A·Γ·布洛赫著
贾鸿祥 等译
陈昕宽 校

锅炉炉内换热

内 容 简 介

本书阐述了建立在最新试验和理论研究成果基础之上的蒸汽锅炉炉内换热的现代计算方法，介绍了重油、气体燃料和煤粉燃烧时火焰辐射特性的数据，分析了煤粉炉与气体重油炉炉内固体粒子和气体的辐射问题。

本书综合了近年来有关锅炉炉内换热的大量最新研究成果，并对有关理论进行了系统的分析。本书可作为热能动力专业及锅炉专业研究生和本科生的选修教材，也可供有关科学工作者与工程技术人员参考。

Блох А.Г

Теплообмен в топках паровых котлов. —Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1984.

锅 炉 炉 内 换 热

〔苏〕А·Г·布洛赫 著

贾鸿祥 等译

陈听宽 校

责任编辑 早 雪

＊

西安交通大学出版社出版

（西安市咸宁路28号）

西安市光明印刷厂印装

陕西省新华书店发行 各地新华书店经销

＊

开本 787×1092 1/32 印张 10.125 字数：212 千字

1988 年 1 月第 1 版 1988 年 4 月第 1 次印刷

印数：1—2000册

ISBN7-5605-0040-4/TK-8

书号：15340·142 定价：1.85 元

译 者 的 话

苏联有关部门编制的《锅炉机组热力计算标准方法》，是目前我国锅炉设计和运行的主要技术依据之一。为制定标准方法，苏联曾进行了长期的研究工作，并分别于1957年和1973年出版了《锅炉机组热力计算标准方法》(在我国均有中译本)。

近年来，在大量试验究研的基础上，发现《标准》中有关锅炉炉内换热的理论模型和计算方法都有一些不足之处，造成计算值和实测值之间有较大偏差。因而对锅炉炉内换热计算急待充实和完善。

本书综合了苏联及其它国家有关锅炉炉内换热问题大量最新科研成果，并对炉内换热的理论问题进行了详细的系统的分析。对解决上述问题是一本很有学术价值的文献。它将是修订和完善苏联《锅炉机组热力计算标准方法》的主要依据。

本书前言、第二、三、四、五、六章及附录由西安交通大学副教授贾鸿祥翻译，概论及第一章由西安交通大学副教授钱立伦翻译。全书并由西安交通大学陈听宽教授校译。

由于译者水平有限，错误疏漏在所难免，悬请读者对译文中的差错和不当之处，给予批评指正。

译 者

1 9 8 7年4月

前　　言

炉内换热计算是最复杂的换热理论问题之一。为了解决这个问题需要拥有关于换热条件的可靠数据，而换热条件决定于各种燃料燃烧时燃烧、气体运动和质量交换的条件。特别是在大容量锅炉机组的炉膛内更是如此。

辐射换热是炉内换热的主要方式。辐射换热的强度完全取决于炉内温度场的特性以及火焰和被外部沉积物沾污的水冷壁受热面的辐射性质。然而，到目前为止，对这些物体辐射（热物理）特性的研究还很不够。

按照炉内介质（火焰）本身的物理结构，可以把它看作是由气相和固相组成的复杂的多组分弥散系。此时，在辐射换热计算中，不论是在介质容积内还是边界面上，都必须考虑能量辐射、吸收和散射过程的特性；必须考虑水冷壁管上对其热有效系数有强烈影响的沾污层热阻以及所有参与换热的表面和物体的实际选择性性质。

当燃烧气体和重油时，尺寸很小的炭黑粒子形成了火炬的固体弥散相；燃烧煤粉时，固体弥散相则由灰粒和焦炭粒子构成，它们的尺寸要比炭黑粒子大得多。这些粒子的辐射性质以及它们的散射和吸收能力基本上确定了炉膛内辐射能量的传递条件。此时，当燃烧煤粉时，燃料的矿物质部分对炉内换热条件的影响特别大。因此，当燃用对动力工业极有前景的埃基巴斯图兹（Экибастуз）煤、坎斯克-阿钦斯

克（Канско-Ачинск）煤和库兹涅茨（Кузнец）煤时，详细地研究火炬及其固体弥散相的辐射性质就具有特别重要的意义。

炉内换热计算的精确度，是同水冷壁管沾污层的热物理性质以及火焰，特别是其固体弥散相辐射性质数据的精度和代表性直接有关的，因此，这也说明了为什么在本书中对这些数据的研究和分析给予较多的注意。这些数据，主要是以波尔祖夫诺命名的中央锅炉汽轮机研究所科学生产联合公司（НПО ЦКТИ имени И. И. Ползунов）近年来得到的。这些数据汇同以捷尔任斯基命名的全苏热工研究所（ВТИимени Ф.З.Дзержинский）的实验数据一起，用来进一步完善锅炉机组热力计算标准方法。

在阐述炉内总换热的计算方法时，分析了考虑炉膛容积温度場特性对炉膛出口烟气计算温度影响的可能性。在阐述炉膛分区热力计算时，主要注意研究该方法的物理基础，以及在此基础上根据煤粉火焰光谱辐射特性新的实验数据来分析炉膛热力工作条件的可能性。这一章是作者和Ю.А.Журавлев合写的。

技术科学博士Б.А.Хрусталев和物理数学博士К.С Адзерихо给予作者极大的帮助。在评议和讨论书稿时，他们提出了很多宝贵意见。对此，作者致以深切的感谢。

作　者

目　　录

概　　论

在蒸汽锅炉炉内换热过程的物理机理中，辐射换热起着主要作用。水冷壁受热面的吸热及炉膛出口烟气温度就是由辐射能的传递条件所决定的。由于烟气的运动速度不高，同时火炬与水冷壁管污染壁界面上的温压也不大，所以炉内换热的对流成分是比较小的，因而在工程计算中常常可以忽略。可以认为，炉膛内的换热情况主要决定于辐射能的传递条件。

炉内换热工程计算方法的基础是物理中众所周知的绝对黑体辐射的热辐射基本定律。它们是Планк和Стефан—Больцман定律、Ламберт定律以及由Планк定律直接引伸出来的一些其它定律。其中，Кирхгоф定律占有特别重要的地位。

这些基本定律加上辐射能传递条件、能量方程、炉内介质和受热面辐射特性的型式，就是蒸汽锅炉炉内换热计算方法的理论基础。

绝对黑体　　绝对黑体是这样一种理想物体，它能完全吸收所有投射到它上面的辐射，而与投射辐射的光谱成份、传播方向和偏振状态无关。绝对黑体是理想辐射的理论模型，也就是可作为将所有实际物体的辐射性质与其相比较而作出评价的唯一标准。绝对黑体是平衡辐射源的热力学模型。

Планк辐射定律　　Планк定律利用三个物理常数 h，k 和 C_0，建立了绝对黑体在各种温度下其单色辐射强度随频

率 ν 的通用分布：

$$I_0(\nu,T)=\frac{2\pi h}{C_0^2}\nu^3(e^{h\nu/(kT)}-1)^{-1} \qquad (概-1)$$

式中： $h=6.626176\times10^{-34}$焦耳·秒，为 Планк 常数；$k=1.380662\times10^{-23}$ 焦耳/K，为 Больцман 常数； $C_0=2.997925\times10^8$ 米/秒，为真空中光的传播速度。

Планк常数h是量子能量E与频率γ的比值（$E=h\gamma$）；而Больцман常数k 为系统熵 S 与其存在于该热力学状态的概率ω间的比值（$S=k\ln\omega$）。

将式（概-1）中频率 γ 换成波长 λ，可写成：

$$I_0(\lambda,T)=C_1\lambda^{-5}(e^{C_2(\lambda T)}-1)^{-1} \qquad (概-2)$$

式中：$C_1=3.7415\times10^{-16}$瓦·米^{2}和$C_2=1.43879\times10^{-2}$米·K是Планк第一和第二辐射常数。

Стефан-Больцман 辐射定律 Стефан-Больцман辐射定律确定了在整个光谱范围内，绝对黑体总的表面辐射强度与温度的关系：

$$E_0(T)=\int_0^\infty I_0(\lambda,T)d\lambda=\sigma_0T^4 \qquad (概-3)$$

式中的 Стефан—Больцман 常数为

$$\sigma_0=\frac{2\pi^5k^4}{15C_0^2h^3}=\frac{C_1\pi^4}{15C_2^4}=5.6699\times10^{-8} \quad 瓦/(米^2\cdot K^4)$$

关系式（概-3）早在 Планк 的量子理论出现之前就首先由 Стефан 建立，而由 Больцман 在热力学研究的基础上得出。此式可直接由Планк辐射定律导出。E_0与温度T的剧烈关系预示着热辐射在高温换热中的重要作用。

Ламберт定律 Ламберт 定律是用来确定绝对黑体

辐射强度（亮度）的角分布的。由M点附近表面向$\boldsymbol{s}$方向发射的辐射强度$I_\lambda(M, \boldsymbol{s})$与表面法线$\boldsymbol{n}$方向的辐射强度$I_\lambda(M, \boldsymbol{n})$有关，其关系式为

$$I_\lambda(M, \boldsymbol{s}) = I_\lambda(M, \boldsymbol{n})\cos\varphi \qquad (概\text{-}4)$$

式中　φ—$\boldsymbol{s}$与$\boldsymbol{n}$方向间的夹角。

量$I_\lambda(M, \boldsymbol{s})$是在单位立体角中、单位波长范围内、单位物体表面在给定方向上于单位时间内所发射的辐射能流。对于全光谱内的辐射来说

$$E(M, \boldsymbol{s}) = E(M, \boldsymbol{n})\cos\varphi \qquad (概\text{-}5)$$

其中

$$E(M,\boldsymbol{s}) = \int_0^\infty I_\lambda(M,\boldsymbol{s})d\lambda\ ;$$

$$E(M,\boldsymbol{n}) = \int_0^\infty I_\lambda(M,\boldsymbol{n})d\lambda$$

对于实际物体，特别是对于吸收能力不高的物体，它们与理想的扩散辐射体不同，可能与Ламберт定律有一定的偏差。

ВИН辐射定律　当乘积λT与C_2相比很小时，可直接由Планк定律导出Вин辐射定律。此时可将Планк公式变成较简单的形式，并具有一定的精确度：

$$I_0(\lambda,T) = C_1\lambda^{-5}e^{-C_2/(\lambda T)}$$

当$\lambda T<3220$微米·K时，按Вин公式与按Планк公式计算，其结果的偏差不超过1%；当$\lambda T<2080$微米·K时，偏差降低到0.1%。Вин公式在光学高温测量中有广泛应用。它是在Планк量子理论出现之前得出的。

ВИН位移定律　这个定律确定了辐射流单色强度达到最大值时的辐射波长λ_m与绝对黑体温度的关系。由Планк辐

射定律可导得

$$\lambda_m T = 2897.8 \quad 微米 \cdot \mathrm{K}$$

此时

$$I_0(\lambda_m, T) = 1.287 \times 10^{-5} T^5 \quad 瓦/米^3$$

Кирхгоф定律　此定律确定了物体辐射能量与吸收能量的能力之间的关系。由此可以得出，对于所有的物体来说，除了与其具体的物理性质有关以外，在相同的波长λ和温度T情况下，物体自身辐射流单色强度$I_{i\,\text{соб}}(\lambda,T)$与其单色吸收率$a_i(\lambda,T)$的比值是一个常量，它等于在同样的$\lambda$和$T$下绝对黑体辐射流的单色强度$I_0(\lambda,T)$：

$$\frac{I_{1\,\text{соб}}(\lambda,T)}{a_1(\lambda,T)} = \frac{I_{2\,\text{соб}}(\lambda,T)}{a_2(\lambda,T)} = \cdots$$

$$= \frac{I_{n\,\text{соб}}(\lambda,T)}{a_n(\lambda,T)} = I_0(\lambda,T)$$

对于全光谱的总辐射：

$$\frac{E_{1\,\text{соб}}(T)}{a_1(T)} = \frac{E_{2\,\text{соб}}(T)}{a_2(T)} = \cdots = \frac{E_{n\,\text{соб}}(T)}{a_n(T)} = E_0(T)$$

将物体的单色黑度和总黑度引到研究中来：

$$\varepsilon_i(\lambda,T) = \frac{I_{i\,\text{соб}}(\lambda,T)}{I_0(\lambda,T)} \quad 及 \quad \varepsilon_i(T) = \frac{E_{i\,\text{соб}}(T)}{E_0(T)}$$

可将Кирхгоф定律写成

$$a_i(\lambda,T) = \varepsilon_i(\lambda,T) \quad 和 \quad a_i(T) = \varepsilon_i(T) \qquad (概\text{-}6)$$

由式（概-6）可知，在热力学平衡条件下，当辐射波长为λ时，物体的单色吸收率在数值上等于同样λ值时物体的单色黑度；而当温度为T时的总吸收率等于同温度下的总黑度。应该指出，黑度与吸收率具有不同的物理本质。黑度是物体

本身的辐射特性，仅与其物理性质和温度有关；物体的吸收率则与其不同，除此以外，还与投入辐射的光谱成分有关。热力学平衡破坏时所发生的、实践中经常遇到的与 Кирхгоф 定律的偏差，即与此情况有关。对于在很窄光谱范围的辐射（单色辐射）即使偏离了热力学平衡，也仍然遵守 Кирхгоф 定律，即 $a_i(T)=\varepsilon_i(T)$。对于全光谱内的总辐射，偏离热力学平衡通常都同时偏离 Кирхгоф定律。

但是在某些个别情况下，即使热力学平衡破坏时，物体的总吸收率在数值上仍然等于其总黑度。当然，这只在如下情况才存在：所考虑的物体按其本身的辐射特性接近于灰体（黑体），此时甚至在 $T_1\neq T_2$ 时，也满足$a_1=\varepsilon_1$。第二种情况是，辐射源（物体2）是灰体或黑体，此时如果物体1的单色黑度与其温度无关，那么这个物体的总吸收率在数值上等于它在温度 T_2 时的总黑度，即 $a_1(T_1,T_2)=\varepsilon_1(T_2)$。E.Эккерт指出，在这种情况下，对于金属$a_1=\varepsilon_1\sqrt{T_1T_2}$，此时无须任何有关物体 1 的单色黑度与温度无关的假定。

把 Кирхгоф 定律推广应用到不具备热力学平衡的情况，在计算时要经常利用“灰性近似”模型。它的实质在于计算时用按整个光谱的平均值来代替黑度$\varepsilon(\lambda)$和吸收率$a(\lambda)$的实际光谱关系。自然，这些量的数值就与波长 λ 无关。通常用 Планк 平均吸收系数和 Росселанд平均吸收系数作为这些量的平均值。

用“灰性近似”模型必须谨慎小心，因为在计算最终辐射流（Результирующий поток излучения）时可能会发生较大的误差。В.Н.Адрианов[5] 指出，甚至在接近热力学平衡的条件下，按“灰性近似”模型计算的最终辐射

流与实际值也可能有重大的差别。

按“灰性近似”计算同考虑物体实际的选择性性质所得最终辐射流数值间的偏差，可以确定“灰性近似”的精确程度。这和物体总黑度及总吸收率与温度关系的特性不相同有关。按照文献[5]的数据，例如对于金属，计算误差可能达到20%。

在计算辐射换热时，经常利用局部热力学平衡的概念，它表示在给定温度下按物质的原子或分子能位分布的平衡条件。此时，介质微元体的所有辐射特性决定于所讨论微元体积的局部温度。实际上，通常在下述情况会遇到这种条件：当其它辐射源在物体附近所形成的电磁场对于物质原子或分子能位分布的影响很小时，由于物质原子和分子的不断振动或碰撞，甚至在吸收了某些能量时，物质也不会明显偏离它自己的平衡状态。

偏离局部热力学平衡的情况，通常发生在快速进行的不稳定能量传递过程，以及当投入辐射的强度非常高，在它的作用下被辐射物体的辐射特性发生变化的时候。在异常稀薄气体中的辐射能传递，如果分子或者原子的碰撞次数不足以保持它们按能位的平衡分布，通常就将伴随发生偏离局部热力学平衡。

辐射能传递方程　　在辐射换热的计算中，辐射能传递方程起着极其重要的作用。这个方程描写了辐射能通过吸收、散射和辐射介质时，辐射强度（亮度）的变化。按其物理意义来说，它是辐射能守恒方程，可将其写成如下一般形式：

$$\frac{dI_\lambda(M,s)}{ds}=k_\lambda(M)[-I_\lambda(M,s)+J_\lambda(M,s)] \tag{概-7}$$

式中：$I_\lambda(M,s)$—— 在介质任意点M处，s方向上的单色辐射强度；$J_\lambda(M,s)$—— 辐射源函数；$k_\lambda(M)=\alpha_\lambda(M)+\beta_\lambda(M)$—— M点上介质的单色减弱系数，它是单色吸收系数$\alpha_\lambda(M)$与散射系数$\beta_\lambda(M)$之和。

根据式（概-7），在介质微元段ds上辐射强度的变化决定于因吸收和散射而引起的辐射减弱，以及因介质本身辐射、外部辐射的散射和其它因素所引起的辐射的加强。按照Бугер定律，辐射强度的减弱用$k_\lambda(M)I_\lambda(M,s)$项表示。辐射强度的加强决定于辐射源函数$J_\lambda(M,s)$，该函数可表示成如下形式：

$$J_\lambda(M,s)=J_{\lambda\text{cob}}(M,s)+J_{\lambda\text{pac}}(M,s) \qquad \text{(概-8)}$$

该式第一项表示在M点附近介质微元体向s方向辐射的强度，它决定于微元体的自身辐射；第二项决定了从介质所有微元体沿不同方向s'向M点的辐射在s方向的散射。外部源（壁面）的辐射一般是用方程（概-7）的边界条件来考虑。

对于局部热力学平衡情况，决定于介质本身辐射的源函数部分为

$$J_{\lambda\text{cob}}(M,s)=\frac{1}{k_\lambda(M)}\alpha_\lambda(M)I_{\lambda0}(M)$$

由散射过程决定的源函数部分为

$$J_{\lambda\text{pac}}(M,s)=\frac{1}{4\pi k_\lambda(M)}\beta_\lambda(M)\int_{4\pi}I_\lambda(M,s')\cdot\gamma_\lambda(M,s,s')d\omega'$$

式中：$\gamma_\lambda(M,s,s')$——M点处介质微元体的散射特征曲线；
$d\omega'$ —— s'方向的微元立体角。

考虑到式（概-8），方程式（概-7）可写成如下形式：

$$\frac{dI_\lambda(M,\mathbf{s})}{ds}=k_\lambda(M)[-I_\lambda(M,\mathbf{s})+J_{\lambda\,\text{соб}}(M,\mathbf{s})$$
$$+J_{\lambda\,\text{рас}}(M,\mathbf{s})] \qquad \text{(概-9)}$$

这个方程的边界条件如下：

$$I_\lambda(M,\mathbf{s})\Big|_{\substack{M=M_{\text{гр}}\\(2\pi)^-}}=I_{\lambda\,\text{ст.эф}}(\mathbf{s})=I_{\lambda\,\text{ст.соб}}(\mathbf{s})$$
$$+I_{\lambda\,\text{ст.отр}}(\mathbf{s})$$

式中 $I_{\lambda\,\text{ст.соб}}(\mathbf{s})=\varepsilon_{\lambda\,\text{ст}}(\mathbf{s})I_{\lambda 0}(T_{\text{ст}})$

$$I_{\lambda\,\text{ст.отр}}(\mathbf{s})=\frac{1}{2\pi}\int_{(2\pi)^+}R_{\lambda\,\text{ст}}(\mathbf{s},\mathbf{s}')I_\lambda(M_{\text{гр}},\mathbf{s}')d\omega'$$

式中 $\varepsilon_{\lambda\,\text{ст}}(\mathbf{s})$——壁面的单色黑度，通常认为它是各向异性的；

$I_{\lambda 0}(T_{\text{ст}})$——壁面温度 $T_{\text{ст}}$ 下，Планк 辐射强度；

$R_{\lambda\,\text{ст}}(\mathbf{s},\mathbf{s}')$——壁面的单色方向反射率。

如果壁面是漫反射，则 $R_{\lambda\,\text{ст}}(\mathbf{s},\mathbf{s}')=R_{\lambda\,\text{ст}}=\text{const}$。在此情况下，反射辐射强度为

$$I_{\lambda\,\text{ст.отр}}=\frac{R_{\lambda\,\text{ст}}}{2\pi}\int_{(2\pi)^+}I_\lambda(M_{\text{гр}},\mathbf{s}')d\omega'=R_{\lambda\,\text{ст}}\bar{I}_\lambda(2\pi)$$

式中 $\bar{I}_\lambda(2\pi)$——从介质容积投射到壁面上的平均半球辐射强度；立体角(2π) 代表正和负的半球；而$M_{\text{гр}}$ 代表所有边界表面点的总和。

将层厚度ds换成光学厚度$d\tau_\lambda=k_\lambda(M)ds$，方程（概-9）可改写成如下形式：

$$\frac{dI_\lambda(M,\mathbf{s})}{d\tau_\lambda}=-I_\lambda(M,\mathbf{s})+J_{\lambda\,\text{соб}}(M,\mathbf{s})+J_{\lambda\,\text{рас}}(M,\mathbf{s})$$

看得出，这个简单的方程是一个非常复杂的积分微分方程。它的求解相当困难。特别是，如果考虑到在边界条件中还有未知函数$I_\lambda(M,s)$。辐射能传递方程通常是在一系列简化假定下求解的。例如，在介质中各向同性散射的情况下，即散射特征曲线$\gamma_\lambda(M, s, s')=1$时，这个方程就转变成为一阶非齐次微分方程，方程式的解可以写成如下形式：

$$I_\lambda(M,s)=I_{\lambda\,\text{ст·эф}}(s)e^{-\tau_\lambda}+\int_0^s J_\lambda(M,s)e^{-\Delta\tau_\lambda}ds$$

式中 （概-10）

$$\tau_\lambda=\int_0^s k_\lambda(M)ds,\text{ 而 } \Delta\tau_\lambda=\int_{s^*}^s k_\lambda(M)ds$$

如果介质是不散射的($J_\lambda=J_{\lambda\,\text{соб}}=I_{\lambda_0}$)、均匀而且各向同性的，那么将式（概-10）积分后可以写成

$$I_\lambda(M,s)=I_{\lambda\,\text{ст·эф}}(s)e^{-\tau_\lambda}+I_{\lambda_0}(M)(1-e^{-\tau_\lambda})$$

（概-11）

此时如果壁面是绝对黑体，而且又是冷壁面($T_{\text{ст}}=0$)，得到的表示式如下：

$$I_\lambda(M,s)=I_{\lambda0}(M)(1-e^{-\tau_\lambda}) \qquad \text{（概-12）}$$

对于光学厚度很小的介质，当$\tau_\lambda\ll1$时，将$e^{-\tau_\lambda}$展开成τ_λ的幂级数，并忽略二次幂以上的项，可写成

$$I_\lambda(M,s)=\tau_\lambda I_{\lambda0}(M)$$

在此情况下，介质的辐射强度决定于层的光学厚度τ_λ与Планк辐射强度$I_{\lambda0}(M)$的乘积。

对于光学厚度很大的介质，当$\tau_\lambda\gg1$时，忽略式（概-12）中的$e^{-\tau_\lambda}$，可得

$$I_\lambda(M,s)=I_{\lambda0}(M)$$