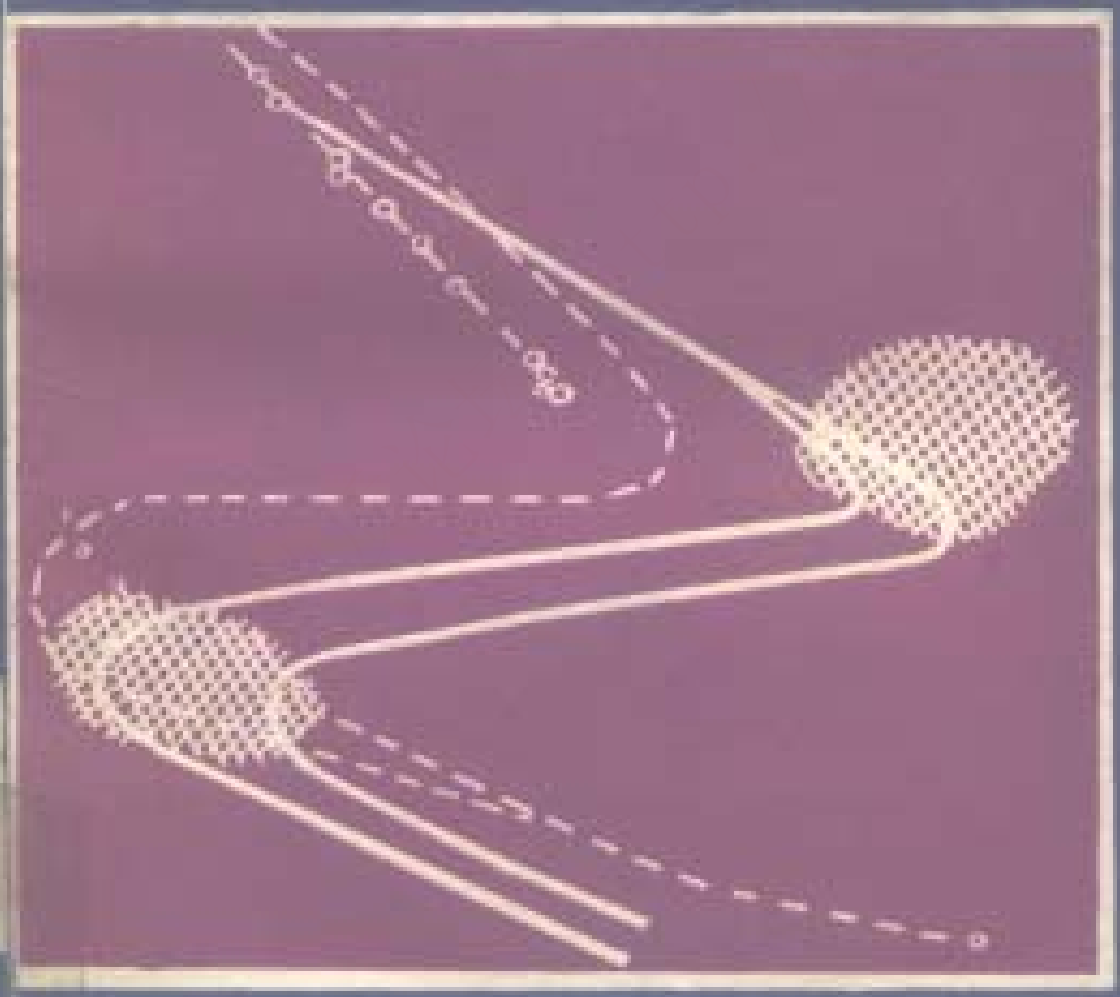
低温传热学

〔美〕 W. 弗罗斯特 编



科学出版社

低温传热学

〔美〕W. 弗罗斯特 编

陈叔平 陈玉生 译

马 驰 校

科学出版社

1982

内 容 简 介

从绝对零度到室温这个范围内各种低温介质的传热具有一系列独特的性质．随着航空、宇航技术以及低温工程的发展，低温传热学成为现代热工学中一门发展十分迅速的新兴学科．本书是国外系统阐述该学科的第一本专门著作．书中叙述了低温下各种传热机理的基础和特性，引用了大量低温传热和超低温传热的实验数据，论述了各种各样的测算方法，对广泛的研究结果作了分析和综合．

本书可供在航空、宇航、低温动力、制冷工程等部门从事设计和研究的科技人员使用．对于需要创造低温和超低温条件的科研人员和工程设计人员也有重要参考价值．

Walter Frost ed.

HEAT TRANSFER AT LOW TEMPERATURES

Plenum Press, 1975

低 温 传 热 学

〔美〕W．弗罗斯特 编

陈叔平 陈玉生 译

马 驰 校

责任编辑 陈文芳

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1982 年 7 月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1982 年 7 月第一次印刷 印张：13 1/4

印数：0001—4,400 字数：299,000

统一书号：15031·405

本社书号：2585·15—10

定价：2.05 元

序

本书的目的是：对低温传热特有的各种问题作一全面深入的介绍，以引起人们的重视．这并不是说经典的传热理论在低温下不能应用，而只是说常温求解方法中所作的许多近似在此种状态下是不正确的．例如，有些物性在低温下有显著的变化，因而不能象通常那样把它们认作常数．流体在低温下容易变成两相或更多相的混合物，它们的理论解析与单相流体的不同．这些问题以及其它一些在低温下比在正常条件下更经常发生的问题，都在本书中作了讨论．

虽然顾名思义，本书讲的是传热，但书中也有一章讲了两相流体流动，内容十分详尽，还有一章的一部分讨论了热力学临界状态下流体的流动问题．特别注意在低温下特有的那些流动现象．不用说，分析流体流动是分析强迫对流传热的必要前提，因而在本书正文中增添这些章节是理所当然的．

本书主要是为工程设计人员编写的，但是也探讨了研究人员感兴趣的许多课题．对大学师生来说，本书是一本有用的参考书，也可以作为传热学中有关专题课程的教科书．

编写本书的想法是蒂默豪斯（Timmerhaus）博士提出来的，他是《国际深冷专题丛书》的主编．蒂默豪斯博士清楚地认识到，迫切需要一本深冷条件下传热的专题著作．他认为可以把田纳西大学宇航研究所的简明教程作为蓝本，加以充实而写成这样一本书．他为本书的出版作了很大努力，编者对他的帮助和共同编写时传授的经验表示深切感谢．

为了编写本书，所有作者都积极提供作为本书蓝本的简

明教程的讲稿，并为最后定稿认真准备和压缩素材，编者对大家的通力合作非常感激. 还要谢谢贝蒂·斯普雷（Betty Spray），她把许多修改好的章节手稿用打字机打成清样，这需要她加班工作.

最后，编者向戈瑟特（Goethert）博士表示感谢，他提出的举办象宇航讲座这类培训讲座的想法提供了机会，使得田纳西大学宇航研究所的专业人员能与许多博学的专家进行密切的协作，而正是这些专家编写了本书各章.

沃尔特·弗罗斯特

目　　录

第一章　绪论 …… 1

1.1　引言 …… 1

1.2　编排 …… 5

1.3　参考文献 …… 5

第一篇　热传导和对流传热

第二章　热传导 …… 6

2.1　引言 …… 6

2.2　稳态热传导 …… 7

2.2.1　固体的热导率 …… 8

2.2.2　一维热传导 …… 8

2.2.3　通过组合结构的热传导 …… 11

2.2.4　二维和三维热传导 …… 13

2.2.5　具有可变热导率的热传导 …… 17

2.2.6　各向异性固体内的热传导 …… 19

2.3　非稳态热传导 …… 20

2.4　热传导的应用问题 …… 24

2.4.1　热绝缘系统 …… 25

2.4.2　热渗漏 …… 38

2.4.3　降温损失 …… 42

2.5　小结 …… 46

2.6　符号 …… 46

2.7　参考文献 …… 48

第三章　向低温流体的对流传热 …… 53

3.1 引言 …… 53
3.2 近临界态流体物性 …… 56
3.2.1 临界点的热力学 …… 56
3.2.2 P-ρ-T 数据——状态方程 …… 58
3.2.3 热传输性质 …… 59
3.2.4 量子态 …… 62
3.2.5 膨物性 …… 64
3.3 近临界区域的传热 …… 65
3.3.1 近临界区域的特性 …… 65
3.3.2 自由对流和自然对流系统中的传热 …… 69
3.3.3 强迫对流系统中的传热 …… 71
3.3.4 常见的几何构形对近临界态传热的影响 …… 79
3.3.5 自由对流(层流)的理论研究 …… 84
3.3.6 强迫对流的理论研究 …… 86
3.4 符号 …… 91
3.5 参考文献 …… 93

第二篇 两 相 现 象

第四章 两相流动的术语和物理描述 …… 98
4.1 引言 …… 98
4.2 沸腾类型 …… 98
4.3 沸腾工况 …… 101
4.4 强迫对流沸腾 …… 104
4.4.1 欠热沸腾 …… 104
4.4.2 饱和沸腾 …… 107
4.5 两相流动的特征 …… 110
4.5.1 水平管内的流型 …… 110
4.5.2 垂直管内的流型 …… 113
4.6 定义 …… 115
4.7 符号 …… 116

4.8 参考文献 …… 117
第五章 池内泡核沸腾 …… 119
5.1 引言 …… 119
5.2 起泡 …… 120
5.3 强迫对流时的起始沸腾 …… 125
5.4 沸腾传热可能存在的几种机理 …… 129
5.5 汽泡参量 …… 132
5.6 影响池内沸腾实验数据的因素 …… 138
5.6.1 压力的影响 …… 139
5.6.2 表面条件的影响 …… 140
5.6.3 溶解气体的影响 …… 141
5.6.4 滞后现象 …… 143
5.6.5 加热表面的尺寸和方位 …… 144
5.6.6 搅拌 …… 145
5.6.7 欠热度 …… 146
5.6.8 不湿润表面 …… 146
5.6.9 重力场 …… 146
5.7 沸腾实验数据的综合 …… 148
5.8 池内沸腾传热实验数据的关系式 …… 150
5.9 符号 …… 157
5.10 参考文献 …… 158
第六章 临界热流密度 …… 162
6.1 引言 …… 162
6.2 自然对流沸腾工况下的临界热流密度 …… 163
6.2.1 无限容积内的自然对流 …… 163
6.2.2 有限容积内的自然对流 …… 192
6.2.3 小结 …… 192
6.3 强迫对流沸腾工况下的临界热流密度 …… 193
6.4 符号 …… 196
6.5 参考文献 …… 197

第七章　膜态沸腾 …… 200
7.1　引言 …… 200
7.2　深冷剂膜态沸腾的实验数据 …… 201
7.2.1　氢的实验数据 …… 201
7.2.2　氦 I 的实验数据 …… 203
7.2.3　氮的实验数据 …… 205
7.2.4　其它深冷剂膜态沸腾的实验数据 …… 208
7.3　膜态沸腾传热的计算公式 …… 211
7.4　关系式与实验数据的比较 …… 216
7.5　符号 …… 218
7.6　参考文献 …… 219
第八章　膜态沸腾最低热流密度 …… 223
8.1　引言 …… 223
8.2　池内沸腾 …… 223
8.3　强迫对流沸腾 …… 225
8.4　符号 …… 226
8.5　参考文献 …… 227
第九章　深冷表面上的汽-液冷凝 …… 228
9.1　引言 …… 228
9.2　基础研究 …… 229
9.3　实验结果 …… 233
9.4　符号 …… 237
9.5　参考文献 …… 237
第十章　汽-固冷凝 …… 239
10.1　结霜 …… 239
10.2　冷凝时的质量守恒和能量守恒 …… 242
10.2.1　质量平衡 …… 242
10.2.2　能量平衡 …… 246
10.3　深冷沉积物的物性 …… 251
10.3.1　潜热 …… 251

10.3.2 比热容 …… 252
10.3.3 热导率 …… 253
10.3.4 俘获系数 …… 253
10.3.5 密度 …… 253
10.4 符号 …… 254
10.5 参考文献 …… 254
第十一章 深冷剂液-汽混合物的压降和可压缩流 …… 256
11.1 引言 …… 256
11.2 压降 …… 256
11.2.1 稳态两相流方程 …… 257
11.2.2 环状流模型 …… 259
11.2.3 均匀流模型 …… 263
11.2.4 深冷剂的压降实验数据 …… 264
11.3 压力波的传播 …… 269
11.3.1 泡状流 …… 270
11.3.2 分层流、环状流和雾状流 …… 271
11.3.3 块状流 …… 271
11.4 临界流 …… 274
11.4.1 进口为两相混合物或饱和汽的情况 …… 275
11.4.2 进口为饱和液体或欠热液体的情况 …… 281
11.5 小结 …… 288
11.6 符号 …… 288
11.7 参考文献 …… 289
第十二章 两相流的强迫对流传热 …… 292
12.1 引言 …… 292
12.2 部分泡核沸腾(欠热泡核沸腾) …… 293
12.3 充展泡核沸腾 …… 295
12.4 过渡沸腾 …… 298
12.5 稳定膜态沸腾 …… 298
12.6 向两相氦的强迫对流传热 …… 306

12.7 结论性意见 …… 307
12.8 符号 …… 309
12.9 参考文献 …… 310
第十三章 沸腾和两相排放时的瞬态工况 …… 312
13.1 引言 …… 312
13.2 瞬态沸腾 …… 312
13.3 外加波动 …… 314
13.4 骤冷实验 …… 318
13.5 两相流中和排放时的瞬态工况 …… 322
13.5.1 单相排放 …… 324
13.5.2 两相排放 …… 325
13.6 小结 …… 337
13.7 符号 …… 338
13.8 参考文献 …… 339

第三篇 辐射和氦 II 热传输

第十四章 表面的辐射特性 …… 343
14.1 引言 …… 343
14.2 固化层厚度的影响 …… 345
14.3 波长的影响 …… 348
14.4 固相结构特性的影响 …… 352
14.5 理论推导 …… 354
14.6 应用 …… 357
14.7 参考文献 …… 359
第十五章 液氦 II 内的热传输 …… 360
15.1 引言 …… 360
15.2 液氦 II 的特性 …… 360
15.2.1 卡皮查热导 …… 364
15.2.2 当 $\Delta T \sim T$ 时的卡皮查热导 …… 369
15.3 临界热流密度 …… 373

15.4 膜态沸腾 …… 382
15.5 符号 …… 393
15.6 参考文献 …… 393
索引 …… 398

第一章 绪 论

弗罗斯特[1)]

1.1 引 言

《国际深冷专题丛书》编入这一卷的目的，是想丰富在工作中需要解决低温下传热和流体流动问题的热力工程设计人员的知识．书中各章都是由本领域各方面的专家们在统一布局下写成的，因而可以预期，这本专题著作既有连贯性，又有中心主题． 田纳西大学宇航研究所曾举办过一次简明讲座，本书许多章节最初就是这个讲座的讲稿．

这里用的"低温"这个术语并不确切． 在本书中，"低温"是指这样的温度范围：从平常与普通液态致冷剂相关联的温度（室温 298 K 左右）到与液氦相关联的温度 4K． 斯科特(Scott)[1] 列举了标准沸点在该温度范围内的三十六种流体，把它们列为深冷流体类． 另一些作者[1—4]把深冷流体规定为标准沸点低于 123 K 的那些流体．其中有代表性的是所谓永久气体，如氦、氢、氖、氮、氧和空气．

某些深冷液体的部分物性列于表 1-1．参考文献 [1—6] 中有更完整的物性数据．

在输送和贮存很低温度的深冷剂时，在热工设计中会产生许多问题，这些问题与所有三个经典的传热机理都有牵涉．

---

1) 弗罗斯特，田纳西大学宇航研究所，田纳西州，塔拉霍马．

表 1·1　一些常用深冷剂的热力学性质[1]

（压力＝1atm）

深冷物质	沸点 K	液体密度 kg/m³	汽化潜热 kJ/kg	汽化潜热 MJ/m³液体	1m³液体在标准温度和压力下的气体体积（m³）
氧	91	1143	213	243	862
氮	78	808	199	161	696
氢	87	1403	163	228	846
甲烷	112	425	509	216	637
氩	85	1512	172	260	959
氢	21	70.5	448	31.6	844
氦	4	125	20.4	2.57	754

第二章讲热传导的机理，特别注意这样一些效应：它们虽然在室温下通常可以忽略，但在深冷温度下却十分重要。这方面有代表性的是分析变热导率的传导问题，因为许多物质的物性在低温下随温度的变化都十分强烈。低温下形成的深冷沉积物常常具有各向异性的热导率，这也要求其热传导分析与平常设计实践中的有所不同。

此外，在深冷剂贮存罐或管道与周围环境之间总是存在着巨大的温差。因此，为了减少热渗漏，设计结构支架和管道都要采用特殊的热绝缘和方法，这些都要求详细分析热传导。还有，在大型深冷系统迅速降温时发生的瞬态热传导问题也比以往更为重要了。

第三章研究对流传热。就遵守力学定律和热力学定律这一特性来说，深冷流体的性状大体上都象“经典”流体一样（一个重要的例外是氦 II，它将在第十五章中讨论），因此根据因次分析对普通液体和气体求得的大量对流解析公式、比例模化定律和实验关系式，也可用于深冷剂。但是，深冷系统常常在接近热力学临界的状态下运行，而在该处流体物性随温度

和压力的变化都十分强烈．因此在普通传热教科书中给出的对流能量方程的常物性解不能随便乱用．第三章研究了处于近临界状态下的流体的传热，并介绍了用于低温下单相强迫对流和自然对流的计算公式．

当把深冷流体贮存在容器中和通过管道输送时，很容易发生沸腾和两相流．一般来说，液相变为气相会使贮存或输送的液体造成损失，因此不希望它发生．相反，在另外一些应用中，例如冷却超导的电子元件和磁铁时，或者冷却深冷宇航模拟装置内的深冷抽气板时，因为相变会吸收潜能，所以又希望它发生．由此可见，需要有判断何时发生两相流和计算两相流传热率的方法。

在输送系统中，由于免不了有热渗漏，因此很容易发生两相混合的流体流动．对于两相流来说，象压降、推进剂的容许损失、可容许的流率、对降温的要求、稀释效应和许多其它的这类参量的计算都要复杂得多．随着蒸汽和液体在管道内分布情况的不同，两相流可能存在好几种流型．由于这些流型造成了湍流和层流的不同组合，而这两种流动遵守不同的物理定律，因此为了工程计算，对它们需要有不同的方程．此外，蒸汽和液体的质量份额会沿管道长度发生变化，因此流型也要随之改变，在降温期间，它们还随时间发生变化．各种两相流在第四章中讨论，而压降、压力波的传播、临界流以及进口效应等的计算方法在第十一章中叙述．第十三章讲述在降温、高压喷放和热固体骤冷时发生的一些瞬态两相流问题．在两相流动过程中，常常发生流量振荡和流动不稳定性，它们的机理也归在这一章中讨论．

在贮存容器和其它深冷设备中，只要壁面温度稍微超过饱和温度，在它上面就会开始沸腾．沸腾一开始，向贮存流体的传热就更加强烈，从而使流体更快蒸干．在流体池内的各

种沸腾现象以及在这些情况下传热率和沸腾起始的测算方法，都在第四章到第八章中讨论。

在强迫对流条件下的输送管道内，也会发生沸腾。在这种情况下，传热机理还是受管道内该时或该地存在的两相流型的影响。池内沸腾即自然对流条件下的沸腾与强迫流动条件下的沸腾有明显的差别，后者是第十二章要讲的内容。

在深冷系统中，与沸腾相反的相变是冷凝。通常遇到的是汽-液或汽-固冷凝过程。前一过程在热交换器中经常发生，其中高温蒸汽在管子表面上冷凝，放出汽化潜热，用来加热管子另一侧的流体。深冷剂很少作这种用途；但是，在液化系统或致冷装置的热交换器中，在宇航部门或炼油厂的贮气罐中，都很容易发生汽-液冷凝。与汽-液冷凝相关的传热机理在第九章中论述。

汽-固冷凝过程在深冷抽真空系统中很容易发生，在该系统中，机械抽吸后残留的气体在被深冷剂冷却的表面上冻结。这样形成的固体称为深冷沉积物。在设计深冷抽气板和决定供应冷却剂的致冷装置规模时，传热考虑是很重要的。在深冷剂的输送管道和贮存容器的外表面也会发生此类冷凝，它们将影响从这些部件的热渗漏。第十章讨论了汽-固冷凝现象。

最后，本书第 III 部分探讨了低温下辐射传热的机理（第十四章）和氦 II 内的传热（第十五章）。

低温下的辐射传热与传统理论[8,9]的差别只是在于表面性质发生了变化。当在系统的固体表面上形成冷凝物（深冷沉积物）即霜时，表面的发射率、反射率和吸收率都改变了。有人曾经观测到，在很低温度下覆盖一层薄的电介质会使发射率提高[9]，因此，由于表面性质的这些变化，系统内的辐射能量交换也可能变化。这方面的资料可在第十四章中找到。

氦 II 内的传热是特别引起人们兴趣的一个现象，它受到

氦 II 特有的超级性能的强烈影响。为了利用超导、无摩擦流等等带来的好处，迫切需要研究这种流体内的能量传输和动量传输。第十五章详细描述了氦 II 中的传热过程。

1.2 编　　排

本书每一章都有单独的参考文献目录和符号表。虽然总的来说，所用的符号是统一的，但是由于各个作者的爱好不同，也存在小的差别。

参考文献用数目字编号，每一章都从 1 开始。方程、表和图的编号之前都有章数。

1.3 参 考 文 献

[1] R. B. Scott, *Cryogenic Engineering*, D. Van Nostrand Co., New York (1959).

[2] R. F. Barron, *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill Book Co., New York, (1966).

[3] M. McClintock, *Cryogenics*, Reinhold Publishing Co., New York (1964).

[4] R. W. Vance, ed., *Applied Cryogenic Engineering*, John Wiley and Sons, New York (1963).

[5] V. J. Johnson, "A Compendium of the Properties of Materials at Low Temperature (Phase I), Part 1, Properties of Fluids," PB171 616, Air Research and Development Command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio (1960).

[6] K. D. Timmerhaus, "A Correlation of Thermodynamic Properties of Cryogenic Fluids", lecture notes for short course at University of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee (1969).

[7] J. A. Clark, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5, Academic Press, New York (1968).

[8] E. M. Sparrow and R. D. Cess, *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Co., California (1970).

[9] R. Siegel and J. R. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer*, McGraw-Hill Book Co., New York (1972).

第一篇　热传导和对流传热

第二章　热　传　导

蒂默豪斯[1]

2.1 引　　言

如前所述，深冷流体的使用给传热学带来若干独特的问题．在大气环境中操作和输送处于低温下的这类流体，要求革新和研制特殊的热绝缘方法和设计技巧．结果，研制成功一些新的热绝缘结构，它们由许多层高反射率的薄辐射热屏以及把它们彼此隔开的薄隔片(热绝缘体)组成．这类热绝缘称做多层热绝缘或超热绝缘．在高真空($2/3\times10^{-4}$—$4/3\times10^{-4}$Pa)下，它们对于减少向低温系统的热渗漏是非常有效的．例如，有一种多层热绝缘具有多达50层的辐射热屏，每层厚度为6.4 μm，材料为涂铝聚酯，这种多层热绝缘在这一压力范围下的表观热导率只是周围空气的热导率的1/2000[1]．除了使热损失减到最小的新型热绝缘之外，还特别注意与深冷容器支撑结构方案有关的热传导效应．

在低温下，许多物质的物性随温度有很大的变化．因此，在热传导过程的分析和计算中必须考虑变物性的影响．对于热导率和比热容这两个物性尤其需要这样做．

虽然这里介绍的多数内容也可以应用于非深冷情况，但

---

1) 蒂默豪斯，科罗拉多大学，科罗拉多州，博尔德．

是，重点将放在适用于深冷剂工作的那些应用上。只要有可能搞到深冷剂数据，就一定加以引用，并强调它们在低温应用中的特点。在本章后面所列的参考文献中还给出了几篇低温热传导的文献述评。

2.2 稳态热传导

传热常被描述为一个动力学过程即一种传输现象。它是在能够进行热交换的系统中借助于温差即温度梯度而转移能量的现象。在传热计算中感兴趣的总是瞬时热流率或者温度分布状况。在热传导中，能量是依靠分子的明显位移，由分子直接传递的。根据分子动力学理论，系统内任一成分的温度与该成分分子的平均动能成正比。当一个区域中的分子获得的平均动能大于邻近区域中分子的平均动能时（由温差所显示），具有较大动能的分子将把它的一部分能量传给较低温度区域中的分子。观测到的热传导效应是一个温度平衡过程。然而，如果在系统中不同点加入和取走能量来维持这些温差，那么就可以形成从热区到冷区的连续不断的热流。

对于各向同性的材料，通过一个面积为 $A(x)$ 的正交平面的瞬时热流率 $Q_x(x, y, z, \theta)$ 由下列关系式给出：

$$Q_x(x, y, z, \theta) = -k(T)A(x)[\partial T(x, y, z, \theta)/\partial x] \quad (2\text{-}1)$$

在这种情况下，瞬时热流率是一个有方向的物理量。显然，如果在 y 和 z 方向存在温度梯度，那么在这两个方向也就有热流。负号满足如下要求：热流方向要从高温区域指向低温区域，并且可以根据任意选定的坐标系方向来确定传热的方向。方程（2-1）描述材料中任一点 (x, y, z) 任一时刻 θ 沿 x 方向的热流率。因而，方程（2-1）既可以用于瞬态过程，又可以用于稳态过程，而且热导率 $k(T)$ 可以随温度变化，面积

$A(x)$ 也可以是变量.

为了描述各向同性材料中的温度分布，而不是描述瞬时热流率，方程(2-1)通常代之以一维傅里叶方程

$$\partial T/\partial \theta = \partial^2 T/\partial x^2 \qquad (2-2)$$

对于稳态过程，式中 $\partial T/\partial \theta = 0$.

2.2.1 固体的热导率

毫无疑问，热导率是影响热传导的唯一最重要的物性. 它的数值取决于物质的组分、压力和温度. 对于一种给定的物质，温度是影响热导率的唯一最重要的变量. 因为计算低温下材料热导率值的理论研究还很不够，所以通常更令人满意的做法是从热物性表查得这个物性的数值，或者作实验直接测定以满足特殊的需要.

对于在低温工程中用到的大多数材料来说，其热导率的实验值不仅十分丰富，而且在文献中很容易找到. 一些比较有用的数据汇编包括: 鲍威尔（Powell）和布兰皮德（Blanpied）的著作[2]、美国国家标准局（NBS）的《低温材料物性简编》[3]、《美国物理学会手册》[4]、《热物性研究中心数据手册》[5]、鲍威尔、侯（Ho）和莱利（LiLey）编写的报告《全国标准数据汇总》[6]以及迪拉德（Dillard）和蒂默豪斯的最新文献述评[7]. 此外，克莱门斯（Klemens）[8] 对热导率理论方面的工作作出了极好的评论，而怀特（White）[9] 则尽可能地收集了固体导体低温热导率的测定值.

2.2.2 一维热传导

一维热流的一个重要情况是通过垂直于热流方向的平行等温面的热传导. 对于一维稳态热传导，热力学第一定律要求热流为常数，并且与坐标系的其它二维无关. 于是，方程

(2-1) 可以写成

$$Q\int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{A(x)}=-\int_{T_1}^{T_2}k(T)dT \qquad (2-3)$$

如果定义一个平均热导率，则方程(2-3)的右边就可以进行积分：

$$k_m(T_2-T_1)=\int_{T_1}^{T_2}k(T)dT \qquad (2-4)$$

把方程(2-4)代入方程(2-3)，并对 Q 求解，得

$$Q=-k_m(T_2-T_1)\Big/\int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{A(x)} \qquad (2-5)$$

一旦规定了边界温度和知道了几何形状，就可以用方程(2-5)计算材料内的稳态传导传热率，该材料的热导率可以随温度变化，几何形状也不限于简单的情况。

在低温下的一维传热中有实际意义的几何形状是长空心圆柱体(圆管)和空心球体(杜瓦容器)。如果空心圆柱体的内表面温度为常数 T_i，外表面温度为常数 T_0，那么根据方程(2-5)，传导传热率是

$$Q=-2\pi Lk_m(T_0-T_i)/\ln(r_0/r_i) \qquad (2-6)$$

式中 L 是圆柱体的长度，r_i 和 r_0 分别是空心圆柱体的内、外半径。经适当的几何代换之后，将方程(2-3)从内半径 r_i 及其相应的温度 T_i 到任意的半径 r 及其相应的温度 T 进行积分，即可求得空心圆柱体弯曲壁中的温度分布

$$T(r)=(T_i-k_m)(T_i-T_0)\times[\ln(r/r_i)]/[k'_m\ln(r_0/r_i)] \qquad (2-7)$$

式中 k'_m 定义为

$$k'_m[T(r)-T_i]=\int_{T_i}^{T(r)}k(T)dT \qquad (2-8)$$

因为在所有几何构形中，空心球体的体积与外表面积之比最

大，所以它在需要将热损失维持在最低水平的深冷领域中使用很广．如果球壳内外表面的温度是均匀的，并且是常数，那么通过球壳的热传导便是一维稳态问题．对于这种情况，如果两个表面之间的壳体材料是均匀的，则传导传热率是

$$Q = -4\pi r_i r_0 k_m (T_0 - T_i)/(r_0 - r_i) \qquad (2\text{-}9)$$

低温一维热传导比较重要的应用之一，是在热交换器设计中采用扩展表面即肋片，以保证传热量最大而总的热损失最小．扩展表面的横向温度梯度一般很小，在其任一横截面上的温度都相等，因此可按一维热传导处理．

为了确定肋片中的温度分布和这个扩展表面所传递的热量，需要研究肋片中一个小单元的热平衡．作为例子，考察如图 2-1 所示的细杆形肋片，研究由传导和对流引起的综合传热过程．在稳态条件下，在 x 处由于传导进入肋片单元的热流率，必须等于在 $x + dx$ 处离开该肋片单元传导走的热流率加上由 x 和 $x + dx$ 之间的表面对流带走的热流率．这个热平衡的数学表达式可以写成

$$\begin{aligned} -k_m A dT/dx = [&-k_m A dT/dx + (d/dx) \\ &\times (-k_m A dT/dx)dx] \\ &+ hPdx(T - T_b) \end{aligned} \qquad (2\text{-}10)$$

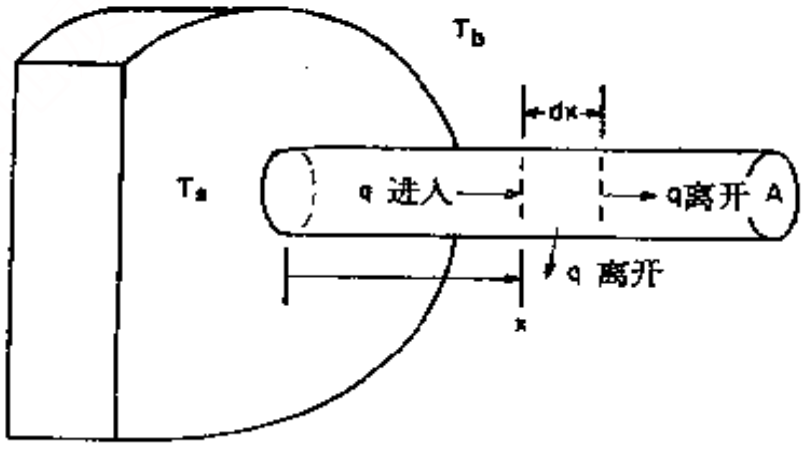


图 2-1　通过扩展表面的热传导

式中 h 是对流传热系数，P 是细杆形肋片的周长，Pdx 表示在 x 和 $x+dx$ 之间与周围流体相接触的表面面积。方程(2-10)可以简化为

$$d^2T/dx^2 = m^2(T - T_b) \tag{2-11}$$

式中 $m^2 = hP/k_mA$。由方程(2-11)得出沿肋片的温度分布

$$\frac{T - T_b}{T_t - T_b} = \frac{\mathrm{ch}[m(L-x)] + (h_L/mk_m)\mathrm{sh}[m(L-x)]}{\mathrm{ch}mL + (h_L/mk_m)\mathrm{sh}mL} \tag{2-12}$$

和肋片散失的热流率

$$Q = (PhAk_m)^{\frac{1}{2}}(T_t - T_b)\frac{\mathrm{sh}mL + (h_L/mk_m)\mathrm{ch}mL}{\mathrm{ch}mL + (h_L/mk_m)\mathrm{sh}mL} \tag{2-13}$$

在低温热传导应用中常用的扩展表面形状是多种多样的。在斯科特[10]和巴伦（Barron）[11]著的教科书中，在过去几次深冷工程会议上提出的，并在《深冷工程进展》[12]各卷中发表的一些论文中，对一些肋片都作了比较详细的讨论。

2.2.3 通过组合结构的热传导

方程(2-5)表明：通过固体的一维热传导可以依据温度势（$T_2 - T_1$）和热流阻力 $R_k = (1/k_m)\int_{x_1}^{x_2} dx/A(x)$ 来表示。于是

$$Q = -(T_2 - T_1)/R_k \tag{2-14}$$

组合结构由厚度和热导率都各不相同的几种材料组成，它们以连续的一层接一层的方式排列。通过这种组合结构稳态热传导的热流，可以用类似于计算串联电阻电路中电流的方法加以计算。因此，对于 $T_{x_{n+1}} > T_{x_1}$，

$$Q = \frac{T_{x_{n+1}} - T_{x_1}}{k_{m_1}^{-1}\int_{x_1}^{x_2}[dx/A(x)] + k_{m_2}^{-1}\int_{x_2}^{x_3}[dx/A(x)] + \cdots + k_{m_n}^{-1}\int_{x_n}^{x_{n+1}}[dx/A(x)]} \tag{2-15}$$

$$Q = -(T_{x_{n+1}} - T_{x_1}) \Big/ \sum_{i=1}^{n+1} R_{k_i} \tag{2-16}$$

如果组合结构中不同材料的边界温度原来不知道，那么就需要用试凑法根据下式确定每个 k_m 的适当数值：

$$Q = -\frac{T_{x_2} - T_{x_1}}{k_{m_1}^{-1}\int_{x_1}^{x_2}[dx/A(x)]} = -\frac{T_{x_3} - T_{x_2}}{k_{m_2}^{-1}\int_{x_2}^{x_3}[dx/A(x)]}$$

$$= \cdots = -\frac{T_{x_{n+1}} - T_{x_n}}{k_{m_n}^{-1}\int_{x_n}^{x_{n+1}}[dx/A(x)]} \tag{2-17}$$

方程 (2-15)，(2-16) 和 (2-17) 中的符号如图 2-2 所示。

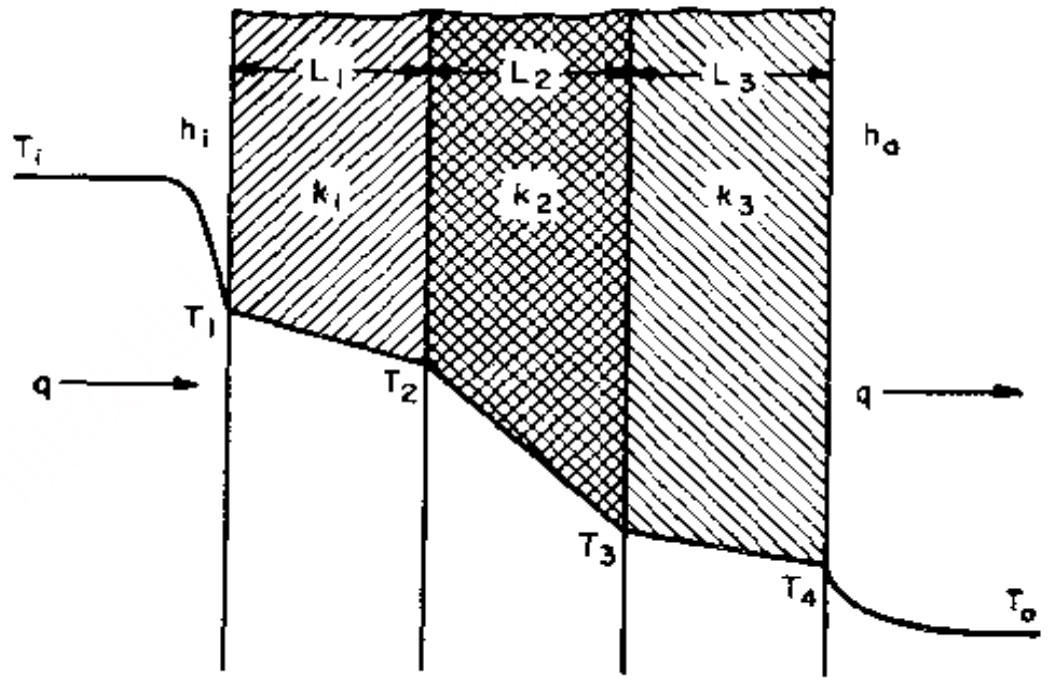


图 2-2　通过组合系统(两个外壁暴露在流体中)的一维热流的温度分布

在许多低温热传导场合，组合结构(金属壁与热绝缘的组合)的两个外表面是与具有不同温度的流体相接触的。在这种情况下，在组合材料的外表面和流体之间会发生对流传热。这种横向通过一个表面的热交换可以依据对流传热系数 h 和接触表面的面积 A 表示为

$$Q = hA(T_{流体} - T_{表面}) \tag{2-18}$$

方程 (2-18) 还表明：流体与固体之间的对流传热可以用温度势和热阻 $R_h = 1/hA$ 来表示。把对流热阻加到方程 (2-16) 中，就导出适用于横向通过将冷热两种流体分隔开的组合结构的通用热流方程，即

$$Q = \frac{T_{热流体} - T_{冷流体}}{(R_h)_{热流体} + \sum_{i=1}^{n+1} R_{k_i} + (R_h)_{冷流体}} \tag{2-19}$$

对于几何形状为圆柱和球形的情况，可以写出类似的关系式。计算对流传热系数数值的各种方法将在下一章中介绍。

2.2.4 二维和三维热传导

到目前为止，在所考虑的热传导问题中，温度和热流都可以作为单个变量的函数来处理。许多实际问题均属于这一类。但是，当系统的边界是不规则的或沿边界的温度分布是不均匀的时候，一维处理就可能不再令人满意。于是，问题就成为二维或三维空间的问题。

在二维和三维系统中的热传导可以用解析法、图解法、模拟法以及数值法来处理。对于平板、圆柱体、球体、平行六面体等普通的几何形状，已经就各种不同边界条件从数学上求得了精确解。然而，解析解的完整分析要求预先通晓傅里叶级数、贝塞尔函数、勒让德多项式、拉普拉斯变换以及复变函数理论等知识。现在已有许多论述热传导问题数学解法的优

秀教科书[13-20].

三维微分单元的热传导方程的推导是十分简单明了的. 如果固体的比热容和密度与温度无关，并具有内热源 $\dot{q}$，那么就导致下列关系式:

$$(\partial/\partial x)(k\partial T/\partial x) + (\partial/\partial y)(k\partial T/\partial y) + (\partial/\partial z)(k\partial T/\partial z) + \dot{q}(x, y, z) = C_p\rho\partial T/\partial\theta \tag{2-20}$$

假设热导率是常数，则方程 (2-20) 可以写成

$$\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2 + \dot{q}/k = (1/\alpha)\partial T/\partial\theta \tag{2-21}$$

式中 α 是热扩散率，等于 $k/C_p\rho$. 如果热传导区域内没有内热源，那么这个方程就简化为傅里叶方程:

$$\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2 = (1/\alpha)\partial T/\partial\theta \tag{2-22}$$

许多热传导问题用柱面坐标系或球面坐标系处理更为方便. 这两个坐标系的傅里叶方程由下列方程给出:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial\theta} \text{（柱面坐标）} \tag{2-23}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2(rT)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2\sin\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\sin\phi\frac{\partial T}{\partial\phi}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\phi}\frac{\partial^2 T}{\partial\phi^2} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial\theta} \text{（球面坐标）} \tag{2-24}$$

在稳态条件下，无内热源物体中的温度分布必须满足拉普拉斯方程

$$\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2 + \partial^2 T/\partial z^2 = 0 \tag{2-25}$$

热传导问题的解析解除了必须满足上述合适的热传导方程之外，还必须满足该问题的实际情况所规定的边界条件.

求傅里叶方程精确解的经典方法是分离变数法.

因为许多二维和三维热传导问题涉及复杂的几何形状、可变热导率以及随空间变化的边界条件，所以最好用不太严格的近似方法求解. 克赖思(Kreien)[17]、罗塞诺夫 (Rohsenow) 和乔尼 (Choi)[18]、雅各布 (Jakob) 和豪金斯 (Hawkins)[19]以及施奈德 (Schneider)[15] 对图解法和模拟法作了很好描述，而杜辛伯尔 (Dusiberre)[20] 则详细介绍了数值方法.

只要徒手画出温度场，就可以用图解法求得二维稳态热传导方程的近似解. 图解法对于具有等温边界的系统是相当简单的，而且对于热流以对流或辐射的方式自温度已知的热源（或至温度已知的吸热阱）通过温度未知的边界的情况，它也可以应用. 图解的目的是作出由等温线和等热流线所组成的网络. 热流线类似于流体流场中的流线，即它们与任意一点热流的方向相切. 因此，在垂直于热流线的方向没有热流，从而在任何两条热流线之间的热流量为常数.

等温边界之间的热流率可以直接由网络求得，其方法是把与每个热流管(网络通道)有关的热流加起来. 于是

$$Q = (n/m)\, k\, (T_h - T_c) \qquad (2\text{-}26)$$

式中 n 是网络中热流管的数目，m 是每条热流管中从热等温边界的温度 T_h 到冷等温边界的温度 T_c 的曲线方格的数目.

有许多热传导问题不能用解析法求解，而在热系统中进行实验求解又太昂贵或费时. 可是对于这类问题，往往可以十分简单地在模拟系统中用实验方法求解，然后再转化为热工问题的解. 把在任何一个系统中用实验方法得到的结果应用于类似的系统，乃是实验-模拟法的基础.

热流问题可以用好几种实验-模拟方法求解，这些方法是：使用穆尔 (Moore) 流体绘图器的流体流动模拟[21]、薄膜模拟[15](也适用于具有内热源的温度场[22])以及类似场模拟绘

图器的各种电模拟[23]。雅各布[14]和施奈德[15]对这些方法作了全面的评述。

解热传导问题所用的数值方法常常称为有限差分法。采用这个术语的原因在于：在这个方法中，把一个连续的区域细分成有限个离散的单元，再用能量守恒定律描述每个单元的温度与其相邻单元温度之间的关系，由此推导出诸差分方程。

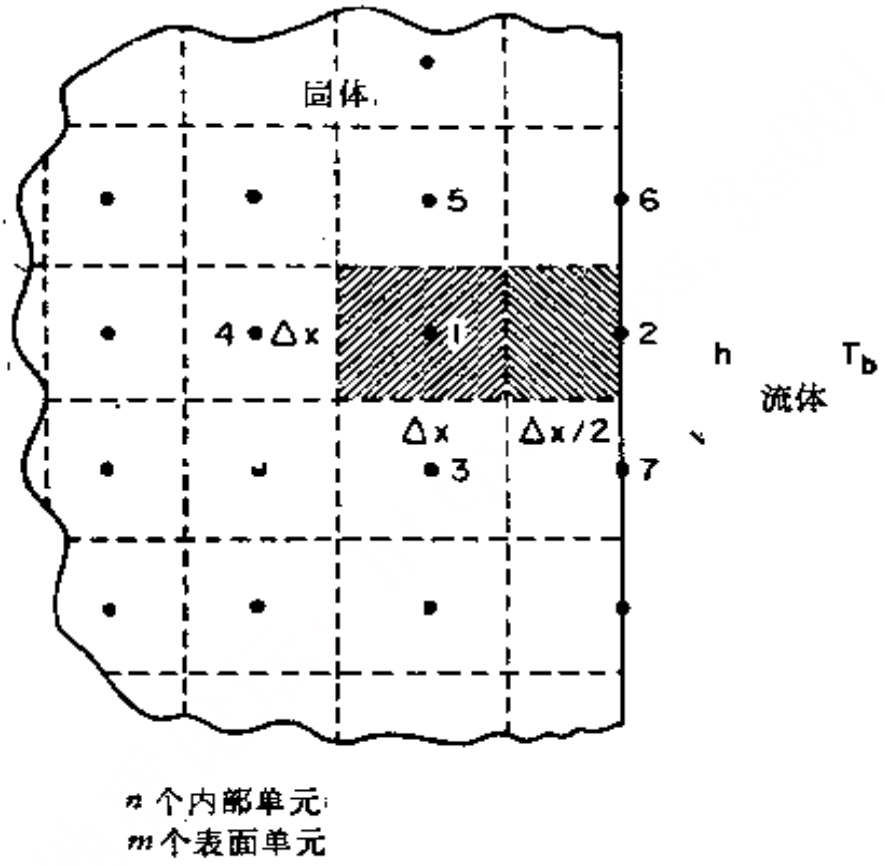


图 2-3　一面暴露于流体中的二维固体的有限差分网络

图 2-3 表示的就是这种离散单元网络的一个实例，它是有一表面暴露于流体中的二维固体，固体内部被分成 n 个边长为 Δx 的正方形单元，该单元的温度以其中心温度即结点温度来表示；还有 m 个表面单元，其大小是 $\Delta x \times \Delta x/2$，由此给出均匀间隔的表面结点。把以差分形式表示的热力学第

一定律应用于某个内部结点，譬如说点 1，并且假定通过固体的是稳态热传导，假定固体的物性为常数，就给出

$$T_2 + T_3 + T_4 + T_5 - 4T_1 = 0 \qquad (2\text{-}27)$$

表面结点，譬如点 2，为具有整体温度 T_b 和对流传热系数 h 的流体所湿润，对这个结点应用同样的方法得到

$$T_1 + \frac{1}{2} T_6 + \frac{1}{2} T_7 + (h\Delta x/k)T_b - (2 + h\Delta x/k)T_2 = 0 \qquad (2\text{-}28)$$

对于每个内部结点和表面结点，都可以写出类似的方程，结果得到具有 $(m + n)$ 个未知数的 $(m + n)$ 个联立线性代数方程. 求解这个方程组有好几种方法，包括代数消元法、行列式法、张弛法、迭代法以及编制程序在高速数字计算机上进行运算的方法. 最后一种方法大概是最令人满意的，因为它速度快，使用方便，并且精度高. 现在对于多数大型计算机都有编好的许多子程序，可供求解由大量方程组成的联立方程组. 为了减少求解这些联立方程所花费的时间，这些方程的右边通常不约简到零，而是约简到某个能提供满意的解的十分接近零的残数.

克拉克 (Clark)[24] 求解这类差分方程组的经验表明：由于数字四舍五入的误差会通过逐次计算传播，由于差分方程本身仅仅是有关物理过程的近似表达式，这两个原因都可能给计算带来严重的误差. 况且，当选用比较小的有限单元来减小离散化带来的误差时，计算次数便会增加，从而增加了舍入误差. 这意味着，如果要使解均匀收敛，那么当有限单元的尺寸减小时，也必须同时减小残数的值.

2.2.5 具有可变热导率的热传导

低温下许多材料的热导率随温度变化显著. 于是，对于

某些深冷应用来说，常物性的假设和由此导得的相应解将是不能令人满意的。 在热物性随温度变化的各向同性材料中，稳态热传导问题的主导微分方程给出为

$$(\partial/\partial x)(k\partial T/\partial x) + (\partial/\partial y)(k\partial T/\partial y) + (\partial/\partial z)(k\partial T/\partial z) = 0 \tag{2-29}$$

这种形式的方程是难以求解的。为此麦克莫迪(McMordie)[25]提出了包含一个新变量的简单变换。这个变量定义为

$$E = \int_{T_R}^{T} k(T)dT \tag{2-30}$$

式中 T_R 是一个任意的参考温度。 把这个变量代入方程(2-29)，得到经典的拉普拉斯方程：

$$\partial^2 E/\partial x^2 + \partial^2 E/\partial y^2 + \partial^2 E/\partial z^2 = 0 \tag{2-31}$$

这个方程的解析解可以在有关求解多种问题的文献[16]中找到。这类解也可以用模拟法和数值法求得。求解可变热导率问题与前面研究的常物性问题的主要区别，在于使用函数 E [方程(2-30)]而不是使用温度本身来确定温度分布。 例如，不是如前面对于常热导率情况所做的那样来确定图2-3中每个有限单元中心处的温度，现在则是应用热力学第一定律给出内部结点的温度分布，其形式为

$$E_2 + E_3 + E_4 + E_5 - 4E_1 = 0 \tag{2-32}$$

对于表面结点则为

$$E_1 + \frac{1}{2}E_6 + \frac{1}{2}E_7 + (h\Delta x/k_b)E_b - (2 + h\Delta x/k_2)E_2 = 0 \tag{2-33}$$

式中

$$E_b = \int_{T_R}^{T_b} k(T)dT, \quad k_b = E_b/(T_b - T_R),$$

$$k_2 = E_2/(T_2 - T_R)$$

遗憾的是，在方程(2-33)中引进变量 k_2 会使这个方程组的求解复杂化．然而在对流传热系数很大的情况下，由于 T_2 几乎等于 T_b，因而作为一次近似，可以用 k_b 代替 k_2．此时求解的复杂程度可以减至最小．于是，在由 $(m+n)$ 个方程组成的方程组中，未知数是由方程(2-30)所定义的诸变量 E．显然，如果热导率和温度之间的关系能用数学函数描述，变量 E 就可以用温度来替换．然而，在大多数情况下，必须对热导率-温度函数关系进行数值积分，才能求得作为温度函数的 E．

热流密度网络中任意两个内部结点之间的热流，简单地等于二维区域的厚度与这两个内部结点的 E 值之差的乘积．与此相似，任意两个表面结点之间的热流等于二维区域的厚度与这两个表面结点的 E 值之差的乘积的一半．

2.2.6 各向异性固体内的热传导

热传输特性与方向有关的固体叫做各向异性固体．在研究固体的热传导时，各向异性是通过固体热导率与方向有关来表现的．对于各向同性的固体，各个点的热流密度正比于该点的温度梯度，并且热流密度向量垂直于通过该点的等温面．然而，在各向异性固体的情况下，热流密度向量不一定平行于温度梯度，因此热流密度向量的方向也就不一定与等温面相垂直．各向异性固体的热流密度向量不是简单地与温度梯度成正比．温度梯度的每个分量起多大作用，视具体材料的各向异性情况而定[26]．于是，即使温度梯度垂直于所给定的面，热流密度向量也不垂直于这个面，从而也就不与温度梯度相平行．

有几种低温工程材料，包括各种晶体、木料(用作热绝缘材料)和多层绝缘，其热导率均随方向变化[27]．例如，在平行于

热流方向上测得的多层热绝缘的热导率值，会与在垂直于热流方向上测得的热导率值有数量级的不同[28]。

对于这类各向异性材料，一般的热传导定律必须加以修正，特别是应该在几个方向采用不同的热导率值。这需要在基本方程中引入九个热导率系数。幸而，由于材料的对称性，通常可以减少到六个热导率系数。对于晶体材料，甚至可以进一步减少，因为许多晶体具有各种形式的结构对称性。

在几本容易得到的教科书[13,19—31]中，对各向异性材料中的热传导都有所分析，因此这里就不详细叙述了。

2.3 非稳态热传导

求解非稳态热传导问题，由于增加了一个独立的时间变量，一般比求解稳态热传导问题更为困难。在非稳态热传导问题中，温度是传导区域中位置的函数，而且这个温度分布还随时间变化。如果这种温度变化是周期性的，该过程就叫做周期性过程；如果温度变化是非周期性的，该过程就叫做瞬态过程。

求解这类问题一般包括提出边界条件（它常常是随时间变化的）和选择最简单适用的微分方程。另外，在分析瞬态过程时，还必须给定整个传导区域中的初始温度分布。因此，这就成为确定这个温度分布如何随时间变化的问题。

微分方程的选择取决于热传导的具体情况。如果传导区域是各向同性的，并且具有均匀的热导率，则采用方程(2-21)；如果传导区域内没有内热源，则采用傅里叶方程。对于笛卡尔坐标，它就是方程(2-22)；对于柱面坐标和球面坐标，它分别是方程(2-23)和(2-24)。对于许多常温下标准形状固体中的非稳态热传导过程，已经用解析法求解了这

些方程[32—42]. 推导出来的关系式不仅对于常温传导过程的工程设计有用，而且对于低温传导过程的工程设计也有用. 大型深冷剂贮存杜瓦球的降温和升温就是这类低温过程的一个重要实例.

傅里叶方程的解析解一般包含几个无因次量. 通常用来描述瞬态温度分布的两个重要的无因次参量是傅里叶数 $(k/\rho C_p)\theta/L^2$ 和毕奥数 hL/k. 在这些量中，L 是所研究系统的某一特征长度；θ 是时间；C_p 是比热容. 一个采用这两个无因次量的解画在图 2-4 上；在决定球的表面温度和中心线温度之间的关系时，这个解是有用的.

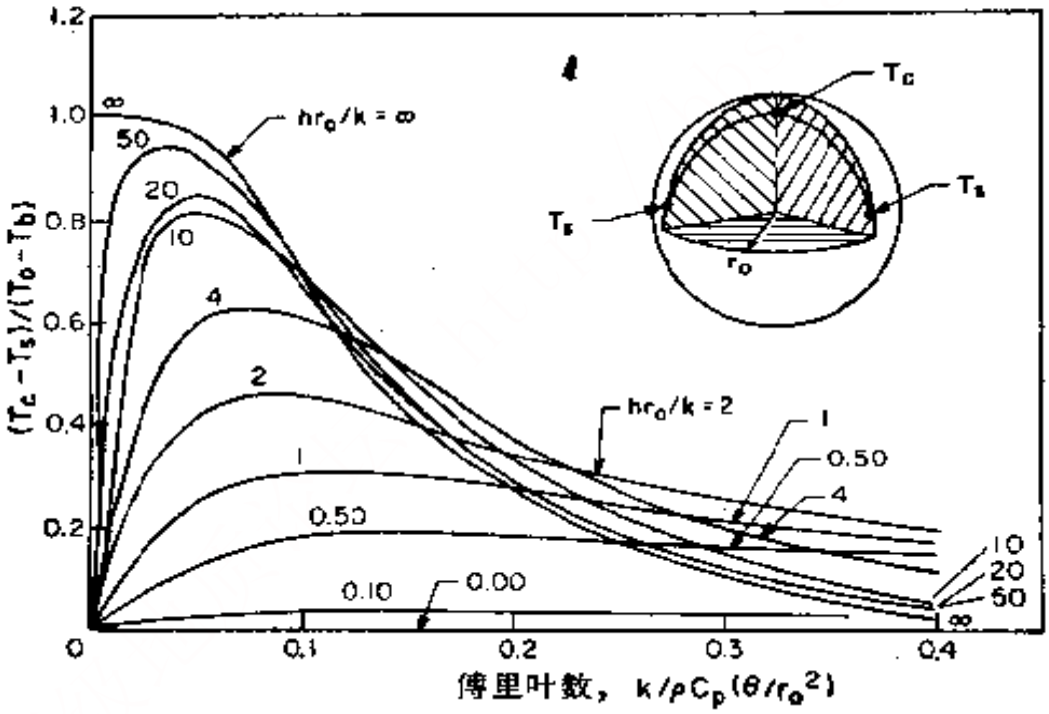


图 2-4 球内瞬态温度分布

然而在大多数实际情况中，需要求解热物性随温度变化的形状复杂的物体的低温非稳态热传导问题. 在这类情况中，方程 (2-21) 可以用引入函数 E [由方程 (2-30) 所定义] 的办法进行修正，结果给出为

$$\alpha(T)(\partial^2E/\partial x^2 + \partial^2E/\partial y^2 + \partial^2E/\partial z^2) + \alpha(T)Q^m(x, y, z, \theta) = \partial E/\partial\theta \quad (2\text{-}34)$$

式中 $\alpha(T)$ 是可变热扩散率，定义为 $k(T)/\rho(T)C_p(T)$，是温度的函数. 方程(2-34)仍然是非线性的，因为 $\alpha(T)$ 和 E 都是温度的函数，但是，对于数值解来说，目前这种形式是更为方便和有用的.

在某些低温情况下，$\alpha(T)$ 随温度的变化比 $k(T)$ 和 $C_p(T)$ 随温度的变化都小得多. 对于这些情况，$\alpha(T)$ 可以用恒定的热扩散率 α^* 来近似，如果又没有内热源，则方程(2-34)就简化为经典的线性扩散方程

$$\alpha^*(\partial^2E/\partial x^2 + \partial^2E/\partial y^2 + \partial^2E/\partial z^2) = \partial E/\partial\theta \quad (2\text{-}35)$$

对于这个方程也发表了在不同边界条件下求得的大量解析解[13,16].

克拉克[43]进一步扩大了方程(2-35)的应用范围，他指出：对于常物性热传导问题求得的各种曲线图，例如广泛使用的施奈德曲线图[44]，借助函数 E，就可以用来求解变物性热传导问题. 多维问题也可以采用乘积法求解，即把一些已经求得解析解的简单几何形状区域中的解相乘来得到多维问题的解.

当 $\alpha(T)$ 随温度变化十分大，不能视为常数时，就必须用数值法求解非稳态热传导方程(2-34). 在数字计算机上作数值计算最方便的形式是用显式写出方程. 这就建立了前进型解法，避免了用隐式写出方程时必不可少的费时的迭代计算过程. 这里介绍的推论适用于如图 2-3 所表示的二维区域，但不适用于固体具有变物性的情况.

这种情况的数值解[43]也可以从一组代数方程求得，对图 2-3 上每个内部单元和表面单元以差分形式写出热力学第一定律，就可以推导出这组代数方程. 然而，所得到的方程是这

样的： 在时间间隔 $\Delta\theta$ 终了时，每个网络结点的函数 E 要由该时间间隔开始时已经存在的函数 E 来计算。 于是，其后各时间间隔的函数 E 都要利用前一时间间隔求得的结果来计算。例如，内部结点 1 在第 $(n+1)$ 个时间间隔的函数 E 值，可以根据邻近网络结点在第 n 个时间间隔的函数 E 值来计算，即

$$[E_7^n + E_3^n + E_4^n + E_5^n + (M_1 - 4)E_1^n]/M_1 = E_1^{n+1} \tag{2-36}$$

式中

$$M_1 = (\Delta x)^2/\alpha(T_1)\Delta\theta \tag{2-37}$$

上标 n 和 $n+1$ 分别表示第 n 和第 $(n+1)$ 个时间间隔。因为 $\alpha(T_1)$ 将随 T_1 变化，而 T_1 又将随时间变化，所以每开始一组新的计算时，都必须修正 M_1 的值。 类似地，表面结点 2 在第 $(n+1)$ 时间间隔的函数 E_2 值由下式求得：

$$\left\{E_1^n + \frac{1}{2}E_6^n + \frac{1}{2}E_7^n + N_2E_6^n + [M_2/2 - (2+N_2)]E_2^n\right\}\Big/(M_2/2) = E_2^{n+1} \tag{2-38}$$

式中

$$M_2 = (\Delta x)^2/\alpha(T_2)\Delta\theta \tag{2-39}$$

$$N_2 = h\Delta x/k_2^* \tag{2-40}$$

$$k_2^* = [1/(T_b - T_2^n)]\int_{T_2^n}^{T_b} k(T)dT \tag{2-41}$$

$$E_6^n = \int_{T_R}^{T_b} k(T)dT \tag{2-42}$$

同样，$\alpha(T_2)$ 将随 T_2 变化，而 T_2 又将随时间变化。 于是，每开始一组新的计算时，也必须修正 M_2 的值。然而，克拉克[43]已经指出： 对于网格尺寸为常数的情况，为了保证数值计算的稳定性，必须满足条件 $M_2 \geqslant (2N_2+4)$ 和 $M_1 \geqslant M_2$。因

此，M_1，M_2，M_3 等等每次修正后的数值都必须满足这个稳定性准则. 如果必须改变这些参量值，克拉克建议：最好改变时间间隔的长度而不改变网格尺寸. 由于对时间间隔长度的这一限制，也许需要大量的计算时间才能完成计算. 最近，巴拉卡特（Barakat）和克拉克[45]提出了另一种适合于这类问题的显式，它是绝对稳定的，所用的时间间隔长度没有任何限制.

毫不奇怪，在非稳态数值解中同样会碰到离散误差和舍入误差，其方式与稳态数值解中的相类似. 由于数值求解包含大量使人腻烦的计算，因此在计算机上进行数值计算是优先的求解方法，特别是当计算机程序对于输入变量和数据具有足够灵活性时就更是如此. 当改变参量来检验稳定性、收敛性和舍入误差时，程序的这个能力提供了有用的反馈.

最后，当改变问题的参量和变量时，确定其计算量是重要的. 例如，在图 2-3 所研究的二维热传导问题中，对于给定的网格尺寸，总的运算次数和求解花的总时间与 $M/(\Delta x)^4$ 成正比. 因此，如将网格尺寸减半，则运算次数增加到原来的 16 倍. 甚至在采用现有的高速数字计算机的情况下，这一点也可能成为一个限制因素.

2.4 热传导的应用问题

在简要评述了一些与低温有关的热传导原理之后，现在应该了解这些原理在各种深冷工程中如何应用，并应该关注与此有关的由于极大的温差所造成的独特问题. 热传导原理最显著和最重要的应用涉及到热绝缘的生产工艺. 深冷热绝缘一般分成五大类，即高真空热绝缘、多层热绝缘、粉末热绝缘、泡沫热绝缘和特殊热绝缘. 最后一类包括象软木板、轻木

(balsa wood)* 和蜂窝状热绝缘这类材料.

一台设备热效率的高低，必须根据流入其贮存液体的总热量来评定. 因此，在处于不同温度的深冷设备各部件中装设的机械支撑，尽管在这一节中是分开讨论的，但它实际上也是热绝缘问题的一个组成部分. 这个问题归结为寻找既具有符合要求的结构特性、又具有低热导率的材料. 在受压构件中，有时可不用实心结构而用层状结构来满足这个要求. 层状结构内的热传导是各薄层界面之间接触热阻的函数. 最后，由于加热器、热电偶等连接导线选择不当，也会发生向深冷系统的热渗漏，一定不要忽视这方面的考虑.

不管深冷系统是降温还是升温，都会发生非稳态传热. 常常，尤其是在大型系统中，不仅希望知道经冷却达到热平衡态所需时间的长短，而且希望知道在降温过程中需要消耗的液体数量. 当考虑到在瞬变过程期间会发生大的热应力时，显然需要知道在降温和升温期间整个深冷系统的温度分布随时间的变化. 由于这些系统的投资一般相当可观，因此，降温和升温的方法要绝对保证既不损坏系统，也不危及操作人员的安全.

2.4.1 热绝缘系统

为给定的深冷系统选择何种热绝缘，这取决于具体的应用. 一般来说，了解热绝缘的各种性能，诸如热导率、发射率、水分含量、可抽空度、孔隙度和可燃性等，将有助于这种选择工作. 然而，这里主要讨论的是各种热绝缘系统的传热特征，因而把重点放在热导率这一物性上.

热量可以借助于几种不同机理的同时作用而流过热绝

---

* 中南美洲产，木质非常轻而结实. ——译者注

缘，它们是：(1)通过组成热绝缘的各种材料的固体传导和通过各个热绝缘部件之间接触面的传导，(2)通过热绝缘材料中空隙内气体的传导，(3)通过这些空隙和通过各个热绝缘部件的辐射. 由于这些传热机理同时起作用并且互相影响，因此不能将各个机理迭加求得总的热导率. 更确切地说，应采用表观热导率，它利用在稳态传热工况下的测量结果，按基本的一维傅里叶方程算出.

格拉泽（Glaser）等[46]对深冷工程使用的热绝缘系统作了很好的评述，它成为下面许多讨论的基础.

2.4.1.1 真空热绝缘

真空热绝缘由两个反射性能好的表面之间抽成真空（10^{-4}Pa 或更低）的空间所组成，一个反射表面的温度比较高，另一个比较低. 通过这个空间的传热以辐射为主. 因为辐射传热将在别处着重说明，所以就不在这里讨论了. 然而，如果两个表面之间的真空度比上面指出的更低，则气体传导的贡献会更大.

对于热导率为常数的常态气体传导，在热表面和冷表面之间介质中的温度梯度是线性的. 然而，当气体分子的平均自由程大于这两个表面之间的距离时，气体分子同两个表面碰撞的机会比它们彼此之间碰撞的机会多得多，从而出现了通常称为自由分子热传导的情况. 对于同心球、同轴圆柱和平行平板所围成的空间，这种情况下的气体热传导给出为[47]

$$Q_{gc} = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)](R/8\pi MT)^{\frac{1}{2}}\alpha p A_1 (T_2 - T_1) \tag{2-43}$$

式中 α 为总供应系数，它定义为

$$\alpha = \alpha_1\alpha_2/[\alpha_2 + \alpha_1(1 - \alpha_2)(A_1/A_2)] \tag{2-44}$$

γ 是两个比热容之比 C_p/C_v（假设是常数），R 是通用气体

常数，M是气体的分子量，T表示压力p测点的气体温度．A_1和A_2，T_1和T_2以及α_1和α_2分别表示冷表面和热表面的面积、温度和供应系数。

要想发生自由分子传导，气体分子的平均自由程必须超过两个表面之间的距离．为了检验是否存在这个条件，平均自由程λ可以由下式确定：

$$\lambda = (3\mu/p)(\pi RT/8M)^{\frac{1}{2}} \qquad (2\text{-}45)$$

式中μ是温度T下的气体粘度．方程(2-43)可以简化为

$$Q_{fc}/A_1 = C_{gc}\alpha p(T_2 - T_1) \qquad (2\text{-}46)$$

式中C_{gc}是一个常数，由下式给出：

$$C_{gc} = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)](R/8\pi MT)^{\frac{1}{2}} \qquad (2\text{-}47)$$

对于各种深冷应用，这个常数值可以在参考文献[48]中找到。

由于供应系数的变化范围很大[49]，因此，很难准确计算真空热绝缘系统中残留气体的热传导．幸好这个问题通常并不严重，因为，一般说来，只要热绝缘系统中的真空使得残留气体的传热只占总传热的一小部分，目的就达到了。

2.4.1.2 多层热绝缘

多层热绝缘由反射性能好的材料层[如铝箔或镀铝迈拉(Mylar)* 薄膜]和低热导率隔片材料(热绝缘体)层(如玻璃纤维板或玻璃纤维纸、玻璃布或尼龙网)交替排列组成，并且整个热绝缘系统处于高真空下．在最佳密度下，这类热绝缘在20—300 K之间可以获得低达(0.1—0.5) μW/cm·K的表观热导率[46]。

多层热绝缘的热导率很低，其原因在于所有传热方式(传

---

* 一种聚酯树脂薄膜的商名．——译者注

导、对流和辐射)的传热都被减少到最小程度. 因为辐射传热与反射热屏层数成反比,而与热屏的发射率成正比,所以采用多层热屏,即采用多层低发射率材料,就可以把辐射传热减至最小. 由于降低压力使气体分子平均自由程比热绝缘层之间的间隙大得多,从而消除了对流传热. 因为自由分子传导与残留气体的压力成正比[见方程(2-46)],所以高真空的多层热绝缘将此种传热也减至最小. 通过隔片材料的传热与该材料的热导率成正比,而与隔片和热屏之间接触点的热阻成反比. 通常选作隔片的材料的低热导率、尺寸、几何形状和结构的不连续性,是把固体传导减至最小的诸影响因素.

对于高真空的多层热绝缘,主要的传热方式是辐射和通过隔片材料的固体传导. 在这些条件下,该热绝缘的表观热导率可以由下式确定:

$$k_a = (N/\Delta x)^{-1}\{h_s + [\sigma e T_h^3/(2-e)] \times [1 + (T_c/T_h)^2](1 + T_c/T_h)\} \qquad (2\text{-}48)$$

式中 $N/\Delta x$ 是热绝缘单位厚度的完整的层(反射热屏加隔片)数,h_s 是隔片材料的固体热导,σ 是斯蒂芬-波尔兹曼常数,e 是反射热屏的有效发射率,T_h 和 T_c 分别是热绝缘的热侧和冷侧的温度. 从方程(2-48)明显看出: 可以用把层密度增加到一定数值的方法来降低表观热导率. 图 2-5[50] 表示出了典型的多层热绝缘表观热导率随层密度的变化. 由方程(2-48)看不出压缩负载对表观热导率的影响,因而也看不出对多层热绝缘性能的影响。然而,在压缩负载下,固体热导增加得比 $N/\Delta x$ 要迅速得多,结果使总的 k_a 增加. 测试结果表明: 当压缩负载为 0.14 bar 时,许多种多层热绝缘的热流密度都比无负载时的大 100 倍左右[51]. 在对数坐标图上,热流密度随压缩负载的变化是一些斜率在 0.5—0.67 之间的直线[51].

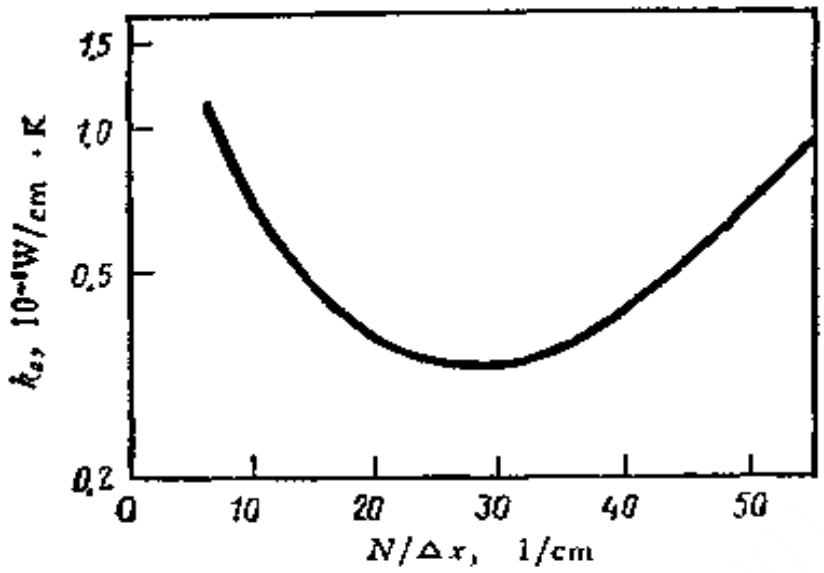


图 2-5　由玻璃纤维和铝箔交替排列组成的多层热绝缘的表观热导率与每厘米厚度内交替层数的函数关系
（温度在 77 和 300 K 之间）

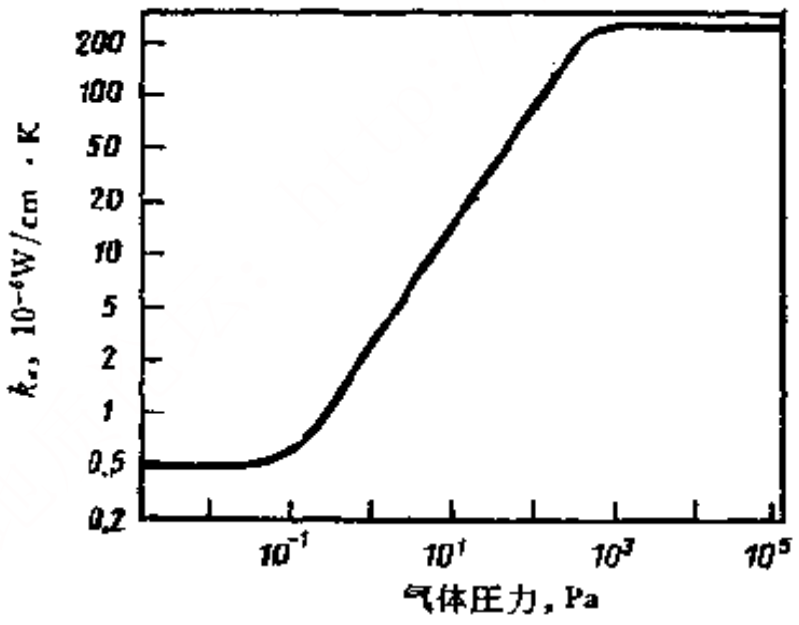


图 2-6　典型的多层(24 层/厘米)热绝缘表观热导率随残留气体压力的变化情况
（温度在 90 K 和 300 K 之间）

许多研究者相当广泛地研究了各种气体及其压力对热绝缘性能的影响. 对于典型的多层热绝缘，表观热导率随残留

气体压力的变化具有标准的S型曲线的形式(图2-6). S型曲线清楚地表明：为了保证多层热绝缘有效地工作，必须维持其压力在 1.3×10^{-2} Pa 以下. 不出所料，热导率高的气体（例如氦和氢）比热导率低的气体更迅速地使热绝缘性能恶化.

最后，方程(2-48)表明：边界温度有可能影响表观热导率. 一种皱纹镀铝聚酯多层热绝缘的实验结果(图2-7)表明：这种热绝缘的表观热导率与热边界温度的大约三次方成正比. 同时，当热边界温度维持不变时，随着冷边界温度的增加，热绝缘会有较高的表观热导率.

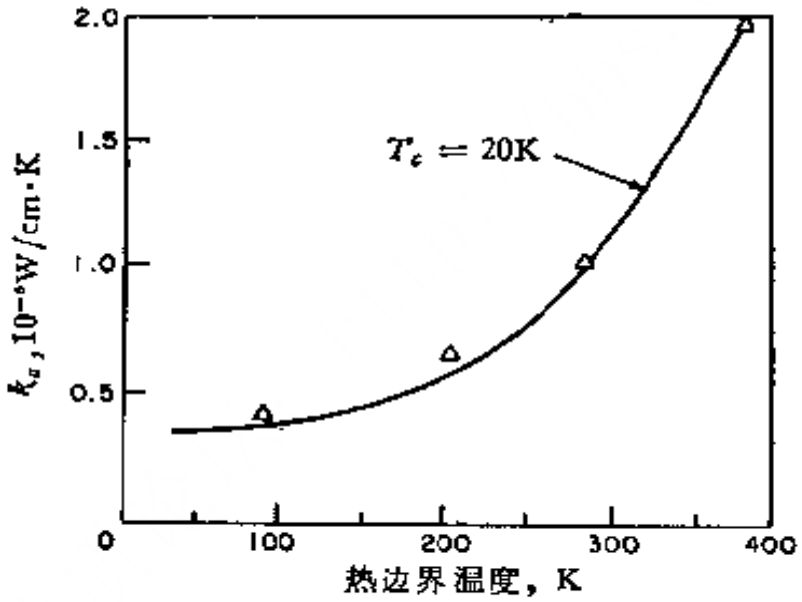


图2-7 热边界温度对皱纹镀铝聚酯多层热绝缘表观热导率的影响
（冷边界温度维持在20 K）

正如前面已经指出的那样，典型的多层热绝缘在平行于辐射热屏方向的热导率比垂直于热屏方向的热导率高得多. 对于用厚6.4 μm的铝箔组成的多层辐射热屏来说，其平行方向与垂直方向的热导率之比的典型数值为10^5数量级，而对于采用双层镀铝的迈拉薄膜系统来说，这个典型数值为10^3

数量级[52]. 显然，在实际采用这种多层热绝缘时，要求仔细研究这种热绝缘带来的多维传热特性.

在把多层热绝缘系统应用于深冷容器(即贮存罐)时，一般都达不到格拉泽等[46]编制的表中列出的极低的一维热导率值. 通常，在实际中获得的有效热导率值，比在实验条件下用严格控制的方法测得的一维热导率值至少大一倍. 这种热绝缘性能的降低归因于下面这些因素的综合影响：具有等温边界的边缘；为结构支撑、进料管和排气管通过而必须在热绝缘层中设置的缝隙、接头或穿孔；以及这类热绝缘系统高的横向热导率. 采用具有低的横向热导率的反射热屏材料，例如镀金属的有机薄膜，并在热绝缘层穿孔周围适当采用高效的各向同性的中间绝缘系统，都有助于减少这些多维传热效应. 在液氢和液氦的贮存容器中，利用这些汽化气体的大的致冷能力，可以大大改善热绝缘系统的效率[53]. 尽管如此，在热绝缘系统上穿孔的影响仍然是一个重要的热工问题.

2.4.1.3 粉末热绝缘

为了吸取多层热屏的某些优点，同时又避免结构复杂带来的困难，其办法之一是采用抽真空的粉末热绝缘. 然而这是要付出代价的，这种热绝缘的总热效率只有多层热绝缘的十分之一. 当热效率的降低不是一个严重的问题而投资费用是主要考虑的因素时，例如在液化天然气贮存设备的情况下，甚至没抽真空的粉末热绝缘也很有用.

粉末热绝缘系统由一些细颗粒材料所组成，例如填充在绝缘表面之间的珍珠岩、多孔二氧化硅、硅酸钙、硅藻土或者炭黑等. 在 1 大气压的气体压力下(一般为惰性气体)，粉末减弱了对流和辐射作用，并且只要颗粒足够小，还会减小气体分子的平均自由程. 当把粉末内的压力抽真空到 4/3—4/3×

10^{-1} Pa 时，气体传导就变得很小，此时传热主要靠辐射和固体颗粒传导. 图 2-8 上大家熟悉的 S 型曲线说明了几种粉末的平均表观热导率随空隙内气体压力变化的情况[54]. 当热绝缘内的气体压力从大气压力减少到 1300 Pa 左右时，热导率的变化不大. 当压力进一步降低时，就达到第二个区域，在该区热绝缘的热导率几乎随压力成线性变化. 这是热绝缘内气体自由分子传导的区域，在该区气体表观热导率与气体压力成反比关系. 如果再进一步降低气体压力，则气体传热的影响就变得小于辐射和固体颗粒传导的影响. 从这一点开始，热绝缘的热导率不再随压力的降低而变化，于是表观热导率逼近于由辐射和固体颗粒传导所决定的数值.

对于接近室温的高真空粉末热绝缘，辐射对总传热率的贡献比固体颗粒传导的贡献来得大. 另一方面，当温度在 77—

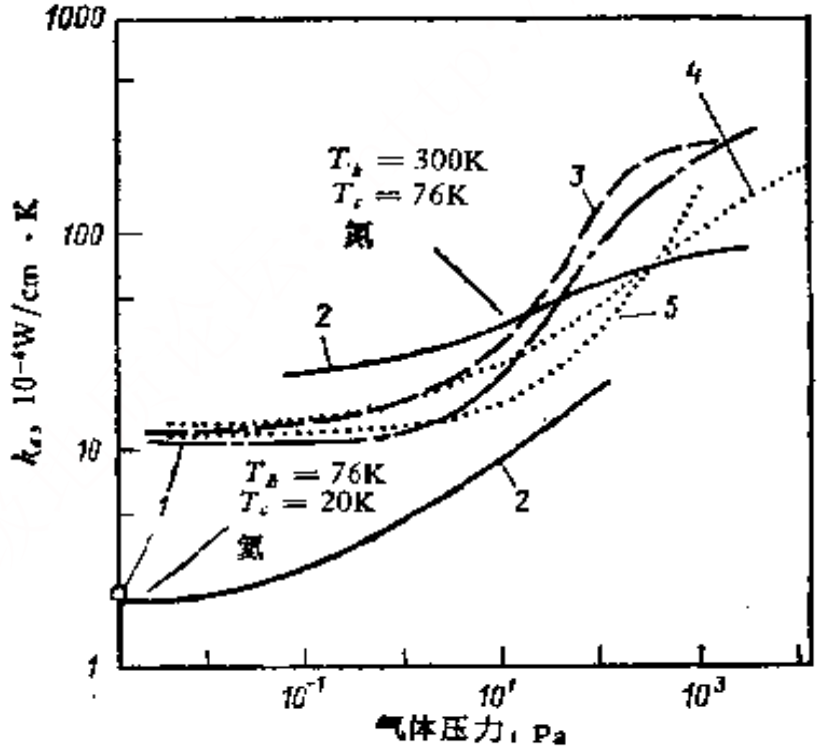


图 2-8 几种粉末热绝缘的平均表观热导率随空隙内气体压力的变化
1——珍珠岩；2——硅石气凝胶；3——苯酚球；
4——灯黑；5——硅藻土

4 K 之间时，辐射的贡献小于固体传导的贡献．于是，对于在室温与液氮温度范围内的传热，抽真空的粉末热绝缘比单纯的真空热绝缘好（对于热绝缘厚度超过 7.5—10 cm 的情况而言）．相反，在更低的温度下，由于固体传导起主要作用，因此对于上述两个深冷温度之间的传热，通常使用单纯的真空热绝缘更为有利[55]．

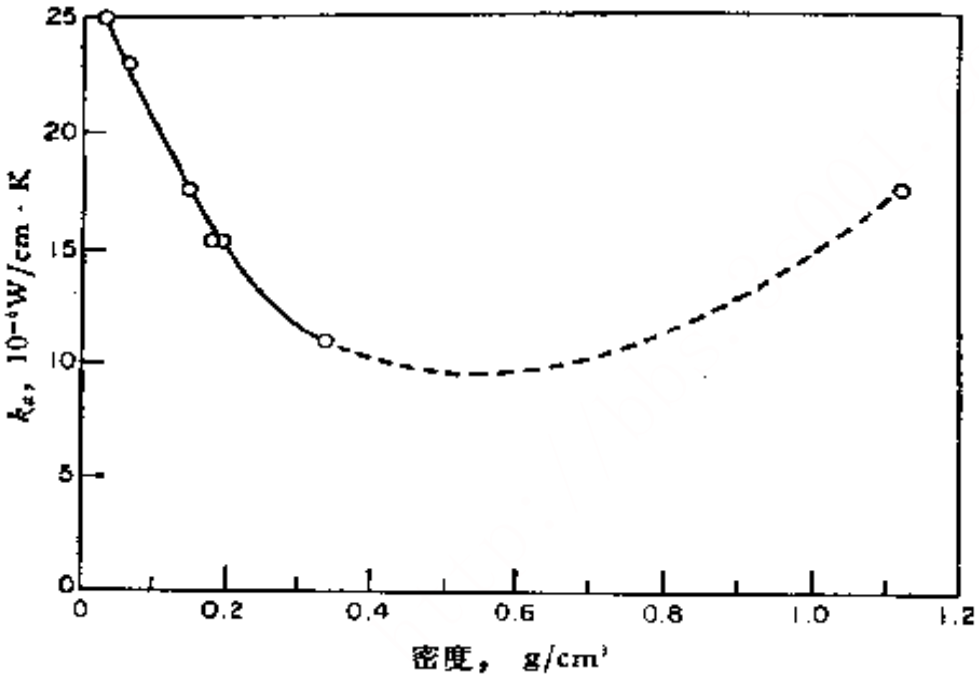


图 2-9　抽真空珍珠岩粉末的密度对平均表观热导率的影响（80%以上的颗粒尺寸是 450±150 μm，边界温度为 76 K 和 300 K，压力低于 $\frac{4}{3}\times10^{-1}$ Pa.）

就象在多层热绝缘时的情况一样，抽真空的粉末也存在着一个最佳密度．图 2-9 表示出了当边界温度为 300 K 和 76 K 时密度对抽真空的粉末珍珠岩表观热导率的影响[56]．为了进行比较，在图 2-10 上画出了在相同两个边界温度之间各种没抽真空粉末珍珠岩样品的表观热导率[57]．由图 2-10 看出，没抽真空的不仅表观热导率数值高得多，而且密度在 0.05 g/cm³ 和 0.25 g/cm³ 之间变化时产生的影响也恰好相反．对

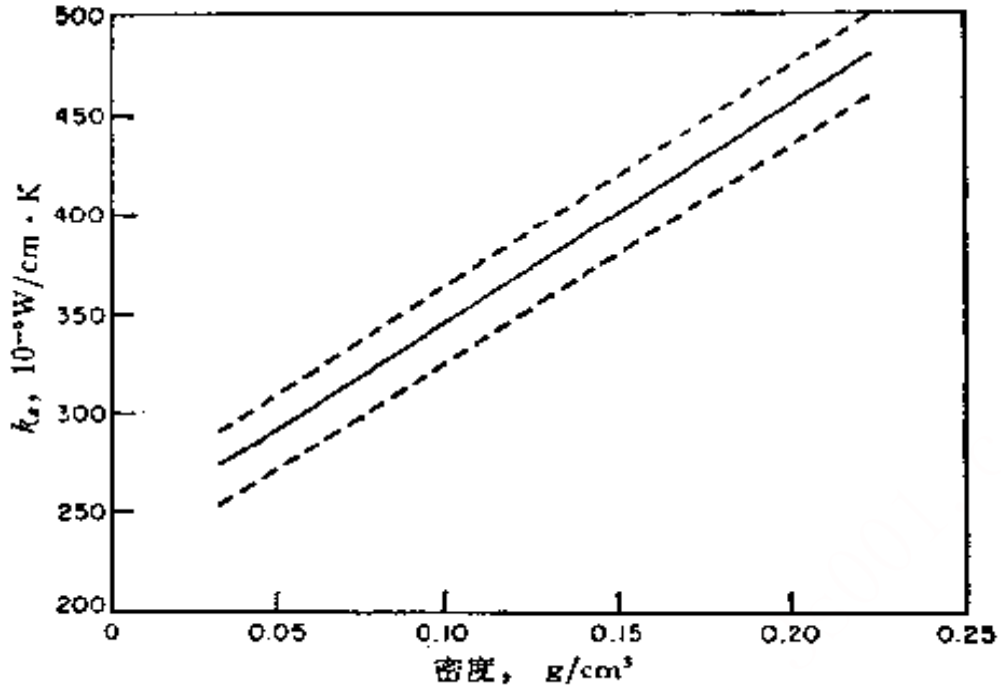


图 2-10　没抽真空珍珠岩粉末的密度对平均表观热导率的影响
（边界温度为 76 K 和 300 K；虚线表明 95% 样品的最大偏差。）

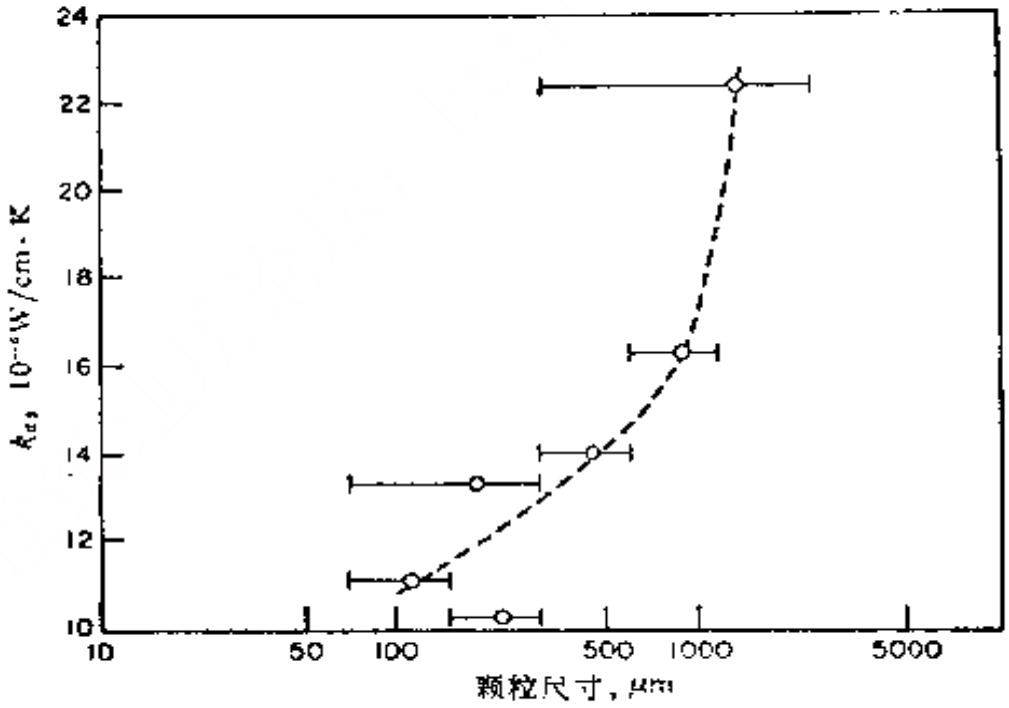


图 2-11　抽真空珍珠岩粉末平均表观热导率随颗粒尺寸的变化
（密度为 192 kg/m³）

于颗粒尺寸小到 100 μm 的抽真空的珍珠岩粉末，当边界温度为同样的 300 K 和 76 K 时，其颗粒尺寸对表观热导率的影响表示在图 2-11 上[58].

用填加金属粉末的方法，可以减少以辐射方式通过粉末热绝缘所传输的热量. 图 2-12 表示出三种不透明粉末表观热导率随不透明填加剂重量份额的变化[59]. 填加大约 50% 金属粉末的混合物具有最佳的性能. 填加剂对 Cab-O-Sil* 的影响比对珍珠岩的影响更明显. 从安全观点考虑，采用金属铜作不透明剂比铝好，因为铝氧化时会放出大量的燃烧热.

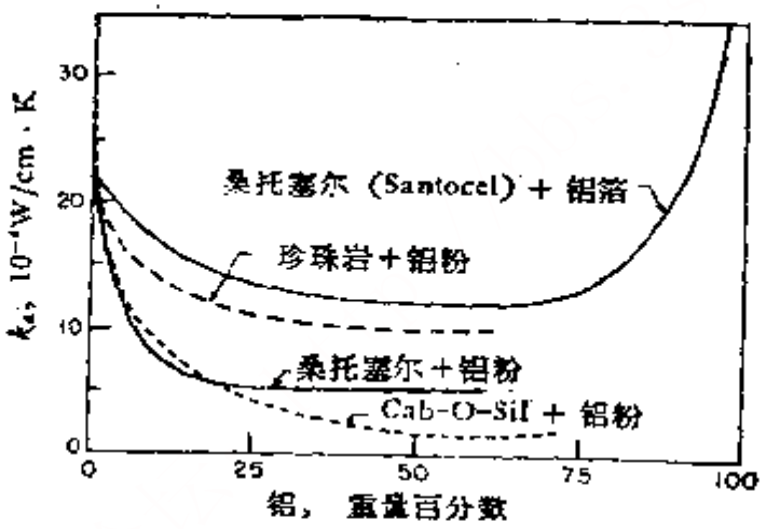


图 2-12 几种填加铝粉的粉末热绝缘的平均表观热导率随铝重量百分数的变化
(边界温度为 76 K 和 300 K)

采用粉末热绝缘时需要的真空度比用单纯的真空热绝缘或多层热绝缘时低几个数量级. 然而，大多数粉末都容易吸收湿气，因此必须彻底干燥之后才能达到所需要的真空度. 为了获得所要求的密度并防止在负载下收缩，特别是当抽真空的粉末可能受到大气压的负载时，尤需仔细选择颗粒尺寸.

* 一种硼硅陶瓷.——译者注

在双层壁的贮存容器内，必须将粉末压实到足够高的密度，以防止工作过程中在热绝缘内部形成空隙．为了保护真空泵免受固体颗粒的磨蚀，必须配备细网眼过滤器．

2.4.1.4 泡沫热绝缘

多孔的泡沫热绝缘具有蜂窝状结构，它是在制造泡沫过程中由起泡气体形成的．因为泡沫不是匀质材料，所以表观热导率取决于热绝缘的松装密度、起泡气体种类和平均工作温度．通过泡沫的传热取决于气孔内的对流、辐射和固体结构内的传导．将泡沫抽真空对减少其热导率是有效的，这表明它是部分开启式的蜂窝状结构；但是，所得到的热导率值仍然大大高于多层热绝缘或抽真空粉末热绝缘的值．相反的效应，即大气中气体如果扩散进入气孔，则会使表观热导率增大．当氢气和氦气扩散进入气孔时，热导率增加得更为显著．克罗普肖特（Kropschot）[60] 已经介绍了在深冷温度下应用的各种泡沫材料热导率的数据．在所有的泡沫材料中，在低温下用得最广泛的是聚氨酯和聚苯乙烯．

泡沫热绝缘的主要缺点还不是它们比其它热绝缘的热导率来得高，而是它们低劣的耐热性能．当把它们应用于深冷系统时，这类材料会因反复的热循环而发生龟裂，从而丧失其热绝缘作用．

2.4.1.5 特殊热绝缘

一种最佳热绝缘系统不仅应该具有最大的绝缘效率，而且应该具有重量轻、制造容易、装拆简便、使用期限足够长和价格合理等优点．由于没有一种单一的热绝缘具有许多应用所要求的全部热特性和强度特性，所以研制了复合热绝缘．在深冷应用中，复合热绝缘的组成如下：聚氨酯泡沫、提供足

够抗压强度的泡沫增强件、把泡沫密封和固定在容器上的粘结剂、防止泡沫被外力压坏的外壳以及把泡沫与大气中气体隔绝的蒸气屏等.

在宇航应用中，好几种外部热绝缘系统采用了蜂窝状结构. 用酚醛树脂增强的玻璃纤维布蜂窝状结构就是最常用的一种. 用低密度聚氨酯泡沫填入蜂窝气孔进一步提高了热绝缘的热效率. 图 2-13 是一个充氮外部密封蜂窝状热绝缘系统的示意图，它是为“土星 V”运载火箭 S-II 研制的. 在图 2-14 上表示出了为“土星 V”火箭液氢燃料箱研制的另一种轻质复合外部热绝缘.这是一种双层密封热绝缘，内层的每个蜂窝气孔均用迈拉薄膜密封，外层是由玻璃纤维增强的酚醛蜂窝状结构组成的充氮孔道. 两层之间用透气性很差的铝膜隔开.万一内外两密封层都被击穿时，氦气在压力作用下就会通过外密封层的穿孔流动，防止空气进入该热绝缘进一步降低其热导率.

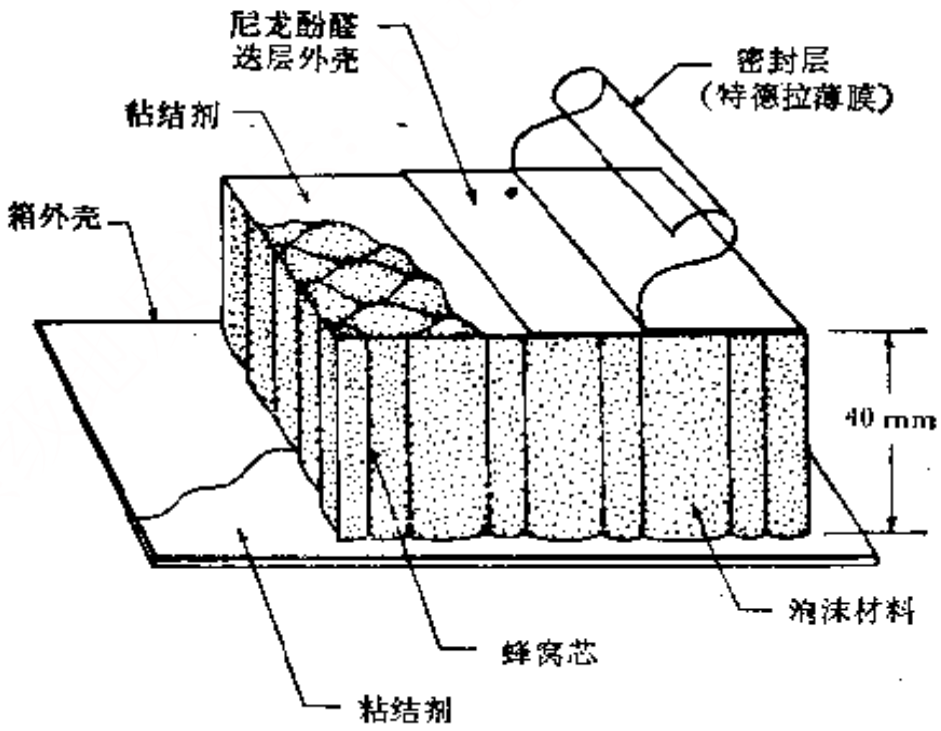


图 2-13 “土星 V” S-II 火箭燃料箱泡沫填充的蜂窝状热绝缘

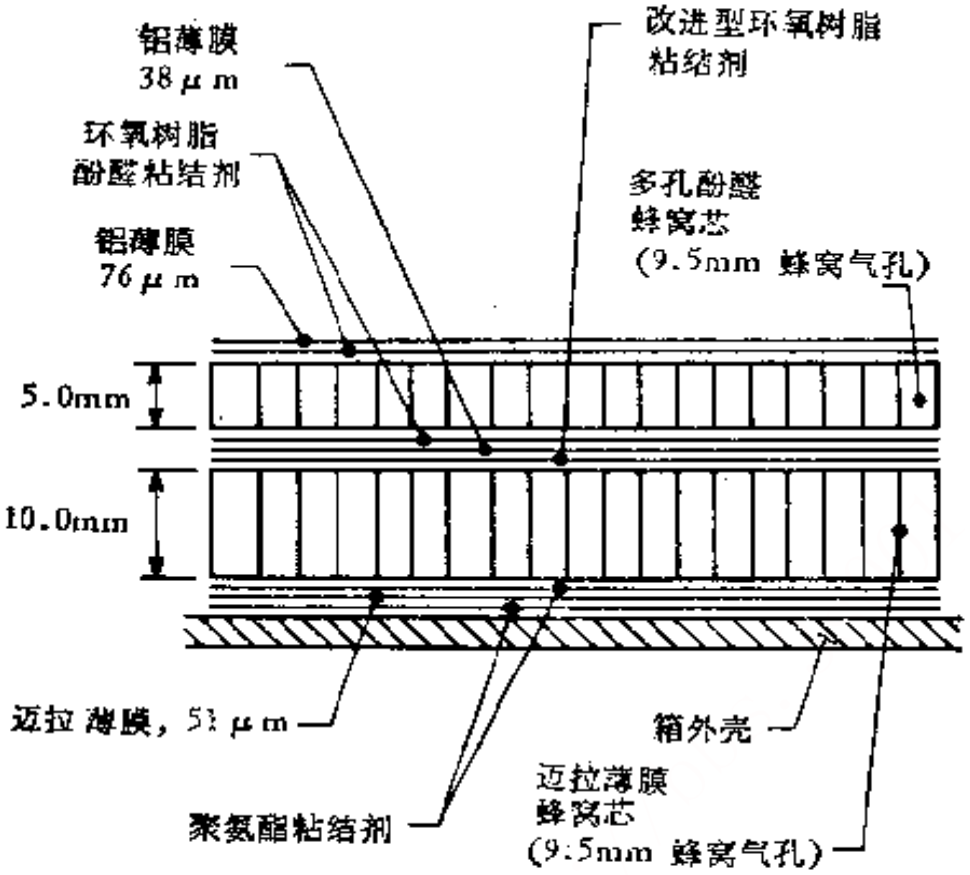


图 2-14 "土星V"火箭液氢燃料箱双层密封泡沫填充的蜂窝状热绝缘

轻木和软木是已经用作低温热绝缘的另外两种材料. 轻木早已用作远洋轮船的液体甲烷箱的热绝缘. 这些材料的热导率与真空型热绝缘相比是十分高的. 因此，只有当它们的其他优点压倒其相对高的热导率的缺点时，才有可能得到利用. 决定采用轻木作为大型甲烷贮存容器和运输容器的热绝缘，主要是从成本和可靠性方面考虑，而不是要求热渗漏最少. 因为在这种情况下，气化的甲烷或者被回收，或者作为燃料被烧掉. 更新的甲烷罐采用了泡沫热绝缘，它能承受遇到的热应力与机械应力.

2.4.2 热渗漏

在大多数深冷容器和深冷恒温器的设计中，减小热渗漏

是一个极其重要的问题.因此,过去大量的精力花在研制低热导率的热绝缘上. 然而,正如早已注意到的那样,这些热绝缘的优良性能常常为各种原因造成的热渗漏所降低. 造成这种性能降低的一个比较重要的因素是通过热绝缘开孔, 以便让结构支撑、装料管和排气管以及加热器、液位传感器、测温装置的导线通过. 为了确定由这些不同情况造成的热渗漏的量值,作出减少这些热渗漏的合理设计,仍然需要运用热传导的基本原理.

2.4.2.1 来自结构支撑的热渗漏

一个孤立的深冷系统要求何种支撑取决于它的具体应用: 实验室设备比长途运输设备或野外设备的操作条件好,后者会遭受空间三个方向上的加速度和振动. 所以,在后面这些条件下采用的支撑必须比实验室设备的支撑具有更大的强度. 一般来说,支撑越粗大,热渗漏也就越大. 因此,支撑系统的设计要求在低的热渗漏和足够高的强度之间仔细地进行折衷.

支撑构件应该用低热导率材料来制造, 应该做得尽可能长. 分析一下方程(2-5)的积分形式就可看出这一点:

$$Q = -k_m A_t (T_h - T_c)/L \qquad (2\text{-}49)$$

式中 k_m 是从支撑热端温度 T_h 到冷端温度 T_c 之间结构支撑材料的平均热导率 [按方程(2-4)定义], A_t 是支撑构件的横截面积, L 是支撑构件的长度. 因为支撑构件必须支撑深冷系统的重量和外加的加速负载,所以,受拉构件所需要的横截面积给出为

$$A_t = F f_s / S_y \qquad (2\text{-}50)$$

式中 F 是作用于构件的设计负载, f_s 是所要求的安全系数, S_y 是支撑构件的屈服强度. 将方程(2-50)代入方程(2-49)

给出

$$Q = -Ff_c(T_h - T_c)/L(S_y/k_m) \qquad (2\text{-}51)$$

在方程(2-51)中，对选择支撑构件材料有影响的唯一因素是S_y/k_m，它称作屈服强度-热导率比．为了尽量减少沿支撑构件的热渗漏，这个比值应该尽可能大，当然也应该兼顾其他因素，如制造简易、成本低廉等．适合在300 K和90 K之间工作的几种材料的屈服强度-热导率比的数值列于表2-1．在金属材料中，奥氏体不锈钢是最佳的支撑构件材料．由于一些非金属材料具有较高的强度-热导率比，所以，它们也已用作小型深冷容器的支撑构件，从而利用了它们极好的热绝缘性能这一优点．

表2-1　各种支撑构件材料的强度-热导率比值的比较[61],1)

材　　料	S_y/k_m	材　　料	S_y/k_m
聚四氟乙烯	134	347不锈钢(冷拉)	698
尼　　龙	476	1100-H16 铝	5.58
迈拉薄膜	2818	2040-0 铝	8.37
涤纶纤维	6178	5060-0 铝	12.00
玻璃纤维	1806	K蒙乃尔合金(45%冷拉)	339
304不锈钢(冷拉)	498	哈斯特C合金(退火)	299
316不锈钢(冷拉)	650	因科镍合金(冷拉)	227

1) S_y 以 kg/cm² 为单位，k_m 以 W/m·K 为单位；k_m 是温度在300 K和90 K之间的平均热导率．

在由于空间限制而不能采用长支撑构件的情况下，只要采用由许多层低热导率材料所组成的层状支撑，仍能使热渗漏最小．这种支撑只能用于压缩负载的情况，此时它们的强度接近固体材料的强度，而其热渗漏只相当于固体材料的一小部分．例如，由厚度为0.02 mm不锈钢片所组成的层状圆柱，当在真空条件下承受70 kg/cm²压力时，所传导的热量与比它长50倍的固体圆柱传导的热量近似相等[62]．在迭层表

面涂上一薄层二氧化锰粉末，可以进一步增加这种多层支撑构件的热阻.

2.4.2.2 来自管道的热渗漏

来自装料管的热渗漏量与金属管道的横截面积有关. 除非管道设计得不好，致使管道中的液体渗透出来，否则连通管道中的蒸气造成的热渗漏量一般可以忽略不计[63]. 沿装料管经传导传给深冷容器的热量仍然由方程(2-49)求得，不过此时式中的 A，是管道的横截面积.

来自互不连通的排气管的热渗漏量不象装料管道那样明确肯定，因为冷的汽化气体总是会阻止大量的热的传递，而它们本来是会传给深冷容器的. 假设在管道的每一个截面上，汽化气体和排气管道具有相同的温度，即假设冷气体与管道之间的传热是理想情况，则就可以确定这个热渗漏的下限. 斯科特已经做了这类计算[10]，并把计算结果表示成一组有用的曲线，这些曲线给出氦、氢和氮贮存容器的排气管道中最小热渗漏量随排气速率的变化.

由上述明显可见，为了使热渗漏最小，所有连通管道应该具有与容器额定压力相符的最小管壁厚度，并且管道的数目应该保持最少. 此外，通常应该在热绝缘空间里采用环形管或蛇形管来延长管道的长度.

2.4.2.3 来自导线的热渗漏

采用方程(2-49)，并把合适的导线热工数据代入，就很容易算出经测温装置、液位传感器或加热器的导线传入深冷系统的热渗漏. 一般来说，只要仔细选择导线材料，采用实际可行的最小导线直径，以及对导线适当地回火，就可以将这种热渗漏减到最小. 对于安装在深冷系统中的温度传感器，这

样做是极其重要的，因为在这种系统中，最经常碰到的误差是由于沿导线的热传导使得温度敏感元件的温度与被测对象的温度不等. 随着超导磁铁和超导电缆的尺寸越来越大，对进入氦深冷恒温器的通电导线的要求也就越来越严格. 由方程(2-49)给出的简单关系不再适用，因为在求导线的最佳尺寸时还必须考虑焦尔热. 在这种情况下，为了限制焦耳热，导线的横截面积不能选得太小；可为了限制热传导，它又不能选得太大. 对于载流导体与正在汽化的深冷流体之间有充分热交换的情况，洛克 (Lock)[64] 于 1969 年给出了求载流导体最佳尺寸的通解. 他在这一研究中证明：求导线最佳几何尺寸比选择导线材料来得重要. 求最佳尺寸的理论计算结果表明：当铜导线的热端处于室温的情况下，在其剩余电阻率的宽广变化范围内，沿铜导线进入液氦浴的热渗漏量在最佳电流下大约是 1.2 mW/A.

2.4.3 降温损失

当向一个处在环境温度下的孤立的容器充以深冷液体时，在传给液体的传热率达到稳定值之前，需要经历相当长的时间. 把深冷容器降到它的工作温度需要一定数量的深冷液体，估算这个数量时需要考虑把内壳、支撑系统、连通管道和热绝缘都冷却到平衡态温度所需要的数量. 除此以外，在降温过程中，从大气通过热绝缘不断有热量渗漏进来，从而进一步增加了深冷液体的损失量.

为了解决工程设计中遇到的这些瞬态热传导问题，雅各布斯 (Jacobs)[65] 用解析法计算了放置在真空热绝缘深冷系统中的单位质量铜、铝和不锈钢降温时的最大和最小液体需要量随初始温度的变化，并且还以使用方便的图解形式介绍了四种深冷液体(氦、氢、氮和氧)的计算结果. 图 2-15 表示出

这三种金属从直至 300 K 的不同初始温度冷却到 4.2 K 的比液氦需要量. 如果假设金属降温只是利用了深冷流体的汽化潜热，则由此求得的是最大液体需要量；而如果假设利用了液体全部可利用的致冷效应（潜热加显热），则求得的是最小液体需要量. 在后一计算中，还简单地假设深冷液体的蒸气温度等于被冷却金属最热部分的温度. 这又是一个有效换热的

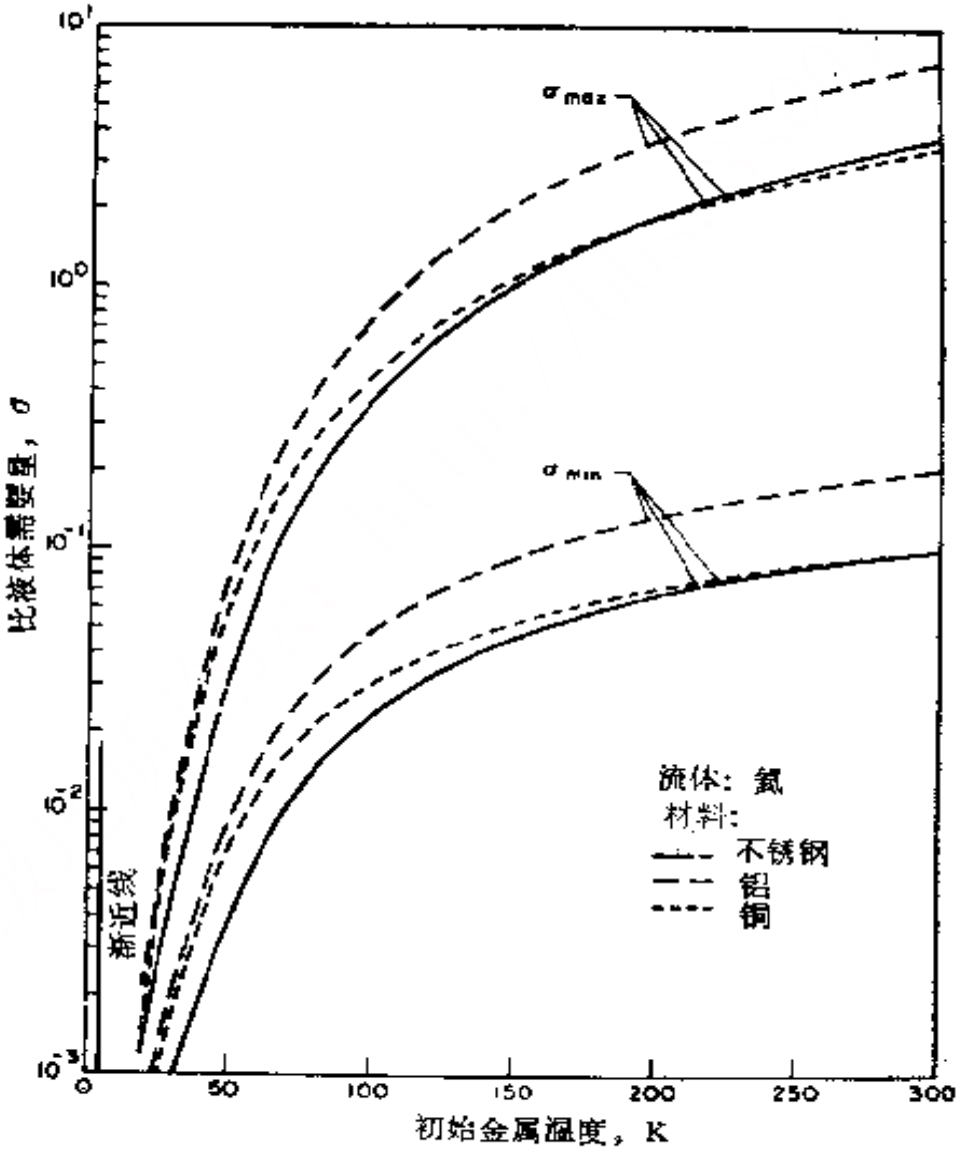


图 2-15　使三种结构材料降温的比液氦需要量随材料初始温度的变化

极限情况．采用金属的初始温度和最终温度表示的最小比液体需要量给出为

$$\sigma_{\min}=\int_{T_j}^{T_f}\left\{C_{p,m}\left[h_{fg}+\int_{T_{sat}}^{T_s}C_p dT_l\right]^{-1}\right\}dT_s \quad (2\text{-}52)$$

式中 $\sigma_{\min}$是最小比液体需要量，T_i是金属初始温度，T_f是金属最终温度，T_{sat}是深冷流体的饱和温度，T_s是金属温度，h_{fg}是流体的汽化潜热，$C_{p,m}$是金属的比热容，C_p是流体的比热容．要想求方程(2-52)的二重积分，需要知道金属和深冷流体的比热容与温度的函数关系．因为这些比热容都不是常数，而且缺乏这些函数的解析表达式，所以必须用数值积分或图解积分．

虽说最小液体需要量代表一种理想情况，但是只要精心设计和采用良好的降温方法，还是有可能达到的．前者包括采用薄壁结构，对于与深冷流体相接触的那些部分采用低比热容材料等．降温方法包括采用价格便宜的深冷剂进行预冷，延长降温时间以利用深冷流体的显热等．

当深冷容器采用抽真空的多层热绝缘或粉末热绝缘时，其降温需要量的计算比采用真空热绝缘系统时更为复杂．因此，目前已有的解析解都要作不同的简化假设．例如，对球形容器的抽真空珍珠岩粉末热绝缘的冷却问题，求解析解时假设热绝缘采用恒定的平均比热容和平均热导率，从而其中的温度梯度是线性的[66-68]．在参考文献[68]中，假设热绝缘是一块平板，具有均匀的初始温度，其一侧突然被深冷流体所冷却，由此求得了该问题的解析解．对于无限大的杜瓦瓶，存在一个简化的关系式：

$$\partial T/\partial\theta=(k_{av}/C_{p_{av}}\rho)(\partial^2T/\partial r^2) \quad (2\text{-}53)$$

当热绝缘环的内外表面都保持在恒定的温度下，并且假设其整个内表面具有相同的温度时，方程(2-53)的解给出为

$$q(\theta)/q_{ss} = 1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \exp(-k_{av}n^2\pi^2\vartheta^{-1}C_{p_{av}}\rho L^2) \quad (2\text{-}54)$$

式中 $q(\theta)$ 是瞬时热流密度，q_{ss} 是稳态热流密度，r_i 和 r_o 分别是环状热绝缘的内、外半径，n 是整数，L 是环状热绝缘的厚度. 隐含在方程(2-54)中的时间常数是 $\theta = C_{p_{av}}\rho L^2/k_{av}\pi^2$. 进入深冷容器的热流密度之总和，加上使内壳、支撑和连通管道降温的需要量，就给出总的液体损失量为

$$\sigma_o = (1/h_{fg})\left[\int_{T_i}^{T_f} \omega C_{p,m_{av}} dT + \int_0^{\theta_f} Q(\theta)d\theta\right] \quad (2\text{-}55)$$

式中 σ_o 是降温到时间 θ_f 所消耗的深冷液体质量，h_{fg} 是流体汽化潜热，ω 是从金属初始温度 T_i 冷却到最终温度 T_f 的金属质量，$C_{p,m_{av}}$ 是金属平均比热容.

对于采用抽真空的珍珠岩热绝缘的 189.25 m^3 液氢贮存容器，利本伯格(Liebenberg)等[69]把由方程(2-54)测算的降温液体需要量与实验获得的值作了比较. 他们报道说：由方程(2-54)测算的降温时间太短. 这并不出乎意外，因为实验研究[70]已经证明：抽真空的珍珠岩粉末的热扩散率是温度的非线性函数. 因此，在测算降温液体需要量时，采用恒定的平均热导率和平均比热容会带来可观的误差. 奈特(Knight)等[71]不久前把这些随温度变化的热物性归并到一般形式的热传导方程中，然后以中心差分表达式近似温度的一次和二次空间导数，由此求解所得到的非线性方程. 还采用四阶龙格-库塔方法求解所得到的常微分方程组. 最后的结果给出了容器热绝缘的温度随时间的完整变化. 利本伯格等人把奈特的理论测算与实验研究作了比较，报道的结果表明两者符合得很好，误差在随温度变化的热扩散率值的实验误差范围之内. 为了更加准确地测算降温液体需要量，必须进一步开展实验研究.

2.5 小　　结

显然，根据上面介绍的内容得到的最重要的结论是：低温热传导问题一般可以通过应用与求解常温热传导问题相同的基本原理来解决.需要应用新原理的情况是非常少见的.通常，在深冷问题中碰到的那些差别，往往只是由于起主要作用的传热机理的改变所致，或者是其量值发生数量级的差别所致. 在设计中碰到的大多数困难一般是因为对材料的物性以及温度对这些物性的影响不够了解，而不是因为不熟悉新的原理.

很明显的另一点是：这里的介绍只能是一个概述，所列参考文献只能作为与热传导有关的补充数据和补充资料的指南.例如,仅在各种高效多层热绝缘的宇航应用方面,有关的参考资料就至少有几百篇之多. 光是评述这些参考资料就足以写成一本书,而不是在一章篇幅里所能容纳的.在参考文献中列有很多极好的热物性表和热绝缘性能表，它们对于求解低温热传导问题是重要的,由于同样原因,这里就不一一引用了.

2.6 符　　号

A = 面积

$A(r)$ = 随 r 变化的面积

A_t = 支撑构件的横截面积

$A(x)$ = 随 x 变化的面积

C_{ik} = 由方程（2-47）定义的常数

C_p = 定压比热容

$C_{p,m}$ = 金属定压比热容

C_v = 定容比热容

E = 由方程（2-30）定义的变量

E_b^n = 由方程(2-42)定义

e = 反射热屏的发射率

F = 设计负载

f_s = 安全系数

h = 对流传热系数

h_{fg} = 流体的汽化潜热

h_L = 在 $x = L$ 处的对流传热系数

h_s = 隔片材料的固体热导

k = 热导率

k_a = 表观热导率

k_b = 在环境温度下的热导率

k_m = 由方程 (2-4) 定义

k'_m = 由方程 (2-8) 定义

k''_m = 由方程 (2-41) 定义

$k(T)$ = 随温度变化的热导率

L = 长度

M = 分子量

M_1 = 由方程 (2-37) 定义

M_2 = 由方程 (2-39) 定义

m = 曲线方格数目

N_2 = 由方程 (2-40) 定义

n = 热流管数目

$N/\Delta x$ = 热绝缘单位厚度的层数

p = 压力

Q = 传热率

Q''' = 单位时间的释热量

$q(\theta)$ = 瞬时热流密度

q_{ss} = 稳态热流密度

Q_{sc} = 气体热传导的传热率

$Q(x)$ = 随 x 变化的传热率

R = 通用气体常数

R_h = 对流热阻

R_k = 传导热阻

r = 半径

r_i = 内半径

r_o = 外半径

S_y = 屈服强度

T = 温度

T_b = 环境温度

T_c = 冷表面温度

T_h = 热表面温度

T_i = 初始温度

T_f = 最终温度

T_k = 参考温度

$T(r)$ = 随 r 变化的温度

T_s = 金属温度

T_{sat} = 深冷液体的饱和温度

$T(x,y)$ = 随 x 和 y 变化的温度

x = 坐标方向

y = 坐标方向

z = 坐标方向

希腊字母

α = 热扩散率;供应系数

α^* = 恒定的热扩散率

$\alpha(T)$ = 随温度变化的热扩散率

γ = $\dfrac{C_p}{C_v}$

λ = 由方程 (2-45) 定义的平均自由程

μ = 粘度

ρ = 密度

θ = 时间

θ_D = 德拜温度

θ_f = 最终温度

σ = 斯蒂芬-玻尔兹曼常数

σ_s = 用于降温的深冷液体质量

σ_{min} = 用于降温的最小比液体需要量

ϕ = 由方程 (2-24) 定义的坐标

ψ = 由方程 (2-24) 定义的坐标

2.7 参考文献

[1] R. B. Hinckley, "Advanced Studies on Multilayer Systems," Final Rept., NASA CR-54929 (1966).

[2] R. L. Powell and W. A. Blanpied, "Thermal Conductivity of Metals and Alloys at Low Temperatures," NBS Circular 556 (September 1954) (now out of print, but available from depository libraries).

[3] V. J. Johnson, ed., "A Compendium of the Properties of Materials at Low Temperatures (Phase 1), Part II." Properties of Solids, WADD Tech. Rept. 60—56 (1960).

[4] R. L. Powell, in *American Institute of Physics Handbook*. 2nd ed., McGraw-Hill Book Co., New York (1963), p. 4.

[5] Y. S. Touloukian, ed., *Thermophysical Properties Research Center Data Book*, Vol. 1, *Metallic Elements and Their Alloys*, Purdue University, Lafayette, Ind. (1964), Chapt. 1.

[6] R. W. Powell, C. Y. Ho, and P. E. Liley, "Thermal Conductivity of Selected Materials," NSRDS-NBS 8 (November 25, 1966), Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C.

[7] D. S. Dillard and K. D. Timmerhaus, "Thermal Transport Properties of Selected Solids at Low Temperatures," *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, 64(87), 1(1968).

[8] P. G. Klemens, in *Thermal Conductivity*, Vol. 1 (R. P. Tye, ed.), Academic Press, New York (1969), p 1.

[9] G. K. White, in *Thermal Conductivity*, Vol. 1 (R. P. Tye, ed.), Academic Press, New York (1969), p. 69.

[10] R. B. Scott, *Cryogenic Engineering*, D. Van Nostrand Company, Princeton, N. J. (1959).

[11] R. F. Barron, *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill Book Company, New York (1966).

[12] K. D. Timmerhaus, ed., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vols.

1—19, Plenum Press, New York (1960—1974).
[13] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, 2nd ed., Oxford University Press, London (1959).
[14] M. Jakob, *Heat Transfer*, Vol. 1, John Wiley and Sons, New York (1949).
[15] P. J. Schneider, *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass. (1955).
[16] V. S. Arpaci, *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Mass. (1966).
[17] F. Kieith, *Principles of Heat Transfer*, International Textbook Co., Scranton, Pa. (1958).
[18] W. M. Rohsenow and H. Y. Choi, *Heat, Mass, and Momentum Transfer*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. (1961).
[19] M. Jakob and G. A. Hawkins, *Elements of Heat Transfer*, 3rd ed., John Wiley and Sons, New York (1957).
[20] G. M. Dusinberre, *Heat Transfer Calculations by Finite Differences*, International Textbook Company, Scranton, Pa. (1961).
[21] A. D. Moore, "Fields from Fluid Flow Mappers," *J. Appl. Phys.*, 20, 790(1949).
[22] P. J. Schneider, "The Prandtl Membrane Analogy for Temperature Fields with Permanent Heat Sources or Sinks," *J. Aeronautical Sci.*, 19, 644(1952).
[23] "Instructions for Analog Field Plotter," Catalogues 112L152G1 and G2, General Electric Company, Schenectady, New York.
[24] J. A. Clark, in *Cryogenic Technology* (R. W. Vance, ed.), John Wiley and Sons, New York (1963), p. 121.
[25] R. K. McMordie, "Steady-State Conduction with Variable Thermal Conductivity," *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 84(1), 92(1962).
[26] M. N. Ozisik, *Boundary Value Problems of Heat Conduction*, International Textbook Co., Scranton, Pa. (1968).
[27] D. S. Dillard and K. D. Timmerhaus, in *Proceedings 8th Conference on Thermal Conductivity* (C. Y. Ho and R. E. Taylor, eds.), Plenum Press, New York (1969), p. 949.
[28] J. G. Androulakis and R. L. Kosson, "Effective Thermal Conductivity Parallel to the Laminations and Total Conductance for Combined Parallel Heat Flow in Multilayer Insulation," Paper No. AIAA 68-765, presented at AIAA 3rd Thermophysics Conference, Los Angeles, Calif. (June 24—26, 1968).
[29] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Clarendon Press, Oxford, England (1957), p. 195.
[30] W. A. Wooster, *A Textbook on Crystal Physics*, University Press

Cambridge, England (1938), p. 63.
[31] S. R. DeGroot and P. Mazur, *Non-Equilibrium Thermodynamics*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam; Interscience Publishers, New York (1963), p. 235.
[32] W. H. McAdams, *Heat Transmission*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York (1954), p. 33.
[33] H. S. Carslaw, *Mathematical Theory of Heat*, Macmillan Book Co., New York (1921).
[34] H. S. Carslaw, *Fourier's Series and Integrals*, Macmillan Book Co., New York (1930).
[35] L. R. Ingersoll, O. J. Zobel, and A. C. Ingersoll, *Heat Conduction with Engineering and Geological Applications*, McGraw-Hill Book Co., New York (1948).
[36] A. B. Newman, *Trans. AIChE*, **24**, 44(1930).
[37] H. P. Gurney and J. Lurie, *Ind. Eng. Chem.*, **15**, 1170(1923).
[38] M. Fishenden and O. A. Saunders, *An Introduction to Heat Transfer*, Clarendon Press, Oxford, England (1950).
[39] M. P. Heisler, "Temperature Charts for Induction and Constant Temperature Heating," *Trans. ASME*, **69**, 227(1947).
[40] H. Gröber, S. Erk, and V. Grigull, *Fundamentals of Heat Transfer*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York (1961).
[41] L. M. K. Boelter, V. H. Cherry, and H. A. Johnson, *Heat Transfer*, 3rd ed., University of California Press, Berkeley, Calif. (1942).
[42] C. M. Fowler, "Analysis of Numerical Solutions of Transient Heat Flow Problems," *Quart. Appl. Math.*, **3**(4), 361(1945).
[43] J. A. Clark, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5, (T. F. Irvine, Jr., and J. P. Hartnett, ed.), Academic Press, New York (1968), p. 325.
[44] P. J. Schneider, *Temperature Response Charts*, John Wiley and Sons, New York (1963).
[45] H. Z. Barakat and J. A. Clark, "On the Solutions of the Diffusion Equation by Numerical Methods," *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **88**, 421(1966).
[46] P. E. Glaser, I. A. Black, R. S. Lindstrom, R. E. Ruccia, and A. E. Wechsler, "Thermal Insulation Systems," NASA SP-5027 (1967).
[47] E. H. Kennard, *Kinetic Theory of Gases*, McGraw-Hill Book Co., New York (1938).
[48] R. J. Corruccini, "Gaseous Heat Conduction at Low Pressures and Temperatures," *Vacuum*, **7**(8), 19(1957—1958).
[49] R. J. Corruccini, "Properties of Materials at Low Temperatures,"

Chem. Eng. Progr., **53**(8), 397(1957).

[50] D. I.-J. Wang, "Multiple-layer Insulations," paper presented at 1961 Conference on Aerodynamically Heated Structures, Air Force Office of Scientific Research.

[51] I. A. Black and P. E. Glaser, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 26.

[52] R. P. Caren and G. R. Cunningham, "Heat Transfer in Multilayer Insulation Systems," *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **64**(87), 67(1968).

[53] J. A. Paivanos, O. P. Roberts, and D. I.-J. Wang, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York (1965), p. 197.

[54] M. M. Fulk, in *Progress in Cryogenics*, Vol. 1 (K. Mendelssohn, ed.), Academic Press, New York (1959), p. 63.

[55] R. F. Barron, *Cryogenic Systems*, McGraw-Hill Book Co., New York (1966).

[56] D. Cline and R. H. Kropschot, in *Radiative Transfer from Solid Materials*, (H. H. Blair, ed.), Macmillan Book Co., New York (1962), p. 61.

[57] R. H. Kropschot, in *Cryogenic Technology* (R. W. Vance, ed.), John Wiley and Sons, New York (1963), p. 239.

[58] R. H. Kropschot and R. W. Burgess, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York (1963), p. 425.

[59] B. J. Hunter, R. H. Kropschot, J. E. Schrodt, and M. M. Fulk, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York (1960), p. 146.

[60] R. H. Kropschot, in *Applied Cryogenic Engineering* (R. W. Vance and W. M. Duke, eds.), John Wiley and Sons, New York (1962), p. 152.

[61] R. W. Arnett, K. A. Warren, and L. O. Mullen, "Optimum Design of Liquid Oxygen Containers," WADC Tech. Rept. 59—62 (1961).

[62] M. McClintock, *Cryogenics*, Reinhold Publishing Corporation, New York (1964).

[63] P. D. Fuller and J. N. McLagan, in *Applied Cryogenic Engineering* (R. W. Vance and W. M. Duke, eds.), John Wiley and Sons, New York (1962), p. 215.

[64] J. M. Lock, "Optimization of Current Leads Into a Cryostat," *Cryogenics*, 9(6), 438(1969).

[65] R. B. Jacobs, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol 8, Plenum Press, New York (1963), p. 529.

[66] WADC Technical Report 59—386 (1959).
[67] S. Stoy, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York (1960), p. 216.
[68] F. Kreith, J. W. Dean, and L. Brooks, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York (1963), p 536.
[69] D. H. Liebenberg, R. W. Stokes, and F. J. Edeskuty, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 554.
[70] R. H. Kropschot, B. L. Knight, and K. D. Timmerhaus, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New (1969), p. 224.
[71] B. L. Knight, K. D. Timmerhaus, and R. H. Kropschot, "Modeling Transient Behavior in Cryogenic Storage Vessels," presented at 3rd Joint AIChE-IMIQ Meeting, Denver, Colorado, August 31-September 2, 1970.

第三章　向低温流体的对流传热

格雷厄姆　亨德里克斯　西蒙尼尤[1)]

3.1 引　　言

本章的目的是评述低温(深冷)流体中的强迫对流过程和自然对流过程. 重点将放在强迫对流上，因为这类冷却方式应用较广. 在大多数情况下，将论述湍流强迫对流. 低温流体的存在形式可以是气体、两相流体、低温液体或近临界态液体. 这些流体状态表示在图 3-1 上，它是任何一种流体的温-比熵图. 这一图上的所有状态都将述及，然而主要研究的是区域IV.

已经发表的向近临界态流体传热的研究工作可以分成两大类: 一类是在加热管中的强迫对流和自然对流实验，另一类是从加热丝和加热平板向外的自由对流或自然对流. 第一类研究提供了湍流实验数据，它们可以在设计中应用，也可用来确定关系式和理论分析的可靠性. 第二类研究把更多的注意力集中于详细的机理方面. 这两类研究的数据都存在很大的矛盾. 一些研究者报道说: 在这个区域中的传热系数提高了，而另外一些研究者却报道说:该区传热实际上趋向最低值. 到目前为止，这些矛盾还没有完全解决，但是，在这个区

1) 格雷厄姆 (R. W. Graham)，亨德里克斯 (R. C. Hendricks)，西蒙尼尤 (R. J. Simoneau)，美国国家航空和宇航局 (NASA)，刘易斯研究中心，俄亥俄州，克利夫兰.

域中什么情况下得到很高的传热系数，什么情况下得到很低的传热系数，已经认识得越来越清楚了.

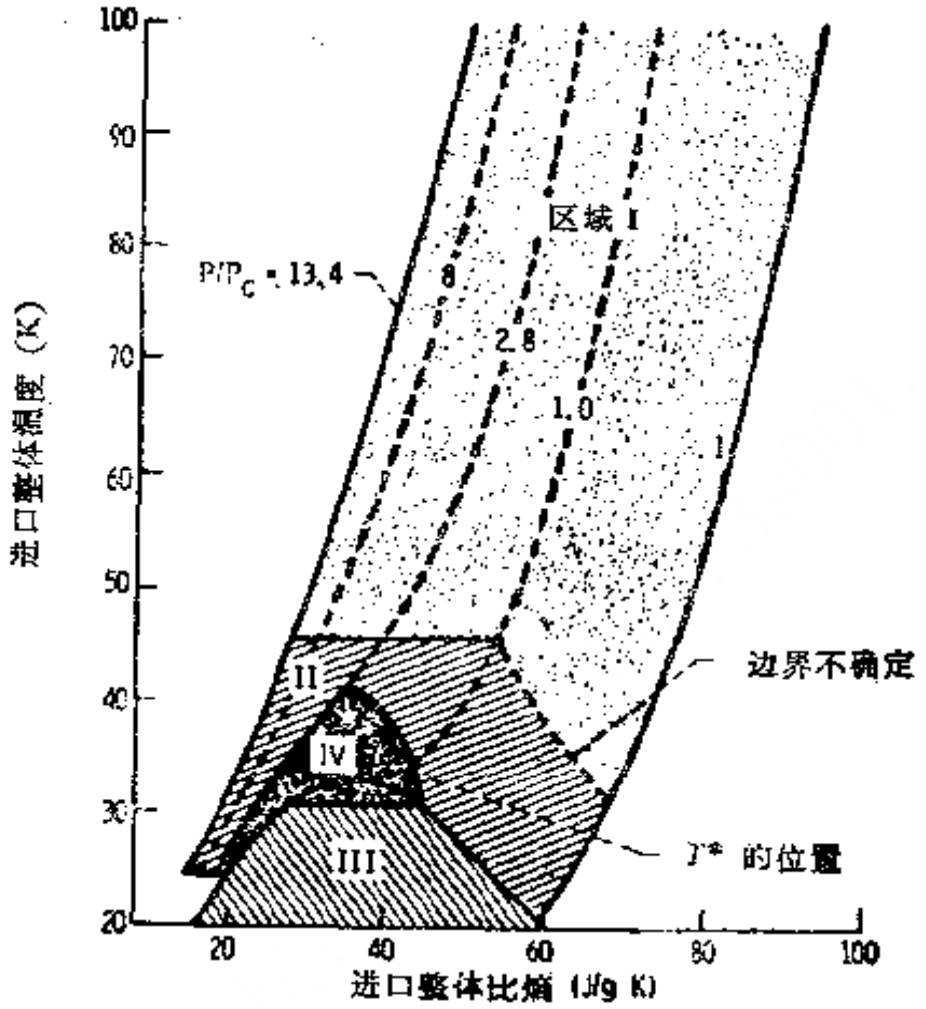


图 3-1　传热区域与进口工况的关系

区域 I，气态；区域 II，液态；区域 III，两相混合物；区域 IV，近临界态

有希望揭开近临界区域传热奥秘的理论分析已经提出来了，其中包括对边界层性状的详细研究. 然而，目前还没有哪一个理论分析能够令人满意地应用于整个区域或者解释到目前为止发表的所有实验数据.

除了与传热究竟是增强还是减弱这一矛盾有关的困难之外，还观测到流量振荡. 对这些振荡已经用解析法作了研究，发现用流体力学中一些普通的概念就可以相当好地测算出振

荡的频率. 但是，这类振荡的振幅却比较难以测算. 当然，这个区域中的振荡性状和传热性状是互相影响的.

在继续讨论近临界区域的传热问题之前，应该对该区域的边界如何确定这个问题作一些说明.

把近临界区域 IV 同它相邻各区域分开的边界很难确定. 其原因是：(1)对于大多数流体，现有的数据不足；(2)过渡不是突然的，从而难以划定明确的边界；(3)近临界区域的影响将扩大到相邻各区，这取决于流体达到给定状态点的途径(过程). 最后一个原因特别难以捉摸. 气体可以在临界压力下预冷到转置临界温度 T^* 甚至更低，当把它放入加热管作实验时，按照一般设想，它的性状将与加热管中预冷到相同状态点的气体(即类似于区域 I)一样，但是实验结果却完全不同. 近临界区域传热中的一个问题是：流体到达给定状态点的途径(即流体先前的历程)是通过什么方式影响到最后结果的.

尽管如此，按热力学状态来划分传热区域还是方便的，有效的，一般也是合理的. 对于氢，如图 3-1 所示，近临界区域的压力边界是 $0.8<P/P_c<3$. 最低的温度边界是对应于 $P/P_c=0.8$ 的 T_{sat}，上面的温度边界在转置临界温度 T^* 附近. 对其他流体还研究得不够广泛，不足以确定它们的边界，或者说无法验证氢边界的普遍性. 在缺乏数据时，氢边界或许可以取作其他流体的一个合理的近似.

在这里需要对边界作一点说明. 确定这些边界的意思是指：超出这些边界之外，临界点的影响就可以忽略不计，常规的变物性关系式就可以应用. 但这并不意味着对区域 IV 中的每一种情况都不能使用常规的方法. 在区域 IV 中，参量的某些组合将遵循常规的方法，但是一般来说，该区域将要求专门分析近临界态特有的传热现象.

在讨论临界点附近的传热过程以前，先讨论一下近临界态的流体物性。在所有的传热关系式中，流体物性与传热之间的联系都是十分密切的。

3.2 近临界态流体物性

3.2.1 临界点的热力学

近临界态流体之所以具有不平常的传热特性，归根结底是流体接近其临界点时异常的物性(如图 3-2 所示)产生的影响。影响表现在两个方面，一是热传输性质本身的变化，二是由于这些变化引起流动结构的改变。因此，为了使每一个分析取得成功，需要很好知道各个热物性。

赫希菲尔德（Hirschfelder）等[1]和罗林森（Rowlison）[2]

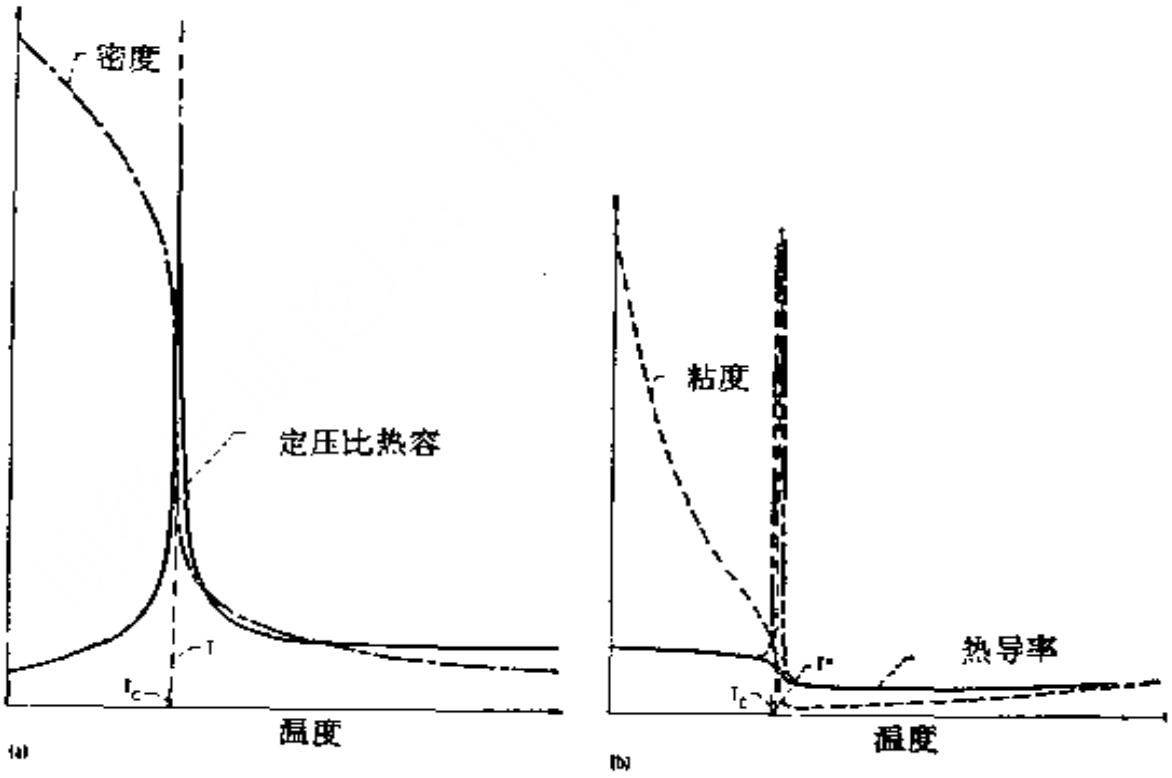


图 3-2 近临界态仲氢的典型热力学性质 (a) 和典型热传输性质 (b)
($P/P_c = 1.05$[63])

很好地描述了临界点热力学的经典方法. 读者如果想了解一些更新的概念,可以参阅威多姆 (Widom) 的著作[3].

范德瓦耳斯 (Van der Waals) 状态方程是

$$P = [\rho RT/(1 - b\rho)] - a\rho^2 \qquad (3\text{-}1)$$

式中 a 是引力常数, b 是斥力常数. 该方程是经典方法的代表. 尤其是在临界点, 范德瓦耳斯方程得出一个无穷大的定压比热容和一个无穷大的热膨胀系数 $[-\partial(\ln\rho)/\partial T]_p$, 这是临界态流体成为有吸引力的传热介质的原因. 范德瓦耳斯模型在临界区域有严重的不足. 威多姆[3]在其最新的定性研究中提出了一个三维点阵气体模型来克服这些不足之处.

传热的主要问题与临界点的不平衡态现象有关. 马斯 (Maass)[4]发现: 沿着等压线先加热后冷却, 就可以获得临界点附近的密度滞后回线,其典型形式如图 3-3 所示. 这条滞

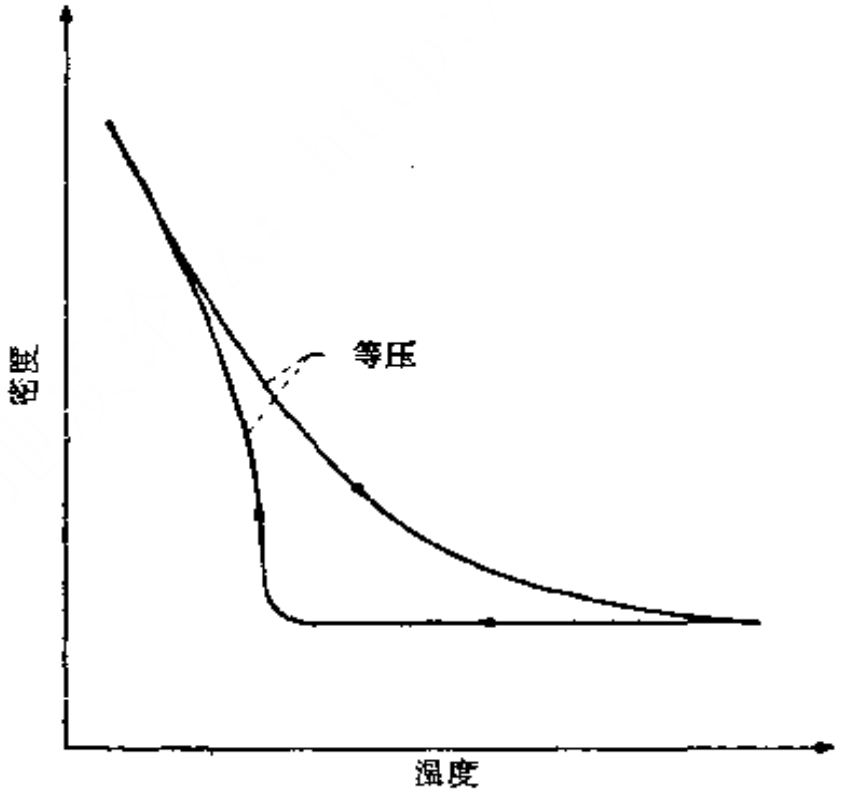


图 3-3 根据马斯实验[4]得到的表示滞后回线的典型近临界等压线

后回线是很稳定的，甚至在搅动条件下也可以复现. 另一种滞后现象的实例可以在光散射中观测到. 在临界点附近严重的密度涨落会引起光散射，它将使流体通过临界点时变成不透明的.这种不透明现象就是通常所说的"临界乳光",它的生成与流体通过临界点是加热还是冷却有关，在这两种情况下是完全不同的. (读者如果想清晰地看到临界乳光现象,可以观看西德《西门子》股份有限公司拍摄的电影,名叫"水的沸腾和汽化现象".)这些实验证明：在临界点附近,为了使受到热扰动的系统恢复到平衡态，需要很长的弛豫时间. 其后果之一是：在传热这个动力学条件下，近临界态流体可以预料是处于某种程度的热力不平衡态. 这又将导致在应用状态方程时会产生某种不确定性.

同样,由于路径不同,冷却近临界态流体时的传热过程可能与加热同样流体的传热过程完全不同.

大多数确实变化剧烈的性状,例如 C_p, C_v, k 和 β 的奇点,都精确地出现在临界点. 实际上,流体不会精确地工作在临界点,这有助于减弱某些反常现象的影响. 另一方面,所有大的物性变化,所有认为是头等重要的影响,都会扩大到临界点附近相当大的区域.

3.2.2 P-ρ-T 数据——状态方程

对于不同的流体来说，现有的临界点附近 P-ρ-T 数据的数量是大不相同的. 米切尔斯 (Michels) 等[5]和古德温 (Goodwin) 等[6]分别对二氧化碳和氢在临界点附近的状态作了多半是最详细的研究. 对于其他感兴趣的流体,例如氮,即使有数据，也是很少的. 传热研究者在很大程度上必须依靠状态方程来计算物性.

状态方程可以用各种尺度和形式来表达. 奥伯特 (Obe-

rt)[7]和赫希菲尔德等[1]对此作了良好的评述. 最普通的表达形式是维里（Virial）型:

$$P = A(T)\rho + B(T)\rho^2 + C(T)\rho^3 + D(T)\rho^4 + \cdots \quad (3\text{-}2)$$

奥伯特[7]和赫希菲尔德等[1]列表给出了各种方程和各种流体的维里系数;然而，在决定这些系数时，他们没有注意考虑临界态的特点. 对于深冷流体，非常普遍地使用斯特罗布里奇（Strobridge）[9] 以及罗德尔（Roder）和古德温[10]修正过的本尼迪克特（Benedict)-韦布（Webb)-鲁宾（Rubin）[8] 状态方程:

$$\begin{aligned} P = {} & RT\rho(Rn_1T + n_2 + n_3/T + n_4/T^2 + n_5/T_4)\rho^2 \\ & + [Rn_6T + n_7 + (n_9/T^2 + n_{10}/T^3 \\ & + n_{11}/T^4)e^{-n_{16}\rho^2}]\rho^3 + n_8T\rho^4 + [(n_{12}/T^2 \\ & + n_{13}/T^3 + n_{14}/T^4)e^{-n_{16}\rho^2}]\rho^5 + n_{15}\rho^6 \end{aligned} \quad (3\text{-}3)$$

在决定其他物性时，利用这些方程或任何曲线拟合方程的主要困难就显露出来了，例如在决定比热容 C_p 时，就必须求导数，而在临界点附近，这个导数往往达不到满意的准确度.

最近，为了描述临界点附近的点阵气体，对利用艾辛（Ising）铁磁体模型产生了浓厚的兴趣[11,12]. 与艾辛模型相类似，化学势似乎是比压力更基本的变量. 格林（Green）及其同事们[13~15]提出了一个方程，其中把化学势表示为密度和温度的函数. 这个方程很有发展前途.

3.2.3 热传输性质

关于 P-ρ-T 数据的大多数看法也适用于热传输性质的数据. 在这方面对比较常用的流体也已作了较好的研究. 特别有意义的是森格斯（Sengers）[16] 和吉尔德纳（Guildner）[17]测得的二氧化碳近临界态热导率数据以及迪勒（Diller）和罗德尔[18]测得的氢近临界态热导率数据.

在森格斯的研究工作之前，人们早就意识到，在给定的温度和压力下，同在大气条件下的数值相比，粘度和热导率的超过值只是密度的函数，即

$$k(P, T) - k_0(\rho \to 0, T) = f_1(\rho) \qquad (3\text{-}4)$$

$$\nu(P, T) - \nu_0(\rho \to 0, T) = f_2(\rho) \qquad (3\text{-}5)$$

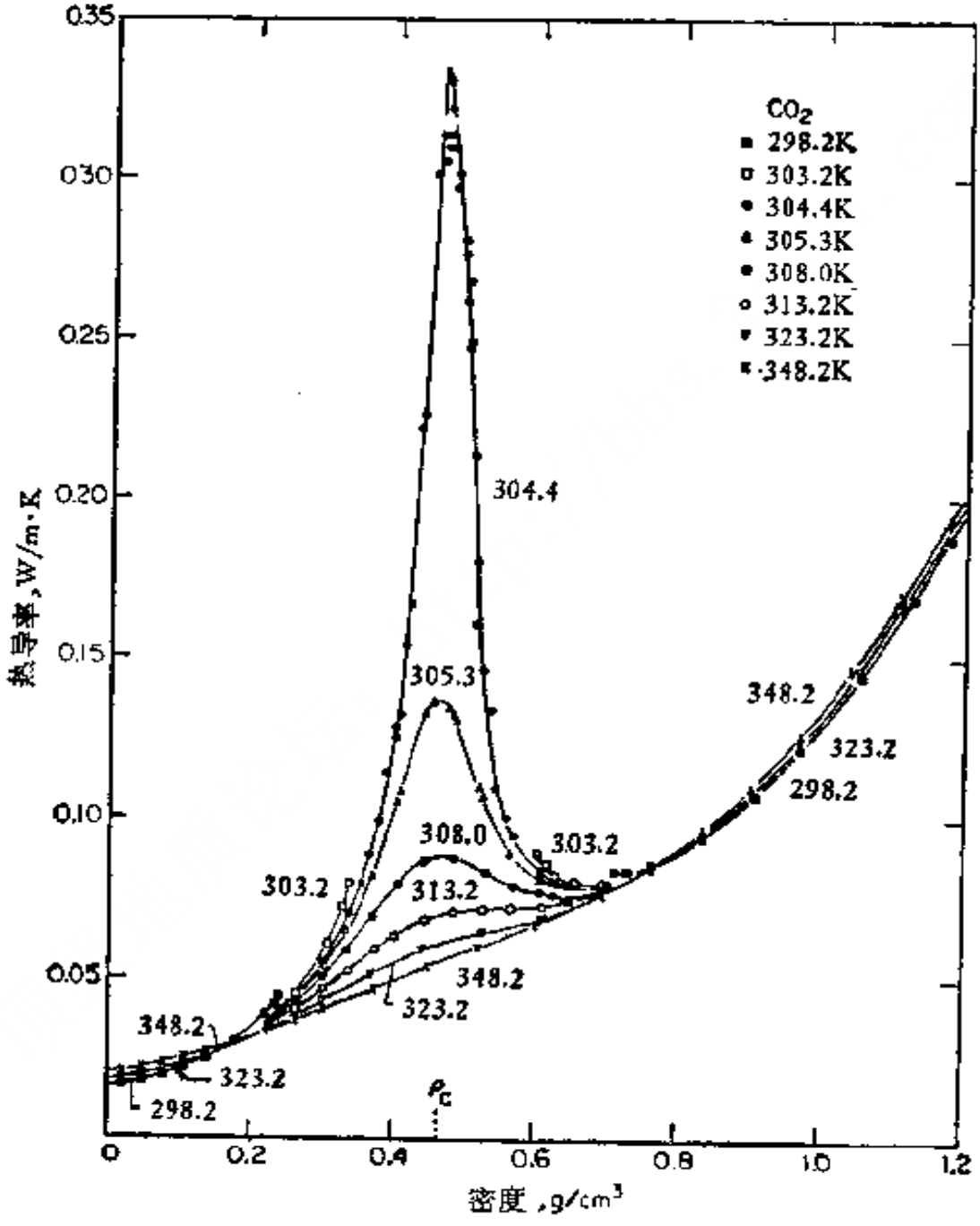


图 3-4　呈现反常峰值的二氧化碳的热导率[20]

当然，这要求精确知道 ρ 随 P 和 T 的变化；尽管如此，它们仍不失为粘度和热导率的十分简单的表达式. 再者，借助于对应态定律还可以把它简化成一般形式. 这一表达式除了对于量子液体（例如氢和氦）可能正确以外，仍然只是对于远离临界点的液体才正确. 对于大多数感兴趣的流体，索多斯(Thodos) 及其同事们已经求得了方程(3-4)和(3-5)的函数关系，并且在施蒂尔（Stiel）和索多斯[19]的论文中作了概括. 方程(3-4)和(3-5)作为原始方程还是有价值的.

上面引用的热导率数据，在沿着近临界等温线达到临界

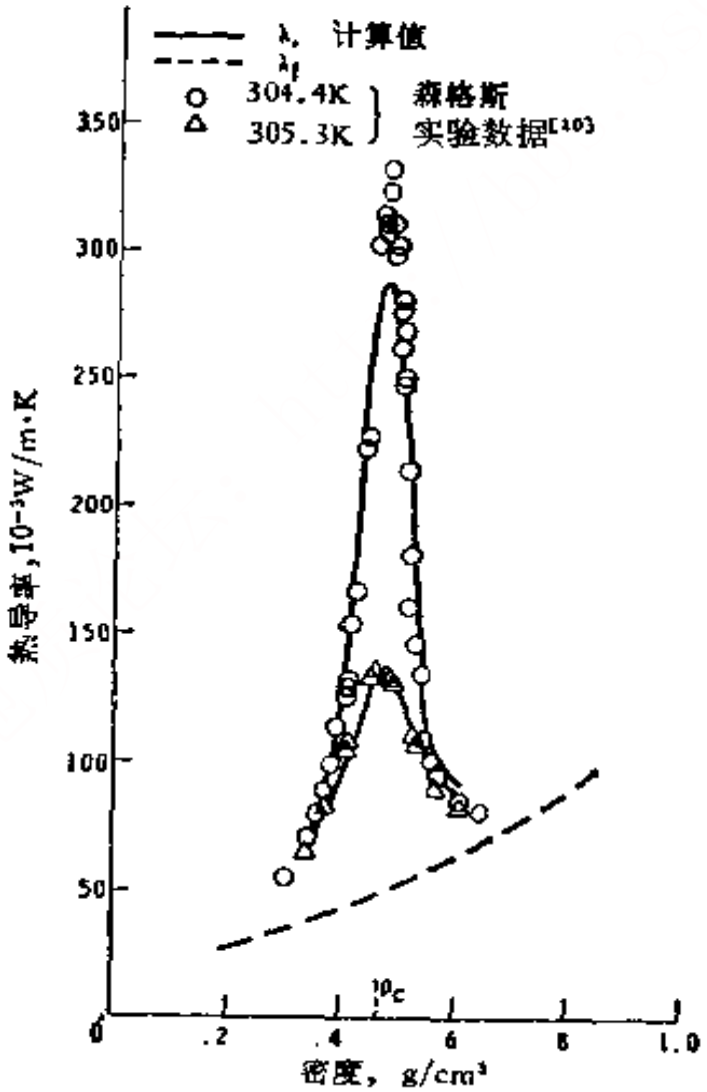


图 3-5 二氧化碳热导率的计算值和实验值[21]

密度时，出现了一个"反常峰值". 这一点从图 3-4 上所表示的森格斯[20]的数据可以看出来.

关于粘度，最好的结果表明只存在很弱的反常值，可以不予考虑.

反常值的计算方法仍然处在发展阶段. 布罗考 (Brokaw)[21] 建议把近临界态流体作为离解的聚合物来处理，在这个情况下有效热导率由两部分组成，即

$$k = k_f + k_r \tag{3-6}$$

在这里，k_r 表示由离解群扩散所作出的贡献，而 k_f 是正常的热导率，由方程 (3-4) 来表示. 布罗考的理论分析结果是

$$k_r = \rho D(D_{in}/D)C_{p_r} \tag{3-7}$$

式中，D是自扩散系数，D_{in} 是假想的聚合物的双元扩散系数，C_{p_r} 是超过低压下数值的剩余比热容. 把布罗考的计算值与图 3-5 上森格斯的数据作了比较. 遗憾的是，为了计算 C_{p_r} 和 D_{in}/D，布罗考的理论要求有精确的状态方程. 到目前为止，这个理论还没有被其他流体验证过.

3.2.4 量子态

在讨论对应态方程时，已经提到过量子液氢和量子液氦. 在临界点附近，氢的量子特性果真提高了，而氦的量子特性却没有提高. 事实上，氢的量子特性在核火箭和化学火箭发动机这类应用中起很重要的作用.

早在二十年代初期就已首次注意到：氢的比热容似乎不是单值的. 分子光谱研究是弄清这种明显的反常现象的钥匙. 观测到：由于构成氢分子的母原子核的"自旋"，氢分子具有不同的量子态. 可能存在两种情况. 在第一种情况下，两个原子的自旋方向相反(反平行自旋)，分子的纯自旋是零. 这是仲氢. 在第二种情况下，两个原子的自旋方向相同(平行

自旋），这就得正氢.

在低温范围内（从 20 K 到 250 K），在构成的平衡态氢中，仲氢和正氢各自所占的百分数变化很大. 在图 3–6 上表示出在上述温度范围内仲氢的百分数.

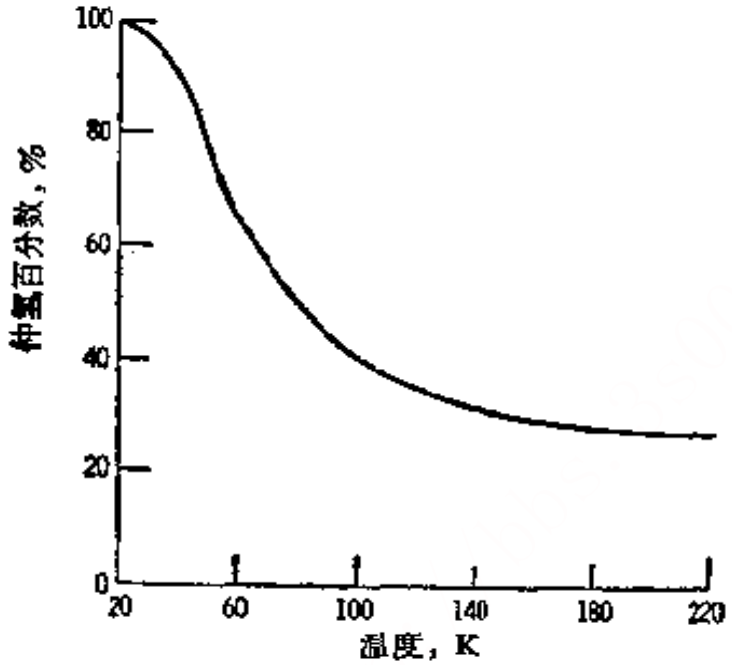


图 3–6 仲氢的平衡态百分数

温度在 260 K 以上时，混合物中仲氢分子的百分数仍然保持在 25%. 这个平衡态混合物（25% 仲氢，75% 正氢）叫做常态氢，在室温和更高温度下以气态形式出现的就是这种平衡态混合物.

从工程计算角度看，氢的两种量子态的主要差别在于比热容的数值上.

在图 3–7 上把 0.07 bar 压力下仲氢比热容和平衡态氢比热容作了比较，其差别是十分明显的. 在工程中应用的一定是某种量子态混合物. 一般来说，把深冷液氢处理成仲氢可以保证长期贮存而不发生温度变化（正氢向仲氢转化是放热的）. 然而，在某些条件下，仲氢可以吸热转化成正氢. 核辐

照、顺磁氧化物的催化作用以及金属(钨、镍和其它金属)的化学吸附作用都可以加速仲氢向正氢转化。 在正常条件下，低温液体内的转化速率是极其缓慢的.

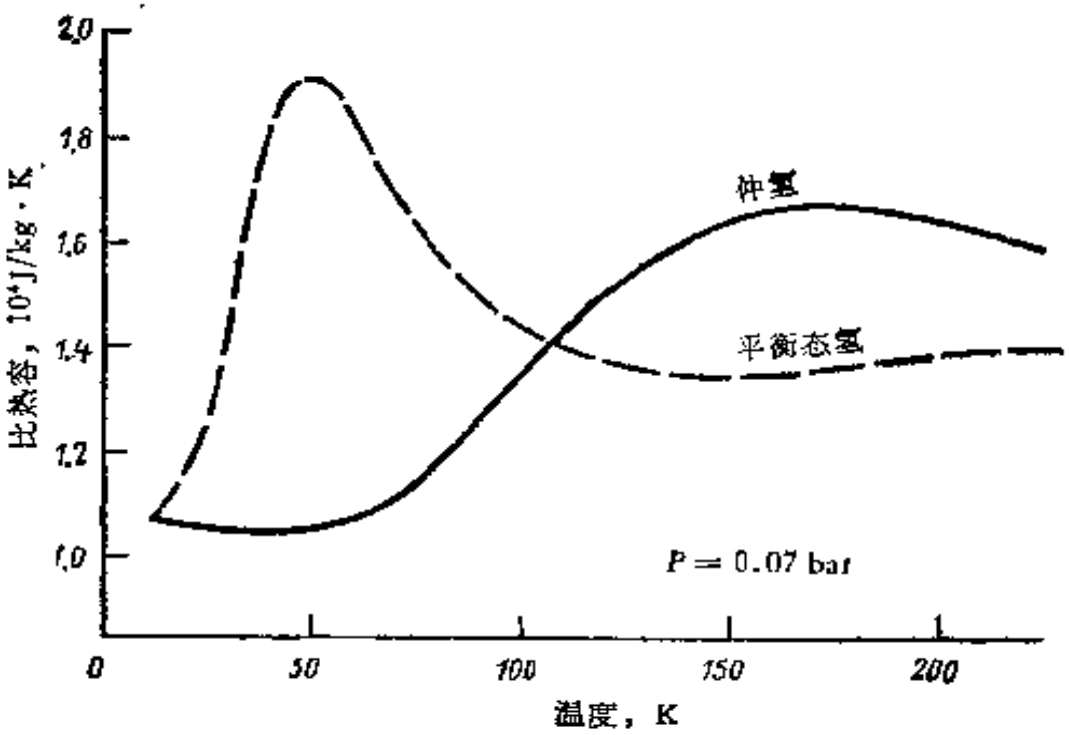


图 3-7 仲氢与平衡态氢之比较

3.2.5 赝物性

图 3-2 所表示的近临界区域内异常的物性性状可以作为饱和物性的延伸来研究.

在关于近临界态的著作中，常用的参考量是转置临界温度 T^*. 它通常定义为在给定的超临界压力下比热容 C_p 达到最大值时的温度(见图 3-2). 可以把它想象为一个延伸的饱和温度.

为了使用赝沸腾模型，除了蒸汽压曲线之外，还必须定义某些两相参量. 其中的典型参量是汽化潜热. 图 3-8 表示出由比焓曲线定义的赝汽化热的方法，此法为瑟斯顿 (Thurston)[22] 所用.其它的赝两相参量，如象饱和液体密度和饱和蒸

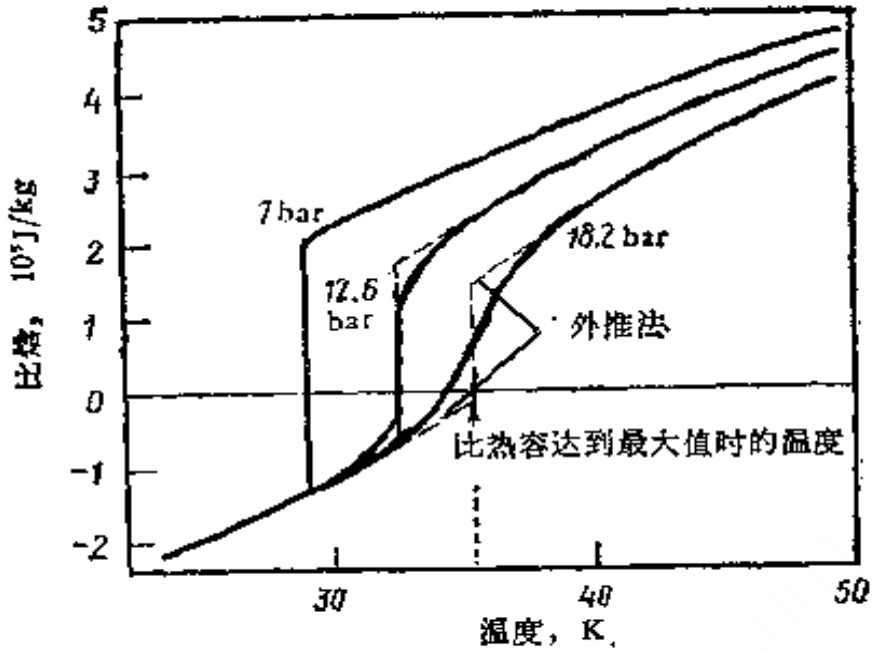


图 3-8　顺两相物性：等效汽化潜比焓的外推法[22]

汽密度，都可以按同样方法近似求得[23].

3.3　近临界区域的传热

3.3.1　近临界区域的特性

在图 3-1 的区域 IV 中，标准的综合数据方法失效：平常的迪图斯-贝尔特（Dittus-Boelter）方程不能描述近临界区域的强迫对流现象；普通的雷利（Rayleigh）关系式不能综合池内自由对流的数据；标准的沸腾方程呈现出不连续性；振荡是平常现象. 标准的理论方法也不见得比经验方法好，因为采用标准方法存在过分简化的危险，问题在于：与普通气体的情况不同，此时传热系数随温度的变化既强烈又复杂（图 3-9）.

施米特（Schmidt）等[24]的早期实验发现：在临界点附近作自由对流和自然对流时，传热系数急剧增加. 另一方面，鲍

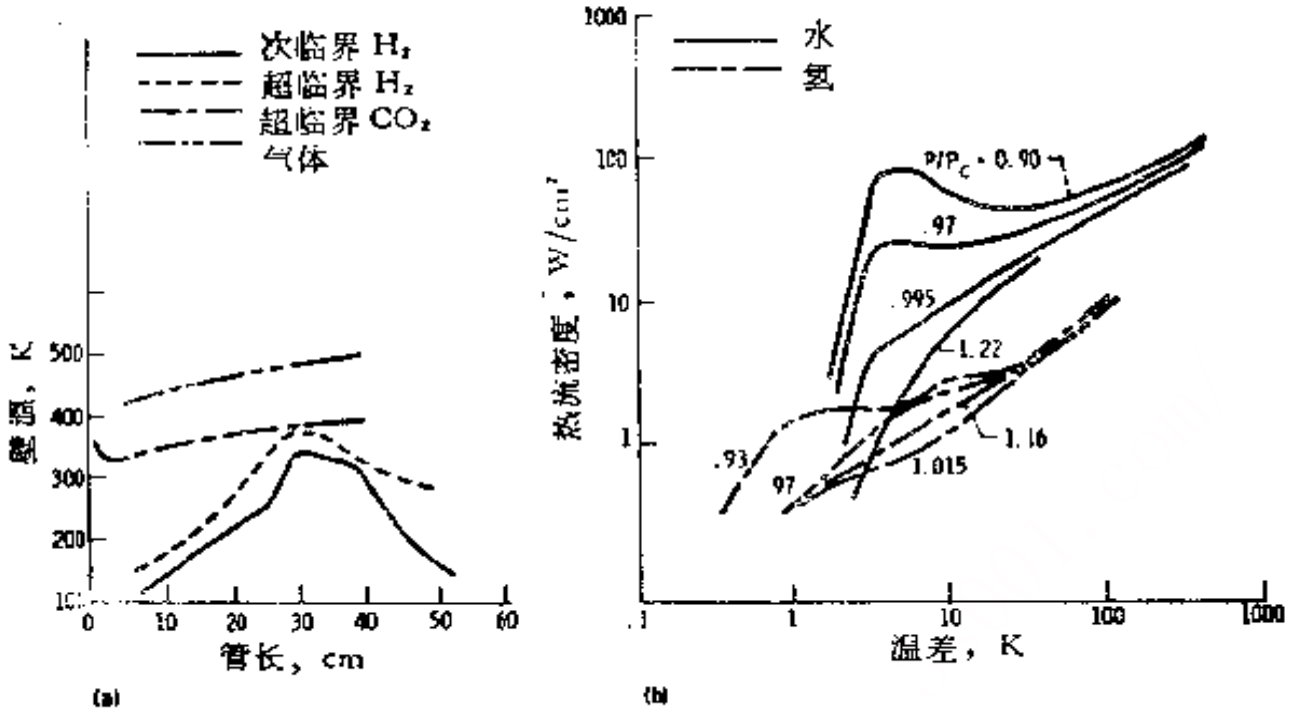


图 3-9　在(a)强迫对流和(b)自由对流时次临界和超临界的传热性状之比较

威尔[25]曾经报道说：在 T^* 区域中，液氧和液氮作强迫对流时传热系数急剧减到最小值. 此后，其他许多研究者都发现轴向壁温分布曲线有类似的"峰值"[26—29]. 与之相反，有些研究者[30—33]报道说传热系数出现最大值.

下述两个互相联系的结果可以对上述矛盾作出某种解释，并推动进一步的研究. 首先，希茨曼（Shitsman）[28] 和山形（Yamagata）等[29]证明：传热系数随整体比焓的变化曲线在临界比焓附近具有最小值，并且还报道说在这一区域存在压力振荡. 其次，在所有报道得到传热系数最大值的实验中，壁面温度与流体整体温度之差都比报道得到传热系数最小值的那些实验中的值小得多.

徐（Hsu）[34] 建议可把上面两个结果定性地想象为两个沸腾区. 当温差比较小时，其过程可以比拟为泡核沸腾，即传热极好的区域，从而传热系数的值最大. 当温差比较大时，其

过程可以比拟为膜态沸腾，即传热不佳的区域，从而传热系数的值最小．为了支持这种观点，可以考察一下图 3-10 上所表示的豪普特曼（Hauptmann）[35] 的数据．小温差(即低热流密度）的数据呈现明显的最大值，而大温差（$q = 8.4\text{W/cm}^2$）的数据表明传热系数为最小值．斯蒂里科维奇(Стырикович)等[36,37] 也发现了类似的趋向．伍德（Wood）[38] 和卡恩（Kahn）[39] 指出：当壁温变化时，h 在临界点附近具有最大值．希拉尔卡（Shiralkar）和格里菲思（Griffith）[40] 发现：当壁温高于 T^* 而流体整体温度低于 T^* 时，传热系数强烈地随热流密度而变化．

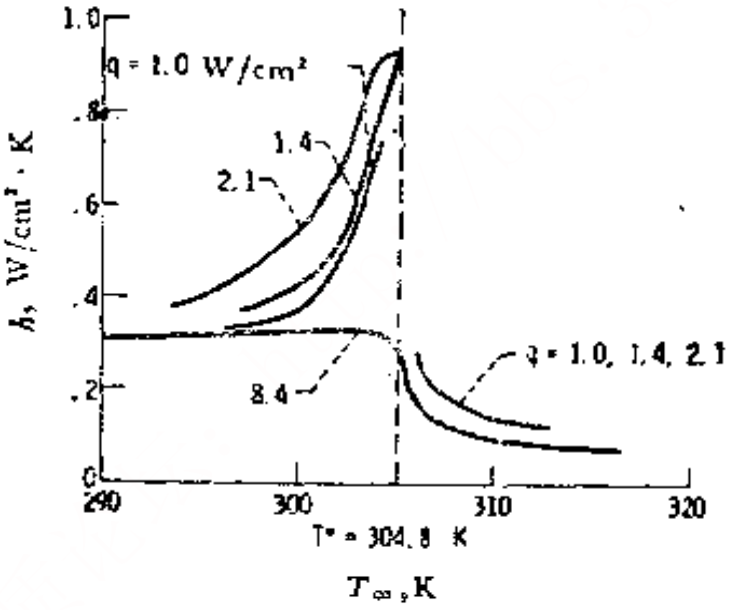


图 3-10　自由气流温度和壁面热流密度对近临界态传热系数的影响[35]
二氧化碳数据；$P/P_c = 1.025$；$U_\infty = 0.45\text{m/s}$

压力振荡是这种工况的固有现象，并且往往可以有很大的振幅．例如麦卡锡（McCarthy）等[41]报道说：在 N_2O_4 流中它达到 0.3 P_{test} 即 27.6 bar．海因斯（Hines）和沃尔夫(Wolf)[42] 也曾报道过压力振荡现象，其振幅是如此之大，以致破坏了加热管．

在这种情况下，压降是很大的，并且主要由动量变化所引起[43]. 如果传热过程逐渐远离近临界态，则摩擦损失的作用就越来越重要.

在次临界态和近临界态之间，传热、压降、壁温分布和压力振荡等都明显相似. 在氢的早期研究阶段，我们曾录下了两相流动和超临界流动的振荡声. 两种振荡声是相似的，不过超临界的振荡声不像是"噪声". 戈德曼（Goldmann）[44] 注意到同样的现象. 这个领域的一些研究者常常把这种流体看作膜两相流体. 支持膜两相流体的一些最有力的论据来自热力学状态图、一些直观研究[46—49]以及热流密度随壁温变化的曲线图. 格里菲思和萨贝尔斯基（Sabersky）[46] 以及纳普（Knapp）和萨贝尔斯基[47]发现：受热的液滴容易被误认为气泡. 对格雷厄姆等[45]的研究工作拍摄的电影可以使观测者认识到这些类似性具有统计性质，这一点与发表的照片[47]所提供的瞬时图象是相矛盾的. 卡莫（Cumo）等[49]证明：氟利昂从大气条件向近临界区域过渡时流体结构会发生变化. 西川（Nishikawa）和宫部（Miyabe）[48] 公布了一组泡核沸腾向膜态沸腾过渡的照片，并且为了比较，还公布了一组在超临界压力比 $P/P_c = 1.065$ 时获得的照片. 在膜态沸腾热流密度下的类似性特别明显. 前面引用的热流密度随温差变化的曲线，特别是霍尔特（Holt）和格罗希（Grosh）[50] 的那些曲线表明：传热系数是热流密度的函数，这个现象在普通气体传热中没有发现过，而是沸腾特有的现象. "沸腾"模型是对前面讨论过的异常壁温分布可能作出的一种解释.

反对膜两相流体概念最强有力的理由来自热力学方面；因为平衡态的超临界流体显然是单相流体. 膜两相流体的拥护者承认这一点，并且极力声称它是一种非平衡态情况. 在实验方面，非常有趣的是，单相辩护者可以借助于两相拥护者

提出的同一个直观证据. 豪普特曼[35]利用了他自己的很优异的一些照片，并重新检验了其他作者的直观实验结果之后得出结论：所有异常的结果都可以用单相模型来解释. 仔细研究全部现有的照片[35,45—47]后揭示出：与沸腾的不类似性同其类似性一样多. 实际上分析者可以任意选择一个模型，因为某个有说服力的情况可能对两个模型的任何一个都有利. 任何解析模型(膜两相或单相)应该在整个区域 IV (图3-1)都适用，并且用合适的公式表示时，从液体向气体应出现平滑的过渡.

最后，应该强调指出：几何效应（通道的尺寸和形状）会增加不确定性，使传热性状更加复杂. 毫无疑问，近临界态传热数据中有些变化与几何效应有关.

3.3.2 自由对流和自然对流系统中的传热

3.3.2.1 池内——自由对流

我们把近临界区域的自由对流现象和自然对流现象分开讨论. 这一节讨论池内自由对流，主要研究小试验段(如金属线和金属丝)的传热. 下一节将研究自然对流回路的传热.

在池内传热情况下，物性大幅度变化的效应似乎起着更直接的作用. 这一点大概是对的，因为在这种情况下，温差一般比较小. 池内获得的结果几乎总是表明传热在临界点附近会增强. 传热增强的典型实验数据是斯克里波夫 (Skripov) 和波塔沙夫 (Potashev)[51]的数据.

与强迫对流系统不同，自由对流系统没有约束的边界. 因此，有利的物性变化会促使传热增强.

在参考文献 [47]、[52] 和 [53] 中描述了一组感兴趣的近临界自由对流实验. 这些实验采用了水平的小直径金属丝. 纳普和萨贝尔斯基[47]首先拍摄了加热近临界态 CO_2 时

在层流与湍流之间的振荡现象. 他们的数据表明：从完全层流区过渡到完全湍流区时，传热急剧增强；然而，通过振荡区的过渡好像是平滑的. 作者们指出：这种情况多半因为数据是取平均值的缘故，并且猜想金属丝的温度波动与层流-湍流振荡相一致. 戈尔茨坦（Goldstein）和奥格（Aung）[52] 也报道过类似的振荡，但没有报道传热有急剧增加. 目前，这一现象仍无法解释.

文献中大多数自由对流分析都使用相当普通的无因次组. 在某些情况下对它们作些修正，主要考虑了边界区域中的物性变化[54—56]. 下面这个看法似乎是普遍同意的：离临界点和转置临界点稍微远一点后，传统的关系式将适用于所有流体和所有系统. 于是，在远离临界点处，基本的麦克亚当斯（McAdams）方程应该有效：

$$\mathrm{Nu}_f = C\mathrm{Ra}^n \tag{3-8}$$

比较接近临界点时，采用下面基本形式的修正：

$$\mathrm{Nu}_x = C\mathrm{Gr}_x^a\mathrm{Pr}_x^b[T\alpha/(T_w - T_\infty)]^c \tag{3-9}$$

例如，拉森（Larson）和舍恩哈尔斯（Schoenhals）[57] 在近临界态水中用垂直狭条做了一个实验. 他们找到的合适常数是

$$a = \frac{1}{3}, \quad b = 0.247, \quad c = 0.137, \quad x = 0.5$$

非常接近临界点时，西蒙（Simon）和埃克特（Eckert）[58] 推荐

$$\frac{q_l[(T - T_c)/T_c]^{\frac{1}{2}}}{\rho_c k_w(\partial T/\partial \rho)_p} = 3.25 \times 10^{-3} \frac{\mathrm{Ra}_w}{(\mathrm{Pr}_w)^{\frac{1}{2}}} \tag{3-10}$$

3.3.2.2 回路内——自然对流

在历史上，人们对使用自然对流回路或自然对流塔已有很大的兴趣. 在这种条件下，超临界区域中的流体可以在高

热流密度下工作.

自然对流回路的实验和理论分析创始于德国施米特的早期工作. 如同池内的情况一样，回路实验结果表明：当与类似的传热条件下非临界态流体作比较时，临界点附近的传热总是增强.

在综合近临界态数据时，霍尔曼（Holman）和博格斯(Boggs)[59] 把施米特的基本回路方程重新整理为

$$Nu = 16Re^2PrGr^{-1}(l_T/L)(d/y) \quad \text{（层流）} \quad (3-11)$$

$$Nu = 0.079Re^{11/4}PrGr^{-1}(l_T/L)(d/y) \quad \text{（湍流）} \quad (3-12)$$

为了测试几何形状的影响，坦格（Tanger）等[60]比较了在两个不同回路中获得的六氟化硫数据. 对于确定的 l_T 和 d，回路 1 的方程 (3-11) 和 (3-12) 中的几何因子大约是回路 2 的 1.8 倍. 他们在自己的工作中没有发现几何形状变化的影响. 对于近临界区域，他们推荐

$$NuGr_l/Pr = 0.00982Re^{11/4} \quad (3-13)$$

3.3.3 强迫对流系统中的传热

近临界态强迫对流的实验工作可以分成两大类. 第一类是常规的加热管实验，它已经很成功地用于决定气体的努塞尔关系式. 第二类实验研究传热过程的一二个细节，以便解释近临界态传热的机理.

在过去十七年里，在向超临界态流体的强迫对流传热方面已经做了三十多个实验，它们全都归于加热管实验这一大类. 所有这些实验在设计目的、工作方式、测量技术以及某种程度上在结果等方面，都十分相似. 这些实验可以作为一组来综述，当然，在需要的地方会指出它们各自的特点. 这些实验条件的变化范围十分广. 使用最广的流体是水、氢和二氧化碳.

3.3.3.1 近临界态强迫对流传热的一般特征

我们作了在电加热管中流动的近临界态氢的传热实验，得到了下列一些普遍的观测结果：

试验段垂直放置，流动是从下向上的湍流. 试验段是均匀加热的（恒定热流密度）. 沿管子的壁温分布曲线呈弓形，与用两相氢时观测到的相类似. 图 3-11 把两相氢、近临界态氢和气态氢的壁温分布作了比较. 请注意次临界实验 539 号与超临界实验 700 号的结果是多么相似. 与此相反，气态氢实验 1059 号的壁温却是单调增加的，这种情况是所有恒热流密度、气态、湍流传热数据的特征. 也可以用传热系数作为纵座标改画图 3-11. 此时 h 曲线将是壁温曲线的镜象. 观测到最大壁温（最小 h）的轴向位置将随热流密度、质量流率和进口比焓而变化. 然而，发生最大值的轴向位置似乎在整体温度达到转置临界温度点附近.

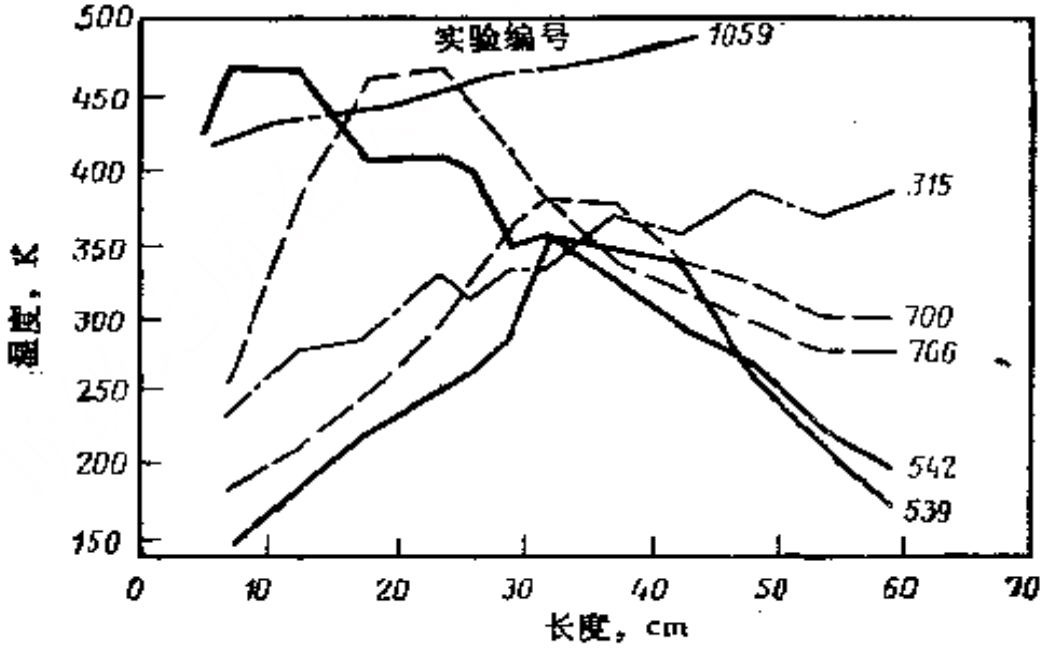


图 3-11 近临界态氢和气态氢的表面温度沿轴向的分布
（管子内径 8.5 mm）

还观测到：在管中测得的传热系数，比之按膜温计算物性后用强迫对流关系式算得的传热系数来得高．（有一些研究者把近临界态实验数据与按整体温度计算物性的关系式加以比较，结果是实验数据往往小于计算值．）在下一节讲述综合数据的方法．

应该指出：在这些加热管试验中观测到流体的振荡现象．在建立运行工况过程中往往很难避免这种情况．观测到消除不稳定工况最有效的方法不是控制流率，而是改变热流密度．还观测到不稳定性的频带很宽，从 0.5 Hz 到几 kHz．产生这些不稳定性的运行工况是不能测算的，频率高低也不能测算．不过高频似乎对应于辐射模型．

标记	流体状态	实验编号	质量流率 $\dot{W}$, kg/s	热量输入 Q, kW	压力 P, bar	进口温度 T_{in}, K
———	超临界态	706	0.0730	35.6	50.5	26.7
——	次临界态	542	0.0695	24.1	5.6	22.6
——	超临界态	700	0.0758	37.2	19.6	25.9
——	次临界态	539	0.0505	14.4	9.8	23.0
— —	气　　态	315	0.0130	14.6	14.4	64.0
— —	气　　态	1059	0.0135	14.5	43.5	291

已经作了不同的尝试，以便用一般的形式来综合试验数据．在早期的工作中，主要注意力集中于对基本迪图斯-贝尔特方程中的参考温度进行修正：

$$Nu_x = CRe_x^a Pr_x^b (T_w/T_b)^p \qquad (3\text{-}14)$$

式中 x 表示流体物性按参考温度 $T_x = T_b + x(T_w - T_b)$ 计算．埃克特[61]认为：x 可能是无因次温度（常常叫做埃克特参量）的函数：

$$x = f[(T^* - T_b)/(T_w - T_b)] \qquad (3\text{-}15)$$

布林格（Bringer）和史密斯（Smith）[62]以及施努尔

(Schnurr)[63] 都已经把这个函数画成了曲线，如图 3-12 所示. 然而这些曲线依据的数据十分有限，它并不能归纳其它数据，也没有什么理论分析可以用来测算函数的形式.

密罗波尔斯基（Miropolskii）和希茨曼[64]专门为临界点附近的传热提出了另一个早期的关系式. 利用水的实验数据，这些作者提出了关系式

$$Nu_b = 0.023Re_b^{0.8}Pr_{min}^{0.4} \qquad (3-16)$$

式中 Pr_{min} 是最小普朗特数，定义为

$$Pr_{min} = \begin{cases} Pr_b; & Pr_b < Pr_w \\ Pr_w; & Pr_w < Pr_b \end{cases}$$

这个对迪图斯-贝尔特方程无比简单的修正产生了一些值得注意的结果.

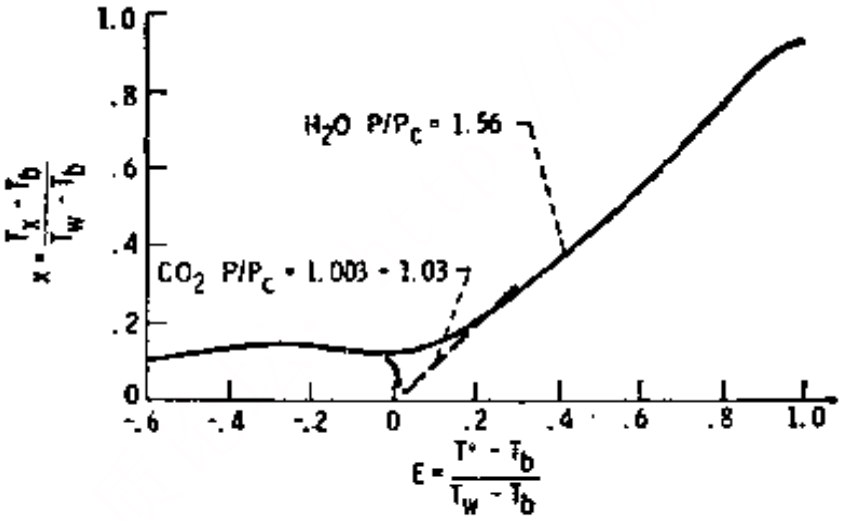


图 3-12 向临界点的相对接近对埃克特参考温度的影响[31,943]

希茨曼成功地用这个关系式综合了迪金森（Dickinson）和韦尔奇（Welch）[65] 的水数据、鲍威尔[25]的氧数据以及布林格和史密斯[62]的二氧化碳数据. 特别感兴趣的是这样一点：关系式既包括了迪金森和韦尔奇报道的传热系数最大值，也包括了鲍威尔报道的最小值. 但是在此以后，希茨曼用水作实验时也发现了温度"峰值"，与鲍威尔对于氧所报道的一样.

他称此区为“消弱”传热区，并把它比拟为沸腾危机. 他告诫读者说：尽管他的关系式以前曾用来整理鲍威尔在类似条件下获得的数据，但它并不适用于这个区域. 这些作者之一曾想用这个方程来整理亨德里克斯等[26]的氢数据，但没有成功.

针对临界点的另一个关系式具有下列形式：

$$\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_b \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^a \left(\frac{k_w}{k_b}\right)^b \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^c \left(\frac{\bar{C}_p}{C_{p_r}}\right)^d \qquad (3\text{-}17)$$

式中 Nu_b 是由迪图斯-贝尔特方程算得的值，$\bar{C}_p = (H_w - H_b)/(T_w - T_b)$. 方程(3-17)的各种型式已经用于二氧化碳[32]、水[33]和丙烷[66]. 关键的特征量似乎是积分平均比热容 $\bar{C}_p$.

不仅比热容采用积分平均值，而且所有热物性都用积分平均法来计算，这个概念是布罗考[67]为进行反应的 N_2O_4 系统提出来的. 于是热物性表示成

$$\varphi = [1/(T_w - T_b)]\int_{T_b}^{T_w} \varphi(t)\,dt \qquad (3\text{-}18)$$

式中 $\varphi(t)$ 是流体的任何一个热物性. 这种做法倾向把近临界态热物性的急剧变化弄平滑.

赫斯（Hess）和孔兹（Kunz）[68] 根据对边界层微分方程所作的分析，研究了近临界态氢的传热结果. 微分方程中涡团扩散率的表达式是根据混合长度模型求得的. 范德赖斯特（Van Driest）指出：混合长度对粘滞阻尼参量 A^+ 很敏感. 赫斯和孔兹没有对这个参量作出完整的微分分析. 但是，他们建立了 A^+ 与运动粘度比 ν_0/ν_b 的关系，并且提出了下列形式的通用关系式

$$\mathrm{Nu}_f = 0.0208\mathrm{Re}_f^{0.8}\mathrm{Pr}_f^{0.4}[1 + 0.0146(\nu_w/\nu_b)] \qquad (3\text{-}19)$$

如果整体温度超过转置临界温度，那么这个强迫对流关系式

用于近临界态氢是十分好的.

前面已经提过，在两相传热结果与近临界态传热结果之间存在某些类似性. 这些类似性推动了近临界区域膜沸腾模型的进展. 用于沸腾传热结果的那些关系式都已用于近临界区域.亨德里克斯等[26,43]介绍过如此应用的一个实例，他们把马蒂内利（Martinelli）两相流参量变换为近临界区域膜两相流模型. 这时研究的不是蒸汽和液体，而代之以轻密度组分和重密度组分，设想是它们构成了近临界态流体. 假设重密度是熔化液体的密度，而轻密度是理想气体的密度. 重密度组分和轻密度组分的适当混合，就构成了观测到的临界点附近整体密度的变化. 膜含汽量是混合物中轻组分的质量份额，即

$$\frac{1}{\rho_b} = \frac{x_2}{\rho_{pg,b}} + \frac{1 - x_2}{\rho_{melt}}. \tag{3-20}$$

近临界区域的传热关系式表示成

$$Nu_f = Nu_{fm} f(\chi'_{tt}) \tag{3-21}$$

式中

$$Nu_{fm} = 0.023(\rho'_{fm} ud/\mu_f)^{0.8}(Pr_f)^{0.4}$$

而 ρ'_{fm} 被定义为

$$1/\rho'_{fm} = (x_2/\rho_{pg,f}) + (1 - x_2)/\rho_{melt}$$

3.3.3.2 近临界态流体的渗透模型

格雷厄姆[69]提出：传热系数的增强（与按模温计算物性的关系式比较）可以根据渗透模型加以解释. 此时除了常规的按膜温计算物性的强迫对流传热系数外，再加上一项表示这个增强部分. 一般来说，平均传热系数可以写成

$$h_{av} = C_1 h_f + C_2 h_{enh} \tag{3-22}$$

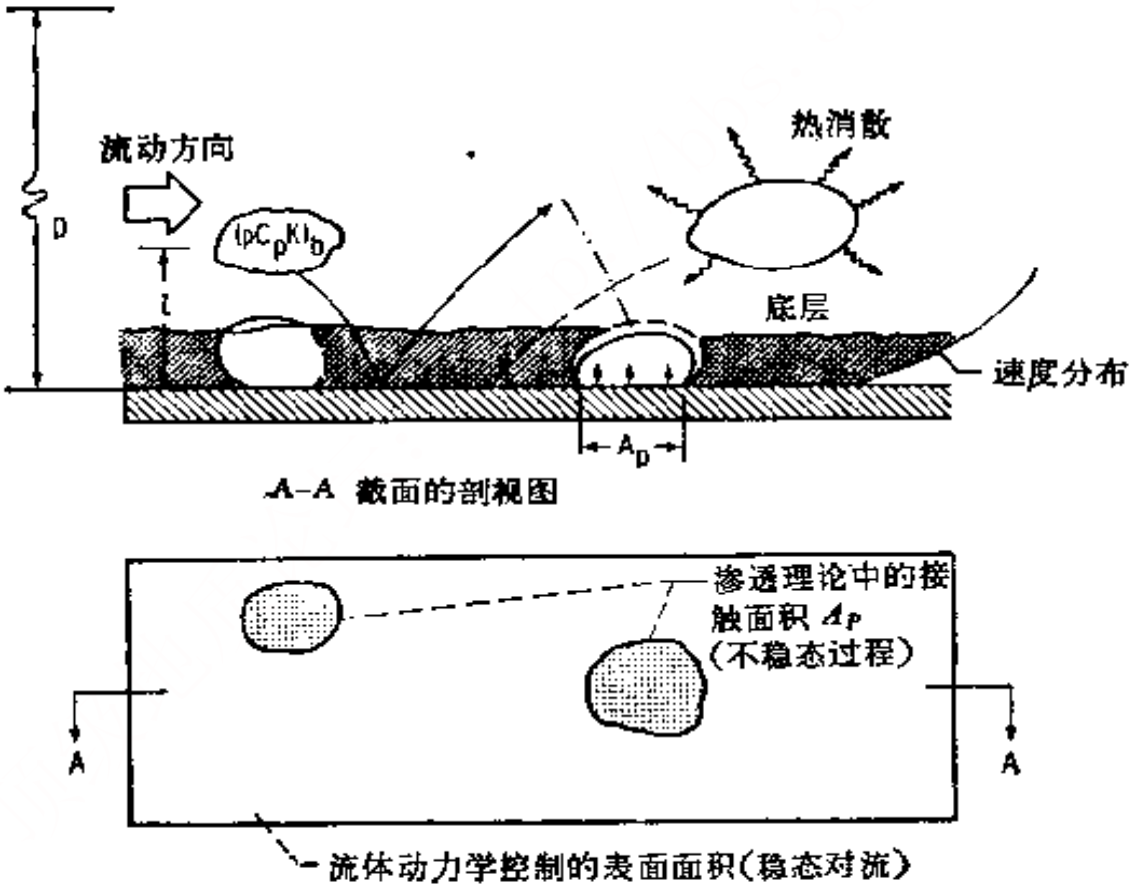
这个 h_{enh} 被认为是渗透机理所引起的. 简略地说，渗透

机理是假设流体团从边界层外缘周期性地向壁面迁移，破坏了边界层底层，在壁面处以瞬态方式获得热能。图 3-13 是这一过程的示意图。流体团与壁短暂接触之后，便返回到边界层外缘，消散其热能。这种周期性的吸热过程多少类似于流化床内的运动过程；在流化床中最早使用渗透模型来描述传质和传热的机理。

方程(3-22)被修正为

$$h_{av} = (A_p/A_T)h_p + [1 - (A_p/A_T)]h_f$$

式中 A_p 是渗透起作用的平均表面面积，A_T 是总表面面积。渗透传热系数是



$$\bar{h} = h_p\left(\frac{A_p}{A_t}\right) + h_c\left(1 - \frac{A_p}{A_t}\right)$$

图 3-13　同时发生的流体动力学机理和渗透机理的概念图

$$h_p = (2/\pi)[(\rho C_p k)_b/\tau_{\text{核轴}}]^{\frac{1}{2}} \qquad (3\text{-}23)$$

这个 h_p 表达式是根据瞬态热传导方程加上合适的边界条件推导出来的.膜传热系数 h_f 根据一般的 Nu，Re，Pr 关系式计算.

由于时间和篇幅的限制，不允许对这个模型作详细的阐述. 不过可以指出一点: 它已被用来整理近临界态的氢、二氧化碳和水的传热数据. 格雷厄姆[69]介绍了这个方法及其全部有关的假设.

3.3.3.3 传热机理的精细研究

有一些实验的目的是想获取比由加热管实验得到的更专门更详细的资料. 有关流动最有用的细节大概要算速度和温度的分布. 只有伍德[38]和威尔逊 (Wilson)[70] 做过测定这两

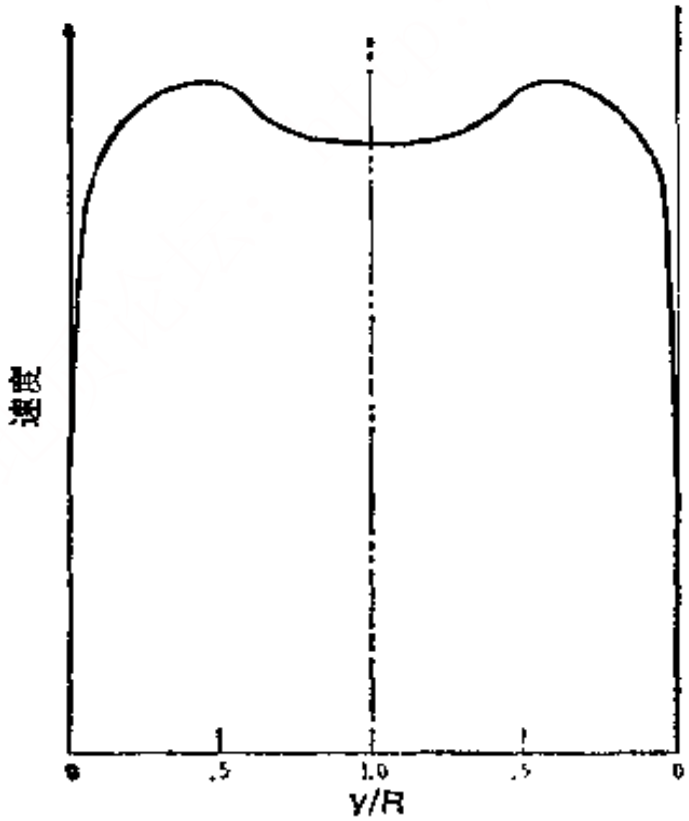


图 3-14 伍德[38]和威尔逊[70]发现的典型M形速度分布曲线

个分布图的实验. 在这两种情况下，他们在垂直放置的加热管出口截面附近沿直径方向作了测量. 伍德研究了 L/D 为 30.7 处二氧化碳的流动情况，威尔逊研究了 L/D 为 128.5 处氢的流动情况. 威尔逊的数据除了温度和动压头分布曲线之外，还包括热线测速仪的测量结果. 在这两种情况下，当整体温度接近转置临界温度时，主要结果是获得了所谓 M 形速度分布曲线，其典型画于图 3-14 上. 徐和史密斯[81]已经用理论解析测算出这种速度分布. 这些分布曲线与参考文献[71]中所介绍的类似. 伯克（Bourke）等[72]的最新实验表明：热线测速仪是研究近临界态很有用的工具.

卡恩[39]用二氧化碳做了一系列实验，在这些实验中，他设法把许多相互作用变量中的某些变量分开，突出单个参量的影响. 他的方法是令处于其临界点的二氧化碳在长宽比很大的平行金属板之间流动，将一块金属板加热，另一块冷却，但是加热和冷却的速率精确相等，使流体比焓保持不变. 当然壁（它总是上壁）温度逼近转置临界温度时，传热系数急剧地达到峰值. 如果两壁面之间的温差减小，则峰值变得更陡.

豪普特曼[35]观测到不同的结果. 他令近临界态二氧化碳沿水平加热金属平板流动. 结果表明：在同样条件下，与流体向上流动的加热器相比，传热增加 30%. 豪普特曼的主要成果是拍摄了与良好的传热数据紧密联系的一部优秀的高速彩色电影. 他的数据已经在论述图 3-10 时讨论过了.

3.3.4 常见的几何构形对近临界态传热的影响

3.3.4.1 弯管

曲率对近临界态流体的影响还缺乏系统研究. 最近，米勒（Miller）完成了这方面的一个研究工作（见参考文献[73]），但是数据尚未发表. 对于较高压力下的气体已经做过一些研

究．曲率的基本影响是产生二次流，使凹面的边界层变薄，凸面的变厚（见图 3–15）．流动图象表明：流动核心向凹面移动，然后沿圆周折回排入凸表面区．虽然伊托（Ito）[73] 关于湍流和迪安（Dean）[74] 关于层流的经典著作论述的是单相充展流动，但是他们的理论分析结果已经应用于近临界态流体，并取得了不同程度的成功．

基本上来说，伊托发现：对于高雷诺数的流体流动，弯管的平均摩擦系数比直管的高，它们之间的关系式如下：

$$f_c/f_s = [\mathrm{Re}(r/R_c)^2]^{0.05} = I^{0.05} \qquad (3\text{–}24)$$

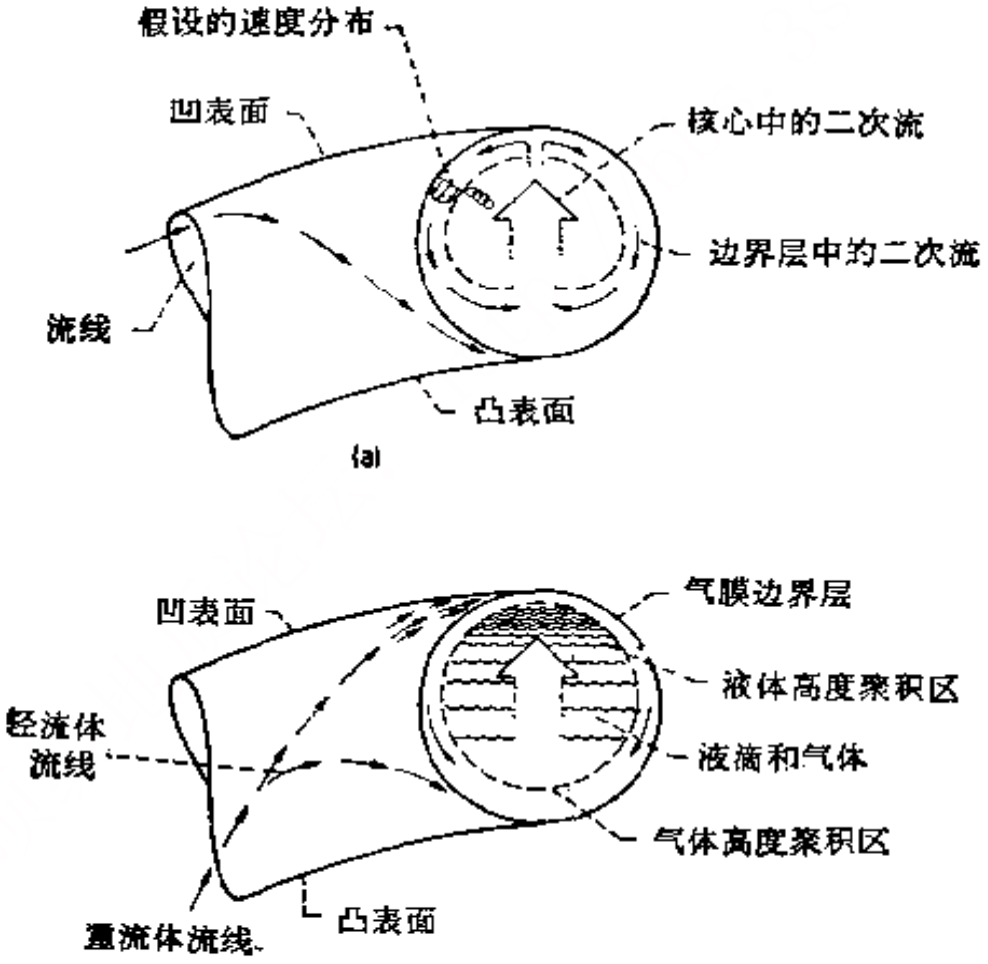


图 3–15　弯管中流体流动的模型：(a) 单相流动；
(b) 两相流动或近临界流动

式中 r 是圆管半径，R_c 是弯头半径.

亨德里克斯和西蒙[75]已经说明了曲率对近临界态氢传热的一些影响，它们可以概述如下：

1. 象常规的情况一样，在高雷诺数下，凹表面使传热增强，凸表面使传热降低. 这些影响的大小取决于流动工况、曲率半径与管子半径之比，以及沿弯头的角度位置.

2. 液氮在弯度不大的管道内流动时的可视研究表明：流体主要受离心力作用向凹壁运动，而不是以平常的二次流型向凹壁旋动.

3. 进口条件、各参量在横剖面上的分布以及流体的历程都大大影响传热系数. 此外，曲率的影响还会向弯头下游延续，而且似乎也传播到上游.

在后来的试验中还发现传热系数 h 可以变化，其情景就好象流体绕着管道作谐波振荡. 这类振荡显然是上游加热段法兰的热流密度不均匀促成的. 不均匀的进口速度分布也可能引起这类振荡.

对氢来说，曲率半径与管子半径之比的影响表示在图 3-16 上. 在 R_c/r 大时，其影响不大，传热系数接近直管的数值. 在 R_c/r 较小时，其影响是十分大的，传热系数可能为直管的两倍，而且试验数据似乎还表明：在图 3-16 中较小的 R_c/r 下有两个可能的关系. 到底哪一个关系正确，还有待于进一步的实验验证.

麦卡锡等[77]研究了近临界态 N_2O_4，注意到沿凸表面有表面温度不均匀的现象，曲率的影响也延续到下游区. 他们的实验由于 N_2O_4 的离解而变复杂了；不过他们仍然发现曲率会使 h_c 增加一倍之多. 在研究 $P/P_c \approx 5$ 的液氢的工作中[76]，也发现曲率使传热增加了一倍；然而，在这个研究中，没有发现不对称加热或非圆流道有什么影响.

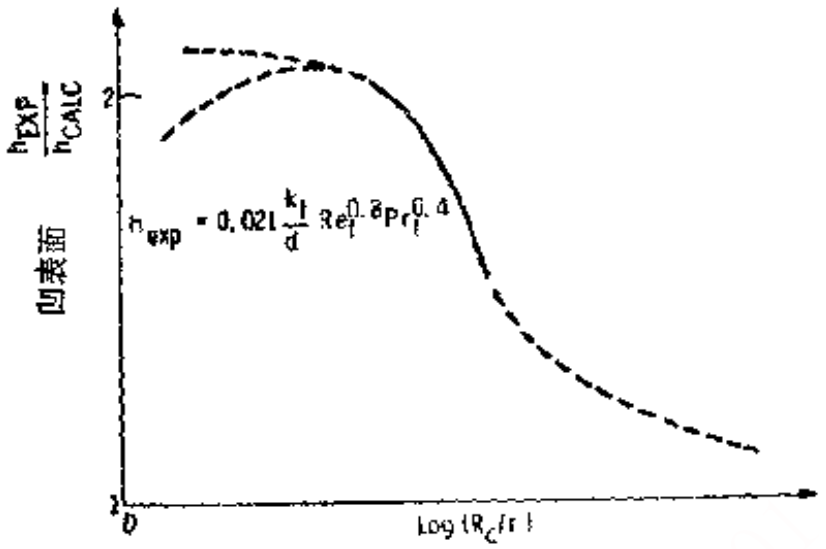


图 3-16　凹表面的传热系数随 R_c/r 的变化

在罗克达（Rocketdyne）用氢作的弯管研究表明：在 $L/D = 10$ 之前，传热系数增大为

$$h_c \propto h_{st}(1 + 0.1L/D), L/D \leqslant 10 \qquad (3\text{-}25)$$

此后传热系数达到充展值．对于 $L/D > 10$ 的情况，建议采用下列关系式：

$$Nu_{cv} = Nu_{st}\{1 + 1.87(r/R_c)^{0.519}\}(0.0822Re_b^{0.155}) \qquad (3\text{-}26)$$

$$Nu_{cx} = Nu_{st}\{1 + 2.21(r/R_c)^{0.894}\}(0.0822Re_b^{0.155}) \qquad (3\text{-}27)$$

式中 Nu_{st} 用下列数值代入方程（3-14）算得：

$$C = 0.0204, \quad x = 0.4, \quad a = 0.0098$$

泰勒（Taylor）[178] 根据文献中氢的数据，利用伊托参量提出了下列关系式：

$$Nu_{cv}/Nu_{st} = I_b^{0.05} \quad （凹表面） \qquad (3\text{-}28)$$

$$Nu_{cx}/Nu_{st} = I_b^{-0.05} \quad （凸表面） \qquad (3\text{-}29)$$

式中 Nu_{st} 是对直管而言的．虽然，上述方程是根据氢的数据推导出来的，但预期对其他流体也可以得到类似的关系式．

3.3.4.2 螺旋狭带和来复线镗孔

如果我们能使大部分流体贴近壁面，传热系数就可增大. 巴特利特（Bartlit）和威廉森（Williamson）[79]、在长管中用螺旋狭带使液氢旋流，发现传热系数接近由标准的迪图斯-贝尔特方程测算的值. 这个情况与不加旋流导向物的同一管道中的情况大不相同，后者的实验 h 值比测算 h 值低得多（图 3-17）.

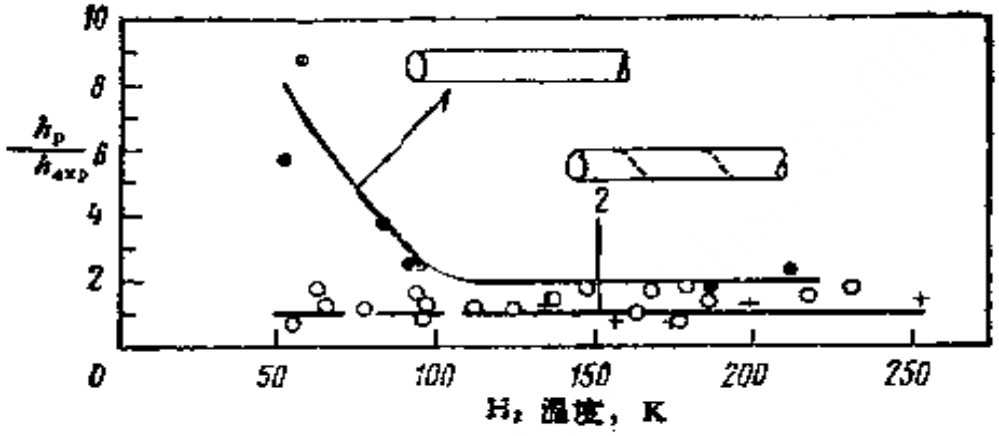


图 3-17 直管中加与不加螺旋狭带时向近临界态氢的传热之比较[80]

1——直管； 2——加螺旋狭带的直管；

+ 直管最前面 4.25 m 装有旋流导向物； ● 没有装旋流导向物；

○ 14 m 长的直管都装有旋流导向物

米肖（Michaud）和韦尔奇[80]用近临界态水证明了同样的效果. 来复线镗孔管的阳镗线使流动旋转并受到扰动；这些几何效应消除了类似的平滑管中在同样条件下出现的壁温"峰值". 当然，提高传热系数要付出增加压降的代价.

3.3.4.3 相对于重力的方位

传热设备相对于重力的方位可能对结果产生可观的影响. 希拉尔卡和格里菲思[40]以及其他人都发现：平行的浮力效应可能大大改变速度分布. 然而本文的作者们在近临界态

氢于垂直管中高速流动的研究中，令氢向上和向下流动，没有发现方位有值得重视的影响。产生这个情况的主要原因在于浮力与惯性力之比，对于我们的情况，这个比值十分小，$Gr_f/Re_f^2 = 4 \times 10^{-4}$。希拉尔卡和格里菲思[40]发现：对于水当 $Gr/Re^2 = 4 \times 10^{-3}$ 时，对于二氧化碳当 $Gr/Re^2 = 10^{-2}$ 时，浮力影响就开始值得重视了。这些数值和结论与徐和史密斯[81]的计算结果相符。

3.3.4.4 进口条件

佩普尔（Papell）和布朗（Brown）[82]研究了进口条件对近临界态氢传热的影响。在高热流密度下，进口流体动力学工况未充展时的实验 h 值比已充展时的值高 0.5 倍，在参考文献[82]中有图说明这一情况。这个影响沿管子延续一个长得反常的距离。对于低热流密度情况，发现影响很小。

3.3.5 自由对流(层流)的理论研究

令近临界态流体产生强迫对流的层流，在物理上似乎不大可能。这个意见也适用于两相强迫对流系统。因为两相流体和近临界态流体所固有的密度变化和随之而来的不稳定性总会造成湍动。

现在继续讨论近临界态流体。很明显，层流最可能伴随自由对流或自然对流产生。科佩尔（Koppel）和史密斯[31]用理论解析法研究了圆管中层流的可能性。到目前为止，还没有获得层流实验数据(也不大可能有这样的数据)与该理论分析进行比较。尽管如此，该分析还是很重要的一项工作。有趣的是，这一分析测算出管子中出现最小传热系数和最大传热系数的轴向位置。该文把变物性的分析与常物性解作了比较，强有力地说明了考虑变物性的重要性。

西蒙尼尤和威廉斯（Williams）[83] 对两平板之间近临界态氢的库埃特（Couette）流动作了分析。目的是研究流体传输性质的极限变化对传热的影响。结果是：在临界点附近传热急剧减弱，但是，其变化程度远不及传输性质的变化那样大。

对于接近热力学临界态的流体沿垂直平板的层流自由对流，已经发表了很多的理论分析论文。其中最早的一篇是斯帕罗（Sparrow）和格雷格（Gregg）[84] 的论文。事实上，比较新的几篇论文只是他们的理论分析的延伸，并且都采用了他们的分析方法。垂直平板的理论分析已经应用于几种近临界态流体，包括氟利昂、二氧化碳和水。

弗里奇（Fritsch）和格罗希[85]分析了水沿垂直平板的层流流动。其分析结果包括压力和温度在临界点以上和以下的各种情况。弗里奇和格罗希在后来的论文[86]中还介绍了水自由对流的实验数据。他们采用恒温的垂直平板作了在临界压力（221.3 bar）下和临界值以上的另外两个压力下的实验。流体的整体温度在临界值上下变化。

把实验结果与理论分析加以比较，它们基本上一致，不过实验值似乎总是比理论分析值高大约 20%。

帕克（Parker）和马林（Mullin）[55] 把斯帕罗和格雷格的理论分析推广应用于近临界态氟利昂 114。他们对于壁温和流体温度的四种组合情况，计算了热边界层的剖面图。

勃罗多维奇（Brodowicz）和别洛科兹（Bealokoz）[87] 分析了氟利昂 12。当壁温处在临界值时，观测到实验传热系数大于理论测算值。他们认为这一差别是边界层中开始出现湍动搅动的结果。壁温和流体整体温度之差是 20 K，这是相当大的 ΔT。因此，对于这样的热力工况，湍动搅动是意料中的。这一观测结果增加了论据，进一步支持了前面说过的很难用

近临界态流体获得层流工况的意见.

另一篇是长谷川（Hasegawa）和吉冈（Yoshioka）[88] 写的论文，他们对垂直平板结构作了理论分析，同时给出了一些实验数据．他们的分析方法与文献中的其它方法稍有不同：在求解非线性微分方程时采用了扰动法．为了定量地检验求得的解，用了水和 CO_2 的物性．他们把理论测算值与参考文献〔86〕中水的实验数据作了比较，还与他们在日本九州大学的实验室中获得的 CO_2 数据作了比较．作者们研究了在计算传热时利用参考比焓的可能性．他们得出结论：在临界点附近一个窄小的温度范围内，可以利用参考比焓．

3.3.6 强迫对流的理论研究

在自由对流和自然对流领域中，采用传统的变物性方法已经取得相当成功．在强迫对流中，近临界态流体的快速膨胀会引起流动的复杂相互作用，它们将加到普通的强迫对流流型上，因此传统的强迫对流计算方法似乎就不适用了．相当多的理论分析工作已经转向解释这些现象．这里只是扼要地重述一下．在前一节中已经指出，我们只研究湍流流动．

3.3.6.1 混合长度分析法

用得非常广泛的分析方法是建立在普朗特混合长度概念上的方法．该方法的基本思想是：引入一个湍流粘度即涡团扩散率之后，就可以把内维尔（Navier）-斯托克斯（Stokes）方程中的雷诺应力项看作象层流切力项一样．切力和热流密度的表达式采取下列一般形式：

$$\tau = \mu du/dy + \rho\varepsilon du/dy \tag{3-30}$$

$$q = -kdT/dy - \rho C_p\varepsilon_h dT/dy \tag{3-31}$$

作了下列无因次组的代换后，戴斯勒（Deissler）[89,90] 提议这些

方程适用于整个超临界流动场合：

$$u^+ = u/u^*,\quad y^+ = u^* y/\nu_0,\quad T^* = (1/\beta)[1 - (T/T_0)]$$

$$\beta = q_0 u^*/C_p T_0,\quad \varepsilon^+ = \varepsilon/\nu_0$$

式中 u^* 是剪切速度

$$u^* = (\tau_0/\rho_0)^{\frac{1}{2}} \tag{3-32}$$

方程 (3-30) 和 (3-31) 的无因次形式为

$$\tau/\tau_0 = [(u/u_w) + (\rho/\rho_w)\varepsilon^+]du^+/dy^+ \tag{3-33}$$

$$q/q_0 = [(k/k_w \mathrm{Pr}_w) + (\rho/\rho_w)(C_p/C_{pw})\varepsilon^+]dT^+/dy^+ \tag{3-34}$$

对于 $P/P_c = 1.56$ 下的水，戴斯勒[89]求这些方程的数值积分，取得一定成功。他建议用参考温度 T_x（在 3.3.3 节中已讨论过）来计算物性，而埃克特建议采用下列无因次温度（前面也讨论过）来减小试验数据的散度：

$$E = (T_x - T_b)/(T_w - T_b) \tag{3-35}$$

在同一年里，戈德曼[91]提出了一个把变密度问题变换到常密度形式的方法。在剪切速度表达式中采用变密度来做到这一点：

$$u^* = (\tau_0/\rho)^{\frac{1}{2}} \tag{3-36}$$

方程 (3-33) 和 (3-34) 的形式保持不变，但是所有的无因次变量都改变了，他们一般用符号 u^{++}、y^{++} 和 T^{++} 来表明其变化。对于从迪图斯-贝尔特方程推导出来的传热系数表达式，戈德曼也提出了一个不同的形式：

$$h' = q_0 D^{0.2}/G^{0.8} \tag{3-37}$$

这些修正已经十分流行，但是，未能取得全面成功。

在把混合长度理论应用于近临界态流体的研究工作中，大多数都把注意力放在使用涡团扩散率考虑近临界现象上面。

一般来说，涡团扩散率 ε 可以分成两类：(1)连续模型，

(2)复合模型．对于连续模型的情况，范德赖斯特[93]证明在整个流动区域应采用一种形式的 ε 表达式，而对于复合模型的情况，戴斯勒[89]认为应分成两区：贴近壁面区和远离壁面区．

范德赖斯特的连续模型表达式为

$$\varepsilon = K^2y^2\{1 - \exp[-(y/A)^2]\}du/dy \qquad (3-38)$$

K = 冯卡曼（Von Karman）常数≈0.4．戴斯勒的复合模型表达式为

$$\varepsilon = n^2uy[1 - \exp(-n^2uy/\nu)], \quad \varepsilon/\nu < \gamma$$

$$\varepsilon = K^2\frac{(du/dy)^3}{(d^2u/dy^2)^2}\left\{1 - \exp\left[-\frac{(K^2/\nu)(du/dy)^3}{(d^2u/dy^2)^2}\right]\right\},$$

$$\varepsilon/\nu \geqslant \gamma \qquad (3-39)$$

式中 n 为经验常数，等于 0.109．方程(3-38)和(3-39)原来是根据常密度分析推导得来的．它们已经成功地用于变密度气体的情况．近临界区的研究要求对这些基本表达式进行修正．下面讨论几种修正形式．

赫斯和孔兹[68]发现：对于近临界态氢，方程(3-38)中的阻尼因子必须包括取决于运动粘度的一项．他们在这个领域内的工作导得了对近临界态氢最常用的关系式，即方程(3-19)．

徐和史密斯[81]研究了把变密度涡团扩散率变换到方程(3-38)和(3-39)这种常密度形式的方法．涡团扩散率表达式可以写成

$$\varepsilon_m = (1 + F_m)\varepsilon, \quad \varepsilon_H = (1 + F_H)\varepsilon \qquad (3-40)$$

式中 ε 由方程(3-39)给出，而

$$F_m = \frac{d(\ln\rho)/dy^+}{d(\ln u^+)/dy^+}$$

$$F_H = \frac{d(\ln\rho)/dy^+}{d(\ln C_pT^+)/dy^+} \qquad (3-41)$$

请注意：方程(3-40)可以适当地化为常密度形式，并且 σ 可以利用方程(3-38)或(3-39)的形式. 徐和史密斯[81]根据作用在微分体元上的一阶力平衡，推导得到把切力、浮力和压降联系起来的方程. 他们的方程成功地综合了布林格和史密斯[62]的数据，这表明此种修正是有根据的，从而沿着正确的方向又前进了一步. 这里的主要问题似乎是：虽然每个研究者综合他自己的数据都很成功，但随后的研究者想综合不同的数据时却碰到了麻烦.

每一个方法都有许多优点，并能综合各自论文中介绍的大量数据. 美国国家航空和宇航局以及塞特拉联合飞机公司(Szetela of United Aircraft) 试图用戴斯勒[89,90]和戈德曼[91]的方法综合近临界态氢的数据，然而成就有限. 赫斯和孔兹的方法，主要是试图应用于整体温度高于 T^* 的工况下的那些数据，结果也不大满意. 戈德曼[91]的积分平均物性法得到的结果同样有限. 徐和史密斯[81]的修正也被尝试过，然而，成果还是不大. 还尝试过对修正再进行修正，例如采用考虑上游影响的不同阻尼因子等，然而结果令人非常失望.

3.3.6.2 加速度(变形速率)的影响

戴斯勒[94]发现：流体的变形速率(加速度或减速度)对湍流传热有很大的影响. 作为例子，图 3-18 表示的就是纵向加速度引起的变形对均匀湍动强度的影响. 纵坐标是横向速度分量的湍动强度的平方与其初始值之比，即 $[(\overline{v'})^2/u^2]/[(\overline{v'})^2_{u_0}/u_0^2]$. 可以证明：这个无因次参量是史坦顿数的平方之比，即 St^2/St_0^2：

$$\left(\frac{St}{St_0}\right)^2 = \frac{(\overline{v'})^2/u^2}{(\overline{v'})^2_{u_0}/u_0^2} = f\left[\frac{du/dx}{(du/dx)_0}\right] \qquad (3\text{-}42)$$

式中分母 St_0 是加速之前的初始史坦顿数. 图 3-18 的横坐标

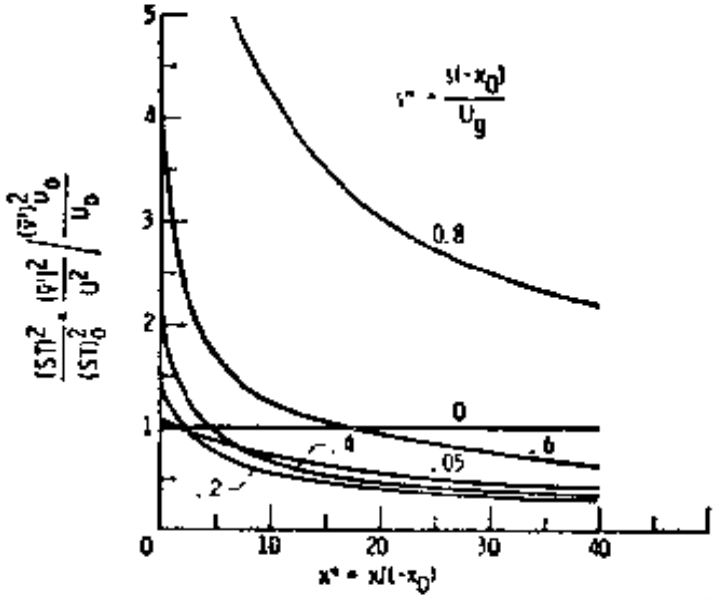


图 3-18　对于正变形速率，加速度即纵向变形对传热的影响[94]

是轴向位置；参量 S^* 表征变形速率.

图 3-18 表明：在变形速率的影响下，局部湍动强度或史坦顿数逐渐减小.

在加热条件下，当近临界态流体在等截面圆管中膨胀时，将发生很大的纵向加速. 韦兰 (Weiland)[95] 和泰勒[96] 在高热流率下用气体作的实验表明：的确出现了这类膨胀的影响. 戴斯勒[94]证明：在参考文献[95]和[96]中的数据走向可以用变形影响即加速度影响来解释. 在近临界态氢中所出现的一些异常的传热系数分布大概也与变形影响有关.

本章讨论的近临界区域(图 3-1 中的区域 IV) 与两相区域、气态区域和液态区域接界. 两相区域的传热问题放在本书第二篇中去讨论. 这里只介绍一下推荐用于气态区域和液态区域的关系式.

在麦卡锡和沃尔夫[97,98]以及泰勒[99]的论文中引用了许多有关氢和氦在区域 I 的传热和压降的数据. 对该区域推荐采用泰勒方程，此方程考虑了进口的影响，当 $X/D > 25$ 时，

它简化为麦卡锡和沃尔夫[97,98]方程：

$$Nu = Nu_b(T_w/T_b)^{-0.57-1.59/(X/D)} \qquad (3-43)$$

式中

$$Nu_b = 0.023Re_b^{0.8}Pr_b^{0.4} \qquad (3-44)$$

泰勒用低温气体试验数据验证了他的关系式，发现符合得十分令人满意.

泰勒[100]以及麦卡锡和沃尔夫[98]也确定了区域 I 的摩擦系数. 推荐采用泰勒方程. 在低 T_w/T_b 下，泰勒方程接近库（Koo)-德鲁（Drew）和麦克亚当斯的典型方程. 泰勒方程的形式是

$$f/2 = 0.0007 + (0.0625/Re_w^{0.32})(T_b/T_w)^{\frac{1}{2}} \qquad (3-45)$$

麦卡锡等[97]还研究了表面粗糙度对传热的影响，发现随着粗糙度与管子直径之比的不同，传热系数的增加最高可达 20%.

液态区域（图 3-1 中的区域 II）中的深冷流体尚未研究过. 与所有均匀介质的情况一样，深冷流体的温度本身不会使传热有何独特之处. 因而可以推测：在同样的壁温与流体整体温度之比的情况下，深冷液态区域中的传热十分类似于任何普通流体（例如水）的传热. 在低的和中等的热流密度下，努塞尔关系式中的物性按整体温度计算. 除非另有实验证明，否则可以认为这个方法也适用于深冷液体. 在应用深冷流体时，壁温与整体温度之比可能很大，它可能严重影响实验结果. 在这些情况下应用液体关系式应该慎重.

3.4 符　　号

A = 面积　　A_T = 总表面面积

A_p = 平均表面面积　　C_p = 定压比热容

$\bar{C}_p$ = 积分平均比热容

C_p = 定容比热容

D = 自扩散系数

D_{im} = 双元扩散系数

d = 直径

f = 摩擦系数

$f(\ )$ = ……的函数

Gr = 无因次葛拉晓夫数

H = 比焓

h = 传热系数

h_c = 弯管内的平均传热系数

h_{cv} = 凹表面传热系数

h_{cx} = 凸表面传热系数

k = 热导率

k_0 = 大气条件下的热导率值

L = 长度或自然循环回路的总长度

l_T = 回路试验段的长度

Nu = 无因次努塞尔数

P = 压力

P_c = 热力学临界压力

Pr = 无因次普朗特数

q = 热流密度

R = 气体常数

Ra = 无因次雷利数

Re = 无因次雷诺数

St = 无因次史坦顿数

T = 温度

T_c^* = 热力学临界温度

T^* = 转置临界温度

T_{sat} = 饱和温度

u = 速度

u^* = 剪切速度

u^+ = u/u^*，无因次速度

x = 含汽量

y = 回路试验段长度的一半

y^+ = 离壁面的无因次距离，即 $y(\tau_0/\rho)^{1/2}/\nu$

希腊字母

β = 热膨胀系数

α = 水力直径；滑移参量

ε = 涡团扩散率

μ = 绝对粘度

ν = 运动粘度

ν_0 = 大气条件下的运动粘度值

ρ = 密度

ρ_{melt} = 在相应压力下，与固相处于平衡态的液相密度

τ = 切应力

φ = 流体的任一物性

下标

av = 平均值

b = 按整体温度计算的值

c = 热力学临界值

calc = 计算值

cv = 凹表面

cx = 凸表面

enh = 增强值

exp = 实验值

f = 流体

f = 按膜温计算的值

g	= 气体	v	= 蒸汽
l	= 液体	w	= 按壁温计算的值
m	= 平均值	x	= 在 x 位置的计算值
pg	= 理想气体的值	X	= 按参考温度 $T_x = T_b + x(T_w - T_b)$ 计算的流体物性
st	= 直管		
test	= 实验测试值		
tp	= 两相	0	= 按参量初始值计算的值

3.5 参 考 文 献

[1] O. Hirschfelder, F. Curtiss, and R. Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, John Wiley and Sons, New York (1954).

[2] J. S. Rowlinson, *Liquids and Liquid Mixtures*, Butterworth Scientific Publication (1959).

[3] B. Widom, *Science*, **157**(3787), 375(1967).

[4] O. Maass, *Chem. Rev.* **23**(1), 17(1938).

[5] A. Michels, B. Blaisse, and C. Michels, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **160A**(902), 358(1937).

[6] R. D. Goodwin, D. E. Diller, H. M. Roder, and L. A. Weber, *J. Res. NBS, A. Phys. and Chem.*, **67**(2), 173(1963).

[7] E. F. Obert, *Concepts of Thermodynamics*, McGraw-Hill Book Co., New York (1960).

[8] M. Benedict, G. B. Webb, and L. C. Rubin, *J. Chem. Phys*, 8(4), 334(1940).

[9] T. R. Strobridge, NBS Tech. Note 129 (January 1962).

[10] H. M. Roder and R. D. Goodwin, NBS Tech. Note 130 (December 1961).

[11] B. Griffiths, *J. Chem. Phys.* **43**(6), 1958 (1965).

[12] B. Griffiths, *Phys. Rev.*, **158**(1), 176(1967).

[13] M. S. Green, M. Vicentini-Missoni, and J. M. H. Levelt Sengers, **18**(25), 1113 (1967).

[14] J. M. H. Levelt Sengers and M. Vicentini-Missoni, *Proceedings 4th Symposium on Thermophysical Properties*, ASME (1968), 79.

[15] M. Vicentini-Missoni, J. M. H. Levelt Sengers, and M. S. Green, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(9), 389(1969).

[16] J. V. Sengers, Ph. D. Dissertation, Univ. of Amsterdam, The Netherlands (1962).

[17] A. Guildner, *J. Res. NBS, A. Phys. and Chem.*, **66**(4), 341(1962).
[18] D. E. Diller and H. M. Roder, *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15 Plenum Press, New York (1970), p. 58.
[19] I. Stiel and G. Thodos, *Progress in International Research on Thermodynamic and Transport Properties*, ASME (1962), 352.
[20] J. V. Sengers, *Recent Advances in Engineering Science*, Vol. 3 (A. C. Eringen, ed.), Gordon and Breach Science Publ. (1969), p 153.
[21] S. Brokaw, paper presented at International Conference on Properties of Steam, Tokyo, Japan, Sept. 9—13, 1968.
[22] R. S. Thurston, Ph. D. Dissertation, Univ. of New Mexico, Albuquerque, New Mexico (1966).
[23] R. C. Hendricks, R. W. Graham, Y. Y. Hsu, and R. Friedman, NASA TN D-765 (May 1961).
[24] E. Schmidt, E. R. G. Eckert, and U. Grigull, Trans. No. F-TS-527-RE, Air Material Command, Wright-Patterson AFB. Ohio (April 26, 1946).
[25] B. Powell, *Jet Propulsion*, **27**(7), 776(1957).
[26] R. C. Hendricks, R. W. Graham, Y. Y. Hsu, and A. A. Medeiros. *ARS J.*, **32**(2), 244(1962).
[27] W. S Miller, J. D. Seader, and D. M. Trebos, *Bull. Inst. Intern. Froid, Annexe No. 2*, **1965**, 173.
[28] M. E. Shitsman, *High Temp.*, 1(2), 237(1963).
[29] K. Yamagata, K. Nishikawa, S. Hasegawa, and T. Fugii, paper presented at Semi-International Symposium, Sept. 1967, Japan Society of Mechanical Engineers.
[30] G. Domin, *Brennstoff-Wärme-Kraft*, 15(11), 527(1963).
[31] L. B. Koppel and J. M. Smith, *Intern. Developments in Heat Transfer, ASME* **1963**, 585.
[32] B. S. Petukhov, E. A. Krasnoschekov, and V. S. Protopopov, *Intern. Developments in Heat Transfer, ASME*, 1963, 569.
[33] H. S. Swenson, J. R. Carver, and C. R. Kakarala, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **87**(4), 477(1965).
[34] Y. Y. Hsu, *Intern. Developments in Heat Transfer, ASME*, 1963. D-188.
[35] E. G. Hauptmann, Ph. D. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California (1966).
[36] M. A. Styrikovich, M. E. Shitsman, and Z. L. Miropolskii, *Teploenergetika*, **3**, 32(1956).
[37] M. A. Styrikovich, Z. L. Miropolskii, and M. E. Shitsman, *Mitt Ver. Grosskesselbesitzer*, **61**, 288(1959).

[38] D. Wood, Ph D Dissertation, Northwestern Univ., Evanston, Illinois (1963).
[39] A. Kahn, Ph. D. Dissertation, Univ. of Manchester, England (1965).
[40] B. S. Shiralkar and P. Griffith, Paper 68-HT-39, ASME (August 1968).
[41] J. R. McCarthy, D. M. Trebes and J. D. Seader, Paper 67-HT-59, ASME (August 1967).
[42] W. S. Hines, and H. Wolf, *ARS J.*, 32(3), 361(1962).
[43] R. C. Hendricks, R. W. Graham, Y. Y. Hsu, and R. Friedman, NASA TN D-3095 (1966).
[44] K. Goldmann, Rept. NDA-2-31, Nuclear Development Corp. of America (1956).
[45] R. W. Graham, R. C. Hendricks, and R. C. Ehlers, NASA TN D-1883 (1964).
[46] J. D. Griffith and R. H. Sabersky, *ARS J.*, 30(3), 289(1960).
[47] K. Knapp and R. H. Sabersky, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 9(1), 41(1966).
[48] K. Nishikawa and K. Miyabe, *Mech. Fac. Eng. Kyusa Univ*, 25 (1) 1(1965).
[49] M. Cumo, G. E. Farello, and G. Ferrari, paper presented at the 11th National Heat Transfer Conference. Minneapolis. Minnesota, August 3, 1969.
[50] V. E. Holt, and R. J. Grosh, *Nucleonics*, 21(8), 122(1963).
[51] V. P. Skripov and P. I. Potashev, NASA TT F-11333 (1967).
[52] R. J. Goldstein and W. Aung, paper 67-WA/HT-2, ASME (November 1967).
[53] U. Grigull and E. Abadzic, presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England (March 1968).
[54] S. Hasegawa and K. Yoshioka, in *Proceedings of 3rd Intern. Heat Transfer Conference*, Vol. 2, AIChE (1966), p. 214.
[55] J. D. Parker and T. E. Mullin, presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England (March 1968).
[56] E. M. Sparrow and J. L. Gregg, *Trans. ASME*, 80(4), 879(1958)
[57] J. R. Larson and R. J. Schoenhak, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 88(4), 407(1966).
[58] H. A. Simon and E. R. G. Eckert, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 6(8), 681(1963).
[59] J. P. Holman and J. H. Boggs, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*,

82(3), 221(1960).
[60] G. E. Tanger, J. H. Lytle, and R. I. Vachon, *Trans. ASME, J Heat Transfer*, **90**(1), 37(1968).
[61] E. R. G. Eckert, *Trans. ASME*, **76**(1), 83(1954).
[62] R. P. Bringer and J. M. Smith, *AIChE J.*, **3**(1), 49(1957).
[63] N. M. Schnurr, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, **91**(1), 16(1969).
[64] Z. L. Miropolskii, V. J. Pieus, and M. E. Shitsman, in *Proceedings of 3rd International Heat Transfer Conference*, Vol. 2, AIChE (1966), p. 95.
[65] N. L. Dickinson and C. P. Welch, *Trans. ASME*, **80**(3), 746(1958).
[66] D. Finn, Ph. D. Dissertation, Univ. of Oklahoma, Norman, Oklahoma (1964).
[67] R. S. Brokaw, NACA RM E57K19a (1958).
[68] H. L. Hess and H. R. Kunz, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 87(1) 41(1965).
[69] R. W. Graham, NASA TN D-5522 (1969).
[70] M. Wilson, Ph. D. Dissertation Univ. of New Mexico, Albuquerque, New Mexico (1969).
[71] L. E. Gill, G. F. Hewitt, and P. M. C. Lacey, Rept. AERE-R-3955, United Kingdom Atomic Energy Authority (1963).
[72] P. J. Bourke, D. J. Pulling, L. E. Gill, and W. H. Denton, paper presented at Symposium on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids, Inst. Mech. Eng., Bristol, England (March 1968).
[73] H. Itō, *J. Basic Eng.*, 81(2), 123(1959).
[74] W. R. Dean, (Ser. VII), **5**(30), 674(1928).
[75] R. C. Hendricks and F. F. Simon, in *Multi-Phase Flow Symposium* (N. J. Lipstein, ed.), ASME (1963), p. 90.
[76] "Heat Transfer to Cryogenic Hydrogen Flowing Turbulently in Straight and Curved Tubes at High Heat Fluxes," NASA CR-678 (1967).
[77] J. R. McCarthy, *et al.*, Rept. 6529, Rocketdyne Div., North American Aviation, NASA CR-78634 (September 15, 1966).
[78] F. Taylor, *J. Spacecraft Rockets*, **5**(11), 1353(1968).
[79] J. R. Bartlit and K. D. Williamson, Jr., *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 561.
[80] E. Michaud and C. P. Welch, short communication at the Seminar on Near Critical Fluids, 1968 Cryogenic Engineering Conference, Case Western Reserve Univ., Cleveland, Ohio.
[81] Y. Y. Hsu and J.M. Smith, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 83(2), 176(1961).

[82] S. S Papell and D. D. Brown, paper presented at the 11th National Heat Transfer Conference, Minneapolis, Minnesota (August 3, 1969).
[83] R. J. Simoneau and J. C. Williams, III, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 12, 120(1969).
[84] E. M. Sparrow and J. L. Gregg, *Trans. ASME*, **80**, 879(1959).
[85] C. A. Fritsch and R. J. Grosh, in *Proceedings of 1961 International Heat Transfer Conference*, ASME (August 1961), Vol. 5 paper 121.
[86] C. A. Fritsch and R. J. Grosh, *Trans, ASME, Heat Transfer*, 85, 289(1963).
[87] K. Brodowicz and J. Bealokoz, *Archuvium Budowy Masyn* X, 4(1963).
[88] S. Hasegawa and K. Yoshioka, in *Proceedings of* 1966 *Intern. Heat Transfer Conference*, ASME (August 1966), Vol. III, No. 2.
[89] R. G. Deissler, *Trans. ASME*, 76(1), 73(1954).
[90] R. G. Deissler, NACA Rept. 1210(1955).
[91] K. Goldmann, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 50(11), 105(1954).
[92] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter, *Univ. of California Publications in Engineering*, Vol. 2, UCLA Press, Los Angeles, California (1930), p. 443.
[93] E. R. Van Driest, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, University of California, Los Angeles, (1955), paper XII.
[94] R. G. Deissler, NASA TN D-2800 (1965).
[95] F. Weiland, Jr., *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 61(60), 97 (1965).
[96] M. F. Taylor, NASA TN D-2280 (1964).
[97] J. R. McCarthy and H. Wolf, Rept. RR 60-12 (NP-10572), Rocketdyne Division, North American Aviation (December 1960).
[98] J. R. McCarthy and H. Wolf, *ARS J.*, 30(4), 423(1960).
[99] M. F. Taylor, NASA TN D-4332 (1968).
[100] M. F. Taylor, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 10(8), 1123(1967).

第二篇　两相现象

第四章　两相流动的术语和物理描述

弗罗斯特　哈珀[1]

4.1 引　　言

本章介绍两相流动和传热现象的常用术语和普遍采用的物理描述。首先描述各种沸腾类型和沸腾工况，然后描述与饱和两相混合物流动有关的各种流型及其定义。

4.2 沸腾类型

沸腾是由于传热或压力变化使液相转变成汽相形成蒸汽的过程。实际中碰到的沸腾类型很多，最常见的是泡核沸腾和膜态沸腾。这些沸腾分为自然对流沸腾(也叫做池内沸腾)和强迫对流沸腾两类；根据沸腾是发生在饱和工况下还是欠热工况下，这两类沸腾还可以进一步细分。

泡核沸腾是指浸没在液体中的加热表面上汽化中心处以汽泡形式形成蒸汽的过程。如果沸腾发生在大的池内或容器内，并且其中所有流体的运动都由自然对流和汽泡感生的对流所引起，则这种过程叫做自然对流沸腾或池内沸腾。在池

1) 哈珀(W. L. Happer)，田纳西大学宇航研究所，田纳西州，塔拉霍马。

内沸腾情况下，液体的整体温度常常等于或者稍高于与系统压力相应的饱和温度，这种沸腾归于饱和池内沸腾一类。在加热表面上形成的汽泡，当通过这种稍微过热的流体上升时不断长大，最后在液体的自由表面处逸出（图 4-1 a）。这样，在池内就产生纯蒸汽，从而常常使用术语“产生纯蒸汽的池内沸腾”来代替“饱和沸腾”。

如果想出一种办法，可以不靠强迫对流使池内的流体整体温度维持在饱和温度以下，那么，这个系统就将发生欠热池内沸腾。欠热度的定义是饱和温度与流体整体温度之差，即 $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{bulk}$。在这种沸腾类型中，汽泡在靠近加热表面的过热液体层内长大，但是在膨胀进入欠热环境中以后，很快在靠近表面处或者就在表面上破灭了；因此欠热沸腾也叫做局部沸腾或表面沸腾（图 4-1b）。

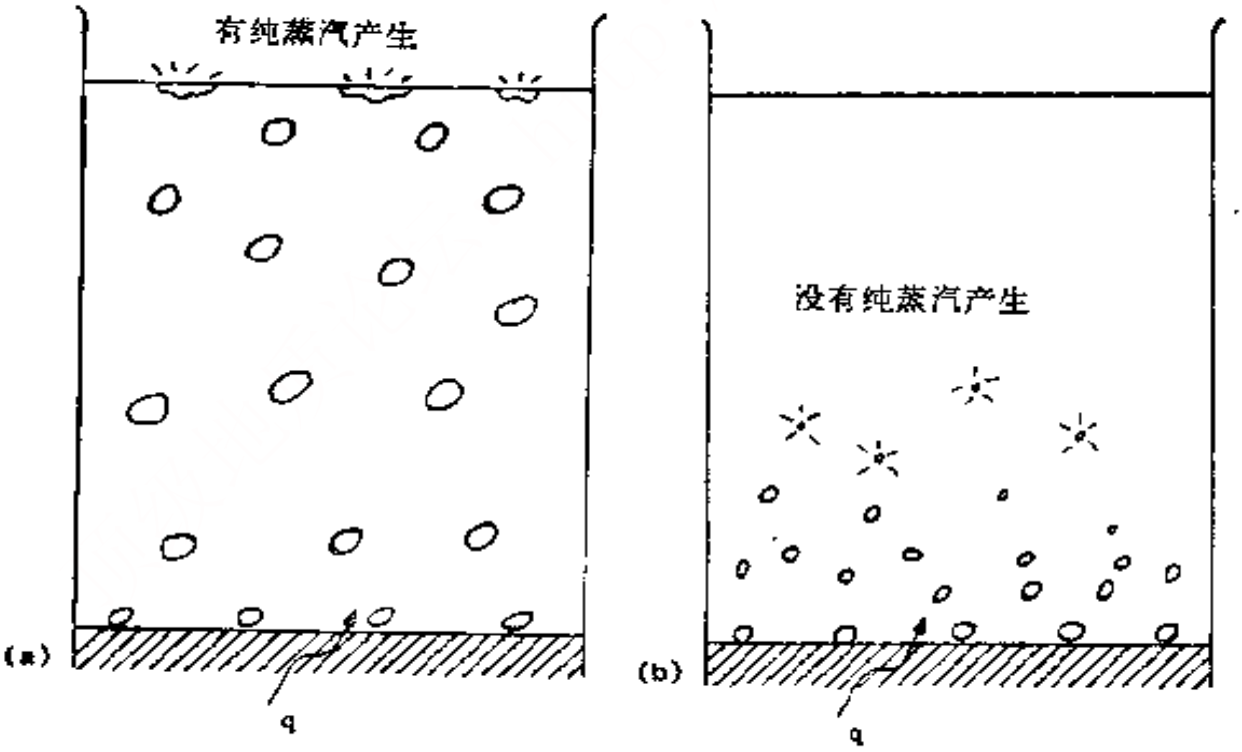


图 4-1　池内沸腾：（a）饱和沸腾（有纯蒸汽产生）；
（b）欠热（局部、表面）沸腾（没有纯蒸汽产生）

当迫使流体流过充分加热的表面，在热表面上的汽化核心处形成汽泡时，就发生了强迫对流泡核沸腾。在这些条件下很容易发生欠热沸腾，因为流体核心被低温的液体连续不断地替换，其情况如图 4-2 a 所示。“强迫对流欠热泡核沸腾”、“表面沸腾”或“局部沸腾”等名称都是指的这类沸腾。

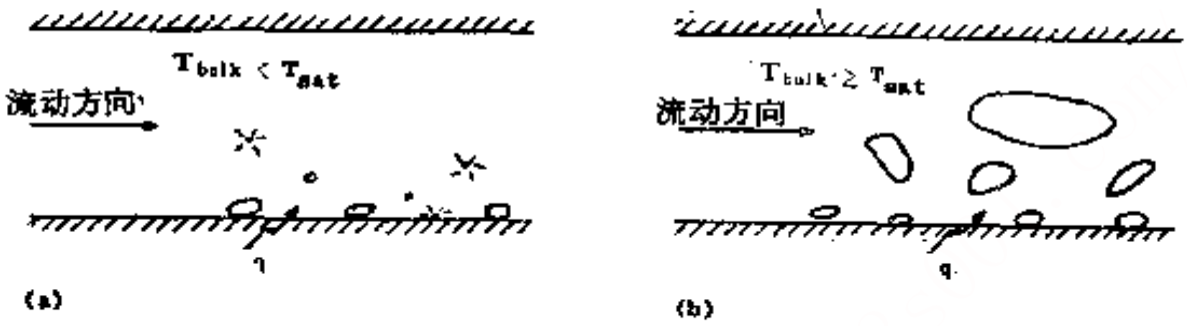


图 4-2　强迫对流沸腾：(a) 欠热(局部、表面)沸腾(没有纯蒸汽产生)；(b) 饱和(整体)沸腾(有纯蒸汽产生，并且可能有许多种汽-液流型)

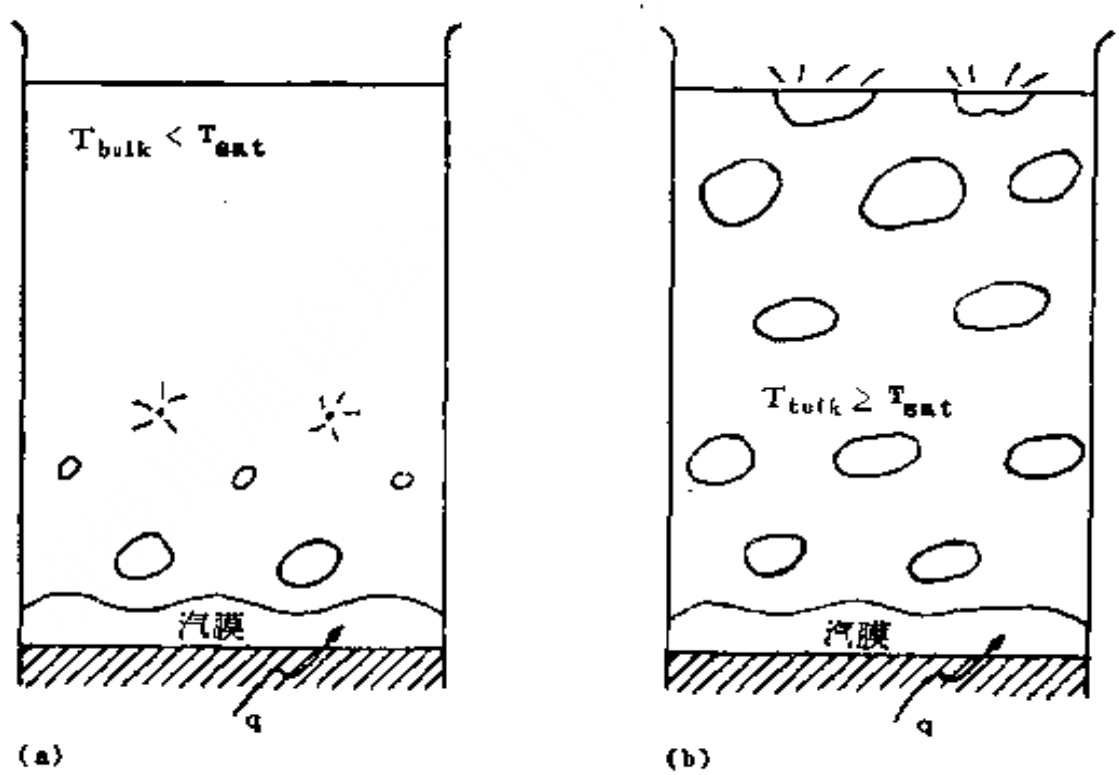


图 4-3　膜态沸腾(蒸汽膜覆盖底部表面)：(a) 欠热膜态沸腾(没有纯蒸汽产生)；(b) 饱和膜态沸腾(有纯蒸汽产生)

当流动流体的整体温度等于或者稍高于饱和温度时，就发生"强迫对流饱和沸腾"即"整体沸腾"(图 4-2 b)．这会出现许多种液-汽流型，有关的传热机理也各不相同，这些都将在后面介绍．

膜态沸腾是可能碰到的另一种沸腾类型，它在自然对流系统和强迫对流系统内都可能发生．这种沸腾机理的特征是形成一片汽膜把液体同加热表面隔开．热能通过高热阻的汽膜传给液体．大量的蒸汽跃离波形的液-汽界面，或者在饱和液池内上升，或者在欠热液池内破灭(图 4-3)．在管内强迫对流膜态沸腾情况下，液体在管子中央的核心内流动，环状汽膜把这核心与管壁隔开．

4.3 沸腾工况

在以热流密度为纵坐标，加热壁面温度与流体饱和温度之差（即 $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$）为横坐标的图上，于不同的工况下将发生不同类型的沸腾．例如，我们研究图 4-4，它是氮作池内沸腾时热流密度随 ΔT_{sat} 的典型变化曲线．曲线最左边的部分描述对流传热工况，过热液体向自由液面上升，在那里蒸发，它的循环引起了这种对流．这个工况下的传热用第三章介绍的方法来计算．随着壁温的增加，在表面上少数汽化中心处开始形成蒸汽泡．这些汽泡在到达液面之前就冷凝，这对应于欠热沸腾工况．在自然对流工况下，热流密度曲线的斜率比较小，随着第一批汽泡的出现，热流密度曲线逐渐变陡，这表明沸腾起始．壁温的进一步增高导致形成更多的汽泡，它们上升到自由界面，把蒸汽输送给外界．这样就很快达到了充展饱和沸腾，同时观测到壁温只要稍有增高，热流密度就迅速增加．传热率的这种显著增加与汽泡的长大和

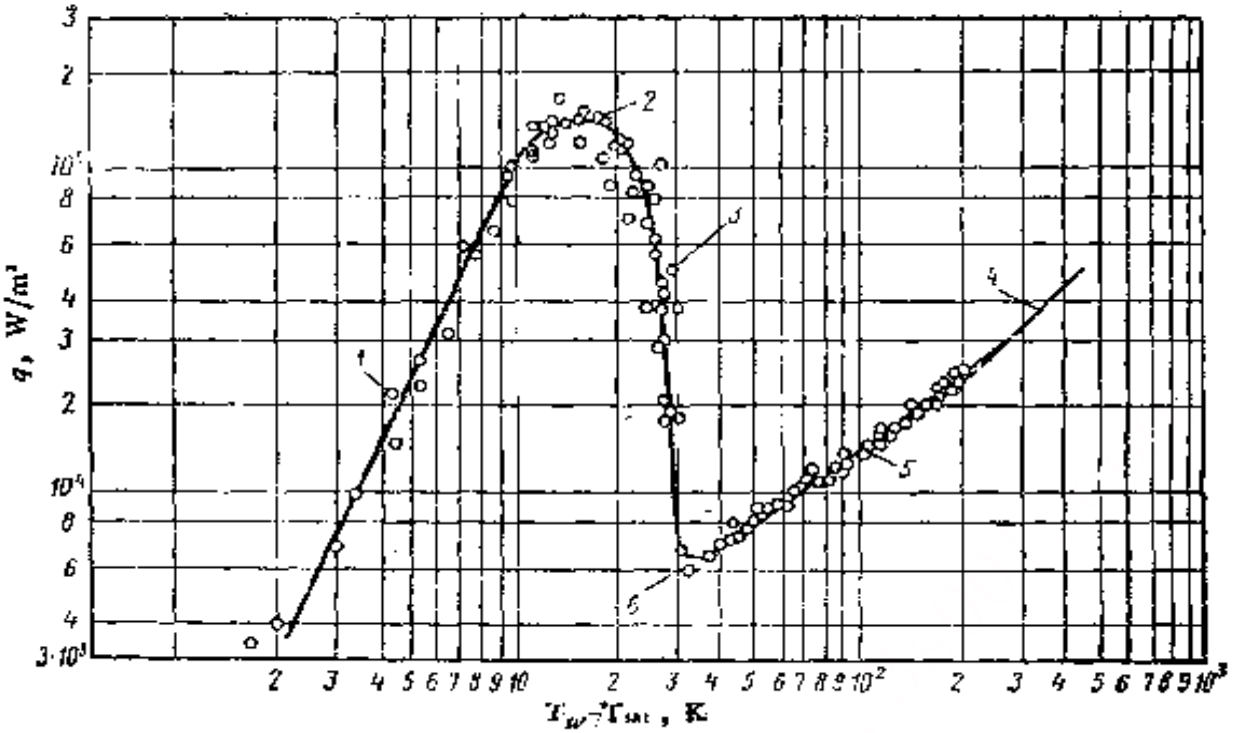


图 4-4　表征液氮沸腾的曲线[123]

1——泡核沸腾；2——最高热流密度；3——过渡沸腾；
4——布朗利（Bromley）的数据；5——膜态沸腾；6——最低热流密度

液体的搅动有关．这个问题将在第五章中讨论．

热流密度在其某一数值下达到最高值，该值与泡核沸腾向膜态沸腾的过渡有关．这个过渡可以有两种方式，视加热方法而定．当加热热流密度保持恒定时，例如电子元件的电阻加热或反应堆堆芯的核裂变加热等情况，向膜态沸腾的过渡几乎是瞬时的．为了使穿过突然形成的热阻很大的汽膜的传热率保持恒定，这时要求温差 ΔT_{sat} 立刻跃变到一个大的数值．图 4-4 表明：这个温差大约是 500—1000 K．对于饱和温度不高的深冷剂，加热表面一般不会因这个突然的温度上升而熔化；然而，在对温度敏感的电子元件中，其内部物理性能很可能遭到破坏．因此，在大多数情况下应该避免出现最高热流密度．

如果热流密度由蒸汽冷凝或者由高温流体对流所产生，

则从泡核沸腾向膜态沸腾的过渡将平缓地发生．因为这个过程是自调节的，所以加热表面的一些部分发生膜态沸腾，而另一部分发生泡核沸腾．发生膜态沸腾和泡核沸腾的面积是不固定的，随着壁温增高，被汽膜覆盖的表面积逐渐变大，直到在热流密度曲线的最低值下达到充展的膜态沸腾为止．在这种部分膜态沸腾的过渡工况下，热流密度随壁温的增高而减小．过渡沸腾工况研究得很少，描述它的关系式还没有．在后面的几章中没有讨论这种工况，推荐用来计算过渡沸腾的唯一方法是求助于图 4-4 这样的基本的热流密度曲线．在缺乏实验数据的情况下，建议把曲线的最高值和最低值连成平滑曲线，这两个值可以分别用第六章和第八章的方法算得．

图 4-5 描绘不同热流密度条件下从泡核沸腾向膜态沸腾过渡的机理．第一种机理叫做热流密度受控的过渡，第二种机理叫做温度受控的过渡．

曲线最高点的热流密度有许多名称，包括临界热流密度、峰值热流密度、烧毁热流密度、最高热流密度、第一沸腾危机

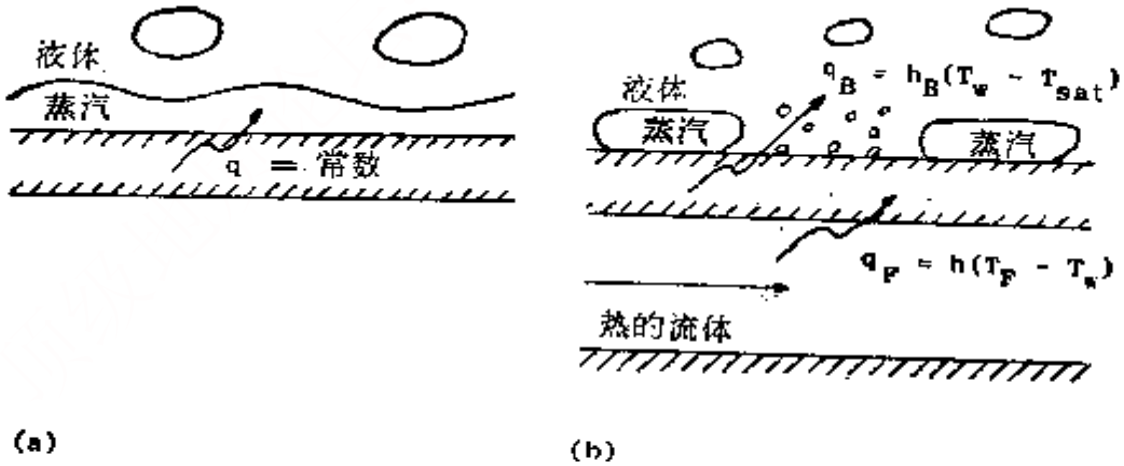


图 4-5 烧毁的机理：(a) 热流密度受控的表面：如果 q 是常数，当过量蒸汽形成时，h_B 下降，由于 $q = h_B(T_w - T_{sat})$，为了维持热流密度不变，T_w 将变得特别高；(b) 温度受控的表面：当蒸汽膜形成时，T_w 升高，使 q_F 下降，因此过程是自调节的

(在苏联文献中普遍使用)和偏离泡核沸腾热流密度. 第六章将探讨其机理和测算最高热流密度的方法，在那里这些术语将交替使用. 曲线的最低点也有各种名称，包括膜态沸腾最低热流密度、第二沸腾危机和回转热流密度*. 第八章将论述膜态沸腾最低热流密度.

沸腾曲线上最后的工况是充展膜态沸腾区域. 在该区热流密度随 ΔT_{sat} 增大而增加，但比较缓慢，这表明其传热机理大不如泡核沸腾有效. 由于这个原因，对于普通流体(例如水)，实际上很少应用膜态沸腾；然而，当用深冷流体时，由于它们的饱和温度低，往往可能发生膜态沸腾. 第七章将提供计算膜态沸腾热流密度的方法.

应该指出：热流密度受控表面的池内沸腾曲线呈现滞后效应，这如图 4-7 上虚线所示. 从膜态沸腾返回泡核沸腾并不沿着从泡核沸腾向膜态沸腾过渡的同一路线，而是从最低点沿着图中所示的虚线箭号突然返回的.

4.4 强迫对流沸腾

强迫对流沸腾曲线类似于池内沸腾曲线，然而，由于流速、欠热度和不同的汽-液流型等影响，使得确定各种沸腾工况更加困难.

4.4.1 欠热沸腾

对于流体出口含汽量很低的强迫对流欠热沸腾，实验测得的曲线走向表示在图 4-6 上. 曲线的开始部分对应于纯强迫对流，其传热可以根据第三章中介绍的关系式来计算.

---

* 意指回过来变为泡核沸腾的热流密度.——译者注

曲线的陡峭上升对应于泡核沸腾的起始．观察这些曲线就能看出：泡核沸腾对于欠热度或流体速度都是不太敏感的，不过沸腾起始点强烈地随液体整体温度而变化．然而，当用 ΔT_{sat} 作自变量来作图时，强迫对流沸腾数据就落在一条曲线周围，这表明泡核沸腾传热的驱动温度势是 ΔT_{sat}，而不是 T_w 一

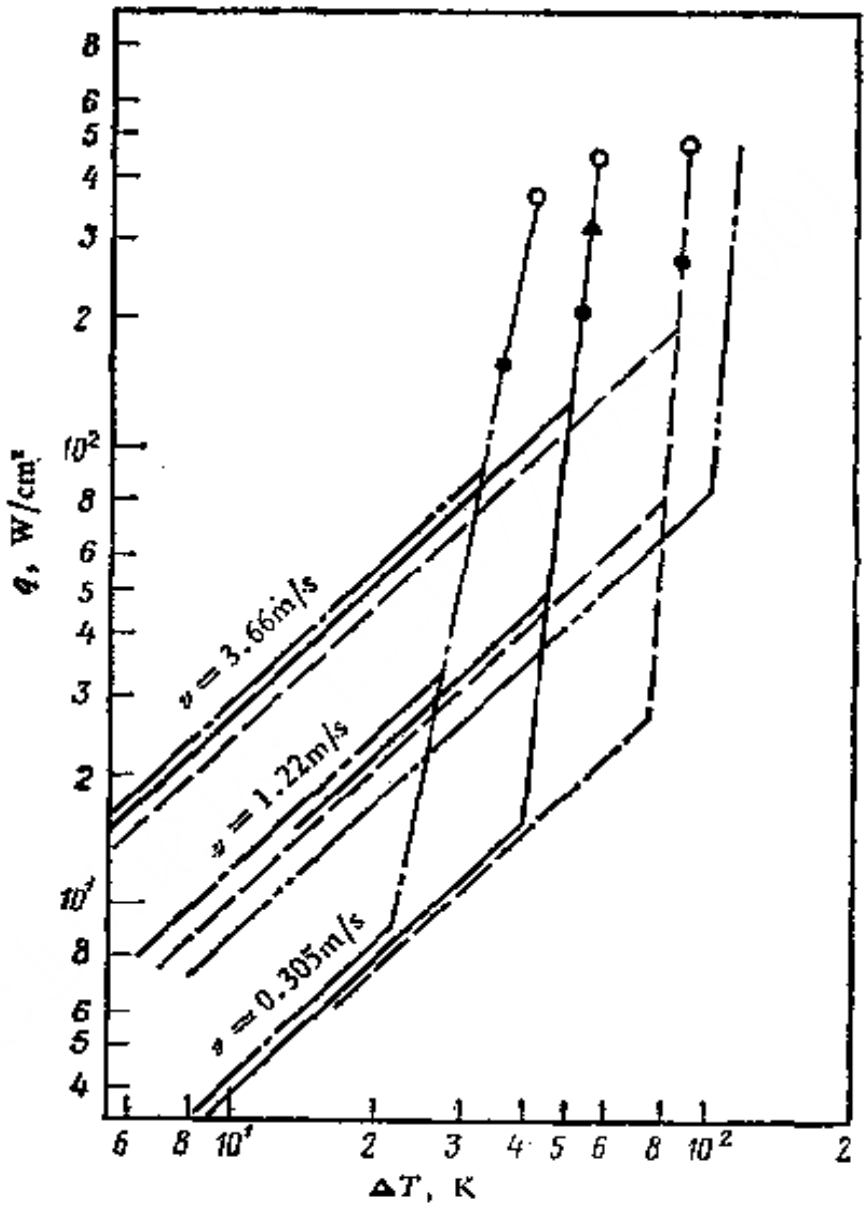


图 4-6　表征强迫对流欠热沸腾的曲线

烧毁点流速：○　$V = 3.66$m/s；▲　$V = 1.22$m/s；

●　$V = 0.305$m/s；

欠热度：—·—　11 K；——　28 K；——56K；—··—　83K

T_{bulk}. 观测到很高的速度对沸腾曲线只有很小的影响，而在中等速度下，其影响是微乎其微的[2].

虽然泡核沸腾机理对速度和欠热度是不敏感的，可是临界热流密度却不是这样. 图 4-6 表明：临界热流密度随速度和欠热度的增大而显著增高. 在强迫对流时，向膜态沸腾的过渡可以遵循在池内沸腾中观测到的机理，也可以因流型发生变化而使过渡采取完全不同的方式，这将在后面阐述. 然而，在欠热度大的流动情况下，在发生烧毁以前，一般存在的都是泡核沸腾工况，而在过渡之后，将发生这样一种流型：液体在管子中央的核心内流动，蒸汽在沿管壁的环状薄膜内流动.

强迫对流沸腾同池内沸腾的比较表示在图 4-7 上. 关

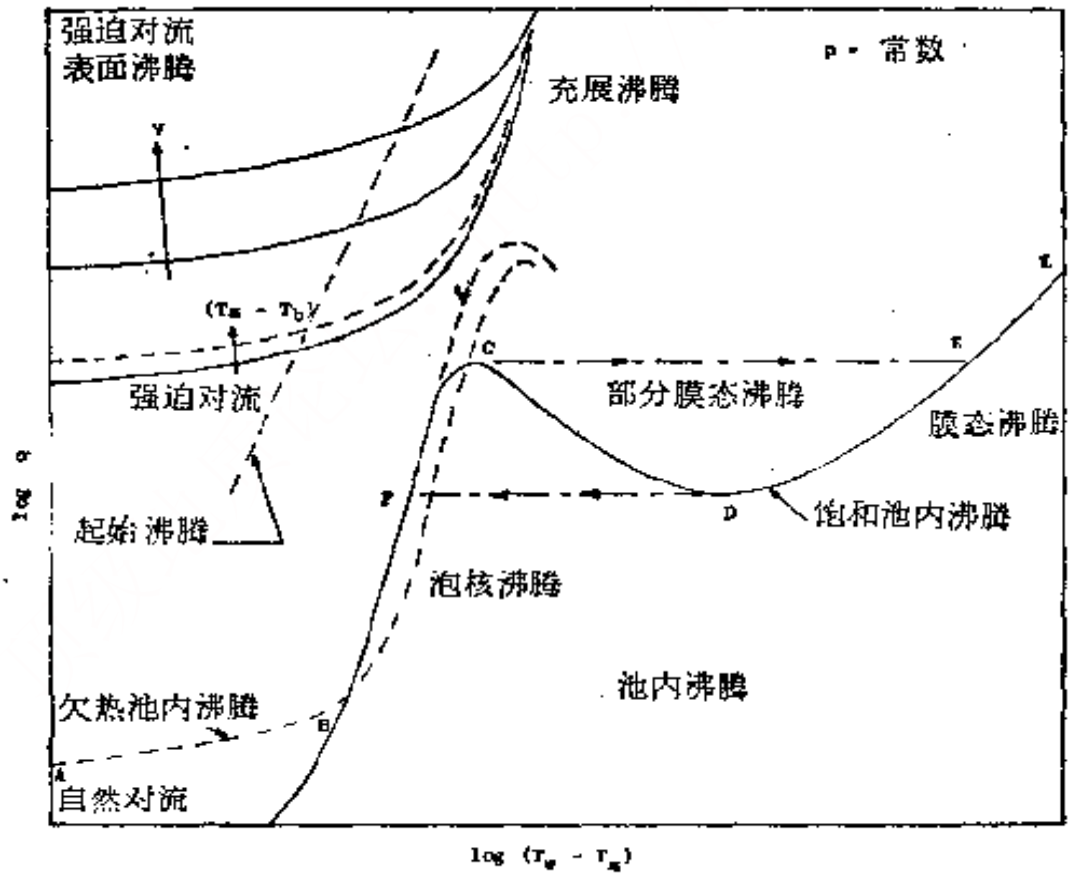


图 4-7　强迫对流沸腾曲线和池内沸腾曲线的比较

于强迫对流泡核沸腾曲线是否是池内沸腾曲线的延伸，现在还存在意见分歧.

4.4.2 饱和沸腾

图 4-8 表明在饱和工况下沸腾的各种传热机理. 考察流入壁面具有恒定热流密度的管内的欠热液体. 起初，流体整体温度低于饱和温度，发生的是单相强迫对流. 流体向上流动时，不断被加热，当贴近壁面的液体变得足够过热以致形成汽泡时，终于开始了欠热沸腾. 流体继续沿管子向上流动，流体整体温度达到饱和温度，开始发生强烈的沸腾，大量汽泡离开壁面随同流体一起流动. 由于汽泡合并，不久以后泡状流型就变成被饱和液体包围的弹丸形蒸汽团状流型. 此时在壁面仍然发生泡核沸腾，汽泡继续供给汽团，一直到蒸汽流率变得很高，致使所有液体在壁上形成一层环状薄膜，而夹带液滴的蒸汽在管道中央流动. 汽泡继续在液膜内长大，直到进一步增大的含汽量导致某个抑制起泡作用的蒸汽速度，形成一个新的传热机理为止. 此时传热是通过薄液膜以对流或传导方式进行的，在液-汽界面上还存在着蒸发作用. 这种传热方式也产生高的传热系数，并且 ΔT_{sat} 几乎保持不变.

在液体蒸发和蒸汽夹带的作用下，壁面上的液膜愈来愈薄，最后液膜破裂成被一些涸斑隔开的细流. 传热系数急剧下降，壁温猛烈上升. 管壁可能过热，甚至可能大面积毁坏，引起"烧毁". 传热和流体流动的这类工况叫做干涸、纯烧毁、临界热流密度或峰值热流密度. 术语"干涸"大概最为可取，因为这种烧毁机理已经用实验方法很好地确定了[2]. 它完全不同于在欠热泡核沸腾时所发生的机理；在欠热泡核沸腾时，烧毁的机理被认为是流体动力学不稳定性现象(见第六章). 这两种机理之间的重要区别在于：欠热烧毁发生十分迅速，并

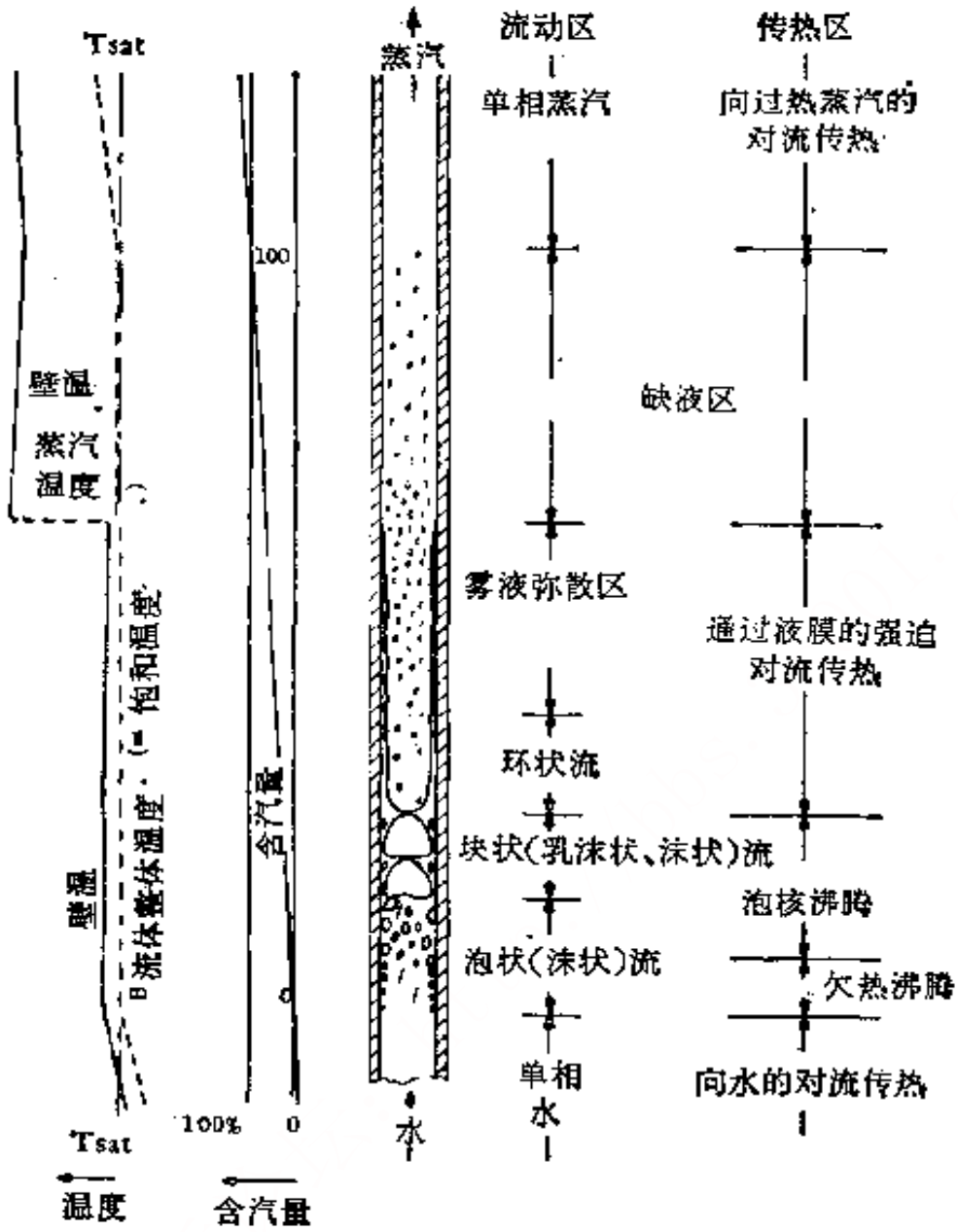


图 4-8　表征强迫对流饱和沸腾的流型和流动工况[7]

且常常伴随着破坏性的温度上升；反之，纯含汽量烧毁发生比较缓慢，并且壁温往往不超过容许的极限温度.

在液膜被破坏即干涸的情况下，流型变成蒸汽内夹带液滴流动的情况；它叫做雾状流动区或者缺液流动区. 壁温在由于干涸而突然偏高之后，开始稍微下降一些. 这是液滴蒸发的结果，也是产生的较高蒸汽速度提高了传热系数的结果. 最后，所有液体都化成蒸汽，这就是向过热蒸汽的单相对

流传热工况.

从泡核沸腾向强迫对流蒸发的传热过渡点是很值得注意的.后一种机理具有对流的性质,它与流体速度或质量流密度有关;可是泡核沸腾几乎与速度无关. 如果两相传热系数为 h_{TP},而在同样尺寸的管道中以相同的质量流密度流动的单相液体的传热系数为 h_{LO},以 h_{TP}/h_{LO} 为纵坐标,以下列参量为

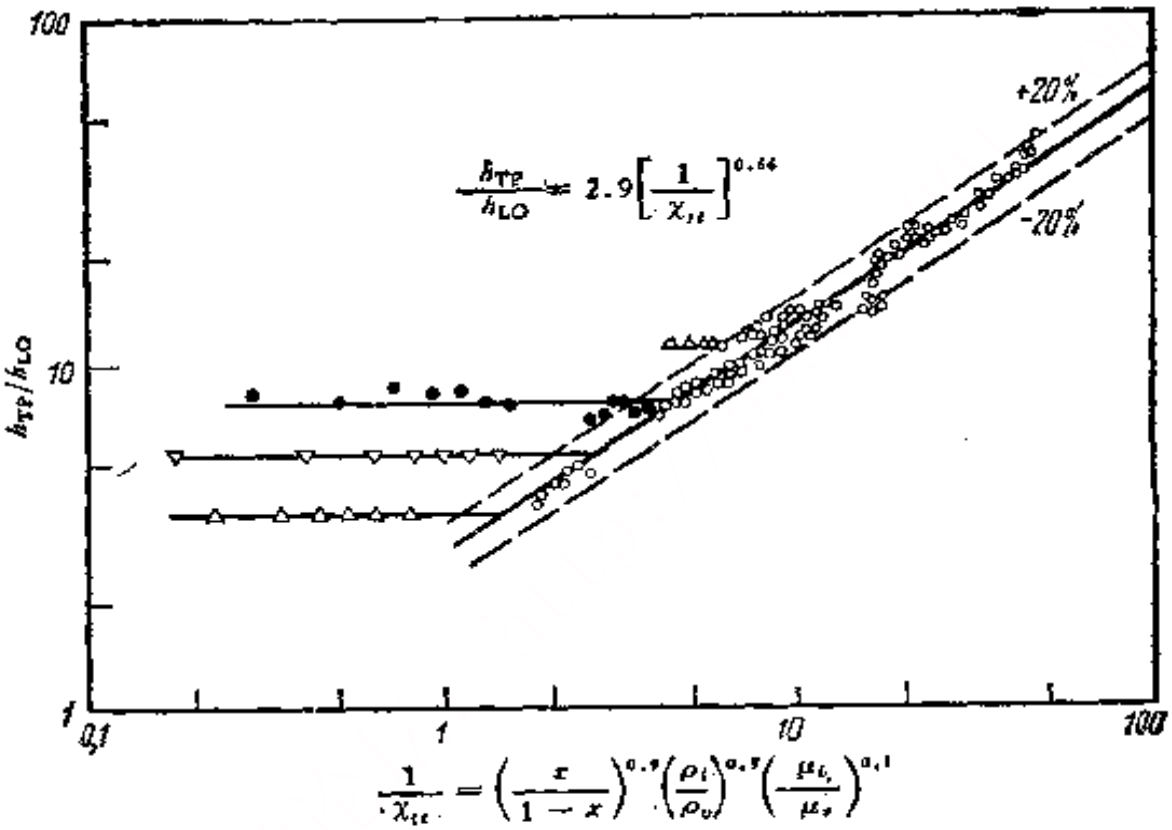


图 4-9 从泡核沸腾向强迫对流蒸发的过渡[11]

符号	质量流密度, kg/m²·s	热流密度, 10^5 W/m²
○	136	3.94
●	136	1.96
▽	272	3.94
△	272	1.94

试验段: 内管加热的环形流道;加热器: 外径 9.5 mm, 长 737 mm; 外管内径: 22 mm; 压力: 1.7 bar; 质量流密度: 136—272 kg/m²·s

横坐标画曲线：

$$1/X_{tt} = [x/(1-x)]^{0.9}(\rho_l/\rho_v)^{0.5}(\mu_l/\mu_v)^{0.1} \qquad (4-1)$$

那么，曲线开始对流率敏感之点便被确定为过渡点（图 4-9）。

4.5 两相流动的特征

前面的讨论已经说明：在强迫流动饱和沸腾的情况下，会发生多种流型：从带有蒸汽泡的连续液体介质流动开始，直到夹带液滴的连续蒸汽介质流动为止。这些流型或者根据传热机理的基本差别（唯象描述）来区分，或者根据两个相的特征空间分布（可视描述）来区分。可视描述并不总是使流型刚好与动量、热量或质量的基本传递机理的变化相联系，反过来也是这样。此外，从一种流型向下一种流型过渡的区域常常是不稳定的，从而难以精确确定各种流型的范围。能够影响流型开始变化的因素是：（1）通道进口条件，（2）通道的尺寸、几何形状和倾斜度，（3）流率，（4）流体物性，（5）流体的两个相被引入通道的方法。

在文献中引用了许多流型的可视描述；实际上，所有流型都是对等温即绝热空气-水混合物的观测结果。非绝热流动的水和氟利昂的一些观测结果已经有所报道[3,4]，但是作者还不知道为确定深冷剂的流型而专门设计的任何实验。然而有些实验研究得到了几个附带的观测结果[5,6]，它们提供了某些证据，证明在深冷剂流动中发生的也是那些典型的空气-水的流型。

4.5.1 水平管内的流型

斯科特[7]对一些普遍公认的流型作出下列描述（图 4-10）。

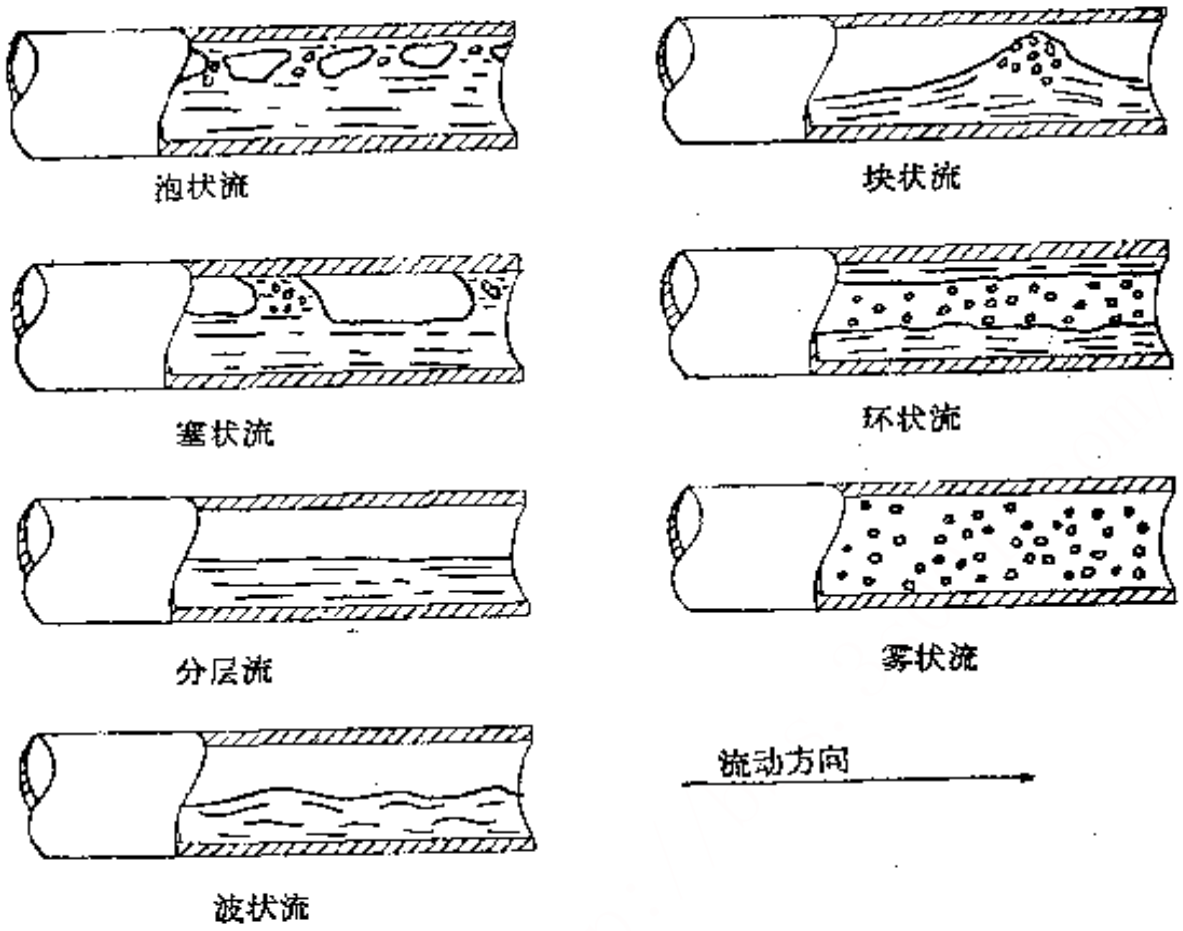


图 4-10　水平流动的各种流型

(a) 泡状流　离散的气泡沿着管子的上壁运动，速度与液体的大致相同。在液体速度高时，气泡可以弥散在整个液体中，此种流型常常也叫做"沫状流"。

(b) 塞状流　当气流速度增高时，气泡往往合并成气塞，这种气塞可以充满较小管道横截面积的大部分。

(c) 分层流　气体和液体完全分开，气体在管子上部，所占的横截面积份额是恒定的，液-气界面是平稳的。它发生在比泡状流或塞状流更低的液体速率下，而且在比较大的管中更容易发生。

(d) 波状流　在分层流中当含气量增加时，由于气体速度愈来愈高，使得分层的气-液界面上产生幅度愈来愈大的波浪。

(e) 块状流　波幅增加到封闭了管道，快速运动的气体冲破液体波，形成带泡沫的液体块，它们以比平均液体速度大得多的速度通过管道．如果在恒定的液体流率下增加气体流率，则块状流也可以直接由塞状流发展过来．

(f) 环状流　重力变得不如作用在两相界面上的力那么重要，液体主要作为沿管壁的一层薄膜被夹带向前．气体在管子中央高速运动，并且夹带一部分呈雾状的液体．“膜状流”也是适用于这种流型的一个术语．

(g) 雾状流　环状薄膜愈夹愈薄，在气体核心内夹带愈来愈多的液体，直到几乎所有液体都被气体夹带为止．这种流型也叫做“弥散流”．

对于系统各独立变量的数值已给定的情况，其可能存在的流型通常可以根据流型图加以预测，在这类图上划分有若干区，每个区对应于预期可能发生的一种流型．贝克（Baker）曲线图是最著名的水平流动的流型图，它表示在图 4-11 上．在这个图上，根据气体质量流密度 G_g、液体质量流密度 G_l 和下面两个参量来组成纵坐标和横坐标：

$$\lambda = [(\rho_g/\rho_A)(\rho_l/\rho_w)]^{0.5} \qquad (4\text{-}2)$$

$$\psi = (\sigma_w/\sigma)[(\mu_l/\mu_w)(\rho_w/\rho_l)^2]^{1/3} \qquad (4\text{-}3)$$

这些参量是经验修正系数，它们在原则上可以把贝克图推广应用于空气-水以外的流体混合物．伦哈德（Leonhard）和麦克莫迪[4]已经把氟利昂 12 的数据画在贝克图（图 4-11）上，获得了相当好的结果．

虽然贝克图为确定流型提供了定性的指导，但是沃利斯（Wallis）[8]指出：为了全面地描述这个至少与 12 个变量有关的现象，这种二维曲线图是十分不够的．在这些变量中，最值得注意的是进口条件[9]和管子直径，特别是直径小于 2.5cm 的管子更是如此．斯科特[7]更详细地讨论了流型图．

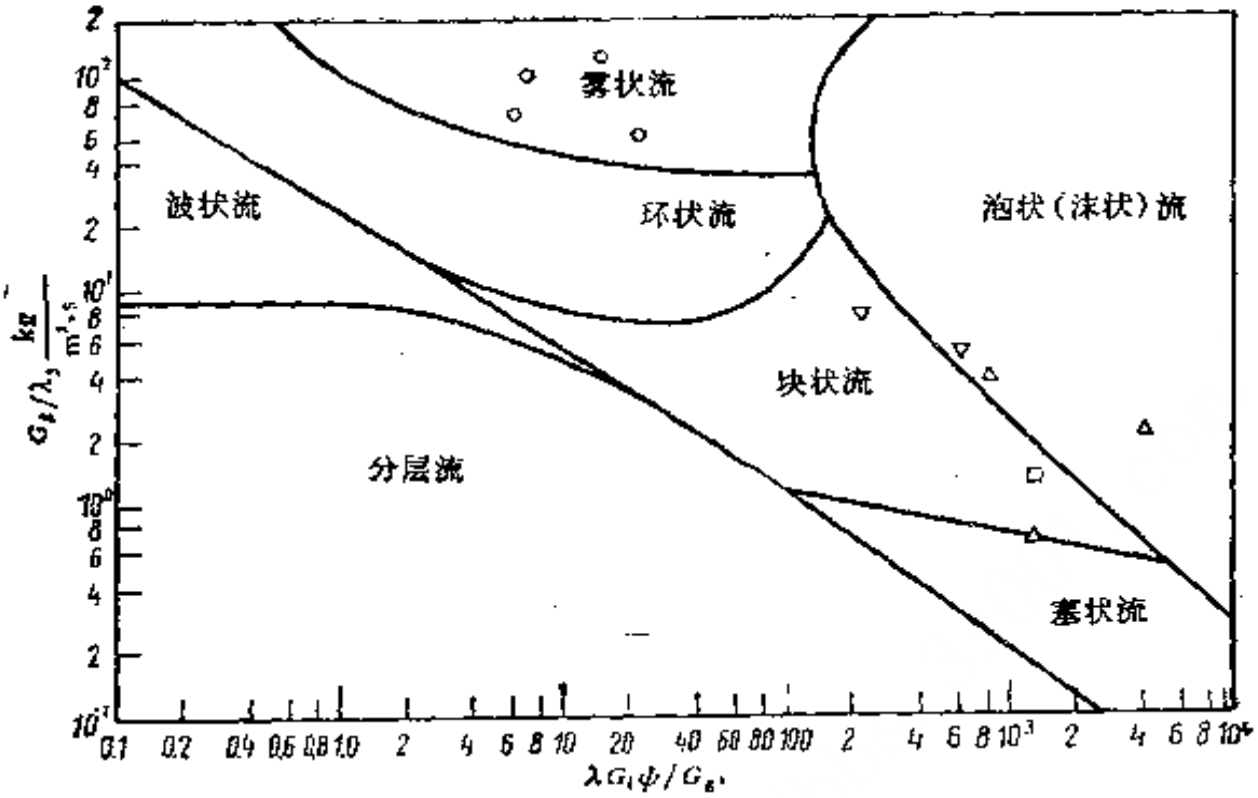


图 4-11　贝克的流型图.　氟利昂 12 的实验数据: ▽　块状流; ○　环状流; △　泡状(沫状)流; □　塞状流

4.5.2　垂直管内的流型

典型的垂直管内的流型表示在图 4-12 上. 斯科特[7]再次对各种流型作了极好的描述.

(a) 泡状流　气体以大大小小的一个一个气泡的形式弥散在向上流动的液体内. 当气体的流率增大时, 气泡的数量和尺寸也稳定增加.

(b) 块状(塞状)流　气泡合并形成比较大的弹丸形气块, 其头部呈抛物线形. 当气体流率增大时, 这些气块的长度和直径都增大, 向上的速度也增高. 这些气块被夹杂有气泡的液塞隔开. 当气块沿管子运动时, 它上面的液体通过围绕气块的环状薄液膜向下流动, 一直流入正好在气块下面的充满气泡的液塞内.

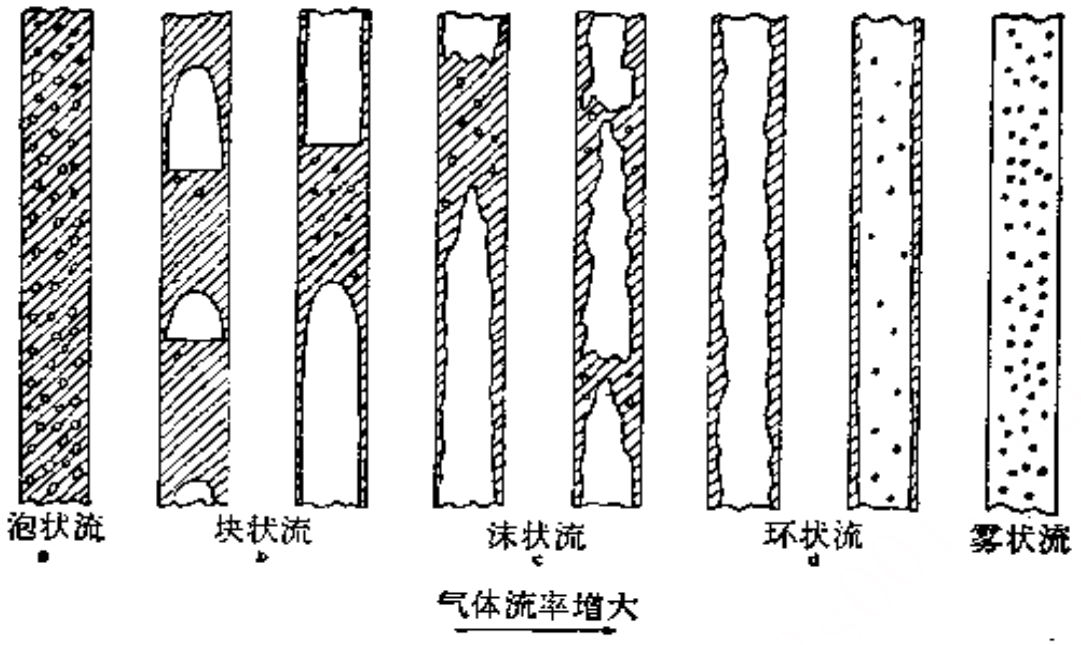


图 4-12　垂直管内的流型

(c) 沫状流　当液体绕过气块的反向流动接近停止时，气块变得不稳定，好象是与液体融合成一种无形态的湍流混合物，它具有粗乳浊液的一般性质. 这种结构的原理在于气泡连续不断地破灭和再形成的过程.

(d) 环状(上升膜状)流　气体以高速在管的中心部分运动，液体在管壁上形成一层环状薄膜. 开始时这层液膜可能相当厚，表面呈长波形，在这个长波上还迭加有微细的波动. 当气体流率增大时，液膜变得愈来愈薄，在中央气体核心内以液滴形式被夹带的液体数量也就不断增加.

(e) 雾状(全弥散)流　在很高的气体流率下，气体夹带的液体数量不断增加，直到表面看来所有液体都变为雾被夹带向上运动为止. 虽然在管壁上可能还存在很薄的液膜，但是它们在这一区中的存在是不明显的.

格里菲思和沃利斯[10]推荐了垂直管内的流型图，它表示在图 4-13 上. 这个图是针对直径为 2—2.5 cm 管内的空气-水混合物提出来的；然而，坐标表示为一些无因次参量，因而

在理论上这个图也适用于深冷剂．在公开文献中似乎还找不到图 4-13 与深冷数据的比较．贝克[3]研究了矩形垂直流道内氟利昂沸腾的情况．他没有观测到块状流，只观测到环状流和雾状流．沃利斯[8]以及休伊特(Hewitt)和霍尔泰勒 (Hall Taylor)[9] 都对过渡流动的一些基本研究作了讨论．

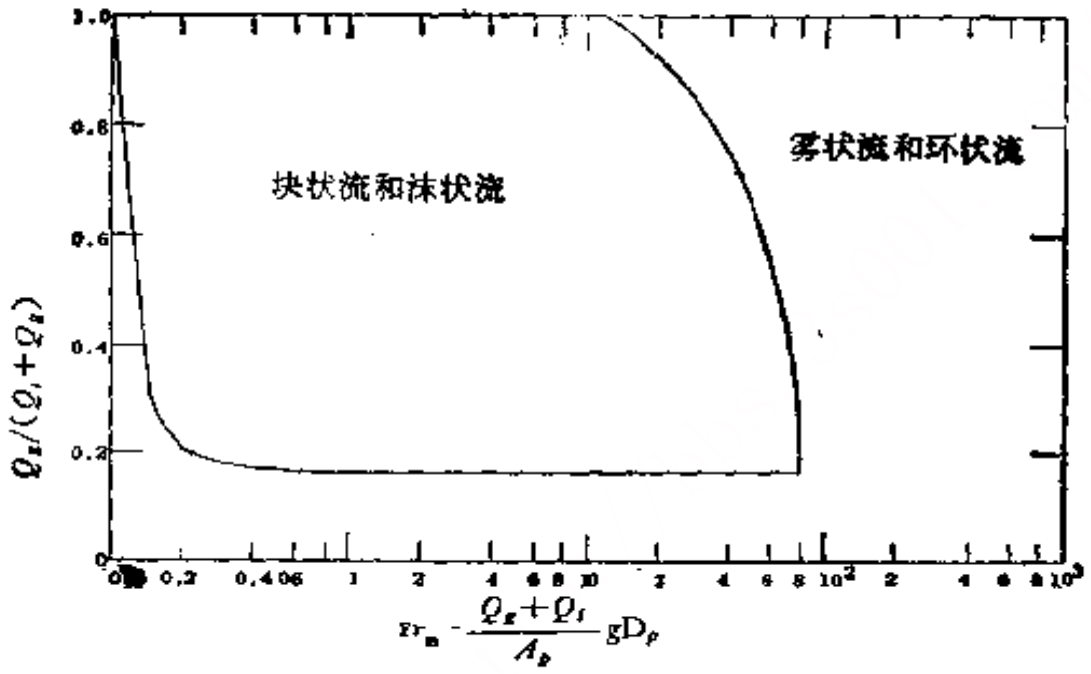


图 4-13　垂直管内的流型图[10]

因为目前还没有专门对于深冷液体的两相流型图，所以设计工程师还必须求助于上述的流型图，但是一定要记住它们的局限性．

4.6 定　　义

这一节给出若干定义，它们在有关两相流的文献中已获普遍采用．

体积浓度的定义是混合物单位体积内比较轻的相所占的份额．因为比液滴或气泡还小的体积单元没有物理意义，所

以 α 一般作为在长度增量 δl 上对整个管子横截面积的平均值来测定. 因此

$$\alpha = A_g/A_{总} \tag{4-4}$$

在气-液流动中，α 叫做空泡份额.

含汽量 x 是两相流动中的另一个重要的变量，它的定义是在给定的横截面上总质量流率中蒸汽组成的份额. 因此，含汽量给出为

$$x = W_g/W_{总} \tag{4-5}$$

在流动的混合物中还有两个速度是感兴趣的：一个是表观流密度即体积流密度 j，另一个是组分速度 v. 体积流密度给出为

$$j_g = Q_g/A_{总}; \quad j_f = Q_f/A_{总} \tag{4-6}$$

组分速度为

$$v_g = Q_g/A_g; \quad v_f = Q_f/A_f \tag{4-7}$$

请注意: j 是根据总横截面积计算的，v 是根据组分横截面积计算的. 于是

$$j_g = (A_g/A_{总})(Q_g/A_g) \tag{4-8}$$

$$j_g = \alpha v_g \tag{4-9}$$

和

$$j_f = (1-\alpha)v_f \tag{4-10}$$

含汽量和空泡份额之间的关系可以通过对定义的代数运算推导出来，即

$$(1-x)/x = (v_f/v_g)(\rho_f/\rho_g)(1-\alpha)/\alpha \tag{4-11}$$

比率 v_g/v_f 叫做滑速比.

其它的定义将在以后各章中给出.

4.7 符　　号

A = 面积　　j = 体积流密度

Q = 体积流率

q = 传热率

T_{bulk} = 整体温度

T_{sat} = 饱和温度

T_w = 壁面温度

v = 组分速度

W = 质量流率

x = 含汽量

希腊字母

α = 体积浓度(空泡份额)

μ = 粘度

μ_w = 在大气温度和压力下水的粘度

ρ = 密度

ρ_A = 在大气温度和压力下空气的密度

ρ_w = 在大气温度和压力下水的密度

σ = 表面张力

σ_w = 在大气温度和压力下水的表面张力

χ_{tt} = 马蒂内利参量

下标

av = 平均值

f = 流体

g = 气体

l = 液体

sat = 饱和的

sub = 欠热的

v = 蒸汽

w = 壁面

4.8 参 考 文 献

[1] W. M. Rohsenow, *Developments in Heat Transfer*, The M. I. T. Press. Cambridge, Massachusetts (1964).

[2] R. V. MacBeth, in *Advances in Chemical Engineering*, Vol. 7, Academic Press, New York (1968).

[3] J. L. Baker. Argonne National Laboratory, ANL-7093 (1965).

[4] K. E. Leonhard and R. K. McMordie, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York (1961), p. 481.

[5] M. A. Tripplett, private communications, AEDC, Tullahoma, Tennessee (1971).

[6] W. G. Steward, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York (1965), p. 313.

[7] D. S. Scott, in *Advances in Chemical Engineering*, Academic Press, Vol. 9(1963), p. 199.

[8] G. B. Wallis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York (1969).

[9] G. F. Hewitt and N. S. Hall Taylor, *Annular Two-Phase Flow*, Pergamon Press, Oxford, England (1970).

[10] P. Griffith and G. B. Wallis, *Trans. ASME Heat Transfer*, 83C, 307 (1961).

[11] L. S. Tong, ***Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow***, John Wiley and Sons, New York (1965).

[12] H. Merte and J. A. Clark, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 546.

第五章　池内泡核沸腾

罗塞诺夫[1]

5.1 引　　言

在液体内形成许多蒸汽泡的汽化过程叫做泡核沸腾．这一章的重点是工程上常用的固体加热表面上的沸腾．

当用电加热的丝或平板加热处于饱和温度下的一池液体时，其 q 随（$T_w - T_{sat}$）变化的实验数据通常表示成图 4-7 上的曲线(下面的实线)．当 ΔT 增大时，最初的自然对流工况 AB 就变化到泡核沸腾工况．在 B 点出现第一个汽泡，它要求有相当大的过热度．

当 ΔT 即热流密度继续增加时，愈来愈多的起泡点开始起作用，产生蒸汽泡．当起泡点愈来愈多，以致从它们那里涌出的汽泡流使液体不能流向加热表面时，就达到了泡核沸腾的临界热流密度．

描述欠热液体池内沸腾的虚线位于饱和液体的曲线附近；它可以位于左侧，也可以位于右侧，视不同的加热表面几何构形引起的自然对流特性而定．

如果在同样的坐标图上作图，则管内或通过加热丝(或加热平板）的强迫对流的实验数据也可表示成如图 4-7 上那样的曲线．如果液体是欠热的，温度为 T_b，则热流密度表示为

1）罗塞诺夫，马萨诸塞理工学院传热实验室，马萨诸塞州，坎布里奇．

$$q_{\text{沸腾的}} = h[(T_w - T_{sat}) + (T_{sat} - T_b)] \qquad (5\text{-}1)$$

在高热流密度下，描述不同的压力、欠热度和速度下强迫对流的曲线在双对数坐标图上看来将合并成一条单一的曲线，它叫做充展沸腾曲线. 在某些系统中，这个充展沸腾区大致位于同一加热表面的池内沸腾曲线的延伸线上.

深冷流体的沸腾数据具有与普通流体的相同的性状，这一点由图 4-4 上液氮的沸腾曲线得到证明.因此，根据下面介绍的普通流体的实验推导出来的理论和关系式也都适用于深冷流体. 只要有可能，就将在合适的地方用深冷流体的实验数据来阐明这一点.

有关沸腾传热的文献现在是非常多的. 就参考文献来说，除了这里讨论的以外，读者还可查阅古斯 (Gouse)[1] 编纂的十分完整的加注文献目录.

5.2 起　　泡

在仔细净化的试验系统内加热纯液体，可以使它高度过热，其温度能达到液相存在的稳定极限值；一旦超过这一极限就发生均匀起泡，即在液体整体内形成蒸汽. 对于固体加热表面上的沸腾传热情况，观测到的壁温常常比这个最高值低很多. 对泡核沸腾的进一步观测表明：汽泡是在表面上一些个别点处发生的. 用显微镜观测这些点[2]发现：它们是一些伤痕或空穴，汽泡就在这里形成. 科蒂 (Corty) 和福斯特 (Foust)[3]、班科夫 (Bankoff)[4] 以及其他人都早已提出过假设：加热表面上的汽泡是从那些先前存在气体或蒸汽的空穴中产生出来的(图 5-1 a)，在汽泡长大和跃离(图 5-1 b)之后，液体在捕获蒸汽的同时，在空穴上面将其封闭，这就是下一个汽泡的源. 在参考文献[5]和[6]中对起泡现象作了评述.

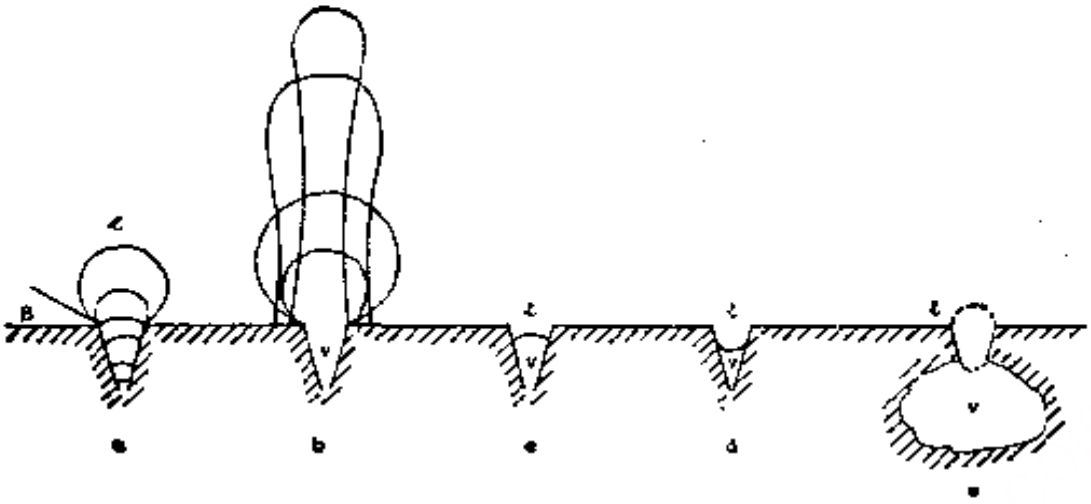


图 5-1　在加热表面上的空穴内蒸汽泡的形成情况

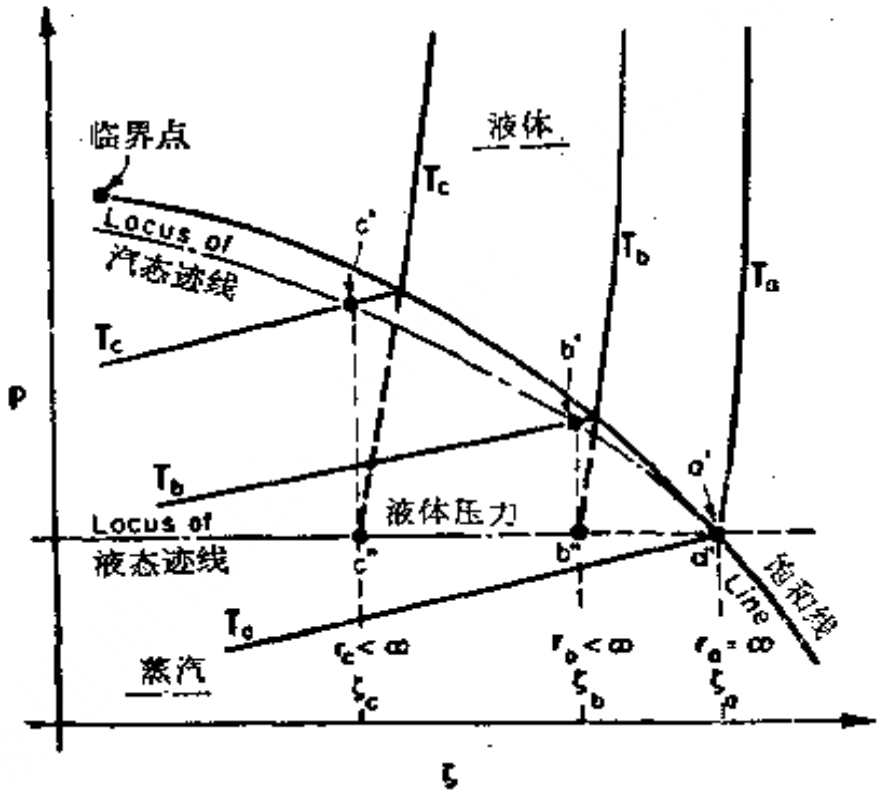


图 5-2　在单组分系统内一个蒸汽泡的弯曲界面上汽-液平衡条件的近似表示法

为了定量地说明这些概念，我们来研究大容积液体内一个球形汽泡的平衡和长大的条件。在平衡状态下应该满足下列条件：在两个相内的温度和化学势（$\mu = H - TS$）都应

该相等和均匀一致，并且

$$p_v - p_l = 2\sigma/r \tag{5-2}$$

这些平衡条件可以表示在图 5-2 上，图上的状态 b'，b'' 和 c'，c'' 对应于两个不同汽泡半径的蒸汽状态和液体状态．绘制像图 5-2 这种图是相当累赘乏味的．根据汽态迹线很接近饱和线的观测结果，导出了一个简化的方法．如果假设蒸汽温度等于与蒸汽压力 p_v 相应的平表面饱和温度，那么分析就简单得多．

将克劳修斯（Clausius）-克拉皮罗恩（Clapeyron）方程

$$dT/dp = Tv_{fg}/h_{fg} \tag{5-3}$$

沿 p-T 饱和曲线求积分，即可计算出与方程(5-2)给出的 $(p_v - p_l)$ 相应的 ΔT．

下面是在不同的假设下该积分的结果．

(a) 假设 $h_{fg}/v_{fg}T$ 是常数，并且 $T \approx T_{sat}$，那么

$$T_v = T_{sat}[1 + (2\sigma/r)(v_{fg}/h_{fg})] \tag{5-4 a}$$

(b) 假设 h_{fg}/v_{fg} 是常数，那么

$$T_v = T_{sat}\exp[(2\sigma/r)(v_{fg}/h_{fg})] \tag{5-4 b}$$

(c) 当 $v_{fg} \approx v_g = R_vT/p$ 时，

$$T_v = \frac{T_{sat}}{1 - (T_{sat}R_v/h_{fg})\ln[1 + (2\sigma/rp_{sat})]} \tag{5-4 c}$$

(d) 对于与(c)相同的条件，且 $2\sigma/p_lr \ll 1$ 时，

$$T_v = \frac{T_{sat}}{1 - (T_{sat}R_v/h_{fg})(2\sigma/rp_{sat})} \tag{5-4d}$$

其它可能的情况如下：

(e) 同饱和曲线的经验关系式 $\log_{10}p(\text{atm}) = A - B/T(\text{K})$ 一起利用方程(5-3)．

利用方程(5-3)，用试凑法或者借助于假设(c)，就可以求得 ΔT，

$$\Delta T = \frac{T^2_{sat}}{B} \log_{10}\left(1 + \frac{2\sigma}{r p_{sat}}\right)\left[1 + \frac{T_{sat}}{B} \log_{10}\left(1 + \frac{2\sigma}{r p_{sat}}\right)\right] \tag{5-5}$$

对于液氮，$A = 3.879$，$B = 297.83$；对于水蒸汽，在 1.013 bar (1atm) 下，$A = 5.775$，$B = 2156.00$，在 68.9 bar 下，$A = 5.425$，$B = 2004.54$；对于液氧，$A = 4.038$，$B = 368.33$.

(f) 利用方程(5-3)和物性表中饱和曲线上的值.

对于水，在 $r = 1.27 \times 10^{-3}$cm、压力为 1.013 bar 和 68.9 bar 的条件下，把根据上述各种方法算得的结果作了比较，如表 5-1 所示：

表 5-1

方　　法	T_p, K	
	$p = 1.013$bar $T_{sat} = 373.3$K	$p = 68.9$bar $T_{sat} = 558.12$K
(a) 方程 (5-4a)	375.88	558.14
(b) 方程 (5-4b)	375.91	558.14
(c) 方程 (5-4c)	375.83	558.16
(d) 方程 (5-4d)	375.95	558.13
(e) 方程 (5-5)	375.77	558.13
(f) 物性表+方程 (5-3)	375.81	558.14

利用方程(5-4 a)算得的液氮和液氧的平衡参量的典型值如表 5-2 所示.

表 5-2

	液氮	液氧
p, bar	1.013	1.013
T_{sat}, K	77.4	90.2
T_p, K	77.46	90.30

上述各方程是半径为 r 的汽泡平衡所需的过热度的近似表达式. 根据方程(5-5),半径大于 r 的那些汽泡核心必然变成汽泡并长大,而半径小于 r 的那些汽泡核心将破灭.

实验表明: 在大气压力下,水中加热表面温度比饱和温度高 17 K 左右时,它上面就开始沸腾了.对于这个条件,由方程(5-5)算出的平衡汽泡半径为 2.5×10^{-3} mm. 这比由分子密度涨落所预期的最大空穴尺寸大 10000 倍左右[7]. 沃尔默(Volmer)估算尺寸为 2.5×10^{-3} mm 的空穴形成速率大约是 $6 \times 10^{-5}\ \mathrm{mm^{-3} \cdot hr^{-1}}$. 由此不难得出结论: 由分子密度涨落而产生的自由蒸汽核心并不像起泡空穴那么重要,另一方面,气体核心将与空穴一样成为很重要的起泡点.

如果在液体内存在惰性气体分子,从而在汽泡内也存在这种分子,那么方程(5-2)和(5-4 d)就被修正成如下形式:

$$p_v - p = (2\sigma/r) - p_g \tag{5-6}$$

$$T - T_{sat} = (R_v T^2 / p h_{fg})[(2\sigma/r) - p_g] \tag{5-7}$$

这两个式子表明: 由于存在气体的分压 p_g,为给定尺寸的汽泡长大所需的液体过热度将减小.

上述计算过程也可以按下面的方法应用于加热表面上空穴处的起泡计算. 格里菲思[6,8]证明: 位于空穴内和空穴外的汽-液界面的曲率半径(见图 5-1a)可以用表示在图 5-3 上的 $1/r$ 随汽泡体积的变化曲线来描绘. 在方程(5-4)、(5-6)和(5-7)中,汽泡长大所需的过热度由 $1/r$ 决定. 因而 $1/r$ 曲线上的最高点(图 5-3)对应于这个空穴内的汽泡长大所需的最小过热度. 图 5-3 的重要特性是: 尽管曲线的形状取决于空穴的几何形状和接触角 β,但是只要 $\beta \leqslant 90°$,曲线最高点处的 r 值总是等于空穴半径. 因此空穴半径可以决定能湿润固体表面的液体内起泡所需的过热度.

格里菲思和沃利斯[8]对于恒定温度系统内的单个空穴进

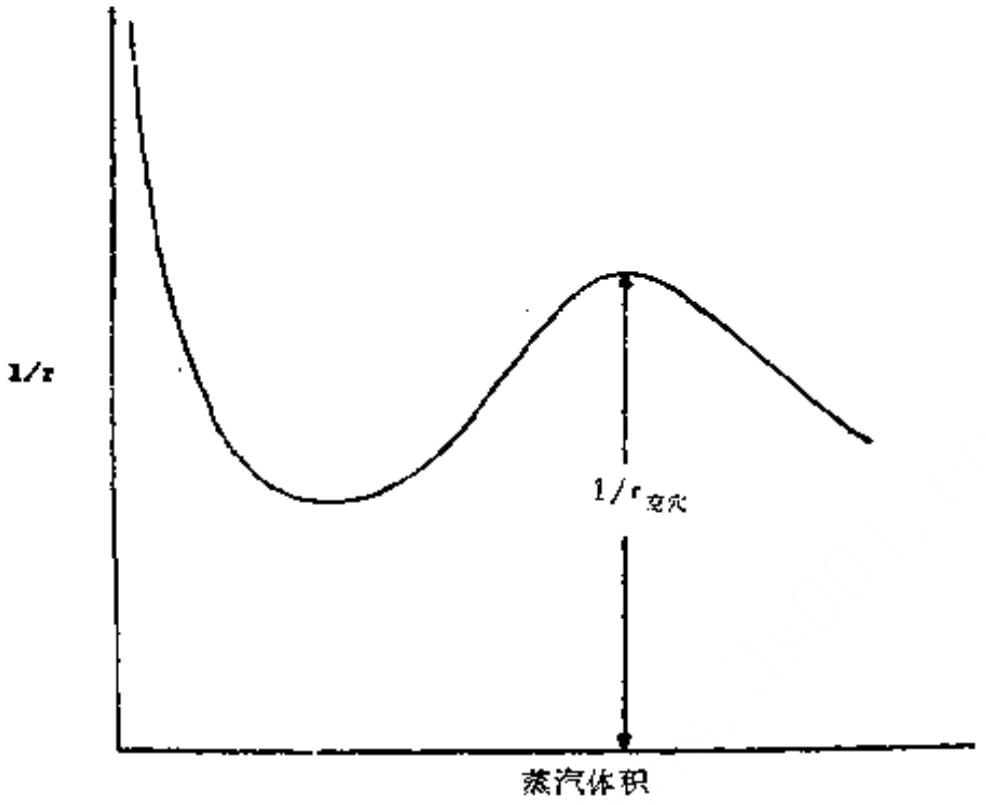


图 5-3　对于图 5-1 上所示的空穴，界面曲率随汽泡体积的变化曲线

行实验，验证了方程(5-6).

空穴内很可能存留蒸汽，甚至当表面欠热度很高时也会这样. 如果接触角使得界面曲率如图 5-1d 所示，则由于向下进入空穴时半径减小，蒸汽压力可以比液体压力小很多. 在这种情况下方程(5-2)中出现负号，在比液体正常饱和温度低很多的温度下就将出现蒸汽.因此在随后的加热中，这个空穴马上就会产生汽泡. 同理，如图 5-1e 所示的凹状空穴也可以在欠热度很高的情况下保留蒸汽而不会破灭. 然而，图 5-1c 所示的空穴在冷却时会马上被液体充满.

5.3　强迫对流时的起始沸腾

我们来研究在管内流动的液体. 当热流密度或壁温升高

时，在某个壁温值下便开始沸腾即起泡. 现在我们来研究这个条件.

伯格利斯(Bergles)和罗塞诺夫[9]根据徐和格雷厄姆[10]的意见提出了下面的方法. 对于管内流动，热流密度表达式是

$$q = h(T_w - T_l) = -k_l(\partial T/\partial y)_{y=0} \qquad (5\text{-}8)$$

这里的 h 是传热系数,它是几何形状、流体物性和流率的函数: k_l 是液体的热导率. 对于给定的液体温度，当热流密度增加时，温度梯度 $(\partial T/\partial y)_{y=0}$ 和壁温 T_w 都增加. 对于不同的热流密度，描述紧靠加热壁面的温度分布的一组曲线表示在图 5-4 上. 在图 5-4 上还表示出标有 T_g^* 的一条曲线，它是把离加热表面的距离取作空穴半径代入关系式(5-4)算得的曲线. 一种可能的理论是：当液体内的温度分布曲线同表示方程(5-4)的曲线相切时就发生起泡.这个理论的实质是：表面上含有各种尺寸的空穴，当汽泡外表面上的温度达到由方程(5-4)给出的临界值时,在半径等于从壁面到虚线 T_l 和曲线 T_g^* 交叉点的距离的那些空穴内,就有汽泡长大.

在相切点,第一个起泡空穴的半径[联立求解方程(5-4a)和(5-8)]是

$$r_{起泡} = [2\sigma T_{vfg}k/h_{fg}(q/A)]^{1/2}$$

起始沸腾的热流密度由下式计算.

$$q_i = (h_{fg}k/8\sigma T_{vfg})(T_w - T_{sat})^2$$

如果热流密度大于 q_i，那么，半径无论大于还是小于 $r_{起泡}$ 的空穴都可以成为起泡点（其空穴半径范围取决于图 5-4 中的上面的虚线和 T_g^* 曲线的两个交点).

在工业生产的表面上，可以预期会有大量大小不一的空穴. 于是对于大多数工业生产的抛光表面，液体的起始沸腾应该与表面状况无关. 因此在大多数实际应用中，本分析应该是适用的. 但是请注意：沸腾曲线其余部分的位置和斜率

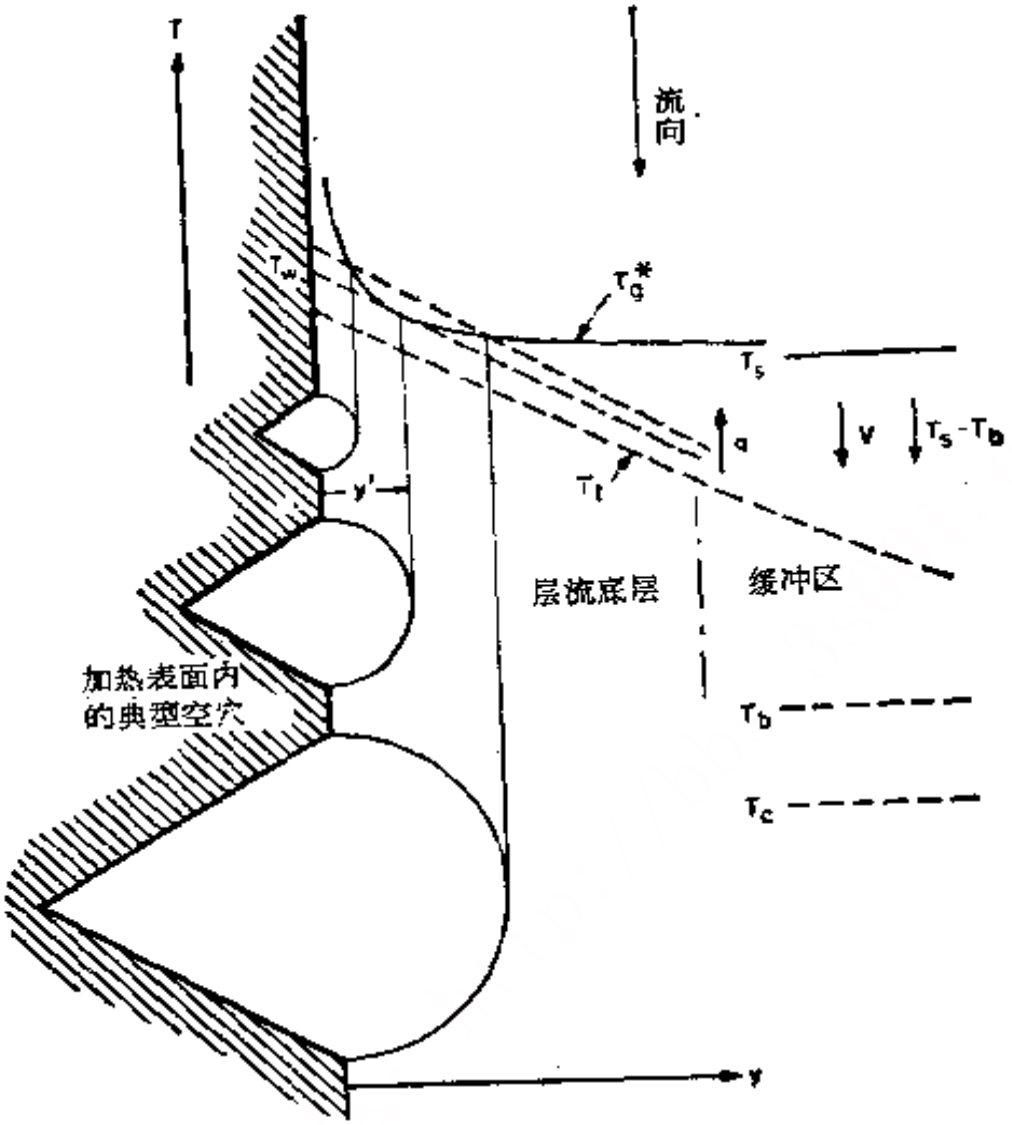


图 5-4 在强迫对流表面沸腾过程中汽泡长大的起始情况[97]

还是与成为汽化核心的尺寸范围有关的.

为了决定切点的条件，可以求方程(5-4)和(5-8)的微分. 然而这个方法不能获得起始沸腾热流密度的显式表达式. 因此用图解法求解要方便得多. 对于压力范围为 1—140 bar (绝对)的水，已经作了 q_i 的计算，其结果可以十分精确地表示为

$$q_i = 0.108p^{1.156}[1.8(T_w - T_{sat})]^{2.16/p^{0.0234}} \qquad (5\text{-}9)$$

式中热流密度 q_i 的单位为 W/cm²，p 的单位为 bar(绝对)，温

度的单位为 K.

应该注意：尽管在方程(5-9)中没有出现速度，但是对于所有的流体速度，这个方程都是有效的.

当热流密度增加到超过起始沸腾热流密度时（图 5-4 中上面的虚线），其一尺寸范围内的空穴便开始起泡. 在这里要适时地告诫读者：在前述的计算过程中，假设总是存在尺寸比切点大的空穴. 可是在低热流密度下，如在自然对流情况下，方程(5-8)描述的温度分布的斜率可能非常小，以致与切点相应的空穴尺寸比表面上实有的还大. 于是热流密度和壁面过热度必须增加，直到两条曲线的交点对应于实有的最大空穴尺寸为止. 因此，对于低热流密度情况，如在自然对流情况下，用上述方法算出的过热度和 q_i，一般要低于观测值.

在实有的最大空穴半径 r_{max} 下，图 5-4 上对应于方程(5-4 a)和(5-8)的两条曲线的交点给出

$$q_i = (k_l/r_{max})(T_v - T_{sat}) - (2\sigma T_{sat} k/h_{fg} r_{max}^2) \quad (5-10)$$

为了计算起始沸腾的条件，已经提出了许多建议. 其中大多数都是把实验数据整理成如图 5-4 所表示的曲线，不同的地方只是 T_l 对 y/n 作图，T_g^* 对 r 作图. 在上述计算中，n 取作 1. 其它作者建议的 n 值在 0.67 到 2 的范围内. 布朗[11]用各种流体的实验数据来验证这些建议，发现 n 在 1 到 3 之间变化.

弗罗斯特和扎科威克 (Dzakowic)[12]发现：对于深冷流体来说，如果假设在 $y = pr_i^n$ 处 $T_l = T_g^*$，汽泡开始长大，则采用 $n = 2$ 与文献中的实验数据符合得相当好.

因此用上述方法作的估算似乎给出了起始沸腾的偏低的 ΔT 和 q_i 值. 实际的 ΔT 和 q_i 值可能高于这些计算值. 之所以要求这些比较高的壁面过热度，很可能是为了使汽泡能离开壁面而需要有足够大的汽泡长大速度. 除此之外，后面将

叙述的热毛细现象也可以引起对流流动，这一点在上述模型内没有考虑.

在起泡过程的另一个研究[13]中，试图计及强迫对流时从空穴伸出的沿汽泡表面周围的流型. 根据与很少量实验数据的比较，这一研究导得了计算强迫对流时壁面过热度的下列公式:

$$(T_w - T_{sat})_{起始} = 1.33(q/k)^{0.4}(\tau_w/\rho_l v^2)^{0.4}(2\sigma T_{sat} v_{fg}/h_{fg})^{0.6} \tag{5-11}$$

需要将这个关系式与更广泛的实验数据进行比较，以便作进一步研究.

迪恩（Deane）等[14]把压力和温度预先调节到与规定的欠热度相应的值上，以此研究了一定尺寸的空穴不起作用的可能性. 这样一来，根据空穴内的氧化过程将防止汽泡平衡半径进一步缩小的假设，就可以由方程（5-4 a）确定空穴的"负"半径. 如果随后降低压力和增加过热度，则根据在方程（5-4 a）中现在取作正值的半径，就可以计算出表面上起泡所需的过热度. 辛格（Singer）和霍尔茨（Holtz）[15]依据凹状空穴（图 5-1 e）解释了同样的计算方法，而且其中并不需要用氧化来解释这一过程. 大多数试验结果都低于这个理论的计算值；但是辛格和霍尔茨[15]指出：这个矛盾可能是由于存在不凝气体而引起的. 他们的数据表明：在经过一段时间的沸腾把气体驱离表面之后，测得的过热度与理论就符合得很好. 表面光洁度对结果没有影响.

5.4 沸腾传热可能存在的几种机理

当传给饱和液体的热流密度增加到超过起始沸腾点时，在加热表面上有汽泡柱上升的点的数目就增加. 徐和格雷厄

姆的照片表明：在池内沸腾中的汽泡与汽泡之间有一层热的液体，每个汽泡带走周围 $2D_b$ 区域内的液体，同时也就把液体过热的热量带走. 于较低热流密度下，在汽泡与汽泡之间的区域内，传热强度与自然对流为同一个数量级. 根据这个假说所进行的计算，已被韩（Han）和格里菲思[16]用低热流密度的实验验证了.

当热流密度再增加时，起泡点的密度以及连续的蒸汽柱也都增加[17]. 蒸汽柱与蒸汽柱之间的这些区域变成"回流通道"，它把液体带到加热表面，液体在那里变成蒸汽进入蒸汽柱. 当热流密度更进一步增加时，这种情况变得不稳定，到达加热表面的液体愈来愈不够，最后向膜态沸腾过渡.

汽泡下面空穴内温度随时间的典型变化表示在图 5–5a 上. 在 A 点，汽泡开始在表面上长大. 除了在粘度影响占优势的壁面附近以外，汽泡主要部分的长大基本上不受粘度的影响. 库珀（Cooper）和劳埃德（Lloyd）[18] 对甲苯所作的测量表明：在汽泡下的表面上始终有一层薄的液体（图 5–5 b）. 猜想是粘滞力妨碍了由汽泡长大所引起的贴近壁面液体的运动，因此，在表面上留下一层液体. 在 B 点，这一层液体蒸发了，干表面的温度升高. 在 C 点，汽泡跃离，比较冷的液体覆

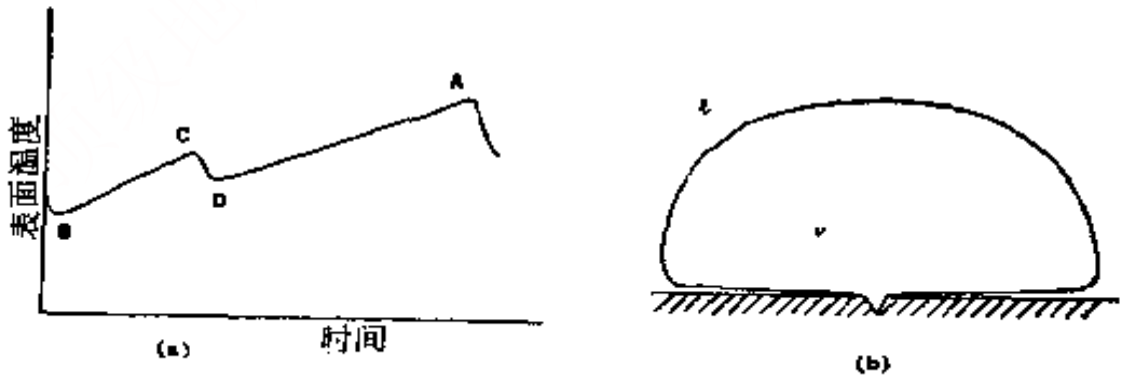


图 5–5 汽泡下面的壁面温度随时间的变化

盖表面，使表面温度降到D点．然后，当新汽泡形成时，表面温度又继续上升到A点．表面热流密度的计算指出：汽泡下面的薄液膜蒸发（曲线的AB段），以及比较冷的液体冲来同表面相接触（曲线CDA段），是对热流密度作出主要贡献的两个阶段．

库珀[19]指出：这种液体薄层只是在低压下才是重要的．对于水、碳氢化合物和深冷剂这类流体，在1大气压以上时，汽泡的长大是受热力学控制的，而不是受动力学控制的，因而液体薄层不会明显影响汽泡的长大和传热．

当欠热度高的液体在加热表面上发生沸腾时，起支配作用的可以是不同的过程．卡莫[20]从照片上观测到，在欠热液体内的表面上形成的汽泡前面，向外流出一些长长的热液体"射流"．布朗[11]根据欠热度高的液体内的传热测量和照片提出假设：由于汽泡热侧的蒸发和冷侧的冷凝，在汽泡周围存在一个不大的温差．这导致汽泡外缘的表面张力稍有降低，使界面发生很大的移动，它又引起周围液体大的流动，从而形成观测到的"射流"．这样汽泡似乎引起了被热表面加热的强烈的对流流动．这个过程叫做热毛细现象[11]．它对强迫对流欠热沸腾的影响最为强烈，毫无疑问，在所有其它情况下，它的影响也总是存在的，只是程度不同而已．

热毛细现象可以促使迅速消除汽泡下面的薄液体层（图5-5 b），缩短A点到B点的时间（图5-5 a）．除此之外，如在一些试验数据中观测到的，热毛细现象引起的对流可能要求壁面过热度超过方程（5-9）测算的数值．

上述的几种机理或许同时起作用，只是在不同工况下的传热过程中，每种机理的作用大小有所不同．各种机理起主要作用的范围至今还没有很好确定．

5.5 汽泡参量

对于能湿润加热表面的液体，许多作者研究了汽泡跃离加热表面时的尺寸．弗里茨（Fritz）[21]和沃克（Wark）[22]根据浮力和表面张力相等的条件获得了跃离直径的下列表达式：

$$D_b = C_d\beta[2\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2} \qquad (5\text{-}12)$$

式中 C_d 由实验确定，对于水和氢汽泡，它是 0.0148.

迈基克（Mikic）等[23]以及利恩（Lien）和格里菲思[24]用理论分析和实验方法研究了汽泡的长大．他们的结果清楚地表明：所有汽泡的长大在开始阶段取决于动力学过程，在后面几个阶段取决于热力学过程，即热传导支配着蒸发过程．迈基克等[23]证明：对于在 $T_w > T_{sat}$ 的壁面上长大到 $T_b < T_{sat}$ 的液体中去的汽泡，

$$dR^+/dt^+ = \{t^+ + 1 - \theta[t^+/(t^+ + t_w^+)]^{1/2}\}^{1/2} - (t^+)^{1/2} \qquad (5\text{-}13)$$

式中

$$R^+ \equiv RA/B^2; \quad t^+ \equiv tA^2/B^2$$

$$A \equiv [b(T_w - T_{sat})h_{fg}\rho_v/T_{sat}\rho_l]^{1/2};$$

$$B \equiv [(12/\pi)(\mathrm{Ja}^2 k_l/\rho_l c_l)]^{1/2}$$

$$\mathrm{Ja} \equiv (T_w - T_{sat})\rho_l c_l/h_{fg}\rho_v;$$

$$\theta \equiv (T_w - T_b)/(T_w - T_{sat})$$

这里对于在壁面上长大的汽泡，$b = \pi/7$．迈基克和罗塞诺夫[25]指出：两个汽泡形成之间的时间间隔可以近似表示为

$$t_w = \frac{\rho_l c_l}{\pi k_l}\left\{\frac{(T_w - T_b)R_c}{T_w - T_{sat}\{1 + [2\sigma(f_g)^{1/2}/R_c h_{fg}]\}}\right\}^2 \qquad (5\text{-}14)$$

式中 R_c 是空穴半径．迈基克等[23]对于不同参量值把方程（5-13）积分，积分时认为 $t = 0$ 时的汽泡半径 R_c 与汽泡长大

过程中的R值相比可以忽略不计．积分结果以曲线形式表示在图 5-6 上．

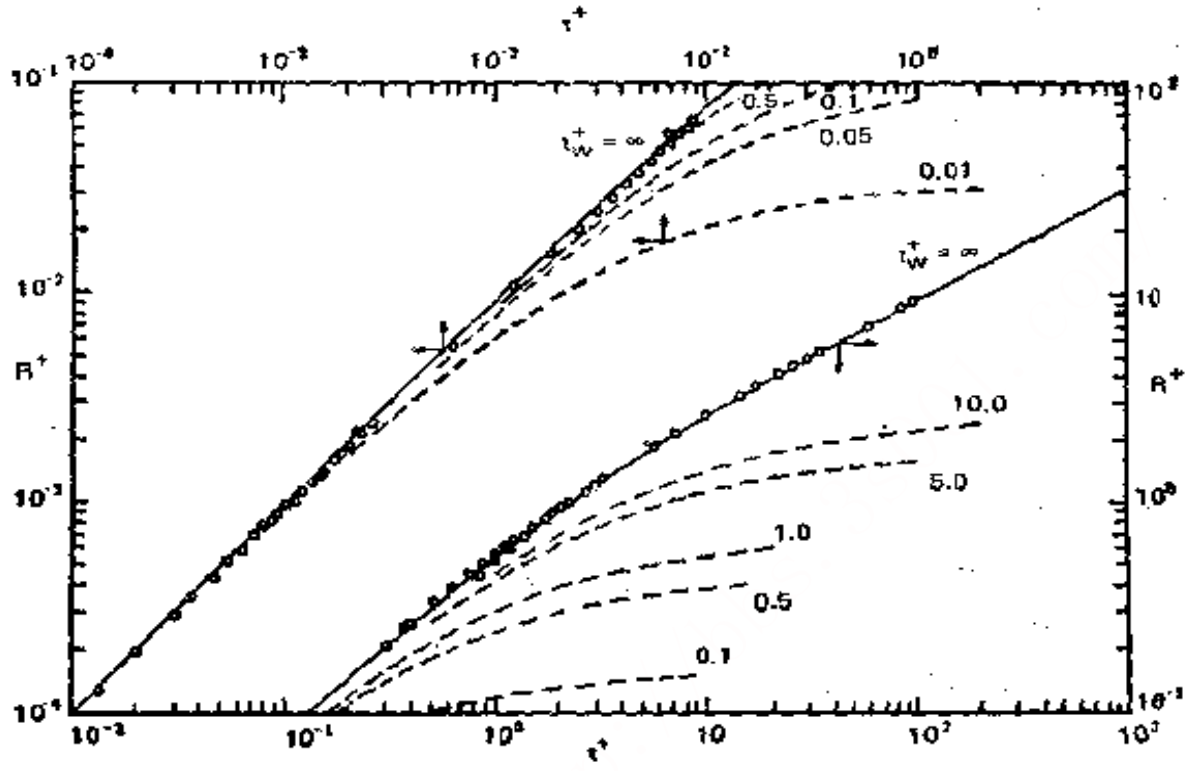


图 5-6　汽泡长大曲线与实验数据的比较[231]

—— 理论方程($t_w^+ = \infty$)；○　水的实验数据，压力范围 0.012—0.39 bar

当汽泡长大取决于动力学过程时，$t^+ \ll 1$ 和 $t_w^+ \gg t^+$．在这种情况下，方程(5-13)的积分给出下列结果：

$$R^+ = t^+ \tag{5-15}$$

对于汽泡长大取决于热力学过程的情况，$t^+ \gg 1$，此时方程(5-13)和图 5-6 上的曲线近似表示为

$$R^+ = (t^+)^{1/2} - \theta[(t^+ + t_w^+)^{1/2} - (t_w^+)^{1/2}] \tag{5-16}$$

如果在最初具有均匀过热度($t_w^+ \to \infty$)的液体内，汽泡从大于方程(5-4 a)给出的临界半径的初始半径开始长大，那么方程(5-13)的积分就得到

$$R^+ = \frac{2}{3}[(t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1] \tag{5-17}$$

此式对于汽泡长大的两种工况都是正确的．在这种情况下，A的表达式中的 $b = 2/3$．

对于汽泡长大取决于动力学过程的情况，$t^+ \ll 1$，方程(5-17)变成

$$R^+ = t^+ \tag{5-18}$$

这个解由雷利求得，它与方程(5-15)相同．

对于汽泡长大取决于热力学过程的情况，$t^+ \gg 1$，方程(5-17)变成

$$R^+ = (t^+)^{1/2} \tag{5-19}$$

这是普莱塞特（Plesset）和兹维克（Zwick）[26] 以及斯克里文(Scriven)[27] 得到的结果．

利恩和格里菲思[24]对过热水中的汽泡长大作了具有决定性的实验研究，其压力范围为 0.01—0.4 bar，过热度为 8.3—15.6 K，$58 < Ja < 2690$．对于低于 0.03 bar 左右的压力，汽泡整个长大期都处于动力学控制的区域内，此时 $R^+ = t^+$；对于高于 0.35 bar 左右的压力，动力学控制的区域只存在很短时间，实际上汽泡的全部长大都取决于热传导．对于这两个压力之间的情况，汽泡长大的初始阶段受动力学过程控制，较后的阶段受热力学过程控制．前者向后者的过渡发生在 $t^+ \approx 1$ 时．这个实验结果与方程(5-17)的测算相符．

在测定非均匀温度场的液体内汽泡长大的实验中，记录了汽泡长大的等待时间 t_w，尽管实验数据有限，但却与方程(5-15)的测算相符[25]．于较低压力下在加热表面上汽泡长大的实验数据是有的[28]，但没有观测 t_w 的值．这些数据低于由方程(5-17)测算的值，从而认为应该利用方程(5-13)和图 5-6，并认为等待时间 t_w 对实验数据的影响是很大的．

上述的解和结果都是对较低的压力而言的，此时 $p_v \ll p_l$．对于压力较高、汽泡长大受热力学控制的情况，斯克里文

证明：压力的影响（ρ_v/ρ_l 随着压力增高而增大）由图 5–7 上的曲线所表征，对于这些曲线有

$$R^+ = ct^+ \tag{5–20}$$

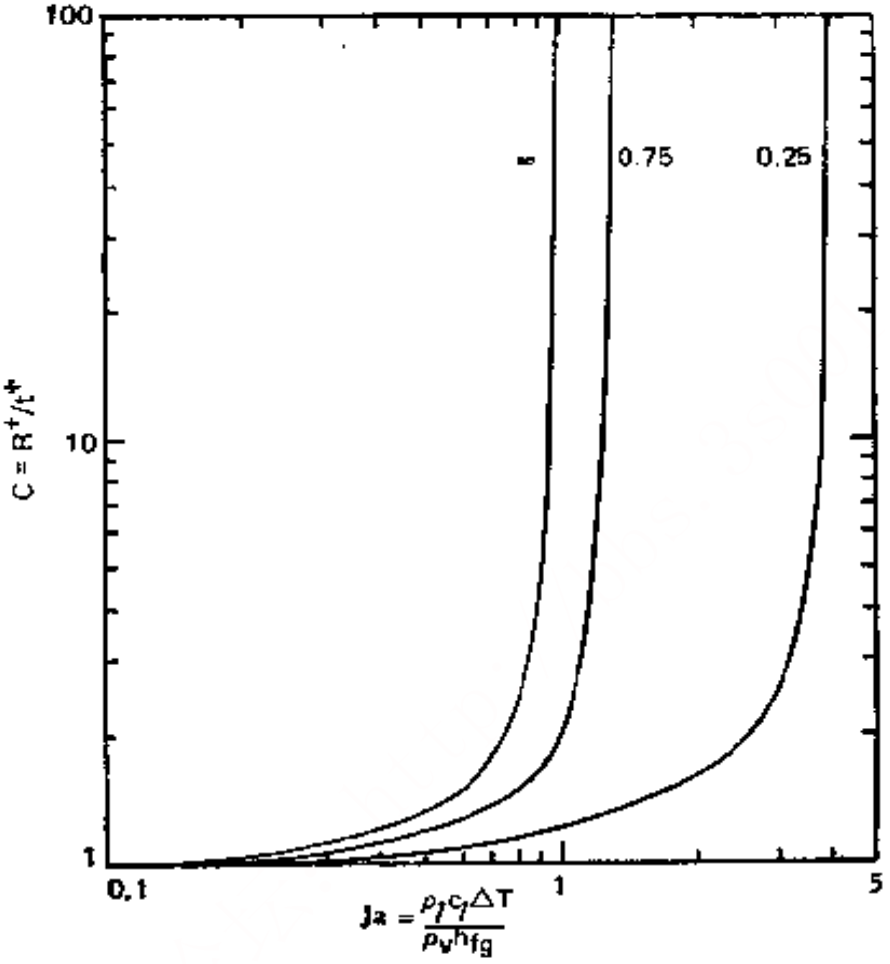


图 5–7　高压下汽泡的长大[27]，曲线上的数字表示 ρ_v/ρ_l 的值

由方程（5–12）算出的汽泡跃离直径与实验数据符合得不好．科尔（Cole）和罗塞诺夫[29]把许多种流体的跃离直径 D_b 的实验数据作了综合，其结果表示在图 5–8 上．两条曲线的直线部分（$p/p_c < 0.2$）由下列方程描述：

$$\begin{aligned} &\text{水：} && Eo^{1/2} = (1.5 \times 10^{-4})(Ja^*)^{5/4} \\ &\text{其他流体：} && Eo^{1/2} = (4.65 \times 10^{-4})(Ja^*)^{5/4} \end{aligned} \tag{5–21}$$

式中

$$Eo = g(\rho_l - \rho_v)D_b^2/\sigma, \quad Ja^* = \rho_l c_l T_{sat}/\rho_v h_{fg}$$

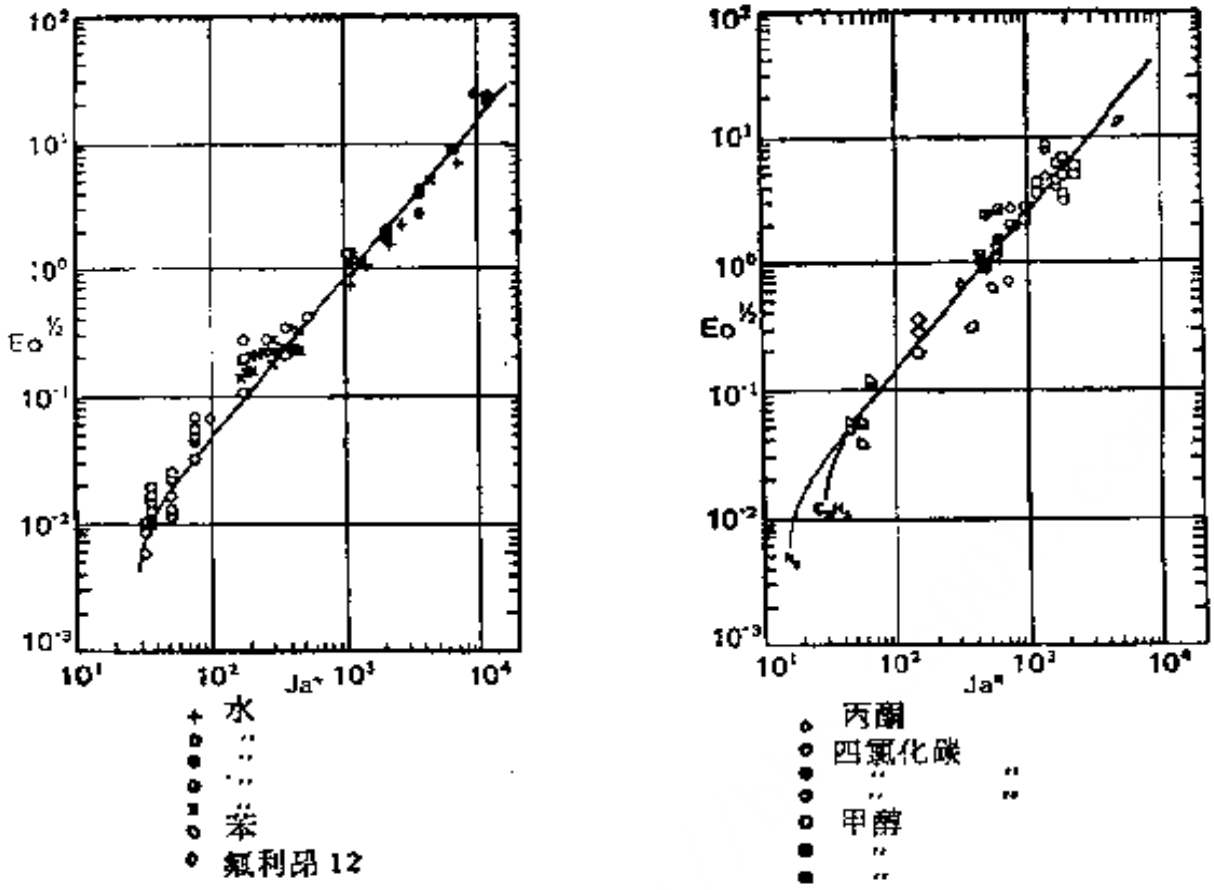


图 5-8　左：水的跃离直径关系式[29]；
右：其他流体的跃离直径关系式[29]

具体到深冷剂的情况，(5-21)的第二个方程与液氮实验数据符合得很好.

关于加热表面上汽泡长大频率的计算，至今还没有很好的方法. 雅各布和林克（Linke）建议对于液氢和水的汽泡采用 $fD_b = 280\text{m/hr}$. 其后朱伯（Zuber）[30]以及皮布尔斯（Peebles）和加伯（Garber）[31]得到

$$fD_b = 0.36[t_c/(t_c + t_w)][\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_l^2]^{1/4} \quad (5\text{-}22)$$

科尔[32]根据实验数据指出：$0.36[t_c/(t_c + t_w)]$ 在 0.046 到 0.426 之间变化，这就引起了对方程(5-22)正确性的严重怀疑.

后来，艾维（Ivey）[33]证明汽泡跃离频率同直径的关系取

决于汽泡长大的工况：对于动力学控制区域，$D_b f^2$ = 常数；对于热力学控制区域，$D_b f^{1/2}$ = 常数．在其中间区域，f 的指数从 2 变到 1/2．

迈基克等[32]对热力学控制工况的分析得到了下列关系式：

$$D_b f^{1/2}/2\mathrm{Ja}(\pi\alpha_l)^{1/2} = [t_c/(t_c + t_w)]^{1/2} + [t_w/(t_c + t_w)]^{1/2} - 1 \tag{5-23}$$

式中 t_c 是汽泡附着在壁上的接触时间，t_w 是等待下一个汽泡出现的时间，因而 $(t_c + t_w) = \frac{1}{f}$．在 $0.2 < t_c/(t_c + t_w) < 0.8$ 的范围内，这个关系式变成

$$D_b f^{1/2} = \frac{3}{4}(\pi\alpha_l)^{1/2}\mathrm{Ja} \pm 10\% \tag{5-24}$$

在动力学控制的工况下，科尔[34]建议采用

$$D_b f^2 = \frac{4}{3} g(\rho_l - \rho_v)/C_{\text{阻力}}\rho_l \tag{5-25}$$

对于大气压力下的水蒸汽，$C_{\text{阻力}} \approx 1$，$\rho_v \ll \rho_l$，上式简化为

$$D_b f^2 = 1.32g \tag{5-26}$$

f 随 D_b 变化的实验数据不够广泛．上面这些关系式只能认为是近似的．

强迫对流对 D_b 和 f 的影响还没有很好确定．库莫特萨斯（Koumoutsus）等[35]指出：D_b 随速度增加接近于线性地减小．一般的计算方法现在还没有．

如果 q/A 增加，激活的起泡空穴数目也就增加．斯塔尼舍夫斯基（Staniszewski）[36] 得到

$$q \propto n^m \tag{5-27}$$

对于小 q，式中的 $m = 1$；对于大 q，m 减小到 $\frac{1}{2}$ 左右．

5.6 影响池内沸腾实验数据的因素

在这一节里，我们介绍一些实验观测结果，它们表明了改变各个物性的数值和工况对池内沸腾的影响。除非另有说明，否则所有讨论的数据都系对能够湿润加热表面的液体而言。

压力和温度差对所有沸腾工况都有显著的影响。图 5-9 表示出了有代表性的正戊烷数据。在参考文献[37]中给出了类似的氖数据。现在我们来研究图 5-10 上曲线所表示的空穴尺寸分布（尺寸处在特定范围内的空穴数目随空穴直径的变化）。被激活的第一个空穴的直径，近似等于由图 5-4 上相切点算出的值。于是根据方程(5-27)，当 q 增大时，因为直径比 $D_{临界}$ 大和比它小的空穴都存在（图 5-10），所以 n 一定增

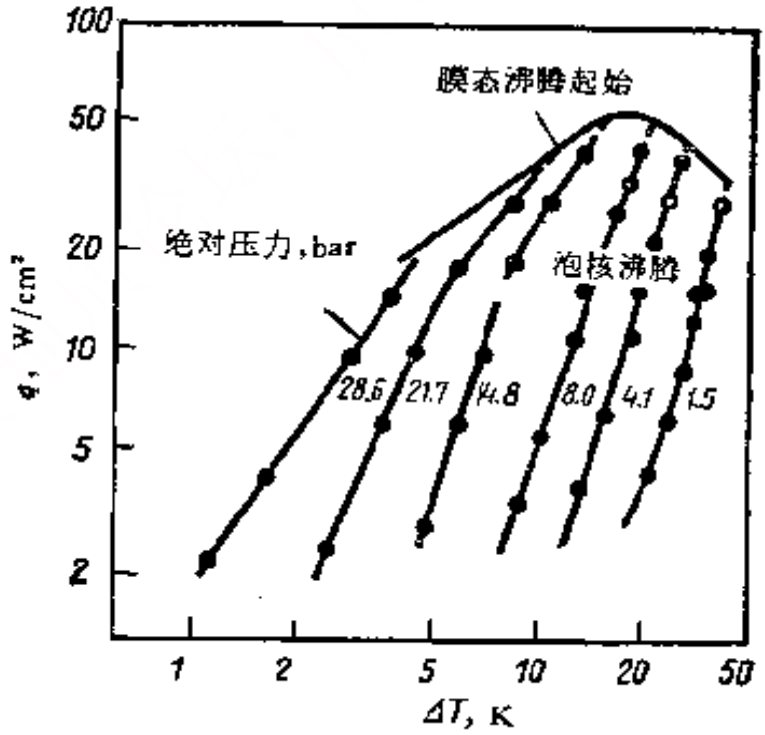


图 5-9 压力对正戊烷池内沸腾曲线的影响[52]

加，即一定有更多的空穴被激活．如图 5-4 所示，这要求更大的壁面过热度．

为了与新的热流密度相适应，激活的起泡点要增加到足够数量，而 $\lg q$ 随 $\lg\Delta T$ 变化的曲线斜率就表示这一增加所需的 ΔT 变化量．虽然大多数情况下的斜率在 3 左右，然而也曾观测到，对于污染的表面此斜率值低到 1，而对于清洁的抛光表面此斜率值高达 25 左右． 实际的斜率取决于起泡空穴的尺寸和形状的分布(图 5-10)．

格里菲思和沃利斯[8] 取得了激活的起泡点数目随壁面过热度变化的实验数据，并且由方程(5-5)计算了对应于壁面过热度的汽泡半径．他们把相同表面上水、甲醇、乙醇沸腾的实验数据作图，取得了激活的起泡点数随这个半径变化的单根曲线，这表明该表面的确存在着空穴尺寸的特征分布（图 5-10)．

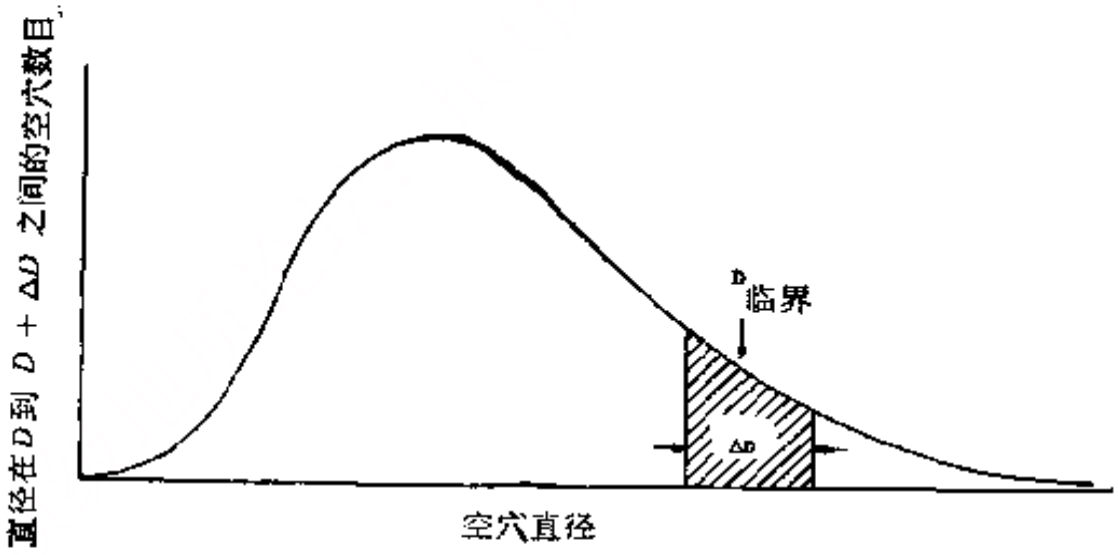


图 5-10 空穴尺寸的分布

5.6.1 压力的影响

将池内沸腾的热流密度随壁面过热度变化的数据作图，

给出了如图 5-9 所表示的曲线. 压力愈高，数据点的过热度愈小. 为了解释这个向较低壁面过热度移动的现象，重要的是注意这样一个事实：对于所有流体，由方程 (5-4) 算出，当压力增高时，使给定尺寸的空穴激活所需的 ΔT_{sat} 值变小.

5.6.2 表面条件的影响

5.6.2.1 表面光洁度的影响

不出所料，表面光洁度可以使沸腾曲线发生明显位移，这可能是因为表面光洁度的变化改变了空穴尺寸的分布曲线 (图 5-10). 科蒂和福斯特[3]做了最早一组研究这一影响的实

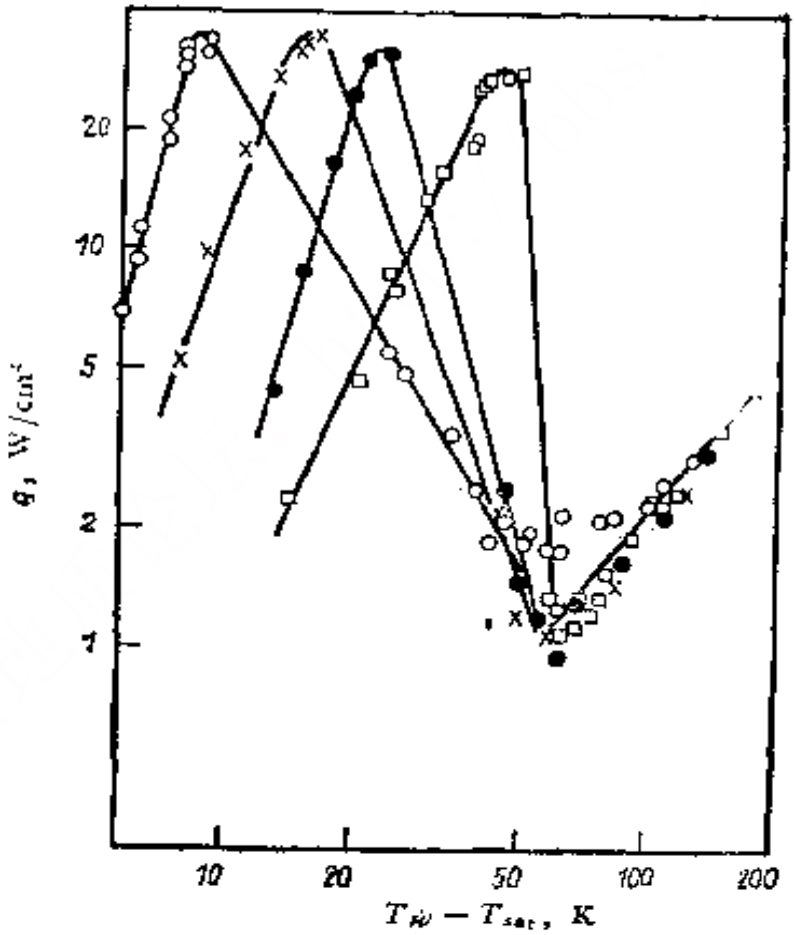


图 5-11 铜-戊烷的实验结果：粗糙度的影响[4a]
表面光洁度：○ 研磨度 F；× 金刚砂 60；
● 金刚砂 320；□ 镜面抛光

验. 图 5-11 表示出了一些典型结果.

较粗糙表面的数据位于左边，即在较小壁面过热度范围内，据估计，这是因为在较平滑的表面上，激活的空穴尺寸比较小.

5.6.2.2 表面老化的影响

实验表明，对于给定的 q，老化后的表面需要有较大的 ΔT. 在金属表面上，可能由沸腾液体形成锈垢或沉积物，也可能因氧化或其他化学反应而形成薄膜.在所有这些情况下，存在的空穴都可能缩小，从而使它激活所需的过热度提高.

5.6.2.3 表面涂层或沉积物的影响

除了上述与老化有关的影响以外，穿过涂层或沉积物的热传导显然将产生一个温降. 因为涂层可能很薄，它们的物性又不知道，所以将沸腾数据作图时，这个附加温差一般都包括在 ΔT 内. 把这个恒定的传导热阻包括进来，使得 q 随 ΔT 变化的曲线更向右移，其斜率比清洁表面的更小. 对于具有不同涂层的表面，各曲线之间比图 5-11 上的曲线离散得更厉害.

5.6.3 溶解气体的影响

溶于水中的不凝气体往往会从热表面附近的溶液内跑出来. 一般来说，这种现象倾向于使 q 随 ΔT 的变化曲线向左移动，从而使 $q_{临界}$ 值降低.

图 5-12 表示出了含有气体的新鲜液体由于强迫对流而源源不断流向加热表面情况下的实验结果. 在大大低于正常沸点的温度下汽泡就可能出现，而多半是热毛细现象引起的附加对流将造成如图所示的较高热流密度.

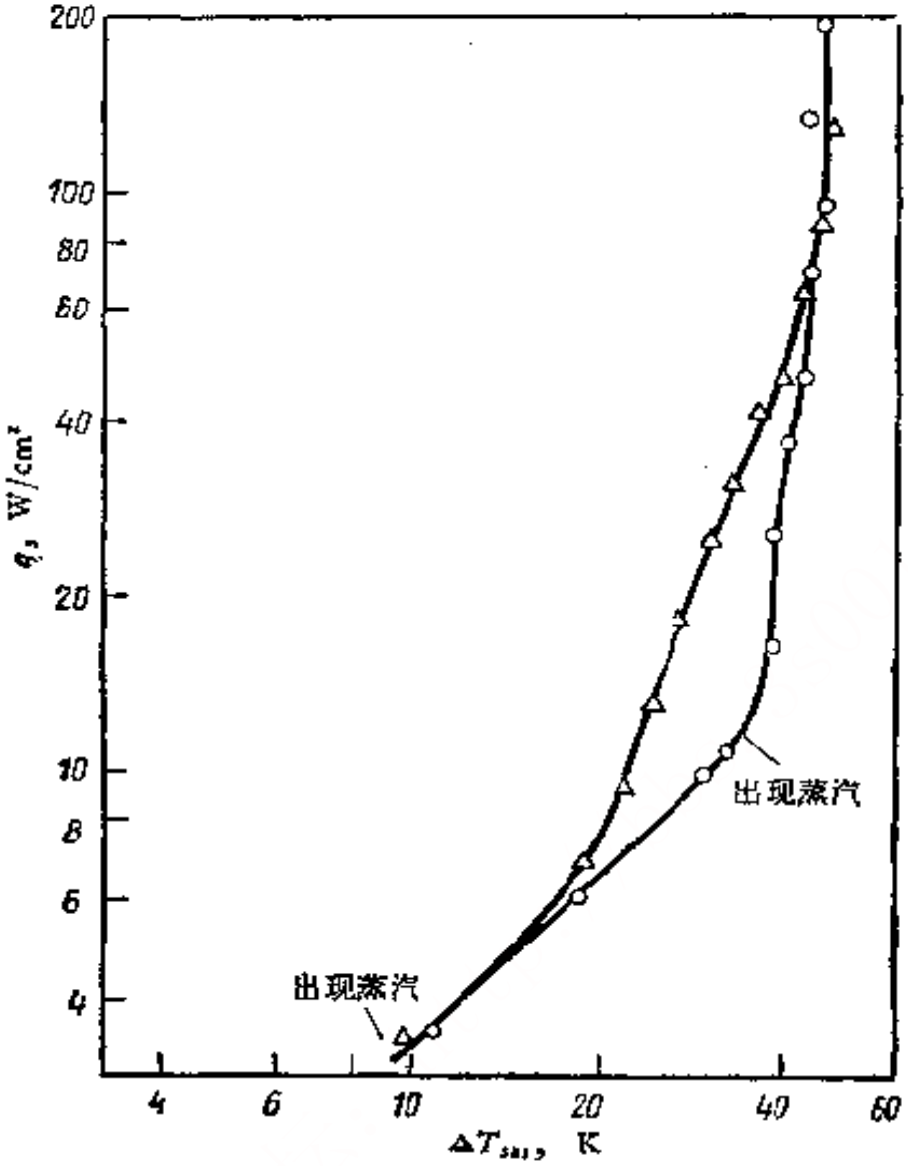


图 5-12　溶解气体对沸腾曲线的影响[70]

压力6.2 bar；水温 405 K；速度 0.3 m/s；○　压缩水蒸汽，0.3 c m³/l，实验号 9M；△　压缩空气，69 cm³/l，实验号 15 M

图 5-13 表示池内沸腾的实验结果。假设表面经过喷砂后有空气存留在起泡空穴内。在加热开始之后过了一段时间，随着气体被汽泡从空穴内携带出来，沸腾曲线往右移向较大的 ΔT。还有一个有趣的现象看来也与起泡空穴内存留气体有关，它就是称作崩沸的一种不稳定沸腾[7,38]。到现在为止，只是在液态金属沸腾中观测到这种沸腾。

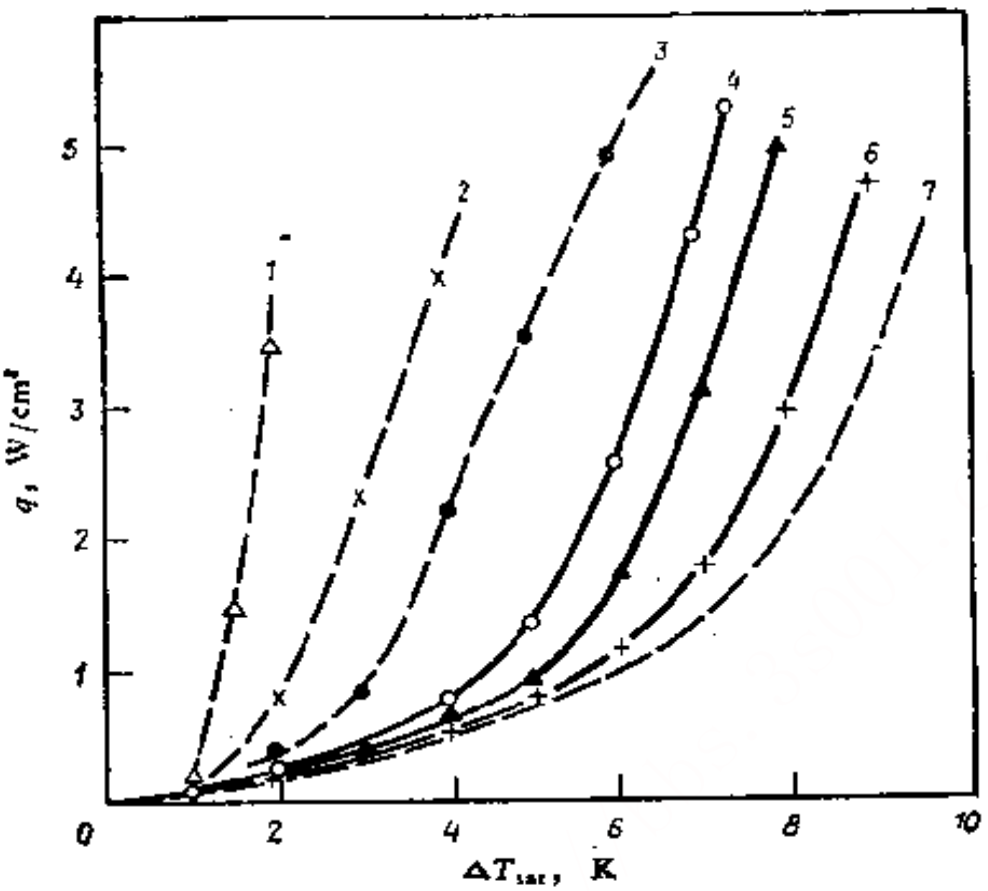


图 5-13　表面喷砂对池内沸腾的影响[7,13]

1——具有沟槽型粗糙度的表面；2——沸腾 4 小时后留在水中 24 小时；3——沸腾 8 小时后留在水中 24 小时；4——长期使用而氧化的表面；5——重新喷砂处理；6——更长期使用之后；7——光滑的镀铬表面

5.6.4　滞后现象

在自然对流工况下，当 q 增加时壁温的突增，以及沸腾起始后 ΔT 显著下降的现象，通常叫做滞后效应. 使用液态金属时这种壁温的突增比较明显，特别是对于能非常好地湿润几乎所有固体表面的碱金属来说更是如此. 湿润会使一些空穴不起作用，这一点已在对图 5-1 c 的讨论中谈过.

在使用非金属液体时，很少发生这种壁温突增现象，因为表面上通常存在的是图 5-1a 上所表示的那种空穴，它们甚至

在系统冷却之后仍然是起作用的空穴。 在非金属液体情况下，如果一部分空穴变得不起作用，壁温突增这种滞后现象也可能发生；然而，在泡核沸腾区域内降低热流密度时，实验数据表明，沸腾曲线向自然对流工况的过渡是很平滑的。 图 5-14 证明使用深冷流体时观测到的也是这种典型性状。

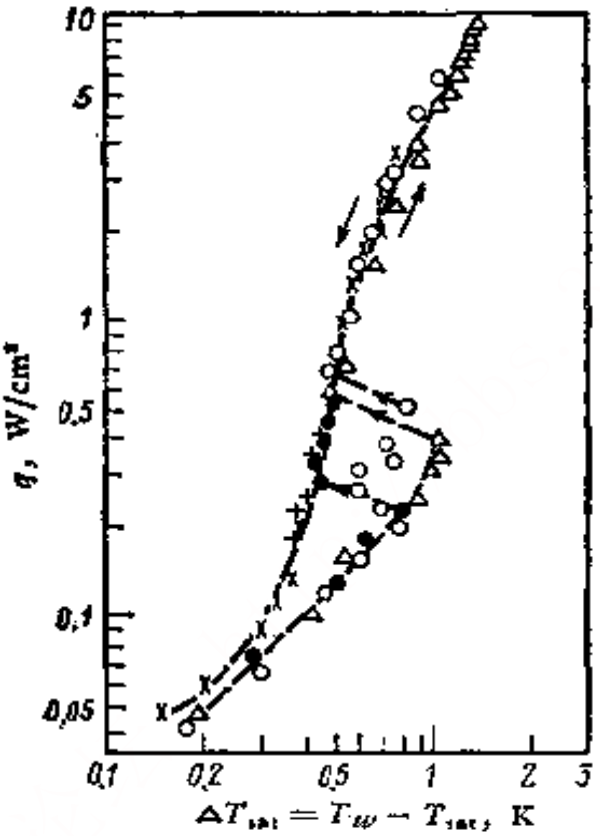


图 5-14 液氖池内泡核沸腾时很低热流密度下的滞后现象[37]
(绝对压力 4 bar)

● 一次幂增加；+ 一次幂减少；○ 二次幂增加；
× 二次幂减少；△ 三次幂增加

5.6.5 加热表面的尺寸和方位

加热丝的尺寸或方位对泡核沸腾区域内 q 随 ΔT 的变化曲线的影响似乎很小。然而几何形状的影响在不沸腾自然对流区域内是显著的。 该区域位于沸腾曲线的左边，可以用一

般的单相自然对流数据进行计算。在膜态沸腾工况下，几何形状也影响实验数据，加热丝直径比较小的沸腾曲线处在靠左的位置。

5.6.6 搅拌

搅拌(例如用螺旋桨)的影响十分类似于图 4-7 上所示的速度影响。较大转速下的曲线位于图上较高处。这个影响首先由奥斯汀 (Austin)[39]，其后由普拉马克 (Pramuk) 和韦斯特沃特 (Westwater)[40] 作了研究。另外，随着转速的增加，临界热流密度也增大。至今还没有任何人着手整理这方面的数

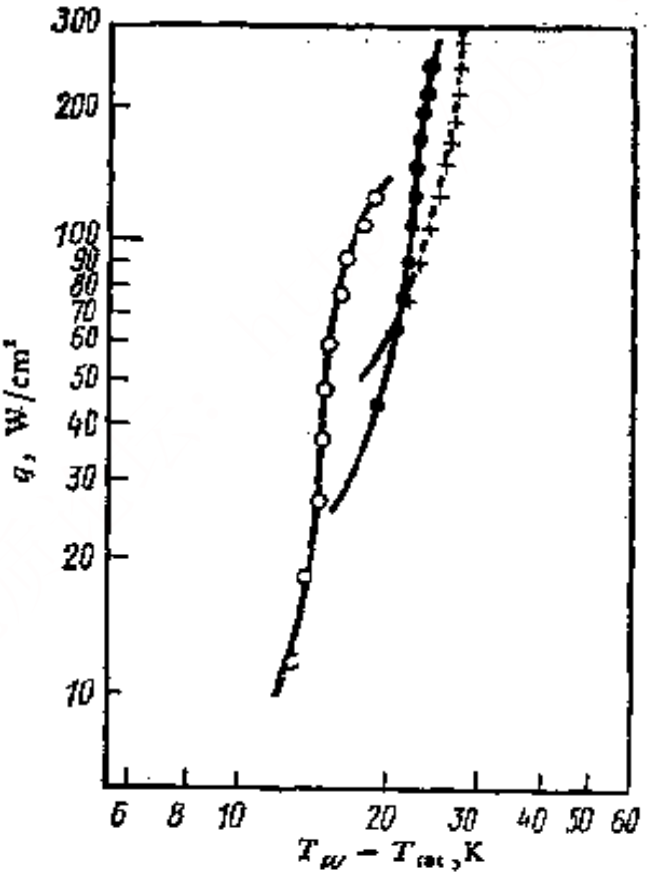


图 5-15 欠热度对池内沸腾的影响[9]

不锈钢管在 60 升水中的池内沸腾；p = 2 bar

○ $T_{sat} - T_b = 1.7$K；● $T_{sat} - T_b = 39.5$K；

+ $T_{sat} - T_b = 83$K

据，因为该影响与搅拌器的形状、尺寸和位置都有很大关系.

5.6.7 欠热度

欠热度对沸腾曲线位置的影响似乎取决于对流系统的几何形状.图 5-15 表示出了在直径 0.16 cm 的不锈钢管上水沸腾的实验数据. 图上当欠热度增加时，沸腾曲线向右移动.曲线左边是自然对流区域，对于这个区域来说，在相同的 $(T_w - T_{sat})$ 下，对于较大的欠热度应有较高的 q. 然而，用水平放置的 10.8×10.8 cm 和厚 0.42 cm 的尼赫罗姆*加热平板作的实验结果[41]却与此相反——当欠热度增加时，沸腾曲线反而向左移动. 参考文献[9]和[41]中的结果之间存在差别，其原因可能是对流系统的几何形状不同，或者可能是表面的起泡条件不同.

5.6.8 不湿润表面

当液体不湿润加热表面时，就会形成很大的蒸汽泡，它们把很大一部分加热表面覆盖起来[42,43]. 结果，为了传递给定的 q 所需的 $(T_w - T_{sat})$ 值大大增加. 这种表面的临界热流密度也会减小到 $\frac{1}{10} - \frac{1}{20}$.

5.6.9 重力场

在美国国家航空和宇航局的实验室里，西格尔(Siegel)和尤西斯金 (Usiskin)[44] 拍摄了浸没在一烧杯水中的带状加热器自由降落情况的照片，并报道了这些结果. 在所有情况下，其热流密度都是使得在标准重力场中产生的是泡核沸腾工

* 一种镍铬合金.——译者注

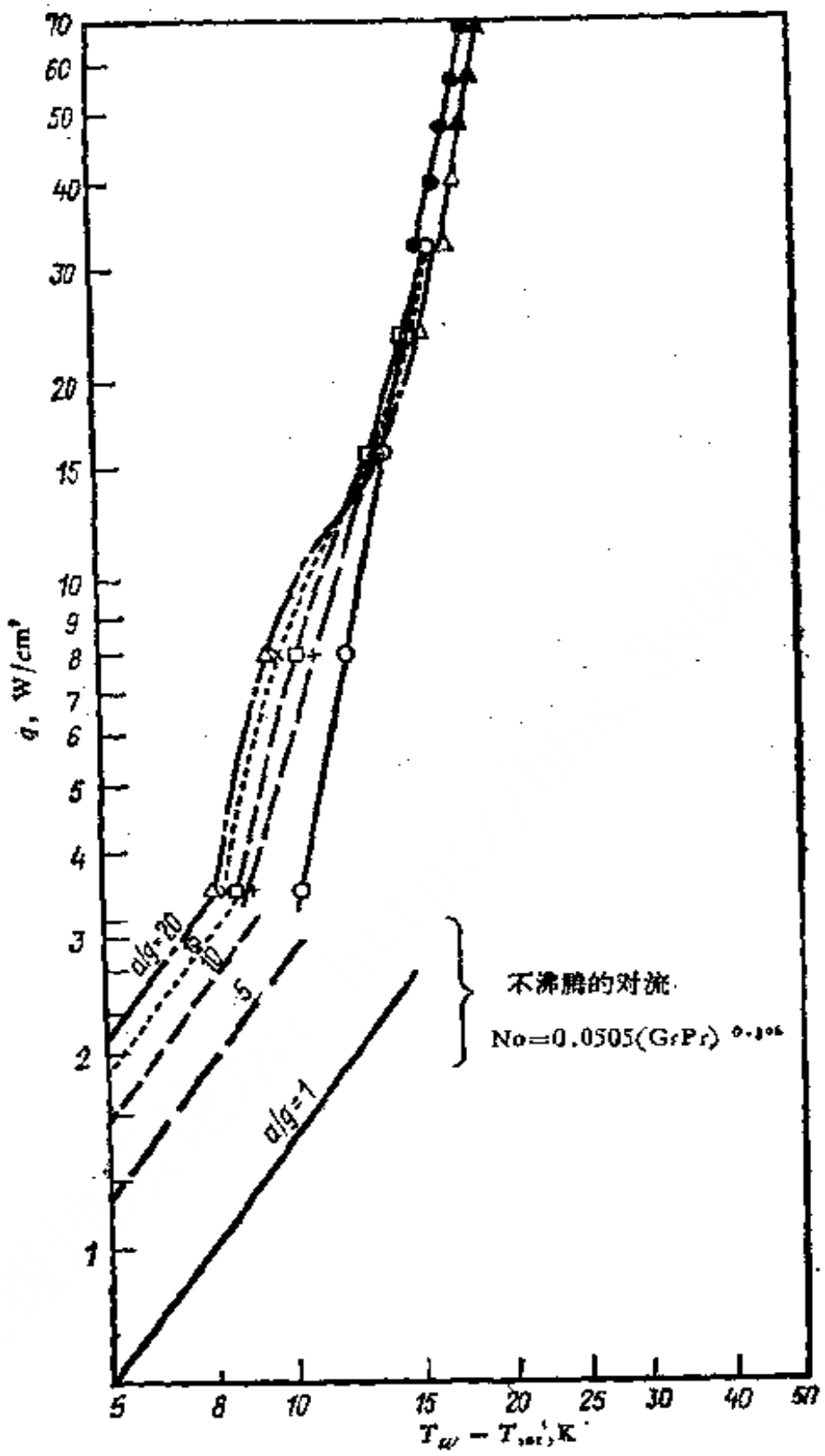


图 5-16　垂直于加热表面的系统加速度对对流和池内沸腾的影响[45]

饱和水的池内沸腾实验数据:

○ $a/g = 1$; + $a/g = 5$; □ $a/g = 10$; × $a/g = 15$; △ $a/g = 20$.

科斯特洛 (Costello) 的数据:

● $a/g = 1$; ▲ $a/g = 20$

况．在较低热流密度和自由降落的条件下，汽泡一面长大，一面仍然贴附在加热带上．在较高的热流密度下，在加热带周围形成很大的蒸汽泡．这使人推想到在 $g = 0$ 的条件下泡核沸腾实际上是不存在的．

其后，西格尔和尤西斯金给自由降落系统加上很小一点摩擦阻力，使加速度提高到大约 0.09 g．他们口头报道说：在这些条件下，似乎在整个降落期间都保持泡核沸腾．这表明只需要很小的重力场就可以维持泡核沸腾．

默特（Merte）和克拉克[45]报道了放在池底部的加热表面上的测试结果．该系统放在离心机上旋转，使得合加速度垂直于该表面．在他们的沸腾实验中，加速度变化范围是 1—21 g，这些实验结果重画在图 5-16 上．从图上看，在较高热流密度下，加速度对 q 随（$T_w - T_{sat}$）的变化曲线的位置似乎只有很小的影响．在较低热流密度下，曲线的位移大概是由迭加的自然对流的影响造成的．

5.7 沸腾实验数据的综合

造成泡核沸腾的温差（$T_w - T_{sat}$）是不大的，只有 0.5—55 K．在许多实际应用中，这个热阻不是头等重要的，因此，这个温差的数量级是很有用的．图 5-17 综合了不同的有机流体和表面的泡核沸腾实验数据[46]．图 5-17 上 276 个数据点的实验条件是下列情况的不同组合：

1．液体：丙酮、苯、异丁醇、正丁醇、二硫化碳、四氯化碳、(二)乙醚、联苯、乙醇、醋酸乙脂、氟利昂 12_R、氟利昂 113_R、庚烷、正已烷、深冷剂、甲醇、甲基三氯甲烷、正戊烷、异丙醇、苯乙烯、间(位)联三苯、邻(位)联三苯、甲苯．

2．表面：黄铜、铬板、铜、金、因科镍合金、镍板、铂、不锈

钢、珐琅、锌(晶体)。

3. 表面处理：不处理；36 号、60 号、120 号、150 号、200 号和 320 号磨料磨光；镜面抛光；酸洗和钢棉清洗；退火和不退火；新鲜的和老化的。

4. 几何形状：直径为 0.013—3.8 cm 的圆柱体(水平和垂直)；直径为 1.9—9.5 cm 的圆盘(垂直、水平、面朝上)；1.9×1.9 cm 和 1.9×10 cm 的平板(垂直、水平、面朝上和面朝下)。

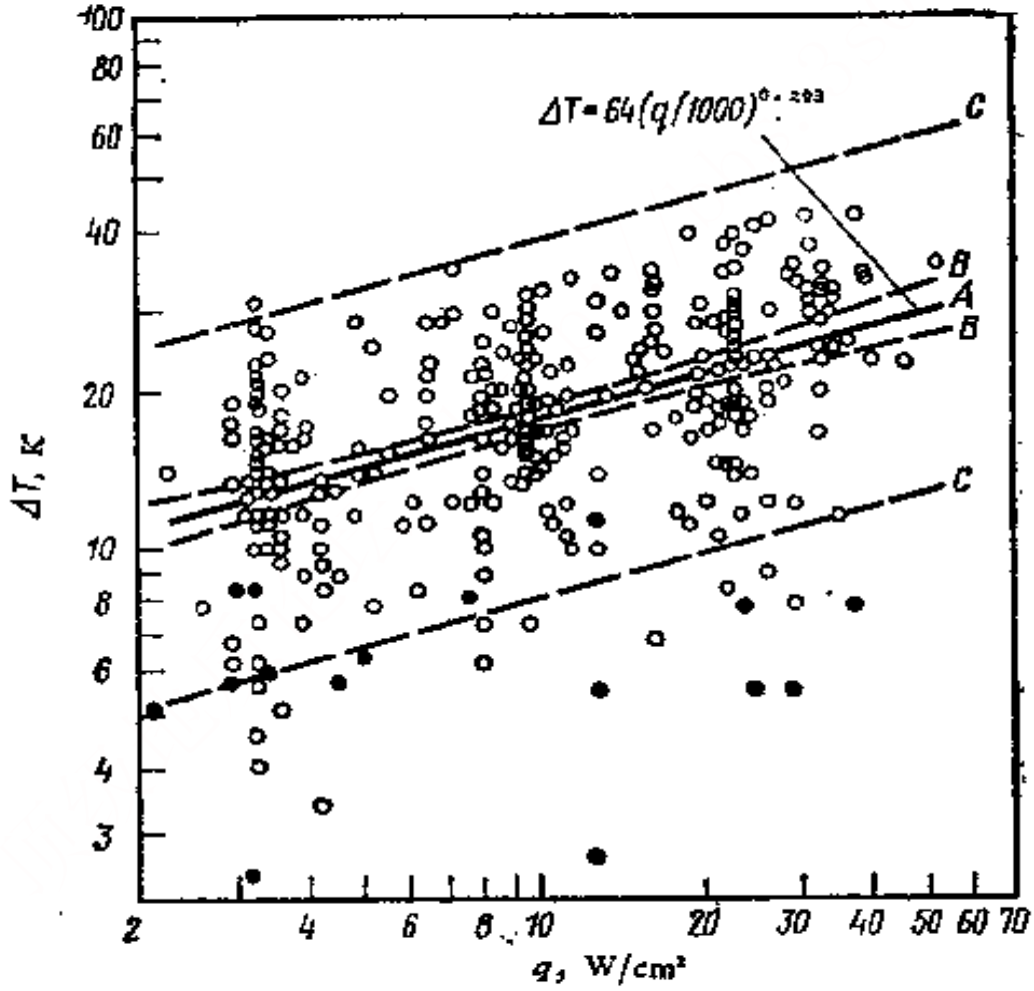


图 5-17　大气压力下有机液体和深冷剂的池内泡核沸腾

○　有机液体；●　深冷剂；*A*——回归线；*B*——回归线的 95%置信极限线；*C*——由回归分析测算的 ΔT 值之 95% 概率极限值[140]

5.8 池内沸腾传热实验数据的关系式

人们早就试图把池内沸腾传热数据整理成关系式。这里不谈各种形式的关系式的逻辑推导，只介绍一些研究者提出的方程，并就它们的适用范围作一些说明。

当研究图 5-11 和图 5-13 时，会不可避免地得出结论：任何一个关系式，如果只包括某种流体(液相或汽相)的物性，那它就不可能对所有流体都是"通用的"，就这一点来说，它对任何指定的流体也不是通用的。当固体表面的特性发生变化时，至少必须改变系数的数值（甚至有可能改变其指数值）。比方拿图 5-11 上的数据来说，它们都是在同样的流体条件下得到的，只是固体表面条件有所改变，可差别却相当大。这个问题不能过分强调，否则会在沸腾传热的研究中引起很大混乱。目前在任何一个关系式中还没有令人满意的方法能定量计及固体表面的影响。尽管如此，一些研究者还是提出了具有固定系数值的关系式。目前能够达到的最好水平是：对于给定的流体和固体表面，把压力的影响也综合进去。

人们提出的许多关系式，都是先分析简化的沸腾模型引出一些无因次组，然后推导出来的。各种形式的汽泡努塞尔数、汽泡雷诺数和普朗特数出现在这些方程中。较早的一个关系式[47]采用了这样一些无因次组，其中包括由方程(5-12)给出的特征直径 D_* 所提出的方程为

$$\frac{c_l(T_w - T_{sat})}{h_{fg}} = C_{sf}\left\{\frac{q}{\mu_l h_{fg}}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{1/2}\right\}^r\left(\frac{c_l\mu_l}{k_l}\right)^s \tag{5-28}$$

式中 C_{sf} 对不同的流体-加热表面组合应取不同的值。由图 5-18 a、5-18 b 或图 5-19 看出，指数 $r = 0.33$。取纵坐标的

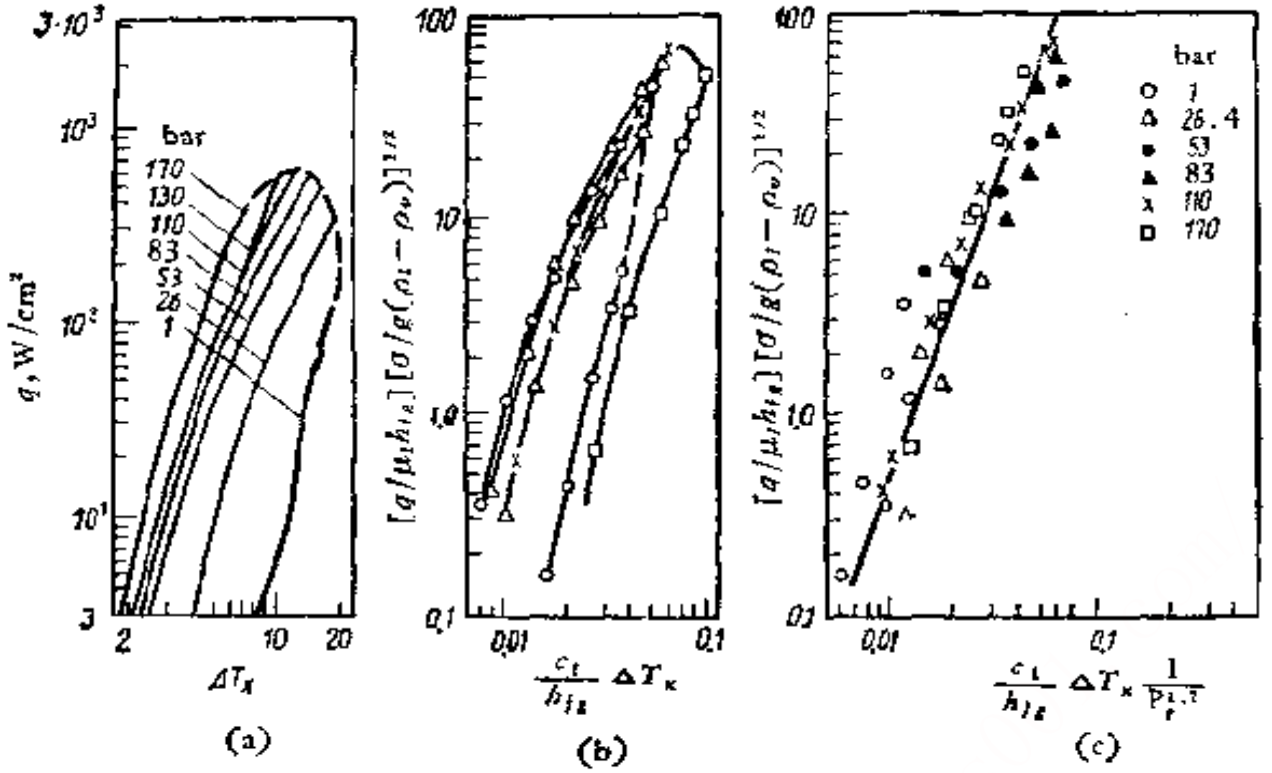


图 5-18　水泡核沸腾实验数据的关系式[47]

加热丝是直径 0.6 mm的铂丝．图 5-18 (c)中实线为

$$\frac{c_l}{h_{lg}}\Delta T_K = 0.013\left\{\frac{q}{\mu_l h_{lg}}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}\right]^{1/2}\right\}^{0.33}\left(\frac{c_l\mu_l}{k_l}\right)^{1.7}$$

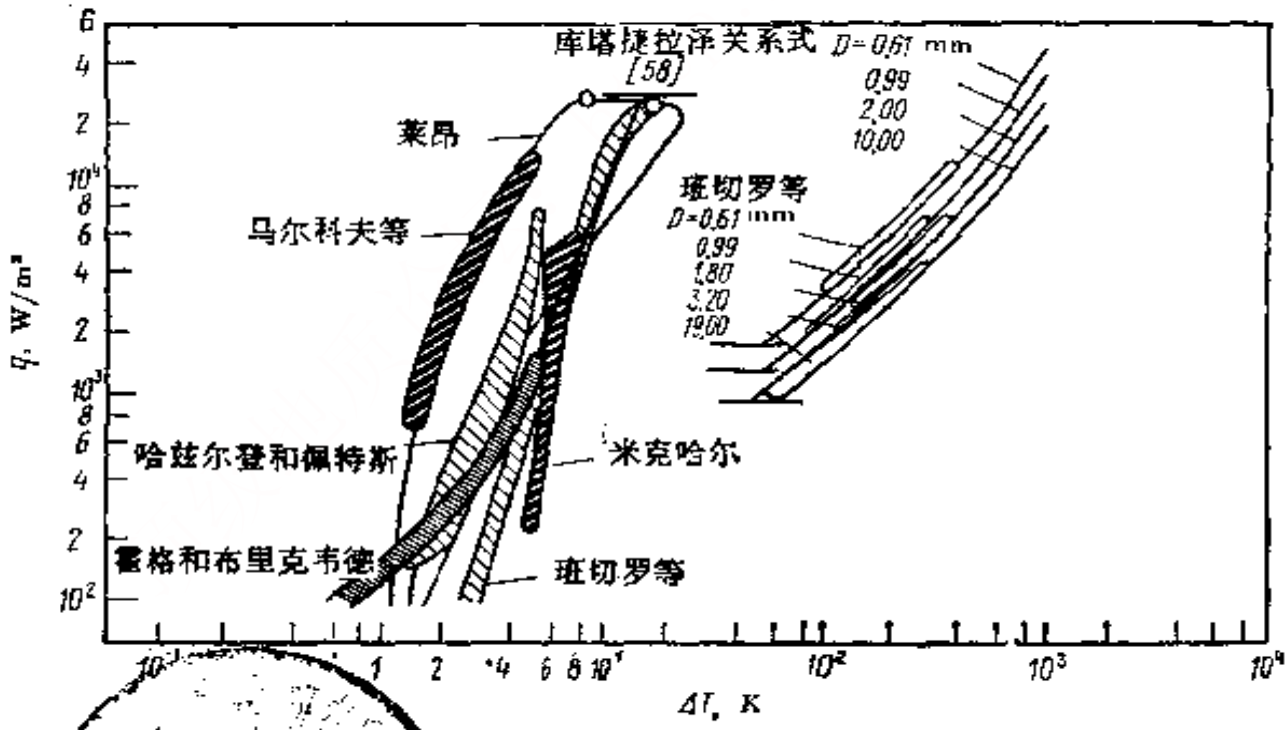


图 5-19　在大气压力下液氧的池内泡核沸腾和池内膜态沸腾的实验数据与库塔捷拉泽和布林（Breen)–韦斯特沃特计算公式的比较[63]

膜态沸腾最低热流密度点根据林哈德（Lienhard）和翁（Wong)的关系式或者朱伯等的关系式求得．

○ 临界热流密度的实验值；—— 临界热流密度的计算值

几个常数值，画出 $c_l\Delta T/h_{lg}$ 随 Pr 变化的曲线，结果表明：对于水 $s=1.0$，而对于所有其它流体 $s=1.7$。最终的关系式表示在图 5-18 c 上，其 $C_{sf}=0.013$，数据的散度大约为 ±20%。其它数据也可以这样整理，它们的结果表示在表 5-3 上。

表 5-3 $r=0.33$ 的关系式 (5-28)中的常数值

流体-表面组合	C_{sf}	s
水-镍[45]	0.006	1.0
水-铂[49]	0.013	1.0
水-铜[49]	0.013	1.0
水-黄铜[51]	0.006	1.0
CCl_4-铜[51]	0.013	1.7
苯-铬[52]	0.101	1.7
正戊烷-铬[52]	0.015	1.7
乙醇-铬[52]	0.0027	1.7
异丙醇-铜[51]	0.0025	1.7
35%K_2CO_3-铜[51]	0.0054	1.7
50%K_2CO_3-铜[51]	0.0027	1.7
正丁醇-铜[51]	0.0030	1.7

应该强调指出：为了求得关系式，或者在使用方程(5-28)时，选取流体物性的准确数值都是十分重要的。此外，加热表面应该是清洁的。加热表面上有污物或沉积物都可能改变曲线的相对位置和斜率，从而不仅改变了 C_{sf}，而且也改变了 r 和 s。还应该注意：方程 (5-28) 包括了 $g^{1/6}$ 项，它来自 D 的表达式即方程 (5-12)。如图 5-16 所示，g 对沸腾曲线的位置似乎没有影响，因此，在方程 (5-28) 中应该采用 $|g|=|g_0|$。

以后，福斯特 (Forster) 和朱伯[53]采用了类似的无因次组，但是，在雷诺数中取 $\dot{R}R$[R 由方程 (5-21) 求得]作为速

度与特征尺寸的乘积．在努塞尔数中取 $2\sigma/\Delta p$ 作为特征尺寸．

福斯特和格雷夫 (Greif)[54] 修正了福斯特-朱伯方程，他们不是令 Δp 与 ΔT 的关系为线性变化，而是提出了下列方程：

$$\frac{q}{h_{fg}\rho_v}\left(\frac{2\sigma}{a\Delta p}\right)^{1/2}\left(\frac{\rho_l}{\Delta p}\right)^{1/4}=C_2\left\{\frac{\rho_l}{\mu}\left[\frac{c\rho_l(\pi\alpha)^{1/2}T_{sat}}{(h_{fg}\rho_v)^2}\Delta p\right]^2\right\}^{5/8}\mathrm{Pr}^{1/3} \tag{5-29}$$

式中 C_2 建议采用 0.0012，它是根据水在 1 和 50 bar、正丁醇在 3.4 bar、苯胺在 2.4 bar 以及汞在 1 和 3 bar 下的实验数据求得的．方程 (5-29) 可以写成下列形式，它近似描述了实验数据：

$$q=K_{sf}\left(\frac{ac\rho_l T_{sat}}{h_{fg}\rho_v\sigma^{1/2}}\right)\left[\frac{cT_{sat}(\alpha)^{1/2}}{(h_{fg}L\rho_v)^2}\right]^{1/4}\left(\frac{\rho_l}{\mu}\right)^{5/8}\mathrm{Pr}^{1/3}(\Delta p)^2 \tag{5-30}$$

根据有限的实验数据建议 K_{sf} 值采用 4.3×10^{-5}．最近将这个方程与其他实验数据作了比较．对于西切利 (Cichelli) 和博尼拉 (Bonilla) 的乙醇-铬实验数据[52]，发现 K_{sf} 应该是 8.2×10^{-5}；对于阿多姆斯 (Addoms) 的水-铂实验数据[49]，$K_{sf}=14.2\times10^{-5}$．显然，对于不同的流体-表面组合，这个系数值确实需要改变．方程 (5-30) 还需要与实验数据进行更广泛的比较．

除了 Δp 与 ΔT 的关系由方程 (5-6) 联系起来以外，方程 (5-30) 与前述的福斯特-朱伯方程相同．由方程 (5-30) 还可得出：随着 ΔT 增大，q/A 随 ΔT 变化的指数是从 2 变化到 4．在许多情况下，实验数据表明，这根曲线在自然对流区域中具有较小的斜率．

吉尔摩 (Gilmour)[55]、麦克尼利 (McNeilly)[56] 和利维 (Levy)[57] 提出了另一些关系式．吉尔摩的关系式包括了尺

寸的影响，但没有被实验所证实。利维的方程是有因次的经验关系式，实验数据与这个关系式有时相差 5 倍多，这与表 5-3 中 C_{sf} 的变化范围差不多。（在最初发表的利维的论文中，图 4 上纵坐标应该标明乘以 10^{-5} 而不是 10^{-6}。）

一些苏联作者提出了下列形式的关系式[58]：

$$\mathrm{Nu}_* = A\mathrm{Pr}^{n_1}\mathrm{Pe}_*^{n_2}K_p^{n_3}K_l^{n_4}\mathrm{Ar}_*^{n_5} \tag{5-31}$$

不同作者提出的系数 A 和指数值列在表 5-4 内。

表 5-4

作　　者	A	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5
基奇甘（Кичиган）和托比列维奇（Тобилевич）	1.04×10^{-4}	0	0.7	0.7	0	0.125
库塔捷拉泽（Кутателадзе）	7.0×10^{-4}	−0.35	0.7	0.7	0	0
鲍里尚斯基（Боришанский）和明钦科（Минченко）	8.7×10^{-4}	0	0.7	0.7	0	0
克鲁日林（Кружилин）和阿维林（Аверин）	0.082	−0.5	0.7	0	0.377	0
拉邦佐夫（Лабунцов）	0.125	−0.32	0.65	0	0.35	0

在方程（5-31）中

$$\mathrm{Nu}_* \equiv \frac{h}{k}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}\right]^{1/2},\quad \mathrm{Pe}_* \equiv \frac{q}{\alpha\rho_v h_{lg}}$$

$$K_p \equiv \frac{p}{[g\sigma(\rho_l-\rho_v)]^{1/2}},\quad K_l \equiv \frac{(\rho_v h_{lg})^2}{c_l T_{sat}\rho_l[g\sigma(\rho_l-\rho_v)]^{1/2}} \tag{5-32}$$

$$\mathrm{Ar}_* \equiv \frac{g}{\nu^2}\left(\frac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}\right)^{3/2}\left(1-\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)$$

应该再次强调指出：方程（5-31）中的系数 A 不是常数，而是随流体-表面组合变化的。

深冷流体——液态氧、氮、氢、氦等——在池内沸腾时，其性状与普通流体相同。 q 随 $(T_w - T_{sat})$ 的变化曲线的位置强烈地取决于固体表面的性质。朱伯和弗里德 (Fried)[59]、理查兹 (Richards) 等[60]、克拉克[61]、西德 (Seader) 等[62]以及布伦塔里 (Brentari) 和史密斯[63]评述了这些实验数据。图 5-19 综合画出了液氧的多种多样池内泡核沸腾数据和池内膜态沸腾数据。布伦塔里和史密斯[63]试图用下列修正的库塔捷竑泽方程来整理所有这些数据：

$$q = 4.87 \times 10^{-11} \left[\frac{C_{pl}}{h_{fg}\rho_v}\right]^{1/5} \left[\frac{k_l^{1.282}\rho_l^{1.282}p^{1.75}}{\sigma^{0.906}\mu_l^{0.626}}\right] (T_w - T_{sat})^{2.5} \tag{5-33}$$

它表示穿过数据点中心部分的实线。十分明显，为了与所有这些数据相适应，方程的系数必须变化 10 倍左右。氮、氢和氦的数据也已作了类似的综合[63]。

克拉克[61]证明：深冷流体的沸腾数据也可用方程(5-28)的修正形式来综合：

$$\frac{q}{h_{fg}\mu_l}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{1/2} = 3.25 \times 10^5 \left[\frac{C_{pl}\Delta T}{h_{fg}}\left(\frac{T/T_c}{\mathrm{Pr}_l}\right)^{1/8}\right]^{2.89} \tag{5-34}$$

这里对方程 (5-28) 所作的修正包括：根据经验以 T/T_c 的形式考虑了压力的影响；改变了普朗特数的指数；选用了一个 C_{sf} 值。

方程 (5-28) 综合了各种各样池内沸腾实验数据的压力影响。我们目前的知识水平是这样：系数 C_{sf} 必须由每种液体-表面组合的有限数据来确定。当然，对于任何其他的池内沸腾关系式也是如此。

还应该强调指出：表面材料多半没有表面特性那么重要，后者用图 5-10 上的空穴尺寸分布来表征。这个分布对实

际上所有的试验表面都是不知道的.

迈基克和罗塞诺夫[64]试图说明任一表面的空穴尺寸分布如何影响池内沸腾中 q/A 随 ΔT 的变化曲线的位置. 布朗和伯格利斯[65]从类似于5.4节中对沸腾过程所作的描述着手,假设半径大于 r 的空穴数表示为

$$n = C_1(r_s/r)^m \tag{5-35}$$

式中 r_s 是最大空穴的半径, C_1, r_s 和 m 取决于空穴尺寸分布的测量结果,最后得到了下列表达式:

$$q = (A_{nc}/A)q_{nc} + q_b \tag{5-36}$$

式中 A_{nc}/A 是不在形成汽泡的表面积所占的份额. q_{nc} 是这部分表面上自然对流的传热率, q_b 给出为

$$\frac{q_b}{\mu_l h_{lg}}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}\right]^{1/2} = B(\varphi\Delta T)^{m+1} \tag{5-37}$$

式中

$$B = \left(\frac{r_s}{2}\right)^m \frac{2\sqrt{\pi}}{g^{9/8}} C_2^{1/3} C_3^{3/2} C_1 \tag{5-38}$$

$$\varphi^{m+1} = \frac{k_l^{1/2}\rho_l^{17/8} C_l^{19/8} h_{lg}^{(m-23/8)} \rho_v^{(m-15/8)}}{\mu_l[(\rho_l-\rho_v)]^{9/8}\sigma^{(m-11/8)} T_s^{(m-15/8)}} \tag{5-39}$$

这里对于水 $C_2 = 0.00015$, 对于其他流体 $C_2 = 0.000465$ [方程 (5-21)]; $C_3 = 0.6$ [方程 (5-22)]; C_1、r_s 和 m 由空穴尺寸分布决定[方程(5-35)]. 请注意: 如果不考虑指数 m, 则 B 只取决于空穴尺寸的分布, φ 只取决于流体物性. 进一步说,如果空穴尺寸分布的斜率为 m,那么 q 随 ΔT 的变化曲线的斜率应该为 $m+1$.

对于大多数流体, $q_{nc} \ll q_b$, 因而在方程(5-36)中 q_{nc} 可以忽略不计.

对于已取得池内沸腾实验数据的大多数表面, 它们的空穴尺寸分布并没有测定. 在这些情况下, 可以利用沸腾实验

数据来确定 m 和 B。迈基克和罗塞诺夫[64]指出：以这种方式应用的方程（5-38）综合了现有的沸腾实验数据。

5.9 符　　号

A = 加热表面的面积

A_b = 汽泡的表面面积

C_{sf} = 方程(5-28)的系数，它取决于加热表面-流体组合的特性

C_l = 饱和液体的比热容，J/kg·K

D = 管子直径

D_b = 汽泡跃离加热表面时的直径，m

D_e = 当量直径=4（流通面积）/周长

f = 汽泡形成的频率，S^{-1}

G = 通道或管内的质量流密度，kg/m²·s

G_b = 汽泡跃离加热表面时的质量流密度，kg/m²·s

g = 重力加速度

H = 比焓，J/kg

h_{fg} = 汽化潜热，J/kg

h = $(q/A)/\Delta T$，传热系数，W/m²·K

Ja = 雅各布数，$\rho_l C_l (T_w - T_{sat}) / \rho_v h_{fg}$

k_l = 饱和液体的热导率，W/m·K

L = 长度

M = 分子量

Nu = 努塞尔数 $= hd/k$

Nu_b = 汽泡努塞尔数

n = 加热表面单位面积上汽泡柱生长点的数目

Pr_l = 普朗特数 $= C_l \mu_l / k_l$

P_c = 临界压力

P_l = 半径 r 的界面液体侧的压力

P_v = 半径 r 的界面蒸汽侧的压力

q = 单位加热表面积的传热率，W/m²

q_b = 通过单位加热表面积传给贴附在表面上的汽泡的传热率，W/m²

R = 气体常数，或者汽泡半径

Re_b = 汽泡雷诺数

r = 径向距离

S = 比熵，J/kg·K

T_b = 欠热液体的温度，K

T_c = 热力学临界温度，K

T_l = 液体温度，K

T_{sat} = 饱和温度，K

T_w = 加热表面的温度，K

t = 时间

v = 比容，m^3/kg

W, w = 质量流率，kg/s

z = 深度

希腊字母

α = 热扩散率，$k/\rho c_p$

β = 汽泡接触角

$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$

$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l$

μ_l = 饱和液体的粘度，kg/m·s

ρ_l = 饱和液体的密度，kg/m^3

ρ_v = 饱和蒸汽的密度，kg/m^3

σ, σ_{lv} = 液-汽界面的表面张力，N/m

σ_{sl} = 固-液界面的表面张力，N/m

σ_{vs} = 汽-固界面的表面张力，N/m

ν = 运动粘度，μ/ρ

5.10 参 考 文 献

[1] S. W. Gouse, "An Index to Two-Phase Gas-Liquid Flow Literature," MIT Report No. 9, MIT Press, Cambridge, Mass. (1966).

[2] J. W. Westwater and P. H. Stronge, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **29**, 95(1959).

[3] C. Corty and A. S. Foust, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **17**, 51(1955).

[4] S. G. Bankoff, in *Proc. of Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Stanford Univ. Press (1956).

[5] W. M. Rohsenow, *Ind. Eng. Chem.* **58**, 1(1966).

[6] P. Griffith, in *Symp. on Boiling Heat Transfer, Proc. Inst. Mech. Engrs.* **180** Part 1 and 3C (1965—1966).

[7] I. Shai, MIT Heat Transfer Lab., Rept. 76303—45 (January 1967).

[8] P. Griffith and J. D. Wallis, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **30** 49(1960).

[9] A E. Bergles and W. M. Rohsenow, *Trans. ASME J. Heat Transfer* **86**, 365(1964).

[10] Y. Y. Hsu and R. W. Graham, NASA Tech. Note, TNP-594 (May 1961).

[11] W. Brown, Sc. D. Thesis, MIT Heat Transfer Lab., Mech. Eng. Dept. (January 1967).

[12] W. Frost and G. S. Dzakowic, ASME paper 67-HT-61 (1967).

[13] D. B. R. Kenning and M. G. Cooper, in *Boiling Symp., Inst. Mech. Engs. (London)*, **180C** (1965).
[14] C. W. Deane IV. and W. M. Rohsenow, MIT Heat Transfer Lab., Rept. No. DSR 76303-65 (October 1969).
[15] R. M. Singer and R. E. Holtz, Paper at Intern. 4th Heat Trans. Conf., Versailles, France (September 1970).
[16] C. Y. Han and P. Griffith, MIT Heat Transfer Lab., Rept. No. 19(1962).
[17] R. Moissis and P. J. Berenson, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 85C. 221(1963).
[18] M. G. Cooper and J. P. Lloyd, *3rd Intern. Heat Trans. Conf.* (1966), p. 193; also *Intern. J. Heat Mass Transfer* **12**, 895(1969).
[19] M. G. Cooper, *Intern. J. Heat Mass Transfer* 12, 915(1969).
[20] M. Cumo, C. N. E. N., C. S. N., Rome, Italy, Perscnal communication.
[21] W. Fritz, *Phys. Z.* **36**, 379(1935).
[22] J. W. Wark, *J. Phys. Chem.* **37**, 623(1933).
[23] B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, and P. G. Griffith, *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **13**, 657(1970).
[24] Y. Lien and P. Griffith, *PhD. Thesis, ME Dept., MIT*, Jan. 1969.
[25] B. B. Mikic and W. M. Rohsenow, in *Progress in Heat and Mass Transfer*, Vol. II, Pergamon Press. London (1969), p. 283.
[26] M. S. Plesset and J. A. Zwick, *J. Appl. Phys.* **25**, 493(1954).
[27] L. E. Scriven, *Chem. Eng. Sci.* **10**, p. 1—13 (1959).
[28] R. Cole and H. L. Shulman, *Intern J. Heat Mass Transfer* **9** (12), 1377(1966).
[29] R. Cole and W. M. Rohsenow, *Chem. Eng Progr. Symp. Series* **65**, 92, 211(1969).
[30] N. Zulber, USAEC Rept. AECU-4439 (1959).
[31] F. N. Peebles and H. J. Garber, *Chem. Eng. Progr.* **49**(2), 88 (1953).
[32] R. Cole, *AIChE J.*, **10**(7), 779(1967).
[33] H. J. Ivey, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **10**(8), 1023(1967).
[34] R. Cole, *AIChE J.*, **6**(4), 533(1960).
[35] N. Koumoutsus, R. Moissis. and A. Spyridonos, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **90C**(2), 223(1968).
[36] B. E. Staniszewski, Technical Rept. No. 16, DSR 7673, Office of Naval Research Contract Nour-1841 (39), MIT Heat Transfer Lab. (August 1959).
[37] J. M. Astruc, P. Perroud, A. Lacaze, and L. Weil, in *Advances in*

Cryogenic Engineering, Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), p. 387.

[38] P. J. Marto and W. M. Rohsenow, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 88C(2), 183(1966).

[39] L. Austin, *Mitt. Forsch.* 7, 75(1903).

[40] F. S. Pramuk and J. W. Westwater, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 52(18), 79(1956).

[41] E. E. Duke and V. E. Shrock, *Fluid Mech Heat Trans. Inst.*, 1961 (June) p. 130.

[42] M. Jakob and W. Fritz, *Forsch. Gebiete Ing.* 2, 434(1931).

[43] E. K. Averin, AERE Lib/Trans. 562, from *Izv. Akad. Nauk SSSR (OTN)* 1954(3), 116.

[44] R. Siegel and C. Usiskin, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 81, 3 (1959).

[45] H. J. Merte Jr. and J. A. Clark, Univ. Michigan Rept. No. 2646-21-T, Tech. Rept. No. 3(November 1959).

[46] R. J. Armstrong, *Intern. J. Heat Mass Trans.* 9, 1148(1966)

[47] W. M. Rohsenow, *Trans. ASME* 969(1952).

[48] W. M. Rohsenow and J. A. Clark, Heat Transfer Fluid Mech. Inst., Stanford, California (1951).

[49] J. M. Addoms, D. Sc. Thesis, Chem. Eng. Dept., MIT (June 1948).

[50] D. S. Cryder and A. C. Finalborgo, *Trans. AIChE* 33, 346(1937).

[51] E. L. Piret and H. S. Isbin, AIChE Heat Transfer Symp., St. Louis (December 1953).

[52] M. T. Cichelli and C. F. Bonilla, *Trans. AICHE* 41, 755(1945).

[53] K. Forster and N. Zuber, *AIChE J.* Vol. 1, 531, 1955.

[54] K. Forster and R. Greif, Progr. Rept. No. 7, Dept of Eng., UCLA, Los Angeles, California (1958).

[55] C. H. Gilmour, *Chem. Eng. Progr.* 54(10), 77(1958).

[56] M. J. McNeilly, *J. Imperial College Chem. Eng. Soc.* 7, 18(1953)

[57] S. Levy, *J. Heat Transfer* 81, 37(1959).

[58] S. S. Kutateladze, *Fundamentals of Heat Transfer*, Academic Press, New York (1963).

[59] N. Zuber and E. Fried, Am. Rocket Soc. Propellants, Combusion and Liquid Rocket Conf. (April 1961).

[60] R. J. Richards, W. G. Steward, and R. B. Jacobs, NBS Tech. Note 122, Boulder, Colorado (October 1961).

[61] J. A. Clark, in *Cryogenic Technology* (R. W. Vance, ed.), John Wiley, New York (1963), Chapt. 5.; also *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5 (Hartnett and Irving eds.), Academic Press,

New York (1968), p. 325.
[62] J. D. Seader, W. S. Miller, and L. A. Kalvinskas, NASA CR-243 (1965).
[63] E. G. Brentari and R. V. Smith, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York (1965), p. 325.
[64] B. B. Mikic and W. M. Rohsenow, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 91(2), 245(1969).
[65] W. T. Brown Jr. and A. E. Bergles, Ph. D. Dissertation, MIT (January 1967).
[66] J. C. Chen, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **90C**, 303(1968).
[67] H. J. Ivey and D. J. Morris, UK Rept. AEEW-R-137, Winfrith (1962).
[68] P. Berenson, D. Sc. Thesis, Mech. Eng. Dept. MIT (February 1960); also Tech Rept. No. 17, MIT Heat Transfer Lab. (March 1960).
[69] P. J. Marto and W. M. Rohsenow, *Trans. ASME* **88C**(2), 196 (1966).
[70] W. H. McAdams, W. E. Kennel, C. S. Minden, C. Rudolf, and J. E. Dow, *Ind. Eng. Chem.* **41**, 1945(1959).
[71] M. Jakob, *Mech. Eng.* **58**, 643(1936).

第六章　临界热流密度

弗罗斯特　冯雷斯[1]

6.1 引　　言

临界热流密度就是使泡核沸腾向膜态沸腾过渡的热流密度. 这个过渡使传热大为减弱，它可能发生得相当突然，随之而来的是表面温度显著升高，因此设计人员对临界热流密度是很关注的. 知道了临界热流密度，就可以决定系统是按泡核沸腾传热系数(第五章)设计，还是按膜态沸腾传热系数(第七章)设计，前者热阻不大，而后者热阻则很大. 虽然这个问题在用深冷流体时不常遇到，在用易挥发的普通致冷剂时也碰不到，但当用水这类流体时，向膜态沸腾过渡会使加热表面的温度升得很高，致使它熔化而损坏整个设备.

在许多流动工况下都会发生临界热流密度，它们可以分成下面几类:

一、自然对流沸腾临界热流密度

（一）无限容积内，如在大液池内

（二）有限容积内，如在自然循环的热虹吸管内

二、强迫对流沸腾临界热流密度

（一）内部流动

1. 在圆管内的轴向流动

---

1) 冯雷斯 (R. Von Reth)，梅塞施米特-博尔科-布洛姆 (Messerschmitt-Bolkow-Blohm) 公司，西德.

2. 在其它截面形状管道内的轴向流动

3. 旋流

（二）外部流动

（三）棒束流动

在上述任何一种流动工况下，液体可以是饱和的，也可以是欠热的. 轴向强迫流动系统常常再分为具有均匀加热段或非均匀加热段两类.

二(一) 3和二(三)两类情况，以及具有非均匀加热段的系统，在本章中都不作任何论述.

本章的重点是可以在设计时采用的现有综合关系式. 对各种理论没有进行推导，对提出的有关烧毁机理的各种假设不置可否. 文献中发表的实验研究结果，只要提出了关系式，并且说清楚如何正确应用，就加以介绍.

在文献中发表的有关深冷液体和低温液体的实验数据，虽然作者尽可能地加以收集，但所获甚少. 因此，常常不得不介绍那些仅仅用水或有机液体的实验数据验证过的关系式或理论. 幸而在把深冷剂的实验数据与根据其它流体建立的关系式进行比较的场合，都符合得比较好. 这样一来，深冷工程人员在把非深冷流体的数据加以综合或外推，在设计分析中应用时，就多少有一点把握了.

6.2 自然对流沸腾工况下的临界热流密度

6.2.1 无限容积内的自然对流

6.2.1.1 饱和液体

在大液池内，当加热表面上蒸汽产生太多，来不及移走，以致连成一片的蒸汽膜把加热表面与液体分隔开时，就发生了从泡核沸腾向膜态沸腾的过渡. 关于这一过程的严格物理

机理目前还有争论. 早先的研究[1-7]都假设这个过渡在性质上是一个纯流体动力学问题，实际上，现在采用的所有临界热流密度关系式都是从这个假设推导出来的.

西德等[8]判定，几乎所有提出的理论都可以用表观蒸汽速度 ϕ_1 来重新整理，

$$\phi_1 = q_{max}/\rho_v h_{fg} \tag{6-1}$$

式中 ϕ_1 的各种表达式在表 6-1 中和附带的图 6-1 和图 6-2 上给出，它们都引自参考文献[8]. 注意 ϕ_1 的因次是长度除以时间，在计算它时要求用同一个单位制. 在推导表中列举的关系式时，所用的物理模型稍有不同，但是，所有模型一般都这样想象：当接近临界热流密度时，起泡点的数目非常多，汽泡形成的频率很高，以致正在跃离的汽泡与已经跃离的汽泡合在一起，形成一个蒸汽柱，紧贴在加热表面上. 罗塞诺夫

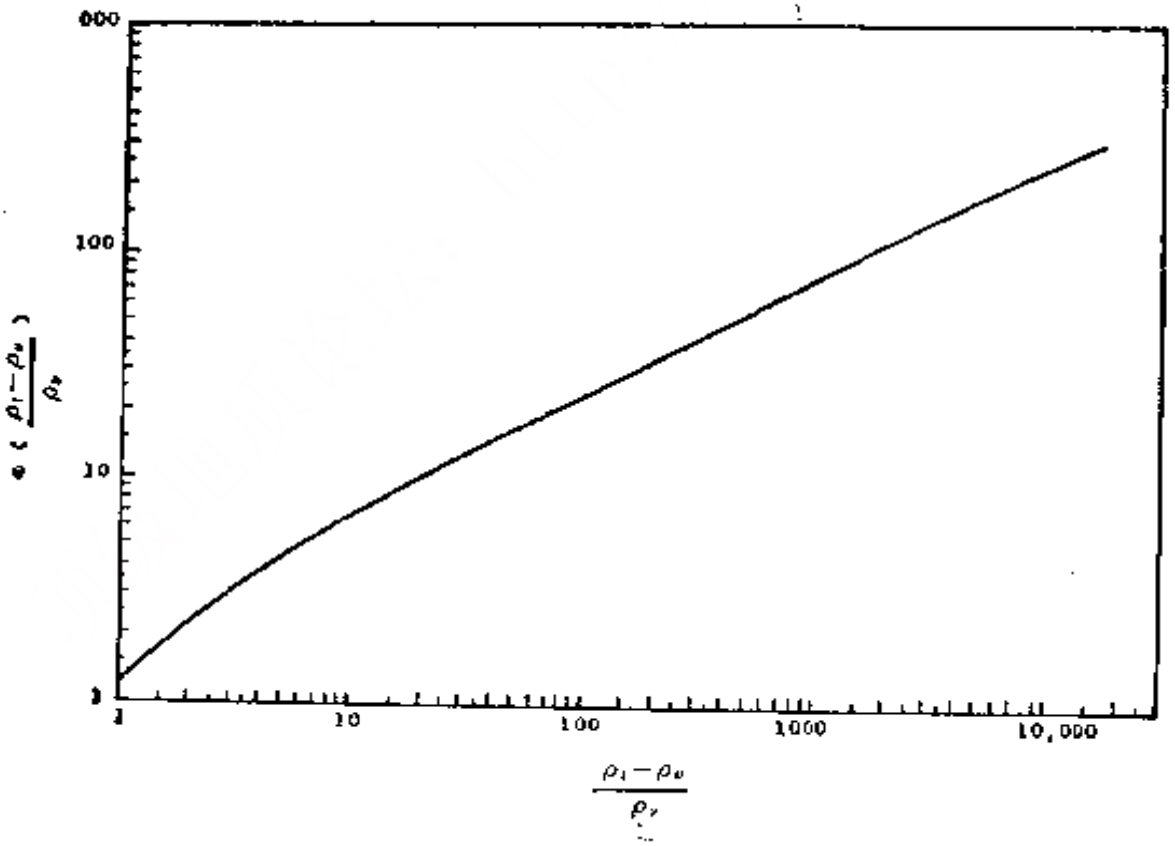


图 6-1 阿多姆斯和诺伊斯的关系式中的参量

表 6-1　各种池内泡核沸腾临界热流密度的理论公式的摘要[1]

作者和参考文献	Φ_1	方程号
阿多姆斯[4]	$[g(k_l/\rho_l C_l)]^{1/3}\{\varphi[(\rho_l-\rho_v)/\rho_v]\}$　（见图 6-1）	(1)
罗塞诺夫和格里非思[1]	$43.5[(\rho_l-\rho_v)/\rho_v]^{0.6}\cdot m/\mathrm{hr}$	(2)
格里非思[9]	$\{[g(\rho_l-\rho_v)/\mu_l](k_l/\rho_l C_l)^2\}^{1/3}[\varphi(P/P_c)]$　（见图 6-2）	(3)
朱伯和特里伯斯 (Tribus)[10]	$K[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)\rho_v^2]^{1/4}[\rho_l/(\rho_l+\rho_v)]^{1/2}$，$0.12\leqslant K\leqslant 0.16$	(4)
库塔捷拉泽[2]	$K[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}$，$0.095\leqslant K\leqslant 0.20$	(5)
鲍里尚斯基[3]	$[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}$ $\{0.13+4\{\mu_l^2[g(\rho_l-\rho_v)]/\rho_l(\sigma g_c)^{3/2}\}^{1/2}\}^{0.4}$	(6)
诺伊斯 (Noyes)[6]	$0.144(g g_c\sigma/\rho_l)^{1/4}[(\rho_l-\rho_v)/\rho_v]^{1/2}(C_l\mu_l/K_l)^{-0.245}$	(7)
诺伊斯[6](另一个关系式)	$[g(k_l/\rho_l C_l)]^{1/3}(C_l\mu_l/k_l a^b)^{1/2}[\varphi(\rho_l-\rho_v)/\rho_v]$　（见图 6-1）	(8)
常 (Chang) 和斯奈德 (Snyder)[5]	$0.145[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}[(\rho_l+\rho_v)/\rho_l]^{1/2}$	(9)
常[11]	$K[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/\rho_v^2]^{1/4}$，$\begin{cases}K=0.098 & \text{垂直}\\ K=0.13 & \text{水平}\end{cases}$	(10a) (10b)
莫伊西斯 (Moissis) 和贝伦森 (Berenson)[7]	$0.18[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)]^{1/4}[(\rho_l+\rho_v)/\rho_l\rho_v]^{1/2}$ $\times[1+2(\rho_v/\rho_l)^{1/2}+(\rho_v/\rho_l)]^{-1}$	(11)

1) $q_{max}/h_{lg}\rho_v=\Phi_1$（除注明的以外，都用同一个单位制）。

和格里菲思[1]的关系式[表 6-1 中的方程(2)]是一个半理论公式，它假定这些蒸汽柱结合起来就导致烧毁. 库塔捷拉泽[2]的计算方法依据的是以液-汽不稳定性理论作后盾的因次分析，而朱伯[3]从分析向上的蒸汽射流和向下的液体射流这两个二维流之间的稳定性出发，从理论上得到了一个几乎与库塔捷拉泽的一样的关系式. 其它关系式的推导用了类似的方法，在有关文献中可以找到.

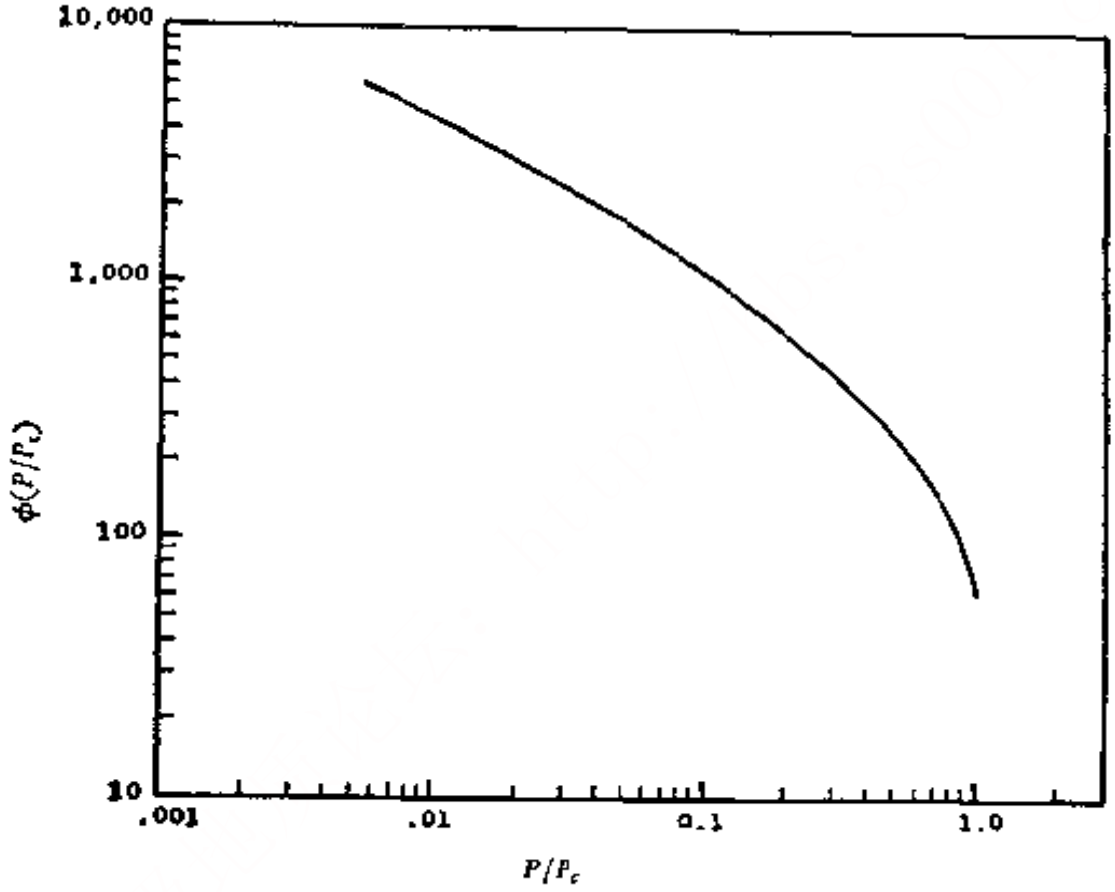


图 6-2 格里菲思关系式中的参量

图 6-3—6-5 引自参考文献[8]，它们把所有关系式分别与氢、氮、氧在很宽压力范围内的临界热流密度实验数据作了比较. 图 6-3 上氢数据的散度相当大，在低压下，表 6-1 中的方程(2)，(4)—(7)，(9)，(10b)和(11)都处在此散度之内，

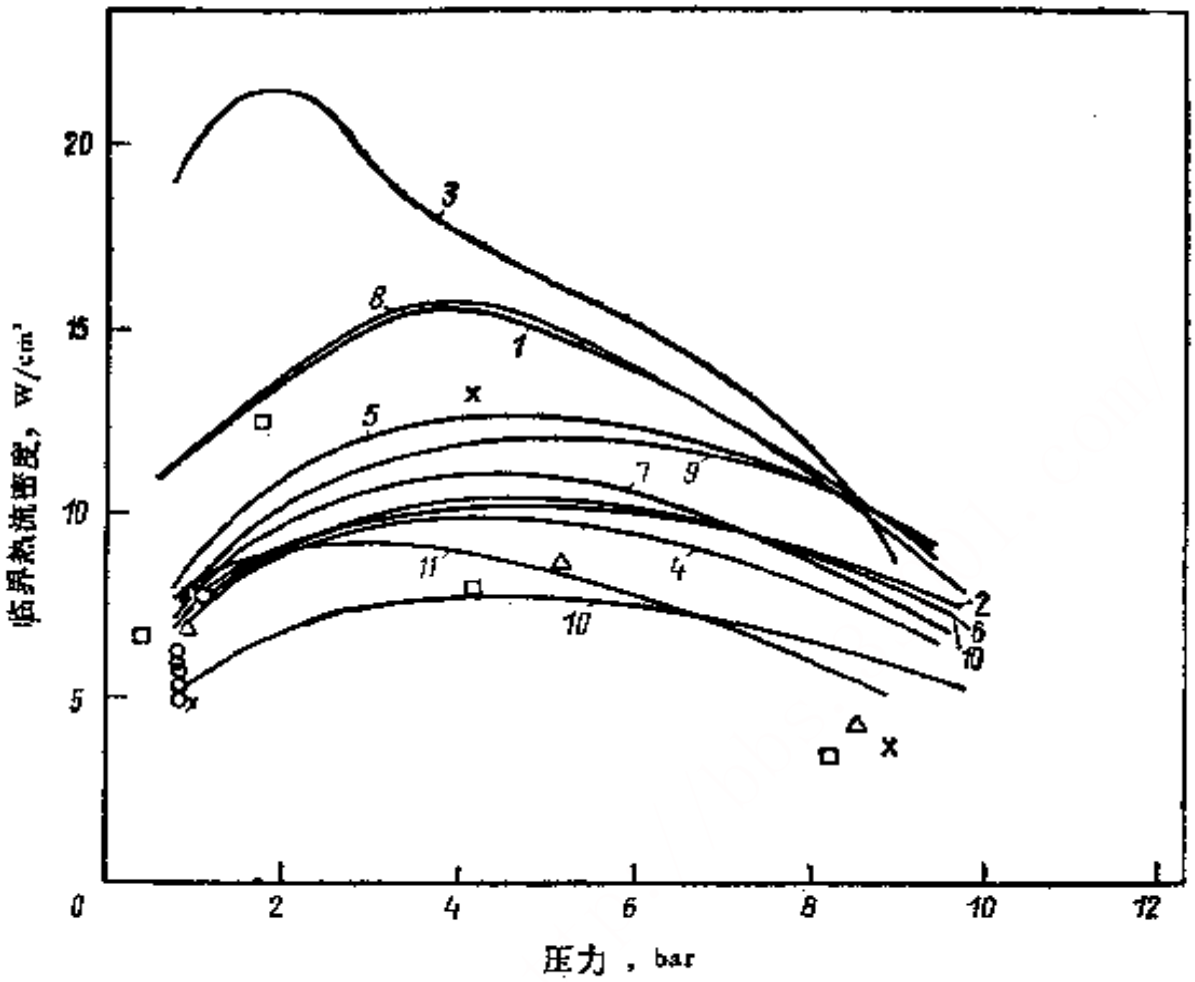


图 6-3　各个理论公式与氢在池内泡核沸腾时的临界热流密度之比较
图中曲线号相应于表 6-1 中的方程号

但是在高压下所有方程算出的临界热流密度都偏高. 氮的数据也表明，在中等压力下散度在 ±30% 左右，而在大气压力下达 ±75%. 在实验数据对应的所有压力下，表 6-1 中的方程(2)，(4)—(6)，(9) 和 (10b)都处在散度以内. 氧的数据太少，不能表示出散度有多大，不过这些仅有的数据与表 6-1 中的方程 (5) 符合得相当好.

图 6-6 把库塔捷拉泽关系式[表 6-1 中的方程(5)]与氧、氮、氢、氦的实验数据[9]作了比较. 曲线的虚线段表示折算压力超过 0.6 的情况，在折算压力为 0.6 时关系式开始与数据岔开. 布伦塔里等[12]和莱昂等[13]指出，对深冷剂来说，现有的临

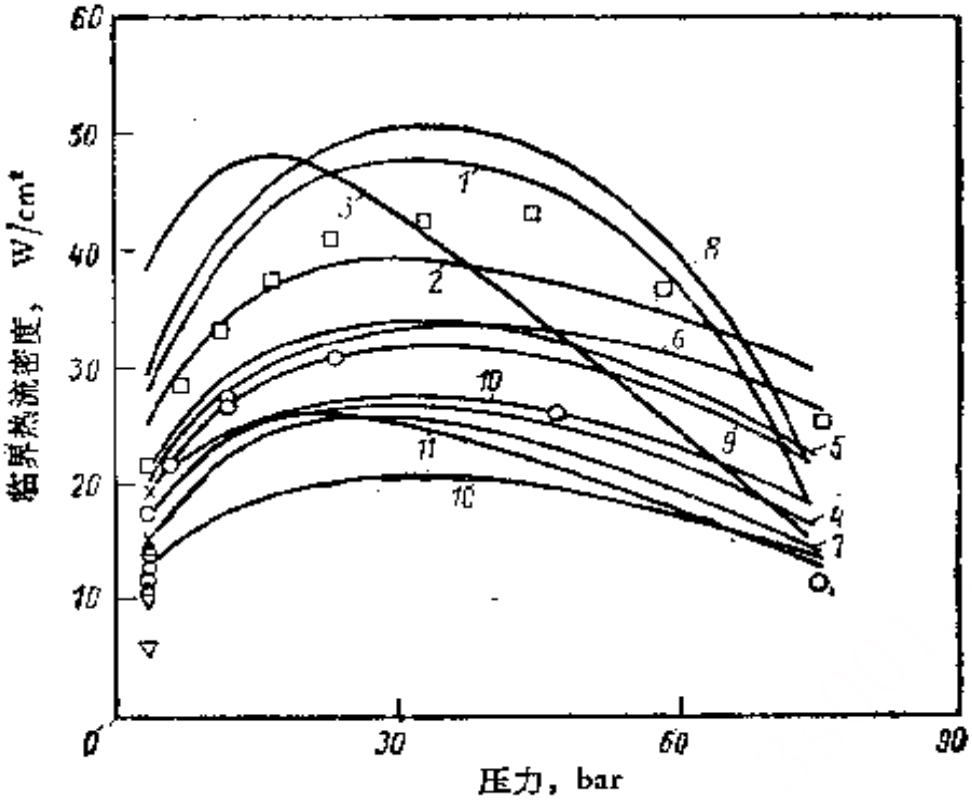


图 6-4　各个理论公式与氮在池内泡核沸腾时的临界热流密度之比较
图中曲线号相应于表 6-1 中的方程号

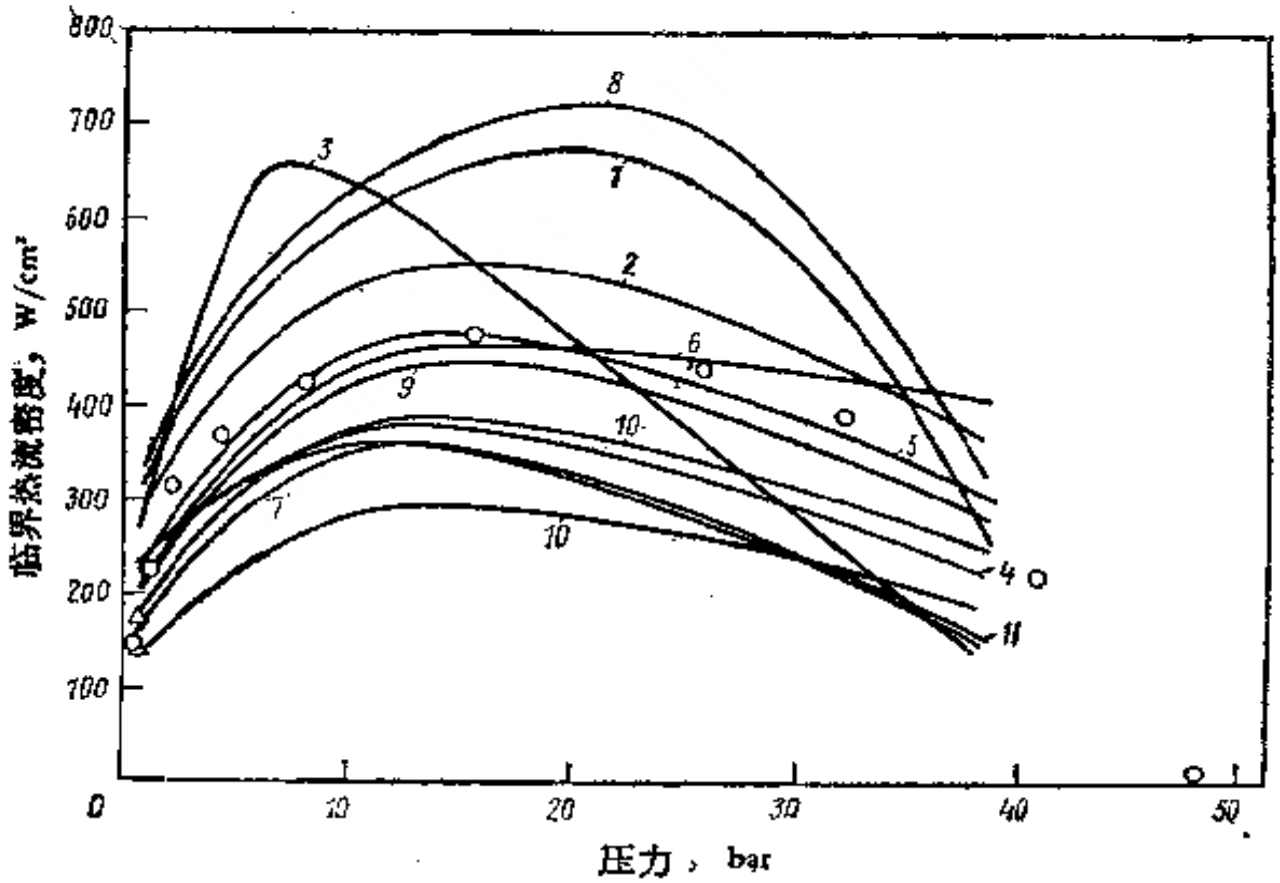


图 6-5　各个理论公式与氧在池内泡核沸腾时的临界热流密度之比较
图中曲线号相应于表 6-1 中的方程号

界热流密度计算方法在折算压力超过 0.6 时还勉强可用，而在超过 0.8 时实际上就不能用了。烧毁数据相互间存在很大分歧，因而由它们得到的临界热流密度关系式也很多。现在已经找到这些分歧的根源在于加热器的几何形状和加热表面的处理方法有所不同。但是到目前为止，还没有把这些影响

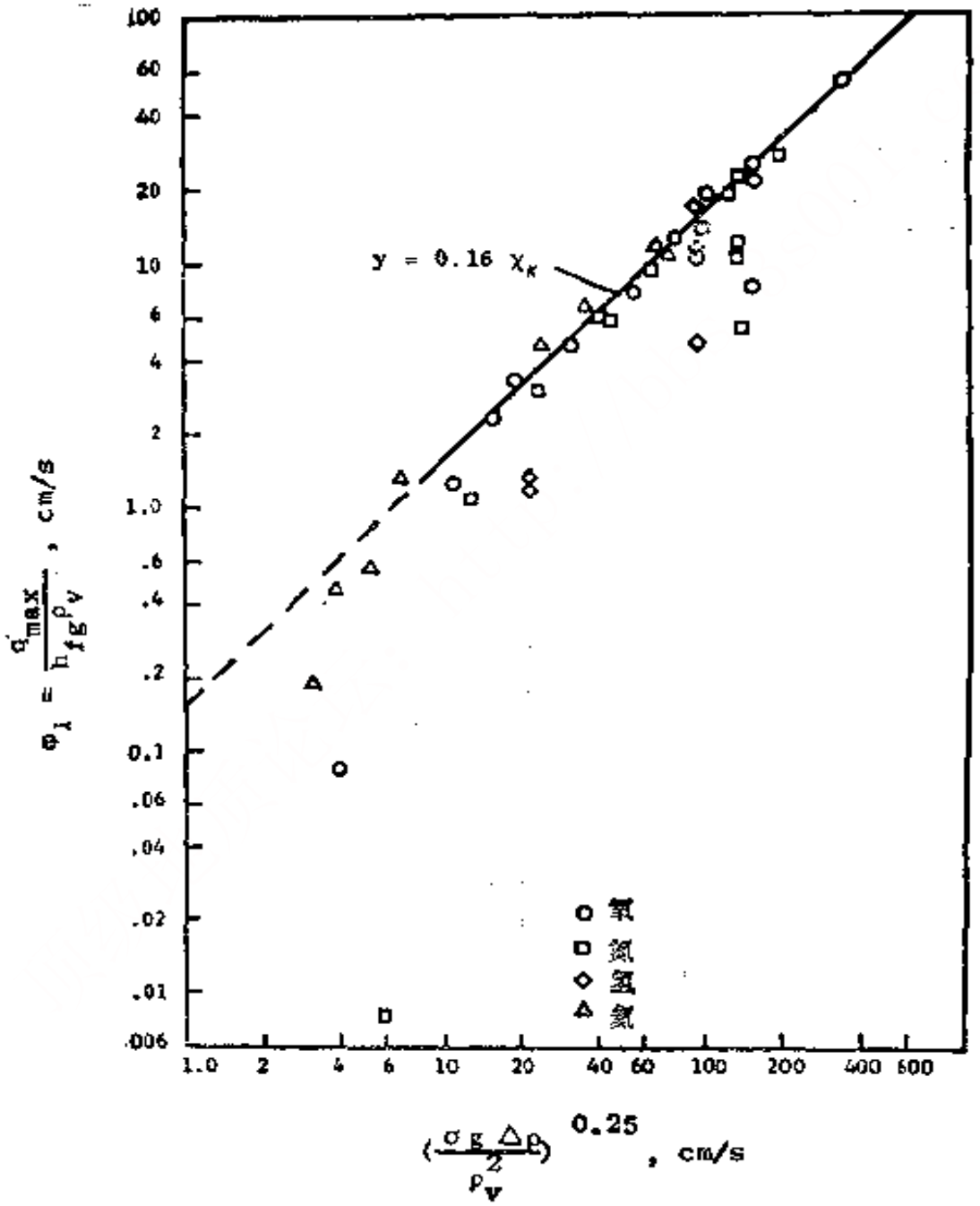


图 6-6　泡核沸腾临界热流密度的实验值与库塔捷拉泽关系式之比较

都考虑进去的令人满意的通用计算方法，因之，在主要是根据流体动力学不稳定性理论推导出来的表 6-1 上的所有方程中，还挑不出哪一个方程说它比其余的方程都好．但是，大多数方程都测算出了实验测得的临界热流密度随压力 p（通过流体物性）的变化和随局部重力加速度 g 的变化．

奇切利（Chichelli）和博尼拉[14]，以及库塔捷拉泽和鲍里尚斯基[15]最早研究了水和有机液体的临界热流密度随折算压力的变化．在折算压力大约为 0.25—0.33 时，临界热流密度的值最大．

弗罗斯特和扎科威克[16]发现：如果用折算压力 P_r 作横

表 6-2　饱和液体池内沸腾临界热流密度的参考值

（按 $P_r = 0.05$ 和 $a/g = 1$ 算出）

	$q_{max,ref}$ 的范围	W/cm²
氢	117.7	153.9
氩	24.9	32.5
二氧化碳	48.3	63.1
四氯化碳	25.7	33.6
乙醇	71.3	93.0
氟利昂 12	26.6	34.8
氦	0.35	0.45
仲氢	7.03	9.21
煤油（JP-4）	31.0	40.6
氖	10.5	13.8
氮	18.6	24.3
氧	39.7	38.9
正戊烷	27.2	35.6
丙烷	21.4	27.9
水	268.2	350.7
甲烷	27.8	36.2
乙烷	31.7	41.5
乙烯	30.1	39.3

坐标，$q_{max}/q_{max,ref}$ 作纵坐标，则对许多流体来说，库塔捷拉泽关系式与表 6-1 上列举的其它许多关系式一起，都可以用一条曲线来表示。参考值 $q_{max,ref}$ 任意选定为 $P_r = 0.05$ 时之值，若干流体的该值列于表 6-2 中。图 6-7 上用这种方法画出了表 6-1 中的方程(5)，并把它与十种流体的实验数据作了比较。数据的散度是很可观的。

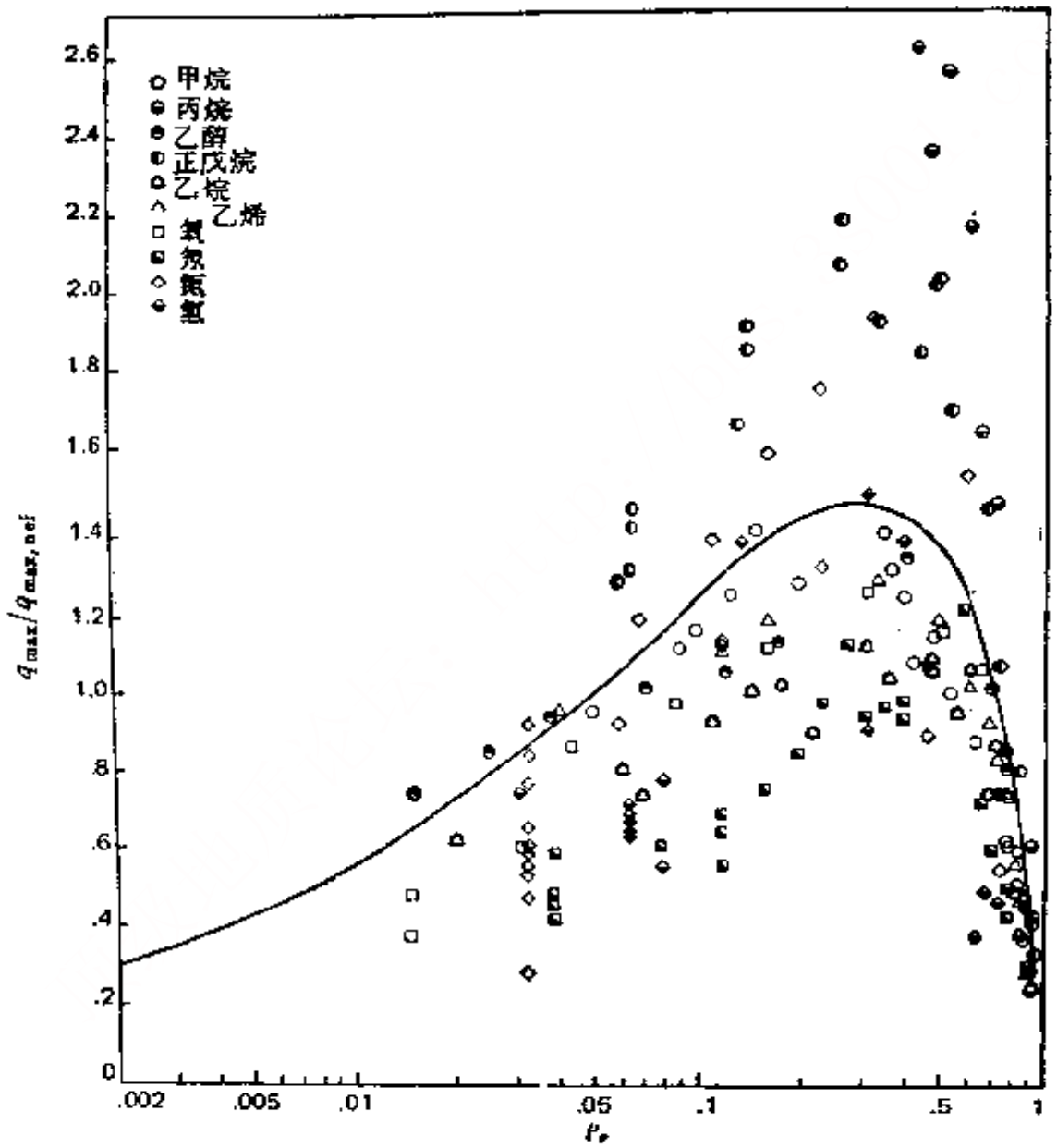


图 6-7　在折算坐标中的库塔捷拉泽临界热流密度关系式与实验数据之比较

西安斯（Sciance）等[17]用甲烷作工质进行实验，目的是求得在大气压力到临界压力的范围内饱和液体池内沸腾的精确数据．他们断定：用诺伊斯的方程［表 6-1 中的方程(7)］综合他们的数据非常理想，甚至连其中的常数也不需改变（图 6-8）．图 6-9 把图 6-7 上的数据与诺伊斯的方程［表 6-1 中的方程（7)］作了比较，画法与图 6-7 类似，只是在纵坐标的

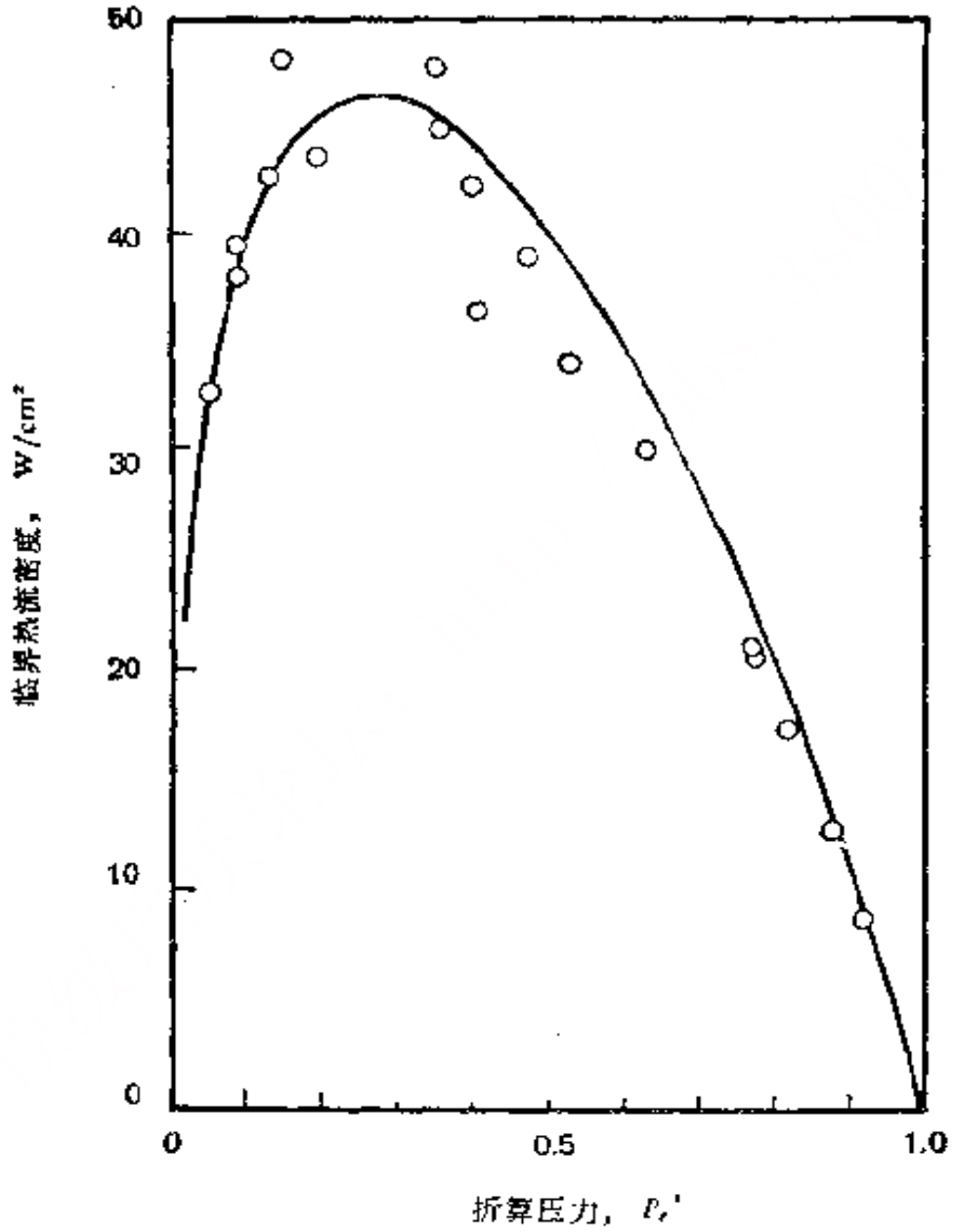


图 6-8　在折算坐标中的诺伊斯临界热流密度关系式与甲烷实验数据之比较[17]

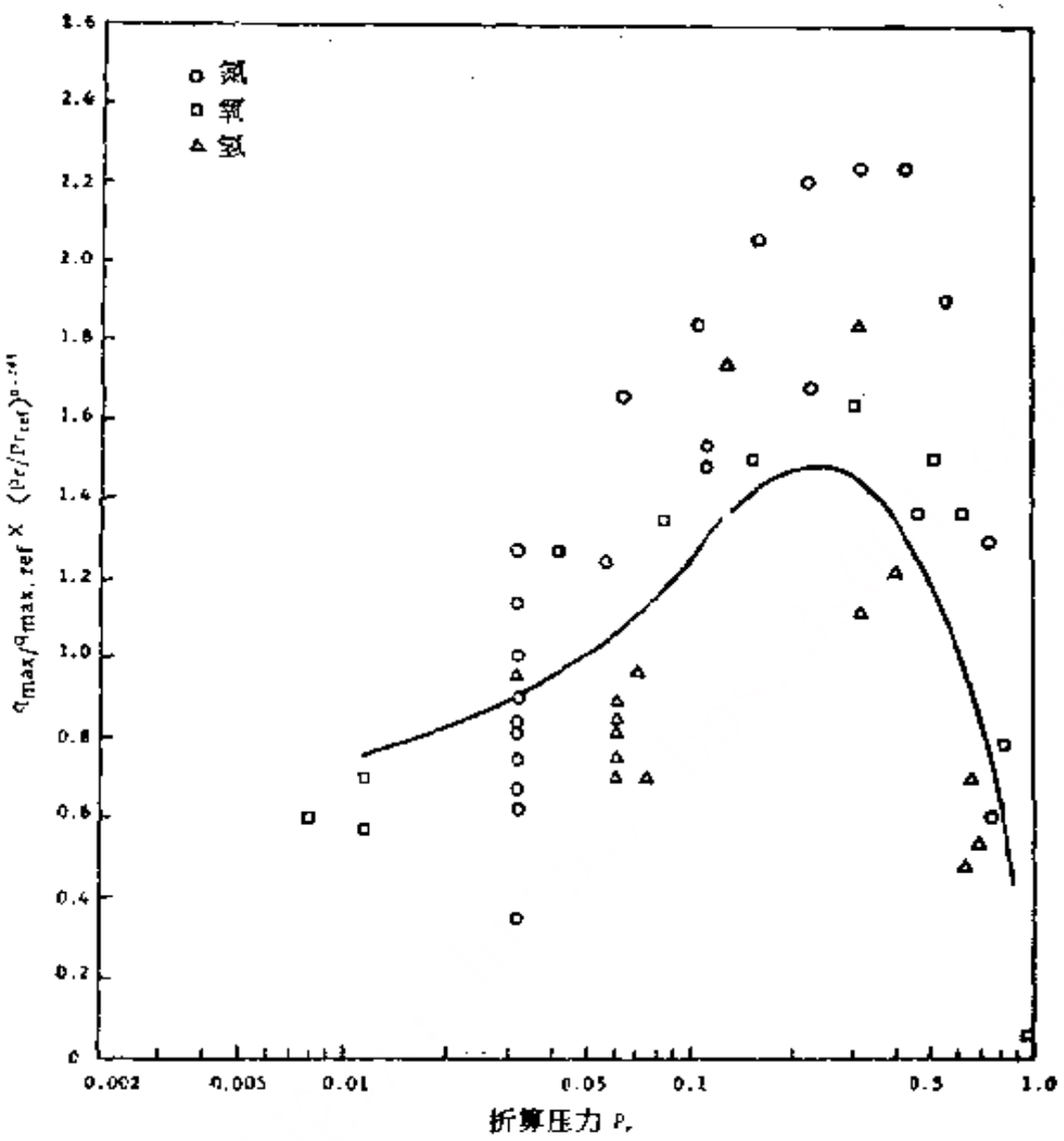


图 6-9　在折算坐标中的诺伊斯临界热流密度关系式与氮、氧、氢的实验数据之比较

表示式中加进了一个普朗特数之比.

鲍里尚斯基[18]以及科布（Cobb）和帕克（Park）[19] 也在折算坐标上画出了临界热流密度.在图 6-7 和 6-9 上,参考值是由方程算出的值(表 6-2),与此相反，他们用实测的热流密度作为参考值. 图 6-10 引自参考文献[19]，正如该图所表明的，用测量值作为参考值可以与数据符合得比较好. 其原因在于：临界热流密度不只是随折算压力变化，而且与系统

几何形状和传热表面的化学组成有关（这将在下一节中讨论）. 当取两个实验热流密度的比值时，后面这两个效应就约掉了.

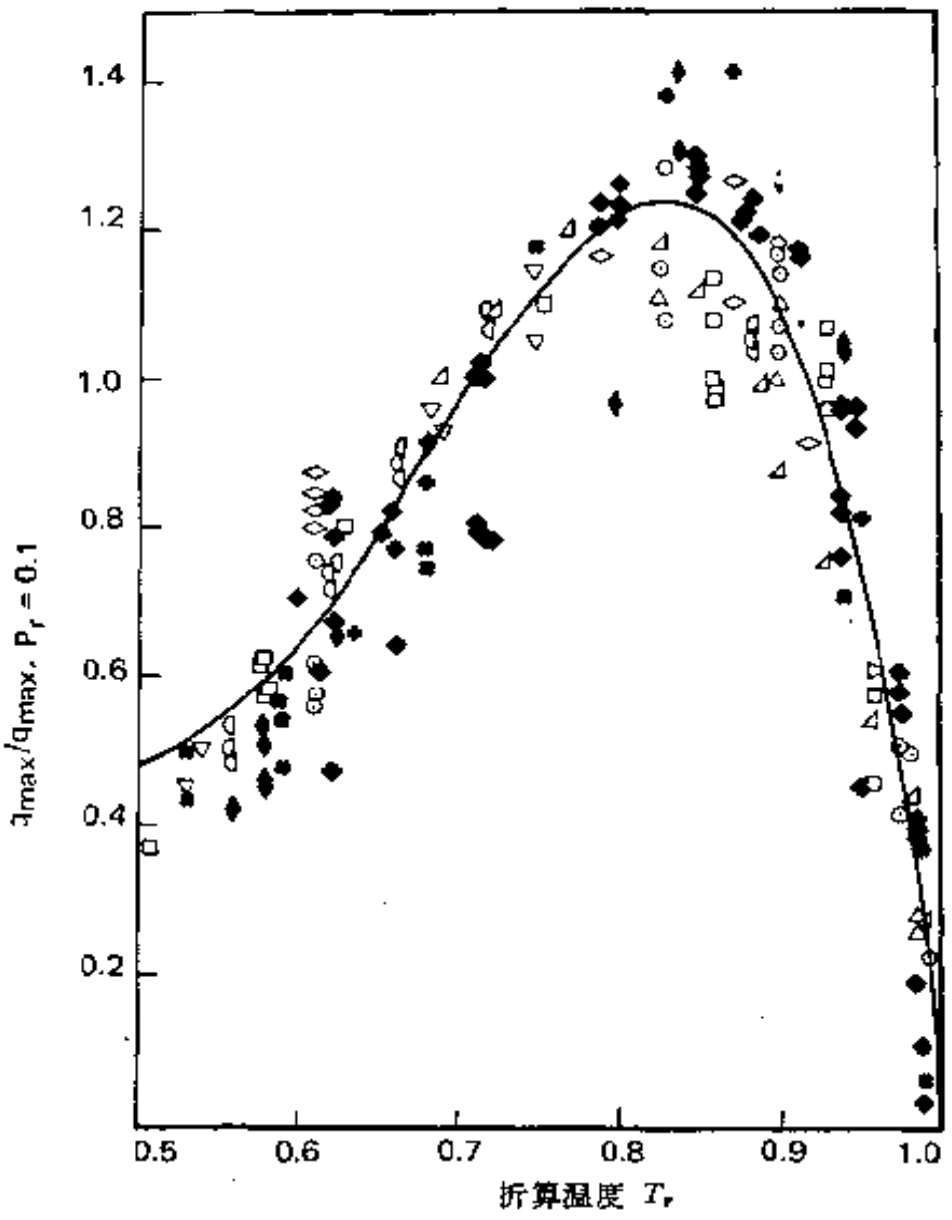


图 6-10 科布和帕克的经验关系式[19]

科布和帕克[19]把他们的数据用最小二乘法拟合后给出

$$q_{max}/q_{max,ref} = 1.70 - 3.90T_r - 0.048T_r^2 + 2.41T_r^3 + 7.58T_r^4 + 5.20T_r^5 + 12.88T_r^6 \quad (6-2)$$

此式的均方根偏差为 12.6%. 用这个关系式只有一个困难，就是在进行任何设计计算之前，必须要有一个临界热流密度的实验值.

临界热流密度随局部加速度不同也会发生变化，鉴于宇宙航行的需要，目前对这个问题十分注意. 尤西斯金和西格尔[20]，默特和克拉克 (Clack)[21] 都从实验方面研究了减小重力和零重力对水和液氮沸腾的影响. 数据证实：在 a/g 值减小到 0.1 左右之前，大多数烧毁关系式中给出的临界热流密度与 g 的 1/4 次幂成正比的关系仍然保持. 在 a/g 值小于 0.1 之后，这个 1/4 次幂的关系似乎就不再正确了. 图 6-11 和图 6-12 表示出了氧、氮、氢和水的数据，它们引自参考文献 [13] 和 [20—22]，图是克拉克[23]作的. 数据表明：当 $g=0$ 时，临界热流密度并没有达到零，其值与重力为 1g 时实验测出的临界热流密度相比小不了多少. 基尔钦科 (Кирченко) 和多勒戈伊 (Долгой)[24] 在最近的研究中，令薄薄一层液体在一个倾斜的细容器内沸腾，来模拟失重状态. 他们用水、乙

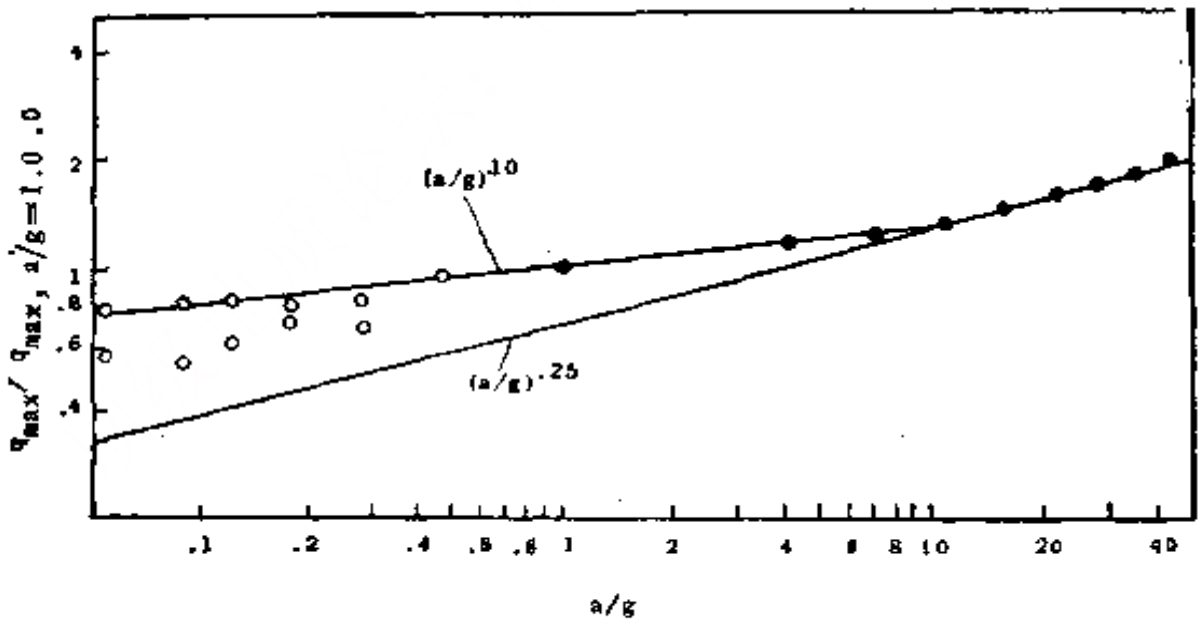


图 6-11 加速度对临界热流密度的影响

○ 尤西斯金和西格尔的数据；● 科斯特洛和亚当斯的数据

醚和乙醇进行试验，直到 $a/g = 0.2$ 为止，得到了 q_{max} 与 g 的 0.26 ± 0.1 次幂成正比. 他们发现在 $g = 0$ 时的临界热流密度为 $1g$ 时的 0.38 倍.

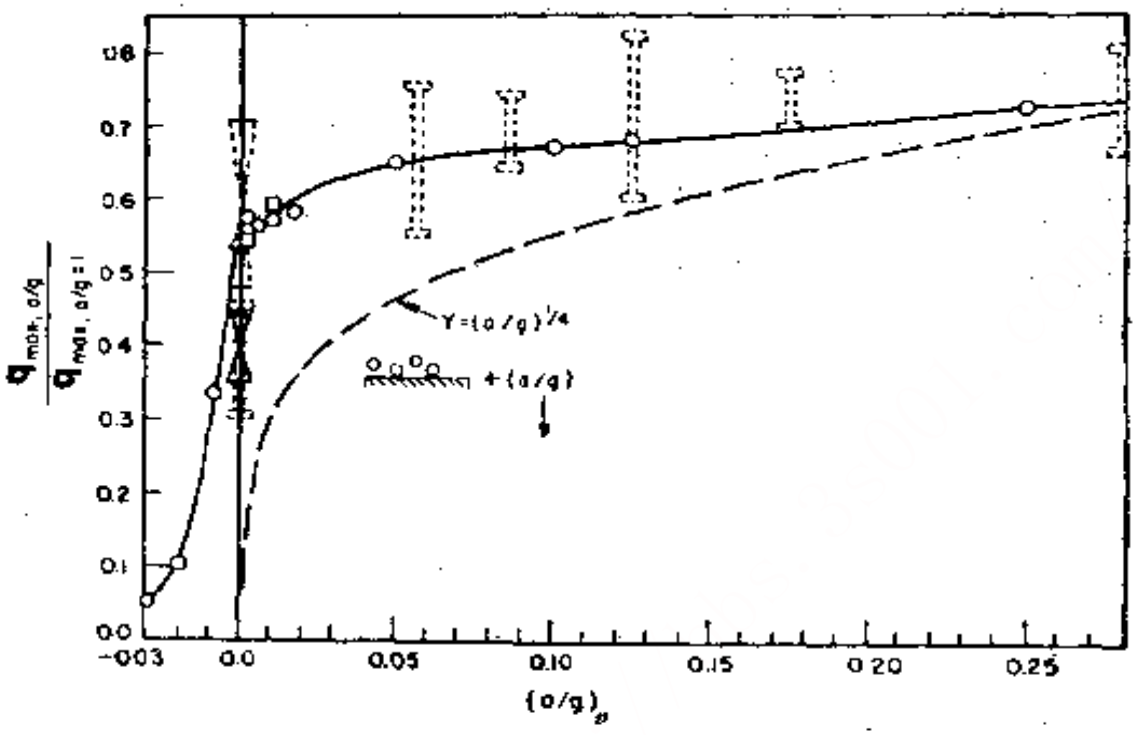


图 6-12 在加速度很小、为零和负值时临界热流密度的相对值[23]

当局部加速度超过 $1g$ 时，水的临界热流密度已由科斯特洛和亚当斯 (Adams)[25]、艾维[26] 以及比桑特 (Beasant) 和琼斯 (Jones)[27] 等人测定. 科斯特洛和亚当斯[25]报道：在 $1 < a/g < 10$ 的条件下，临界热流密度正比于 $(a/g)^{0.15}$，在 $10 < a/g < 100$ 的条件下正比于 $(a/g)^{1/4}$，他们认为指数值对表面特性很敏感. 艾维[26]判定，在 $1 < a/g < 160$ 范围内该指数为 0.273，而比桑特和琼斯[27]判定，当压力为 1.0，3.4，10.3 和 20.6 bar 时，(a/g) 的指数分别为 0.27，0.25，0.22 和 0.14. 但是一般来说，在 $a/g > 0.1$ 的范围内，按热流密度随 $(a/g)^{1/4}$ 变化进行计算，从工程角度看将给出合理的结果.

科斯特洛和亚当斯[28]还研究了加热器相对于加速度向量的方位和几何形状的影响. 他们断定：除非加速度向量沿表

面法线指向平板加热面或圆柱加热面，或者该向量与表面法线成一定角度指向加热面，否则此向量方位对临界热流密度的影响很小.对于半圆柱体来说，如果加速度向量沿表面法线指向其轴线，则临界热流密度随 a/g 的 0.38 次幂增加. 对于平板来说，由于汽泡滞留在加热器上，因而临界热流密度实际上随 a/g 增大而下降(图 6-13).加速度的方向对临界热流密

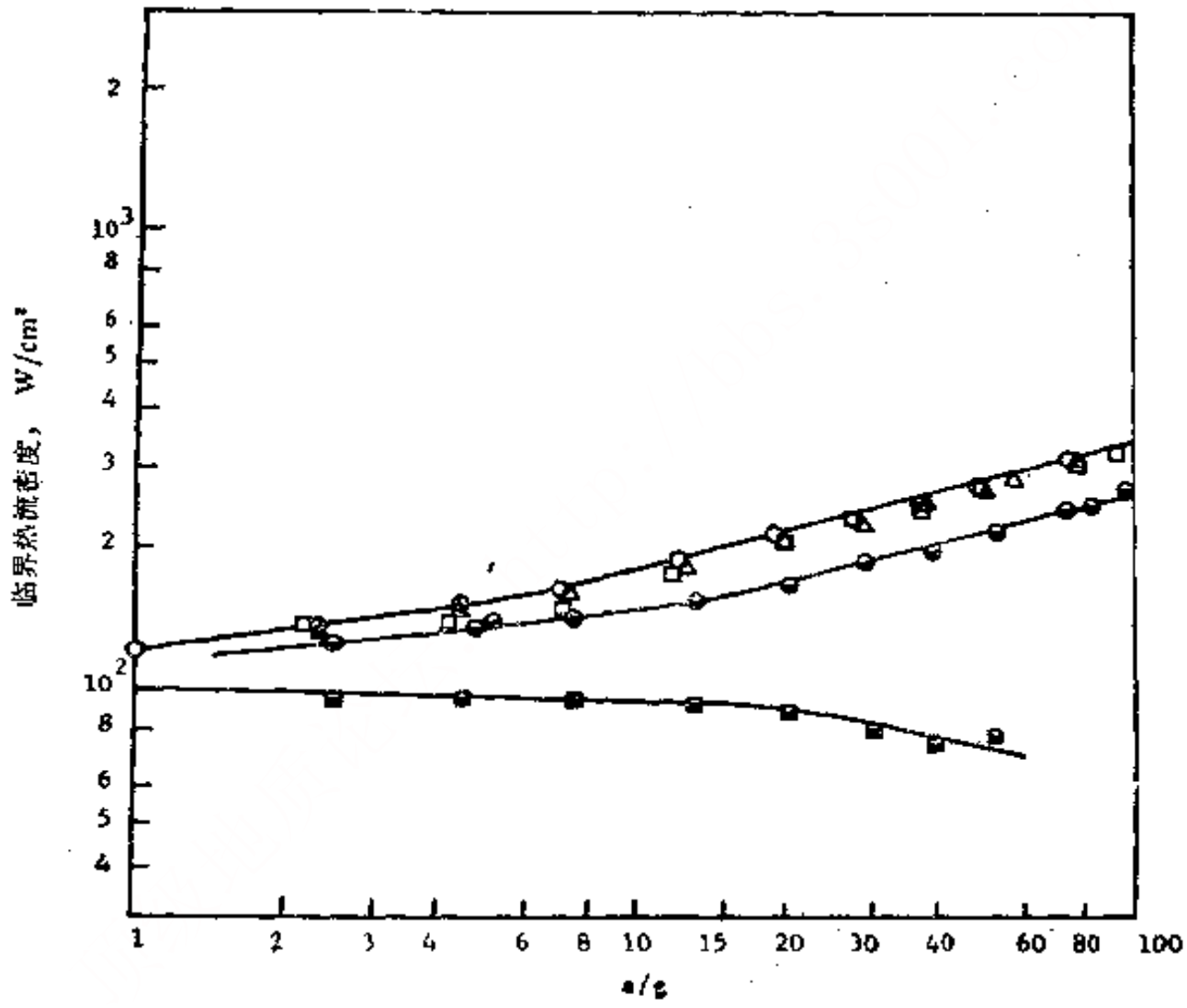


图 6-13 表面方位对临界热流密度与加速度的关系的影响[237]

○ 加速度向量沿表面法线离开加热器；△ 加速度向量与表面法线成 45° 角离开加热器；□ 加速度向量与加热器表面平行；◒ 加速度向量与表面法线成 45° 角指向加热器；■ 加速度向量差不多沿表面法线指向加热器

度的影响在图 6-12 上也可看出. 当加速度为 −0.3 g 时，氧的临界热流密度降低到只有正常重力下的 1/20 左右.

现在回过来考虑表 6-1 中列举的关系式，可以看出，对于经验常数 K，大多数方程都只是给出它的某个数值区间. K 值有一个不确定性区间不一定是由于实验有误差. 朱伯[3]的理论解析揭示出存在一个波长谱，其中任何一个波长都可以使两相边界层内的液-汽界面变得不稳定，从而引起烧毁. 因之，临界热流密度可以有一个大约为 ±14% 的不确定性.

甘比尔(Gambill)[29]进一步做实验研究了这个不确定性的变化范围. 他断定：于表面特性几乎不变的饱和液体池内沸腾情况下，在测定的临界热流密度中，也还存在 ±9.3% 左右的固有随机性. 甘比尔特别强调应该使表面特性的变化最小，因为他顺便观测到，表面状态对临界热流密度有重大影响，而这一点在烧毁的纯流体动力学理论中未加考虑.

还有一些实验也证明：临界热流密度的数值会随表面条件或沉积物而变化. 科斯特洛和弗里 (Frea)[30] 发现，自来水长期沸腾后在加热器表面上形成一层覆盖物，它多半是钙的化合物，这层覆盖物改善了表面的可湿润性，从而可以得到极高的热流密度. 法伯 (Farber) 和斯科拉 (Scorah)[31] 把金属丝先加热到发生膜态沸腾，将它烧红，使其表面氧化，这个过程称为"法伯化"，表面作了这样的处理后，临界热流密度达到正常值的 2—3 倍. 他们用的金属丝材料是镍、钨、克罗梅尔-A 和克罗梅尔-C，直径为 1 mm. 艾维和莫里斯(Morris)[32]观测到，氧化铝表面上的临界热流密度比洁净铝表面上的来得高. 但是，如果金属丝的材料不同，而又都不易氧化，例如镍、铂、银、不锈钢和克罗梅尔等，则它们的烧毁数据全都落在 20% 的实验误差范围以内. 伯纳思 (Bernath)[33] 也报道了在氧化铝表面上有较高的临界热流密度. 他解释说：水合氧化

铝比其它金属氧化物吸附水分子的能力要高好几倍，从而产生了上述结果. 西德等[8]报道说：克拉斯（Class）等[34]把硅酮脂涂在加热表面上，使液氮的临界热流密度增加了50—100%. 这些观测结果同另一些作者的实验结果有矛盾，那些作者发现，当水在涂油或涂脂的加热器表面上沸腾时，临界热流密度猛烈下降. 此外，盖特纳（Gaertner）[35]报道说，由于一次偶然的机会，把硅酮脂涂在铂丝表面上，结果水的临界热流密度从 155.2 W/cm² 降到一个难以测量的很低的值. 这一减少与液体-表面的接触角的变化有关. 湿润表面（接触角小于 90°）有助于液体粘附在表面上，反之不湿润表面（接触角大于 90°）则有助于蒸汽铺开来覆盖表面，使烧毁提早发生. 克拉斯等[34]发表的高出 50—100% 的热流密度可以这样解释：液氮在涂脂表面上有较高的吸附能. 但是没有找到这方面的资料.

关于接触角对临界热流密度的影响，还有另外一些人作了研究. 沃克（Walker）[36]用尼赫罗姆合金、不锈钢和涂聚四氟乙烯的不锈钢制成加热器，研究了在各种 a/g 值下水的临界热流密度（图 6-14）. 他断定临界热流密度与使用的加热器材料有关，当表面的可湿润性增加时，它也增高. 盖特纳[35]也研究了表面的化学组成对烧毁的影响. 对于蒸馏水在不湿润的涂氟化烃的钢表面上的沸腾，临界热流密度只有金属表面上烧毁热流密度正常值的 1%（实质上是起始沸腾的热流密度）.

欧文斯（Owens）[37]观测到，在用四氯化碳清洗过的表面上，纯水的烧毁值为 111 W/cm²，自来水的烧毁值是 164 W/cm²；而在用丙酮清洗过的表面上，纯水的烧毁值为 142 W/cm². 在随后的试验中，在用四氯化碳和二乙醚（类似于溶剂）清洗过的同一表面上，纯水给出的烧毁值十分接近，但是自来

水给出的烧毁值要高29%. 欧文斯报道说，他发现水渗入丙酮而湿润了表面，但没有渗入其它十七种有机液体，这再一次说明接触角有影响. 此外，自来水在加热表面上形成沉积物，这情况多半与科斯特洛和弗里[30]报道的相类似，他们两人曾说明沉积物增加了表面的可湿润性. 贝伦森[38]报道说，戊烷在洁净铜表面上的烧毁热流密度为 28 W/cm²，此情况下接触角大约为 10°；而在氧化铜表面上为 3/W/cm²，此时接触角几乎等于零.

莱昂[39]用不纯的液氧和富氧的混合物作沸腾试验，观测

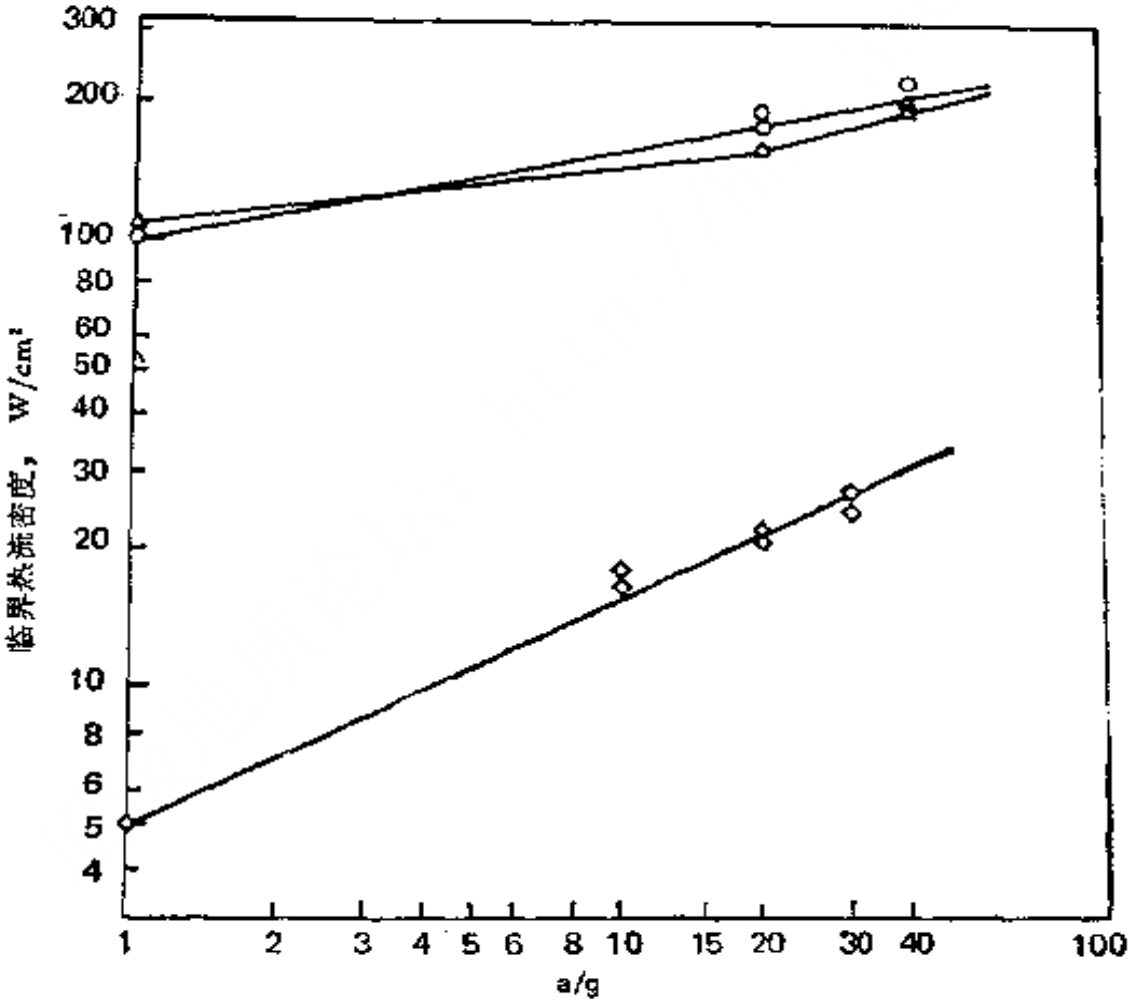


图 6-14　不同加速度下接触角对临界热流密度的影响

◇ 聚四氟乙烯表面，接触角=118°；△ 302 不锈钢表面，接触角=58°；○ 尼赫罗姆合金表面，接触角=50°

到有微量固体粒子（猜想是碳乙醛）连续不断沉积到加热表面上，发现随着实验的进行，临界热流密度将稳步增加. 图6-15表示出了发表的某些结果. 为了进一步研究表面结构的影响，制备了许多作了特殊处理的表面. 在这些表面上做了临界热流密度试验，从这一参考文献中摘引的结果列在表6-3a和6-3b中. 观测到液氮在铜表面和电镀金表面上的临界热流密度有一定差别. 当用液氧时，这个差别即使有的话，也被其散度掩盖掉了. 从余下的数据看出，随着表面的化学组成的变化，临界热流密度的散度大约为25%.

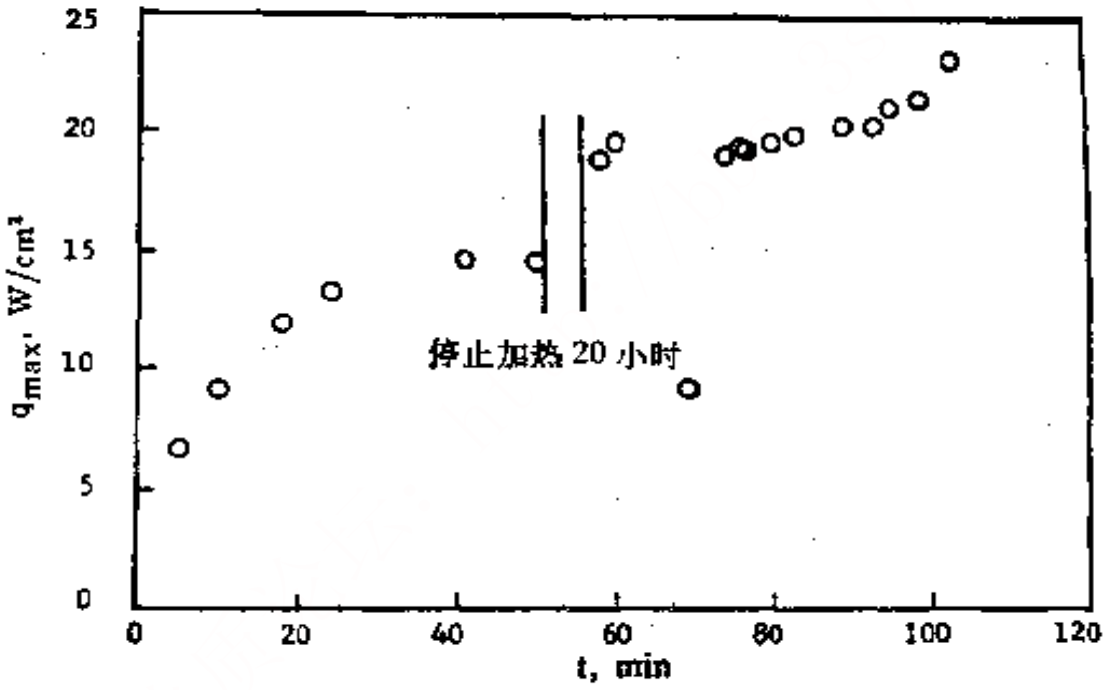


图6-15 由沉积物造成的液氧沸腾时临界热流密度随时间的增加

虽然在上述观测到的表面制备和污染的影响中，大多数实验用的都不是深冷剂，由于不清楚流体与表面的相互作用，不能将结果随便外推. 但是很明显，在临界热流密度实验值中观测到的这许多分歧可以归因于这些效应，设计人员必须意识到这一点. 有些研究人员[29,30-37]断言：由于表面作了不同处理造成的临界热流密度的变化，不可能用纯粹流体动力

表 6-3a 大气压力下液氮于各种垂直圆柱表面上作泡核沸腾时的临界热流密度[39]

表面材料	临界热流密度，W/cm²			
	第一批试验	第三批试验	第四批试验	第五批试验
金	1.28	1.28	1.28	1.29
铜	14.2[1]	14.4	14.1	13.4
Cu_2S	—	15.5[2]	12.6[4]	14.4[5]
	—	14.3[3]	—	—
苯乙腈	—	16.2	—	—
乙醇 (95%)[7]	—	16.4	—	15.4
磷酸三辛酯	—	—	15.1	15.0
氟的有机酯 KEL-F,No.3	—	—	—	15.6
含氟化合物 No.43[6]	—	—	—	14.8
白矿物油(工业用)	—	—	—	15.7
H_3PO_4 (85%)[7]	—	—	—	12.7
H_2SO_4 (96%)[7]	—	—	—	12.6

1) 从骤冷时的冷却曲线求得.
2) 初始值;表面没有用乙醇冲洗.
3) 表面暴露于液氮中大约 8 小时之后.
4) 标准表面制备.
5) 表面没有用乙醇冲洗.
6) 明尼苏达矿业制造公司的产品.
7) 最初使用时的浓度.

学的理论使它们一致起来. 但是另一些人[35]认为，为了把此类效应考虑进去，必须将现有的流体动力学不稳定性理论分析加以改进.

还有一些因素的影响已经在实验中观测到，但当前在流体动力学不稳定性理论分析中还没有考虑进去. 这些因素是加热器的几何形状、尺寸和方位. 伯纳思[33]把文献中发表的水平放置和垂直放置的金属丝上的烧毁数据作了比较. 在大致相当的实验条件下，垂直放置与水平放置时的临界热流密度之比为 0.76. 加热丝垂直放置时，它的长短起十分重要的

表 6-3b 大气压力下液氧于各种垂直圆柱表面上作泡核沸腾时的临界热流密度[39]

表面材料	临界热流密度，W/cm²				
	第一批试验	第三批试验	第四批试验	第五批试验	第六批试验
金	18.5	17.9	16.9	17.5	—
铜	17.9[1]	—	18.8	18.3	17.3
Cu_2S	—	—	—	18.5	—
乙醇 (95%)[3]	—	13.8[2]	—	19.6[2]	—
	—	15.5	—	21.9	—
磷酸三辛酯	—	—	20.2	19.8	1.5
氟的有机脂 KEL-F, No.3	—	—	—	20.3	—
白矿物油	—	—	—	19.2	—
H_3PO_4(85%)[3]	—	—	—	16.2	—
H_2SO_4(96%)[3]	—	—	—	15.8	—

1) 从骤冷时的冷却曲线求得.
2) 每次测定此值都增高.
3) 最初使用时的浓度.

作用. 对于压力为 6.4 bar、欠热度为 97 K 的水在垂直加热丝上沸腾的情况，当加热丝短于 20 cm 时，获得的临界热流密度比较高. 继续缩短加热丝，将使其临界热流密度渐近地接近水平放置时的值. 增加垂直加热丝的长度，使它超过 20 cm，临界热流密度没有进一步的变化. 常[21]的理论分析支持了这个观测结果；但是，它与莱昂[39]的实验结果并不相符，那些结果表明，液氮和液氧在垂直圆柱体上的临界热流密度比在水平圆柱体上的来得高(表 6-4). 库塔捷拉泽[2]也证明，水平平板上的临界热流密度比垂直平板上的低，但没有实验数据验证. 目前我们还不知道对这一矛盾有任何令人满意的解释.

伊希盖 (Ishigai) 等[40]研究了从面朝下的平板表面向水的沸腾传热. 加热表面是一个铜圆柱体的平端面，圆柱体直径为 d，它用一个环形绝热套包起来，后者外径为 D. 临

表 6-4　在第五批试验中，N_2 和 O_2 在垂直和水平放置的金表面上泡核沸腾时的临界热流密度[39]

流 体	金表面特性	临界热流密度，W/cm²	
		垂　直	水　平
氮	抛光	13.6	11.5
氮	抛光	12.8	10.7
氧	抛光	17.8	13.3
氧	粗糙	16.9	15.4
氮	粗糙	12.8	11.8

界热流密度随着 d/D 的增加而增高，用外推的办法得到了 $d/D = 1.0$ 时的临界热流密度为 197 W/cm². 这比十二位不同作者用水平金属丝得到的平均值（140W/cm²）高出 40%. 但是，实测的最高临界热流密度比上述水平金属丝的平均值低 29%. 这与参考文献 [13] 和 [28] 的结果有矛盾，在这两项研究中，把加速度向量倒过来，以此来模拟面朝下的平板，发现临界热流密度降低很多.

加热表面的尺寸也影响到临界热流密度. 艾维和莫里斯[41]利用五位研究人员的数据，画出了临界热流密度随加热器直径的变化曲线（图 6-16）. 临界热流密度随直径的减小而降低，一直到直径减到大约 0.5 mm 处为止，曲线到那里中断了，作者[41]把它归因于临界热流密度的机理发生了变化. 当直径进一步减小，低于 0.25 mm 时，临界热流密度反而增高. 他们断言：当金属丝直径 $D_0 > 0.5$mm 时，是许多汽泡覆盖表面的过程造成烧毁；而当丝直径 $D_0 < 0.25$mm 时，则是单个汽泡覆盖表面的过程造成烧毁. 对于比较小的区域，他们推荐下列公式：

$$q_{max} D_0 = 常数 \qquad (6-3)$$

这些曲线中的几条表示在图 6-16 上.

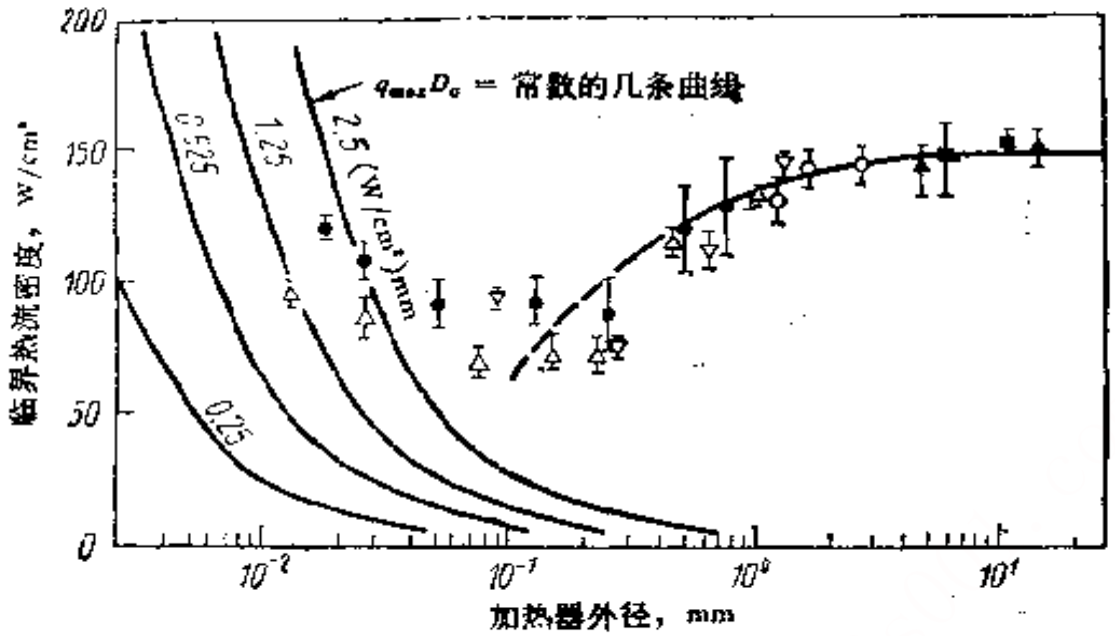


图 6-16　临界热流密度随金属丝直径的变化[41]

艾维和莫里斯[41]报道说：对于直径在 2.5 到 0.5 mm 范围内的金属丝，皮茨（Pitts）[42] 提出了一个模型，可以用来计算临界热流密度随丝直径的变化.

关于临界热流密度随加热器尺寸的变化，另外一些研究人员发表的结果稍有不同.弗里[43]说，临界热流密度随加热器直径的减小而增高. 科斯特洛等[44]用 1.25—5 cm 宽的平板作试验，发现随着宽度的减小，临界热流密度增高很多. 他们的结果与弗里[43]的结果一起画在图 6-17 上. 图上还说明了自来水在加热器上最初沸腾形成的表面沉积物的影响. 这些作者[44]提出假设：表面可湿润性限定着能量的一个临界数值，当依靠汽化潜热传输把这份能量从表面移走时，烧毁就发生了. 除了汽化潜热带走能量以外，汽泡运动感生的对流效应也带走一部分能量. 如图 6-17 所示，感生对流带走的这部分能量是随加热器直径变化而变化的. 从图上看出，当直径趋于无穷大时，临界热流密度有一个渐近值，该值被认为就是

只依靠汽化潜热传输带走的临界热流密度. 把 5 × 5 cm 的加热器用玻璃板包起来，以限制液体从边缘向内流动，用此法模拟无穷大平板加热器，从而得到了这个渐近值.

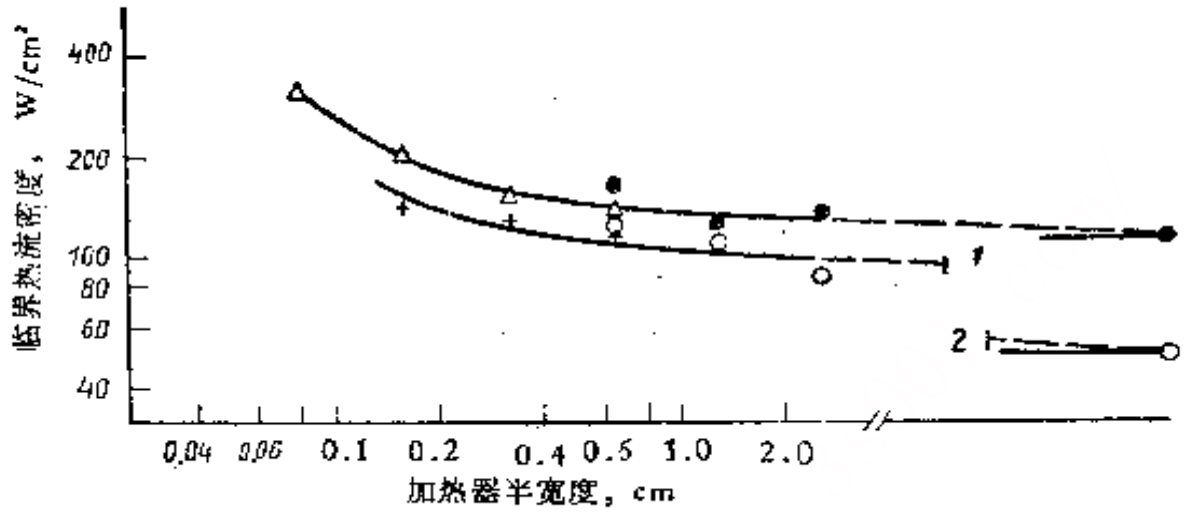


图 6-17 临界热流密度随加热器宽度的变化[44]

△，+ 半圆柱体； ○，● 平板； 1——加热器放在自来水中的渐近值；
2——加热器放在蒸馏水中的渐近值

对于玻璃板包起来的干净加热器，渐近临界热流密度的平均值是 50 W/cm²，它比流体动力学理论测算的值要低很多. 对于沉积物覆盖的加热器表面，平均渐近值增加到 111 W/cm². 芬利 (Finley)[45]企图复现参考文献 [44] 中的 50 W/cm² 这个值，但是没有成功. 他的平均值是 96 W/cm²，这与表 6-1 中方程 (1)—(11) 的测算值是相符的.

林哈德和基林 (Keeling)[47] 用因次分析鉴别和描述了感生对流效应. 此后，孙 (Sun) 和林哈德[46]仿效他们的办法，给出了下列 q_{max} 的表达式:

$$q_{max}/q_{max\,F} = f[R', I, (1+\rho_g/\rho_f)^{1/2}, \theta_c] \qquad (6-4)$$

式中 $q_{max\,F}$ 给出为

$$q_{max\,F} = 0.131 h_{fg}(\sigma_g \rho_g(\rho_f - \rho_g)]^{1/4} \qquad (6-5)$$

参量 R' 是无因次半径，

$$R' = R[g(\rho_l - \rho_g)/\sigma]^{1/2} \qquad (6\text{-}6)$$

当 R' 大时，浮力比毛细力大，反之亦然. I 是表征感生对流强弱的参量，它给出为

$$I = (\rho_l^2 R^3 \sigma/\mu_l^4)^{1/2} \qquad (6\text{-}7)$$

在方程(6-4)中，θ_c 是接触角，它的影响忽略不计.

图 6-18 表示出了在加热器特征宽度的某个变化范围内 $q_{max}/q_{max\,F}$ 随 I 的变化；因为这些数据是用尼赫罗姆合金带取得的，所以用 W' 代替了 R'. 图 6-19 表示出了 $q_{max}/q_{max\,F}$ 随 R' 的变化. 孙和林哈德根据来自金属丝的蒸汽射流的稳定性分析和实验数据，对于水平圆柱体得到了下列公式：

$$q_{max}/q_{max\,F} \simeq 0.890 + 2.27\exp(-3.44\sqrt{R'}) \qquad (6\text{-}8)$$

对于 $R' < 0.15$ 的情况，作者们断定：临界热流密度取决于另一类型的不稳定性，这有助于证实艾维和莫里斯[41]的结论.

有些研究人员企图提出新的烧毁计算方法，其中将考虑

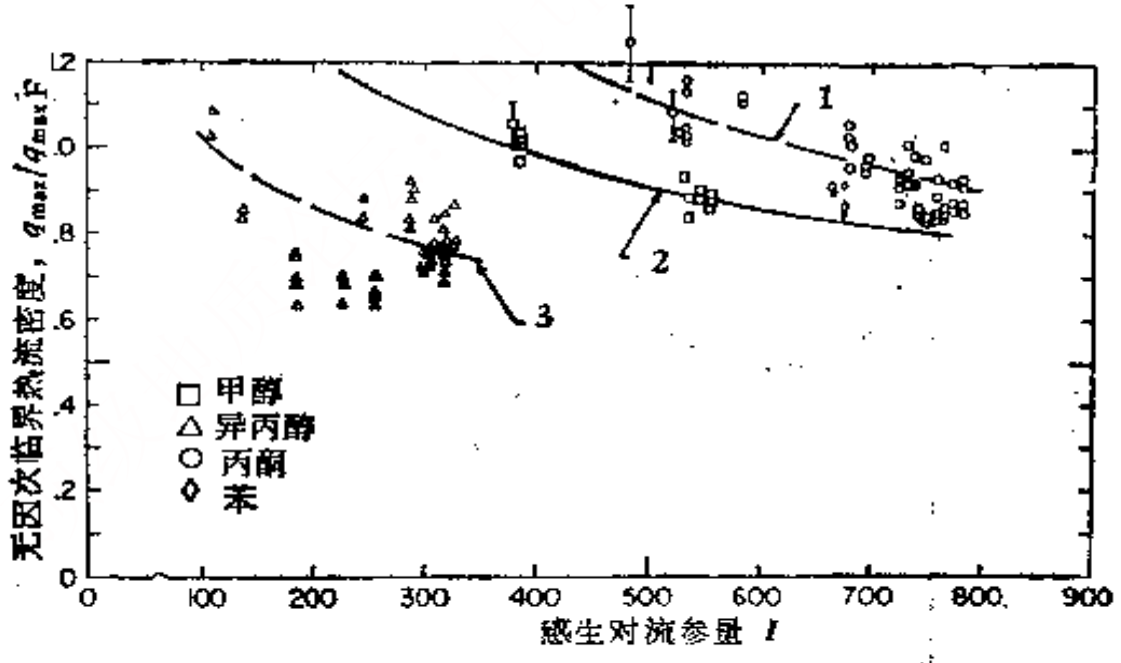
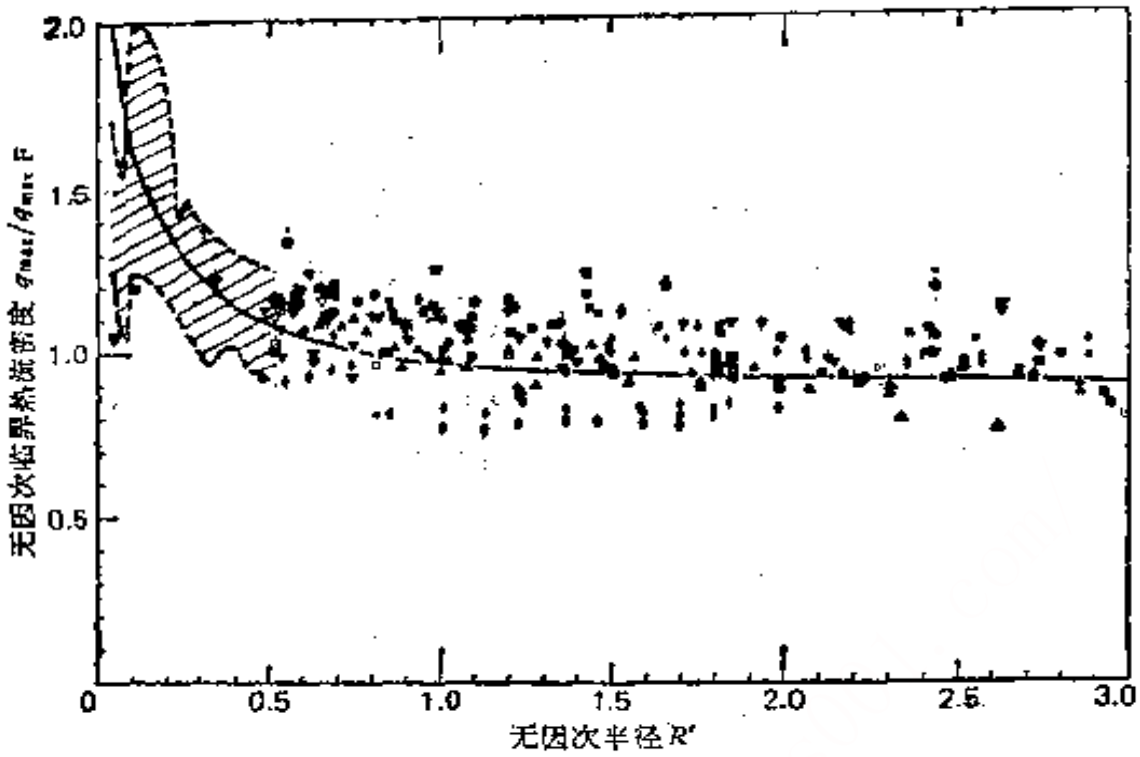


图 6-18 感生对流对临界热流密度的影响[47]

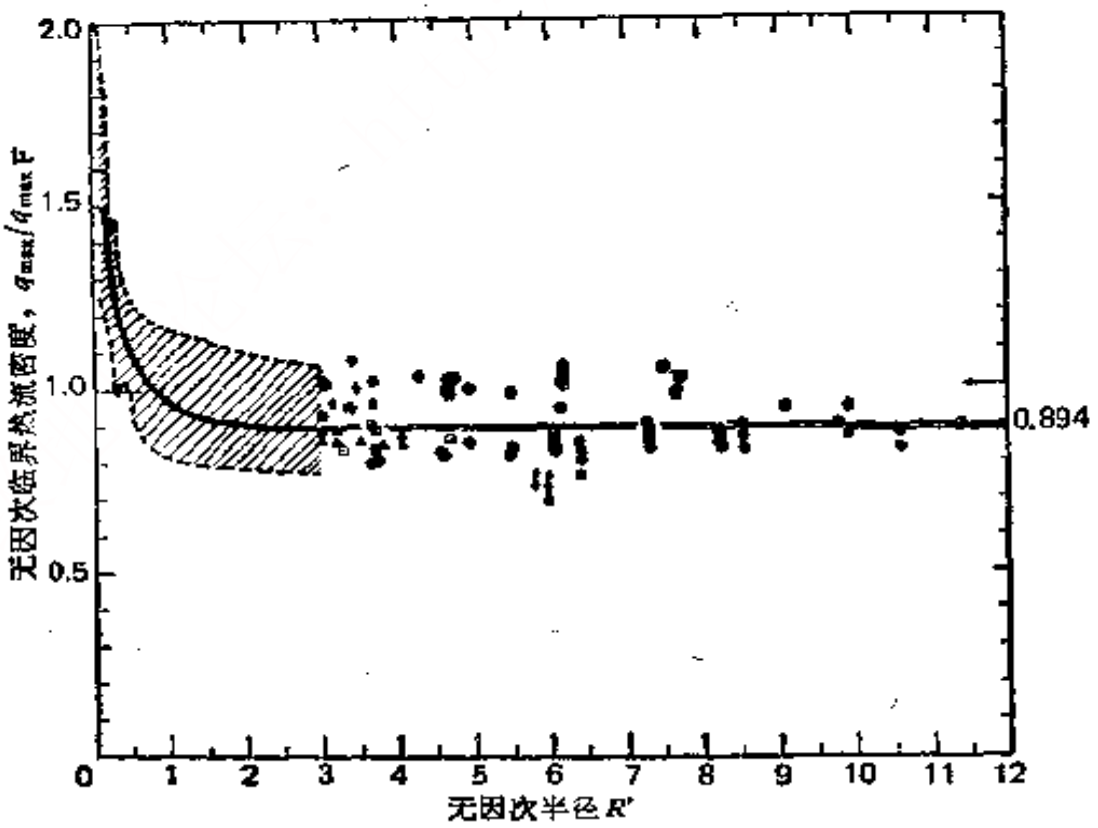
1——丙酮数据的走向；2——本文综合的关系(处在甲醇数据之间)；
3——异丙醇数据的走向；$W' = 1.00$ 到 1.99

(a)



■ 甲醇， ♦ 苯， ▼ 丙酮， ▲ 异丙醇；（这些是参考文献[46]的数据，空心符号表示 $g/g_e=1$ 的数据，实心符号表示 $1.0<g/g_e\leqslant 67.1$ 的数据.） ⧈ 乙醇， ⊕ 水， ⊙ 甲醇， ⊗ 水， ⊠ 四氯化碳， ▽ 丙酮

(b)



▼ 丙酮， ■ 甲醇， ▲ 异丙醇， ♦ 苯；（这些是参考文献[46]的数据， $32\leqslant g/g_e\leqslant 57.3$.） ⧈ 乙醇， $1<g/g_e\leqslant 80$； ⊕ 水， $1<g/g_e\leqslant 80.7$； ⏀ 氮， ⏁ 氧， $g/g_e=1$

图 6-19 加热器无因次半径对临界热流密度的影响[46]

到一些显然不属于流体动力学的变量. 参考文献[41]、[46]和[47]中的关系式是向这方面努力的第一步. 但是应该注意：在所有这些工作中，只有两种深冷剂的数据点与关系式作了比较(见图 6-19).

莱昂[39]研究了氮氧混合物的成分对临界热流密度的影响. 如图 6-20 所示，只要 O_2 含量不超过 80%，临界热流密度就与 100% N_2 时的值差不多. 这个结果与范斯特拉伦(van Stralen)[50] 发表的结果有差别，后者用水和各种醇或酮组成的二元混合物做了试验，他发现各种混合物的临界热流密度都有一个最大值. 休伯（Huber）和赫恩（Hoehne)[51] 在联苯中加入少量苯，也发现混合物的临界热流密度有一个最大值. 另一方面，欧文斯[37]发表了二元混合物与纯水的临界热流密度之比的最大值和最小值，但是他断定这个比值总是小于 1.

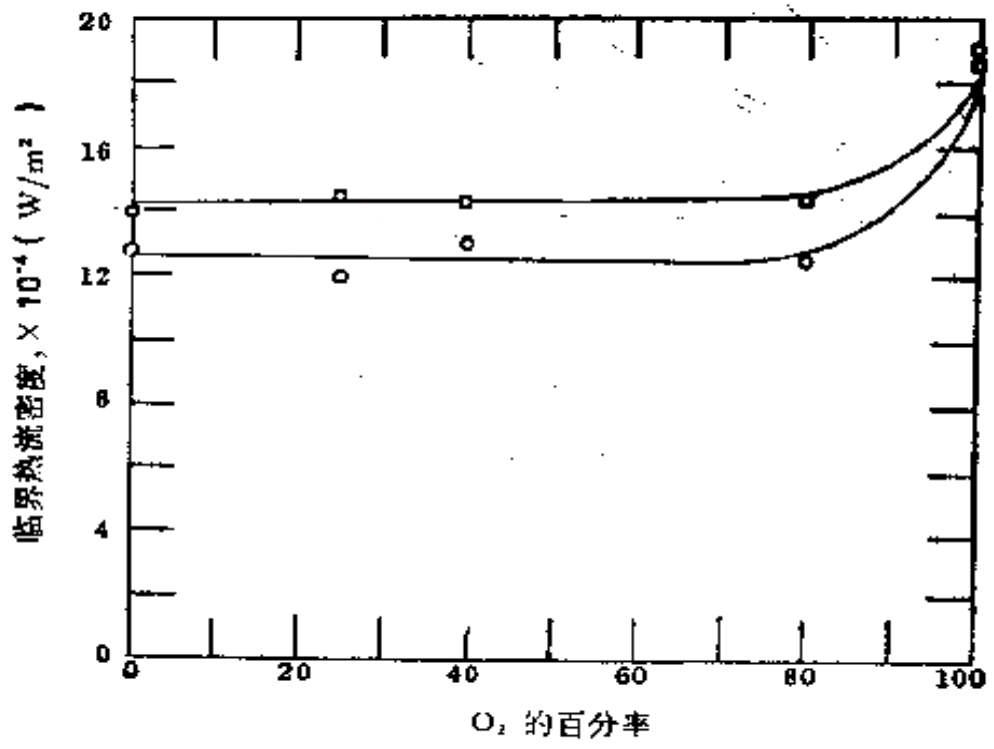


图 6-20 氮氧混合物的成分对临界热流密度的影响[39]

○ 抛光金； □ 抛光铜

6.2.1.2 欠热液体

欠热度是影响临界热流密度的主要变量之一. 全部实验数据都表明：在所有压力下，临界热流密度随着 ΔT_{sub} 的增加几乎成线性地增高. 实验还确定：增加同样的欠热度，临界热流密度的增高在低压下比在高压下更大(图 6-21).

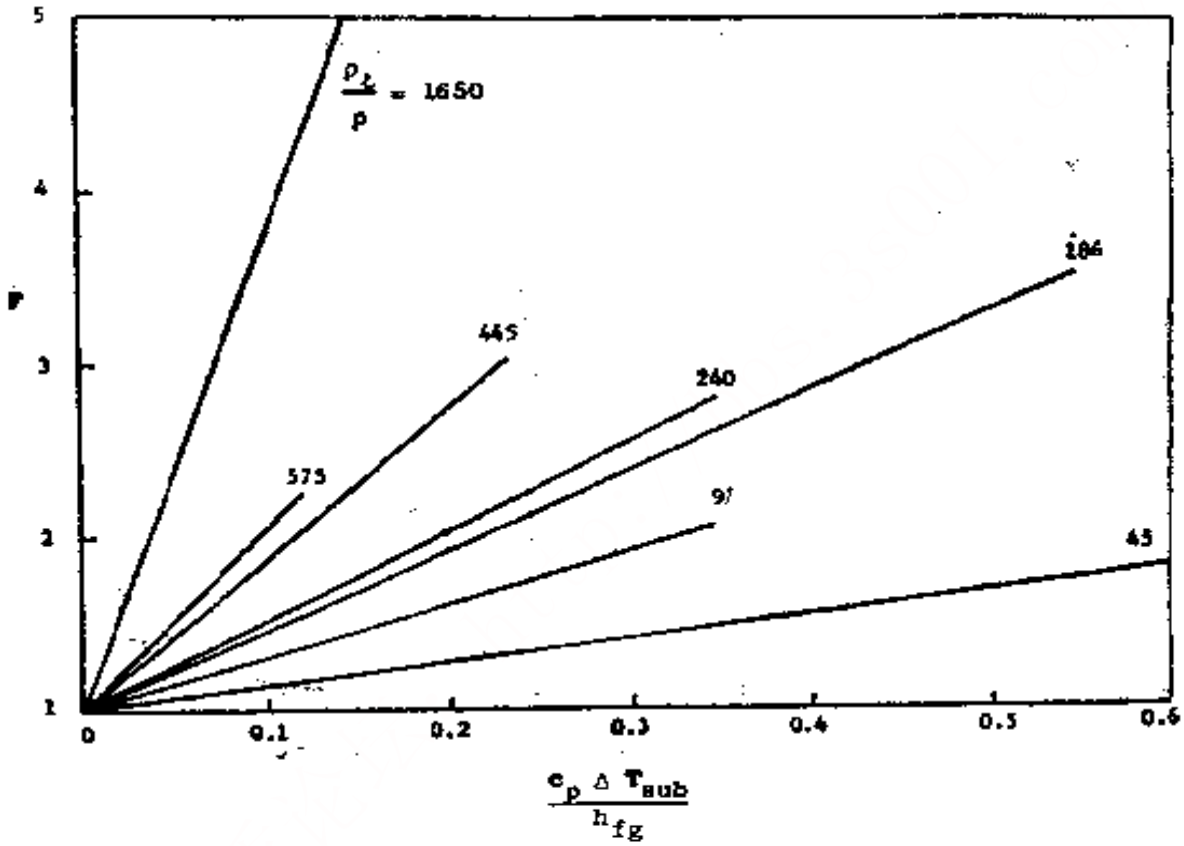


图 6-21 临界热流密度随欠热度的增加和压力的降低而增高的情况

当汽泡在欠热液池的沸腾边界上跃离或破灭时，为了把流到该处的欠热液体加热到饱和温度，需要再加上一部分热量. 库塔捷拉泽[2]根据这个概念，推导出了下列半经验公式：

$$F = q_{max,sub}/q_{max,sat} = 1.0 + (\rho_l/\rho_v)^{0.80}(C_p\Delta T_{sub}/15.38h_{fg}) \tag{6-9}$$

借助这个公式，就可以用饱和工况下的表 6-1 中的方程(5)

来计算欠热工况下的临界热流密度. 朱伯也给出

$$\frac{q_{max,sub}}{q_{max,sat}} = 1.0 + \frac{5.3}{h_{fg}\rho_v}(k_l\rho_l C_p)^{1/2} \times \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{g_c\sigma}\right]^{1/4}\left[\frac{\sigma g g_c(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right]^{1/8} \times (T_{sat} - T_b)^{*} \qquad (6\text{-}10)$$

艾维和莫里斯[48]对现有全部实验数据进行整理，提出了一个更新的方程：

$$F = 1 + (\rho_l/\rho_v)^{0.75} C_p \Delta T_{sub}/9.8h_{fg} \qquad (6\text{-}11)$$

在上面这三个方程中，除了 C_p 以外，所有物性都取饱和工况下的值. C_p 则取参考温度 T_{ref} 下的值，

$$T_{ref} = T_{sat} - \frac{1}{2}\Delta T_{sub} \qquad (6\text{-}12)$$

上面这些欠热液体的公式都已经与水和有机液体的实验数据作了比较. 图 6-22 把方程 (6-9) 与欠热氮的两个实验点[49]作了比较. 它们是本文作者所能找到的欠热深冷剂仅有的两个点. 计算与实验符合得相当好.

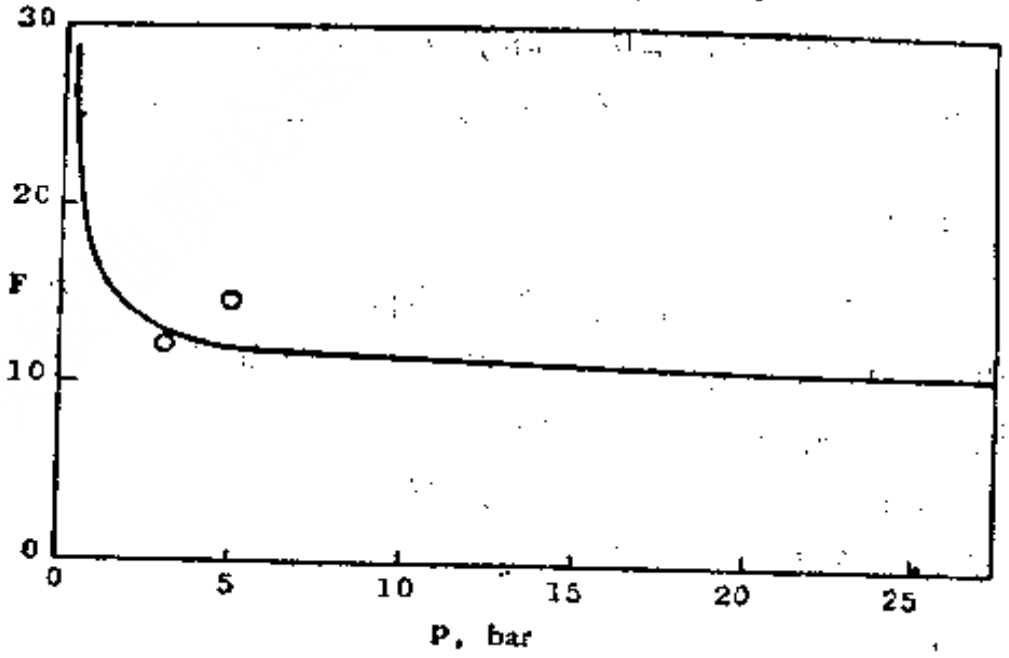


图 6-22 欠热氮的数据与库塔捷拉泽修正因子之比较

艾维和莫里斯[41]发现：对于直径为 0.4—1.2 mm 的水平加热丝来说，临界热流密度随欠热度的变化并不是严格线性的. 图 6-16 上表示出的临界热流密度随加热丝直径的变化，在采用欠热液体时没有观测到.

6.2.2 有限容积内的自然对流

在设计沸腾堆、热交换设备以及地面试验装置的深冷抽气系统[52]时，自然循环沸腾回路内的临界热流密度是十分重要的. 甘比尔和邦迪 (Bundy)[53] 对自然循环回路中可能发生烧毁的三种机理作了物理描述，并且提出了计算低压水的临界热流密度的半经验方程.

最近班迪 (Bandy) 等[54]把最佳控制理论用于计算自然循环沸腾回路内的传热，他们用变截面加热段和非均匀热流密度的办法，使回路功率大为增高. 对于大气压力下用氟利昂-113 作工质的回路，如果采用结构接近最佳的试验段，则与常用的等截面均匀热流密度通道相比，测算的功率增加了 16.7%，而实际测出的增高是 15%.

关于自然循环回路内的临界热流密度，特别是深冷流体的这一问题，是否有人在作研究，本文作者一无所知.

6.2.3 小结

上文是打算说明，目前采用的计算池内沸腾临界热流密度的所有方法，依据的主要是流体动力学模型. 虽然已经知道影响临界热流密度的还有不少其它的变量，例如表面状况、加热器几何形状等，但是它们没有包括在流体动力学模型中. 设计人员只能采用现有的关系式，同时对这些二次效应也应有所认识.

计算临界热流密度还有一种图解法，用于设计十分方便，

它是由弗罗斯特和扎科威克[36]提出的.

6.3 强迫对流沸腾工况下的临界热流密度

如第四章所述，强迫流动时发生的烧毁有两类：(1)欠热沸腾的烧毁；(2)整体沸腾的烧毁. 在利用深冷流体时，最常遇到的多半是后一类. 但是，对于深冷流体来说，不管哪一种烧毁现象的实验数据都很少.

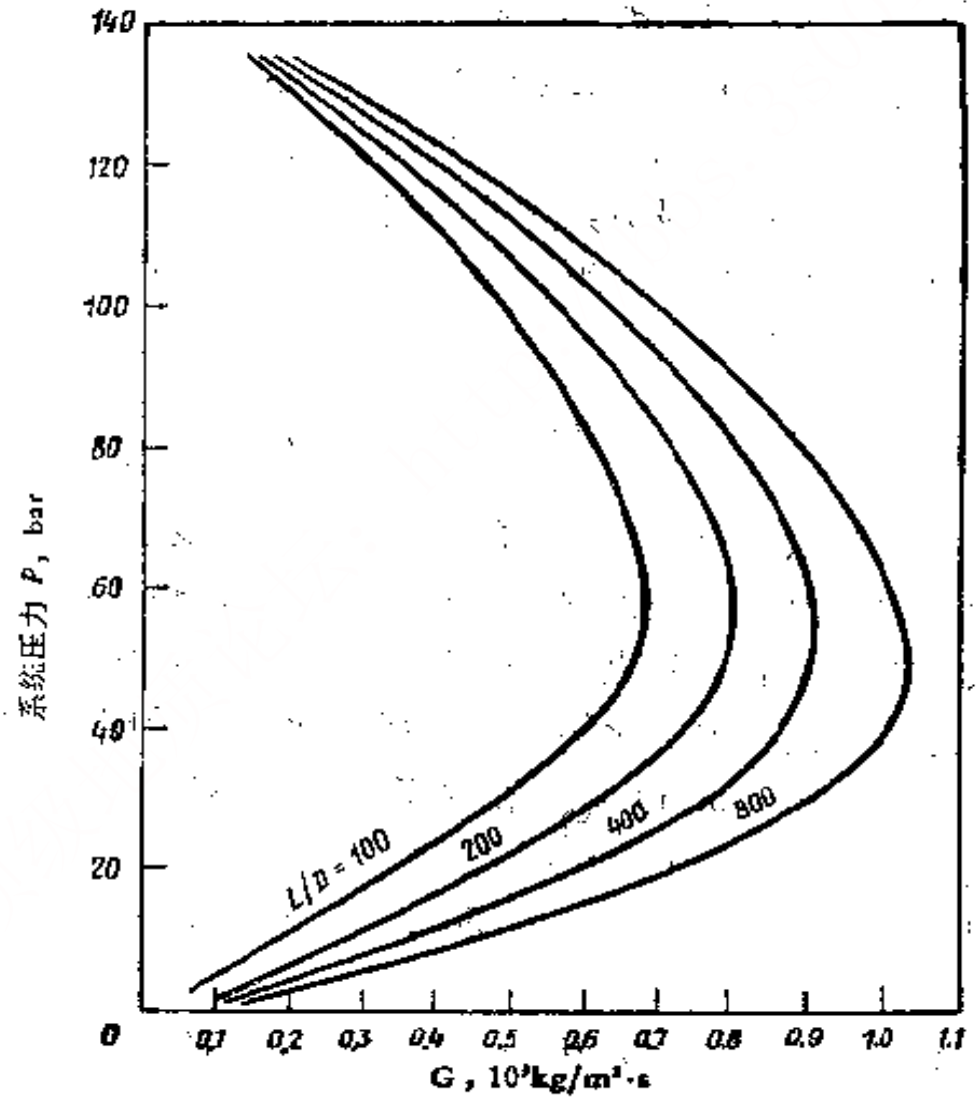


图 6-23 水在圆管内流动时低速烧毁工况的大致边界
(低速工况在任一给定曲线的左边)[55]

强迫流动时的烧毁对流量振荡和流动不稳定性也很敏感。麦克贝思(MacBeth)[55]对影响烧毁的各个变量作了迄今为止最好的评述，他介绍了几类系统，在这些系统中能得到稳定的两相流工况，因而也就具有最高的临界热流密度。这一参考文献应作为设计资料经常查阅。

为了计算水在均匀加热圆管内的临界热流密度，麦克贝思[55]提出了两个经验公式。一个公式适用于大致由图 6-23 限定的低速烧毁工况，它是

$$q_{max} \times 10^{-3} = \frac{G \times 10^{-3}(h_{fg} + \Delta h)}{124 d^{0.1}(G \times 10^{-3})^{0.49} + 4L/d} \qquad (6\text{-}13)$$

式中 G 的单位为 $kg/m^2 \cdot s$，d 的单位为 cm。在所有系统压力下，这个方程与发表的数据相拟合，其均方根误差为 5.5%。

另一个公式是烧毁关系式的通用形式，它是把 5000 个左右的数据点按压力分成八组，用计算机作最佳拟合后得出来的。此烧毁方程为

$$q_{max} \times 10^{-3} = [A' + \frac{1}{4} d'(G \times 10^{-3})\Delta h]/(C' + L) \qquad (6\text{-}14)$$

式中 A' 和 C' 是以压力、管子直径和质量流密度表示的多项式。

请注意，上述这些方程只是对轴向均匀加热的通道内流动的水才是正确的。麦克贝思[55]为了把这些方程应用于其它流体，还对与其有关的比例模化定律和比模因子作了讨论。斯塔尼福思 (Staniforth) 和史蒂文斯 (Stevens)[56] 提出了求比模因子的方法，它的主要步骤如下：

(1) 首先要看到，h_{fg}，ρ_l 和 ρ_v 肯定是影响烧毁的几个主要物性；

(2) 假定对于模拟流体和所研究的流体来说，比值 ρ_l/ρ_v 相等。这一步确定了相应的压力。但是必须注意：只有在不再有流体物性的另一个重要的无因次组的条件下，才是这种

情况；

（3）对于模拟流体和所研究的流体，假设比值 $\Delta h/h_{fg}$ 相等，由此求得 Δh 的比模因子；

（4）L/d 取相等值，这在任何模拟方法中都是不言自明的公理；

（5）根据以上几点，比如说圆管的烧毁方程就可以写成

$$q_{max} = f(L/d,\ d,\ G,\ \rho_l/\rho_v,\ \Delta h/h_{fg}) \qquad (6\text{-}15)$$

它表明对于 q_{max}，d 和 G 还需要有几个比模因子；

（6）注意到 $q_{max}/h_{fg}G$ 是一个无因次组，因此可以写出 q_{max} 的比模因子 $= h_{fg}/h_{fgm} \times G$ 的比模因子，式中 h_{fg} 和 h_{fgm} 分别指所研究的流体和模拟流体的汽化潜热．这个方程意味着，一定要求其值的只有两个比模因子．

把这个方法用来整理刘易斯（Lewis）等[57]的液氢数据，结果如图 6-24 所示．用来综合数据的是低速工况的方程（6-13）．L/d，d，ρ_l/ρ_v，$\Delta h/h_{fg}$ 的比模因子都取为 1．q_{max} 和 G 的比模因子在表 6-5 中给出．

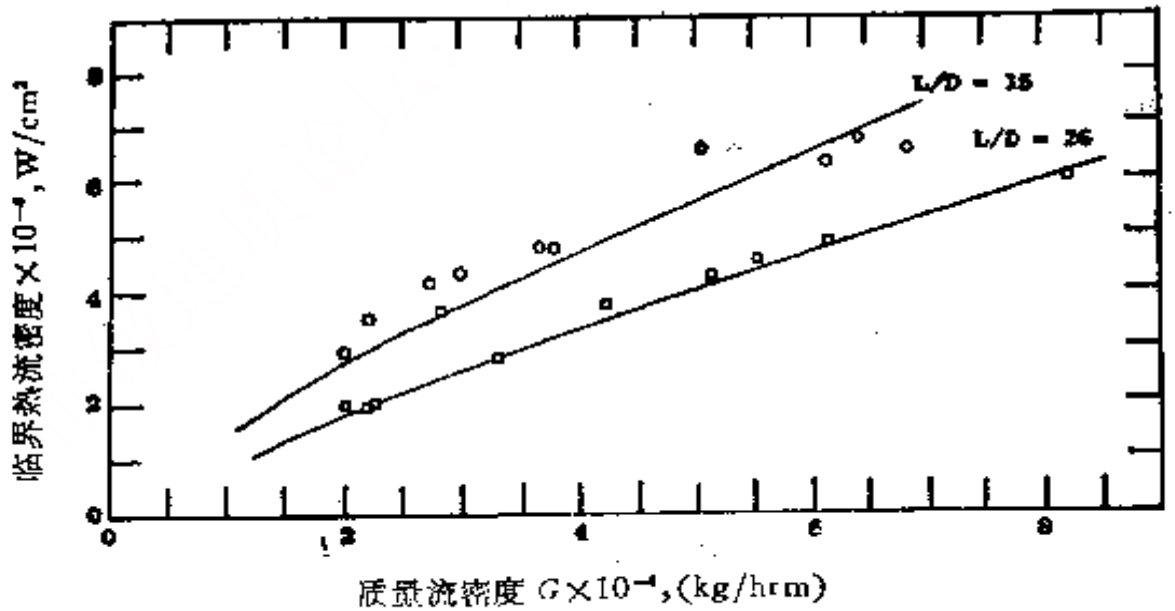


图 6-24　斯塔尼福思和史蒂文斯的比例模化法[5,6]与刘易斯等[57]的液氢数据之比较

表 6-5　刘易斯等[57]的液氢数据的比模因子

L/d	比模因子 $q_{max}/q_{max,m}$	比模因子 G/G_m
26	0.041	0.140
20	0.058	0.199
15	0.037	0.126
8.5	0.026	0.090

虽然采用方程（6-13）和（6-14）并没有提供计算深冷剂烧毁热流密度的一般方法，但是一旦取得了足够的实验数据，采用比模因子看来是有希望的．还有一些计算整体沸腾烧毁的关系式，虽然说是适用于所有流体，但与深冷剂的实验数据[23]并不相符．

对于能湿润表面的欠热液体流动时的临界热流密度，甘比尔[58]提出了一个通用的计算方法．此方法是先算出没有强迫流动时的临界热流密度，然后把强迫对流传热的分量加上去．该方法与现有 878 个数据点中的 96% 作了比较，它表明：在流速变化很宽的范围内，对于在圆管和矩形通道中作轴向流动和旋流、以及横向流过棒的七种流体来说，其最大偏离为 40%．最近把这个解法表示成图解形式[26]，这样就可以迅速估算出临界热流密度．

甘比尔[58]并没有把他的理论与任何深冷流体的实验数据加以比较；但是西德等[8]指出：此方法与他们从文献调研中找到的少量实验数据还是比较符合的．

6.4 符　　号

a　= 局部加速度　　c_p　= 定压比热容

D = 直径
d = 直径
G = 质量流密度
g = 重力加速度
h = 比焓
h_{fg} = 汽化潜热
I = 方程(6-7)定义的参量
K = 热导率
L = 长度
q = 热流密度
R = 半径
R' = 方程(6-6)定义的参量
T = 温度

希腊字母

θ = 接触角
μ = 粘度
ρ = 密度
σ = 表面张力

下标

f = 流体
g = 气体
l = 液体
m = 模型
r = 热力学折算值
sat = 饱和的
sub = 欠热的
v = 蒸汽
0 = 金属丝

6.5 参考文献

[1] W. M. Rohsenow and P. Griffith, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* **52**(18), 47(1956).
[2] S. S. Kutateladze, *Fundamentals of Heat Transfer*, Academic Press, New York (1963).
[3] N. Zuber, AECU-4439 (1959).
[4] J. N. Addoms, D. Sc. Thesis, MIT, Cambridge, Massachusetts (1948).
[5] Y. P. Chang and N. W. Snyder, *Chem. Eng. Progr., Symp. Ser.* **56**(30), 25(1960).
[6] R C. Noyes, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **85C**, 125(1963).
[7] R. Moissis and P. J. Berenson, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **85C**, 221 (1963).
[8] J. D. Scader, W. S. Miller, and L. A. Kalvinskas, NASA CR-243 (1965).
[9] P. Griffith, ASME-AIChE Heat Transfer Conference, paper 57-H-21, Philadelphia, Pennsylvania (August 1957).
[10] N. Zuber and M. Tribus, UCLA Rept. 58-5 (1958).
[11] Y. P. Chang, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **86C**, 89(1963).
[12] E. G. Brentari, P. J. Giarratano, and R. V. Smith, NBS-TN-317 (1965).

[13] D. N. Lyon, M. C. Jones, G. L. Ritter, C. Chiladakis, and P. G. Kosky, *AIChE J.* **11**(5), 773(1965).
[14] M. T. Cichelli and C. F. Bonilla, *Trans. TIChE* **41**, 755(1945).
[15] S. S. Kutateladze and V. M. Borishanskii, *A Concise Encyclopedia of Heat Transfer*, Pergamon Press, New York (1966). p. 209.
[16] W. Frost and G. S. Dzakowic, AEDC-TR-69-106 (1969).
[17] C. T. Sciance C. P. Colver, and C. M. Sliepcevich, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), p. 395.
[18] V. M. Borishanskii, in *Symp. Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media* (S. S. Kutateladze, ed.), Pergamon Press, New York (1969).
[19] C. B. Cobb and E. L. Park, Jr., *Chem. Eng. Progr Symp. Series* **65**(92), 188(1969).
[20] C. M. Usiskin and R. Siegel, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **83C**, 243(1961).
[21] H. Merte and J. A. Clark, *Trans. ASME. J. Heat Transfer* **86C**, 351(1964).
[22] J. E. Sherley, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8. Plenum Press, New York (1963), p. 495.
[23] J. A. Clark, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5, Academic Press, New York (1968), p. 325.
[24] Y. A. Kirchenko and M. L. Dolgoi, *High Temperature* 8(1), 120 (1970).
[25] C. P. Costello and J. Adams, *Intern. Developments in Heat Transfer, Paper* No. 30, ASME (1961), p. 255.
[26] H. J. Ivey, AEEW-R99 (1961).
[27] W. R. Beasant and H. W. Jones, UK Report AEEW-R, Winfrith (1963), p. 275.
[28] C. P. Costello and J. M. Adams, *AIChE J.* 9(5), 663(1963).
[29] W. R. Gambill, *AIChE J.* **10**(4), 502(1964).
[30] C. P. Costello and W. J. Frea, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* **61**(57), 258(1965).
[31] E. A. Farber and R. L. Scorah, *Trans. ASME* **70**, 369(1952).
[32] H. J. Ivey and D. J. Morris, AIChE Preprint 160, Chicago, Illinois (1960).
[33] L. Bernath, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* **56**(30), 95(1960).
[34] C. R. Class *et al.*, Beecheraft Research and Development. Inc., Engineering Report 6154, WADC TR 58-528, ad 214256 (1958).
[35] R. F. Gaertner, 63-RL-3449C, General Electric Report, Schenectady, New York (1963).

[36] G. E. Walker, Jr., M. S. Thesis, Mech. Engr. Dept., Univ. of Washington, Seattle, Washington (1965).
[37] W. L. Owens, AEW-R 180(1964).
[38] P. J. Berenson, Tech. Rept. No. 17, Heat Transfer Lab., MIT, Cambridge, Massachusetts (March 1960).
[39] D. N. Lyon, *Intern. J. Heat Mass Transfer* 7, 1097(1964).
[40] S. Ishigai *et al.* in *Intern. Developments in Heat Transfer*, ASME, Boulder Colorado (1961), p. 224.
[41] H. J. Ivey and D. J. Morris, in *Third Intern. Heat Transfer Conference*, AIChE, Chicago, Illinois (1966).
[42] C. C. Pitts, Dept. of Mech. Engr. Rept. Stanford Univ. Stanford, California (1964).
[43] W. J. Frea, Dept. of Mech. Eng., Heat Transfer Lab., Univ. of Washington, Seattle, Washington (1963).
[44] C. P. Costello *et al.*, *Chem. Eng. Progr Symp. Ser.* 61(59), 271 (1965).
[45] B. G. Finley, M. S. Thesis, Univ. of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee (1968).
[46] K. H. Sun and J. H. Lienhard, *Intern. J. Heat Mass Transfer* 13, 425(1970).
[47] J. H. Lienhard and K. B. Keeling, Jr., ASME Paper No. 69-HT 48(1969).
[48] H. J. Ivey and D. J. Morris, UK Report AEEW-R-137, Winfrith (1962).
[49] H. Merte and E. W. Lewis, Heat Transfer Lab., Dept. Mech. Eng., Univ. of Michigan, Ann Arbor, Michigan (1967).
[50] S. J. D. van Stralen, *Chem. Eng. Sci.* 5, 290(1956).
[51] D. A. Huber and J. C. Hoehne, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 85C, 215(1963).
[52] M. J. Triplett, in *Proc. Space Simulation Conference, September 1970*, NBS special publication 336.
[53] W. R. Gambill and R. D. Bundy, *Nucl. Sci. Eng.* 18, 80(1964).
[54] D. B. Bandy *et al.*, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 65(92), 231 (1969).
[55] R. V. MacBeth, in *Advances in Chemical Engineering* (T. B. Drew *et al.*, eds.), Vol. 7, Academic Press, New York (1968).
[56] R. Staniforth and G. F. Stevens, *Proc. Inst. Mech. Eng. (London)* 180(Pt. 36) (1965—1966).
[57] J. P. Lewis, J. H. Goodykoontz, and J. F. Kline, NASA TN-4382 (1958).
[58] W. R. Gambill, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 59(47), 71(1963).

第七章 膜态沸腾

克莱门茨[1]

7.1 引 言

膜态沸腾是相变传热的一种形式，其特征是：固体向周围液体传递热量要通过隔在它们中间的蒸汽膜．汽膜在固体表面上形成一层连续的、相当有规则的覆盖层．液体处在蒸汽上方这种配置本来是不稳定的．但是，膜态沸腾时固体与液体之间的温差是如此之大，以致没有液体能与固体保持接触，于是维持了汽膜的稳定．

当处理深冷液体的装卸和贮存问题时，了解膜态沸腾极为重要．处于室温下的固体与深冷液体之间的温差非常大，因而在降温过程中常常造成膜态沸腾．在与深冷液体打交道时经常会遇到膜态沸腾，使得了解这种传热的本质成为深冷温度下传热的一个主要问题．

这里要明确一下，本文只讨论静止液池内的稳定膜态沸腾这个领域．强迫对流膜态沸腾和利登弗罗斯特（Leidenfrost）沸腾不予考虑．首先，我们的注意力集中于描述影响膜态沸腾性状的那些物理因素，集中于介绍在文献中能得到的实验数据．讨论数据时注重实用，用图和表的形式给出，以便于在设计计算中加以应用．本文讨论的第二部分是全面介绍一下膜

1）克莱门茨（D. Clements），美国陆军军械中心和军械学校，阿伯丁（Aberdeen）试验场，马里兰州．

态沸腾传热的设计计算公式．还把这些关系式与某些有代表性的实验数据加以比较，目的是使读者对关系式的准确程度有所了解．读者如果想对整个膜态沸腾领域作更为广泛深入的考察，可参看乔丹（Jordan）[1] 的或克莱门茨和科尔弗（Colver）[2]的评述． 深冷剂方面的详细评述见布伦塔里等[3,4]和理查兹等[5]的文章．

7.2 深冷剂膜态沸腾的实验数据

在开始讨论深冷剂膜态沸腾实验数据之前，先把影响膜态沸腾性状的有关因素概括介绍一下是有好处的．下面就是从各个因素对给定温差 ΔT 下的膜态沸腾传热系数的影响这一角度所作的介绍：加热器特征尺寸与传热系数之间有反比关系．这就是说，加热器特征尺寸增大会使传热系数下降．对于水平的圆柱形加热器来说，特征尺寸是其直径，带状加热器的特征尺寸是宽度，垂直管式加热器的特征尺寸是加热器长度．系统压力或重力的增加都会导致膜态沸腾传热系数增高．加热器方位、表面条件和结构材料、液体成分以及外加电场等的影响，都已有人作了研究．

7.2.1 氢的实验数据

韦尔(Weil)[6]、韦尔和拉卡泽（Lacaze)[7]、以及马尔福德(Mulford) 和奈冈（Nigon)[8] 等人发表了氢在水平金属丝上膜态沸腾的实验数据．这些数据全都落在图 7-1 所示的散度范围以内． 克拉斯等[9]用面朝上的水平带状加热器做试验，明显地证实了预期的情况，即传热系数随压力增高而增大．当加热器在其它方位（45° 和垂直）时，所作的试验表明：如果与水平的夹角增大，则传热系数略有减小． 图 7-1 上还给出

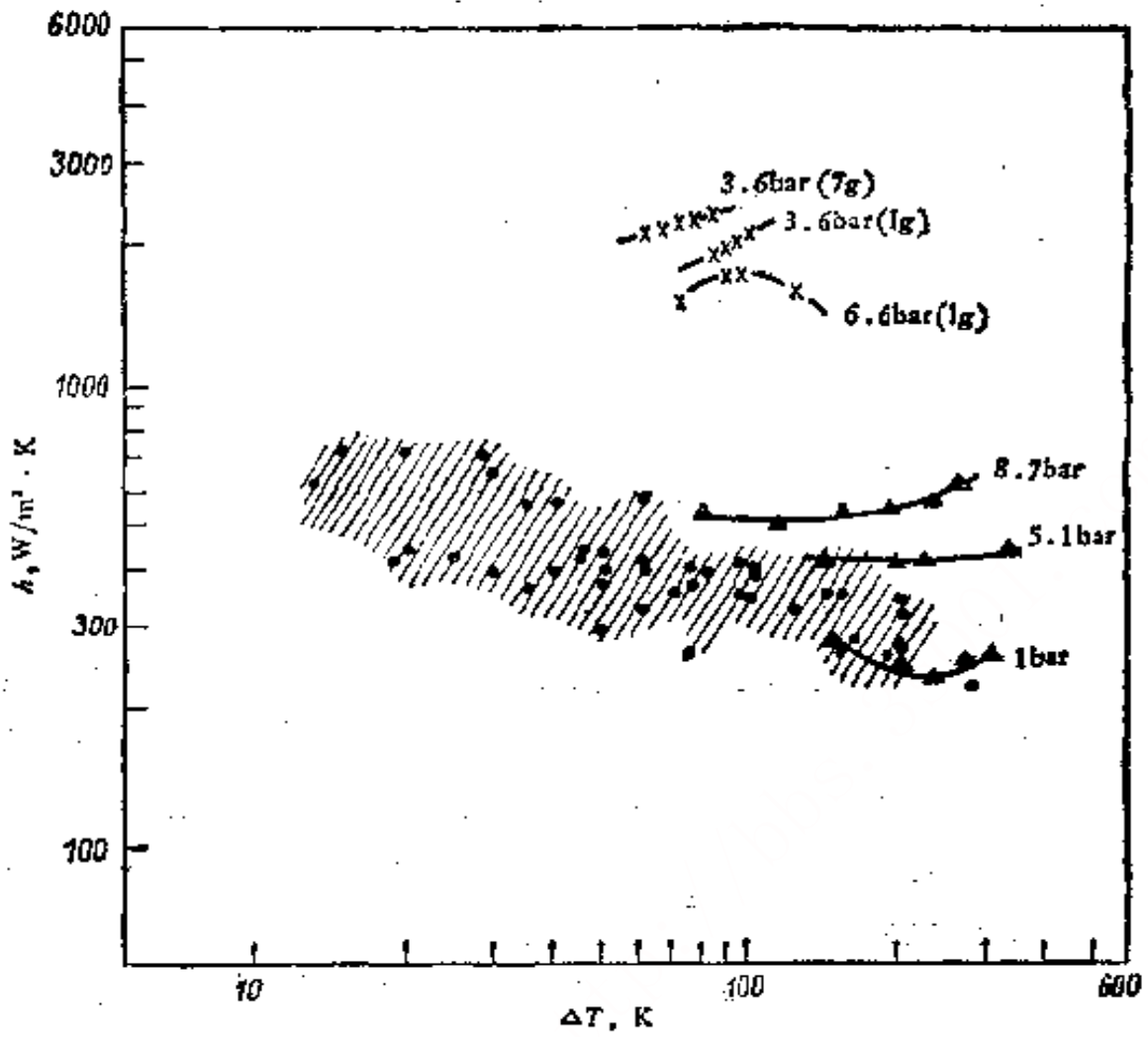


图 7-1　氢膜态沸腾的实验数据　▲ 镍合金带[9]；　× 克罗梅尔-A 型合金带[10]；　阴影区——铜管[5b]，　铅丝[6]，　铜丝[7]

表 7-1　氢膜态沸腾的实验数据[1]

作　　者	加　热　器	压力，bar	备　　注
韦尔[6]	φ1mm 的铅丝	1	沸腾曲线研究
韦尔和拉卡泽[7]	φ0.1mm 的铜丝	1	沸腾曲线研究
马尔福德和奈冈[8]	φ12mm 的铜管	0.79	沸腾曲线研究
克拉斯等[9]	560×25mm 的镍合金带	1.0，5.1 和 8.7	研究压力和方位的影响以及表面涂脂的影响
格雷厄姆等[10]	克罗梅尔 A 型合金带	3.6 和 6.6	研究压力和重力的影响 (1g 和 7g)

1) 除非另作说明，否则所有加热器的方位都是水平的。

了格雷厄姆等[10]的数据. 在 3.6 bar 以及 1g 和 7g 下的数据表明：随着加速度增大，传热系数有增长的趋势，但是很明显，在 1g 下压力的影响与平常认为的情况正相反. 这一点的原因还没有弄清楚. 氢膜态沸腾的实验数据摘要列于表 7-1上.

7.2.2 氦 I 的实验数据

弗雷德金（Frederking）及其同事们做了大量氦 I 膜态沸腾的研究工作，其摘要列于表 7-2. 由图 7-2 上画出的弗雷德金和其他作者的数据，可以十分清楚地看出加热器尺寸对氦 I 膜态沸腾传热的影响. 图上表示出的是几个铂丝加热器[11-14]、两个铜球[15]以及铜平板[16]的试验结果. 用一个铂丝加热器得到的另一些数据[12]表明：在 0.008 到 0.96 bar 的压力范围内，压力始终对膜态沸腾传热有影响.

在莱昂[17]报道的研究工作中，发现有在很低热流密度下

表 7-2 氦 I 膜态沸腾的实验数据

作　者	加 热 器	压力，bar	备　注
弗雷德金等[11-14]	ϕ5.5—51μm 的铂丝	0.008—0.96	研究压力[12]和尺寸的影响
弗雷德金等[15]	直径 6.3 和 9.5 mm 的铜球	—	降温研究
弗雷德金等[16]	直径 4.8 mm 的铜板	1	
莱昂[17]	直径 9.91 mm 的铂圆柱体	—	液浴温度为 2.27，4.21 和 5.13 K
霍尔德里奇和麦克法登[18]	直径 1.45和2.45 mm 的覆有一层镍铁合金膜的玻璃圆柱体	—	液浴温度为 2.6，3.2 和 3.8 K
格拉斯曼和卡拉古尼斯[19]	ϕ10 和 20 μm 的渥拉斯顿丝*	—	液浴温度为 4.2 和 2.83 K

* 系一种粉末冶金的铂丝. ——译者注

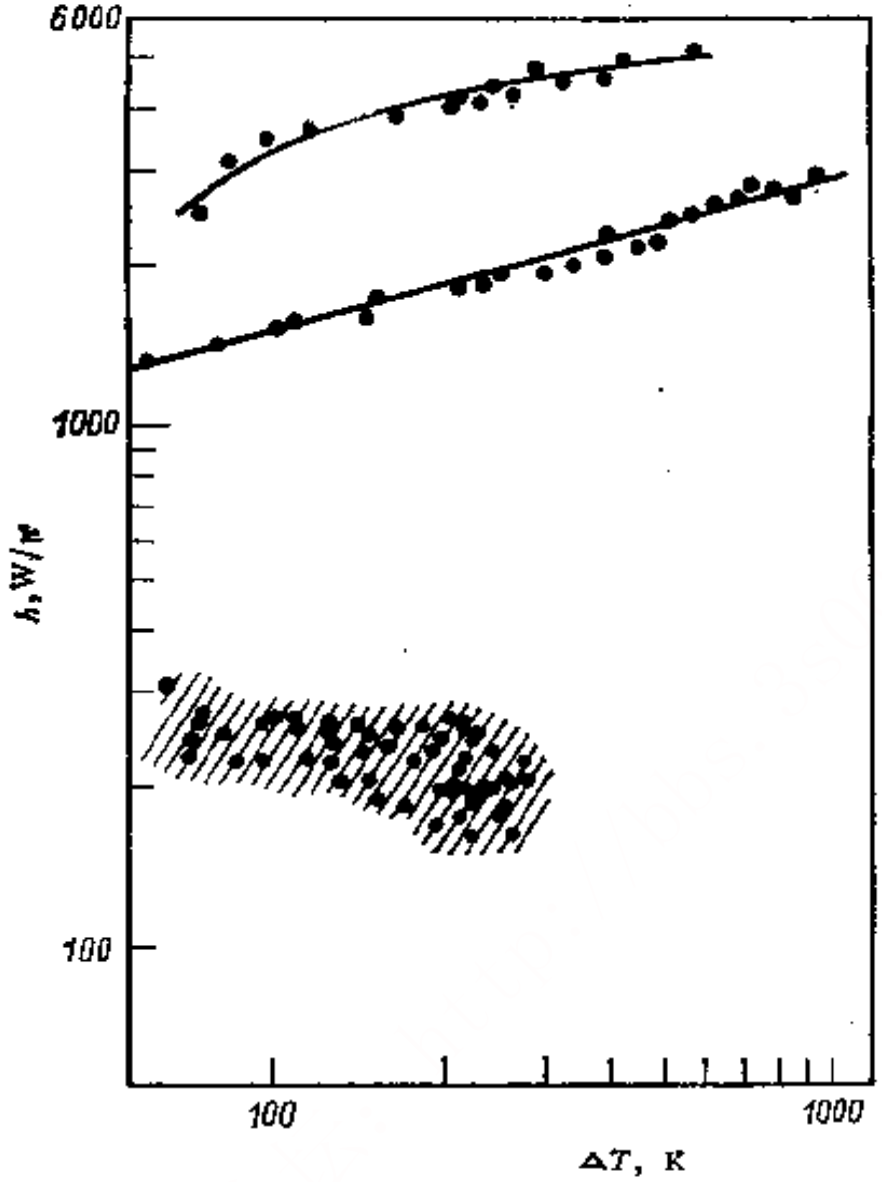


图 7-2　加热器直径对氦 I 膜态沸腾传热的影响

—— 铂丝(上面的曲线是较细的丝)[11-14]；阴影区——铜球[13]，铜板[16]

的膜态沸腾. 我们取了三个液浴饱和温度，即 5.13、4.21 和 2.27 K 下的数据. 很有意思的是，2.27 K 下的数据介于其它两条曲线之间，而 4.21 K 下的曲线是这三条曲线中最高的一条. 如果把这些数据向更大 ΔT 外推，则 4.21 K 的数据与弗雷德金等[16]用大直径加热器得到的数据符合得很好.

最近霍尔德里奇（Holdredge）和麦克法登（McFadden）[18]发表了在液浴温度为 2.6，3.2 和 3.8 K下，用两种尺寸的加热

器得到的实验数据. 数据表明：随着液浴温度的升高，传热系数将有规则地增大，直径的影响也如预期的那样. 格拉斯曼（Grassmann）和卡拉古尼斯（Karagounis）[19] 发表了在两个液浴温度下用两种渥拉斯顿（Wollaston）合金丝加热器得到的实验数据.

7.2.3 氮的实验数据

从表 7-3 明显看出，氮膜态沸腾的研究要比其它任何深冷液体广泛得多.但是，大部份数据都取自用大直径加热器做的那些研究工作. 弗林（Flynn）等[20]、哈曼（Harman）和戈迪（Gordy）[21]、布朗利[22,23]、考利（Cowley）等[24]、徐和韦斯特沃特[25,26]、鲁齐卡(Ružička)[27]、弗雷德金等[16]、雷亚（Rhea）和内文斯(Nevins)[28]、以及帕克等[29]用大直径加热器得到的数

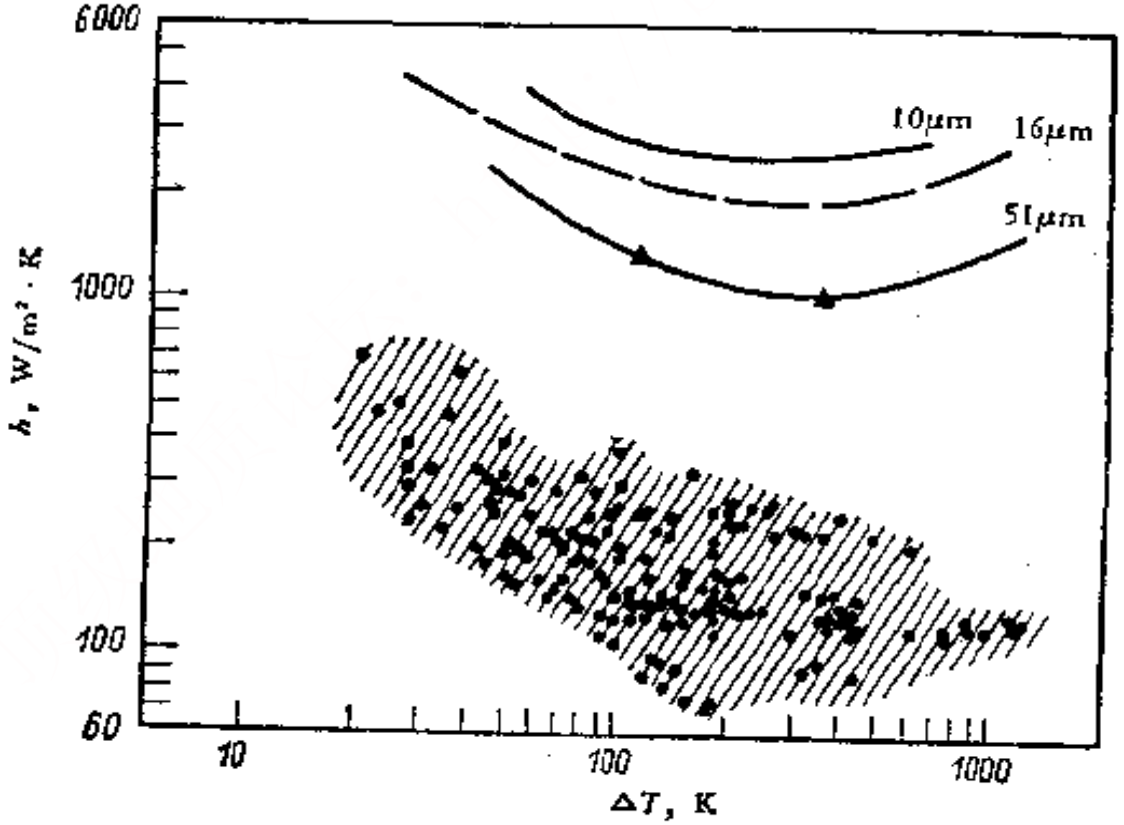


图 7-3 加热器直径对氮膜态沸腾传热的影响

—— 铂丝[13,17]；阴影区——平板和大直径的加热器

表 7-3　氮膜态沸腾的实验数据

作　　者	加　热　器	压力，bar	备　　注
弗林等[20]	直径 15.9 mm 的铜管	1	沸腾曲线研究
哈曼和戈迪[21]	10 × 2mm 的半导体平板	1	采用了 n-型锗和 p-型硅加热器；降温研究
布朗利[22,23]	直径 8.9 mm 的石墨管	1	
考利等[24]	直径 40 mm、长 100 mm 的铜柱体	1	降温研究；研究表面涂层的影响
徐和韦斯特沃特[25,26]	直径 12.7 mm 的垂直不锈钢柱体	1	用了长 67.5、73 和 114 mm 的加热器
鲁齐卡[27]	直径 10，15 和 20 mm 的铜管	1	沸腾曲线研究
弗雷德金等[16]	直径 6.35 和 9.5 mm 的铜球	1	降温研究
雷亚和内文斯[28]	直径 25.4，19 和 12.7 mm 的铜球	1	研究几何形状、表面条件和外加振荡的影响
帕克等[29]	直径 16.5 mm 的金管和铜管	1—30.4	研究压力和加热器材料的影响
莱昂等[30]	直径 33.25 mm 和宽 2 mm 的铂环	31.5	只介绍了三个数据点

弗雷德金[11,28]	直径 10, 16.2, 31, 51, 100 和 200μm 的铂丝	0.185—0.955	研究几何形状和压力的影响
韦尔[6]	ϕ1 mm 的铅丝	0.97	
韦尔和拉卡泽[31]	ϕ1.5 mm 的铜丝	0.97	
索尔和拉格斯德尔[32]	宽 12.7, 25.4 和 51mm 的康塔尔-*A*-1 合金带或因科镍-600 合金带	1	研究尺寸和表面光洁度的影响
弗拉尼根和帕克[33]	直径 14,19 和 24.1 mm 的柱体	1—30.5	研究压力和尺寸的影响
默特和克拉克[34—36]	直径 25.4 mm 的铜球	1	研究减小重力对沸腾曲线的影响
普赖斯和索尔[37]	宽 51 mm 的因科镍-600 合金带	1	研究加热器方位的影响
白和班科夫[39,40]	烧结不锈钢板(三种牌号)	1	研究表面纹理和移走蒸汽的影响
韦纳 (Wayner) 和班科夫[41]	44.5×44.5mm 的不锈钢板	1	研究吸走蒸汽的影响
博基罗尔等[43]	ϕ 0.2 mm 的铂丝	1	研究电场的影响

据全都落在图 7-3 的阴影区中. 莱昂等[30]的数据如果外推到 ΔT 低很多的情况,则与阴影区中的这些数据也相符合. 图上还表示出了弗雷德金用小直径加热器得到的数据[11,12], 它们说明了加热器特征尺寸的影响. 韦尔[6]以及韦尔和拉卡泽[31]用小直径加热丝得到的数据也落在阴影区内. 最近索尔(Sauer) 和过格斯德尔(Ragsdell)[32]发表了用水平金属带加热器取得的数据,它们表明: 即使用十分大(宽 10—50 mm)的加热器,也始终存在尺寸的影响. 弗拉尼根 (Flanigan) 和帕克[33]也用水平大直径管式加热器研究了尺寸的影响.

默特和克拉克[34—36]发现: 减小重力加速度使铜球上膜态沸腾的传热系数下降.对于带状加热器,当它与水平面的交角增大时,会使传热系数很有规则地增高(角度每增加 30°, 它增加大约 17 $W/m^2 \cdot K$). 这一点是普赖斯 (Price) 和索尔[37]发表的.

连续不断移走蒸汽层可以显著提高膜态沸腾的传热率. 这个方法最早是班科夫[38]提出来的, 后来被班科夫及其同事们[39—41]所证实. 当没有吸走蒸汽时, 从白 (Pai) 和班科夫[39, 40]发表的数据来看,增加表面光洁度会使传热系数增高. 博基罗尔 (Bochirol) 等[42]发表了他们的研究成果: 外加电场可以使稳定的膜态沸腾趋于不稳定,转变为泡核沸腾.

7.2.4 其它深冷剂膜态沸腾的实验数据

班切罗 (Banchero) 等[43]证实了压力和加热器直径对氧膜态沸腾传热有影响. 贾奎(Giaque)[44]发表了另一批氧的实验数据. 博基罗尔等[45]发现: 电场也会使氧膜态沸腾变得不稳定.班切罗等的大气压力下的氧的数据表示在图 7-4上.

在用氖和氩作为试验液体的三项研究工作中, 都研究了加热器尺寸的影响. 徐和韦斯特沃特[25]发表了从垂直回流管

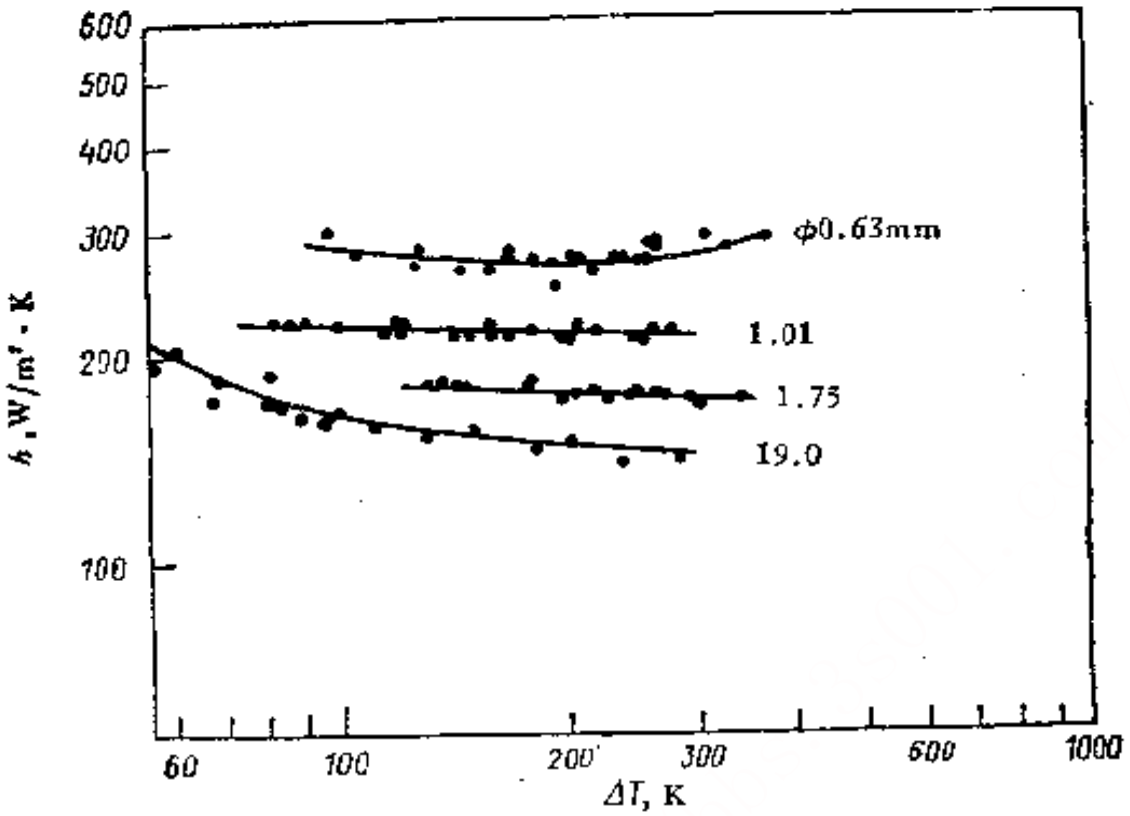


图 7-4　加热器直径对氧膜态沸腾的影响(班切罗等[43]的实验数据。所有加热器都是不锈钢制的)

式加热器上得到的数据，而弗拉尼根和帕克[33]在氩的实验中用的是水平加热器。阿斯特拉克（Astruc）等[46]发表了氪的实验数据。

还有一些低温膜态沸腾的研究工作，虽然并没有全都落在公认的深冷剂的温度范围内，但也很值得注意。在西安斯等[47,48]用甲烷、乙烷、丙烷和正丁烷等轻烃物做的实验中，得到了互相一致的压力的影响。卡彭（Capone）和帕克[49]在研究一氧化碳时发现了类似的结果。格里古尔（Grigull）和阿巴齐克（Abadzic）[50]，以及阿巴齐克和戈尔茨坦（Goldstein）[51]都研究了很靠近其临界点的二氧化碳的膜态沸腾性状。

在低温膜态沸腾传热方面，关于混合物的影响已发表了两项研究工作。布朗和科尔弗[52,53]用液化天然气（LNG）和液化石油气（LPG）所做的实验结果证实：压力对膜态沸腾

表 7-4　另外一些低温膜态沸腾的实验数据

流　体	作　　者	加　热　器	压力,bar	备　　注
氧	班切罗等[43]	ϕ0.63, 1.01, 1.75, 3.5 和 19 mm 的不锈钢管	0.49—33.5	研究直径、压力、加热器材料和浸没深度的影响
	贾奎[44]	ϕ0.2 mm 的铂丝	1	转引自参考文献[43]
	博基罗尔等[45]	同上	1	研究电场的影响
氢	徐和韦斯特沃特[39]	ϕ12.7 mm 的不锈钢垂直圆柱体	1	加热器长度为 51 和 102 mm
	弗拉尼根和帕克[32]	ϕ14,19 和 24.1 mm 的圆柱体	3.8—31.1	研究压力和尺寸的影响
氖	阿斯特拉克等[46]	ϕ0.2 mm 的铂丝，ϕ2 和 0.5mm 的铅丝	1	研究尺寸的影响
甲烷	西安斯等[47,48]	ϕ20.6 mm 的镀金管	1—46.3	研究压力的影响
	帕克等[29]	ϕ16.5 mm 的镀金管	1.6—42.2	同上
乙烷	西安斯等[47,48]	ϕ20.6 mm 的镀金管	1—48.8	同上
	赖特等[54]	同上	2.4—30.4	同上
乙烯	同上	同上	2.5—31.7	同上
乙烷-乙烯混合物	同上	同上	2.4—31.4	研究压力和混合物成分（25, 50, 75%）的影响
丙烷	西安斯等[47,48]	同上	1—38.4	研究压力的影响
正丁烷	同上	同上	1—34.1	同上
液化天然气	布朗和科尔弗[52]	同上	2.5—33.4	同上
液化石油气	科尔弗和布朗[38]	同上	1—34.7	同上
一氧化碳	卡彭和帕克[49]	ϕ19 mm 的管子	3.4—331	同上
二氧化碳	格里古尔和阿巴齐克[50]	ϕ0.1 mm 的铂丝	60.5,73.4	用照相研究汽泡的形成周期和波长
	阿巴齐克和戈尔茨坦[51]	ϕ0.076 和 0.38 mm 的铂丝	61.4—73.0	研究临界点附近压力的影响

传热始终存在影响；至于成分的影响，则由于这些混合物成分复杂，还不能引出任何结论．赖特（Wright）等[54]用乙烷、乙烯和三种乙烷-乙烯混合物得到的数据表明：处于膜态沸腾的混合物可以当作一种膺物质来看，它的实验结果介于两种纯成分的结果之间．压力对甲烷膜态沸腾传热的影响表示在图 7-5 上． 氧、氖、氩和含碳化合物的数据摘要地列于表 7-4 中．

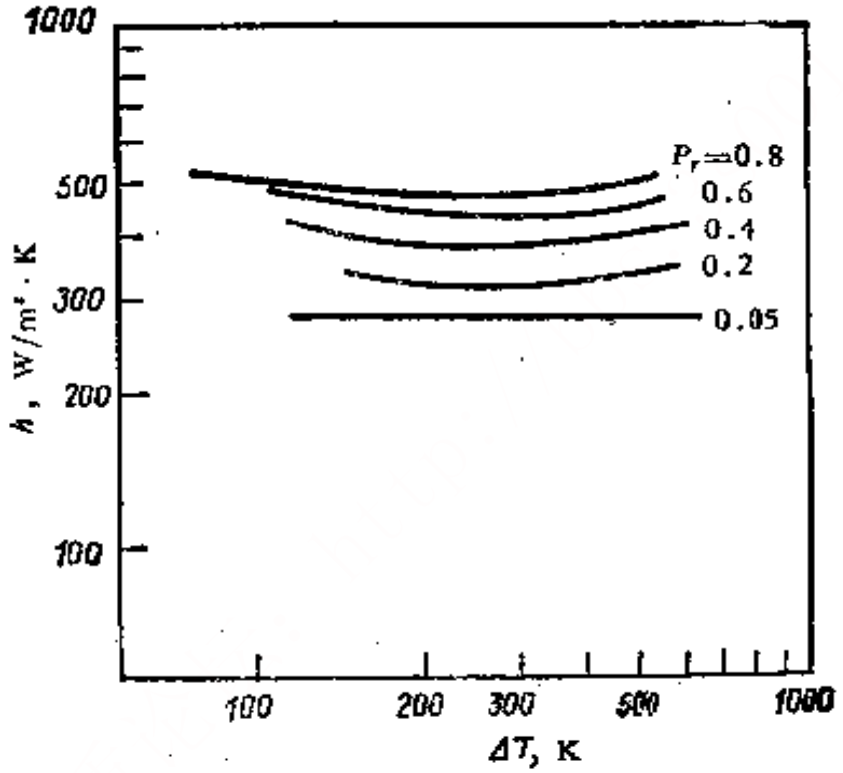


图 7-5 压力对甲烷膜态沸腾传热的影响[47,48]

7.3 膜态沸腾传热的计算公式

由于存在密度倒位，因此膜态沸腾现象从本质上来说是不稳定的． 有一类密度倒位可以根据泰勒不稳定性理论[55,56]作出数学描述，在膜态沸腾中看到的密度倒位就是其中之一．按照这个理论，膜的稳定性取决于在汽-液界面上传播的扰

动的特征波长. 西格尔和基肖克 (Keshock)[57]，林哈德和王 (Wang)[58]，以及格里古尔和阿巴齐克[50]，都用照相证明这些界面波确实存在，并研究了它们的特性. 从照片上看，汽泡跃离点的间距相当有规律，汽泡跃离也有一定周期，这表明膜态沸腾具有波动性. 林哈德和孙[59]最近对膜态沸腾的波动性作了进一步的研究.

反映膜态沸腾波动特性的有两个量，它们被广泛用作综合实验数据时的特征尺寸. 这两个量就是拉普拉斯参考长度

$$B = [g_c\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2} \tag{7-1}$$

和膜态沸腾临界波长

$$\lambda_c = 2\pi[g_c\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2} \tag{7-2}$$

此外，特别是当决定膜态沸腾最低热流密度时，还常常采用"最危险"波长

$$\lambda_d = 2\pi[3g_c\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2} \tag{7-3}$$

在文献中，大部分膜态沸腾关系式的推导都主要从两种方法出发，一种是直接分析穿过蒸汽膜的传热，另一种是根据不稳定性理论进行分析. 这方面最早的是布朗利[22,23]的工作，它纯粹从流体动力学角度考虑，没有涉及不稳定性理论. 实际上，泰勒的不稳定性理论是在布朗利提出膜态沸腾关系式的同时出现的. 布朗利提出的是在静止液池内水平圆柱加热器上稳定膜态沸腾的模型，所根据的假设如下：

1. 传热靠的是穿过薄蒸汽层的传导.

2. 蒸汽动能可以忽略不计，在汽-液界面上传热的主要机理是吸收相变潜热.

3. 加热器壁温为常数.

4. 蒸汽膜的物性可以按平均膜温

$$T_f = T_w + \frac{1}{2}(T_w - T_{sat})$$

进行计算.

从这些假设导得了综合表达式

$$h_c = c_1[k_v^3\rho_v(\rho_l - \rho_v)gh'_{lg}/(D\Delta T\mu_v)]^{1/4} \qquad (7\text{-}4)$$

布朗利发现，当 $C_1 = 0.62$ 时这个公式与他的数据符合得最好. 方程 (7-4) 比较方便一点的形式是

$$\mathrm{Nu}_D = 0.62[\mathrm{Ra}\theta']^{1/4} \qquad (7\text{-}5)$$

式中

$$\mathrm{Ra} = [\rho_v(\rho_l - \rho_v)gC_{pv}D^3/k_v\mu_v] \qquad (7\text{-}6)$$

和

$$\theta' = h'_{lg}/(C_{pv}\Delta T) \qquad (7\text{-}7)$$

都是无因次热参量. 这里下标 D 意指努塞尔数和雷利数都要用加热器特征尺寸计算. 下标 B 标明该无因次组要根据拉普拉斯参考长度计算. 布朗利还提出了一个公式，其中包括了辐射对传热的贡献，但在深冷工程中这个贡献一般并不十分重要.

就象在方程 (7-4) 中那样，无因次热参量可以用一个有效汽化潜热进行修正. 有效汽化潜热的定义有二，一是

$$h'_{lg} = h_{lg} + 0.5C_{pv}\Delta T \qquad (7\text{-}8)$$

它是布朗利[22,23]提出来的，其中考虑了使单位质量的液体汽化并将它加热到平均膜温所需的显热；另一个定义是

$$h''_{lg} = h_{lg}[1 + 0.34(C_{pv}\Delta T/h_{lg})]^2 \qquad (7\text{-}9)$$

方程 (7-9) 是布朗利[60,61]为了在膜态沸腾中应用而提出来的，它的依据与层流膜态冷凝中显热影响的结果相似.

班切罗等[43]根据自己的氧的数据，对方程 (7-5) 稍加改动，使它能完全表达直径的影响. 最后的结果是

$$\mathrm{Nu}_D = c_2[(1/D) + 36.5][\mathrm{Ra}\theta']^{1/4} \qquad (7\text{-}10)$$

式中的 C_2 在 $55 < \Delta T < 280\mathrm{K}$ 的条件下有 $0.441 > C_2 > 0.302$. 布林和韦斯特沃特[62]也想考虑尺寸的影响，他们提出

$$Nu_{\lambda_c} = [0.59 - (0.069\lambda_c/D)][Ra\theta'']^{1/4} \quad (7\text{-}11)$$

或者换一种方式表示为

$$Nu_{\lambda_c} = 0.60[Ra\theta'']^{1/4}, \quad \lambda_c/D < 0.8 \quad (7\text{-}12a)$$

$$Nu_D = 0.62[Ra\theta'']^{1/4}, \quad 0.8 < \lambda_c/D < 8.0 \quad (7\text{-}12b)$$

$$Nu_{\lambda_c} = 0.16[\lambda_c/D]^{0.83}[Ra\theta'']^{1/4}, \quad \lambda_c/D > 8.0 \quad (7\text{-}12c)$$

最近鲍梅斯特（Baumeister）和哈米尔（Hamill）[63,64] 又提出了关系式

$$Nu_B = 0.35[B/D]^{3/4}[Ra\theta'']^{1/4}, \quad B/D > 10 \quad (7\text{-}13a)$$

$$Nu_B = 0.485[(B/D)^3 + 2.25(B/D)\Delta^2]^{1/4} \times [Ra\theta'']^{1/4}, \quad B/D < 10 \quad (7\text{-}13b)$$

式中

$$\Delta = \exp[4.35(k_v\mu_v\Delta T/h''_{fg}D\rho_l\sigma g_c)^{1/4}], \quad 3 \leqslant B/D \leqslant 10 \quad (7\text{-}14a)$$

$$\Delta = 1, \quad B/D < 3 \quad (7\text{-}14b)$$

根据布朗利的方程还提出了一些关系式，其中不仅考虑了加热器尺寸，还考虑了其它因素的影响．波梅兰茨（Pomerantz）[65]注意到尺寸的影响与加速度的影响有相似之处，由此得出表达式

$$Nu_D = 0.62(D/\lambda_c)^{0.172}[Ra\theta'']^{1/4} \quad (7\text{-}15)$$

很明显，针对垂直回流管式加热器推导的只有一个关系式，就是徐和韦斯特沃特[25]的关系式．他们提出的计算垂直加热器总的平均传热系数的公式为

$$Nu_L = \frac{4}{3}\frac{L_0}{y^*} + \frac{A_2 + \frac{1}{3}}{A_1}\left\{\left[\frac{2}{3}\left(\frac{A_1}{A_2 + \frac{1}{3}}\right)(L - L_0) + \left(\frac{1}{y^*}\right)^2\right]^{3/2} - \left(\frac{1}{y^*}\right)^3\right\} \quad (7\text{-}16)$$

式中[1)]

$$A_1 = [g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v](\bar{\rho}_v/\mu_v \mathrm{Re}^*)^2 \tag{7-17a}$$

$$A_2 = \frac{\mu_v \div (f\rho_v\mu_v\mathrm{Re}^*/2\bar{\rho}_v) + (k_v\Delta T/h_{fg})}{k_v\Delta T/h_{fg}} \tag{7-17b}$$

$$y^* = [2\mu_v\mathrm{Re}^*/g\bar{\rho}_v(\rho_l - \bar{\rho}_v)]^{1/3} \tag{7-17c}$$

$$L_0 = \mu_v\mathrm{Re}^* h''_{fg} y^*/2k_v\Delta T \tag{7-17d}$$

$$\mathrm{Re}^* = (\bar{\rho}_v u^* y^*)/\mu_v \tag{7-17e}$$

徐和韦斯特沃特用的蒸汽临界雷诺数 $\mathrm{Re}^* = 100$.

泰勒不稳定性理论是模化稳定膜态沸腾性状的第二个基础. 弗雷德金等[16,66]认为：不稳定性模型的类型，取决于是否假设汽泡跃离是有规律的，取决于是否假设膜层内的蒸汽流是层流. 这两个假设有四种可能的组合. 但文献中的所有关系式都一致不言而喻地假设蒸汽流是层流. 表明这一点的是普遍采用了无因次组 [Raθ]，而没有用 [RaθPr]，前者是根据蒸汽流为层流的假设而导得的，后者则是根据蒸汽流为湍流的假设而导得的. 有规律的蒸汽跃离导致 [Raθ] 的指数为 1/4，而无规律的跃离则给出指数为 1/3. 根据不稳定性理论进行分析后得到的关系式全都是下列形式：

$$\mathrm{Nu}_L = c_3[\mathrm{Ra}\theta']^{n_1}, \quad \frac{1}{4} \leqslant n_1 \leqslant \frac{1}{3} \tag{7-18}$$

式中 c_3 由经验决定.

西安斯等[474,8]从方程(7-18)出发，确定了一个表达式，对于一系列轻烃物在相当大的水平圆柱体上膜态沸腾的情况，该式充分考虑了压力对实验数据的影响. 他们发现，加上一个折算饱和温度 $T_r = T_{sat}/T_c$ 后，就可以充分表示压力的影响，他们把数据作了最佳拟合，最后得到的方程是

$$\mathrm{Nu}_B = 0.369[\mathrm{Ra}\theta' T_r^{-2}]^{0.267} \tag{7-19}$$

1) ρ_v 是湍流核心中蒸汽的密度，而 $\bar{\rho}_v$ 是层流支层内蒸汽的平均密度.

对于液化天然气、液化石油气和乙烷-乙烯混合物在大直径加热器上膜态沸腾的实验数据，用这个方程来综合也是十分精确的.

最近，克莱门茨和科尔弗[67]把方程(7-18)和(7-19)加以扩展，使它们能同时考虑压力和尺寸的影响. 最后的结果是

$$Nu_D = 0.94[Ra' T_r^{-2}]^{1/4} \qquad (7\text{-}20)$$

对于许多种工质，对于在大范围内变化的加热器直径，这个方程都是令人满意的.

最近帕克及其同事们采取一种独特的方法来综合膜态沸腾的实验数据. 他们使用对应态理论的结果来导出关系式，这些关系式不需要计算大量物性值. 卡彭和帕克[49]假设

$$h = f(T, D, P_r) \qquad (7\text{-}21)$$

由此求得了最佳拟合表达式.

$$h = 1453 + 548P_r - 494P_r^2 + 119.4P_r^3 - 3.23\Delta T + 7.6 \times 10^{-3}(\Delta T)^2 - 8190D + 1.76 \times 10^4 D^2 \qquad (7\text{-}22)$$

式中 h 的单位是 $W/m^2 \cdot K$，ΔT 的是 K，D 的是 m. 弗拉尼根和帕克[33]进一步发展了这个概念，推荐下列关系式：

$$h = \alpha_2[(1.73/D) + 207]P_r^{1/4} \qquad (7\text{-}23)$$

式中

$$\alpha_2 = 13.38 - 15.53T_r + 6.14T_r^2 - 0.588T_r^3 \qquad (7\text{-}24)$$

这个关系式综合了他们的氮和氩的数据，以及帕克[29]的氮和甲烷的数据、班切罗等[43]的氧的数据、西安斯等[47,48]的甲烷数据，其均方根偏差大约为 ±20%.

7.4 关系式与实验数据的比较

到这里为止，我们讨论了在文献中可以找到的实验数据

表 7-5　水平加热器的膜态沸腾传热关系式

作　　者	公　　式	试验数据的均方根偏差,%	备　　注
布朗利[22,23]	$Nu_D = 0.62[Ra\theta']^{1/4}$	30.2	系数根据氮、正戊烷、水、乙醇、四氯化碳、联苯醚的数据决定
布林和韦斯特沃特[62]	$Nu = [0.59 - (0.069/D)] \times [Ra\theta'']^{1/4}$	58.5	系数根据异丙醇、氟利昂 113、氮、正戊烷、水、乙醇、苯、四氯化碳、联苯醚、氧、氩的数据决定
常[69]	$Nu_D = 0.294[Ra\theta]^{1/3}$	40.0	系数根据苯和水的数据决定
波梅兰茨[66]	$Nu_D = 0.62(D/\lambda_c)^{0.173}[Ra\theta'']^{1/4}$	36.3	(D/λ_c) 的指数根据氟利昂 113 的数据决定
弗雷德金等[16]	$Nu_B = 0.2[Ra_B\theta']^{1/4}$	47.8	系数根据氮、氩 I、水、氟利昂 11、四氯化碳、正戊烷的数据决定
西安斯等[47,48]	$Nu_B = 0.369\|Ra_B\theta' T_r^{-2}]^{0.167}$	32.0	系数和指数根据甲烷、乙烷、丙烷、正丁烷的数据决定
克莱门茨和科尔弗[67]	$Nu_D = 0.94[Ra_D\theta' T_r^{-2}]^{1/4}$	21.8	系数根据氮、氧、水、甲烷、乙烷、丙烷、正丁烷、乙烯、乙烷-乙烯混合物的数据决定
贝伦森[68]	$Nu_B = 0.425[Ra\theta']^{1/4}$	38.3	系数根据正戊烷、四氯化碳的数据决定

和关系式。设计人员如果未能获得足够的实验数据，而又要选定用哪个关系式合适，则其唯一现实的基础就是把现有数据与这些关系式直接加以比较。这个比较的结果表示在表7-5上，其中有一栏是实验值与计算值之间的均方根偏差，它是判定该关系式准确度的判据。为了进行表7-5上的比较，利用了氮、氧、水、甲烷、乙烷、乙烯、乙烷-乙烯混合物、丙烷和正丁烷的实验数据。完整的数据组的参考文献已由克莱门茨和科尔弗[167]发表。

7.5 符　　号

A_1 = 方程(7-17a)定义的参量，m^{-3}

A_2 = 方程(7-17b)定义的无因次参量

B = 方程(7-1)定义的拉普拉斯参考长度，m

C_p = 比热容，J/kg·K

$c_1, \cdots, c_4$ = 一些经验常数

D = 直径，m

f = 摩擦系数

g = 重力加速度，m/s^2

h = 传热系数，$W/m^2 \cdot K$

h_{fg} = 汽化潜热，J/kg

h'_{fg} = 方程(7-8)定义的有效汽化潜热，J/kg

h''_{fg} = 方程(7-9)定义的有效汽化潜热，J/kg

k = 热导率，W/m·K

L = 特征尺寸；加热器长度，m

L_0 = 方程(7-17d)定义的临界高度，m

Nu = 努塞尔数，$qL/k\Delta T$ 或 hL/k

$n_1, \cdots, n_k$ = 一些经验常数

P = 压力，bar

P_r = 热力学折算压力

Pr = 普朗特数，$C_p\mu/k$

q = 热流密度，W/m^2

Ra = 雷利数，$[L^3 g\rho_f(\rho_l - \rho_f) \times Pr]/\mu_l^2$

Re^* = 方程(7-17e)定义的临界雷诺数

T = 温度，K

ΔT = $T_w - T_{sat}$，K

u^* = 在 y^* 处的最大蒸汽速度

y^* = 方程 (7-17c) 定义的蒸汽层厚度，m

希腊字母

θ = 无因次热参量，$h_{fg}/(C_p\Delta T)$

θ' = 无因次热参量，$h'_{fg}/(C_p\Delta T)$

θ'' = 无因次热参量，$h''_{fg}/(C_p\Delta T)$

λ = 波长，m

λ_c = 方程 (7-2) 定义的临界波长，m

λ_d = 方程 (7-3) 定义的最危险波长，m

μ = 粘度，kg/m·s

ρ = 密度，kg/m³

σ = 表面张力，N/m

Δ = 方程 (7-14) 定义的无因次参量

下标

c = 临界的

d = 最危险的

f = 膜

l = 液体

r = 折算的

sat = 饱和的

v = 蒸汽

w = 壁面

7.6 参 考 文 献

[1] D. P. Jordan, *Advan. Heat Transfer* 5, 55(1968).

[2] L. D. Clements and C. P. Colver, *Ind. Eng. Chem.* 62, 26(1970).

[3] E. G. Brentari, P. T. Giarratano, and R. V. Smith, NBS, Tech. Note 317(1965).

[4] E. G. Brentari, P. T. Giarratano, and R. V. Smith, in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York (1965), p. 325.

[5] R. J. Richards, W. G. Steward, and R. B. Jacobs, NBS Tech. Note 122(1961).

[6] L. Weil, in *Proc. 8th Intern. Congr. Refrig.* London (1951), p. 181.

[7] L. Weil and A. Lacaze, *J. Phys. Radium* 12(9), 890(1951).

[8] R. N. Mulford and J. P. Nigon, LA-1416 (1952).

[9] C. R. Class, J. R. DeHaan, M. Piccone, and R. B. Cost, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York (1960), p. 254.

[10] R. W. Graham, R. C. Hendricks, and R. C. Ehlers, in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York (1965), p. 342.

[11] T. H. K. Frederking, *AIChE J.* **5**(3), 403(1959).
[12] T. H. K. Frederking, *Forschung* **27**(1), 17(1961).
[13] T. H. K. Frederking and P. Grassmann, *Bull. Inst. Intern. Froid, Annexe 1958-1*, 317(1958).
[14] P. Grassmann, A. Karagounis, J. Kopp, and T. Frederking, *Kältetecknik* **10**(7), 206(1958).
[15] T. H. K. Frederking, R. C. Chapman, and S. Wang, in *International Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press (1965), p. 353.
[16] T. H. K. Frederking, Y. C. Wu, and B. W. Clement, *AIChE J.* **12**(2), 238(1966).
[17] D. N. Lyon, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York (1965), p. 371.
[18] R. M. Holdredge and P. W. McFadden, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol 16, Plenum Press, New York (1971), p. 352.
[19] P. Grassmann and A. Karagounis, in *Proceedings 5th Intern. Conference, Low Temperature Physics and Chemistry*, Madison, Wisconsin (1958), p. 41.
[20] T. M. Flynn, J. W. Draper, and J. J. Roos, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 539.
[21] G. G. Harman and L. H. Gordy, *Cryogenics* **7**(2), 89(1967).
[22] L. A. Bromley, AEC D2295 (1948).
[23] L. A. Bromley, *Chem. Eng. Progr.* **46**(5), 221(1950).
[24] C. W. Cowley, W. J. Timson, and J. A. Sawdye, *Ind. Eng. Chem., Process Des. Develop.* **1**(2), 81 (1962); also in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 385.
[25] Y. Y. Hsu and J. W. Westwater, *Chem. Eng. Progr., Symp. Ser.* **56**(30), 15(1960).
[26] Y. Y. Hsu and J. W Westwater, *AIChE J.* **4**(1), 58(1958).
[27] J. Ruzička, in *Problems of Low Temperature Physics*, Vol. 1, Pergamon Press, New York (1959), p. 323.
[28] L. G. Rhea and R. G. Nevins, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **91C**
[29] E. L. Park, C. P. Colver, and C. M. Sliepcevich, in *Advances in* (2), 267(1969).
Cryogenic Engineering, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 516.
[30] D. N. Lyon, P. G. Kosky, and B. N. Harman, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 9, Plenum Press, New York (1964), p. 77.

[31] L. Weil and A. Lacaze, *Compt. Rend.* **230**(1), 186(1950).
[32] H. J. Sauer and K. M. Ragsdell, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York (1971), p. 412.
[33] V. J. Flanigan and E. L. Park, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York (1971), p. 402.
[34] J. A. Clark and H. Merte, *Advan. Astronaut. Sci.* 14, 177(1963).
[35] H. Merte and J. A. Clark, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* **86C** (3), 351(1964).
[36] H. Merte and J. A. Clark, *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 546.
[37] C. E. Price and H.J.Sauer, *ASHRAE Trans.* **76**, 58(1970).
[38] S. G. Bankoff, *AIChE J.* **7**(3), 485(1961).
[39] V. K. Pai and S. G. Bankoff, *AIChE J.* **11**(1), 65(1965).
[40] V. K. Pai and S. G. Bankoff, *AIChE J.* **12**(4), 727(1966).
[41] P. C. Wayner and S. G. Bankoff, *AIChE J.* **11**(1), 59(1965).
[42] L. Bochirol, E. Bonjour, and L. Weil, *Bull. Inst. Intern. Froid., Annexe* 1960-1, 251 (1960).
[43] J. T. Banchero, G. E. Barker, and R. H. Boll, *Chem. Eng., Progr. Symp Ser.* **51**(17), 21(1955).
[44] W. F. Giaque, CSRD-491, Ser. 201 (1942).
[45] L. Bochirol, E. Bonjour, and L. Weil, *Compt. Rend.* **250**(1), 76 (1960).
[46] J M. Astruc, P. Perroud, A. Lacaze, L. Weil, *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), p. 387.
[47] C. T. Sciance, C. P. Colver, and C. M. Sliepcevich, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* **63**(77), 115 (1967).
[48] C. T. Sciance, C. P. Colver, and C. M. Sliepcevich, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), p. 395.
[49] G. J. Capone and E. L. Park, "Comparison of the Experimental Film Boiling Behavior of Carbon Monoxide with Several Film Boiling Correlations," presented at 3rd AIChE-IMIQ Joint Meeting, Denver, Colorado (1970).
[50] U. Grigull and E. Abadzic, *Forschung* **31**(1), 27(1965).
[51] E. Abadzic and R. J. Goldstein, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **13**, 1163(1970).
[52] L. E. Brown and C. P. Colver, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York (1968), p. 647.
[53] C. P. Colver and L. E. Brown in *Proc. 48th Annual Convention, Natural Gas Processors Association*, Dallas, Texas (1969), p. 85.

[54] R. D. Wright, L. D. Clements, and C. P. Colver, to appear in *AIChE J.*

[55] R. Bellman and R. H. Pennington, *Quart. Appl. Math.* 12(2), 151 (1954).

[56] G. Taylor, *Proc. Roy. Soc. (London)* 201A(1065), 192(1950).

[57] R. Siegel and E. G. Keshock, NASA TR R-216 (1965).

[58] J. H. Lienhard and P. T. Y. Wong, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 86C, 220(1964).

[59] J. H. Lienhard and K. H. Sun, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 92C, 292(1970).

[60] L. A. Bromley, *Ind. Eng. Chem.* 44(12), 2966(1952).

[61] L. A. Bromley, N. R. LeRoy, and J. A. Robbers, *Ind. Eng. Chem.* 45(11), 2639(1953).

[62] B. P. Breen and J. W. Westwater, *Chem. Eng. Progr.* 58(7), 67 (1962).

[63] K. J. Baumeister and T. D. Hamill, AIChE-ASME Heat Transfer Conference, Paper 67-HT-2 Seattle, Washington (1967).

[64] K. J. Baumeister and T. D. Hamill, NASA TN D-4035 (1967).

[65] M. L. Pomerantz, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 86C(2), 213 (1964).

[66] T. H. K. Frederking, Paper 21b presented at the 52nd National AIChE Meeting, Memphis, Tennessee (1964).

[67] L. D. Clements and C. P. Colver, submitted to *J. Heat Transfer.*

[68] P. J. Berenson, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 83C(3), 351 (1961).

[69] Y. P. Chang, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 81C, 1(1959).

第八章　膜态沸腾最低热流密度

弗罗斯特

8.1 引　　言

从膜态沸腾向泡核沸腾过渡时的热流密度称为膜态沸腾最低热流密度 q_{min}（见图 4-4）. 测算这个热流密度数值有许多理论，其中大多数都以流体动力学不稳定性理论作为基础（有关数学模型的描述见参考文献[1—3]）. 理论与实验符合得很好. 但是，由于这个过渡是不稳定性引起的，因此 q_{min} 的值具有固有的不确定性，可以决定的只是 q_{min} 所处的范围.

因为在向泡核沸腾过渡的同时，表面温度一般都有显著下降，从而不会像在第六章中所说的那样，系统中出现危险的热负荷，所以在沸腾温度高的流体中，测算最低热流密度一般不如测算最高热流密度即临界热流密度显得那么重要. 但是，在深冷流体中，由于向泡核沸腾过渡是在运行温度下发生的，因而就需要测算膜态沸腾最低热流密度. 在大多数情况下，沸腾工况过渡时传热系数要变化好几个数量级，在设计中要加以考虑.

8.2 池 内 沸 腾

西德等[4]对现有的液池内水平表面上膜态沸腾最低热流

表 8-1　池内膜态沸腾最低热流密度的各个理论的摘要[4]

作　　者	φ[1]	方程号
朱伯和特里伯斯[11]	$K_1[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/(\rho_l+\rho_v)^2]^{1/4}$, $K_1=0.099-0.131$	(1)
朱伯和特里伯斯[11]（另一种方法）	$K_2[\sigma g g_c/(\rho_l-\rho_v)]^{1/4}$, $K_2=0.109-0.144$	(2)
朱伯[11]	$0.177[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/(\rho_l+\rho_v)^2]^{1/4}$	(3)
贝伦森[12]	$0.09[\sigma g g_c(\rho_l-\rho_v)/(\rho_l+\rho_v)^2]^{1/4}$	(4)

1) $q_{min}/h_{fg}(\rho_v)_f=\varphi$

密度的理论作了概括．表 8-1 就引自该参考文献．所有关系式都用下列参量表示:

$$\varphi=q_{min}/h_{fg}(\rho_v)_f \tag{8-1}$$

在所有公式中，物性都按饱和温度计算，只有 $(\rho_v)_f$ 除外，它按平均蒸汽膜温计算．西德及其同事们[4]对于氢、氮和氧三种情况，把按各个关系式算出的最低热流密度随压力的变化画成曲线，其中氮的情况如图 8-1 所示．弗罗斯特和扎科威克[5]把表 8-1 中的方程(1)化成曲线形式，这样计算最低热流密度就很方便，并且对大多数流体来说，计算准确度可以满足工程需要．

林哈德和施罗克 (Schrock)[6] 研究了水平圆柱体上的最低热流密度．他们的关系式中有一个经验常数，根据异丙醇和苯的实验数据算出，此关系式是

$$\frac{q_{min}}{h_{fg}(\rho_v)_f}=\frac{0.16}{D}\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}\right]^{1/2}\left[\frac{g\sigma(\rho_l-\rho_v)}{(\rho_l+\rho_v)^2}\right]^{1/4}\times\left[1+\frac{2\sigma}{D^2g(\rho_l-\rho_v)}\right]^{-1/4} \tag{8-2}$$

布伦塔里等[7]对氧、氮、氢和氦的沸腾传热作了评述，其中他们推荐采用方程(8-2)．图 5-19 表示出了由方程(8-2)算出的最低热流密度的典型数值．

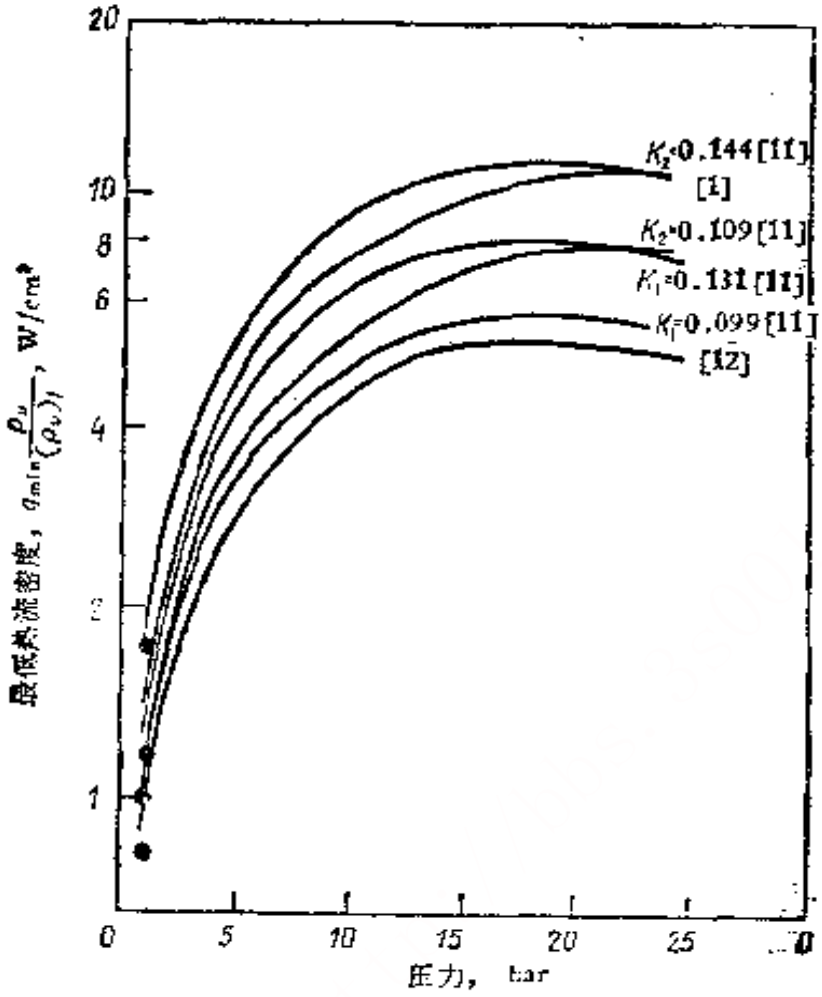


图 8-1　氮的池内膜态沸腾最低热流密度
圆点表示实验数据

乔丹[3]对膜态沸腾和过渡沸腾作了调研，他报道说：垂直表面上的膜态沸腾最低热流密度，无论是用实验方法还是理论分析，都还没有作过研究。

8.3　强迫对流沸腾

有证据表明[8]：在强迫对流沸腾中，不存在池内沸腾中那个与最低热流密度相联系的滞后效应（图 4-7）。正如参考文献[8]中报道的那样，史蒂文斯观测到：用氟利昂 12 作试验，当热流密度从稳定膜态沸腾状态逐渐降低时，系统将回

到泡核沸腾，此时所走的突跃式路径与烧毁的情况一样（图8-2）。麦克尤恩（McEwen）及其同事们[9]也发现：用大约100 bar的水作试验时，不存在滞后效应；另一方面，斯特曼（Sterman）等[10]用异丙醇、乙醇和低压下蒸馏水作试验时却观测到滞后效应。可见，为了阐明在最低沸腾热流密度区强迫对流沸腾曲线的正确特性，现有的实验数据是远远不够的。

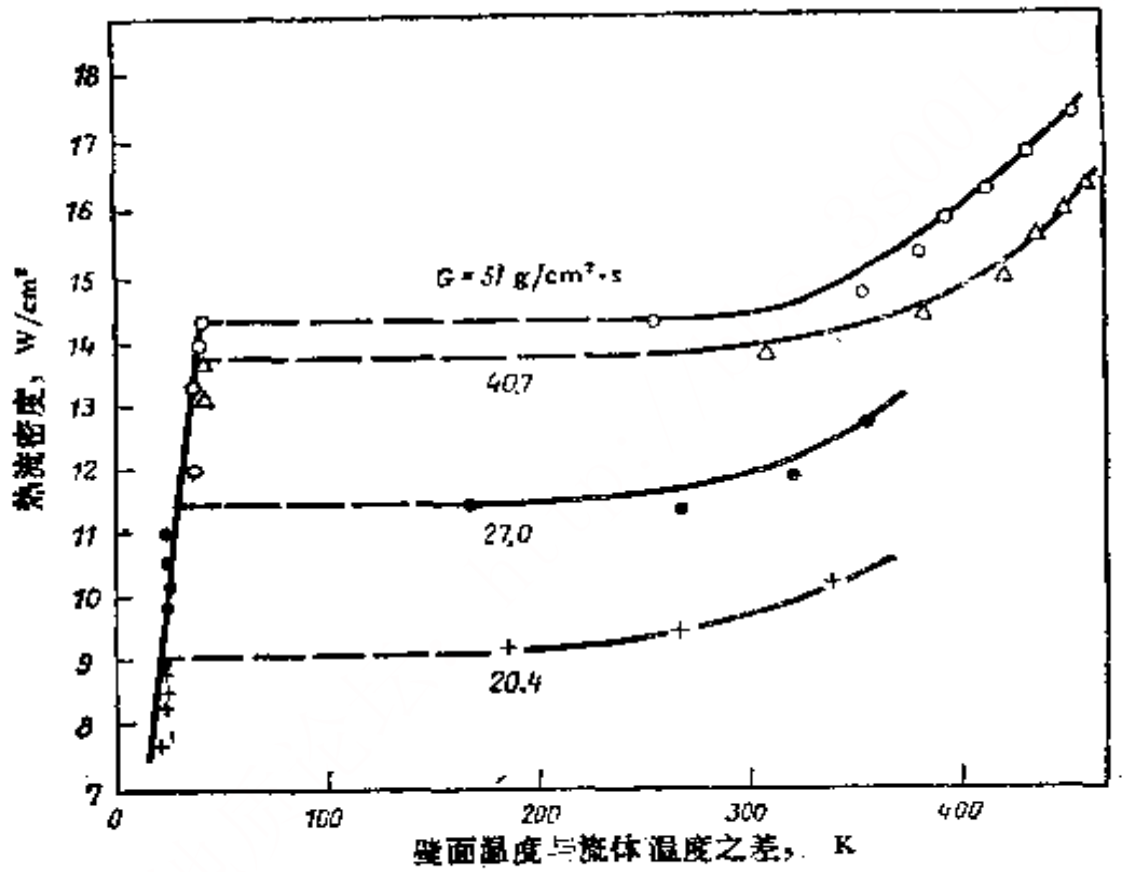


图 8-2　氟利昂 12 的强迫对流沸腾曲线

8.4 符　　号

D　= 直径

g　= 重力加速度

h_{fg}　= 汽化潜热

q_{min}　= 膜态沸腾最低热流密度

希腊字母

ρ　= 密度

σ = 表面张力　　l = 液体

下标　　v = 蒸汽

f = 按膜温计算的

8.5 参 考 文 献

[1] N. Zuber, USAEC Report, AECU-4439 (1959).

[2] G. Leppert and C. C. Pitts, in *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, (1964), p. 185.

[3] D. P. Jordan, in *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, (1968), p. 55.

[4] J. D. Seader, W. S. Miller, and L. A. Kalvinskaw, NASA CR-243 (1965).

[5] W. Frost and G. S. Dzakowic, AEDC-TR-69-106 (1969).

[6] J. H. Lienhard and V. E. Schrock, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 85, 261(1963).

[7] E. G. Brentari, P. J. Giarratano, and R. V. Smith, NBS Tech. Note. No. 317(1965).

[8] R. V. MacBeth, in *Advanees in Chemical Engineering*, Academic Press, New York, (1968), p. 207.

[9] L. H. McEwen, J. M. Batch, D. J. Foley, and M. R. Kreiter, ASME Paper No. 57-SA-49 (1957).

[10] L. S. Sterman, N. G. Stuishin, and V. G. Morozov, *J. Tech. Phys.* (*USSR*) 1, 2250(1956).

[11] N. Zuber and M. Tribus, UCLA Report 58-5 (January 1958).

[12] P. J. Berenson, MIT Heat Transfer Lab. Tech. Rept. No. 17, Cambridge, Massachusetts (March 1960).

第九章　深冷表面上的汽-液冷凝

希默豪斯　莱希坦伯杰[1]

9.1　引　　言

在深冷温度下工作的任何装置中，主要的一项投资是传热设备．要使这个设备设计得最佳，必须详细了解各种深冷流体和材料的传热特性．向深冷流体的传热一般都有相变发生，不是沸腾就是冷凝．

正如前几章所述，对室温附近或深冷温度下的流体沸腾的特性已经做了许多研究工作．对此课题这么重视的原因之一是：普通沸腾液体的传热阻力一般要比冷凝流体来得大．因此，当沸腾膜成为传热问题中几个并联*热阻之一时，它往往是起主导作用的一个热阻．反之，冷凝流体对传热的阻力一般都相当小，因此在并联*情况下它不是起主导作用的热阻．与普通液体相反，当应用深冷流体时，所作的研究表明不一定是这种情况．对于氮来说，沸腾热阻和冷凝热阻大体相等，而氢的沸腾热阻比冷凝热阻还小．遗憾的是，深冷流体冷凝的实验数据十分稀少，而且现有的研究结果中有些还多少互相矛盾．例如，用氮和氧做的研究结果与冷凝理论符合得相当好，而用氢和氘做的研究结果，在同样的温差范围内，就

1）莱希坦伯杰（M. A. Lechtenberger），科罗拉多大学，科罗拉多州，博尔德．

* 似应为“串联”．——译者注

与理论有很大差别.

9.2 基础研究

蒸汽在冷表面上冷凝可以有两种方式——膜状或滴状. 纯蒸汽在干净和光滑的垂直表面上冷凝一般是膜状冷凝. 在某些情况下,如果表面上有杂质或助凝剂,就可能发生滴状冷凝[1]. 这类冷凝通常只有在低热流密度下才能维持,不过由它得到的传热系数比膜状冷凝的高一个数量级. 当发生膜状冷凝时,传热表面被一层连续的冷凝液膜所覆盖,此时一般都假定,冷凝液膜形成了冷凝侧的最大热阻[2]; 但是,在特殊情况下,例如使用液体热导率很高的液态金属时,主要热阻就在液-汽界面上,而不是在冷凝液膜本身了.

因为在冷凝过程中流体的两个相——蒸汽和冷凝液同时存在,所以蒸汽在较冷表面上的冷凝是一个复杂的传热过程. 垂直壁面上的冷凝过程如图 9-1 所示. 由于蒸汽冷凝和冷凝液向下流动,在汽-液界面附近造成了一个小的压力梯度,它推动蒸汽向冷凝表面运动. 汽相中有一些分子撞向液体表面后被反射回来,而另一些分子则穿过它,交出它们的冷凝热. 释放出的这一热量通过冷凝液层传导给壁面,然后通过壁面再传导给另一侧的冷却剂. 温度通过冷凝液和壁面逐步降低,保证把热量传给冷却剂. 同时,冷凝液在重力作用下从表面流走.

关于纯蒸汽在垂直表面上的层流膜状冷凝,最早的十分成功的理论研究归功于努塞尔[3]. 在这个经典的理论推导中,包括有质量平衡、动量平衡和能量平衡等方程的解,努塞尔在推导时假设: (1)冷凝液的性状象稳态下的牛顿流体一样; (2)蒸汽不包含不凝杂质,并且是饱和的; (3)沿冷凝表面向下

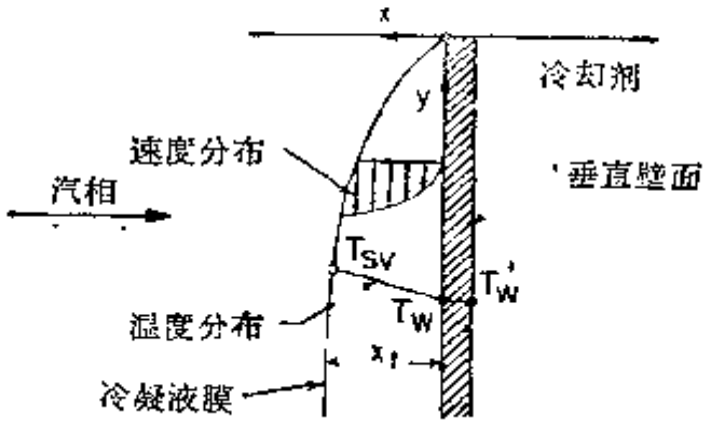


图 9-1　垂直壁面上的冷凝

的冷凝液流是层流;(4)冷凝表面是等温的;(5)冷凝液膜的所有物性在整个膜中是常数;(6)与通过液膜的传导传热相比,冷凝液膜中的对流传热可以忽略不计;(7)蒸汽阻力和浮力对冷凝液膜运动的影响可以忽略不计;(8)由于冷凝液的欠热度引起的传热可以忽略不计;(9)冷凝表面的曲率对冷凝液膜内速度分布的影响可以忽略不计. 努塞尔从这些假设出发,把膜厚度 x 作为沿冷凝表面下落的距离 y 和冷凝膜平均传热系数的函数,推导出下列关系式:

$$x_f = [4k_f\mu_f y(T_{sv} - T_w)/g\rho_f h_{fg}]^{1/4} \tag{9-1}$$

$$h_c = 0.943[k_f^3\rho_f^2 g h_{fg}/\mu_f L(T_{sv} - T_w)]^{1/4} \tag{9-2}$$

这两个方程中的冷凝液物性都按下列温度计算:

$$T_f = T_{sv} - 0.75\Delta T_e \tag{9-3}$$

式中 $\Delta T_e = T_{sv} - T_w$. 虽然所有物性都随温度变化,但当考虑横跨冷凝液膜的温降时,只有粘度是起重大影响的物性.

自从努塞尔作了第一个分析之后,好些研究人员[4—12]对这个最初的推导进行修正,把努塞尔假定可以忽略的那些因素包括进去. 布朗利等[4]考虑了欠热度可以忽略这个假设,得到汽化热应重新定义为

$$h_{fg}' = h_{sv} + \frac{3}{8}C_p\Delta T_e \tag{9-4}$$

因为总热流密度实际上是潜热与冷凝膜内的液体达到欠热时给出的显热之和．在高压下，汽化热减少，比热容增大，因而这个修正显得重要．努塞尔假设管壁温度为常数也会带来误差，布朗利等对此也作了研究，其结论是：沿管子的热传导对总传热系数的影响可以忽略不计．

罗塞诺夫[5]抛弃了冷凝液膜内的对流可以忽略不计这个假设，把作用于冷凝液膜的浮力包括进去；但是，用他导出的方程没有产生解析解，最后的关系式是用逐次积分求得的．由近似解最终得到的罗塞诺夫的方程是

$$x_t = \left\langle [4k_f\mu_f y(T_{sv} - T_w)] \Big/ \left\{ g\rho_f(\rho_f - \rho_v)h'_{fg}\left[1 - \frac{1}{10} \times (C_p\Delta T_c/h'_{fg}) - 0.0328(C_p\Delta T_c/h'_{fg})^2\right]\right\}\right\rangle^{1/4} \quad (9\text{-}5)$$

$$h_c = 0.943\left\langle \left\{ k_f^3\rho_f(\rho_f - \rho_v)gh'_{fg}\left[1 - \frac{1}{10}(C_p\Delta T_c/h'_{fg}) - 0.0328(C_p\Delta T_c/h'_{fg})^2\right]\right\} \Big/ \left\{\mu_f\Delta t_c L\left[1 - \frac{1}{10} \times (C_p\Delta T_c/h'_{fg})\right]^4\right\}\right\rangle^{1/4} \quad (9\text{-}6)$$

后一个方程与努塞尔的 h_c 的方程十分相似，只是在横跨冷凝液膜的温差很大时才出现偏离．斯帕罗和格雷格[6]把一般边界层方程中的对流项和浮力项包括进去，引入一个相似变量，从而得到了数值解．该解与罗塞诺夫的近似解相符合．

罗塞诺夫等[7]在另一项研究工作中，再一次根据努塞尔的原始假设进行推导，验证了蒸汽阻力对冷凝液膜的影响．他们假设冷凝液在垂直平板上部作层流运动，而在同一块垂直平板下部作湍流运动，由此导得了相应的公式．另一位研究人员是杜克勒（Dukler）[8]，他对高速蒸汽的冷凝和冷凝液

湍流的情况提出了一个模型．所包含的那些方程对求得解析解来说是太复杂了，但是利用图示的关系曲线，可以决定速度分布、液膜厚度、局部传热系数以及沿整根冷凝器管子的平均传热系数．伦纳德（Leonard）和埃斯特林（Estrin）[9] 作了水蒸汽冷凝的实验研究，他们指出：对于雷诺数在 200 与 600 之间的流动，努塞尔方程是不够完善的，在这个雷诺数范围内，用杜克勒理论算出的结果比较准确．

纯饱和蒸汽在倾斜圆柱体上的层流膜态冷凝由哈桑（Hassan）和雅各布[10]用解析法作了研究．他们的工作表明：对于 $L/r < 6$ 的情况（L 是圆柱体的长度，r 是其半径），圆柱体有一个最佳倾斜度，它比 90° 稍微小一点；但是对于 $L/r > 6$ 的情况，最佳倾斜度就是垂直位置．他们想用水蒸汽做实验来验证这个理论，发现相差很大，这可能是冷凝液膜起涟波造成的结果．杨（Yang）[11] 也用解析法分析了非等温垂直表面对冷凝的影响，但没有为他的理论提出实验验证．

在用边界层理论分析层流膜态冷凝方面，比较早的是斯帕罗和格雷格[6]，他们证明：对于普朗特数大于 1 的情况，由于保留加速度项而出现的普朗特数的影响是很小的．卡彭特（Carpenter）和科尔伯恩（Colburne）[12] 在比较接近的研究中，对于普朗特数在 2—5 范围内的流体冷凝，得到了下列经验关系式：

$$h\mu/k\rho^{1/2} = 0.065(\mathrm{Pr})^{1/2}\tau_v^{1/2} \qquad (9\text{-}7)$$

式中 Pr 是冷凝液的普朗特数，τ_v 是蒸汽切应力．

在雷诺数大约为 1800 时，发生层流向湍流的过渡[13]．因为冷凝膜传热系数的努塞尔方程只是对于层流情况导出的，所以由下式给出的雷诺数必须小于 1800：

$$\mathrm{Re} = 4\dot{m}_p/\mu \qquad (9\text{-}8)$$

蒸汽滴状冷凝这个课题已经作了广泛研究，但至今还没

有得到令人满意的关系式[14,15]. 采用助凝剂来造成滴状冷凝的办法，是在美国授予内格尔 (Nagle)[16] 的专利中揭开序幕的.

读者如果想比较完整地了解饱和蒸汽的冷凝问题，特别是如果想深入了解对努塞尔原始方程所作的各种修正，请参看威廉 (Wilhelm)[17] 和萨沃卡 (Sawochka)[18] 的著作.

9.3 实 验 结 果

有关深冷流体冷凝的实验研究工作做得很少. 已经做的只限于氧[19]、氮[19—22]、氢[22,23]和氘[23]等流体. 这些实验结果分别表示在图 9-2—9-5 上. 哈兹尔登 (Haselden) 和普罗萨德

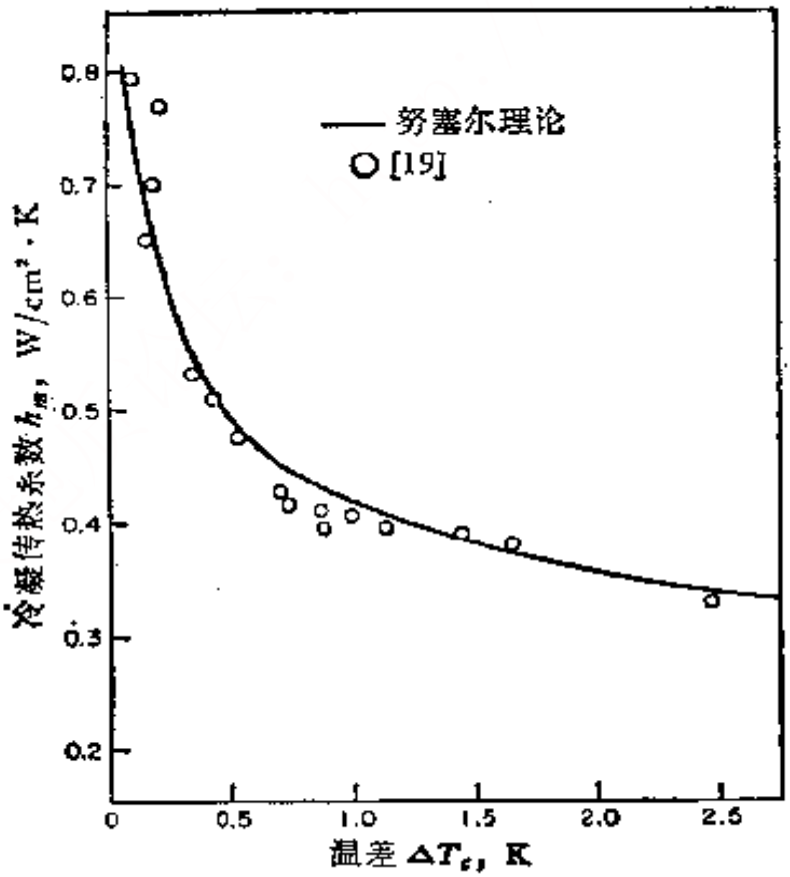


图 9-2 氧的冷凝膜传热系数随横跨冷凝液膜温差的变化

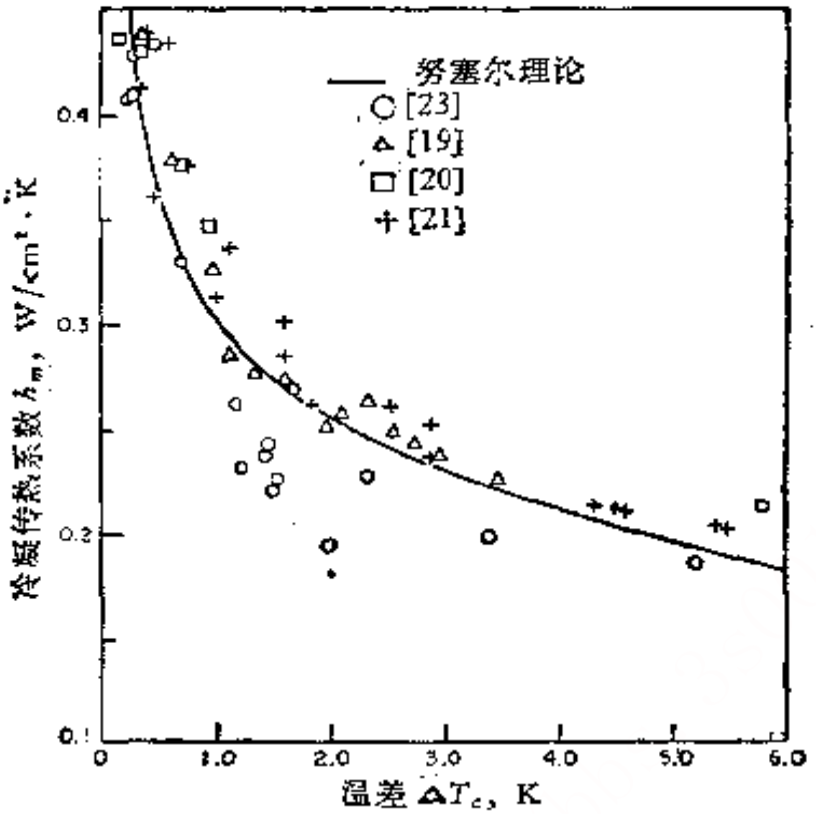


图 9-3　氮的冷凝膜传热系数随横跨冷凝液膜温差的变化

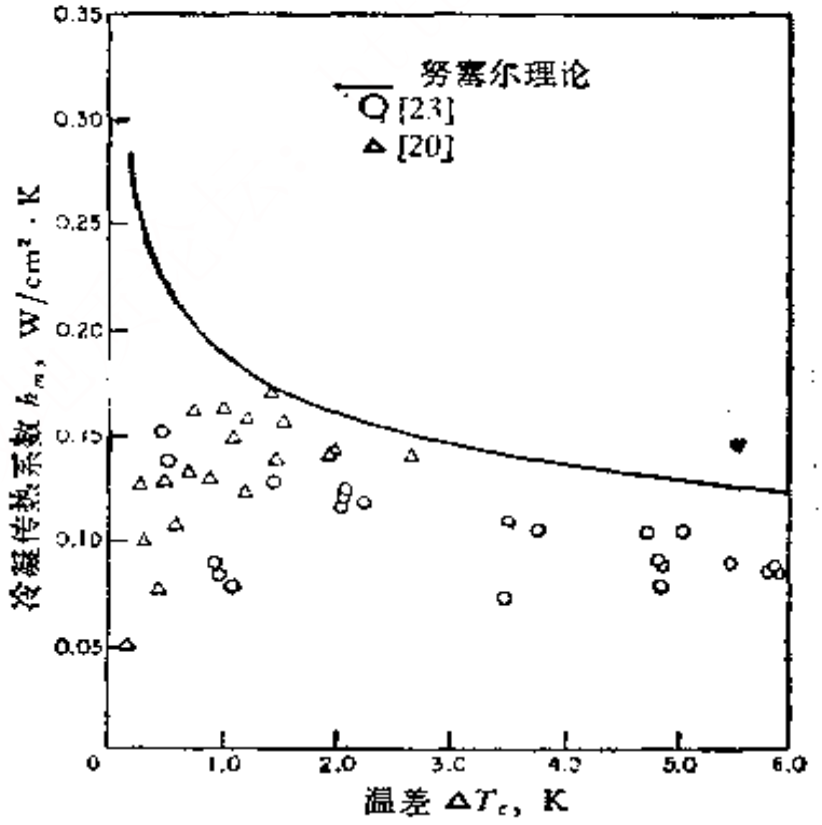


图 9-4　氢的冷凝膜传热系数随横跨冷凝液膜温差的变化

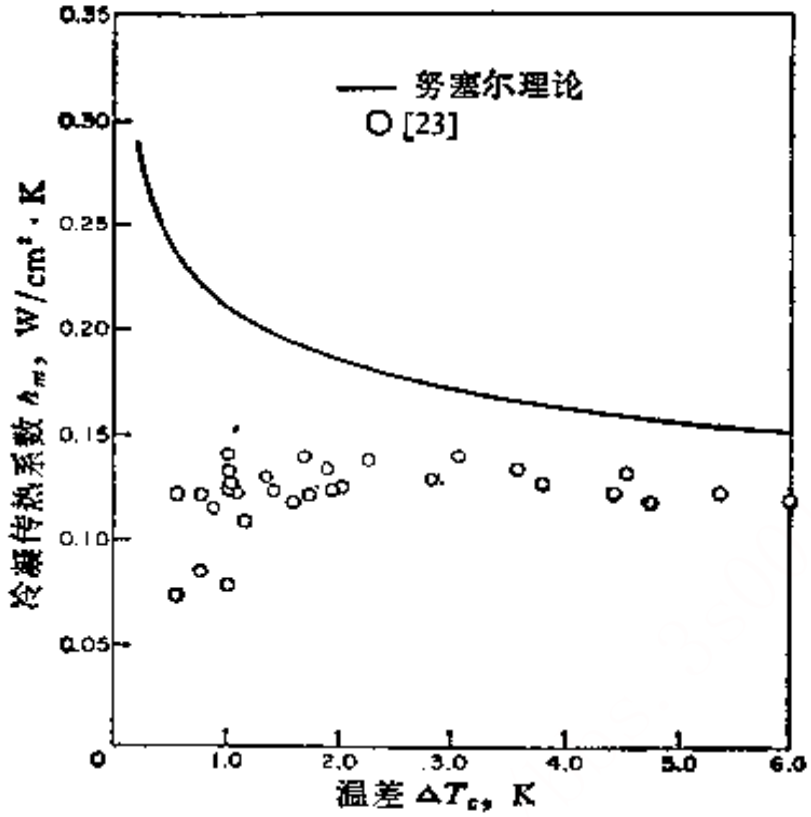


图 9-5　氘的冷凝膜传热系数随横跨冷凝液膜温差的变化

(Prosad)[19]，还有格塞 (Guther)[24]，用空气和氮氧混合物作冷凝实验，得到了另外一些结果.

埃瓦尔德 (Ewald) 和佩鲁德 (Perroud)[23] 对现有的纯蒸汽冷凝的实验数据作了分析，结果表明：氧和氮的冷凝膜传热系数用努塞尔关系式来表示是很好的. 但是对于氢和氘来说，当横跨冷凝液膜的温降不大 (≈1—2 K))时，明显地与努塞尔关系式有很大偏离. 值得注意的是，莱希坦伯杰[25]观测到氮也有类似情况.但是对于氮来说，这种偏离发生在横跨冷凝液膜的温降为 0.5 K或更小的时候. 对所用的实验系统作了仔细检查，结果表明：由于冷凝发生在冷管表面的外侧，因此很可能有足够的热量渗漏入系统，使得蒸汽在与冷凝表面接触之前就被过热. 如果这种假设是正确的，那么该料想到，利用方程(9-2)算得的冷凝膜传热系数会比较低. 埃瓦尔

德和佩鲁德[23]为了求氢和氘的冷凝膜传热系数而采用的实验装置，使用与莱希坦伯杰相同的实验原理，即深冷剂蒸汽在冷管的外表面上冷凝，热渗漏有可能使蒸汽在冷凝之前过热。当横跨冷凝液膜的温降不大时，这些研究人员得到的冷凝膜传热系数都比较低，其原因可能就在于此。但是德雷耶（Drayer）和蒂默豪斯[22]得到的氢的冷凝传热系数值也低，而上述理由似乎并不能解释这一现象，因为在他们的装置中，冷凝是在冷管的内表面上发生的。在管子外侧是更冷的流体，极少可能有热量渗漏给正被冷凝的深冷剂蒸汽。因此，对于上述四种深冷流体得到的结果，就冷凝膜传热系数而论，是有点矛盾的。氧和氮的性状如努塞尔关系式所预示的那样，而氢和氘则与这个关系式有显著偏离。

用几种深冷剂蒸汽的混合物做实验，也得到了冷凝膜传热系数的数据，它们的散度比纯深冷剂蒸汽的大得多。这部分是由于测准横跨冷凝膜的温降更为困难，因为在混合物的情况下，这个温降比蒸汽整体温度与冷凝表面温度之差还要小。然而，哈兹尔登和普罗萨德指出：氮氧混合物的冷凝膜传热系数落在纯氮和纯氧的两条边界曲线之间，因此在进一步研究尚未取得成果之前，为了初步估算冷凝膜传热系数，可以应用努塞尔关系式(用的只是横跨冷凝液膜的温降)。

在采用这些冷凝传热系数中的任何一个时，都应该记住，每个这样的传热系数都是根据热流密度的测量值和横跨冷凝液膜温差的测量值决定的。因此，这些变量测量的准确程度决定了计算传热系数时所包含的误差。在发表的全部测量结果中，最严重的误差是精确测定横跨冷凝液膜温差时的误差。这个温差越小，可能误差越大。例如，在伦纳德[26]的研究中，作者确定：在观测到的最小 Δt_c 下，由于测量温差不准而带给传热系数的可能误差为35%。在液氢温度下，由于测量横跨

冷凝液膜的温差更为复杂，会给传热系数带来更大的可能误差。

最后，努塞尔假设的所有条件，在实践中是否完全满足，或者能否满足，这一点是有疑问的。在工业用冷凝器-蒸汽发生器设备中，一般都采用长垂直管，蒸汽速度也很高，上述条件往往遭到破坏。在这些设备中，蒸汽粘滞力可以与湍流冷凝液流一起，给出比理论值高得多的冷凝膜传热系数。

9.4 符　号

C_p = 比热容
g = 重力常数
h = 膜传热系数
h_{fg} = 汽化潜热
h'_{fg} = 方程(9-4)定义的潜热
h_c = 冷凝传热系数
k = 热导率
L = 管子长度
$\dot{m}_p$ = 单位管子周长的质量流率
Pr = 普朗特数
Re = 雷诺数，方程(9-8)
t = 温度
Δt = 温差
x = 长度自变量
y = 长度自变量

希腊字母

μ = 粘度
ρ = 密度
τ = 切应力

下标

c = 冷凝的，冷凝液
f = 膜
m = 平均
SV = 饱和蒸汽
t = 厚度
v = 蒸汽
w = 壁面

9.5 参 考 文 献

[1] H. Emmon, *Trans. AIChE* 35, 109(1939).
[2] E. Baer and J. M. McKelvey, *AIChE J.* 4, 218(1958).
[3] W. Nusselt, *Z. Ver. deut. Ing.* 60, 541(1916).

[4] L. A. Bromley, R. S. Brodkey, and N. Fishman, *Ind. Eng. Chem.* 44, 2962(1952).
[5] W. M. Rohsenow, *Trans. ASME* 78, 1645(1956).
[6] E. M. Sparrow and J. L. Gregg, *J. Heat Transfer* 81, 13(1959).
[7] W. M. Rohsenow, J. H. Webber, and A. T. Ling, *Trans. ASME* 78, 1637(1956).
[8] A. E. Dukler, *Chem. Eng. Progr.* 55(10), 62(1959).
[9] W. K. Leonard and J. Estrin, *AIChE J.* 13(2), 401(1967).
[10] K. E. Hassan and M. Jakob, *Trans. ASME* 80, 887(1958).
[11] K. T. Yang, *J. Appl. Mech.* 33, 203(1966).
[12] F. S. Carpenter and A. P. Colburne, in *Proc. General Discussion of Heat Transfer, Inst. Mech. Eng. and ASME* (July 1951), pp. 20—26.
[13] W. H. McAdams, *Heat Transmission*, 3rd ed., McGraw-Hill Book Co., New York (1954), p. 6
[14] W. M. Nagle, G. S. Bays, L. M. Blenderman, and T. B. Drew, *Trans. AIChE* 31, 593 (1934 35).
[15] N. Fatica and D. L. Katz, *Chem. Eng. Progr.* 45, 661(1949).
[16] W. M. Nagle, U. S. Patent 1,995,361, March 26, 1935.
[17] D. H. Wilhelm, Ph. D. Dissertation, Ohio State Univ., Columbus, Ohio (1964).
[18] S. G. Sawochka, Ph. D. Dissertation, Univ. of Cincinnati, Cincinnati, Ohio (1965).
[19] G. G. Haselden and S. Prosad, *Trans. Inst. Chem. Eng.* (*London*) 27, 195(1949).
[20] R. J. Leonard and K. D. Timmerhaus, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York (1970), p. 308.
[21] J. W. Dean, M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado (1958).
[22] D. E. Drayer and K. D. Timmerhaus, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 401.
[23] R. Ewald and P. Perroud, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York, 1971, p. 475.
[24] M. Guther, *Trans. Inst. Chem. Eng.* (*London*) 27,183 (1949).
[25] M. A. Lechtenberger, M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado (1972).
[26] R. J. Leonard, M. S. Thesis, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado (1965).

第十章　汽-固冷凝

坦佩尔梅耶[1]

10.1　结　　霜

当一个气体分子与固体表面碰撞或相互作用时，它可能发生三种情况：（1）弹性反射；（2）非弹性反射，在这种情况下，能量交换用能量供应系数来表征；（3）损失足够能量，使得它停留在表面上，至少停留一个短时间．粘在表面上的分子可能由于冷凝或化学吸附机理而长时间停留在那里；也可能解除吸附或重新汽化；也可能沿表面扩散，或者在某些情况下进入基底材料．在深冷剂冷却的表面上的结霜过程包括几乎所有这些机理．

因为工程用深冷表面的详细物理性质并不清楚，相互作用势极为复杂，所以充其量也只能构思一幅引起冷凝的气体-表面相互作用的理想化定性图像．气体-表面相互作用的示意图表示在图 10-1 上；为简化起见，只标出了与表面相垂直的尺寸．气相的自由分子在（a）点具有某个能量，当它接近表面时，受到一个引力．如果在相互作用时该分子把它的一部分能量给与表面，则它就可能没有足够的能量逃出势阱．一旦于某个能级下陷入势阱，比方说（b）点，则分子可能经受一个弛豫过程，与固体达到热平衡态．如果固体表面被冷

1）坦佩尔梅耶（K. E. Tempelmeyer），田纳西大学宇航研究所，田纳西州，塔拉霍马．

却，则此过程就使分子滞留在势阱底部附近(点 c). 无论何种情况，只要分子陷入势阱，它就一直被俘获在那里，直到它从表面或其它入射分子那里取得足够能量逃脱为止. 弗伦凯尔(Frenkel)[1] 根据统计分析推导出：平均来说，被吸附的分子滞留在表面上的时间

$$t_r = t_c e^{E_d/kT_s} \tag{10-1}$$

式中 E_d 是逃离表面所需的能量，k 是玻耳兹曼常数，t_c 是吸附在表面上的分子的特征振动时间.

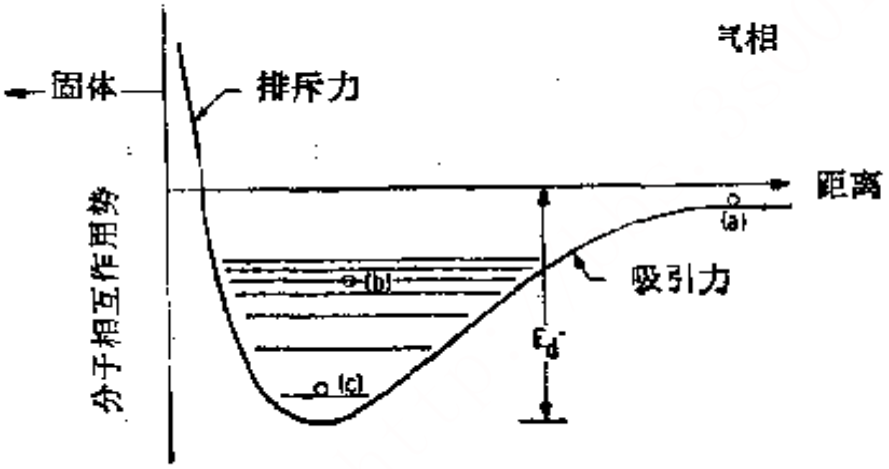


图 10-1 气体-表面相互作用的示意图

显然，降低表面温度 T_s，就可以增加分子在表面上的滞留时间 t_r. 在此情况下，被吸附的分子滞留在势阱底部，它从表面取得足够能量以解除吸附的统计概率很小. 这就是结霜的基础. 在表面上冷凝了的分子解除吸附的几率很低，而以固化的霜的形式留在表面上. 当表面温度下降到比蒸汽在该压力下的饱和温度还低几度时，就发生这种现象. 而且只要霜表面保持所要求的温度，或者低于该温度，则气体就可以连续不断地被吸附.

在有关深冷抽气的文献中，编纂了有关汽-固冷凝的大量资料. 深冷抽气是把表面冷却到深冷温度，使气体在它上面

冻结，从而形成真空的过程. 这种抽真空的方法一般很吸引人，因为如果真空室内部全都衬上深冷抽气板，则系统的抽气速度就可以非常大. 此外，由于抽吸表面都处在已经抽空的空间之内，与被抽吸的气体直接接触，没有连向真空泵的管子，因此由该管子阻力引起的压力损失也就没有了.

深冷抽气泵的效率主要取决于深冷表面的温度. 希尔德 (Heald) 和布朗[2]指出：如果表面温度比饱和蒸汽压曲线规定的温度低大约 4—5 K，则气体就会在该表面上

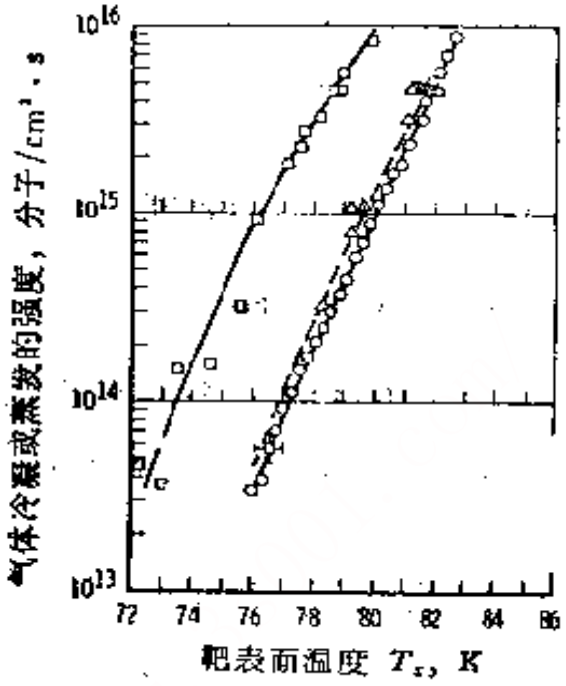


图 10-2 CO_2 冷凝和蒸发的特性曲线[7]

□ 在裸表面上开始冷凝； △ 平衡状态； Q 蒸发强度(成束离开)；—— 已发表的蒸发数据(外推的)

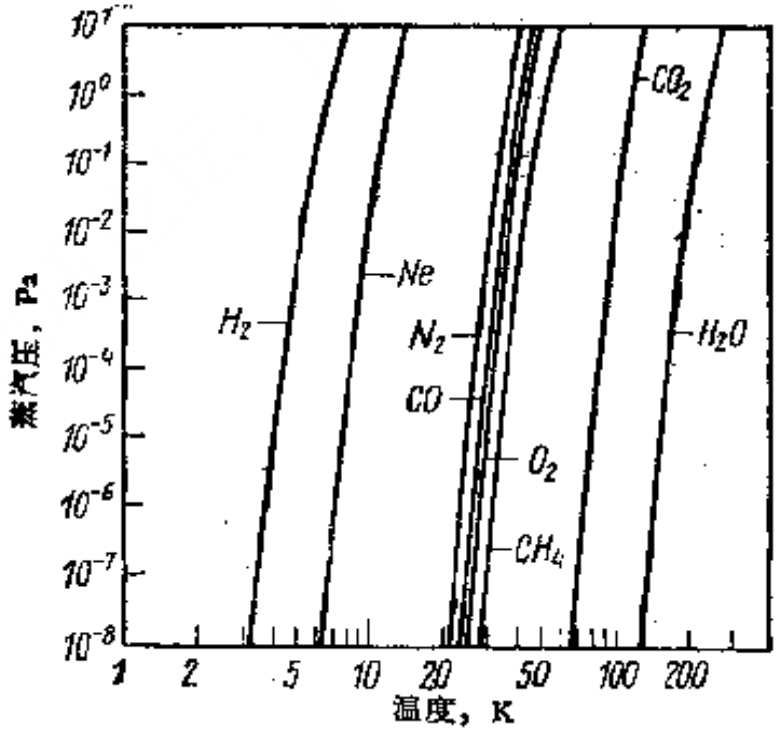


图 10-3 几种常用气体的饱和蒸汽压曲线

冷凝（见图 10-2）。图 10-3 上画出了若干常用作深冷抽吸的气体的饱和蒸汽压曲线，这些曲线给出了深冷抽气系统所要求的表面温度值。

10.2 冷凝时的质量守恒和能量守恒

10.2.1 质量平衡

图 10-4 是一个系统的草图，该系统是一块冷却到温度 T_s 的深冷板朝着另一个表面，此表面具有较高的温度 T_w，可以把它看作是一个小室的壁，该小室内装有压力为 P_g 和温度为 T_g 的气体。单位时间撞击深冷表面的分子数 $\dot{n}_i$ 给出为

$$\dot{n}_i = P_g/(2\pi mkT_g)^{1/2} \qquad (10\text{-}2)$$

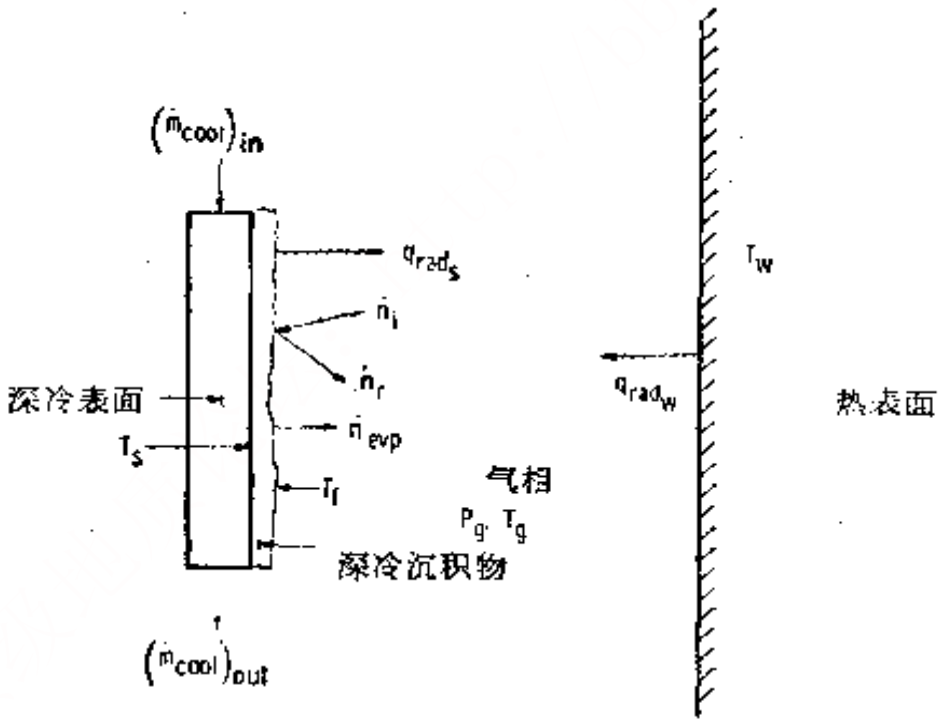


图 10-4 冷凝抽气的草图和符号

当表面足够冷时，入射分子中有一部分粘附在它上面，其余的被反射回去。为方便起见，定义一个粘附几率 s，它是粘附在表面上的分子数与入射分子数之比，即

$$s \equiv (\dot{n}_i - \dot{n}_r)/\dot{n}_i \qquad (10\text{-}3)$$

令人遗憾的是，许多作者把这个比称为俘获系数，但它实际上只是表示入射分子一次碰撞时被俘获的几率．表面的实际俘获效率还要考虑这样一件事，即已被俘获的分子也在不断地从表面再蒸发，其速率给出为

$$\dot{n}_{ev_p} = 常数 \times e^{-E_d/kT_i} \qquad (10\text{-}4)$$

结果，表面有效俘获分子的速率 $\dot{n}_c$ 为

$$\dot{n}_c = \dot{n}_i - \dot{n}_r - \dot{n}_{ev_p} = s\dot{n}_i - \dot{n}_{ev_p} \qquad (10\text{-}5)$$

或用方程(10-2)和(10-4)代入得

$$\dot{n}_c = [sP_g/(2\pi mkT_g)^{1/2}] - 常数 \times e^{-E_d/kT_i} \qquad (10\text{-}6)$$

因之，更加现实的是定义一个俘获系数 c，它是表面俘获分子的速率与分子撞击表面的速率之比

$$c \equiv (\dot{n}_i - \dot{n}_r - \dot{n}_{ev_p})/\dot{n}_i \qquad (10\text{-}7)$$

由于有了蒸发项，c 总是小于 s.

方程(10-2)—(10-7)是按分子撞击速率写出来的．它们描述了质量平衡，并且可以换一种方式按质量流率 $\dot{m}$ 来表示，这是因为

$$\dot{m} = \dot{n}AM/A^\circ \qquad (10\text{-}8)$$

式中 A 是抽吸表面的面积，M 是正在被抽吸的气体的分子量，A° 是阿伏加德罗数．

粘附几率和俘获系数，特别是后者，已经被许多研究人员用各种各样的方法作了测定．气体-表面相互作用是很复杂的现象，因而 c 取决于许多变量，包括气体种类、压力、气体温度、深冷表面的温度和几何形状等．因此，较早的 c 的实验数据互相矛盾．最近，希尔德和布朗[2-4]在一个分子束系统中，把一束分子射向冷却了的表面，很仔细地测量了俘获系数．他们测量的某些结果在图 10-5 和 10-6 上给出．他们的全部结果表明：c 值对深冷表面的温度十分敏感．如果深冷表面温度

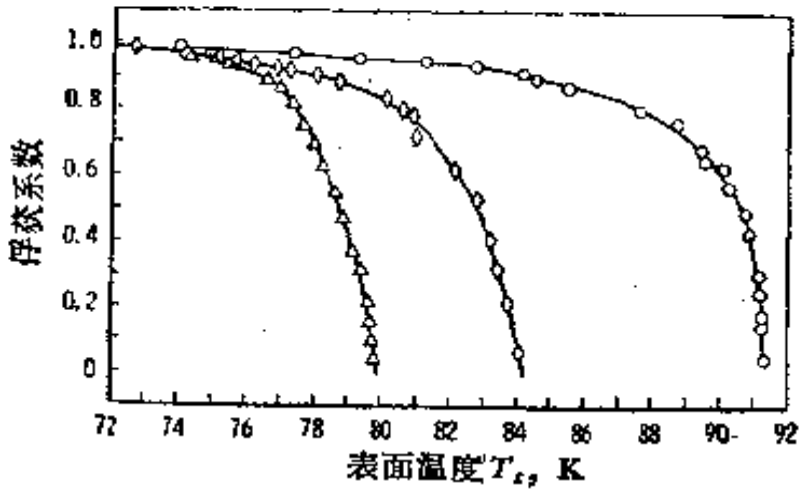


图 10-5　各种撞击速率下 CO_2 的俘获系数
△　2×10^{14} 分子/cm² · s;　◇　4×10^{15} 分子/cm² · s;
○　4×10^{16} 分子/cm² · s

降低 4—5 K，c 值可能从接近零增加到只比 1 稍小一点. 这些曲线也清楚地说明，必须使深冷表面的温度达到所要求的范围. 为了计算深冷板的温度，需要用到能量平衡.

图 10-5 还说明了分子撞击速率即小室压力如何影响俘获系数. 从方程(10-2)看出，例如，在室温下如果气体的撞

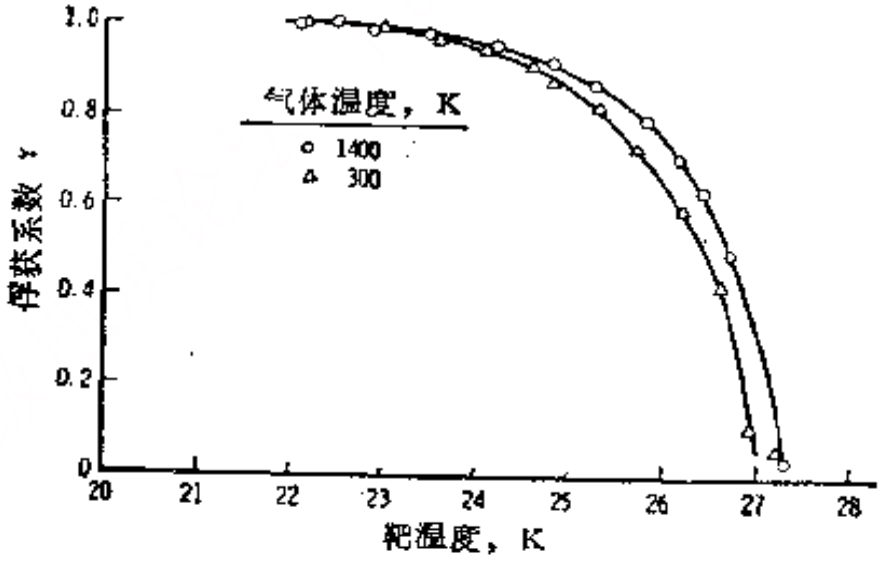


图 10-6　N_2 在各种温度下的俘获系数
喷管直径 0.013 mm; 撇除器直径 4 mm; 准直器直径 4 mm; 喷管与撇除器的间隔是喷管直径的 85 倍; 总分子束通量是 2×10^{15} 分子/s[12]

击速率为 4×10^{15} 分子/$cm^2\cdot s$，则其相应的小室压力约为 $4/3\times10^{-3}$ Pa.图 10–6 表明:只要致冷系统具有足够容量，使深冷表面保持图上所示的温度，那么即使气体温度高达 1400 K，对俘获系数也只有轻微影响. 布朗等[5]和阿诺德 (Arnold) 等[6]随后作的测量表明: 氩和氮的温度超过大约 1500 K 时，其俘获系数将随气体温度升高而稳步减小，即使深冷表面温度保持在 20 K 以下也是如此；而当气体温度为 2500 K 左右时，c 小于 0.1.表10–1摘要列出了测得的一些俘获系数之值. 在确定深冷抽吸大气中气体的系统的性能时，可以利用这些

表 10–1 小室压力为 10^{-3}—10^{-4} Pa 时俘获系数的摘要

气体	表面温度 K	c			
		77 K	300 K	1500 K	2500 K
N_2	15	1.0	1.0	1.0	0.10
	20	0.98	0.98	0.98	0.15
	25	0.9	0.85	0.80	0.10
	30	<0.10	<0.01	<0.01	<0.01
	77	0	0	0	0
Ar	15	1.0	0.98	0.85	0.50
	20	0.98	0.98	0.80	0.25
	25	0.98	0.98	0.75	<0.10
	30	0.20	0.10	<0.01	<0.01
	77	0	0	0	0
CO	15	1.0	0.85		
	20	1.0	0.85		
	25	1.0	0.80		
	30	<0.1	<0.1		
	77	0	0		
CO_2	20		1.0		
	70		1.0		
	77		0.90	分解	
	80		0.75		
	85		0.10		

值．参考文献［7］和［8］中有早期实验测得的俘获系数数据的摘要．虽然这些数据看来不太准确，但还是有用的：可以由它们入手，再加上图 10-5 和图 10-6 展示的趋向，来估算其他气体的 c 值．

图 10-5 和图 10-6 中的数据是把分子束以给定角度射向表面的方法求得的．但是在大多数实际应用中，分子撞击抽吸表面的方向是随机分布的．巴斯比（Busby）等[9]证明：如果分子以较大的入射角撞向表面，则俘获系数趋向减小．c 值大致与入射角的余弦成正比地减小．因之，深冷系统的总俘获系数将比表 10-1 以及图 10-5 和图 10-6 中给出的值来得低．对于复杂的几何结构，现有的俘获系数数据较少；但是，在参考文献［10］中列举了估算的空气总俘获系数．这些值只是一个大概的近似，但是对于工程估算可能已经够用．

10.2.2 能量平衡

再一次参看图 10-4，我们假定系统中压力 P_g 足够低，以致气体中由于传导或对流引起的传热可以忽略不计，唯一起作用的传热是两个表面之间的辐射．输给深冷板的能量来自两部分：（1）被冷凝和俘获的入射气体；（2）从较热的周围表面来的净辐射能．

从表面反射的和重新汽化的气体分子从表面带走一部分能量，与深冷流体流率 $\dot{m}_{cool}$ 所起的作用一样．

把这些分量加起来，则撞击气体交付给深冷表面的能量 E_i 一般说来可以写成

$$E_i = s\dot{m}_i\left[\int_{T_i}^{T_v} C_{pl}dT + \int_{T_r}^{T_g} C_{pg}dT\right] + (1-s)\dot{m}_i\int_{T_e}^{T_g} C_{pg}dT + s\dot{m}_i E_a \qquad (10\text{-}9)$$

右边第一项是假定粘附的分子冷却到深冷表面温度 T_s 时放出的能量. 它之所以分成两项，是因为被冷凝的气体既可以通过气相被冷却，也可以通过固相(霜)被冷却，式中 C_{pf} 和 C_{pg} 分别是深冷沉积霜和气体的比热容. 第二项是从表面反射的分子份额 $(1-s)$ 的能量，这部分分子的温度为 T_e，而 $T_e > T_s$. 最后一项是粘附和冷凝的分子给与表面的汽化热和熔解热. 入射气体的质量流率 $\dot{m}_i$ 与前面有些方程中用过的入射分子通量 n_i 通过方程(10-8)关联起来.

离开表面的分子中一部分是反射的，另一部分是重新汽化的(见图 10-4). 但是，为了与方程(10-9)一致起见，反射的分子是在温度 T_e 下离开表面的，因而不带走任何能量. 重新汽化的分子则假定是在表面温度下离开的，因而带走了它们的熔解热和汽化热(或升华热)；于是有

$$E_r = \dot{m}_{evp} E_d \qquad (10\text{-}10)$$

式中

$$\dot{m}_{evp} = (AM/A^\circ)\text{常数} \times e^{-E_d/kT_s}$$

它是从方程(10-4)和(10-8)求得的.

此外，由于与周围表面有辐射交换，深冷表面还接收到一个净辐射能 q_{rad}. 这个辐射交换取决于这些表面的几何形状，它将在第十四章中加以探讨. 对于图 10-4 所示的简单的双区示意结构，净辐射换热可以写作

$$q_{rad} = (q_{rad,w} - q_{rad,s}) = F_{ws}\sigma(T_w^4 - T_s^4) \qquad (10\text{-}11)$$

式中 σ 是斯蒂芬-玻耳兹曼常数；F_{ws} 是温度为 T_s 的深冷表面与温度为 T_w 的较热周围壁面之间的视角因子，它取决于两个表面的发射率 ε 和反射率 ρ. 如果较热的壁面完全包围深冷表面(在密闭系统中常常就是这种情况)，则

$$F_{ws} = [1 + (\rho_s/\varepsilon_s) + (A_s\rho_w/A_w\rho_s)]^{-1} \qquad (10\text{-}12)$$

式中 A_s 是深冷表面的面积，A_w 是周围壁面的面积. 于是为

了计算辐射平衡，必须知道深冷沉积气体的光学特性.

深冷冷却剂从深冷表面带走的能量 q_{cool} 用前几章和本章前几节中所述方法决定. 深冷系统在工作时可以是：(1)液体(液氮)或气体(冷却氦)的单相流系统，或(2)两相流系统. 随着所希望的或所预期的流动型式的不同，使用的传热分析也将不同.

如果深冷板的质量为 M，比热容为 C_t，则其温度随时间的变化可以写作

$$MC_t dT_t/dt = E_i - E_r + q_{rad} - q_{cool} \quad (10\text{-}13)$$

把方程(10-9)和(10-12)代入方程(10-13)，就可以得到能量平衡的通用表达式. 但是，对于大多数实际问题来说，作某些简化是可能的.

从具有不同温度的冷表面反射的分子的空间分布如图10-7所示[4]. 如果表面温度逼近发生气体冷凝的那个温度，则分子趋向于以扩散方式（即按随机方向）反射. 这样我们就可以假定：分子滞留在表面上的时间足够长，因而可以想像它们的温度接近表面的温度. 这就是说，它们的能量几乎完全与表面温度相适应. 鲍威尔[11]研制了一个质谱仪探头来测量分子的速度分布. 图10-8引自参考文献[12]，它表示出了反射的氩分子的速度分布. 从该图看出：1400 K 的氩从

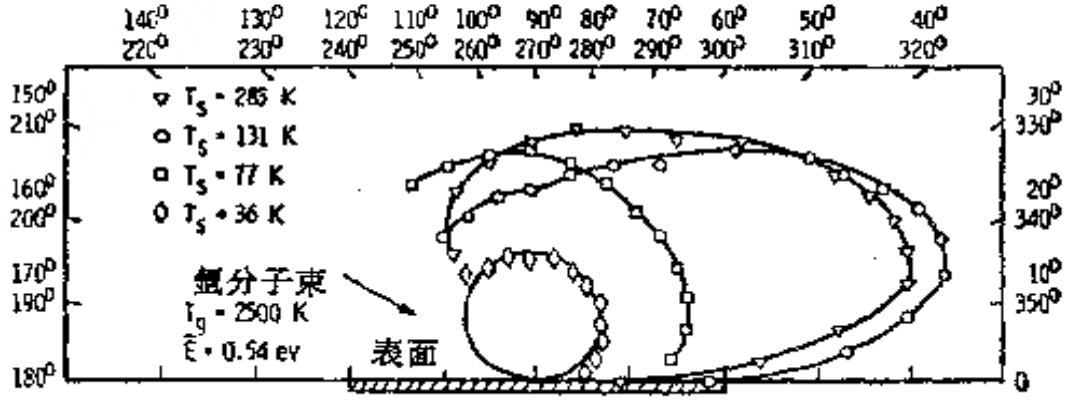


图 10-7 从冷铜表面上反射的氩分子的空间分布[4]

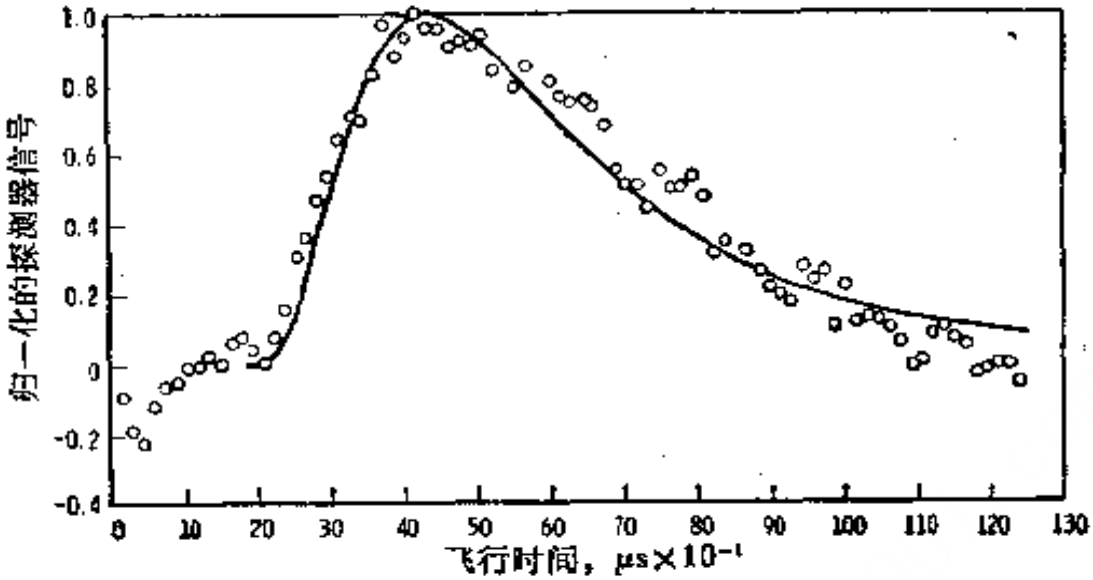


图 10-8　靶温度为 77 K、源气体温度为 1400 K 时，从工程表面上反射的氩分子的速度分布[12]

o　靶温 77 K，源气体温度 1400 K；——　94 K 下麦克斯韦气体的飞行时间

77 K 的表面上反射时，其平均温度大约为 94 K，相应的能量供应系数大约为 0.98。 在表 10-2 中给出了另一些人测定的从铜表面和带霜表面反射的氩的能量供应系数。

类似的测量也已表明：N_2 和 CO_2 分子撞击深冷剂冷却的表面，其能量供应的程度也很高。因之，可以假定没有被俘获而反射的分子的能量供应系数等于 1。此外，假定吸附能与

表 10-2　氩分子束的供应系数

表　　面	表面温度，K	入射角 θ_i，度	探测器角度 θ_r，度	分供应系数，$\alpha(\theta_i\theta_r)$
手工抛光的铜	77	45	0	0.99
手工抛光的铜	276	45	0	0.97
铜表面上有 CO_2 霜	77	45	0	0.99
手工抛光的铜	77	45	45	0.99
手工抛光的铜	280	45	45	0.98
铜表面上有 CO_2 霜	77	45	45	0.99

解吸能相等（$E_a \approx E_d$）[13] 也是合理的，于是方程（10-13）与方程（10-9）和（10-10）一起就简化为

$$M C_s dT_s/dt = \dot{m}_i \left[\int_{T_s}^{T_v} C_{pf} dT + \int_{T_v}^{T_g} C_{pg} dT \right] + (s\dot{m}_i - \dot{m}_{evp}) E_a + q_{rad} - q_{cool} \tag{10-14}$$

由方程（10-3）和（10-7）可以证明

$$s = c + (\dot{m}_{evp}/\dot{m}_i) \tag{10-15}$$

由于俘获系数已有实验数据，因此方程（10-14）不是按 s 而是按 c 改写为

$$M C_s dT_s/dt = \dot{m}_i \left[\int_{T_s}^{T_v} C_{pf} dT + \int_{T_v}^{T_g} C_{pg} dT + cE_a \right] + q_{rad} - q_{cool} \tag{10-16}$$

如果深冷沉积霜的各个热力学性质和传输性质都已知，则方程（10-16）可以用来估算深冷表面的温度变化进程．在稳态条件下，为了使表面温度保持在给定值 T_s 下，所需的冷却能力为

$$q_{cool} = \dot{m}_i \left[\int_{T_s}^{T_v} C_{pf} dT + \int_{T_v}^{T_g} C_{pg} dT + cE_a \right] + F_{ws}\sigma(T_w^4 - T_s^4) \tag{10-17}$$

应该强调指出：表面的深冷抽吸效率取决于霜表面温度 T_f，而不是实际的深冷表面温度．因为深冷沉积物的热导率是一有限值，所以其中也将存在一个温度梯度．因之，方程（10-17）只有当霜层很薄，即 $T_s \approx T_f$ 的情况下才是正确的．对于厚霜层，则穿过霜的热传导也必须计及．在此种情况下

$$q_{cool} = (K/A_f)(T_f - T_s) = \dot{m}_i \left[\int_{T_f}^{T_v} C_{pf} dT + \int_{T_v}^{T_g} C_{pg} dT + cE_a \right] + F_{ws}\sigma(T_w^4 - T_f^4) \tag{10-18}$$

方程(10-16)—(10-18)可以用来决定所需深冷剂的量，决定深冷表面的温度，或者决定从深冷抽吸系统中可以排走的气体量. 无论是密闭系统还是流动系统，这几个公式都可以用. 例如，斯蒂芬森 (Stephenson)[14] 叙述了如何利用它们来计算与超声流相垂直的平板所俘获的气体量. 他的计算与实验结果符合得非常好.

应用这些方程要求知道许多深冷沉积物的物性. 所需物性中的多数在下一节作扼要介绍.

10.3 深冷沉积物的物性

对深冷系统作传热分析要求知道深冷沉积物的若干物性. 这里收集了平常大气中各种气体的这些物性，它们取自不同的资料来源. 对于工程计算来说，它们是足够准确的.

10.3.1 潜热

为了决定 E_a，需要知道熔解热、汽化热和升华热，它们取自参考文献 [15—17]. 它们随温度都有一点变化；表 10-3 中给出的是深冷温度范围内的值.

表 10-3 各种气体的潜热

气体	熔解		汽化		升华	
	J/g	K	J/g	K	J/g	K
Ar	28.1	70	16100	70	201	45
O_2	13.8	60	214	70	—	—
N_2	25.5	60	201	50	247	40
CO_2	188.0	100	364	100	607	80
CO	33.5	60	209	50	314	40
H_2O	335.0	270	2510	270	—	—

将熔解热和汽化热相加，就可以得到 E_a 值；如果在所研究的压力和温度下发生升华，则可以从升华热得到 E_a 值。

10.3.2 比热容

气相的比热容 $C_{p,g}$ 和深冷板材料的比热容 C_s 都很容易在有关文献中找到。各种凝固气体的比热容取自参考文献

表 10-4 各种凝固气体的比热容

气　　体	$C_{s,l}$, J/g·K	温度，K
Ar	0.649	50
O_2	1.410	50
N_2	1.630	60
CO	1.750	50
CO_2	0.519	45
H_2O	0.653	75

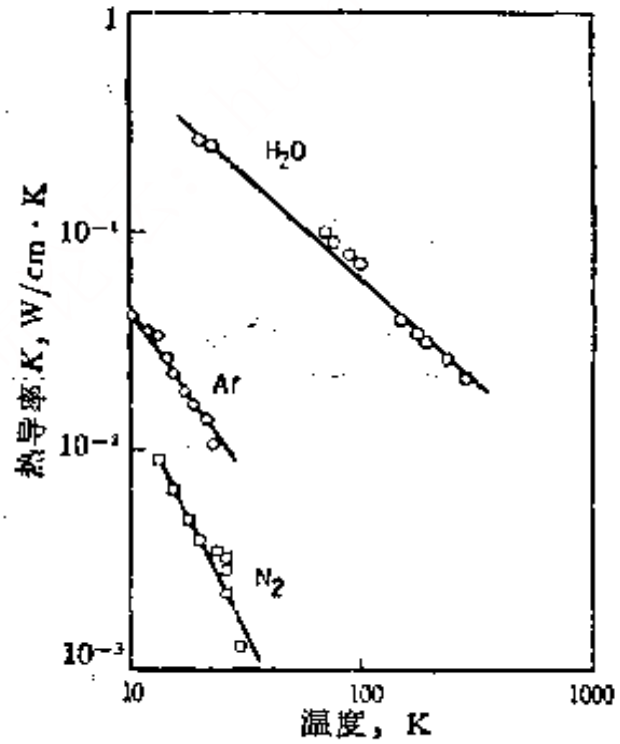


图 10-9 几种凝固气体的热导率。H_2O 的数据引自参考文献[18]；氩的数据引自参考文献[20]；N_2 的数据引自参考文献[19]

[15]，在表 10-4 中摘要列出.

10.3.3 热导率

所有凝固气体的热导率 K 都与温度有很大关系. 迪安和蒂默豪斯[18]测量了在深冷温度下冰的热导率. 他们的结果表示在图 10-9 上. 罗杰斯 (Rogers)[19] 得到了固态 N_2 的热导率，怀特和伍兹 (Woods)[20] 得到了其它一些单原子惰性气体的热导率. 这些测量值也在图 10-9 上给出.

10.3.4 俘获系数

表 10-1 中包括了许多气体的俘获系数 c 的测量值. 应该强调指出: c 主要取决于深冷表面温度和小室压力. 在表 10-1 的范围以外的俘获系数，可以利用图 10-5 和图 10-6 上显示的趋向加以估算.

10.3.5 密度

深冷沉积物的密度往往比从液相凝固的气体的密度低一些. 有些霜的密度已作了测量[15,19,21]，并列于表 10-5 中. 还有一些霜的密度可以根据液体密度进行估算.

在估算霜的厚度时，霜密度的值是有用的.

表 10-5 深冷沉积物的密度

霜	ρ_f, g/cm³	温度, K
Ar	1.70	30
N_2	0.90	20
O_2	1.36	25
CO_2	1.60	77
CO	1.04	30
H_2O	0.81	77

10.4 符　　号

A = 面积
A° = 阿伏加德罗常数
C = 比热容
C_p = 定压比热容
c = 俘获系数
E_a = 吸附能
E_d = 逃离表面需要的能量
E_i = 撞击气体交付的能量
E_r = 反射的分子的能量
F_{wf} = 深冷表面与壁面之间的视角因子
K = 热导率
k = 玻耳兹曼常数
M = 分子量
m = 分子的质量
$\dot{m}$ = 质量流率
$\dot{n}_c$ = 有效俘获分子的速率
$\dot{n}_i$ = 单位时间入射分子的个数
$\dot{n}_r$ = 单位时间反射分子的个数
p = 压力
q = 热流密度
S = 粘附几率
T = 温度
t = 时间
t_c = 吸附在表面上的分子的特征振动时间
t_r = 被吸附的分子滞留在表面上的平均时间

希腊字母

α = 能量供应系数
ε = 发射率
σ = 斯蒂芬森-玻耳兹曼常数
ρ = 密度
θ_i = 入射角
θ_r = 探测器角度

下标

f = 霜
g = 气体
i = 入射的
s = 表面
w = 壁面

10.5 参 考 文 献

[1] J. Frenkel. *Physik* **26** 117(1924).
[2] J. H. Heald, Jr. and R. F. Brown, AEDC-TR-68-110 (September 1968).

[3] J. H. Heald, Jr. and R. F. Brown, paper at 14th National Vacuum Symposium of the American Vacuum Society (October 1967).
[4] R. F. Brown, D. M. Trayer, and M. R. Busby, *J. Vac. Sci. Technol.* **7**, 241(1970).
[5] R. F. Brown, R. L. Caldwell, and M. R. Busby, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 219(1969).
[6] F. Arnold, M. R. Busby, and R. Dawbarn, AEDC-TR 70-172 (September 1970).
[7] J. P. Dawson and J. E. Haygood, *Cryogenics* **5**(2), 57(1965).
[8] M. M. Essenstadt, *J. Vacuum Sci. Tech.* **7**(4), 479(1970).
[9] M. R. Busby, J. D. Haygood, and C. H. Link, AEDC-TR-70-131 (July 1970).
[10] Arthur. D. Little, Inc., AEDC-TR-60-18 (January 1960).
[11] H. M. Powell and J. H. Heald, Jr., paper presented at the *14th Annual National Vacuum Symposium* (October 1967).
[12] R. F. Brown, H. M. Powell, and D. M. Trayer, in *Proc. 6th Rarefied Gas Dynamics Symposium* (1968), p. 1187.
[13] K. E. Tempelmeyer, Ph. D. Dissertation, Univ. of Tennessee Space Institute (March 1970).
[14] W. B. Stephenson, AEDC-TR-67-201 (January 1968).
[15] D. Hodgman, *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Publishing Co., 39th Ed.
[16] J. W. Stewart, *Physics of High Pressures and the Condensed Phase*, John Wiley and Sons, New York (1965), Chapt. V.
[17] R. P. Caren, *Cryogenic Technology* **4**(1) 15(1968).
[18] J. W. Dean and K. D. Timmerhaus, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York (1963), p. 299.
[19] K. W. Rogers, NASA-CR-553 (August 1966).
[20] G. K. White and S. B. Woods, *Phil. Mag.* 1958, 785.
[21] A. M. Smith, K. E. Tempelmeyer, P. R. Muller, and B. E. Wood, *AIAA J.* 7(12), 2274(1969).

第十一章　深冷剂液-汽混合物的压降和可压缩流

亨利　格罗尔梅斯　福斯克[1)]

11.1 引　　言

这一章对现有的计算两相系统流体动力学的各种一维方法作一评述. 在这些方法中，大多数是根据空气-水或水蒸汽-水的研究结果推导出来的. 但是，正如下文将说明的，这些模型看来也描述了深冷剂两相流的特征.

这一章分三部分. 第一部分讨论两相混合物的压降计算. 第二部分讨论压力波通过两相平衡态混合物的传播，并举例说明流型对混合物可压缩性的影响. 最后，第三部分计算单组分两相混合物的临界质量流密度，特别着重考虑会影响可压缩性的管道几何形状和流型.

11.2 压　　降

对于常用的非金属流体，现有的两相压降实验数据极多，与此相比，深冷流体在这方面的数据就相当少. 而且，当把深冷流体的实验数据与广泛采用的洛克哈特（Lockhart）和马蒂内利[1]或马蒂内利和内尔逊[2]的压降关系式进行比较时，其

1) 亨利（R. E. Henry）、格罗尔梅斯（M. A. Grolmes）和福斯克（H. K. Fauske），阿贡国家实验所，伊利诺斯州，阿贡.

结果似乎是互相矛盾的. 例如，哈奇（Hatch）和雅各布斯[3]的氟利昂 11 的数据，理查兹等[4]的氢的数据，以及沈（Shen）和饶（Jao）[5] 的氮的数据，都与洛克哈特-马蒂内利关系式可资比较，而德拉哈佩（de La Harpe）等[6]的氦的数据则与均匀模型压降关系式符合得比较好. 萨格登（Sugden）和蒂默豪斯[7]得到了氟利昂 11 的有限几个摩擦系数实验数据，它们也可以认为与均匀模型相一致，而莱平（Lapin）和鲍尔(Bauer)[8]的氮和甲烷的数据则与修正的切诺韦思(Chenowith)-马丁（Martin）压降关系式可资比较. 这似乎使深冷设备的设计人员在两相压降计算上带有很大的盲目性. 但是，下面将会举例说明，在估算两相压降时，必须考虑流型，同时将讨论洛克哈特-马蒂内利关系式的某些简单近似式. 还将说明，在合适的情况下，现有的某些实验数据也可以与均匀流压降模型作成功的比较.

11.2.1 稳态两相流方程

在一根等截面圆管内的稳态两相可压缩流的一维动量方程可以写成

$$\frac{dP}{dz} + 4\frac{\tau}{D} + g\rho_{TP}\cos\theta + \frac{d}{dZ}\{\rho_g\alpha u_g^2 + \rho_l(1-\alpha)u_l^2\} = 0 \tag{11-1}$$

一维连续性方程为

$$(d/dz)\{\rho_g\alpha u_g + \rho_l(1-\alpha)u_l\} = 0 \tag{11-2}$$

式中两相混合物密度给出为

$$\rho_{TP} = \alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l \tag{11-3}$$

方程（11-1）中各项依次表示总压力梯度、壁面切力即摩擦压力梯度、静压头以及动量变化. 方程（11-2）是蒸汽质量与液体质量之和守恒的陈述. 汽相速度和液相速度按照下列关

系与总质量流密度联系起来：

$$u_g = (x/\alpha\rho_g)G \tag{11-4}$$

$$u_l = (1-x)G/(1-\alpha)\rho_l \tag{11-5}$$

利用方程(11-4)和(11-5)，总压降可以改写成

$$-\Delta P = 4\tau(\Delta z/D) + g\rho_{TP}(\cos\theta)\Delta z + G^2\Delta v \tag{11-6}$$

式中两相混合物的比容 v 定义为

$$v = \frac{x^2}{\alpha\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \tag{11-7}$$

方程(11-6)也可以写成微分形式

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{(4\tau/D) + g\rho_{TP}\cos\theta}{1 - G^2(-dv/dP)} \tag{11-8}$$

由此可知，最大质量流密度即临界质量流密度可以定义为

$$G_c = [-dv/dP]^{-\frac{1}{2}} \tag{11-9}$$

两相流内的临界质量流密度和音速问题将在后面再作探讨.

摩擦压降损失是这样确定的：按照方程(11-6)，把测定的总压降减去由于加速度和静压头引起的损失后求得. 对于本评述中讨论的深冷剂两相压降实验数据，在计算伴随总压降产生的动量变化 $G^2\Delta v$ 时，先根据热力学平衡态写出能量方程，再由此算出局部含汽量

$$x = \frac{h_0 - h_f + q - E_k}{h_{fg}} \tag{11-10}$$

在 11.4 节将说明：热力学平衡态的假设并不总是合适的，它与流动几何形状有很大关系. 动能项 E_k 一般可以忽略不计，但也可以保留. 除了方程(11-10)给出的含汽量以外，还一定要用到局部蒸汽容积份额 α^* 的某个独立的关系式. α 与局部含汽量、密度比以及汽相与液相速度之比有关，其关系是

$$\alpha = \{1 + [(1-x)k\rho_g/x\rho_l]\}^{-1} \tag{11-11}$$

---

* 即空泡份额. ——译者注

对于均匀流（$k = 1$），两相混合物的比容简化为

$$v_H = (x/\rho_g) + [(1 - x)/\rho_l] \qquad (11\text{-}12)$$

11.2.2 环状流模型

从文献中可以找到许多两相空泡份额的关系式，例如利维[9]、班科夫[10]、阿曼德（Armand）[11]等提出的关系式。对于环状流来说，用得最广泛的是洛克哈特-马蒂内利空泡份额关系式，该式把质量份额、密度比和粘度比关联起来为

$$\alpha = f(\chi_{tt}) \qquad (11\text{-}13)$$

式中

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \qquad (11\text{-}14)$$

方程（11-13）的形式已被沃利斯[12]根据实验数据表示为

$$\alpha = (1 + \chi_{tt}^{0.8})^{-0.378} \qquad (11\text{-}15)$$

沃利斯[13]还根据简化的环状流模型，证明方程（11-13）也可以很好地表示为

$$\chi_{tt}^2 = (1-\alpha)^2[1 + 75(1-\alpha)]/\alpha^{5/2} \qquad (11\text{-}16)$$

该空泡关系式与各式各样的两相空泡份额实验数据的符合程度表示在后面的图 11-2 上。还应指出：如果假定速度比随密度比的平方根变化[14]，使得

$$\alpha = \left[1 + \frac{1-x}{x}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{2}}\right]^{-1} \qquad (11\text{-}17)$$

则就可以得到简单的关系式。虽然用方程（11-17）计算空泡份额并不一定令人满意，但是根据上述空泡份额关系式算出的动量变化，与根据洛克哈特-马蒂内利空泡份额关系式算出的动量变化没有多大差别。图 11-1 中的例子可以说明这一点。还应指出，对于有关深冷剂的文献中发表的大多数压降数据来说，动量变化是按均匀流的假设计算的。虽然在格

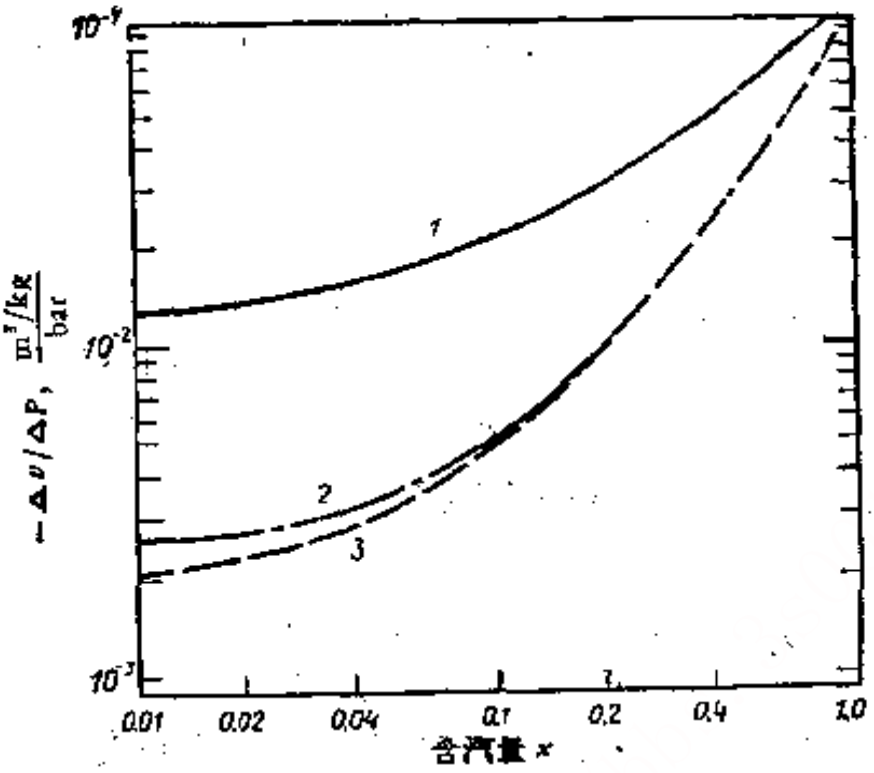


图 11-1　均匀模型和滑移模型的动量变化(氮，1.4 bar)
1——均匀平衡态模型；2——洛克哈特-马蒂内利模型；
3——滑移平衡态模型，$k=(\rho_l/\rho_g)^{1/2}$

雷厄姆等[15]的两相氢的数据中，找到了这种近似的某些支持，但是在图 11-1 上也可看出：根据均匀流假设算出的动量变化，与根据滑移空泡份额算出的动量变化有显著差别. 从参考文献[16]中讨论的水蒸汽-水和钠的压降和临界质量流密度的实验数据来看，实际动量变化与滑移模型要比与均匀流假设符合得更好一些. 而对于某些深冷剂的压降数据来说，完全有可能是均匀流假设更合适些. 但是，当把最后得到的摩擦压降数据与滑移模型或环状流关系式(例如洛克哈特-马蒂内利关系式)作比较时，按照均匀流假设来计算动量变化可能会产生矛盾.

两相摩擦压降数据习惯上用参量 ϕ_l 来整理，它的定义是两相压降与单相液体压降之比：

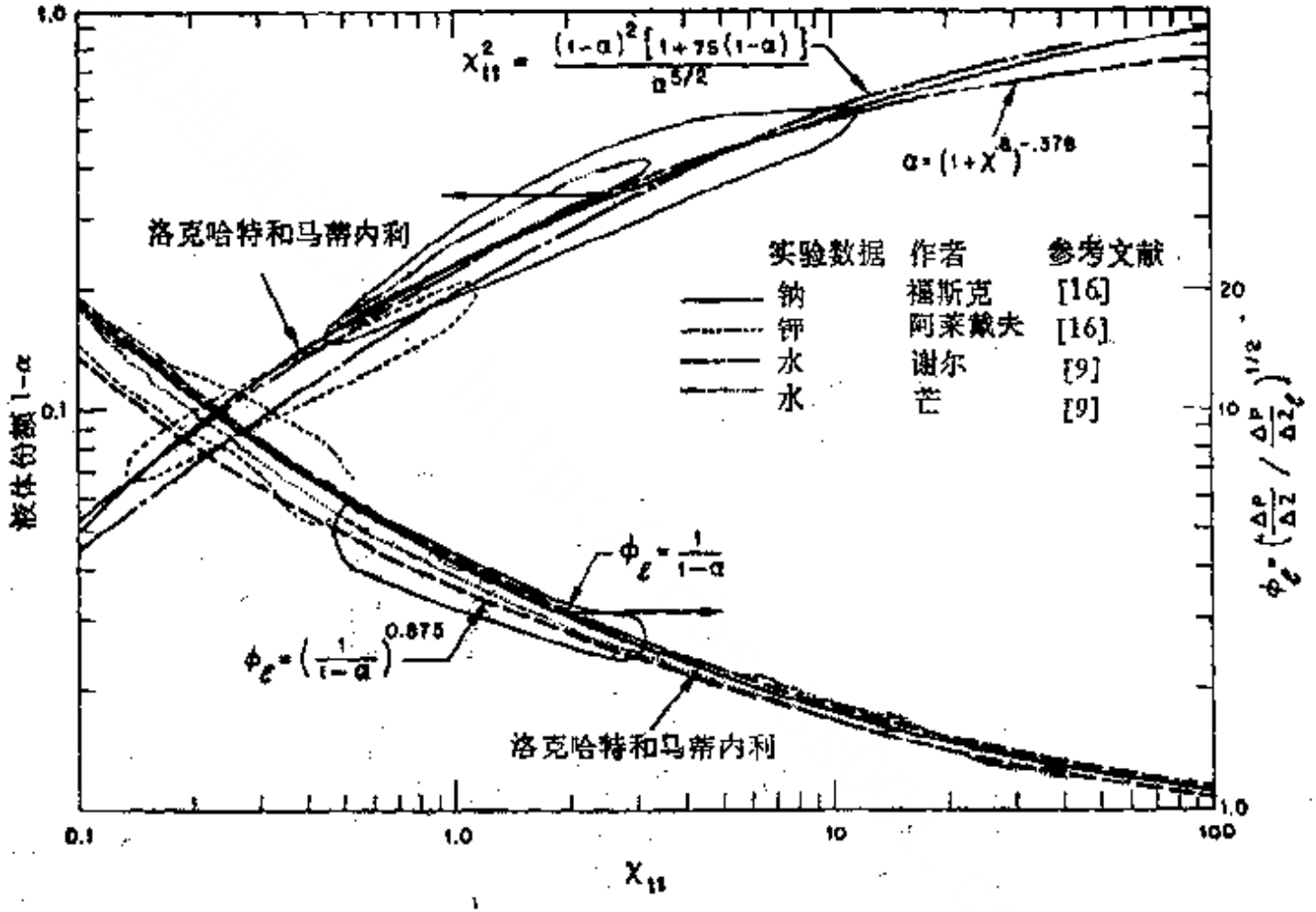


图 11-2　洛克哈特-马蒂内利关系式和非深冷流体的代表性数据

$$\phi_l = \left[\frac{(\Delta P/\Delta z)_{TP}}{(\Delta P/\Delta z)_l}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (11\text{-}18)$$

对于环状流，常用洛克哈特-马蒂内利关系式，此时参量 ϕ_l 表示为同一个参量 χ_{tt} 的某一个经验函数，如图 11-2 所示. 但是，早先洛特斯（Lottes）和弗林（Flinn）[17] 提出的稍微简单一点的方法也可以应用. 方程（11-6）中的摩擦压降简化为

$$\Delta P_F = 4\tau \Delta z/D \qquad (11\text{-}19)$$

对于湍流单相流，壁面切应力 τ 与平均速度的关系为

$$\tau = f\rho_l u^2/2 \qquad (11\text{-}20)$$

而摩擦系数 f 由雷诺数决定为

$$f = 0.07\mathrm{Re}^{-0.25} \qquad (11\text{-}21)$$

因此单相液体摩擦压力损失是

$$(\Delta P/\Delta Z)_l = (4/D)(f\rho_l u_{l0}^2/2) \qquad (11\text{-}22)$$

洛特斯和弗林提出：环状两相流的摩擦压降之所以增大，是液相速度增大引起的，

$$u_l = u_{l0}/(1-\alpha) \qquad (11\text{-}23)$$

因此两相摩擦压力梯度是

$$(\Delta P/\Delta Z)_{TP} = (4/D)[f\rho_l u_{l0}^2/2(1-\alpha)^2] \qquad (11\text{-}24)$$

于是对于同一个摩擦系数 f，两相流与单相流的摩擦压力损失之比是

$$\phi_l = 1/(1-\alpha) \qquad (11\text{-}25)$$

理查森（Richardson）[18] 将上述模型加以扩展，他用环状流中增大了的液相速度把液体摩擦系数加以修正，得到了关系式

$$\phi_l = [1/(1-\alpha)]^{0.875} \qquad (11\text{-}26)$$

方程（11-25）和（11-26）与洛克哈特-马蒂内利关系式一起都表示在图 11-2 上. 从文献中选取了非深冷流体的压降和空泡份额的代表性数据，它们也表示在该图上. 这些数据有助于说明：对于环状流占优势的各种各样的流体，发现与

提出的模型和关系式都符合得很好.

11.2.3 均匀流模型

如果假设汽相速度与液相速度之差小得可以忽略不计($k = 1$)是合理的，则就可以应用简化的均匀两相流压降模型.

对于均匀两相流，其两相压降习惯上还是按混合物平均速度和密度定义为

$$(\Delta P/\Delta Z)_{TP} = 2fG^2/D\rho_{TP} \tag{11-27}$$

在均匀流假设是合理的低空泡份额下，

$$\rho_{TP} \approx (1-\alpha)\rho_l \tag{11-28}$$

这使得在相等总质量流密度下两相混合物与单相液体的压降比变为

$$\phi_l = [1/(1-\alpha)]^{\frac{1}{2}} \tag{11-29}$$

推导时假定对于两相流可以用同一个摩擦系数. 罗斯(Rose)和格里菲思[19]已经证明: 对于均匀两相流，摩擦系数稍有增大. 对于均匀两相流可以推荐下式:

$$f = 0.08\mathrm{Re}^{-0.25} \tag{11-30}$$

而对于光滑圆管内的单相液流可以推荐采用

$$f = 0.07\mathrm{Re}^{-0.25} \tag{11-31}$$

在方程(11-30)中的雷诺数按液体粘度定义为

$$\mathrm{Re} = GD/\mu_l \tag{11-32}$$

上面的讨论决不意味着已对两相压降作了详尽论述. 评述的只是两相压降的洛克哈特-马蒂内利关系式和一些比较简单的解析关系式. 但是，有人认为，环状流的方程(11-25)和(11-26)以及均匀流的方程(11-29)都可以与现有的深冷剂压降数据作成功的比较. 据我们所知，深冷流体的空泡份额的实验数据现在还没有. 事实上，因为深冷剂压降数据少

得可怜，所以在任何实际应用中多半会进一步得到一些数据．在这些情况下，可以建议把上述关系式作为合适的初步近似．

11.2.4 深冷剂的压降实验数据

哈奇等[20]以及哈奇和雅各布斯[3]对于氟利昂 11 于中等压力下作绝热和非绝热水平流动的情况，给出了广泛的两相压降实验数据．他们采用了不同直径的管子，没有发现管径有什么影响．对于绝热和非绝热两种情况，也没有报道有任何重大的差别．虽然动量变化是根据均匀流假设算出的，但是与洛克哈特-马蒂内利关系式作的比较表明：所有数据都

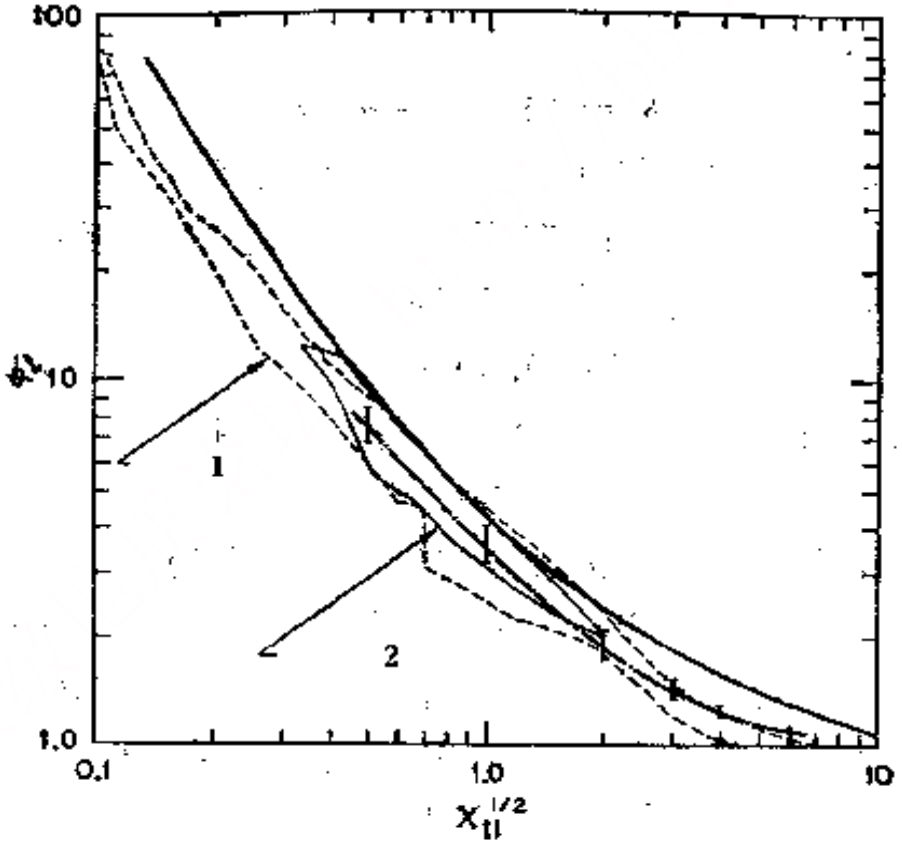


图 11-3 哈奇和雅各布斯[3]的实验数据
氟利昂 11 在温度为 303 到 341 K 下的两相压降数据[3]；
1——绝热数据；2——非绝热数据；——洛克哈特-马蒂内利关系式；一·王 在 322±19 K 下的均匀模型

符合得很好．他们的数据摘要表示在图 11-3 上．当参量 X_{tt} 的值较大，即如果液相份额增加到 70% 以上，则与环状流模型的符合情况就要变差．这可能是流型向泡状流即均匀流过渡的征候．事实上，如图 11-3 所示，均匀两相压降模型［方程 (11-29)，式中 α 为均匀空泡份额］与氟利昂 11 的实验数据不仅在低空泡份额下，而且在空泡份额直到 90% 以前都符合得很好．这个事实决不应解释为均匀模型在很宽的空泡份额范围内都是正确的．但是它表明：要使数据的整理一致，就必须适当考虑流型．例如，在图 11-3 上，在低空泡份额下

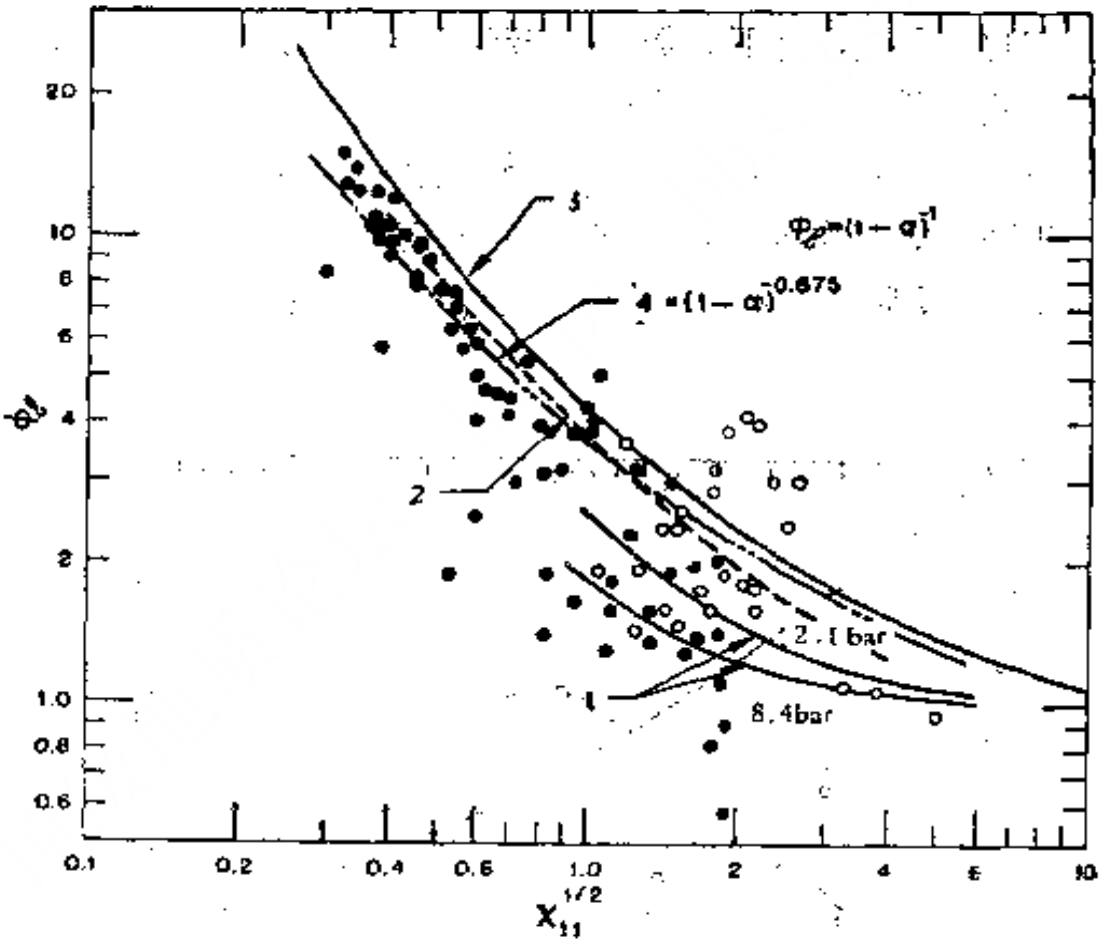


图 11-4　理查兹等 $(H_2)^{[4]}$ 以及沈和锦 $(N_2)^{[5]}$ 的实验数据
1——在 2.1 和 8.4 bar 下氢的均匀模型；2——在 1.18 bar 下氮的均匀模型；3——洛克哈特-马蒂内利关系式，即 $\phi_l=(1-\alpha)^{-1}$；4——关系式 $\phi_l=(1-\alpha)^{-0.875}$；○ 理查兹等的氢的数据；● 沈和锦的氮的数据

与均匀模型符合得很好可能是合乎规律的．但是在高空泡份额下与均匀模型也符合得很好，这一点事实上可能是在整理原始数据时采用了均匀流假设之后，过高估计了动量变化，从而过低估计了实际两相压降的结果．如果在较高空泡份额下的动量变化根据环状流假设进行计算，则实验数据可能与洛克哈特-马蒂内利压降关系式符合得更好．在图 11-4 上，里查兹[4]的氢的两相压降数据，沈和饶[5]的氮的数据，都与马蒂内利关系式作了比较，并与方程（11-25）和（11-26）的简化环状流模型作了比较．对于这些模型，空泡份额 α 是按马蒂内利关系式求得的（见图 11-1）．虽然实验数据（特别是参考文献[5]中在低 χ_{tt} 值下的数据）与环状流模型大体上相符，但在较高液体份额下，此比较再次变得难以令人信服．某些数据表明：两相压降小于相应的单相液体的压降．在参考文献[4]和[5]发表的数据中，有一些是在这样的情况下得到的：动量变化是测得的总压降中的主要份额．在这种情况下，在

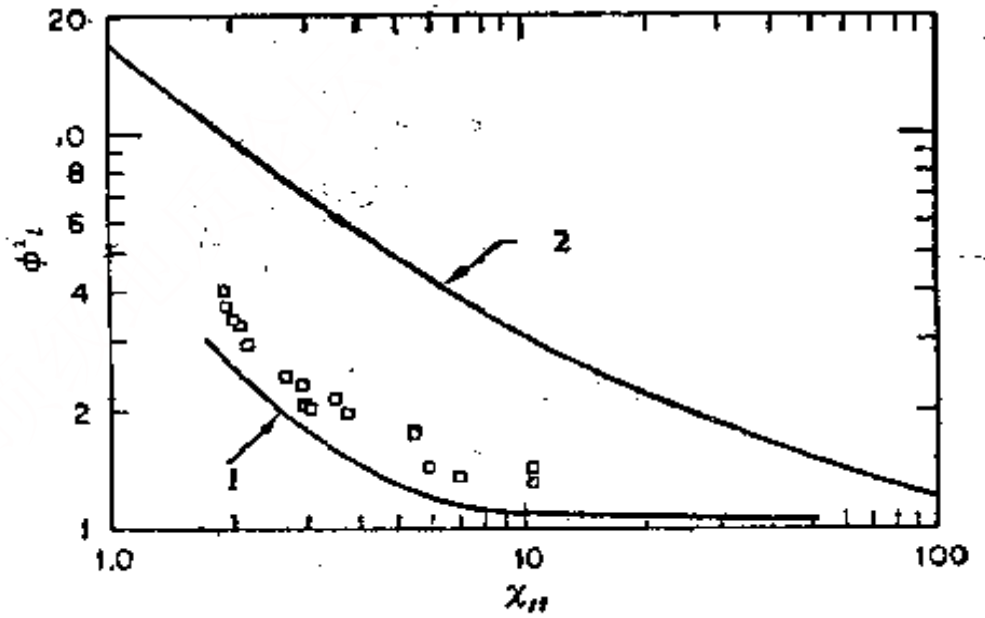


图 11-5　德拉哈佩等[6]的氮 I 于 1.15 bar 下的实验数据
1——均匀流模型；2——马蒂内利关系式

动量变化根据均匀流假设进行计算的条件下与滑移压降关系式作比较时应该小心，前面说过的这一点意见就更为合适了。虽然参考文献[4]和[5]中数据的具体情况没有发表，但从正文推断，数据必然处于图11-4上均匀流模型所表明的范围以内。很明显，上述数据中有一些在大的 χ_{tt} 值下与均匀流模型[方程(11-29)]符合得比较好。这一点从德拉哈佩等[6]的数据中也可看出，这些数据复制在图11-5上。图上标出了少量氮1的数据，它们是在大约1大气压下、用3 mm内径的圆

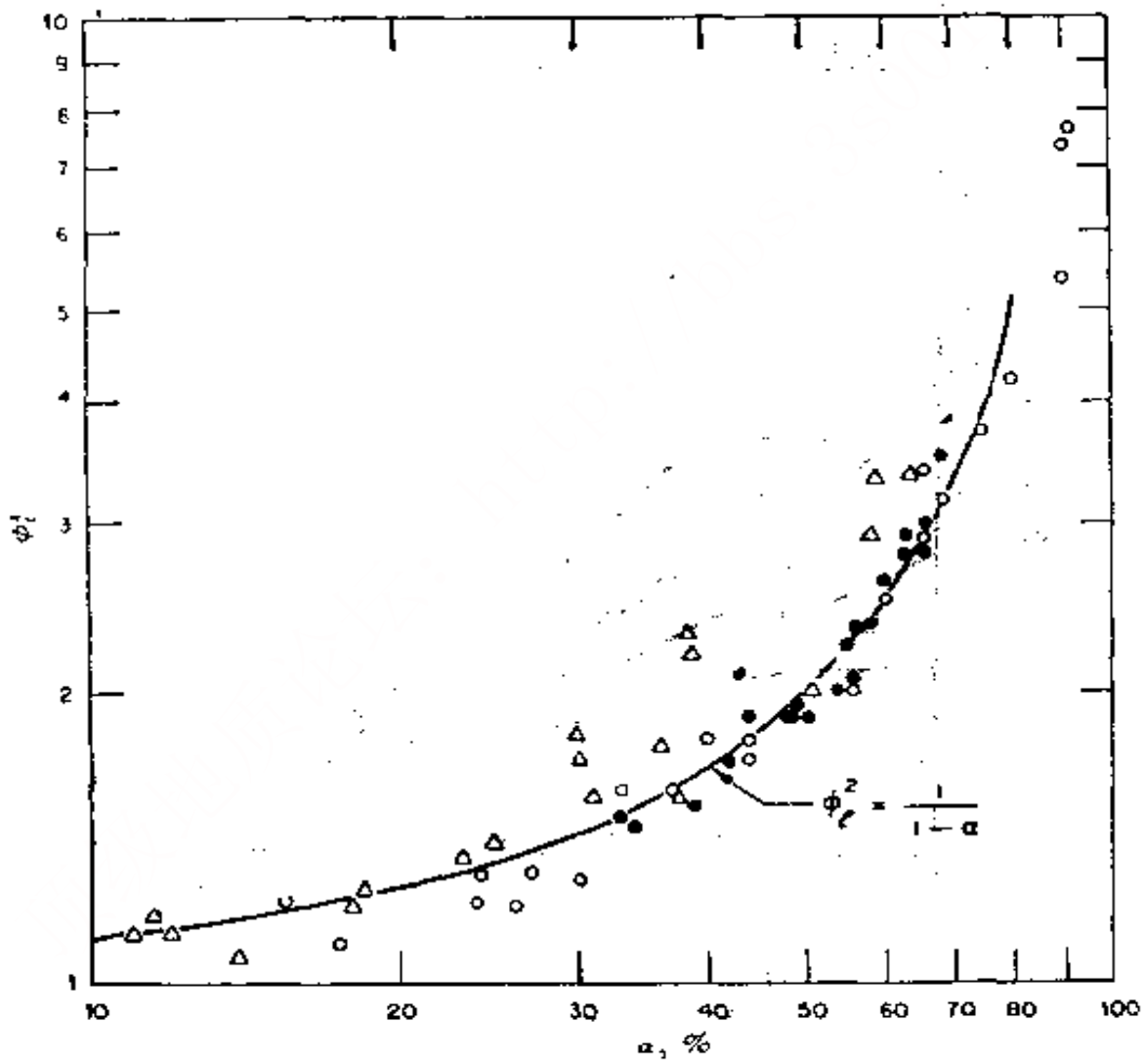


图11-6 萨格登和蒂默豪斯[7]的氟利昂-11的实验数据(注：实验数据表示总的两相压降，理论模型表示两相摩擦压降。)
△ 0.361kg/cm²·s; ● 0.259kg/cm²·s; ○ 0.175 kg/cm²·s

管、在出口含汽量变化范围很宽的条件下求得的. 这些数据与均匀流公式比与马蒂内利关系式更相符合. 在可以假设为均匀流的空泡份额变化范围内[1]，把萨格登和蒂默豪斯[7]的实验数据与方程(11-29)加以比较，其情况如图 11-6 所示，比较结果也表明与均匀流模型符合得稍好一些. 最后，莱平和鲍尔[8]发表了高压氮和甲烷的两相压降数据，它们与马蒂内利关系式相差很远. 但是，他们在低空泡份额范围内的许多数据也可以与均匀流模型作成功的比较. 用参考文献[8]中一些有代表性的甲烷数据所作的这种比较表示在图 11-7 上. 这些数据实际上包括了很宽的液体份额变化范围，在原图上

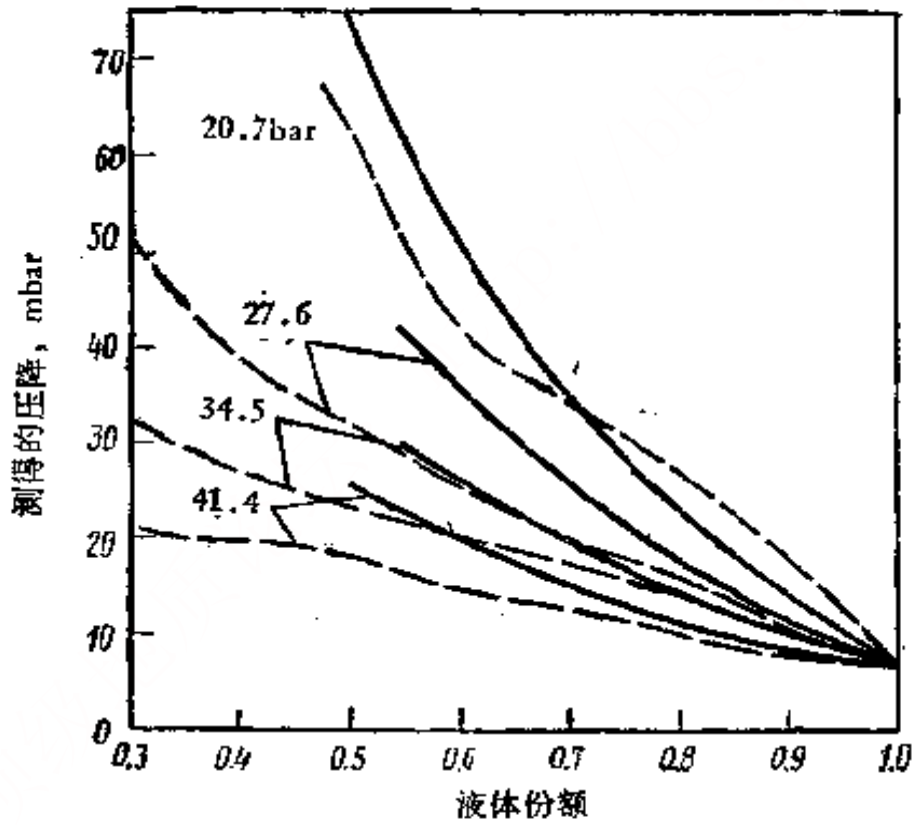


图 11-7 莱平和鲍尔[8]的实验数据
---- 甲烷的数据； —— 均匀流模型

1) 假设参考文献[7]的空泡份额适合于均匀流. 对于 $\alpha>0.6$ 的情况，这样假设可能是不真实的.

出现的急剧变化可以明确地认为是流型过渡引起的.

因此，显然需要补充深冷流体的两相压降和液体份额的实验数据，还需要更详细报道实验条件以及与之相应的数据处理方法. 但是，从现有数据可以看出，只要对流型有所考虑，两相压力损失的某些简单模型是可以推荐采用的.

11.3 压力波的传播

据作者们所知，除了接近热力学临界点的两项研究工作[21,22]以外，压力波通过深冷剂两相混合物的传播还没有实验数据. 因此，这一节将只讨论一些理论解析方法，这些方法已被用空气-水和水蒸汽-水作的实验所证实，并且相信它们也适用于深冷流体.

如参考文献[23]中所表明的，利用方程(11-1)和(11-2)中给出的动量平衡和质量平衡，可以推导出在静止的两相平衡态混合物内压力波传播速度的一维表达式. 这个表达式可以写成

$$a_{TP} = [(1-x)\rho_g + x\rho_l]^2 \times \left[x\rho_g^2 \frac{d\rho_g}{dP} + (1-x)\rho_g^2 \frac{d\rho_l}{dP} - (\rho_l - \rho_g)\rho_l\rho_g \frac{dx}{dP} + x(1-x)(\rho_l - \rho_g)\rho_g\rho_l \frac{dk}{dP}\right]^{-1} \tag{11-33}$$

方程(11-33)中的导数 $d\rho_g/dP$, $d\rho_l/dP$, dx/dP 和 dk/dP 分别由两相之间的热量、质量和动量的传递速率所决定. 这些传递速率的量值一般都取决于流型、波的频率和扰动的类型. 还必须把两个时间区别开来，一个是与系统经受第一次压力变化有关的时间(波前速度)，另一个是系统经受峰值压力的时间(振幅响应特性). 一般来说，文献中的数据都是单

个脉冲的波前速度的特性曲线。下面介绍的也都是此种波前速度的模型。

对于所有的空泡份额（很小的除外），液体可压缩性可以忽略不计，即液体是不可压缩的，

$$d\rho_l/dP = 0 \tag{11-34}$$

正如在参考文献[24]和[25]中所讨论过并在参考文献[26]中由实验证明了的，对于大的气体容积或蒸汽容积，相间传热率很小，作为一次近似，可以假设气相的性状按等熵方式变化，即

$$d\rho_g/dP = \rho_g/\gamma P = 1/a_g^2 \tag{11-35}$$

三个独立的研究工作[26-28]都测量了低含汽量水蒸汽-水平衡态混合物内的波前速度，其中两个发现此类系统内的质量传递速率可以忽略不计。对于低含汽量区，方程(11-33)中的质量传递项是第一等重要的，一般假定

$$dx/dP = 0 \tag{11-36}$$

方程(11-36)表明：水蒸汽-水(单组分)和空气-水(双组分)系统的性状是可相比较的。

把方程(11-34)—(11-36)代入方程(11-33)，就可以写出传播速度表达式为

$$a_{TP}^2 = \left\{\left[\alpha^2 + \alpha(1-\alpha)\frac{\rho_l}{\rho_g}\right]\frac{1}{a_g^2} + \alpha(1-\alpha)(\rho_l - \rho_g)\frac{dk}{dP}\right\}^{-1} \tag{11-37}$$

11.3.1 泡状流

正如参考文献[25]和[30]中所讨论过的，在波前中动量传递的唯一重要的机理是分立相的虚质量。在泡状流中，汽泡的虚质量很大，作为一次近似，可以假定动量传递是完全的，即

$$dk/dP = 0 \tag{11-38}$$

把方程(11-38)代入方程(11-37)，给出

$$a_{TP}/a_g = [\alpha^2 + \alpha(1-\alpha)(\rho_l/\rho_g)]^{-\frac{1}{2}} \tag{11-39}$$

这个结果在文献中称为均匀冻结模型.

11.3.2 分层流、环状流和雾状流

对于雾状流，液滴的虚质量很小，可以忽略不计，而对于分层流、环状流和丝状流的分离光滑界面结构，则不存在虚质量效应. 对于这些流型，两个相的运动方程可以分开写成

$$dP + \rho_g u_g du_g = 0 \tag{11-40}$$

和

$$dP + \rho_l u_l du_l = 0 \tag{11-41}$$

根据定义有

$$dk/dP = (1/u_l)[(du_g/dP) - k(du_l/dP)] \tag{11-42}$$

在拉格兰贾恩（Lagrangian）坐标系中，$u_g \approx u_l \approx a_{TP}$；因此

$$dk/dP \approx -(1/a_{TP}^2)[(1/\rho_g) - (1/\rho_l)] \tag{11-43}$$

把方程(11-43)代入方程(11-37)，给出

$$a_{TP}/a_g = \{1 + [(1-\alpha)/\alpha](\rho_g/\rho_l)\}^{\frac{1}{2}} \tag{11-44}$$

对于在泡状流、雾状流和波动环状流内虚质量效应的比较详细的分析，请读者查阅参考文献[25]和[30].

11.3.3 块状流

块状流在参考文献[23]中作了分析. 对于通过一个理想化的气-液组合传播的脉冲，提出了一个连续传播机理：

$$a_{TP}/a_g = a_l/[\alpha a_l + (1-\alpha)a_g] \tag{11-45}$$

这样一个脉冲穿过第一个从液相到气相的界面时，其振幅几乎减为零，因而任何进一步的传播都必须靠惯性机理来进行.

在图 11-8 上，对于相应的流型，把方程(11-39)，

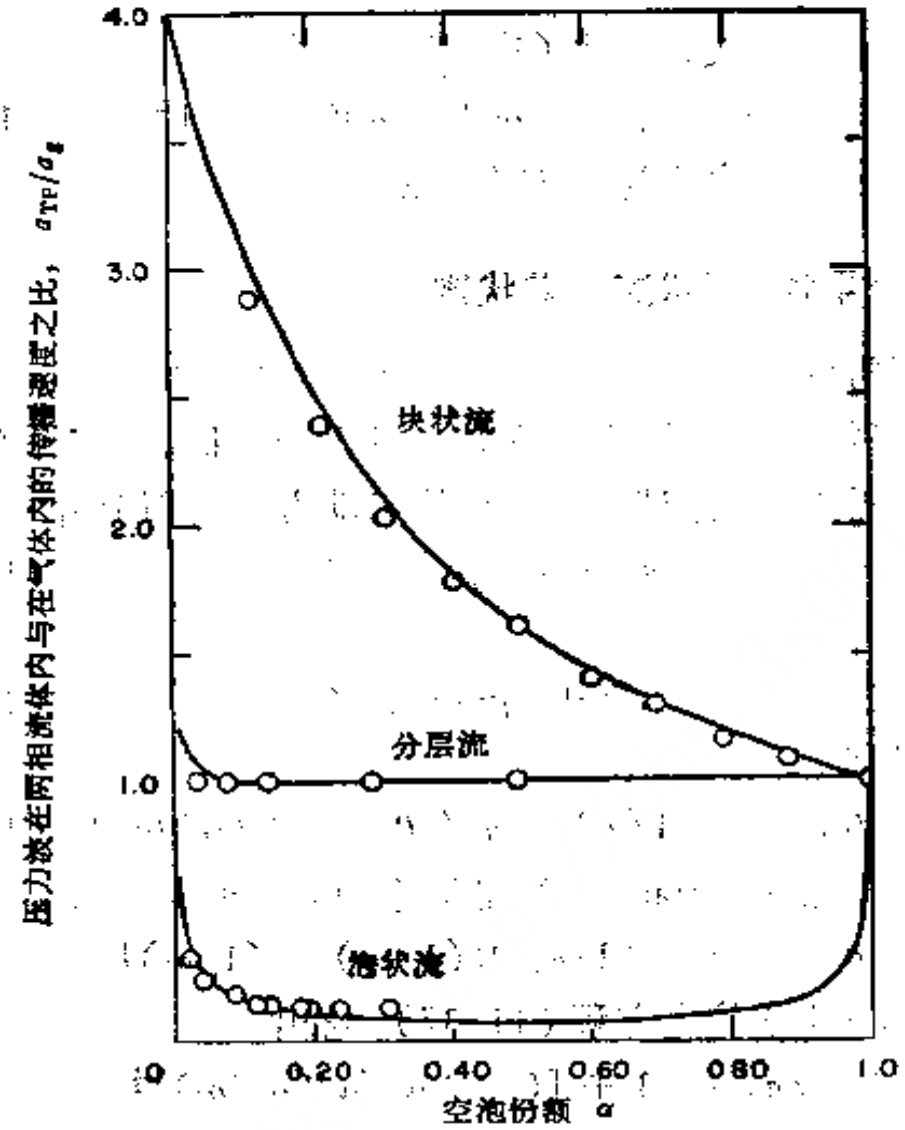


图 11-8 块状流、分层流和泡状流的压力波传播速度

—+— 理论解析计算；○ 实验数据

(11-44) 和 (11-45) 与参考文献 [26] 的空气-水实验数据作了比较. 图 11-9 和图 11-10 分别把参考文献 [29] 的泡状流和分层流的水蒸汽-水实验数据与方程 (11-39) 和 (11-44) 作了比较. 把英格兰 (England) 等[31]的雾状流水蒸汽-水实验数据与方程 (11-39) 和 (11-44) 所作的比较表明: 数据十分接近方程 (11-44), 这证明在分析时所作的假设——在这种流型下动量传递速率一般可以忽略不计——是正确的.

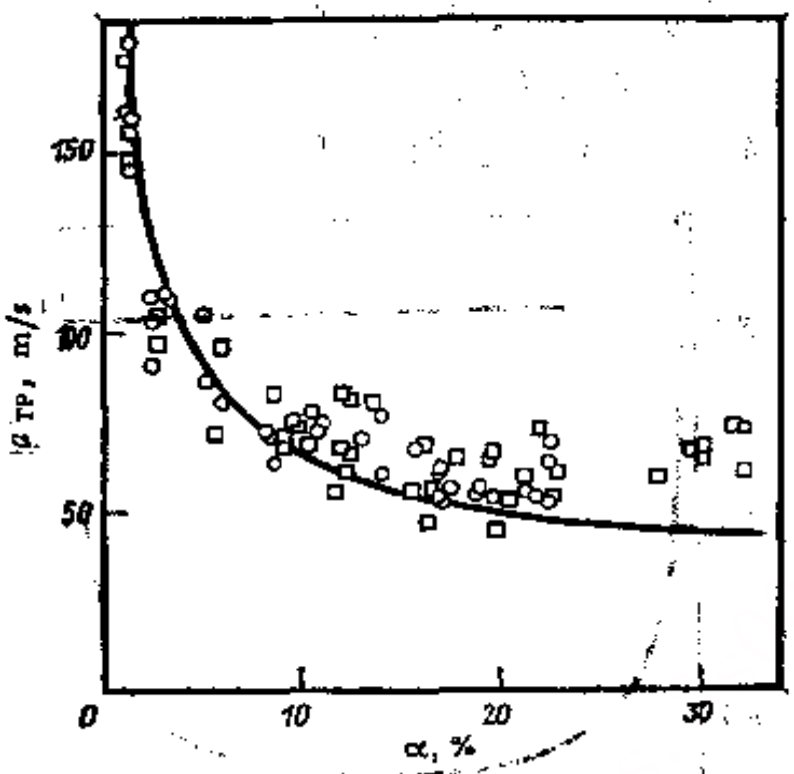


图 11-9　水蒸汽-水泡状流实验数据与方程(11-39)之比较
(水蒸汽-水实验数据是在饱和温度 130±5 K 下求得的.)
□ 压缩脉冲；　○ 稀疏脉冲

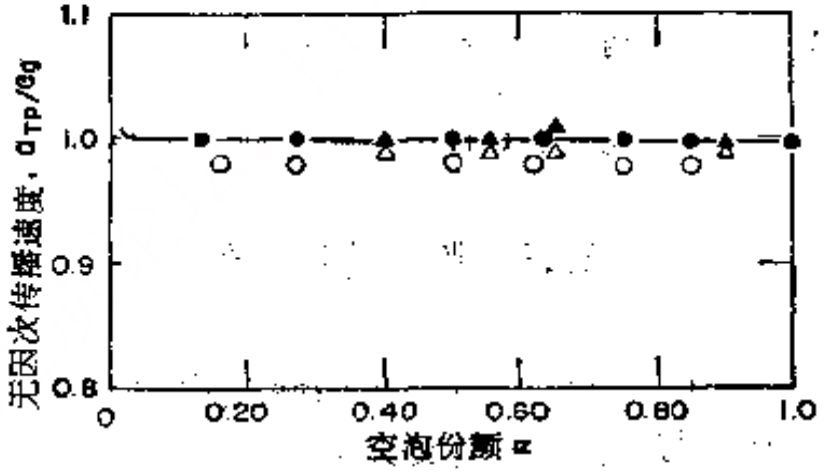


图 11-10　水蒸汽-水分层流实验数据与方程(11-44)之比较
1bar: ● 压缩，　○ 稀疏；　3.5 bar: ▲ 压缩，　△ 稀疏

对图 11-8—11-10 进行的比较表明：这样的分析既可以处理单组分混合物，又可以处理双组分混合物. 因为相间质量传递速率可以忽略不计，所以传播现象严格取决于混合物

的流体动力学性质. 因此，对于相应的流型，预期这些分析结果对深冷剂来说也是正确的. 图 11-11 表示出 0.69 bar 下于氢两相混合物的分层流和泡状流中压力波传播速度之值.

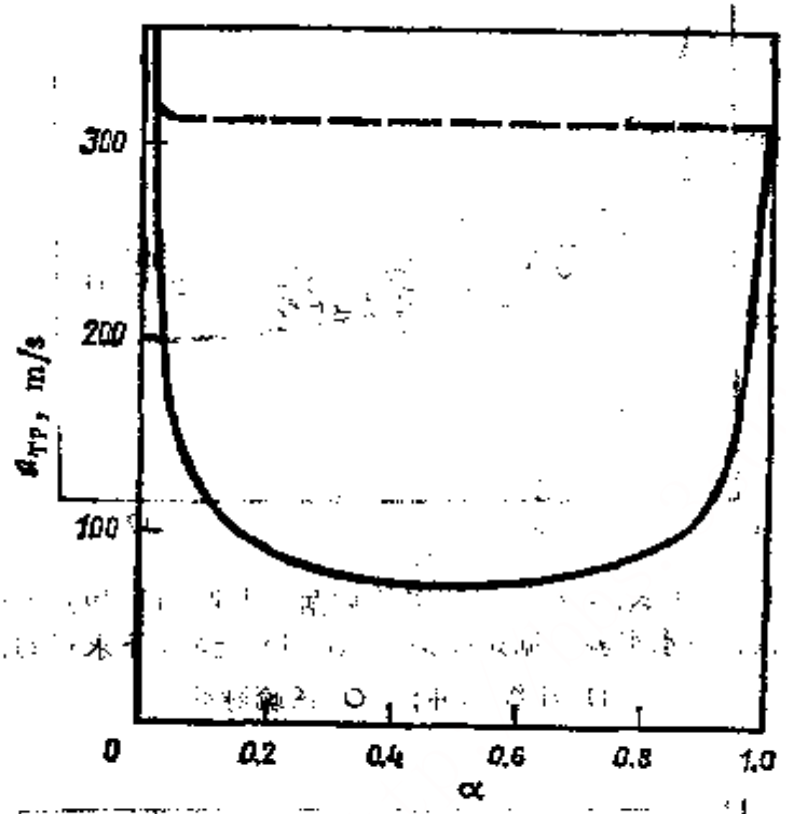


图 11-11 氢两相混合物的泡状流和分层流中压力波传播速度的计算值

•—•—• 方程(11-44)； —— 方程(11-39)

11.4 临 界 流

排放管的几何构形可能对两相混合物的流型有重大影响，而正如上一节所述，流型又大大影响系统的可压缩性. 我们将首先讨论这样一类流动，它们在加速到壅塞状态之前，其原来的滞止状态或是饱和蒸汽，或是两相混合物. 对于这些状态，几何形状对流型只有很小影响，从而通过各种形状管道的两相流也可以象单相流一样，与理想的喷管流联系起来. 本节后半部分将描述起初是饱和液体或欠热液体的两相临界

排放，在这些情况下管子的几何形状将有很大影响.

实验已经证明: 氟利昂 11、氟利昂 12 和二氧化碳的两相可压缩流取决于排放管的几何形状[32—34]. 这与水蒸汽-水混合物的实验结果是一致的，没有数据说明氢、氮、氧等的两相临界流应该有所不同. 这里评述的模型都取自最新文献，特别注意了几何形状的影响.

11.4.1 进口为两相混合物或饱和汽的情况

11.4.1.1 喷管

正如在参考文献[35]中所推导并在 11.2 节中表明的，单组分两相混合物的临界质量流密度可以表示为

$$\begin{aligned}\bar{G}_c^2 = -\Bigg\{ k\Bigg[&[1+x(k-1)]x\frac{dv_g}{dP} + \{v_g[1+2x(k-1)] \\ &+ kv_l[2(x-1)+k(1-2x)]\}\frac{dx}{dP} \\ &+ k[1+x(k-2)-x^2(k-1)]\frac{dv_l}{dP} \\ &+ x(1-x)\left(kv_l - \frac{v_g}{k}\right)\frac{dk}{dP}\Bigg]^{-1}\Bigg\}_s \end{aligned} \tag{11-46}$$

[把方程(11-7)和(11-11)代入方程(11-9)，就可以得到这个表达式.] 正如在 11.3 节中讨论过的，导数 dv_g/dP，dv_l/dP，dx/dP 和 dk/dP 分别由相间热传递、质量传递和动量传递的速率来决定.

在收缩喷管中，加速和陡峭压力梯度主要都发生在直径为喉部直径两倍的上游截面与喉部之间. 因此在普通喷管中，进行热传递和质量传递的时间很短，可以假设在膨胀段内传递的热和质量的总量可以忽略不计，

$$x_i \approx x_0 \tag{11-47}$$

$$T_{l0} \approx T_{l0} \tag{11-48}$$

在参考文献[36]中测定的空泡份额表明：在喉部压力为～3.5 bar 的等截面长管中，水蒸汽与水的速度比处在 1.0 和 1.5 之间。两相速度比之所以有这个不同，是由于压力增高时密度差减小的缘故。因为在多数深冷工程实践中遇到的热力学折算压力都相当高，所以可以假定两个相速度相等，

$$u_g = u_l = u \tag{11-49}$$

压力越高，这个近似就越正确。

因为忽略了壁面切力、与环境的热交换以及界面粘性作用这几项，所以可以认为系统的比熵是常数，

$$dS_0 = d[(1-x)S_l + xS_g] = 0 \tag{11-50}$$

这个结果，加上前述的相间热传递和质量传递的总量可以忽略的假设，就意味着每个相都作等熵膨胀，

$$S_{g0} = S_{gt} \text{ 和 } S_{l0} = S_{lt} \tag{11-51}$$

$$P_0 v_{g0}^{\gamma} = P_t v_{gt}^{\gamma} \tag{11-52}$$

$$v_{l0} = v_{lt} \tag{11-53}$$

史密斯等[37]发表了汾丘里管内空气-水两相临界流的温度测量数据，它表明：在喉部确实有大的传热率。因此，以绝热方式计算导数 dv_g/dP 是不合理的。要想描述实际的传热过程，需要详细了解流的结构，但它是不知道的。作为简化过程与真实过程之间的一个折衷，假设在喉部的蒸汽性状可以用多变过程来描述

$$(dv_g/dP)_t = -(v_g/nP)_t \tag{11-54}$$

式中 n 是坦戈伦（Tangren）等[38]推导出的热平衡态多变指数

$$n = \frac{(1-x)(c_l/c_{pg})+1}{(1-x)(c_l/c_{vg})+(1/\gamma)} \tag{11-55}$$

这个指数反映出在喉部有大的传热率。

液体的可压缩性一般可以忽略；于是，可以认为液体是不

可压缩的，

$$dv_l/dP = 0 \tag{11-56}$$

$(dk/dP)_t$ 项是表征动量传递率的，它很难计算，可是如前所述，它对系统可压缩性有重大影响. 沃格林 (Vogrin)[39] 测量了空气-水混合物在一个收缩-扩大喷管中作临界流时两相速度比的轴向分布. 测量结果表明：在喉部两相速度比具有最小值

$$(dk/dP)_t = 0 \tag{11-57}$$

就象局部传热率一样，喉部的质量传递率也可能很大. 在参考文献[36]中已经证明：如果平衡态含汽量定义为

$$x_E = (S_0 - S_{lk})/(S_{gE} - S_{lE}) \tag{11-58}$$

则在等截面圆管出口截面的水蒸汽-水流的质量传递率可以用下式综合：

$$(dx/dP)_t = N(dx_E/dP)_t \tag{11-59}$$

式中

$$N = N(x_E) \tag{11-60}$$

在参考文献[35]中证明：在该关系式适用的低含汽量范围内，这等价于

$$\left(\frac{1}{S_{g0} - S_{l0}} \frac{dS_l}{dP}\right)_t = N\left(\frac{1}{S_{gE} - S_{lE}} \frac{dS_{lE}}{dP}\right)_t \tag{11-61}$$

导数 $(dS_g/dP)_t$ 可由下列表达式决定：

$$T_g dS_g = dh_g - v_g dP \tag{11-62}$$

如果假设蒸汽的性状象真实气体一样，遵循在方程 (11-54) 中给出的多变过程，则

$$(dS_g/dP)_t = -(c_{pg}/P_s)[(1/n) - (1/\gamma)] \tag{11-63}$$

上述这些近似式把临界质量流密度表达式简化为

$$G_c^2 = \left\{\frac{x_0 v_g}{nP} + (v_g - v_{l0})\left[\frac{(1 - x_0)N}{S_{gE} - S_{lE}} \frac{dS_{lE}}{dP}\right.\right.$$

$$- \frac{x_0 c_{pg}[(1/\eta) - (1/\gamma)]}{P(S_{g0} - S_{l0})}\Bigg]\Bigg\}_t^{-1} \quad (11\text{-}64)$$

假设函数N取参考文献[36]中所推荐的形式，即取常数和平衡态含汽量之积。常数值由参考文献[40]的水蒸汽-水实验数据决定，使N可以表示为

$$N = x_{Et}/0.14 \quad (11\text{-}65)$$

对于喉部含汽量大于0.14的情况，取 $N = 1$。

为了求得以原始滞止状态表示的解，把临界流方程与描述总压力变化进程的动量方程合并。在上面列举的限制条件下，动量方程可以写成

$$-[(1 - x_0)v_{l0} + x_0 v_{g0}]dP = d(u^2/2) \quad (11\text{-}66)$$

可以将方程(11-66)在滞止区与喉部之间积分，给出

$$\eta = \left\{\frac{[(1 - \alpha_0)/\alpha_0](1 - \eta) + [\gamma/(\gamma - 1)]}{(1/2\beta\alpha_t^2) + [\gamma/(\gamma - 1)]}\right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (11\text{-}67)$$

式中

$$\eta = \frac{P_t}{P_0} \quad (11\text{-}68)$$

$$\beta = \frac{1}{n} + \left(1 - \frac{v_{l0}}{v_{gt}}\right)\left[\frac{(1 - x_0)NP_t}{x_0(S_{gE} - S_{lE})_t}\left(\frac{dS_{lE}}{dP}\right)_t - \frac{c_{pg}[(1/n) - (1/\gamma)]}{S_{g0} - S_{l0}}\right] \quad (11\text{-}69)$$

$$\alpha_0 = \frac{x_0 v_{g0}}{(1 - x_0)v_{l0} + x_0 v_{g0}} \quad (11\text{-}70)$$

$$\alpha_t = \frac{x_0 v_{gt}}{(1 - x_0)v_{l0} + x_0 v_{gt}} \quad (11\text{-}71)$$

和

$$v_{gt} = v_{g0}\eta^{-1/\gamma} \quad (11\text{-}72)$$

对于滞止状态P_0和x_0都已给定的情况，临界压力比的超越方程[方程(11-67)]可以求解。这样一个解以隐式给出了

临界质量流密度的测算值.

在图 11-12 上把这个模型与参考文献[41]中二氧化碳通过喷管的两相流实验数据作了比较.

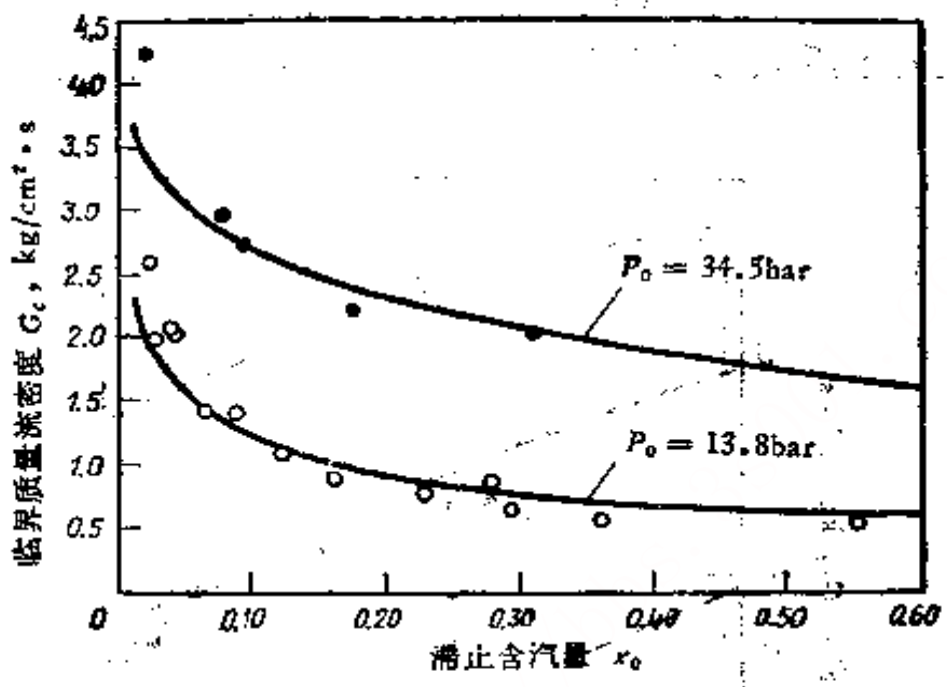


图 11-12 二氧化碳通过喷管的两相临界流
○ $15.2 \geqslant P_0 \geqslant 12.4$ bar; ● $36.3 \geqslant P_0 \geqslant 33.5$ bar

11.4.1.2 孔板和短管

实验已经证明: 通过锐边孔板的可压缩流不会壅塞; 但是,它们渐近地接近最大流率. 为了描述这些流动,可以定义一个可压缩流量系数:

$$C = \frac{\text{实际质量流密度}}{\text{理想喷管内的临界质量流密度}} \tag{11-73}$$

对于平滑进入可压缩区的单相流动, 在孔板和短管情况下系数 C 渐近地接近0.84[42,43]. 可以把它并入方程(11-66), 给出一个通过孔板的两相可压缩流的公式. 于是方程(11-67)就可以写成

$$\eta = \left\{\frac{[(1-\alpha_0)/\alpha_0](1-\eta) + [\gamma/(\gamma-1)]}{(1/2C^2\beta\alpha_1^2) + [\gamma/(\gamma-1)]}\right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{11-74}$$

就象前面一样，这个超越方程也可以求解，给出最大质量流密度的测算值。

假设单相流量系数的数值也适用于两相流。孔板计算值与参考文献[41]的 CO_2 实验数据符合得很好。在图 11-13 中把这个模型与参考文献[44]中氮的两相数据作了比较。

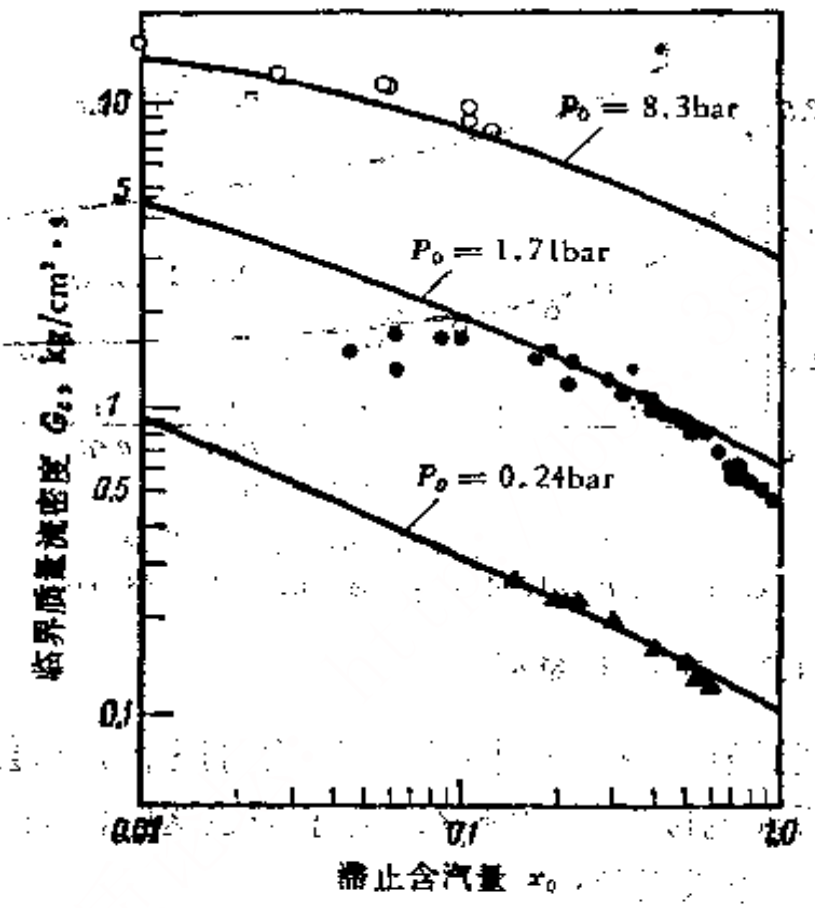


图 11-13 氮通过孔板的可压缩两相流

○ $7.3 \leqslant P_0 \leqslant 9.3$ bar[44]; ● $1.68 \leqslant P_0 \leqslant 1.73$ bar[44];

▲ $0.219 \leqslant P_0 \leqslant 0.261$ bar[44]

上述模型适用于进口条件为饱和蒸汽，即 $x_0=1$ 的情况。

11.4.1.3 长管

在文献中，为了描述长管内单组分两相临界流，已经提出了好几种模型[36,46—48]。当给的条件是壅塞平面的压力时，这

些模型的计算结果都相当准确，但在任何的设计计算中，这个压力一般是不知道的。如果已知的只是进口滞止状态，则建议采用 11.2 节中讨论过的均匀流摩擦压降和动量压降的计算方法，再加上方程(11-9)给出的可压缩流关系式，把均匀平衡态模型写成计算公式。

11.4.2 进口为饱和液体或欠热液体的情况

11.4.2.1 喷管

上述喷管流模型也可以用于滞止状态是饱和液体或欠热液体的情况。对于这类情况，$x_0 = 0$，从而临界质量流密度表达式简化为

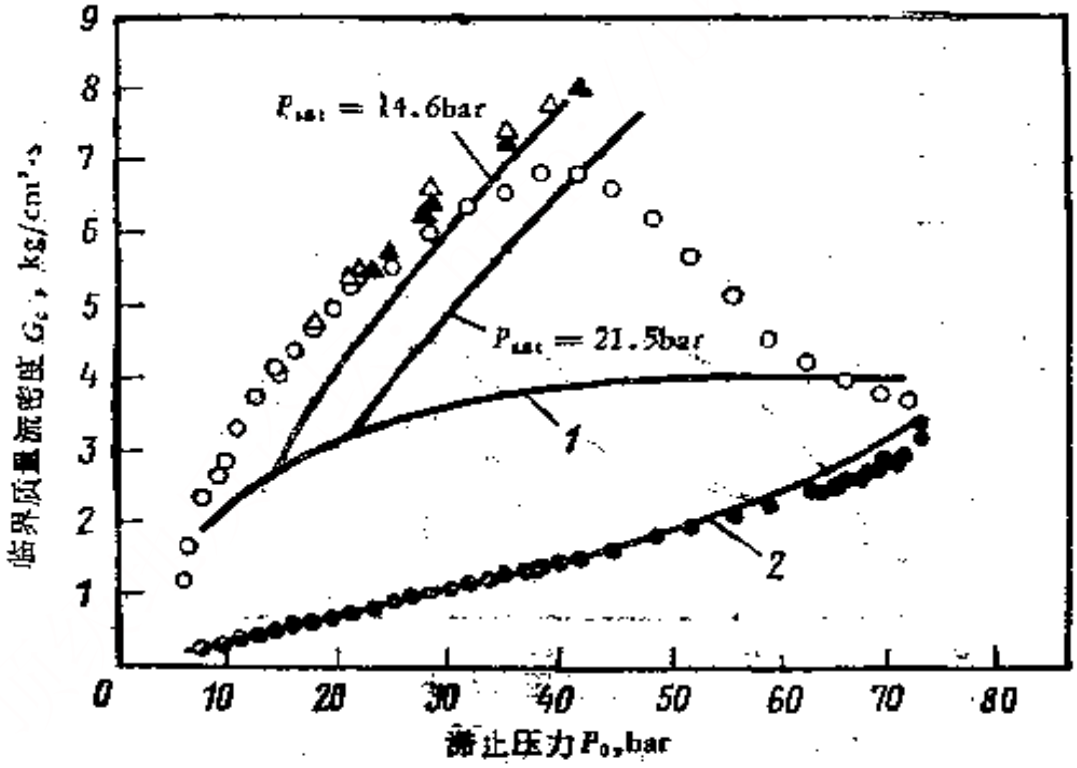


图 11-14 饱和二氧化碳通过喷管的两相临界流

1——饱和液体的解析计算式；2——饱和蒸汽的解析计算式；○ 饱和液体；● 饱和蒸汽；△ 欠热液体，P_{sat} = 14.6 bar；▲ 欠热液体，P_{sat} = 21.5 bar

$$G_c^2 = \left[(v_{gk} - v_{l0}) \frac{N}{S_{gK} - S_{lE}} \frac{dS_{lE}}{dP}\right]^{-1} \qquad (11\text{-}75)$$

式中N由方程(11-65)给出. 因为在到达喉部之前，没有蒸汽形成，所以假设形成的蒸汽是在局部压力下的饱和蒸汽. 此类流动的临界压力比的关系式将大大简化为

$$\pi_c = 1 - (v_{l0}G_c^2/2P_0) \qquad (11\text{-}76)$$

可以把方程(11-75)和(11-76)合并，给出临界压力比的一个超越方程. 如前所述，临界压力比的解也给出了临界质量流密度的计算值. 在图 11-14 上，把这个模型与参考文献[41]中二氧化碳的饱和液体、欠热液体以及饱和蒸汽的实验数据作了比较. 图 11-15 把解析计算与参考文献[49]中欠热液氮的实验数据作了比较.

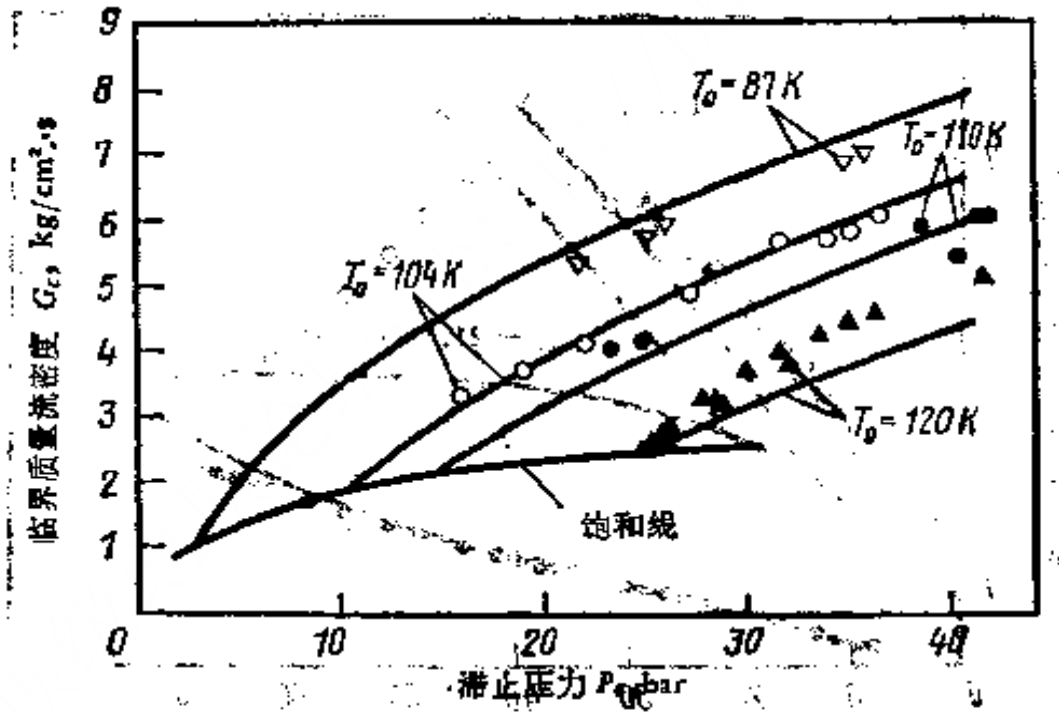


图 11-15 欠热液氮通过喷管的两相临界流

11.4.2.2 孔板

通过锐边孔板排放的饱和液体或欠热液体，具有完全亚

稳式的性状，可以用常规的不可压缩关系式进行计算

$$G = 0.61(2\rho_l \Delta P)^{\frac{1}{2}} \qquad (11\text{-}77)$$

这一事实已被水的实验数据证实多次，被深冷剂的实验数据至少证实了两次[50,51]。

11.4.2.3 短管

对水和氟利昂的实验数据所作的汇编表明：流过锐边进口、等截面试验段的饱和液体和欠热液体会形成多种流型，如图 11-16 所示。

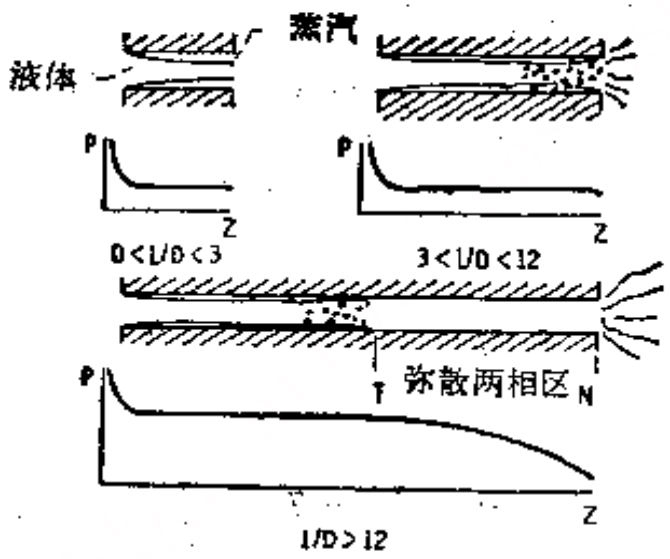


图 11-16 饱和液体或欠热液体通过短管临界排放的各种流型

对于 $0 \leqslant L/D \leqslant 3$ 的情况，流型是：中间是过热液体射流，周围是大体上饱和的蒸汽。把滞止压力与喉部压力联系起来的动量方程是

$$P_0 - P_t = G_c^2 v_{l0}/2(0.61)^2 \qquad (11\text{-}78)$$

此类流型的质量传递取决于液体射流表面的汽化速率，射流的表面温度是与 P_t 相应的饱和温度。为了求解这个热传导问题，假设了一个简化的射流构形，如图 11-17 所示。在这个分析中，假定流动是一维的，与径向温度梯度相比，轴向温度

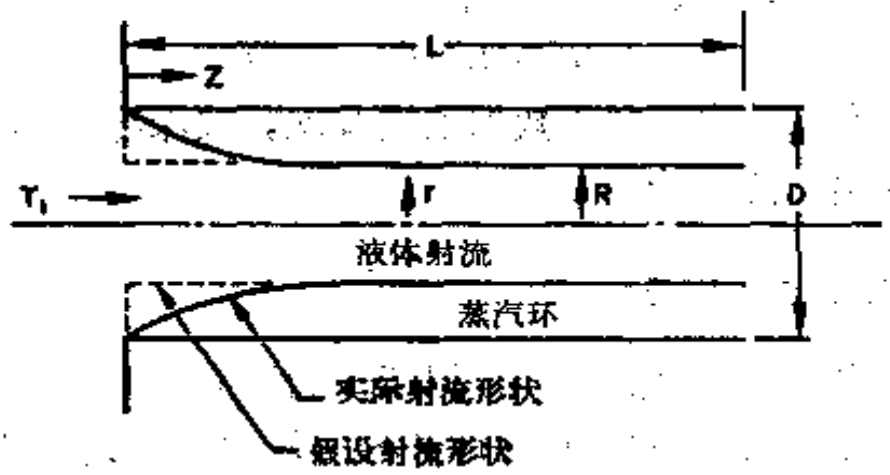


图 11-17　短管模型的简化射流构形

梯度很小．最后得到的能量方程和附带的边界条件是

$$\frac{1}{ur}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right)=\frac{\rho_l c_l}{k}\frac{\partial T}{\partial Z} \tag{11-79}$$

$$r=0,\quad \partial T/\partial r=0 \tag{11-80}$$

$$r=R \qquad T=T_{sat} \tag{11-81}$$

$$z=0 \qquad T=T_1 \tag{11-82}$$

方程(11-79)可以对喉部的平均液体温度求解，

$$T_t=T_{sat}+(T_0-T_{sat})\sum_{n=1}^{\infty}(2/\lambda_n^2)$$
$$\times\exp[-(4\lambda_n^2KL/c_lGD^2)] \tag{11-83}$$

喉部的含汽量给出为

$$x_t=(h_1-h_t)/(h_{gD}-h_t) \tag{11-84}$$

式中

$$h_1=h_0-\frac{1}{2}G^2v_l^2 \tag{11-85}$$

$$h_t=c_lT_t \tag{11-86}$$

将方程(11-83)和(11-84)对压力求导数后表明：质量传递速率可以表示为

$$\left(\frac{dx}{dP}\right)_s = -\frac{x_s}{T_0 - T_{sat}} \frac{T_{sat} v_{fgE}}{h_{fgE}} \qquad (11\text{-}87)$$

如图 11-16 所示，圆管内部的压力梯度差不多为零；因此，假定无论何时速度比总是等于 1，从而 $dk/dP = 0$.

上述假设把临界质量流密度表达式简化为

$$G_c^2 = \left[x v_{gE}\left(\frac{1}{P} + \frac{T_{sat} v_{fgE}}{(T_1 - T_{sat}) h_{fgE}}\right)\right]_s^{-1} \qquad (11\text{-}88)$$

方程（11-88）可以与方程（11-78）联立求解，给出临界质量流密度和压力比的计算值. 在图 11-18 上把此模型与氟利昂 11 的实验数据作了比较.

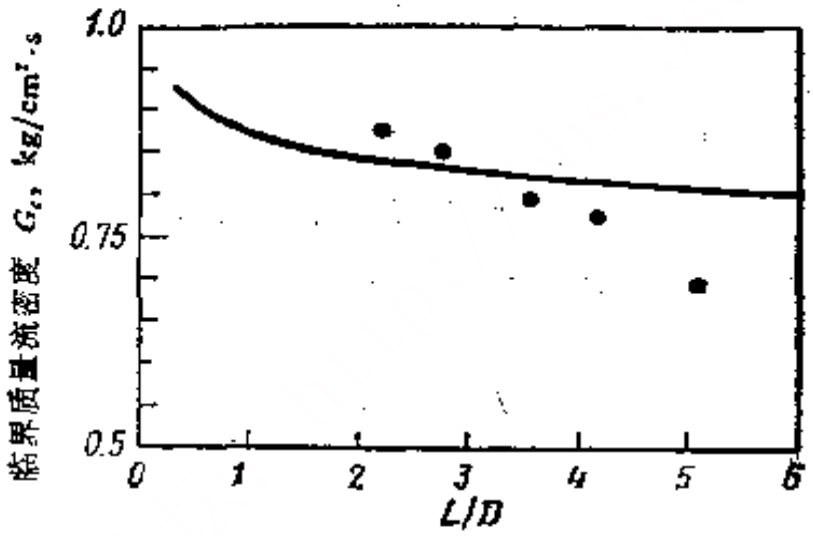


图 11-18 欠热氟利昂 11 通过短管的临界排放

如图 11-16 上所表明的，对于 $3 < L/D < 12$ 的范围，射流在表面上崩裂了，同时在它内部正形成汽泡. 对于这一几何形状，现在只有一种模型[52]，它是十分复杂的. 可以用短管计算公式来估算这些较长管道内的流动，这样算出的质量流密度将比实际值高 15—30%.

11.4.2.4 长管

对于 $L/D \geqslant 12$ 的情况，两个相就完全分开了. 在 $0 <$

$L/D \leqslant 12$ 的区域内，压力大体不变，形成的蒸汽量不多．因此，假设

$$P_0 - P_{(L/D=12)} = G_c^2 v_{l0}/2C^2 \qquad (11\text{-}89)$$

和

$$x_{(L/D=12)} = 0 \qquad (11\text{-}90)$$

还假设流动是均匀的（$k=1$ 和 $dk/dP=0$）．当 L/D 超过 12 之后，混合物急剧汽化造成一个附加压降，因而把滞止压力和喉部压力联系起来的动量方程必须包括这个附加损失．正如在 11.2 节中讨论过的，对于等截面圆管内的均匀急剧汽化流，动量压降可以表示成

$$-dP_M = G^2 d[(1-x)v_l + xv_g] \qquad (11\text{-}91)$$

因为假定在 $L/D=12$ 处的含汽量为零，所以方程（11-91）可以与方程（11-89）合并，最后得到

$$P_0 - P_t = G_c^2[(v_{l0}/2C^2) + x_t(v_{gt} - v_{l0})] \qquad (11\text{-}92)$$

喉部的质量传递率假定由参考文献［36］中的关系式给出，该式可以表示为

$$dx/dP = N dx_E/dP \qquad (11\text{-}93)$$

其中

$$N = 20x_E, \quad x_E < 0.05 \qquad (11\text{-}94)$$

$$N = 1.0, \quad x_E > 0.05 \qquad (11\text{-}95)$$

式中 x_E 由方程（11-58）定义．

在这些假设下，临界质量流密度表达式变为

$$G_t^2 = [(xv_g/P) - (v_g - v_{l0})N(dx_E/dP)]_t^{-1} \qquad (11\text{-}96)$$

式中假定蒸汽沿着热力平衡态的路径而行，这十分接近等温过程，即

$$dv_g/dP = -v_g/P \qquad (11\text{-}97)$$

为了从方程（11-92）和（11-96）算出临界质量流密度，只要知道 x_t 就行了．有人建议：两相系统从 $L/D=12$ 处

的 $x = 0$ 以指数形式趋近参考文献 [36] 中给出的长管值，

$$x_t = x_{LT}[1 - e^{-B[(L/D)-12]}] \qquad (11\text{-}98)$$

式中

$$x_{LT} = Nx_B \qquad (11\text{-}99)$$

而N由方程(11-94)和(11-95)定义. 常数B表征进口影响的衰减情况. 在参考文献 [53] 中，对于 L/D 从 0 到 625 的变化范围，测量了最初系饱和水或欠热水通过各种锐边圆管的临界质量流密度. 这些实验结果表明：对于 $L/D > 100$，进口效应可以忽略. 因此，常数B可以根据下式决定：

$$\text{在 } L/D = 100 \text{ 处} \quad x_t = 0.99\, x_{LT} \qquad (11\text{-}100)$$

把方程 (11-92)，(11-96)，(11-98) 和 (11-100) 合并，就可以算出在 $12 \leqslant L/D \leqslant 100$ 的圆管内的临界质量流密度. 在图 11-19 上，把这个计算模型与参考文献 [32] 和[54] 的氟利昂实验数据作了比较.

对于短管和长管、进口为饱和液体的各种计算模型，参考文献[55]和[56]作了更为详尽的探讨.

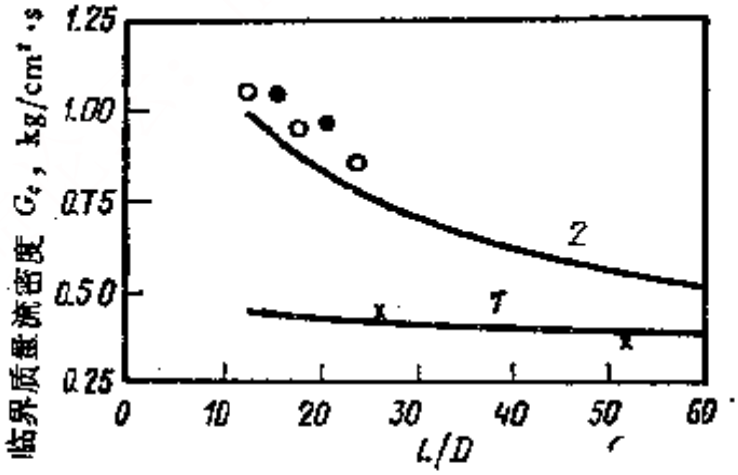


图 11-19 饱和氟利昂和欠热氟利昂通过长管的临界排放. 氟利昂 12 的数据是用 $P_0 = 6.42$ bar 的饱和液体取得的：○ 直径 2.2 mm，● 直径 2.4 mm；氟利昂 11 的数据是在 $P_0 = 1.03$ bar、$P_t = 0.926$ bar ($T_t = 294$ K)、以及管子直径为 3.0 mm 的条件下取得的. 1——氟利昂 11 计算值；2——氟利昂 12 计算值.

11.5 小　结

以上的讨论清楚地说明：为了分析两相系统，光知道局部的压力和含汽量是远远不够的。正如在压力波传播那一节中所说明的，流型不同，系统压缩性可以有数量级的差别。因此，对于给定的问题，必须根据合理的流型对流动的两相混合物作分析计算。本文中推荐的模型包括了一些比较常见的流型，可以为设计计算提供一个良好的基础。

11.6 符　号

A = 面积
a = 压力波传播速度
C = 流量系数
c = 比热容
D = 直径
E = 单位质量的动能
G = 质量流密度
g = 重力加速度
h = 比焓
K = 热导率
k = 两相速度比，u_g/u_l
L = 长度
N = 实验参量
n = 多变指数
P = 压力
q = 单位质量的热能
R = 射流半径
Re = 雷诺数
r = 径向距离
s = 比熵
T = 温度
u = 速度
v = 比容
W = 流率
x = 含汽量，$W_g/(W_g + W_l)$
z = 轴向距离

希腊字母

α = 空泡份额，$A_g/(A_g + A_l)$
γ = 等比熵指数
η = 临界压力比
θ = 与垂线的交角
λ = 本征值
μ = 粘度
ρ = 密度
τ = 壁面切应力
ϕ_l = 两相压力梯度与单相液体

压力梯度之比

χ_{tt} = 洛克哈特-马蒂内利参量

下标

c = 临界或最大

E = 平衡态

F = 摩擦

f = 饱和液体

fg = 饱和蒸汽与饱和液体之间的差

g = 汽相或气相

H = 均匀

LT = 长管

l = 液体

l_o = 只有液体

M = 动量

n = 多变指数

P = 定压

sat = 饱和

TP = 两相

t = 喉部

0 = 滞止

11.7 参 考 文 献

[1] R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, *Chem. Eng. Prog.* 45, 39 (1949).

[2] R. C. Martinelli and D. B. Nelson, *Trans. ASME* 70, 695(1948).

[3] M. R. Hatch and R. B. Jacobs, *AIChE J.* 8, 18(1962).

[4] R. J. Richards, W. G. Stewart, and R. B. Jacobs, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York (1960), p. 103.

[5] P. S. Shen and Y. W. Jao, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York (1969), p. 378.

[6] A. de La Harpe, S. Lehongre, J. Mollard, and C. Johannes, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York (1969), p. 170.

[7] R. P. Sugden and K. D. Timmerhaus, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1969), p. 420.

[8] A. Lapin and E. Bauer, in *Advances in Cryogenic Engineering*. Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), p. 409.

[9] S. Levy, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 82(5), 113(1960).

[10] S. G. Bankoff, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 82(4), 265(1960).

[11] A. A. Armand, *Iev. Vses. Teplotekhn. Inst.* 1, 16, 1946; also UKAEA, *AERE Trans*, 828(1959).

[12] G. B. Wallis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York (1969), p. 51.

[13] G. B. Wallis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York (1969), p. 325.
[14] H. K. Fauske, in *Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford, California*, Stanford Univ. Press (1961).
[15] R. W. Graham, R. C. Hendricks, Y. Y. Hsu, and R. Friedman, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York (1961), p. 517.
[16] H. K. Fauske and M. A. Grolmes, "Modeling of Liquid Vapor Metal Flows with Non-Metallic Fluids," ASME Paper 70-HT-21 (1970).
[17] P. A. Lottes and W. S. Flinn, *Nucl. Sci. Eng.*, **1**, 461(1956).
[18] B. L. Richardson, ANL 5949(1958).
[19] S. C. Rose, Jr. and P. Griffith, ASME Paper 65-HT-58(1965).
[20] M. R. Hatch, R. B. Jacobs, R. J. Richards, R. N. Boggs, and G. R. Phelps, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 4, Plenum Press, New York (1958), p. 357.
[21] R. C. Williamson and C. E. Chase, *Phys. Rev.* 176(1), 285(1968).
[22] W. van Dael, A. van Iterbeek, and J. Thoen, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1966), p. 754.
[23] R. E. Henry, M. A. Grolmes and H. K. Fauske, in *Cocurrent Gas. Liquid Flow* (Rhodes and Scott, eds.), Plenum Press, New York (1969), p. 1.
[24] H. K. Fauske, in *Proc. Symposium on Two-Phase Dynamics*, Eindhoven, Netherlands (1967).
[25] R. E. Henry, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series, Heat Transfer* **66**, 1(1970).
[26] L. J. Hamilton, Ph. D. Dissertation, Nuclear Engineering Dept., Univ. of California (1968).
[27] H. B. Karplus, ARF 4132-12 (1961).
[28] N. I. Semenov and S. L. Kosterin, *Teploenergetica* **11**(6), 46 (1964).
[29] M. A. Grolmes and H. K. Fauske, *Nucl. Eng. Design* **11**, 137 (1969).
[30] R. E. Henry, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series, Convective and Interfacial Heat Transfer* **67**, 38(1971).
[31] W. G. England, J. C. Firey, and O. E. Trapp, *I&EC Process Design and Dev.* **5**, 198(1966).
[32] H. K. Fauske and T. C. Min, ANL-6667, Argonne National Laboratory (1963).
[33] P. F. Pasqua, *Refrigerating Eng.* **61**, 1084A (1953).

[34] J. C. Hesson and R. E. Peck, *AIChE J.* 4, 207(1958).
[35] R. E. Henry and H. K. Fauske, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 93(2), 179(1971).
[36] R. E. Henry, ANL-7430, Argonne National Laboratory (1968).
[37] R. V. Smith, L. B. Cousins, and G. F. Hewitt, AERE-R5736, Atomic Energy Research Establishment, Harwell (1968).
[38] R. F. Tangren, C. H. Dodge, and H. S. Seifert, *J. Appl. Phys.* 20, 736(1949).
[39] J. A. Vogrin, ANL-6754, Argonne National Laboratory (1963).
[40] E. S. Starkman, V. E. Schrock, V. E. Neusen, and D. J. Maneely, *Trans. ASME, J. Basic Eng.* 86-D, 247(1964).
[41] J. C. Hesson, Ph. D. Dissertation, Illinois Institute of Technology (1957).
[42] J. A. Perry, Jr., *Trans. ASME*, 71, 757(1949).
[43] B. T. Arnberg, *J. Basic Eng.* 84, 447(1962).
[44] H. M. Campbell and T. J. Overcamp, NASA TMX-53492 (1966).
[45] F. W. Bonnet, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, Plenum Press, New York (1966), p. 427.
[46] H. K. Fauske, ANL-6633, Argonne National Laboratory (1962).
[47] S. Levy, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 87-C, 53(1965).
[48] F. J. Moody, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 87-C, 134(1965).
[49] R. J. Simoneau, R. E. Henry, R. C. Hendricks, and R. Watterson, NASA TMX-67863, Lewis Research Center (1971).
[50] R. J. Richards, R. B. Jacobs and W. J. Pestalozzi, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 4, Plenum Press, New York (1958), p. 272.
[51] J. A. Brennan, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 9, Plenum Press, New York (1963), p. 292.
[52] A. K. Edwards, AHSD(S) R147, United Kingdom Atomic Energy Authority (1968).
[53] H. Uchida and H. Nariai, in *Proc. of the Third International Heat Transfer Conference*, AIChE (1966), Vol. 5, p. 1.
[54] P. F. Paqua, Ph. D. Dissertation, Dept. of Mech. Eng, Northwestern Univ. (1952).
[55] R. E. Henry, *Nucl. Sci. Eng.* 41, 336(1970).
[56] R. E. Henry, to be published as an Argonne National Laboratory Report.

第十二章　两相流的强迫对流传热[1)]

小威廉森和埃德斯库蒂[2)]

12.1 引　言

在深冷工程实践中，两相流的传热是常常碰到的，也是非常重要的。因为大多数深冷剂的汽化潜热都不大(20—420J/g左右)，所以它吸收热量后含汽量变化很快。这可能使产生两相流的管段相当短，而且在有振荡时，甚至确定这个管段的位置可能都很困难。在任何情况下，含汽量变化都很快，致使计算方法复杂。对于氢，巴特利特[1]提出了一种决定合适的平均含汽量的方法，可以在传热计算中应用，此法不需要使用迭代过程。

整理强迫对流两相传热的实验数据时，经常采用两种近似方法。一种方法是简单地把池内沸腾方程与单相强迫对流方程结合起来。这类关系式对这两项中的每一项可能需要加权重因子，也可能不需要。第二种方法比较复杂，该法是采用马蒂内利参量 χ_{tt} 求得一个修正因子，然后把它用于迪图斯-贝尔特型单相方程中去。在综合两相传热实验数据时还用了其它一些方法，它们也将作简略讨论。

在这些关系式中常常采用一些无因次比，它们是努塞尔

---

1) 本工作在美国原子能委员会主持下完成。

2) 小威廉森 (K. D. Williamson, Jr.) 和埃德斯库蒂(F. J. Edeskuty)，加利福尼亚大学洛斯阿拉莫斯科学实验所，新墨西哥州，洛斯阿拉莫斯。

数、雷诺数、普朗特数和斯特曼数即沸腾数(壁面上形成的蒸汽径向质量速度与管内轴向质量速度之比).为了正确估算这些无因次数,流体物性要按膜温或整体温度计算,或者按它们的某个组合值计算. 虽然泡核沸腾和膜态沸腾都已有了传热关系式,但具体流型(见第四章)的影响从实验和理论上都没有作过任何研究.

12.2 部分泡核沸腾(欠热泡核沸腾)

对于这种沸腾工况,深冷剂的实验数据很少,因此这一节只限于讨论从非深冷剂传热实验求得的关系式. 方程(5-9)可以用来计算起始沸腾点. 在深冷剂开始泡核沸腾的情况下, $T_W - T_{sat}$ 很少超过 2 K,这个值对低压系统(~1.5bar)来说,相应于沸腾起始的最大热流密度为 1W/cm² 左右. 当与现有的深冷剂池内沸腾实验数据进行比较时,这个数值看来是合理的.

伯格利斯和罗塞诺夫[12]用内插法画出了图 12-1 上的部分泡核沸腾曲线,并给出了与这条曲线相应的方程,即部分泡核沸腾热流密度 $(Q/A)_{PNB}$:

$$(Q/A)_{PNB} = (Q/A)_{FC}\left\{1 + \left[\frac{(Q/A)_{NB}}{(Q/A)_{FC}}\left(1 - \frac{(Q/A)_{Bi}}{(Q/A)_{NB}}\right)\right]^2\right\}^{1/2}$$

$$= h\Delta T \qquad (12-1)$$

这里 $(Q/A)_{FC}$ 是按全部液体都作强迫对流不沸腾传热算出的热流密度. 传热系数 h_{FC} 由下式算出:

$$h_{FC} = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} k_b/D = (Q/A)_{FC}/\Delta T \qquad (12-2)$$

式中物性按流体整体温度计算. 充展泡核沸腾线 $(Q/A)_{NB}$ 从伯格利斯和罗塞诺夫的实验数据求得.但是,对于深冷剂来说,建议 $(Q/A)_{NB}$ 从第五章中给出的关系式中选一个进行

计算. $(Q/A)_{BI}$ 是与起始沸腾点的 $(T_w - T_{sat})$ 相应的充展泡核沸腾热流密度. 必须着重指出: 对于深冷流体来说, 这些方程不仅没有得到实验验证, 而且实验[3]反而证明: 不带修正因子的方程(12-2)对深冷流体是不正确的. 因此建议用第三章中介绍的方程和专门为深冷剂推导的方程来代替方程(12-2). 麦克亚当斯等[4]、库塔捷拉泽[5]、以及福斯特和格雷夫[6],也都已提出了类似的内插法.

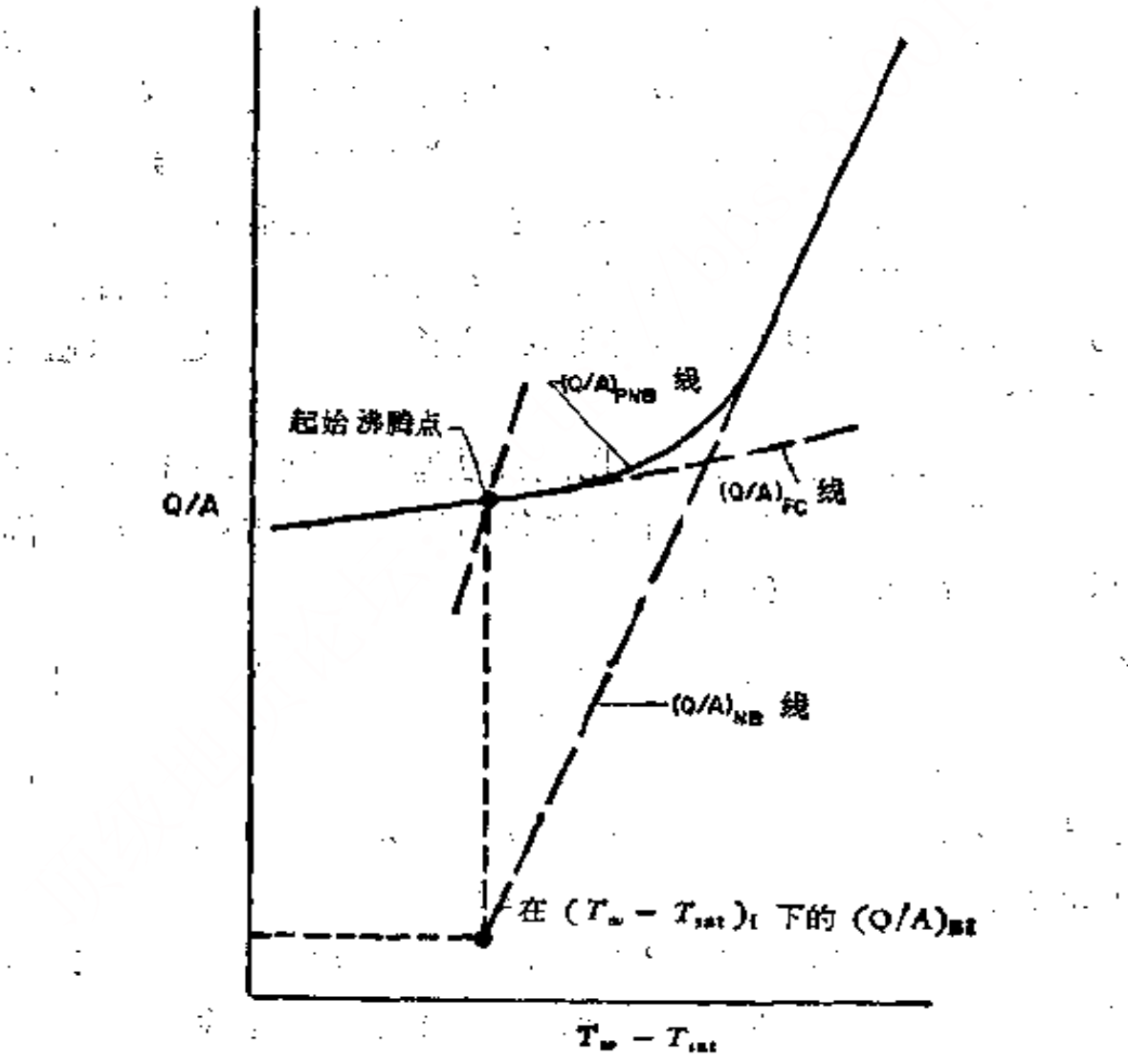


图 12-1 画出部分泡核沸腾曲线所用的内插法[3]

12.3 充展泡核沸腾

已经利用深冷流体做了这一沸腾工况的好些实验，其中包括赖特和沃尔特斯（Walters）[7] 的工作（氢）；迪安和汤普森（Thompson）[8] 的工作（氮）；理查兹等[9] 的工作（氮和氢）；赛多里亚克（Sydoriak）和罗伯茨（Roberts）[10] 的工作（氦）；以及纪（Chi）[11] 的工作（氢）。但是，除了赖特和沃尔特斯以外，其他所有工作者不是用的加热面几何形状比较特殊，就是发表的报告中缺乏完整的数据表。由于这一原因，现在使用的关系式大部分是用非深冷流体求得的。

乍一看，最直截了当的近似看来是采用池内沸腾方程，例如福斯特和格雷夫[6]、吉尔摩[12]、库塔捷拉泽[13]、拉邦佐夫[14]以及明钦科[15]等人的方程。但是已经证明：用这类方程是不正确的，只有两种情况除外，一种是接近于池内沸腾的低流率情况；另一种是不管流率多大，汽泡总是布满表面的高热流密度情况[16]。

1953 年罗塞诺夫[17] 提出，把方程（12-2）给出的不沸腾强迫对流项与池内沸腾项合并起来的方程可能有用。于是我们可以写出

$$(Q/A)_{NB} = (Q/A)_{FC} + (Q/A)_{PB} \qquad (12\text{-}3)$$

式中$(Q/A)_{PB}$从第五章中给出的合适的池内沸腾方程算出。贾拉坦诺(Giarratano)和史密斯[18]提出了一个这种类型的方程，即

$$h_{NB} = h_{FC} + h_{PB} \qquad (12\text{-}4)$$

在该方程中

$$h_{FC} = 0.023 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} k_l/D \qquad (12\text{-}5)$$

式中

$$Re_l = DG_{mix}/\mu_l \qquad (12\text{-}6)$$

和
$$Pr_l = (C_p)_l \mu_l / k_l \tag{12-7}$$
在方程(12-4)中
$$h_{PB} = 1.58\left[\frac{k_l \rho_l^{1.282} p^{1.75} (C_p)_l^{1.5}}{(\lambda \rho_v)^{1.5} \sigma^{0.906} \mu_l}\right] \Delta T^{1.5} \tag{12-8}$$
方程(12-8)是库塔捷拉泽[18]的池内沸腾方程.

为了估算 h_{FC}，不用方程(12-5)，而用第三章中的关系式可能更好一些. 在唯一发表的把方程(12-4)应用于深冷流体的情况中[18]，h_{FC} 是用方程(12-5)计算的，没有用专门根据深冷剂实验数据的 h_{FC} 进行计算.

为了考虑汽泡与流动流体之间的相互作用，陈(Chen)[19]根据非深冷剂实验数据提出了一个加权叠加的方程，它为
$$(Q/A)_{NB} = h_{FC}(T_w - T_{sat})F + (Q/A)_{PB}S \tag{12-9}$$
式中 h_{FC} 用合适的方程，例如方程(12-2)算出(见第三章)，而 $(Q/A)_{PB}$ 用福斯特-朱伯[20]方程算出:
$$Nu_{PB} = (Q/A)_{PB} D/(\Delta T) k_l = 0.0015 Re^{0.62} Pr_l^{0.33} \tag{12-10}$$
此式经重新整理后变为
$$(Q/A)_{PB} = 0.0015(k_l \Delta T/D) Re^{0.62} Pr^{0.33} \tag{12-11}$$
在这个方程中，特征尺寸 D 由汽泡动力学求得，它给出为
$$D = \frac{\Delta T_{sat}(C_p)_l \rho_l (\pi a)^{1/2}}{\lambda \rho_v} \left(\frac{2\sigma}{\Delta P}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho_l}{\Delta P}\right)^{1/4} \tag{12-12}$$
同时雷诺数给出为
$$Re = \left(\frac{\rho_l}{\mu_l}\right)\left(\frac{\Delta T_{sat}(C_p)_l \rho_l (\pi a)^{1/2}}{\lambda \rho_v}\right)^2 \tag{12-13}$$
普朗特数是
$$Pr_l = (C_p)_l \mu_l / k_l \tag{12-14}$$
修正因子 F 和 S 分别表示在图 12-2 和图 12-3 上. 注意这两个因子都是流体含汽量 X 的函数. 当接近于全部都是液体的情况 ($X = 0$) 时，$F = 1$，而 S 则对于高雷诺数接近于零，对于低雷诺数接近于 1. 这意味着在高流率下池内沸腾的效

应可以忽略不计，就象预料到的那样。在高含汽量下应用这些方程应该小心，因为向全部都是气体情况的过渡并不是平滑的。此外，当只有少量体积的液体存在时(高含汽量)，壁面是否湿润很成问题，因此计算泡核沸腾没有多大意义。

库塔捷拉泽[21]提出了下列形式的方程：

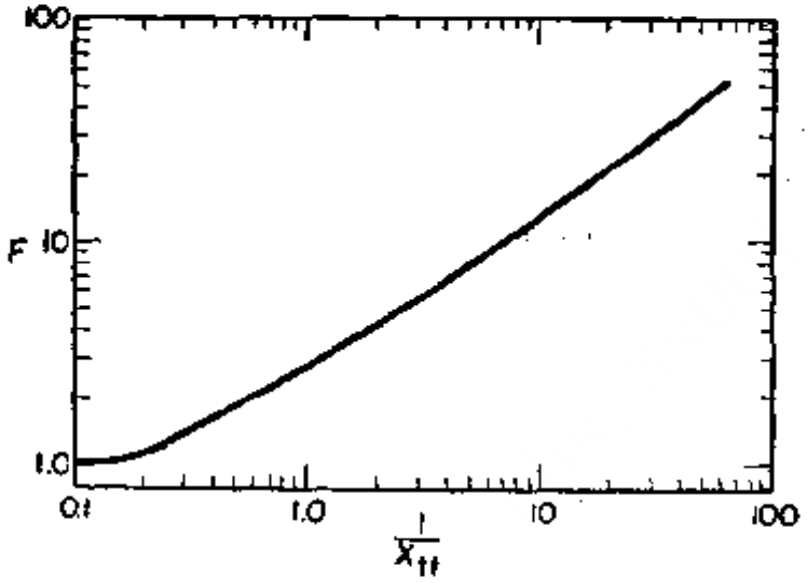


图 12-2　在方程 (12-9) 中用到的因子 F[19]

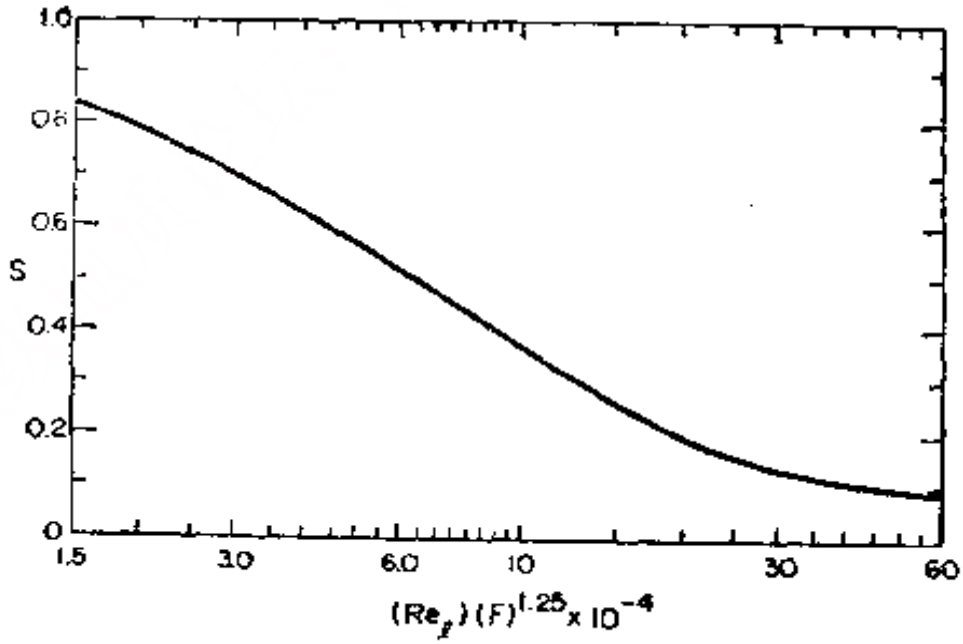


图 12-3　在方程 (12-9) 中用到的因子 S[19]

$$h_{NB} = h_{FC}[1 + (h_{PB}/h_{FC})^n]^{1/n} \qquad (12\text{-}15)$$

贾拉坦诺和史密斯[18]利用赖特和沃尔特斯[7]的实验数据，对 n 的值作了研究. 他们令 n 从 0.7 变到 2.0，结果是 $n = 2$ 时最佳. 在同一研究中还把方程 (12-4)，(12-9) 与 (12-15) 作了比较. 他们发现：当把计算值与赖特和沃尔特斯的实验数据进行比较时，方程 (12-4) 的均方根相对偏差是 0.400，方程 (12-9) 的是 0.417，方程 (12-15) 的是 0.338 (见 12.7 节表 12-1).

12.4 过渡沸腾

到目前为止，无论是池内沸腾，还是在泡核沸腾临界热流密度下的强迫对流(见第六章)，都已经做了大量研究工作，池内沸腾的利登弗罗斯特过渡现象也已作了一些研究 (非深冷剂的)[23]. 但是还没有一个研究人员探索深冷剂强迫对流传热的过渡区. 做这一区的实验研究本来就很难，而在沸点较低的深冷剂情况下就更难，这是因为过渡沸腾涉及的 ΔT 范围太小，例如氯大约是 1K，氢大约是 5K，氮大约是 8K，氧大约是 30 K.

12.5 稳定膜态沸腾

当壁面与流体整体之间的温差增大时，汽化就越来越快，使得整个传热表面被蒸汽所覆盖. 这种情况(膜态沸腾)使传热系数降低. 对于深冷剂来说，发生膜态沸腾的壁面温度与流体整体温度之差 ΔT 是不大的 ($\lesssim$50K). 这一点与低的流体温度结合起来，就可以在较宽范围内进行两相传热的实验研究，而不致由于烧毁或过热而使设备损坏.

根据深冷剂膜态沸腾传热的实验数据，已经提出了几个关系式。在这些关系式中，大多数都用了马蒂内利参量 χ_{tt}。另一类关系式利用了迭加原理，其方法与充展泡核沸腾一节中所述的相类似。还有一个关系式只适用于雾状流(含汽量>50%)，它的出发点是把流体看作一种单相物质，不过具有表征混合物的赝物性。

亨德里克斯等[24]仿效格里雷（Guerriere）和塔尔蒂(Talty)[23]提出的方法，推导出了一个氢在膜态沸腾区的传热数据的关系式。后来他们[25]又增加了一些数据，导得了两个新的方程。第一个方程适用于次临界区，它是

$$\mathrm{Nu}_{\mathrm{FB}} = \left(\frac{1}{0.7 + 2.4\chi_{tt}} + 0.15\right)\mathrm{Nu} \qquad (12\text{-}16)$$

在这个方程中

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-X}{X}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho_f}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_l}{\mu_f}\right)^{0.1} \qquad (12\text{-}17)$$

和

$$\mathrm{Nu} = 0.021(\rho_{fm}\mu_b D/\mu_f)^{0.8}\mathrm{Pr}_f^{0.4} \qquad (12\text{-}18)$$

式中

$$\rho_{fm} = \frac{1}{(X/\rho_f) + [(1-X)/\rho_l]} \qquad (12\text{-}19)$$

在这些方程中，χ_{tt} 随流体含汽量变化，因此 $\mathrm{Nu}_{\mathrm{FB}}$ 也随之变化。在大多数应用中，进口处流体的含汽量为零，然后接近1或等于1。为了避免隐含的逐次近似计算，巴特利特[1]提出了选择平均含汽量的一个方法，可以用这个含汽量来表示从进口含汽量为零到出口含汽量为 X_0 的整个汽化过程。虽然巴特利特关系式是从最早的亨德里克斯等[24]的关系式推导出来的，但它适用于以类似方法拟合数据的任何方程。对于进口含汽量为零的情况，只要在两相流区段的轴向壁温变化不超

过 30 K，则传热的平均含汽量等于 0.22 X_e. 对于壁温梯度大于 30 K 的情况，请参看巴特利特[1]的原文. 对于进口含汽量大于零的情况，需要作两个计算. 第一个算出从零到进口含汽量的管段长度，第二个算出从零到出口含汽量的管段长度，两者相减就是所要求的长度.

亨德里克斯等[25]还有一个关系式，它适用于临界点附近和超临界区的氢，该式为

$$\mathrm{Nu_{FB}} = \left(\frac{1}{0.81 + 2.52\chi_{tt,P}} + 0.12\right)\mathrm{Nu} \qquad (12\text{–}20)$$

式中

$$\chi_{tt,P} = \left(\frac{1 - X_P}{X_P}\right)^{0.9}\left(\frac{\rho_f}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_l}{\mu_f}\right)^{0.1} \qquad (12\text{–}21)$$

而 X_P 是膨含汽量. 对于氢，X_P 随温度的变化在图 12–4 上给出.

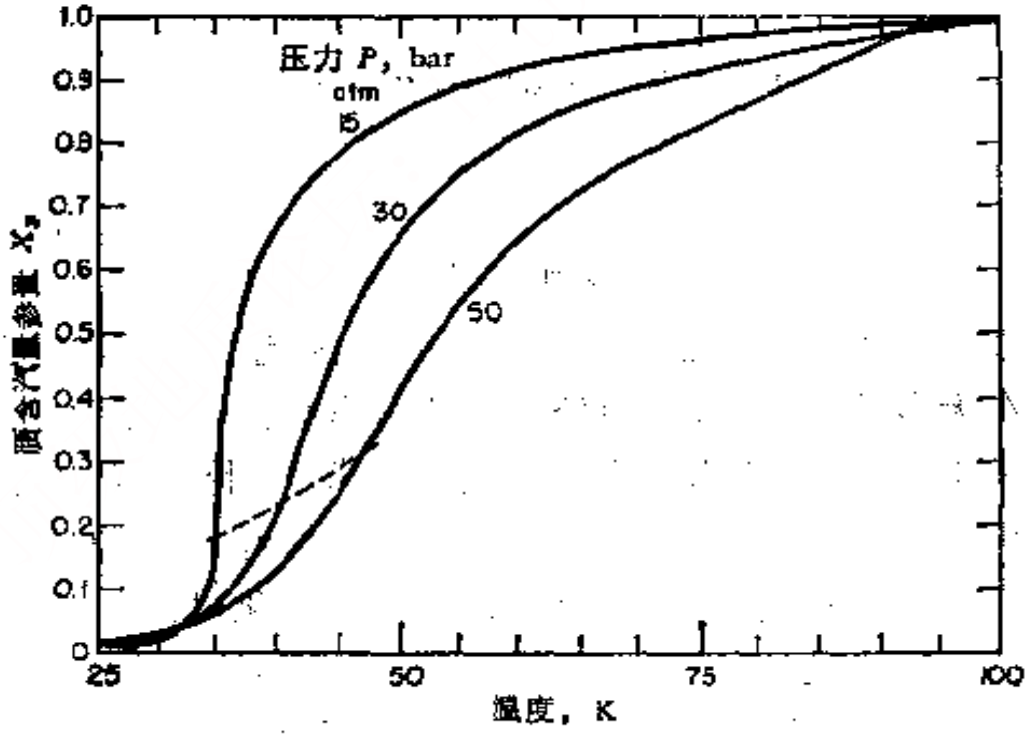


图 12–4 不同压力下膨含汽量参量 X_P 随整体温度的变化[25]
—— 转置临界温度线

亨德里克斯等[25]把这些关系式与现有的深冷剂实验数据作了比较，如图 12-5 和图 12-6 所示，图上表示的是 Nu_{FB}/Nu 随 χ_{tt} 的变化。

贾拉坦诺和史密斯[18]提出了一个修正方程，它类似于亨

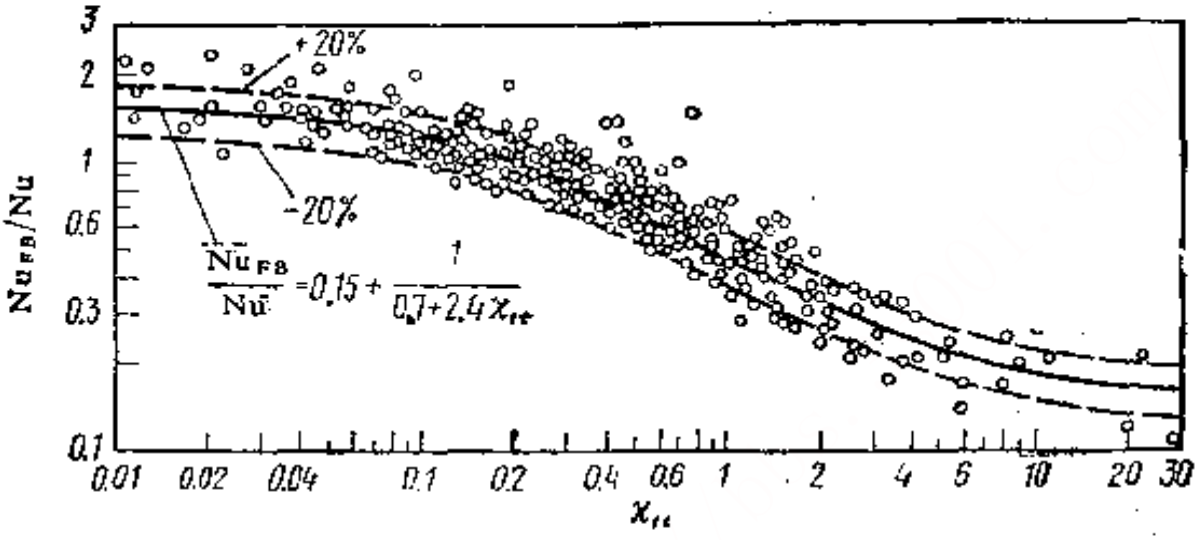


图 12-5　次临界氢传热实验数据[125]与方程 (12-16) 之比较
χ_{tt} 是按 X 计算的马蒂内利参量

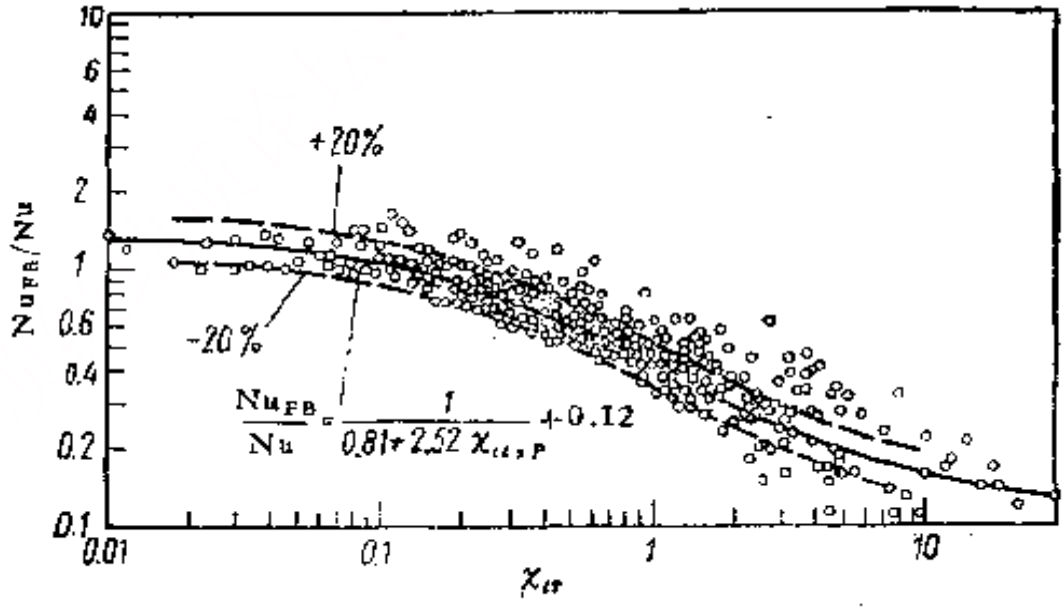


图 12-6　临界的和超临界的氢传热实验数据[125]与方程 (12-20) 之比较
χ_{tt} 是按 (χ_P) 计算的马蒂内利参量

德里克斯的原始关系式[21]，但雷诺数和普朗特数按流体饱和温度计算，而不是按膜平均温度计算。这个方程如下：

$$Nu_{FB} = \exp[0.222 + 0.160\ln X_{tt} - 0.008(\ln X_{tt})^2]Nu \quad (12\text{-}22)$$

式中 X_{tt} 由方程 (12-17) 定义，而 Nu 为

$$Nu = 0.026Re_v^{0.8}Pr_v^{0.33}(\mu_v/\mu_w)^{0.14} \quad (12\text{-}23)$$

如果丧失一点通用性，那末对于氢系统，方程 (12-22) 就可用含汽量代替 X_{tt} 而写成简化形式。这个方程是

$$Nu_{FB} = \exp(-0.185 - 0.251\ln X - 0.00767\ln X^2)Nu \quad (12.24)$$

冯格莱恩(Von Glahn)[27]进一步验证了亨德里克斯的数据，根据氢、氮和氟利昂 113 的实验数据推导出另一个关系式。这个关系式表示出了比值 Nu_{FB}/Nu 随膜汽化参量 X_F 和修正的两相相关因子 F_{TP} 的变化，此式为

$$(Nu_{FB}/Nu)F_{TP} = (1 - X_e)GD\lambda/4qL = 1/X_F \quad (12\text{-}25)$$

式中

$$F_{TP} = 2.0 \times 10^{-10}\alpha(\beta)^{0.167}(\gamma)^{(1.8-X_F^{a'})}(0.005)^{(1-X_F^{a'})}N^{-0.66} \quad (12\text{-}26)$$

和

$$\alpha = \left[4.2\left(1 - \frac{Re_v^2}{Re_v^2 + 5.85 \times 10^{11}}\right) + 0.92\right] \quad (12\text{-}27)$$

$$\beta = [g(\rho_l - \rho_v)D^2/\sigma_l] \quad (12\text{-}28)$$

$$\gamma = Re_v[1 + (2500\mu_v h_{fg}/qD)] \quad (12\text{-}29)$$

$$N = \mu_v^2[g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}/\rho_v(\sigma_l)^{1.5} \quad (12\text{-}30)$$

$$a' = 0.5\left[1 - \frac{(L_c/D)^2}{(L_c/D)^2 + 0.05}\right] + 0.13 \quad (12\text{-}31)$$

上面这些表达式是根据 X_F 值从 0.01 到 1 的实验数据求得的。在超出这个范围时应细心观测。如果在膜态沸腾段开始处流体含汽量 X_e 为零(常碰到的情况)，并且如果热流密度

沿管子为常数，则 $1/X_F$ 是热力学流体含汽量的一个度量。

埃勒布罗克（Ellerbrock）等[26]注意到亨德里克斯的数据处在一组曲线之间，其中每一条曲线具有相等的沸腾数。这意味着在关系式中应该把沸腾数包括进去。埃勒布罗克用图表示这个关系式，图上画出了 $(Nu_{PB}/Nu)Bo^{-0.4}$ 与 χ_{tt} 的关系。贾拉坦诺和史密斯[18]用最小二乘法拟合这些实验数据，给出了埃勒布罗克的关系式为

$$\frac{Nu_{FB}}{Nu}\left(\frac{1}{Bo^{0.4}}\right)=\exp\left[2.35-0.266\ln\chi_{tt}-0.0255(\ln\chi_{tt})^2\right] \tag{12-32}$$

式中

$$Bo=q/\lambda G_{mix} \tag{12-33}$$

此处 χ_{tt} 由方程（12-17）确定，而 Nu 的方程与方程(12-18)一样，只是常数改为 0.023。

佩鲁得和雷比雷（Rebiere）[28] 利用他们的氢实验数据，推导出了一个类似于方程(12-16)和(12-22)的方程。这个关系式也包括一个沸腾数修正因子，该式是

$$Nu_{PB}=\left(\frac{1}{0.16+0.3\chi_{tt}}+1.16\right)\left(\frac{q}{\lambda G_{mix}}\right)^{1/3}Nu \tag{12-34}$$

佩鲁得和雷比霍最初得到的关系式与方程(12-16)的差别只是在于数值上的不同。但是与埃勒布罗克一样，他们用加进沸腾数修正因子的办法，找到了一个与他们的实验数据拟合得更好的关系式。

徐等[29]根据氢的实验数据提出了另一种近似方法，它适用于膜态沸腾雾状流工况（高含汽量）。他们把流作为单相来处理，而其物性用液相物性和汽相物性按空泡份额加权组合求得。在推导关系式时作了一些假设，它们是：(1)温度分布和速度分布都已达到充展阶段，(2)液滴在轴向运动的速度

与蒸汽相同，但可以从核心区扩散到壁区，液滴在壁区撞击壁面而汽化。用计算机作的详细分析考虑了涡团扩散率、速度分布和温度分布。为了设计使用，推导了这个解析模型的简化近似方法。这个方法的基础是一个经验的膜系数 C 和迪图斯-贝尔特方程[系数等于 0.023 的方程(12-17)]，在该方程中组合物性按算出的膜温来估计。计算步骤如下。首先用下式算出平均空泡份额 $\bar{\alpha}_v$：

$$\bar{\alpha}_v = (X/\rho_v)/(X/\rho_v + (1-X)/\rho_l) \qquad (12\text{-}35)$$

然后把 $\bar{\alpha}_v$ 值代入下式，算出经验膜系数 C：

$$C = (0.964\bar{\alpha}_v - 0.9684)/(\bar{\alpha}_v - 1.02) \qquad (12\text{-}36)$$

而后再根据

$$T_f = T_b + C(T_w - T_b) \qquad (12\text{-}37)$$

$$\alpha_{v,f} = \alpha_{v,b} + C(1-\alpha_{v,b}) \qquad (12\text{-}38)$$

$$\alpha_{l,f} = 1 - \alpha_{v,f} \qquad (12\text{-}39)$$

三式算出参考膜温 T_f 和参考空泡份额 $\alpha_{v,f}$ 和 $\alpha_{l,f}$。

于是组合物性可以从下式算出：

$$\varphi_f = \alpha_{l,f}\varphi_l(T_{sat}) + \alpha_{v,f}\varphi_v(T_f) \qquad (12\text{-}40)$$

式中 φ_f 是所求的物性，即 ρ_f，$(C_p)_f$，k_f 或 μ_f。然后用这些组合物性按下式算出传热系数：

$$h_{FB} = 0.023(k_f/D)(\mathrm{Re}_f)^{0.8}(\mathrm{Pr}_f)^{0.4} \qquad (12\text{-}41)$$

如图 12-7 所示，在低于 5 bar 的压力下，这个关系式可以描述大约 90% 的传热系数实验数据，其散度为 ±20%。在更高压力下，传热系数的实验值与计算值之间的偏差增大。虽然这一偏差的原因目前还不清楚，但一般归因于非平衡态、缺乏液滴分布的数据以及加速度对湍动的影响等。

贾拉坦诺和史密斯[18]在整理膜态沸腾实验数据时用了一种完全不同的方法，他们应用了前述整理泡核沸腾数据时用过的迭加原理。最后的关系式给出为

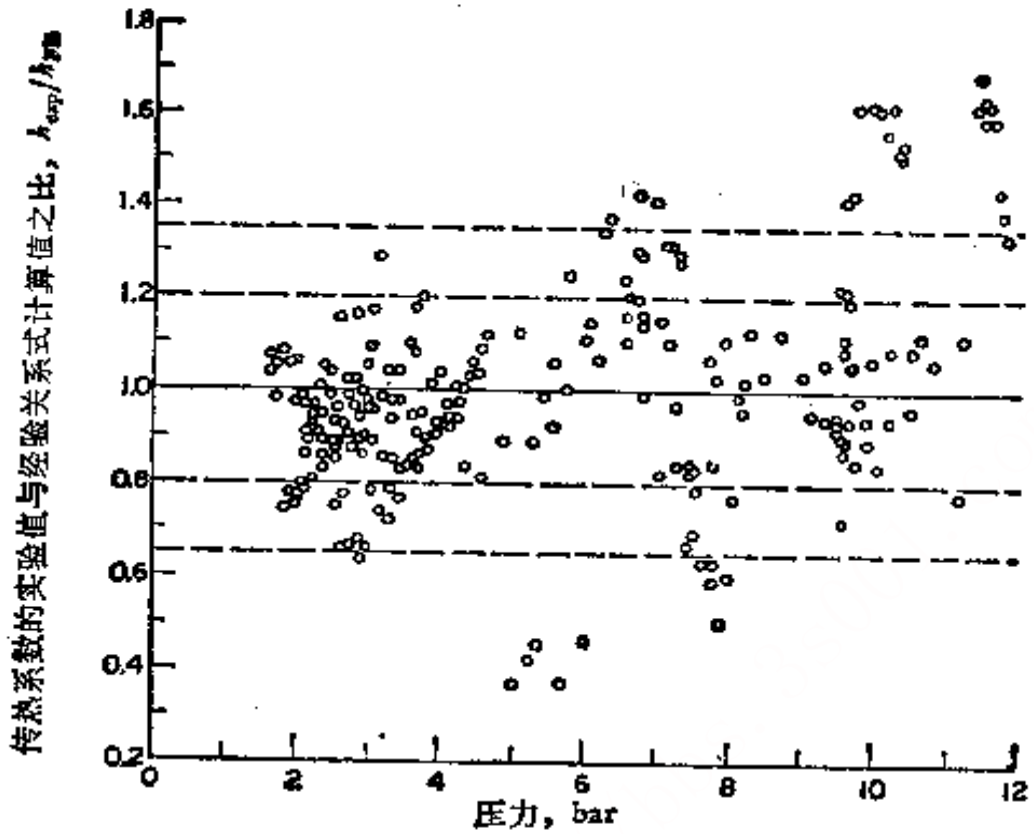


图 12-7　氢在膜态沸腾雾状流工况下的传热实验数据[29]
与利用了膜物性的方程（12-41）之比较

$$h_{FB} = h_{FC} + h_{FPB} \tag{12-42}$$

在这个方程中，h_{FC} 由修正的西德（Sieder）-塔特（Tate）单相强迫对流方程算出：

$$h_{FC} = 0.026 Re_v^{0.8} Pr_v^{0.33} \left(\frac{\mu_v}{\mu_w}\right)^{0.14} \frac{k_v}{D} \tag{12-43}$$

$$h_{FPB} = \left[4.94 \frac{(\Delta\rho_f)^{0.375}}{\sigma^{0.125}} + 0.115 \frac{\sigma^{0.375}}{D(\Delta\rho_f)^{0.125}}\right] \left[\frac{k_v^3 h'_{fg} \rho_f}{\mu_f}\right]^{0.250} (\Delta T)^{-0.25} \tag{12-44}$$

在此式中

$$h'_{fg} = \{[h_{fg} + 0.340(C_p)_f \Delta T]/h_{fg}\}^2 \tag{12-45}$$

纳帕登斯基（Napadensky）[30]发表了用电加热垂直试验段作的氟利昂12两相传热研究结果。研究的课题是环状流，它

的核心是蒸汽，其周围是一层液环．在这种类型的流动中，传热的主要阻力发生在液-汽界面上．请注意，在深冷系统中，已经观测到一种相反类型的环状流(核心是液体，周围是蒸汽环)[31]．纳帕登斯基的工作得到了一个关系式，其中包括沸腾数、热流密度和流体含汽量：

$$\frac{h_{FB}}{h}\mathrm{Bo}^{0.1}=1.67q^{0.39}\left(\frac{1+X}{1-X}\right)^{1.21q^{0.018}} \tag{12-46}$$

在此式中

$$h=0.023(k_l/D_e)(D_eG_l/\mu_l)^{0.8}\mathrm{Pr}_l^{0.4} \tag{12-47}$$

$$D_e=D(1-\sqrt{\alpha}) \tag{12-48}$$

在 $1.5\leqslant q\leqslant 9.3\ \mathrm{W/cm^2}$、$0.5\leqslant X_{tt}\leqslant 6$ 的范围内，用方程(12-46)拟合氟利昂 12 实验数据的误差为 ±20%．纳帕登斯基没有说方程(12-46)能否用于其它几何条件或其它流体的情况．

12.6 向两相氮的强迫对流传热

用液氮做的强迫对流两相传热实验只有两个，一个是德拉哈佩等[32]做的，一个是多雷伊（Dorey）[33]做的．后一工作研究的是氮沿小平板的流动，而不是通过通道的流动，而德拉哈佩等研究了在螺旋管中的单相液体流、泡核沸腾流和膜态沸腾流等区域，所包括的含汽量大致从 0 到 0.9．他们发现，在含汽量从 0.2 到 0.8 的范围内(膜态沸腾)，他们的数据可以整理成

$$h_{FB}=1.8(1/X_{tt})^{0.75}h \tag{12-49}$$

式中

$$h=0.023(k_l/D)\mathrm{Re}_l^{0.85}\mathrm{Pr}_l^{0.4}(D/d)^{0.1} \tag{12-50}$$

在方程(12-50)中，雷诺数是把全部流动都认作液体，然

后按液体物性计算. 他们还十分意外地发现：在从 0 到 0.8 的含汽量范围内，如果方程（12-50）中的雷诺数用混合粘度

$$\bar{\mu} = X\mu_v + (1 - X)\mu_l \qquad (12\text{-}51)$$

计算，则算得的传热系数 $\bar{h}$ 刚好等于实验值（即 $\bar{h} = h_{FB}$）. 这一点表示在图 12-8 上，由图看出：此关系式可以写成

$$\bar{h} = h_{FB} = 0.023 k_l D(DG_{mix}/\bar{\mu})^{0.85}\mathrm{Pr}_l^{0.4}(D/d)^{0.1} \qquad (12\text{-}52)$$

与液氦强迫对流传热有关的还有一个值得注意的特性，就是从泡核沸腾向膜态沸腾的过渡发生在比较高的含汽量下（大约 0.2）. 用其它流体时，这一过渡发生在低得多的含汽量下（例如氢为 0.05）. 其原因在于：氦在 T_{sat} 下液相与气相的密度比要比其它流体低很多.

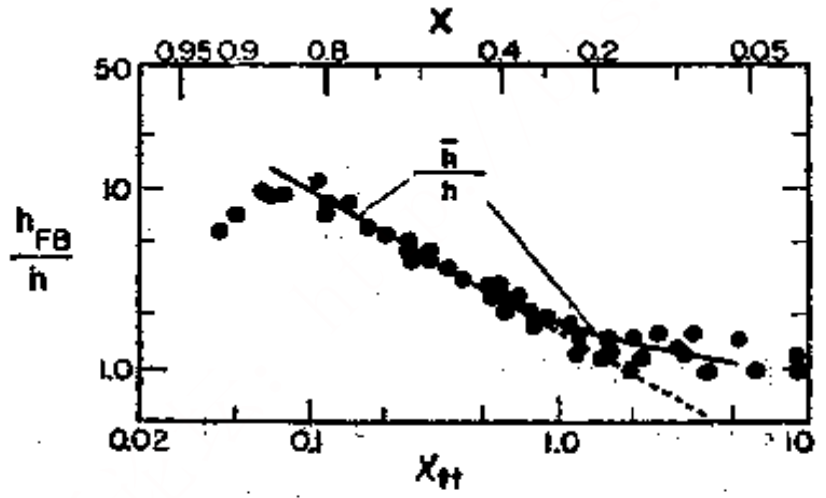


图 12-8 氦传热实验数据[32]与方程（12-49）（虚线）和方程（12-52）（实线）之比较

12.7 结论性意见

为了描述向两相深冷流体的强迫对流传热，已经提出了许多关系式. 在大多数情况下，这些关系式都是根据单种流体（绝大多数是氢）的有限实验数据推导出来的. 只有一篇论文[18]作了评论性的评价和比较，其摘要见表 12-1. 应该指

表 12-1 贾拉坦诺和史密斯对各关系式所作评价的摘要

关系式[1]	类型	均方根相对偏差
泡核沸腾关系式		
贾拉坦诺和史密斯[18]，方程 (12-4)	迭加	0.400[2]
陈[19]，方程 (12-9)	迭加	0.417[2]
库塔捷拉泽[21]，方程 (12-15)	迭加	0.338[2]
膜态沸腾关系式		
亨德里克斯等[24]，方程 (12-16)	χ_{tt}	0.605[3], 0.259[4]
贾拉坦诺和史密斯[18]，方程 (12-22)	χ_{tt}	0.446[3], 0.446[4]
冯格莱恩[27]，方程 (12-25)	X	0.681[3], 0.175[4]
埃勒布罗克等[24]，方程 (12-32)	χ_{tt}, Bo	0.209[3], 0.158[4]
贾拉坦诺和史密斯[18]，方程 (12-42)	迭加	0.482[3], 0.317[4]

1) 没有评价的方程是 (12-3), (12-16), (12-20), (12-34) 和 (12-46).
2) 数据只取自参考文献[8]，19 个点.
3) 数据取自参考文献[7]、[24] 和 [35].
4) 数据只取自参考文献[24].

出：这一评价依据的只是氢的实验数据，并且泡核沸腾部分所依据的只有 19 个数据点. 还应指出，在这一章中介绍的有些关系式，是在贾拉坦诺和史密斯[18]的文章发表后提出的. 由于在这些方程的推导中缺乏通用性，同时也缺乏实验数据，因而对哪些方程能够通用没有提出明确意见. 这些关系式中的任何一个，除了推导中所依据的流体以外，能否用于其它流体的问题，还需要更多的实验数据才能作出回答. 对于深冷剂来说，这应该包括液化甲烷(液化天然气)、氮、氧和氦等的数据. 液氮和液氧早已是普通的工程材料，与此同时，液化天然气和液氦的工艺也迅速发展，这些都要求取得更广泛的工程数据.

此外还应该指出：因为空间技术发展的要求，重力对两相强迫对流传热的影响应予研究，同样，正如前面已经说明的，压力的影响还没有很好解释，过渡区则还根本没有研究.

12.8 符　号

A = 面积，cm^2

a = 热扩散率，cm^2/s

Bo = 沸腾数

C = 经验膜系数，方程(12-36)

C_p = 比热容，$J/g \cdot K$

D = 直径，cm

d = 螺旋直径，cm

F = 修正因子

G = 质量流密度，$g/cm^2 \cdot s$

g = 重力加速度，980 cm/s^2

h = 传热系数，$W/cm^2 \cdot K$;

h_{fg} = 汽化潜热

k = 热导率，$W/cm \cdot K$

L = 从烧毁处开始度量的沿加热管的长度，cm

P = 压力，bar

Δp = 压差，$dynes/cm^2$

$\Delta p'$ = 相应于过热温度减去饱和温度的蒸汽压差，$dynes/cm^2$

Pr = 普朗特数

Q = 热流率，W

q = 热流密度，W/cm^2

Re = 雷诺数

S = 修正因子

T = 温度，K

ΔT = 温差，$T_W - T_b$，K

ΔT_{sat} = 液体温度减去饱和温度(过热度)

X = 含汽量

X_F = 膜汽化参量

希腊字母

α = 空泡份额

$\bar{\alpha}$ = 平均空泡份额

μ = 粘度，$g/cm \cdot s$

$\bar{\mu}$ = 加权粘度[见方程(12-51)]，$g/cm \cdot s$

ρ = 密度，g/cm^3

σ = 表面张力，dynes/cm

φ = 组合物性

χ_{tt} = 方程(12-17)定义的马蒂内利参量

下标

b = 整体情况

c = 烧毁位置

e = 等效的

f = 膜情况

FB = 膜态沸腾

FC = 强迫对流单相

fm = 加权物性，见方程(12-19)

i = 起始

l = 饱和液相

mix = 根据总(汽+液)流率
NB = 充展泡核沸腾
P = 膜
PB = 池内沸腾
PNB = 部分泡核沸腾
sat = 饱和
V = 饱和汽相
W = 壁面
0 = 出口

12.9 参考文献

[1] J. R. Bartlit, Rept. LA-3177-MS, Los Alamos, New Mexico.
[2] A. E. Bergles and W. M. Rohsenow, *ASME Trans., J. Heat Transfer* **86**, 365(1964).
[3] K. D. Williamson, Jr., J. R. Bartlit, and R. S. Thurston, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **64**(87), 103(1968).
[4] W. H. McAdams *et al.*, *Ind. Eng. Chem.* **41**, 1945(1949).
[5] S. S. Kutateladze, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **4**, 31(1961).
[6] K. Forster and R. Greif, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 81C. 43(1959).
[7] C. C. Wright and H. H. Walters, WADC-59-423; also in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 6, Plenum Press, New York (1961), p. 509.
[8] L. E. Dean and L. M. Thompson, Rept. 56-982-035, Bell Aircraft Corp. (1955).
[9] R. J. Richards, R. F. Robbins, R. B. Jacobs, and D. C. Holten, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 3, Plenum Press, New York (1957), p. 375.
[10] S. G. Sydoriak and T. R. Roberts, *J. Appl. Phys.* **28**, 143(1957).
[11] J. W. H. Chi, Rept. WANL-TNR-154, Westinghouse Electric Corp. (1964).
[12] C. H. Gilmour, *Chem. Eng. Progr.* **54**, 77(1958).
[13] S. S Kutateladzé, *Heat Transfer in Condensation and Boiling*, Transl Ser. AECTR-3770, Tech. Info. Service, Oak Ridge, Tennessee (1952).
[14] D. A. Labountzov, *Teploenerg.* **7**(5), 76(1960).
[15] N. Michenko, *Teploenerg.* 7(6), 17(1960).
[16] J. A. Clark, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 5(T. F. Irvine, Jr. and J. P. Hartnett, eds.), Academic Press, New York (1968), p. 325.
[17] W. M. Rohsenow, *Heat Transfer Symposium*, University of

Michigan Press, Ann Arbor, Michigan (1953).
[18] P. J. Giarratano and R. V. Smith, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 492.
[19] J. C. Chen, ASME Paper 63-NT-34, presented at the ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Boston, Massachusetts (1963).
[20] H. K. Forster and N. Zuber, *AIChE J.* 1, 532(1955).
[21] S. S. Kutateladze, *Fundamentals of Heat Transfer*, translated from the second revised and augmented edition by Scripts Technica, Academic Press, New York (1963).
[22] K. J. Baumeister and R. C. Hendricks, NASA-TN-D-3226 (1966).
[23] S. A. Guerriere and R. D. Talty, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 18(52), 69(1956).
[24] R. C. Hendricks, R. W. Graham, Y. Y. Hsu, and R. Friedman, NASA-TN-D-765 (1961).
[25] R. C. Hendricks, R. W. Graham, Y Y. Hsu, and R. Friedman, NASA-TN-D-3095 (1966).
[26] H. H. Ellerbrock, J. N. B. Livingood, and D. M. Straight, NASA-SP-20 (1962).
[27] U. H. von Glahn, NASA-TN-D-2294 (1964).
[28] P. Perroud and J. Rebiero, Note ASP No. 63/10 Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble, Grenoble, France (1963).
[29] Y. Y. Hsu, G. R. Cowgill, and R. C. Hendricks, NASA-TN-D-4149 (1967).
[30] V. R. Napadensky, Doctoral Dissertation No. 4285, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland (1969).
[31] K. D. Williamson Jr. and J. R. Bartlit, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York (1965), p. 375.
[32] Lehongre, S. de La Harpe, J. Mollard, and C. Johannes, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York (1969), p. 170.
[33] A. P. Dorey, *Cryogenics* 5(3), 146(1965).
[34] R. V. Smith, in *Proc. 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators*, Part 1, 249 (Rept. BNL-50155), Brookhaven National Laboratory, Upton, Long Island, New York (1968).
[35] T. C. Core, J. F. Harkee, B. Misra, and K. Sato, WADD-60-239 (1961).

第十三章　沸腾和两相排放时的瞬态工况

尼克斯和瓦尚[1)]

13.1　引　　言

在分析两相流和沸腾传热时，瞬态效应甚为重要．在计算锅炉和反应堆的安全、深冷系统的排气、以及设计宇航飞行器时，都要用到这方面的知识．

本章的前一部分把注意力放在与沸腾传热瞬态效应有关的理论分析和实验数据上．后一部分致力于分析瞬态流动沸腾和有压排放．

13.2　瞬 态 沸 腾

与分析池内沸腾系统的性状密切相关的任务是计算随压力变化的传热热流密度．

早期研究压力对沸腾系统的影响的是西切利和博尼拉[1]，他们证明沸腾曲线随着压力变化而发生位移．科蒂和福斯特[2]对于理想化的起泡空穴的曲率半径，提出了如下的方程：

1）尼克斯（C. H. Nix），“理想系统”公司，佐治亚州，亚特兰大。瓦尚（R. I. Vachon），奥本大学，亚拉巴马州，奥本．

$$P_{vp} - P_{ext} = (2\sigma/r)\cos\left(\frac{1}{2}\phi - \theta\right) \qquad (13\text{-}1)$$

由于表面张力随温度增高而减小，接触角很可能增大，因而科蒂和福斯特假定温度增高时方程右边不会有很大的变化．但是，如果温度增高，蒸汽的压力-温度曲线的斜率会变大．因此他们解释说：随着系统压力的增高，为了达到必要的蒸汽剩余压力 $P_{vp} - P_{ext}$，所要求的过热度较小，从而沸腾曲线将朝壁面过热度较低的方向移位．与此相类似，格里菲思和沃利斯[3]导出了空穴半径与壁面过热度之间的一个关系式．对于一定尺寸的空穴，为了维持起泡，需要有一个壁面过热度，他们发现系统压力与这个过热度成反比关系．这个结论科蒂和福斯特也得到了．

班科夫[4]提出了一个方程，用它可算出压力低于临界压力时的最小壁面过热度．班科夫[5]还提出：对于给定的壁面过热度，传热随着压力增高而增强是由于汽化中心数目增加的缘故．

另一些研究人员[6—8]假设：在给定热流密度下的壁面过热度主要是系统压力的函数．克赖德（Cryder）和菲纳尔博戈（Finalborgo）[6]发现：对于给定的液体-表面组合，在恒定热流密度下，当系统压力下降时，所要求的壁面过热度增大．克赖思和萨默菲尔德（Summerfield）[7]在一项实验研究中发现：恒定热流密度下的壁面过热度随绝对压力倒数的3/4次幂变化．拉本（Raben）等[8]研究了低于大气压的压力下的泡核沸腾，其结论为：随着压力下降，传热机理之所以不再那么有效，是因为(1)汽化中心数目减少，(2)对流传热的贡献减弱，(3)蒸汽密度下降．由于传热有效性的这一降低，因此随着压力下降，为了保持恒定的热流密度，壁面过热度必需增大．

休伯和赫恩[9]得到了苯、联苯以及苯-联苯混合物在0.93到33.6 bar压力下沸腾时的临界热流密度数据。林哈德和施罗克[20]得到了多种流体的临界热流密度和最低热流密度随压力变化的关系式。他们证明了压力和系统几何形状的变化对临界热流密度和最低热流密度有显著的影响。其后林哈德和渡部（Watanabe）[21]的研究断定：几何形状和压力对泡核沸腾临界和最低热流密度的影响是可以区别开来的。

再后林哈德和施罗克[22]对于泡核沸腾热流密度曲线随压力的位移提出了一个通用关系式。这个关系式的根据是以下假设：任何结构和任何热流密度下的过热度都与范德瓦尔斯最大过热度成正比。与实验数据所作的比较证明这个假设是正确的。

13.3 外加波动

已经有人利用外加压力振荡的办法来改变沸腾系统的传热特性。在某些情况下，当外加振荡的频率从每秒几周到几千周的范围内变化时，对传热会产生很大影响。此类结果有很大意义，因为压力波动除了人工外加以外，由于水力系统的不稳定性、系统振动或其它原因，也都可以产生。

采用沸腾方式来冷却核反应堆和火箭发动机，可以把单位体积的释热率提得很高，达到10^4 W/cm^{3}的量级。在大多数这类情况下，释热率基本保持不变，而且是无法调节的；因此，如果冷却不够，则由于高温下发生熔化或腐蚀加快，表面就将损坏。因为这样一些应用十分重要，所以对于用外加压力振荡改变传热率的方法给予很大注意。

这一领域第一批研究者之一是艾萨科夫（Isakoff）[13]，他用实验证明：超声场可以使烧毁时的温差增加5 K左右，同

时可以使临界热流密度增加大约 60%. 他还观测到超声场可以使膜态沸腾回复到泡核沸腾. 其他研究人员报道说: 声振动和超声振动的影响并不会使烧毁热流密度有多大增高, 但是会使临界温差有很大增加. 马克尔斯 (Markels)、德菲 (Durfee)和理查森[14]的研究结果就是这样. 吉本斯(Gibbons)[15] 在整个沸腾范围都外加声场,在每种工况下都提高了传热,而在自由对流工况下提高得最为显著. 他还报道说: 对系统采用适当的振动,可以使膜态沸腾回复到泡核沸腾,或者完全不让膜态沸腾出现,这与艾萨科夫[13]的工作相一致.

翁和钟 (Chon)[16] 在更新的研究工作中, 对欠热甲醇和欠热水加上超声场, 把自由对流工况下的传热提高到 800%. 在泡核沸腾区这个效应可以忽略不计. 迪西科 (Dicicco) 和舍恩哈尔斯[17]在一项研究工作中, 把大振幅的压力脉动施加于周围流体,使得膜态沸腾时的传热增高了 100% 以上.

外加压力振荡的若干理论研究工作已经证明了这种方法是有价值的. 卡森 (Carson)[18] 研究了这样的情况: 令压力快速增加 1—2 bar, 他算出对水的壁面热流密度可以比稳态值增大 10 到 50 倍. 更近一些, 伯迈斯特 (Burmeister) 和舍恩哈尔斯[19]算出了振幅和频率的阈值, 小于此值时动力效应对传热的影响可以忽略不计,大于此值时则传热有很大增加.

麦科伊 (McCoy)、舍恩哈尔斯和温特 (Winter)[20] 令压力作正弦式变化,观测到池内泡核沸腾热流密度增加了 7 倍. 对于该实验条件, 由相应的准稳态理论分析算出只增加了 1.5 倍. 矛盾的原因在于动力效应,并用自然发生的汽泡释放频率来进行解释. 在检验大振幅、低频压力振荡对泡核沸腾的影响方面,这个研究工作是首批中的一个.

该研究工作[20]得出了一个准稳态模型, 可用来估算没有动力效应时按时间平均的热流密度, 但该模型只在很低频率

下才是正确的．作者对其模型的根据叙述如下：

“如果没有动力效应，则将一个振荡周期内的瞬时热流密度加以平均，就可以算出振荡压力对泡核沸腾的影响．当压力改变相当慢时，汽泡的生成、长大和跃离可以在压力基本上不变的期间内完成，从而瞬时热流密度不会因系统压力改变而受到很大影响．但是，如果振荡频率与汽泡释放频率的数量级差不多，则在每个汽泡生成和长大的过程中，压力就有很大变化．在这种情况下，可以预期，瞬时热流密度可能受到动力效应的重大影响．麦克法登和格拉

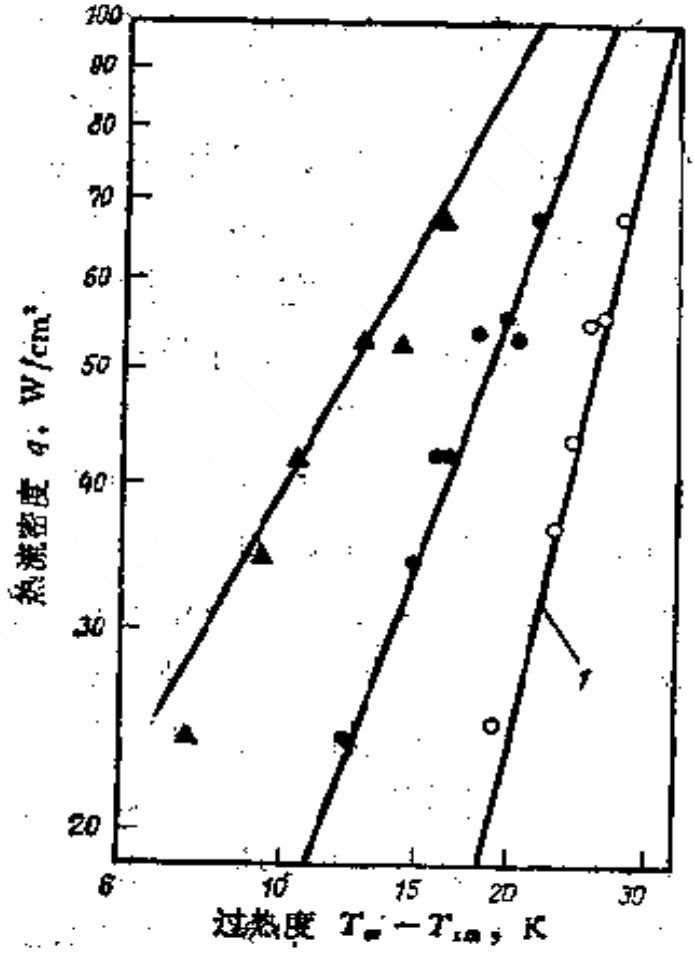


图 13-1　频率为 15 Hz 时压力振幅对泡核沸腾的影响[20]

$P_m = 2.07$bar，　$T_b = 372$K，　$D = 0.71$mm；　▲ $\Delta P = 1.04$bar；　● $\Delta P = 0.69$bar；　○ $\Delta p = 0$bar；　1——$p = 2.07$bar 等压下的稳态沸腾

斯曼（Grassman）[21] 以及塞梅里亚（Semeria）[22] 的方程都算出：在 1 bar 下水的汽泡释放频率是每秒 44 次，而在 5 bar 下为每秒 66 次”.

麦科伊等[20]得到的典型结果表示在图 13–1 和图 13–2 上. 图上表示出的是频率为 15 和 30 Hz 的各种压力振幅下的数据. 所有数据都表明：在任何给定的过热度下，热流密度随着振幅增大而增高. 所有测量数据都大大超过准稳态分析算出的值. 这是可以预料到的，因为振荡频率的范围（15—40 Hz）与算出的汽泡释放频率为同一数量级. 因此，存在重大的动

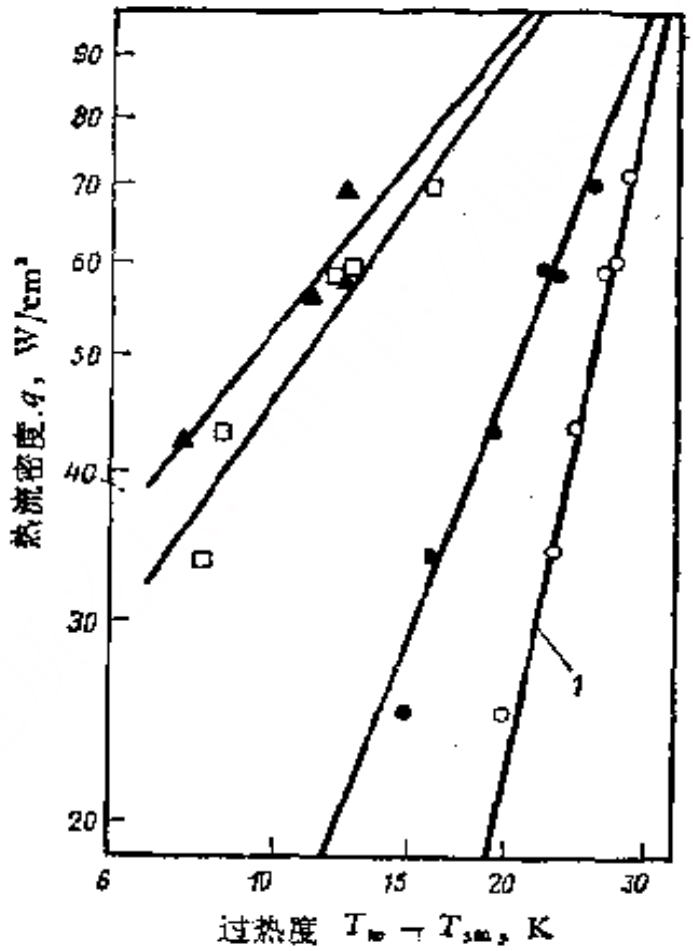


图 13–2　频率为 30 Hz 时压力振幅对泡核沸腾的影响[20]

$P_a = 2.07$bar，$T_b = 372$K，$D = 0.71$mm；▲ $\Delta p = 2.07$bar；□ $\Delta p = 1.38$bar；● $\Delta p = 0.69$bar；○ $\Delta p = 0$bar；1——$p = 2.07$bar 等压下的稳态沸腾

力效应这种说法看来是有道理的．从这项研究工作导出了两个主要的结论：

1．在准稳态条件适用的很低频率下，由于热流密度与过热度的关系是非线性的，因此随着压力振荡振幅的加大，按时间平均的热流密度也增大．

2．当压力振荡频率与汽泡释放频率为同一数量级时，作为动力效应的结果，热流密度可以增高很多．

13.4 骤冷实验

在骤冷条件下的传热是瞬态沸腾的一个好实例，在冶金和传热工程中对此都颇为关注．部件骤冷时，如果知道其表面传热系数，则就可以算出其中的瞬态温度分布．与此相类似，当常温颗粒浸没到深冷剂中去时，很容易发生高热流密度下的传热，对于宇航工业当前正在不断改进的能量传递系统的设计，知道这个传热率就显得愈发重要了．

早先，此类系统的传热分析是依靠在稳态工况下取得的数据．但是最近以来，对于用实验测定所需瞬态工况下的传热数据，已经给予更大的注意．伯格利斯和汤普森[23]验证了现有的水的骤冷数据，发现一般假设的稳态数据与骤冷数据等值是错误的．他们工作的目的是：研究在什么样的条件下，可以把稳态池内沸腾的数据可靠地用于计算骤冷操作时的温度变化进程．

研究结果表示在图 13-3 上．泡核沸腾和膜态沸腾的数据都与弗林等[25]用外径 15.9 mm 的水平铜管得到的饱和池内沸腾数据符合得很好．为了进行比较，图上还表示出了弗雷德金和克拉克[26]的关系式，该式常常用来计算饱和液池内各种几何形状物件的湍流膜态沸腾：

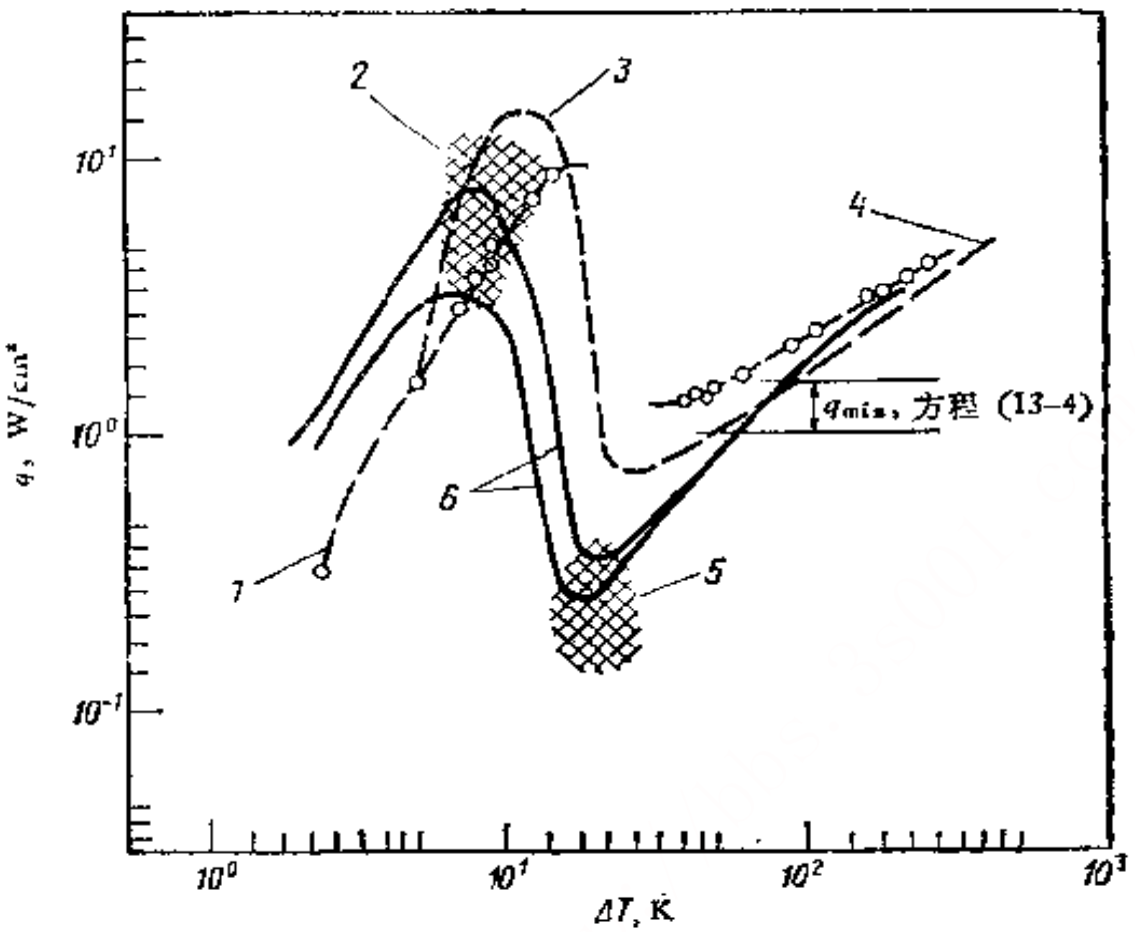


图 13-3　铜试验段在液氮中的骤冷数据与稳态数据之比较[23]
大气压下的饱和液氮；铜试验段；圆环骤冷到 82 K 的时间为 165—180 s. 1——圆柱体的稳态工况；2——圆环骤冷的 q_{max} 范围；3——默特和克拉克[24]，直径 12.7 和 25.4 mm 的球；4——膜态沸腾，方程 (13—2) 和 (13—3)；5——圆环骤冷的 q_{min} 范围；6——圆环骤冷

$$\mathrm{Nu} = 0.15(\mathrm{Ra}^*)^{1/3} \tag{13-2}$$

式中

$$\mathrm{Ra}^* = \frac{D^3\rho_{vf}(\rho_l - \rho_{vf})g(h_{fg} + 0.5C_{pvf}\Delta T)}{\mu_{vf}k_{vf}\Delta T}$$

方程 (13-2) 对于 $\mathrm{Ra}^* > 5 \times 10^7$ 才是正确的. 总传热系数用布朗利[27]推荐的加辐射修正的公式估算. 此式为

$$h = h_{co} + 0.75h_r \tag{13-3}$$

其中

$$h_r \approx \sigma(T_w^4 - T_{sat}^4)/\Delta T$$

朱伯根据流体动力学稳定性理论推导出了膜态沸腾最低热流密度 q_{min} 的关系式，一般认为此式对大加热器是正确的：

$$q_{min} = Ch_{fg}\rho_v[\sigma g(\rho_l - \rho_v)/(\rho_l + \rho_v)^2]^{0.25} \quad (13-4)$$

式中 C 给出为 0.177[28]，0.13[29] 或 0.09[30]。图 13-3 上的稳态膜态沸腾数据比方程（13-2）和（13-3）算出的值稍高一些；但是，q_{min} 是在方程（13-4）算出的范围以内。

图 13-3 上表示出的数据是从典型的骤冷试验中推导出来的，图上阴影区表示 27 次试验中 q_{max} 和 q_{min} 的变化范围。为了进行比较，图上还画出了默特和克拉克[24]用 12.7 和 25.4 mm 直径的铜球骤冷时获得的沸腾曲线。默特和克拉克所做的各次试验之间的偏离比较小，他们解释说：这是由于用了较小的球，因而起泡起始点总是在确定位置的缘故。图 13-3 上的数据指出：稳态数据与骤冷数据之间有重大差别。当骤冷时膜态沸腾更为稳定；因之，在较低的热流密度和壁面过热度下就开始发生过渡沸腾。默特和克拉克的数据表明，q_{min} 有类似的偏移。

伯格利斯和汤普森得到的结果表明：实际的骤冷时间要比采用一般的沸腾关系式（用于计算温度变化进程）算出的时间短得多。骤冷的样品表面通常都有污染，它使膜态沸腾不稳定，从而缩短了降温时间。这些结果还含有这样的意思：为了获得可靠的沸腾曲线资料，用瞬态量热计法[24]一般是不适合的。除非表面条件严格控制，否则过渡沸腾区和泡核沸腾区都可能严重失真。骤冷数据与稳态数据之间的差别足以说明这样一点：即使采用深冷剂，骤冷实验也不可能提供准确的过渡沸腾数据和泡核沸腾数据。

稳态数据可能不足以解释瞬态现象的例子很多。威特（Witte）等[31]作实验，研究了极高温粒子向液态钠的传热。在

他们的研究中，数据是用瞬态骤冷法取得的，该方法系把装在摆臂装置上的钽球穿过融熔钠池．相应的膜态沸腾的理论分析[32]揭示：如果液钠的欠热度很大，则钠汽化对净传热的贡献可以忽略不计．这意味着蒸汽膜是很薄的（2.5×10^{-5} mm量级），实际上从钽球传出的能量全都传给了液钠．根据实验数据算出的汽膜厚度甚至还要小，由此得出结论：汽膜厚度必须"调整"到与穿过它正在传递的能量相适应．

他们的研究结果表示在图 13-4 上，并被整理成表达式

$$q = K[U_\infty(\rho k C_p)_L/D]^{1/2}(T_L - T_B) \qquad (13\text{-}5)$$

式中 $T_L = T_W$，$K = 0.675$．图上还表示出了赛德曼(Sideman)[33] 推导的强迫对流传热表达式

$$q = 1.13[U_\infty(\rho k C_p)_L/D]^{1/2}\Delta T \qquad (13\text{-}6)$$

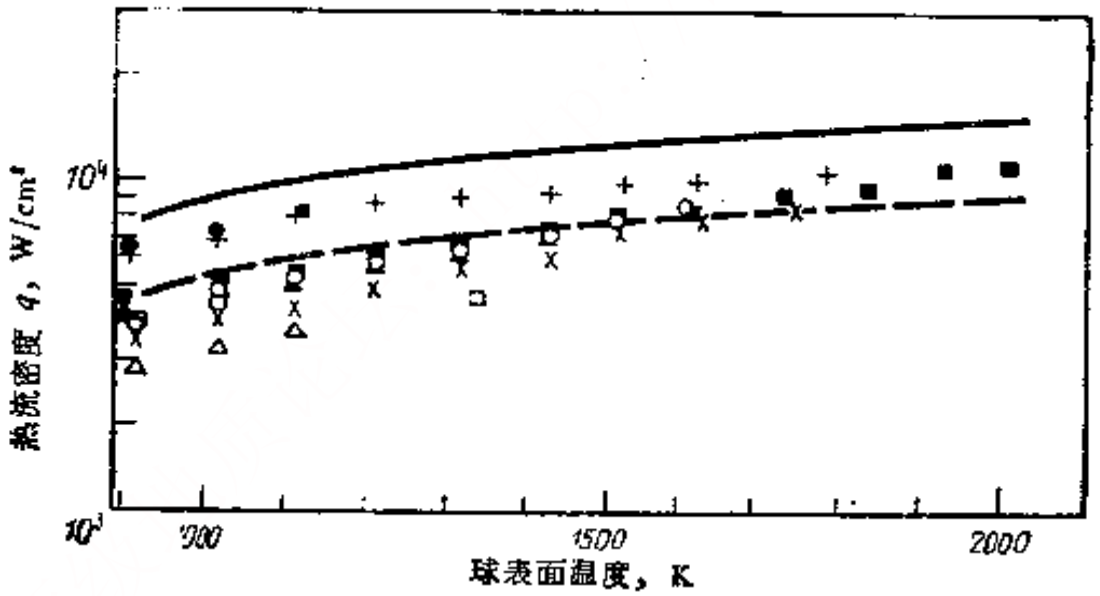


图 13-4　12.7 mm 直径的钽球在液钠内的传热热流密度与表面温度的关系[31]

——方程 (13-6)，$T_i = T_W$；——— 方程 (13-5)，$T_i = T_W$，$K = 0.675$．$U_\infty = 3.05$m/s，$T_{Na} = 573$K，$T_{sat} = 1155$K．初始温度：■ 2255 K (90°)；+ 2023 K (90°)；× 2000 K (滞止)；○ 1584 K (滞止)；▲ 1788 K (90°)；□ 1608 K (滞止)；● 1383 K (90°)；△ 1383 K (滞止)

方程(13-5)中 0.675 这个值是这样求得的：把赛德曼[33]方程中的常数换成 K，然后选取K值，使与实验结果符合得最佳．在两种情况下，温差 ΔT 一般给出为 $T_l - T_b$(式中下标 l 和 b 代表液体和整体)，即认为是 $T_l = T_w$ 的情况（式中 T_w 是球壁温度）．这意味着在界面上没有接触热阻，并表明钠可以过热到极高的温度．其他研究人员[34]也观测到传热时液态金属的过热现象．实际上，$K = 0.675$ 表示一种修正的过热理论值，它可能是在固-液界面上存在接触热阻的结果．看来，要对已经取得的瞬态数据作完整的检验，可能需要作进一步的传热和流体力学的实验研究工作．

13.5 两相流中和排放时的瞬态工况

关于两相流这个主题，特别是在圆管内流动沸腾这方面，已经发表了大量资料．汤（Tong）[35]以及凯普尔（Kepple）和童（Tung）[36]对这个课题作了完整的评述．布雷（Boure）等[37]对两相流动不稳定性作了极好的评述，并把沸腾流中不稳定性的起因和机理作了分类．表 13-1 引自参考文献[37]，它是流动不稳定性的一个梗概．不稳定性主要与系统的几何形状、系统的运行工况以及边界条件有关．在表 13-1 上把不稳定性分成静力学和动力学两类．当流动工况从原先的稳态工况发生一个微小变化，使它偏移到一个不稳态工况，或者偏移到另一个与原先不同的稳态工况，则就存在静力学不稳定性．动力学不稳定性一般由惯性和其它反馈现象所引起．复合不稳定性是那些很难分开研究的基本机理的组合．

在参考文献[37]中评述的是圆管内流动的一般情况，与此相反，这里评述的主要是排放问题的分析研究．

许多研究人员研究了单相流体从贮液容器的排放．在研

表 13-1　流动不稳定性的分类[37]

分　类	类　型	机　理	特　性
1. 静力学不稳定性			
基本的(即纯的)静力学不稳定性	流量漂移即莱迪内格(Ledinegg)不稳定性	$\partial(\Delta p)/\partial G\|_{int} \leqslant \partial(\Delta p)/\partial G\|_{ext}$	流量突然大幅度地漂移到新的稳态运行工况
	沸腾危机	不能有效地从加热表面带走热量	壁面温度漂移和流量振荡
基本的驰豫不稳定性	流型过渡不稳定性	泡状流比环状流的空泡份额小而 Δp 大	循环式的流型过渡和流量变化
复合不稳定性	崩沸、间歇喷沸和嘶鸣振荡	亚稳态的周期性调节，一般是由于缺乏汽化中心所引起	过热和激烈蒸发的周期过程，可能有喷溅和再充满的现象
2. 动力学不稳定性			
基本的(即纯的)动力学不稳定性	声振荡	压力波的共振	高频 (10—100Hz)，与压力波在系统中传播所需的时间有关
	密度波振荡	在流率、密度和压降的相互关系中的延迟和反馈效应	低频 (1Hz)，与连续波的通过时间有关
复合动力学不稳定性	热振荡	可变传热系数与流体动力学的相互作用	在膜态沸腾中发生
	沸水堆不稳定性	空洞反应性与流体动力学和传热的相互作用	只在燃料时间常数不大和低压下才强烈
作为二次现象的复合动力学不稳定性	并联通道不稳定性	少量并联通道之间的相互作用	不同的流量再分配方式
	压降振荡	流量漂移引起通道和可压缩容积之间的动力学相互作用	很低频率 (0.1Hz) 的周期过程

究更一般和更困难的两相排放问题之前，将先简略地讨论一下这些研究成果.

13.5.1 单相排放

从容器中快速排放的准稳态分析是热力学中的一个传统问题. 但是，出现了许多无法用严格的传统热力学方法进行处理的矛盾. 吉芬 (Giffen)[38] 对容器通过快速打开的孔口向大气排放时压力下降的速率作了分析. 他用数值法发现：内压变化并不像传统方法所预示的那样以连续方式下降，而是以阶跃方式变化. 他得出结论说：气体内的音速是一个决定性参量. 当孔板或孔口的直径相对于容器来说不大时；与扰动传遍整个容器的速率相比，容器内压力变化的速率可以忽略不计. 因之，可以假定整个容器内的压力为常数，液体逼近排放孔口的速度可以忽略.

其他许多作者[39—42]研究了气体不稳态排放的问题，他们计算的依据都是特征法. 普罗盖尔霍夫 (Progelhof)[42] 发现：准稳态分析的结果加上一个逼近速度修正因子，可以近似表示通过喷管作音速排放时质量流密度随时间的变化. 但是，对于通过喷管的音速排放，其准确度取决于对该过程估算的平均流量系数. 对于亚音速排放，普罗盖尔霍夫发现：容器内压力可能降到环境压力之下. 这是用传统的准稳态方法不能测算的又一个矛盾.

关于排放过程的特性，吉芬[38]给出了一些普遍性结论：

1. 容器内压力变化的程度取决于：(a) 孔口附近的压力变化速率，(b) 孔口处的变化传遍整个容器所需的时间.

2. 除非开孔的速率大于音速，否则随着孔口面积的变化，排放率也将发生瞬时变化.

3. 当有管道与排放孔相连时，周围介质对压力波的阻力

是最重要的.

4. 当容器向大气快速排放时，一般将发生抽空现象.

上述分析涉及的只是单相流，与单组分两相流的情况相比，它要简单一点. 由于压力下降的结果，液体急剧化为蒸汽，这就使两相(汽-液)排放复杂化. 但是，单相问题的某些方面还是可以加以引伸，用来研究两相排放. 例如，吉芬[38]提出的用音速解释排放速率的变化，就有希望用来帮助解释两相排放压力衰减时出现压力尖峰的现象[43—46].

13.5.2 两相排放

最近，一些研究人员探讨了通过各种孔隙的两相流问题[47—51]，并探讨了与沸腾和两相流有关的机理和界面关系式[52—55]. 重点还是放在计算两相流的临界质量流密度上. 这些理论分析中最著名的多半要算福斯克[56]、利维[57]和穆迪(Moody)[58]的模型了.

蒂默豪斯[51]讨论了液体输送管道从环境温度到深冷剂温度的降温过程中管道内的流动现象和传热现象. 他观测到这样一个现象：当深冷剂刚进入管道时，由于最初装填的深冷剂汽化，输送管内压力变化的开始阶段出现一个"尖峰". 此后当输送管道降到深冷剂的温度时，由于流动从两相工况变为单相工况，压力就带着某种不稳定性而下降. 蒂默豪斯提出了计算输送管道降温时间的一个方程，他还讨论了输送管道降温的其它一些问题.

两相排放问题早已是其他许多研究工作[43,45,46,59—65]的对象. 波拉德(Pollard)[45,65]令一个池内沸腾系统突然失压，研究其液体过热度的变化进程. 当系统压力由于通过一个 25.4 mm 的孔板向大气排放而下降时，对一个与除气蒸馏水接触的 304 不锈钢制加热器表面的温度进行监测. 测得的数据表

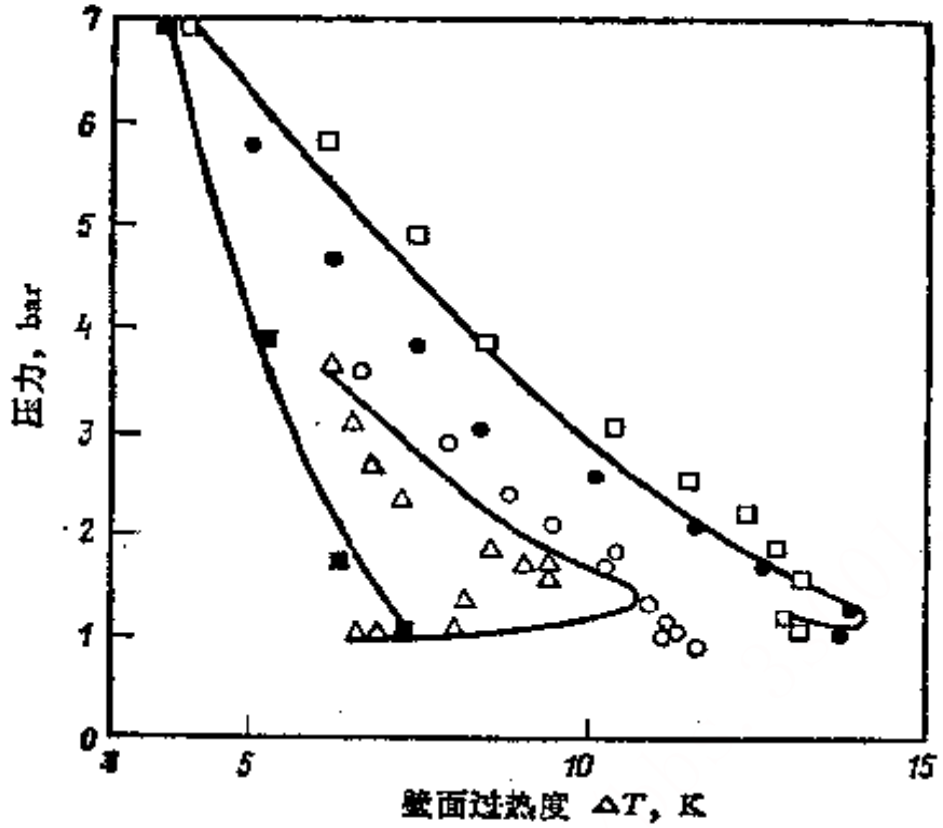


图 13-5a 从不同初始压力排放时压力与壁面过热度的关系
($q = 9.14 W/cm^2$，孔板直径 25.4 mm)[45]
○ 试验 1； △ 试验 7； □ 试验 6； ● 试验 8； ■ 稳态

明：在压力变化的最初阶段，液体过热度达到最大值，而到了失压时间大约为 12 秒的最后阶段，液体过热度变为负值．图 13-5 a 表示出了一些典型的结果．

波拉德也发现在压力随时间变化的曲线上最初阶段有一个"尖峰"．此尖峰（图 13-5 b）与豪厄尔（Howell）和贝尔（Bell）[44]，奥丁（Ordin）、韦斯（Weiss）和克里斯坦森（Christenson）[46]，以及穆迪[43]观测到的相似，与参考文献[51]中报道的也有点类似．奥丁等[46]把一个飞机型贮槽置于飞行时的大气湍流条件下，对贮槽中液氢的温度分层和压力上升的情况作了实验研究，介绍了研究结果．在增压和排气条件下，对贮槽中几个位置的压力和温度进行监测．象波拉德一样，他们也发现：在紧接着排气之后，在压力最初下降期间，液氢

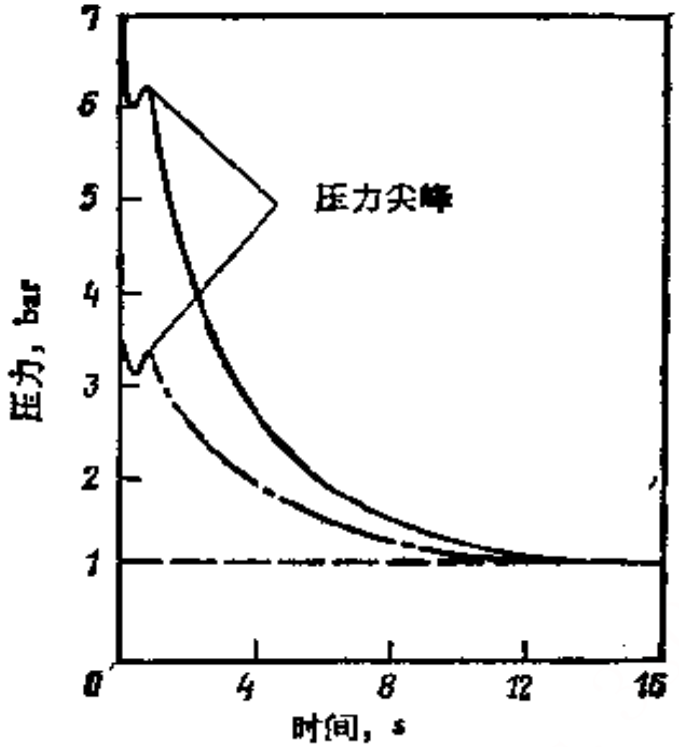


图 13-5b　在 3.45 和 6.9 bar 的初始压力下通过 25.4 mm 孔板排放时压力随时间的变化

—— 试验 5；　—— 试验 10；　—— 大气压

是过热的，只发生很少量的沸腾. 这个最初期间的标志是：随着气体从贮槽流出，压力急剧下降. 这些作者发现：贮槽压力的衰减取决于液体温度、蒸汽温度、汽化速率、漏损量以及管道和阀门的尺寸.

为了对付由冷却剂丧失事故引起的瞬态和最大的压力增高，核反应堆设计中要有安全壳和应急冷却系统. 冷却剂从高压水系统的管道和容器的破口向外喷溅总是涉及到亚稳态的两相流现象(包括两相临界质量流密度). 对于饱和水通过短裂缝的排放，还没有提出足够准确的计算模型. 许多实验研究都想把一些重要的参量表征出来. 在美国爱达荷州爱达荷·福尔斯（Idaho Falls）的国家反应堆试验站的菲利普斯·皮特罗洛伊姆（Philips Petroleum）公司实施的大型 LOFT（流体丧失试验)计划，就是此类研究之一.

LOFT 计划的目的是：取得实验数据，对用来计算和外推 LOFT 性状的各种解析模型和比例模型进行验证. 由这一研究结果得到的详细资料包括：

1. 在（声效应为主的）欠热区内、整个两相饱和区内以及喷放后的对流区内冷却剂的完整热力性状.

2. 施加给各种系统部件和结构的瞬态和半稳态水力学载荷.

3. 系统构形和初始条件，即破口的尺寸和位置、热管段与冷管段的温差、初始流量、以及破口持续时间等的作用.

4. 压力激波的传播情况.

5. 破口以后系统内剩余的水量和水所在的位置.

研究计划包括模拟堆芯释热，以决定它对喷放性状的影响. 喷放试验计划有三个阶段. 第一阶段用不按比例的空容器进行试验；第二阶段用具有模拟的反应堆堆芯和内部部件的 LOFT 容器的四分之一模型进行试验；第三阶段用完整的 LOFT 反应堆和冷却系统的四分之一模型进行试验.

LOFT 第一阶段的喷放装置表示在图 13-6 上. 容器通过推力载荷传感器和重量损失传感器固定在工字梁构成的框架上，可以用来作顶部喷放或底部喷放的试验. 最初一批试验[62]是在欠热工况下做的，试验压力范围从 41.4 到 110 bar，温度是室温，其目的是研究快速减压时二分之一容器内欠热流体的性状. 有些试验是用充满液体的容器做的，这样得到的数据应与 LOFT 喷放时减压的欠热阶段的情况相类似.

LOFT 计划中的第二组试验[63]是高温高压工况下的底部喷放试验. 试验时流体的温度是 494，521，551 和 578 K，相应的压力为 41.4，87.6，117.2 和 158.6 bar. 改变容器内液体的比焓，以研究比焓对喷放现象的影响. 发现减压欠热阶段的持续时间与环境温度下类似的欠热试验的持续时间大体相

等. 这意味着在所研究的整个温度范围内，系统的声弛豫主要取决于扰动在出口喷管内的传播时间. 观测到随着流体贮存比焓的增加，喷放时间缩短了.

图 13-6 上所示的装置还用来作顶部喷放试验[64,55]. 在顶部喷放喷管中加上锐边孔板，模拟不同大小的管子破口，以测定破口尺寸对欠热减压、喷放时间以及容器内剩余流体量等现象的影响. 顶部喷放增强了流体两相的分离，使夹带的

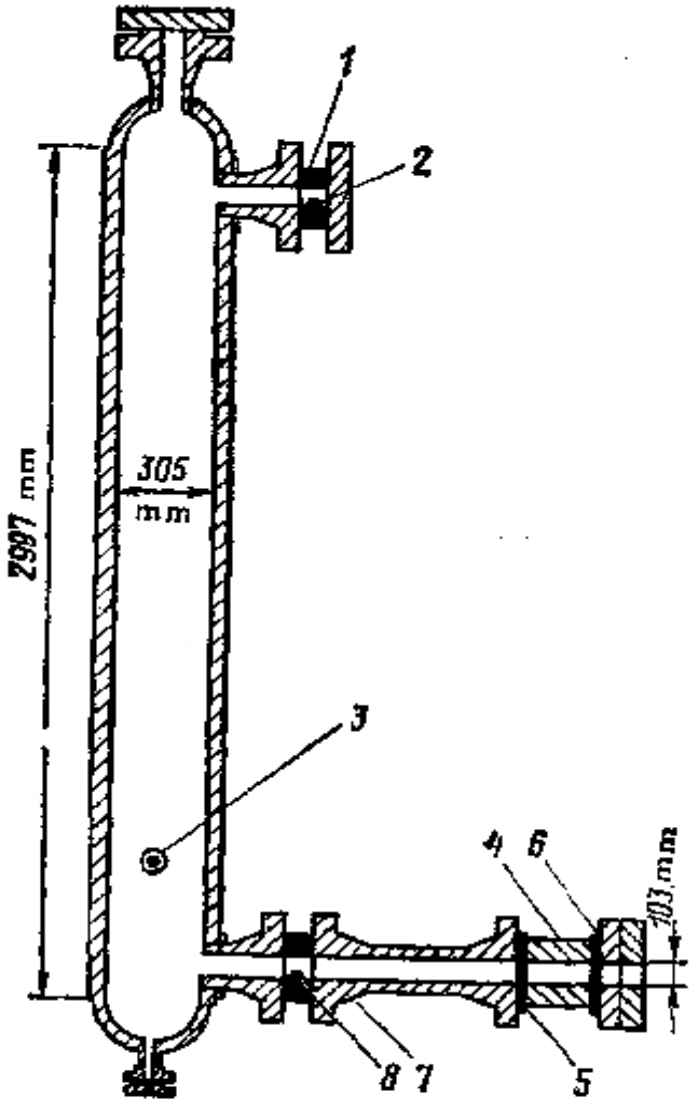


图 13-6 LOFT 第一阶段的喷放装置[42]

1——顶部仪表盘圈；2——容器压力探测器；3——测量管嘴；4——破裂盘组件；5——上游盘；6——下游盘；7——延伸短管；8——喷管压力探测器

液体减少. 破口尺寸缩小促进流体两相分离，延长了喷放时间，从而有更长时间供流体达到热力平衡态之用. 破口尺寸对欠热减压有显著影响，其情况如图 13-7 所示. 较小的破口尺寸延长了欠热减压持续时间，并可能导致与反应堆堆芯自然频率一致的压力振荡.

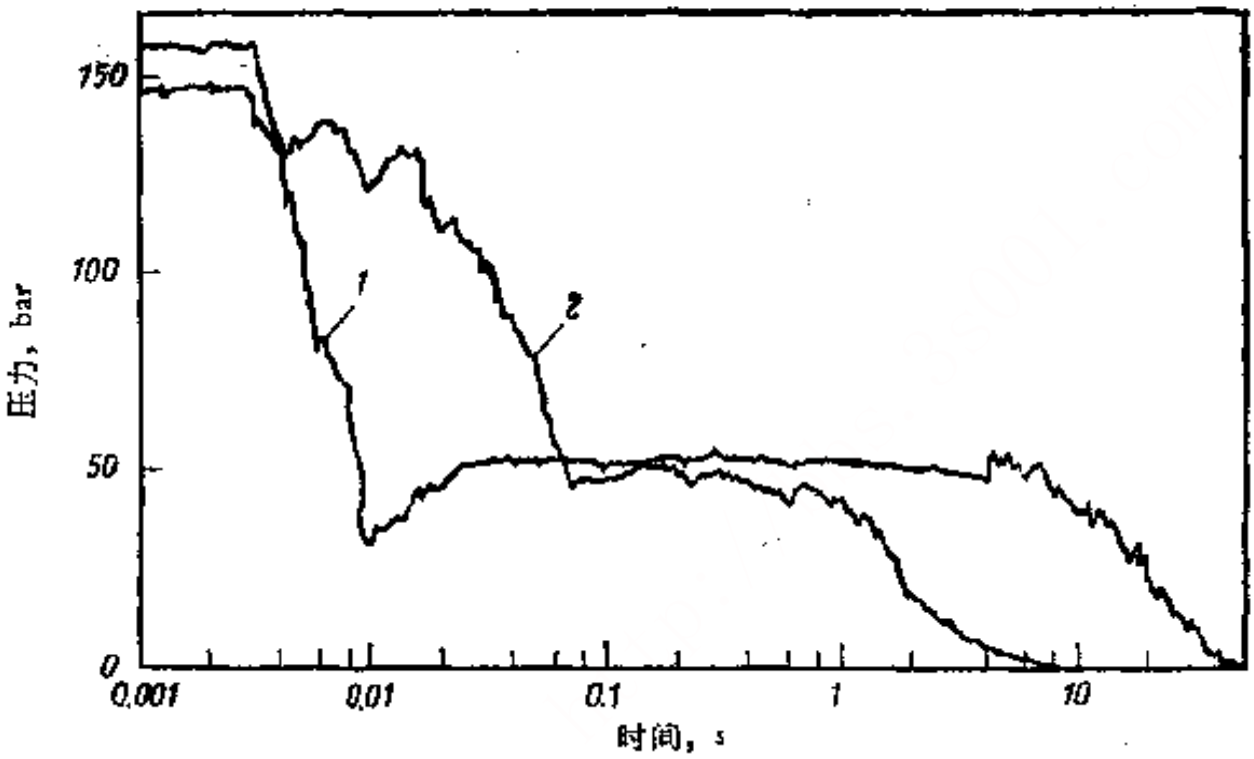


图 13-7 顶部喷放试验时 LOFT 容器的压力——破口尺寸对欠热减压性状的影响[63](初始压力 161 bar；初始温度 544 K.)
1——100% 破口；2——6% 破口

作了高温高压下的顶部喷放试验，其破口尺寸相应为管道横截面积的 2，6，10，30，60 和 100%[166]. 发现容器内剩余的水量不仅取决于破口尺寸，而且还取决于喷放喷管的位置. 还发现从顶部喷管出来的蒸汽，其含汽量比类似的底部喷放试验的来得高. 得到的结论是：喷管之间的高度差造成了含汽量的差别. 在顶部喷放的布置中，液体内贮存的比焓消耗于液体膨胀即急剧生成高含汽量的蒸汽，然后通过喷放喷管流出. 在底部喷放时，容器内的液体膨胀以保持流体压

力，它迫使汽液混合物流出底部喷管. 小的模拟破口的顶部喷放试验结果表明：在容器内可以剩下相当数量的水.

穆迪[43,67]推导了一个计算各种水蒸汽-水参考系统两相喷放的理论模型. 分析所用的饱和系统喷放模型表示在图13-8上. 该模型是一个绝热的等容系统，其中装有液体和蒸汽的平衡态混合物. 通过一根圆管流出的质量和能量的速率分别为W和$h_E W$，其中h_E是最靠近管子处流体的滞止比焓. 对于系统的质量、能量和压力的变化率，穆迪得到了下列表达式：

$$dM^*/dt^* = -G \tag{13-7}$$

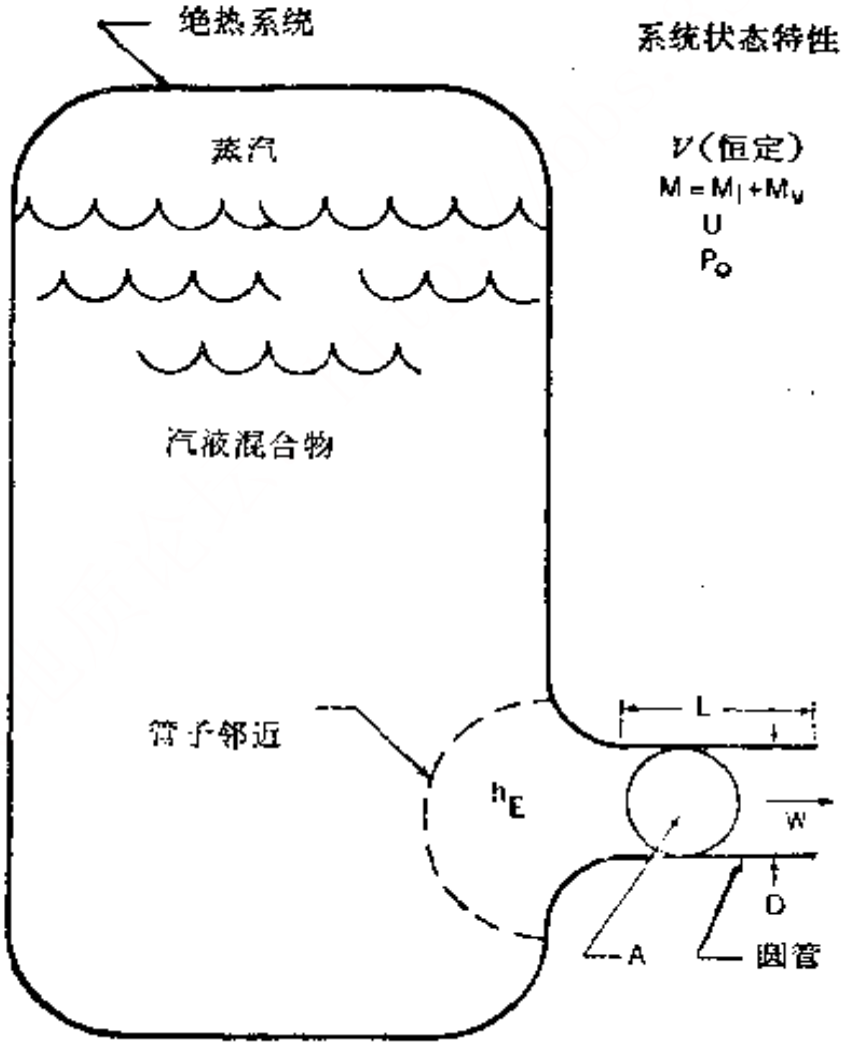


图 13-8 穆迪的饱和系统喷放模型[67]

$$dU^*/dt^* = -(h_e/u_i)G \qquad (13\text{-}8)$$

和

$$\frac{dP_0}{dt} = -\frac{[h_E + (u_{lv}/v_{lv})v_l - u_l]G}{\{(v_l/M^*)(u_{lv}/v_{lv})' - [(u_{lv}/v_{lv})v_l]' + u_l'\}M^*} \qquad (13\text{-}9)$$

G值是滞止压力、滞止比焓和量 $\bar{f}L/D$ 的函数. 穆迪提供了一组曲线,以下列形式给出 G:

$$G_M(P_0, h_0, \bar{f}L/D) = 0 \qquad (13\text{-}10)$$

此理论要求在计算喷放速率之前先估算出 $\bar{f}L/D$.

h_E的值取决于 P_0 和系统内液-汽的态势. 穆迪研究了三类有代表性的喷放:

1. 饱和液体喷放,其特征为

$$h_E = h_l(P_0) \qquad (13\text{-}11)$$

2. 均匀汽水混合物喷放,其特征为

$$h_E = h_l(P_0) + \frac{h_{lv}(P_0)}{v_{lv}(P_0)}\left[\frac{v_l}{M^*} - v_l(P_0)\right] \qquad (13\text{-}12)$$

3. 饱和蒸汽喷放,其特征为

$$h_E = h_v(P_0) \qquad (13\text{-}13)$$

将方程(13-7)—(13-9)积分,得到 P_0, M^* 和 U^* 随 t^* 的变化. 以初始处在 69 bar 的饱和状态下的系统为例,算出的结果表示在图 13-9 和图 13-10 上. 对于 $\bar{f}L/D$ 值从 0 到 100 的情况,上述三种类型的喷放都表示出了. 图 13-9 和图 13-10 上的结果可以用来估算喷放时系统在各个时间的压力、质量和能量.

液体喷放相当于从该系统的低处损失质量而夹带蒸汽不多的情况. 混合物喷放适用于这样的情况: 从系统快速损失质量,而且蒸汽产生的速率比它能够从液体中分离出来的速率更快. 当从该具体系统的高处喷放,而速率又非常慢,足以

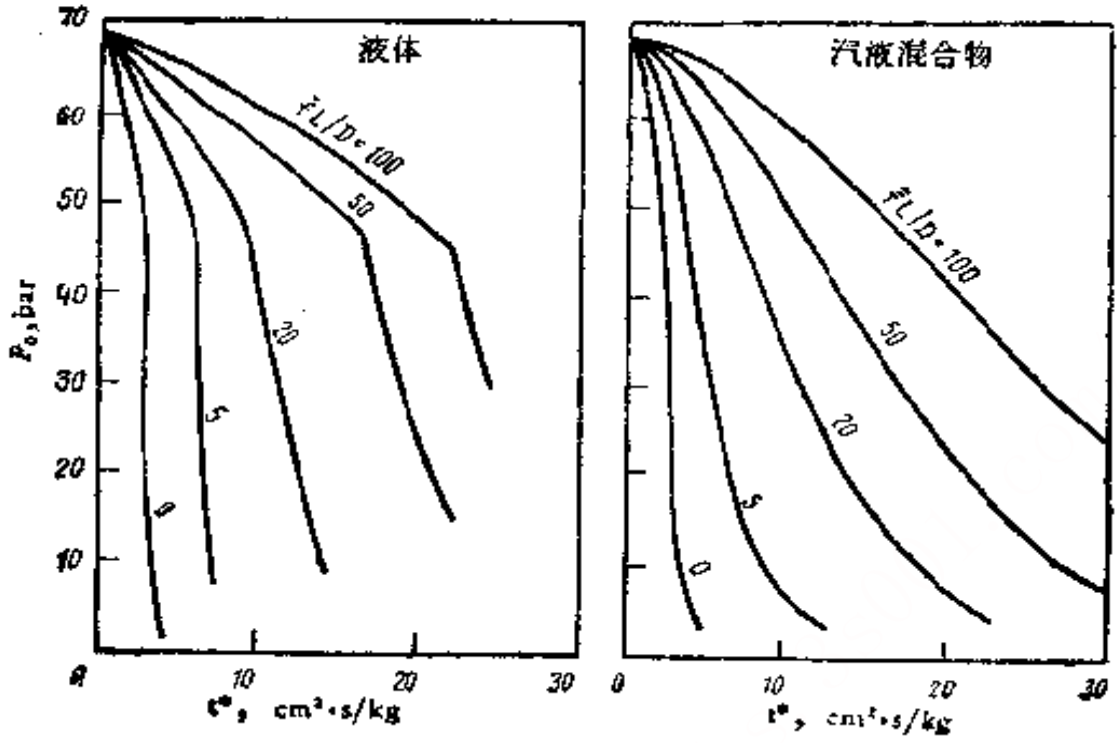


图 13-9　69 bar 水蒸汽-水参考系统的喷放[67]

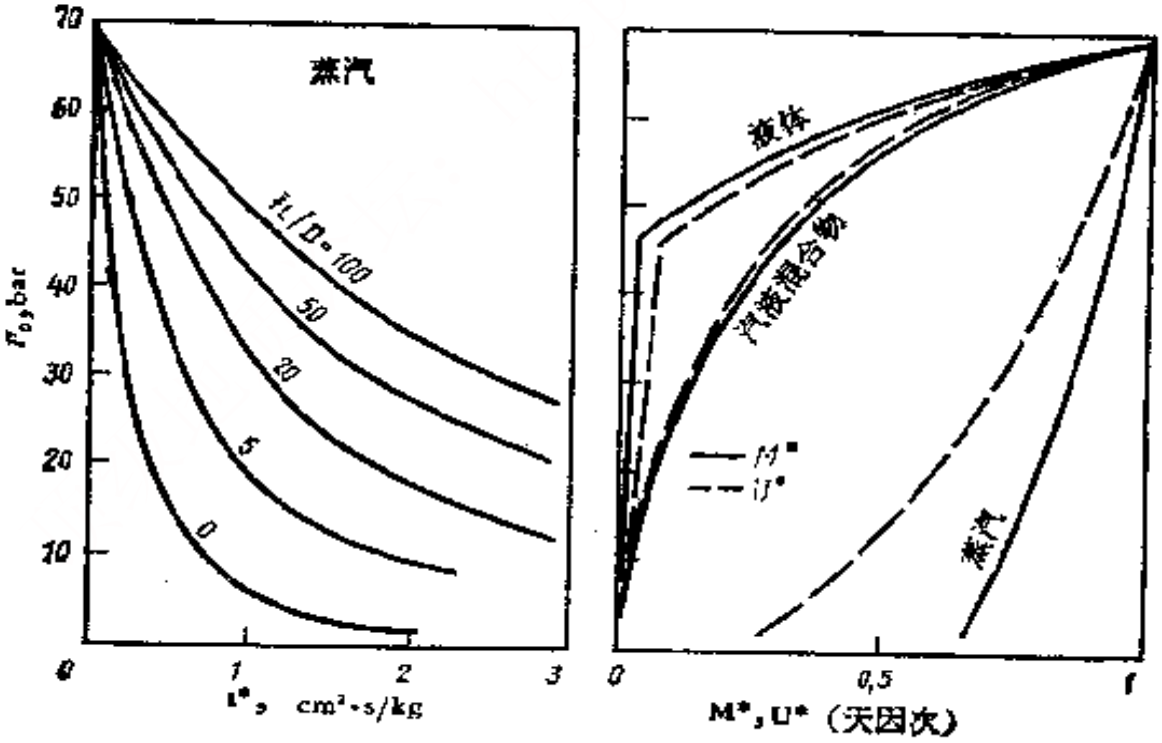


图 13-10　69 bar 水蒸汽-水参考系统的喷放[67]

使蒸汽分离出来而不夹带液体，则就发生蒸汽喷放.

从博德加湾（Bodega Bay）核电站的全尺寸 1/112 扇形块模型[68]和亨博尔特湾（Humboldt Bay）核电站的全尺寸 1/48 扇形块模型[69]上取得了喷放试验数据，把根据上述模型得到的结果与这些数据作了比较. 这些试验的条件列举在表 13-2 上. 容器原来装有 86.1 bar 的饱和水蒸汽-水混合物. 试验结果表示在图 13-11 和图 13-12 上. 如前面所指出的，为了与理论作有意义的比较，必须先估算出 $\bar{f}L/D$ 之值. 这个估算可以用两种办法. 一种办法是把标准的单相局部阻力系数之总和加上与试验系统有关的实际 $\bar{f}L/D$ 分量；另一种办法是先测出在已知冷水流率下的不可逆压降，再由它算出等效的 $\bar{f}L/D$. 穆迪在作比较时选择了后一种办法.

在图 13-11 上把令 $\bar{f}L/D = 1.0$ 的理论结果与博德加第 21 号试验结果作了比较. 在所有饱和喷放试验中，压力最初都有一个突然下沉，在一秒钟内基本上回升. 这个现象用该

表 13-2 穆迪采用的喷放试验的系统数据[43]

特　　性	博德加 40	博德加 22	博德加 16	亨博尔特 22
容器初始压力，bar	86.1	86.1	86.1	86.1
饱和温度，K	573	573	573	573
饱和比焓，J/g	1345.8	1345.8	1345.8	1345.8
初始水温，K	554	573	573	573
初始水比焓，J/g	1238.6	1345.8	1345.8	1345.8
初始水欠热度，J/g	107.2	0	0	0
急剧汽化压力，bar	64.8	86.1	86.1	86.1
喷管喉部面积，cm^2	53.2	53.2	—	—
孔板喉部面积，cm^2	—	—	132.9	6.1
背压，bar	1.0	1.0	1.0	1.0
上游管子面积，cm^2	741.8	741.8	741.8	167.7

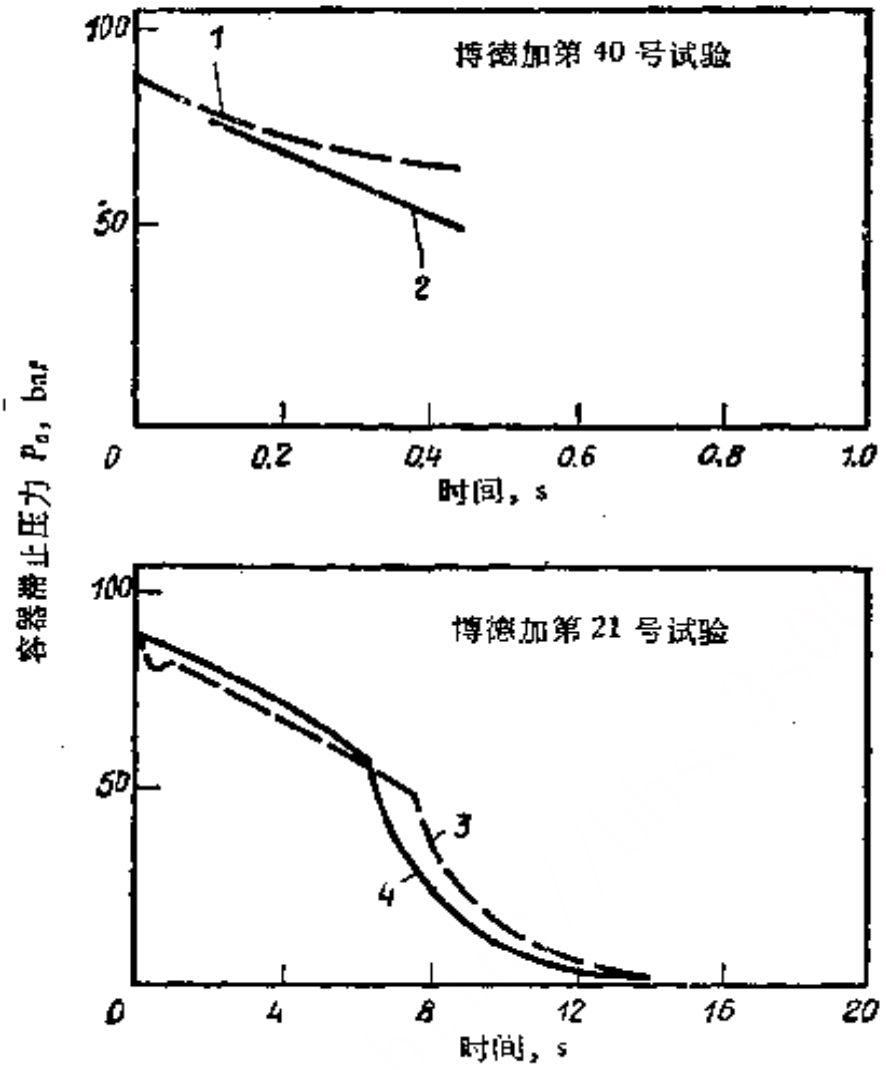


图 13-11　穆迪的理论与喷放实验结果之比较[67]

对于博德加第 40 号试验，最初装的是欠热水，其目的是估算非最大的水喷放速率，以求得等效 $\bar{f}L/D$；初始水温 554 K；急剧汽化压力 64.8 bar；喷管截面积 53.2 cm²．对于博德加第 21 号试验，饱和喷放的喷管截面积是 53.2 cm²．

1——没有急剧汽化的喷放，试验曲线；2——初始斜率 $dP_0/dt \approx 93.1$bar/s；3——试验曲线；4——理论，$\bar{f}L/D = 1$

模型不能解释，它与其他研究人员[44,46]记录到的相似．穆迪对此特性是这样解释的：因为最初排放的是稍欠热的液体，它不受两相机理的制约，而蒸汽泡在液体中生成和膨胀又有一个滞后时间，这两个效应组合起来，就造成上述现象．

在图 13-11 和图 13-12 的试验数据中还有一点也很明

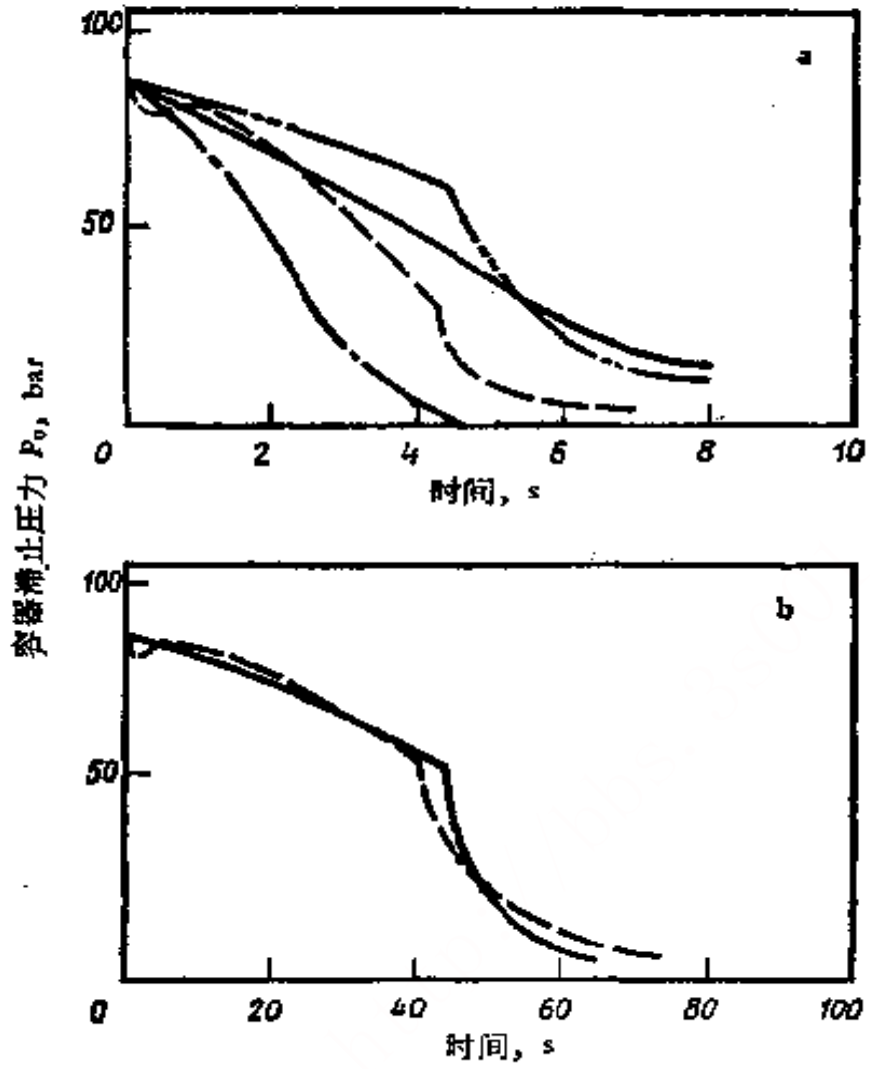


图 13-12　穆迪的理论与说明喷放面积影响的试验结果之比较[67]
对于博德加第 16 号试验，饱和喷放孔板面积是 132.9 cm^2.
对于亨博尔特第 22 号试验，饱和喷放孔板面积是 6.1 cm^2.
a 博德加第 16 号试验：—— 试验曲线，———— 液体，理论，$\bar{f}L/D=6$；—— 均匀混合物，理论，$\bar{f}L/D=6$；——— 均匀混合物，理论，$\bar{f}L/D=0$. b 亨博尔特第 22 号试验：—— 试验曲线；——理论，$\bar{f}L/D=0$

显，就是曲线有一个"膝"，即压降速率突然加快. 这一点已被理论测算出，如图 13-9 和图 13-10 所示，当饱和水喷放之后接着饱和汽喷放时，就会出现这个现象. 第 16 号试验的喷放面积大得多（图 13-12），它几乎使曲线膝消失. 大喷管可能使蒸汽生成得如此之快，致使容器内充满了几乎均匀的汽水

混合物，从而使膝完全消失.

最后要说一点，在喷放期间，当还有液体存在时，高浓度的蒸汽占据容器下部是不大可能的. 因此，对于所有博德加和亨博尔特的试验，容器内的水蒸汽-水态势应该介于下列两种情况之间：一种是均匀混合物充满容器；另一种是两相完全分离，水在完全排光之前一直占据着容器下部.

13.6 小 结

最近有一系列研究工作[70-78]试图模拟全尺寸系统在排放期间的液-汽性状. 模拟的好处是显而易见的. 格罗尔梅斯和福斯克[70]用氟利昂 11 模拟钠从复杂形状容器向外的喷溅. 尼克斯和瓦尚[71] 在一个缩小的系统内用 7 bar 的水作了喷放试验，得到了许多类似于全尺寸系统的特性. 用数学模型算出的结果与穆迪[43] 的结果符合得很好. 其它一些数学模型[72,78]有助于对喷放过程的全面理解.

最近，在美国原子能委员会的巴特尔西北实验室（Battelle Northwest），根据制订的安全壳系统实验（CSE）计划，已经做了另一些大尺寸试验[79,82]. 这些研究是根据设想的反应堆管路事故来做的，目的是对大反应堆安全分析中应用的方法进行校验. CSE 反应堆系统的理论分析揭示：为了把计算值调整到与观测结果相符，必须引入一些经验系数.

读者从这一领域的最新研究工作数量之多，从已经取得的结果差别之大，就可以对两相流和有压排放的复杂性有所了解. 显然，为了把极大量的实验数据与已经大有进展的理论协调起来，还有大量工作要做. 本评论只能对这些研究工作中的少数几个作详细讨论，作者为能从这些研究人员那里自由引用有关资料向他们表示感谢. 对于期望从事这一领域

工作的人员，作者建议他们详细研究所列举的参考文献.

鉴于上述瞬态两相流现象的深冷剂实验数据十分稀少，因此前面的讨论不得不主要考虑高沸点的流体. 因此引出的结论对深冷流体来说只是一些定性资料. 在作实验取得更多数据之前，设计人员应从一定程度的工程直观出发，谨慎地应用这一章列举的结果.

13.7 符　　号

C_p = 比热容
C_{pvf} = 按膜温计算的蒸汽比热容
D = 直径，水力直径
f = 平均达西(Darcy)摩擦系数
G = 质量流密度
h = 传热系数
h_{co} = 膜态沸腾时的对流传热系数
h_E = 喷放流出的比焓值
h_e = 出口工况下的比焓
h_{fg} = 汽化潜热
h_r = 膜态沸腾时的辐射传热系数
K = 热导率
k_{vf} = 按膜温计算的蒸汽热导率
L = 长度
M = 质量
M_l = 液体质量
M_v = 蒸汽质量
N_W = 韦伯(Weber)数
ΔP = 压力振荡的振幅
P_{ext} = 外压
P_m = 平均压力
P_{vp} = 蒸汽压力
P_0 = 沸腾起始点的压力
r = 空穴口的半径
ΔT = 表面温度与饱和温度之差
T_b = 整体温度
T_l = 液体温度
T_{sat} = 饱和温度
T_{sm} = 平均饱和温度
T_w = 表面温度
t = 时间
U = 内能
U_∞ = 球速度
u_i = 比内能的初始值
u_l = 液体的比内能
u_{lv} = 液-汽混合物的比内能

c_l = 液体的比容

c_{lv} = 液-汽混合物的比容

$()^*$ = 某个量与其初始值之比

希腊字母

μ_{vf} = 按膜温计算的蒸汽动力粘度

θ = 接触角

ρ_l = 液体密度

ρ_{vf} = 按膜温计算的蒸汽密度

σ = 界面的表面张力

ϕ = 空穴的圆锥角

13.8 参 考 文 献

[1] M. T. Cichelli and C. F. Bonilla, *AIChE Trans.* 41, 755(1945).

[2] C. Corty and A. S. Foust, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 51 (17), 1(1955).

[3] P. Griffith and J. D. Wallis, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 56(30), 49(1960).

[4] S. G. Bankoff, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 55(29), 87 (1959).

[5] S. G. Bankoff, *AIChE J.* 8(1), 63(1962).

[6] D. S. Cryder and A. C. Finalborgo, *AIChE Trans* 33, 346(1937).

[7] F. Kreith and M. J. Summerfield, *ASME Trans.* 71, 805 (1949).

[8] I. A. Raben, R. T. Beaubouef, and G. E. Commerford, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 61(57), 249(1965).

[9] D. A. Huber and J. C. Hoehne, *ASME Trans. J. Heat Transfer* 85C, 215(1963).

[10] J. H. Lienhard and V. E. Schrock, *J. Heat Transfer, ASME Trans.* 85C(3), 261(1963).

[11] J. H. Lienhard and K. Watanabe, *J. Heat Transfer, ASME Trans.* 88C(1), 94(1966).

[12] J. H. Lienhard and V. E. Schrock, *Intern. J. Heat Mass Transfer* 9(4), 355(1966).

[13] S. E. Isakoff, in *Ninth Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Reprints of Papers, Stanford Univ. Press (1956), p. 15.

[14] M. Markels, R. Durfee, and S. Richardson, NYO-9500, Atlantic Research Corporation, Alexandria, Virginia (1960).

[15] J. H. Gibbons, Ph. D. Dissertation, Univ of Pittsburgh (1961).

[16] S. W. Wong and W. Y. Chon, *AIChE J.* 15(2), 281(1969).

[17] D. A. DiCicco and R. J. Schoenhals, *ASME Trans.* 86C(3), 457 (1964).

[18] J. L. Carson, Ph. D. Dissertation, Purdue Univ. (1963).

[19] L. C. Burmeister and R. J. Schoenhals, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **2**, 371(1969).
[20] K. E. McCoy, R. J. Schoenhals, and E. R. F. Winter, in *Proceedings of the* 1970 *Heat Transfer and Fluid Mecharics Institute* Stanford Press (1970), p. 4.
[21] P. W. McFadden and P. Grassman, *Intern. J. Heat Mass Transfer* **5**, 169(1963).
[22] R. L. Semeria, *Proc. Inst. Mech Eng.* 1962, 57.
[23] A. E. Bergles and W. G. Thompson Jr., *Intern. J. Heat Mass Transfer* **13**, 55(1970).
[24] H. Merte, Jr. and J. A. Clark, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 86C(3), 351(1964).
[25] T. M. Flynn, J. W. Drager, and J. Roos, in *Advances in Crygogenic Engineering*, Vol. 7, Plenum Press, New York (1962), p. 539.
[26] T. H. Frederking and J. A. Clark, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 8, Plenum Press, New York (1963), p. 501.
[27] L. A. Bromley, *Chem. Eng. Progr.* **46**, 221(1970).
[28] N. Zuber, AECU-4439, Physics and Mathematics (1959).
[29] N. Zuber, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 80C, 711(1958).
[30] P. J. Berenson, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 83C, 351 (1961).
[31] L. C. Witte, L. Baker, Jr., and D. R. Haworth, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 90C, 394(1968).
[32] L. C. Witte, *ASME Trans., J Heat Transfer* 90C, 9(1968).
[33] S. Sideman, *Ind. Eng. Chem.* **58**(2), 54(1966).
[34] A. I. Krakoviak, ORNL TM-618 (1963).
[35] L. S. Tong, *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*, John Wiley and Sons, New York (1965).
[36] R. R. Kepple and T. V. Tung, "Two-Phase Gas-Liquid System: Heat Transfer and Hydraulics—An Annotated Bibliography" ANL-6734, USAEC Report (1963).
[37] J. A. Boure, A. E. Bergles, and L. S. Tong, ASME paper 71-HT-42.
[38] E. Giffen, *Engineering* **150**, 134—136, 154—155, 181—183 (1940).
[39] J. Kestin and J. S. Glass, *Aircraft Engineering* **23**, 300(1951).
[40] R. Progelhof and J. A. Owczarek, *AIAA J.* 1, 2182(1963).
[41] J. Kestin and J. S. Glass, *Proc. Inst. Mech. Eng.* **161**, 250(1949).
[42] R. C. Progelhof, *AIAA J.* **2**, 137(1964).
[43] F. J. Moody, *ASME Trans. J. Heat Transfer* 88C(3), 285(1966).
[44] J. R. Howell and K. J. Bell, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **59**, 88(1968).

[45] G. E. Tanger, R. I. Vachon, and R. B. Pollard, in *Proc: Third Intern. Heat Transfer Conference*, Vol. IV (1966), p. 38.

[46] P. M. Ordin, S. Weiss, and H. Christenson, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 5, Plenum Press, New York (1960), p. 481.

[47] H. S. Isbin and G. R. Gavalas, in *Proc. 1970 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute* (1962), p. 126.

[48] J. K. Ferrell and J. W. McGee, "Two-Phase Flow Through Abrupt Expansions and Contractions," Final Report, Volume III on USAEC Contract At-(40-1)-2950, North Carolina State Univ. Raleigh, North Carolina (June 1966)

[49] H. K. Fauske, ANL-6633, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois (October 1962).

[50] H. K. Fauske, ANL-6779, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois (October 1963).

[51] K. D. Timmerhaus, *Applied Cryogenic Engineering*, John Wiley and Sons (1962).

[52] W. Bornhorst and A. Shavit, "Study of the Boundary Conditions at a Liquid-Vapor Interface Through Irreversible Thermodynamics," Quarterly Progress Report, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts (September 1965).

[53] P. Griffith and G. Snyder, "The Mechanism of Void Formation in Initially Subcooled Systems," Report 9041-26 on Contract Nonr-1841 (39), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts (September 1963).

[54] W. A. Olsen, NASA TN-D-3219 (March 1966).

[55] K. D. Coughren, *Pressurizing Vessel Performance Equations*, BNWL-116, Battelle-Northwest, Richland, Washington (August 1965).

[56] H. K. Fauske, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 59 (61), 210 (1965).

[57] S. Levy, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 87(1), 53(1965).

[58] F. J. Moody, *ASME Trans., J. Heat Transfer* 87C(1), 134(1965).

[59] L. S. Tong, in *Proc. Fourth Annual Symposium on Heat Transfer*, Idaho Falls, Idaho (May 1967).

[60] F. W. Albaugh, J. J. Fuquay, H. Harty, E. E. Voiland, and D. C. Worlton, "Nuclear Safety Quarterly Report," BNWL-433, Battelle-Northwest, Richland, Washington (July 1967).

[61] R. T. Allemann, (Ed.), "Reactor Safeguards Experimental Unit," Battelle-Northwest, Richmond, Washington, Private communication (1967).

[62] K. A. Dietz (Ed.), "Quarterly Technical Report STEP Project: (October 1965—December 1965)," IDO-17167 (September 1966).

[63] K. A. Dietz (Ed.), "Quarterly Technical Report STEP Project: (January 1966—March 1966)," IDO-17186 (November 1966).

[64] K. A. Dietz (Ed.), "Quarterly Technical Report STEP Project: (April 1966—June 1966)," IDO-17187 (January 1967).

[65] R. B. Pollard, MS Thesis, Auburn Univ., Auburn, Alabama, August 1965 (unpublished).

[66] K. A. Dietz (Ed.), "Quarterly Technical Report STEP Project: (July 1966—September 1966)," IDO-17213 (April 1967).

[67] F. J. Moody, "Maximum Two-Phase Vessel Blowdown from Pipes," APED-4827, 65APE4, General Electric Company (April 1965).

[68] "Preliminary Hazards Summary Report, Bodega Bay Atomic Park Unit No. 1," Pacific Gas and Electric Company (December 1962).

[69] C. H. Robbins, "Tests of a Full Scale 1/48 Segment of the Humboldt Bay Pressure Suppression Containment," GEAP-3596, (November 1960).

[70] M. A. Grolmes and H. K. Fauske, ASME paper 70-HT-24 (1970).

[71] G. H. Nix and R. I. Vachon, Report X, Contract NASS-11284, (March 1969).

[72] H. K. Fauske and M. A. Grolmes, ASME paper 70-HT-21 (1970).

[73] H. K. Fauske, *Reactor and Fuel-Processing Technology* 11(2), p. 84(1968).

[74] F. J. Moody, ASME paper 69-HT-31 (1969).

[75] R. E. Henry, *Nucl. Sci. Eng.* 41, 336(1970).

[76] F. J. Moody, *Trans. ASME, J. Eng. for Power* 91(1), 53(1969).

[77] A. N. Nahavandi, *Nucl. Sci. Eng.* 36, 159(1969).

[78] F. J. Moody, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 91(3), 371(1969).

[79] "Dissolved Gas Influence on a PWR Design Basis Decompression," AEC Research and Development Report, BNWL-SA-2746 (January 1970).

[80] "Nuclear Safety Quarterly Report, November, December 1969, January 1970, for USAEC Division of Reactor Development and Technology," BNWL-1315-1, UC-41 (March 1970).

[81] N. P. Wilburn, AEC Research and Development Report, BNWL-1295, UC-80 (April 1970).

[82] "Experimental High Enthalpy Water Blowdown From a Simple Vessel Through a Bottom Outlet," AEC Research and Development Report, BNWL-1411, UC-80 (June 1970).

第三篇　辐射和氦II热传输

第十四章　表面的辐射特性

坦佩尔梅耶和鲁[1]

14.1　引　　言

近年来，已经把许多不同类型的材料和表面的辐射特性编制成表，以便在传热计算中应用。参考文献[1—3]摘要给出了这方面的大量数据，同时详细讨论了计算辐射传热的各种方法。在求解涉及到两个表面之间辐射热交换的工程问题时，通常都作若干理想化的假设，它们是

1. 表面反射要就是完全镜面的，要就是完全漫射的；
2. 表面辐射发射只有漫射一种；
3. 谱(即单色)发射率或反射率都与波长无关；
4. 在反射辐射中不发生极化效应。

虽然这些假设十分粗略，但对于大多数辐射传热计算来说，它们给出的准确度是令人满意的。

但是，如果有一表面的温度比周围气体的由汽压曲线确定的温度低4 K左右，则在该表面上就会形成气体的固相物(深冷沉积物)，而使基底和薄固相层的辐射特性开始变化。其结果，表面辐射特性也就开始偏离上述假设，辐射传热分析

1) 鲁（J. A. Roux），阿诺德工程研制中心，阿诺德空军专门研究机构（APS），田纳西州。

和计算就变得更为复杂。

前几年，为了确定深冷沉积物对表面反射度的影响，已经做了一系列实验和理论工作[4—10]。到目前为止，大多数工作都是用液氮把各种基底冷却到 77 K，然后研究其表面上 CO_2 和 H_2O 的固相物。图 14-1 表示出了某些表面上形成 CO_2 深冷沉积物后总反射度的变化情况。水霜的辐射特性也已作了进一步的测量，这方面特别值得注意的是伍德等[8,11]的工作。这些结果包括了紫外线和接近红外线的波长范围，与图 14-1 上表示出的 CO_2 的结果十分类似。对温度低于 77 K 的 CO_2 和 H_2O 的辐射特性研究得非常不够。但是，坦佩尔梅耶已经揭示[12]：固相 CO_2 在 30—35 K 左右结构发生变化，随后伍德等[11]探测到 H_2O 的固相物冷到 145 K左右时发生类似效应。因之，固化气体的辐射特性还取决于它们的温度。这个使问题复杂化的现象将在下面进一步讨论。除了

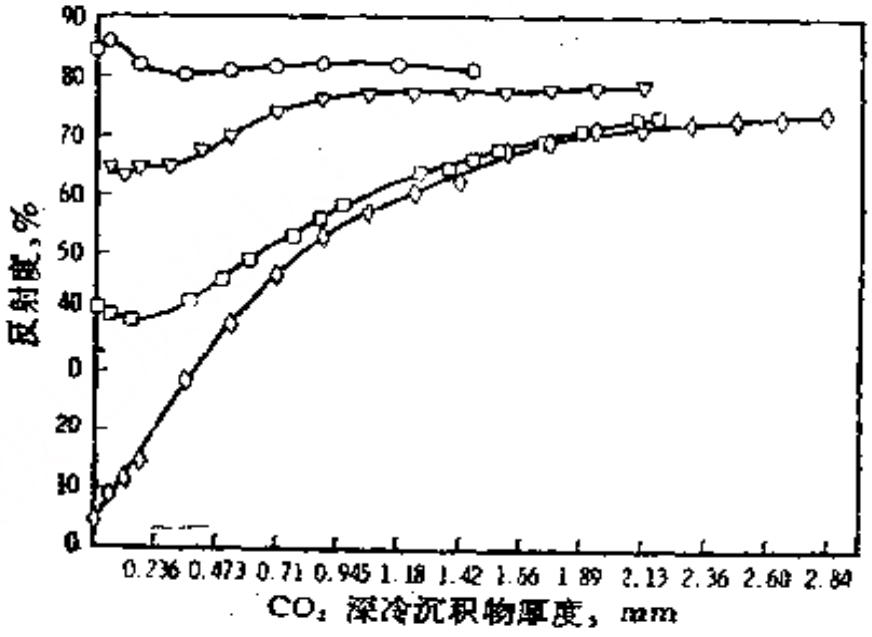


图 14-1 几种深冷抽气板材料上有和没有 CO_2 霜时的反射度
(入射角 30°[5])
○ 镜面； ▽ 抛光铜； □ 没有抛光的铜；
◇ 黑漆 (Cat-a-lac black)

CO_2 和 H_2O 以外，其它气体固相物辐射特性的详细测定做得较少，但是已经观测到：这里对固态 CO_2 所描述的许多特性，它们也是具备的．

14.2 固化层厚度的影响

最初，当固体层很薄时，它是比较透明的，从而总反射度受基底支配（图 14-1）．如果 CO_2 深冷沉积物的厚度达到 2 mm 左右，则基底材料的作用就变得微不足道了，从而表面辐射特性就取决于这些固化气体的辐射特性．因之，在深冷抽气小室内的壁面有效反射度就成为沉积物厚度的函数，而沉积物厚度在小室内各处可能是不均匀的．此外，从深冷沉

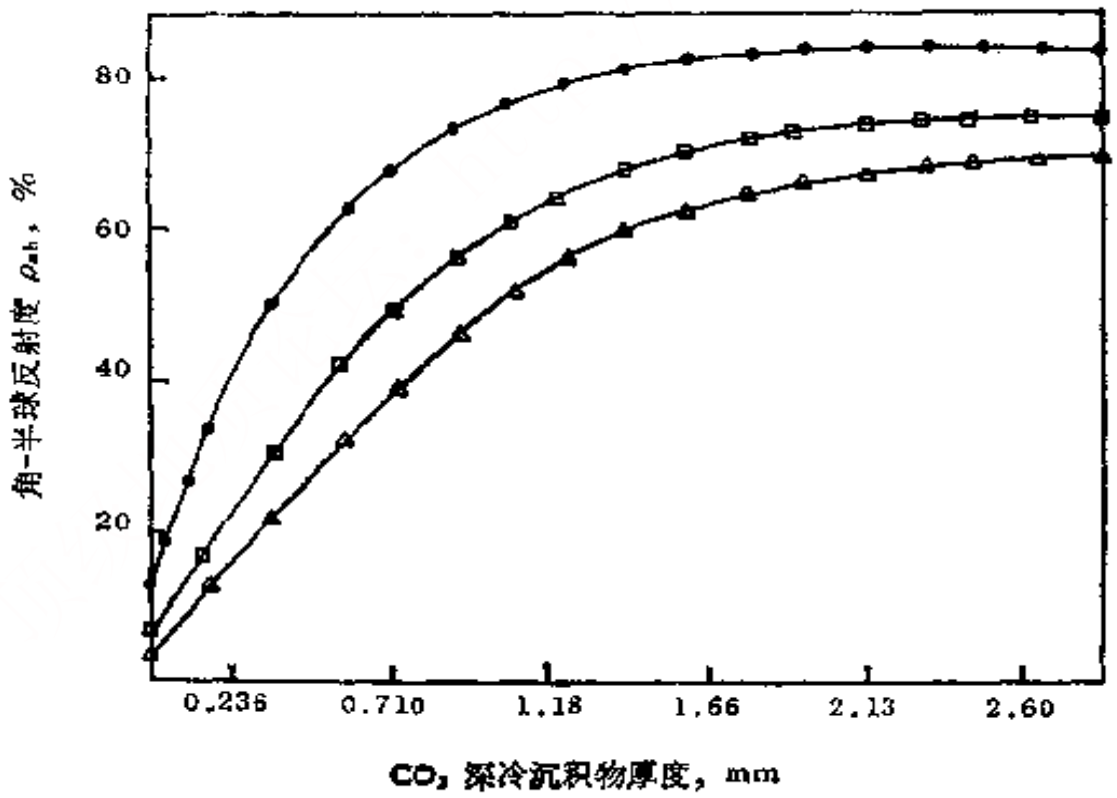


图 14-2 CO_2 深冷沉积物的角-半球反射度随不同的辐射源入射角的变化
基底为黑漆，入射角：○ 60°；□ 40°；△ 10°

积物反射的能量也随角度而变化. 图 14-2 表示出了角-半球反射度随辐射入射角的变化.

角-半球反射度 ρ_{ah} 的定义是: 从一个无穷小面积单元 dA 反射出来而被整个半球空间收集到的通量与入射通量之比，后者是与表面法线成一定角度指向表面的射束. 在所有深冷沉积物厚度下，反射显然都不是漫射的；因此，那些描述两个漫反射表面之间辐射交换的方程是不适用的. 反射度随深冷沉积物厚度的增加归因于内散射. 在视角比较大的方向，反射度也比较大，这是由于射线穿过固化气体的途径比较长，使得散射增加的缘故.

辐射在固态深冷沉积物内的散射已被坦佩尔梅耶等[13]作

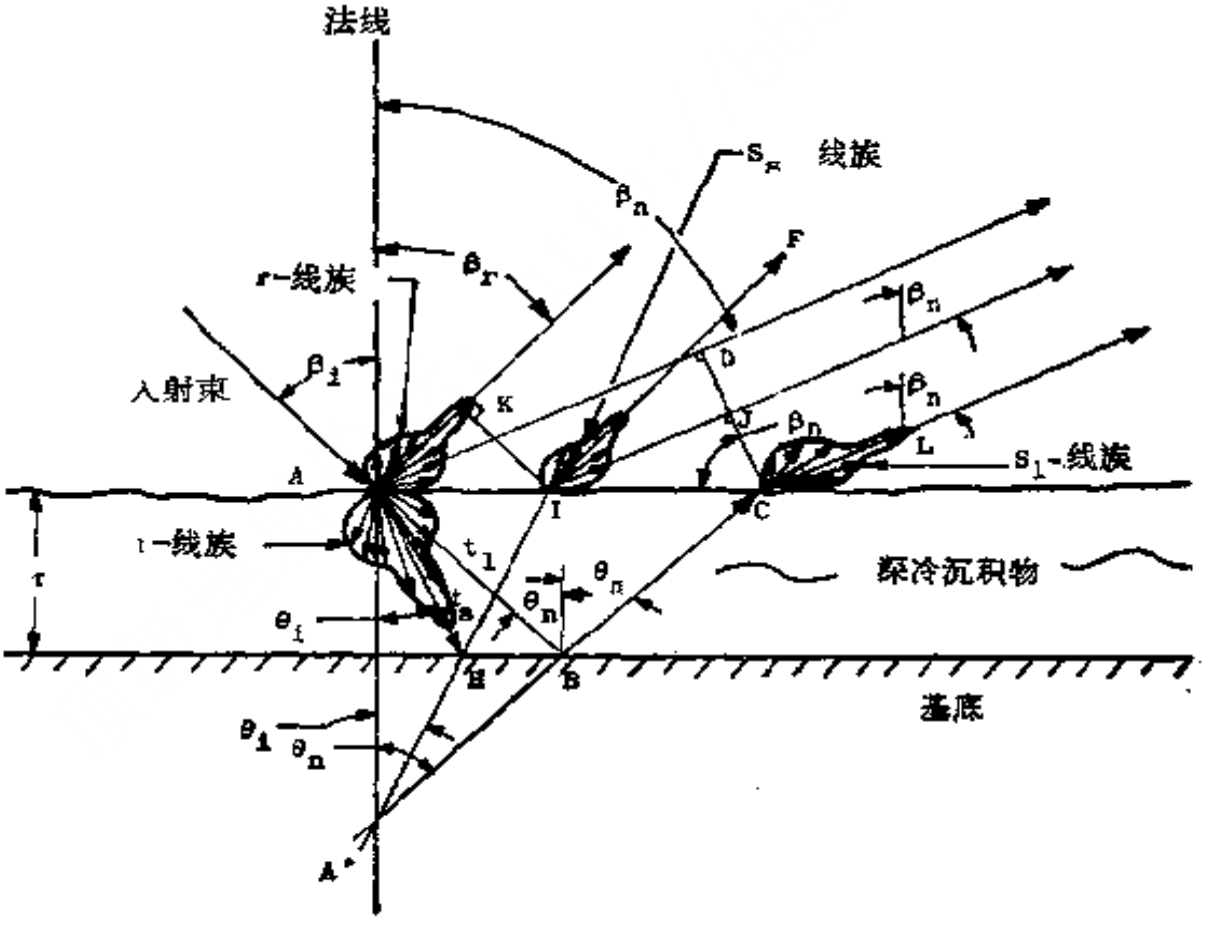


图 14-3a 散射干涉模型的示意图(解析模型和符号的意义见参考文献[13])

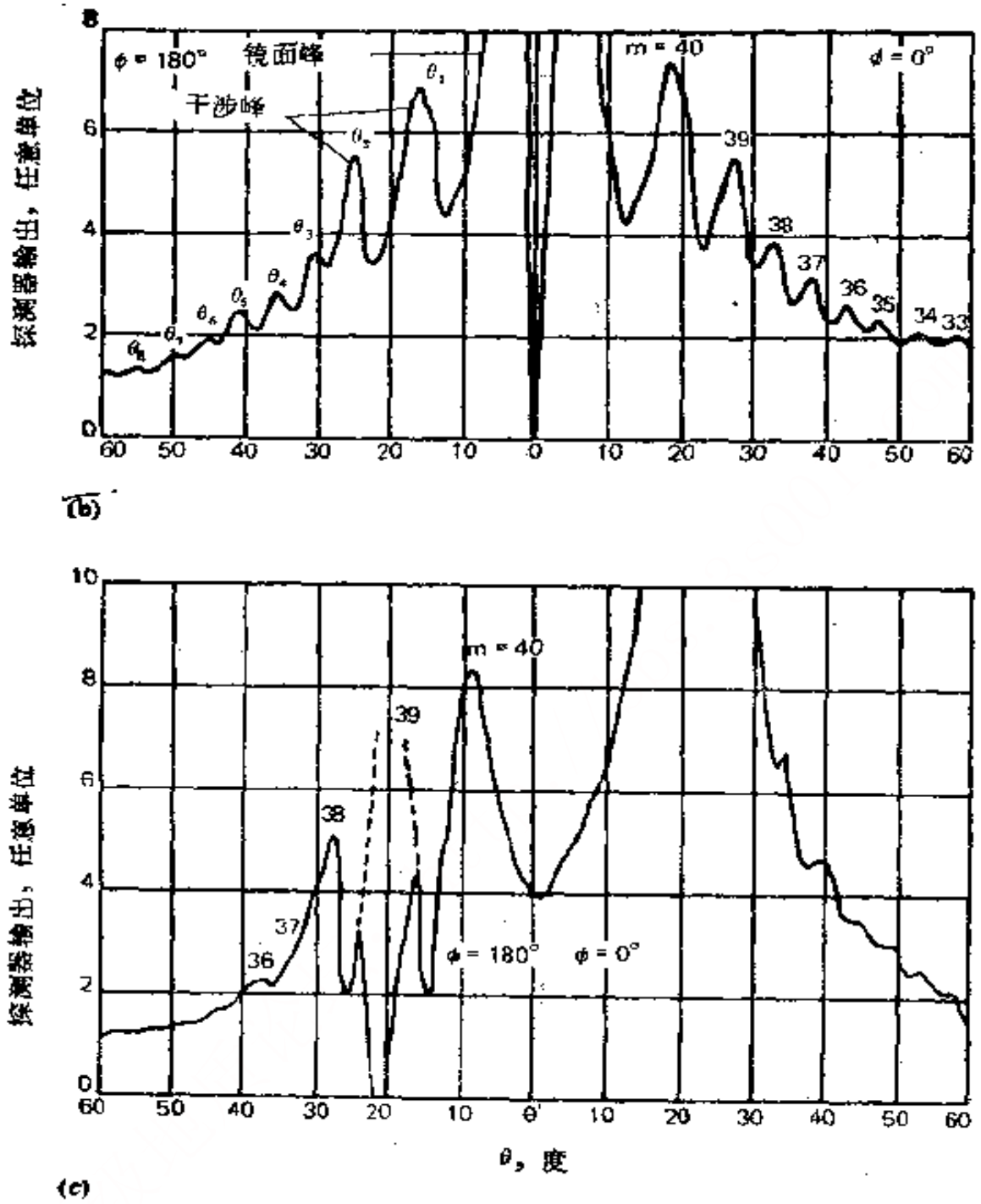


图 14-3b　c 散射干涉图形

$P = 0.05$Pa；　$\xi = 180°$；　$\tau = 2.25\ \mu$m/min；　$\lambda = 0.9\mu$m；　$n = 1.38$.

(b) $\psi = 0°$，$\tau = 13.34\mu$m；　(c) $\psi = 21.5°$，　$\tau = 13.2\mu$m.

了研究. 发生的内散射形式之一简略表示在图 14-3 上。利用这一内散射现象，推导出了一种决定固体层厚度及其增长速率的方法. 当固体层很薄，小于 0.2 mm 左右时，还发生另

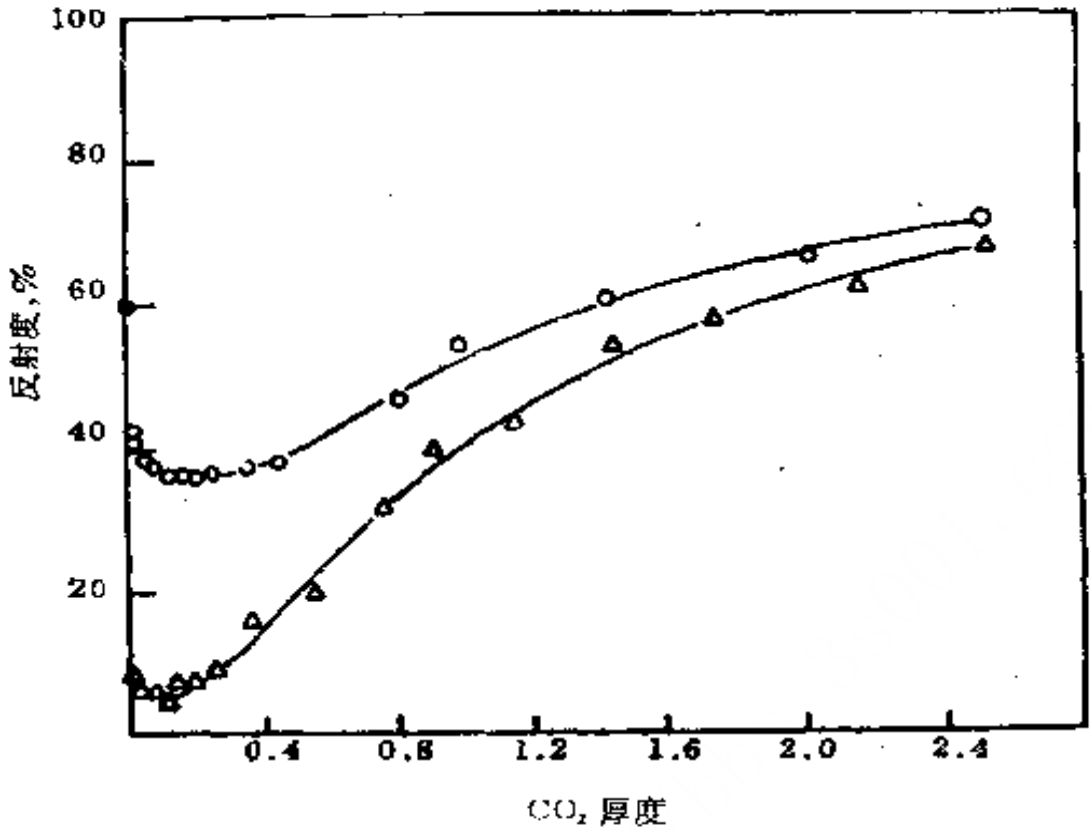


图 14-4 CO_2 深冷沉积物的总反射度随其厚度的变化（$\theta = 20°$，$\lambda = 0.75\ \mu m$）

△ 黑漆基底； ○ 不锈钢基底

一个重要的效应：如图 14-4 所示，反射度最初有所降低，它是由折射率变化所引起的。在沉积物形成之前，辐射强度从折射率为 1 的介质(真空)直接落到基底。在形成很薄的沉积物之后，辐射强度必须穿过一层折射率大于1[6]的薄膜。在沉积物-基底界面上折射率的这一相对变化，使得壁面反射度突然下降。如果深冷沉积物厚度继续增长，则其内部的内散射开始起主要作用。由于能量在能够穿透达到吸收它的基底之前已被沉积物散射掉，因此内散射有效地增大了壁面反射度。

14.3 波长的影响

图 14-5 表示出了各种沉积物厚度下黑色基底上 CO_2 沉

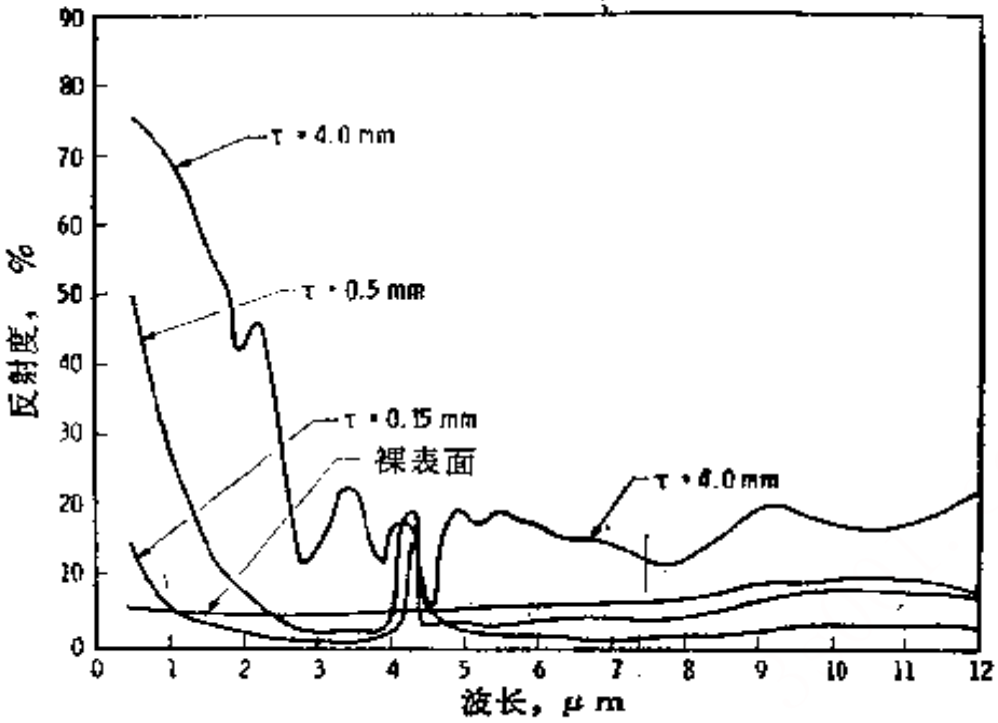


图 14-5　在黑色环氧树脂涂料上 CO_2 深冷沉积物的红外区反射度 ($\theta_r = 10°$[8])

积物有效反射度随频谱的变化．再一次明显看出：由于折射率的相对变化，反射度最初随沉积物增厚而减小．当沉积物继续增厚时，反射度由于散射而增加．从图看出，在某些波长区内，沉积物的吸收度较强．但是，对太阳辐射来说，所有波长的净效应还是使反射度增加，就象参考文献[8]中对黑色基底所示的一样．在不锈钢基底上沉积的固体 CO_2 的类似数据于图 14-6 上给出．如图 14-1 所示，当沉积物增加到一定厚度以后，在可见光波长范围内的总反射度就不再与气体在其上固化的基底有关．但是，把图 14-5 和 14-6 所作的比较表明：单色反射度是与波长有关的，在近红外区更是如此．当波长大于 5 μm 时，在不锈钢表面上 4 mm 厚的固体 CO_2 层的单色反射度大约为黑色表面的 2.5 倍．因之，在近红外区，固化气体的辐射特性不仅与波长有关，而且在某种程度上还

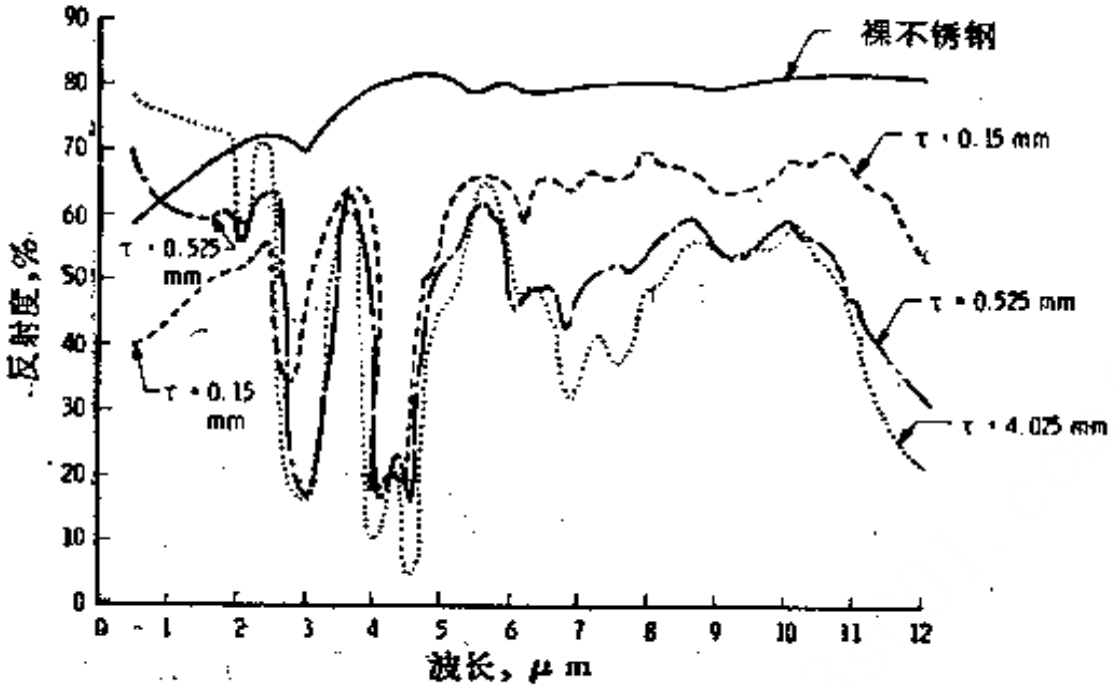


图 14-6　在不锈钢上 CO_2 深冷沉积物的红外区反射度（$\theta_p = 10°$[81]）

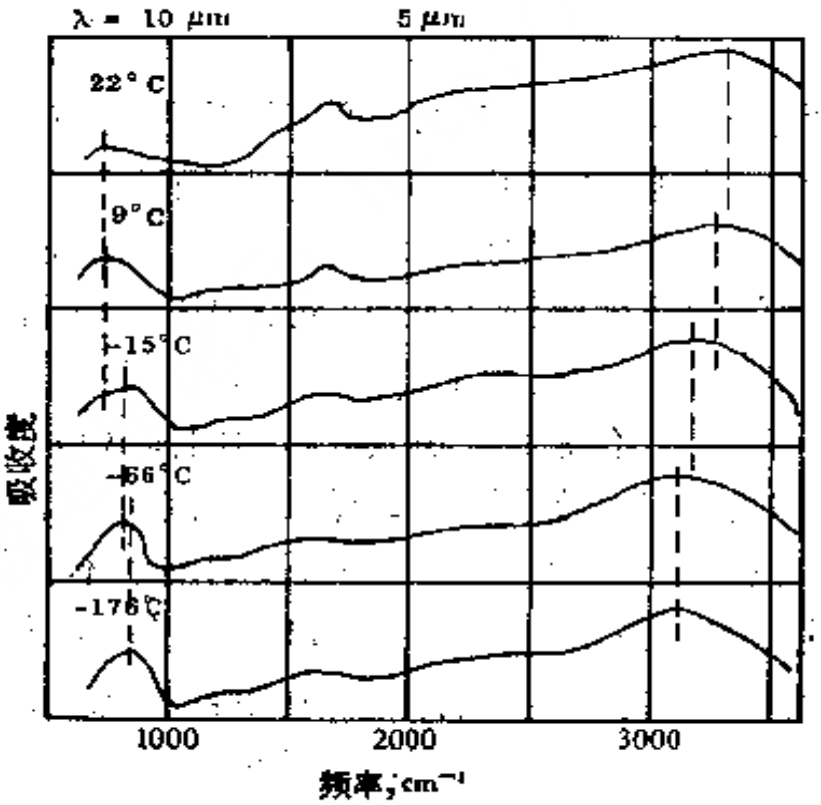


图 14-7　温度对冷却板上凝固的 H_2O 冰薄膜的单色吸收度的影响[14]

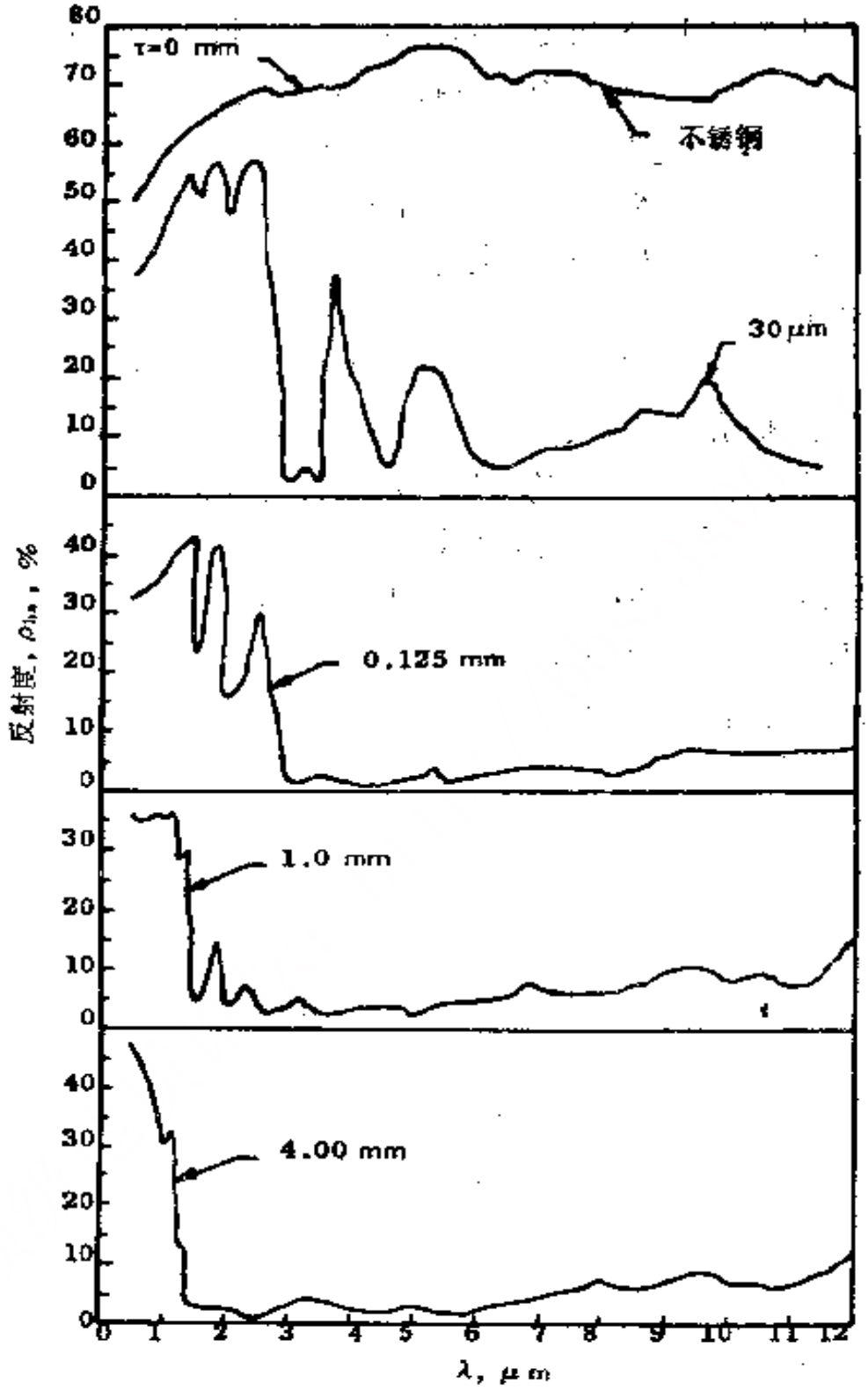


图 14-8　在抛光不锈钢基底上形成的非晶形 H_2O 深冷沉积物的单色反射度

沉积压力 3.7 Pa; $v = 0.825$ μm/s; $\theta = 10°$[11]

与基底材料有关.

图 14-7 和 14-8 摘要表示出了 H_2O 冰的辐射特性随波长的变化. 在大气压力和各种接近冰冻的温度下，近红外区水和冰的相对吸收度表示在图 14-7 上. 在这个情况下，冰是由液相形成的，冷水与冰二者的红外区吸收率并无多大差别. 但是可以看出：与吸收峰相应的波长随温度降低而稍有偏移. 图 14-8 扼要表示出了伍德等[11]一些较新的测量结果. 他们测定了用液氮冷却到 77 K （−195℃）的表面上深冷沉积的 H_2O 的半球-角反射度. 在这个情况下，冰是直接由气相形成的. 用这种方式形成的 H_2O 冰的反射度很低，也就是说，它与由液相形成的冰相比，吸收红外辐射的能力更强.

图 14-8 还表明：在波长为 1.05 和 1.25 μm 处为弱吸收带，在 1.5，2.0 和 3.0 μm 附近为强吸收带. 也观察到在 3μm 和 12 μm 之间有一个宽的强吸收区. 图 14-6 表示出了 CO_2 冰在大约 2 μm 处有一个弱吸收带，而在 2.5 和 4.0 μm 附近有一个强吸收带. 一般来说，电磁辐射的这些强吸收区，与气相的 H_2O 和 CO_2 的强吸收区是非常一致的.

14.4 固相结构特性的影响

深冷沉积物的辐射特性除了与角度、频谱、基底和波长有关外，还由于它们本身结构不同而增加了问题的复杂性. 冰除了在高压下凝成的常见形态以外，在低压下凝成的有另外三种形态. 其中两种是结晶形态，即六角形和立方体，第三种形态称为非晶形态(即没有晶形结构). 究竟在哪种条件下可以形成哪一种形态，这是许多研究人员的研究课题，并已得到了大量实验数据. 这些研究工作的摘要已由杉崎（Sugisaki）等[14]制成表. 对于大气压下由液体凝成的冰，只观察到一种

六角形结构. 普遍赞同的意见是：在真空下，如果表面温度为 115 K 或更低，则在它上面由汽态直接凝成的 H_2O 沉积物将呈非晶形态. 如果试验表面处于大约 115 和 150 K 之间，则凝成的沉积物将呈立方结晶形态[8]. 对于温度高于 150 K 的试验表面，凝成的霜将呈六角形态. 人们通常也都认为，凝成不同形态的这些温度不是很严格的. 因此，在两个区交界的温度附近，可以观察到冰的不同结晶形态的混合物.

以不同方式凝成的 H_2O 冰，其辐射特性是有差别的，把图 14-7 和图 14-8 加以比较就可以推断出这一点，这个差别是由冰的结构特性不同引起的. 在图 14-7 上给出的这些数据是根据从液态凝成的 H_2O 冰得到的，这些冰具有晶形结构，多半是六角形结构；而图 14-8 上的这些结果是从非晶形结构的冰得到的. 一般来说，作这样的设想是合理的：非晶形结构的反射特性更接近漫射，但它们还不是完全漫射的反射体.

如果允许非晶形霜升温，则其结构也可能发生变化，注意到这一点也是很重要的. 在这个情况下，可以设想非晶形的霜或冰有各种各样的晶形结构. 坦佩尔梅耶[12]在研究非晶形固态 CO_2 的吸着能力时，多半是第一个注意到了这个现象. H_2O 沉积物具有多种结构这一事实，意味着这些沉积物的半球-角反射度可能变化十分剧烈. 伍德等[11]用数据证实：H_2O 深冷沉积物的结构由于升温而变化时，其反射度也发生变化. 他们的结果在图 14-9 上给出. 在这个特殊情况下，当非晶形霜转变为较密实的结晶形态时，H_2O 霜层的半球反射度几乎增加一倍. 结构的变化可能使散射体的数目和尺寸发生变化. 一般认为辐射能是被深冷沉积物内部的空洞所散射的，因为马勒（Muller）[9] 已经报道非晶形冰的比重只有 0.81.

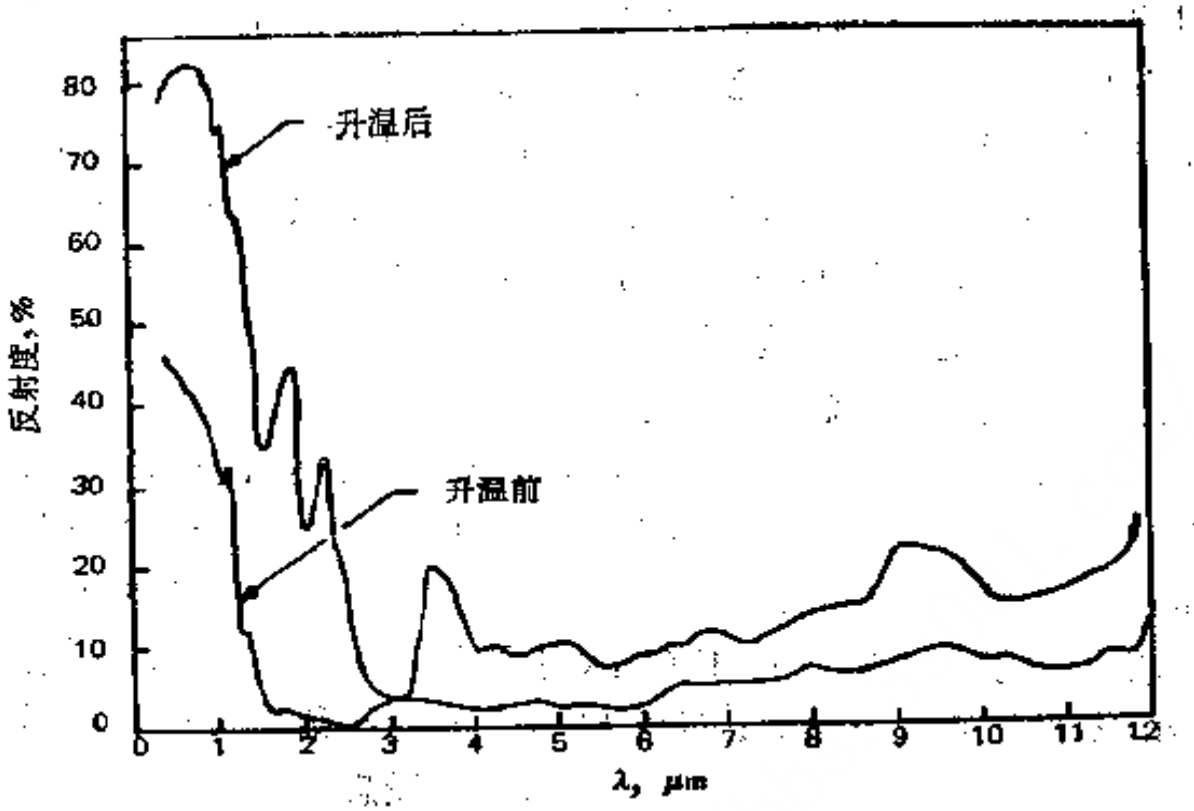


图 14-9 不锈钢上 4 mm H_2O 沉积物在升温前(非晶形结构)和升温后(六角形结构)的反射度之比较

实验步骤：(1) 在测得预热实验数据之后，把系统用极干燥的氮加压到 0.987bar，保持 1 小时左右；(2)小室抽真空到 0.013 Pa；(3)中断液氮供应，使试验表面升温到 200 K 以上；(4)将试验表面冷却，回到 100 K；(5) 测量单色反射度

14.5 理论推导

所有实验结果都表明：影响气体固相物辐射特性的因素很多，因此，建立以公式计算它们辐射特性的理论模型是困难的，尽管如此，还是取得了一定进展．梅里亚姆(Merriam)[10]用理论分析法研究了气体凝固沉积物的辐射特性．他研究了被镜面包围的吸收和散射的介质．所用的几何构形如图 14-10 所示．假定在顶部界面辐射能的反射和透射符合弗雷斯内尔（Fresnel）方程．对各向同性散射的情况，求解了辐

射传输方程，得

$$\mu = dI/d\tau = -I + \frac{1}{2}\omega\int_{-1}^{1} I(\tau,\mu')d\mu' \quad (14\text{-}1)$$

式中 $\mu' = \cos\theta$，$\omega = \tau/(\tau + k)$，τ 是单色散射系数，k 是单色吸收系数。梅里亚姆用的边界条件为

$$I(\tau_0, -\mu) = [1 - \rho_{12}(\mu_1)]m_2^2 + \rho_{21}(\mu)I(\tau_0, \mu)$$
$$I(0, \mu) = \rho_{23}(\mu)I(0, -\mu) \quad (14\text{-}2)$$

式中 ρ_{12} 表示从真空射向固相沉积物的辐射的弗雷斯内尔反射度，ρ_{21} 是从沉积物射向真空的辐射的弗雷斯内尔反射度，

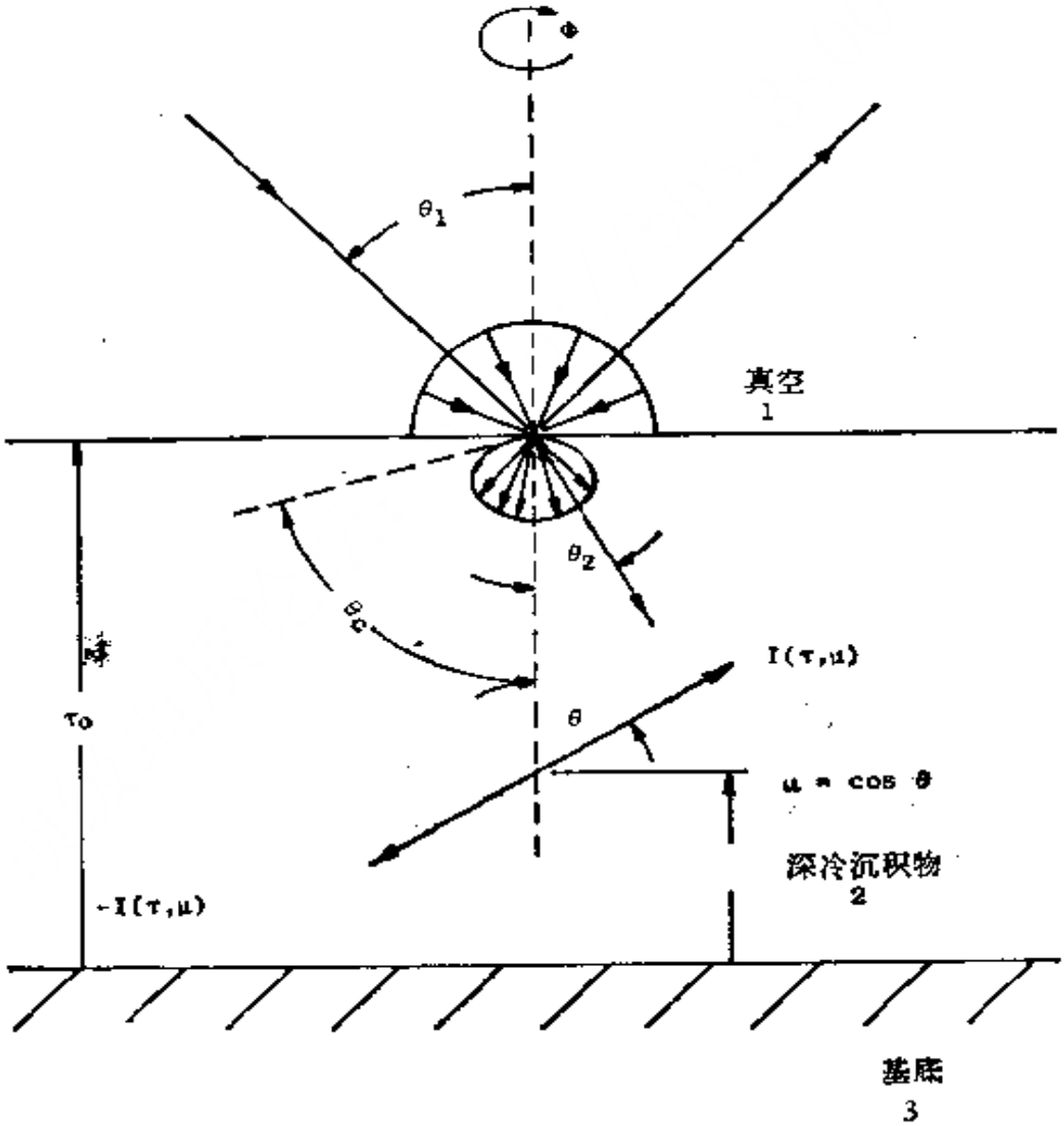


图 14-10　梅里亚姆模型中符号的定义

ρ_{23} 是从沉积物射向基底的镜面反射度，μ_1 与 μ 通过斯内尔(Snell)定律联系起来. 半球-角反射度给出为

$$\rho_{hs}(\mu) = \rho_{12}(\mu_1) + \frac{1-\rho_{12}(\mu_1)}{n_2^2}\frac{I(\tau_0,\mu)}{I_0} \quad (14\text{-}3)$$

式中 I_0 是漫射入射强度，n_2 是沉积物的折射率. 解用所得到的系数矩阵的本征值和本征向量给出. 该解的结果表示在图 14-11 上，图上所示的趋向与图 14-4 上实验结果显示的相同. $\omega = 0.4$ 的那些曲线对应于强吸收沉积物，例如在红外区的 H_2O. $\omega = 1.0$ 的那些曲线对应于在可见光区 ($\mu \doteq 0.75$ μm) 的 H_2O 或 CO_2 沉积物.

在基底具有强和中等反射度的情况下，如果对于 $\omega = 1.0$ 的光学厚度增加 ($0 \leqslant \tau_0 \leqslant 1$)，则反射度将下降，其原因在

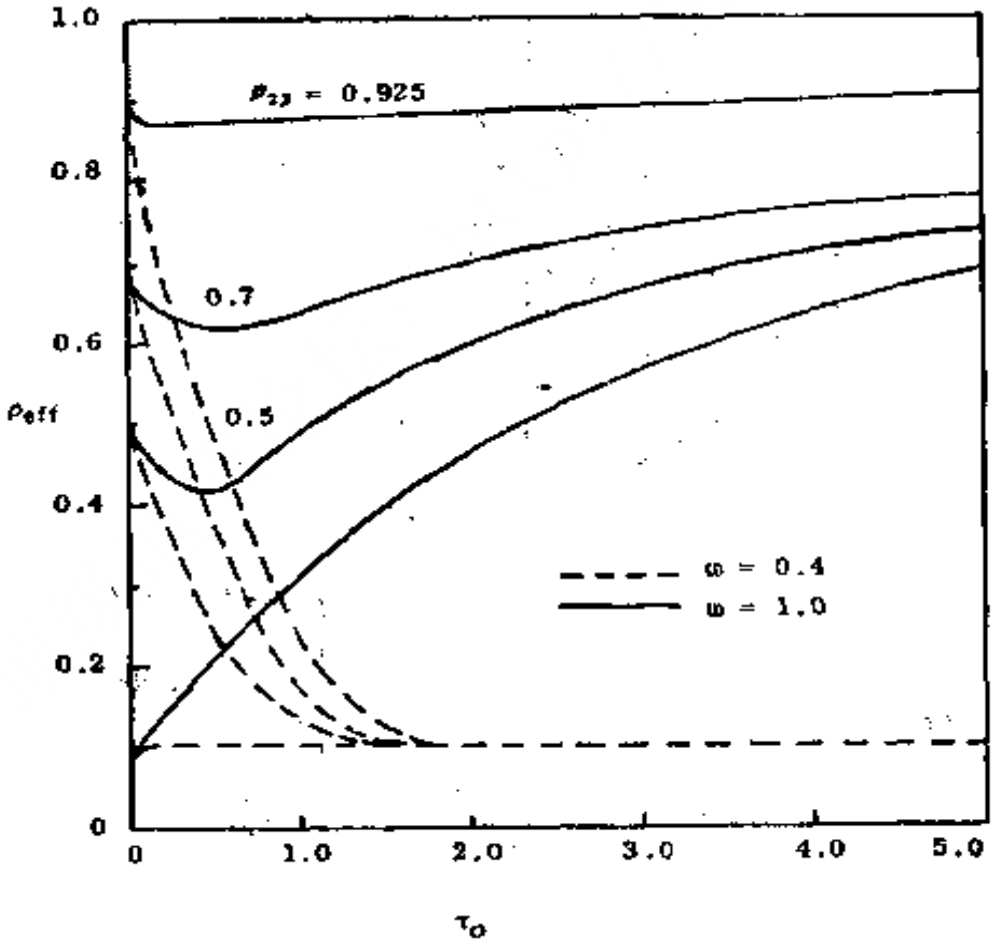


图 14-11 用梅里亚姆模型算出的反射度

于：在从内部散射来的辐射能中，以大于临界角的角度入射到深冷沉积物-真空界面的那部分将全部被俘获。在顶部界面上的这个临界角效应与光滑电介质的斯内尔定律和弗雷斯内尔反射定律有关。$\omega = 0.4$ 的那些曲线逐步逼近一个与基底无关的值。由于沉积物是强吸收体，因此反射度将急剧降低。

14.6 应　　用

辐射的入射角、频谱、在表面上凝成的深冷沉积物的内部结构和厚度以及基底材料，对沉积物的辐射特性可能都有很大的影响。在要求高度准确的计算中，必须考虑所有这些效应。此外，因为深冷沉积物不是漫射的反射体，所以对于复杂的几何构形，附有膜状沉积物的各表面之间的辐射交换很难计算。即使对于简单的几何构形，深冷沉积物的辐射特性在计算中也是重要的。深冷沉积物的单色吸收系数和单色散射系数都还不知道。此外，现有的 H_2O 和 CO_2 深冷沉积物的折射率数据也只限于有限的波长区[6,9]。因此，只有在已取得实验数据(例如本文所示的某些数据)的区域内，才能作出可靠的辐射传热计算。因此，米尔斯（Mills）和史密斯[4]做了一个很有意义的实验，他们在热力真空试验中，改变深冷沉积物的反射特性，测量了它们对简单结构的温度的总效应。

在宇宙空间中，以宇航飞行器发射和反射的热辐射不再回到飞行器。当在宇航模拟室中作环境试验时，为了正确模拟这些条件，要求从模拟室壁面入射到试验模型上去的辐射总量最小；因而，模拟室壁面的反射度应很低。为了尽可能接近又尽可能现实地模拟宇宙间的黑体本底，把热力真空室的壁面冷却到液氮温度，从而使壁面发射给飞行器的辐射小到

可以忽略不计．试验模型的释放气体（例如 H_2O 和 CO_2）很容易在模拟室壁面上凝固，从而使壁面的有效反射度发生变化．如上所述，凝固气体的存在可能对试验模型的热平衡有重大影响．当模拟室壁面上出现薄膜时，其反射度下降，吸收的能量增加，因而试验模型的温度最初有一个降落，如图 14–12 所示．增强壁面吸收可以使反射回到试验模型的辐射减少，从而降低模型上的热负荷．试验模型的平衡温度最初有所下降是壁面反射度降低的直接结果，这用本章介绍的很薄深冷沉积物的某些数据即可加以说明．

气体固相物的辐射特性不仅可能对宇航飞行器的热力控制产生重大影响，而且对深冷流体的长期贮存也有重大影响．存在深冷沉积物可能影响到要求配置用深冷剂冷却的反射

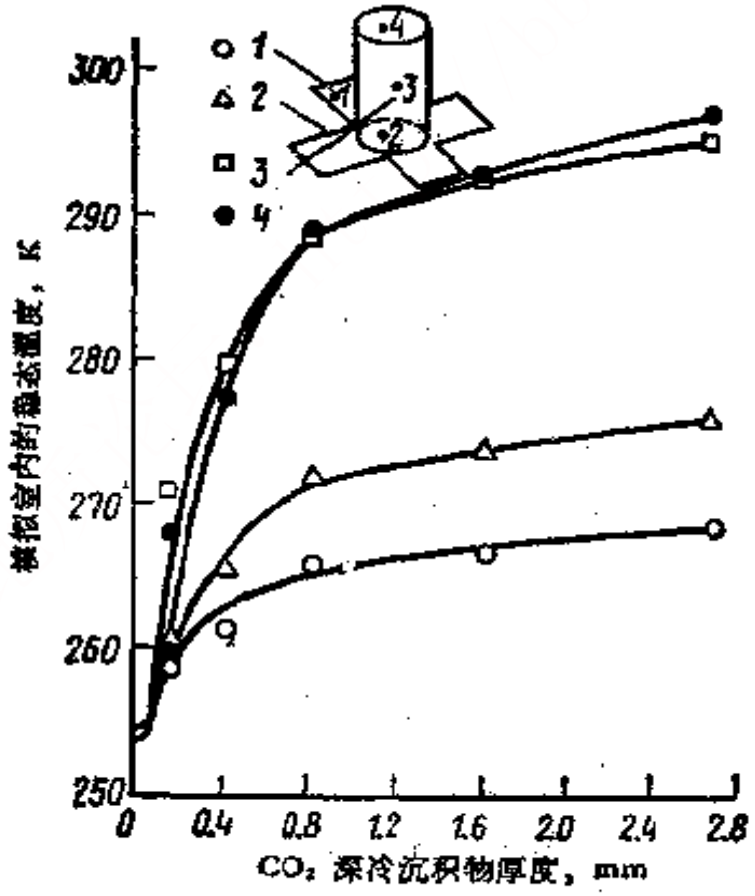


图 14–12　CO_2 深冷沉积物厚度对带有叶片轮的圆柱状宇宙飞船模型热平衡的影响[4]

镜、窗口或透镜等的实验装备；此外，薄的沉积物可能影响用作校验标准的低温黑体。工程技术人员在作真空条件下的热平衡计算时，决不应忽视由于释放气体产生的深冷沉积物的可能影响。其它一些表面效应，例如粗糙度和极化，在参考文献[15]中都有很好的概括。

14.7 参 考 文 献

[1] E. M. Sparrow and R. D. Cess, *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont, California (1966).

[2] H. C. Hottel and A. F. Sarofim, *Radiative Transfer*, McGraw-Hill Book Co., New York (1967).

[3] D. C. Hamilton and W. R. Morgan, NASA TN 2836(1952).

[4] D. W. Mills and A. M. Smith, *Spacecraft and Rockets* 7, 374 (1970).

[5] B. A. McCullough, B E. Wood, and J. P. Dawson, Arnold Engineering Development Center TR-65-94, Arnold Air Force Station, Tennessee (August 1965).

[6] K. E. Tempelmeyer and D W. Mills, *J. Appl. Phys.* 39(6), 2968 (1968).

[7] A. M. Smith, K. E. Tempelmeyer, P. R. Muller, and B. E. Wood, *AIAA J.* 7(12), 2274(1969).

[8] B. E. Wood, A. M. Smith, B. A. Seiber, and J. A. Roux, Arnold Engineering Development Center TR-70-205, Arnold Air Station, Tennessee (1970).

[9] P R. Muller, Ph. D. Dissertation, Univ. of Tennessee (June 1969).

[10] R. L. Merriam, Ph. D. Dissertation, Purdue Univ. (June 1968).

[11] B. E. Wood, A. M. Smith, J. P. Roux, and B. A. Seiber, *AIAA J.* 9(9), 1836(1971).

[12] K. E. Tempelmeyer, *J. Vac. Sci. Tech.* 8, 575(1971).

[13] K. E. Tempelmeyer, B. E. Wood, and D. W. Mills, Arnold Engineering Development Center, AEDC, TR-67-226 (December 1967).

[14] M. Sugisaki, H Suga, and S. Seki, *Physics of Ice*, Plenum Press, New York (1969), p. 329.

[15] D. K. Edwards, *J. Heat Transfer* 91, 1(1969).

第十五章　液氦 II 内的热传输

艾雷伊[1]

15.1　引　　言

很少物理现象能象超流动性那样深刻地从宏观上说明量子效应了[1]．有两个例子是大家熟知的．一个是许多金属在相当低的温度下（低于 20 K）出现的超导现象．第二个是氦的正常同位素 ^{4}He 转变到通称为液氦 II 的超流动态．超流体的这两个优异特性都有重大技术应用的发展前景．超导的应用早已开始[2]，目前有许多工业应用在进行研制．液氦 II 的超流动性在物理上也是独一无二的．目前，液氦 II 的不平常的热机械特性还没有发展到工业应用的阶段，其部分原因是达到它那样的低温太麻烦了．因此，在工业上应用液氦 II 特性的最大前景与利用超导的系统相关联．事实上，这就是氦 II 目前唯一的应用[3]．

15.2　液氦 II 的特性

氦的两种同位素，^{3}He 和 ^{4}He，由于电子壳层结构和小的质量，其范德瓦尔斯结合力都特别弱[4]．这么弱的分子间作用力，再加上大的零点能，就使氦的临界温度和标准沸点都特

1）艾雷伊（R. K. Irey），佛罗里达大学机械工程系，佛罗里达州，盖恩斯维尔．

别低．此外，除非在很高的压力下，否则它们决不会凝结成固相(图 15-1)．

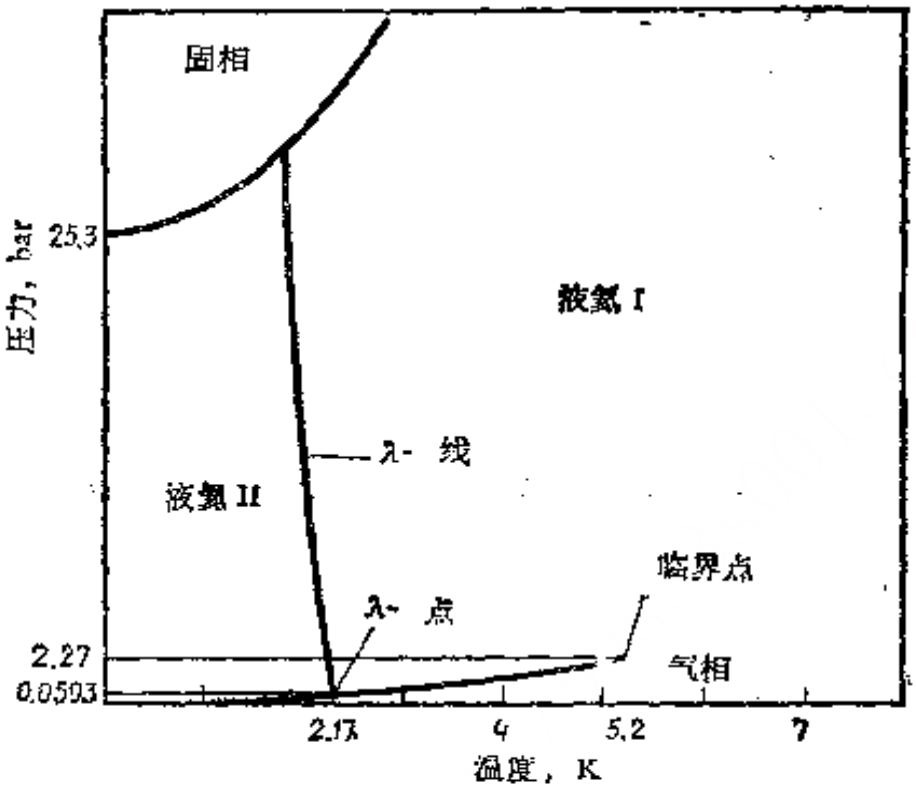


图 15-1 ^4He 的相图(示意图)

氦-4 是玻色子，存在两种液相，液氦 I 和液氦 II，后者是超流动相．虽然已经证明创立令人满意的统计力学理论颇为困难，但液氦 II 内超流动性本质上是由玻色简并所引起，这一点似乎很少有人怀疑．事实上，这个假定为蒂萨(Tisza)的双流体假说提供了基础，后者与实验[5]符合得很好．蒂萨模型把液氦 II 分成两种不同的、互相渗透的组分．玻色简并考虑了这一区分，并认为氦 II 内处于零点能态的那些粒子构成一个组分，称为超流体；处于激发态的那些粒子构成另一个组分，称为正常流体．从而流体总密度是超流体组分密度与正常流体组分密度之和：

$$\rho = \rho_s + \rho_n \tag{15-1}$$

式中每个组分的密度都是温度的单值函数(图 15-2)．

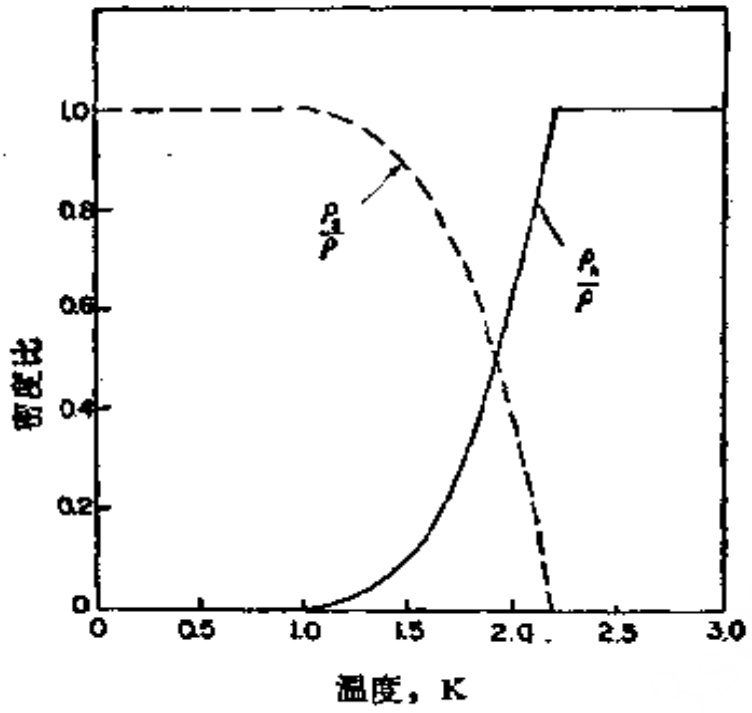


图 15-2　液氦 II 的密度比

但是，为了解释对传热过程极为重要的超流体效应，光是把氦 II 描绘成一个简并玻色系统还不够。在氦 II 的能谱上几乎没有低位激发态使它有可能出现超流体传输特性；因为这样一来，超流体与其周围环境之间就不大可能进行能量交换了。其结果是超流体组分呈现出无粘性的特性。用排除了正常流体流动的波伊索尔（Poiseuille）方法测定粘度，给出的超流体组分的粘度值为零。相反，如果用其它的方法，例如按振荡圆盘的阻尼来测定整体粘度，则由于存在有粘性的正常流体，因此其值并不为零[15,6]。

与此相类似，低温下氦 II 的这一特有的能谱也强烈影响传热率。在温度梯度的作用下，声子传输通过正常组分进行。此外，特有的内对流（将在下面讨论）也起到了传热的作用。温度梯度造成了一个热机械驱动势，它通过伦敦（London）方程与温度梯度联系起来：

$$\nabla P = \rho s \nabla T \tag{15-2}$$

该驱动势使粘性正常流体沿温度梯度方向流动，同时它携带着能量，其值为[1]

$$\bar{q} = \rho s T \bar{v}_n \qquad (15\text{-}3)$$

式中 $\bar{v}_n$ 是正常流体的局部整体速度.

由于系统要满足质量守恒，因而

$$\dot{m} = \oiint (\rho_s \bar{v}_s + \rho_n \bar{v}_n) \cdot d\bar{s} \qquad (15\text{-}4)$$

由方程（15-4）看出，需要有一个指向热源的超流体反向流. 超流体组分的比熵为零，因此，它的流动并不传输热能. 如果超流体的局部整体速度足够低，则它与正常流体或管壁都没有相互作用. 这样就发生特有的内对流，正常流体离开热源，超流体指向热源，从而形成了一个极其有效的热传输机理.

为了弄清楚液氦 II 内超流体热传输的基本限制，下述情况是很重要的. 超流体组分与正常流体组分或容器壁没有相互作用这一点限制了传输过程的效率. 无论是在流动过程还是在传热过程中，超流体组分都会获得动量和机械能，它们可能大到足以造成超流体中的激发，从而发生与正常流体或边界表面的相互作用. 因此存在一个机械能的阈值，它决定了无损耗流动和无损耗热传输的最大速率. 超过这个阈值，在超流体组分中将产生激发，常常认为它们与超流体组分内扰动的起始有关[7]. 第二种临界情况也常常观测到，它是在正常流体内普通扰动的结果.

上文对液氦 II 内与热传输有关的某些现象作了扼要介绍. 更为详细的说明可找有关文献，包括热传输的评述[7]和一些专题书[1,4–6,3–10].

---

1) 方程（15-3）没有按正常组分的 $\rho_n s_n$ 写，而是按单位体积的总比熵 ρs 写出. 因为超流体的比熵为零，$\rho s = \rho_n s_n + \rho_s s_s = \rho_n s_n + 0$，所以这样写是正确的.

15.2.1 卡皮查热导

尽管液氦 II 的有效热导率很大，但是卡皮查(Капица)[11]在早先的实验中发现：从固体向液氦的传热受到一个可观热阻的抑制．以前许多研究人员都认为这个效应是超流体内部的各种过程所引起的[12—14]．最近，在液体 ^3He 中[15,16]，在两个固相之间[17]，以及固相与气体氦之间[16,18]，也都发现了这个效应．斯奈德[19]在最近的评述中甚至断言：卡皮查热阻在所有界面上都存在，只是它的量值在低温下显得更为重要而已．琼斯和彭尼贝克（Pennebaker)[20] 研究了声子辐射传热的极限，可以证明情况确是如此．

可以证明[21]：处于平衡态的固体内部在任意方向上由声子传输的能量为

$$\bar{q}_{ph} = \rho u_{ph} C_s/4 \qquad (15\text{–}5)$$

式中 C_s 是音速，u_{ph} 是声子的比内能．

在低温下，根据德拜（Debye）模型[22]给出的声子能量表达式为

$$u_{ph} = \frac{1}{2} R\theta_D[1 + (6\pi^2/5)(T/\theta_D)^4] \qquad (15\text{–}6)$$

式中 θ_D 是德拜温度．把方程(15–6)代入方程(15–5)，得到的不仅是低温下处于平衡态的晶格内任意给定方向的声子传输率，而且也是从低温固体表面给予另一个介质的声子最高发射率：

$$\bar{q}_{max} = \frac{1}{8} \rho R\theta_D C_s[1 + (6\pi^2/5)(T/\theta_D)^4] \qquad (15\text{–}7)$$

这个量类似于黑体光子发射[1]．虽然在固体中其它一些载体，

1) 与光子发射不同，最大声子发射与作此发射的介质有关．

特别是电子，也可以传输热量，但从固体传给液体的热量主要受方程（15-7）的限制[1]。此外，因为声子激发在液氦 II 内是一个简单过程，所以方程（15-7）也可以用来决定声子吸收的限制。这样就给出了小温差极限情况下的最大净热传输量，它为

$$q_{max} = (2\pi^4 k^2/4\theta_D^2 \hbar)(3n/4\pi)^{2/3} T^3 \Delta T \qquad (15\text{-}8)$$

式中 n 是单位体积的晶格数。ΔT 的系数是卡皮查热导的上限[2]。

如果把任何给定材料现有的最大卡皮查热导数据[3]与按（15-8）式计算的声子辐射极限进行比较，则对于非金属来说，发现某些样品的测量值比声子辐射极限高 70%[4]，另一些低25%。对于金属所作的类似比较发现：少数样品的测量值比极限值高 25%，而对于多数样品则高 10—15%。

在这种情况下，为了处理声子能量和(或)声子速度，德拜连续模型是不能胜任的，根据这一点可以对方程（15-8）提出一些批评意见[17]。此外，某些样品，例如汞[26] 并不满足在液氦 II 温度下的方程（15-6）所给出的低温近似。不过，方程（15-8）似乎给出了十分逼真的上限。

对于给定的样品来说，卡皮查热导比极限值低的原因很多。其中之一是在界面上潜在发射声子的反射。这些反射的原

---

1) 光子发射可以忽略不计，利特尔（Little）研究了电子隧道效应[23]和表面波"超声子"的发射[24]，发现它们的影响不大。

2) 为了给出卡皮查热阻对传热所加限制的定量概念，鲁奈德[19]把铅（低热阻金属）和液氦 II 按方程（15-8）计算的极限值作了比较，液氦 II 处在 1.9 K 下，此时其有效热导率最高。在这个情况下，为了得到等效热阻，要求液氦 II 的直线长度为 175 km。虽然这个比较并不完全确切，因为液氦 II 的热导率与热量流过的通道的尺寸和热流密度有关，但它毕竟说明了卡皮查热阻会起多么重要的作用。

3) 因为卡皮查热阻强烈取决于表面加工情况，所以把具有最大热导的样品拿来进行比较，因为它们的加工情况与理想化的声子发射条件最为接近。

4) 有一个样品[25]超过极限值 7% 左右。

因可能受固体内部结构的制约，与声子-声子散射、声子-电子散射有关，或者最重要的，与声子-缺陷散射有关，而缺陷又与表面本身和它们的反射特性相联系，反射特性则强烈受到表面机加工或化学处理的影响．在表面上的氧化物吸收层内或液体本身内从外部也可以造成反射．从液体向固体的声子传输就受到类似的反射过程(象电子散射这类过程忽略不计，而象旋子[1]散射那些过程则包括在内)的限制．所有这类过程都使热传输率降低到由方程（15-8）决定的极限值以下．

此外，如果声子平均自由程的量值与液氦 II 内的热边界层厚度为同一个数量级，或者比它小，则固体发射的声子中有可观部分将在比液氦 II 整体温度高的温度下被吸收掉．类似地，固体吸收的声子中将有可观数量在比液氦 II 整体温度高的温度下在液体内发射．上述效应表明：传输机理从声子-自由分子区［方程（15-8）即以此为基础］过渡到纯声子连续区，其净效应是把声子传输率减小到由方程（15-8）给出的值之下．

方程（15-8）给出卡皮查热导与 T^3 成正比，这与实验符合得相当好．当用函数

$$h_K = AT^n \qquad (15\text{-}9)$$

拟合实验数据时，大多数情况下得到的 n 在 2.5 与 3.5 之间[2]．应该清楚地认识到：遵循 T^3 关系的实验数据不多并不意味着方程（15-8）本身不适用．这个偏离可能是由于散射机理与温度有关，它使得热流低于方程（15-8）给出的极限值．

从理论上得到的卡皮查热导与德拜温度和单位体积内粒

1）旋子这个名字是兰多（Landau）起的，用来描述对应激发能谱内最小值的极短波长的激发[5,6,93]．

2）有些例外，如汞的数据[243]，$h_K = A - BT$，由于公认的原因，与方程（15-8）的计算值有偏离．

子数的关系式为

$$h_k \propto \theta_D^{-2} n^{2/3} \qquad (15\text{-}10)$$

用它来描述实验数据并不比方程(15-8)更好. 事实上，用 $h_k \propto \theta_D^2$ 拟合实验数据似乎还稍微好一点[19].

卡皮查热阻与表面状态密切相关，这就使它的一般表达式的理论推导变得更为复杂. 清洁的无应变表面给出的热导，为同一材料在有应变和弄脏时的值的 1.5—10 倍[19]. 对于想用机加工或机械抛光工序来净化表面的人来说，特别需要注意这样一点：除非随后有足够时间使表面再结晶，或者用化学侵蚀把某些有应变的材料除去，否则这类净化方法都会使卡皮查热导大大降低.

对某些超导体测量其卡皮查热导，然后应用强磁场使材料回到正常状态之后重复这一测量，用这种办法部分地研究了金属内电子对卡皮查热导的贡献. 与引言中对液氦 II 的讨论相类似，与超导有关的电子对不易与晶格即声子相互作用，因此不参与传热过程. 实际上许多实验人员[25—31]观测到：在软超导体内卡皮查热阻有所增大，在铅内高达10—15倍[31]，而在汞内为 1.3 倍[26]. 在硬超导体内这个效应不太明显，古特莱曼（Gittleman）和博佐斯基（Bozowski)[25] 报道说：在 Sn 中为 1.1，在 In 中为 1.06[1]. 研究超导对卡皮查热导的影响及其量值，除了阐明电子的作用以外，其本身也有极大的实践意义，因为正如引言中所指出的，液氦 II 最有希望的实际应用是冷却超导体. 遗憾的是，已被实验数据证实的上述效应究竟是直接的电子效应，还只是应变的二次影响[33]，这一点目前还没有完全弄清[39].

---

1) 有人[24]作出推测，认为该效应实际上可能是由于在焊料内向软超导体的超导态过渡所引起，特别是因为关威扬（Гуан Вэй-Янь)[32] 报道说锡无此效应，此推测似乎就更有根据了.

哈拉特尼科夫（Халатников）[9,34] 提出了一个模型，它考虑了声失谐，对方程（15-8）作了修正．当两个介质中的声速差别很大时，要满足在任意角度下声子-声子碰撞的动量方程和能量方程是很困难的，声失谐针对的就是这个困难．但是，这样修正后算出的卡皮查热导值比理想表面值高两三个数量

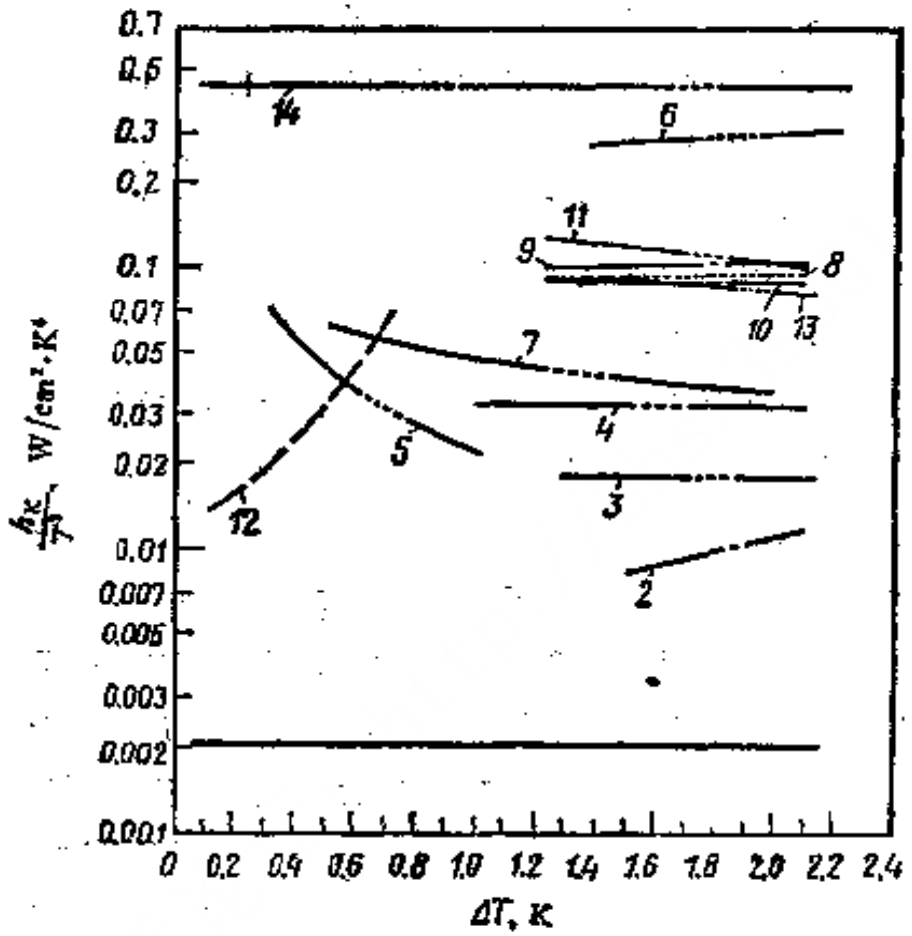


图15-3　铜表面的卡皮查热导

1——哈拉特尼科夫理论[8]；2——修正的哈拉特尼科夫理论[34]；3——怀特-冈萨雷斯（Gonzales）-约翰斯顿（Johnston）[38]；4——齐诺维耶娃（Зиновьева）[59]；5——费尔班克（Fairbank）-威尔克斯（Wilks）[40]；6——布劳（Brow）-奥斯本（Osborne）[41]；7——关威扬[32]；8——约翰逊（Johnson）-利特尔[23]，用机械和化学方法净化表面；9——约翰逊-利特尔[23]，同上，随后放一段时间让其再结晶；10——约翰逊-利特尔[23]，表面置于液氢中机加工；11——约翰逊-利特尔[23]，同上，随后放一段时间让其再结晶；12——安德森（Anderson）-康诺利（Connolly）-惠特利（Wheatley）[42]；13——古德林-艾雷伊[43]；14——声子辐射极限值[48]

级，其结果是过分修正了方程(15-8)，使得与实验数据的符合程度比不修正的方程更差[1]. 有些人想修正哈拉特尼科夫模型，把真实的表面效应[35—37]、界面附近液体密度的增加[36]以及吸收层[21]等都考虑进去，但在改进理论值与实验值的符合程度方面，收效甚微.

为了说明实验数据的变化范围以及与理论的符合情况，图15-3以 $h_k T^{-3}$ 随 ΔT 变化的形式，表示出了某些研究人员用铜得到的结果. 图上还表示出了用哈拉特尼科夫方法和修正的哈拉特尼科夫方法算出的结果，以及声子辐射极限值. 在三篇最新的评述[17,19,37]中，可以找到非常完整的卡皮查热导实验数据表和极为广泛的参考文献.

15.2.2 当 $\Delta T \sim T$ 时的卡皮查热导

可以预期：随着温差的增加，除了方程(15-8)给出的声子辐射极限值之外，另外一些热阻机理也将变得重要起来. 辨认这类附加机理是否出现有一种方法，就是看热导随温度的变化规律与根据声子辐射机理推算的情况是否发生了偏离. 将方程(15-8)对 ΔT 的一次幂线性化. 利用乘法修正因子

$$f = 1 + \frac{3}{2}(\Delta T/T_b) + (\Delta T/T_b)^2 + \frac{1}{4}(\Delta T/T_b)^3 \tag{15-11}$$

就可以得到一个完全方程. 图15-4表示出了一些代表性实验数据，它们是克莱门特(Clement)和弗雷德金[44]用银得到的数据，马德森（Madsen）和麦克法登[45]以及霍尔德里奇和麦克法登[46]用镍-铁合金得到的数据，莱昂[47]用铂得到的数

1) 然而，哈拉特尼科夫模型仍然得到广泛应用；这很可能是因为它考虑了热导与 T^3 成正比这个性状，该性状来源于：在低温下德拜声子能量与 T^4 成正比，即方程(15-6).

据[1]，古德林和艾雷伊[48]用铂和铜得到的数据．除这些实验数据外，图上还有一族曲线，表示考虑了方程（15-11）后的卡皮查热导随温度的变化：

$$h_k = C(T_b)f(T_b, \Delta T)\Delta T \qquad (15\text{-}12)$$

式中 T_b 是液氦 II 浴的温度，常数 C 根据与每种情况下的低 ΔT 极限作最佳拟合来选定．

克莱门特和弗雷德金、莱昂、以及古德林和艾雷伊的实验数据都与方程（15-12）符合得相当好，但是当温差增大时偏离也增大（达 50%），而且实验数据低于计算值．麦克法登及其同事们[45,46]发表的数据表示出同样的趋向，而且偏差还稍微大一点和更不规则．与方程（15-12）有偏差可能是固体内声子发射特性随温度变化造成的，但这一点似乎不太可信．

造成这个偏差的某一机理或某些机理的性质，目前还没有确定．人们提出了许多机理，其中有克罗尼格（Kronig）及其同事们[12,13,37]提出的机理，他们比较早地把流体整体内的热阻机理与正常流体内的耗散过程联系起来进行研究；还有戈特（Gorter）等[14]提出的机理，其中考虑了正常流体转变为超流体的速率这个效应．超流动性的完全消失或部分消失或是与临界热流有关，或是与邻近加热表面的液体的热力平衡态有关，这类消失可能是重要的．如果温度升高，假定邻近加热表面的液体是连续介质，则曲线横穿 λ 线的延长线，从亚稳液氦 II 区进入亚稳液氦 I 区[2]（图 15-1）．弗雷德金[17]指出：实验

---

1) 莱昂的数据用一些曲线来表示，它们根据参考文献 [47] 中的热流密度随 ΔT 的变化曲线算出．

2) 象普通液体在饱和液浴内池内沸腾的情况一样，在表面温度没有比饱和温度高到一定程度以前，不会开始生成汽泡．在液氦 II 的情况下，除非静止的液体非常深，或者饱和温度的液体十分接近 λ 点，否则接近沸腾表面的液体在横穿亚稳区的 λ 线之前，总是先要横穿过液体-蒸汽平衡态曲线．

数据与方程(15-12)负偏离的始点，与曲线横穿亚稳区的 λ 线处比较一致，从而为上述机理进一步提供了凭证. 这使得液氦温度低于饱和温度的实验数据具有特别重要的意义.

佩什科夫 (Пешков)[48,49] 在早先的实验中，研究了向未饱和氦浴的传热. 他在实验中应用了马赫 (Mach)-甄德 (Zhender) 干涉仪，可以直接观测到液体内的密度梯度. 他发表了显示出液氦 I-II 界面的照片. 从他的照片上看到：似乎是液氦 I 的旋涡团在界面上传播到液氦 II 中去. 遗憾的是，用给出的结果并不能解释与方程(15-12)的偏离.

其后，马德森和麦克法登[45]发表了用饱和氦浴和未饱和氦浴得到的实验结果(图 15-4). 在两种情况下，他们的结果与弗雷德金的意见一般是符合的，不过定量上符合得并不太好. 马德森和麦克法登的数据表明：在比较小的温差($\Delta T<0.1$K) 下，饱和氦浴和未饱和氦浴的数据是一样的. 但是，随着温差加大，他们发现由于压力升高，传热也明显增强. 当接近临界热流密度时，热流几乎增大一倍. 安德罗尼卡什维利 (Андроникашвили) 和米尔斯卡娅 (Мирская)[50] 早先报道了类似效应，当压力增加到 8 bar，热流将增大 10 倍左右.

在下面几节中将指出：氦 II 内的临界热流密度和膜态沸腾特性两者都受到试验段浸没深度的强烈影响. 浸没深度是否影响低于临界热流密度时的传热率，这个问题是很有意义的. 霍尔德里奇和麦克法登[46] 的结果(图 15-4)表明：当温差大于 0.4 K 左右时，浸没深度对低于临界热流密度时的传热率有重大影响，可使热流增加一倍(浸没深度愈深，传热率愈大). 与此相反，古德林和艾雷伊[43]在十分类似的实验中，却没有观测到浸没深度对低于临界热流密度时的传热率有何影响，他们的实验误差估计低于 2.5%[51]. 两个实验的主要差别在于试验段的结构. 霍尔德里奇和麦克法登实验采用的试验

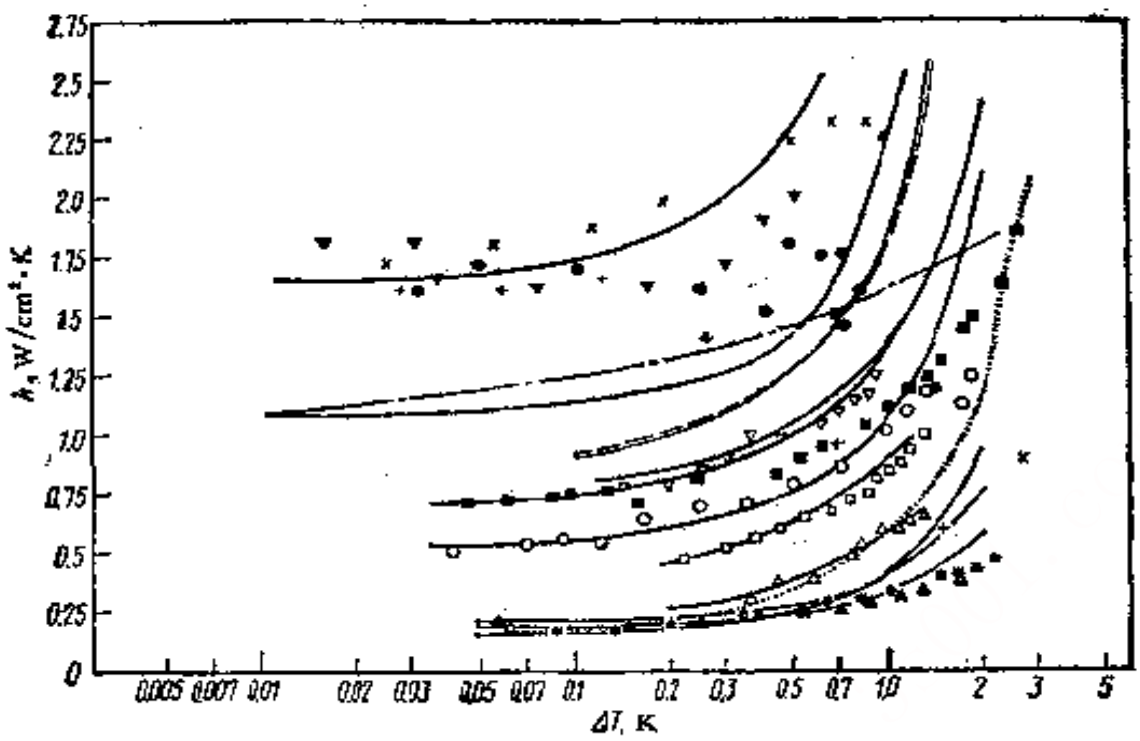


图 15-4　不沸腾区的卡皮查热导

× 马德森和麦克法登[45]，Ni-Fe 合金，1.96 K，未饱和氦浴；+ 马德森和麦克法登[45]，Ni-Fe 合金，1.96 K，饱和氦浴；▼ 霍尔德里奇和麦克法登[46]，Ni-Fe 合金，浸没深度 1 cm，1.96 K；● 霍尔德里奇和麦克法登[46]，Ni-Fe 合金，浸没深度 4.2 cm，1.96 K；△ 克莱门特和弗雷德金[44]，银，1.40 K；□ 克莱门特和弗雷德金[44]，银，1.70 K；▽ 克莱门特和弗雷德金[44]，银，2.10 K；○ 古德林和艾雷伊[43]，铜，1.80 K；■ 古德林和艾雷伊[43]，铜，2.06 K；▲ 古德林和艾雷伊[43]，铂，1.80 K；✳ 古德林和艾雷伊[43]，铂，2.06 K。

——$h_k = C(T_b)f(T_b, \Delta T)\Delta T$，方程(15-12)；……莱昂[47]，铂，1.32 K；----莱昂[47]，铂，1.71 K；-·-·-莱昂[47]，铂，2.07 K

表面是：在玻璃棒的表面上真空沉积一层 Ni-Fe 合金薄膜，温度计放在玻璃棒内部.在这种情况下，表面温度测量的准确度取决于薄膜内电能消耗的均匀性，玻璃棒体的热导率太低了，远不能把其中的温度拉平. 古德林和艾雷伊用高热导金属作为试验样品，从而保证使温度高度均匀. 艾雷伊、麦克法登和马德森[52]用了一种早期霍尔德里奇和麦克法登试验表面的变型. 在该情况下，由于局部有不均匀的高加热率，试验表

面显然无法保持所需的温度均匀程度，特别在过渡点附近更是如此。虽然在后来的研究中试验段已经作了改进，但是局部过渡到膜态沸腾将改变实验数据，以明显的方式说明了浸没深度对传热有影响，这一点也是事实。克莱门特和弗雷德金[44]、还有莱昂[47]用的都是水平试验表面，他们都没有发现浸没深度对低于临界热流密度时的传热率有何影响。

这两项研究工作[43,46]在尺寸的影响方面也得到了不同的结果。每项工作都把试验表面直径改变一倍左右，研究由此产生的传热率的变化。霍尔德里奇和麦克法登[46]再次报道说有重大变化。（直径减小使传热率成比例地降低。）古德林和艾雷伊[43]则报道说没有影响。上文已经指出：在卡皮查热阻起决定作用的区域，即当 $\Delta T \to 0$ 时，是界面的特性而不是它的几何形状决定了卡皮查热导值。因此，霍尔德里奇和麦克法登观测到的直径的影响是一直不降低的，甚至当温差趋于零时也不降低，这一事实强有力地证明：该效应实际上是表面制备的差别造成的。

最后，古德林和艾雷伊[43]报道说：试验表面的方位从水平柱体改为垂直柱体，对低于临界热流密度时的传热没有显著影响。

15.3 临界热流密度

虽然在液氦 II 中不会发生泡核沸腾，但如果热流密度增大，也会形成气膜，把液体与试验表面隔开（即开始膜态沸腾）。不沸腾工况与膜态沸腾工况之间隔着一个温差范围，它相当于不稳定膜态沸腾。该偏离点称为临界热流密度 q^*。在设计用液氦 II 冷却的系统时，临界热流密度是十分重要的。

就象不沸腾传热的情况一样，临界热流密度也取决于氦

浴温度以及试验表面的材料和状态. 此外，临界热流密度还受试验段几何形状和在液体中浸没深度的影响. 临界热流密度很难用实验方法加以研究. 因为释热热流密度一般都很大，高达 10 W/cm²[9]，所以在实验中用小尺寸试验表面比较方便. 最小的试验表面是细金属丝，为了测量它的表面温度，最实际的方法不是用表面温度计，而是用金属丝本身. 除了象磷青铜[50]这类不常用的材料以外，当温度下降时，金属电阻温度计的测温灵敏度都大大降低. 即使用高纯铂电阻温度计，在液氦温度下其测温灵敏度也非常低，以致测出的温度不准. 由于热流密度还可以测得准，因此这个问题并不严重. 但是，除此之外，用细金属丝作试验表面，其表面温度可能潜在着十分大的不均匀性. 由于端部效应造成的稳态纵向温度不均匀性估计并不大. 但是，当细金属丝内加热不均匀时，可能带来重大误差. 斯蒂德 (Steed)[53] 对膜态沸腾所作的测量，以及最近伦纳德和拉迪 (Lady)[54]对临界热流密度所作的测量，都已证明：金属丝中的局部高电阻区(与成分不纯、冷加工或机械颈缩有关) 由于有热失控[1]的趋向，会造成相当严重的温度不均匀性. 在达到临界热流密度的情况下，在局部热点上首先形成覆盖气膜，而后它很快扩展到覆盖整根细丝. 伦纳德和拉迪[2]把一个试验样品的直径局部缩小 31%，发现测出的临界热流密度降低 60%. 因此，为了获得准确的临界热流密度实验数据，细金属丝试验段的制作和装拆都要特别小心. 此外，试验段的材料也应仔细选择，即要求有足够的

---

1) 如果局部地区温度升高，电阻也跟着变大，进一步又使温度升高，如此等等.

2) 早先在参考文献 [55] 中提出，杜瓦容器的尺寸可能影响实验数据，这项研究工作[54] 对此也作了考查. 发现杜瓦容器局部几何形状的重大变化并不影响用金属丝得到的数据.

强度，又要求其电阻对冷加工或局部杂质都不敏感.

另一方面，为了得到均匀的表面温度，可以用高热导金属来制作试验表面，它必须相当大，以便装下分开的加热器和温度计(一般是一个半导体)[43,44,47,56]。这样相应地加大了净传热量，从而限制了在稳态条件下可能得到的实验数据范围[44]，在长度-直径比的选择上不得不有所折衷[43]，对端度效应要作大的修正[47,56]，限制了可进行研究的最低氮浴温度[43].

尽管做实验存在上述种种困难，但是已经得到了临界热流密度的大量实验数据. 数据中绝大部分是用小直径水平柱体(细金属丝)得到的. 但是，在这些实验中，温差不是没有发表，就是测得不准[57]. 此外，很可能是由于上述与热点相联系的困难，使得临界热流密度实验数据的散度相当大(大约差半个数量级). 因为主要的误差源全都是使临界热流密度减小，所以评述者强烈倾向于取给定条件下实验数据中较高的值.

差不多所有用细金属丝测量临界热流密度的研究人员[53—55,57—61]都报道了有关氮浴温度、金属丝直径和浸没深度的影响的某些一般特性. 因为比较成功的关系式刚刚发表，所以这里不想比较全面地复述用细金属丝得到的临界热流密度实验数据，而宁愿介绍一下弗雷德金和哈本(Haben)[55]的某些结果，以清楚地阐明浸没深度(图15-5)、氮浴温度和金属丝直径(图15-6)这三个主要变量的变化对临界热流密度的影响.

现有的在较大直径柱体上得到的实验数据要少得多. 麦克法登和霍尔德里奇[62]以及马德森和麦克法登[45]分别发表了在 $\phi 0.145$ 和 $\phi 0.245$ cm[62] 以及 $\phi 0.179$ cm[45] 的合成玻璃柱体上得到的临界热流密度实验数据. 古德林和艾雷伊[43]发表了在 $\phi 0.56$ cm 的铂柱体和铜柱体上以及 $\phi 0.371$ cm 的铜柱体上取得的实验数据. 在该情况下，试验表面的长度-直径比太小，可以认为它近似于无穷小(长度大约是 0.53 cm). 虽然报

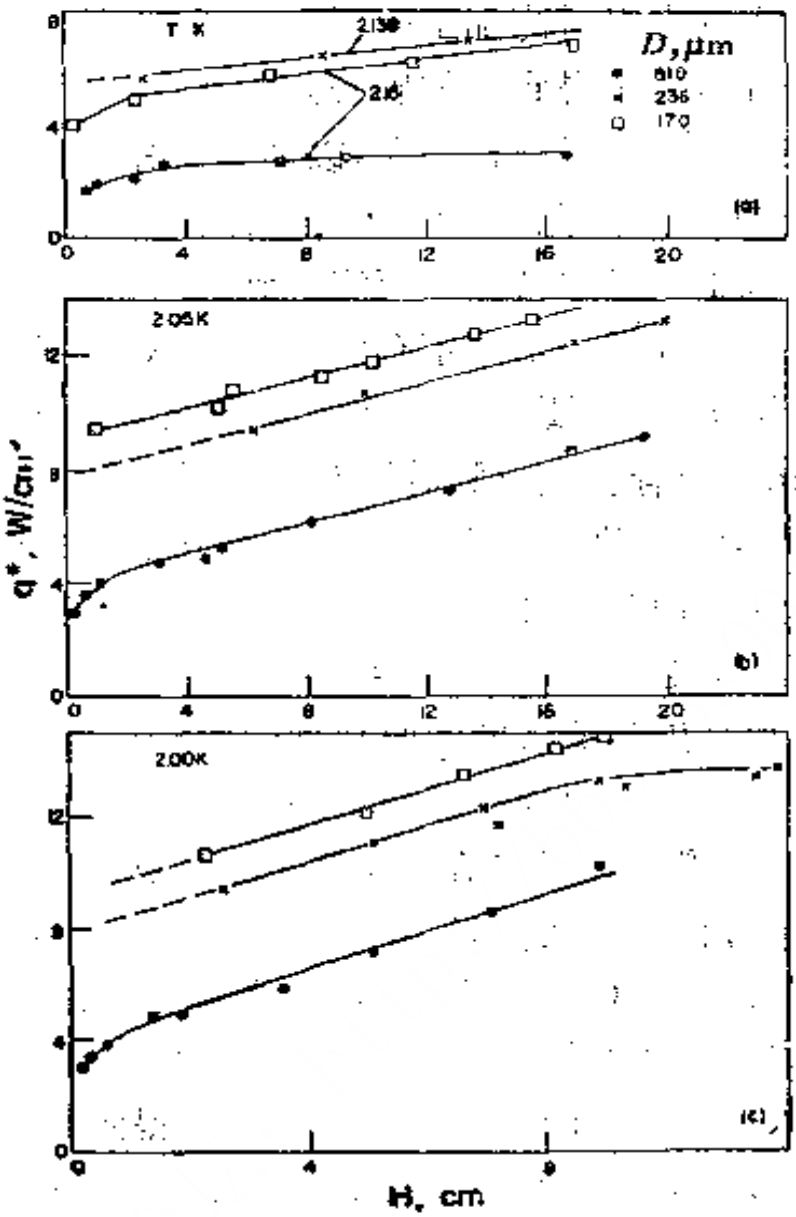


图 15-5　浸没深度对临界热流密度的影响[55]

道的氦浴温度只有很少几个，但是所有研究人员的数据都表明临界热流密度随氦浴温度的变化与图 15-6 相符。古德林和艾雷伊[43]以及麦克法登和霍尔德里奇[62]都证实了图 15-5 上所示的浸没深度的影响[1]。马德森和麦克法登报道说：在 1 bar 的未饱和氦浴中，临界热流密度大约增大了一倍。

---

1) 马德森和麦克法登的实验没有报道这套浸没深度的试验结果。

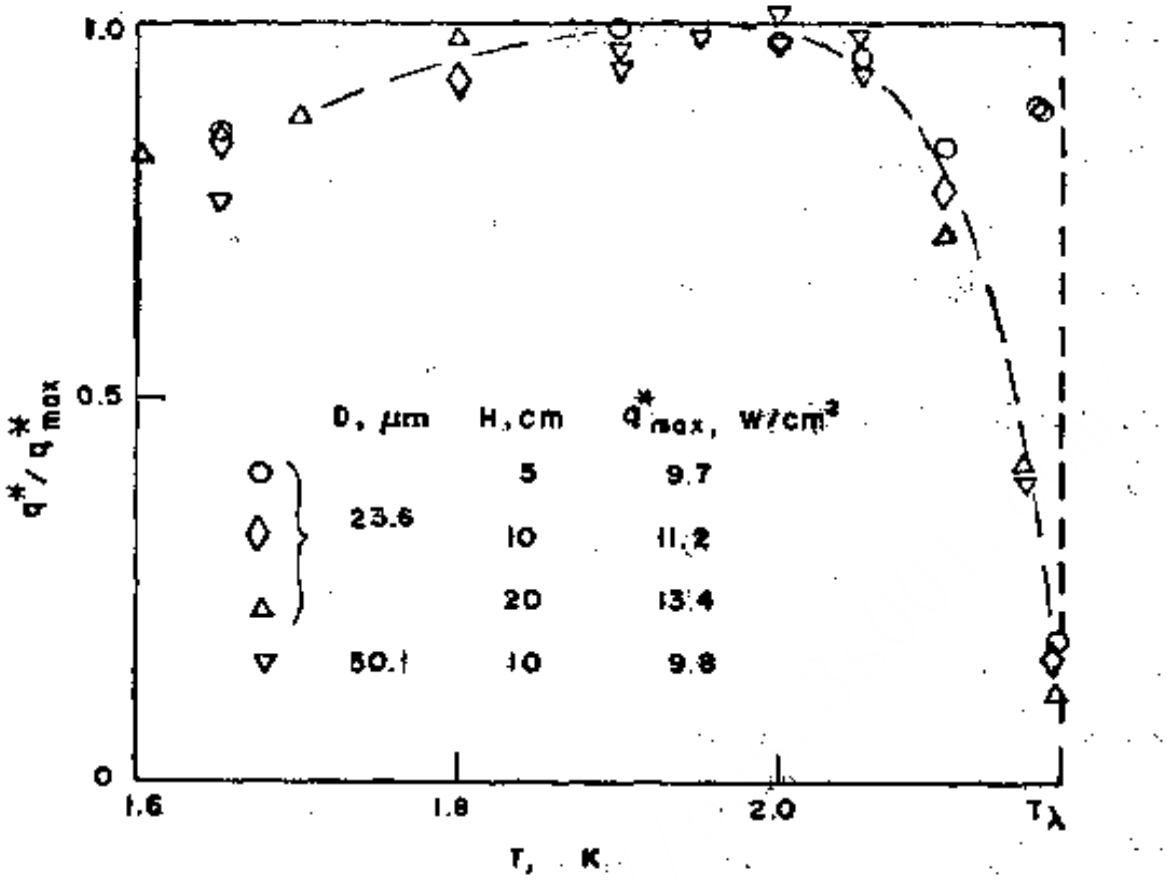


图 15-6　临界热流密度与氦浴温度和金属丝直径的关系[47]

古德林和艾雷伊用铂表面与铜表面进行比较，发现临界热流密度虽然降低不多[1]，但并不能忽略. 由材料不同引起的这一变化在细金属丝实验[47]中也观测到了. 在后面的情况下，差别可能如前面讨论过的那样，是热点造成提早过渡的结果. 对于由高热导率材料制成的大试验表面，例如在参考文献[43]中使用的那种表面，热点是不可能有的. 然而，如果临界热流密度受到材料的影响，则象弗雷德金等[63]提出的那种关系式就不可能是真正完整的.

古德林和艾雷伊，以及霍尔德里奇和麦克法登的研究工作也都表明: 直径的影响与图 15-6 所示的结果相符合. 如

1) 一个使人费解的例外是当氦浴温度为 1.8 K 时得到的结果，此时两者差一倍多一点.

上所述，在霍尔德里奇和麦克法登的实验中，当温差减小时，这个直径的影响并不减弱．而根据古德林和艾雷伊在铜样品上得到的数据，则只有临界热流密度才受直径的影响．

弗雷德金等[63]提出了一个临界热流密度的关系式，表示成无因次热流密度与无因次驱动势的关系．前者为

$$N_y = \rho q^* D/\rho_s s T_b \mu_n \qquad (15\text{-}13)$$

式中 D 是圆柱体直径，μ_n 是正常流体的粘度．无因次驱动势为

$$N_x = \left(\frac{\rho D^3}{\mu_n^2}\right)\left(\frac{\rho_s}{\rho}\right)\left(\frac{\rho s T_b}{\rho_v h_{fg}}\right)\left(\frac{\rho g H}{L\zeta}\right) \qquad (15\text{-}14)$$

式中 $L\zeta$ 是液氦 II 有序态的相关长度[64—66]，g 是重力常数，H 是液体深度，h_{fg} 是汽化潜热，ρ_v 是蒸汽密度．

简而言之，求得该关系式的前提是把无因次粘性流与无因次驱动势关联起来，前者用雷诺数

$$\mathrm{Re} = \rho(|\bar{v}_s| - |\bar{v}_n|)D/\mu_n \qquad (15\text{-}15)$$

描述，后者按化学势的梯度

$$N_{\nabla\mu} = \rho^2 D^3 \nabla\mu/\mu_n^2 \qquad (15\text{-}16)$$

来表示．利用方程 (15-1)，(15-3) 和净质量流为零这个条件的方程 (15-4)[1]，就很容易把雷诺数转换为无因次传热率 N_y．把化学势梯度与温度梯度关联起来：

$$\nabla\mu|_p = -s\nabla T \qquad (15\text{-}17)$$

然后通过临界温差与相关长度之比来写出温度梯度

$$\nabla T = \Delta T^*/L\zeta \qquad (15\text{-}18)$$

就可以把化学势无因次梯度简化为上述的 N_x．假定在过渡到膜态沸腾之后，液-汽界面处于局部的饱和温度下，则利用静压头和克劳修斯-克拉皮罗恩方程，可以把 ΔT^* 写为

---

1) 方程 (15-4) 表示整个系统的守恒条件．在这里的情况下，把它用于局部，即 $J = \rho_s \bar{v}_s + \rho_n \bar{v}_n = 0$．

$$\Delta T^* = \rho g H T_b / \rho_v h_{fg} \qquad (15\text{-}19)$$

把方程(15-18)和(15-19)代入方程(15-16)，就给出 N_x.

在 N_x 和 N_y 中出现的所有参量都是知道得比较清楚的[1]，只有相关长度 $L\zeta$ 除外，当然临界热流密度 q^* 也不知道. 弗雷德金等建议把 $L\zeta$ 作为常数处理.

关系式的一般形式为

$$N_y = f(N_x) \qquad (15\text{-}20)$$

根据实验数据，该文作者采用下列特殊形式:

$$N_y = C_n N_x^n \qquad (15\text{-}21)$$

通过实验数据点画出了两条这样的曲线 (图 15-7)，一条是 $C_n = 1.48 \times 10^2$ 和 $n = 0.257$，另一条是 $C_n = 1.21 \times 10^2$ 和 $n = 0.257$，前一条表示与较高临界热流密度相应的那些实验数据点的平均值，后一条是所有数据点的平均值. 从图 15-7 明显看出: 虽然实验数据的散度很大，但提出的这两个无因次数至少可以十分准确地描述水平圆柱体上临界热流密度的性状. 特别是用关系式(15-21)描述临界热流密度随氮浴温度和金属丝直径的变化，与实验观测到的结果十分接近. 用该关系式描述临界热流密度与浸没深度的关系也十分令人满意，只是在浸没深度趋近于零的极限情况下 q^* 也趋于零这一点与实际情况不符，应该除外. 但是，按照方程(15-20)这个一般表达式，选择与方程(15-21)不同的形式，就可以克服这个困难.

对于不是用水平圆柱体取得的临界热流密度数据，目前还没有整理成关系式. 古德林和艾雷伊[43]把一根铜圆柱体垂直放置，发表了在它上面得到的临界热流密度数据. 这些数据显示的特征性状与水平放置时取得的数据一样，不过量值减

---

1) 对于正常流体的粘度 μ_v，目前发表的数据的散度十分可观.

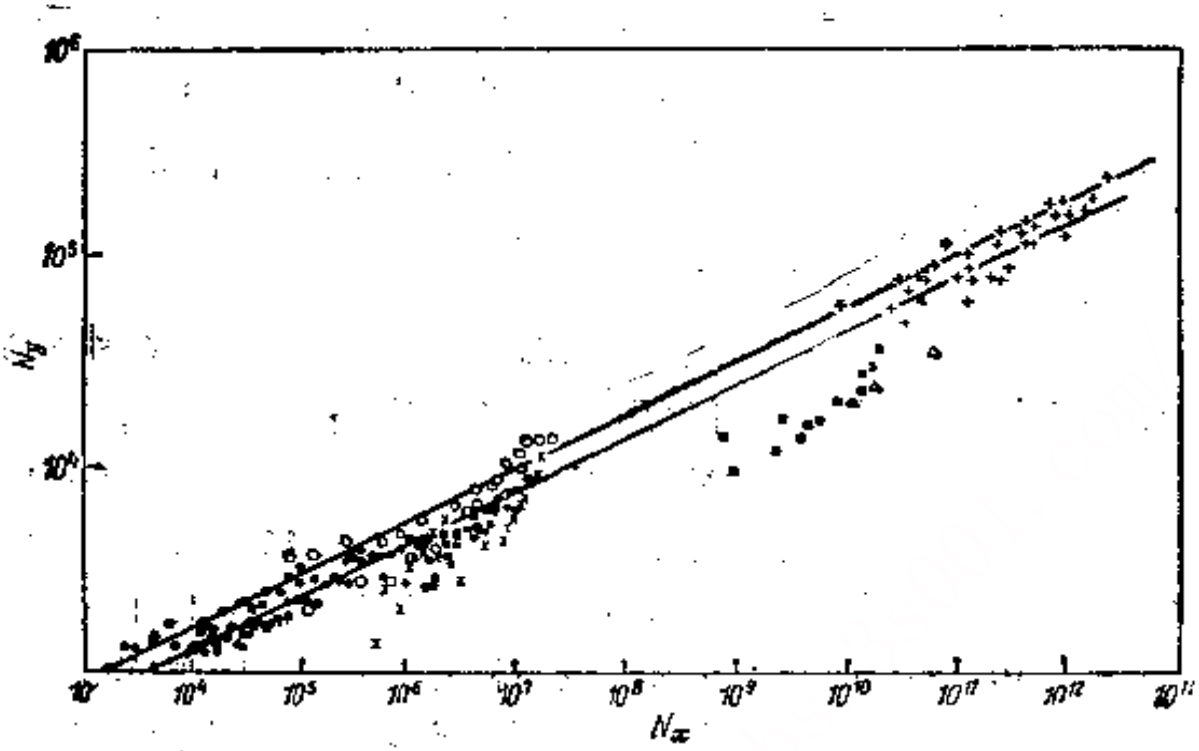


图 15-7　临界热流密度的无因次关系

● 哈本[53]；　△ 马德森[45]；　+ 吉德林和艾雷伊[43]；　○ 勒米厄(Lemieux) 和伦纳德[55]；　■ 霍尔德里奇[46]；　× 文森(Vinson)，艾吉 (Agee)，曼宁 (Manning) 和赫里福德 (Hereford)[41]

少了大约 20%.

莱昂[47,56]报道了在一块面朝上水平放置的铂平板上的临界热流密度值. 与上面讨论过的结果相反，莱昂发现浸没深度从 3 变到 30 cm 时对临界热流密度没有影响. 他发表的临界热流密度随氦浴温度的变化与其他研究人员发表的类似. 但是，与其他研究人员[43]发表的临界热流密度值中的最大者相比，他的临界热流密度值要高出 25% 左右. 莱昂还发表了在面朝下水平放置的表面上得到的几个数据点；在这个情况下临界热流密度稍有下降. 莱昂还报道说：如果表面被冰覆盖，则临界热流密度将大大降低. 这个降低十分可能是由于在绝热材料覆盖得不太厚的局部表面上出现热点，从而提早

过渡到膜态沸腾的结果.

克莱门特和弗雷德金[44]在一根管子端部放一片银制水平表面，其浸没深度差不多等于管子直径的两倍，发表了在它上面测得的临界热流密度. 他们的数据显示出临界热流密度随氮浴温度的变化. 但是作者们报道说：浸没深度的影响不明显. 在这一研究工作中，除非刚好低于 λ 点，否则系统的抽气能力不足以维持在临界热流密度下稳态运行. 这增加了实验数据的不确定性. 在这个研究工作中，还有一个因素也可能掩盖或者影响临界热流密度与浸没深度的关系，它就是试验表面位于管子的底部. 但是，对克莱门特和弗雷德金的数据所作的检验表明：绝大多数数据显示出的深度影响与早先讨论的相一致.

还有一些临界热流密度研究工作用了这样一些试验段，它们或是很难加以分类[67,68]，或者很难确定超导金属丝的最大输电能力；例如见参考文献[69—71]. 这些就不在这里详细评论了.

有关发生临界热流密度的温差 ΔT^* 的数据是非常稀少的. 如上所述，用金属丝作的许多研究工作都丢了这个问题. 因此现有的数据都是从较大的试验表面上取得的[43,44,46,47]（见图15-8）. 如果(1)象弗雷德金等的关系式[63]所指出的那样，临界热流密度与材料无关；(2) 非膜态沸腾传热与材料表面状况和氦浴温度的关系可以用方程(15-12)来描述（考虑到前面讲过的负的偏离），则这两条曲线的交点就单值地决定了 ΔT^*. 可以顺便说一下，这也正是在普通流体泡核沸腾研究中使用过的步骤. 虽然弗雷德金[17]认为：根据邻接表面的液体亚稳性决定的限制可能是一个上限，但所介绍的结果似乎说明上述步骤可用，至少可用于设计计算.

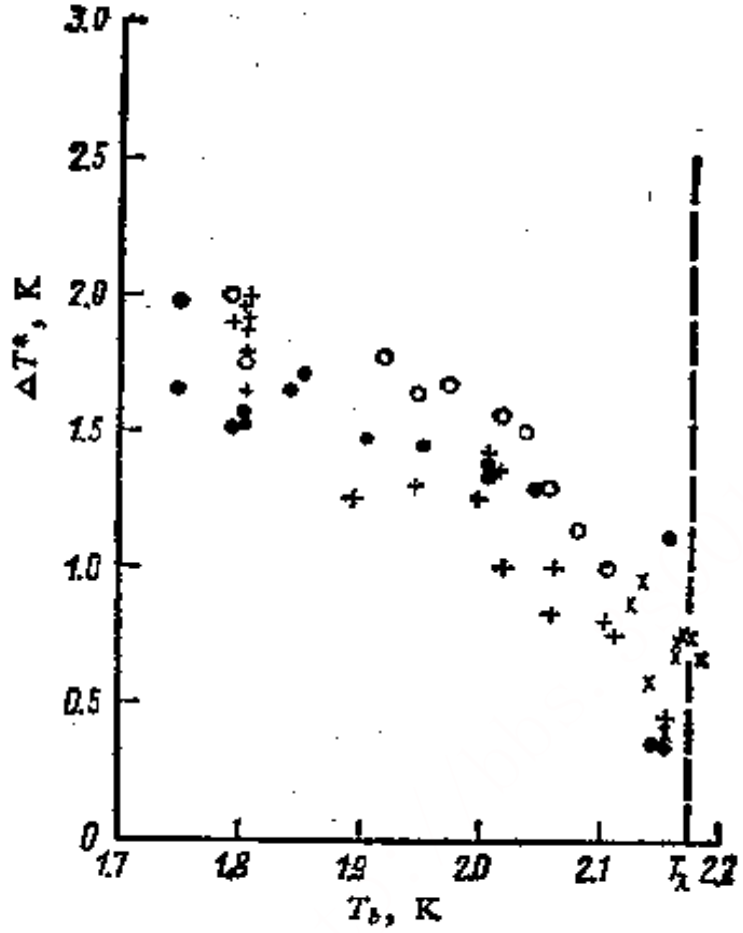


图 15-8　临界过剩温度随氦浴温度的变化[44]
× $H = 24.2$cm，试验号 1；　○ $H = 15.2$cm，试验号 1；
● $H = 26.6$cm，试验号 3；　+ $H = 11.7$cm，试验号 3

15.4　膜 态 沸 腾

从表面上来看，液氦 II 内的膜态沸腾与液氦 I 或其它普通液体的膜态沸腾都差不多。可是实际上，如果氦浴温度降低到 λ 点以下，热流密度不会骤然变化，不过 $dq/d(\Delta T)$ 是不连续的[63]。此外，至少有两个明显的现象使得液氦 II 膜态沸腾与其它液体中发生的有所区别。这两个现象就是浸没深度的影响和"噪声"工况，前者在上面临界热流密度一节中已讨

论过，后者则是在一定的实验条件下才发生的现象[1].

就象在研究临界热流密度的情况中一样，为了减少总的能量释放，在实验中使用小尺寸的试验表面比较方便. 因此，在发表的膜态沸腾传热测量中，大多数用的都是细金属丝试验段[53,57—60,72—74]. 但是，与测定临界热流密度的实验不同，在膜态沸腾研究中测定表面温度是必不可少的. 非均匀的金属丝温度和存在热点会影响临界热流密度的值，导致提早向膜态沸腾过渡，而在膜态沸腾中同样的问题却是直接影响金属丝表面温度的测量结果. 对金属丝电阻随温度的变化在可能范围内的标定，总是在接近热力学平衡态的条件下进行，并且在每个标定点上都尽可能使温度均匀. 两端的影响，特别是局部高电阻区的影响，在测取数据时，将导致不均匀的金属丝温度. 发表的金属丝温度必定是一个与金属丝总电阻相应的平均值.

就低温下的测温灵敏性而论，总是希望试验材料是纯的低电阻率元素. 遗憾的是，这些材料极容易因局部有杂质而形成电阻区，也极容易因局部冷加工而使电阻发生很大的变化. 当温度下降时，这两个效应都更为显著. 对于纯铂的情况[2]，据斯蒂德[53]估计，当平均温度为 25 K 时，冷加工可以很容易地使某处局部温度高达 40 K. 除了颈缩以外，其它冷加工的效应都随着温度增高而愈来愈弱；在铂中，当温度超过 80 K 后，它们的影响实际上就消失了[75]. 采用合金丝减小了这些困难，但同时降低了测温灵敏性，从而降低了标定时用到的内插公式的准确性.

---

1) 此外，很少有离开汽膜区的汽泡，这似乎也是与普通液体内的膜态沸腾有所不同之处.

2) 为了能够取得直到稳定膜态沸腾最低点的实验数据，纯铂的测温灵敏性是足够的.

为了阐明膜态沸腾传热与浸没深度和氦浴温度的参量关系，在图 15-9 和图 15-10 上根据伦纳德和勒米厄[72]的实验数据画出了一些光滑曲线[1]。他们的数据是用直径 0.08mm 的铂(90%)-铑(10%)合金丝取得的。图 15-9 上表示出的是表面温度为 80 K 的结果，图 15-10 上的是表面温度为 400 K 的结果。发现在考虑了金属丝直径引起的差别之后(膜态沸腾传热与金属丝直径的大约 1/4 次幂成反比)，这一研究工作与其他研究人员[53,57,58,60,73]得到的数据是一致的。

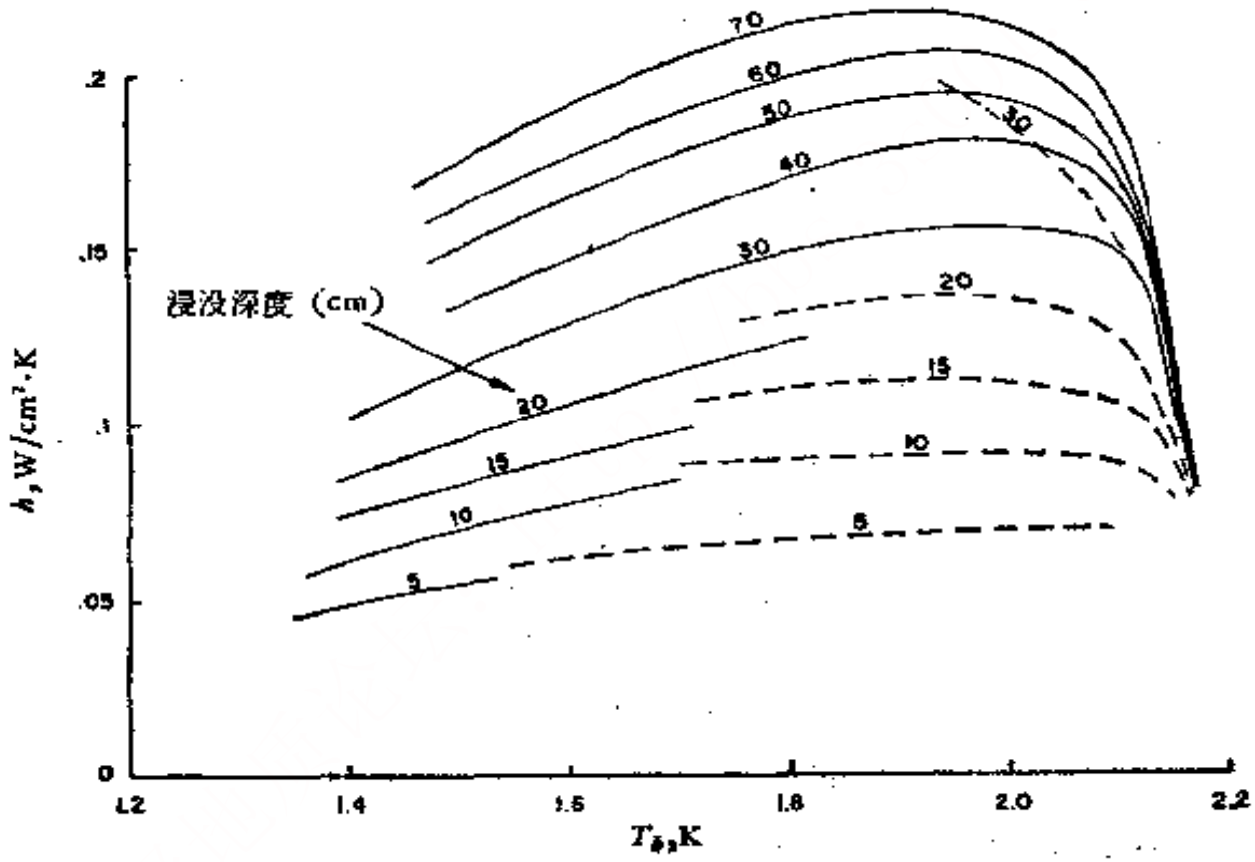


图 15-9 传热系数与氦浴温度和浸没深度的关系 ($T_s = 80$ K)[57]
—— 有噪声的膜态沸腾； —— 无噪声的膜态沸腾

从这些曲线还看出：在有噪声和无噪声的沸腾工况下得到的数据之间有明显差别。布西里斯（Bussieres）和伦纳德[76]第一次观测到，而后在许多研究工作中[43,53,60,72-74]也都

1）在伦纳德和勒米厄的论文中并没有给出数据点。

观测到一种特有的声音，它常常被描述为类似于空穴噪声．用背光照明[43,53,73,74]和阴影照相[77]两种方法把膜态沸腾过程摄成的影片揭示：当膜态沸腾过程从无噪声过渡到有噪声时，其振荡的振幅和频率都增大很多．图 15-11 表示出了从无声的膜态沸腾过渡到有噪声的膜态沸腾的一组照片序列，它们是从埃布赖特（Ebright）和艾雷伊[74]拍摄的影片中剪辑下来的．振荡的频率十分鲜明地证实了两种膜态沸腾模型之间存在差别．正如埃布赖特和艾雷伊所报道的那样（图 15-12），无声的膜态沸腾的特征频率为 50 Hz 左右，而有噪声的沸腾的特征频率则大约从 500 到 900 Hz[1]．无论哪一种工况，都没有发现热流密度、浸没深度、氦浴温度或金属丝直径

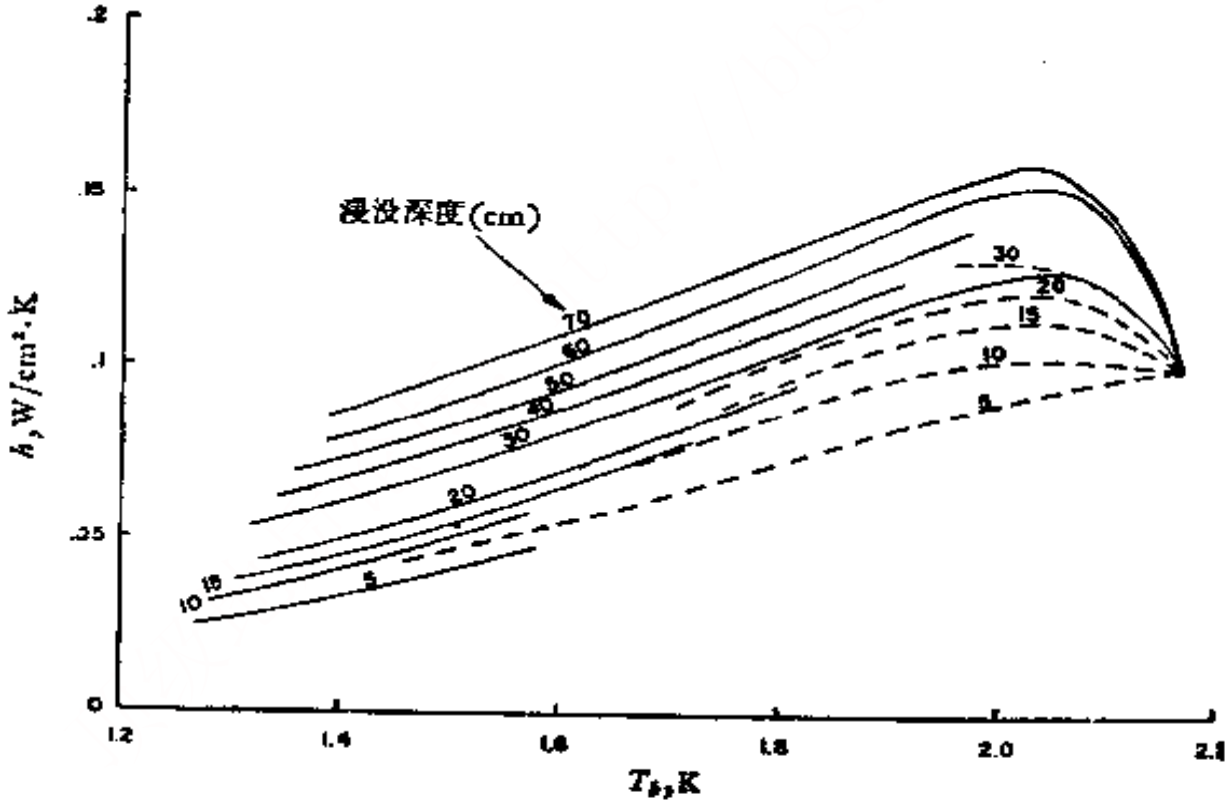


图 15-10　传热系数与氦浴温度和浸没深度的关系（$T_s = 400K$）[72]
—— 有噪声的膜态沸腾，—— 无噪声的膜态沸腾

1）少数几个点是例外，它们的频率较低．

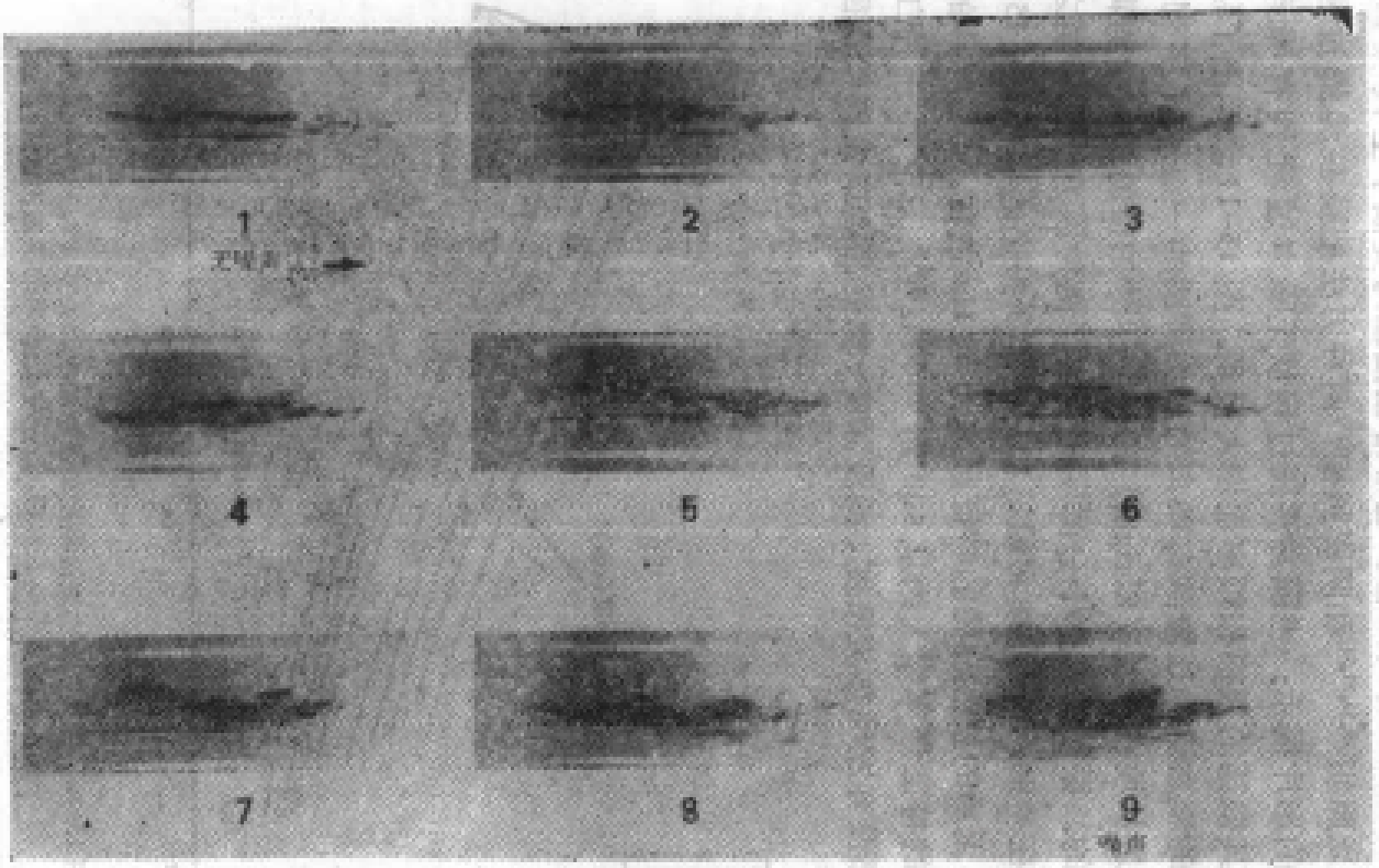


图 15-11　从无声的膜态沸腾自发过渡到有噪声的膜态沸腾的一组照片序列

对频率有辨别得出的影响[1]。对膜波动的波长和振幅也作了考察[73,74]。

最令人惊异的是这样一个观测结果：有噪声的沸腾不是使传热增强，而是使它减弱；减少量大约为25%。

对这一现象目前还没有作出令人满意的解释。伦纳德[78]画了一张分区图（图15–13），把沸腾工况按浸没深度（在较深的浸没深度下产生噪声）和氦浴温度（在较低的氦浴温度下产生噪声）进行划分。对于热流密度即温差没有进行类似的研究（噪声的几率随温差加大而增加）。

噪声现象并不只在用金属丝试验表面时才发生。古德林和艾雷伊[43]在大圆柱体上也已测得了有噪声的膜态沸腾（图15–14）。

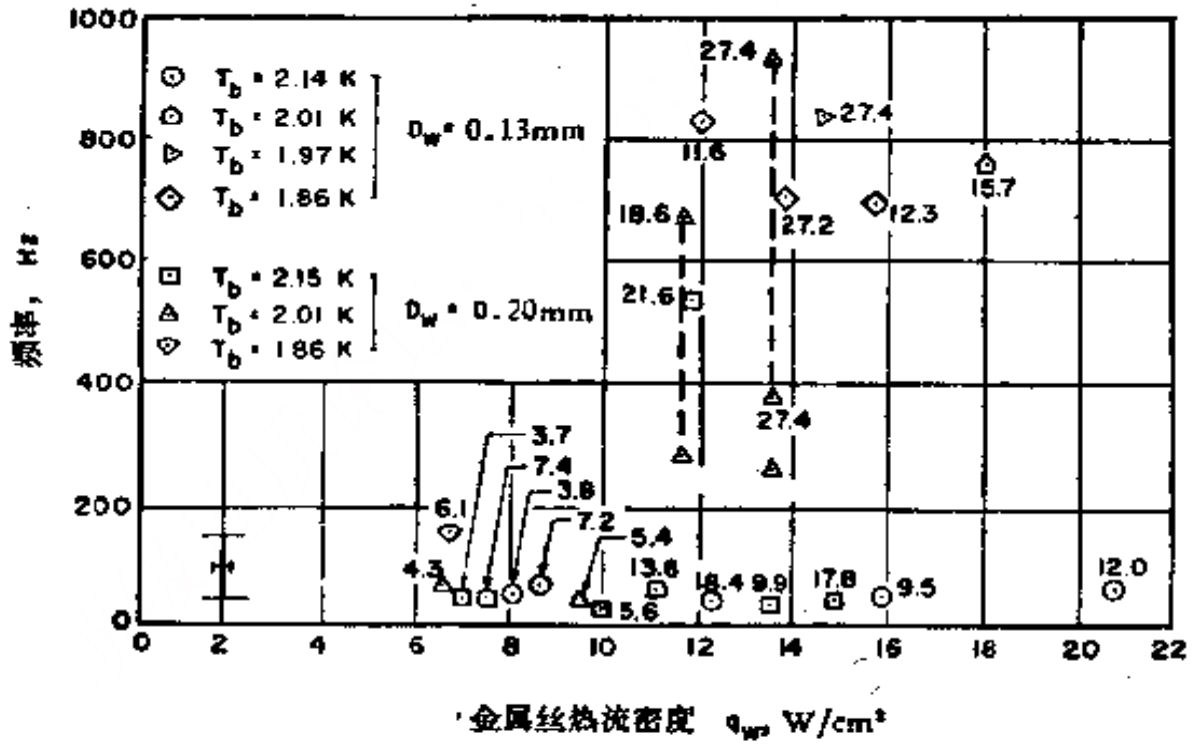


图15–12　在标明的浸没深度（cm）下频率与金属丝热流密度的关系

1）应该指出：只研究了 ϕ0.08 和 ϕ0.20mm 的金属丝。

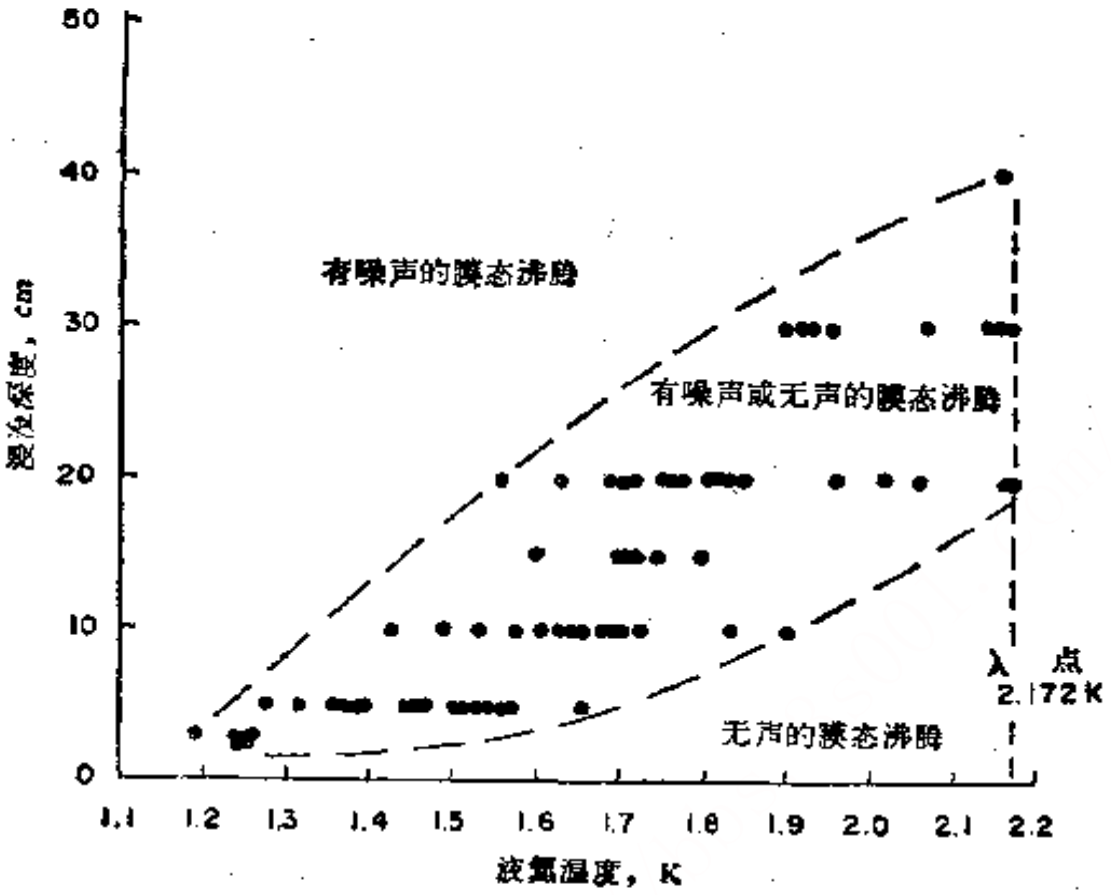


图 15-13 各种膜态沸腾工况

当用比较大的复合试验表面作试验时，由于总的能量消耗不可能太大，因此膜态沸腾传热的测定被限制在温差比较小的情况[43,44,47]。利用这类试验表面，只是在刚好超过临界热流密度的温差下，才能取得准确的数据(图 15-14)。

膜态沸腾传热的实验数据证实它与浸没深度有关，这个关系似乎可以用局部饱和温度的变化来解释，后者在前面讨论过的临界热流密度关系式中已经用过，它是

$$T_i = T_b + \rho g H (dT/dP)_{sat} \qquad (15\text{-}22)$$

斯蒂德和艾雷伊[73]用实验证明了两相界面的热流密度由下式决定：

$$q_i = qD/D_F \qquad (15\text{-}23)$$

式中 D_F 是膜的平均直径，对一定的氦浴温度和金属丝直径，它是浸没深度的线性函数(图 15-15)。因此，利用方程(15-

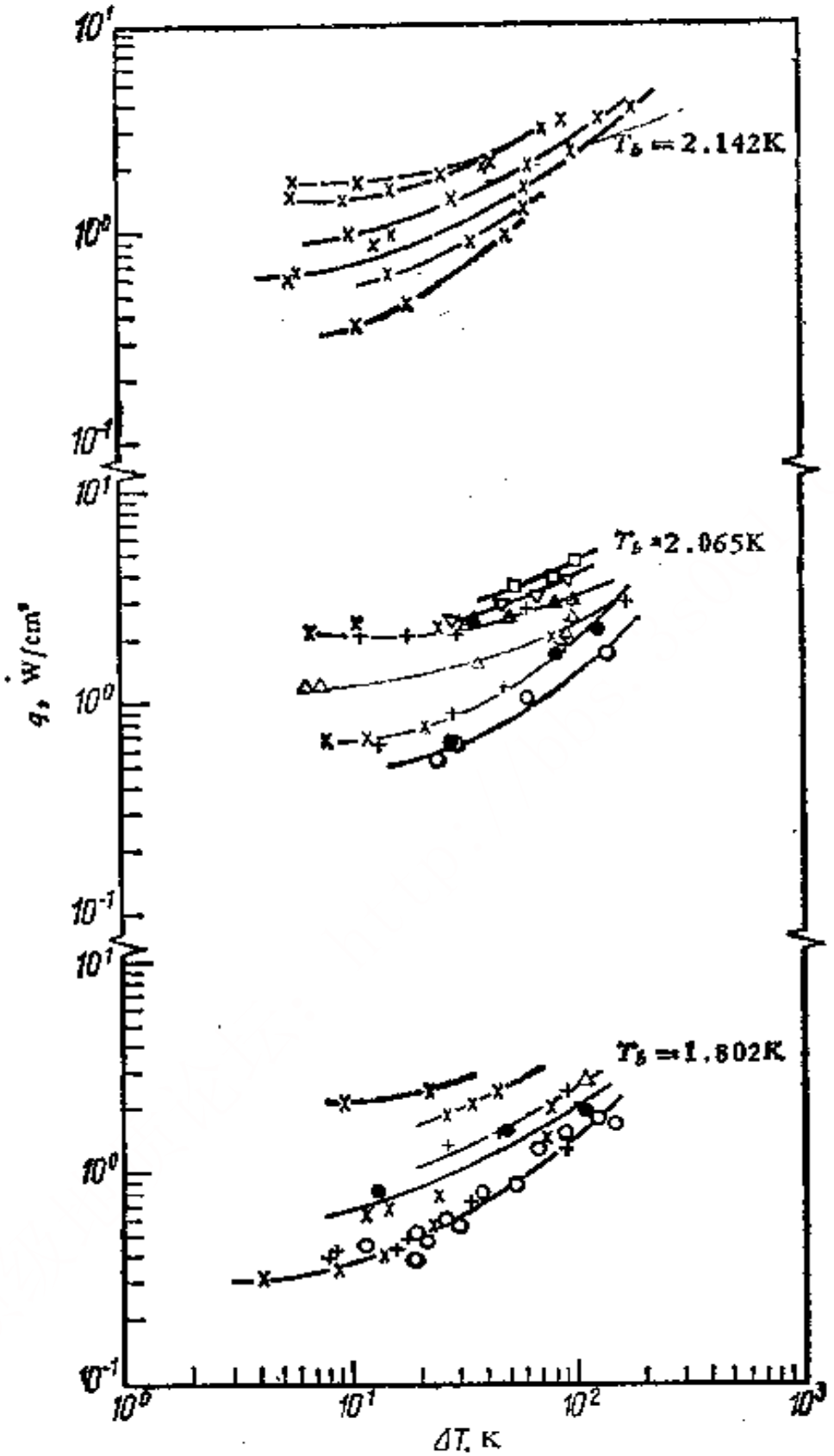


图 15-14　在水平圆柱体上的膜态沸腾传热
+ 铂，$B = 0.54$cm；× 铜，$D = 0.37$cm；铜，$D = 0.54$cm，浸没深度：○ 0.7cm，● 2cm，△ 4cm，▲ 8cm，▽ 12cm，▼ 16cm，□ 24cm

22)决定的局部饱和温度，可以决定界面的传热系数

$$h_i = q_i/(T_i - T_b) \qquad (15\text{-}24)$$

它不再与浸没深度有关.

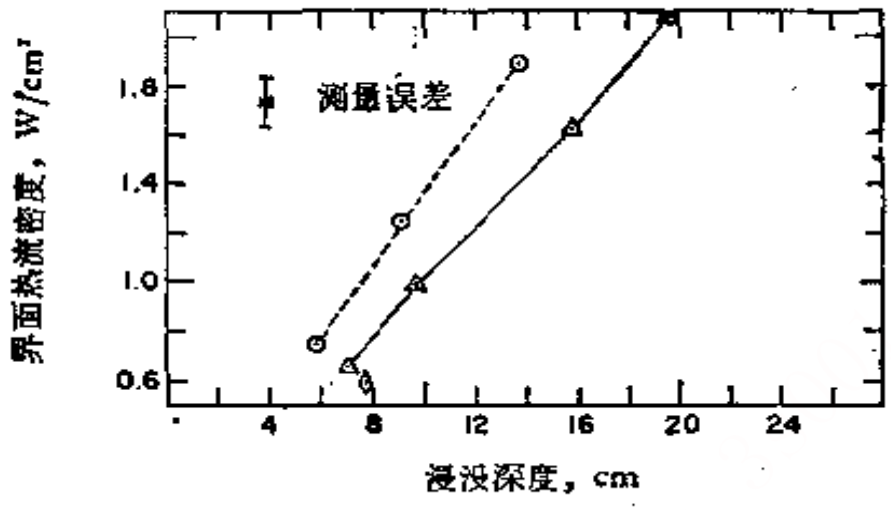


图 15-15 界面热流密度随浸没深度的变化

T_b = 氦浴温度. ● $T_b = 2.05$K, $D = 0.2$mm; ○ $T_b = 1.81$K, $D = 0.2$mm; + $T_b = 2.05$K, $D = 0.13$mm.

斯蒂德和艾雷伊还研究了试验表面放在其中给定深度的液氦 II 容器形状的影响.他们发现：在给定的试验表面温度、几何形状和浸没深度下，当蒸发表面积以及试验表面与蒸发表面之间的液体体积有很大变化(高达 80%)时，也测不出传热率有何变化. 这进一步证明：与浸没深度的关系是一个热力学效应，例如，在方程(15-22)中就包含有这样的意思.

里弗斯 (Rivers) 和麦克法登[79]作了一个液氦 II 内膜态沸腾的边界层理论分析. 他们的模型在边界条件中考虑了液氦 II 的超流动性. 他们把如上述方程 (15-23) 所定义的那个热流密度 q_i 赋予界面，作为非齐次边界条件. 里弗斯和麦克法登假设 q_i 是局部热力平衡态的函数. 就氦浴温度和浸没深度而论，这个假设已被斯蒂德和艾雷伊[73]所证实(图 15-15)，随后又被埃布赖特和艾雷伊[74]所证实. 可是，由于这两

个研究工作中加热丝直径的变化都十分有限，因此没有一个能对 q_i 为什么与几何形状无关的问题作出令人满意的答复.

霍尔德里奇和麦克法登[80]把根据里弗斯和麦克法登的理论模型计算的值与他们的膜态沸腾实验数据[46]作了比较（图15-16）. 其中假定 q_i 等于同一试验表面的临界热流密度 q^*. 图上还表示出了古德林和艾雷伊[43]对于两个液浴温度和浸没深度取得的几个数据点. 虽然这些数据与理论关系式的偏离值并不比霍尔德里奇和麦克法登的大多少，但偏离值随温差的变化却给人以完全不同的印象. 霍尔德里奇和麦克法登的

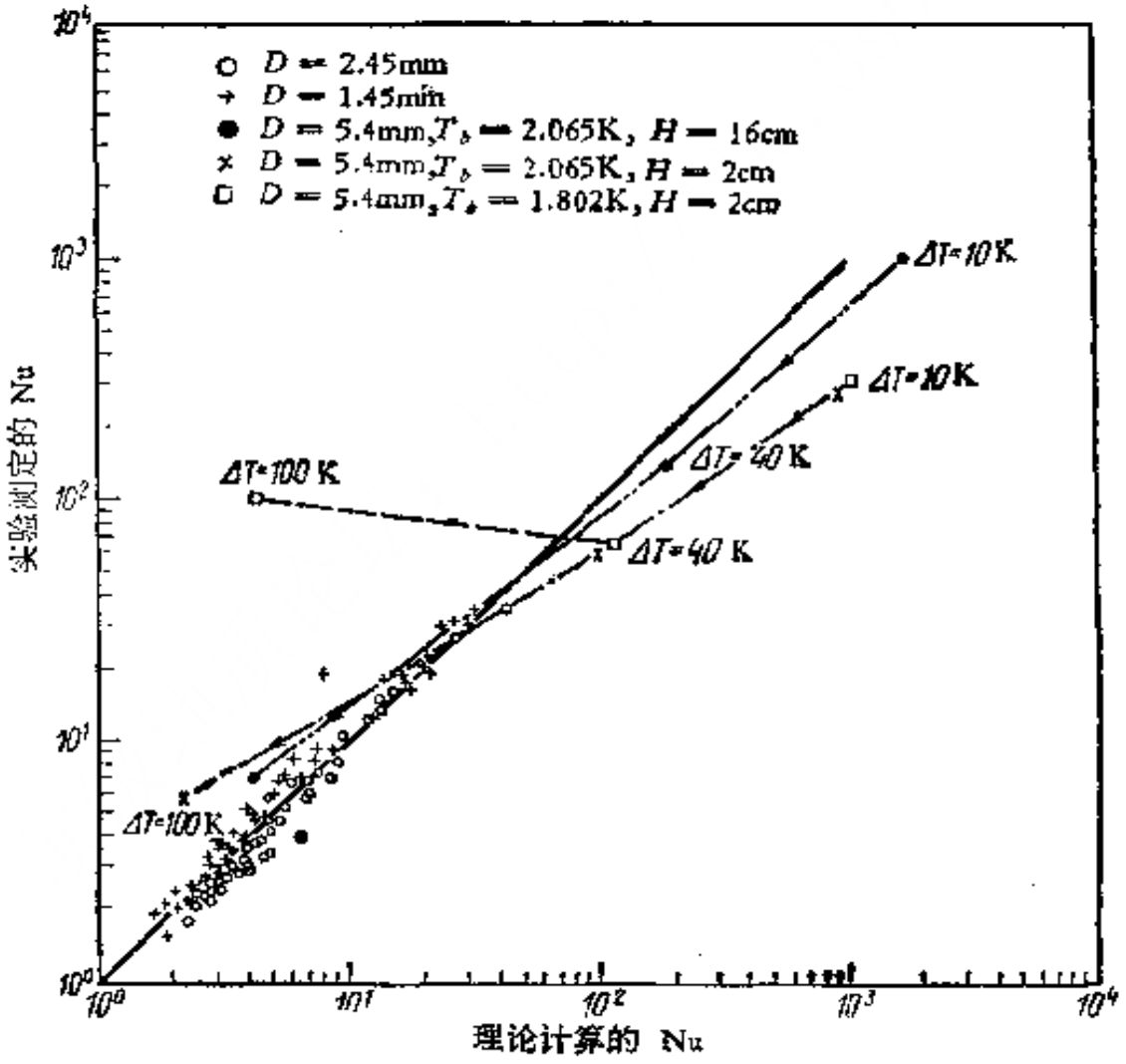


图 15-16　按照里弗斯和麦克法登的边界层模型计算的理论努塞尔数与实验值之比较[79]

实验点的特征参量没有在图上表明[79,80]。事实上，在 q 低于 q^* 的区域（小 ΔT），$q_i = q^*$ 的假设不可能是正确的。因此，在图 15-16 上所作的比较不是对该理论的完整检验[79]。

埃布赖特[60]在用金属丝作的研究中，发现临界热流密度比 q_i 高得多。此外，埃布赖特和艾雷伊[74]发现：用完整的里弗斯和麦克法登理论模型不能综合他们的试验结果。但是这决不意味着理论不对，因为理论分析的根据是边界层很薄这样一个假设。这个假设在用金属丝作试验段时本来就决不会满足。里弗斯[81]还另外作了一个很简单的理论分析，它可以用于在对流传输可以忽略不计这个极限情况下的圆柱试验表面。他得到的公式是

$$(hD/k_v)C^{-(k_v/hD)} = q_iD/k_v(T_w - T_i) \quad (15\text{-}25)$$

式中 T_i 由方程（15-22）决定，k_v 是蒸汽的热导率，h 是传热系数。利用测定的 q_i [方程(15-23)]，按方程(15-25)算出传热系数，把它与测得的传热系数进行比较，其结果表示在图

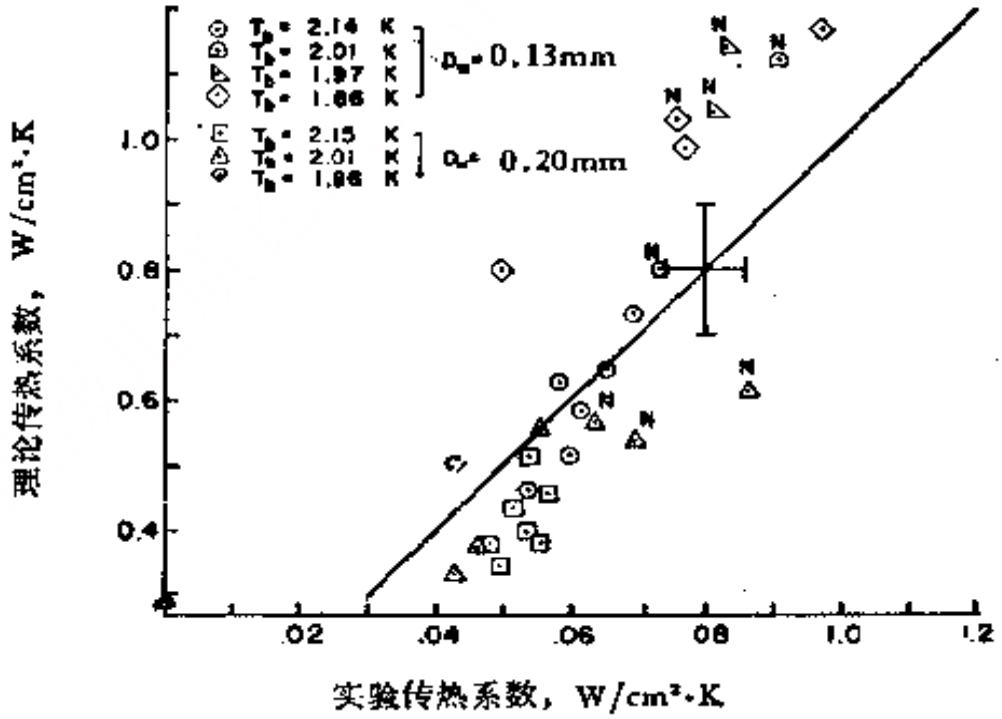


图 15-17　按照里弗斯的热导模型计算的理论传热系数与实验值之比较

15-17 上。对于大多数无声的膜态沸腾试验点来说，理论解析与实验的符合程度处于实验误差范围以内。另一方面，对于大部分有噪声的膜态沸腾数据来说，理论算出的传热系数超过测定值，超过的数量比实验误差稍微大一点。鉴于膜的运动十分猛烈，这个结果是特别使人惊讶的。

15.5 符　号

C = 常数
C_s = 音速
D = 直径
f = 乘法修正因子
g = 重力常数
h = 普朗克常数；传热系数
h_K = 卡皮查热导
k = 玻耳兹曼常数；热导率
$L\zeta$ = 有序态的相关长度
m = 质量流率
N = 无因次驱动势
n = 单位体积的晶格数
p = 压力
q = 热流密度
R = 通用气体常数
Re = 雷诺数
s = 比熵
T = 温度
u = 比内能
v = 局部整体速度

希腊字母

θ_D = 德拜温度
μ = 粘度
μ = 化学势
ρ = 密度

下标

b = 液氦 II 浴
i = 界面
n = 正常流体组分
ph = 声子
S = 表面
s = 超流体组分
v = 蒸汽

15.6 参 考 文 献

[1] R. London, *Superfluids*, Vols. I, II, John Wiley and Sons, New York (1950, 1954).

[2] D. C. Freeman. in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press. New York (1968), p. 9.
[3] T. I. Smith, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York (1968), p. 102.
[4] J. Wilks, *The Properties of Liquid and Solid Helium*, Oxford Univ. Press, Cambridge, England (1967).
[5] K. R. Atkins, *Liquid Helium*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England (1959).
[6] C. T. Lane, *Superfluid Physics*, McGraw-Hill Book Co. New York (1962).
[7] V. Arp, *Cryogenics* **10**, 96(1970).
[8] I. M. Khalatnikov, *Introduction to the Theory of Superfluidity*, W. A. Benjamin, (1965).
[9] E. M. Lifshitz and E. L. Andronikashvili, *A Supplement to Helium*, Consultants Bureau, New York (1959).
[10] W. E. Keller, *Helium-3 and Helium-4*, Plenum Press. New York (1969).
[11] P. L. Kapitza, *J. Physics* (*Moscow*) 4(3), 181(1941).
[12] R. Kronig and A. Thellung, *Physica* **16**, 678(1950).
[13] R. A. Kronig, A. Thellung, and H. H. Woldringh, *Physica* **18**, 21(1952).
[14] C. J. Gorter, K. W. Taconis, and J. J. M. Beenakker, *Physica* 17. 841(1951).
[15] D. M. Lee and H. A. Fairbank, *Phys. Rev.* **116**. 1359(1959).
[16] C. F. Mate and S. P Sawyer, in *Proc. 11th Intern. Conf. on Low Temp. Phys.*, Vol. I, Univ. of St. Andrews, St. Andrews Scotland (1969), p. 579.
[17] T. H. K. Frederking, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* 64(87), 21(1968).
[18] C. F. Mate and S P. Sawyer, *Phys. Rev. Lett.* **20**(16), 834(1968).
[19] N. S. Snyder, NBS Tech. Note No. 385(1969); also *Cryogenics* **10**, 89(1970).
[20] R. E. Jones and W. B. Pennebaker, *Cryogenics* **3**(4), 215(1963).
[21] T. J. Love, *Radiative Heat Transfer*, Merrill (1968).
[22] A. J. Dekker, *Solid State Physics*, Prentice-Hall, New Jersey (1957).
[23] R. C. Johnson and W. A. Little, *Phys. Rev.* **130**(2), 596(1963).
[24] W. A. Little, in *Proc. 7th Intern. Conf. Low Temp. Phys.*, Univ. of Toronto Press (1960), p. 482.
[25] J. I. Gittleman and S. Bozowski, *Phys. Rev.* **128**(2) 646(1962).
[26] D. A. Neeper, D. C. Pearce, and R. M. Wasilik, *Phys. Rev.* **156**

(3), 764(1967).
[27] L. J. Challis, *Proc. Phys Soc.* **80**(Part 3), 759(1962).
[28] L. J. Barnes and J. R. Dillinger, *Phys. Rev. Lett.* **10**(7), 287 (1963).
[29] L. J. Challis and D. N. Cheeke, *Progr. in Refr. Sci Tech.* **1**, 227 (1965).
[30] R. J. Hesser, R. C. Chapman, Y. W. Chang, and T. H. K. Frederking, AIChE Preprint 10, Eleventh National Heat Transfer Conference, AIChE, New York (1969).
[31] J. D. N. Cheeke, in *Proc. 11th Intern. Conf. on Low Temp Phys.*, Vol. 1(1969), p. 567.
[32] K. Wey-Yen, *Soviet Phys.—JETP* **15**(4), 635(1962).
[33] H. M. Rosenburg, *Low Temperature Solid State Physics*, Clarendon Press, Oxford, England (1963).
[34] I. M. Khalatnikov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **22**(6), 687(1952).
[35] L. J. Challis, K. Dransfeld, and J. Wilks, *Proc. Roy. Soc.* **A260** (1300), 31(1961).
[36] W. A. Little, *Phys. Rev.* **123**(6), 1909(1961).
[37] G. L. Pollack, *Rev. Mod. Phys.* **41**(1), 48(1969).
[38] D. White, O. D. Gonzales, and H. L. Johnston, *Phys. Rev.* **89**(3), 593(1953).
[39] K. N Zinoveva, *Zh Eksp. Teor. Fiz.* **25**, 235(1953).
[40] H. A. Fairbank and J. Wilks, *Proc. Roy. Soc.* **A231**(1187), 545 (1955).
[41] N. J. Brow and D. V. Osborne, *Phil Mag.* **3**(36), 1463(1958).
[42] A. C. Anderson, J. I. Connolly, and J. C. Wheatley, *Phys. Rev* **135**(4A), A910(1964).
[43] J. S. Goodling and R. K. Irey, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York (1969), p. 159.
[44] B. W. Clement and T. H. K. Frederking in *Bull. Intern. Inst. Refr., Annex*, 1966, 49.
[45] R. A. Madsen and P. W. McFadden, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Plenum Press, New York (1968), p. 617.
[46] R. M. Holdredge and P. W. McFadden, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 11, Plenum Press, New York (1966), p. 507.
[47] D. N. Lyon, *Chem. Eng. Progr. Symp. Series* **64**(87), 82(1968).
[48] V. P. Peshkov, *Soviet Phys.—JETP* **35**(6), 443(1959).
[49] V. P. Peshkov, *Soviet Phys.—JETP* **3**(4), 628(1956).
[50] E. L. Andronikashvili and G. G. Mirskaia *Soviet Phys.—JETP* **2**(3) 406(1956).
[51] J. S. Goodling, Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida (1968)

(available from University Microfilms, Ann Arbor, Michigan).
[52] R. K. Irey, P. W. McFadden, and R A. Madsen, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10 Plenum Press, New York (1965), p. 361.
[53] R. C. Steed, Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida (1968) (available through University Microfilms, Ann Arbor, Michigan).
[54] A. C. Leonard and E. R. Lady, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York (1961), p. 378.
[55] T. H. K. Frederking and R. L. Haben, *Cryogenics* 8(1), 32(1968).
[56] D. N. Lyon, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 10, Plenum Press, New York (1965), p. 371.
[57] L. Rinderer and F. Haenseler, *Helv. Phys. Acta* 2(4), 322(1959).
[58] T. H. K. Frederking, *Forschung* 27, 17(1961).
[59] G. P. Lemieux and A. C. Leonard, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13. Plenum Press, New York (1968), p 624.
[60] R. L. Ebright, Ph. D. Dissertation, Univ. of Florida (1969) (available from University Microfilms, Ann Arbor, Michigan).
[61] J. S. Vinson, F. J. Agee, R. J Manning, and F. L. Hereford, *Phys Rev.* 168(1), 180(1968).
[62] P. W. McFadden and R. M. Holdredge, *Bull. Intern. Inst. Refr., Annexe*, 1966, 259.
[63] T. H. K. Frederking, R. L. Haben, and R. H. Madsen, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 17, Plenum Press, New York (1972), p. 323.
[64] J. R. Clow and J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* 19, 291(1967).
[65] J. R. Clow and J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* 16(20) 887(1966).
[66] R. P. Henkel, E. N. Smith, and J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* 23, 1276(1969).
[67] H. E. Rorschach and F. A. Romberg, in *Proc. Intern. Conf. Low. Temp. Phys. Chem.*, Madison Wisconsin (1957), p. 35.
[68] S. G. Sydoriak and T. R. Roberts, *Bull. Intern. Inst. Refrig., Annex*, 1966, 115.
[69] V. Purdy, T. H. K. Frederking, R. W. Boom, C. A. Guderjahn, G. A. Domoto, and C. L. Tien, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 14, Plenum Press, New York (1969), p. 146.
[70] C. N. Whetstone and R. W. Boom, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York (1968), p. 68
[71] T. H. K. Frederking and C. Linnet, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York (1968), p. 80.
[72] A. C. Leonard and G. P. Lemieux, ASME Paper No. 67-WA/Ht-37 (1967).

[73] R. C. Steed and R. K. Irey, in *Advances in Cryogonic Engineering*, Vol. 15, Plenum Press, New York (1970), p 299.

[74] F L. Ebright and R. K. Irey, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 16, Plenum Press, New York (1961).

[75] R. B. Steward and V. J. Johnson, (editors), "A Compendium of Properties of Materials at Low Temperatures" Armed Services Tech. Info. Agency, Arlington, Virginia (1961).

[76] P Bussieres and A. C. Leonard, *Cryogenic News* 2, 4(1967).

[77] D. M. Coulter, A. C. Leonard, and J. G. Pike, in *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 13, Plenum Press, New York (1968), p. 640.

[78] A. C. Leonard, "Helium II Noise Film-Boiling and Silent Film-Boiling Heat Transfer Coefficient Values," presented at the 3rd Intern. Cryo. Engr. Conf., West Berlin, May 1970

[79] W. J. Rivers and P. W. McFadden, *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 88C(4), 343(1966).

[80] R. M. Holdredge and P. W. McFadden, "Film Boiling on Horizontal Cylinders in Helium. II," ASME Paper No. 70-HT-3 (1970).

[81] W. J. Rivers, Ph. D. Dissertation, Purdue Univ. (1964), (available from University Microfilms, Ann Arbor, Michigan).

索　　引

二　　画

几何构形　Geometric configuration　11.4
几何效应　Geometry effects　3.3.1,3.3.4,5.6.5, 6.2.1, 9.2, 13.2, 15.2—15.4

三　　画

干涸　Dryout　4.4.2
马蒂内利关系式　Martinelli correlation　11.2.4
马蒂内利两相流方程　Martinelli two-phase flow equation　3.3.3
马蒂内利参量　Martinelli parameter　3.3.3,12.1,12.5

四　　画

不平衡态现象　Nonequilibrium phenomena　3.2.1
不透明粉末　Opacified powder　2.4.1
不确定性区间　Uncertainty interval　6.2.1
不湿润表面　Nonwetting surfaces　6.2.1
不稳定性　Instabilities　6.3,13.3,13.5
不稳定性理论　Instability theory　7.3
不凝气体　Noncondensible gases　5.3,5.6.2
无穷大的比热容　Infinite specific heat　3.2.1
无穷大的热膨胀系数　Infinite thermal expansion coefficient　3.2.1
内散射　Scattering internal　14.3,14.5
化学吸附　Chemisorption　10.1
分子间的力　Intermolecular forces　15.2
分层流　Stratified flow　4.5.1,11.3.2
升温　Warmup　2.3,2.4
长管　Long tubes　11.4.1,11.4.2
反射　Reflection
　　漫射　diffuse　14.1,14.2,14.4,14.6
　　镜面　specular　14.1
反射度　Reflectance

半球-角 hemisphere-angular 14.3,14.5
角-半球 angular-hemispherical 14.2
欠热沸腾 Subcooled boiling 4.2,4.3,4.4.1,6.3
欠热度 Subcooling 5.6.7,6.2.1
欠热烧毁 Subcooled burnout 6.3
方位 Orientation 3.3.4
孔板 Orifices 11.4.1,11.4.2,13.5.1,13.5.2
比例模化定律 Scaling laws 6.3
比模因子 Scaling factors 6.3

五 画

艾辛模型 Ising model 3.2.2
正氢 Orthohydrogen 3.2.4
正常流体 Normal fluid 15.2
本尼迪克特-韦布-鲁宾方程 Benedict-Webb-Rubin equation 3.2.2
可变物性 Variable properties 2.2.5,3.3.2,3.3.5,3.3.6
可变物性关系式 Variable-property correlations 3.1
可变热导率的解 Solution for variable thermal conductivity 2.2.5,2.3
可湿润性 Wettability 6.2.1
卡皮查热导 Kapitza conductance 15.2.1,15.2.2
电场 Electrical field 7.2,7.2.3
凹状空穴 Reentrant cavities 5.2,5.3
半球-角反射度 Hemisphere-angular reflectance 14.3,14.5
对应态 Corresponding states 3.2.3,3.2.4,7.3
对应态定律 Law of corresponding states 3.2.3
对流传热 Convection heat transfer
自由 free
无限容积内的临界热流密度 unconfined critical heat flux 6.2.1
有限容积内的临界热流密度 confined critical heat flux 6.2.2
近临界态的 near-critical 3.3.2
理论研究 theoretical consideration 3.3.5
自然 natural 3.3.2
沸腾的描述 boiling, description of 4.2,4.3
强迫 forced
欠热沸腾 subcooled boiling 4.4.1
两相流的 with two-phase flow 12.1—12.8
近临界态的 near-critical 3.3.3
沸腾的描述 boiling, description of 4.4
沸腾临界热流密度 boiling critical heat flux 6.3
饱和沸腾 saturated boiling 4.4.2

理论研究 theoretical considerations 3.3.6
膜态沸腾最低热流密度 film boiling minimum heat flux 8.3
弗雷斯内尔方程 Fresnel's equation 14.5
边界 Boundaries 3.1

六 画

亚音速排放 Subsonic discharge 13.5.1
压力边界 Pressure boundaries 3.1
压力波传播 Pressure wave propagation 11.1,11.3,11.5
压力振荡 Pressure oscillation 3.3.1
有压排放 Pressurized discharge 13.1
扩展表面 Extended surface 2.2.2
毕奥数 Biot number 2.3
过热 Superheat 5.2,5.4
过热(的) Superheated 13.4
过热度 Superheat 5.1,5.2,5.5
过渡,的定义 Transition, difinition of 4.3,4.4.1,4.4.2
泡核沸腾-膜态沸腾 nucleate-film boiling 5.4
膜态沸腾-泡核沸腾 film-nucleate boiling 8.1
过渡沸腾 Transitional boiling 3.3.4,12.4
光学厚度 Optical thickness 14.5
光学特性 Optical properties 10.2.2
回转热流密度 Spheroidal heat flux 4.3
"回流通道" "Return passages" 5.4
传热(也参看热传导、对流、沸腾、两相流) Heat transfer(see also Conduction, Convection, Boiling, Two-phase flow)
弯管 curved tubes 3.3.4
旋流 swirl flow 3.3.4
传输特性 Transport properties 3.2.1—3.2.3,3.3.5
传播速度 Propagation velocity 11.3
仲氢 Parahydrogen 3.2.4
伦敦方程 London equation 15.2
伊托参量 Ito parameter 3.3.4
自然对流回路 Natural convection loop 3.3.2
自然对流传热(参看对流) Natural convection heat transfer(see Convection)
自然循环回路 Natural circulation loop 6.2.2
全弥散流 Fully dispersed flow 4.5.2
肋片 Fin 2.2.2
各向异性固体内的热传导 Anisotropic solids, heat conduction in 2.2.6

多层热绝缘 Multilayer insulation 2.1
多变过程 Polytropic process 11.4.1
冰的结晶形态 Crystalline ice form 14.4
池内沸腾 Pool boiling 5.1
弛豫过程 Relaxation process 10.1
阴影照相 Shadowgraph 15.4

七 画

进口条件 Entrance effects 3.3.4
Inlet conditions 11.4.2
进口影响 Entrance effects 3.3.6,11.4.2
均匀流 Homogeneous flow 11.2,11.4.1,11.4.2,13.5.2
均匀流模型 Homogeneous flow model 11.2,11.2.3
块状流 Slug flow 4.5.1,4.5.2
极化 Polarization 14.1
克劳修斯-克拉皮罗恩方程 Clausius-Clapeyron relation 5.2,15.3
声子 Phonon 15.2
声子传输 Phonon transport 15.2.1
声失谐 Acoustic mismatch 15.2.1
声振动 Sonic vibration 13.3
两相流(动) Two-phase flow
内的压降 pressure drop in 11.1—11.5
内的传热 heat transfer in 12.1—12.7
的特征 characteristics of 4.5
的排放 discharge of 13.1—13.6
两相流各参量的定义 Definitions, two phase flow parameters 4.6
两相流型 Patterns of two-phase flow 4.5.1,4.5.2
折算压力 Reduced pressure 6.2.1
折算坐标 Reduced coordinates 6.2.1
利登弗罗斯特现象 Leidenfrost phenomenon 12.4
利登弗罗斯特沸腾 Leidenfrost boiling 7.1
体积浓度 Volumetric concentration 4.6
体积流密度 Volumetric flux 4.6
低速烧毁工况 Low-velocity burnout regime 6.3
低温的定义 Low temperature definition 1.1
近临界态流体 Near-critical fluid state 3.1—3.3
区域 region 3.1,3.3.1,3.3.2,3.3.3,3.3.6
从层流向湍流的过渡 transition from laminar to turbulent 3.3.2, 3.3.5
边界 boundaries 3.1

传热 heat transfer 3.1,3.3
传热异常 heat transfer anomalies 3.3.1
状态方程 equations of state 3.2.2
物性 properties 3.2
的特性 peculiarities of 3.3.1
热导率 thermal conductivity 3.2.3
渗透模型 penetration model 3.3.3
量子态 quantum states 3.2.4
含汽量 Quality 4.6,12.3—12.6,13.5.2
角-半球反射度 Angular-hemispherical reflectance 14.2
冷凝 Condensation
汽-固 vapor-solid 10.1—10.3
质量平衡 mass balance 10.2.1
能量平衡 energy balance 10.2.2
汽-液 vapor-liquid 9.1—9.3
冷凝时的质量平衡 Mass balance, condensation 10.2.1
间歇喷沸 Geysering 13.5
汽化中心 Sites, active 13.2
汽化气体 Boiloff gases 2.4.1
汽泡 Bubble
平衡半径 equilibrium radius 5.2
长大 growth 5.4,5.5
(泡状)流 flow 4.5.1,4.5.2
接触时间 contact time 5.5
跃离尺寸 departure size 5.5
释放频率 release frequency 13.3
频率 frequency 5.5
汽相速度 Vapor velocities 11.2.1
层状结构 Laminated structures 2.4
层流 Laminal flow 3.3.5
局部含汽量 Local quality 11.2.1
局部阻力系数 Geometric loss coefficient 13.5.2
局部沸腾 Local boiling 4.2
局部蒸汽容积份额 Local vapor volume fraction 11.2.1
努塞尔数 Nusselt numbers 7.3
纯含汽量烧毁 Net quality burnout 4.4

八　　画

环状流 Annular flow 4.5.1,4.5.2,11.2.2
表观流密度 Superficial flux 4.6

表观蒸汽速度 Superficial vapor velocity 6.2.1
表面 Surface
化学组成 chemistry 6.2.1
可湿润性 wettability 6.2.1
处理 treatment 6.2.1
加工(情况) treatmeat 15.2.1
老化 aging 5.6.2
光洁度 finish 5.3,5.6.2
杂质 impurities 9.2
污染 contamination 6.2.1,13.4
助凝剂 promoters 9.2
状况 condition 5.3,6.2.1,13.4
沉积物 deposits 5.6.2,6.2.1
制备 preparation 6.2.1
沸腾 boiling 4.2
结构 texture 6.2.1
特征 characterictics 6.2.1
特性 character 5.8
特性的变化 variability 6.2.1
效应 effect 5.8,15.2.1
涂层 coating 5.6.2
粗糙度 roughness 3.3.6
清洁 clean 5.6.2
喷砂(的) sand-blasted 5.6.3
覆盖物 coating 6.2.1
范德瓦耳斯力 Van der Waals forces 15.2
范德瓦耳斯方程 Van der Waals equation 3.2.1
拉普拉斯参考长度 Laplace reference length 7.3
转置临界温度 Transposed critical temperature 3.1,3.2.5,3.3.3
势阱 Potential well 10.1
非晶形冰 Amorphous ice 14.4
图解法 Graphical solution 2.2.4,6.3,8.2
迪图斯-贝尔特方程 Dittus-Boelter equation 3.3.1,3.3.3,3.3.4,3.3.6, 12.1,12.5
物性 Physical properties 9.2
Properties 2.3
物性变化 Property variations 3.3.2
迭加原理 Superposition principle 12.2,12.3,12.5
饱和沸腾 Saturated boiling 4.1—4.3,4.4.2
变形速率 Straining rates 3.3.6
单色(的) Monochromatic

发射率 emissivity 14.1
吸收 absorption 14.5
散射 scattering 14.5
沫状流 Froth flow 4.5.2
泡状流 Bubble flow 4.5,11.3.1
泡核沸腾(也参看沸腾) Nucleate boiling (see also Boiling)
定义 definition of 4.1—4.3
沸腾 Boiling
工况 regimes of 4.3
曲线 curve 5.1,12.1
传热机理 mechanisms of heat transfer 5.4
传热关系式 heat transfer correlations 5.8,7.3
池内泡核 nucleate pool 5.1—5.8,12.3
类型 kinds of 4.2
起始 incipient 5.3
氦 II 内的膜态 film in helium II 15.4
部分 partial 12.2
强迫对流 forced convection 4.4
数 number 12.2,12.5
膜态 film 7.1—7.4,12.5
噪声 noise 15.4
瞬态 transient 13.2
沸腾的瞬态工况 Transient conditions in boiling 13.1—13.5
沸腾(的)起始 Inception of boiling 4.3,4.4,12.2
波长 Wavelength 14.3
波状流 Wave flow 4.5.1
波的频率 Wave frequency 11.3
波前速度 Wavefront velocity 11.3
空穴 Cavity
几何形状 geometry 5.2
尺寸 size 5.3
尺寸分布 size distribution 5.6,5.8
凹状(的) reentrant 5.2
半径 radius 13.2
有效半径 active radii 5.3
起泡(的) nucleating 5.2,5.3
预先调节 preconditioning 5.3
空穴噪声 Cavitation noise 15.4
空泡份额 Void fraction 4.6,11.2,11.3,11.4.1,12.5
降温 Cooldown 2.3,2.4,2.4.3
降温时间 Cooldown time 7.1,13.5.2

降温损失 Cooldown losses 2.4.3
参考温度 Reference temperature 3.3.3
组分速度 Component velocity 4.6
组合结构 Composite structure 2.2.3
"经典"流体 "Classical" fluids 1.1
供应 Accommodation 10.2.2
供应系数 Accommodation coefficient 2.4.1,10.2.2

九　　画

玻色子 Boson 15.2
玻色简并 Bose degeneracy 15.2
(两个)相速度 Phase velocities 11.4.1
轻密度组分 Light density species 3.3.3
背光照明 Back lighting 15.4
临界 Critical
　区域 region 3.2.1
　压力比 pressure ratio 11.4.2
　乳光 opalescence 3.2.1
　点 point 3.1—3.3.3
　流 flow 11.1—11.2.2,11.4
临界热流密度 Critical heat flux 6.1—6.3
　自然对流 natural convection 6.2
　的描述 description of 4.3,4.4
　强迫对流 forced convection 6.3
临界排放 Critical discharge 11.4
哈拉特尼科夫模型 Khalatnikev model 15.2.1
显式 Explicit formulation 2.3
界面波 Interfacial waves 7.3
重力 Gravity 3.3.4,6.2.1,9.2,11.2.4,12.7
重力场 Gravitational field 5.6.9,7.2.1,7.2.3
重密度组分 Heavy density species 3.3.3
俘获系数 Capture coefficient 10.2.1,10.2.2,10.3.4
俘获效率 Capture effectiveness 10.2.1
脉冲传播 Pulse propagation 11.3.3
音速 Sonic velocity 11.2.1,13.5.1
　Speed of sound 13.5.1
音速排放 Sonic discharge 13.5.1
前沿速度 Frontal velocity 11.3
洛克哈特-马蒂内利关系式 Lockhart-Martinelli correlation 11.2,11.2.2—11.2.4

洛克哈特-马蒂内利空泡份额关系式 Lockhart-Martinelli void correlation 11.2.2

十 画

泰勒不稳定性理论 Taylor instability theory 7.3
埃克特参量 Eckert parameter 3.3.3
核心 Nuclei 4.2
  气体 gas 5.2
  自由蒸汽 free vapor 5.2
起泡 Nucleation 5.2,5.3
  现象 phenomena 5.2
  空穴 cavities 5.6.2
  点 sites 5.1,5.6,6.2.1
  点的密度 site density 5.4
  惰性气体 inert gas 5.2
起泡空穴 Nucleating cavity 13.2
起始沸腾 Incipient boiling 5.3,6.2.1
  过热度 superheat 5.3
  热流密度 heat flux 5.3
起始沸腾点 Incipient boiling point 5.3
速度比 Velocity ratio 11.2.2,11.4.1,11.4.2
振动时间 Vibrational time 10.1
振荡 Oscillations 3.1,3.3.1—3.3.4,6.3,12.1,13.3,15.4
振荡(的) Oscillatory 13.5.2
热力不平衡态 Thermodynamic nonequilibrium 3.2.2
热毛细现象 Thermocapillarity 5.3—5.5,5.6.3
热平衡态 Thermal equilibrium 11.4.1
热机械(的) Thermomechanical 15.2
热扩散率 Thermal diffusivity 2.2.4
  可变(的) variable 2.3
热传导 Conductive heat transfer
  一维 one-dimensional 2.2.2
  二维 two-dimensional 2.2.4
  三维 three-dimensional 2.2.4
  自由分子的 free molecular 2.4.1
  各向异性固体内的 in anisotropic solids 2.2.6
  非稳态 unsteady state 2.3
  具有可变热导率的 with variable thermal conductivity 2.2.5
  通过组合结构的 through composite structures 2.2.3
  稳态 steady state 2.2

热导率 Thermal conductivity 2.2.1
平均 mean 2.2.2
各向异性的 anisotropic 1.1
表观 apparent 2.4.1
热物性 Thermal properities 2.2.1,3.2
热绝缘 Insulation
(生产)工艺 technology 2.4
双层密封 double seal 2.4.1
多层 multilayer 2.4.1
系统 systems 2.4.1
泡沫 foam 2.4.1
种类 categories 2.4
复合 composite 2.4.1
真空 vacuum 2.4.1
特殊 special 2.4.1
粉末 powder 2.4.1
蜂窝状结构 honeycomb 2.4.1
热源 Heat source 2.2.4
积分平均比热容 Integrated specific heat 3.3.3
积分平均物性 Integral average property 3.3.6
氦II内的临界热流密度 Peak flux in helium II 15.3
氦同位素 Helium isotopes 15.2
"射流" "Jets" 5.4
部分泡核沸腾曲线 Partial nucleate boiling curve 12.2
部分膜态沸腾 Partial film boiling 4.3
涡团扩散率 Eddy diffusivity 3.3.6,12.5
浮力 Buoyancy 3.3.4
流体动力学不稳定性 Hydrodynamic instability 4.4.2,6.2.1,7.3,8.1,13.4
流体团 Fluid packets 3.3.3
流体丧失试验 LOFT (loss of fluid test) 13.5.2
流型 Flow patterns 4.5
水平管 horizontal tubes 4.5.1
垂直管 vertical tubes 4.5.2
流型 Flow regime 11.1,11.2,11.2.4,11.3,12.1
流型图 Flow pattern diagram 4.5.2
流量系数 Discharge coefficient 11.4.1,13.5.1
能量平衡 Energy balance 10.2.2
能量供应系数 Energy accommodation coefficient 10.1

十 一 画

基底 Substrate 14.1—14.3,14.5
基底材料 Substrate material 10.1
排放 Discharge 13.5,13.6
接触角 Contact angle 5.2,6.2.1,13.2
虚质量 Virtual mass 11.3.1,11.3.2
常态氢 Normal hydrogen 3.2.4
崩沸 Bumping 5.6.3
旋涡团 Vortex eddies 15.2.2
旋流 Swirl flow 3.3.4
粘附几率 Sticking probability 10.2.1
混合长度 Mixing length 3.3.6
混合长度模型 Mixing length model 3.3.3
液相速度 Liquid velocities 11.2.1
深冷沉积物 Cryodeposits 1.1,10.2.2,10.3,14.1—14.6
　的比热容 specific heat of 10.3.2
　的物性 properties 10.3
　的厚度 thickness of 14.2
　的密度 density of 10.3.5
　的潜热 letent heats of 10.3.1
深冷表面 Cryosurfaces 10.1,10.2.1,10.2.2
深冷抽气 Cryopumping 6.2.2,10.1
深冷(抽气)板 Cryopanels 10.1,10.2.1,10.2.2
深冷流体 Cryogenic fluid 1.1
渗透模型 Penetration model 3.3.3
密度倒位 Density inversion 7.3
维里状态方程 Virial equation of state 3.2.2

十 二 画

蒂萨模型 Tisza model 15.2
超导 Superconducting 15.1
超导体 Superconductors 15.2.1
"超声子" "Epiphonons" 15.2.1
超音振动 Ultrasonic vibrations 13.3
超热绝缘 Superinsulations 2.1
超流动性 Superfluidity 15.1
超流动性的消失 Superfluidity breakdown 15.2.2
超流体 Superfluid 15.1,15.4

内的湍流 turbulence in 15.2
搅拌,对沸腾的影响 Agitation, effects on boiling 5.6.6
喷放 Blowdown 13.5.2
喷溅 Expulsion 13.5
喷管 Nozzel 13.5.1,13.5.2
喷管流 Nozzel flow 11.4
(喷管的)喉部 Throat 11.4.1,11.4.2
量子态 Quantum states 3.2.4
量子特性 Quantum properties 3.2.4
量子效应 Quantum effects 15.1
量子液体 Quantum liquids 3.2.3
锐边进口 Shape-edged inlet 11.4.2
短管 Short tubes 11.4.1,11.4.2
等待时间 Waiting time 5.5
傅里叶数 Fourier number 2.3
滞后 Hysteresis 3.2.1,4.3,5.6.4,8.3
滞留时间 Residence time 10.1
湍流粘度 Turbulent viscosity 3.3.6
湿润表面 Wetting surface 6.2.1
温度边界 Temperature boundary 3.1
滑速比 Slip velocity ratio 4.7
滑移空泡份额 Slip void fraction 11.2.2
滑移模型 Slip models 11.2.2

十 三 画

蒸汽吸走 Vapor suction 7.2.3
蒸汽阻力 Vapor drag 9.2
感生对流效应 Induced convective effect 6.2.1
雷利数 Rayleigh number 7.3
雾状流 Fog flow 4.5.2
Mist flow 11.3.2
Spray flow 4.5.1,4.5.2
的定义 definition of 4.5.1,4.5.2
辐射吸收 Radiative absorption 14.3,14.6
辐射特性 Radiative properties 14.1—14.6
数值法,热传导 Numerical methods, conductions heat transfer 2.2.5,2.3
塞状流 Plug flow 4.5.1

十　四　画

静压头　Hydrostatic pressure head　11.2.1
模拟　Modeling　13.6
模拟流体　Modeling fluid　6.3
镀金属的有机薄膜　Metallized organic film　2.4.1
稳定性　Stability　6.2.1
稳定膜　Stable film　7.1
稳定膜态沸腾　Stable film boiling　7.1,12.5
膜状冷凝　Film condensation　9.2
膜态沸腾　Film boiling　7.1
　(传热的)计算公式　correlating expressions　7.3
　的定义　definition of　4.2,4.3
　氦II内的　in helium II　15.4
　深冷剂的实验数据　cryogenic data　7.2
　最低热流密度　minimum heat flux　8.1—8.3
熔化液体密度　Liquid-melt density　3.3.3
滴状冷凝　Dropwise condensation　9.2
谱反射度　Spectral reflectance　14.3
谱发射率　Spectral emissivity　14.1

十　五　画

增强传热　Enhanced heat transfer　3.1
德拜温度　Debye temperature　15.2.1
摩擦压降　Friction pressure drop　11.2.1,11.2.2,11.4.1
摩擦系数　Friction factor　11.2.2,11.2.3
潜热传输　Latent transport　6.2.1

十　六　画

薄层　Microlayer　5.5
整体沸腾　Bulk boiling　4.2,6.3
整体粘度　Bulk viscosity　15.2
赝两相参量　Pseudo-two-phase quantities　3.2.5
赝两相流体　Pseudo-two-phase fluid　3.3.1
赝两相流模型　Pseudo-two-phase fluid model　3.3.3
赝含汽量　Pseudoquality　3.3.3,12.5
赝汽化热　Pseudoheat of vaporization　3.2.5
赝物性　Pseudoproperties　3.2.5,12.5

膜沸腾模型 Pseudoboiling models 3.2.5,3.3.1,3.3.3
镜面反射度 Specular reflectance 14.5
壅塞状态 Chocking condition 11.4
激活的起泡空穴的数目 Number of active nucleating cavities 5.5
壁面切力 Wall shear force 11.2.1
壁面过热度 Wall superheat 5.6.1,13.2

十 七 画

霜 Frost
的形成 formation of 10.1
的厚度 thickness of 14.2
的结构特性 structural characteristics of 14.4
的辐射特性 radiative properties of 14.2—14.3
噪嘎振荡 Clugging 13.5
骤冷 Quenching 13.4

M 形速度分布曲线 M-shaped velocity profiles 3.3.3