

大气凝结

Р.И. 格拉波夫斯基著

科学出版社

大 气 凝 結 核

Р. И. 格拉波夫斯基著

周 梦 塵 譯

科 学 出 版 社

1959

Р. И. ГРАБОВСКИЙ
АТМОСФЕРНЫЕ ЯДРА
КОНДЕНСАЦИИ

Гидрометеониздат

Ленинград

1 9 5 6

內 容 簡 介

本书总结了苏联和世界各国有关大气凝结核研究的主要资料。书中讨论了大气凝结核的本质和起源的问题,以及它们对于大气中水汽形成凝结核时所起的作用。同时,还详细地叙述了计数凝结核的方法和结果。

本书不但可供水文气象科学研究所的科学工作者和大学有关专业师生参考,同时,书中所援引的资料对于地质、海洋、农业、生物气候等工作来说,也有一定的参考价值。

大 气 凝 结 核

Р. И. 格拉波夫斯基著
周 梦 塵 译

*

科学出版社出版 (北京朝阳门大街 117 号)

北京市书刊出版业营业登记证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经销

*

1959 年 8 月第 一 版

书号: 1823 字数: 145,000

1959 年 8 月第一次印刷

开本: 787×1092 1/27

(京) 0001—2,700

印张: 6 18/27

定价: 0.83 元

前 言

关于大气中凝結核的問題是和形成云与降水的物理学問題的解决有密切关系的。凝結核的存在是大气中发生凝結現象的一个必要条件。凝結核的研究,对于闡明关于云的形成的一些微觀物理过程,例如,对于闡明一些云素和降水素壮大的机构,可能提供許多有价值的資料,而它的直接观测在自然条件下是特別困难的。和大气凝結核有关的,还有人工降水的問題。

凝結核在地球上对水、矿物盐和别的化学物质的循环方面,也起着很重要的作用。凝結核作为大气中气溶胶体 (аэрозоль) 的一个主要的成分,对于大气的电离状态、透明度等等也有影响。

由此可知,大气中許多具有重大实际意义的物理过程,都和凝結核有关,这就說明了研究它的重要性。

但是直到今天,在苏联的文献中,也还没有一种对于研究大气凝結核的許多問題多少具有詳細叙述与分析的文献。在国外的文献中,对于这方面的資料也很缺少。在 30 年代末期出版的 H. 兰德斯堡(Landsberg)^[132] 和 H. 布克哈尔德(Burckhardt) 与 H. 弗洛恩(Flohn)的专著^[92],在很大的程度上都已經陈旧了,其中关于凝結核的浓度在各种不同的地理位置和气象条件下的观测方法与結果叙述得极其詳細,但是对于大气凝結核的本質与来源方面的闡明就十分不够。因为在那个时代,关于凝結核的本質与来源的知識还是极端有限的原故。

本书企图把一些苏联的和外国的关于大气凝結核研究的主要材料总結起来,研究了以下的一些主要問題:凝結核在大气凝結过程发展中的作用、計数凝結核的方法与結果、大气凝結核的本質与来源。在結論中,又概括地总結了根据书中研究的材料所得到的

一些主要結論，也提出了一些按照著者的意見認為是最重要的問題，并指出了大气凝結核进一步研究的方向。关于凝結核的問題主要是和大气中的凝結过程联系起来研究的。不过其中也順便提到了大气圈和水圈中一些別的过程。例如，由于研究大气凝結核的来源，就相当仔細地研究了海盐輸送到大气中和它的变形的現象。

本书是准备給水文气象科学研究机关的科学工作者和高等学校的教师和学生参考的。同时，其中所引用的一些材料，地質学家、海洋学家、生物气候学家、农学家和其他有关专家，也都可能感到兴趣。

著者对本书的編者 П. Н. 特維尔斯戈伊 (П. Н. Тверской) 教授致以衷心的感謝，他在准备原稿出版过程中提出了許多宝贵的意見和批評。

著者也希望从讀者方面获得一些对于本书的批判性的意見和建議。这些意見和建議請按下列通訊地址投递：Ленинград, В. О., 2-я линия, д. 23, Гидрометеоиздат.

目 次

前 言	i
緒 論	1
§ 1. 凝結核在大气凝結过程发展中的作用	3
§ 2. 大气凝結核的物理-化学性質对活跃性的影响	8
§ 3. 关于大气的昇华核	13
第一章 測定大气中凝結核数的方法	16
§ 1. 爱根凝結核計数器	16
§ 2. 紹尔茨凝結核計数器	23
§ 3. 关于諾兰-波拉克的光电核子計数器、維尔察尔的自記核子計数器 和 ГГО 核子計数器	32
§ 4. 大气凝結核的区分計数	36
§ 5. 大气微生計数器	40
第二章 大气中凝結核数的測量結果	45
§ 1. 大气中凝結核数的地面測量	45
§ 2. 大气凝結核在高度方面的分布	53
§ 3. 大气凝結核的浓度和一些气象要素的关系	58
第三章 大气凝結核的本質	71
§ 1. 有关历史	71
§ 2. 几种研究大气凝結核的化学成分和物理性質的方法	73
§ 3. 收集大气降水和云素的方法	81
§ 4. 通过大气降水的化学分析来研究大气凝結核本質的一些結果	87
§ 5. 通过云素的化学分析研究大气凝結核本質的一些結果	97
§ 6. 用微結晶学、电子显微鏡和別的方法研究大气凝結核本質的一些結果	103
第四章 大气凝結核的来源	111
§ 1. 問題的提出	111
§ 2. 大气凝結核来源的几种假說(簡述)	112
§ 3. 大气凝結核由于海面上海水噴沫的結果而形成的假說(詳細的研究)	118
§ 4. 关于大气凝結核的平衡	130
結 論	137
参考文献	144
附 录	151

緒 論

空气中总是含有大量的、处于悬浮状态的、微小的（半径由 $5 \cdot 10^{-8}$ 到 10^{-1} 厘米）、固态的和液态的微粒。它們具有各种各样的性质和来源。例如，不同种类的微尘、冰晶、輕雾、雾、毛毛雨、雨的水滴等等，就是这样的微粒。这些微粒且往往带有电荷；在这种場合中，它們就是一些中等的、重的或者超重的（依它們的大小而定）大气离子。除此以外，在大气中又总有一些輕的离子——一些带电的气体分子的綜合体。

大气中有一些悬浮的微粒在場，这就让人们能（利用物理化学中的一些概念）把它当做一种气溶胶体，也就是当做一种胶体系統看待。在这种系統中，空气就是分散剂（дисперсная среда），而所提到的那些微粒就是分散质（дисперсная фаза）^[173]。但在气象学中，叫做气溶胶体的并不是指整个大气，而只是悬浮于其中的那些微粒。正是在这样的一种意义之下，在后面才应用了“大气的气溶胶体”一詞。

表 1 中所給出的就是关于大气的气溶胶体大小的大概范围，也指明了这种气溶胶体的分散度的等級。

能够充当中心，以便在大气中形成一些水滴胚胎的那些气溶胶体，通常叫做大气的凝結核。按照 C. 容格（Junge）的一些实验性的研究，任何微分散物质（在十分大的过饱和程度之下）都可能作为这样的中心^[117]。因此，实际上，差不多全部大气中的气溶胶体都是可能当做大气的凝結核看待的。但是这样的一种关于凝結核的概念是太广泛而不明确了。在大气凝結核这个概念的定义中，这种不明确性即使到今天也还没有完全消除。通常叫做大气凝結核的指大小（半径）在 $10^{-7} \sim 10^{-5}$ 厘米这一范围中的大气中的气溶胶体，而把半径为 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ 厘米的比較巨大的、重的粒子

表1 大气气溶胶体大小的大概范围

气 溶 胶 体	半 径(厘米)	浓 度(厘米 ⁻³)	弥散度的等级
气体的分子	10^{-8}	$3 \cdot 10^{19}$	分子的
輕的离子	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^3$	分子的
中等的离子	$10^{-7} \sim 10^{-6}$	10^3	超微观的
重的离子	$10^{-6} \sim 10^{-5}$	10^3	超微观的
小尘粒	$10^{-5} \sim 10^{-3}$	$10^1 \sim 10^6$	微观的
大尘粒	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	10^2	宏观的
輕雾滴	$10^{-5} \sim 10^{-4}$	$10^2 \sim 10^3$	微观的
雾滴	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	$10^1 \sim 10^3$	微观的
毛毛雨滴	10^{-2}	$10^0 \sim 10^1$	宏观的
雨滴	10^{-1}	$10^{-2} \sim 10^0$	宏观的

叫做尘粒^[39, 52, 132]。但是应该注意, 根据大小差别这个原则而来的凝結核与尘粒的区别, 本质上是形式主义的, 只是由于历史传统才保持到今天的, 也是由于测量的方法不同而引起的一种区别(参閱第一章)。巨大的大气气溶胶体(微尘)在凝結核計数器中迅速地沉落到唧筒的壁上, 因此, 該器的小室就捕捉不到它。反之, 微小的气溶胶体(凝結核)又不能为微尘計数器所捕捉, 因为它和气流一起繞流过計数器的接收片离开了。因为由于这种关系, 近来, 有若干作者^[119]就把半径为 $10^{-7} \sim 10^{-5}$ 厘米的粒子(凝結核計数器可以捕捉到的)叫做“爱根核(Aitken)”, 而把半径为 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ 厘米的微粒(微尘計数器可以捕捉到的)叫做“大核”。

对于确定大气凝結核这一概念, 比較适当的办法是不拿气溶胶体的大小作为根据, 而是以气溶胶体在大气中对水汽凝結产品的形成作用的程度作为基础。根据这一观点, 那就应该把大气的凝結核了解为在实际大气中所具有的那种微小的过飽和程度条件之下, 所能够形成胚胎水滴的那种大气的气溶胶体。不过, 因为一切現有的关于凝結核浓度的資料, 都是借助于那种能捕捉半径为 $10^{-7} \sim 10^{-5}$ 厘米的微粒的計数器得到的, 所以在以后的叙述中, 将把这种大小的气溶胶体作为大气的凝結核看待。

§ 1. 凝結核在大气凝結过程发展中的作用

水汽和其余的空气成分不同，它是在一个經常远小于临界温度($342^{\circ}.2$)，而且往往也小于冰的融解温度(0°)，而存在于大气之中的。在这样的温度值之下，为了它的液化，以及为了它的凝固化，所必需的水汽分压那就不大(数量級为 $10^{-1} \sim 5 \cdot 10^{-1}$ 毫巴)，而这在大气中往往也是有的。因此，处于所有三种物态中的水，在大气中总可以遇到。它由一种相态轉变为另一种相态，对于保証地球上水分的循环，是一种重要的現象。

按照已知的相态平衡图^[52]，水汽的凝結在它刚一达到那怕是不很大的一种过饱和状态的时候，就可能馬上开始，因为这样的状态是和不安定的相态平衡相应的緣故。不过，这种过饱和状态的存在对于水的相态轉变，并不是一个充分的条件。无数次的对于一份滤过的潮湿空气在威尔逊云室中的絕热冷却的實驗，結果都表明了，其中水汽的凝結只有在达到了很大的、与約为 400% 这个相对湿度的值相应的过饱和的程度时，才会开始。而在过饱和的程度繼續增大的时候，凝結就停頓了，在相对湿度約为 600% 时，才又重新开始。在这两种場合中，凝結的产品都是些微小的，数目比較不多的水滴。假如后来再使空气的相对湿度达到一个大于 800% 的值，那么，凝結产品的性質就略有变化：形成了一种由比較微小的，但是为数很多的水滴組成的雾。这种雾的浓度随着过饱和程度的增大而显著地增长。而在通常的未曾滤过的空气中，水汽的凝結在不大的过饱和程度(101~110% 的相对湿度)之下，而且有时候甚至于在未饱和的情形之下(也就是，在相对湿度小于 100% 的时候)就已經开始了。

上述的这些現象可能是根据相态轉变的动力理論来予以說明的^[52, 75, 76]。在一个例如由水汽組成的、均匀的分系統*中，經常会发生一些不大的密度的变动。这些变动总处于能和保持系統的

* 也就是，在一个由单独一个成分，处于一种物态构成的系統中。

某一物态相容的范围中。除了上述情况以外，也可以发生一些逸出那些和这一物态相容的范围以外，且导致一种新的相态，这就是水滴胚胎的形成。

相态转变的条件可由热力势 Φ 的值来决定，那就具有下列关于系统状态的函数：

$$\Phi = U + TS + Apv, \quad (1)$$

这里的 U 是内能， T 是绝对温度， S 是熵， p 是压强， v 是系统的体积，而 A 是热功当量。

一种单一成分的双相系统的总热力势可通过相的（关于单位质量的相的）比热力势来表示：

$$\Phi = \varphi_1 m_1 + \varphi_2 m_2, \quad (2)$$

这里的 φ_1 是第一种相的比热力势， m_1 是第一种相的质量； φ_2 和 m_2 是第二种相的两个相应的特性。

一个系统总是力图过渡到一种能和最小值的热力势相应的状态中的。因此，只有在 $\varphi_1 = \varphi_2$ 这一条件之下，才可能发生相态的动力平衡，这是从相态平衡的动力理论方面也可以了解的。而假如 $\varphi_1 \neq \varphi_2$ ，那么，拥有较大的热力势的那个相就要转变成为一个具有较小的热力势值的相。

在一个由水汽组成的系统中，总也有若干份量的液相，其形式是一些最微小的（胚胎状的）水滴，是依靠密度的变动而发生的。不过，在汽相的比热力势 $\varphi_{\text{汽}}$ 仍小于液相的热力势比 $\varphi_{\text{液}}$ 以前，那系统对于原来的那个相（汽相）总是热力稳定的。当通过变动而形成的一些水胚（Водяной зародыш）总是“无生命力的”：它们成长起来，达到某一个不大的尺寸，然后就“灭亡”（蒸发）了。而假如变成 $\varphi_{\text{汽}} > \varphi_{\text{液}}$ ，那么，那系统对于原来的相就是热力不稳定。在这一场合中，一些水胚总是“富有生命力的”，而在它们达到 r （半径）的某一个临界尺寸以后，就发现有了无限止增长的趋势。因为汽相转变成为液相的速度是和 r 的量值有关的缘故，所以一般來說，即使在 $\varphi_{\text{汽}} > \varphi_{\text{液}}$ 这一条件之下，那系统也可能无限止地、长久地停留在原来的那个状态中。此时，它就是介稳定的。在一定的过饱和

数值下,也就是在一定的温度 T 和水汽压 p 的数值下,那系统的相对于一个新的相(液相)由介稳定状态过渡到稳定状态,实际上是在一刹那間实现的。

一些計算的結果表明,在大到 8 倍的过饱和程度之下,就开始水汽自发地凝結成为大小和几个分子所組成的綜合体的大小相当的水胚。在潮湿的空气中是有一些帶了电的分子綜合体——輕的离子——在場的,这就減小了 r 的值,而使那些富有生命力的液相胚胎的形成来得容易些。在这种情况下,在一些阴离子上,凝結过程在 4 倍的过饱和程度之下就已开始,而在一些阳离子上,則在 6 倍的过饱和程度之下开始。因为带电的分子綜合体的数目要比中性的綜合体的数目小得多,所以在 4 倍的和 6 倍的过饱和程度之下,就应该发生一些比較巨大的、为数不多的水滴,而在 8 倍的过饱和程度之下,則发生一些最微小的、为数很多的水滴(雾),这是和威尔逊云雾室中的一些实验結果相符合的。

В. Я. 尼康德罗夫(Никандров)^[57]曾經根据 М. П. 吳科洛維奇(Вуколович)和 И. И. 諾維科夫(Новиков)所拟定的气体分子結合的理論^[28],研究过大气中水汽的分子綜合体形成的問題,发现了,在大气的种种条件之下,水汽的分子綜合体的数量是和空气的温度与絕對湿度的增大一起增大的;同时增大的还有綜合体本身的分子数目*。一个最大的綜合体(在温度約为 40°时)是由 12 个分子組成的。

表 2 中所列出的是計算出来的作为富有生命力的液相胚胎的一些水汽分子綜合体的数量和大小的值。显然,在很大的过饱和程度之下,即使在无数的微小的綜合体上,也可能发生凝結。但是在巨大的过饱和度的場合,对于研究实际大气中的一些凝結过程,并没有直接的意义,因为大家知道,在实际的大气中只发生不很大

* 在实际的大气条件之下,水汽分子綜合体形成的过程与在一封閉容积中綜合体形成的过程之間有一个重大的区别,这就是在一封閉容积中,由于絕對湿度恒定的关系,巨大的綜合体的数目是随着温度的升高而減小的,而在一个接近于临界温度的温度之下,綜合体就完全不会組成了。

表2 在相当的相对湿度值下保证凝結的水汽分子綜合体的特徵

(根据 B. Я. 尼康德罗夫)

相 对 湿 度 (%)	綜合体的半径($\mu\mu$)	綜 合 体 中 分 子 的 数 目	在 1 厘米 ³ 空 气 中綜合体的数目
930	485	12	10^{-8}
1000	470	11	10^{-5}
1090	456	10	10^{-2}
1200	441	9	10^1
1320	424	8	10^3
1540	407	7	10^5
1700	385	6	10^7
2500	365	5	10^{10}

的,通常不超过百分之几的过饱和現象*。

可以发现,在作为大气特征的微小的过饱和条件下,也就和在一个具有未滤过空气的威尔逊云雾室中一样,水汽的凝結是要由大气凝結核的在场来保证的。这些凝結核,也就和形形色色的、浮悬在大气中的、“外来”物质的一些微观和超微观的微粒一样,在一定的程度上,起着能使汽相由介稳定状态过渡到对液相来說是稳定状态的胚胎水滴的作用。

在对于水平面說来是已經飽和了的水汽压 E_{∞} 和对于一个半径为 r 的水滴的表面說来是已經飽和了的水汽压 E_r 之間有一个比例关系,那可以由 V. 湯姆逊 (Thomson 在 1870 年) 根据毛細管中液体上升的實驗資料所得到的著名公式:

$$E_r = E_{\infty} e^{\frac{2\sigma\mu}{\rho RT r}} \quad (3)$$

表示出来的,在这里, σ 是水的表面张力系数, ρ 是水的密度, R 气体常数, μ 是分子量, T 是绝对温度。

必須指明,这一个公式已由 Б. В. 基留欣 (Кирюхин)^[47,52] 在

* 应该注意,在气象学文献中用“过饱和現象”这个名詞是有几种意义的:把(1)大于 100% 的相对湿度 f ; (2) $f-100$ 之差; (3) $\frac{f}{100}$ 比率,都叫做过饱和現象。

1949年和 H. 寇列尔(Köhler)^[126] 在 1950 年根据热力势的概念,从理論上推导出来了。

由(3)可知,

$$r = \frac{2\alpha\mu}{\rho RT \ln \frac{E_r}{E_\infty}}. \quad (4)$$

一顆已經达到了能满足等式(4)大小的胚胎水滴就变成了富有生命力的(平衡的),然后也就可能剧烈地长大起来。但是为了形成这样的一顆水滴,那就需要作功,它等于

$$W = \frac{1}{3}\alpha\sigma = \frac{4\pi r^2\alpha}{3}, \quad (5)$$

其中 σ 是水滴的面积。

如考虑到(4),那就得到

$$W = \frac{16\pi\alpha^3\mu^2}{3\rho^2 R^2 T^2 \ln^2 \frac{E_r}{E_\infty}}. \quad (6)$$

由(6)可知,为了形成一顆平衡的水滴所需要的功是随过饱和程度 $\left(\frac{E_r}{E_\infty}\right)$ 的增大而减小的。

平衡的胚胎水滴的形成速度,也就是在 1 秒钟內发生于 1 厘米³ 中的水滴的数目,可由公式 $I = Ae^{-\frac{W}{kT}}$ 来决定,这里的 k 是波尔兹曼常数, A 是一个数量级为 10^{25} 的常数。由这一公式可知,例如,在一个 2 倍的过饱和现象下,差不多每经过 10^{25} 年才能在 1 厘米³ 中形成一顆胚胎水滴。但随着过饱和现象的增大, I 也就迅速地增长,以致于在 4 倍的过饱和现象下,在 1 秒钟內就已經可以形成一顆水滴,而在 5 倍的过饱和现象下,就已經能形成 10^{10} 顆水滴了。

假如在大气中有一些本身就能为水湿润了的、半径为 r_0 的球形微粒的凝結核在場,那么,每一个这样的核子就都可能当做同一半径的水滴看待^[127]。为了它的形成,那就需要作功 $W_0 = \frac{4\pi r_0^2\alpha}{3}$ 。于是为了在这样的一个凝結核上形成一顆半径为 r 的平衡的水滴,那就需要作功 ΔW , 即

$$\Delta W = W - W_0 = \frac{4\pi\alpha(r^2 - r_0^2)}{3} = \frac{16\pi\alpha^3\mu^2}{3\rho^2 R^2 T^2 \ln^2 \frac{E_r}{E_\infty}} - \frac{4\pi\alpha r_0^2}{3} \quad (7)$$

在 $r_0 \rightarrow r$ 时, $\Delta W \rightarrow 0$. 因此, 凝結核的半径越大, 在一定的过饱和程度之下, 形成平衡的水滴所需要的功就越少, 或者換句話說, 为了在大气中开始剧烈的水汽凝結作用所必需的过饱和程度就越小. 由于这一关系, 所以大气凝結核的存在正是大气中形成凝結产品时的一个必要条件. 关于这一点, 1893 年爱根在国际气象會議上的发言, 可以說并不誇張. 他說: “在空气中沒有凝結核在場的情况下, 無論是輕霧, 無論是霧, 無論是云, 还可能是雨, 都不可能发生的”^[81].

L. 克雷斯塔諾夫 (Krastanow) 曾經企图根据公式(7) 来計算在等温的和絕热的两种大气場合中, 一上升气块的凝結高度, 对于这气块的溫度取 303°K , 而对于它的相对湿度取 50%^[32]. 在第一种情况下, 气块的上升是由于热力对比 (設周圍空气的溫度等于 283°K) 所引起的, 而在第二种情况下, 是由动力因素 (例如, 沿鋒面上滑) 所引起的. 表 3 中所給出的就是計算的結果. 这种計算曾經导致了一种假設說, 凝結核就是一些能为水湿润, 但是在水中并不溶解的微粒. 由于这一关系, 那就必須指出来, 为了水汽能凝結到如表 3 中所給的那种大小的核子上, 那就必需有超过 10% 的过饱和現象, 但这对大气中的情况說来, 并不是一个主要特征. 显然, 所給的那种大小的核子还要具有一些能抬高它們起积极作用的, 物理-化学性質. 除此以外, 关于气块中所含的一切核子的大小都等同的原始假設, 也是不真实的. 因此, L. 克雷斯塔諾夫所完成的这种理論的計算, 对于凝結高度的确定, 就不可能具有一种有效的, 实际的意义了.

表 3 上升气块的凝結高度(米)对于凝結核大小的关系^[32]

凝結核半径(厘米)	$6.5 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	$1.2 \cdot 10^{-6}$
等温大气.....	1725	1630	1600
絕热大气.....	1760	1655	1625

§ 2. 大气凝結核的物理-化学性質对活跃性的影响

凝結核不但起减小形成一顆平衡胚胎水滴所需功的作用; 同时它們因具有一定的几何尺寸, 就可能作为让水汽分子凝聚其上的一种特殊骨架; 此外凝結核还可能具有一些能大大降低临界过

饱和程度数值的物理-化学性质。属于这样性质的，例如有电荷的存在、吸湿性、可湿性、可溶性、表面的特殊结构、等等。研究过关于凝结核的物理-化学性质对它们活性影响的问题，有 H. 寇列尔^[123,126]，B. H. 奥博林斯基 (Оболенский)^[59,60]，L. 克雷斯塔诺夫^[127,128]，B. B. 基留欣^[47] 和其他的人。

假如凝结核是带电的，那么，按照著名的 Z. 汤姆逊公式*，在它上面的饱和水汽压 $E_{r,q}$ 就等于

$$E_{r,q} = E_{\infty} e^{\frac{\mu}{\rho RT} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{q^2}{8\pi r^4} \right)} \quad (8)$$

这里的 q 是电荷；其余的符号照旧。

根据公式(8)，在图 1 上画出了二条曲线，表明在温度为 0° 时，在中性核子(曲线 1)与带有一个电荷的核子(曲线 2)的情况下，过饱和度 $\left(\frac{E}{E_{\infty}} \right)$ 对于凝结核半径 r 的关系。由公式(8)和图 1 可知，在这一情况下，电荷的影响只有对于 $r < 1.3 \cdot 10^{-7}$ 厘米，也就是对于最微小的凝结核才是重要的**。

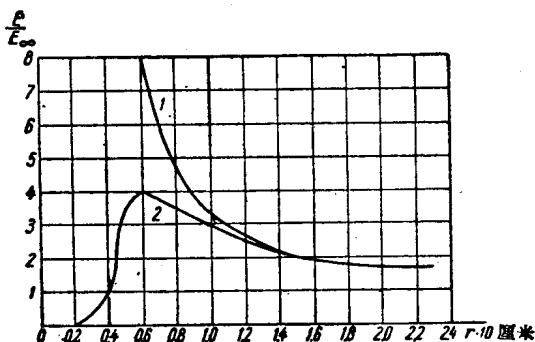


图 1 过饱和度与凝结核半径的关系

1——中性核子， 2——具有一个电荷的核子。

* 精确地说，是按照有了 Z. 汤姆逊所引进的对于电荷影响的订正项的 V. 汤姆逊公式。

** 一些巨大的凝结核，当它们带有巨大的电荷时，过饱和度也就大为降低。例如，在 $T=273^\circ$ 时，半径为 $2 \cdot 10^{-8}$ 厘米，带有 10^5 个基本电荷 ($4.8 \cdot 10^{-8}$ CGSE) 的一个核子， $\frac{E_{r,q}}{E_{\infty}} = 0.64$ 。但是这样情况在大气中是很少有的；空气的离子每一个通常只带有一个基本电荷。

在对于凝結核的活跃性的影响方面，凝結核还有两个极重要的性質，就是吸湿性和可溶性。一些能吸湿的与在水中可以溶解的核子，即使在相对湿度小于 100% 的时候，也可能吸收水汽。这时它們的表面就罩上了一层核子物質的水溶液薄膜，在它上面的水汽压要比在蒸餾水上面的小些。在溶液上面的饱和水汽压 E_n 可由拉奥尔特(Raoult)的一个經驗公式表示出来，即

$$E_n = \frac{N}{N + n} E_\infty, \quad (9)$$

这里的 n 是被溶解物質的克分子数， N 是溶剂的克分子数。

應該指明，Z. 湯姆逊公式和拉奥尔特公式也可能是根据热力学那个概念，从理論上推导出来的^[47]。

应用公式(3)和(9)，那就容易得到一个关于本身就是一颗溶液滴(капля раствора)的那种核子上的饱和水汽压 $E_{r,n}$ 的式子：

$$E_{r,n} = \frac{N}{N + n} E_\infty e^{\frac{2\sigma\mu}{\rho RT}}. \quad (10)$$

B. H. 奥博林斯基^[60]曾經利用这一公式，計算了温度为 0° 时，一些由 NaCl 組成的，大小不同的核子的临界过饱和度数值。表 4 中所表示的，就是計算的結果。在这里为了比較起見，也給出了同样大小的不可溶解核子的临界过饱和度。

表 4 在可溶解的与不可溶解的凝結核上面的临界过饱和度
(根据 B. H. 奥博林斯基)

核子的半径(厘米)	过 飽 和 度 (%)	
	可溶解于水中的 NaCl 核子	不可溶解于水中的核子
$5 \cdot 10^{-7}$	2.90	27.0
10^{-6}	1.20	13.0
$2 \cdot 10^{-6}$	0.35	6.2
$4 \cdot 10^{-6}$	0.12	3.1
$5 \cdot 10^{-6}$	0.09	2.3
10^{-5}	0.03	1.2

显而易见，核子的可溶性保证了临界过饱和度能有相当大的降低（NaCl 是 10~40 倍）。

发生在大气中的过饱和现象通常总不超过 2~3%，即使在一些最微小的可溶的核子，也就已经能使凝結得到保障，而一些不可溶的核子是只有在半径约为 $5 \cdot 10^{-6}$ 厘米的时候，才能开始行动。在过饱和度小于 1% 的时候，凝結只可能发生在一些吸湿的、可溶的核子上；所有不可溶解的核子始终是不可能的。

随着形成于一个可溶核子上的一颗水滴的长大，发生变化的不单是它的半径，而且还有溶液的浓度。这一情况使一颗成长中的水滴的 $E_{r,n}$ 值的计算大感困难。B. H. 奥博林斯基曾经得到如下的一种浓度对水滴半径的依存关系^[60]：

$$\frac{N}{N+n} = \frac{\frac{4}{3}\pi dr^3 - m}{\frac{4}{3}\pi dr^3 + m\left(\frac{\mu_1}{\mu_2} - 1\right)}, \quad (11)$$

这里的 m 是凝結核的质量， μ_1 和 μ_2 是水和核子物质的分子量， d 是溶液的密度。

把(11)代入(10)中，经过整理后，他获得了一个很复杂的关于 $E_{r,n}$ 的公式。分析公式的结果，表明在 r 的值微小时， $\frac{E_{r,n}}{E_\infty} < 1$ ，也就是说一颗溶液滴还在没有饱和时就已经开始成长了。不过，随着 r 的增大， $\frac{E_{r,n}}{E_\infty}$ 也就增大了，成为了大于 1 的，到 $r = r_m$ 时，达到一个极大值，然后就开始减小。最大的过饱和度 $(E_{r,n})_m$ 与一些和它相应的水滴半径 r_m 以及溶液浓度 z_m 的值，可用几个近似的公式表示出来：

$$(E_{r,n}) = E_\infty \left(1 + \frac{7.76 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{\frac{1+a}{\mu_2} m}} \right);$$

$$r_m = 1.04 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{1+a}{\mu_2} m};$$