

第 二 篇 能 量 传 输

目 录

第 八 章 导 热

§ 8-1 温 度 场.....	8-3
§ 8-2 导热的基本定律.....	8-6
§ 8-3 导 热 系 数.....	8-7
§ 8-4 一维稳定态导热.....	8-10
§ 8-5 付立叶导热微分方程式.....	8-20
§ 8-6 二维稳定态导热.....	8-24
§ 8-7 图 解 分 析 法.....	8-34
§ 8-8 导热形状系数.....	8-35
§ 8-9 数 值 方 法.....	8-37

第 九 章 对 流 传 热

§ 9-1 对流传热简化模型.....	9-1
§ 9-2 对 流 传 热 系 数.....	9-2
§ 9-3 层流边界层能量方程.....	9-4
§ 9-4 热 边 界 层.....	9-6
§ 9-5 管内层流流动.....	9-16
§ 9-6 整 体 温 度.....	9-19
§ 9-7 管内湍流流动.....	9-22
热的涡流扩散率.....	9-24

涡流扩散率	9-25
雷诺类似	9-26
§ 9-8 因次分析和实验数据的整理	9-29
§ 9-9 强制对流传热实验关系式	9-36
柯尔本类似和 j 因子	9-40
流体横向流过单根管子	9-45
流体流过散料层	9-48

第十章 自然对流

§ 10-1 竖板上层流传热	10-21
§ 10-2 因次分析和相似转换	10-12
§ 10-3 实验关系式	10-15

第十一章 沸腾传热

§ 11-1 沸腾过程	11-1
§ 11-2 膜状沸腾	11-4
§ 11-3 泡核沸腾	11-9
§ 11-4 过渡沸腾	11-12

第十二章 辐射传热

§ 12-1 传热的两种基本型式	12-1
§ 12-2 黑体和辐射率	12-3
§ 12-3 能量分布和辐射能力	12-5
§ 12-4 灰体和吸收率	12-10

§ 12-5	两无限大平板之间的辐射热交换	12-11
§ 12-6	角 度 系 数	12-15
§ 12-7	炉 壁 的 作 用	12-23
§ 12-8	辐射传热系数	12-27
§ 12-9	温度测量中的辐射误差	12-33
§ 12-10	气 体 辐 射	12-35
§ 12-11	火焰炉内辐射热交换	12-44

第 十 三 章 综 合 传 热

§ 13-1	综合传热系数	13-1
§ 13-2	通过炉壁的热损失	13-3
§ 13-3	园 管	13-7
§ 13-4	细 杆	13-8
§ 13-5	高炉碳矽炉底	13-14

第 十 四 章 不 稳 定 态 导 热

§ 14-1	瞬 变 导 热	14-1
§ 14-2	牛 顿 型 加 热 或 冷 却	14-1
§ 14-3	一维瞬变导热方程	14-10
§ 14-4	无 限 大 平 板 (表 面 突 然 冷 却)	14-12
§ 14-5	无 限 大 平 板 (在 恒 温 介 质 中 加 热)	14-15
§ 14-6	薄 材 和 厚 材 加 热 的 概 念	14-27
§ 14-7	半 无 限 大 固 体	14-28

§ 14-8 长时间值和短时间值的解.....14-37

§ 14-9 数值方法.....14-43

§ 14-10 图解分析法.....14-49

第十五章 凝固传热

§ 15-1 砂模.....15-1

§ 15-2 金属.....15-8

§ 15-3 凝固传热积分解法.....15-25

§ 15-4 连续铸锭传热积分解法.....15-29

第十六章 热交换器计算原理

§ 16-1 热交换器.....16-1

§ 16-2 基本方程式.....16-2

§ 16-3 热交换器效能.....16-5

§ 16-4 气体-固体料块逆流换热.....16-8

§ 16-5 蓄热室.....16-12

§ 16-6 填充床.....16-18

第十一章 沸腾传热

§11-1 沸腾过程

前几章讨论的是无相变时的对流传热，而相变时的对流传热则复杂得多。液体沸腾时的传热是两相变时的对流传热的一种。

沸腾液体可以盛装在一个大塔内，里面装有一水平或垂直的板或管子，热量即从这些沉浸固体的表面传递入液体，以供液体沸腾汽化所需。或者，液体可以借自然对流或强制对流的方式流过热的管子内部，热量即通过管壁传给液体，而液体主要在管内沸腾。这两种情况的传热规律并不相同，后一种情况在化工、热工中用得较多。

在讨论^沸过程的基本特点时，让我们看受液体从一个沉浸的加热面上蒸发的过程。例如在某些类型的强制循环设备里，液体或体的温度低于其沸点，但加热面的温度则高于液体的沸点。于是，在加热面上出现气泡；当这些气泡扩大到某一尺寸时，就脱离加热面而进入液体。然而，当它们行经了一小段路程后，便被液体主体所吸收掉。虽然，这些气泡是在主体尚未达到沸腾温度的液体中凝结了，这种型式的沸腾称为过冷沸腾或局部沸腾。在过冷沸腾中，沸腾液流被限制在液面以下，因而不需要有过热蒸汽空间来吸收沸腾时所形成的蒸汽。

反之，如果液体主体的温度达到了沸点，则在沉浸的加热面上产生的气泡，在液体主体中上升，走过全部路程而到达液面，然后脱离液面而进入液面上的蒸汽空间。这种型式的沸腾称为具有净蒸发的沸腾或饱和沸腾，此时离开液面的蒸汽与处于沸腾温度下的液体达到平衡状态。

显然，沸腾过程同时还受到加热面附近的液体流动的影响。液

前面提到过的那样，如果加热面是沉浸在盛装液体的大容器之中，那末液体的流动仅仅是由于自然对流或由于气泡的搅动作用而引起。这种类型的沸腾称为池内沸腾或大空间沸腾。在另一种情况下，液体如前面提到过的那样，当液体以相当大的速度流过管子内部时，如果同时在管壁上发生沸腾，那末液体的流速将影响气泡的扩大和脱离。在这种场合下的沸腾称为强制对流沸腾。

在这一章，我们将讨论饱和液体沸腾。

为了说明液体池内饱和沸腾的过程，将一根电加热棒水平地沉浸在池内饱和液体中（液体处于饱和温度 $t_{\text{饱和}}$ 下），并逐步提高电加热棒的温度。图（11-1）为用这样的实验得到的数据。当表温 t_w 高于饱和温度时，由于自然对流的作用，过热液体上升至自由液面，并进行循环流动。这时的传热机理为自然对流，可以直接应用 §10-3 所述的自然对流传热公式。进一步增加温度降 Δt （即表温 t_w 与饱和温度 $t_{\text{饱和}}$ 之差），在电加热棒表面上开始出现点状蒸汽泡，但大部分蒸汽泡的体积很小，不能上升，只有小部分体积较大的蒸汽泡例外。这是图（11-1）中所示的阶段 II 的传热。在阶段 III，温度降 Δt 很大，在电加热棒的表面上生成又大又稳定的蒸汽泡，而且数目也较多，它们一起上升到液面，这就是泡核沸腾阶段。这时候，蒸汽泡一边迅速生成和脱离表面而上升，新鲜液体一边流向蒸汽泡还未达的位置，于是在液体内部产生强烈的搅动作用，大大地强化了传热，直至图（11-1）中的 A 点为止。在这一点上，热通量具有最大值，对应于 A 点的温度降常称为临界温度降。超过最大热通量后，在电加热棒的表面上便开始生成一层蒸汽膜，它不断破裂，又不不断生成，也就是说蒸汽膜还不是很稳定的。这就是过渡沸腾（阶段 IV）。由于蒸汽膜具有隔热特性，热通量变小。而且，随着温度降 Δt 的增大，蒸汽膜变厚，故热通量反而随着温度降 Δt 的增大而不断变小。当温度降 Δt 增大到约 $220^\circ \sim 555^\circ \text{C}$

时,生成稳定的蒸汽膜,电热丝表面已为几乎是静止的蒸汽膜所覆盖,只是蒸汽膜的外形仍在改变而已。所以热流大部分需经传导热方式通过传递。这就是膜状沸腾(阶段V)。这时候,在蒸汽膜和液体的交界面上,蒸汽泡缓慢地而又规则地生成,并脱离交界面而上升。当温度降 Δt 增大到约 666°C 以上时,穿过蒸汽膜的辐射愈来愈显著,使传热速率又随温度降 Δt 的增大而变大。

对应于最小热通量的温度降,常称为莱登夫罗斯特点,是稳定膜状沸腾的起始点。

应当指出,图(11-1)所示的沸腾曲线,如果是用蒸汽加热的表面来作实验,是不难得到的;如果用电热,则难以得到阶段V。随着电能的增加,热通量便增加,使阶段III中的温度降 Δt 增大,当到达最大热通量并稍微超过时,沸腾过程不能传递相当于电能输入的热量。结果导致电热丝的温度上升,而温度上升又反而进一步减少传热量。这样一来,除非减少电能的输入,否则电热丝的温度愈来愈高,在到达b点之前就已熔化(大部分金属如此)。所以,

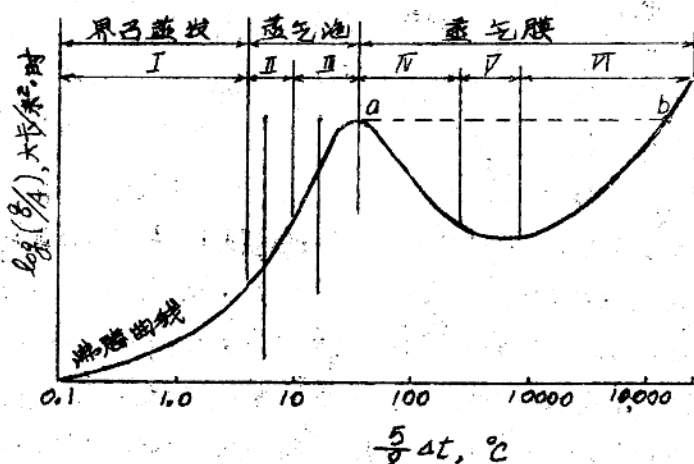


图11-1 池内沸腾曲线

- I—自然对流; II—泡核沸腾(蒸汽泡冷凝)
 III—泡核沸腾(蒸汽泡上升至界面); IV—过渡沸腾
 V—稳定膜状沸腾; VI—辐射开始起作用。

将核态沸腾阶段的最大热流密度点，有时也称为烧蚀点。

由于膜状沸腾时温度降大而传热速率小，温度降没有得到有效利用，故这种沸腾传热通常不为工业所采用。传热设备的设计和操作应共小于临界温度降以下进行。

综上所述，可知沸腾过程具有极其复杂的性质。由此可以预料，不能只用一个方程式，必能够将图(11-1)中全部沸腾区域的数据都联系起来。所以，对于沸腾传热的工程，一般是将各个沸腾区域分别进行研究。正由于沸腾过程的复杂性质，长时间内获得沸腾传热的知识局限于一系列的经验和数据上。近年来，基于对沸腾过程作了大量的实验研究，特别是基于对沸腾过程获得了较实际过程得以充分简化的模型，这就使得因次分析法和解析法可以应用于沸腾过程。予料在不久的将来，对于许多切合下的沸腾传热，也可以象前节所讨论过的其他方式的传热那样，通过分析加以确定。

§11-2 膜状沸腾

在膜状沸腾阶段，连续蒸气膜内所涉及的热量传导和能量传导比其他沸腾阶段要重要得多。下节，我们用一简化模型来推求膜状沸腾时的传热系数。

设有一块竖板沉浸在处于饱和温度下的液体之中，如图(11-2)所示。竖板的温度保持为 T_w ，沿着竖板壁上蒸气膜作稳定的层流流动，蒸气膜的厚度为 δ ，在蒸气膜的边缘上液体的温度为其饱和温度 $T_{饱和}$ 。图中并标明坐标系。假定蒸气作不可压缩的稳定流动，即在蒸气膜上($y=\delta$ 处)蒸气流动时的切应力为零。还假定蒸气膜内的温度分布线为一直线。对图(11-2)中所示的蒸气微元作能量平衡，依这个在 y 和 δ 之间的、厚度为 dx 的蒸气微元在向上运动时，所受浮力与本身力之差等于流动时所受切应力，得到

$$\rho_g(\delta-y)dx - \rho_l(\delta-y)dx = -\mu \frac{dy}{dx} dx \quad (11-1)$$

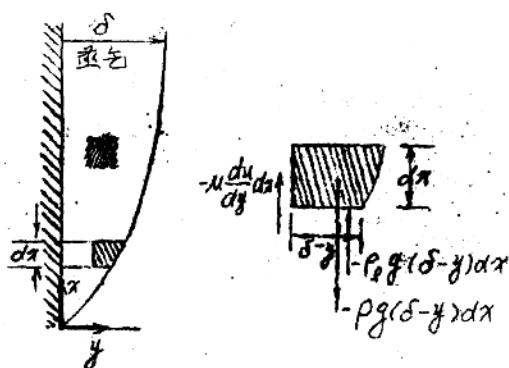


图11-2 蒸汽膜模型

由此得到蒸汽膜内速度梯度值的表达式:

$$-\mu \frac{du}{dy} = g(p_2 - p_1)(\delta - y)$$

积分上式, 并应用边界条件

$$\text{在 } y = \delta \text{ 处, } u = 0$$

则得蒸汽膜内速度分布线为

$$u = \frac{g(p_2 - p_1)}{\mu} \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) \quad (11-2)$$

根据式(11-2) 求出蒸汽的平均速度 u_m

$$u_m = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} u dy = \frac{g(p_2 - p_1)}{3\mu} \delta^2 \quad (11-3)$$

这里假设蒸汽微元在垂直于纸面平行的方向上深度为一单位。

下凸, 对宽度为 dx 、厚度为 δ 和具有单位深度的微元蒸汽层作能量平衡。而已假设, 在蒸汽膜内温度呈线性分布, 故在壁面 dx 的凸面上所传递的热量

$$q_x = -k dx \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} = k dx \frac{t_w - t_{\text{饱和}}}{\delta} \quad (11-4)$$

这热量用于液体汽化为气体并加热这气体过热到它的平均温度为 t 时所需的热量, 即

$$k dx \frac{t_w - t_{\text{饱和}}}{\delta} = \left[H_v + \frac{1}{\rho u_m \delta} \int_0^{\delta} \rho u c_p (t - t_{\text{饱和}}) dy \right] dw$$

其中 H_v 为汽化热, dw 为在 dx 高度上所产生蒸汽的质量, 将式(11-2)和式(11-3)代入上式, 积分后得到

$$k dx \frac{t_w - t_{\text{饱和}}}{\delta} = H_v \left[1 + \frac{3}{8} \frac{c_p (t_w - t_{\text{饱和}})}{H_v} \right] dw$$

11-6

式中右端 dW 前面的负号反映了原故有时称为有效汽化热 H'_v 。

较详细的能量传输分析，得到了与这一 H'_v 值稍为不同的数值。

· 布劳姆原采用如下定义的有效汽化热

$$H'_v = H_v \left\{ 1 + \frac{0.4 C_p (t_w - t_{\text{饱和}})}{H_v} \right\}^2 \quad (11-5)$$

若达到这一点，能量平衡取为如下的形式：

$$k dx \frac{t_w - t_{\text{饱和}}}{\delta} = H'_v dW.$$

在这里，当蒸汽从 x 上升到 $x + dx$ 时，由于额外的汽化热加入，蒸汽膜从 δ 增大到 $\delta + d\delta$ 。在 x 到 $x + dx$ 之间所加入的汽化热为 dW ，它等于

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (p \delta u_m) dx &= \frac{d}{dx} \left\{ \frac{p(p_g - p) g \delta^3}{3\mu} \right\} dx \\ &= \frac{d}{d\delta} \left\{ \frac{p(p_g - p) g \delta^3}{3\mu} \right\} \frac{d\delta}{dx} dx \\ &= \frac{p(p_g - p) g \delta^2 d\delta}{\mu} \end{aligned}$$

因此，能量平衡式写成

$$k dx \frac{t_w - t_{\text{饱和}}}{\delta} = H'_v \frac{p(p_g - p) g \delta^2 d\delta}{\mu} \quad (11-6)$$

或

$$\frac{\mu k (t_w - t_{\text{饱和}})}{H'_v g p (p_g - p)} dx = \delta^2 d\delta$$

将上式积分并应用边界条件

在 $x=0$ 处 $\delta=0$

则得到 δ 的表达式

$$\delta = \left[\frac{4 \mu k x (t_w - t_{\text{饱和}})}{H'_v g p (p_g - p)} \right]^{1/4} \quad (11-7)$$

现在将传热系数写成

$$h dx (t_w - t_{\text{饱和}}) = -k dx \frac{t_{\text{饱和}} - t_w}{\delta}$$

式

$$h = \frac{k}{\delta}$$

故由式 (11-7), 局部传热系数为

$$h_x = \left[\frac{H_0' g \rho (p_g - p) k^3}{4 \mu \pi (t_w - t_{\text{饱和}})} \right]^{1/4} \quad (11-8)$$

平均传热系数可沿垂直板高度积分而得到:

$$\bar{h}_L = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx = \frac{4}{3} h_{x=L} \quad (11-9)$$

也可以认为, 将 L 替换为 $\pi D/2$ 后, 式 (11-9) 可应用于水平圆管外部的膜状沸腾, 这时

$$\bar{h}_D = 0.845 \left[\frac{H_0' g \rho (p_g - p) k^3}{\mu D (t_w - t_{\text{饱和}})} \right]^{1/4} \quad (11-10)$$

布罗姆累对于水平圆管也得到了上述表达式, 但系数有所不同。他用分析方法确定这一系数应在 0.512 到 0.724 之间, 而不是 0.845, 实验值则为 0.62。这样, 对于水平圆管外部膜状沸腾的布罗姆累方程式为

$$\bar{h}_D = 0.62 \left[\frac{H_0' g \rho (p_g - p) k^3}{\mu D (t_w - t_{\text{饱和}})} \right]^{1/4} \quad (11-11)$$

其中所有蒸汽的特性值应接蒸汽的饱和平均温度计算。

在许多场合, 膜状沸腾涉及大的温度差, 即 $(t_w - t_{\text{饱和}})$ 大, 故辐射传热占一定的份额。由于这一额外的辐射热流, 使蒸汽膜的厚度增加, 因而减少了通过蒸汽膜的导热。对于这些情况, 布罗姆累提出总传热系数为

$$h = \bar{h}_D \left(\frac{\bar{h}_D}{h} \right) + h_r \quad (11-12)$$

其中 h_r 为辐射传热系数

$$h_r = \frac{5.67 \times 10^{-8} (T_w^4 - T_{\text{饱和}}^4)}{t_w - t_{\text{饱和}}} \quad (11-13)$$

11-8

式中、 T ——绝对温度；

t ——摄氏温度；

ε_w ——热的固体表面辐射率；

σ ——斯蒂芬-玻尔兹曼常数，其值为 4.88×10^{-8} 大卡/米²·时·°K⁴。

关于辐射传热系数将在第十二章详细讨论。

例：一直径为 0.0125 米的钢棒，当其温度为 815°C 时浸入 100°C 的水平。

钢棒为放平放置。

求初始时的传热系数。

解：对于 100°C 的水，应用式 (11-11)：

$$\bar{h}_D = 0.62 \left[\frac{H'_D g \rho (\rho_l - \rho) R^3}{\mu D (t_w - t_{\text{饱和}})} \right]^{1/4}$$

$$H'_D = H_D \left\{ 1 + \frac{0.4 C_p (t_w - t_{\text{饱和}})}{H_D} \right\}^2$$

(由“蒸汽表”可查得水和蒸汽的许多性质。) 在 1 大气压和 100°C

$H_D = 539$ 大卡/公斤， $\rho_l = 958$ 公斤/米³。

对于水蒸气，在 1 大气压和温度 $(815 + 100)/2 = 458^\circ\text{C}$ 时，

$C_p = 0.502$ 大卡/公斤·°C，

$\rho = 0.301$ 公斤/米³，

$k = 0.0506$ 大卡/米·时·°C，

$\mu = 0.0923$ 公斤/米·时，

$$H'_D = 539 \left\{ 1 + \frac{(0.4)(0.502)(815-100)}{539} \right\}^2 = 865 \text{ 大卡/公斤}$$

$$\bar{h}_D = 0.62 \left[\frac{(865)(9.81 \times 3600^2)(0.301)(958-0.301)(0.0506)^3}{(0.0923)(0.0125)(815-100)} \right]^{1/4}$$

$$= 165 \text{ 大卡/米}^2 \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}.$$

下式计算辐射的影响， $\varepsilon_w = 0.78$

$$\begin{aligned}
 h_r &= \frac{\sigma \epsilon_w (T_w^4 - T_{\text{饱和}}^4)}{T_w - T_{\text{饱和}}} \\
 &= \frac{4.88 \times 0.78 (1088^4 - 3.73^4)}{(815 - 100)} \\
 &= 73.5 \text{ 大卡/米}^2 \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}
 \end{aligned}$$

然后，用式(11-12)求总传热系数：

$$\begin{aligned}
 h &= \bar{h}_0 \left(\frac{\bar{h}_0}{h} \right) + h_r = 165 \left(\frac{165}{h} \right) + 73.5 \\
 h &= 205 \text{ 大卡/米}^2 \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}
 \end{aligned}$$

§11-3 泡核沸腾

泡核沸腾的传热速率较膜状沸腾为高，因为热阻集中于液相内，气泡的搅动作用使液相中产生湍流，从而大大降低了液相热阻。可见这种传热机理涉及气泡在金属面上的形成、扩大和脱离金属面，情况是很复杂的。总的说来，气泡的生成和脱离强度愈高，传热速率也就愈大。

由此推论出去，影响泡核沸腾传热系数有许多因素，包括液体的物性、加热面的类型和表面状态、液体的成分和纯度、搅动的有无、温度或压力等。其中某些因素的微小变化会造成传热系数很大的变化。

基于对沸腾机理的考虑，可预测某些因素定性的影响。例如，粗糙面为气泡的生成提供了光滑面所不能提供的汽化核心形成点，因此粗糙面的传热系数通常比光滑面要大。实验证明，在泡核沸腾阶段，要得到相同的热通量，新近被磨光或抛光的金属面往往需要较大的温度差 Δt ($\Delta t = T_w - T_{\text{饱和}}$)。这也许是由于金属面上减小了极微氧化所造成的凹凸尺寸，因而需要液体更大的过热度才能获得同样的气泡生成量。

又如，溶解于液体中的气体或空气，当远低于正常饱和温度下就游离而出，像气泡那样地搅动液体。吸附在加热面上的气体或空

气，不仅有助于气泡的生成，就是有助于气泡脱离加热面。这样，含气液体的传热系数往往高于去气的液体。实验数据证实了这一点。

加上所述，在泡核沸腾阶段，气泡的搅动作用是传热过程的决定性因素。此外还确定，在此沸腾阶段内，大部分热量是由加热面流入液体，然后由液体流入气泡的。这就表明，可以把加热面的传热性质看成是液体内的由气泡运动所生成的强制对流传热，而其传热速率这是由于液体的对流增加所致。考虑到这一点，罗塞瑙认为从加热面传给被搅动液体的热量或传热系数，应当用类似于单相强制对流传热的关系式描述，即

$$N_{ub} = N_{ub}(Re_b, Pr) \quad (11-14)$$

其中无量纲数定义为

$$N_{ub} = \frac{(\delta/A)_w D_b}{(t_w - t_{饱和}) k_f} = \frac{h D_b}{k_f} \quad (11-14a)$$

$$Re_b = \frac{G_b D_b}{\mu_e} \quad (11-14b)$$

式中： D_b 为气泡离开加热面时的直径， G_b 为单位加热面所生成的蒸气（或气泡）速率。以这些无量纲数为根据，罗塞瑙将泡核池内沸腾的实验数据联系起来，得到了如下的关系式：

$$\frac{C_{pf}(t_w - t_{饱和})}{H_v} = C_{sf} \left[\frac{\delta/A}{\mu_e H_v} \sqrt{\frac{\sigma}{g(P_s - P)}} \right]^{1/3} P_r^{1.7} \quad (11-15)$$

式中： C_{pf} ——饱和液体的比热，大卡/公斤·°C；

$t_w - t_{饱和}$ ——温度差，°C；

H_v ——汽化热，大卡/公斤；

δ/A ——单位面积热通量，大卡/米²·时；

μ_e ——液体在饱和温度下的粘度，公厘/米·时；

σ ——液体—蒸气界面的表面张力，公斤·米/时²；

ρ_l ——饱和液体的密度，公斤/米³；

ρ ——饱和蒸气的密度，公斤/米³；

Pr_l ——饱和液体的普朗特数；

C_{sf} ——实验常数。

图(11-3)表明罗塞瑙方程(式11-15)池内沸腾数据的实验关系；对于水-铂的组合， C_{sf} 为0.013。表(11-1)列举其他的液体-金属组合的 C_{sf} 值。

表 11-1

液体-加热面	C_{sf}
水-铂	0.013
水-铜	0.013
水-镍	0.006
水-黄铜	0.006
CCl_4 -铜	0.013
苯-铂	0.010
正戊烷-铂	0.015
乙醇-铂	0.0027
异丙醇-铜	0.0025
35% K_2CO_3 -铜	0.0054
50% K_2CO_3 -铜	0.0027
正丁醇-铜	0.0030

式(11-15)可用于除了水平金属丝以外的其他形状的金属丝。

一般说来，几何形状不是决定池内沸腾传热的主要因素。这一点是可以预料到的，因为这种传热主要决定于加热面面积，而不是决定于表面形状。

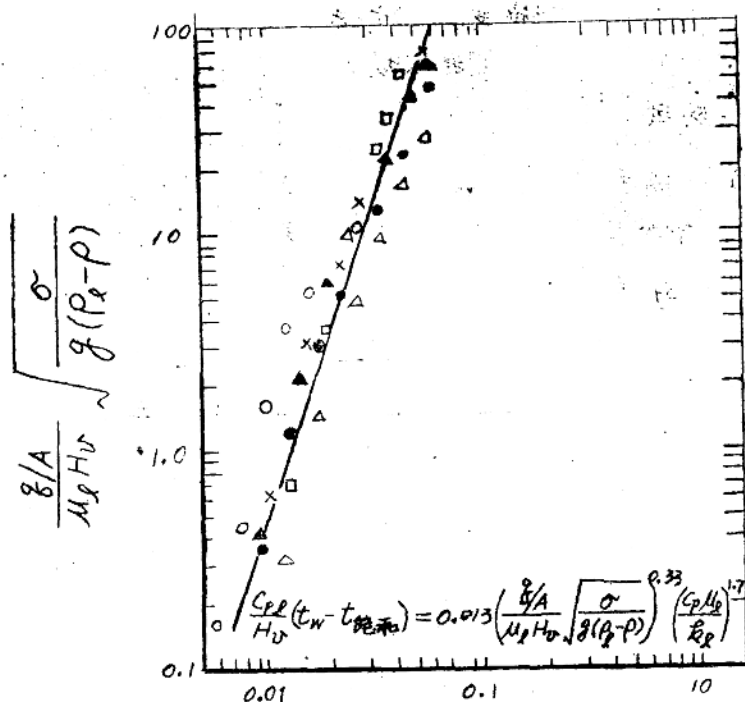


图 11-3 池内沸腾实验数据

§11-4 过渡沸腾

在前两节中，已研究过泡状沸腾和稳定膜状沸腾，我们可以应用这些结果来描述这两个区域的热通量。前已述及，在这两个阶段之间，存在着一个过渡阶段，此时部分加热面为汽泡所复盖，而部分则为汽膜所复盖，在这一区域内热通量和传热系数都是随着温度差的增加而减小的。这是一个转变阶段，又可称为转变沸腾或部分膜状沸腾。

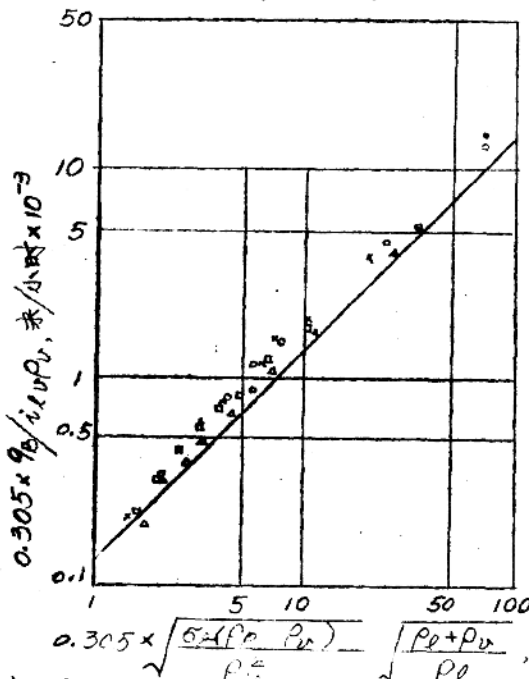
我们可以用烧蚀点上的最大热通量（又称临界热通量） $(q/A)_{crit}$ 和对应于莱登夫罗特特点上的最小热通量 $(q/A)_{min}$ 来描述这个转

变阶段。转变阶段中的热通量即介于二者之间。

$(q/A)_{max}$ 的大小看来对于加热面的表面加工状况比较不敏感，因为此时主要为沸腾现象发生在离开固体面的蒸气—液体分界面上。当接近临界热通量时，以波动形式进入液体的蒸气量增加，从而使液体流向固体面的有效面积减少。因此，液体和蒸气之间的相对速度就增加，促使蒸气—液体分界面变得不稳定。这就是最大热通量时的情况。应用这一简化模型，久伯导出了如下的饱和液体池内沸腾的最大热通量表达式：

$$\frac{(q/A)_{max}}{\rho H_v} = \frac{\pi}{24} \left\{ \frac{85(P_l - P)}{\rho^2} \right\}^{\frac{1}{4}} \left\{ \frac{P_l}{P_l + P} \right\}^{-\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (11-16)$$

图(11-4)将这个方程式与利用各种流体进行实验时所得到的实验结果作了比较。图中各数据很吻合。这一点似乎表明，加热面的表面状态不影响烧毁点处的传热。



图中：△乙醇，西斯希里与博尼拉

× 正戊烷，西斯希里与博尼拉

□ 苯，西斯希里与博尼拉

○ 甲醇，韦斯特以特与撒坦吉洛

• 水，阿当斯

○ 水，杜

图11-4 烧毁点热通量的关系式与实验结果的比较