3

核工程丛书

核反应堆传热

[英] W. B. 霍尔著　李炳书譯

內 容 提 要

本书系"核工程丛书"的第三册，书中扼要地介紹了有关核反应堆的傳热問題，包括对流傳热的基础和分析处理方法、核反应堆活性区內的傳热以及液态金属的傳热、燃料包壳內的傳热、沿着傳热片的温度梯度、液体和气体冷却剂的比較等其他問題.

本书可供核工程专业学生及核反应堆工程技术人員和研究人員閱讀.

Nuclear Engineering Monographs

REACTOR HEAT TRANSFER

W. B. Hall

Temple Press Limited

核工程丛书(3)

核反应堆传热

李炳书譯

上海科学技术出版社出版(上海瑞金二路450号)

上海市书刊出版业营业許可証出093号

大东集成联合印刷厂印刷 新华书店上海发行所发行

开本850×1156 1/32 印張2 18/32 排版字数60,000

1965年1月第1版 1965年1月第1次印刷

印数1—2,700

統一书号 13119·624 定价(科六)0.42元

序

本书是为从事核工程的工程师和物理工作者以及高等院校的研究生、高年級学生編写的，他們希望在一般的物理或工程訓练的基础上进一步增加应用于核反应堆的更为专門的傳热方面的知識.

作为核反应堆設計的一个方面，傳热的重要性在于：对于一定尺寸的反应堆来說，允許的释热率在很大程度上取决于冷却系統所能带走的热量的能力(在不依靠过高的燃料温度情况下). 这就是說：倘若冷却系統設計得比較有效，則核物理方面的設計一般都能够与反应堆功率輸出的增加相适应. 在很多工业用热交换器的設計性能上，通常允許留有比較寬大的余額，而这一点在反应堆設計中却是不能允許的，因为这将直接影响到反应堆的尺寸和价格；在目前的核动力发展規划的阶段上，上述費用构成了发电总成本中一个重要的部分. 所以，不仅有必要增进燃料和冷却剂之間的傳热效果，而且在进行这种傳热时，还需要尽量节約使冷却剂循环所消耗的功率.

本书内容包括三个部分：第一部分討論了对流傳热的基本問題. 这部分除了說明由实驗得出的經驗公式以外，在可能时还提出了傳热过程的分析处理方法. 在現阶段所获得的有关湍流轉移过程的知識的情况下，就各种定量的結果而言，这种分析处理往往是不充分的；然而，通过这样的处理，常常可以使所涉及的物理过程比較容易了解. 第二部分专門討論傳热数据在反应堆設計中的应用. 对于已經熟悉或者准备接受基本傳热数据的讀者来說，可以略去本书的第一部分而直接閱讀第二部分. 最后一部分討論了許多与反应堆傳热有关的各种問題.

W. B. 霍尔 1957 年 11 月

符　号

（各种符号及下标的定义将在它們出現于正文中时列出；下面列出的是一些較为重要的符号）

A＝通道截面积（厘米^2）

c＝比热（卡/克·°C）

d＝通道有效直徑（厘米）

f＝摩擦系数（无因次）

h＝傳热系数（卡/厘米^2·秒·°C）

H＝每单位体积燃料的发热率（卡/秒·厘米^3）

J＝热功当量（克·厘米^2/秒^2·卡）

J_0＝第一类零阶贝塞尔函数

k＝热导率（卡/厘米·秒·°C）

K＝有效热导率（卡/厘米·秒·°C）

L＝反应堆活性区的长度（厘米）

L'＝反应堆活性区的“外推”长度（厘米）

M＝流体的“有效”粘度（泊）（克/厘米·秒）

p＝压力（克/秒^2·厘米）

P＝唧送功率（克·厘米^2/秒^3）

q＝热通量（卡/秒·厘米^2）（亦用来表示燃料单位长度的釋热量）

Q＝傳热率（卡/秒）

R＝普适气体常数（厘米^2/秒^2·°C 或卡/克·°C）

R＝恢复系数（无因次）

S＝表面积（厘米^2）

s＝周长（厘米）

T＝絕对温度（°K）

u＝流体速度（厘米/秒）

U＝流体內能（卡/克）

V＝流体比容（厘米^3/克）

W＝輸入机械功率（克·厘米^2/秒^3）

w＝流体质量流量（克/秒）

x, y, z，坐标尺度（厘米）

α＝热扩散率（厘米^2/秒）

β＝中子分布的纵向不均匀系数（最大/平均）

γ＝气体比热的比值（c_p/c_v）

ϵ＝热湍流扩散率（厘米^2/秒）

ϵ'＝动量湍流扩散率（厘米^2/秒）

η＝循环器效率（无因次）

θ＝温度（°C）

μ＝流体粘度（泊）（克/厘米·秒）

ν＝动粘滞率（厘米^2/秒）

ξ＝在燃料內裂变能轉变为热能的分数（无因次）

ρ＝流体密度（克/厘米^3）

τ＝切应力（单位面积的阻力）（克/厘米·秒^2）

ϕ＝傳热片效率（无因次）

$\mathcal{M}$＝馬赫（Mach）数（无因次）

$\mathcal{N}u$＝努賽尔（Nusselt）数（无因次）

$\mathcal{R}e$＝雷諾（Reynolds）数（无因次）

$\mathscr{P}e$＝丕克莱脱(Peclet)数(无因次)

$\mathscr{S}t$＝斯丹頓(Stanton)数(无因次)

$\mathscr{P}r$＝柏朗特(Prandtl)数(无因次)

目　录

第一章　对流傳热的基础

在固体表面和流經該固体表面的流体之間的热交換过程通常称为对流傳热. 流体可以利用外力的唧送使之通过固体的表面(此即所謂强迫对流)或者利用在流体温度較高和密度較平均值为低区域中的浮力的作用使之不断地循环 (此即所謂自然或自由对流). 由于几乎在所有的核反应堆中,燃料的散热都是通过强迫对流过程进行的,因此我們将专門討論强迫对流問題.

作为一种傳热的方法而言, 对流和傳导之間存在着根本的区别. 在傳导过程中, 热流通过介质时, 介质仍然保持靜止(从宏观范圍来讲); 能量的傳递是在原子与原子之間进行的, 假如介质是固体或液体的話, 各个原子多少仍保持着固定的位置. 即使在气体的热傳导过程中, 虽然在碰撞之間分子所移动的距离要比本身的尺寸大得多,可是在任何給定的方向上,仍然不会发生分子的单向流动. 然而,在对流过程中,流体以及它所包含的热量却有規則地移动着, 以便把热量从一个地方輸送到另一个地方. 在大多数所謂对流过程中,热量必須首先由固体表面傳导到流体中. 相反, 在包含有温度梯度的情况下, 小容积流体的湍流运动可以增加流体的表观热导率, 虽然它們的作用方式比之于傳导过程来說更具有对流的性质.

估計由固体表面流向流体的热流时,我們可以合理地假定:表面的热通量(即在单位时間内单位表面积的热流量)将随着表面与流体之間的温差的增加而增加. 牛頓冷却定律說明了这个事实,并且实际上还假定,对于給定的系統来說,热通量和温差之間是直接成正比关系的. 虽然,在大多数实际問題中,用牛頓定律来說明

这种情况是足够精确的，可是，更精确的观察表明，这种比例关系并不是經常能够获得的．热通量除以表面与流体之間的温差后所得到的比例常数即称为傳热系数，并用 h 来表示．下面我們先用比較精确的方法来定义 h，然后再叙述决定 h 值大小的各种因素．

定义 h 时，需要有三个量，即通过表面的热通量、表面的温度以及流体的温度．前二个因素是很明显的，但是对流体温度則必須作比較詳細地說明．第一种情况，也許是最簡单的情况，是固体浸沒在无限寬广的流体区域中．流体在遇到固体之前具有均匀的温度，在 h 的定义中，也就是采用了这个温度．当然，在固体附近，流体的温度会受到一些影响；在确定 h 数值的时候，关于固体表面上的位置是不可缺少的．第二种情况是流体在四周被表面包圍的通道中流动，热量通过全部或部分表面进入流体．流体的温度沿着通道的横截面而变化，此时我們需要确定一个适当的平均值．最有用的平均温度值是：当将它乘以流体的质量流量和流体的比热时，就能够得出沿着通道所輸送的热量．因此，在这种情况下，流体平均温度的变化可以根据輸入流体的热量来計算．

单位时間内穿过通道横截面所輸送的热量

$$=\int^{A}\theta\rho uc\,\mathrm{d}A.$$

采用上述通常称为混合平均值或容积平均值 θ_m 的流体温度的定义后，我們就有

$$wc_m\theta_m=\int^{A}\theta\rho uc\,\mathrm{d}A,$$

$$\therefore\quad \theta_m=\frac{\int^{A}\theta\rho uc\,\mathrm{d}A}{c_m w}=\frac{\int^{A}\theta\rho uc\,\mathrm{d}A}{c_m\int^{A}\rho u\,\mathrm{d}A},\tag{1.1}$$

式中， θ——在横截面上某一点流体的温度，

u——流体在該点的速度，

ρ——在温度 θ 时流体的密度，

c——在温度 θ 时流体的比热，

c_m——在温度 θ_m 时流体的比热，

A——通道横截面的面积，

w——流体的质量流量.

假設比热与温度无关，则

$$\theta_m=\frac{\int^A \theta\rho u \, \mathrm{d}A}{\int^A \rho u \, \mathrm{d}A}.$$

現在可以将傳热系数定义为

$$h=q/(\theta_s-\theta_m), \tag{1.2}$$

式中，q——通过表面的热通量（即在单位时間內单位面积的热流），

θ_s——傳热表面的温度.

假設从通道入口到某一截面这一段距离內所加入的热量是已知的，并且入口处的流体温度也是已知的，我們就可以很容易地計算出在該通道截面处的混合平均温度值. 通常在通道入口处的流体温度是不变的；所以我們有

$$wc_1\theta_1+Q=wc_m\theta_m, \tag{1.3}$$

式中，θ_1——在通道入口处的流体温度，

c_1——在温度 θ_1 时的比热（在气体情况下为定压比热），

Q——由通道入口处到我們上面所提到的那一截面之間所輸入的热量.

（在气体内，采用定压比热的理由是根据能量方程而来的，方程式(1.3)也就是基于这一能量方程得到的. 該方程的形式如下：

$$w(p_1V_1+U_1)+Q=w(pV+U),$$

式中，p——流体压力，

V——流体比容，

U——流体内能.

下标 1 表示通道的入口处，而无下标的符号表示順流方向的横截面；和以前一样，Q 表示在入口处与該横截面之間所輸入的热量.

p_1V_1 項表示为了使单位质量的流体进入系統所必須做的功；通常上述的机械能与内能是可以互相替换的. 对于理想气体来說，

$$pV=RT,$$

而 $U=c_vT$，式中 c_v 为定容比热，

$$\therefore\quad w(RT_1+c_vT_1)+Q=w(RT+c_vT).$$

但是 $R+c_v=c_p$，式中 c_p 为定压比热，

$$\therefore\quad wc_pT_1+Q=wc_pT.$$

因而，对于气体来說，方程式 (1 3) 中所相当的比热值是一个在定压状态下的数值. 对于液体来說，定压比热和定容比热之間的区别是很小的. 以后我們将省略下标 p，因此除非作出另外的說明，应把比热理解为在定压状态下的比热.）

决定 h 值大小的因素

决定 h 值的主要因素如下：

（i）系統的形状.

（ii）流体的流率.

（iii）流体的物理性质.

与热量加入流体的方式有关的附加影响是

（iv）热通量的大小.

（v）在整个傳热表面上热通量的分布.

一般认为：确定流体流經系統的流动方式的一些数量，即上述 (i)，(ii) 和 (iii) 三項，也足以用来确定 h 值. 事实上却并不是这样，虽然象 (iv) 和 (v) 这二項的影响往往小得可以忽略不計 (見第 22 頁“对傳热系数的附加影响”).

确定傳热系数的近似方法

在大多数核反应堆中，冷却剂流过冷却通道时呈現湍流状态．因为我們不能詳細地确定流体的运动情况，所以用直接的分析方法来求解流体流动和傳热問題是不可能的．下面提出二种可能采取的方法：

(a) 第一种方法是，如果对傳热过程的詳細情况有較多的了解，我們就可以放弃其他的任何尝試，而直接去处理該傳热过程的各种实驗数据，并借助于因次分析方法（在流体力学中，这种方法已成为它发展过程中的重要特征）来得到在实用中尽可能簡单和通用的經驗公式．

(b) 另一种方法是，我們可以一开始就写下运动方程式和能量方程式（虽然它們在形式上和应用于非湍流流动的方程式是相同的）．这二个方程式包含有一些被选定用来代表湍流影响的有效輸送特性（粘度和热导率）．虽然上述步驟并沒有提供解决問題的独立的方法（因为有效輸送特性还必須通过实驗来确定），但是却提供了一个可以与湍流流动中的傳热机理理論相适应的輪廓．此外，湍流的热量轉移和动量轉移之間存在着密切的联系，因为从表面到流体的动量轉移的各种数据（用流动方向的压力梯度及管子横截面的速度分布的形式来表示）在一定的情况下可以被用来确定有效热导率，而且由此可以得出傳热問題的解．

在以上二种方法中，迄今为止，第一种方法在解决各种实际問題中是比較有用的，我們将在第 10 頁加以討論．至于第二种方法，则大多在探討它所涉及的物理过程时引起人們較大的兴趣，我們将在下面以及在第 15 頁“热量轉移和动量轉移之間的相似性”这一节中加以討論．

問題的数学叙述方法

在对流冷却的核反应堆中，热量以扩散的形式从燃料輸送至冷却剂，再由冷却剂从反应堆内带走．区别这二个过程是很重要

的，因为在某一特定情况下，可以认为其中的一个过程特别重要．对流傳热必然伴随有冷却剂和表面之間的动量轉移．这样，在冷却剂流动时就产生了阻力，并且当冷却剂不断地流經反应堆时，必須消耗一定的功率．热量的扩散过程和动量的扩散过程在物理意义上是相似的，而且可以用类似的微分方程式来描述．不幸的是：往往不可能直接解出这些方程式，因为流体的运动通常呈湍流形式，所以除了采用各种統計量以外，不能对它进行描述．湍流的主要影响是使热量和动量扩散到流体中去的正常的分子运动过程得到补充；这是由于湍流所产生的混合的結果，它可以通过流体內假定的有效热导率和有效粘度来加以考虑，并且用它們来代替普通的热导率和普通的粘度（見第 8 頁）．在流体流中的各点这些有效值都是不同的，而且它們只能通过实驗才能确定．有效热导率和有效粘度之間的密切的联系将在“热量轉移和动量轉移之間的相似性”一节的討論中加以說明（見第 15 頁）；在这以前，我們就利用这些有效的輸送特性来建立各种微分方程式．

我們来考虑在二个平行平板表面之間流动的流体的热量和动量轉移的二元系統，如图 1 所示．流体沿 x 軸方向流动，y 軸則垂直于平板；倘若系統在 z 方向的范圍是无穷大，則流动就可以考虑为二元的，也就是說，它完全可以用坐标 x 和 y 来說明．此外，倘若通道的截面（下面所討論的方程式都与此截面有关）沿着順流方向离开入口处的距离比較远，即通道的长度超过通道的高度 20 倍左右，則通过实驗可以发現，通道横截面上的速度分布是与 x 无关的．我們假定流体是不可压縮的，并假定在整个区域內的各种物理特性都保持不变．由于流体內温度梯度的結果所引起的物理特性方面的变化关系将在“对傳热系数的附加影响”这一节中（第 22 頁）加以考虑．

考虑一个面积为 δx 乘 δy 和在 z 方向具有单位厚度的体积元，如图 1 所示．我們可以写出这个体积元的热平衡；即我們令由

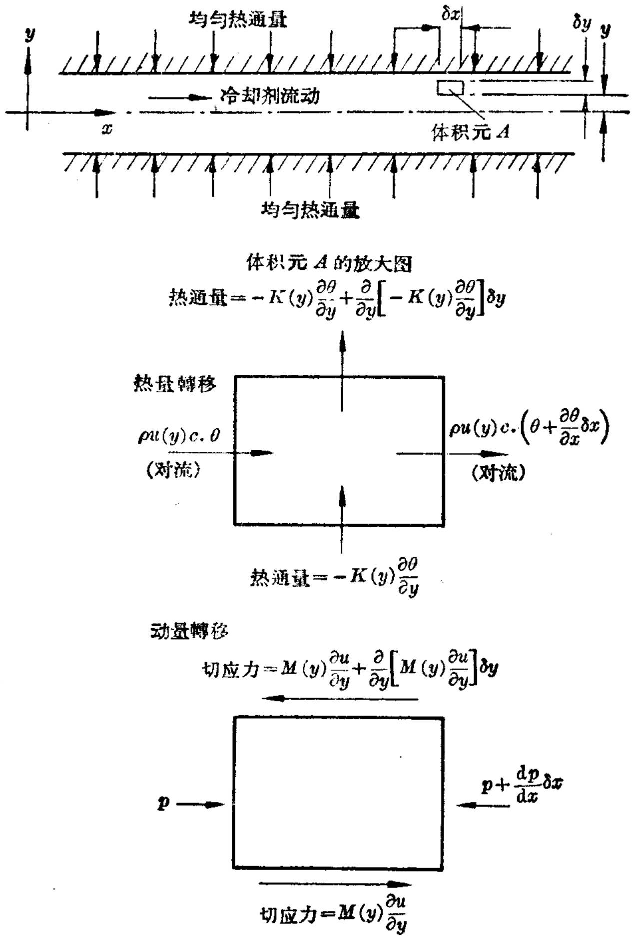

图1 在平行平板之間的流体流內热量和动量的轉移

周圍流体扩散到体积元的热量等于流体流經体积元时由对流所带走的热量．考虑了湍流的影响以后，流体的有效热导率用 K 来表示．由于我們已經假定在 x 方向的流动情况都是相同的，所以 K 仅仅是 y 的函数．

在体积元下表面的热通量（在 y 方向）为

$$-K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}.$$

在体积元上表面的热通量(在 y 方向)为

$$-K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left[-K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]\delta y.$$

因此,沿着 y 方向进入体积元的净热流为

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]\delta y\delta x.$$

同样地,沿着 x 方向进入体积元的净热流为

$$+\frac{\partial}{\partial x}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial x}\right]\delta x\delta y.$$

所以,通过扩散过程进入体积元的全部热流为

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]\delta y\delta x+\frac{\partial}{\partial x}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial x}\right]\delta y\delta x. \qquad (1.4)$$

这些热量必须与流体流經体积元时所带走的热量相平衡. 因此,

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]\delta x\delta y+\frac{\partial}{\partial x}\left[K(y)\frac{\partial\theta}{\partial x}\right]\delta x\delta y$$
$$=\rho u(y)c\frac{\partial\theta}{\partial x}\delta x\delta y, \qquad (1.5)$$

式中, ρ——相应于温度 θ 的流体密度,

c——相应于温度 θ 的流体比热(在气体情况下为定压比热),

$u(y)$——流体的速度(在 x 方向).

通常可以略去方程式(1.5)左边的第二項(这一点只有在热流的边界条件能使沿流动方向的温度梯度保持不变的情况下才是完全正确的;例如通道相当长,而且穿过通道壁的热通量都是均匀的情况;离开入口端之后, K 值就不随 x 而变化,因此$\frac{\partial K}{\partial x}=0$). 同时,我們可以将有效热导率用普通热导率和湍流扩散率二个部分来代表:

$$K(y)=k+\rho c\epsilon(y),$$

式中, k——流体的热导率,

$\epsilon(y)$——热的湍流扩散率(可以与流体一般的热扩散率 $\alpha=k/\rho c$ 相比較).

于是方程式(1.5)变为

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[\{k+\rho c\epsilon(y)\}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]=\rho c u(y)\frac{\partial\theta}{\partial x}. \tag{1.6}$$

如果假設 ρ 及 c 是不变的,則方程式(1.6)变为

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[\{\alpha+\epsilon(y)\}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right]=u(y)\frac{\partial\theta}{\partial x}. \tag{1.7}$$

方程式(1.7)描述了热量由边界向流体扩散以及被对流所带走的情况. 我們現在来推导出和它相似的通道壁与流体之間的动量扩散方程式. 动量轉移的結果会在管壁上产生“阻力”,这种“阻力”必須被在流体流动方向的压力梯度所平衡.

如图1所示,我們来考虑作用在一个面积为 δx 乘 δy 和在 z 方向具有单位厚度的小的流体体积元上的力的情况. 这些力可以分为下列两种类型:第一种是垂直地作用在体积元表面的压力;第二种是由于穿过体积元表面的动量轉移所引起的作用在切綫方向上的剪切力. 由于流体的平均速度在 y 方向上并无分速度,因此在通道的横截面上各点的压力应当是相等的(更正确地說应該是:由于在 y 方向上存在着湍流速度变动的分速度,因而压力略有微小的变化,但是,与作用在体积元上的其他力相比,这种变动是可以忽略的). 考虑到流型及流速 u 都与 x 的方向无关,于是动量不发生改变;所以在体积元上力的平衡就变为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}y}\left[M(y)\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}\right]=\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}, \tag{1.8}$$

式中, p——流体的压力,

$M(y)=(\mu+\rho\epsilon')=\rho(\nu+\epsilon')$

——考虑了湍流影响后流体的“有效粘度”,

$\epsilon'(y)$——动量的湍流扩散率(湍流的动粘滞率),

μ——流体粘度,

ν——流体的动粘滞率$=\dfrac{\mu}{\rho}$.

因此,

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}y}\left[\{\nu+\epsilon'(y)\}\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y}\right]=\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}. \tag{1.9}$$

显然,方程式(1.7)和(1.9)是相似的;当柏朗特数等于1时,上述情况就更为明显,这是因为

$$\mathscr{P}r=\frac{c\mu}{k}=\frac{\mu/\rho}{k/\rho c}=\frac{\nu}{\alpha}.$$

因此,假設$\mathscr{P}r=1$,则$\alpha=\nu$. 此外,对于热的湍流扩散率ϵ和动量的湍流扩散率ϵ',我們也有理由指望它們是相等的. 关于这二个量将和热量轉移与动量轉移之間的相似性联系起来,以便詳細地加以討論;目前只需要注意到:扩散率即代表着由垂直于流动方向的小体积流体的湍流所引起的轉移率. 这些小体积流体带着热量由高温区穿过低温区,同时它們亦带着动量由高速区穿过低速区;因此,这二个过程是相似的. 所以,在上述情况下,方程式(1.7)的左边和方程式(1.9)的左边是相似的. 假定我們对方程式(1.7)进一步加以限制,并規定在通道壁处的热通量是均匀的,则$\dfrac{\partial\theta}{\partial x}$就为常数. 由于$\rho$和$\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}$也都是常数,因此,妨碍这二个方程式完全相似的唯一因素是方程式(1.7)中的$u(y)$,它并不是一个常数. 然而,在湍流流动中,速度分布图是十分平坦的,因此假定u是常数是合理的.

方程式(1.7)和(1.9)只是达到了用数学公式来叙述問題的目的;它們的解还需要完全依靠ϵ、ϵ'及$u(y)$的实驗值. 然而,这二个方程式描述了所涉及的物理过程,因此从这个意义上来讲,可以作为用經驗公式来解决傳热問題的补充.

用經驗近似方法来叙述問題

在上一节中,我們发现,当列出在湍流情况下的对流傳热方程

式时，它們的解取决于热量和动量的湍流扩散率，而热量和动量的湍流扩散率只有通过实驗才能确定. 假如，所需的傳热数据是为了設計的目的，而不是为了闡明过程的作用原理，則我們可以考虑通过一些实驗来直接得出傳热系数. 决定傳热系数大小的主要因素如下：

（i）系統中流体的特性速度. 当考虑在通道內的流动时，通常总是通过由下式所定义的平均流速将它和质量流量（这一流量是很容易測量的）联系起来：

$$u_m = \frac{1}{A\rho_m}\int^{A} \rho u \, \mathrm{d}A = \frac{w}{\rho_m A}, \tag{1.10}$$

式中，A——通道流动区域的截面积，

$\mathrm{d}A$——体积元截面，

u——在体积元处的速度，

ρ——在体积元处的流体密度，

ρ_m——在混合平均温度时的密度，

w——流体流經通道时的质量流量.

（ii）流体的物理特性：在这里，有关的物理特性是热导率 k，粘度 μ，比热（在气体情况下为定压比热）c 及密度 ρ. 由于混合平均温度 θ_m 很容易由加入系統的热量及进口温度来确定[参見方程式(1.3)]，因此，利用混合平均温度来确定在通道截面处的各种平均物理特性是比較合理的. 在以下的討論中，我們将略去下标 m，因此除了另有說明以外，所有的物理特性都是指根据混合平均温度而确定的特性. 由于温度 θ 的变动而产生的物理特性的变化所引起的穿过流体的附加影响将在"对傳热系数的附加影响"一节中加以討論（第 22 頁）.

（iii）系統的尺寸和形状：通常对每一系統的形状都必須分别加以处理；对于特殊的形状，必須确定它的尺寸. 在下一节中我們对圓形及非圓形通道进行了比較，根据其中所提出的明显的理由，