

云雾管和气泡管

龙从云
(广东矿冶学院)

摘 要

云室和气泡室是目前基本粒子物理学中很重要的粒子径迹探测器。但是云室和气泡室的工作效率都很低,不能满足探测工作的要求。本文叙述两种连续灵敏的高效率粒子探测器,云雾管和气泡管。文中列述了它们的历史背景,理论分析和一些已有的实验资料。

一、导 言

物理学在研究基本粒子,它们相互之间的作用,基本粒子的结构,守恒性质,发现新的基本粒子以及原子核的结构等重要的微观世界的现象和规律时,必须深入研究基本粒子的单个具体作用过程。例如欲求 Λ^0 的自旋,就必须知道 Λ^0 的产生及其衰变产物的分布情况,并且事例要多,因而不得不特别重视粒子径迹探测器的研制工作。例如在发现 μ^- , π^\pm , π^0 , K^+ , K^0 , \bar{p} , Λ^0 , Σ^\pm , Σ^0 , Ξ^- , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^+$, Ξ^0 等十几种粒子时,其中就有八次用云室,五次用气泡室等粒子径迹探测器。

1875年 Couliet^[1] 确定蒸汽凝结必须有凝结中心。1897年英国人 Wilson^[2] 发现离子能成为液珠的凝聚中心。1904年首次制成膨胀云室^[3], 得到 α 粒子, 快速电子的径迹照片。在过饱和蒸汽里, 若有很小的颗粒, 则这些颗粒就能成为蒸汽的凝聚中心。过饱和蒸汽围绕这些中心凝聚, 从而形成小液珠。云室原理就是从离子或离子集团能作为蒸汽的凝聚中心这一点出发的。过饱和蒸汽围绕这些中心形成液珠, 用照相法可把它们记录下来成为液珠组成的径迹, 此即带电粒子所走过的轨迹。

反之, 若在过热液体里存在有微小的颗粒, 则液体也能围绕这些颗粒蒸发, 膨胀为气泡。当条件合适时, 这些气泡也能涨大到看得见的大小。此种颗粒称为汽化核心。气泡室的原理就在于离子或离子集团能作为汽化核心。由核心胀成的气泡组成的径迹就是带电粒子飞行的轨道。1952年美国 Glaser^[4,5] 详细的研究了过热液体的汽化过程, 并用带电粒子照射亚稳态过热液体, 结果液体沸腾, 因而首次制成气泡室。

云室的灵敏时间很短, 工作效率很低, 一般均在0.1%以下。气泡室的灵敏时间也很短, 工作效率也很低, 一般均小于0.3%。目前迫切需要提高云室和气泡室的工作效率, 当

然最理想的是能具有连续灵敏的性能。

本文所述云雾管和气泡管就是连续灵敏的粒子径迹探测器。云雾管和气泡管都是一种气液二相的亚稳系统。从能量的观点来看, 它们都趋向于同时存在二个相。高能粒子通过这类径迹探测器形成看得见的径迹, 实际上有两个过程:

第一个过程是由高能粒子在前进途程中所产生的离子形成一连串的胚胎核心。第二个过程是这些胚胎核心进一步增大到能拍照的大小。第一个过程是由于高能粒子在其前进的途程中形成一系列荷电的离子。第二个过程是由于同时在其本体介质中与分子碰撞, 形成局部的亚稳态能量不平衡点。根据外部条件的不同, 在云雾管中荷电离子相互吸引聚集成凝聚核心, 处于不平衡态的分子在此核心上凝聚增长为液珠。在气泡管中同电荷的离子相互排斥形成空腔, 此空腔不断受分子相互撞碰而过热, 液体逐步气化胀大为气泡。

二、历史背景

在气流中有关蒸汽的核凝聚的工作有下列六个方面:

1. 化学物理学家关于气相与液相间相互转化的工作

早期的工作有 Thomson^[6], Von Helmholtz^[7], Gibbs^[8], Farkas^[9], Kaischew^[10], Becker^[11], Volmer^[12] 直至集其大成的 Френкель^[13] 及其学派的工作。

2. 气象学家关于云雾雨雪的研究工作

Haurwitz^[14], Шишкин^[15], Johnson^[16], 直至近年的关于人工催云降雨的研究工作^[17]。

3. 物理学家关于云室的研究工作

Wilson 及其好几代子孙^[18-20] 的后继工作, 直至集其大成的 Das Gupta^[21] 的工作。

4. 胶体化学家关于气溶胶 (Aerosol) 的工作

Kantrowitz^[22], Higuchi 和 O'konski^[23], Reiss^[24], Скрипов^[25], 英国第二届全英 Aerosol 会议^[26]。

5. 动力工程师关于蒸汽透平中汽液转化的研究工作

英国 Binnie 和 Woods^[27], Stodola^[28]。著名的 Keenan 教授^[29] 的工作和他所指导的 Yellott^[30,31] 的学位论文。Rettaliata^[32] 和 Robb^[33] 的博士学位论文, 以及他们回加拿大开展的工作。日本 Kobbe 大学教授 Wakeshima^[34-36] 的工作。

6. 高速气体力学及空间航行方面有关汽液转化的研究工作

德国理论力学教授 Oswatitsch^[37-39] 及其学派的工作。

英国皇家空军研究所 Hawthorne^[40], Lukasiewicz^[41]。

美国 California 学院的 Charyk^[42], Head^[43], Gilmore^[44], Arthur^[45], Buhler^[46], Grey^[47] 等人的博士学位论文和 Wegener^[48] 的总结。

美国 Princeton 大学 Bogdonoff 等人^[49] 和 Winkler^[50] 的工作。

美国国家空间航行咨询委员会 (NACA, NASA) 的 Burgess^[51], Hansen^[52], McLellan^[53], Stever^[54,55], Durbin^[56] 的工作。

美国物理学会 Wegener^[57-59], Becker^[60], Willmarth^[61], Heybey^[62] 的工作。

美国海军武器研究所 (NAVORD) 的 Wegener, Reed, Stollenwerk 等人^[63] 的工作。

三、理论分析

1. 临界核

在汽液相变过程中,表面现象起着决定性的作用。水汽是在气流中的外加核或自生核的表面上开始凝聚的。Thomson^[6], Von Helmholtz^[7], Gibbs^[8] 给出一个半径为 r_{cr} 的小珠与其四周水汽平衡之关系式

$$r_{cr} = \frac{2\sigma}{\rho_{liq} \mathcal{R} T} \frac{u}{\ln \left(\frac{p_v}{p_{\infty}} \right)}, \quad (1)$$

式中 u 分子量, ρ_{liq} 液体密度, \mathcal{R} 气体常数, T 温度, σ 液体表面张力, p_v 水汽压, p_{∞} 为与一半径为 ∞ 之水珠(即平面)平衡之水汽压。上式为一不稳定平衡,若水汽中再有一水分子凝聚在小水珠上,因 ρ_{liq} , σ , \mathcal{R} , T , p_{∞} 诸量均保持不变,则此稍增大之水珠表面,将具有一较小之 p_v , 势必导致四周有较大 p_v 之水汽继续凝聚。反之,若水珠表面有一水分子蒸发入四周的水汽中,此稍小的水珠又要求一较四周原有之水汽压较高之平衡汽压,蒸发必继续进行。

此不稳定平衡关系式,导引出一“临界核”之概念。它是高速气流中水汽凝聚的一道极重要的关口。在某一给定温度下,若四周水汽压大于此温度应有之饱和水汽压,则将有一临界核成立。水珠若大于此临界核,则水珠将继续凝聚,继续增大。水珠若小于此临界核,则必继续蒸发而逐渐变小。

2. 自生核

在任何体积内,气体分子的数目随时都在改变着。一些分子离开此体积,另一些分子又进入此体积。由于分子的交互作用,表现为密度的稳定平衡。其熵具有一稳定的最大值。然而此值却不能用以表示该体积内之任一极小的体积的情况。此小体积由于分子之进出,其熵必改变很大。此种分子之碰撞,熵之变化将导致分子聚块之产生,偶然性的出现一个,两个或更多的分子,暂时的聚积在一处的胚芽。此种造成密度变动之小胚芽的分布, Gibbs^[8] 给出如下的表示式

$$n_g = C e^{-\Delta\Phi_g/KT}. \quad (2)$$

式中 $\Delta\Phi_g$ 为造成一含有 g 个分子的小珠所需之能量, n_g 为含有 g 个分子的小珠之数目, K 为 Boltzman 常数, C 为常数,它代表总的分子个数, e 指数部分代表形成小珠之概率。此式包含一个重要的假设,即要在小珠内的分子数之和与四周水汽中分子量相较甚小时才能成立。

六年后 Френкель^[13] 将小珠视作一种被溶解的物质,将水汽视作溶剂。运用对比的手法,采用稀溶液的近似理论,将上式大大的推进了一步。他将常数 C 值求出,其结果为

$$n_g = n_g e^{\frac{-1}{KT} [(\Phi_{liq} - \Phi_g)g - 4\pi r^2 \sigma]}. \quad (3)$$

式中 Φ_{liq} 和 Φ_g 皆为水汽之存在状态的函数,且

$$\Phi_{liq}(p, T) > \Phi_g(p, T), \quad (4)$$

其中

$$g = \frac{4\pi r^3}{3v_{liq}} \quad (5)$$

式中 r 为水珠之半径, n_g 为水汽中之分子数, v_{liq} 为一个水分子之体积。

当凝聚核的分布律已知后, 我们进一步要问其生成速率如何? 最先研究此问题者为 Volmer^[12]。他作了一个重要假设, 假设在水汽的状态始终保持不变下, 能将所有凝聚核中的水分子, 全代替以汽态水汽分子。在这个基础上 Volmer 据理推知, 凝聚核的生成速率, 为临界核数与单位时间内碰撞在这些核表面的分子数, 与此临界核内部的分子数三者之乘积。即

$$J(g_{cr}) = \frac{4\pi r_{cr}^2 p^2}{(KT)^{3/2} \sqrt{2\pi m}} \exp[-4\pi\sigma r_{cr}^2/3KT]. \quad (6)$$

式中 $J(g_{cr})$ 为含有 g 个分子的临界核的生成速率, m 为一个水汽分子之质量。

此式经 Farkas^[9] 改进, 再经 Kaischew 和 Stranski^[10] 改进, Becker 和 Döring^[11] 又进一步考虑 λ , 不仅水分子凝聚在水珠表面而且也考虑入水分子自液珠表面蒸发逃逸的因素。最后此方程成为

$$J(g_{cr}) = \frac{p^2 v_{liq}}{(KT)^2} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m}} \exp[-4\pi\sigma r_{cr}^2/3KT]. \quad (7)$$

与 Volmer 原式的差别, 仅为分母中 KT 的指数由 $3/2$ 换为 2 , 分子中液珠表面积 $4\pi r_{cr}^2$ 换为水分子的体积 v_{liq} , 并且较原式大一常数 2 。

再经过十年, Wegener 和 Mack^[48] 又进一步的将全式换用便于测量的数据及普适常数, 并且推广用以表示一切凝聚核之生成速率。

$$J = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{N_m^{3/2}}{\mathcal{R}^2} \left(\frac{p_\infty}{T}\right)^2 \frac{(\sigma u)^2}{\rho_{liq}} \left(\frac{p_v}{p_\infty}\right)^2 \exp\left[-17.49 \left(\frac{\sigma}{T}\right)^3 \left(\frac{u}{\rho_{liq}}\right)^2 \frac{1}{\ln^2\left(\frac{p_v}{p_\infty}\right)}\right], \quad (8)$$

式中 N_m 为 6.06×10^{23} 即每克分子体积中之分子数, u 为分子量。

3. 液珠增长

水汽分子之平均自由途程 λ , 可由粘滞系数 μ 求出^[64]

$$\lambda = \frac{\mu}{p_v} \left(\frac{\mathcal{R}}{2} \frac{T\pi}{u}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

在凝聚位置附近, p_v 表示空气中水蒸汽之分压。初期, 液珠之增长将由分子自由流动的观点进行计算, 此时 $2r < \lambda$ 。当 $2r > \lambda$ 后, 液珠之增长将由传热的宏观观点进行计算。此时液珠之增长, 将由水汽分子撞入液珠, 及将此水分子放出的潜热之传出, 两种机制控制。潜热若不传出, 则其温度必逐渐增高, 终至高于四周水汽之温度, 凝聚作用将停止。当液珠小于水汽分子之平均自由途程时, 一些水分子碰撞入液珠, 也有一些水分子自液珠表面蒸发并带走潜热。逃走者数量较少, 但带走之能量较大。当液珠大于水汽之平均自由途程时, 液珠热量之散失, 将全依靠气体的传热作用。它受液珠与四周水汽之温度差的梯度控制。

Oswatich^[65] 首先研究液珠增长之规律, 他建立热量 Q 的方程

$$Q = \sqrt{\frac{2}{\pi}} p_v \sqrt{\frac{K}{mT_g}} (T_{liq} - T_g) \alpha. \quad (10)$$

式中 α 为一系数, 他称为适应系数。其值在 0 与 1 之间。它依水汽及液珠表面之状态而定。其物理意义为与液珠碰撞之水分子被液珠俘获之概率。

由此推出, 当 $2r < \lambda$ 时, 液珠增长之方程为

$$r_m = \frac{1}{h_{lg}} \frac{C p_v}{\rho_{liq}} \sqrt{\frac{K}{mT_g}} (T_{liq} - T_g) t + r_n. \quad (11)$$

式中 h_{lg} 为潜热, C 为适应数团, 即 $C = \alpha \sqrt{\frac{2}{\pi}}$, t 为液珠增长时间, r_n 为核心半径。

当 $2r > \lambda$ 后, 公式成为

$$r_h = \sqrt{\frac{2k(T_{liq} - T_g)}{h_{lg}\rho_{liq}}} t + r_n, \quad (12)$$

式中 k 为传热系数。

八年后 Bogdonoff 和 Lees^[49] 对此式作了些改进。再过三年 Buhler^[46] 又再度对此二式进行深入的加工。他将 r 表示为运用较方便的, 沿管轴的距离 x 的函数, 并且对适应系数 α 也作了较深入的解析表示。其结果为

$$\frac{dr_m}{dx} = \frac{C p_v}{h_{lg}} \frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \frac{1}{M} \left(\frac{1}{2\pi\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{liq} - T_g}{1 - \frac{2\sigma}{r_n \rho_{liq} h_{lg}}} \right), \quad (13)$$

$$\frac{dr_h^2}{dx} = \frac{2k}{\rho_{liq} h_{lg} M} \left(\frac{u}{\gamma R T} \right)^{1/2} (T_{liq} - T_g). \quad (14)$$

式中 M 为马赫数, T_{liq} 为液珠表面之温度。可视水汽对液珠平衡时, 水汽的饱和温度。 ρ_g 为水汽之密度, $\gamma = C_p/C_v$, k 为气体之导热系数。 u 为水汽之分子量。

再三年后又由日本人 Wakeshima^[34-36] 对这些式子的各因素作了一翻细致的讨论。

4. 凝聚流体力学

Oswatitsch^[37] 首先写出一组方程, 以描述被凝聚物和携带气流及其凝聚物, 在一个截面积连续改变的管道中高速流动的图景。其质量方程为

$$W = A_g \rho_g q_g + A_{liq} \rho_{liq} q_{liq}. \quad (15)$$

动量方程为

$$A_g \rho_g dx \frac{dq_g}{dx} q_g = -A_g dp - Adx n_v F. \quad (16)$$

能量方程为

$$\frac{d}{dx} \left[W_g \frac{q_{liq}^2}{2} + W_{liq} \frac{q_{liq}^2}{2} + W_g (U_g + p_g V_g) + W_{liq} (U_{liq} + p_{liq} V_{liq}) \right] = 0. \quad (17)$$

第(15)式表示在系统中各点之质量 W 不变。式右端 A 为管道之横截面积, ρ 为密度, q 为流速。附足号“ g ”代表气体, “ liq ”代表液体。全式表示凝聚前后之总质量不变。

第(16)式表示力等于质量乘以加速度。式左端 $A_g \rho_g dx q_g$ 代表气体之质量, $\frac{dq_g}{dx}$ 代表加速度。式右端 $A_g dp$ 为压力之总改变量。 $Adx n_v F$ 代表在 Adx 体积内所含液珠所受之

总阻力, F 为每一液珠所受之阻力, n_v 为每单位体积内之液珠数。

第(17)式为热平衡式。它由凝聚潜热 h_{lg} 所放出之热能, 液珠阻力之摩擦热, 以及水汽因凝聚减速所释放的能量三部分组成。这些热量全部被气体和液体吸收而平衡。式中 U 为内能, p, V 表示压力与体积。

为了简化上列方程组, 假设水珠与气体之流速完全一致。即 $q_{liq} = q_g$, 且 $F = 0$ 。再假设液珠之体积甚小可忽略不计, 即设 $A_g = A$ 。更设水汽完全服从理想气体定律。再设液珠之半径全部一致(平均值)。于是化简上列三式得

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} + \frac{1}{\rho_g} \frac{d\rho_g}{dx} + \frac{1}{q} \frac{dq}{dx} = \frac{1}{W_{liq} - W} \frac{dW_{liq}}{dx}, \quad (18)$$

$$q_g \frac{dq_g}{dx} = \frac{-1}{\rho_g} \frac{dp}{dx}, \quad (19)$$

$$\frac{d}{dx} \left[W \frac{q_{liq}^2}{2} + W_g C_p T - W_{liq} h_{lg} \right] = 0. \quad (20)$$

上列方程组中共有六个变数, 即 p, ρ, T, q, W_{liq} 和 A 但却仅有三个方程式。一般管道截面 A 的变化是先给定的。在气体的化学成分给定的条件下, 我们还有一个状态方程可利用。虽然已有五个方程式, 但仍不足以解此包含六个变数的方程组。通常不得不再由实验直接测定一组压力 p 的数值以解整个方程组。因为其他几个参数如 ρ, T, q 和 W_{liq} 都是极不易直接测准确的。例如 Yellot^[30], Binnie 和 Woods^[27], Head^[43], Wegener^[59], Becker^[60] 等工作就是一些好范例。

另一方面, 假如能由前面所述水汽凝聚之分子动力学的观点出发, 首先写出 W_{liq} 的方程, 则也可不依靠实验, 完全用计算法解开整个方程组。Oswatitsch^[37] 就走了这条道路。设 x_0 为凝聚开始之位置, x 为其下游任一位置。在某一指定位置 ξ 处, 在体积 $A(\xi)d\xi$ 内, 每秒生成之临界核数为 $J(\xi)A(\xi)d\xi$ 。式中 J 为临界核在每单位体积每单位时间内之生成速率。临界核成立后, 其继续增大, 当由液珠增长规律 $w(\xi, x)$ 决定。设每一液珠各自独立增长, 相互间并不发生影响, 则每单位时间内, 通过 x 点之总凝聚量 $W_{liq}(x)$ 可自区间 $\xi = x_0$ 至 $\xi = x$ 间, 用积分求得

$$W_{liq}(x) = \int_{x_0}^x w(\xi, x) J(\xi) A(\xi) d\xi, \quad (21)$$

其微分式可写为

$$\frac{dW_{liq}(x)}{dx} = \int_{x_0}^x \frac{dw(\xi, x)}{dx} J(\xi) A(\xi) d\xi. \quad (22)$$

将式(22)与前面的式(18—20), 再加上气体状态方程, 管道截面积方程共六个方程。它们构成一组合有六个变数 $p, q, \rho, T, A, W_{liq}$ 的完整方程组, 已可求解。但这些方程式不易直接积分, 仅可采用数值算法, 逐步一点一点的计算。其步长又不宜过大, 否则误差很大。由此可知此项工作计算起来颇为繁杂, 最好能用高速电子计算机进行。

Wegener 和 Mack^[48] 采用更简洁的手法, 仅单计入主要成分气体。于是质量方程为

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dq}{q} + \frac{dA}{A} = 0, \quad (23)$$

动量方程为

$$dp = -\rho q dq, \quad (24)$$

能量方程为

$$\frac{C_p}{C_{p_0}} (\gamma - 1) M^2 \frac{dq}{q} + \frac{dT}{T} - \frac{d(h_{1g})}{C_{p_0} T} = 0, \quad (25)$$

状态方程为

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{u}{u_v} \left(\frac{dW}{1-W} \right). \quad (26)$$

式中 $C_{p_0} = (1 - \omega_0)C_{p_{\text{air}}} + \omega_0 C_{p_v}$, 其中 ω 为气流所含水汽之百分率。附足号“0”代表初始值, “air”代表空气, “v”代表水汽。 C_p 为定压比热, u 为分子量, M 为马赫数, γ 为定压比热与定容比热之比。

上列方程组之解为

$$\begin{aligned} \frac{dp}{p} = & \frac{\gamma M^2}{\left[\gamma M^2 - (1 - W) - \frac{C_p(1 - W)(\gamma - 1)M^2}{C_{p_0} - W \left(\frac{dh_{1g}}{dT} \right)} \right]} \\ & \times \left\{ \frac{-dA}{A} + \left[\frac{h_{1g}}{T \left(C_{p_0} - W \frac{dh_{1g}}{dT} \right)} - \frac{u}{u_v(1 - W)} \right] dW \right\}, \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{\rho} = & \frac{1}{\left[\gamma M^2 - (1 - W) - \frac{C_p(1 - W)(\gamma - 1)M^2}{C_{p_0} - W \left(\frac{dh_{1g}}{dT} \right)} \right]} \\ & \times \left\{ - \left[\gamma M^2 - \frac{C_p(1 - W)(\gamma - 1)M^2}{C_{p_0} - W \left(\frac{dh_{1g}}{dT} \right)} \right] \frac{dA}{A} \right. \\ & \left. + \left[\frac{h_{1g}(1 - W)}{T \left(C_{p_0} - W \frac{dh_{1g}}{dT} \right)} - \frac{u}{u_v} \right] dW \right\}, \quad (28) \end{aligned}$$

$$\frac{dq}{q} = - \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dA}{A}, \quad (29)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} + \frac{u}{u_v} \left(\frac{dW}{1 - W} \right). \quad (30)$$

若由凝聚量公式(21)求出凝聚量, 则因 dA 为已给定者, 于是整个方程组即得解。

另外若能由实验定出 dp , 则整个方程组也得解。此时凝聚量公式为

$$dW = \frac{1}{\left[\frac{h_{1g}}{T \left(C_{p_0} - W \frac{dh_{1g}}{dT} \right)} - \frac{u}{u_v} \left(\frac{1}{1 - W} \right) \right]}$$

$$\times \left\{ \frac{dA}{A} + \frac{\gamma M^2(1-W) - \left[\frac{C_p(1-W)(\gamma-1)M^2}{T \left(C_p - W \frac{dh_{1g}}{dT} \right)} \right]}{\gamma M^2} \frac{dp}{p} \right\}. \quad (31)$$

5. 凝聚激波

参见图 1 纵轴为静压, 横轴为沿喷嘴轴线上之距离. 静压按等熵膨胀 (isentropic expansion) 下降至此温度下之饱和蒸汽压 p_{s_0} . 若无凝聚发生, 两比热之比不变, 则流过喷嘴的气流的压降将按照绝热膨胀 (adiabatic expansion) 沿虚线下降. 然而, 若有凝聚发生, 则压降曲线将按实线前进, 偏离正常的绝热膨胀线. 气流自此开始进入过饱和态. 当到达某一点 p_c 时, 静压突然上升, 按变熵流动 (Diabatic flow) 进行, 随后再继续下降. 并在此点形成凝聚液珠. 此称为凝聚激波. 它具有 X 字母的外形. 凝聚激波的前沿是气流的第一不连续状态. 它主要是由受扰动的气体分子的反射与相互碰撞所产生者. 凝聚激波的后沿是由于水汽凝聚放出之潜热, 使各状态参数转入受热流动而产生的第二不连续状态.

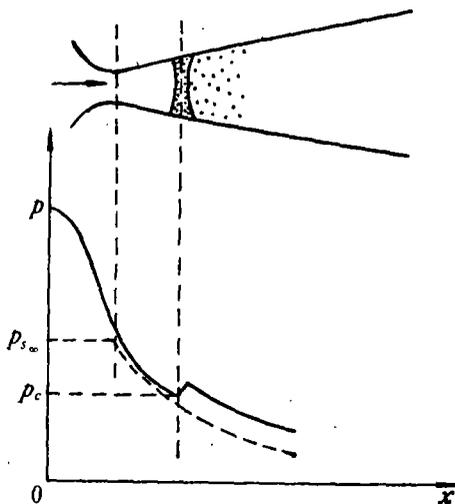


图 1 凝聚激波

凝聚激波可用叠加法和虚熵法两种方法计算:

a) 叠加法

云雾管的管道截面积 A 的变化和气流得自外源的热量 Q 可视为两个非相关独立量, 能用叠加法合并. 可分段, 先作等熵膨胀, 然后作绝热膨胀, 再后按变熵膨胀计算, 最后叠加. 计算全由一般常用公式进行, 此处不另详列.

b) 虚熵法

凝聚激波 X 形区内的管道长度很短, 管道的面积变化很小. 故可在此小区域内, 将管道面积的变化忽略不计, 而仅计入最主要的变熵因素. 其方程组可写为

$$\begin{cases} \frac{p_x}{\rho_x T_x} = \frac{p_y}{\rho_y T_y} & (32) \\ \rho_x q_x = \rho_y q_y & (33) \\ \rho_x q_x^2 + p_x = \rho_y q_y^2 + p_y & (34) \\ Q + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_x}{\rho_x} + \frac{q_x^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_y}{\rho_y} + \frac{q_y^2}{2} & (35) \end{cases}$$

此方程组是在一般激波方程组的能量方程的左端再增加一热量 Q . 它完整的描述了凝聚激波的突变面前 (x), 后 (y) 的状态. 式中 p 、 T 、 ρ 、 q 分别代表气流之压力, 温度, 密度和速度.

若 C_p 表示定压比热, γ 表示定压比热与定容比热之比. 附肩号“另”表示 $M=0$ 之状态. 则

$$C_p T_x^0 = C_p T_x + \frac{q_x^2}{2}, \quad (36)$$

$$C_p T_y^0 = C_p T_y + \frac{q_y^2}{2} = C_p T_x^0 + Q. \quad (37)$$

由此可得虚熵方程组之解为:

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{\gamma}{\gamma+1} (M_x^2 - 1) (1 \pm \sqrt{1-A'}) + 1, \quad (38)$$

$$\frac{q_y}{q_x} = 1 - \frac{1}{\gamma+1} \frac{M_x^2 - 1}{M_x^2} (1 \pm \sqrt{1-A'}), \quad (39)$$

$$\frac{\rho_y}{\rho_x} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\gamma+1} \frac{M_x^2 - 1}{M_x^2} (1 \pm \sqrt{1-A'})}, \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \frac{T_y}{T_x} = & \left[\frac{\gamma}{\gamma+1} (M_x^2 - 1) (1 \pm \sqrt{1-A'}) + 1 \right] \\ & \times \left[1 - \frac{1}{\gamma+1} \frac{M_x^2 - 1}{M_x^2} (1 \pm \sqrt{1-A'}) \right], \end{aligned} \quad (41)$$

$$M_y = \left[(1+Q') \left(\frac{1}{M_x^2} + \frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{q_x}{q_y} \right)^2 - \frac{\gamma-1}{2} \right]^{-1/2}, \quad (42)$$

式中

$$A' = \frac{M_x^2}{(M_x^2 - 1)^2} \left(M_x^2 + \frac{2}{\gamma-1} \right) (\gamma^2 - 1) Q', \quad (43)$$

$$Q' = \frac{Q}{C_p T_x^0} = \frac{T_y^0}{T_x^0} - 1. \quad (44)$$

在超音速情况 ($M_x > 1$), 此方程所描述之受热激波, 仅能容纳一定的热能(最多使 $M_y = 1$). 所受热量若大过此限度, 则方程组仅能有虚解. 虽然 $Q > Q_{\max}$ 的情况, 事实上不会存在, 因为热量过大后, 管道中会发生哽塞(Choke)而产生自动调整作用. 或自动扩大受热区域, 或自动减低气体和热源的流入量. 但我们尽可忽视这种调节作用, 宁可将此虚解理解为熵之虚增. 在云雾管中它将引起较高的虚温度、虚密度、虚凝聚量、虚液珠直径, 较低的虚压降、虚速度、虚马赫数等一系列虚量的出现. 它们总起来构成虚激波(虚熵凝聚激波). 它将在约 0.3cm 的范围内, 引起与实践事实不相符合的虚区域. 这种虚能量的变化, 将在下一步的等能过程(等熵膨胀)中得到补偿. 但是它对计算工作的简明迅捷, 起了很突出的重要作用. 此种虚热焓的增加

$$h_y^0 = h_x^0 + Q, \quad (45)$$

虚熵的增加

$$S_y = S_x + \frac{Q}{T} \quad (46)$$

由表面看来, 它似乎是违反热力学第一定律的. 这就是计算虚激波的虚熵法的“虚”字的由来.

将虚熵法的计算结果与实验结果相比较, 其数据能全部落入实验所允许的误差范围内。故知虚熵法仍不失为计算云雾管的实用方法之一。

四、实 验

实验采用同位素示踪法。云雾管用玻璃制造。详情示于图 2, 锥角采用能使流体阻力较小的经验数据, 入口锥角用 60° , 出口锥角用 10° , 主管道用约 $\phi 20\text{mm}$ 的玻璃管制造, 管壁厚 2mm 管内径约 $\phi 16\text{mm}$ 。管中气体的正常流速用 14M/sec , 最高 16M/sec 。云雾管喉口直径 $\phi 4.2\text{mm}$ 。云雾管后设有液珠旋流分离器、增压器。云雾管喉口前端装有蒸汽饱和度调节器和凝聚核心射入器。

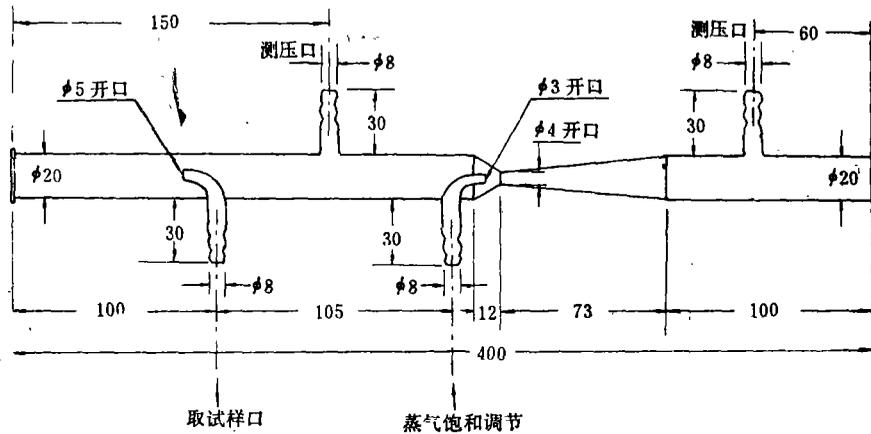


图 2 云雾管详图 (尺寸单位: mm)

凝聚核心发生器 (图 3) 是按照气体每 1cm^3 配给 25 万个核心为标准设计的, 即核心产生率约每秒 7×10^8 个。核心直径控制在 0.3 至 $0.01\mu\text{m}$ 之间, 其平均直径应小于 $0.1\mu\text{m}$ 。

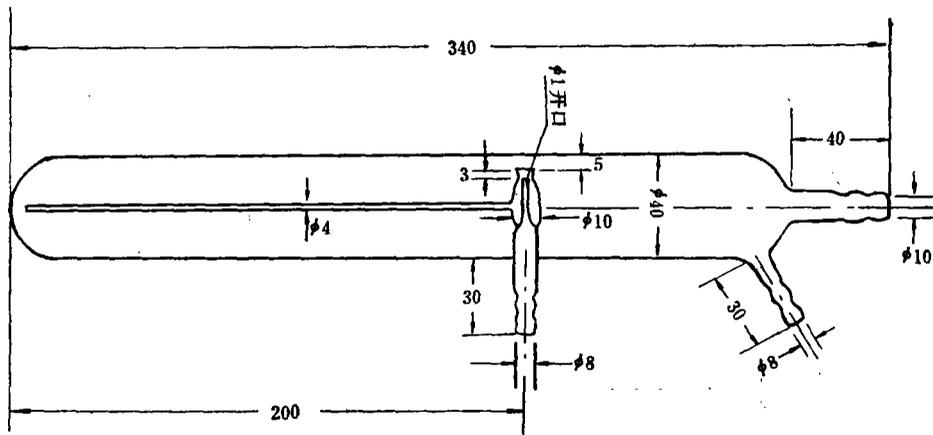


图 3 核心发生器详图 (尺寸单位: mm)

核心发生器主要采用 Collison^[66], Fannoe^[67], Dautrebande^[68], Green^[69] 的方法。用 2atm 气压, 0.5M³/h 气流量将浓度 <1% 的示踪盐溶液喷为细雾, 此细雾碰撞于距离喷嘴 5mm 的管壁上。碰细的液珠经气流筛选, 大者下沉, 小者随气流上升, 再干燥成固体细粒, 作为人工凝聚核心。调节核心发生器中的气体流量, 能在很宽的范围内控制所产生的核心的粒度及气流中核心的粒数。改变喷射液体中示踪盐溶液的浓度, 当能在更广的范围内控制所产生的核心的粒度及气流中核心的粒数。凝聚核心发生器直径 $\phi 40\text{mm}$, 高 300mm, 能装盐溶液 200ml, 喷射口距顶端 100mm, 顶端肩部开有一斜管作补充盐溶液用。

同位素示踪法的灵敏度很高, 能精确测量至 10^{-18}g , 且测量手续简单, 取分析数据速

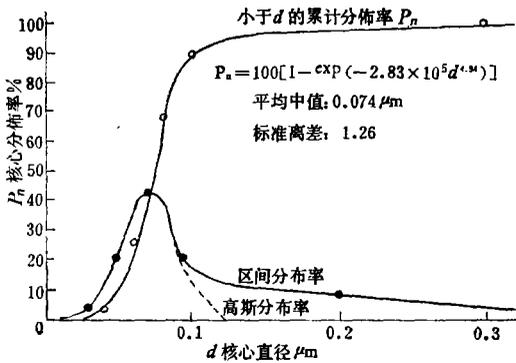


图4 云雾管前气流中 KH_2PO_4 核心的粒度分布统计

度很快。选用 $^{15}\text{P}^{32}$ 示踪原子, KH_2PO_4 盐为载体。 $^{15}\text{P}^{32}$ 的半衰期 14.3 天, 其失效期约 $14.3 \times 5 = 71.5$ 天, 约两个多月。这已足够进行实验了。 $^{15}\text{P}^{32}$ 放射弱 β 射线易防护, 比较安全。

所产生的凝聚核心的粒度分布用电子显微镜测量, 放大倍率 16000 倍, 测出的粒度分布见图 4, 其平均粒度为 $0.07 \mu\text{m}$, 其平均粒数为每秒 6.83×10^8 粒。

实验操作条件为: 盐溶液浓度 0.0075% KH_2PO_4 , 即 $75 \mu\text{g}/\text{ml}$, 喷射气

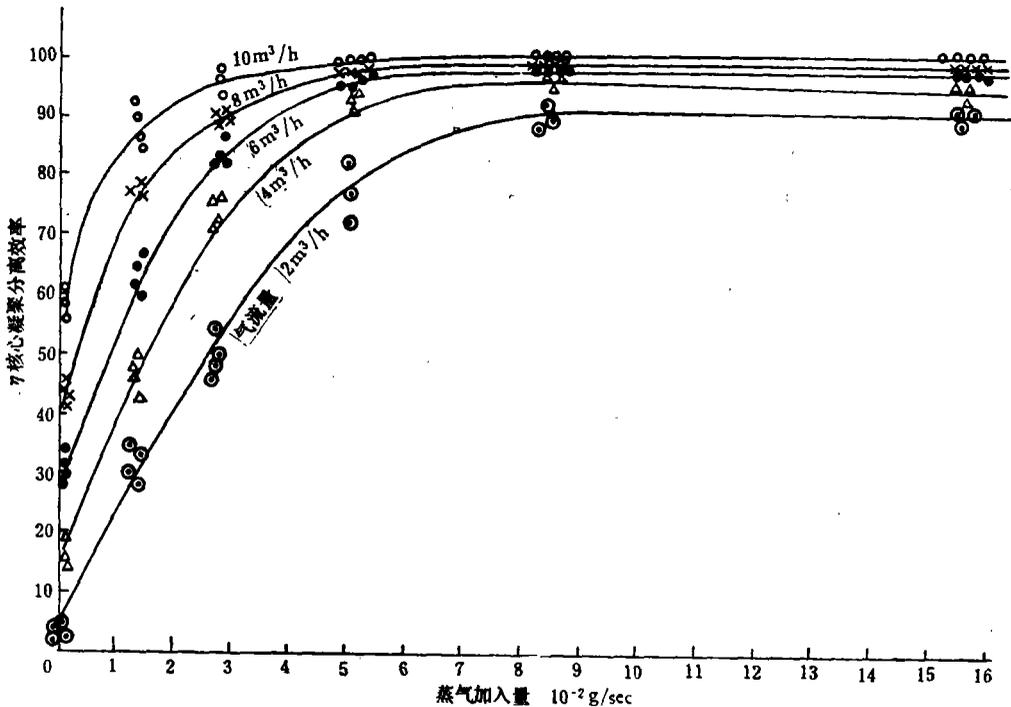


图5 云雾管对核心之凝聚分离效率

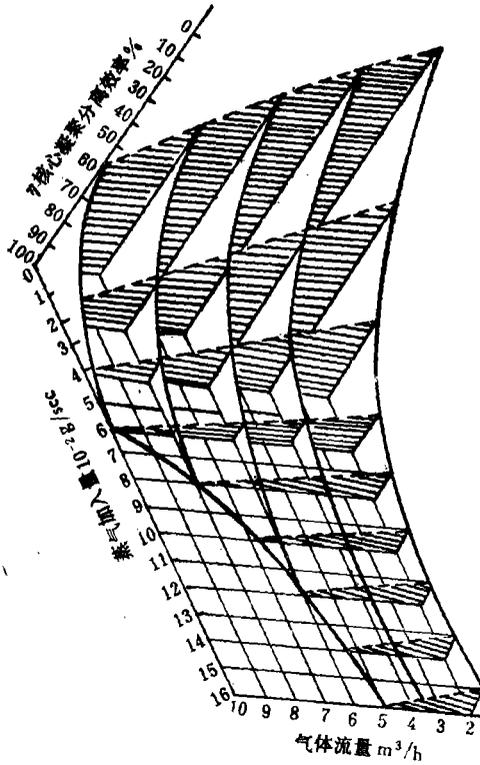


图 6 云雾管对核心之凝聚分离效率

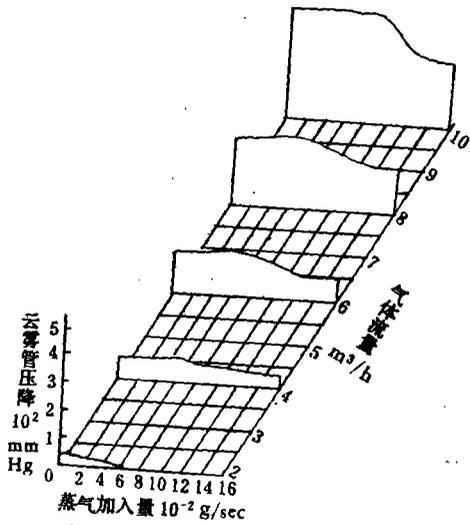


图 7 云雾管压降

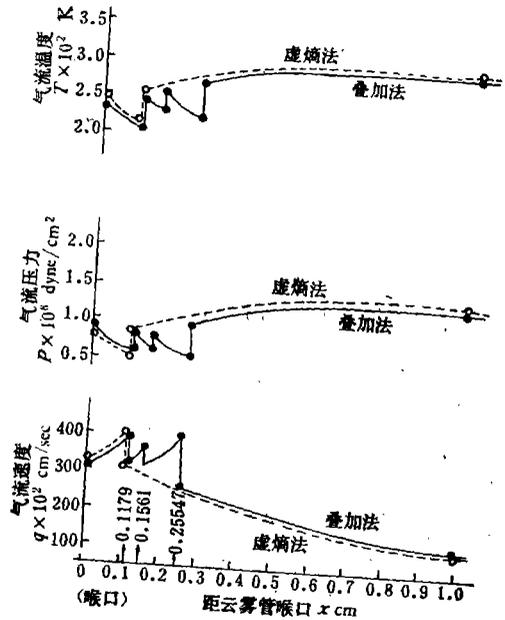


图 8 云雾管气流速度、压力、温度之计算结果

流量 $0.35\text{M}^3/\text{h}$, 气压差 $1.3\text{kg}/\text{cm}^2$. 喷射液量 $7.25\text{g}/\text{h}$, 最大可达 $12\text{g}/\text{h}$. 核心干燥温度 200°C .

蒸汽饱和度调节器用自动控制, 能在 $0.0\text{--}0.2\text{g}/\text{sec}$ 的很宽的范围内, 按实验的要求自动配给以一定量的蒸汽.

实验结果参见图 5、图 6 和图 7. 由图可知云雾管的凝聚分离效率很高, 并且压降也不大.

图 8 和图 9 为云雾管的凝聚量、液珠直径、气流温度、气流压力、气流速度、马赫数的计算结果, 可与实验对比. 图中横轴为距云雾管喉口的距离. 叠加法与虚焓法两种方法的计算结果十分接近, 后者计算起来较简明迅捷.

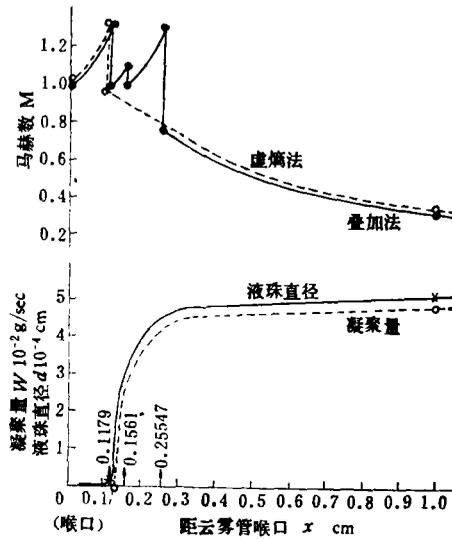


图 9 云雾管马赫数、凝聚量、液珠直径之计算结果

五、应 用

本文研究水汽在高速流动喷嘴中的凝聚现象. 原来有三个目的: 一是研究在大气中撒布人工核心的催云降雨. 二是研究大功率发电蒸汽透平喷嘴中, 凝聚水珠对工作效率的影响, 对喷嘴和高速透平轮叶的碰撞腐蚀作用. 三是研究飞机高速喷嘴的设计模型实验中, 水汽在亚音速 ($M < 1$), 超音速 ($M > 1$) 喷嘴中的凝聚激波 (Condensation Shock). 当研究火箭喷嘴设计模型实验中高超音速 ($M > 5$) 时, 发现空气中的主要成分 N_2 和 O_2 也开始凝聚为液珠, 当马赫数 $M > 8$ 以后, N_2 和 O_2 大部均已液化为液珠, 使实验工作难于进行. 即使一般低速飞机, 当飞入含饱和水汽的云层中时, 在螺旋桨的尖端和机翼的末端也发现水汽凝聚现象, 严重时会成为飞机失事的主因.

同样, 这种高速气流中水汽的过饱和凝聚现象也可应用于基本粒子物理研究工作中. 按此原理制成的云雾管和气泡管可作为一种高效率的连续灵敏的粒子径迹探测器. 云雾

管中的蒸汽可仍用甲醇、酒精等。气泡管中的液体可仍用丙烷、纯氢等。

目前基本粒子物理研究工作中所用云室是间隙工作的。其灵敏时间很短,一般为 0.02—1.0 秒,平均为 0.1 至 0.5 秒。工作循环时间又很长,一般为 2—10 分钟。其工作效率很低,一般均在 0.1% 以下。若用于宇宙线研究,更要考虑入等待时间,则效率更低。由于稀有事例很少,若符合再安排得不好,则拍下的相片绝大多数都是无用的。真正的事例可能反而会在恢复时间内漏掉。气泡室的灵敏时间也很短,一般小于 40 毫秒,工作循环时间也较长,约 1 秒。其工作效率也很低,一般均小于 0.3%。

目前迫切需提高云室和气泡室的工作效率。最理想的是能具有连续灵敏的性能。扩散云室^[70]是这方面的一种改进。蒸汽在具有温度梯度的气体中,从高温向低温扩散,从而在一定区域内得到对带电粒子灵敏的过饱和度。它已用于 $p + p$, $\pi + p$ 的研究中。但是扩散云室的缺点也很多。首先它必须垂直放置,再者其灵敏区又很小。灵敏区假如稍厚,则上部已凝结的液珠不断下降,使灵敏层下部的冷凝中心增多,导致过饱和度减小,使这一部分不灵敏,自动缩小灵敏区。这是扩散云室的大缺点。此外扩散云室的本底又很大。扩散气泡室^[71]也是如此,具有类似的缺点,故均采用者不多。

要求云室和气泡室连续灵敏,能成为工作效率逼近 100%, 比较理想的粒子径迹探测器,则第一必须能及时的自动清扫视场。把已拍照探测完径迹的液珠,不断的自动清扫出视场。第二还要能自动的不断补充蒸汽的过饱和条件。第三本底要小。第四视场要宽阔。云雾管和气泡管恰好能满足这几条要求。

在云雾管和气泡管中(图 10), 气体或液体连续流动。在喉口处, 马赫数保持约为 1 的情况下, 左面入口端管道中的气体流速约 15M/sec, 在保证拍照视场饱和度 > 8 , 膨胀比 > 1.37 的条件下。其右面出口端管道中的气体流速约 $< 11M/sec$, 管直径约需增大 1.18 倍。此连续流动的流体, 既能保证连续自动清扫视场, 将已拍照径迹中的液珠或气泡清除出去。同时又能自动的提供连续灵敏的过饱和条件。在几微秒至几十微秒

的闪光拍照速度下。径迹的位移量当小于几十至几百微米。为了扩大视场范围, 若出口端管道改用 5:1 的矩形截面, 则在约 50 毫米的视场范围内, 径迹在拍出的相片中的位移误差, 能在千分之几至万分之几的范围内。应当认为是可用的。再者此位移量还可更精确的计算出, 进行补正。粒子射线若能沿气流轴线射入, 则能得到更清晰的相片。

云雾管的本底是可以做得比原有的云室和气泡室更小的。增压器仍可采用弹性膜, 将活动部件的磨蚀物与润滑油污物等与系统隔离。因系连续循环操作, 经几次循环后, 本底将可降至合格限度以内。在增压器后设有旋流分离器, 以分离液珠和污物。在旋流分离器的分离圈、中心管和云雾管的扩散锥角处设有高压电场电极, 三次清扫以降低本底

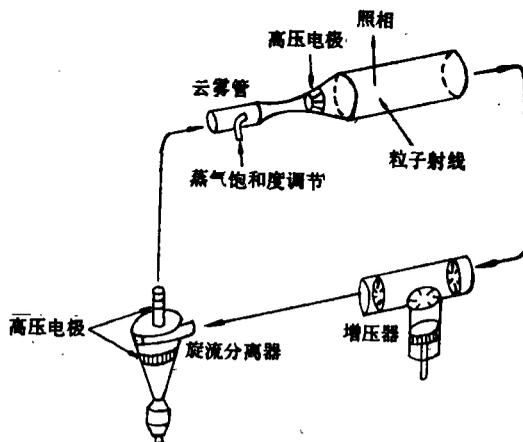


图 10 云雾管(气泡管)系统图

(图10)。在凝聚激波处,有小量蒸汽以本底核心或多余的蒸汽聚块为中心,凝聚增大为液珠,被高压电场电极所清扫。在此以后所增加的膨胀量,将为径迹拍照视场处,外来入射粒子途径中的电离核心提供充足而稳定的蒸汽过饱和度。

云雾管中凝聚激波的作用,是作为有效的清除本底的手段。至于是否需要产生凝聚激波,激波强度及其在云雾管中的具体位置,可由云雾管喉口处的马赫数和所加入之蒸汽饱和度两因素加以适当的调节。

此种高效率连续灵敏的云雾管和气泡管不仅能用于宇宙线研究,即使用于加速器也有好处。由于效率高,它就可使每次入射粒子数比较少,从而便于加工分析。并且由于连续灵敏,故对 \tilde{p} 等的研究是非常有利的。

参 考 文 献

- [1] J. Couliet, de pharm. et de Chimie, **22** (1875), 165.
- [2] C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **189** (1897), 265.
- [3] C. T. R. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, **A85** (1911), 285.
- [4] D. A. Glaser, *Phys. Rev.*, **87** (1952), 665.
- [5] D. A. Glaser, *Phys. Rev.*, **91** (1953), 762.
- [6] Thomson, Sir W. (Lord Kelvin), *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **VII** (1870), 63; *Phil. Mag.*, **4** (1871), 448.
- [7] R. Von Helmholtz, *Ann. Phys.*, **27** (1886), 508.
- [8] J. W. Gibbs, *Collected Works of J. Willard Gibbs*, **1** (1940).
- [9] L. Farkas, *Z. Physik. Chem.*, **A125** (1927), 236.
- [10] R. Kaischew and I. Stranski, *Z. Physik. Chem.*, **826** (1934), 317.
- [11] R. Becker, and W. Döring, *Ann. Phys.*, **5** (1936), 719.
- [12] Я. И Френкель Кинетическая Теория жидкостей, 1945.
- [13] M. Volmer, *Kinetik der Phasenbildung*, 1939.
J. Frenkel, *Kinetic Theory of liquids*. 1946.
- [14] B. Haurwitz, *Dynamic Meteorology*, 1941.
- [15] Н. С. Шишкин, *Облака Осадки и Грозовое электричество*, 1954.
- [16] J. C. Johnson, *Physical Meteorology*, 1954.
- [17] N. H. Fletcher, *The Physics of Rainclouds*, 1962.
- [18] C. T. R. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, **A142** (1933), 88.
- [19] C. T. R. Wilson, *Philos. Trans.*, **192** (1899), 403.
- [20] J. G. Wilson, *The Principles of Cloud Chamber Technique*, 1951.
- [21] N. N. Das Gupta and S. K. Ghosh, *Rev. Modern Phys.*, **18** (1946), 2.
- [22] A. Kantrowitz, *J. Chem. Phys.*, **19** (1951), 1097.
- [23] W. I. Higuchi and C. T. O'Konski, *J. Colloid Science*, **15** (1960), 14.
- [24] H. Reiss, *J. Chem. Phys.*, **18** (1950), 529.
- [25] В. П. Скрипов, *Коллоидный Журнал*, **23** (1961), №1
- [26] *Faraday Society The Physical Chemistry of Aerosols*, 1960.
- [27] A. M. Binnie and M. W. Woods, *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, **133** (1938), 229.
- [28] A. Stodola, *Steam and Gas Turbines*, 1927.
- [29] J. H. Keenan, *Thermodynamics*, 1941.
- [30] J. I. Yellott, *Trans. ASME.*, **56** (1934), 411.
- [31] J. I. Yellott and C. K. Holland, *Trans. ASME*, **59** (1937), 171.
- [32] Rettaliata, *Trans. ASME*, **58** (1936), 599.
- [33] C. A. Robb, *Can. J. Research.*, **A19** (1941), 67.
- [34] H. Wakeshima, *J. Phys. Soc. of Japan*, **9** (1954), 400.
- [35] H. Wakeshima, *J. Phys. Soc. of Japan*, **9** (1954), 407.
- [36] H. Wakeshima, *J. Phys. Soc. of Japan*, **10** (1955), 141.
- [37] K. Oswatitsch, *ZAMM*, **22** (1942), 1.
- [38] K. Oswatitsch, *Z. Ver. Deut. Ing.*, **86** (1942), 702.

- [39] K. Oswatitsch, *Gas Dynamik*, 1952.
- [40] W. R. Hawthorne and H. Cohen, *Royal Aircraft Establishment Rept. No. E3997*, (1944).
- [41] J. Lukasiewicz, *Roy Aircraft Establishment Rept. Aero., 2211-SD*, (1947), 20.
- [42] J. F. Charyk, *ph. D. Thesis Calif. Inst. of Technol.*, 1946.
- [43] R. M. Head, *ph. D. Thesis Calif. Inst. of Technol.*, 1949.
- [44] F. Gilmore, *ph. D. Thesis Calif. Inst. of Technol.*, 1951.
- [45] P. D. Arthur, *ph. D. Thesis Calif. Inst. of Technol.*, 1952.
- [46] R. D. Buhler, *ph. D. Thesis Calif. Inst. of Technol.*, 1952.
- [47] J. Grey, *ph. D. Thesis. Calif. Inst. of Technol.*, 1952.
- [48] P. P. Wegener and L. M. Mack, *Advances in Applied Mechanics* (Ed. H. L. Dryden) 1958.
- [49] S. M. Bogdomoff and L. Lees, *Princeton Uni. Rept. No. 146*, 1949.
- [50] E. M. Winkeler, *Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion*. Princeton Uni., 289, 1954.
- [51] W. C. Jr. Burgess and F. L. Seashore, *NACA Tech. Note No. 2518*, 1951.
- [52] C. F. Hansen and G. J. Nothwang, *NACA Tech. Note No. 2690*, 1952.
- [53] C. H. Mclellan and T. W. Williams, *NACA Tech. Note No. 3302*, 1954.
- [54] H. G. Stever and K. C. Rathbun, *NACA Tech. Note No. 2559*, 1951.
- [55] H. G. Stever, *Fundamentals of Gas Dynamics* (Ed. Emmons, H. W.) 1958.
- [56] E. J. Durbin, *NACA Tech. Note No. 2441*, 1951.
- [57] P. Wegener, *J. Appl. Phys.*, 25(1954), 1485.
- [58] P. Wegener, *Phys. Rev.*, 76 (1949), 883.
- [59] P. Wegener, S. J. Jr. Reed, E. Stollenwerk, G. Lundquist, *J. Appl. Phys.*, 22(1951), 1077.
- [60] J. V. Becker, *J. Appl. Phys.*, 21 (1950), 619.
- [61] W. W. Willmarth and H. T. Nagamatsu, *J. Appl. Phys.*, 23 (1952), 1089.
- [62] W. H. Heybey and S. J. Jr. Reed, *J. Appl. Phys.*, 26 (1955), 969.
- [63] P. Wegener, E. Stollenwerk, S. J. Jr. Reed and G. Lundquist, *NAVORD Rept. No. 1742*, 1951.
- [64] E. H. Kennard, *Kinetic Theory of Gases*, 1938.
- [65] K. Oswatitsch, *Jahrbuch der Deutschen Luftfahrtforschung*, 1 (1941), 703.
- [66] W. E. Collison, *Inhalation Therapy Technique*, 1935.
- [67] F. Fanno et al., *Industr. Engng. Chem.*, 43 (1951), 1337.
- [68] L. Dautrebande, *L'Aérosologie*, 1951.
- [69] H. L. Green and W. R. Lane, *Particulate Clouds*, 1957.
- [70] A. Langsdort, *Rev. Sci. Instr.*, 10 (1939), 91.
- [71] R. H. Good, *Phys. Rev.*, 107 (1957), 1201.

THE CLOUD TUBE AND THE BUBBLE TUBE

LONG CONG-YUN

(*Guangdong Institute of Mining and Metallurgy*)

ABSTRACT

At present, cloud chamber and bubble chamber are the most important detecting instruments of particle tracks in fundamental particle physics. But the working efficiency of both cloud chamber and bubble chamber is very low. It can not satisfy the requirements of detection. This essay presents two types of continuous sensitive high efficiency particle detecting instruments, namely the cloud tube and the bubble tube. It also presents their historical back ground, theoretical analysis and some experimental data.