

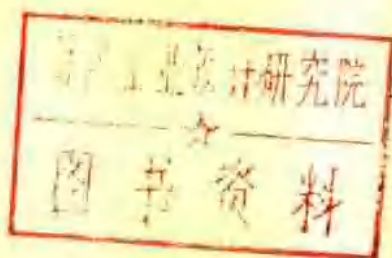
号	96-504-17
款	
册	

工业锅炉技术手册

第二册(2)

层状燃烧及沸腾燃烧 工业锅炉热力计算方法

编制说明



工业锅炉热力计算方法编写小组编写

上海工业锅炉研究所出版

一九八一年二月

前 言

本编制说明为热力计算方法正文各有关部分的说明。其中包括主要公式的来源与推导，收集的数据及分析，试验数据及分析等。

层燃炉炉膛传热部分主要着重说明本计算方法与苏联热力计算标准方法的不同处，分析了苏1957年和1973年标准中所采用的计算方法的历史情况，同时说明为结合我国国情和基于国际上大多数国家所采用的四次方温差公式而采用本计算方法。

沸腾炉炉膛传热，以前国内无统一的系统计算方法。本方法采用了“乳化团”传热机理进行推导，着重说明推导过程。

对流受热面传热计算部分着重对热有效系数进行了说明，并对有关测试工作进行分析。

燃烧设备设计的建议和煤种分类，代表性煤种的推荐主要根据国内情况，收集资料，进行分析推荐，力求适合我国国情。

由于水平所限，其中难免出错，请同志们批评指正。

编 写 小 组

一九八〇年十月

目 录

1. 层燃炉炉膛传热计算.....	(1)
2. 沸腾炉炉膛传热计算.....	(20)
3. 对流受热面传热计算.....	(59)
4. 关于层燃炉燃烧设备设计的建议.....	(81)
5. 关于沸腾炉燃烧设备设计的建议.....	(102)
6. 关于受热面设计的建议.....	(123)
7. 关于工业锅炉煤种分类及代表性煤种.....	(132)

1. 层燃炉炉膛传热计算

一、炉膛传热计算的基本公式

各国采用的锅炉炉膛传热计算方法都认为，炉内传热主要是辐射传热，对流传热可以略去不计。计算辐射换热的基本公式是斯蒂芬—波尔茨曼定律（即四次方定律）。具体计算方法可以分为两类：（一）、直接计算辐射换热量；（二）、根据投射热计算换热量。

对于室燃炉和燃尽室，两类计算方法都可以利用有效辐射的概念，根据图1所示烟气与炉壁之两辐射换热的简化模型，比较方便地推导出来。所谓炉壁是指水冷壁及其后面的炉墙。假定水冷壁和炉墙分布非常均匀，呈“斑”状，整个炉膛可以看作是一个整体。此外，假定火焰和受热面的热物理性质均匀，而且它们都是灰体；炉墙是绝热面，它不向外散热。

图1中各项符号的意义如下：

Q_a ——火焰的本身辐射热量；

Q_b ——水冷壁的本身辐射热量；

Q_{ay} ——火焰的有效辐射热量；

Q_{by} ——炉壁的有效辐射热量；

Q_f ——辐射换热量；

a_b ——水冷壁的壁面黑度；

a_a ——火焰黑度；

x ——水冷系数，它等于有效辐射

受热面 H_f 和炉壁面积 F 之比，

即

$$x = \frac{H_f}{F} \quad (1)$$

由图1可得下述关系式：

$$Q_f = Q_{ay} - Q_{by} \quad (2)$$

$$Q_{ay} = Q_a + (1 - a_b)Q_{by} \quad (3)$$

$$Q_{by} = Q_b + (1 - x a_b)Q_{ay} \quad (4)$$

在图1中，火焰的有效辐射 Q_{ay} 投射到炉壁上，其中 $x Q_{ay}$ 投射到水冷壁受热面上，被水冷壁吸收的热量是 $x a_b Q_{ay}$ ，其余 $(1 - x a_b)Q_{ay}$ 又返回给火焰。这部分返回的热量再加上水冷壁的本身辐射，构成了炉壁的有效辐射。

两类计算方法的基本公式都可以利用式(2)~(4)三个式子推导出来。

（一）、直接计算辐射换热量

解式(3)、(4)可得

$$Q_{by} = \frac{Q_a + (1 - a_b)Q_b}{1 - (1 - a_b)(1 - x a_b)}$$

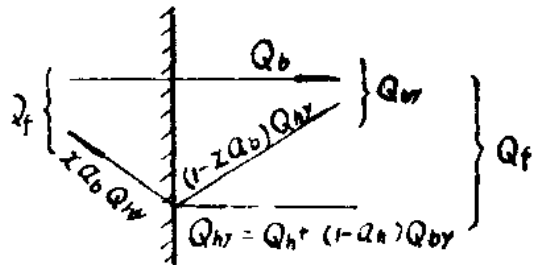


图1 火焰与炉壁之间的辐射换热

$$Q_{by} = -\frac{Q_b + (1 - x a_b) Q_i}{1 - (1 - a_i)(1 - x a_b)}$$

将以上二式代入式(2)得

$$Q_i = -\frac{x a_b Q_i - a_i Q_b}{1 - (1 - a_i)(1 - x a_b)} = -\frac{\frac{Q_b}{a_i} - \frac{Q_b}{x a_b}}{\frac{1}{x a_i} + \frac{1}{a_i} - 1} \quad (5)$$

烟气的本身辐射是:

$$Q_h = \sigma_0 a_i F T_h^4$$

式中: T_h —火焰平均温度, K 。

水冷壁的本身辐射是:

$$Q_b = \sigma_0 a_b H T_b^4 = \sigma_0 a_b x F T_b^4$$

式中: T_b —水冷壁表面温度, K 。

将 Q_h 、 Q_b 的关系式代入(5), 得

$$Q_i = -\frac{\sigma_0 F (T_b^4 - T_h^4)}{\frac{1}{x a_b} + \frac{1}{a_i} - 1} = \frac{\sigma_0 H_i (T_b^4 - T_h^4)}{\frac{1}{a_i} + x(\frac{1}{a_i} - 1)}$$

上式也可以写成:

$$Q_i = \sigma_0 a_i H_i (T_b^4 - T_h^4) \quad (6)$$

式中 a_i 表示炉膛的系统黑度, 它等于

$$a_i = \frac{1}{\frac{1}{a_b} + x(\frac{1}{a_i} - 1)} \quad (7)$$

这一基本公式为大多数炉膛传热计算方法所采用, 又称四次方温差公式, 包括苏联全苏热工研究所—科学院动力研究所方法(以下简称热工所方法)、郝太尔方法等。但是, 他们的推导方法比较复杂[4、5], 而上述方法则要简单得多。

此外, 这一方法可以很方便地推导应用于层燃炉。

首先讨论层燃炉的角系数。如前所述, 炉壁面积用 F 表示, 而火床面积则用 R 表示。注意炉壁面积中不包括火床面积。由角系统的完整性,

$$\varphi_{bb} + \varphi_{bR} = 1$$

式中: φ_{bb} ——炉壁对炉壁的角系数,

φ_{bR} ——炉壁对火床的角系数。

由角系数的相对性,

$$\varphi_{bR} F = \varphi_{Rb} R$$

式中: φ_{Rb} ——火床对炉壁的角系数。

一般情况下, $\varphi_{Rb} = 1$, 所以

$$\varphi_{bR} = \varphi_{Rb} \frac{R}{F} = \frac{R}{F}$$

$$\varphi_{bb} = 1 - \varphi_{bR} = 1 - \frac{R}{F}$$

$$\text{令 } \rho = \frac{R}{F}, \text{ 则}$$

$$\varphi_{11} = 1 - \rho$$

(8)

然后, 讨论火焰对炉膛的有效辐射 Q_{11} , 它由以下三个部分构成:

1. 烟气的本身辐射 $Q_1 = \sigma_0 a_1 F T_1^4$ 。

2. 炉壁的有效辐射中能够回到壁本身的部分。炉壁的有效辐射中投向炉壁本身的部分是 $\varphi_{11} Q_{12} = (1 - \rho) Q_{12}$ 。经过火焰的削弱, 能够达到的部分是 $(1 - a_1)(1 - \rho) Q_{12}$ 。

3. 火床辐射 Q_2 中能够到达炉壁的部分。 $Q_2 = \sigma_0 R T_2^4$, 即认为火床是黑体, 其温度等于火焰平均温度。经过火焰的削弱, 能够到达炉壁的部分是 $(1 - a_1) \sigma_0 R T_2^4$ 。

所以, 火焰对炉壁的有效辐射是:

$$Q_{11} = \sigma_0 F T_1^4 [a_1 + (1 - a_1) \rho] + \{1 - [a_1 + (1 - a_1) \rho]\} Q_{12}$$

另一方面, 由式(3)

$$Q_{12} = \sigma_0 a_1 F T_1^4 + (1 - a_1) Q_{11}$$

比较以上二式可以看出, 如果将后一式中的 a_1 用 $a_1 + (1 - a_1) \rho$ 代替, 即可得前一式。除此以外, 图1中的各项热量关系相同, 式(2)~(4)仍适用。由此可见, 对于层燃炉, 必然仍可得式(6)、(7), 只是式(7)中的 a_1 应以 $a_1 + (1 - a_1) \rho$ 代替, 所以

$$a_1 = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + x \frac{(1 - a_1)(1 - \rho)}{1 - (1 - a_1)(1 - \rho)}} \quad (9)$$

(二)、根据投射热计算换热热量

这一方法是古尔维奇提出的, 先用于1957年苏联锅炉热力计算标准方法。当时曾作如下假定: 水冷壁的黑度 a_2 为1, 水冷壁的温度很低, 其本身辐射 Q_2 可以略去不计。火焰对炉壁的有效辐射 Q_{11} 中, $x Q_{11}$ 部分到达水冷壁, 它全部被吸收, 所以,

$$Q_1 = x Q_{11}$$

$$Q_{12} = (1 - x) Q_{11}$$

将上式代入式(3), 得

$$Q_{12} = Q_1 + (1 - a_1)(1 - x) Q_{11}$$

所以

$$Q_{11} = \frac{Q_1}{1 - (1 - a_1)(1 - x)} = \frac{\sigma_0 a_1 F T_1^4}{1 - (1 - a_1)(1 - x)} = \tilde{a}_1 \sigma_0 F T_1^4$$

$$\text{式中: } \tilde{a}_1 = \frac{a_1}{1 - (1 - a_1)(1 - x)}$$

火焰对炉壁的有效辐射也就是火焰对炉壁的投射热, 也可用符号 Q_1 表示。 $\tilde{a}_1$ 是计算投射热的炉膛黑度。

由此可得

$$Q_1 - x Q_{11} = x Q_1 = \sigma_0 \tilde{a}_1 x F T_1^4 = \sigma_0 \tilde{a}_1 H_1 T_1^4$$

可见古尔维奇方法实质上计算的是投射热, 並认为其中到达水冷壁的部分 $x Q_1$ 即等于辐射换热热量 Q_1 。

由于实际情况并非如此, 引入修正系数

$$Q_1 = \sigma_0 \tilde{a}_1 H_1 T_1^4 \zeta \quad (10)$$

$$\tilde{a}_1 = \frac{0.82 a_1}{a_1 + (1 - a_1) x \zeta} \quad (11)$$

1957年以后, 苏联利用辐射热流量测算量热有效系数 ψ

$$\psi = \frac{Q_r}{Q_i} \quad (12)$$

发现 ψ 很低, 原因是管壁积灰的热阻很大, 使壁温升高, 水冷壁的本身辐射不可略去不计。57年方法的假定前提是错误的, 因此进行了修改。但是假定 ψ 是常数, 仍沿续了57年方法的形式, 计算投射热, 而令换热量 $Q_r = \psi Q_i = \psi Q_{i,r}$, 而在57年方法中 $Q_r = x Q_{i,r}$ 。因此, 如将前面推导中 x 用 ψ 代替, 必然可得

$$Q_r = \psi Q_{i,r} = \frac{a_k}{a_k + \psi(1 - a_k)} \sigma_0 \psi F T_k^4$$

或可写成:

$$Q_r = \tilde{a}_i \sigma_0 \psi F T_k^4 \quad (13)$$

$$\tilde{a}_i = \frac{a_k}{a_k + \psi(1 - a_k)} \quad (14)$$

同样, 如将式(14)中的 a_k 用 $a_k + (1 - a_k)\rho$ 代替, 可得层燃炉的炉膛黑度计算公式

$$\tilde{a}_i = \frac{a_k + (1 - a_k)\rho}{1 - (1 - a_k)(1 - \psi)(1 - \rho)} \quad (15)$$

可见, 虽然57年以后对受热面表面积灰的影响有了进一步认识, 基本公式仍不变, 主要只是在一些修正系数上作了调整。看来, 古尔维奇假定热有效系数为常数的目的, 一方面使计算较为方便, 另一方面很可能就在于, 只有这样才能保持57年方法的体系不变。

可以看出: 四次方温差公式是根据传热学的基本公式得到的, 可以用于燃烧室、燃尽室、烟气室; 而古尔维奇公式则是在假定热有效系数为常数的前提下得到的, 而这一假定并没有充分的理论根据, 以后还要讨论到, 它是随很多因素变化的, 只能认为它在某一定范围内变化不大。这样就使古尔维奇方法具有很大经验性, 并使它的应用范围受到限制。古尔维奇甚至没有将它推广用于冷却室, 在苏联热力计算标准的正文中, 双室炉不得不采用热工所方法。对于对流烟道中的烟气室, 采用辐射换热四次方温差公式(6)计算本来是很方便的, 在苏联标准中偏要把它改造成辐射放热系数, 用对流传热的公式, 增加了计算量而且引入了误差。

综上所述, 直接计算辐射换热量的方法是各国所通用的, 而根据投射热计算辐射换热量的方法只有苏联古尔维奇采用, 它具有很大的经验性和局限性。

因此, 本方法中采用四次方温差公式, 即式(6)、(7)、(9), 作为炉膛传热计算的基本公式, 它适用于层燃炉的燃烧室、燃尽室、沸腾炉的悬浮室, 也可应用于对流烟道中较大的烟气空间。

二、火焰平均温度

在炉膛传热计算公式中, 如何处理火焰平均温度是关键问题之一。

如果燃料一进入炉膛后, 瞬时燃烧完全, 热量来不及散失, 全部保存在燃烧产物中, 此时烟气的温度就是绝热燃烧温度 $T_{j,r}$ 。整个炉膛只是一个冷却室, 烟温逐渐降低, 到达炉膛出口处, 烟温降低到 $T_{i,r}$ 。但是, 实际燃烧总要有个过程, 又总是与辐射换热同时进行的, 烟气温度变化比较复杂。温度分布决定于燃烧释热和辐射换热之间的平衡, 一般是先升高(燃烧释热大于辐射换热), 达到最高值 T_m (此值低于 $T_{j,r}$), 然后降低(辐射换热大于燃烧释热)。

温度的最高值及其位置决定于燃烧和换热条件。

图2是炉内火焰温度分布的一个简化模型。图中横坐标 x 是沿烟气流程离开燃料入口处的相对距离， $x=1$ 即为炉膛出口。曲线1为瞬时燃烧情况，曲线2是某一实际燃烧情况，其最高温度 T_m 位于 x_m 处。 T 为瞬时燃烧情况下的平均温度， T_h 为实际火焰平均温度。不难理解，必然有下列关系

$$T'' < T_h < T_m < T_{i''}$$

$$T_h < \bar{T}$$

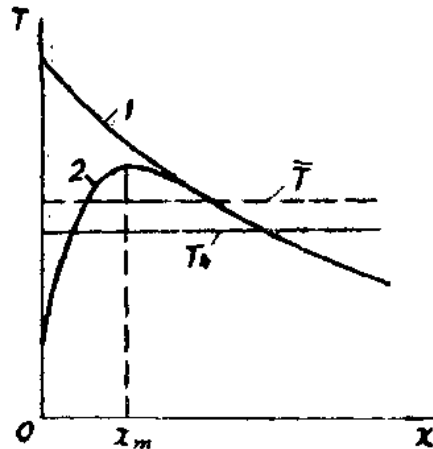


图2 炉内的温度场
1—绝热燃烧 2—实际情况

首先讨论瞬时燃烧时的情况，为了方便起见，假定炉壁是黑体，而且温度很低，则可得

$$-BVcdT = \sigma_0 a_1 T^4 dH$$

$$- \int_{T_{i''}}^{T''} \frac{dT}{T^4} = - \frac{\sigma_0 a_1}{BVc} \int_0^H dH$$

$$\frac{1}{3} \left(\frac{1}{T_{i''}^3} - \frac{1}{T''^3} \right) = - \frac{\sigma_0 a_1}{BVc} H$$

$$BVc(T_{i''} - T'') = \sigma_0 a_1 T_h^4 H$$

$$\frac{\sigma_0 a_1 H}{BVc} = \frac{T_{i''} - T''}{T_h^4}$$

$$\text{所以, } T_{i''} - T'' = \frac{1}{3} T_h^4 \left(\frac{1}{T_{i''}^3} - \frac{1}{T''^3} \right)$$

$$T_h^4 = \frac{3}{\left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)^3 + \left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)^2 + \left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)} T_{i''}^4$$

如令, $T_h^4 = \tau T_{i''}^4$, 则

$$\tau = \frac{3}{\left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)^3 + \left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)^2 + \left(\frac{T_{i''}''}{T_{i''}} \right)}$$

倘若与下式相比较

$$T_A^4 = T_{jr}^4, T_{jr}^4 = \tau T_{fl}^4$$

$$\tau = \frac{T_{jr}^4}{T_{fl}^4} \quad (17)$$

比较结果列于下表:

T_{jr}/T_{fl}^4	1	1.2	1.4	1.6	1.8
式(15)	1	1.43	1.89	2.36	2.9
式(16)	1	1.44	1.96	2.56	3.24

可以看出, 当 T_{jr}/T_{fl}^4 不大时, 二者相差不算很大。所以, 对于冷却室, 用 T_{jr} 和 T_{fl}^4 的几何平均温度作为火焰平均温度是有道理的。

在实际情况下, 还应考虑燃烧工况, 可以认为:

$$T_A = f(T_{jr}, T_{fl}^4, \text{燃烧工况})$$

值得注意的是, 在苏联热工所方法中, 火焰平均温度仅是炉膛出口温度和一些经验系数的函数, 即

$$T_A = T_{fl}^4 (i + \sum_{i=1} \Delta i) \quad (18)$$

式中, Δi 是考虑燃料种类、燃烧器倾角、炉膛水冷程度的修正系数。这个方法是在1968年发表的[7], 但是到了1970年, 这个方法的主要制定者之一费利蒙诺就发表了一个修正方案[8], 在计算火焰平均温度时又考虑到了绝热燃烧温度, 即

$$T_A^4 = T_{fl}^4 \left[1 + \left(\frac{T_A}{T_{fl}^4} \right)^4 - \lim_{T_{jr} \rightarrow T_{fl}^4} \left(\frac{T_A}{T_{fl}^4} \right)^4 - c \left(\lg \frac{T_{fl}^4}{T_{jr}} \right)^2 \right] \quad (19)$$

可见在计算火焰平均温度时, 考虑绝热燃烧温度是合理的。

古尔维奇方法的最终计算公式中并没有明确提出火焰平均温度的概念, 为了说明问题, 简单介绍它的推导过程[9]。

古尔维奇在推导他的计算公式时, 首先相当详细地讨论了卜略克-肖林关于炉内温度场的表达式, 以及由此而得到的火焰平均温度计算公式, 即

$$T_A^4 = m T_{jr}^{4(1-n)} T^{4n} \quad (20)$$

式中 m 、 n 是经验系数。认为它是合理的, 将它代入基本公式(13)中, 得

$$Q_t = \sigma_0 a_i F \psi m T_A^{4(1-n)} T_{fl}^{4n}$$

又, 根据热平衡:

$$Q_t = \phi B_i V c (T_{jr} - T_{fl}^4)$$

式中, ϕ ——保热系数;

B_i ——计算燃料消耗量;

Vc ——平均烟气热容量。

将两式相等, 整理后得

$$\theta^{4n} - \frac{Bo}{ma_i} (1 - \theta^n) = 0 \quad (21)$$

式中: $Bo = \frac{\varphi \dot{B}_i \dot{V} c}{\sigma_a \psi F T_{ir}}$ ——波尔茨曼准则

$\theta_i'' = \frac{T_i''}{T_{ir}}$ ——无因次温度

古尔维奇认为系数 $m=1$, n 随燃烧工况而变, 燃烧工况的影响又可通过火焰温度最高点的相对位置 X_m 来表示。由式(21)可知

$$\theta_i'' = f\left(\frac{Bo}{a_i}, n\right) \quad (22)$$

古尔维奇认为, 由于 n 的数值不清楚, 只得利用试验数据整理, 得出经验公式

$$\theta_i'' = \frac{\left(\frac{Bo}{a_i}\right)^{0.6}}{M + \left(\frac{Bo}{a_i}\right)^{0.6}} \quad (23)$$

式中: M ——经验系数, 决定于火焰温度最高点的相对位置。

式(23)也可以写成

$$Q_i = \sigma_a \tilde{a}_i \psi F T_{ir}^3 \frac{1}{\sqrt[3]{M^2 \left(\frac{T_{ir}}{T_i''} - 1\right)^2}} \quad (24)$$

将上式和式(6)比较, 可见

$$T_b^4 = \frac{M T_{ir}^3 T_{ir}}{\sqrt[3]{M^2 \left(\frac{T_{ir}}{T_i''} - 1\right)^2}} = \tau T_{ir}^4 \quad (25)$$

$$\tau = M^3 \frac{\left(\frac{T_{ir}}{T_i''}\right)^2}{\sqrt[3]{\left(\frac{T_{ir}}{T_i''} - 1\right)^2}} \quad (26)$$

这一火焰平均温度和在推导开始时采用的卜略克—肖林公式已无共同之处, 这一推导本身是矛盾的。

为了进行比较, 值得提出引起注意的是西德MAN采用的计算火焰平均温度的公式[10], 即:

$$\begin{aligned} T_b^4 &= \tau T_{ir}^4 \\ \tau &= 0.44\theta^4 + 0.14(\theta^3 + \theta^2 + \theta + 1) \\ \theta &= 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{T_{ir}}{T_i''} - 1 \right) \end{aligned} \quad (27)$$

下表列出按几种不同方法计算得到的 τ 值

T_{ir}/T_i''	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
式26*	∞	1.741	1.461	1.42	1.465	1.553	1.668	1.806	1.961	2.132	2.318
式27	1	1.089	1.188	1.294	1.407	1.532	1.664	1.805	1.961	2.123	2.296
式16	1		1.43		1.89		2.36		2.9		3.43
式20**	1		1.2		1.4		1.6		1.8		2.0

$$*M^{\frac{5}{3}} = 0.29, M = 0.476$$

$$**m = 1, n = 0.75$$

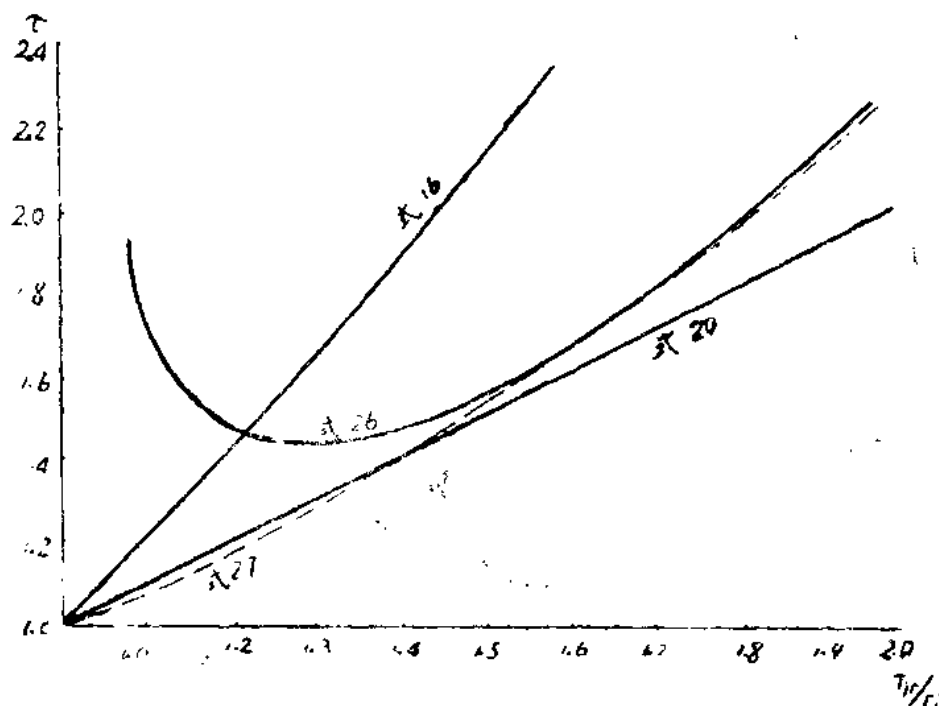


图3 火焰平均温度计算公式的比较

按上表绘制曲线,得图3。由图可见,当 $T_{f,0}/T_f'' = 1.6 \sim 1.9$,式(26)(古尔维奇方法)和式(27)(MAN方法)的计算结果几乎一致。当 $T_{f,0}/T_f'' < 1.4$ 时,差别已较显著。当 $T_{f,0}/T_f''$ 趋近于1时,按式(27、16、20), τ 都趋向于1,这是合理的,而按式(26), τ 趋向于无限大。当 $T_{f,0}/T_f'' < 1.3$ 时,如果 T_f'' 不变,按式(26),当 $T_{f,0}$ 减小时, τ 反而增加,也就是说,火焰平均温度将增加,这是明显不合理的。由此可见,古尔维奇公式的适用范围不超过 $T_{f,0}/T_f'' > 1.4$,或 $\theta_f'' < 0.7$ 。

但是,古尔维奇自己却规定了它的适用范围是 $\theta_f'' \leq 0.9$,或 $T_{f,0}/T_f'' \geq 1.11$ 。这个适用范围提出的依据是[11]:

$$q_f = \frac{\varphi B_f V_c}{H} (T_{f,0} - T_f'')$$

引入波尔茨曼准则,得

$$q_f = (1 - \theta_f'') \text{Bo} \sigma_a T_{f,0}^3$$

而

$$q_f = \sigma_a \tilde{a}_f T_{f,0}^4 \xi$$

由以上二式得

$$\frac{T_{f,0}^4}{T_{f,0}^3} = (1 - \theta_f'') \frac{\text{Bo}}{\tilde{a}_f}$$

由上式得出 $\text{Bo}/\tilde{a}_f$,代入式(23)可得

$$\frac{T_{f,0}^4}{T_{f,0}^3} = (1 - \theta_f'') \left(M \frac{\theta_f''}{1 - \theta_f''} \right)^{1.67}$$

$$M^{1.67} \frac{\theta_i'^{1.67}}{(1-\theta_i')^{0.67}} = \frac{T_A^4}{T_{i'}^4}$$

由于 $T_A \leq T_{i'}$, 所以

$$\frac{\theta_i'}{(1-\theta_i')^{0.4}} \leq \frac{1}{M} \quad (29)$$

从而得到古尔维奇公式的适用范围: 当 $M = 0.3$, 则 $\theta_i' \leq 0.95$; 当 $M = 0.5$, $\theta_i' \leq 0.85$ 。

由此可见, 此适用范围是根据火焰平均温度小于绝热燃烧温度得到的。实际上, 火焰最高温度必然小于绝热燃烧温度, 而火焰平均温度又必然小于最高温度, 因此, 火焰平均温度必须远低于绝热燃烧温度。例如, 它也必须小于瞬时燃烧时的平均温度(式16), 按式(16)得到的值也表示在图3中。此外, 也无法解释当 $T_{i'}/T_i''$ 较小时 τ 值变化的反常规律, 这一规律和古尔维奇在推导基本公式时作为基础的卜略克—肖林公式也明显不一致。因此, 以火焰平均温度小于绝热燃烧温度与否作为公式适用与否的准则是错误的。可以看出, 古尔维奇公式的适用范围必然小于他自己规定的适用范围。

由式(29)可见, M 越大, 适用范围越小, 可能也正是由于这一原因, 苏联标准[1]规定, M 值不得超过 0.5。但是对于抛煤机炉, 却又推荐 $M = 0.59$ 。由式(29), 即使按照这个不合理的界线, 其应用范围也仅为 $\theta_i' \leq 0.83$ 。必须说明, 从式(29)的推导过程可见, 它对室燃炉和层燃炉都应是同样适用的。

由图2可以看出, 对于室燃炉, 当 $M = 0.476$ 时, 如 $T_{i'}/T_i'' = 1.5 \sim 1.8$, 古尔维奇方法和 MAN 方法的计算结果很接近, 其数值也是很合理的。对于大多数室燃炉, $T_{i'}/T_i''$ 基本上在这一范围内。但是, 当燃烧劣质燃料时, 特别是在低负荷运行时, $T_{i'}/T_i''$ 很可能接近或者小于 1.4。古尔维奇方法的 τ 值可能进入不合理区域。对于层燃炉, $T_{i'}/T_i'' < 1.4$ 或 $\theta_i' > 0.7$ 的可能性更大。据估算, 在不予热空气时, 燃用烟煤, $\theta_i' = 0.62 \sim 0.75$; 燃用无烟煤 $\theta_i' = 0.67 \sim 0.80$; 燃用褐煤, $\theta_i' = 0.68 \sim 0.81$ 。

在沸腾炉悬浮室的计算中, 常常也采用古尔维奇方法, 由于悬浮室中有时布置的受热面很少, 进出口温度很接近, 这时可能出现严重的不合理。

由此可见, 分析古尔维奇方法中火焰平均温度计算方法的应用范围是有现实意义的。

顺便提起两件值得注意的事:

1. 在苏联57年标准中, 古尔维奇方法是炉膛传热的计算的唯一方法。但是, 在73年标准中, 同时出现了热工所方法。在正文中, 单室炉用古尔维奇方法, 双室炉用热工所方法, 在附录中则相反。表明在苏联也出现了争议。

2. 古尔维奇方法的主要参加者之一柏劳赫在文献[11]中, 又提出了两个计算方案, 在其中一个方案中, 火焰平均温度直接按卜略克—肖林公式计算, 并取 $n = 0.8$, 得到下列准则方程式:

$$(1-\theta_i') \frac{Bo}{a_i} = \theta_i'^{3.2} \quad (29)$$

据介绍, 计算结果和实测值接近。

根据上述分析, 本方法中火焰平均温度按卜略克—肖林公式计算, 即

$$T_A^4 = T_{i'}^{4(1-n)} T_i'^{4n}$$

对于抛煤机炉, $n = 0.6$; 对于其它层燃炉, $n = 0.7$; 对于燃尽室、沸腾炉悬浮室, $n = 0.5$ 。

三、水冷壁积灰对传热的影响

关于水冷壁积灰对炉内传热的影响有不同的考虑方法。例如：

1. 假定灰壁温度为 0 K ；如苏联1957年锅炉热力计算标准。
2. 认为灰壁温度等于工质饱和温度，亦即假定没有积灰，它就等于金属壁温〔12〕。
3. 用热有效系数间接考虑，苏联1973年计算标准古尔维奇方法采用。
4. 用结灰系数考虑，如苏联热工所—动力所方法

$$T_b = \varepsilon q_t + T_{gb} \quad (30)$$

式中： ε ——结灰系数，亦即结灰层热阻；

q_t ——辐射受热面热流密度；

T_{gb} ——管壁金属温度；

显然，第1、2种方法是不符合实际情况的，以下着重分析第3、4种方法。

首先介绍古尔维奇是如何论述热有效系数为什么可以取为常数的。1973年苏联计算标准中的古尔维奇方法第一次发表在文献〔6〕中，其中有关热有效系数部分简述如下：

根据下列式子：

$$\begin{aligned} T_b &= \varepsilon q_t + T_{gb} \\ \alpha_g q_t - \sigma \alpha_b T_b^4 &= q_t \\ \psi &= \frac{q_t}{q_i} \end{aligned} \quad (32)$$

得出 $\psi = f(q_t, \varepsilon, T_{gb})$ 曲线，如图4。根据曲线，古尔维奇得出结论：“对 ψ 影响最大的是结灰热阻，当 ε 不变，在实际感兴趣的热负荷范围内 ($q_t > 100 \times 10^3$ 千卡/米²·时)，投射热流对 ψ 的影响很小”，

其次古尔维奇指出，在变负荷时，试验并未发现局部热有效系数有明显变化，这可解释为：当水冷壁没有结渣时，在热烟气流作用下，水冷壁有自吹灰作用，锅炉负荷升高时，结灰热阻减小。

最后，古尔维奇认为，“……积累关于水冷壁积灰热阻的试验数据需要很多时间，在热力计算方法还没有完善以前，作为初步近似，可以认为系数为常数。这一粗糙的建议在相当程度上和 $\psi = f(q_t, T_{gb})$ 曲线以及已有的几台煤粉炉、油炉、气炉的试验数据吻合。很自然，随着炉内过程理论的发展，有可能考虑主要结构及运行特性对热阻的影响，计算热有效系数。面在目前，实际可行的只能是非常近似地考虑结灰对传热的影响”。

以下对上述论点进行讨论。

古尔维奇分析的是投射热流 q_t

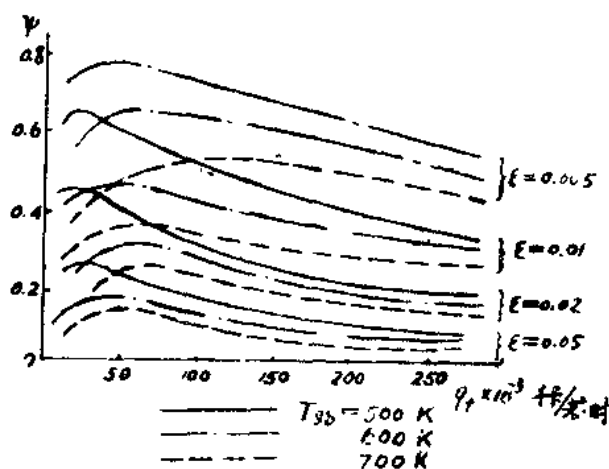


图4 $\psi = f(q_t, T_{gb})$ 曲线

的对 ψ 的影响, 所得到的是一个四次方程式, 不可解, 给计算带来很大麻烦。而且, 设计人员感兴趣的不是 q_1 , 而是受热面热负荷 q_1 。将式(32)稍加改变, 分析 q_1 对 ψ 的影响, 由式(32)。

$$a_1 \frac{q_1}{\psi} - a_2 \sigma_0 (\epsilon q_1 + T_{s1})^4 = q_1$$

$$\psi = \frac{a_1 q_1}{a_2 \sigma_0 (\epsilon q_1 + T_{s1})^4 + q_1} \quad (33)$$

而式(33)可以很方便地分析各项因素对 ψ 的影响。

此外, 不知是由于什么原因, 在图5中, 古尔维奇分析的是积灰系数 $\epsilon = 0.005, 0.01, 0.02, 0.05$ 、时的情况, 相应的 ψ 值也很低, 而 $\epsilon > 0.01$ 对实际上感兴趣的光管水冷壁是没有意义的。

图5给出根据式(33)得到的 $\psi = f(q_1, \epsilon, T_{s1})$ 的关系。 ϵ 的数值为0.003~0.006, 这是光管水冷壁有可能达到的结灰系数。这样, 就得到了和古尔维奇完全相反的结论。他认为, 在实际感兴趣的热负荷范围内, 投射热流对 ψ 的影响不大。实际上, 当 ϵ 很大或很小时, 上述结论是成立的, 但是, 对于煤粉炉感兴趣的 ϵ 范围内, 受热面热负荷对 ψ 的影响是不小的。而且, 在这一范围内, ϵ 越大, 影响也越大。此外, 当 ϵ 很大时, 金属壁温 T_{s1} 对 ψ 影响不大, 但在实际感兴趣的 ϵ 范围内, ϵ 越大, T_{s1} 对 ψ 相对值的影响越大。因此, 认为 ψ 为常数的理论根据是不成立的。

此外, 当锅炉负荷变化时, 积灰情况会发生明显变化, 这种自吹灰作用到底有多大也是值得怀疑的。因此, 实际上在上述文献中, 对 ψ 为常数的提法是很不肯定, 而是“初步近似”、

“粗糙的建议”、“非常近似地考虑结灰对传热的影响”。

还应该指出: 根据国内经验, 利用苏联当时采用的辐射热流量计测量 ψ 值的精确性也是值得怀疑的。

根据近年来苏联中央锅炉汽轮机研究所自己的报导[文献12], 当时他们采用的辐射热流量计误差很大, 特别是反向热流量, 误差可达100%。对于煤粉炉, 实际的 ψ 约为0.6, 而不是标准中推荐的0.45。

显然, 影响结灰系数的因素很多, 它的规律也不很清楚。但是, 直接利用结灰系数考虑结灰对传热的影响, 物理概念更明确, 误差也可能会小一些。而且由前可见, 古尔维奇在分析 ψ 为常数时, 也是从结灰系数的概念出发的。

因此, 认为 ψ 为常数, 也使古尔维奇公式的经验性增加, 将它用于热负荷、金属管壁温度变化幅度较大时要慎重。

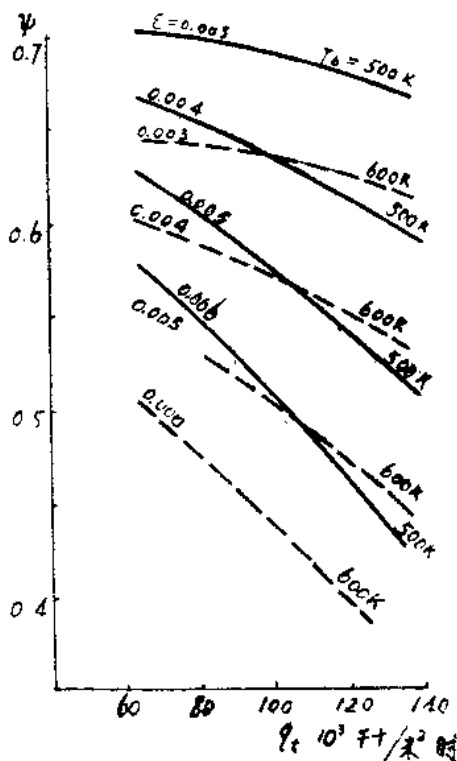


图5 热有效系数的变化

在本方法中,用结灰系数考虑水冷壁结灰对传热的影响,水冷壁表面温度 T_s 按式(30)计算,并参考热工所数据,取 $\varepsilon = 0.003 \text{米}^2 \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}/\text{千卡}$ 。

四、层燃炉炉膛传热计算方法

根据以上分析,本方法采用的层燃炉炉膛传热计算方案的主要特点是:

1. 用四次方温差公式作为炉膛传热计算的基本方程式。
2. 用卜略克-肖林公式计算火焰平均温度。
3. 用结灰系数计算水冷壁表面温度。

因此,可以列出下列方程式:

$$Q_t = \frac{\sigma_0 a_t H_t}{B_t} (T_t^4 - T_s^4) \text{千卡/公斤}$$

$$T_t^4 = T_{t'}^4 (1 - \varepsilon) T_s^4 \quad K$$

$$T_s = \varepsilon q_t + T_s \quad K$$

此外,根据热平衡,

$$Q_t = \varphi B_t V c (T_{t''} - T_t'') \text{千卡/公斤}$$

在以上式中,对抛煤机炉, $n = 0.6$;对其它层燃炉, $n = 0.7$;对燃尽室 $n = 0.5$ 。结灰系数 $\varepsilon = 0.03 \text{米}^2 \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}/\text{千卡}$;取管壁金属温度等于工质温度 T_s ,并取 T_s 等于锅筒工作压力下锅水的饱和温度。

$$\text{令} \quad Bo = \frac{\varphi B_t V c}{\sigma_0 H_t T_{t'}^4} \quad (34)$$

$$\theta_s = \frac{T_s}{T_{t''}} \quad (35)$$

$$\theta_t = \frac{T_t}{T_{t''}} \quad (36)$$

$$\theta_{t'} = \frac{T_{t'}}{T_{t''}} \quad (37)$$

则前述基本方程式可整理成

$$\frac{Bo}{\theta_t} = \frac{\theta_{t'}^4 - \theta_s^4}{1 - \theta_{t'}^4} \quad (38)$$

$$\theta_t = \varepsilon \varphi \frac{B_t V c}{H_t} (1 - \theta_{t'}^4) + \frac{T_s}{T_{t''}} \quad (39)$$

由式(38)可以制成线算图 $\frac{Bo}{\theta_t} = f(\theta_{t'}, \theta_s)$,对每一 n 值作一图。

采用这一方法进行校验计算的步骤是:

1. 计算 $T_{t''}$ 。
2. 假设 $T_{t'}$,计算 $\theta_{t'}$ 。
3. 利用 $T_{t'}$ 计算 a_t 及 a_s 。
4. 利用 $T_{t'}$ 计算 Vc 及 Bo 。
5. 利用 $\theta_{t'}$ 计算 θ_t 。

6. 利用 $\frac{Bo}{a_i}$ 及 θ_b 通过线算图求 θ'' , 算出 T'' , 要求与假设值相差不超过 $\pm 100K$ 。

7. 由求得的 T'' 按热平衡方程式计算 Q_i 及 q_i 。

对于层状燃烧工业锅炉, 各有关物理量的数值范围大致是:

$q_i = (40 \sim 100) \times 10^3$ 大卡/米²·时; $T_g = 440 \sim 500K$; $T_{gr} = 1750 \sim 2000K$; $T'' = 1200 \sim 1400K$ 。如假定 $T'' = 1300K$, 通过 θ_b 而引起 Bo 值的误差在 $\pm 2.8\%$ 到 -2.0% 范围内, 相应引起的 θ'' 误差在 $+0.6\%$ 到 -0.4% 范围内。

为了使计算简便一些, 四次方温差公式可以变换形式如下:

$$\begin{aligned} q_i &= \frac{B_i Q_i}{H_i} = \sigma_o a_i (T_g^4 - T_b^4) \\ q_i + \sigma_o a_i T_b^4 &= \sigma_o a_i T_g^4 \\ q_i &= \frac{\sigma_o T_g^4}{\frac{1}{a_i} + \frac{\sigma_o}{q_i} T_b^4} \end{aligned} \quad (40)$$

$$\text{令} \quad m = \frac{\sigma_o}{q_i} T_b^4 = \frac{\sigma_o}{q_i} (T_{gr} - T'')^4 \quad (41)$$

$$\text{即得} \quad q_i = \frac{\sigma_o T_g^4}{\frac{1}{a_i} + m} \quad (42)$$

另一方面,

$$q_i = \frac{B_i Q_i}{H_i} = \frac{\varphi B_i V c}{H_i} (T_{gr} - T'') \quad (43)$$

将式(42)与(43)合并, 可得

$$Bo \left(\frac{1}{a_i} + m \right) = \frac{\theta_b^4}{1 - \theta''} = \frac{\theta''^4}{1 - \theta''} \quad (44)$$

式中 m 为考虑 T_b 影响的系数, 它决定于 q_i 和 T_g 值。经计算得到的 m 值的数据如下:

工作压力 (表压)	$T_g K$	$q_i \quad 10^4 \text{千卡/米}^2 \cdot \text{时}$							取 m 为常数
		4	5	6	7	8	9	10	
7	440	0.120	0.119	0.121	0.125	0.131	0.138	0.147	0.13
13	470	0.149	0.145	0.146	0.150	0.156	0.164	0.171	0.15
25	500	0.181	0.175	0.174	0.178	0.184	0.191	0.201	0.18
39	530	0.219	0.209	0.207	0.210	0.214	0.223	0.232	0.21

可以看出, q_i 对 m 的影响不大, 而 T_g 的影响较大, 若对每种工作压力取 m 为常数, 则由此引起的 Bo 误差在 $+1.4\%$ 到 -0.7% 范围内, θ'' 的误差在 $+0.3\%$ 到 -0.15% 范围内。这一误差比前一方法小。因此建议对每一工作压力 m 值按上表右边一列选取, 不考虑 q_i 的影响。

若对所有工作压力均取 $m = 0.18$, 则 Bo 的误差增大到 $+3.2\%$ 到 -0.7% 。

根据式(44)制成线算图, 如图6。

采用本方法进行校验计算的步骤如下:

1. 计算 $T_{i,r}$ 。
2. 假设 T'' 计算 θ'' 。
3. 利用 T'' 计算 α_k 、 α_i 。
4. 利用 T'' 计算 V_c 、 Bo 。

5. 根据工作压力选取 m ，利用 $Bo\left(\frac{1}{\alpha_i} + m\right)$ 通过线算图求得 θ'' ，算出 T'' ，要求与假设值相差不超过 $\pm 100K$ 。

6. 由求得的 T'' 按热平衡方程式计算 Q_i 及 q_i 。

通过以上比较，采用简化的无因次方程式(44)有以下优点。

1. 计算步骤简化了。
2. 线算图简化了，两种 n 值可画在一张图内，对每个 n 值只有一根曲线。
3. 误差小，而适用的 q_i 值范围大。
4. 以后要谈到，它可以比较方便地应用于燃尽室及沸腾炉的悬浮段。

由式(44)， $Bo\left(\frac{1}{\alpha_i} + m\right)$ 和 θ'' 的

关系见下表：

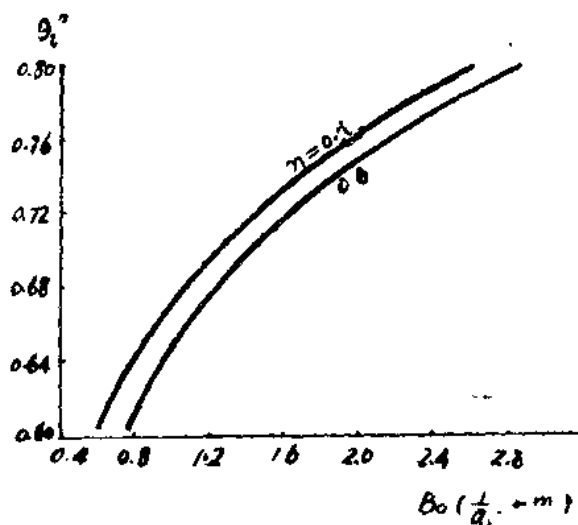


图8 层燃炉炉膛传热计算线算图

θ''	0.6	0.62	0.64	0.66	0.68	0.70	0.72	0.74	0.76	0.78	0.80
$n=0.6$ 抛煤机炉	0.734	0.836	0.952	1.085	1.238	1.416	1.623	1.867	2.156	2.504	2.927
$n=0.7$ 其它层燃炉	0.598	0.690	0.796	0.912	1.061	1.228	1.424	1.655	1.932	2.267	2.677

已知 $Bo\left(\frac{1}{\alpha_i} + m\right)$ ，也可以利用上表用插入法求 θ'' 。

在进行校核计算时，也可以利用式(45)

$$\theta'' = K \left[Bo\left(\frac{1}{\alpha_i} + m\right) \right]^p \quad (45)$$

式中系数 K 、 p 的数值如下：

n	$Bo\left(\frac{1}{\alpha_i} + m\right)$	K	P
0.6	0.6~1.4	0.6465	0.2345
	1.4~3.0	0.6383	0.1840
0.7	0.6~1.4	0.6711	0.2144
	1.4~3.0	0.6755	0.1714