



普通物理I PHYS1181.03

彭鹏

Office: 物质学院8号楼301室

Email: pengpeng@shanghaitech.edu.cn

研究方向: 超快光谱、X射线阿秒脉冲产生、阿秒瞬态吸收光谱、
强场激光物理、飞秒激光成丝。

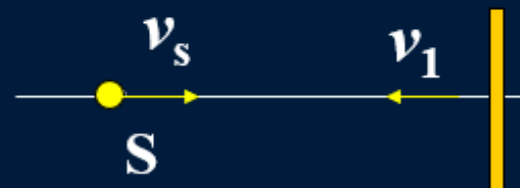
<https://spst.shanghaitech.edu.cn/2021/0115/c2349a59066/page.htm>





例 一频率为1 kHz的声源,以 $v_s=34 \text{ m/s}$ 的速率向右运动.在声源的右方有一反射面,以 $v_1=68 \text{ m/s}$ 的速率向左运动. 设声波的速度为 $u=340 \text{ m/s}$.

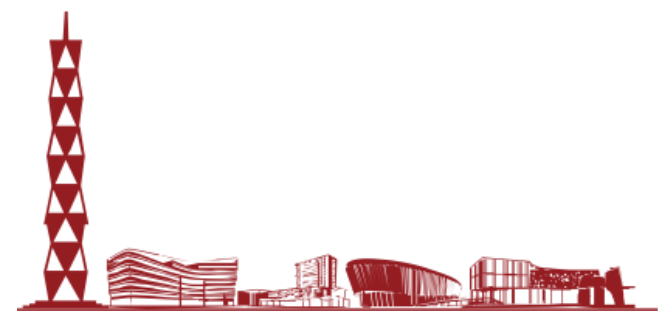
- 求**
- (1) 声源所发出的声波在空气中的波长.
 - (2) 每秒内到达反射面的波数;
 - (3) 反射波在空气中的波长.





例

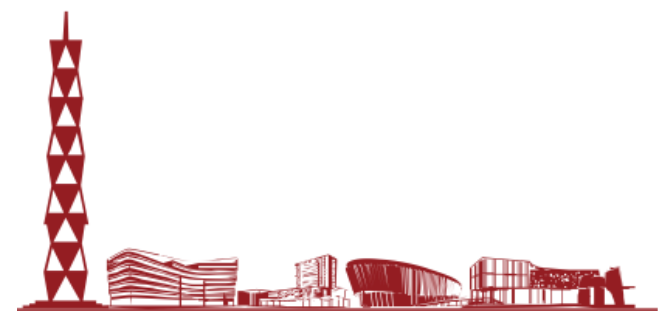
两个观察者 A 和 B 携带频率均为 1000 Hz 的声源。如果 A 静止， B 以 10 m/s 的速率向 A 运动， A 和 B 听到的拍频是多少？设声速为 340 m/s 。



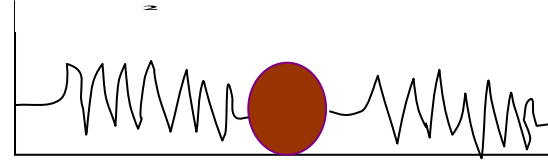


例

装于海底的超声波探测器发出一束频率为 30000 Hz 的超声波,被迎面驶来的潜水艇反射回来。反射波与原来的波合成后,得到频率为 241 Hz 的拍。求潜水艇的速率。设超声波在海水中的传播速度为 1500 m/s 。

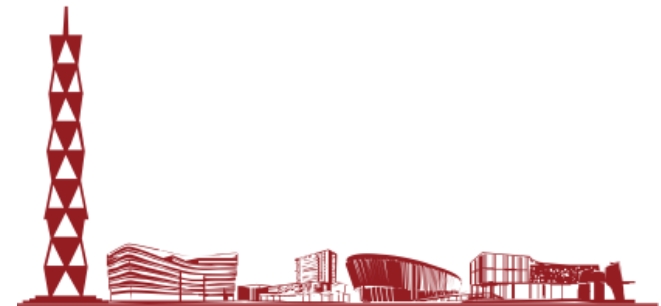


12. 如本题图，劲度系数为 k_1 和 k_2 的两个弹簧与质量为 m 的物体组成一个振动系统。求系统振动的固有角频率。



组成物质的分子或粒子都在作**永不停息的无规则运动**，称为**热运动**。大量分子热运动的集体效应在宏观上表现为物体的**热现象**和热性质。

研究分子热运动，讨论热现象的规律的理论集合称为**热学**。



一切与宏观物体**冷热状态**相关联的自然现象，都称之为热现象。

热传导现象：不同温度的物体相接触时发生热传导现象

物体的**热胀冷缩**现象：不同的物质热膨胀系数不同

超导现象：不同的金属或氧化物，临界温度不同

物体的**磁性**与温度有关：高于居里温度，磁性将消失



物体的**光学性质**与温度有关：发光（或吸收）强度和峰位与温度有关

物体的**化学性质**与温度有关：通常化学反应速度随温度的提高而提高

生物的**存在**与温度有关：生命的起源、生长、繁育的快慢与温度有关

热现象是自然界中一种普遍现象，研究宏观物体热现象的基本规律及其应用，是热学这门学科的基本任务。



热学包括宏观理论和微观理论。

- 理解热现象的宏观理论——热力学：以观察和实验为基础，通过归纳和推理得出有关热现象的基本规律。
- 理解热运动的微观理论——分子动理论：从分子结构和分子运动出发，应用力学规律和统计方法，研究大量分子热运动的集体效应，从微观本质上解释热现象和热性质。



热运动 A few facts

1. 宏观物体是由大量分子组成的

通常条件（温度为室温，压强为**1atm**）下：

组成气体的分子数密度 **$10^{19}/\text{cm}^3$** （数量级）

组成液体、固体的分子数密度 **$10^{22}\sim 10^{23}/\text{cm}^3$** （数量级）

2. 分子的热运动及其实验事实

组成宏观物体的大量分子之间存在空隙, 并且进行无规则热运动

- 扩散现象：由化学组分空间分布不均匀引起。

例：颜色扩散，钢铁渗碳的工艺，
半导体掺杂工艺等

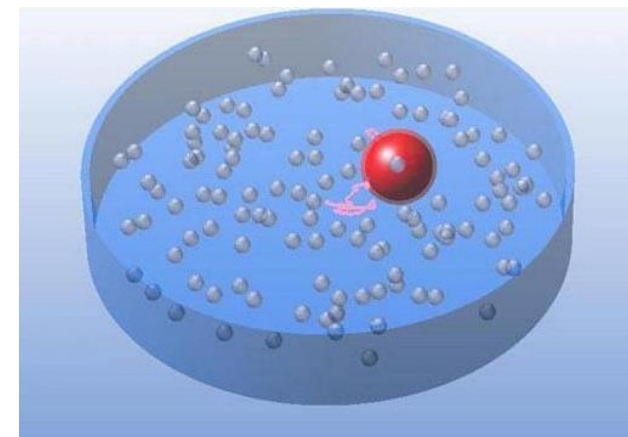


热运动

- 分子的热运动及其实验事实

- 布朗运动

- 由于花粉微粒受到周围分子碰撞不平衡而引起的，从而为分子无规则运动的假设提供了十分有力的实验依据。



与物体冷热直接相关的大量分子无规则运动，称为分子的热运动。



一切热现象都是大量分子热运动的宏观表现。



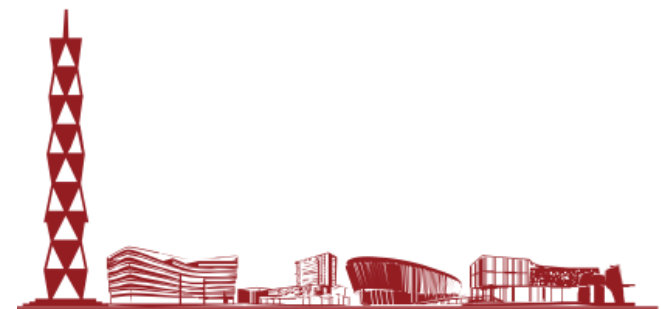


热运动的特征

◆固体或液体宏观物体系统: 分子间的作用力强, 分子的空间排列有一定规则性, 但分子仍然在其平衡位置附近永不停息的振动, 称为热振动。

分子的热振动也是混乱与无序, 表现在各个分子热振动振幅、振动周期、振动方向互不相同, 同一分子不同时刻也不相同, 所以混乱与无序也是大量分子热振动的基本特征。

因此, 不论是气体、液体还是固体, 其内部大量分子总是在不停地进行着热运动, 其热运动形式可能有所不同, 但混乱与无序是大量分子热运动的共同特征。|





热现象的宏观理论 - 热力学理论

只要与热运动有关，都普遍遵守三条基本实验规律，即**热力学三定律**。

以热力学三定律为基本依据，把所有研究的宏观物体视为有明显界面的连续介质系统，而不考虑其内部具体的微观结构，通过数学手段进行严密的逻辑推理及演绎，得出有关物质**各种宏观性质之间的关系、宏观物理过程进行的方向和限度**，从而建立起一套处理热现象的宏观理论，即热力学理论（**Thermodynamics**）。

宏观量：从整体上描述系统的状态量，一般可以直接测量。

如 M 、 V 等----可以累加，称为广延量。

P 、 T 等----不可累加，称为强度量。





热力学理论的特点

热力学是具有最大普遍性的一门科学,可应用于任何的宏观的物质系统。

它不同于力学、电磁学,光学等

牛顿力学: 研究系统作为一个整体的机械运动

- 描述物体整体运动的力学坐标: 位置、时间、质量等
- 经典力学的目的: 依据牛顿定律找出各力学坐标之间的关系

热力学: 研究系统内部状态与宏观性质的关系

- 描述系统状态的热力学坐标: 压强、体积、温度等
- 热力学的目的: 依据热力学定律找出各热力学参量间的关系



1. 热力学系统与外界

(1)热力学系统（简称系统）

由大量微观粒子所组成的宏观物体

(2)系统的外界（简称外界）

能够与所研究的系统发生相互作用的其它物体

(3)系统分类

孤立系统——与外界没有任何相互作用

封闭系统——与外界有能量交换但没有物质交换

开放系统——与外界既有能量交换又有物质交换



宏观量：反映整个系统宏观性质的物理量

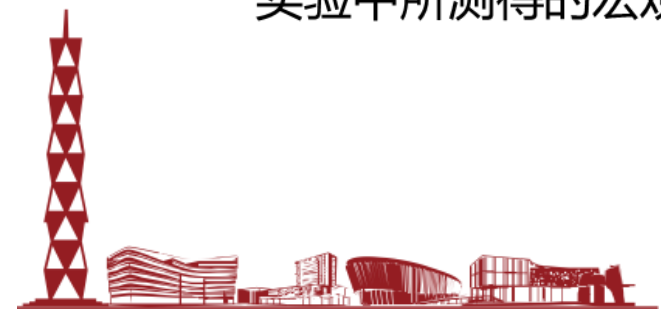
如：体积 V ，压强 P ，温度 T ，热容量 C 等

微观量：表征单个分子特征的物理量

如：分子的大小 d 、位置 r 、速度 v

关系：个别分子的运动无规则，大量分子的集体表现一定存在一种统计规律。

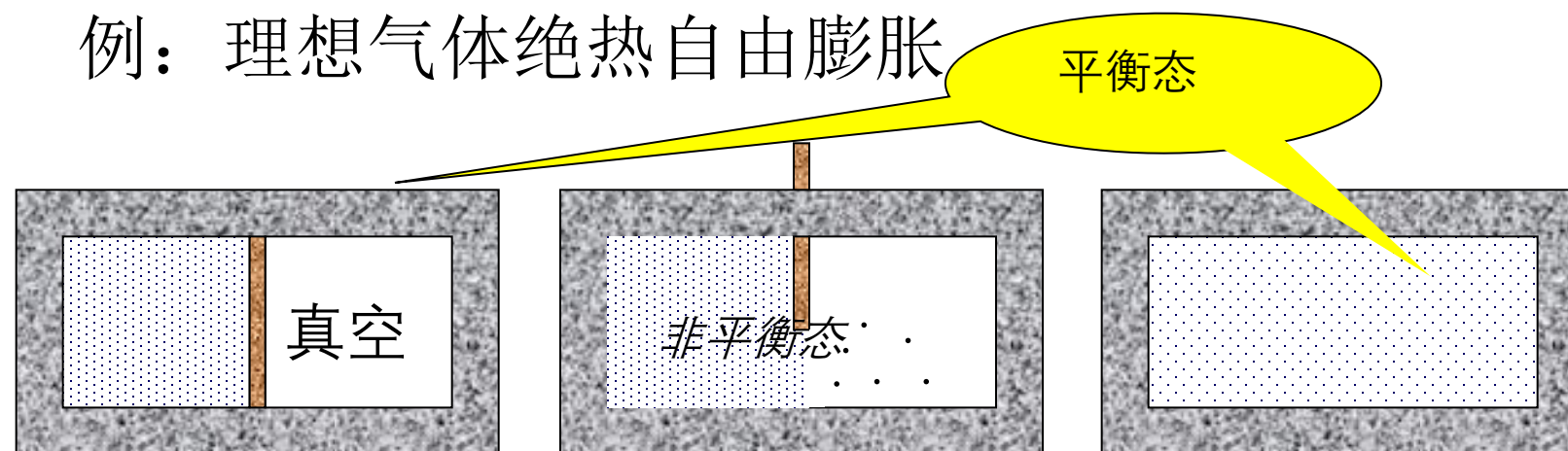
用统计的方法，可以求出大量分子的微观量的统计平均值，并用来解释实验中所测得的宏观性质。



一个系统在不受外界影响的条件下,若它的宏观性质不再随时间变化,则此系统处于**热力学平衡态**。

平衡态是系统宏观状态的一种特殊情况

例：理想气体绝热自由膨胀



注：(1) 一个孤立系统总是处于平衡态

(2) 平衡态实质上只是一种热动平衡

—— 确定平衡态的宏观性质的物理量。

常用的状态参量有五类：

几何参量（如：气体体积 V ）

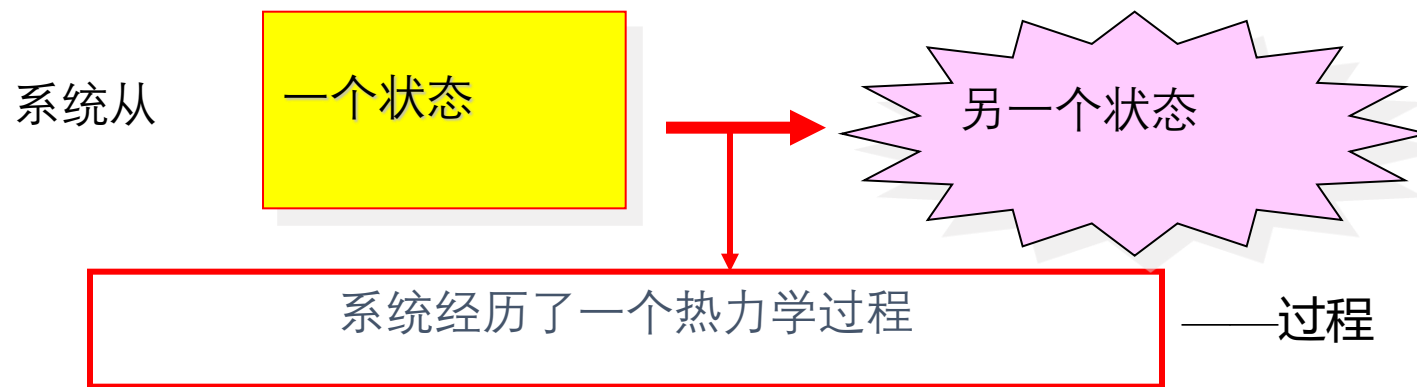
力学参量（如：气体压强 P ）

热学参量（如：气体温度 T ）

化学参量（如：混合气体各化学组
分的质量 m 和摩尔数 ν 等）

电磁参量（如：电场和磁场强度，
电极化和磁化强度等）





若系统在变化过程中经历的每一状态都无限接近于平衡态，则此过程称为**准静态过程**；否则为**非准静态过程**。

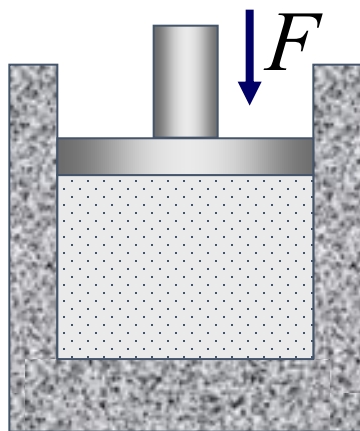


实际的热力学过程中任一状态都不是平衡态

一些极缓慢进行的过程可近似视为准静态过程

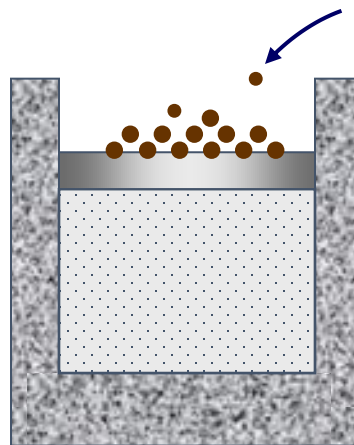
例如:一实际汽缸的气体作为系统, 当活塞运动中气体被压缩, 使系统在整个压缩过程中经历了一系列非平衡状态。

快速压缩



非准静态过程

设想



准静态过程

(近似)

有热量交换的两个系统间的相互作用叫**热接触**

系统A和B处在各自的平衡态 **热接触** 状态都变化

热交换
最终 **热平衡**(都到达新的平衡态,且不再变化)

标志: 两系统之间的热交换停止

热力学第零定律

如果两个热学系统中的每一个系统都与保持在某一平衡态的第三个热学系统处于热平衡,则此两热学系统必定也处于热平衡,这个结论称为**热力学第零定律**。



热力学第零定律:

如果两个热学系统中的每一个系统都与保持在某一平衡态的第三个热学系统处于热平衡, 则此两热学系统必定也处于热平衡。



处于热平衡的两系统具有共同的宏观状态参量



温度(T)

一切互为热平衡的系统, 都具有相同的温度。

A、B两系统发生热接触时:

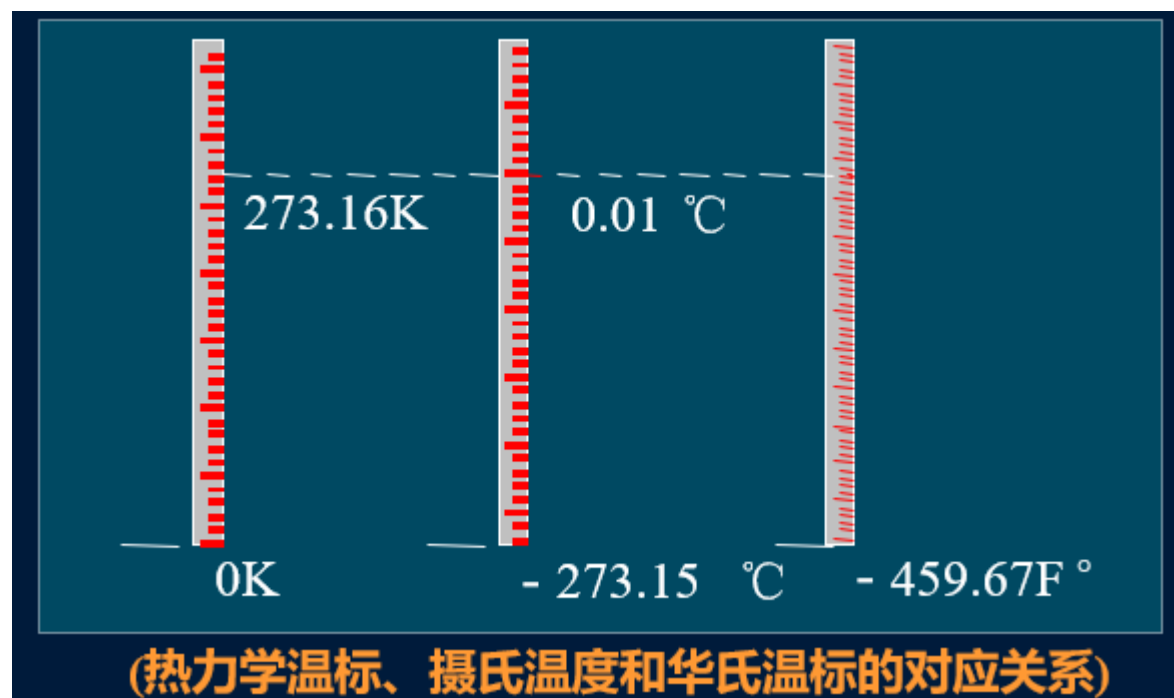
$$\left\{ \begin{array}{ll} T_A > T_B & \text{热量由A传给B} \\ T_A < T_B & \text{热量由B传给A} \\ T_A = T_B & \text{无热量传递 (热平衡)} \end{array} \right.$$

说明

- (1) 温度是热学中特有的物理量，它决定一系统是否与其它系统处于热平衡。
- (2) 温度的概念与人们日常对温度的理解（温度——冷热程度）是一致的。

热力学第零定律还是制造温度计的依据

温标 —— 温度的数字表示法

摄氏温标： 水的三相点 $t = 0.01^\circ$ 热力学温标： $T = t + 273.15 \text{ K}$ 华氏温标： 华氏度 = $32 + \text{摄氏度} \times 1.8$

1.理想气体

一定质量的气体在温度不变时,压强与体积的乘积为常量(玻意耳定律):

$$PV=C$$

对于不同的温度, C 的值不同。

各种气体均近似遵守该定律, 且压强越小、温度越高与此定律符合得越好。

严格遵守玻意耳定律的气体称为**理想气体**, 它是实际气体在压强趋于零时的极限情况, 是一种理想模型。



根据实验及玻意耳定律：

对一定质量的气体系统，当它从 $(P_1 V_1 T_1) \rightarrow (P_2 V_2 T_2)$ 时，有

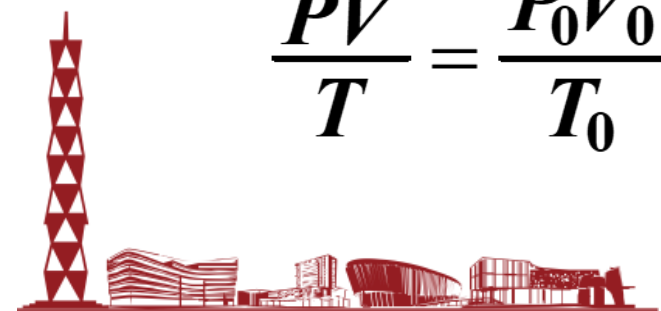
$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} = \text{常量}$$

对气体的标准状态 (P_0, V_0, T_0) 则有

通常指温度为 0°C (273.15K) 和压强为101.325kPa
(1标准大气压, 760mmHg) 的情况

$$\frac{PV}{T} = \frac{P_0 V_0}{T_0} = \nu \frac{P_0 v_0}{T_0}$$

摩尔体积





$$\frac{PV}{T} = \nu \frac{P_0 v_0}{T_0}$$

$$v_0 = 22.41 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$$

$$R = \frac{P_0 v_0}{T_0} = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

——普适气体常数

$$PV = \nu RT$$

$$\nu = \frac{m}{M}$$

摩尔数

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

理想气体状态方程



方程的另一表示

$$PV = \nu RT$$

1mol 任何气体有 N_A 个分子:

$$N_A = 6.023 \times 10^{23} / \text{mol} \quad \text{阿伏伽德罗常数}$$

设 V 中有 N 个气体分子, 则

$$\nu = \frac{N}{N_A} \quad PV = \frac{N}{N_A} RT$$

$$PV = NKT$$

或 $P = nKT$ $\left\{ \begin{array}{l} n \text{ — 分子数密度} \\ K = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \end{array} \right.$

玻耳兹曼常数

标准状态下, 空气密度 $n = 2.9 \times 10^{19} / \text{cm}^3$



实际气体的状态方程

理想气体适用范围： 温度不太低、压强不太大.

范德瓦尔斯方程： $(p + \frac{a}{V^2})(V - b) = RT$

式中 a, b 是与气体有关的范德瓦尔斯修正量，由实验确定.



- 它只适用于粒子数很多的**宏观系统**；
- 它把物质看为**连续体**，不考虑物质的微观结构；
- 它不能揭示热现象的本质：
 - (1) 它只能说明应该有怎样的关系，而不能解释为什么有这种基本关系；
 - (2) 它主要研究物质在**平衡态**下的性质。它不能解答系统如何从非平衡态进入平衡态的过程；
- ...

因此要解释原因，须结合物质微观模型，利用**分子动理论或统计力学**方法予以解决。





热现象的微观描述

—统计力学 (Statistical Mechanics)

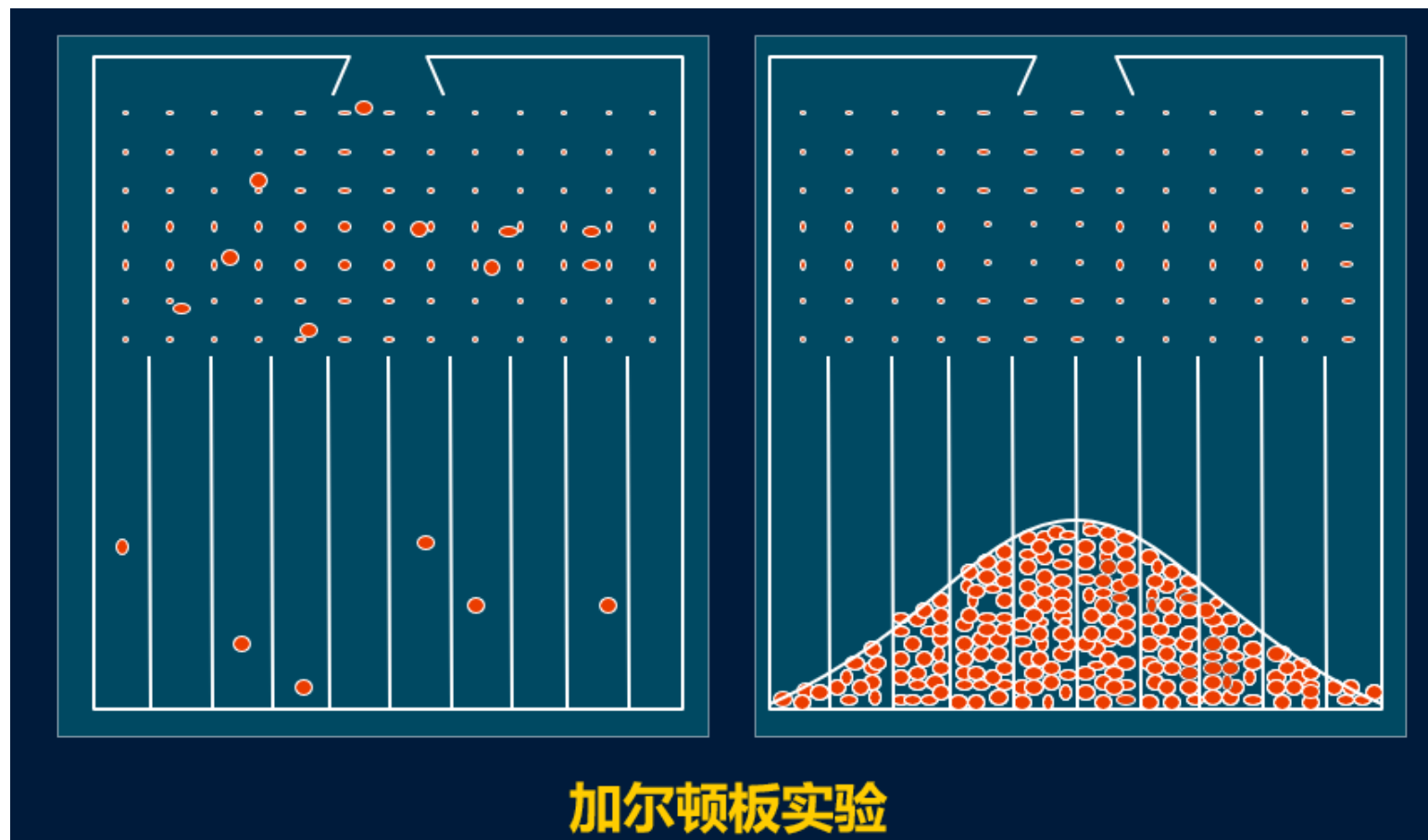
统计力学则是热学的微观描述方法，它从宏观物体由大量热运动分子所组成的前提出发，通过**大量分子热运动所遵循的统计规律性**，计算描述热现象的宏观量所对应的微观量的**统计平均值**，从而达到对各种热现象的揭示与研究，这种从微观角度对热现象进行研究的理论，称为**热现象的微观理论或统计力学**。

❖ 微观描述方法的局限性在于它在数学上常遇到很大的困难，由此而作出简化假设（微观模型）后所得到的理论结果常与实验不能完全符合。



气体中每个分子的运动无规可循,具有极大的偶然性,但整体上来看,却存在着一定的规律。

这种对大量偶然事件的整体起作用的规律称为**统计规律**。



- (1) 分子本身大小忽略不计**
- (2) 除碰撞外，分子间、分子与器壁间的相互作用忽略不计**
- (3) 分子所受重力忽略不计**
- (4) 分子间、分子与器壁间的碰撞是弹性碰撞**
- (5) 分子运动遵从经典力学规律**

这是由气体的共性抽象出来的一个理想模型。
在压强不太大、温度不太低时，与实际情况符合得很好。



压强公式推导:

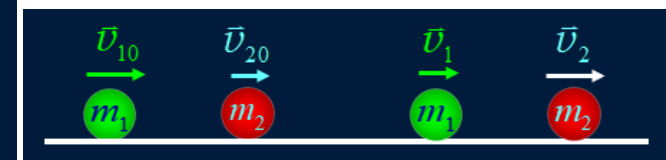
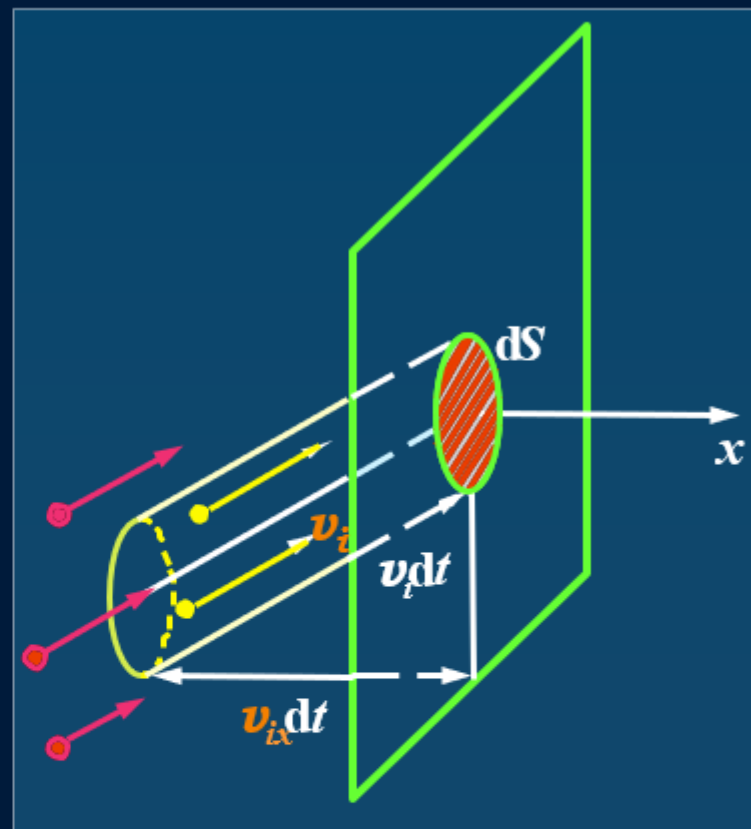
对任意形状容器，计算气体分子施于器壁的宏观压强.

首先，考虑单个分子在一次碰撞中对面积元 dS 的作用.

第二步，计算 dt 时间内速度为 \vec{v}_i 的分子施于器壁的冲量.

$$n_i v_{ix} dt dS (2m v_{ix})$$

第三步，所有速度求和，得到各种速度的分子在 dt 内对器壁面积元 dS 的总冲量.



$$v_1 = \left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \right) v_{10} + \left(\frac{2m_2}{m_1 + m_2} \right) v_{20}$$

$$v_2 = \left(\frac{2m_1}{m_1 + m_2} \right) v_{10} + \left(\frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} \right) v_{20}$$

$$\begin{aligned} dI &= \sum_i 2mn_i v_{ix}^2 dS dt \quad (v_{ix} > 0) \\ &= \sum_i mn_i v_{ix}^2 dS dt \end{aligned}$$

第四步，气体对器壁的宏观压强在数值上应等于大量气体分子单位时间内施于器壁单位面积上的平均冲量

即
$$p = \frac{dI}{dSdt} = \sum_i mn_i v_{ix}^2 = m \sum_i n_i v_{ix}^2$$

而
$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_i n_i v_{ix}^2}{n} \quad \overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

所以
$$p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right)$$

$$p = \frac{2}{3} n \overline{E_k}$$

其中
$$E_k = \frac{1}{2} m \overline{v^2} \quad (\text{分子平均平动动能})$$

► 讨论

气体的压强是一个统计结果，只有对大量的分子才有意义。



温度的微观解释

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{2}{3} n \bar{E}_k \\ p &= nkT \end{aligned} \right\} \longrightarrow \bar{E}_k = \frac{3}{2} kT \quad T \propto \bar{E}_k$$

讨论

- (1) 温度是描述物体内部分子热运动剧烈程度的物理量.
- (2) 温度是大量分子热运动的集体表现, 是统计平均值, 对单个分子来说温度没有意义.

气体分子的方均根速率

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \bar{E}_k = \frac{3}{2} kT \quad \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{\text{mol}}}}$$

$$k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

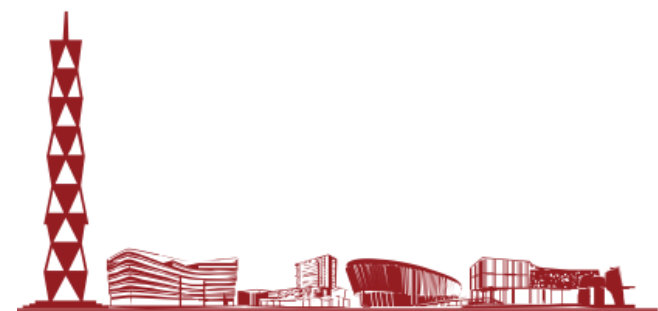


例 求在多高温度下，理想气体分子的平均平动动能等于**1 eV**？

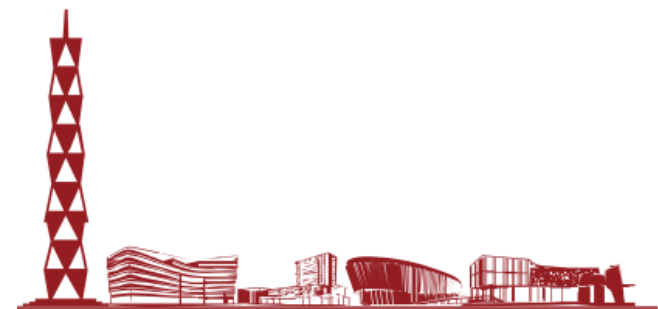
电子伏特是近代物理中常用的一种能量单位，用**eV**表示。

(是一个电子在电场中通过电势差为**1V** 的区间时，电场力做功而获得的能量)。

$$1\text{eV} = 1.6021892 \times 10^{-19}\text{J}$$



例 试求氢分子的方均根速率等于离开地球表面的逃逸速率时的温度.





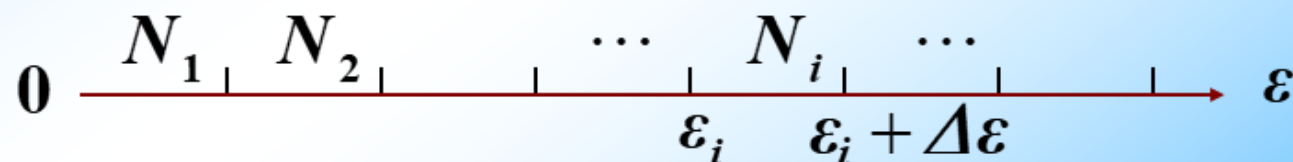
麦克斯韦-玻耳兹曼分布函数

1. 玻耳兹曼能量分布定律

玻耳兹曼能量分布定律有时也称为玻耳兹曼分布律，是一个重要的统计规律。

下面讨论处于平衡态的理想气体

在一定的温度下,气体分子按能量有一个确定的分布。



若在能量区间 $\epsilon_i \sim \epsilon_i + \Delta\epsilon$ 内的分子数为 N_i , 则比值 N_i/N 代表了气体分子的能量介于上述能量区间内的概率 w 。

统计物理学指出:

$$w = N_i / N$$

K —— 玻耳兹曼常数

$$w = \frac{N_i}{N} \propto e^{-\varepsilon_i / (KT)}$$

玻耳兹曼能量分布定律
(玻耳兹曼分布律)

(1) 玻耳兹曼分布律的应用

理想气体分子在重力场中按位置的分布

考虑平衡态下, 在状态区间

$$v_x \rightarrow v_x + dv_x \quad v_y \rightarrow v_y + dv_y \quad v_z \rightarrow v_z + dv_z$$

$$x \rightarrow x + dx \quad y \rightarrow y + dy \quad z \rightarrow z + dz$$

内气体分子的数量。

此区间内分子的总能量为

$$E_k = \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

$$\begin{aligned} E &= E_k + E_P = \frac{1}{2}mv^2 + E_P \\ &= \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + E_P \end{aligned}$$

根据玻耳兹曼分布律,上述区间内的分子数为

$$dN = C e^{-(E_k + E_P)/(KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz$$

由此计算体积元 $dx dy dz$ 内的分子数 dN'

$$dN' = \left[\iiint_{-\infty}^{+\infty} C e^{-E_k/(KT)} dv_x dv_y dv_z \right] e^{-E_P/(KT)} dx dy dz$$



$$dN' = \left[\iiint_{-\infty}^{+\infty} C e^{-E_k/(KT)} dv_x dv_y dv_z \right] e^{-E_p/(KT)} dx dy dz$$

$$\therefore dN' = C' e^{-E_p/(KT)} dx dy dz$$

由此可得体积元 $dx dy dz$ 内的分子数密度为

$$n = \frac{dN'}{dx dy dz} = C' e^{-E_p/(KT)}$$

设 $E_p=0$ 处的分子数密度为 n_0 ，则 $C'=n_0$

$$\therefore n = n_0 e^{-E_p/(KT)}$$

用 h 代替 z , 则 $E_P = mgh$

所以右式可写为

$$n = n_0 e^{-mgh/(KT)}$$

这里 m 是单个气体分子的质量.

而 $P = nKT$

故 $P = n_0 K T e^{-mgh/(KT)}$

设 $h=0$ 处的压强为 P_0 , 则 $P_0 = n_0 K T$

故 $P = P_0 e^{-mgh/(KT)}$

这就是重力场中的恒温气压公式, 只有当温度不随高度变化时才严格成立。

据此可制造一种高度计.

$$n = n_0 e^{-E_P/(KT)}$$

E_P 处的分子数密度



(2) 理想气体在平衡态下分子按状态的概率分布

分子的运动状态由其 $\left\{ \begin{array}{l} \text{位置矢量 } \vec{r} \\ \text{速度 } \vec{v} \end{array} \right.$ 确定

下面考虑坐标介于 $\vec{r} \sim \vec{r} + d\vec{r}$ 之间, 同时

速度介于 $\vec{v} \sim \vec{v} + d\vec{v}$ 之间的分子数 $dN_{\vec{r}, \vec{v}}$

占总分子数 N 的比例 w : $w = dN_{\vec{r}, \vec{v}} / N$

换言之, $dN_{\vec{r}, \vec{v}}$ 表示位置和速度分别限制在

$$\left\{ \begin{array}{l} x \sim x + dx \\ y \sim y + dy \\ z \sim z + dz \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} v_x \sim v_x + dv_x \\ v_y \sim v_y + dv_y \\ v_z \sim v_z + dv_z \end{array} \right.$$

范围内的分子数。

若只考虑分子沿x方向的运动，
则理想气体分子的能量为

$$\varepsilon_{ix} = \frac{1}{2} m v_{ix}^2$$

$$w = \frac{N_i}{N} \propto e^{-\varepsilon_i/(KT)}$$

玻耳兹曼分布律

注意：对理想气体，不计分子所受的重力。

根据玻耳兹曼分布律

分子速度介于 $v_{ix} \sim v_{ix} + dv_x$ 间的概率为

$$\begin{aligned} w_x &= \frac{N_{ix}}{N} \propto e^{-\varepsilon_{ix}/(KT)} \\ &= e^{-m v_{ix}^2 / (2KT)} \end{aligned}$$

$$w_x = e^{-mv_{ix}^2/(2KT)}$$

分子速度介于 $v_{ix} \sim v_{ix} + dv_x$ 之间，同时坐标介于 $x_i \sim x_i + dx$ 之间的概率为 w_x 。

w_x 还应与所取的速度范围 dv_x 和坐标范围 dx 的大小成正比，即：

$$w_x = \frac{N_{ix}}{N} \propto e^{-mv_{ix}^2/(2KT)} dv_x dx$$

类似地：若只考虑分子沿y方向的运动

分子速度介于 $v_{iy} \sim v_{iy} + dv_y$ 之间，

同时坐标介于 $y_i \sim y_i + dy$ 间的概率为

$$w_y = \frac{N_{iy}}{N} \propto e^{-mv_{iy}^2 / (2KT)} dv_y dy$$

若只考虑分子沿z方向的运动

分子速度介于 $v_{iz} \sim v_{iz} + dv_z$ 之间，

同时坐标介于 $z_i \sim z_i + dz$ 间的概率为

$$w_z = \frac{N_{iz}}{N} \propto e^{-mv_{iz}^2 / (2KT)} dv_z dz$$





$$\begin{aligned}w_x &= \frac{N_{ix}}{N} \propto e^{-mv_{ix}^2/(2KT)} dv_x dx \\w_y &= \frac{N_{iy}}{N} \propto e^{-mv_{iy}^2/(2KT)} dv_y dy \\w_z &= \frac{N_{iz}}{N} \propto e^{-mv_{iz}^2/(2KT)} dv_z dz\end{aligned}$$

由此，我们得到 $\vec{v} \sim \vec{v} + d\vec{v}$, $\vec{r} \sim \vec{r} + d\vec{r}$
状态区间内的分子数的比率：

$$\begin{aligned}w &= \frac{dN_{\vec{r}, \vec{v}}}{N} = w_x w_y w_z \\&= A e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz\end{aligned}$$



$$w = \frac{dN_{\vec{r}, \vec{v}}}{N} = A e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz$$

w 表示 $\vec{v} \sim \vec{v} + d\vec{v}$
 $\vec{r} \sim \vec{r} + d\vec{r}$ 内的分子数占总分子数的比例

对单个分子, w 表示它处于这个状态区间的概率。

上式即是理想气体在平衡态下, 分子按状态的概率分布。

式中的比例系数 A 由下式决定

$$\int_N \frac{dN_{\vec{r}, \vec{v}}}{N} = 1 \quad (\text{归一化条件})$$

$$\text{即 } A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz = 1$$

式中对所有速度和所有坐标积分





$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz = 1$$

可得 $A = \frac{1}{V} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2}$

其中， V 是系统体积

于是，理想气体在平衡态下分子按状态的概率分布可写为

$$\begin{aligned} w &= \frac{dN_{\vec{r}, \vec{v}}}{N} \\ &= \frac{1}{V} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz \end{aligned}$$

$$w = \frac{dN_{\vec{r}, \vec{v}}}{N} = \frac{1}{V} \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z dx dy dz$$

2. 麦克斯韦速度分布函数

如果我们不管分子在容器中的空间位置如何,而只考虑 N 个分子按速度的分布,这样得到的规律称为**麦克斯韦速度分布律**。

将上式对系统占有的总体积积分,得到

$$\frac{dN_{\vec{v}}}{N} = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z$$

式中 $f(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)}$

称为**麦克斯韦速度分布函数**

$$\frac{dN_{\vec{v}}}{N} = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z$$

3. 麦克斯韦速率分布函数

若不管分子在容器中的空间位置如何,也不论分子速度的方向如何。只考虑 N 个分子按速率的分布,这样得到的规律称为**麦克斯韦速率分布律**。可从麦克斯韦速度分布律得到。

考虑到对理想气体的统计假设:分子速度沿各个方向的可能性都一样,或分子速度按方向均匀分布。所以,分子速率介于 v 到 $v+dv$ 范围内的分子数,即为分子速度矢量端点位于速度空间内半径为 v 厚度为 dv 的球壳内的分子数。

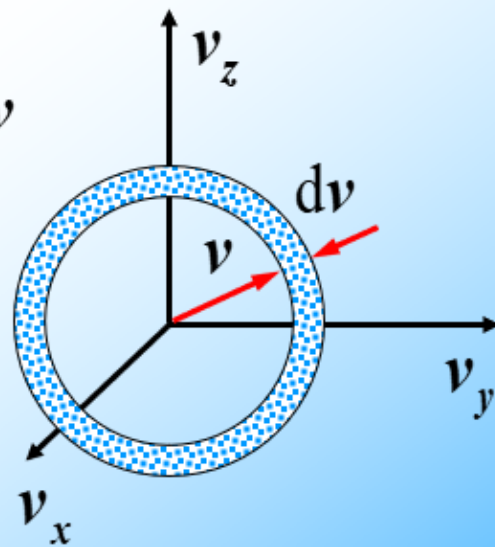
$$\frac{dN_{\vec{v}}}{N} = \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2KT)} dv_x dv_y dv_z$$

分子速率介于 v 到 $v+dv$ 范围内的分子数即为分子速度矢量端点位于速度空间半径为 v 厚度为 dv 的球壳内的分子数。

将上式中的 $dv_x dv_y dv_z$ 代之以 $4\pi v^2 dv$

则有

$$\frac{dN_v}{N} = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/(2KT)} dv$$



——**麦克斯韦速率分布律**

此分布律仅当气体处于温度为 T 的平衡态时成立，