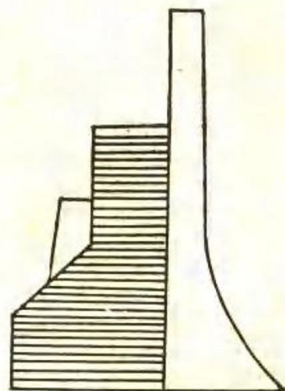




大型电站锅炉

锅内传热和水力特性



动力设备

专题资料(四)

科学技术文献出版社重庆分社

内 容 提 要

本文集系动力设备专题资料之四。第一章至第七章介绍国内外大型电站锅炉锅内传热和水力特性方面的研究成果和设计计算方法,包括管内汽水两相流体流动时的阻力计算和真实容积含汽量计算,自然循环锅炉、直流锅炉、低倍率强制循环锅炉和超临界压力复合循环锅炉的水力特性,膜态沸腾传热计算和受热管的温度工况等。

“蒸汽发生器的启动过程”全面地系统地论述了蒸汽发生器(蒸汽锅炉),特别是现代的高参数大容量单元机组的蒸汽发生器的启动过程,并给出了启动过程的数学方程式。“蒸汽发生器的启动过程”作者(捷克教授、科学技术博士道列查尔)是启动计算模型的创始人之一;书中提供了他十年来有关启动过程数学模拟的研究成果。

本专集可供研究人员、锅炉设计人员、火电厂运行工程师以及高等学校动力专业教师 and 大学生参考。

出 版 说 明

在英明领袖华主席为首的党中央的领导下，我国社会主义革命和社会主义建设已经进入了一个新的发展时期。为了加快经济发展的速度，我们必须加快电力工业的建设，使电力真正成为国民经济的先行官。建国二十多年来，在毛主席革命路线的指引下，我国电力工业得到了蓬勃发展。但是，近些年来，由于林彪和“四人帮”的严重干扰破坏，造成电力供应严重不足，成为当前国民经济发展中突出的薄弱环节。我国电力工业同世界先进水平相比较，尚有很大的差距。

随着电力工业的迅速发展，火力发电机组正向高参数、大容量的方向发展。我国自行设计制造的超高压20万千瓦机组，亚临界压力的30万千瓦机组已经投入运行，亚临界压力的60万千瓦机组的设计已经完成。待这批机组完善以后，预计就将发展超临界压力和更大容量的机组。随着参数的提高，电站锅炉型式除了原先普遍采用的自然循环锅炉外，正在发展采用直流锅炉、低倍率循环锅炉和超临界复合循环锅炉等新的型式，给锅内传热和水力特性方面带来了一系列新的研究课题，国内有关单位正在大力开展这方面的研究工作，国外在这方面已经发表了许多文献。遵照毛主席“洋为中用”的教导，我们出版了西安交通大学锅炉教研室编写的“大型电站锅炉锅内传热和水力特性”和哈尔滨锅炉厂翻译的“蒸汽发生器的启动过程”这本文集，供从事电站锅炉研究、设计、制造、运行和教学单位及有关人员参考使用。

本文集前七章，详细介绍了管内汽水双相流动时的压力损失、截面含汽率、管内沸腾换热及受热管的温度工况；阐述了自然循环锅炉、直流锅炉、低倍率循环锅炉和复合循环锅炉在水力特性方面的主要问题。文中着重阐述现代蒸汽锅炉设计的基础和方法，并分别介绍了不同作者的研究成果，使其保持一定的系统性，又尽可能反映原文献中主要的论点和结果。在每章书后列出主要的参考文献，供读者查阅和参考。参加编写工作的有林宗虎(第一、二章)，陈立勋(第三章)，陈听宽(第四章)，陈学俊(第五章)，陶文铨(第六章)，杨世铭(第七章)等同志。

“蒸汽发生器的启动过程”系捷克教授道列查尔1977年的新著，全面系统地介绍了蒸汽发生器的启动过程，国内读者渴望能及时读到这本新著，我们出版这本文集，以满足读者的迫切要求。

由于编译者水平有限，文中谬误和编选不当之处，请读者批评指正。

一九七八年十月

目 录

第一章 管内汽水双相流动时的压力损失	(1)
§1-1 引言.....	(1)
§1-2 汽水双相流体摩擦阻力计算公式综述.....	(1)
§1-3 影响双相流体摩擦阻力的主要因素及对计算公式的分析研究.....	(14)
§1-4 汽水双相流体加速压力降的计算公式.....	(20)
第二章 管内汽水双相流动时的截面含汽率	(23)
§2-1 引言.....	(23)
§2-2 汽水双相流体截面含汽率 ϕ 的计算公式综述.....	(23)
§2-3 影响双相流动截面含汽率 ϕ 的主要因素及对计算公式的分析研究.....	(32)
第三章 自然水循环回路的水动力学问题	(36)
§3-1 稳定流动时工作点的求法.....	(36)
§3-2 循环可靠性指标.....	(41)
§3-3 自然水循环的稳定性.....	(42)
第四章 直流锅炉水力特性	(48)
§4-1 直流锅炉的发展.....	(48)
§4-2 直流锅炉蒸发受热面管间脉动的稳定性条件.....	(57)
§4-3 直流锅炉蒸发受热面多值水动力特性的单值性条件.....	(64)
§4-4 直流锅炉蒸发受热面的热偏差.....	(72)
第五章 低倍率循环锅炉与复合循环锅炉的水力特性	(80)
§5-1 低倍率循环锅炉.....	(80)
§5-2 复合循环锅炉.....	(102)
第六章 管内沸腾换热	(117)
§6-1 管内沸腾换热的基本概念.....	(117)
§6-2 不同换热区域的划分.....	(119)
§6-3 管内沸腾换热的机理及影响因素.....	(122)
§6-4 非换热恶化区放热系数的计算方法.....	(124)
§6-5 换热恶化区内放热系数的计算方法.....	(128)
§6-6 两类沸腾换热的恶化现象.....	(130)
§6-7 第一类沸腾换热恶化现象 q_{l_1} 的计算公式.....	(132)
§6-8 第二类沸腾换热恶化现象的物理机理及BTI的研究成果.....	(138)
§6-9 有关 x_{ch} 的实验数据及计算公式.....	(141)
§6-10 对BTI观点的争议及两类恶化的理论分析方法.....	(143)
§6-11 不均匀加热对换热恶化现象的影响.....	(145)
§6-12 水平管中换热恶化现象的特点.....	(148)
§6-13 对付沸腾换热恶化的措施及在锅炉设计中的考虑.....	(150)
§6-14 超临界压力下的换热恶化问题.....	(153)
第七章 锅炉受热管的温度工况	(163)
§7-1 锅炉受热管的管壁温度工况.....	(163)

§7-2 锅炉受热管的最大热负荷.....	(178)
§7-3 锅炉受热管管内工质侧的换热.....	(180)
§7-4 锅炉受热管钢材的导热系数.....	(184)

补 充 部 分

蒸汽发生器的启动过程.....	(187)
1. 引言.....	(187)
2. 启动时使用的燃料和燃烧器.....	(196)
3. 沸腾开始前的情况.....	(201)
4. 沸腾开始后的过程.....	(211)
5. 蒸发器的蒸汽输出.....	(216)
6. 过热器和再热器.....	(223)
7. 汽轮机的启动和单元机组的升负荷.....	(229)
8. 启动损失.....	(231)
9. 直流锅炉启动技术.....	(234)
10. 蒸发器的热回收.....	(244)
11. 汽包锅炉的启动技术.....	(249)
12. 带燃气轮机的设备.....	(252)
13. 启动的自动化.....	(256)

第一章 管内汽水双相流动时的压力损失

§1-1 引言

管内汽液双相流体的流动工况在石油、动力、化工、冶金等工业中是经常遇到的。例如，在原子能发电站和火力发电站中各种沸腾管、各式汽液混合器、汽液分离器、各种热交换器、精馏塔、化学反应设备、各式冷凝器以及其它，都广泛存在着管内汽液双相流体的流动问题。这些问题中最基本和最重要的课题之一是双相流体在管内流动时的压力损失计算问题。锅炉也不例外。锅炉中汽水混物流过直管时的总压力降 ΔP 可由下式计算：

$$\Delta P = \Delta P_{zw} + \Delta P_{js} + \Delta P_{mc} \quad (1-1)$$

式中 ΔP_{zw} ——双相流体的重位压差；

ΔP_{js} ——双相流体的加速压力降；

ΔP_{mc} ——双相流体的摩擦阻力损失。

因而要正确地进行锅炉水阻力计算必须有正确的计算双相流体的摩擦阻力损失、加速压力降和重位压差的公式及资料。

早在本世纪三十年代初期，德国、苏联等工业比较发达的国家已经对锅炉水循环中的双相流动问题进行了研究〔1〕〔2〕，但当时研究的压力一般只到40绝对大气压。四十年代后，各国开始对高压、超高压直到近临界压力的汽液双相流动问题进行研究〔3〕〔4〕〔5〕〔6〕。近二十多年来，由于工业技术的飞速发展的需要，管内双相流动的研究也得到了很大的进展。对汽液双相流体在不同条件下在管内流动时的流动机理、流动结构、流动结构的相互转变条件及影响因素、流动时相的分布及摩擦阻力计算都作了广泛的研究。单就相的分布及阻力计算问题的报告就多达数万篇。总结汽液双相流动各种研究成果的专著也陆续出版〔7〕〔8〕〔9〕〔10〕〔11〕〔12〕。这标志着双相流体的流动问题已经发展到一个新的阶段，已逐步形成流体力学的一个新分支。

在双相流体的流动问题上虽然取得了一定的成就，但还远未达到完善阶段。以计算摩擦阻力的公式为例，不仅数量繁多，没有一个公认为正确的公式，而且计算结果差别较大，甚至可达数倍。在其它方面也有类似的情况。因而对于现有的研究成果进行分析

比较，明确其适用范围是很有必要的。

本章着重讨论汽水双相流体的摩擦阻力计算公式，并适当介绍汽水双相流体的加速压降计算公式。双相流体的重位压差以及与其密切相关的截面含汽率 ϕ 值的计算公式将在下一章中讨论。

§1-2 汽水双相流体摩擦阻力计算公式综述

汽水双相流体摩擦阻力的计算公式是很多的，并且也有不少文献对部分公式进行了分析比较。由于篇幅有限，本节拟将苏联及欧美一些主要计算公式作一介绍，对于一些次要的或经过比较证明不够正确的公式就不再列举。

(一) 苏联1950年ЦКТИИ锅炉水循环算法〔14〕：

这一计算方法是以均相模型作为理论基础的，认为双相流体在流动时混合得很均匀并且不考虑汽水之间的相对速度。于是双相流体的计算摩擦阻力的公式可以写成和单相流体的相似的形式：

$$\Delta P_{mc} = \lambda \frac{l \gamma_{qs} W_{qs}^2}{d 2g}, \text{ 公斤/米}^2. \quad (1-2)$$

式中 λ ——单相介质的摩擦阻力系数；

l ——管段长度，米；

d ——管子内直径，米；

γ_{qs} ——汽水混合物的平均重度，公斤/米³；

W_{qs} ——汽水混合物的平均速度，米/秒。

由于 $W_{qs} = W_0 + W_0'' \left(\frac{\gamma' - \gamma''}{\gamma'} \right)$ ，以及根据连续定律 $\gamma_{qs} W_{qs} = \gamma' W_0$ ，式(1-2)可改写为下式：

$$\Delta P_{mc} = \lambda \frac{l \gamma' W_0^2}{d 2g} \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'} \right) \frac{W_0''}{W_0} \right], \quad (1-3)$$

公斤/米²

式中 W_0'' ——折算汽速，米/秒；

W_0 ——循环流速，米/秒；

γ' 、 γ'' ——分别为水及汽的重度，公斤/米³。

对于这一公式的计算正确性，一般的评价是：对水平管算出值和试验值相差20%左右，而对垂直管，特别在高压和超高压时，算出值偏高较多。

(二) 苏联ВТИ的АРМАНД公式〔15〕：

АРМАНД在直径为56毫米的水平管上进行了摩擦阻力试验。试验的压力为10—90大气压，干度变化范围为0—90%。同时借用了ЦКТИ在管径为25.5毫米，压力为12—180大气压的试验台上得到的资料得出了下列计算公式：

$$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} = \frac{A(1-x)^2}{(1-\phi)^n} \quad (1-4)$$

式中 ΔP_0 ——当汽水混合物全部为水时的摩擦阻力，

$$\text{其计算式为 } \Delta P_0 = \lambda \frac{l}{d} \frac{\gamma' W_0^2}{2g}, \text{ 公斤/米}^2;$$

x ——干度；

ϕ ——截面含汽率（计算方法见第二章）；

A 和 n ——用试验确定的数值，当容积含汽率 $B = 0-0.25$ 时， $A = 1$ ， $n = 1.2$ ； $B = 0.25-1.0$ 时， $A = 0.48$ ， $n = 1.9 + 1.48 \cdot 10^{-3}P$ ， P 为混合物压力，公斤/厘米²。

此式用于计算水平管比式(1-3)精确，但较麻烦；用于计算垂直管则和式(1-3)有类似的误差。

(三)苏联ВТИ的 ЛОКШИН 和 ШВАРЦ 公式[16]；

ЛОКШИН等由于用式(1-3)算出值不精确，所以将式(1-3)中的 $(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'})$ 用实验系数 A 代替。他们应用在垂直管水循环试验中得到的有效压头的资料，再利用摩擦阻力等于运动压头和有效压头之差的关系式定出 A 值。试验范围为 $W_0 = 0.257-1.55$ 米/秒； $P = 11-220$ 大气压； $d = 25.5-56$ 毫米。 A 值为压力的函数，由图1-1确定。 ΔP_{mc} 可按下式计算：

$$\Delta P_{mc} = \lambda \frac{l}{d} \frac{\gamma' W_0^2}{2g} \left(1 + A \frac{W_0''}{W_0} \right), \text{ 公斤/米}^2. \quad (1-5)$$

由图可见，由于 A 值小于 $(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'})$ ，所以按式(1-5)算出的 ΔP_{mc} 要比以均相模型为基础的式(1-3)算



图1-1 A 、 $(1 - \frac{\gamma''}{\gamma'})$ 和压力 P 的关系曲线

出的小，尤其在高压和超高压时。

(四)苏联КОСТЕРИН公式[17]：

КОСТЕРИН等在ТЭЦ9号直流炉试验台上作了水平管试验，得出的 ΔP_{mc} 试验值均比按式(1-3)算得的高。他们的试验范围为 $d = 30$ 毫米， $P = 40-120$ 大气压， $\beta = 0.75-0.98$ ，在加热和不加热的条件下都作了试验。在热强度为 $70-75 \times 10^3$ 大卡/米²·时的范围内，未发现加热对阻力有何影响。试验结果如图1-2所示。

试验表明，相对摩擦压力损失有二个区段：

1. 从 $x = 0$ 到某一 x 值，在此区段中 x 增加则 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 增大；
2. 当 x 大于某一 x 值后， $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 接近于饱和蒸汽的阻力。此时汽水二相已成均匀混和状态，所以 x 增加， $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 近乎不变。

КОСТЕРИН建议先按 x 及 P 值查图1-2得到 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 的数值，然后再乘以 ΔP_0 即可算得 ΔP_{mc} 的值。

按此法计算得到的 ΔP_{mc} 值大于按式(1-3)的。

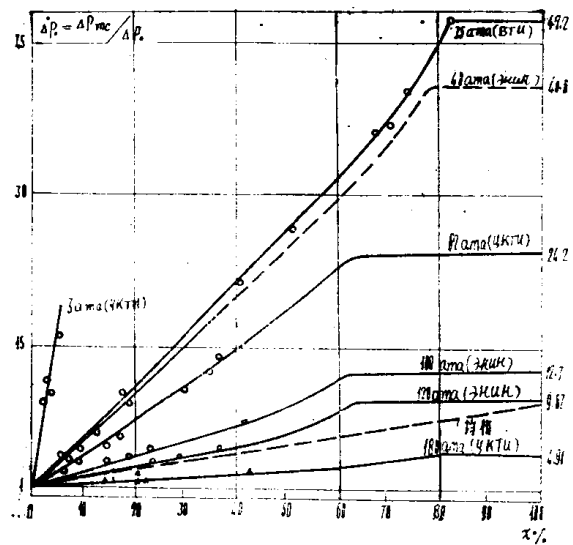


图1-2 КОСТЕРИН的试验曲线

(五)苏联1961年水力计算标准方法[18]：

苏联1961年水力计算标准中 ΔP_{mc} 的计算公式为：

$$\Delta P_{mc} = \psi \lambda \frac{l}{d} \frac{\gamma' W_0^2}{2g} \left[1 + x \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right], \quad (1-6)$$

公斤/米²。

式中 x ——计算管段中的平均干度；

ψ ——摩擦阻力损失修正系数。

式(1-6)和式(1-3)相比，仅多了一个修正系数 ψ

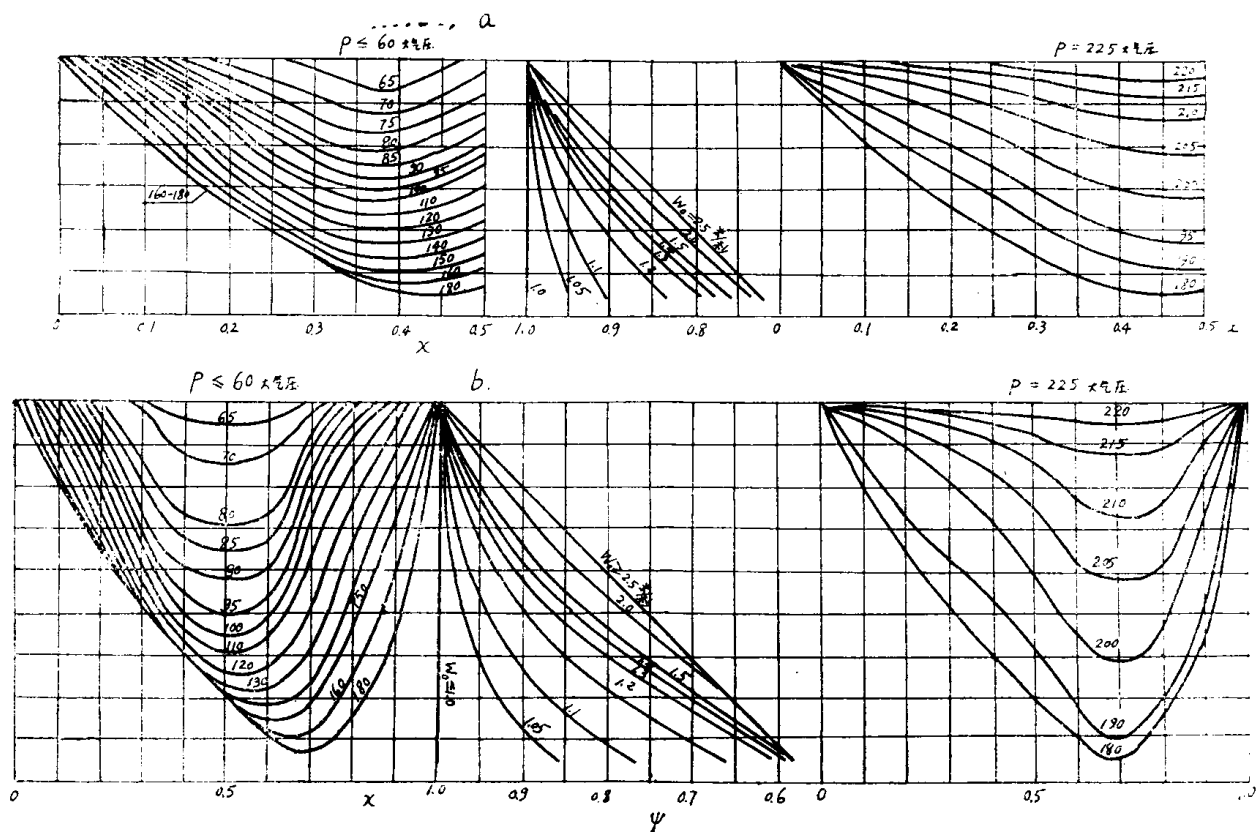


图1-3 苏联61年水力计算标准中的 ψ 值线算图。a. 对受热管；b. 对不受热管。

值。和 ψ 值相乘的部份经换算后即以为均相模型为基础的式(1-3)。 $\psi = f(x, P, W_0)$ 。所以式(1-6)也是以均相模型为基础的，但局部地考虑了 W_0 、 x 及 P 的影响。

ψ 值根据受热管和不受热管，可以分别在图1-3上查得。对于进口为汽水混合物的受热管， ψ 按下式计算：

$$\psi = \frac{\psi_c x_c - \psi_j x_j}{x_c - x_j} \quad (1-7)$$

式中 x_c 和 x_j ——分别为受热管出口及进口处的干度；
 ψ_c 和 ψ_j ——分别为用 x_c 的一半值和 x_j 的一半值查受热管图表得出的 ψ 值。

由图1-3可见， ψ 是 ≤ 1.0 的，所以按式(1-7)算得的 ΔP_{mc} 值是小于或等于式(1-3)的。在 $P \leq 60$ 大气压或 $W_0 \leq 1.0$ 米/秒时， $\psi = 1.0$ ，此时式(1-7)即为式(1-3)。

(六) 苏联МИРОПОЛЬСКИЙ的计算方法[19]：

1957年苏联ЭНИН对倾斜管作试验时已经发现

$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 不仅和 P 及 x 有关，还和 W_0 有关。1965年МИРОПОЛЬСКИЙ在研究热负荷及流速对汽水混合物在管中流动时的流动阻力影响一文中指出，重量

流速 γW 对 ΔP_{mc} 有较大的影响。他们的试验是在1、2.6及8毫米内径的管子中用 $\gamma W = 800 \sim 2000$ 公斤/米²·秒进行的。 x 变化范围为0~1.0，热负荷达 10^6 大卡/米²·时。用较小管径作试验时， γW 还要高。试验表明，在不加热时，如 γW 不变，则 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 随干度 x 的增加而增加。当 x 到达 x_j 值时， $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 又随 x 的增加而降低(见图1-4)。这是因为管壁上水膜因混合物重量流速 γW 增大而撕破，使双相流体成为阻力较小的均匀混合物所致。

他总结多种试验结果后发现 γW 对 ΔP_{mc} 影响较大。 γW 增大，则 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 减少。综合的试验曲线列于图1-5。

图1-5纵坐标为 $\psi = \frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_{jx}}$ ， ΔP_{mc} 为双相摩擦阻力， ΔP_{jx} 为汽水混合物不考虑汽水相对速度而作均相流动时的摩擦阻力。横坐标为干度 x 。图上试验曲线都是在不受热的管中得到的。由图可见，无论对倾斜管、水平管和垂直管， γW 都有较大的影响。 γW 增加则 ψ 值下降。特别在 $\gamma W = 800$ 公斤/米²·秒以上时，在 $P = 25 \sim 180$ 大气压范围内， ψ 主要和 γW 有关，管径及管

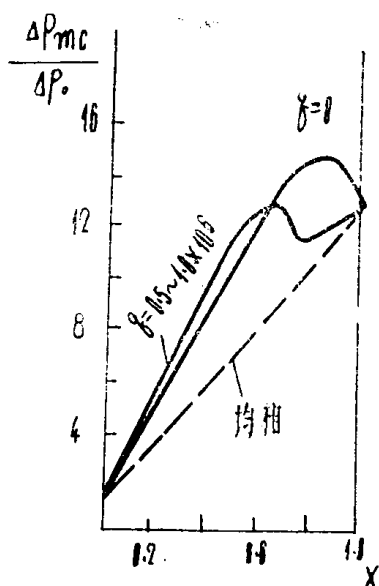


图1-4 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 和 x 及 q 的关系曲线

水平管, $d = 8$ 毫米, $\gamma W = 800$
公斤/米²·秒, $P = 100$ 大气压

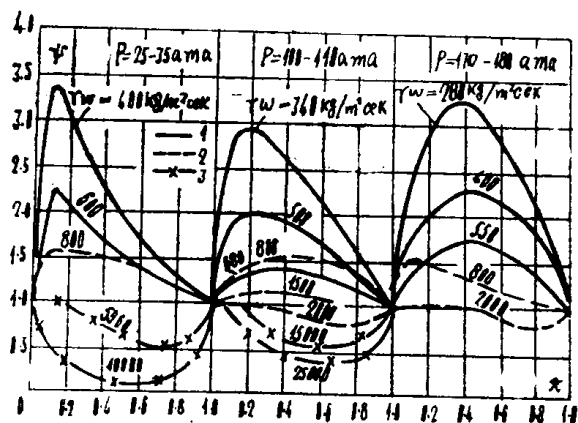


图1-5 ψ 值和 γW 及 P 的关系曲线

1. — $\phi 48$, 倾角 $\alpha = 10-30^\circ$
2. — $\phi 8$, 倾角 $\alpha = 0^\circ$
3. — $\phi 1 \sim 2.6$, 倾角 $\alpha = 90^\circ$

子布置对 ψ 不起重要作用。一般而言, 可以认为 $\gamma W \leq 1500$ 公斤/米²·秒, $\psi \geq 1$; $\gamma W > 1500$ 公斤/米²·秒, $\psi < 1$ 。如按均相模型的式 (1-3) 计算, 则在某些工况下 ΔP_{mc} 的误差很大, 可高达数倍。他建议 ΔP_{mc} 用下式计算:

$$\Delta P_{mc} = \psi \cdot \Delta P_{jx} \quad (1-8)$$

式中 ψ ——按图1-5查取;

ΔP_{jx} ——按式 (1-3) 计算。

管径 d 的影响不大。

热负荷对 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 也有影响。由图 1-4 可见, 加热时, $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 的最高点比不加热时会在较小的 x 时发生; 即 x_{ij} 下降。且 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 的最高值也降低。由测量知道, x_{ij} 恰巧与发生膜态沸腾之 x 值重合。由于在 x_{ij} 处已发生膜态沸腾, 贴壁液膜为汽膜取代, 自汽核到壁的质量交换大大减少, 所以随着 x 增加, 阻力下降。

加热后, 在 x_{ij} 前的 $\frac{\Delta P_{mi}}{\Delta P_0}$ 比未加热前大, 这是因为在加热管中存在强烈的质量交换使阻力增加的缘故。

(七) 苏联1973年水力计算标准方法[20]:

苏联1973年水力计算标准中计算 ΔP_{mc} 的公式为:

$$\Delta P_{mc} = \lambda \frac{l}{d} \frac{\gamma' W_0^2}{2g} \left(1 + \bar{x} \psi \left(\frac{\gamma'}{\gamma''} - 1 \right) \right), \quad (1-9)$$

公斤/米²

式中 $\bar{x}$ ——计算管段中的平均干度;

ψ ——摩擦阻力修正系数。

ψ 值和 x 、 P 及 γW 有关。对于不加热管 ψ 值可在图 1-6 查出; 对于受热管可以按下式计算:

$$\psi = \frac{\psi_c x_c - \psi_j x_j}{x_c - x_j} \quad (1-10)$$

式中 x_c 和 x_j ——分别为受热管出口及进口处的干度

ψ_c 和 ψ_j ——分别为用 x_c 及 x_j 查图 1-7 得出的 ψ 值。

将式 (1-9) 和式 (1-6) 进行比较, 可以看到从总的型式上来说, 1973 年苏联水阻力计算标准的公式和 1961 年的基本相似, 就是摩擦阻力损失修正系数 ψ 在公式中的位置有了变化。但如果仔细地将查取这二个公式中的 ψ 值的线算图进行比较, 则式 (1-9) 和 (1-6) 中的 ψ 值在数值上有很大的不同。式 (1-9) 中的 ψ 值在 0.1~1.5 范围中变动而不总是 ≤ 1 的。在 $P \leq 60$ 大气压或 $W_0 \leq 1.0$ 米/秒时, ψ 值也不总是等于 1.0, 而是在干度 x 和重量流速 γW 相同下, P 愈小 ψ 值愈大 (在 $P \leq 180$ 大气压时) 或是在 x 和 P 相同时, γW 愈低 ψ 值愈大。

通过比较, 可以认为苏联1973年水力计算标准中计算 ΔP_{mc} 的公式也是以均相模型为基础的, 但较全面地考虑了 γW 、 x 和 P 对 ΔP_{mc} 的影响。按式 (1-9) 算出的 ΔP_{mc} 值根据 ψ 值的不同 (亦即根据 x 、 γW 和 P 的不同) 可以小于或大于按式 (1-3) 算出的值。

(八) 欧美的均相模型算法:

欧美采用均相模型计算双相流体摩擦阻力时和前述苏联采用的式 (1-3) 在观点上略有不同。采用均相模型计算 ΔP_{mc} 必须用一个合适的摩擦阻力系数 λ 。式 (1-3) 中 λ 值采用单相流体的摩擦阻力系数, 且认为

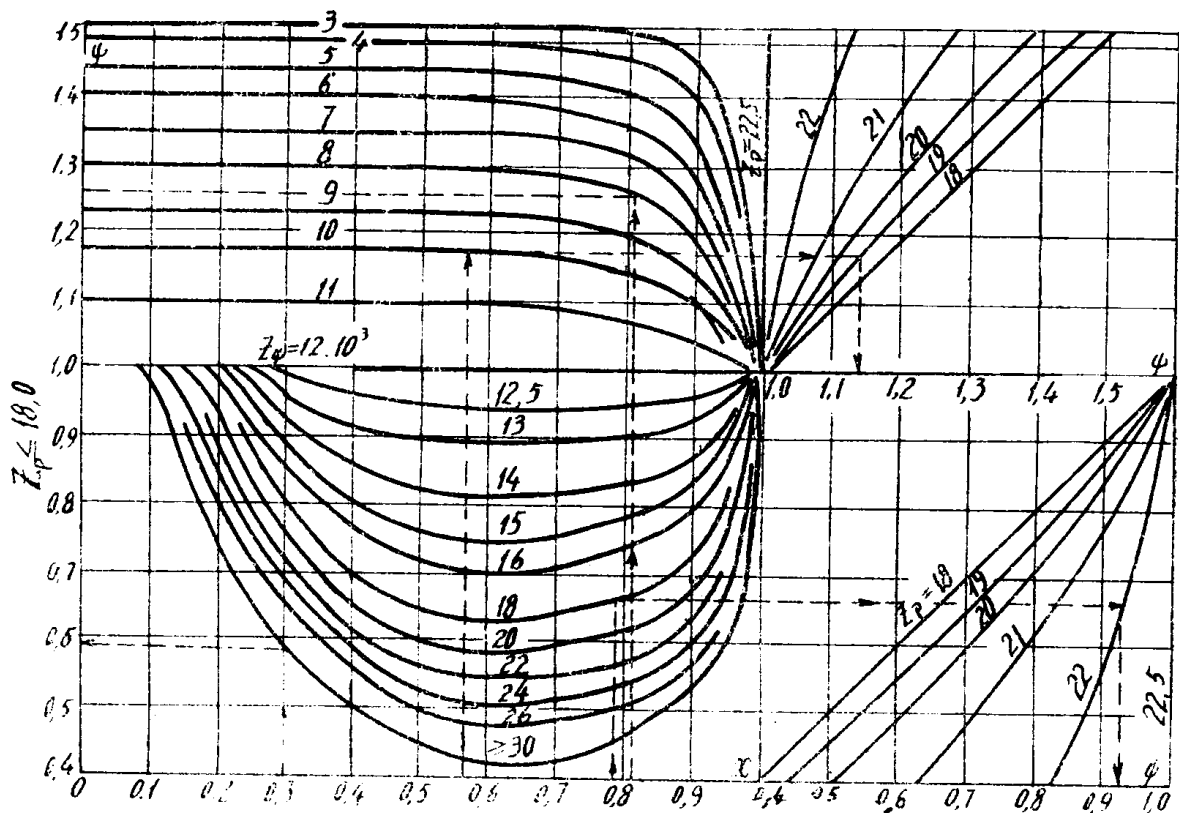


图1-6 汽水混合物在不受热管中流动时的 ψ 值线算图

$$Z_\phi = (\gamma W) Z_p; Z_p = \frac{P}{10} \text{ (式中 } P \text{ 的单位为大气压)}$$

流动工况已进入阻力平方区, λ 与 Re 无关只与相对粗糙度 d/K 有关, 其计算式可按 НИКУРАДЗ 公式计算:

$$\lambda = \frac{1}{4 \left(\lg 3.7 \frac{d}{K} \right)^2}$$

欧美则都按 Blasius 的光滑管公式计算 λ 值, 其式为:

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{1/4}}$$

欧美在计算上式中的 Re 数时又有多种算法:

$$1. Re \text{ 数用 } Re' = \frac{dW\rho'}{\mu'} \text{ 计算}$$

式中 d ——管子内径, 米;

W ——液体流速, 米/秒;

ρ' ——饱和液密度, 公斤·秒²/米²;

μ' ——饱和液的动力粘性系数, 公斤·秒/米²;

Re' ——液体的 Re 数。

按此法计算, 当 $x=1$ 时, 不能正确反映全部为气体流过时的数值。因为在此公式中 $\lambda = f(Re')$ 不能转

变为 Re'' (气体的 Re 数) 的函数。为了避免这一缺点, 有些作者采用了一个平均的双相动力粘性系数 $\bar{\mu}$ 值来表明 λ 和 μ 的关系。这一 $\bar{\mu}$ 和 x 的关系应能满足当 $x=0$, $\bar{\mu} = \mu'$; 当 $x=1$ 时, $\bar{\mu} = \mu''$ 的条件 (μ'' 为气体的 μ 值)。

2. Re 数中的 μ 值用平均的双相动力粘性系数 $\bar{\mu}$ 计算。例如:

$$\text{Mcadams 用 } \frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu''} + \frac{(1-x)}{\mu'};$$

$$\text{Cichitti 用 } \bar{\mu} = x\mu'' + (1-x)\mu';$$

$$\text{Dukler 用 } \bar{\mu} = \bar{\rho}[xv''\mu'' + (1-x)v'\mu'];$$

式中 v' 及 v'' ——分别为液体及气体的比容, 米³/公斤;

$$\text{Bankoff 用 } \bar{\mu} = \phi\mu'' + (1-\phi)\mu'$$

式中 ϕ ——截面含汽率。

如用 Mcadams 的 $\bar{\mu}$ 进行计算, 则

$$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} = \left[1 + x \left(\frac{v'' - v'}{v'} \right) \right] \left[1 + x \left(\frac{\mu' - \mu''}{\mu''} \right) \right]^{-1/4}$$

(1-11)

应用式 (1-11) 算出的数值比式 (1-3) 的低。较适

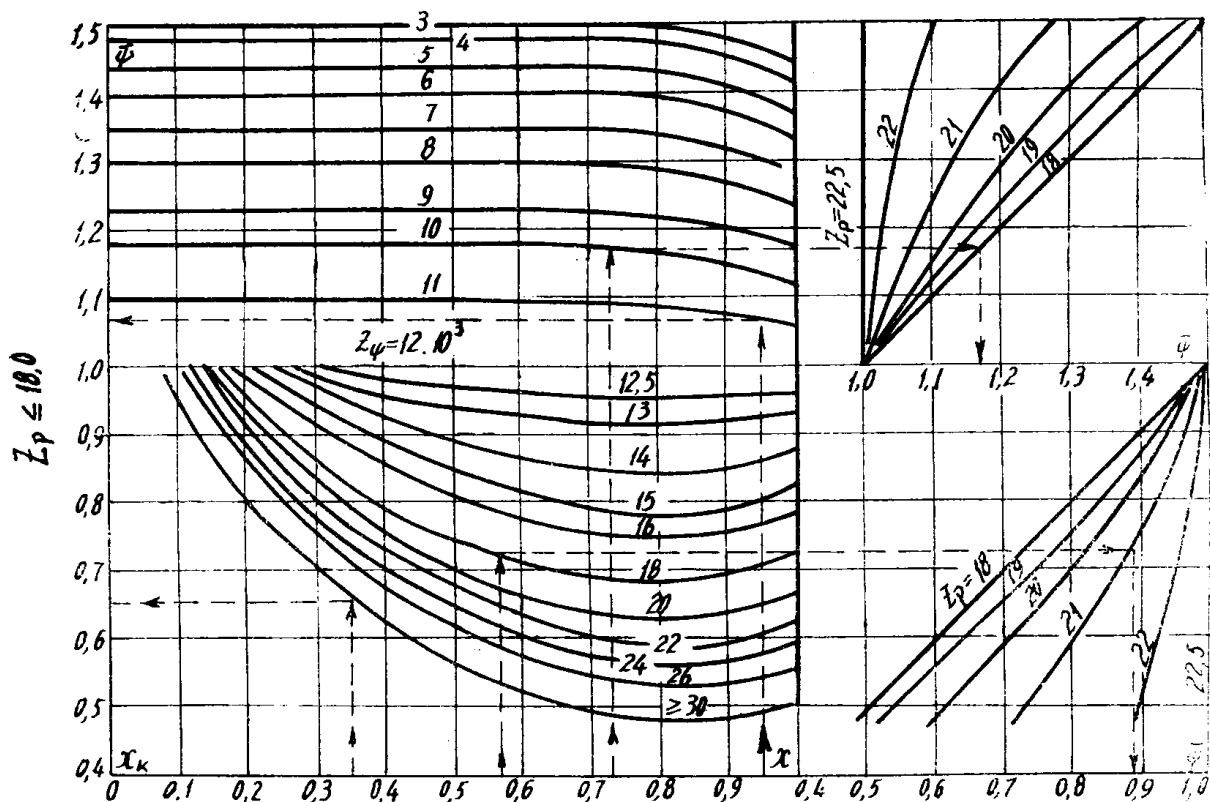


图 1-7 汽水混合物在受热管中流动时的 ψ 值线算图

$$Z_\psi = (\gamma W) Z_P; \quad Z_P = \frac{P}{10} \quad (\text{式中 } P \text{ 的单位为大气压})$$

合于高重量流速的工况。

(九) Lockhart、Martinelli 和 Nelson 的计算法 [21][22]:

此计算法在欧美和日本等国用得较多。它是在 1944 年到 1949 年间由 Lockhart 和 Martinelli 等提出的分相流动模型的基础上发展而成的。

分相流动模型假设: 双相流体在流动时气液完全分开作单独的流动; 单位管子长度上的气液二相流动的摩擦阻力相等, 且等于管子的摩擦阻力; 流动时不考虑二相间的相互作用力。

单位管长上的气、液二相的摩擦阻力可以分别表示为:

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_q = \lambda_q \frac{1}{d_q} \frac{W_q^2}{2g} \gamma_q; \quad (1-12)$$

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_y = \lambda_y \frac{1}{d_y} \frac{W_y^2}{2g} \gamma_y. \quad (1-13)$$

式中: $\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_q$ 及 $\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_y$ ——分别为单位管长上气相和液相的摩擦阻力损失;

λ_q 及 λ_y ——分别为气体及液体的摩擦阻力系数;

d_q 及 d_y ——分别为气体及液体所占管子截面积的当量直径;

γ_q 及 γ_y ——分别为气体及液体的重度;

W_q 及 W_y ——分别为气体及液体的真实流速。

如以 δ_q 和 δ_y 分别表示气体及液体所占管子截面积和按其当量直径 d_q 及 d_y 所成圆面积之比, 则:

$$\delta_q = \frac{\phi \frac{\pi d^2}{4}}{\pi d_q^2 / 4} = \frac{\phi d^2}{d_q^2}; \quad (1-14)$$

$$\delta_y = \frac{(1-\phi) \frac{\pi d^2}{4}}{\pi d_y^2 / 4} = \frac{(1-\phi) d^2}{d_y^2}. \quad (1-15)$$

式中 ϕ ——截面含汽率;

d ——管子直径。

λ_q 及 λ_y 可以应用 Blasius 公式的型式表示:

$$\lambda_q = \frac{0.3164}{\text{Re}_q^{0.25}} = \frac{0.3164}{\left(\frac{W_q d_q}{\nu_q}\right)^{0.25}}; \quad (1-16)$$

$$\lambda_y = \frac{0.3164}{Re_y^{0.25}} = \frac{0.3164}{\left(\frac{W_y d_y}{V_y}\right)^{0.25}} \quad (1-17)$$

式中 V_q 及 V_y ——分别为气体及液体的运动粘性系数。气体及液体的真实流速 W_q 及 W_y 和其折算流速 W'' 及 W' 之间存在下列关系:

$$W_q = \frac{W''}{\phi}, \quad (1-18)$$

$$W_y = \frac{W'}{(1-\phi)}. \quad (1-19)$$

将式(1-14)、(1-16)、(1-18)分别代入式(1-12), 可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_q &= \frac{0.3164}{\left(\frac{W_q d_q}{V_q}\right)^{0.25}} \frac{1}{d_q} \frac{W_q^2}{2g} \gamma_q = \\ &= \left[\frac{0.3164}{\left(\frac{W'' d}{V_q}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{W''^2}{2g} \gamma_q \right] \left(\frac{d}{d_q}\right)^{1.25} \\ &\times \frac{1}{\phi^{1.75}} = \left[\frac{0.3164}{\left(\frac{W'' d}{V_q}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{W''^2}{2g} \gamma_q \right] \\ &\times \left(\frac{d}{d_q}\right)^{4.75} \delta_q^{-1.75} \end{aligned} \quad (1-20)$$

将式(1-15)、(1-17)、(1-19)代入式(1-13)可得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_y &= \left[\frac{0.3164}{\left(\frac{W' d}{V_y}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{W'^2}{2g} \gamma_y \right] \left(\frac{d}{d_y}\right)^{4.75} \\ &\times \delta_y^{-1.75} \end{aligned} \quad (1-21)$$

$$\text{令 } \phi_q^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{mc}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0}}, \quad \phi_y^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{mc}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0}}.$$

式中 $\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{mc}$ ——单位管长的摩擦阻力。它等于气相的流动摩擦阻力也等于液相的流动摩擦阻力;

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0}$ 及 $\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0}$ ——分别为气相及液相单独流过全部管道截面积时的摩擦阻力。

则由式(1-20)及式(1-21), 可得:

$$\phi_q^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{mc}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0}} = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_q}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0}} = \left(\frac{d}{d_q}\right)^{4.75} \delta_q^{-1.75} \quad (1-22)$$

$$\phi_y^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{mc}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0}} = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_y}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0}} = \left(\frac{d}{d_y}\right)^{4.75} \delta_y^{-1.75} \quad (1-23)$$

上述方程式中四个变量 $\frac{d}{d_q}$ 、 $\frac{d}{d_y}$ 、 δ_q 、 δ_y 可分别用试验确定值 ϕ_q 、 ϕ_y 、 ϕ 及 $(1-\phi)$ 表示。

又令 $X^2 = \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0} / \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0}$ 。则:

$$\begin{aligned} X^2 &= \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{y0} / \left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right)_{q0} = \left[\frac{0.3164}{\left(\frac{W' d}{V_y}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{W'^2}{2g} \gamma_y \right] \\ &\times \frac{W''^2}{2g} \gamma_y / \left[\frac{0.3164}{\left(\frac{W'' d}{V_q}\right)^{0.25}} \frac{1}{d} \frac{W''^2}{2g} \gamma_q \right] \\ &= \left(\frac{V_y}{V_q}\right)^{0.25} \left(\frac{W'}{W''}\right)^{1.75} \left(\frac{\gamma_y}{\gamma_q}\right) \end{aligned} \quad (1-24)$$

式(1-24)右面的变量以试验确定值 X^2 表示。

然后用试验确定 ϕ_q 、 ϕ_y 、 ϕ 、 $(1-\phi)$ 和 X 的关系, 画出关系曲线。

在应用Lockhart-Martinelli方法计算 ΔP_{mc} 时应先算出气相和液相单独流过管道时的摩擦阻力, 求出 X 值, 然后再在线算图上查出 ϕ_q 或 ϕ_y 值。最后按 ϕ_q 或 ϕ_y 值算得 ΔP_{mc} 。

Lockhart-Martinelli算法是在水平的双相流动结构基础上得到的, 试验是用低压气液混合物进行的, 因此用于汽水混合物的流动并不合适, 特别在高压时偏差较大。为了适合于强制循环锅炉中汽水混合物流动时摩擦阻力的计算, Martinelli和Nelson对上述计算方法进行了改进。他们假定汽水二相分开流动时都呈紊流状态, 同时利用一个大气压的气水混合物试验和Davidson[3]的高压汽水混合物的试验数据建立起 $\phi_{f0}^2 = \frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} = f(x, P)$ 的关系曲线。 ϕ_{f0}^2 等于管道中双相流体流动时的摩擦阻力 ΔP_{mc} 和管道中汽水混合物全部为水时的流动摩擦阻力 ΔP_0 之比。采用 ϕ_{f0}^2 值在计算沸腾或冷凝问题时比应用 ϕ_f^2 值方便。 $\phi_{f0}^2 = f(x, P)$ 的线算图示于图1-8及图1-9。按图1-8根据干度 x 及压力 P 查出 ϕ_{f0}^2 , 再乘上算得的 ΔP_0 值即可得到不受热管中的 ΔP_{mc} 的数值。对于进口处 $x=0$, 出口处 $x=x_c$ 的受热管, 可按出口干度 x_c 及 P 在图1-9查出自 $x=0$ 到 $x=x_c$ 的 averages 的 ϕ_{f0}^2 值, 然后按同法求得 ΔP_{mc} 。一般对此法的评价是较适合于低重量流速的情况。

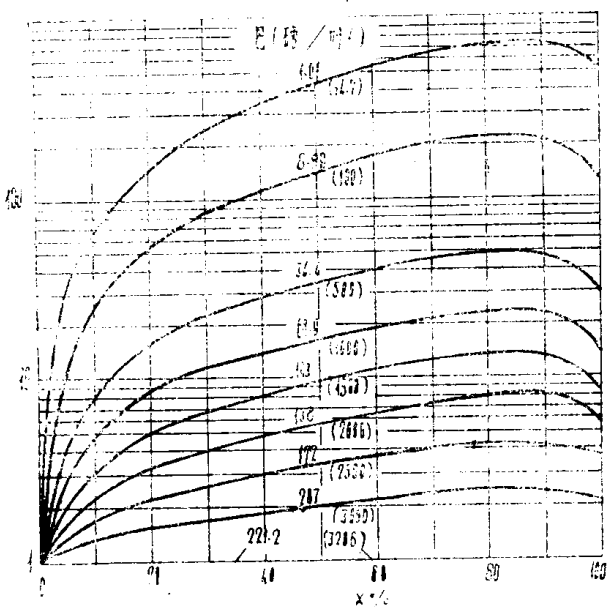


图1-8 Martinelli-Nelson 的 $\phi_{i0}^2 = f(x, P)$ 曲线

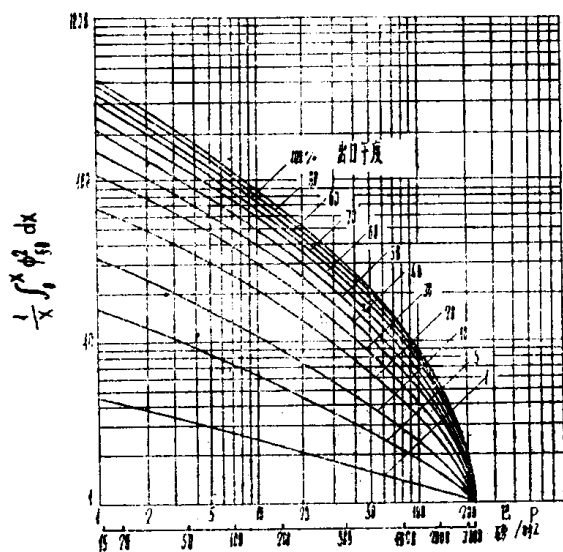


图1-9 Martinelli-Nelson 的 $\frac{1}{x} \int_0^x \phi_{i0}^2 dx = f(x_c, P)$ 曲线

(十) Thom 算法[23]:

Thom 等从1951—1959年在英国剑桥大学对水平管及垂直管中汽水混合物的流动测定了 ϕ_{i0}^2 的数值。试验范围是 $P = 15 \sim 3000$ 磅/吋², $x = 3 \sim 100\%$, $d = 1 \sim 2.5$ 吋。试验结果表明 $P \geq 250$ 磅/吋² 后, ΔP_{mc} 和 均相模型法算出的相近。

Thom 算法按下列函数整理成线算图:

$$\phi_{i0}^2 = r = \frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} = f(x, P)$$

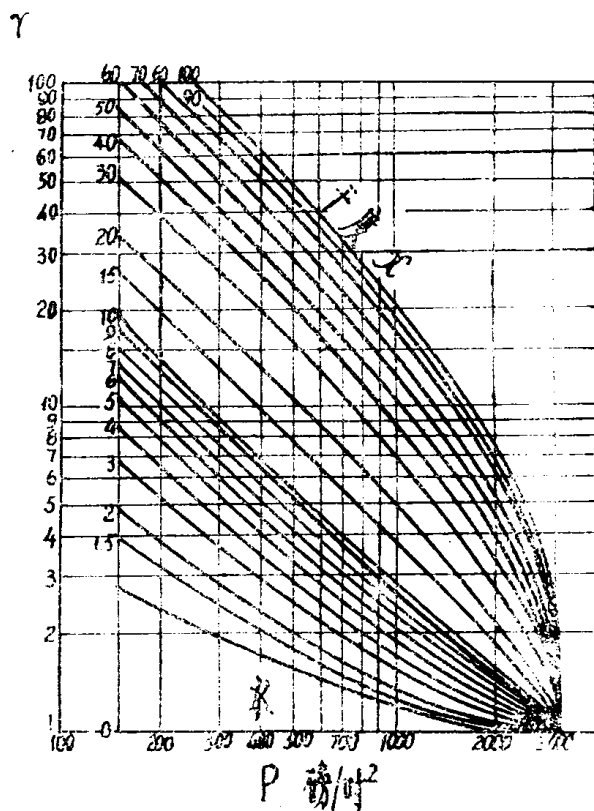


图1-10 Thom 的不受热管中的 $r = f(x, P)$ 曲线

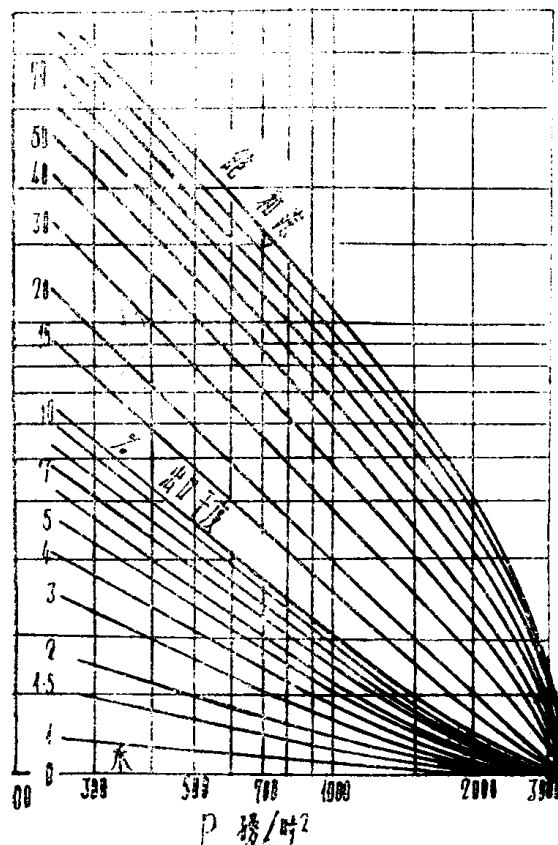


图1-11 Thom 的受热管中的 $r = f(x, P)$ 曲线

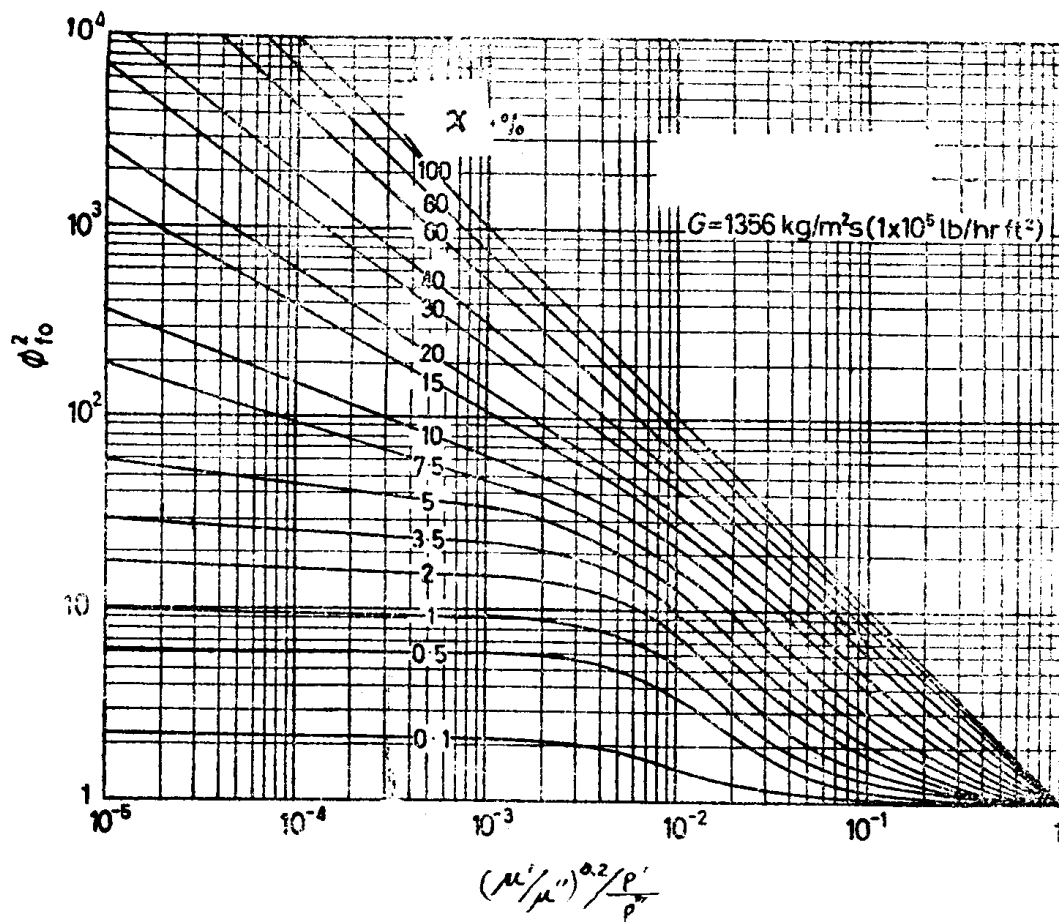


图1-12 Baroczy的 ϕ_{f0}^2 ($\gamma W=1356$)的线算图 $G=\gamma W$; x ——干度; μ', μ'' ——液、气动力粘性系数; ρ', ρ'' ——液、气密度。

和Martinelli方法一样,对不受热管可按干度 x 及压力 P 在图1-10查得相应的 r 值,然后乘上算出的 ΔP_0 值即为所求的 ΔP_{mc} 值。对于受热管可按出口干度和压力在图1-11上查出 r 值,然后依同法算出 ΔP_{mc} 值。根据我们以及重庆钢铁设计院的计算[24],按Thom法算出的 ΔP_{mc} 值在 $P \geq 250$ 磅/吋²后和式(1-3)算出的很接近。

(十一) Baroczy算法[10][25]:

Baroczy在1965年提出了一种考虑重量流速 γW 对 ΔP_{mc} 影响的计算方法。他提出的计算式是:

$$\Delta P_{mc} = \Delta P_0 \phi_{f0}^2 (\gamma W=1356) \Omega \quad (1-25)$$

式中 $\phi_{f0}^2 (\gamma W=1356)$ ——当 $\gamma W = 1356$ 公斤/米²·秒时的

$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0}$ 值,由图1-12查得;

Ω ——校正 γW 不在1356公斤/米²·秒时重量流速对 ϕ_{f0}^2 影响的校正系数,由图1-13及其它类似图线查得。

Baroczy的计算方法据介绍曾和多种试验值比较

过(包括液态金属和制冷剂),都得到满意的结果。此式可适用于多种气液混合物的流动计算。但是此法未考虑表面张力的影响,对于较高压力情况偏差较大。

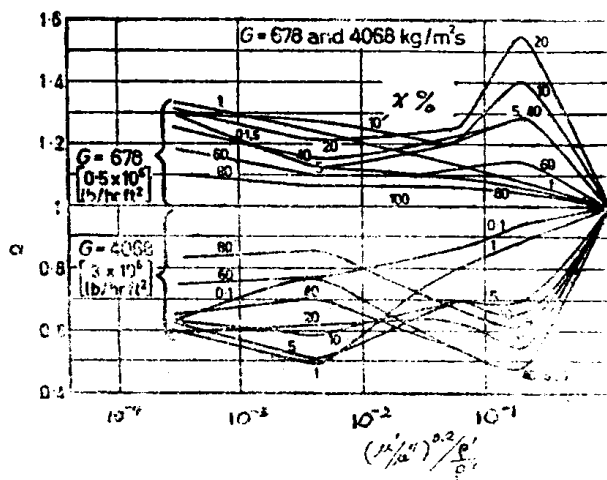


图1-13 校正系数 Ω 的线算图
 $G=\gamma W$

根据后述的各种计算方法的比较来看,此法算出值和中压时的汽水混合物试验值相比已不能令人满意。

(十二) Chisholm 算法[10]:

Chisholm 曾经多次提出过计算双相流体流动时的摩擦阻力的方法。这里介绍的是他在1969年提出的考虑 γW 影响的计算方法。他是用相对压力损失 ϕ_y^2 进行计算的。Chisholm 找得了 ϕ_y^2 和 X 值的关系式为:

$$\phi_y^2 = \frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_{y0}} = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (1-26)$$

式中 ΔP_{y0} ——液相单独流过管道时的摩擦阻力;
 X^2 ——等于 $\Delta P_{y0}/\Delta P_{q0}$, 式中 ΔP_{q0} 为气相单独流过管道时的摩擦阻力;
 C ——系数,按下式确定:

$$C = \left[\lambda + (C_2 - \lambda) \left(\frac{v_q - v_y}{v_q} \right)^{0.5} \right] \left[\left(\frac{v_q}{v_y} \right)^{0.5} + \left(\frac{v_y}{v_q} \right)^{0.5} \right] \quad (1-27)$$

(v_q 及 v_y 分别为气体及液体的比重)。

对于 >30 大气压的汽水混合物,建议用下法计算 ϕ_y^2 :

1. 重量流速 $\gamma W \leq \gamma W^*$

对光滑管: $\gamma W^* = 2000$ 公斤/米²·秒

C 值按式(1-27)计算,用 $\lambda = 0.75$,

$$C_2 = \left(\frac{\gamma W^*}{\gamma W} \right) \text{计算。}$$

对粗糙管: $\gamma W^* = 1500$ 公斤/米²·秒

C 值用 $\lambda = 1$ 及 $C_2 = \left(\frac{\gamma W^*}{\gamma W} \right)$ 计算。

2. 重量流速 $\gamma W > \gamma W^*$

对光滑管($\gamma W > 2000$ 公斤/米²·秒)和粗糙管($\gamma W > 1500$ 公斤/米²·秒)

$$\phi_y^2 = \left[1 + \frac{\bar{C}}{X} + \frac{1}{X^2} \right] \psi \quad (1-28)$$

式中

$$\psi = \left[1 + \frac{\bar{C}}{T} + \frac{1}{T^2} \right] / \left[1 + \frac{\bar{C}}{T} + \frac{1}{T^2} \right] \quad (1-29)$$

$$\bar{C} = \left[\left(\frac{v_q}{v_y} \right)^{0.5} + \left(\frac{v_y}{v_q} \right)^{0.5} \right] \quad (1-30)$$

$$T = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{(2-n)/2} \left(\frac{\mu_y}{\mu_q} \right)^{n/2} \left(\frac{v_y}{v_q} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1-31)$$

式(1-29)中的 C 值仍按式(1-27)计算。对粗糙管

$\lambda = 1.0$; 对光滑管 $\lambda = 0.75$ 。 $C_2 = \left(\frac{\gamma W^*}{\gamma W} \right)$ 。对粗糙

管 $n = 0$, 对光滑管 $n = 0.25$ 。

由上所述可见Chisholm的计算方法是较麻烦的,虽然,由下节讨论可知,算出结果和试验值的偏差不大。

(十三) Levy 的计算方法[26]:

Levy 计算方法的特点在于将单相紊流流动的混和长度理论应用于解双相流动的摩擦阻力计算问题。

在单相紊流流动中,摩擦切应力可按下式表示:

$$\tau = \mu \left(\frac{dW}{dy} \right) + \tau_t$$

式中 $\mu \frac{dW}{dy}$ ——分子粘性切应力;

τ_t ——紊流附加切应力。

根据动量交换定律, τ_t 可用下式表示:

$$|\tau_t| = |\rho \overline{W'V'}|$$

式中 W' ——纵向脉动速度;

V' ——横向脉动速度;

$\overline{W'V'}$ —— W' 和 V' 乘积的平均值;

ρ ——流体密度。

按Prandtl混和长度学说,脉动速度和混和长度 l 成下列关系:

$$W' = V' = l \frac{dW}{dy}$$

$$\therefore \tau_t = \rho l^2 \left(\frac{dW}{dy} \right)^2$$

当紊流充分发展时, $\tau = \tau_t = \rho l^2 \left(\frac{dW}{dy} \right)^2$ 。由于壁面切应力速度 $W^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ (式中 τ_0 为壁上切应力,在壁面附近可以认为 $\tau = \tau_0$),如令 $l = Ky$ (式中 K 为比例系数, y 为从壁算起的距离),并将此规律推广到整个截面,可得紊流中的速度分布式为:

$$W = \frac{W^*}{K} (\ln y - \ln y_0)$$

式中 y_0 ——速度为零时的坐标,它与层流底层有关。经试验确定 K 及 y_0 值后,可得(对于光滑管):

$$W^+ = 5.5 + 5.75 \ln y^+$$

$$\text{式中 } W^+ = \frac{W}{W^*}, y^+ = \frac{y \sqrt{\tau_0 / \rho_y}}{\mu_y / \rho_y}$$

在双相流动中,细泡状及雾状流动结构都近似于均质流动,可用类似方法进行推导。

设双相流体在水平管中作紊流运动。其纵向速度变化量为 W' ,横向速度变化量为 V' ,密度变化量为 ρ' 。双相流动时的摩擦切应力为:

$$\tau = \rho \overline{W'V'} + W \overline{\rho'V'} + \mu \frac{dW}{dy} \quad (1-32)$$

$$W' = V' = l \frac{dW}{dy}, \rho' = l \rho \frac{d\rho}{dy}.$$

假定紊流动量交换与密度交换相等, 即 $l = l_\rho$, 则由式(1-32)可得:

$$\tau = l^2 \frac{d\rho W}{dy} \frac{dW}{dy} + \mu \frac{dW}{dy} \quad (1-33)$$

要将上式积分, 需知 ρ 和 W 的相互关系。Pai 曾对二种混合气体流动时给出下列关系式:

$$\rho = A\rho W + B \quad (1-34)$$

式中 A 、 B 均为定值。

在 $y=0$ 处 (管壁), $\rho = \rho_y$, $W=0$; $y=R$ 处 (管中心), $\rho = \rho_z$, $W = W_z$ 。将这些边界条件代入式(1-34), 可得:

$$\frac{\rho}{\rho_y} = \frac{\rho_z W_z}{\rho_y W + \rho_z (W_z - W)} \quad (1-35)$$

上式表明了密度与速度之间的关系。

混和长度和单相时相同。如采用 Van Driest 计算式, 则为:

$$l = K_1 y \left(1 - \exp\left(1 - \frac{y}{K_2}\right) \right) \quad (1-36)$$

联立解式(1-33)、式(1-35)及式(1-36)可得密度分布的无因次值

$$\alpha^2 = \left(\frac{d\rho^+}{dy^+} \right)^2 \left(1 - \exp\left(\frac{-y^+}{K_2^+}\right) \right)^2 \frac{y^{+2}}{\rho^{+2}} - \frac{\alpha}{K_1} \frac{\mu^+}{\rho^{+2}} \frac{d\rho}{dy} \quad (1-37)$$

式中 $\rho^+ = \rho/\rho_y$

$$y^+ = y \sqrt{\tau/\rho_y} \frac{\mu_y}{\rho_y}$$

$$\mu^+ = \mu/\mu_y$$

$$K_2^+ = K_2 \sqrt{\tau/\rho_y} \quad (1-38)$$

$$W^+ = W/\sqrt{\tau/\rho_y}$$

$$\alpha = - \frac{\rho_z - \rho_y}{\rho_z W_z K_1} \sqrt{\frac{\tau}{\rho_y}}$$

可解得相应的速度分布曲线为

$$W^+ = (1 - \rho^+)/K_1 \alpha \rho^+ \quad (1-39)$$

质量流量 G 等于:

$$G = \frac{1}{\pi R} \int_0^R 2\pi(R-y)\rho W dy = 2 \int_0^1 \left(1 - \frac{y}{R}\right)$$

$$\rho W d\left(\frac{y}{R}\right) \quad (1-40)$$

将式(1-38)中的 W^+ 及式(1-39)代入式(1-40), 可

解得:

$$G = \frac{\sqrt{\tau/\rho_y} \rho_y}{K_1 \alpha} \left(2 \int_0^1 \left(1 - \frac{y}{R}\right) \left(1 - \rho^+\right) d\left(\frac{y}{R}\right) \right) = \frac{\sqrt{\tau/\rho_y} \rho_y}{K_1 \alpha} \left(1 - \frac{\rho_{pj}}{\rho_y} \right) \quad (1-41)$$

式中 R ——管子半径;

$$\rho_{pj} \text{——平均密度; } \rho_{pj} = 2 \int_0^1 \left(1 - \frac{y}{R}\right) \rho d\left(\frac{y}{R}\right).$$

由式(1-41)可得

$$\tau = 2 \frac{(G/\rho_y)^2}{2} \rho_y \frac{K_1^2 \alpha^2}{(1 - \rho_{pj}/\rho_y)^2} = \left(\frac{W_0^2 \rho_y}{2} \right) \left(\frac{2K_1^2 \alpha^2}{(1 - \rho_{pj}/\rho_y)^2} \right) \quad (1-42)$$

当流量全部为液体流量时的摩擦切应力为:

$$\tau_y = \frac{\lambda_y \rho_y W_0^2}{4 \cdot 2} \quad (1-43)$$

式中 λ_y ——全部流量为液体时的单相摩擦阻力系数。

双相流体摩擦力和全部为液体时的摩擦阻力之比

为:

$$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} = \frac{\tau}{\tau_y} = \frac{8K_1^2 \alpha^2}{\lambda_y} \left(1 - \frac{\rho_{pj}}{\rho_y} \right)^2 \quad (1-44)$$

或为

$$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} \lambda_y = 8K_1^2 \alpha^2 \left(1 - \frac{\rho_{pj}}{\rho_y} \right)^2 \quad (1-45)$$

$\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} \lambda_y$ 及 α 、 $\frac{\rho_{pj}}{\rho_y}$ 和雷诺数 Re_y 的关系可由表1-1

查出。式(1-45)及表1-1都是对水平管的。计算值与实验值相符程度尚可。

表1-1中, Re_y 表示全部流量都是液体时的雷诺数

($Re_y = \frac{Gd}{\mu_y}$)。根据 Re_y 及 ρ_{pj}/ρ_y 在表1-1查得 $\frac{\Delta P_{mc}}{\Delta P_0} \lambda_y$ 。

再算出 λ_y 及 ΔP_0 值, 即可求得 ΔP_{mc} 值。

(十四) Doležal 的计算方法(27):

Doležal 应用蒸发管边界层和主流流体之间的质量交换来阐明双相流体流动时的摩擦阻力增大的原因。并依此导出计算双相流体摩擦阻力的计算公式。

当汽泡脱离管壁时, 实际流向管壁进行质量交换的水量为:

$$M_y = \frac{q}{r} \frac{v''}{v'} \text{ 公斤/米}^2 \cdot \text{秒} \quad (1-46)$$

式中 q ——蒸发管壁热流密度, 瓦/米²;

r ——汽化潜热, 焦耳/公斤;

v' 和 v'' ——分别为饱和水及饱和汽的比容,

表1-1

Re_y	$\alpha = 0.04$		$\alpha = 0.1$		$\alpha = 0.2$		$\alpha = 0.3$		$\alpha = 0.4$		$\alpha = 0.5$		$\alpha = 0.6$		$\alpha = 0.7$	
	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$	ρ_{pi}/ρ_y	$\frac{\Delta P_{mc} \lambda_y}{\Delta P_0}$
2000	0.845	0.0844	0.681	0.126	0.504	0.208	0.387	0.307	0.375	0.428	0.250	0.568	0.206	0.731	0.173	0.919
3000	0.831	0.0724	0.656	0.109	0.471	0.183	0.352	0.275	0.272	0.388	0.217	0.522	0.176	0.678	0.145	0.858
5000	0.815	0.0600	0.626	0.0917	0.430	0.158	0.311	0.242	0.233	0.348	0.180	0.475	0.142	0.626	0.114	0.799
7000	0.805	0.0538	0.607	0.0830	0.406	0.146	0.286	0.226	0.210	0.328	0.158	0.451	0.122	0.598	0.0969	0.769
10000	0.794	0.0483	0.588	0.0754	0.384	0.134	0.261	0.207	0.188	0.310	0.137	0.430	0.104	0.574	0.0807	0.742
20000	0.773	0.0399	0.552	0.0639	0.337	0.117	0.219	0.189	0.186	0.309	0.104	0.399	0.0755	0.539	0.0563	0.704
30000	0.762	0.0363	0.532	0.0585	0.315	0.109	0.197	0.178	0.128	0.269	0.0876	0.384	0.0617	0.523	0.0452	0.688
50000	0.746	0.0323	0.508	0.0529	0.286	0.100	0.171	0.167	0.108	0.251	0.0704	0.370	0.0478	0.508	0.0340	0.672
70000	0.739	0.0299	0.492	0.0497	0.269	0.0960	0.156	0.162	0.0955	0.250	0.0607	0.363	0.0398	0.500	0.0280	0.664
100000	0.730	0.0280	0.477	0.0468	0.252	0.0916	0.141	0.156	0.0836	0.244	0.0516	0.356	0.0335	0.493	0.0227	0.651
200000	0.711	0.0246	0.448	0.0426	0.222	0.0849	0.117	0.147	0.0646	0.234	0.0378	0.346	0.0231	0.483	0.015	0.646
300000	0.701	0.0229	0.430	0.0405	0.206	0.0811	0.104	0.143	0.0555	0.230	0.0312	0.341	0.0185	0.478	0.0117	0.642
500000	0.688	0.0210	0.411	0.0369	0.186	0.0773	0.0900	0.139	0.0458	0.225	0.0245	0.336	0.0139	0.474	0.00853	0.638