

我们译编了本书，供电真空技术物理三组共同设计真空系统的参考。原定重行编辑因大家忙于他事，没有时间和人力，只好作罢。

本书主要译于 Le Vide 92期 Les Calculs de la technique de Vide (真空技术的计算) 原作者(法) J. Delafosse 和 G. Margodine 作为附录补充了①第一屆国际真空会议论文集上卷 P335-340 Zur Charakterisierung der Eigenschaften Von Ölfängen für Diffusionspumpen (扩散泵挡板特性之表征) 原作者(德) G. Zinsmeister 提供了油扩散泵挡板设计和选择最完整的资料。②日本真空 1962 年 7 月号“汽喷射术”用油について (蒸汽喷射泵用油) 原作者(日) 伊藤昭夫，可以查到各国生产油的各种数据。③ Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (高等真空用材料教程) 卷 1 原作者(德) W. Espe 金膜含气量表。此气量一般也可以由扩散方程计算但是不如实验数据准确。此组数据是 J. Delafosse 第五章的主要补充。(原来计划因附一些有用资料，但由于删节不及只好放弃)。

由于水平和时间的限制，加上真空术语无统一标准，错误难免不吝指正。

译者 水 易

1962 年度暑假



103287

运动学要义	6
理想气体的基本定律	6
阿佛伽德罗定律	6
盖-吕萨克定律	6
查理定律和理想气体公式	6
运动学基础	7
分子的速度分布	8
麦克斯威-玻尔兹曼函数	8
最可几速度	10
算术平均速度	11
均方根速度	11
碰撞数	12
运动学的压强概念, 压强的计算	12
自由路程	13
分子与器壁的碰撞, 克努森假设, 气体动力学	15
流的一般特性	16
电路的类比	16
电压与电位的类比	16
流体流勇的各种定义	16
流体流勇与电流强度的类比	18
电阻的概念	18
流导的概念	18
值的定义	19
有阻连接后的流速	20
串联接和有阻的流勇表	21
无情况下粘滞流动的研究	24
小孔的流动	24
高压强下的流动(粘滞性流动)	24
	26

3.2.2 粘滞流时的修正	30
3.3 通过管的流动	31
3.3.1 各种流动的一般研究 (湍流、粘滞流、过渡情况、分子流)	31
3.3.2 粘滞流时圆截面直管的流导	32
3.3.3 分子流时任意均匀截面直管的流导	37
3.3.4 粘滞流、过渡情况、分子流时圆截面直管的流导	39
3.3.4.1 克努森公式	39
3.3.4.2 分子性流动	39
3.3.4.3 粘滞性流动	40
3.3.5 对20°C空气在粘滞流、过渡情况、分子流时圆截面直管流导的实用公式	40
3.3.6 关于粘滞流时管段的附注和应用	41
3.3.6.1 短管	41
3.3.6.2 空气以外其它气体的情况	42
3.3.6.3 作为压强梯度函数的表示式	42
3.3.6.4 在矩形管内的粘滞流	42
3.3.6.5 例子, 列线图	43
3.3.7 关于分子流时管段的附注	45
3.3.7.1 短管——与管口尺寸比较直径不可忽略的孔。克努森系数。	45
3.3.7.2 空气以外其它气体的情况	47
3.3.7.3 曲线和列线图	48
3.3.7.4 均匀圆截面直管的直管	50
3.3.7.5 均匀矩形截面的直管	51
3.3.7.6 均匀三角形截面的直管	51
3.3.7.7 任意均匀截面直管的流导	51
3.3.7.8 弯角	52
3.3.7.9 任意变截面管的流导	53
3.4 真空泵的抽速	53
3.5 阱之抽速 (阱流导)	54
3.5.1 分子性流动	54
3.5.2 粘滞性流动	55

3.5.3 分子流精确计算的例子。-----	55
3.6 热气流。-----	58
3.7 对空气以外的其它气体，在不同温度下 校正表示公式的修正。-----	59
4. 没有云气情况下瞬变过程的研究。-----	60
4.1 通过无限大流导对容器之抽气：假定抽 速保持不变，极限压强 P_0 可予忽略。-----	61
4.2 通过无限大流导对容器之抽气：假定抽 速保持不变，考虑极限压强 P_0 。-----	62
4.3 通过无限大流导对容器之抽气：假定抽 速并非常数，极限压强 P_0 可予忽略。-----	63
4.4 通过无限大流导对容器之抽气：假定抽 速并非常数，考虑极限压强 P_0 。-----	63
4.5 通过恒定流导对容器之抽气，假定抽速 不变，极限压强 P_0 可予忽略。-----	69
4.6 通过恒定流导对容器之抽气，假定抽速 不变，考虑极限压强 P_0 。-----	70
4.7. 4.8 通过恒定流导对容器之抽气，假定 抽速并非常数，考虑或不考虑极限压强 P_0 。-----	70
4.9 在粘滞流（即流导随压强变化）通过管 对容器之抽气。-----	70
5. 抽气的研究。-----	75
5.1 抽气的宏观定律。-----	75
5.2 实验研究。-----	76
5.3 云气的影响，对稳定状态和瞬变状态真 空计算的影响。-----	78
5.3.1 局部云气。-----	78
5.3.2 分佈云气。-----	86
5.4 云气曲线。-----	92
6. 泵之连接——泵组之选择。-----	96
6.1 特性曲线之说明。-----	96
6.1.1 予抽泵。-----	96
6.1.2 罗茨泵。-----	96
6.1.3 扩散泵。-----	98

6.1.4 蒸汽喷射增压泵。-----	101
6.2 泵之间的配合-----	104
6.3 抽气的经典问题-----	109
6.3.1 中真空区之抽气-----	103
6.3.2 分子性真空的获得；採用中間罗茨泵的 好处-----	111
6.3.3 通过与罗茨泵连接的阱抽气到分子性 真空-----	115
7. 各种公式、各表、曲线-----	118
附录-----	
1. 扩散泵抽气阱(挡板)性能之表征。-----	132
2. 蒸汽喷射泵用油-----	142
3. 金膜余气表, 在高真空及真空中最重要时 板金膜应予去气温度和时间; 对 $\lambda \approx 5500 \sim 6650 \text{Å}$ 某些材料的光谱恒射像数 $A\%$ 。-----	156

法国 J. Delefosse, G. Mongodin
Les Calculs de la technique du Vide

第一章 气体运动论要义

我们只扼要地阐述了真空技术设计必须的气体运动论的几个要素，并未提供足以证明一切公式证明的气体运动论的经典问题。

1.1 理想气体的基本定律：

从宏观的现象看来，气体遵守理想气体的几乎一切定律。尤其对于温度不太低，压强不太高的永久气体或远离液化条件的蒸汽，实验证明是令人满意的。

1.1.1 阿佛伽德罗定律。

$$M = 22.4d \quad 0^\circ\text{C}, 760\text{ mmHg} \quad (1.1)$$

它是克分子单位的现行名称。 M 是克分子量， d 是与空气比较的密度。

这定律可以用另一种方式表示。

相同体积的不同气体，在相同的温度和压强条件下含有相同的分子数。在标准温度和压强的条件下（ 0°C , 760 mmHg ）一克分子任意气体占据 22.4 升。

1.1.2 马略特定律：

在恒温（绝热变化）下给定质量的气体之压强 P 和体积 V 之乘积为常数：

$$PV = cte \quad (1.2)$$

1.1.3 盖-吕萨克定律和理想气体公式：

给定质量的气体在恒体积变化过程压强遵循 $P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1}$ 定律变化。

最终状态用脚注 2，起始状态用脚注 1。 T_2 和 T_1 用绝对温度（ $^\circ\text{K}$ ）。

同样，恒压变化遵循 $V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1}$ 定律。

我们假设：一种质量的气体由状态 1 (P_1, V_1, T_1) 通过状态 2 ($P_2, V_2 = V_1, T_2$) 到状态 3 ($P_3 = P_2, V_3, T_3$)，则我们

可以写出: $P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1}$

以及: $V_3 = V_2 \frac{T_3}{T_2}$

二式左右各自相乘: $P_2 V_3 = P_1 V_2 \frac{T_3}{T_1}$

且 $P_2 = P_3$, $V_2 = V_3$,

因此有: $P_3 V_3 = \frac{P_1 V_1}{T_1} \cdot T_3$

我们取状态1为参比状态(对1克分子)

$$P_1 = 760 \text{ 托} = 1.013 \cdot 10^6 \text{ 巴}$$

$$V_1 = 22.4 \text{ 升} = 22400 \text{ 厘米}^3$$

$$T_1 = 273^\circ \text{K 或 } 0^\circ \text{C}$$

对于任意状态(1克分子)有状态式: $PV = RT$

其中R是理想气体常数(普适常数)。

$$R = \frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{1.013 \cdot 10^6 \times 22400}{273} = 8.31 \cdot 10^7 \text{ 尔格/度}$$

更一般地,对于n克分子气体有:

$$\boxed{PV = nRT} \quad \text{C.G.S. 单位} \quad \text{--- (1.3)}$$

P(巴), V(厘米³), T(°K), 则 $R = 8.31 \cdot 10^7 \text{ 尔格/度}$ 。

如果把P称为阿佛伽德罗常数, N为真正的分子数, 便有

$$PV = n \cdot N \cdot \frac{R}{N} \cdot T \quad (N = 6.02 \cdot 10^{23})$$

$$\boxed{PV = NRT} \quad \text{--- (1.4)}$$

1.2 气体运动论基础:

我们可以遵循组成气体的分子运动的行为来研究气体的性质。

这样,把气体设想为由大量分子组成,不停地无规则快速运动的粒子(真正的分子)组成的。

分子的轨迹是由一些折线组成的,在一次碰撞之间每个分子遵循均匀直线运动定律。碰撞数每秒 = 分子之间发生,或者在分子和壁之间发生。

分子比起它们之间的空隙来,非常小,所以在比容中占很小的体积元内包含着大量的分子。

可以认为：在分子动能和热之间建立平衡。

1.3 分子的速度分佈：

1.3.1 馬克士威·玻尔兹曼函数。

在一定状态内，一切分子的速度、方向均不相同。此外，每次碰撞，碰撞分子既改变速度也改变方向。

更严格讲：应该认为：在给定的体积内气体分佈並非是均匀的，並且在空间的每一点上分子速度並非各向同性（也就是说有偏爱方向）。在这些条件下，速度分佈的分析是不可实现的。一些气体通过一小孔向一真空内膨胀，而真空内部並非处于均匀温度之下，便是这种情形。

我们只研究处于热平衡下包含在具有均匀温度的真空内纯气体的最重要的特殊情况。

在此种场合下有理由认为粒子的分佈是均匀的（也就是说单位体积内的粒子数在整个真空内是相同的且不随时间改变）。

我们也假设分子速度方向在一切方向是均匀分佈的。

最后我们认为速度分佈是稳定的，即在任一瞬间在每一体积元内任意给定速度的粒子数是相同的。瞬时改变的一些分子由于碰撞一部分速度改变，但是有另一些分子恰取这些速度，总的速度分佈並不改变。

我们嘗試给出下述形式的速度分佈。

在给定瞬间，假设能够计算速度包含在 0 和 100 米/秒，100 ~ 200 米/秒，200 ~ 300 米/秒 等之间的分子数。令 $\Delta n_1, \Delta n_2, \Delta n_3$ 等表示的粒子数，称 Δv 是选取的速度间隔即： $\Delta v = 100$ 米/秒。

我们来描下述曲线：横坐标为速度，纵坐标为比值 $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ 。于是我们便获得了此梯形曲线 A（图 1.1）。例如速度取值在 600 ~ 700 米/秒之间的分子数显然正比于阴影部分 $\frac{\Delta n}{\Delta v} \Delta v$ 。

如果我们希望有更精确的表示，可以重新进行同样的计算，但间隔 Δv 取得更小，令 $\Delta v = 50$ 米/秒。

这样将获得曲线 B。间隔取得更小，速度分佈曲线越精确，在极限的情况下此梯形曲线变为连续曲线，纵坐标实际上变为导数 $\frac{dn}{dv}$ 。

馬克士威·玻尔兹曼给出了此分佈曲线的方程式。依据人们偏重速度或速度分界此公式稍有差别。

——令 dn 为速度分界在 v_x, v_y, v_z 和 $v_x + dv_x, v_y + dv_y,$

$v_3 + dv_3$ 之间的单位体积内的分子数。

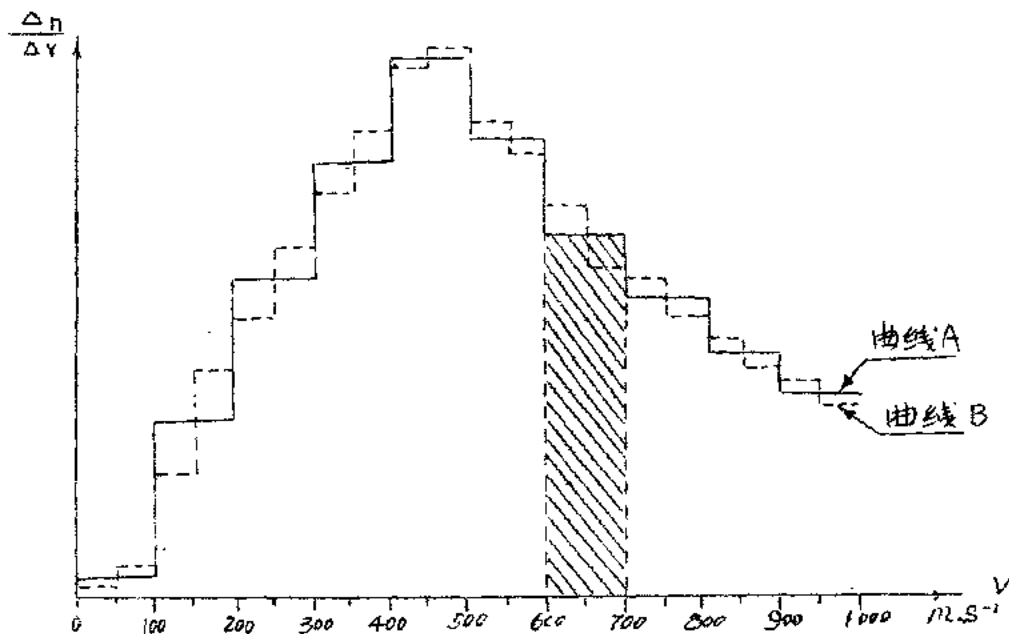


图 1.1 速度分佈

$$\text{有: } dn = n \cdot f(v_x, v_y, v_z) \cdot dv_x dv_y dv_z$$

其中 n 是单位体积内分子总数， $f(v_x, v_y, v_z)$ 是分布律，于是可以证明：

$$dn = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{m^3}{2\pi^3 k^3 T^3}} \cdot e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} \cdot dv_x \cdot dv_y \cdot dv_z \quad (1.5)$$

——如果对上式 v_y, v_z 从 $-\infty$ 积分到 $+\infty$ ，则我们便得到沿 x 轴速度包含在 v_x 和 $v_x + dv_x$ 之间（其它二速度分量可以是任意的）单位体积内的分子数 dn_x 。

$$\text{求示 } dn_x = n \cdot \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}} dv_x \quad (1.6)$$

——最后，如果对分子之绝对速度感兴趣而对其方向不感兴趣，则发现：速度包含在 v 和 $v + dv$ 之间的粒子数是：

$$dn_v = n_1 \cdot 2 \sqrt{\frac{m^3}{2\pi R^3 T^3}} e^{-\frac{mv^2}{2RT}} v^2 dv \quad (1.7)$$

为了给出此分布的概念，描绘具有 $f(x) = K \cdot x^2 \cdot e^{-x^2}$ 形式的曲线 $f(v)$ 便行了，图 1.2 给出了函数 $x^2 e^{-x^2}$ 。

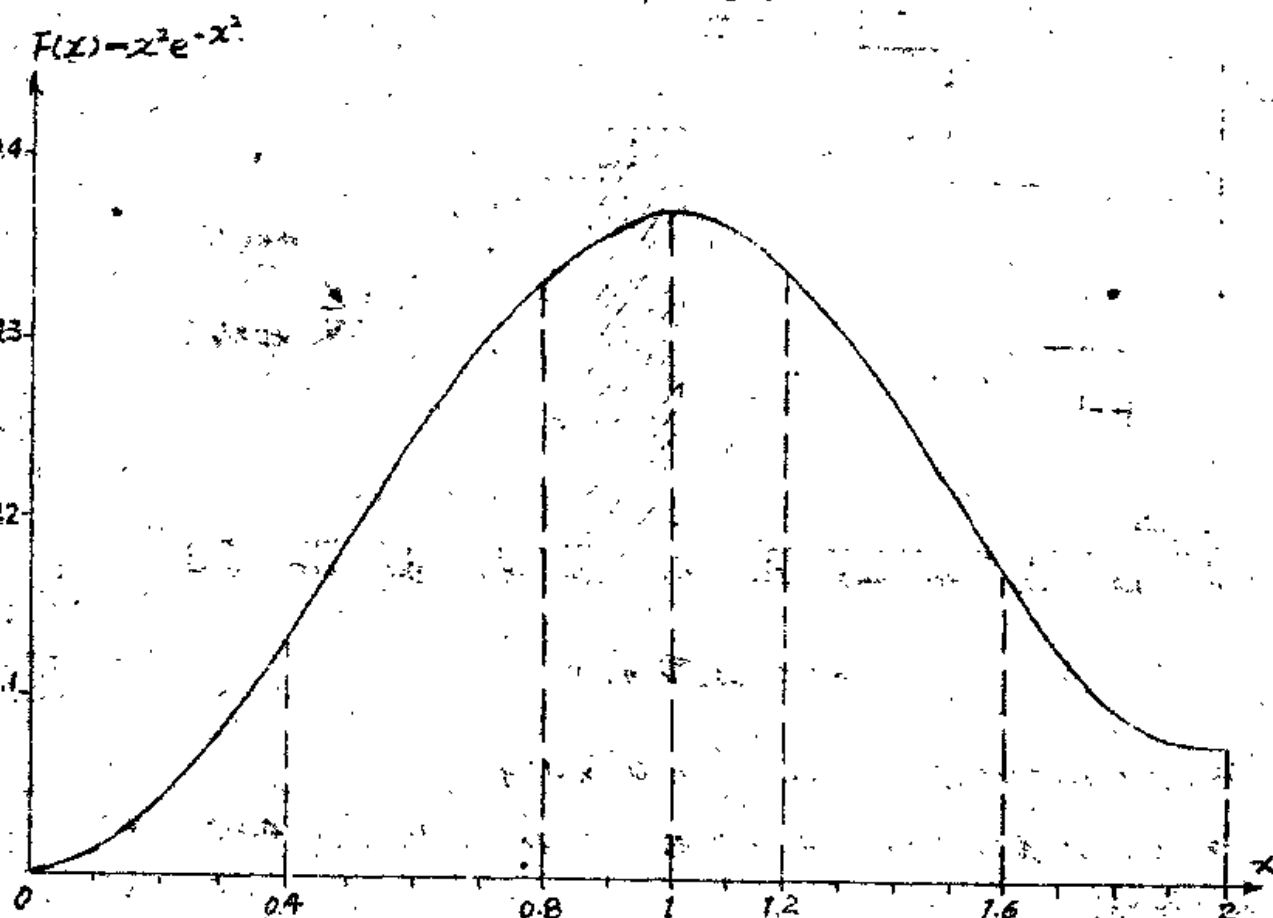


图 1.2 - 分布函数 $f(x) = x^2 e^{-x^2}$ 的

我们有曲线的一般形式。所有曲线均自 0 出发，经过最大值，之后渐近于 x 轴（速度轴）。最大值的位置和数值与温度有关。温度增加时最大值移向 v 增大处，分子的热运动增强。曲线和 v 轴包括的面积正比于分子总数，此面积是常数。（见 1.3）

1.3.2 最可几速度：

若考虑任意一分子，它可能具有 0 到 ∞ 任意的速度。然而，在确定的温度在分布曲线最大值处速度间隔 dv 内包含的分子数比其在任何速度在同一速度间隔内包含的分子数要多。因此最可几速度相当于分布曲线最大值的速度，因此对 $\frac{df(v)}{dv} = 0$

求导：

$$\text{最可几速度} = v_p = \sqrt{\frac{2RT}{m}}$$

C.G.S 单位 (1.8)

(应当指出: 相应的动能是 $E_p = \frac{1}{2} m v_p^2 = kT$.)

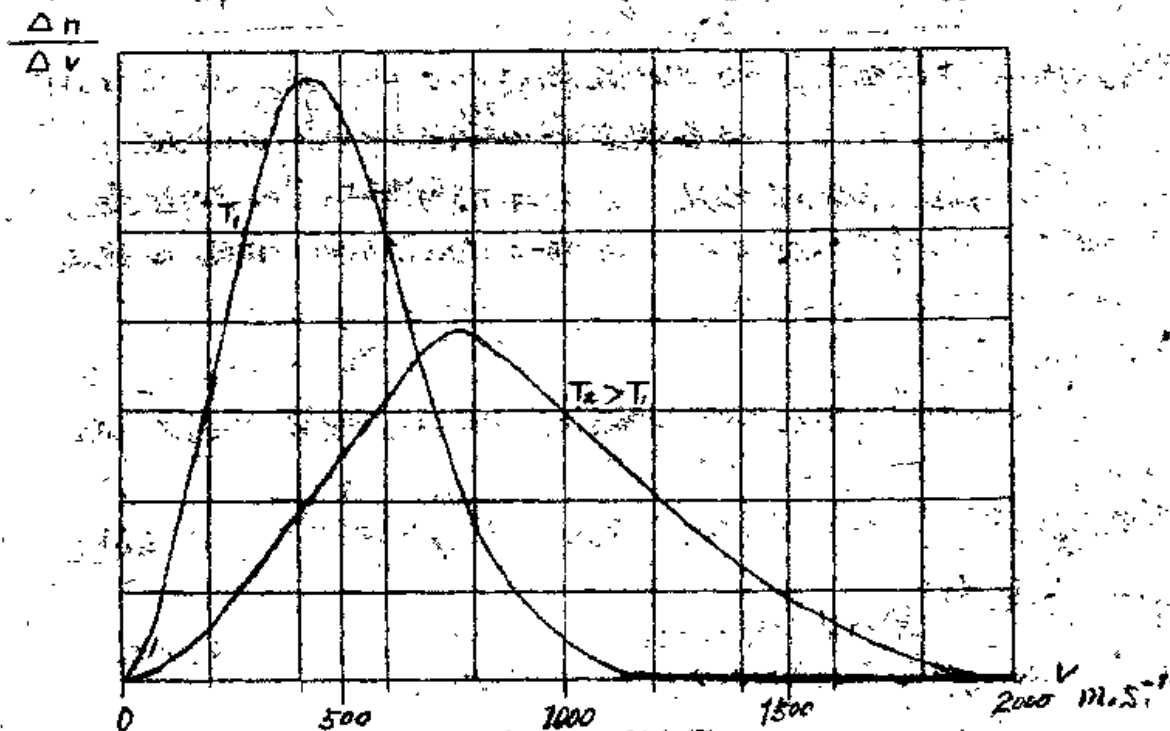


图 1.3 温度对速度分布的影响

1.3.3 算术平均速度:

此速度是把所有粒子的速度加在一起之后同粒子数相平均获得的。

很容易设想此速度与最可几速度不同, 因为很容易看出: 在曲线上高于 v_p 速度的分子数比低于 v_p 速度的分子数多。

数学上此速度相当于:
$$v_m = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v dn = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v \frac{dn}{dv} dv$$

求出:
$$\text{算术平均速度} = v_m = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\text{C.G.S. 单位}) \quad (1.3)$$

1.3.4 均方根速度:

此还可以称为有效速度。此速度是把所有速度的平方加在一起除以粒子数, 之后把速度开方获得的。

实际上此速度相当于平均动能 $\frac{1}{2} m v^2$ 。

$$E_m = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} \frac{1}{2} m v^2 dn$$

求出:
$$E_m = \frac{3}{2} kT$$

以及：

$$\text{均方根速度} = v_g = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad \text{C.G.S. 单位} \quad (1.10)$$

若认为分子具有完全相同的速度可以证明上述数学表示的公式。可以问问：为了个解释客观事实必须选择怎样的速度？

事实上，最通常的情况是：当分子简单地涉及它的速度，则必须考虑平均速度，然而当分子涉及它的动能，即涉及速度平方，则必须考虑均方速度。

1.4 分子的碰撞数：

我们考虑具有单位面积的壁的一部分。假定：这又轴垂直于面积。

很容易看到：单位时间内打到面积 ds 上的分子数 N 为：

$$N = \int_0^\infty v_x dn_x$$

用表示式 (1.6) 代替 dn_x 我们求得：

$$N = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

$$N = \frac{1}{4} n_0 v_m \quad \text{C.G.S. 单位} \quad (1.11)$$

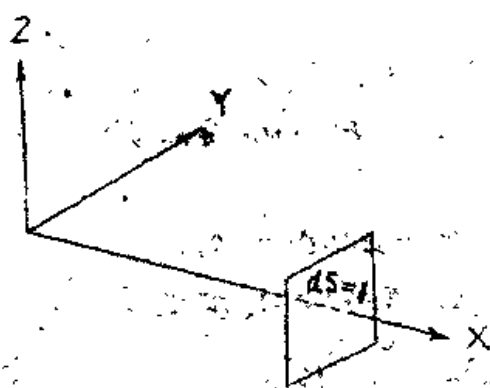


图1.4 分子在面积元上的碰撞

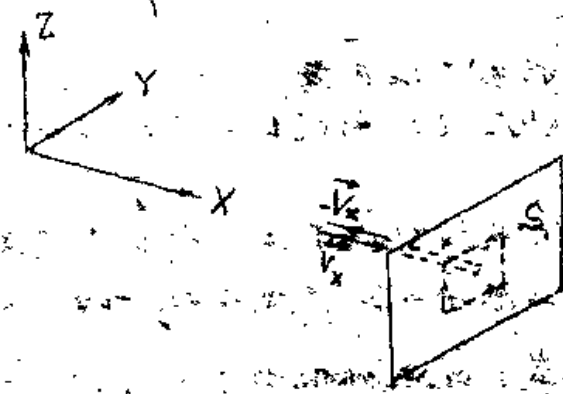


图1.5 在壁上弹性碰撞时分子速度的变化

在空间的任意位置，在给定方向通过单位面积的分子数由上述同一公式给出。

同样，在分子流为了计算由面积通过单位面积的孔流出的分子数也应用此公式。（在讨论流时我们将看到：整个运动必须满足这些公式必须的基本同性和均匀性）。

1.5 气体运动论的压强概念，压强计算。

气体的压强是由分子在壁上碰撞引起的。观察和理论的结果

效果是大量粒子(即非连续的作用)碰撞的结果。

把粒子视为大小可忽略的弹性体, 壁也假设为完全弹性。

我们考虑一垂直碰壁质量为 m 的分子, 因为碰撞是弹性的, 所以速度的变化为 $U_x - (-U_x) = 2U_x$ 。在时间 Δt 内会产生一平均力 $F = m \frac{\Delta U_x}{\Delta t} = \frac{2mU_x}{\Delta t}$ 。且在面积 S 上产生压强元

$$P = \frac{F}{S} = \frac{2mU_x}{S \cdot \Delta t}$$

这样, 只要把 Δt 时间内碰壁的所有分子引起的压强元加在一起就行了。

实际上计算是费时的, 因为必须:

—— 考虑垂直打到壁上的一切分子,

—— 考虑具有相同速度的一切分子。

这样, 证明:

$$P = \frac{1}{3} \rho \bar{U}_g^2 \quad (1.13)$$

ρ 是以克/厘米³表示的比质量, $\bar{U}_g$ 是以厘米/秒表示的均方速度。

因为上述公式对速度分布没有作任何假设。故麦克斯韦-玻尔兹曼定律, 只要以此特定分布中的速度代替 $\bar{U}_g$ 就行了。

$$P = n_1 k T \quad \text{C.G.S. 单位} \quad (1.14)$$

尤其在给定 P, T 之下此公式可以用来求单位体积的分子数 n_1 。

我们因此来验证理想气体定律。实际上放在压强 P 和体积 V 有: $PV = n_1 V k T$

但因为 n_1 是单位体积的分子数, 所以 $n_1 V$ 是在体积 V 内(真正的)分子总数。这样: $PV = N k T$ 。这便是公式(1.4)。

1.3 平均自由程:

一分子在二相继碰撞通过的距离是极不同的。Clausius 计算了它的平均值, 此值他称之为 <平均自由程>, 为建立公式:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n_1 \sigma} = \frac{kT}{\sqrt{2} P \sigma} \quad \text{C.G.S. 单位} \quad (1.15)$$

k 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度, P 是以巴表示的压强, σ 用厘米表示的分子直径, n_1 是单位体积内真正的分子数。

我们假设了粒子是弹性球。

对于空速管，实际上应用公式：

$$\lambda_{\text{空气}} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{P}$$

λ 用厘米表示， P 用毫米表示。

对其它分子的平均自由程是1.6。

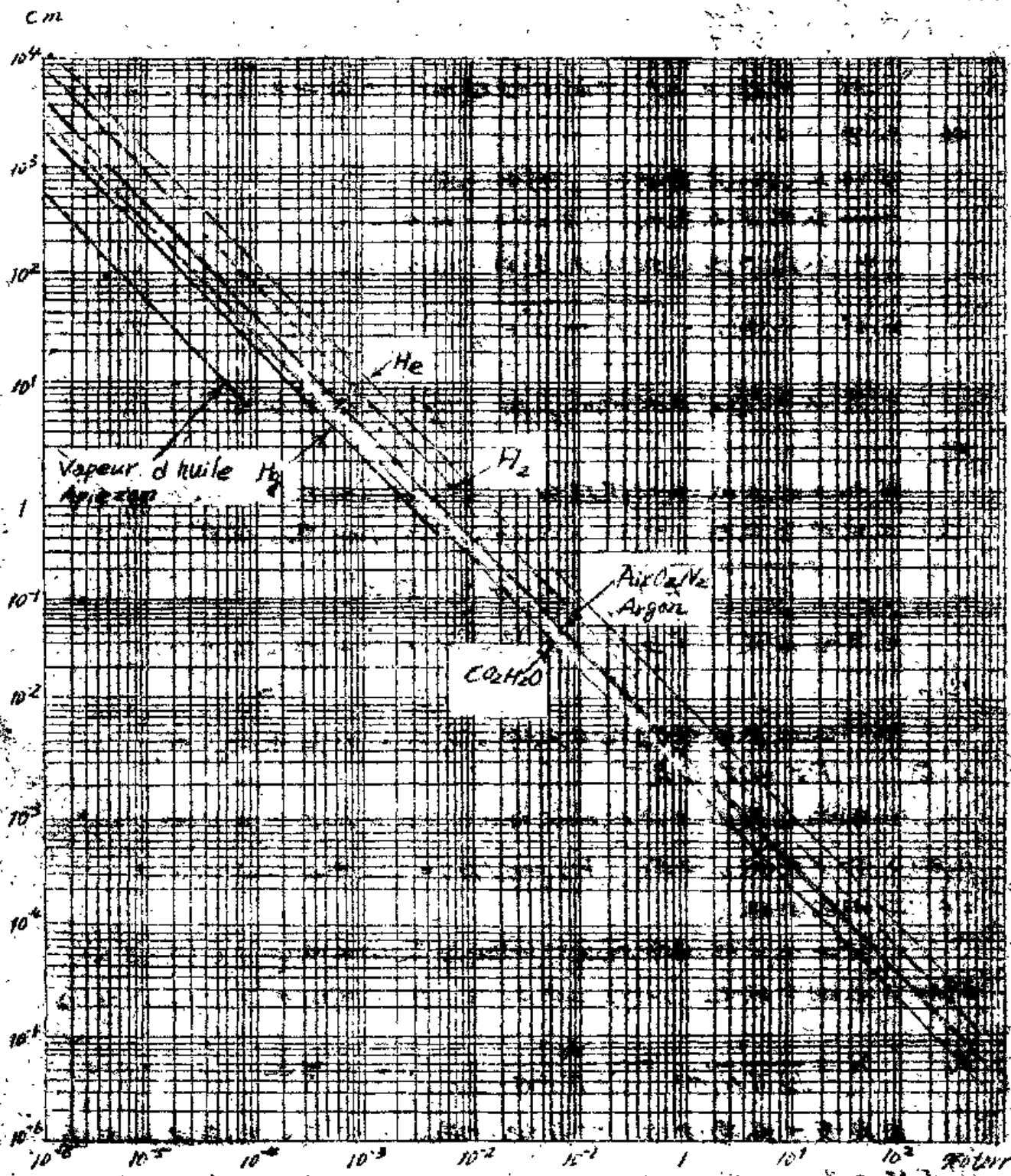


图1.6 20°C作为压强函数的自由程

1.8 分子与墙壁的碰撞。克努森假设。气动力学。

针对压强所作的讨论通常对碰撞的假设在计算应用中可以认为是令人满意的，尤其当我们的感兴趣的是对壁面有整体运动的元件时。在这种场合可以假设，碰撞是符合弹性碰撞的。克努森假设。当我们着手研究流动时，便会遇到各种困难，尤其在极低压强下的流动（分子流），即在分子平均自由程或碰撞面时壁之距离起主要作用的情况。如果碰撞是完全弹性的，则壁的平均分子速度等于流动速度的分子保持此速度不变，因此不为壁面阻挡。这又与实验相悖。克努森证明了：实际上好像壁吸附了一些分子，随后又重新放出，方向与入射速度方向无关。克努森假设：碰撞是分子散乱地漫射的结果。这种漫射完全漫射一样，此假说通过余弦定律显示。解法在壁面元面积元发出分子数正比于 $\cos\theta$ 。此假说为其结果而证实，且导出由实验证明的分子流速率的公式。虽与弹性碰撞的假设相违背，对壁面有整体运动的元件，克努森假设并不导致前述统计导出的统计无效，而得到可比较的一些结果。

针对高压强下的流动（泊肃叶），分子与壁的碰撞比起分子间的碰撞来少得多。显示出求此困难或此了它的重要性。反之，必须引入泊肃叶或内摩擦的概念。如果气体分子以

$F = \eta \frac{dV_y}{dx} \cdot S$ 形式的应力（摩擦力）引起一薄层流体滑动。（式中： V_y 是薄层流体流动速度， $\frac{dV_y}{dx}$ 是薄层流体一层上一层速度之梯度， S 是薄层流体面积， η 为泊肃叶系数。）

在这种情况下我们认为：气体依附壁上，而壁上的流动速度为零。

由此导出用于 §3.32 和 §3.33 建立泊肃叶和分子流的流导公式。

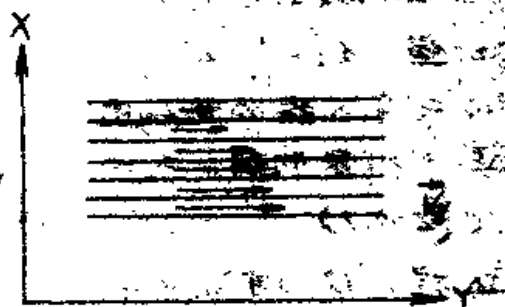


图 1.7 泊肃叶

第二章 真空系统的一般特性

本章进行的讨论不论气体流动特性如何(层流, 过渡状态或分子流)都是正确的。

2.1 与电路的类比:

真空装置和电路之间可作极实用的类比。这种类比允许给出现象的最直观的形象。此外某些电路的简单定律可以直接应用到它的对应, 而不必由作证明, 因为证明的形式是完全相同的。

2.1.1 压强与电路的类比:

我们来讨论电动势、反电动势和电阻排成的电路, 当建立平衡电流时, 永远有下述二特性:

——电流或(运动电子的)电荷既不会产生也不会消灭。

——电压沿回路连续地改变, 每一处只荷一个数值。

我们定义一段回路的电阻为此段回路在单位时间内通过单位电荷的电压降。

$$R = \frac{V}{Q/t} = \frac{V}{I}$$

实验证明此电阻一般与电流无关(欧姆定律)。但并非永远如此, 同样我们应应用随通过电流改变的电阻的概念。从欧姆定律出发可获得克希霍夫定律及电阻串联并联规则。

现在来讨论泵、阀和管道组成的真空系统。假设管道壁上有一小漏孔。外界空气奔入管道而后通过管道又为泵抽到大气中去。(参2.1)

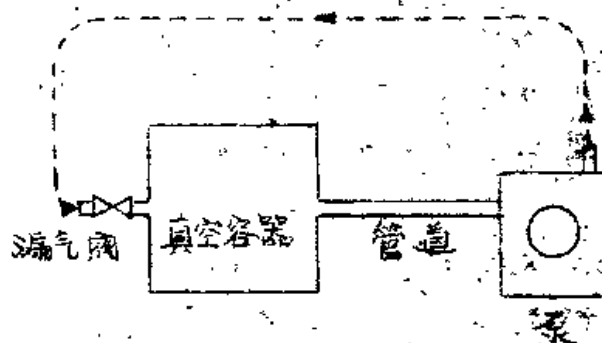


图 2.1 真空系统

这样, 我们来定义一系统。在整个系统内压强连续地变化, 在每一处上

有唯一的数值, 因此压强有电压相同的作用。

在作压强比较之前, 必须选择气体流量的定义。

2.1.2 气体流量的各种定义:

—— D_m ：为质量流量—单位时间通过截面的气体质量。

—— N' ：为单位时间通过截面的真正分子数。

—— V' ：体积流量—单位时间通过一截面的气体体积，此体积是在该截面压强下测得的。

—— Q ：化为一定压强压强下（若依惯例为大气压或单位压强）之体积流量。

假设是 2.1 的系统处于平衡（即随时间没有压强变化）且在均匀温度之下。这样既不会在一流上有气体的贮存也不会有气体减少（即不会有压强改变）。在这些条件下流量 D_m , N' 和 Q 为若与时间或截面无关的数值。反之 V' 与压强即与截面有关。

在下述真空技术计算中采用最普遍的定义是单位压强下之体积流量的定义。

这样，我们用公式 $Q = PV'$ (2.1) 来定义体积流量。

其中 P 是气路一截面上的压强， V' 是在压强 P 单位时间通过此截面的气体体积。这也就是将 V' 比值 $\frac{V'}{P}$ 的体积流量，这样便化为相同单位压强了。

与其这定义的一些关系是很简单的：

$$D_m = Q \rho = P V' \rho$$

其中 ρ 是单位压强下在实验温度的气体比质量。

另一方面依据状态方程式有：

$$P V' = R N' T$$

这样： $Q = R N' T$

值得注意的：对给定气体与给定温度，流量 D_m 和 N' 显然与温度无关，而 V' 和 Q 之值正比于 T 。

对 Q 采用的重要单位是：

cm^3/sec ，或 cm^3/min ，或 cm^3/hr ，或 cm^3/day ，或 cm^3/year ，或 cm^3/month ，或 cm^3/week ，或 cm^3/hour ，或 $\text{cm}^3/\text{minute}$ ，或 $\text{cm}^3/\text{second}$ 。

—— lusec （即微米·升/秒 或 毫毛·升/秒）或 mlsec 。

压强下每秒 1 升的气体流量（ lusec ，一微米·升/秒）是常用的单位，其中 lusec 也写成 cm^3/sec 。

—— 立方厘米·大气压/秒，或化为大气压下的