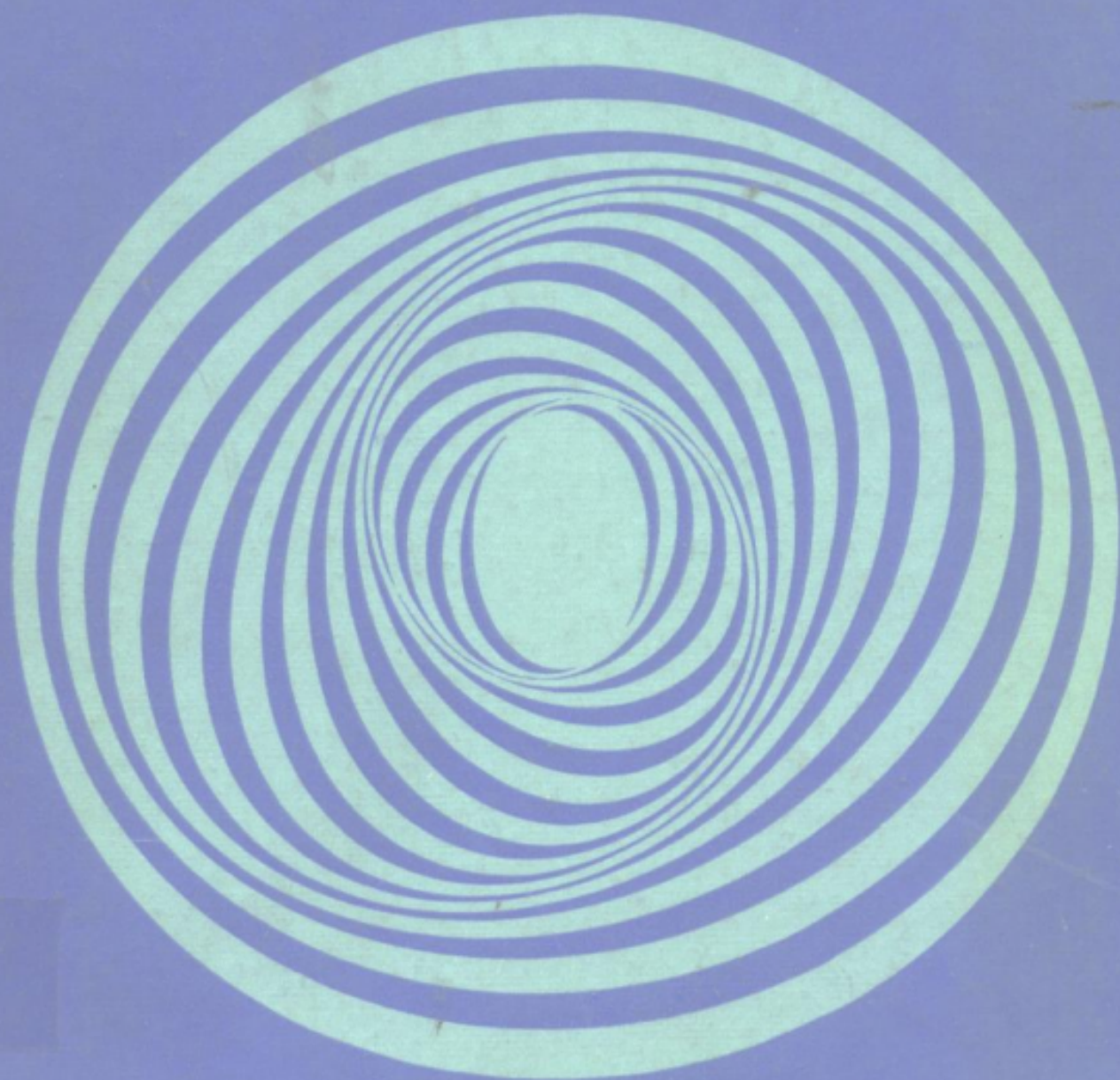


微大气物理学导论

温景嵩



科学出版社

P404
WJS

微大气物理学导论

温景嵩

TW35/10

科学出版社

1989

内 容 简 介

本书从微尺度大气运动中的物理学观点出发,系统地总结了发生在微米尺度粘性流中以及小尺度湍流中的各种物理现象。前六章阐述了气溶胶力学的基础知识、基本理论及近年来的重要进展,后四章介绍了湍流运动中云的微物理学、湍流的微结构、激光传输的湍流效应、湍流大气扩散等方面的基本知识与近年来的新发展。

本书可供大气物理学、悬浮体力学、环境保护、污染控制等方面的研究和教学人员参考,对于化工、泥沙科学及激光工程、工业除尘等方面的研究人员,也是一本有用的参考书。

微大气物理学导论

温景嵩

责任编辑 许贻刚

科学出版社出版

北京·白堆纸厂北街17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

1989年11月第一版 开本:787×1092 1/16

1989年11月第一次印刷 印张:17 插页:1

印数:0201—613 字数:385,000

ISBN 7-03-001158-9/P·210

定价:17.90元

前 言

微大气物理学研究发生在微尺度大气运动范围中的各种物理现象。相对于大尺度与中小尺度范围的运动而言,我们把从小尺度湍流起直到微米尺度粘性流为止的大气运动,称为微尺度大气运动。发生在这个运动范围中的物理现象是多种多样的,它们大多与人类的生产、生活发生直接的联系。近一二十年来随着现代化生产的迅猛发展与现代科学技术水平的不断提高,人们对它们的认识也越来越深入,范围也逐步地发展到更多方面。在湍流范围中,最早认识的有近地面物理学、边界层气象与大气扩散等。从60年代开始,湍流对光波、电磁波与声波传播的影响,湍流对云的微物理过程的影响也日益为人们所重视,形成一些欣欣向荣的新分支。而原有分支中包括对湍流本身规律的研究,也出现了许多新的探索,思想十分活跃。在微米尺度粘性流范围内,有着重要作用的是由气溶胶粒子引起的各种扰动。于是,气溶胶的各种力学过程就成为这一范围内的主要过程。与此有关,还应包括气溶胶的其他气象效应诸如光学效应、辐射效应、对云的微物理过程的影响等。从60年代开始,在气溶胶力学领域中也出现了蓬勃发展的景象。它对光学过程某些细致的效应,例如由粒子的 Brown 运动所引起的光的随机散射,也开始为人们所注意研究。总之,大气物理学中的微尺度方面的研究,目前正在一条很宽广的战线上飞速向前发展。

在如此广阔的战线上所开展的研究工作已表明,它们之间具有以下一些共同特点。

首先是它们的应用性。它们大多与一些工程技术领域有密切联系。没有以激光武器、激光大气探测等为代表的各种工程研制需要,就不会有近二十多年来对光波等波动在湍流大气中传播的大量研究;没有大气污染以及防原子战、防化学战、防细菌战等社会问题与军事问题的需要,就不会有近二十多年来对于边界层气象和大气扩散过程的大量研究;人工降水等人工影响局部天气工作是对云的微物理研究的有力促进;而对污染的控制与监测,对于各种工业气溶胶技术的开发利用,又成为气溶胶力学发展的强大动力。所有这些都说明了直接的应用价值是微大气物理学各分支领域的共同特征。另一方面也说明了为什么它往往是在各个应用部门中首先发展起来的。

第二个共同的特征是它们与微尺度大气运动的紧密联系。微尺度大气运动是这类物理现象的主导因子,在一般的大气物理现象中,大气的运动过程往往也是主导因子。但这特点在大尺度范围内对目前的认识水平而言,往往更带有经验性质,只是在微尺度大气运动中,才更具有理论性与定量性质。于是,发生在微尺度范围中的各种物理现象的规律,就常常带有相应尺度大气运动的“印记”。局地均匀各向同性湍流的相似理论与三分之二定律,决定了相对扩散中弥散度随扩散时间三次方增长关系。在光波传播过程中,它决定了大气闪烁量在近距离内随距离成 $11/6$ 次方增长关系。另一方面在微米尺度范围,由于 Stokes 流动的线性性质,又使气溶胶的一些力学过程可以得到严格的解析解。而其中的许多严重困难也正是由粘性流本身特点所产生。对比现时预报员根据大尺度流场的预报来做大范围天气现象预测时,主要根据还是一些经验性的认识。微大气物理学中的这一

特点就更加使人印象深刻。还需指出，微尺度范围大气运动规律与大尺度范围的有重要区别。在大尺度运动中起重要作用的地球自转因子除去象在边界层气象中的问题以外，一般已不再起重要作用。从局地均匀各向同性湍流开始，关于层结的作用，海陆分布、地形影响等下垫面作用，也逐渐变成不那么重要了。总之，随着研究尺度的缩小，地球大气运动的特征就越来越被削弱，而一般粘性流体运动的特征就越来越突出。在典型的微尺度大气运动范围内，起主导作用的正是粘性流体运动中的非线性惯性力与分子粘应力。后者在大尺度运动中完全可以略去，而在微米尺度中却成为主导因子。两者的差异十分明显，可以说，一般粘性流体力学与物理学中的规律，正是微尺度大气物理学中起主导作用的规律。

第三个共同特征是其理论性。它们的一些基本问题都是一些理论性很强的课题。在这门学科中，应用数学有更大的作用，其中概率的方法，随机过程论的应用成为这一领域中共同的特点，然而其随机性的根源却不尽相同。在湍流范围中，随机性主要是流场在高 Reynolds 数条件下由流动不稳定性自发产生。在粘性流中情况却恰恰相反，这里 Reynolds 数很小，流动稳定，不可能有自发的随机性产生。它的随机性产生于气溶胶粒子的随机分布与随机的 Brown 运动。尽管如此，人们在这两方面的理论研究中，都要使用随机过程论则是共同的。随机过程与随机场的理论与方法是处理微大气物理问题的一个强有力工具。在这里我们还愿意就应用数学说几句话。应用数学并不能简单地理解为，是求解物理学或工程技术中某一方程的数学方法或数学技巧。乍一看来，它确可以这样表述，但实际上物理思想更为重要。对于物理思想的主导地位，当代著名的应用数学家 Batchelor 教授说得好，“在应用数学中更为重要的是物理思想，要把物理思想注入于其中才能解决问题”。一般而言，数学并没有为物理学准备好求解各种物理方程的万能灵药。物理学家常要根据自己问题的特点，来为求解方程开辟道路。新的物理学问题或新的工程技术问题常常需要新的方法和新的技术来解决，而新方法和新技术却常常蕴育在该物理过程自身的特点之中。

在以上几点认识的基础上，本书力图把这一二十年来在微大气物理学中有关分支领域所取得的成就，从“微尺度大气运动中的物理学”观点出发，进行一次初步的总结。为使本书篇幅不要太大，而具有自己的特色，我们把内容限制在与作者研究工作直接有关的一些分支。由此，近地面物理学与边界层气象、气溶胶粒子的气象效应等这样一些课题，暂时不能包括在本书之中。

本书的重点将放在基础方面与理论方面。前面讲到的三个共同特点实际上业已指明，微大气物理学是一门应用性很强的学科。当把它直接应用在有关的工程技术领域的时候，自然少不了要做许多经验性的至多是半经验性的工作，作为理论的补充，这样才能满足具体工程研制的要求。例如本书第九章所述的，大气闪烁理论在我国远程激光雷达与探空光通讯工程中的应用。读者从 9.3 与 9.4 两节中不难发现其中确有许多属于经验性或半经验性的数据。相信读者不会以此来责怪作者。因为没有这类数据的建立，大气闪烁的理论工作，就不能为我国激光工程提供及时的有效的服务。问题的另一面则是，作为一门应用科学，它也不应该没有理论研究。有两种理论，一种是纯理论，一种是应用理论。我们所述的不是前者，而是后者。应该说应用理论、应用科学正是新技术发展的火车头，没有应用理论，没有应用科学，新技术的开发与推进将会陷于步履蹒跚，甚至寸步难行。

的地步。读者同样可从第九章中的例子看到，象大气闪烁会对激光雷达与光通讯工程产生何种影响以及如何克服它，这类纯属应用范围的问题，它本身仍然是一个理论课题。这实际上包括了信号检测理论在大气信道中的发展等研究工作（参见 9.2 节）。只有这些理论问题正确解决了，才能对激光工程提供正确的服务。至于大气闪烁本身的规律则更是一个理论性很强的课题。没有这方面的工作，也无法对工程提供有效的服务。

本书是在中国科学院学部委员叶笃正、曾庆存两位研究员的鼓励与支持下写成的，曾庆存还在百忙中抽出时间来对书稿进行了审阅与指正，并提出了宝贵的建议。对于他们的关怀、鼓励与支持，作者在此谨表示最深切的谢意。

我还要提到我的亲密战友朱珍华同志。本书实际上是作者二十八年来工作的一次总结。在这漫长的岁月里，作者无时无刻不受到她的关心、鼓励与支持，没有这种支持，就不可能有作者二十八年来所取得的工作成果。当本书进入定稿阶段时，她利用大部分业余时间承担了全部抄写誉清工作，并纠正了其中许多错误和不当之处。完全可以说，本书正是我俩共同心血的结晶。因此，作者还要利用这个机会对她表示最深挚的感谢。

本书全部插图都是由周维新同志精心绘制而成。王永光同志曾协助作者计算了第五章的表 5.4.1 与表 5.4.2 的全部数据。对于他们的辛勤劳动，作者在此深表谢意。

本工作是国家自然科学基金委员会资助项目的一部分，对此，作者谨向该委员会致以深切的谢意。

作者

1987 年 4 月

目 录

第一篇 理论气溶胶力学基础

| | |
|---------------------------------------|-----|
| 第一章 气溶胶概况 | 1 |
| 1.1 气溶胶的一般性质与分类 | 1 |
| 1.2 气溶胶粒子大小的分布 | 4 |
| 1.3 气溶胶粒子的形状与结构 | 6 |
| 第二章 粘性流体力学基本知识 | 8 |
| 2.1 引言 | 8 |
| 2.2 定常单向流 | 14 |
| 2.3 非定常单向流 | 17 |
| 2.4 流体运动中的动力相似与流体动力相似参数 | 20 |
| 2.5 几种低 Reynolds 数流场..... | 25 |
| 第三章 运动物体引起的低 Reynolds 数流 | 32 |
| 3.1 孤粒子在无界空间中运动时引起的 Stokes 流..... | 32 |
| 3.2 Stokes 流场的 Oseen 修正..... | 40 |
| 3.3 双球纵向低 Reynolds 数相对运动..... | 43 |
| 3.4 双球横向低 Reynolds 数相对运动..... | 46 |
| 第四章 气溶胶力学中的几个基本问题 | 61 |
| 4.1 引言 | 61 |
| 4.2 双球迁移率 | 62 |
| 4.3 双球在外力场与势力场中的相对运动 | 71 |
| 4.4 双球相对 Brown 运动与对分布方程..... | 75 |
| 第五章 气溶胶粒子的沉降与碰并理论 | 83 |
| 5.1 单分散系统粒子沉降理论 | 83 |
| 5.2 对分布方程在多分散稳定系统中的求解 | 91 |
| 5.3 多分散系统粒子沉降理论 | 100 |
| 5.4 不稳定稀释悬浮体系粒子的碰并理论 | 113 |
| 5.5 高 Péclet 数下不稳定系统的碰并率 | 121 |
| 5.6 非极端条件下不稳定系统的粒子碰并率 | 131 |
| 第六章 气溶胶力学中的某些其他问题 | 137 |
| 6.1 悬浮粒子的传质理论 | 137 |
| 6.2 稀释悬浮体系的有效粘性系数 | 146 |
| 6.3 亚稀释悬浮体系的有效粘性系数 | 149 |
| 6.4 气溶胶粒子谱演变的动力学 | 156 |

第二篇 湍流大气物理学简论

| | |
|--|-----|
| 第七章 湍流和云的微物理学 | 165 |
| 7.1 引言 | 165 |
| 7.2 云滴生长的两个基本物理过程 | 166 |
| 7.3 Bergeron-Findeisen 冷云降水微物理学理论..... | 171 |
| 7.4 对流暖云中大云滴生长过程的基本特征——随机性 | 173 |
| 7.5 对流暖云中大云滴生长的 Markov 过程 | 176 |
| 7.6 填平对流暖云大云滴“生长沟” | 182 |
| 7.7 和湍流随机源有关的问题 | 186 |
| 第八章 湍流微结构的理论研究 | 192 |
| 8.1 引言 | 192 |
| 8.2 Reynolds 方程与混合长理论 | 194 |
| 8.3 均匀各向同性湍流理论与 Kármán-Howarth 方程 | 201 |
| 8.4 局地均匀各向同性湍流与 Kolmogorov 定律 | 207 |
| 8.5 Kolmogorov 理论中存在的问题与湍流研究的进一步发展 | 212 |
| 第九章 湍流大气中波动的传播 | 219 |
| 9.1 束状波在湍流大气中传播时参数的起伏 | 219 |
| 9.2 大气闪烁对光数据信道性能的影响 | 223 |
| 9.3 湍流大气中折射率结构常数的垂直分布 | 230 |
| 9.4 工程应用 | 234 |
| 第十章 湍流大气扩散 | 240 |
| 10.1 引言 | 240 |
| 10.2 湍流扩散的基本理论 | 241 |
| 10.3 非均匀流中的湍流扩散 | 245 |
| 10.4 非均匀流扩散理论的进一步发展 | 256 |

第一篇 理论气溶胶力学基础

第一章 气溶胶概况

1.1 气溶胶的一般性质与分类

固态或液态的微粒悬浮在空气之中形成一种悬浮体系，这种体系叫气溶胶。在某些大气物理过程中，在人类日常生活与各种工业、农业、军事和科学实验技术中，经常会遇到它。将气溶胶作为胶体科学中的一个体系看待时，它应包括分散介质与分散相两部分。但是在大气科学与日常生活中，气溶胶的含义却常常是那些分散在空气介质中的固态或液态微粒。如环境中的大气尘(包括飘尘与落尘)、云中的大气凝结核、冻结核和云雾本身，以及人类生活中所广泛遇到的各种各样的雾、尘、烟等都是气溶胶。

气溶胶的粒子很小，分散度范围很大。最小的微粒，可以小到分子尺度。例如由几个中性分子集结在一个荷电分子周围而形成分子团，又叫小离子或轻离子。其大小可小到 $10^{-3} \mu\text{m}$ 。粒子尺寸的上界，一般可到几微米，或者更大些，例如自然界的对流云与冰雹云中的大水滴和大冰粒可大到 10^3 乃至 $10^4 \mu\text{m}$ 。由此可见其分散范围达到 5—7 个量级。

气溶胶粒子可以是固态的，也可以是液态的；可以是无机物质，也可以是有有机物质。还包括了细菌微生物以及植物花粉、孢子等。

气溶胶粒子一般荷电。但是和水溶胶粒子荷电情况有所不同。后者一般均带同性电荷。而在气溶胶中，例如大气气溶胶粒子常包括正离子与负离子。正负两种离子浓度相差不大，而正离子浓度稍有过剩。此外，在原子反应堆运行和原子弹爆炸过程中，还产生了许多带放射性的尘埃。

气溶胶粒子的大小与其成分性质有一定关系，表 1.1.1 给出了不同成分的气溶胶粒子

表 1.1.1 不同成分的气溶胶粒子的大小

| 0.01 | 0.1 | 1.0 | 10 | 110 μm |
|------|-----|-------|-----|-------------------|
| 烟 雾 | 烟 | | 灰尘 | |
| | 薄 雾 | 雾 | 云 | 浪花飞沫 |
| 炭 黑 | 染 | 料 | 煤 粉 | |
| 病 毒 | | 细 菌 | | |
| | | 花粉 孢子 | | |

大小的特征^[1]。

气溶胶系统是十分复杂的胶体系统。现在还没有一个分类方法能得到普遍的公认。不同的学科,不同的情况、不同的人有不同的分类方法。比较重要的有以下几种。

在云的微物理学中,按照粒子的大小把它们分为三类:

- (1) Aitken 核: 半径为 5×10^{-3} 到 $0.1 \mu\text{m}$;
- (2) 大核: 半径为 0.1 到 $1 \mu\text{m}$;
- (3) 巨核: 半径大于 $1 \mu\text{m}$ 。

按照气溶胶粒子的形成原因,可分为两类。

(1) 分散性气溶胶: 因机械的粉碎作用,或自然的风化作用使固态或液态物质破碎、剥蚀成颗粒状态,再经过风力的扬起而悬浮于空气之中;

(2) 凝集性气溶胶: 由过饱和气体凝集成固态或液态粒子,或是由不同成分的混合气体在光化学作用下形成的液态粒子。

Фукс 在其《气溶胶力学》一书中,还曾把气溶胶分为四类^[2]:

- (1) 雾: 液态气溶胶(包括分散性与凝集性);
- (2) 烟: 固态凝集性气溶胶;
- (3) 尘: 固态分散性气溶胶;
- (4) 烟雾: 固、液两态混合气溶胶。

从气溶胶所处环境看,还可把它分成两类:

(1) 大气气溶胶: 散布在整个大气层中的气溶胶,主要由自然原因形成,而由人类活动造成的大气气溶胶也日益成为严重的问题;

(2) 工业气溶胶: 在工业或科学实验等局地环境中产生的气溶胶,其空间范围要比大气气溶胶小很多,例如一个厂房、矿坑,甚至还可小到如纤维过滤器的缝隙、气溶胶取样仪器中的狭缝等。它们既可以是工业活动中产生的废物,也可以是在工业生产中,为提高生产效率而使用的气溶胶技术。例如各种喷雾器技术、流化床技术等。

很明显,气溶胶科学的研究对象,要比云物理学的研究对象复杂得多。人们不可能希望对气溶胶体系做出如同对大气中云雾体系那样,按照大家公认的统一分类方法做出分类。(顺便指出,在某种意义上,云雾也是一种特殊的气溶胶体系,由此也可以进一步看出气溶胶的复杂性。)然而从气溶胶力学的观点看,按照粒子大小来分类比较恰当。这是因为粒子的力学性质以及其他一些物理性质都决定于粒子大小,表 1.1.2 给出了它们之间

表 1.1.2 气溶胶粒子大小与其物理性质的关系

| 粒子半径 $a(\mu\text{m})$ | 10^{-3} | 10^{-2} | 10^{-1} | 1 | 10 |
|-----------------------|---------------|-----------------|-----------|---------------|----|
| 类别 | Aitken 核 | | 大核 | 巨核 | |
| 介质阻力 | $\propto a^2$ | $\propto a f_1$ | | $\propto a$ | |
| 凝结(蒸发)速率 | $\propto a^3$ | $\propto a f_2$ | | $\propto a$ | |
| 增温(冷却)速率 | $\propto a^2$ | $\propto a f_3$ | | $\propto a$ | |
| 粒子浓度输送 | Brown 输送为主 | | 并重区 | 重力沉降输送为主 | |
| 光的散射 | $\propto a^6$ | | 过渡区 | $\propto a^2$ | |

的一部分关系。

表 1.1.2 表明大核或者还包括了一部分大的 Aitken 核, 正处在粒子的力学性质以及光学性质的转折区。粒子基本性质的这些变化是由粒子的一系列动力相似参数所决定的。表 1.1.3 给出了密度为 2gm/cm^3 的四种典型粒子 ($a = 0.01, 0.1, 1, 10\mu\text{m}$) 的各种动力相似参数大小。

表 1.1.3 四种典型粒子的一些动力相似参数

| $a(\mu\text{m})$ | $D_0(\text{cm}^2/\text{s})$ | $V_t(\text{cm/s})$ | Kn | Re | Pe_v | Pe_H | Pe_B |
|------------------|-----------------------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|
| 0.01 | 1.56×10^{-4} | 3.1×10^{-3} | 7.37 | 4.2×10^{-10} | 1.3×10^{-10} | 1.5×10^{-10} | 2.0×10^{-7} |
| 0.1 | 2.35×10^{-4} | 4.3×10^{-4} | 7.37×10^{-1} | 5.8×10^{-4} | 1.7×10^{-4} | 2.1×10^{-4} | 1.8×10^{-3} |
| 1 | 1.29×10^{-7} | 2.7×10^{-2} | 7.37×10^{-2} | 3.6×10^{-3} | 1.1×10^{-3} | 1.3×10^{-3} | 2.1×10 |
| 10 | 1.19×10^{-8} | 2.5 | 7.37×10^{-3} | 3.4×10^{-2} | 1.0×10^{-2} | 1.2×10^{-2} | 2.1×10^4 |

根据 NACA 标准大气数据, 在一个大气压下, 气温为 15°C 时, 空气分子的自由路径 λ_m 为 $7.37 \times 10^{-2}\mu\text{m}$, 因此, 半径小于 $0.01\mu\text{m}$ 的粒子, 它们的 Knudsen 数 (Kn) 将大于 1。此时, 介质已不再是连续介质, 粒子在运动时不会在四周空气中引起扰动流场。它所受到的阻力只和打到它表面上的空气分子总数成正比, 因而与粒子的表面积, 即 a^2 成正比。其他如粒子与介质之间的质量交换、热量交换也同样均与撞击到粒子表面分子总数有关, 也和 a^2 成正比。反之当 Kn 数远小于 1, 例如当 a 大于 $1\mu\text{m}$ 之后, 介质可视为连续介质。粒子在运动时, 会使周围介质产生扰动流场。它所受到的阻力, 来自该流场在粒子表面上应力的合力。我们从第三列给出的重力沉降末速 V_t (cm/s, 这里假设粒子密度 $\rho = 2\text{gm/cm}^3$), 可以知道它们的 Reynolds (Re) 数均远小于 1, 由粒子运动引起的介质扰动流场服从于 Stokes 运动方程, 由此得到的 Stokes 阻力与 a 的一次方成正比。空气中的水汽扩散系数 D_v 与热扩散系数 D_H 均与其运动粘滞系数 ν 量级相同。Schmidt 数与 Prandtl 数量级为 1, 水汽扩散方程的相似参数 Péclet 数 (Pe_v) 与决定热传导方程的相似参数 Péclet 数 (Pe_H) 也同 Re 数一样, 均小于 1, 方程中的对流项均可忽略, 而成为纯扩散或纯热传导方程。大家知道由纯扩散或纯热传导方程的定常解导出的质量凝结(蒸发)速率以及增温(冷却)率均与粒子半径 a 成正比, 而与阻力规律一致。在 0.01 到 $0.1\mu\text{m}$ 这一区域中介质基本上仍可视为连续介质, 但需加以 Kn 数的订正。表 1.1.2 中的 f_1, f_2, f_3 均系 Kn 数的无因次函数。对于介质阻力而言, 由 Cunningham (1910) 给出的经验公式是:

$$f_1 = \frac{1}{1 + \alpha \text{Kn}}, \quad (1.1.1)$$

式中的 α 常数量值为 0.86。另一方面, 当粒子半径 a 接近 $100\mu\text{m}$ 时, Re 数不再小于 1。例如对于半径 $a = 30\mu\text{m}$ 时的水滴, 它的 $\text{Re} = 0.41$, $a = 100\mu\text{m}$ 时, $\text{Re} = 9.4$, 实验已经表明 $\text{Re} > 0.4$ (亦即水滴半径大于 $30\mu\text{m}$ 后), 应加以订正, 这个订正因子是 Re 数的函数。以上的动力变化特点, 对于粒子输送过程却不尽相同。表 1.3 中第二列给出的 Brown 扩散系数 D_0 (单位 cm^2/s) 表明, 它与粒子半径成反比, 而不能象 D_v, D_H 和 ν 那样保持为常数。因此, 尽管当粒子小于 $0.1\mu\text{m}$ 时, 表 1.3 给出了它的 Brown 运动的 Péclet 数 Pe_B 也同样远小于 1, 因而在浓度守恒方程中, Brown 输送项将成为主导项, 重力对流输送项可以忽略(表 1.2); 但当粒子半径大于 $1\mu\text{m}$ 后, D_0 就已减小到可以使 Pe_B 大于 1 (见表

1.1.3), 从而使这一区域中的重力对流输送项成为主导项, 人们可以反过来忽略掉 Brown 输送的二阶项(见表 1.1.2)。这样一来, 在云的微物理学中所定义出的大核区(实际还应包括一部分比较大的 Aitken 核) 就成为粒子动力性质的转折区。把气溶胶分为 Aitken 核、大核、巨核三类也就成为一种比较好的分类法。当然, 云物理学中的这种分类并不完全与粒子力学性质的转变相吻合, 因为它本来就不是按照力学性质来划分的。另一方面, 表 1.1.2 也指明, 严格按照力学等物理性质的转变来划分气溶胶也有困难。各种性质的转折区, 彼此之间不一定完全吻合。对于象气溶胶这样复杂的系统, 人们本来就不应对其分类问题寄以过分的希望。

1.2 气溶胶粒子大小的分布

人们在实验室中为了某种目的可以制备出特殊的单分散气溶胶。在自然界中也有个别例子, 例如三叶草的花粉粒子半径在 24.8 与 26.9 μm 之间, 近于单分散体系。除此之外, 气溶胶体系中绝大多数就都是多分散的。不论是自然原因形成的, 还是人类活动造成的大致都如此。因此, 研究粒子大小的分布具有现实意义。

我们还知道气溶胶的一切性质, 包括力学、光学、电学性质等均与粒子大小有关。因此, 为了能正确地估价、分析与气溶胶有关的实验结果、观测结果, 也必须了解气溶胶大小的分布。

气溶胶大小分布是微观过程的一个重要特征量也是粒子微观动力过程的结果, 因此, 研究气溶胶粒子大小的分布特征, 也是探讨粒子微观动力过程的一个重要手段。

表示粒子大小分布(即粒子谱)的方法有两大类:

1. 微分分布或微分谱

我们以 $n(a)$ 表示半径为 a 时单位半径间隔中, 单位空间体积里所含有的粒子数。其量纲为 $[L^{-4}]$, 或 $[l^{-1}L^{-3}]$, 这时 l 表示粒子半径的量纲, L 表示几何空间长度的量纲。归一化的微分谱 $f(a)$ 与 $n(a)$ 的关系由下式给出:

$$f(a) = \frac{n(a)}{n_0}, \quad (1.2.1)$$

式中 n_0 表示粒子的数密度, 且

$$n_0 = \int_0^{\infty} n(a) da, \quad \int_0^{\infty} f(a) da = 1. \quad (1.2.2)$$

除了数密度之外, 我们有时还使用体积浓度 ϕ , 它是单位空间体积中粒子体积的总和 $\phi = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi a^3 n(a) da$, 此处假定了粒子均为球形粒子。此外, 还有质量浓度 $g_0, g_0 = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi a^3 \rho n(a) da$, 这里 ρ 表示粒子的密度。粒子体积的微分谱 $\phi_1(a)$, 质量的微分谱 $g(a)$, 与粒子数的微分谱 $n(a)$ 关系则可分别由下式给出:

$$\phi_1(a) = \frac{4}{3} \pi a^3 n(a), \quad g(a) = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho n(a). \quad (1.2.3)$$

在某些问题中, 讨论气溶胶粒子在粒子体积相空间 v (这里 v 表示一个粒子的体积大

小),或质量相空间 m (这里 m 表示一个粒子的质量)中的分布更为方便,相应的微分谱则分别由 $n_1(v)$ 以及 $n_2(m)$ 表示. 它们分别表示粒子体积为 v (或质量为 m) 时,单位体积间隔中(或单位质量间隔),单位空间体积里所含有的粒子数. 显然,它们与 $n(a)$ 应该有:

$$n_1(v) = \frac{1}{4\pi a^2} n(a), \quad n_2(m) = \frac{1}{4\pi a^2 \rho} n(a). \quad (1.2.4)$$

2. 积分分布或积分谱

通常使用粒数的积分分布 N , 它定义为

$$N = \int_a^\infty n(a) da. \quad (1.2.5)$$

它又叫剩余分布. 以固态气溶胶为例,在取样后,用网筛筛选粒子,最后在网筛上剩下来的粒子总数就等于 N . 另一种积分分布 N_1 定义为

$$N_1 = \int_0^a n(a) da. \quad (1.2.6)$$

它又叫清除分布,从网筛上筛下来的粒数总和就是 N_1 . 从这两个定义中,显然可得:

$$N + N_1 = n_0, \quad (1.2.7)$$

以及

$$n(a) = - \frac{dN}{da}. \quad (1.2.8)$$

在大气气溶胶的观测研究中,直接研究粒数在半径相空间中的分布很不方便,因为从 Aitken 到巨核,分布范围太广. 通常人们讨论粒数在对数半径 $\lg a$ 上的分布. 由此得到的微分谱 $n(a)$ 由下式给出:

$$n^*(a) = - \frac{dN}{d(\lg a)}, \quad (1.2.9)$$

从上式以及 (1.2.8) 式中,可以得到 $n^*(a)$ 与 $n(a)$ 的对应关系

$$n(a) = \frac{1}{\ln 10} \frac{n^*(a)}{a}, \quad (1.2.10)$$

由此可见,若 $n^*(a)$ 与 a 呈现出负幂关系,则 $n(a)$ 比 $n^*(a)$ 的幂次应小一次.

1958 年 Junge 第一次发现大气气溶胶粒子谱在大核与巨核范围中, $n^*(a)$ 与 a 的关系,呈现出一 3 次方衰减关系 [亦即 $n(a)$ 与 a^{-4} 成正比]. 随后大量的观测表明(包括近年来我国的观测), Junge 的负三次规律大体上是对的. 当然,各人观测所得的幂次不尽相同. 对于 $n(a)$ 而言,大体上均在一 3 与一 5 之间. 作为总的平均的趋势, $n(a)$ 与 a 的关系,符合一 4 次方衰减律. 顺便指出,由于 $n^*(a) \propto a^{-3}$, 所以 $\phi_1^*(a) \propto$ 常数, 与半径大小无关. 大粒子的粒子体积虽然大(与 a^3 成正比),但是它的粒数 $n^*(a)$ 却按 a^{-3} 衰减,所以在同样的对数半径间隔中 [$d(\lg a)$], 它们的粒子总体积应该相同.

除 Junge 在大核、巨核中的负幂次谱以外,还有人提出更完整的幂次与指数相结合的四参数谱,即

$$n(a) = Aa^b \exp(-Ba^r)$$

也有人取 $r = 1$, 而成为三参数谱. 当然,参数越多,越能使公式更好地逼近实际观测到的谱. 在这个意义上,可以说参数越多,该经验公式越精确. 但是从理论上,还是参数越少越好. 参数越少,说明该公式概括力越强,反映出了主要的物理机制,这样的公式越

有从理论上探讨其物理本质的价值。从这个意义上看, Junge 谱(是一参数谱)更为重要。在而后的几十年里,也确实出现了不少理论工作讨论 Junge 谱的形成,我们将在第六章中加以介绍。

关于工业气溶胶的粒子谱、植物花粉谱、云雾的滴谱, Фукс 在其《气溶胶力学》中,已经介绍了一些经验公式^[1],这里不再重复。需要指出一点,那里的谱公式,均指平均状态的谱。这种平均谱,在进行一些与气溶胶有关的物理现象的统计分析的时候,当然很有价值,例如讨论大气辐射的传输过程。但另一方面也有局限性。有时候它会举个例谱中某些重要特征光滑掉。例如,云雾中的 Best 谱,或 Levin 的对数正态分布谱,它们都是平均类型的谱。这些谱只有一个极大值。但是自 60 年代以来,国内外大量的研究均表明,对流云中的云滴谱,存在着第二极大,这是一个重要特征,它反映了云滴生长的某种重要物理机制。但是它只存在于个例谱之中,由于第二极大的位置具有随机性质,因此,当人们求取平均时,往往会把它光滑掉,而在平均谱上无法看出这个重要特征。这就是平均谱的局限性。

1.3 气溶胶粒子的形状与结构

在我们所讨论的气溶胶范围内,液滴的表面张力是使它得以力学稳定系统形式存在的主要原因。这种力总是要使界面缩到最小,因而使之成为球形。两滴并合后的一瞬间,它们可以仍保持为两个连在一起的球而非球体。但很快,表面张力就会使之恢复成一个新的球形液滴。只有当 $a > 140 \mu\text{m}$ 以后,由于内环流等一些其他因素的作用,液滴才逐渐偏离开球形而成为扁球体。最后当液滴半径达到 3mm 时,水滴就会破碎,但这些已超过了气溶胶研究范围。

固态粒子的形状与结构很复杂。在自然形成的粒子中只有从液滴冻结而成的粒子可以成球形,其他均为非球形。

由过饱和气体直接凝集成固态者,通常成结晶形状,例如冰晶、雪晶等。由机械破碎作用,或自然风化作用形成的固态粒子,均成不规则状。大体上又可分为三类:

- (1) 各向同长——三维不规则体状;
- (2) 在两维方向上的尺度大于另一方向者——薄片状;
- (3) 在两维方向上的尺度远小于另一方向者——针状或柱状。

在不稳定系统中的固态粒子,经过碰并作用,形成了各种各样的聚合体。最多可有由几百万个粒子絮结在一起而成的聚合体。聚合体本身又可分为链状(或线状)或体状两大类。

当粒子形状不规则时,精确地讨论粒子谱问题是无意义的。通常只有假定它们为球形。研究这种粒子在等效半径相空间中的分布问题,通常使用两种等效半径。等体积半径 a_v ,系指体积与之相同的球形粒子半径;等沉降半径 a_s ,系指沉降速度与之相同的球形粒子的半径。前者是测量粒子重量时得到的大小,后者是测量粒子沉降速度时得到的大小。 a_s 只有在粒子为球形时,才与 a_v 相等。否则, $a_s \neq a_v$ 。可见,非球形粒子谱要比球形粒子谱复杂,它本身具有一定的不确定性。

粒子的动力性质,除去受粒子大小所决定以外,粒子的形状则是另一个重要因子。表

1.1.2 表明,在粘性流体力学范围,粒子运动时所受到的阻力与其半径 a 成正比。比例系数则由粒子的形状所决定。形状不同,比例系数也不同。对于刚性球形粒子,其比例系数是 $6\pi\mu\nu$ 。这就是著名的 Stokes 阻力公式,它是由 Stokes 在上世纪得到的。我们将在第三章中加以介绍。其中 μ 表示空气的粘性系数, ν 表示粒子的运动速度。对于非球形粒子,情况则远为复杂。在各种形状的物体中,只有球形是各向同性,其他均为各向异性。所以非球形粒子运动时所受阻力,除它的大小外还应与其取向有关。于是比例系数应为 $6\pi\mu\nu\kappa'$, κ' 为一个与取向有关的无因次因子。以长旋转椭球体为例,当它沿极轴运动时,此无因次的方向因子 κ'_c 可由下式表示^[2]:

$$\kappa'_c = \frac{4}{3}(\beta^2 - 1) / \left\{ \frac{2\beta^2 - 1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) - \beta \right\}, \quad (1.3.1)$$

这时, a 表示旋转椭球体的赤道半径, β 则表示长短轴之比。当该粒子沿一与极轴相垂直的方向运动时,无因次方向因子 κ'_s 则应由

$$\kappa'_s = \frac{8}{3}(\beta^2 - 1) / \left\{ \frac{2\beta^2 - 3}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) + \beta \right\} \quad (1.3.2)$$

表示。显然当 β 接近于 1 时, κ'_c 与 κ'_s 均接近于 1, 两者差别逐渐减小。当 β 增大时, κ'_c 与 κ'_s 均成单调增加关系, $\kappa'_s > \kappa'_c$, 且两者的差别也随之加大。

对于 Re 数很小的慢运动(例如当 $Re < 0.1$ 时), 转矩为零, 粒子的取向在运动时将保持不变。只有当 $Re > 10$ 时, 粒子取向才取阻力最大的位置。对于粘性流范围的这种形状的气溶胶粒子, 若初始时刻, 其极轴与运动方向交角为 θ , 则尔后的运动过程中, 阻力将成为

$$F = -6\pi\mu U a (\kappa'_c \cos^2 \theta + \kappa'_s \sin^2 \theta). \quad (1.3.3)$$

当粒子足够小, 以致 Brown 运动成为重要因素时, 粒子的取向将受 Brown 运动作用而作随机转动。按极轴的所有取向平均后, (1.3.3) 将成为

$$\bar{F} = -6\pi\mu U a \kappa' = -6\pi\mu U a \left(\frac{1}{3} \kappa'_c + \frac{2}{3} \kappa'_s \right). \quad (1.3.4)$$

式中的 κ' 表示作 Brown 随机转动粒子的平均方向因子, 它的数值给在表 1.3.1 的第四列之中。

表 1.3.1 长旋转椭球体方向因子 κ' 的数值

| β | κ'_c | κ'_s | κ' |
|---------|-------------|-------------|-----------|
| 2 | 1.20 | 1.38 | 1.32 |
| 3 | 1.40 | 1.73 | 1.62 |
| 4 | 1.60 | 2.06 | 1.91 |
| 6 | 1.97 | 2.68 | 2.44 |
| 8 | 2.31 | 3.26 | 2.94 |
| 10 | 2.65 | 3.81 | 3.42 |
| 20 | 4.16 | 6.38 | 5.64 |

求解非球形物体的扰动流场的分析解, 是一个很困难的理论问题, 以上是 Lamb 对长椭球体与扁椭球体, 以及它们的极限情况——薄圆板与椭针做出的分析解^[2]。在大多数情况下, 只能给出一些定性分析(参见第三章)。因此, 气溶胶粒子的动力学不得不局限在球形粒子范围之内。

第二章 粘性流体力学基本知识

2.1 引言

从前章气溶胶概况的介绍中可以看到,除了小的 Aitken 核以外,粘性流体力学是气溶胶力学的一个重要基础。所以,在讲述气溶胶力学本身内容以前,有必要先在这一章中讲一下粘性流体力学的基本知识,把粘性力的本质、粘性流体力学的基本特征,特别是与气溶胶力学有关的那些特征讲清楚。Batchelor 曾经在其名著《流体力学概论》一书中^[1],对粘性流体力学做过十分精辟、透彻的分析,它是每一个现代的气溶胶(以及水溶胶)力学工作者所应该知道的。因此,我们在研究粘性流体力学时,将把它当成一本基本的参考书。

流体的粘性应力是粘性流体抗拒变形的一种内摩擦应力。它仅当流体运动呈现出非均匀状态,流体变形时才存在。从分子运动观点看,粘性应力正是运动处在非均匀状态时,由流体分子的无规则运动产生的动量通量流。通量流的方向是从动量大的地方指向动量小的地方,其结果是要使流体运动恢复到平衡的均匀状态。因此,粘性应力的描述,同样可用非平衡状态时,分子的输运理论来解决。我们先从分子的无规则运动对流体某种标量属性 C (例如某种成分的浓度或温度等)的输运过程开始。

标量 C 的输运通量大小,显然应和 C 的空间分布以及分子运动的结构有关。通常认为 C 的通量 F_c 与 C 的梯度一次方成正比,这是基于以下两个假定:

(1) 在空间任一点的邻域中, C 的空间分布都成线性分布,亦即假定了

$$\left| \frac{\partial C}{\partial x} \right| / \left| \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \right| \gg \text{分子运动特征长度 } \lambda_m;$$

(2) 标量 C 的梯度 $|\nabla C|$ 又应该足够小,所有高次项 $(\nabla C)^n$ ($n \geq 2$) 输送均可忽略。

于是,在以上两个假定下,可以把通量 F_c 表示成以下的梯度输送关系:

$$F_{ci} = -k_{ij} \frac{\partial C}{\partial x_j}, \quad (2.1.1)$$

式中张量系数 k_{ij} 应由流体分子运动的特征所决定。对于相当多数的流体而言(包括空气),分子运动是完全无规则的,是统计各向同性的,因而张量 k_{ij} 必然仅与单位张量 δ_{ij} 成正比,可写成

$$k_{ij} = -k\delta_{ij}, \quad (2.1.2)$$

于是,我们得到了通量 F_c 的表达式

$$F_c = -k\nabla C, \quad (2.1.3)$$

现在转而讨论动量通量流——分子粘应力。已经知道,在流体运动中,表面应力张量 σ_{ij} 可以写成各向同性的压力 p 与分子粘应力 d_{ij} 之和,即

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + d_{ij}. \quad (2.1.4)$$

我们已经讲过,分子粘性应力张量 d_{ij} , 实即动量通量流,它应和动量梯度成正比。动

量是一向量，动量梯度则是二阶张量 $\partial u_i / \partial x_j$ ，这里 u_i 表示流体元运动速度。比例系数则应是一个四阶张量 A_{ijkl} 。由此，可以把粘性应力 d_{ij} 写成

$$d_{ij} = A_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}$$

根据速度分解原理，上式又可写成

$$d_{ij} = A_{ijkl} e_{kl} - \frac{1}{2} A_{ijkl} \varepsilon_{klm} \omega_m \quad (2.1.5)$$

式中 e_{kl} 与 ω_m 分别表示流体的变形速度张量与涡度，即

$$e_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right), \quad \omega = \nabla \times \mathbf{u} \quad (2.1.6)$$

对于比例系数四阶张量 A_{ijkl} ，根据分子运动统计各向同性原理，它也应是一个四阶各向同性张量，我们在张量分析中已经知道，一个四阶各向同性张量，可以表为两个二阶单位张量乘积的线性组合，亦即

$$A_{ijkl} = \mu \delta_{ik} \delta_{jl} + \mu' \delta_{il} \delta_{jk} + \mu'' \delta_{ij} \delta_{kl} \quad (2.1.7)$$

式中 μ, μ', μ'' 是三个标量系数。流体力学中已经证明表面应力张量 σ_{ij} 对于下标 i, j 对称，亦即 $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ ，因而有 $d_{ij} = d_{ji}$ 。所以，(2.1.7) 式的两个标量系数 μ 与 μ' 应相等。其次，从粘应力的最初的通量表达式中知道， A_{ijkl} 还应对称于 k 与 l 对称。所以 (2.1.5) 式的第二项应等于零。在把 (2.1.7) 式代入到 (2.1.5) 式中去后，就可得到粘性应力 d_{ij} 的展式：

$$d_{ij} = 2\mu \delta_{ik} \delta_{jl} e_{kl} + \mu'' \delta_{ij} \delta_{kl} e_{kl} = 2\mu e_{ij} + \mu'' \delta_{ij} \Delta \quad (2.1.8)$$

式中 Δ 表示流场散度，即

$$\Delta = e_{kk} = \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.1.9)$$

从流体力学的应力张量 σ_{ij} 的分析中还知 $-\frac{1}{3} \sigma_i$ 即是各向同性的压力 p 。所以由 (2.1.4) 式知 d_{ii} 应等于零。从此可导出 μ'' 与 μ' 的关系应是 $\mu'' = -\frac{2}{3} \mu$ ，(2.1.8) 式变成

$$d_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \Delta \delta_{ij} \right) \quad (2.1.10)$$

这就是 Navier 在 1822 年和 Stokes 在 1845 年导出的分子粘应力表达式。式中 μ 表示流体的分子粘性系数。对于平面平行的简切运动，(2.1.10) 式化为 Newton 的粘应力定律，

$$d_{12} = d_{21} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \quad (2.1.11)$$

于是，人们习惯地把粘应力与速度梯度张量成正比因而可用 (2.1.10) 式表示的流体，称之为 Newton 流体。

在开始导出 Navier, Stokes 粘性应力表达式 (2.1.10) 的时候，我们曾做过两个假定。第一个假定的实质是要求 Kn 数小于 1，对于气溶胶粒子而言，当 $a > 1 \mu\text{m}$ 时，本假定均能成立。当 $\text{Kn} \geq 1$ 时，则需要加以修正。这就是我们在第一章中已谈过的 Cunningham 订正。当 $\text{Kn} \gg 1$ 时，对于极小的 Aitken 核，本假定不能成立，空气介质不再能