

冶金炉金属加热计算

B. H. 索柯洛夫著

57

冶金工业出版社

冶金爐金屬加熱計算

B.H. 索柯洛夫 著

徐業鵬 等 譯 胡彥邦 校

冶金工業出版社

本書系根据苏联国立冶金科技書籍出版社1956年出版的 В.Н. 索柯洛夫 (СОКОЛОВ) 所著“冶金爐金屬加熱計算”一書譯出。

書中提出了根据輻射定律 (斯梯芬—波爾茨曼定律) 來考慮傳熱時的爐內金屬加熱計算的新方法。

用這種方法能夠做出實踐中情況最複雜的而且是現有方法很難做出的熱鋼錠的加熱計算。書中並列舉了一些均熱爐、軋鋼用連續加熱爐以及馬丁爐的計算實例。

本書供冶金工廠、設計機關及科學研究部門的工程技術工作者用。

本書由徐業鵬，高仲龍，王世均三同志譯、胡彥邦同志校。

采用的符号

τ ——时间，小时。

t_c ——介质（爐子）温度， $^{\circ}\text{C}$ ；

t_0 ——物体的开始温度， $^{\circ}\text{C}$ ；

t_n ——物体的表面温度， $^{\circ}\text{C}$ ；

t_m ——物体的中心温度， $^{\circ}\text{C}$ ；

T_c ——介质（爐子）温度，绝对温度；

T_0 ——物体的开始温度，绝对温度；

T_n ——物体的表面温度，绝对温度；

T_m ——物体的中心温度，绝对温度；

$U = \frac{T}{T_c}$ ——相对温度；

Δt ——物体表面和中心的温度差（加热的不均匀性）， $^{\circ}\text{C}$ ；

λ ——导热系数，仟卡/公尺·小时·度；

c ——热容，仟卡/公斤·度；

γ ——重度，公斤/公尺³；

C ——辐射系数，仟卡/公尺²·小时·度⁴；

α ——给热系数，仟卡/公尺²·小时·度；

$\alpha = \frac{\lambda}{c\gamma}$ ——导温系数，公尺²/小时；

$h = t_c - t_n$ ——温度压头；

$\Delta\theta' = \frac{\Delta t}{T_c}$ ——透热不均匀度；

$\theta' = \frac{T_c - T}{T_c}$ ——加热未完成度；

$B_i = \frac{\alpha R}{\lambda}$ ——毕欧规范数；

$F_0 = \frac{\alpha\tau}{R^2}$ ——付立叶规范数；

$K_p = 10 \frac{c}{\lambda} \left(\frac{T}{1000} \right)^3 R$ ——尺寸规范数；

$K_B = F_0 K_p^2$ ——时间规范数；

s ——平板的计算厚度，公尺；

R ——圆柱半径，公尺。

目 录

引言	1
I. 理論基础	2
1. 計算的原始資料	2
2. 物体加热計算的新图表	11
3. 求輻射系数的数值	30
II. 均热爐中冷鋼錠的加热計算	40
1. 一般情况和理論基础	40
2. 按新方法計算所得資料与一般計算法的对比	50
3. 計算資料和实验資料的对比	60
III. 均热爐中热鋼錠的加热計算	68
1. 理論基础	68
2. 不同条件下热鋼錠的加热計算	76
3. 計算資料与实验資料的对比	85
IV. 連續加热爐的加热計算	93
1. 一般情况和理論基础	93
2. 連續加热爐的加热計算例題	99
3. 計算資料与实验資料的对比	111
V. 煉鋼爐中的加热計算	121
1. 一般情况和理論基础	121
2. 爐料加热計算例題	127
参考文献	133

引 言

现代的金属加热计算方法存在着很多缺点，因为计算是假设给热系数为常数作基础得出的，而在实际加热过程中它却是剧烈变化着的。在某些著作中甚至直截指出，现有的计算方法仅仅只能供教学之用〔1〕。

此外，现有的高温冶金炉的加热计算方法之所以产生很大的误差，还由于它们基本上是按牛顿定律的传热条件作基础，而这里需要的却是辐射定律（斯梯芬—波尔茨曼定律）〔2〕。所以需要寻求新的加热计算方法，把斯梯芬—波尔茨曼定律的传热条件考虑进去。作者也就是为了追求这一目的，于书中叙述了几种主要型式的冶金炉（轧钢生产用的均热炉、连续加热炉和马丁炉）内金属加热计算的新方法。

对于这些型式的炉子，如果采用斯梯芬—波尔茨曼定律，就可以用绝对温度四次方之差和辐射系数来代替给热系数。辐射系数常在加热中变化极微小而几乎接近于一个常数。为了这一目的，还利用了 А.Н. 吉洪诺夫 (Тихонов) 为计算半无限大物体的冷却所应用过的方法〔24〕。

这样一来，现代加热计算方法的主要缺点就消除了，而得到的一种新的计算方法，它可以用来解决旨在提高炉子生产率和降低燃料消耗量的实际金属加热问题。

I. 理論基础

1. 計算的原始資料

进行金屬加热过程的計算，必需具有鋼材物理性質方面的精確数据，首先是导热系数 λ ，平均比热 C 和重度 γ 的数值，但在选择这些数值时常产生很大困难，因为加热时金屬性質变化很大、特别是在加热过程的初期。

导热系数是用来表示金屬传导热量的能力的，其大小决定于物体內电子自由行程的长度。金屬的电子自由行程越长，其导热性越大。純金屬的导热性要比合金高得多。因为混合物质歪曲了結晶格子上原子分布的正规位置，因而降低了它的导热性。在室溫下碳素鋼的导热性比合金鋼要大若干倍。

随着溫度的升高，电子自由行程的平均长度会减小，所以純金屬的导热性随溫度的增高而变小。

普通碳素鋼的导热系数随溫度的增高而减小，但高合金鋼則稍有增大。

图 1 中表示了各种鋼的导热系数随溫度变化的关系 [3]。这些鋼的化学成份见表 1。

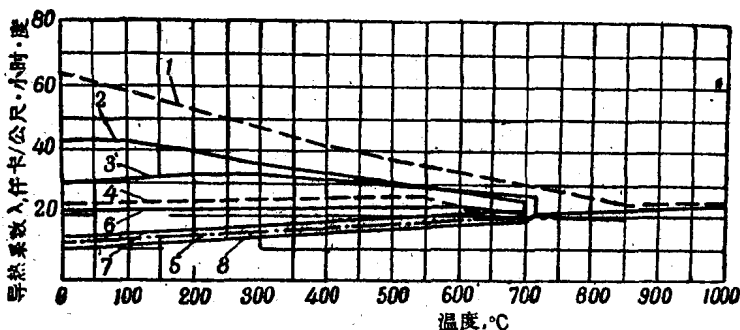


图 1 鋼的导热性随溫度的变化

表 1

鋼的化学成分

图 1 上的 曲线号数	鋼 种	化 学 成 分 %					
		C	Si	Mn	Cr	Ni	W
1	鉄	0.023	0.007	0.025	—	—	—
2	碳 素 鋼	0.80	0.13	0.32	0.11	0.13	—
3	结 构 鋼	0.39	0.21	0.64	0.85	3.55	—
4	錳 鋼	1.22	0.22	13.00	0.03	0.07	—
5	热处理过的錳鋼	1.22	0.22	13.00	0.03	0.07	—
6	高 铬 鋼	0.27	0.27	0.29	13.65	0.37	—
7	不 锈 鋼	0.15	0.19	0.26	17.87	8.04	—
8	镍 铬 鋼	0.46	1.20	1.18	15.20	26.86	2.77

从图 1 可清楚看出，鋼的导热系数与温度之間是直线关系，故在做加热計算时可以采取导热系数的算术平均值。当温度高于 900°C 时，各种鋼的导热系数实际上已趋于同一数值了（22 仟卡/公尺·小时·度）。

导热系数的計算数值可以根据洪德—海里根施塔特 (Хонд—Хейлигенштедт) 公式 [3] 求出。当温度为零度时：

$$\lambda_0 = 60 - 8.7C - 14.4Mn - 29.0Si \text{ 仟卡/公尺·小时·度。}$$

在其它温度时碳素鋼导热性的变化可进行下列修正：

温度°C 0 200 400 600 800 1000 1200

导热系数% ... 100 95 85 75 68 68 73

上面所列举的关于导热系数的数据都是对变形后的金屬而言。在鋼錠也就是鑄鋼加热时，其导热系数要稍小些，例如根据 Г.П. 依万佐夫 (Иванцов) 对的計算 [4]，鋼錠在 900°C 附近时的导热系数等于 20.9 仟卡/公尺·小时·宽。

鋼的热容决定于化学組成和温度。鋼内含碳量增加时热容的变化不大。当温度升高时，鋼的热容从 0.11 增至 800°C 时的 0.16 仟卡/公斤·度。高于 800°C 后，碳素鋼的热容几乎不再发生变化。

在表 2 中 [5] 列举了各种温度范围下碳素鋼的平均热容。

表 2

鋼的平均热容

含碳量 %	不同温度时的平均热容 仟卡/公斤, °C												
	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300
0.1	0.111	0.114	0.118	0.123	0.127	0.135	0.143	0.159	0.169	0.169	0.169	0.169	0.169
0.5	0.113	0.115	0.121	0.125	0.128	0.137	0.144	0.155	0.165	0.165	0.165	0.166	0.166
1.0	0.116	0.119	0.123	0.126	0.130	0.138	0.146	0.163	0.161	0.160	0.160	0.160	0.160

鋼的 **重度** 决定于含碳量, 其变化的程度不大。鉄的重度为 7880 公斤/公尺³。鑄鋼, 由于其結構的不致密, 重度較少 ($\gamma = 7500\text{—}7800$ 公斤/公尺³)。另外列举几种鋼在 15°C 时的重度如下:

鋼的牌号 Ст.4 Ст.6 У12 ЭП1(1X18H9) ПФ1

重度公斤/公尺³ 7859 7854 7830 7916 8691

从这些数据可以看出, 只有含錫量很高的鋼重度才大 10%。
对于鍛鋼坯, 可以采取 $\gamma = 7850$ 公斤/公尺³。

导温性是决定加热过程的主要数据之一。随着温度的增高,

导温系数急剧下降, 比导热系数的下降还厉害。它的数值可由导热系数和热容等值求出。

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma},$$

由上式可以看出, 其下降也只是发生在 800—900°C 以前。

在图 2 中表示出了导温系数随温度而变化的曲线; 当温度高于 900°C 以上时, 导温系数几乎成为常数。

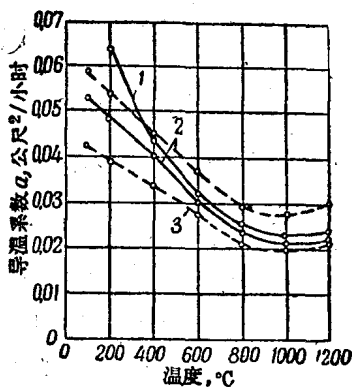


图 2 鋼的导温系数与温度的关系

1—鉄; 2—軟鋼; 3—硬鋼

物体表面的給热系数是由辐射和对流两种給热系数組成的。

$$\alpha = \alpha_{\text{辐}} + \alpha_{\text{对流}} \quad \text{仟卡/公尺}^2 \cdot \text{小时} \cdot \text{度}。$$

金屬在高温冶金爐內 ($t_0 > 900^\circ\text{C}$) 加热时, 主要靠辐射传递

热量，靠对流传给的热量极少。

根据斯梯芬—波尔曼定律，辐射传热量与绝对温度的四次方成正比：

$$\alpha_{\text{辐射}} = C \frac{\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_n}{100}\right)^4}{T_c - T_n}$$

式中 C ——绝对黑体的辐射系数 $C_0 = 4.96 \text{ 仟卡/公尺}^2 \cdot \text{小时} \cdot \text{度}^4$ ；

T_c ——介质（炉子）的绝对温度；

T_n ——物体表面的绝对温度。

绝对黑体辐射给热系数的数值见图 3。在作炉内加热的草算时，可以认为辐射系数等于绝对黑体辐射系数的 0.85 倍。

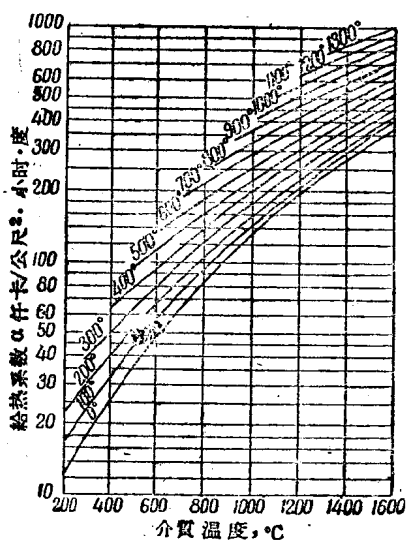


图 3 给热系数与介质（炉子）温度和物体表面温度间的关系

热惰性系数（Коэффициент термоленивости）可由导热性，热容和重度的乘积求出：

$$b = \sqrt{\lambda c \gamma}$$

在加热計算中引用这个系数(由 Г.П. 依万佐夫提議的 [6]) 来代替直接利用 λ 、 C 和 r 有很大的好处, 因为一般采用 λ 和 C 的平均值会导致計算結果的不精确。普通鋼的热惰性系数随温度升高而变化的范围也是很少的, 因为随着温度的升高, 普通鋼的导热系数降低, 而相反地热容則增加。于是一个数值 (λ) 的降低将为另一数值 (C) 的增加所补偿。

我們曾利用 E. 施米特 (О. ШМИДТ) 和海利維格 (Хельвег) 所整理的数据 [7] 算出了各种温度下 λcr 乘积的数值。計算的結果 (对于鋼) 列于表 3 內。

表 3

計 算 結 果

项 目	温 度 °C							
	100	200	300	400	500	600	800	900
λ 仟卡/公尺·小时·度	39.2	38.5	37.1	34.6	31.7	29.5	26.3	27.0
c 仟卡/公斤·度	0.115	0.128	0.140	0.151	0.163	0.186	0.209	0.186
r 公斤/公尺 ³	7770	7750	7690	7680	7640	7610	7520	7480
$\lambda cr \times 10^{-2}$	350	380	399	402	395	422	413	376
与平均值的差别 %	10.7	2.6	1.8	2.6	9.8	7.7	5.4	4.1

如表 3 的数据所示, 在某些情况下乘积的数值与平均值 392×10^2 之間有相当大的偏差。在大多数温度下其偏差在 1.0—5.0% 范围内, 只是在 100°C 时才达到 10.7%。

根据现有的文献資料, 所进行的一系列类似計算也証明了不同温度下 λcr 的乘积的数值在某些情况下与平均值間有相当大的誤差。在很多情况下, 誤差过大的原因可以認為这是計算时利用文献中的平均数据的结果, 而实則应当采用完全按一定的金屬成分所求得的 λ 和 C 值。所以过去采用 λcr 乘积作为常数是一近似值, 不过这对于实际計算已足够精确了。

应当注意到, 在这些資料中 λcr 乘积值的波动比起在計算中直接采用 λ 和 C 的平均值所产生的誤差已小得多了。

为了便于比較, 在图 4 中画出了导热系数, 热容以及热惰性

系数 $b = \sqrt{\lambda C \tau}$ 的变化曲线。可以看到后者与平均值间的差别与 λ 和 C 的变化比较起来是微不足道的。普通钢和低合金钢的热惰性系数可以认为是一常数，它等于：

$$b = \sqrt{\lambda C \tau} \approx 200$$

一如近来 M. Л. 施托尔姆 Шторм 的著作 [8] 所证明的那样，我们这里所见到的不是一般偶然的巧合，而是一种由普通金属中观察到的有规律的现象。由于这一问题很重要，让我们在这里不妨略为详细地加以讨论。

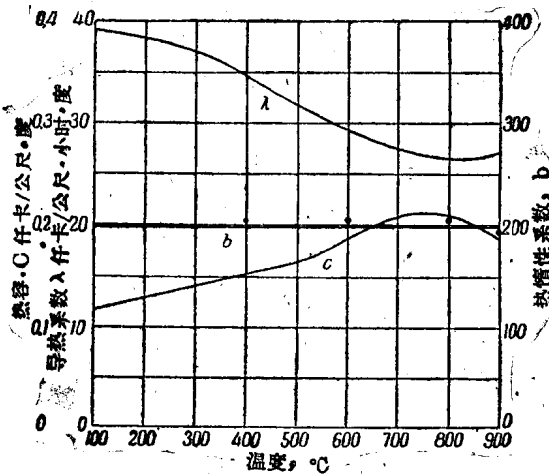


图 4 软钢的 λ, c, b 与温度的关系

$\lambda c \tau$ 乘积与温度的关系可以从理论上去进行研究 [8]。这种研究所依据的基本公式就是导热性和温度间的关系式，它决定于在金属内电子传递热流的条件。

$$\lambda = \pi^2 K^2 T X n_f \frac{L}{3 f m v} \text{ 卡/公分·秒·度}$$

式中 K ——波尔茨曼常数；

m ——电子的质量；

v 和 L ——电子的运行速度和平均自由行程；

n_f ——单位容积内自由电子的有效数量；

$$j = 4.18 \times 10^7 \text{ 尔格/卡。}$$

对于单价的金属， n_f 相当于单位体积内的原子数。

以上的研究是指良导体的金属而言，对于它们可以忽略结晶格子对导热性的影响。这一分析不适合，于含有大量混合物而晶格有很大的变化的合金。这时就不能忽略它对导热性的影响；在这里晶格的作用是很大的。

当求 λ 和容积热容 $c_p \tau$ 之间的关系时，我们就得研究很多有关现象。

导热性主要决定于电子，而定压比热与密度的乘积主要决定于原子。它们之间相联系的环节是平均自由行程。后者已包括在求导热性的公式内；它可以用原子波动振幅的平均平方值来表示：

$$L = \frac{1}{BN (X^2)_{A_0}}$$

式中 N ——单位容积内的原子数；

$(X^2)_{A_0}$ ——原子波动振幅的平均平方值；

B ——无因次的系数，随金属的不同而不同，与温度无关。

电子的平均自由行程与原子波动振幅的平均平方值成反比。这一关系说明了晶格和电子间的相互作用。可以认为每一个原子的振动与其它原子无关。而每个原子内电子的散布 (Рассеивание) 需要个别的计算。金属没有混合物和晶格缺陷，电子的散布仅仅是由晶格的热振动所引起的。

将上式中 $(X^2)_{A_0}$ 一项以定压下原子热的形式来表示，已知 c_v 与 c_p 的关系，把它们代入热容公式内，就得到 М. Л. 施托尔姆所找到的求乘积值的式子：

$$\lambda c_p \tau = \varphi \left(\frac{n_f}{N}, \tau, \alpha, \Theta_E, B, \rho, j, M \right)$$

式中 $\frac{n_f}{N}$ ——原子中有效的自由电子数；

α_v ——容积膨胀系数；

Θ_E ——恩施琴 (Энштейн) 特征温度；

ρ ——密度；

M ——质量。

从上面公式可以由纯理论算出 λ_{cr} 的乘积，但是由于比例系数 B 的存在，故不可能求得 λ_{cr} 的绝对值。

为了确定乘积随温度变化的特征，施托尔姆引用了一个包含所有和温度无关的因素的某常数 H ，使所得到的关系不是 λ_{cr} 的绝对值而是它的相对值 $\frac{\lambda_{cr}}{H}$ 。这一数值用绝对温度和 $r, \Theta_{D,0}, \alpha_v$ 等数值表示可导出更简单的式子：

$$\frac{\lambda_{cr}}{H} = f(T, \Theta_{D,0}, r, \alpha_v)$$

从德拜 (Дебай) 温度 ($\Theta_{D,0}$) 到接近于熔化温度的 $\frac{\lambda_{cr}}{H}$ 值的计算结果列于表 4。

表 4

$\frac{\lambda_{cr}}{H}$ 随温度的变化

金 属	$\frac{\lambda_{cr}}{H}$ 的数值, 当 $\frac{T}{\Theta_{D,0}}$ 等于					
	1	2	3	4	5	6
Cu	0.88	0.90	0.87	0.83	—	—
Ag	0.89	0.91	0.88	0.84	0.78	—
Cd	0.88	0.90	0.86	—	—	—
Zn	0.86	0.87	—	—	—	—
Al	0.85	0.84	—	—	—	—
Pb	0.90	0.94	0.93	0.90	0.88	0.84

与平均值差别的百分数：对 Cd—1%，对 Cu—2%，对 Pb—2%，对 Ag—4%。因此可以认为普通金属的 λ_{cr} = 常数。

这一论点曾由直接测量导热性和热容变化的实验资料所证实。应当指出，实验资料中有某些不精确之处可以这样去解释，导热系数在很大的程度上决定于金属的纯度，而不同研究者所利用的样品的纯度是不一样的。故通常有关导热性的数据都不如有关比热的数据来得准确。

图 5 表示出了铜的 λcr 乘积的计算结果，图 6 是铝的。

λ ， cr 以及 λcr 的数值以公分、克、秒制的单位表示。所得到的数据表明，普通金属的 λcr 的乘积为一常数这一点可以认为是正确的，理论和实际是极相符合的。

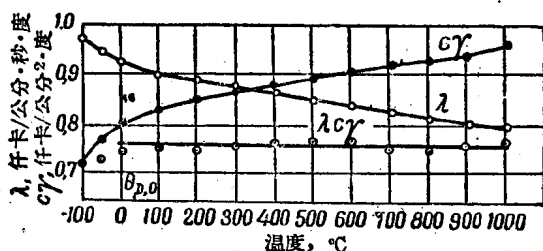


图 5. 铜的热参数

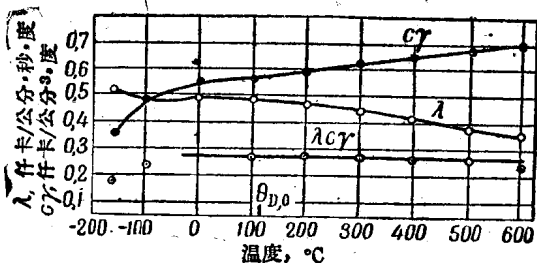


图 6 铝的热参数

以上所进行的理论计算不能应用于合金，因为电子在合金中间的散布更为复杂。但是计算证明，铁与普通钢具有和纯金属相同的特性。在图 7 中给出了铁的 λcr 乘积的计算结果，图 8 是含碳量为 0.8% 的钢的计算结果。从这样数据中可以做出对实际加热有很大意义的结论：普通钢的 λcr 的乘积是常数。

在图 8 中还表示出了 $\log \frac{cr}{\lambda}$ 和温度之间的关系，它是一条直线。所有的純金屬都呈現这一关系。

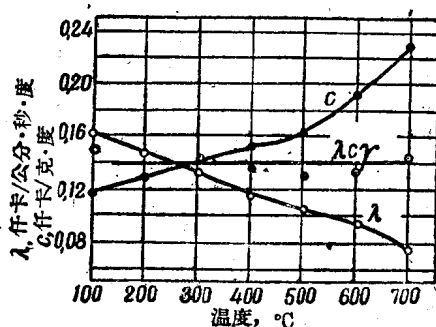


图 7 鉄的热参数

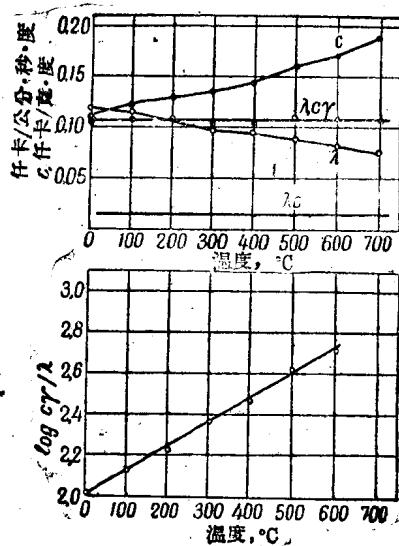


图 8 鋼 (0.8%C) 的热参数

2. 物体加热計算的新图表

在冶金爐 (均热爐、軋鋼用連續加热爐, 炼鋼爐等) 內的热

交換主要是靠爐氣和爐牆的輻射，所以爐內金屬加熱計算也应当像前面所指出的那樣，根據斯梯芬—波爾茨曼定律來進行、即傳給物体的熱量和溫度四次方之差成正比。

第一個用原始的分析方法解決這一問題的是 Л.В. 布德林 (Будрин) [2]，但是這些資料在應用中有某些局限性，因為它們是按被加熱物体的平均溫度作出的。

圓柱的相對時間或付立叶規範數等於：

$$F_0 = \frac{a\tau}{R^2} = \frac{\psi_2 - \psi_1}{2K_p}$$

式中 K_p ——依斯梯芬—波爾茨曼定律傳熱時的尺寸規範數，首先是由 Г.П. 依萬佐夫 [9] 導出的

$$K_p = \frac{CR}{100\lambda} \left(\frac{T_c}{100} \right)^3$$

函數 ψ_2 和 ψ_1 的形式是無限級數：

$$\psi_1 = y_1 + \frac{1}{m+1} y_1^{m+1} + \frac{1}{2m+1} y_1^{2m+1} + \dots \text{等};$$

這裡 $y_1 = \frac{T_1}{T_c}$ ，

式中 T_1 ——在加熱開始時物体的平均溫度。

係數 m 決定於尺寸規範數和物体的形狀。

函數 ψ 由 Л.В. 布德林編成一系列圖表。例如，圖 9 就是圓柱體加熱計算用的圖表，圖的橫座標是函數 ψ 的數值，縱座標是相對溫度。上部的曲線是屬於 $m=4.0$ 的薄性物体的。關於薄性物体和厚性物体的概念是從 Г.Н. 依萬佐夫的加熱計算中引用來的 [9]。物体的薄厚不僅僅決定於物体的尺寸，同時也與向物体表面的給熱的強度有關。薄性物体的加熱過程主要決定於外部熱交換，而厚性物体則決定於物体內部熱傳導的條件。隨著物体尺寸的增加，圖 9 中的曲線愈來愈遠地離開了直線軌道。但無論對薄性物体或厚性物体，加熱過程在開始時是完全一樣的。

利用 Л.В. 布德林的資料可以計算尺寸規範數為 0.6 以下的低