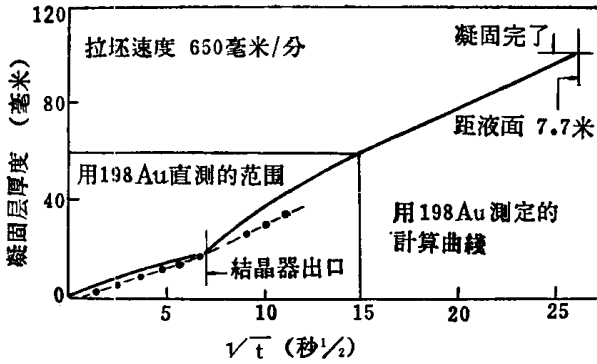


图 1—4 计算值和加<sup>198</sup>Au 测出凝固层厚度的比较

$$v \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (37)$$

此式和 (14) 式具有完全相同形式的微分方程式设：

$$H = \frac{\alpha z}{v D^2} \quad (38)$$

时，进行无因次化则和 (16) 式完全相同，由于边界条件也相同，用 (38) 式的形式代替  $H$ ，结果照样继续下去就可以了。

### (5) 迈宰卡尔 (Mizikar) 的解法

上面的解法，得到那种严密程度解的边界条件仅是表面温度不变的时候，边界条件变化时热物理性质与温度有关时，这样的严密解一般是得不到的。因此伴随电子计算机的发展，把微分方程式用差分方程式代替的求解方法，和根据积分法求解的方法，是常常使用的。迈宰卡尔 (Mizikar) 与 (3) 项相同，忽略了  $z$  方向的传热，并考虑了导热系数与温度的关系，导出下式：

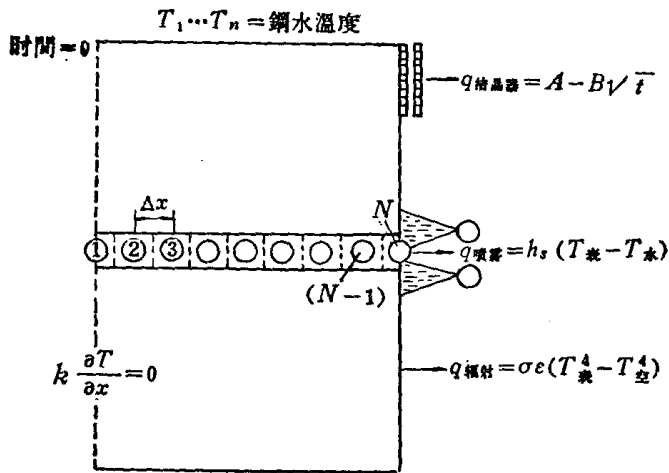


图 1-5 在表面处的边界条件

$$\rho C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left( k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0 \quad (39)$$

$$\rho C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - k \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - b \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 = 0 \quad (40)$$

上式，从 (3) = (4) + (5) 中很容易导出。此处， $b$  为表示导热系数与温度有关的数值。边界条件为： $t=0$  时为钢水温度，铸坯中心处没有热流的条件，即

$$k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (41)$$

$x$  为铸坯中心的部位。

在铸坯表面，象图1-5那样考虑有三个冷却区。即给出：

$$q_{\text{传热}} = f(t) \quad (42)$$

在这种情况下将 (39) 或 (40) 用差分置换，得出：



$$T'_j = T_j + \frac{\Delta t}{\Delta x^2 \cdot \rho \cdot C} \left[ k(T_{j+1} + T_{j-1} - 2T_j) + \frac{b}{4}(T_{j+1}^2 - 2T_{j+1} \cdot T_{j-1} + T_{j-1}^2) \right] \quad (43)$$

(式中  $j$  表示格子的位置)。以 (43) 为基础进行计算, 得出铸坯表面温度和中心温度如图 1-6 所示。

### (6) 积分法

差分形式的解法, 由于程序上的麻烦和很难进行统一的考查, 所以很早以来便研究了各种方法。特别是凝固的问题由于边界条件 (20) 的关系是非线性的, 为了避免这种困难, 就考虑到了积分法。它是由果德曼 (Goodmann)、田 (Tien) 等发展起来的。此处介绍森山<sup>[5]</sup>等和希耳斯 (Hills)<sup>[6]</sup> 等的方法, 基本公式和假定与 (1) 项相同, 但是代替边界条件 (18) 式的是, 用最一般性的条件:

$$x = 0, t \geq 0 \text{ 时, } k \frac{\partial T}{\partial x} = h(T - T_w)$$

式中:  $h$  —— 传热系数;

$T_w$  —— 冷却水温度或是大气温度的。

对上式进行无因次化, 代替 (22) 式而用

$$X = 0, H \geq 0 \text{ 时} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial X} = N \Phi \quad (44)$$

式中:

$$N = hL/k \quad (45)$$

$L$  为结晶器长度或定形长度。

为了对 (16) 式能用 (21), (44), (23), (24) 式的条件求解, 则考虑下面那样温度图形 (由于对这种图形进