



手写笔记

笔记区

第二十章 分子动理论

本章知识脉络

物体由大量分子组成 { 阿伏加德罗常数 $N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ 个} \cdot \text{mol}^{-1}$
实验: 油膜法测分子直径

分子在做永不停息的无规则运动 { 布朗运动
分子动能 \Rightarrow 与温度有关

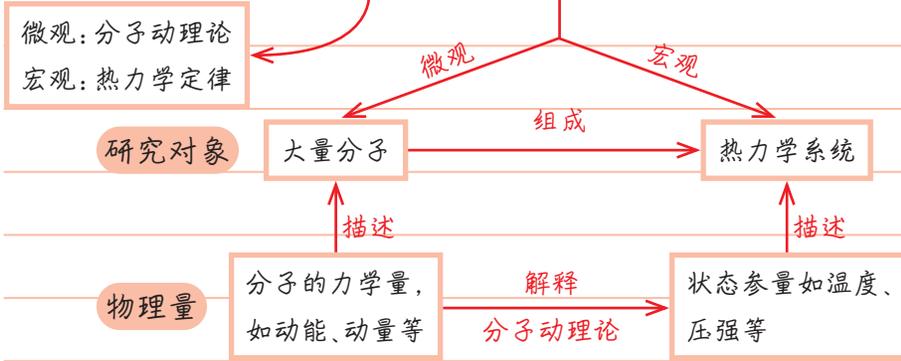
分子间存在相互作用力 \Rightarrow 分子势能



20.1 分子动理论的基本内容

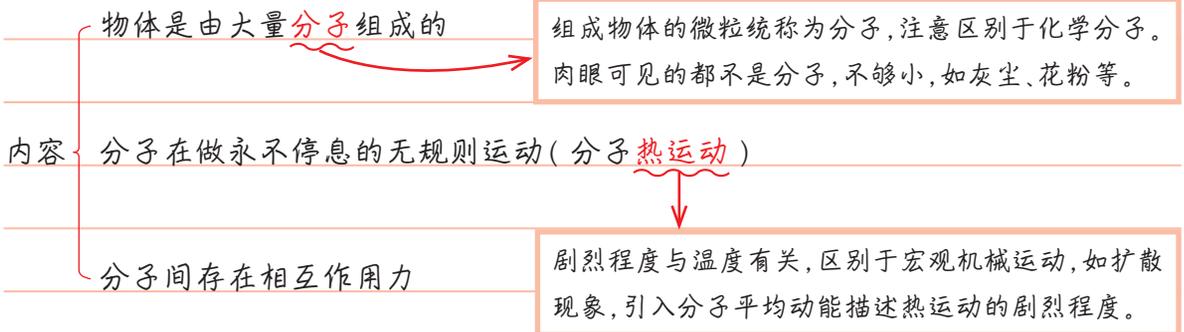
1 热学

通过研究物质的热运动规律解释热现象。



2 分子动理论

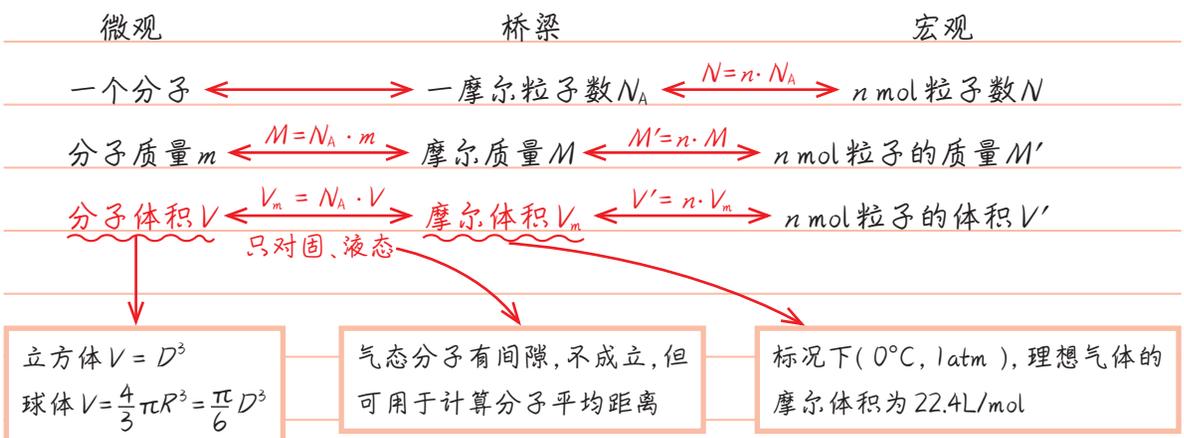
把物质的宏观热学性质和规律看作大量微观粒子热运动所产生的宏观表现, 这样建立的理论, 称为分子动理论。



3 阿伏加德罗常数

定义为1mol物质的量所含的粒子数

12g碳12所含碳原子的数量称为阿伏加德罗常数 $N_A \approx 6.02 \times 10^{23} \text{个} \cdot \text{mol}^{-1}$ 。



笔记区

例1 已知在标准状况下, 1 mol 氢气的体积为 22.4 L, 则氢气分子间距约为多少?

解析: 每个氢气分子的体积 $V_0 = \frac{V}{N_A} = \frac{22.4 \times 10^{-3}}{6.02 \times 10^{23}} \text{ m}^3 \approx 3.7 \times 10^{-26} \text{ m}^3$ 。

按立方体估算, 分子间距 $L = \sqrt[3]{V_0} \approx 3 \times 10^{-9} \text{ m}$ 。

例2 铁的密度 $\rho = 7.9 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、摩尔质量 $M = 5.6 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$, 阿伏加德罗常数 $N_A \approx 6.02 \times 10^{23} \text{ 个} \cdot \text{mol}^{-1}$ 。可将铁原子视为球体, 试估算铁原子直径。

解析: 一个铁原子体积 $V_0 = \frac{M}{\rho N_A} = \frac{5.6 \times 10^{-2}}{7.9 \times 10^3 \times 6.02 \times 10^{23}} \text{ m}^3 \approx 1.2 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ 。

根据球体积公式 $V = \frac{4}{3} \cdot \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3$ 得

$$d = \sqrt[3]{\frac{6V_0}{\pi}} = \sqrt[3]{\frac{6 \times 1.2 \times 10^{-29}}{3.14}} \approx 3 \times 10^{-10} \text{ m} \Rightarrow \text{约为气体分子间距的 } \frac{1}{10}。$$

4 布朗运动

如图 20-1 所示, 由于大量分子撞击的不平衡性, 悬浮在其中的微粒会产生无规则的运动, 称为布朗运动。

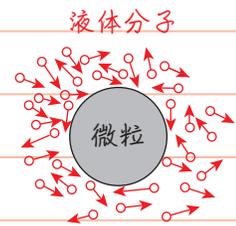


图 20-1

为 $10^{-6} \sim 10^{-8} \text{ m}$, 比分子大, 比肉眼可见的大颗粒 (如灰尘) 小。

影响因素 { 温度越高, 布朗运动越明显。
微粒越小, 布朗运动越明显。

如图 20-2 所示为布朗运动的观测记录, 并非轨迹图, 其间接反应了分子运动的无规则性。

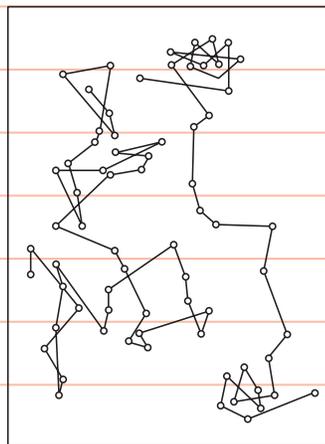


图 20-2

5 分子间的作用力

(1) 分子间存在空隙 { 气体可被压缩
酒精和水混合后体积变小
压在一起的金块和铅块可以扩散到对方内部

(2) 分子间存在引力 { 抛光的铅块能吸在一起
金属薄板与水可以相互吸引

(3) 分子间存在斥力：固体和液体很难被压缩。

斥力引力同时存在，如图 20-3 所示。

$F_{斥}$, $F_{引}$ 随 r 变大而减小, $F_{斥}$ 变化得更快。

当 $r < r_0$ 时, $F_{引} < F_{斥}$, 合力表现为斥力

当 $r = r_0$ 时, $F_{引} = F_{斥}$, 对应平衡位置

当 $r > r_0$ 时, $F_{引} > F_{斥}$, 合力表现为引力

其中 $r_0 \approx 10^{-10} m$ 。

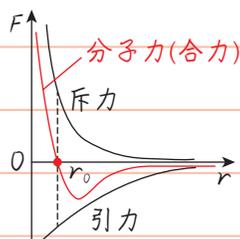


图 20-3



笔记区

20.2 实验：用油膜法估测油酸分子大小

分子十分微小，尺寸为 $10^{-9} \sim 10^{-10} \text{ m}$ ，因此无法用肉眼直接观察到分子，通过光学显微镜观测也看不见。如何将这种微小量放大测量？实验示意图如图 20-4 所示。

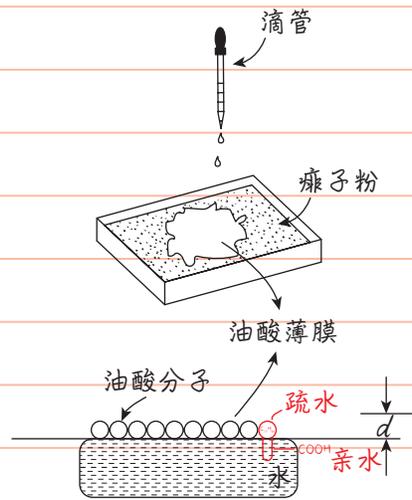


图 20-4

1 原理



烃基疏水 ← 羧基亲水 → 体积

⇒ 在水表面形成薄膜，则直径 $d = \frac{V}{S}$ 。面积

2 测体积

① 一滴液体的体积怎么测？

⇒ 累积法，测 100 滴的体积取平均，如图 20-5 所示。

② 一滴油酸中的分子还是太多了怎么办？

⇒ 用酒精按比例稀释。

③ 为什么用酒精稀释？

⇒ 酒精既可以与油酸互溶也可以与水互溶。

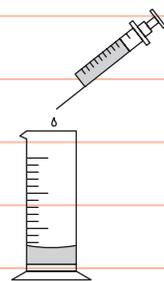


图 20-5

3 测面积

数格法 (如图 20-6 所示) { 不足半格忽略
超过半格记一格

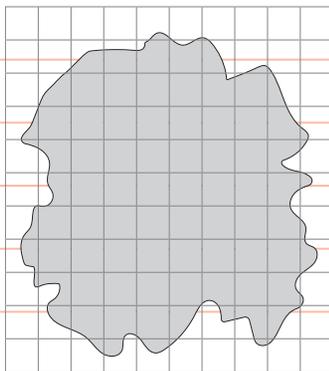
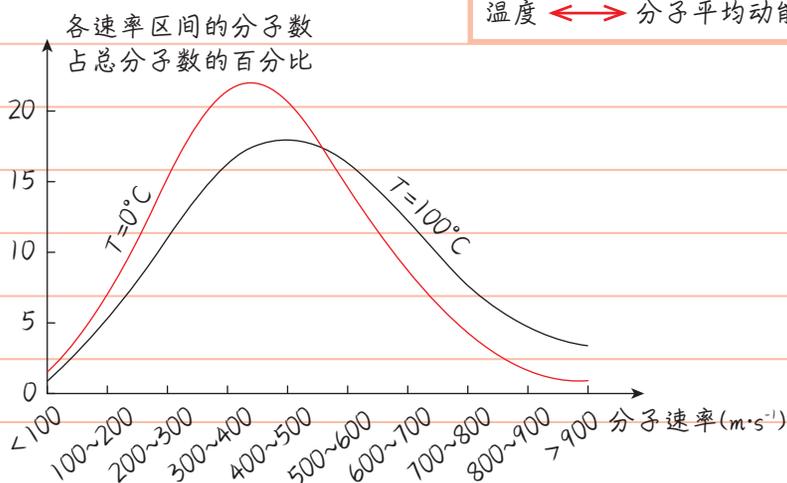


图 20-6

20.3 分子动能和分子势能

1 分子动能 E_k

分子做无规则运动,速率有大有小,但大量分子的速率按一定规律分布。如图20-7所示,温度越高,速率分布整体变大。在中学阶段,我们通常不考虑速率分布,用某一特征速率来代表全体分子的速率大小。



温度 \longleftrightarrow 分子平均动能 \longleftrightarrow 热运动剧烈程度

分子运动速率分布规律

图 20-7

2 分子势能 E_p

分子力为保守力,做功与路径无关,因此可以引入分子势能。

设 $r \rightarrow \infty$ 时, $E_p = 0$, 则 $E_p - r$ 关系如图20-8所示。在 r_0 处, E_p 取最小值。

对气体, $r \approx 10r_0$, 分子力可忽略, 因此分子势能的变化也可忽略; 对气体, 通常只考虑分子动能。

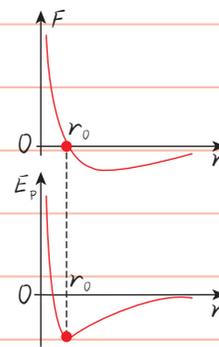


图 20-8

3 内能 U

内能 = 所有分子动能 + 所有分子势能

与 T 有关

与物态等有关

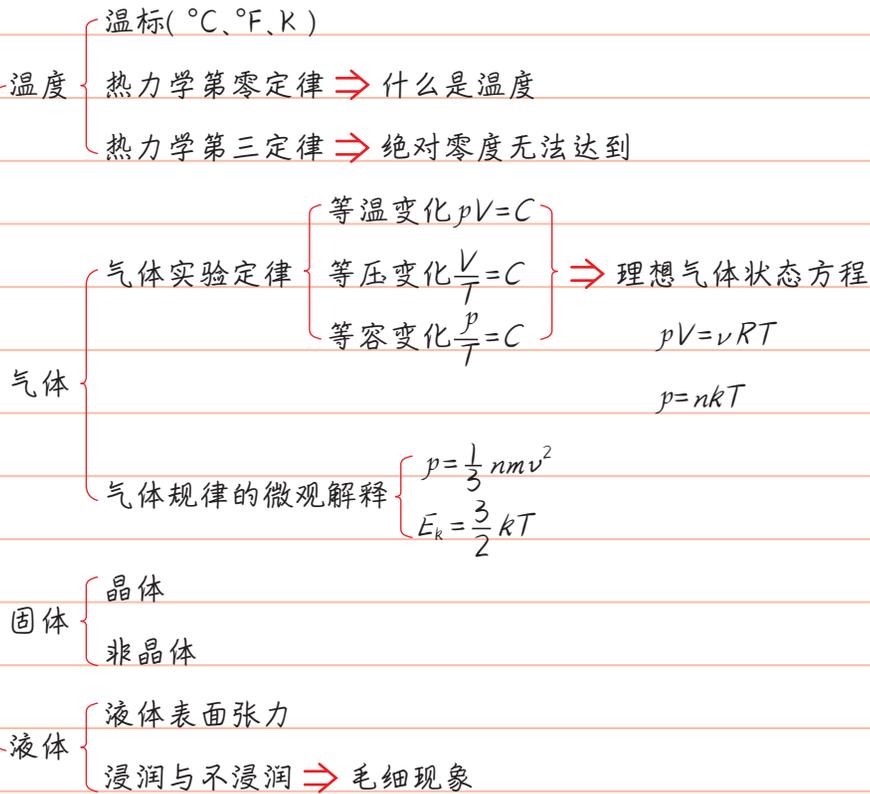


笔记区

第二十一章

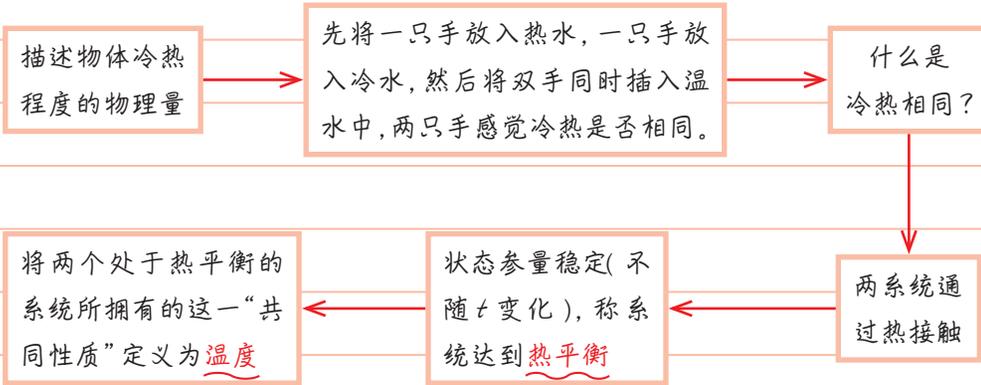
气体、固体和液体

本章知识脉络



21.1 温度和温标

1 什么是温度

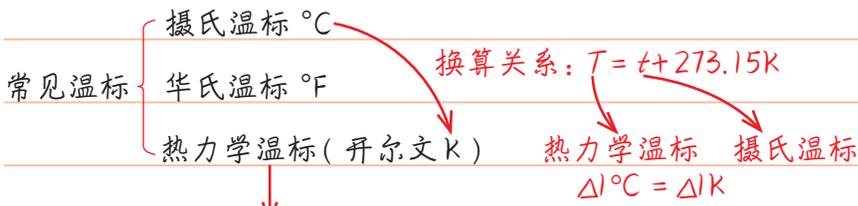


热平衡定律(热力学第零定律)

如果两个系统分别与第三个系统达到热平衡，那么这两个系统彼此之间也一定热平衡。

2 温标

定量地描述温度有多少的方法，称为温标。



热力学温度是与分子热运动剧烈程度有关的，因此总大于0。0K表示分子完全不动，因此绝对零度不能到达。

热力学第三定律



21.2 气体实验定律

1 等温变化

实验探究：温度不变时，一定质量的气体，压强随体积的变化规律。

T 不变 n 不变 p 改变 V 改变

p - V 图像如图 21-1 所示。



图 21-1

▲“化曲为直”的思想还体现在高中物理的哪些实验中？

玻意耳定律： $pV=C$ 表示常数

2 等压变化

盖-吕萨克定律： $\frac{V}{T}=C$

一定质量的某种气体，在压强不变的情况下其体积 V 与热力学温度 T 成正比，如图 21-2 所示。

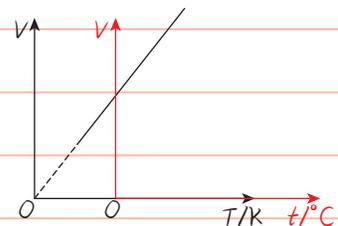


图 21-2

3 等容变化

查理定律： $\frac{p}{T}=C$

一定质量的某种气体，在体积不变的情况下，其压强 p 与热力学温度 T 成正比，如图 21-3 所示。

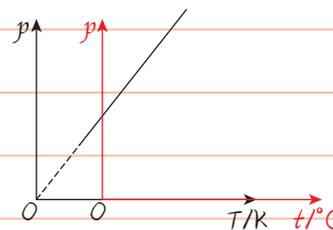


图 21-3

4 理想气体状态方程

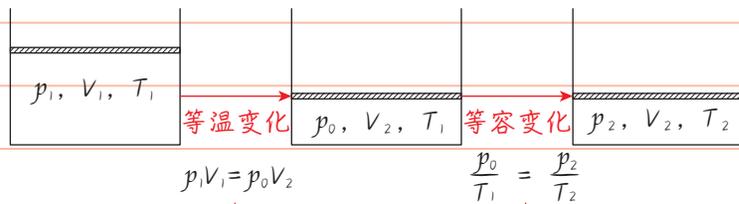
(1) 理想气体

在任何温度、压强下都遵从气体实验定律的气体，称为理想气体。

常温、常压下把实际气体当成理想气体，误差很小。

(2) 理想气体状态方程

设一定质量的理想气体, 由初态 (p_1, V_1, T_1) 变化为末态 (p_2, V_2, T_2) 可选先等温变化, 再等容变化这样一个过程研究。也可以选其他过程, 但结果一样, 如图 21-4 所示。



$$p_1 V_1 = p_0 V_2 \quad \frac{p_0}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$$

消去 p_0

$$\frac{pV}{T} = C \leftarrow \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

由于 n 多用于表示数密度

引入希腊字母 ν 表示物质的量

图 21-4

C 为常量, 与气体多少有关。取 $C = \nu R$, 其中 ν 表示物质的量, R 称为普适气体常量。

理想气体状态方程 $pV = \nu RT$, 也称克拉伯龙方程。

如图 21-5 所示为温度不变时压强与体积的关系图像。

如图 21-6 所示为体积不变时压强与温度的关系图像。

如图 21-7 所示为压强一定时, 体积与温度的关系图像。

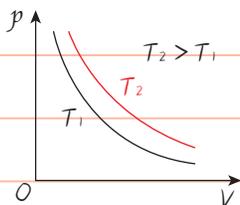


图 21-5

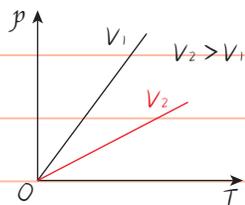


图 21-6

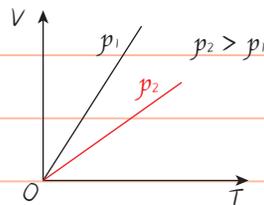


图 21-7

对 R , 不妨研究标准状况下 1 mol 理想气体。

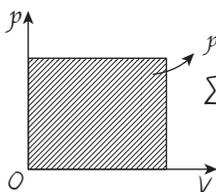
已知 $p_0 = 1 \text{ atm} \approx 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273.15 \text{ K}$, $V_0 = V_m = 22.4 \text{ L/mol}$, 则普适气体常量

$$R = \frac{p_0 \cdot V_0}{T_0} = \frac{1 \text{ atm} \cdot 22.4 \text{ L/mol}}{273 \text{ K}} \approx 0.082 \text{ atm} \cdot \text{L}/(\text{mol} \cdot \text{K}) = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

又 \because 物质的量 $\nu = \frac{N}{N_A}$, 再取 $k = \frac{R}{N_A}$, k 称为玻尔兹曼常量。

$$\therefore pV = NkT$$

$p = nkT$, 其中 $n = \frac{N}{V}$ 表示数密度。



$p-V$ 图线与 V 轴包围面积对应做功
 $\sum p \cdot \Delta V = \sum p \cdot S \cdot \Delta x = \sum F \Delta x = W$



笔记区

5 活塞气缸问题

例1 如图21-8所示,一竖直放置的气缸上端开口,气缸壁内有卡口a和b, a、b间距为h, a距缸底的高度为H; 活塞只能在a、b间移动,其下方密封有一定质量的理想气体。已知活塞的质量为m,面积为S,厚度可忽略,活塞和气缸壁均绝热,不计阻力。开始时,活塞处于静止状态,上、下方气体的压强均为 p_0 ,温度均为 T_0 。现用电热丝缓慢加热气缸中的气体,直至活塞刚好到达b处,重力加速度大小为g,求:

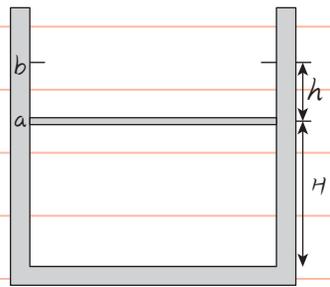


图 21-8

- (1) 此时气缸内气体的温度;
- (2) 此过程中气体对外界所做的功。

解析: (1) 对气体有 $\frac{p_0 \cdot H \cdot S}{T_0} = \frac{\left(p_0 + \frac{mg}{S}\right) \cdot (H+h)S}{T}$

$$\Rightarrow T = \left(1 + \frac{h}{H}\right) \left(1 + \frac{mg}{p_0 S}\right) T_0$$

(2) 缓慢向上,因此压强不变,

$$W = p_2 \cdot Sh = (p_0 S + mg)h$$

例2 如图21-9所示为开口向上,竖直放置的内壁光滑的气缸,其侧壁是绝热的,底部导热,内有两个质量均为m的密闭活塞,活塞A、活塞B均导热,将缸内理想气体分成I、II两部分。初状态整个装置静止不动且处于平衡, I、II两部分气体的长度均为 l_0 ,温度为 T_0 。设外界大气压强 p_0 保持不变,活塞的横截面积为S,且 $mg = 0.1 p_0 S$,环境温度保持不变。在活塞A上逐渐添加铁砂,当铁砂的质量等于 $2m$ 时,两活塞在某位置重新处于平衡。求此时II部分气体的长度。

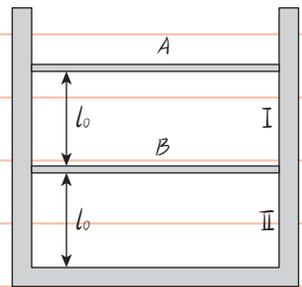


图 21-9

解析: 初态,对II气体, $p_2 = \frac{2mg}{S} + p_0$, $V_2 = Sl_0$ 。

末态,对II气体, $p_2' = \frac{4mg}{S} + p_0$, $V_2' = Sl_2$ 。

由 $p_2 \cdot V_2 = p_2' \cdot V_2'$ 得 $l_2 = \frac{6}{7} l_0$ 。

例3 如图21-10所示,在固定的气缸A和B中分别用活塞封闭一定质量的理想气体,活塞面积之比为 $S_A:S_B=1:2$,两活塞用穿过B的底部的刚性细杆相连,可沿水平方向无摩擦滑动。两个气缸都不漏气。初始时,A、B中气体的体积皆为 V_0 ,温度皆为 $T_0=300\text{K}$,A中气体压强 $p_A=1.5p_0$, p_0 是气缸外的大气压强。现对A加热,使其中气体的压强升到 $p'_A=2p_0$,同时保持B中气体的温度不变。求此时A中气体温度 T'_A 。

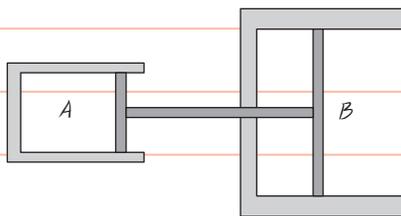


图 21-10

解析: 对活塞,初态 $p_A \cdot S_A = p_B \cdot S_B$,

$$\text{末态 } p'_A \cdot S_A = p'_B \cdot S_B,$$

设活塞移动了 Δl 。

$$\text{对 A, } \frac{p_A \cdot V_0}{T_0} = \frac{p'_A (V_0 + S_A \cdot \Delta l)}{T'_A} \quad \text{其中, } p_A = 1.5p_0, p'_A = 2p_0.$$

$$\text{对 B, } \frac{p_B \cdot V_0}{T_0} = \frac{p'_B (V_0 + S_B \cdot \Delta l)}{T_B}$$

综上解得 $T'_A = 500\text{K}$ 。

6 水银柱问题

例4 如图21-11所示,在长为 $l=57\text{cm}$ 的一端封闭、另一端开口向上的竖直玻璃管内,用 4cm 高的水银柱封闭着 51cm 长的理想气体,管内、外温度均为 33°C 。现将水银慢慢注入管中,直到水银面与管口相平,此时管中气体的压强为多少?接着缓慢对玻璃管加热,升温至多少时,管中刚好只剩下 4cm 高的水银柱?(已知大气压强为 $p_0=76\text{cmHg}$)

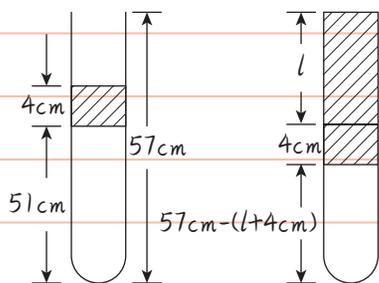


图 21-11

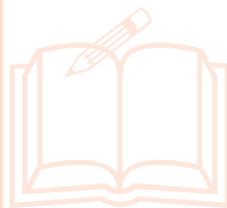
解析: 气体初态: $p_1 = p_0 + 4\text{cmHg}$, $V_1 = 51\text{cm} \cdot S$ 。

$$\text{气体末态: } p_2 = p_0 + (l+4)\text{cmHg}, V_2 = [57\text{cm} - (l+4\text{cm})] \cdot S.$$

$$\text{由 } p_1 V_1 = p_2 V_2 \text{ 得 } p_2 = 85\text{cmHg}.$$

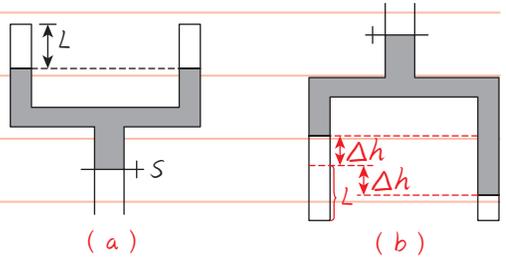
$$\text{气体终态: } p_3 = p_0 + 4\text{cmHg}, V_3 = 53\text{cm} \cdot S.$$

$$\text{由 } \frac{p_1 V_1}{T} = \frac{p_3 V_3}{T_3} \text{ 得 } T_3 = 318\text{K}.$$



笔记区

例5 如图21-12(a)所示,左端封闭、内径相同的U形细玻璃管竖直放置,左管中封闭有长为 $L=20\text{cm}$ 的理想空气柱,两管水银面相平,水银柱足够长,取大气压强为 $p_0=75\text{cmHg}$ 。



(1) 若将装置缓慢翻转 180° ,使U形细玻璃管竖直倒置(水银未溢出),如图21-12(b)所示,当管中水银静止时,求左管中空气柱的长度。

(2) 若将图21-12(a)中的阀门S打开,缓慢流出部分水银,然后关闭阀门S,右管水银面下降了 $H=35\text{cm}$,如图21-12(c),求左管水银面下降的高度。

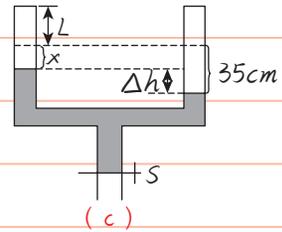


图 21-12

解析:(1) 气体初态, $p_1=p_0, V_1=LS$ 。

气体末态, $V_2=(L+\Delta h)S$ 。

对末态水银柱, $p_2=p_0-\rho_{\text{汞}}\cdot g\cdot 2\Delta h$ 。

由 $p_1V_1=p_2V_2$ 得 $\Delta h=17.5\text{cm}$,

\therefore 左管长度为 $L+\Delta h=37.5\text{cm}$ 。

(2) 水银流出后,左侧封闭气体的压强小于大气压。再次闭合开关S,左侧水银液面高于右侧水银液面。设左管水银面下降高度为 x ,则 $\Delta h=35\text{cm}-x$ 。

气体终态: $p_3+\rho_{\text{汞}}\cdot g\cdot \Delta h=p_0, V_3=(L+x)S$ 。

由 $p_1V_1=p_3V_3$ 得 $x=10\text{cm}$,

\therefore 左管液面下降 10cm 。



21.3 气体规律的微观解释

1 气体分子的特点

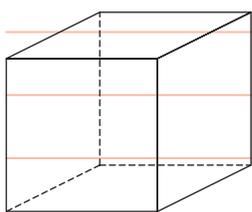
分子间距大 \Rightarrow 可视为质点, 理想气体忽略相互作用力

分子间碰撞达到平衡态 \Rightarrow 可视为弹性碰撞

速度按一定规律分布, 朝各方向的机会相等

2 气体压强

如图 21-13 所示的方形容器, 设分子与器壁垂直碰撞, 各壁碰撞概率相同, 可视为弹性碰撞。每个分子质量为 m , 速率为 v , 数密度为 n 。



对时间 Δt 内撞上某一面的气体分子, 根据动量定理

$$pS \cdot \Delta t = Nm v - Nm \cdot (-v), \text{ 其中 } N = \frac{1}{6} \times nSv\Delta t$$

$$\Rightarrow p = \frac{1}{3} nm v^2 \xrightarrow[\text{推广至 } v \text{ 按规律分布}]{\text{推广至}} p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2}$$

\downarrow
区别 $\overline{v^2}$ 与 $(\overline{v})^2$

图 21-13

3 气体温度

分子平均动能 $E_k = \frac{1}{2} \cdot m \overline{v^2}$, 已知 $p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2}$

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

又: $p = nkT$ (推导见第 11 页)

$$\therefore E_k = \frac{3}{2} kT \text{ 其中 } k \text{ 为玻尔兹曼常数。}$$

温度的微观本质是分子平均动能, 反映热运动的剧烈程度。

例 1 两个容器中分别盛有理想气体氧气和氮气, 两者密度相同, 分子平均动能相等, 试比较两种气体的压强大小。

解析: 平均动能相等 \Rightarrow 温度 T 相等

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{N \cdot m}{V} = n \cdot m \quad \text{m 表示分子质量}$$

$$p = nkT = \frac{\rho}{m} \cdot kT$$

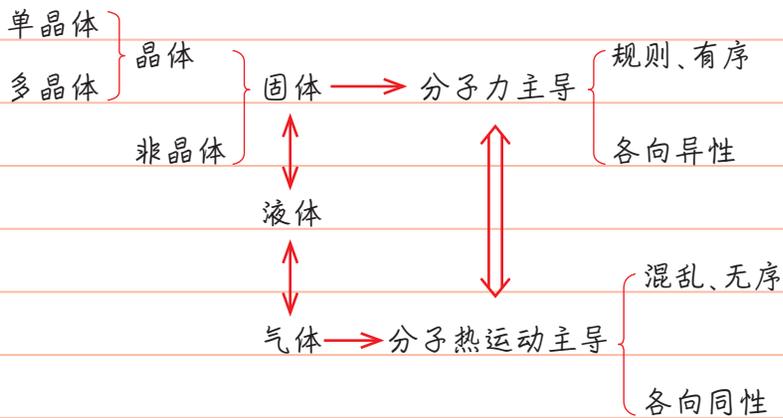
已知 $m_{\text{氧}} > m_{\text{氮}}$, 所以 $p_{\text{氧}} < p_{\text{氮}}$ 。



笔记区

21.4 固体

1 晶体和非晶体



单晶体：各向异性，结构规则。如石英、云母、食盐。

多晶体：由小的单晶体组成，不显示各向异性，但有确定的熔点，如金属。

非晶体：各向同性、无序，无确定熔点，如玻璃、蜂蜡等。

2 晶体的微观结构

如图21-14所示为不同晶体的微观结构示意图。

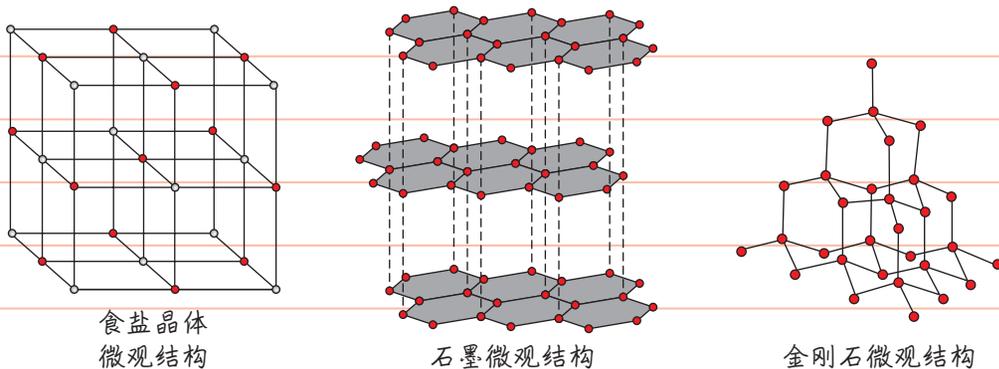


图 21-14

21.5 液体

1 液体表面张力

如图 21-15 所示, 观察肥皂膜和棉线的变化。

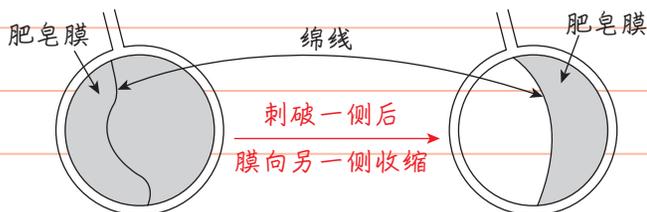


图 21-15

由于表面层分子间距离略大于液体内部, 分子力表现为引力, 表面层分子之间的引力使液面绷紧, 其中与液面相切的力称为液体表面张力, 如图 21-16 所示。

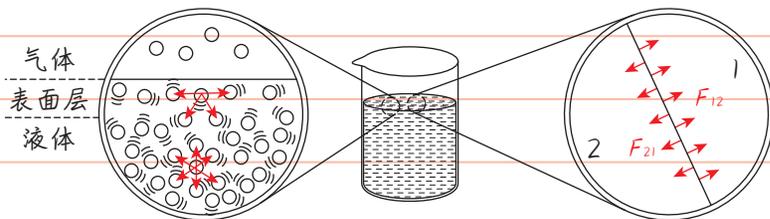


图 21-16

2 浸润和不浸润

浸润: 固体分子对液体分子的作用力大于液体分子之间的作用力, 如图 21-17(a) 所示。

不浸润: 反之, 类似于空气分子对液体分子的作用, 所以表面是凸面, 如图 21-17(b) 所示。

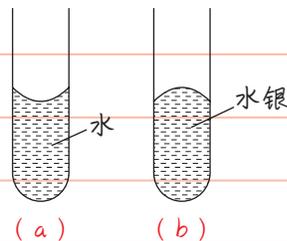


图 21-17

毛细现象: 浸润液体在细管中上升, 不浸润液体在细管中下降, 如图 21-18 所示。

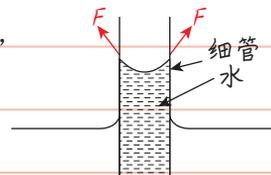
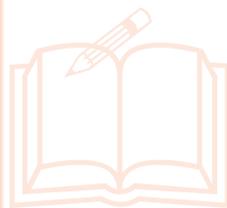


图 21-18



笔记区

第二十二章 热力学定律

本章知识脉络

热力学过程

- 等压过程, p 不变
- 等容过程, V 不变, $W = 0$
- 等温过程, T 不变 $\xrightarrow{\text{理想气体}}$ U 不变 ($\Delta U = 0$)
- 绝热过程, $Q = 0$

热力学第一定律: $\Delta U = W + Q$

热力学第二定律



22.1 功、热和内能的改变

1 焦耳实验

如图 22-1 所示,通过实验证明在绝热过程中,做功等于内能的改变量。 $\Delta U = W$

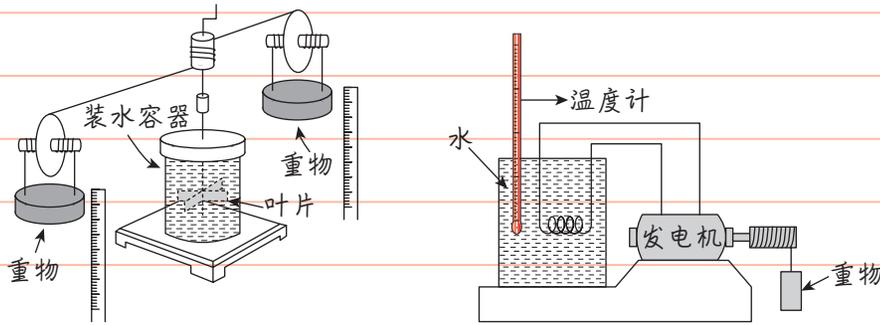


图 22-1

2 热力学第一定律

做功与热传递对改变系统内能是等效的。

热力学第一定律 $\Delta U = Q + W$

能量守恒定律 \Rightarrow 第一类永动机不能制成

能量既不会凭空产生,也不会凭空消失,它只能从一种形式转化为其他形式,或者从一个物体转移到别的物体,在转化或转移的过程中,能量的总量保持不变。



笔记区

22.2 气体与热力学定律综合

1 热力学过程

(1) 准静态过程

假设系统从一个平衡态到另一个平衡态的过程进行得非常缓慢,可以认为过程中的每一时刻,系统都近乎处于平衡状态,这样的过程称为准静态过程。

(2) 四种特殊的准静态过程

等压过程: $p=C$ ($p-V$ 图如图 22-2 所示)

等容过程: $V=C$ ($p-V$ 图如图 22-3 所示)

等温过程: $pV=C$ ($p-V$ 图如图 22-4 所示)

绝热过程: 初态至末态,系统与外界没有热量交换,只有做功。($p-V$ 图如图 22-4 所示)

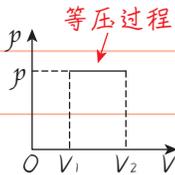


图 22-2

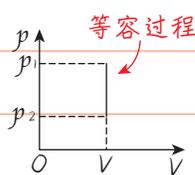


图 22-3

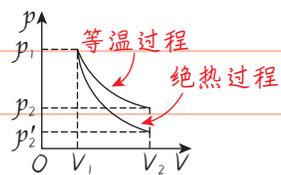


图 22-4

例1 $p-V$ 图如图 22-5 所示,试分析等容过程 $A \rightarrow B$, 等温过程 $B \rightarrow C$, 等压过程 $C \rightarrow A$ 三个过程中 p, V, T, U, W, Q 如何变化?

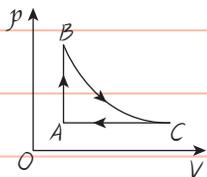


图 22-5

	p	V	T	U	W	Q
$A \rightarrow B$	\uparrow	$-$	\uparrow	\uparrow	$=0$	>0
$B \rightarrow C$	\downarrow	\uparrow	$-$	$-$	<0	>0
$C \rightarrow A$	$-$	\downarrow	\downarrow	\downarrow	>0	<0

例2 $p-V$ 图如图 22-6 所示,其中 T 为热力学温度,试分析 $A \rightarrow B, B \rightarrow C$ 过程 p, V, T, U, W, Q 如何变化?

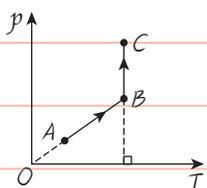


图 22-6

	p	V	T	U	W	Q
$A \rightarrow B$	\uparrow	$-$	\uparrow	\uparrow	$=0$	>0
$B \rightarrow C$	\uparrow	\downarrow	$-$	$-$	>0	<0

例3 一定质量的理想气体经历如图22-7所示的A→B→C→D→A循环,该过程中每个状态视为平衡态,各状态参数如图22-7所示,状态A的压强为 $1 \times 10^5 \text{ Pa}$,求:

(1) 状态B的温度;

(2) 完成一次循环,气体与外界热交换的热量。

解析:(1) 由于A→B为等压过程,

$$\frac{V_A}{T_A} = \frac{V_B}{T_B} \Rightarrow T_B = 600 \text{ K}$$

(2) A→B过程, $W_1 = -p_A(V_B - V_A) = -100 \text{ J}$ 。

B→C为等容过程,

$$\therefore \frac{p_B}{T_B} = \frac{p_C}{T_C} \Rightarrow p_C = 2.5 \times 10^5 \text{ Pa}$$

C→D过程, $W_2 = p_C(V_C - V_D) = 250 \text{ J}$ 。

一次循环 $W = W_1 + W_2 = 150 \text{ J}$ 。

一次循环过程 $\Delta U = 0$, 根据热力学第一定律得

$$\Delta U = W + Q \Rightarrow Q = -150 \text{ J}$$

\therefore 一次循环, 气体放热 150 J。

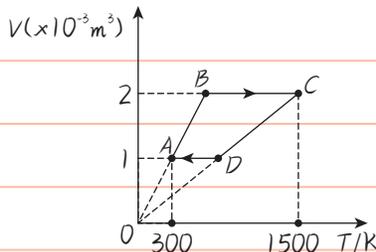


图 22-7

几种特殊过程的物理量变化

	p	V	T	U	W	Q
等压膨胀	-	↑	↑	↑	<0	>0
等压压缩	-	↓	↓	↓	>0	<0
等容升压	↑	-	↑	↑	=0	>0
等容降压	↓	-	↓	↓	=0	<0
等温膨胀	↓	↑	-	-	<0	>0
等温压缩	↑	↓	-	-	>0	<0
绝热膨胀	↓	↑	↓	↓	<0	=0
绝热压缩	↑	↓	↑	↑	>0	=0



笔记区

22.3 热力学第二定律

① 两种等价的表述

热力学第二定律 \Rightarrow 第二类永动机不能制成

克劳修斯表述

热量不能自发地从低温物体传到高温物体。

等价

开尔文表述

不可能从单一热库吸收热量,使之完全变成功,而不产生其他影响。

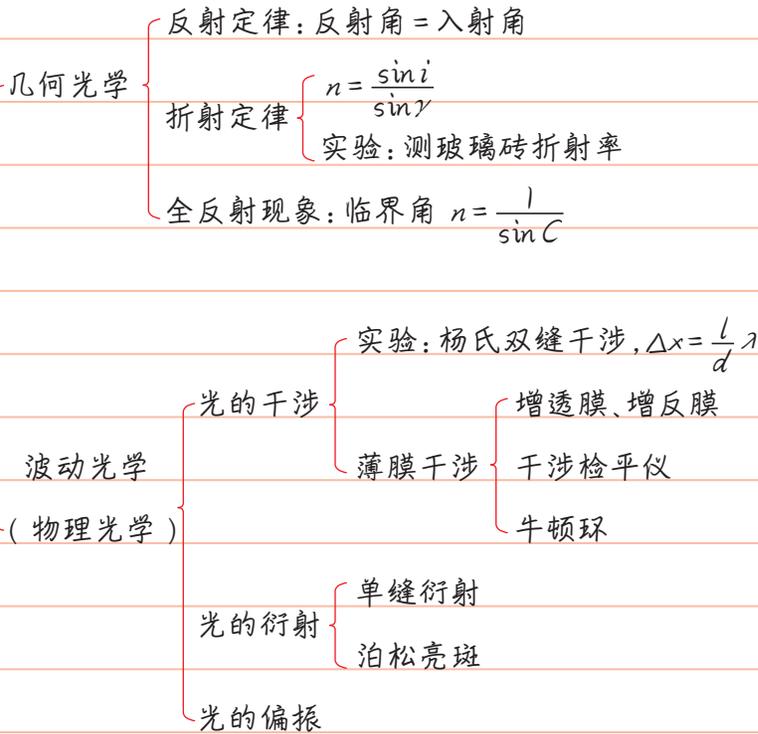
② 熵与熵增加原理

熵表示系统的无序程度,熵越大,系统越无序。自发过程中,系统总是自发地向无序方向发展,即孤立系统的熵值总是不减少,这就是熵增加原理。



第二十三章 光 学

本章知识脉络



笔记区

23.1 光的折射

1 几何光学原理

光沿直线传播(均匀介质或真空中)

反射定律 $\theta_3 = \theta_1$ (如图 23-1 所示)

折射定律 $\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n$ (如图 23-1 所示)

光路可逆原理

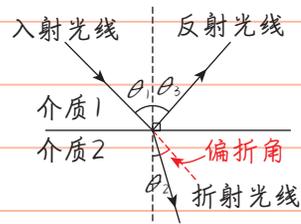


图 23-1

2 折射率

根据折射定律, n 与介质有关, 与入射角、折射角无关。

不妨讨论光从真空到介质的过程, 这样 n 就只与该介质有关了, 称为该介质的(绝对)折射率。

定义: $n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$ (真空 $\xrightarrow{\text{斜射}}$ 介质)

描述光线在折射现象(真空 \leftrightarrow 介质)中的偏折程度。

常见的折射率 n : 真空 $n=1$, 空气 $n \approx 1$, 水 $n=1.33$, 玻璃 $n=1.5 \sim 1.8$ 。

视深、视高问题

入射角 i 很小时, 近轴情况下, 可认为水中像近似在物上方, 如图 23-2 所示。

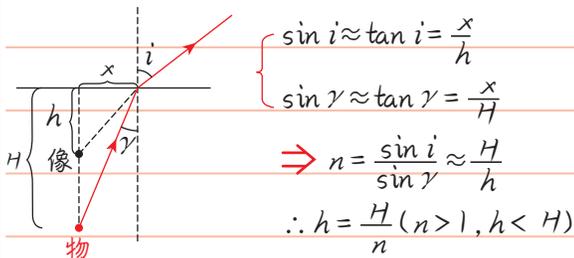


图 23-2

从水中看岸上的像也近似在物上方, 如图 23-3 所示。

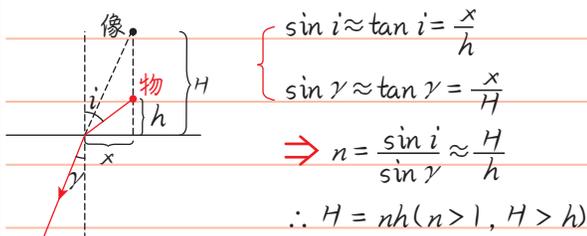


图 23-3

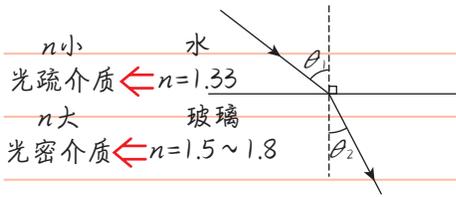


图 23-4

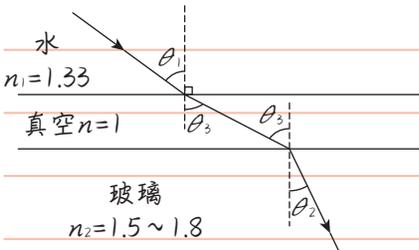


图 23-5

▲ 光线入水或斜射入玻璃, 会如何偏转?

光疏与光密是相对的。

水既可能是光疏(相对玻璃),

也可能是光密(相对真空/空气)。

光疏 $\xrightarrow{\text{斜射}}$ 光密(靠近法线偏折)

光密 $\xrightarrow{\text{斜射}}$ 光疏(远离法线偏折)

如图 23-4 和图 23-5 所示,

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \frac{\sin \theta_3}{\sin \theta_1} \\ n_2 &= \frac{\sin \theta_3}{\sin \theta_2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} > 1, \text{ 靠近法线偏折。}$$

" n_{12} 即玻璃相对水的相对折射率(可能小于 1)

3 折射率与波速的关系

如图 23-6 所示, 设一束平行光由空气斜射入玻璃,

根据折射定律有 $n = \frac{\sin i}{\sin \gamma}$

其中 $\sin i = \frac{c \Delta t}{l}, \sin \gamma = \frac{v \Delta t}{l}$

$\Rightarrow n = \frac{c}{v}$ 即 $v = \frac{c}{n}$

v 总小于 c , 因此 $n > 1$ 。

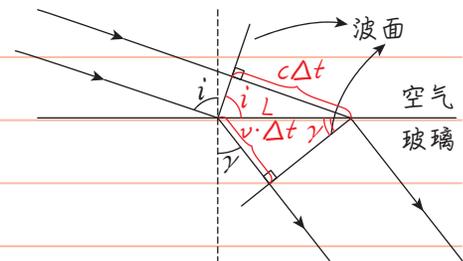


图 23-6

例 1 如图 23-7 所示, 对平行玻璃砖, 一束平行光斜射后穿出, 试证明:

(1) 出射光总平行于入射光;

* (2) 入射角 i 越大, 侧移量越大。

解析: (1) 由折射定律可知

$n = \frac{\sin i}{\sin \gamma} = \frac{\sin i'}{\sin \gamma} \Rightarrow i = i'$

\therefore 出射光总平行于入射光。

(2) 设玻璃砖厚度为 h , 侧移量为 d , 则

$d = \frac{h}{\cos \gamma} \cdot \sin(i - \gamma) = \frac{h}{\cos \gamma} \cdot (\sin i \cdot \cos \gamma - \cos i \cdot \sin \gamma) = h \cdot (\sin i - \cos i \cdot \tan \gamma)$

又 $\because n = \frac{\sin i}{\cos \gamma} \Rightarrow \tan \gamma = \frac{\sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$

$\therefore d = h \cdot \sin i \cdot \left(1 - \frac{\cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \right) = h \cdot \sin i \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n^2 - 1}{n^2 - \sin^2 i}} \right)$

d 随 i 单调递增, 证毕。

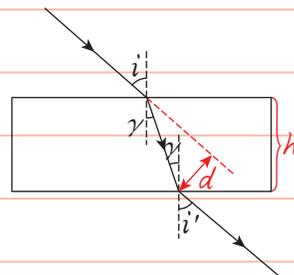


图 23-7



笔记区

4 实验：测玻璃砖折射率

实验步骤

(1) 铺白纸，描出玻璃砖的上、下边。

注意：点两个点即可。

(2) 利用插针法确定光路

如图 23-8 所示，先插 A、B，确定一条合适的入射光线，在另一侧用眼睛观察使 A 恰好被 B 挡住。再插入 C，使 C 将 A、B 都挡住，最后插入 D，使 D 将 A、B、C 都挡住，这样就确定了出射光线 CD。

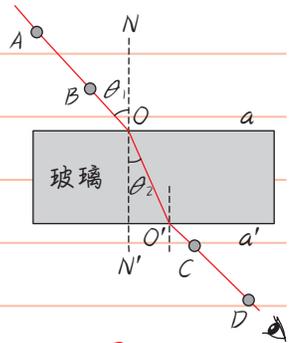


图 23-8

(3) 作图测量

在白纸上描出光路，测量相应角度，计算玻璃砖折射率

$$n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$$

如图 23-9 所示，也可以利用画圆法替代测量角度。

$$n = \frac{l_1}{l_2}$$

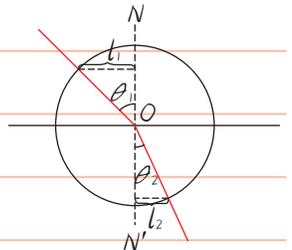


图 23-9

误差分析

(1) A、B 两针，C、D 两针都尽量远一些，可减小方向引起的误差。

(2) 入射角尽量大一些，玻璃砖宽一些可减小 θ_1 、 θ_2 的测量误差。

(3) 如图 23-10 所示，若玻璃砖上、下面定错了可能引起误差。

(4) 如图 23-11 所示，若玻璃砖上、下面定好后，不小心平移了玻璃砖再插针，不会有误差。

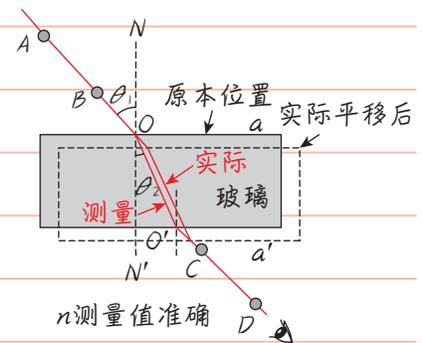
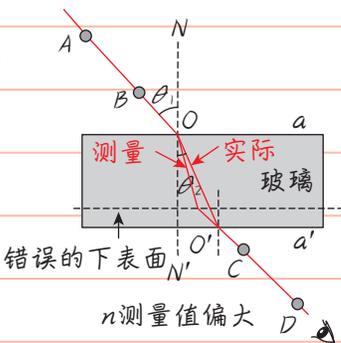
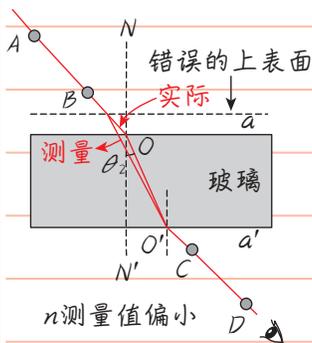


图 23-10

图 23-11

23.2 全反射

1 全反射的临界角

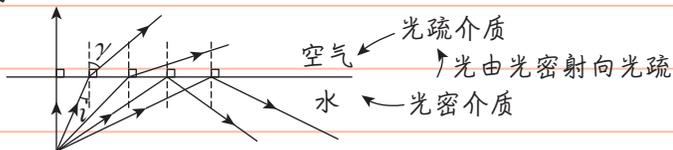


图 23-12

如图 23-12 所示, 入射角 i 增大, 折射角 r 增大, 当折射角达到 90° 时, 入射角 i 称为临界角 C , 如图 23-13 所示。

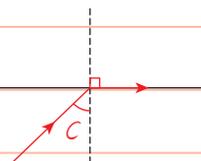


图 23-13

$$n = \frac{\sin 90^\circ}{\sin C} \Rightarrow C = \arcsin \frac{1}{n} \Rightarrow \text{临界角由折射率决定}$$

▲ 对光线, 偏折能力越强 (n 越大), 临界角越小, 越容易发生全反射。

例 1 在潜水员看来, 岸上的所有景物都出现在一个倒立的圆锥里, 为什么?

这个圆锥的顶角是多少? ($n = 1.33$)

解析: 如图 23-14 所示的光线掠射进入水中的位置是最边缘的可见位置, 因此圆锥顶角为 2 倍临界角 C 。

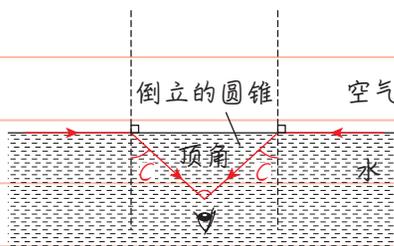


图 23-14

$$n = \frac{\sin 90^\circ}{\sin C} \Rightarrow C = \arcsin \frac{1}{n} \approx 48.8^\circ$$

$$\text{顶角 } \alpha = 2C = 97.6^\circ$$

2 光的颜色

由图 23-15 可知, 不同色光的折射率不同。

红光: n 小, 偏折小 $\xrightarrow{\text{全反射}}$ 紫光: 临界角大, 不容易全反射
紫光: n 大, 偏折大 $\xrightarrow{\text{全反射}}$ 紫光: 临界角小, 更容易全反射

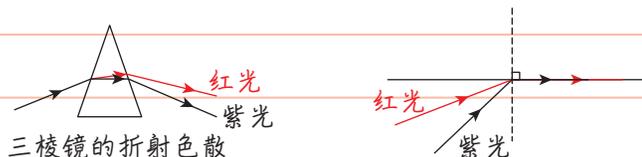


图 23-15



笔记区

3 全反射的应用

如图 23-16 ~ 图 23-19 所示为全反射应用示意图。

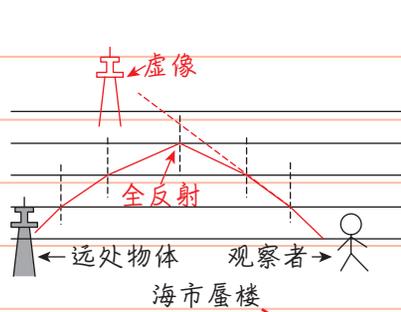


图 23-16

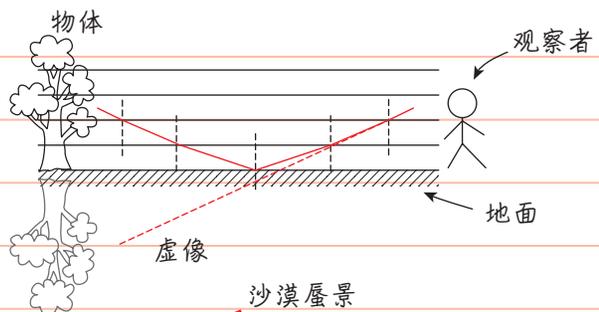
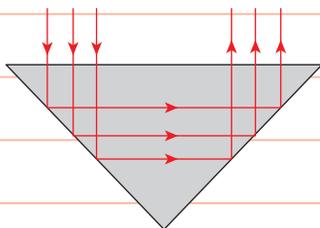


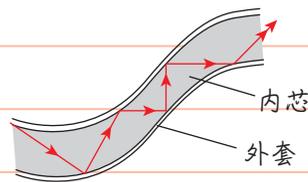
图 23-17

折射率随高度变化，
临界时发生全反射。



全反射棱镜(能量损失少)

图 23-18



光导纤维

图 23-19

例 2 如图 23-20 所示的光导纤维，长为 L ，内芯折射率为 n_1 ，外套折射率 n_2 。

(1) 一束光从左侧以 θ_1 入射，恰好发生全反射，求 θ_1 。

(2) 在光导纤维中传播的最长时间 t_{\max} 是多少？(外套无法入射，真空光速为 c)

解析：(1)

$$\begin{cases} n_1 = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \\ \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin 90^\circ}{\sin C} \end{cases}$$

$$\text{又} \because \theta_2 + C = \frac{\pi}{2}$$

$$\therefore \sin \theta_1 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

(2) 恰好全反射时，时间最长。

设光的路程为 s ，则

$$\begin{cases} s \cdot \sin C = L \\ s = v \cdot t_{\max} \text{ 其中 } v = \frac{c}{n_1} \end{cases}$$

$$\Rightarrow t_{\max} = \frac{n_1 L}{c \cdot \sin C} = \frac{n_1^2 L}{n_2 \cdot c}$$

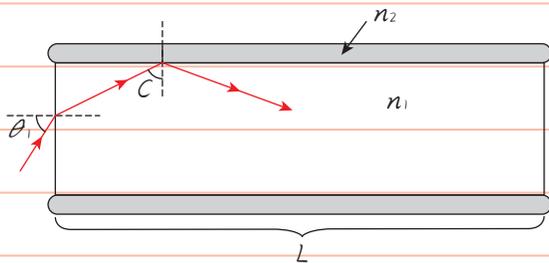


图 23-20

23.3 光的干涉

1 机械波的干涉(复习)

(1) 频率相同, 相位差恒定, 振动方向相同的两个波源

(2) 空间中 { 某些区域振动始终加强 → 加强区
某些区域振动始终减弱 → 减弱区 } 相互间隔

(3) 同一加强区(或减弱区)到两波源(同相位)波程差为定值

加强区 $\Delta x = n\lambda$ 半波长偶数倍

减弱区 $\Delta x = (n + \frac{1}{2})\lambda$ 半波长奇数倍

如果没有单缝, 虽然频率相同, 但波列长度很短, 无法保证相位差恒定。

2 实验: 杨氏双缝干涉实验

如图 23-21 所示, 一束单色光先通过单缝, 再通过双缝。也可以不用单缝, 使激光直接通过双缝, 两个狭缝就相当于频率、相位和振动方向都相同的光源。

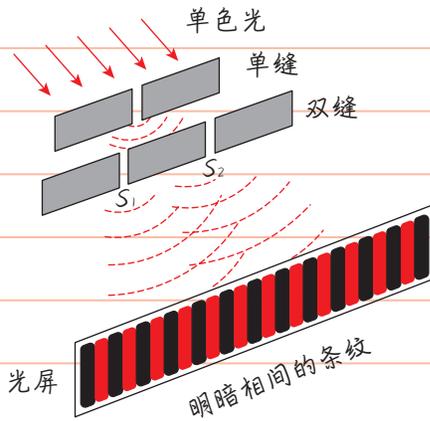


图 23-21

这两个波源发出的光在挡板后面的空间互相叠加, 发生干涉现象: 来自两个光源的光在某些位置相互加强, 在另一些位置相互削弱, 因此在挡板后的光屏上得到明暗相间的条纹。双缝干涉的原理图如图 23-22 所示。

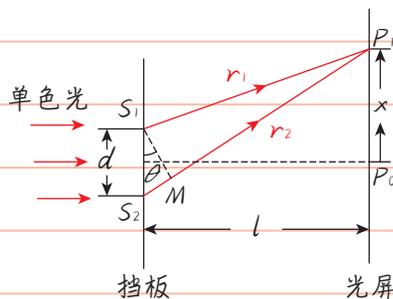


图 23-22

已知 $d \ll l$, 则 $\theta \rightarrow 0$,

$$r_2 - r_1 = d \sin \theta$$

$$\text{又} \because x = l \cdot \tan \theta \approx l \cdot \sin \theta$$

$$\therefore r_2 - r_1 = d \cdot \frac{x}{l}$$

波程差为 $n\lambda$ 时, 为明条纹。

$n=0$, 即 P_0 处为明条纹。

\therefore 相邻条纹间距

$$\Delta x = \frac{l}{d} \cdot \lambda$$



笔记区

可利用该原理测光的波长 $\lambda = \Delta x \cdot \frac{d}{l}$, 其中 Δx 很小, 可用累积法减小误差。

▲ 双缝干涉讨论:

(1) 光的干涉最重要的意义在于证明了光具有波动性。

(2) 只研究在中间附近的条纹, 因此条纹明暗相间, 间距均匀。

(3) 同一装置, 波长 λ 越大, 条纹间距 Δx 越大, 即红光比紫光条纹更宽, 若用白光照射, 边缘为彩色, 红色在外, 紫色在内。

3 薄膜干涉

如图 23-23 所示, 同一束光在肥皂膜前、后两个面发生反射后叠加产生干涉, 本质上是一种等厚干涉, 即厚度相同, 对应同一条纹。

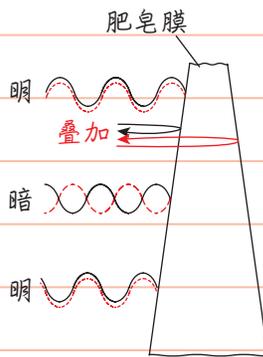


图 23-23

设肥皂膜折射率为 n , 某一位置厚度为 d , 光进入后波长 λ 变短为 λ' 。

$$\left. \begin{array}{l} \lambda' = v \cdot f \\ \lambda = cf \end{array} \right\} \begin{array}{l} n = \frac{c}{v} \\ \rightarrow \lambda' = \frac{\lambda}{n} \end{array}$$

$$\text{路程差 } \Delta l = 2d = \begin{cases} k \cdot \lambda' + \frac{\lambda'}{2} & \text{明条纹} \\ \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda' + \frac{\lambda'}{2} & \text{暗条纹} \end{cases}$$

* 引入光程, 表示相同时间光在真空中通过的路程。

$$\text{光程差 } \Delta s = n \cdot \Delta l = 2nd = \begin{cases} k\lambda + \frac{\lambda}{2} & \text{明条纹} \\ \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda + \frac{\lambda}{2} & \text{暗条纹} \end{cases}$$

半波损失

光从光疏介质 $\xrightarrow{\text{正射/掠射}}$ 光密介质, 反射光会产生 π 的相位突变或半个波长的损失。定性讨论时, 通常不用考虑。

增反膜: 膜前、后表面的反射光叠加后加强

增透膜: 透射光变强, 能量守恒, 相当于反射光变弱

干涉检平仪 (如图 23-24 所示)

(1) 在哪一侧观察到干涉条纹?

俯视观察反射光。

(2) 哪两个表面的反射光发生干涉?

上板的下表面与下板的上表面。

(3) 如果表面平整, 条纹平行, 等距吗?

等间距。

(4) 若将薄片变得更薄, 条纹间距怎么变?

变宽。

(5) 如图 23-25 所示, P、Q 处条纹为什么弯曲?

P 凹, Q 凸。

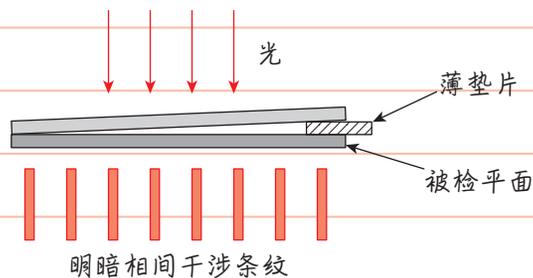


图 23-24

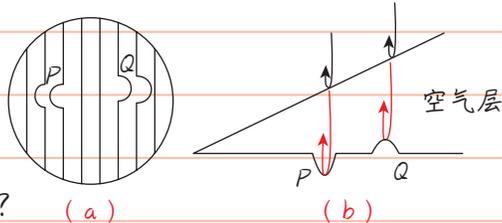


图 23-25

牛顿环

牛顿环与干涉检平仪类似, 也是中间空气膜形成的等厚干涉条纹, 如图 23-26 所示。

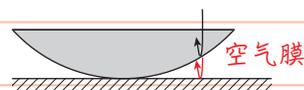
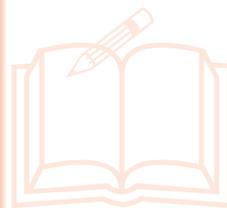


图 23-26

在反射方向看, 由于半波损失, 在圆心处叠加后反射光光程差为 $\frac{\lambda}{2}$, 因此中心为暗斑。

在透射方向看, 根据能量守恒可知, 中心为亮斑。



23.4 光的衍射

① 单缝衍射

光通过很窄的狭缝时,没有沿直线传播,绕过缝的边缘,传播到了一段区域,且狭缝越窄,到达范围越大,如图23-27所示为单缝衍射的示意图。

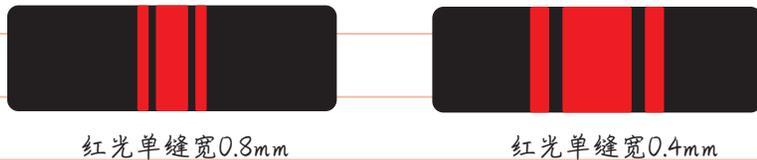


图 23-27

狭缝越窄,越接近光的波长(10^2nm 量级),衍射现象越明显。生活中的宏观物体尺寸通常远大于可见光波长,衍射现象不明显,可认为光沿直线传播。

② 泊松亮斑

如图23-28所示,一个不透光的圆盘,在一定波长、适当距离上,其影子中心会出现一个亮斑。这说明光绕过了障碍物发生衍射现象。

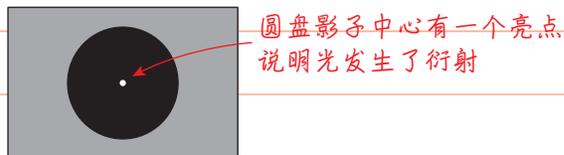


图 23-28



23.5 光的偏振

1 机械波的偏振

狭缝方向影响横波传播,如图23-29所示。纵波可穿过不同方向的狭缝,如图23-30所示。

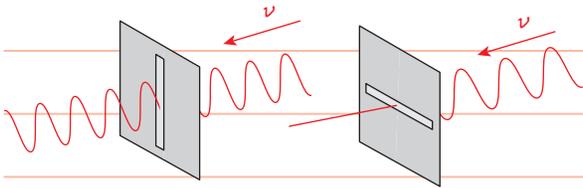


图 23-29

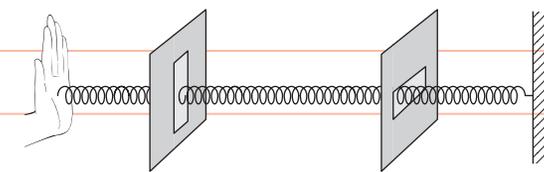


图 23-30

2 光的偏振

自然光:垂直传播方向的所有方向都有振动,如太阳光、日光灯等普通光源所发的光。

偏振片:类似机械波中的狭缝。

通常指电矢量方向

偏振光:只在某个特定方向振动。

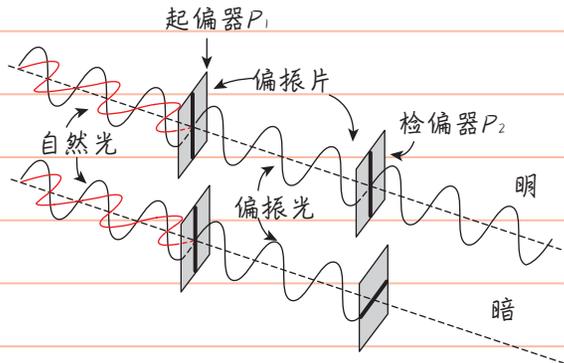


图 23-31

如图23-31所示,自然光照向起偏器 P_1 形成偏振光。转动检偏器 P_2 可观察到

- $P_1 // P_2$ 时,光强最大(图23-31上半部分)
- $P_1 \perp P_2$ 时,光强最小(图23-31下半部分)

偏振现象说明光是一种横波。

▲反射与折射也会引起自然光的偏振,入射角变化时偏振程度不同。

偏振的应用:看3D电影的眼镜、相机镜头前的偏振片等。

3 激光

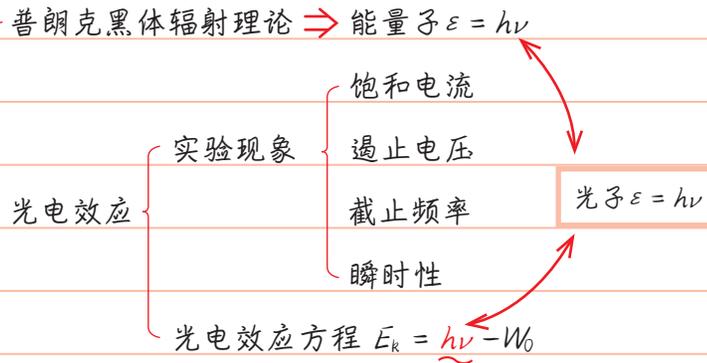
人造的传播方向、偏振、相位等完全相同的光波。



笔记区

第二十四章 原子结构和波粒二象性

本章知识脉络



康普顿效应

物质波 { 能量 $\varepsilon = h\nu$
动量 $p = \frac{h}{\lambda}$

原子结构 { 电子的发现 \Rightarrow 枣糕模型
 α 粒子散射 \Rightarrow 核式结构模型
氢原子光谱 \Rightarrow 玻尔原子模型



24.1 普朗克黑体辐射理论

1 黑体：能够完全吸收入射的各种波长的电磁波而不反射，这种物体称为黑体，如图 24-1 所示。

这种带小孔的空腔，只吸收不反射，可视为一个黑体

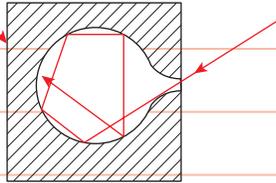
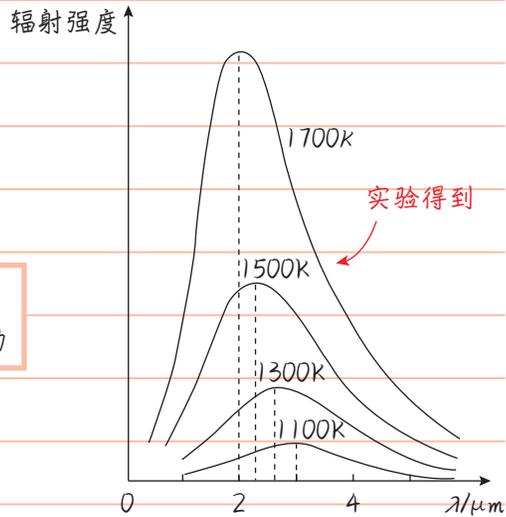


图 24-1

2 黑体辐射：如图 24-2 所示，黑体不反射电磁波，但可以向外辐射电磁波，这称为黑体辐射。这是一种理想热辐射，与温度有关。



随温度升高 { 各种波长的辐射强度都增加
辐射强度的极大值向短波长方向移动

▲经典理论的困难：基于经典电磁理论得出的瑞利-金斯公式和维恩公式都无法解释实验得到的黑体辐射谱。

图 24-2

3 普朗克的能量子

1900年普朗克提出，为了解释黑体辐射谱，能量只能是某一最小值的整数倍。

能量子 $\varepsilon = h\nu$

其中 ε 为这一能量的最小值，称为能量子。

ν 为希腊字母，表示频率。

$h \approx 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ 称为普朗克常量。



24.2 光电效应

1 光电效应

1887年,赫兹在研究电磁波的实验中偶然发现,接收电路间隙如果受到光照,就更容易产生电火花,这就是最早发现的光电效应。

如图24-3所示,先使锌板带负电,验电器指针张开。再用紫外灯照射锌板,指针归零,说明电子被紫外线照射后逸出。

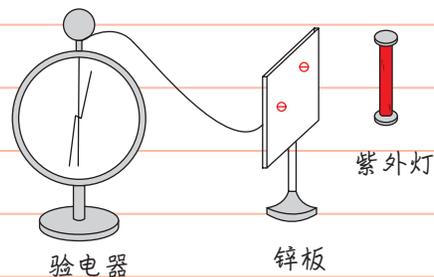


图 24-3

2 光电效应的实验规律

(1) 实验装置

如图24-4所示,阴极K受到光照时能够发射光电子,阴极K与阳极A之间电压可通过滑动变阻器调整,也可以改变电源正、负极使光电子减速。

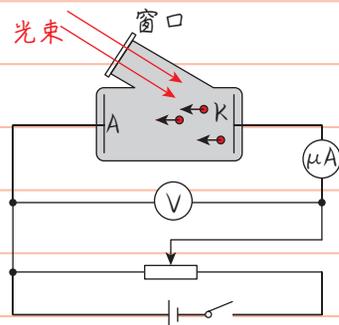


图 24-4

(2) 实验现象

① 存在饱和电流

a. 光照条件不变, U 增大

$\Rightarrow I$ 增大, 最终趋于饱和。

解释: 如图24-5所示, 这是由于 Δt 内逸出的电子可能朝各个方向, 当 U 不够大时, 只有一部分电子能打在阳极。当 U 足够大时, 所有电子全部撞在阳极上, 电流趋于饱和。

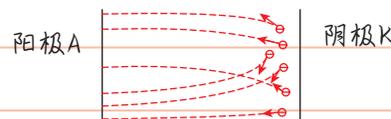


图 24-5

b. 对同种颜色的光, 光强增大

\Rightarrow 饱和电流变大(图24-6中黄光)。

解释: 电子逸出金属过程中克服阻力做功, 不同状态电子逸出过程中克服阻力做功不同, 其中最小值称为逸出功。入射光越强, 能量越大, Δt 内能够逸出的电子越多, 因此饱和电流变大。

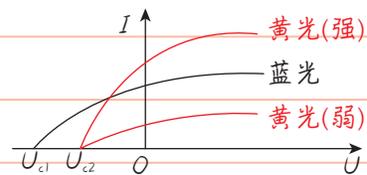


图 24-6

② 存在遏止电压

a. 当 $U = 0$ 时, $I \neq 0$ 。

只有施加反向电压, 电子减速, 电流才会为 0。

当 $I = 0$ 时, U_c 称为遏止电压。

b. 对给定颜色(频率 ν 一定)的光,

无论光的强弱, 遏止电压相同

经典理论
的困难

根据经典电磁理论, 光越强, 光电子的初动能越大, 那么遏止电压 U_c 应随光强变化, 但实验结果与之矛盾。

c. 改变颜色(频率 ν 改变),

遏止电压 U_c 也会改变。

③ 存在截止频率

a. 当频率 ν 减小至 ν_c 时,

任取 U , 增大光强 $\Rightarrow I = 0$, ν_c 称为截止频率。

\Rightarrow 当入射光频率 $\nu < \nu_c$ 时, 不发生光电效应

经典理论
的困难

根据经典电磁理论, 只要光强足够大, 总有足够的能量使电子逸出, 不应存在截止频率, 但实验结果与之矛盾。

b. 截止频率与材料有关。

④ 光电效应具有瞬时性

当 $\nu > \nu_c$ 时, 无论光强多小,

光电流瞬时产生 ($\Delta t < 10^{-9} \text{ s}$)

经典理论
的困难

根据经典电磁理论, 如果光强很小, 那么电子理应积累一定时间的能量, 才能逸出, 但实验结果表明无论光强多小, 光电子都几乎是瞬间产生。

3 爱因斯坦的光子说

(1) 光子假设

1905年, 爱因斯坦发表了《关于光的产生和转化的试探性观点》。他表示为了解释光电效应, 必须假定电磁波本身的能量也是不连续的, 即光本身就是由一个个不可分割的能量子组成, 也称为光子。

一个光子的能量 $\varepsilon = h\nu$, 同普朗克解释黑体辐射引入的能量子。

(2) 光电效应方程

每个电子吸收一个光子获得能量 $h\nu$, 再克服阻力做功 W_0 后逸出。

$$E_k = h\nu - W_0$$

其中 W_0 为逸出功, E_k 为光电子的最大初动能。



笔记区

(3) 对光电效应的解释

① 饱和电流

对同种颜色的光(ν 相同), 光越强表示光子数越多, 因此照射金属能产生更多的光电子, 使饱和电流增大。

② 遏止电压

光电子的最大初动能 E_k 与光强无关, 光强对应单位时间内光子的数量, 而非单个光子的能量。因此光强增大只会影响饱和电流, 不改变遏止电压。

③ 截止频率

根据 $E_k = h\nu - W_0$, 如图24-7所示, 只有 $h\nu > W_0$ 时, 才有光电子逸出, $\nu_c = \frac{W_0}{h}$, 称为截止频率。当 $h\nu < W_0$ 时, 光子能量小于逸出功, 无论光强多大, 电子都无法逸出。

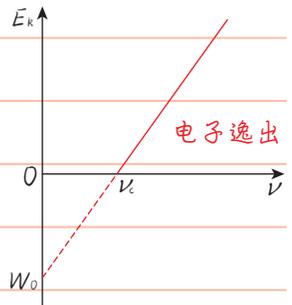


图 24-7

④ 瞬时性

每个电子一次性吸收一个光子的全部能量后逸出, 因此不需要时间积累足够能量。

4 密立根实验

光电效应方程 $E_k = h\nu - W_0$ 给出了 $E_k - \nu$ 关系, 但 E_k 未知。可利用遏止电压 $E_k = eU_c$, 则

$$U_c = \frac{h\nu}{e} - \frac{W_0}{e}$$

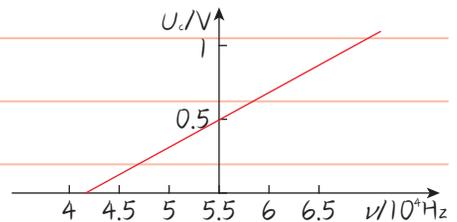


图 24-8

$U - \nu$ 关系图像如图24-8所示。

1907年, 密立根利用上式测量 h , 将测量结果与普朗克利用黑体辐射测的 h 比对, 发现误差小于0.5%, 从而验证光子说的正确性。



24.3 波粒二象性

1 康普顿效应和光子的动量

(1) 现象

1918—1922年,康普顿在研究石墨对X射线的散射时,发现在散射的X射线中,除与入射波长 λ_0 相同的成分外,还有波长大于 λ_0 的成分,这个现象称为康普顿效应,示意图如图24-9所示。

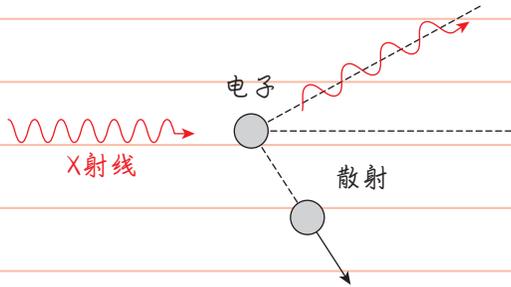


图 24-9

(2) 经典电磁理论的疑难

入射电磁波引起物质内部带电微粒的受迫振动。振动的带电微粒向四周辐射电磁波,即散射光。由于受迫振动,散射光频率应等于入射光频率,因此波长应都相同,与实验现象矛盾。

(3) 光子说解释

康普顿用光子模型成功地解释了这种效应。

他的基本思想:光子不仅有能量,而且具有动量。根据动量守恒, p 减小,如图24-10所示。

$$\varepsilon = h\nu \quad p = \frac{h}{\lambda}$$

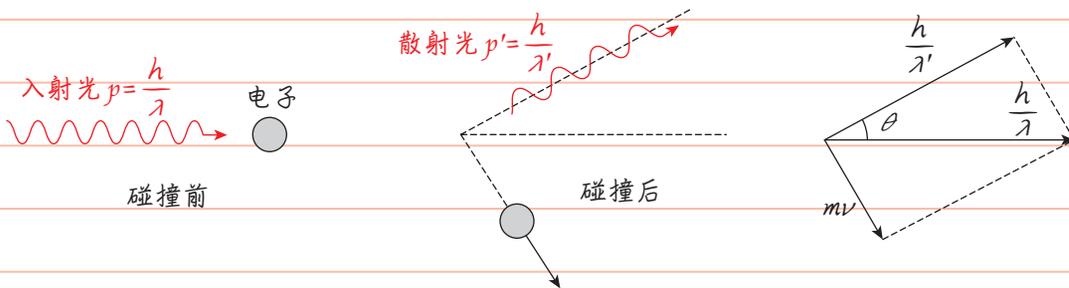


图 24-10

*为什么光电效应需要吸收整个光子,而康普顿散射只吸收一部分能量?



24.4 原子的核式结构模型

1 阴极射线

(1) 装置

如图 24-11 所示, K 是金属板制成的阴极, A 是金属环制成的阳极, 分别将二者连到近万伏的高压电上, 可观察到玻璃管壁上产生荧光, 并留下十字状金属片的影子, 这种射线称为 阴极射线。

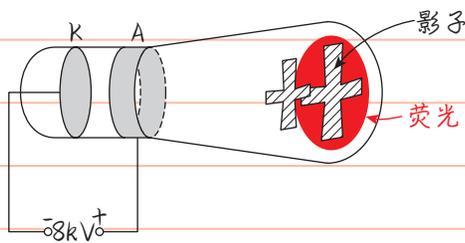


图 24-11

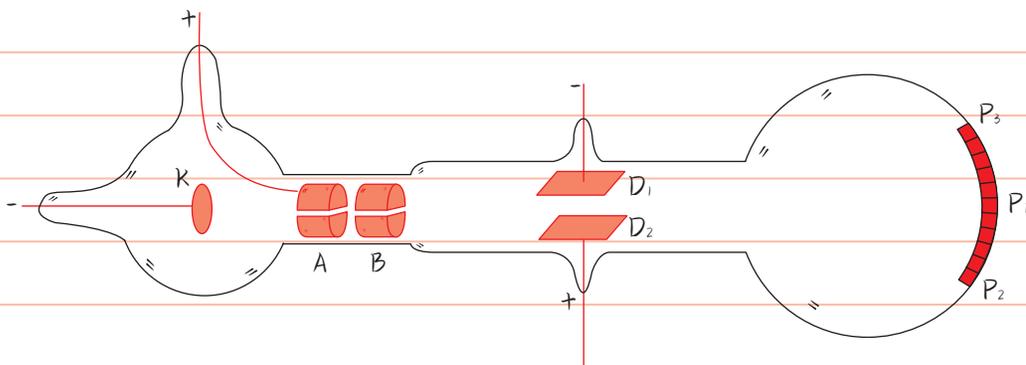
(2) 原理

管中残存的气体分子在强电场作用下, 正、负电荷被“拉开”(气体分子被电离)。其中带正电的离子在电场加速下撞击阴极, 产生大量电子, 电子被加速后形成阴极射线。

2 电子的发现

(1) 气体放电管

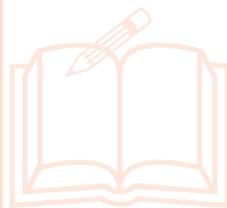
1897 年, 汤姆孙根据阴极射线在电场和磁场中的偏转情况断定, 它的本质是带负电的粒子流, 并求出了这种粒子的比荷 $\frac{q}{m}$, 从而发现了电子。装置示意图如图 24-12 所示。



K、A 是阴极射线管的两极	A、B 为简易的速度选择器	加偏转电场或偏转磁场	玻璃泡观察荧光现象
---------------	---------------	------------	-----------

汤姆孙的气体放电管

图 24-12



笔记区

(2) 测量比荷

① 当 D_1 、 D_2 未加电场时, 射线不偏转, 打在 R 点。

说明阴极射线的粒子带负电。

如图 24-12 所示 D_2 接正极, D_1 接负极后, 射线打在 R_2 点 \Rightarrow

② 为抵消 D_1 、 D_2 产生的偏转, 使它从 R_2 回 R , 可加一个磁场, 磁场方向垂直于纸面向外, 大小为 $qvB = qE \Rightarrow$ 可得 $v = \frac{E}{B}$ 。

磁场由电流产生, 电流已知则可得 B 。

D_1 、 D_2 电压已知, 则可得 E 。

③ 去掉电压, 只保留磁场 B , 则粒子做圆周运动, 偏转后打在 R_3 , 由几何关系可得 r , 从而可求比荷 $\frac{q}{m}$ 。

根据牛顿第二定律

$$qvB = m \frac{v^2}{r}$$

$$\Rightarrow \frac{q}{m} = \frac{v}{Br} = \frac{E}{B^2 \cdot r}$$

(3) 一些讨论

① 不同材料的阴极, 所得比荷相同, 且比氢离子大得多, 说明这种微粒是构成物质的共同成分, 是一种新粒子, 即电子。

② 光是比荷不同不足以说明是新的粒子。汤姆孙又粗测了电子的电荷量, 从而说明该粒子是质量小得多的粒子。电子电荷量的精确测量是 1903—1913 年密立根通过著名的油滴实验测出 $e \approx 1.60 \times 10^{-19} \text{C}$ 的。当然, 密立根更重要的发现是电荷的量子化。

③ 已知电荷、比荷, 则可以确定电子质量 $m \approx 9.1 \times 10^{-31} \text{kg}$ 。

$$\frac{\text{质子质量}}{\text{电子质量}} \approx 1836$$

③ 原子的核式结构模型

(1) 枣糕模型 (西瓜模型)

1898 年, 汤姆孙提出, 正电荷弥漫性地均匀分布在整个球体内, 电子镶嵌其中, 如图 24-13 所示。

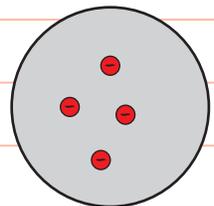


图 24-13

(2) α 粒子散射实验

实验装置如图 24-14 所示。

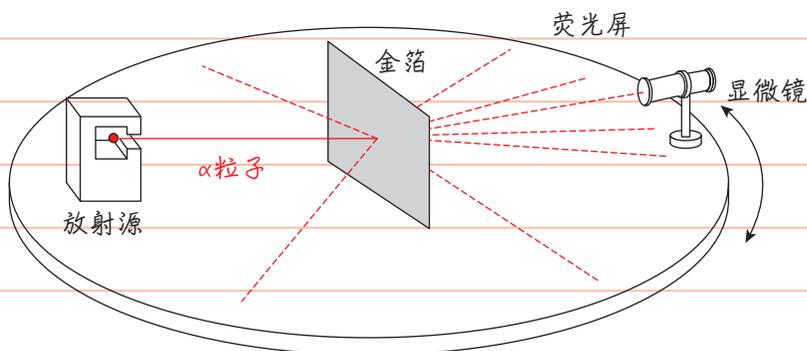


图 24-14

① α 粒子是从放射性物质(如铀和镭)中发射出来的快速运动粒子,带有两个单位的正电荷,质量为氢原子质量的4倍,即氦原子核 ${}^4_2\text{He}$ 。

② 实验中观察到绝大多数 α 粒子穿过金箔后,基本上仍沿原来的方向前进,但有少数 α 粒子(约占 $\frac{1}{8000}$)发生了大角度偏转,偏转的角度甚至大于 90° ,也就是说它们几乎被“撞了回来”。

③ 按汤姆孙模型,正电荷均匀分布在原子内, α 粒子穿过原子时受各方向正电荷斥力基本平衡,对 α 粒子的轨迹无影响。电子质量太小,其影响也可忽略,这就与实验观察到的有的粒子几乎“弹回”矛盾。

(3) 卢瑟福的核式结构模型

通过对 α 粒子散射实验的分析,卢瑟福提出:占原子质量绝大部分的带正电的物质,集中在很小的空间范围,被称为“原子核”,电子在核外圆轨道依靠库仑力绕核旋转,如图24-15所示。

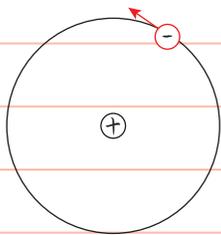


图 24-15

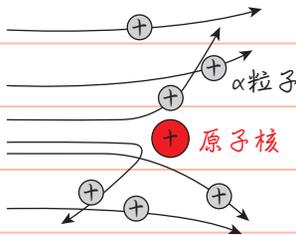


图 24-16

如图24-16所示,当 α 粒子接近原子时,电子的影响仍可被忽略,但正电体(原子核)的作用就不同了。因为正电体很小, α 粒子进入原子区域后,大部分离正电体很远,受到的库仑斥力很小,运动方向几乎不改变。只有极少数 α 粒子在穿过时距离正电体很近,受到很强的库仑斥力,发生大角度偏转。



笔记区

④ 原子核的电荷与尺度

电荷： Ze 是原子核的电荷， Z 是原子序数，也是原子核的电荷数。

尺度：可利用 α 粒子散射估测大约 $10^{-15}m$ ，而原子的尺度大约 $10^{-10}m$ 。

类比操场： $100m \times 10^{-5} = 10^{-3}m = 1mm$ 。原子核相比于原子大约是一只蚂蚁相比于操场，非常小。



24.5 氢原子光谱和玻尔的原子模型

1 光谱

用棱镜或光栅可以把物质发出的光按波长(频率)展开,获得波长(频率)和强度分布的记录,即光谱。

- 线状谱:有的光谱看起来是一条条分立的谱线,可能是亮线,也可能是暗线。
- 连续谱:有的光谱是连续的光带,如黑体辐射谱。

▲特征谱线:同种原子只发出几种特定频率的光,不同原子的发光频率不同,称为特征谱线。

可利用特征谱线鉴别物质或确定物质的组成成分,灵敏度高,质量大于 10^{-13} kg就可被检测。

原子内部的电子运动是产生特征谱线的原因,研究光谱是探索原子结构的重要途径。

2 氢原子光谱的实验规律



氢原子光谱(巴耳末线系)

图 24-17

1885年,巴耳末对当时已知的氢原子在可见光区的四条谱线(如图24-17所示)进行了分析,发现谱线的波长满足公式。

巴耳末公式: $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, 其中 $n=3, 4, 5, \dots$

其中 R 为里德伯常量,实验测得 $R=1.10 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 。

后续又发现氢的其他线系。

紫外区 莱曼线系, $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, 其中 $n=2, 3, 4, \dots$

红外区 帕邢线系, $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, 其中 $n=4, 5, 6, \dots$

⋮

归纳为一个公式 $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, 其中 $n > m$ 。



笔记区

3 经典理论的困难

(1) 稳定性

根据经典电磁理论, 绕核运动的电子会辐射出电磁波, 能量减少, 电子轨道半径不断减小, 最终坠落在原子核上, 如图 24-18 所示。但实际上原子是相对稳定的, 并没有电子坠落原子核的现象。

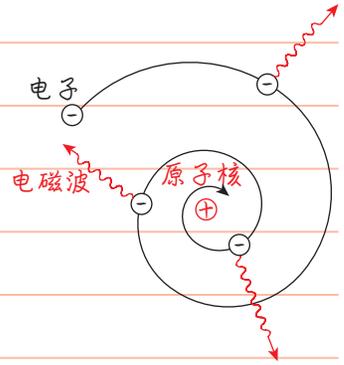


图 24-18

(2) 线状谱

轨道半径连续变化, 频率也应连续变化, 应是连续谱, 而非线状谱。

4 玻尔原子理论的基本假设

为解释氢原子光谱的疑难, 玻尔提出新的模型, 在卢瑟福核式结构的基础上, 补充了几个假设。

(1) 定态假设

如图 24-19 所示, 原子存在一系列定态, 定态的能量取离散值 E_1, E_2, \dots (称为能级), 其中 E_1 称为基态能级, E_2, E_3, \dots 都称为激发态能级。原子在某一定态中稳定时, 不发射也不吸收电磁波, 除非发生跃迁。

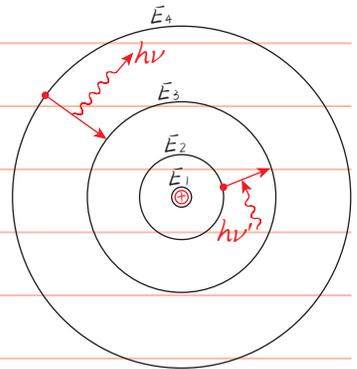


图 24-19

(2) 跃迁假设

原子在能级 E_n, E_m 之间跃迁时, 会发射或吸收特定频率的光子, 从而形成线状谱。

对氢原子有 $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, 其中 $n > m$

$\Rightarrow h \frac{c}{\lambda} = hcR \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$

$\Rightarrow h\nu = \underbrace{-\frac{hcR}{n^2}}_{E_n \text{ 高能级}} - \underbrace{\left(-\frac{hcR}{m^2} \right)}_{E_m \text{ 低能级}}$

$\therefore h\nu = E_n - E_m$

若能级 E_n 分立, 则频率 ν 只能取一些特定值, 即特征谱线。



(3) 轨道量子化假设

为使跃迁辐射的光子能量与观测的线状谱一致,玻尔假设轨道周长必须是物质波波长的整数倍,如图24-20所示。这里借鉴了机械波中驻波的特征。

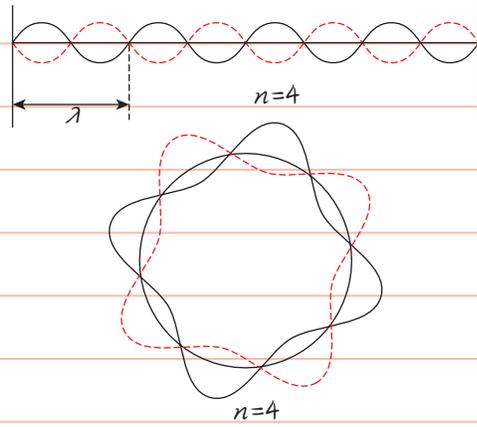


图 24-20

$$2\pi r_n = n \cdot \lambda_n, \text{ 其中 } \lambda_n = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv_n}$$

$$\Rightarrow mv_n \cdot r_n = n \cdot \frac{h}{2\pi}$$

其中 $mv_n \cdot r_n$ 即为电子的角动量,因此也可称为角动量量子化。当然,这个假设还需定量验证。

5 玻尔理论对氢光谱的解释

(1) 定态能量

玻尔在讨论定态能量时,依然使用了经典轨道。

对电子,根据牛顿第二定律有

$$k \frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}$$

$$\Rightarrow \text{电子的动能 } E_k = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{ke^2}{2r}$$

如图24-21所示,设无穷远为零势能点,则研究电子从 R 到 ∞ 的过程,

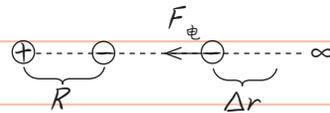


图 24-21

$$W = -\sum_{r=R}^{\infty} F_e \cdot \Delta r \text{ (微元法)}$$

$$= -\sum_{r=R}^{\infty} \frac{ke^2}{r^2} \cdot \Delta r \text{ (} r \text{ 为变量, } R \text{ 为定值)}$$

$$= -\sum_{r=R}^{\infty} \frac{ke^2}{r(r+\Delta r)} \cdot \Delta r (\Delta r \rightarrow 0)$$

$$= -\sum_{r=R}^{\infty} \left(\frac{ke^2}{r} - \frac{ke^2}{r+\Delta r} \right) \text{ (裂项求和)}$$

$$= -k \frac{e^2}{r}$$

$$-W = E_{p\infty} - E_p$$

在 R 处, 电子的电势能 $E_p = -k \frac{e^2}{r}$

综上, $E = E_k + E_p = -\frac{ke^2}{2r} < 0$

$\therefore r$ 越大, E 越大, 基态能量最小。



笔记区

(2) 能量量子化

设 $n=1$ 表示基态, $n=2, 3, \dots$ 表示对应的激发态。

$$\text{已知} \begin{cases} m v_n \cdot r_n = n \cdot \frac{h}{2\pi} \\ k \frac{e^2}{r_n^2} = m \frac{v_n^2}{r_n} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_n = \frac{nh}{2\pi m \cdot r_n} \\ v_n^2 = \frac{ke^2}{m r_n} \end{cases}$$

消去 $v_n \rightarrow r_n = n^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 k e^2 m}$, 即 轨道半径是量子化的。

$$E_n = -\frac{ke^2}{2r_n} = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{2\pi^2 k^2 e^4 m}{h^2}, \text{即 } \underline{\text{定态的能级是量子化的。}}$$

(3) 线状谱

跃迁假设 $h\nu = E_n - E_m$ ($n > m$, n, m 都为正整数)

$$\xrightarrow{\text{将 } E_n, E_m \text{ 代入}} h \cdot \frac{c}{\lambda} = \frac{2\pi^2 \cdot k^2 e^4 \cdot m}{h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$\xrightarrow{\text{整理后}} \frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 \cdot k^2 e^4 m}{h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ 即光谱分立。}$$

又由实验结果 $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ 可知,

$$\text{里德伯常量 } R = \frac{2\pi^2 k^2 e^4 m}{h^3 c}$$

(4) 定量讨论

如图 24-22 所示是氢原子的能级图。

① 基态轨道半径

已知 $k \approx 9.0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2$, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$,

$h = 6.6 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $m = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$,

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 k e^2 \cdot m} \approx 0.53 \times 10^{-10} \text{ m}, \text{ 符合原子尺寸。}$$

② 能级

$$E_n = -\frac{ke^2}{2r_n} = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{2\pi^2 \cdot k^2 e^4 m}{h^2}$$

所以基态能量 ($n=1$)

$$E_1 = -\frac{ke^2}{r_1} \approx -13.6 \text{ eV} \rightarrow \text{单位有 } e, \text{ 相当于公}$$

第一激发态 ($n=2$) 式有一个 e , 不用乘。

$$E_2 = \frac{E_1}{2^2} = -3.4 \text{ eV}$$

$$E_3 = \frac{E_1}{3^2} = -1.51 \text{ eV}$$

⋮

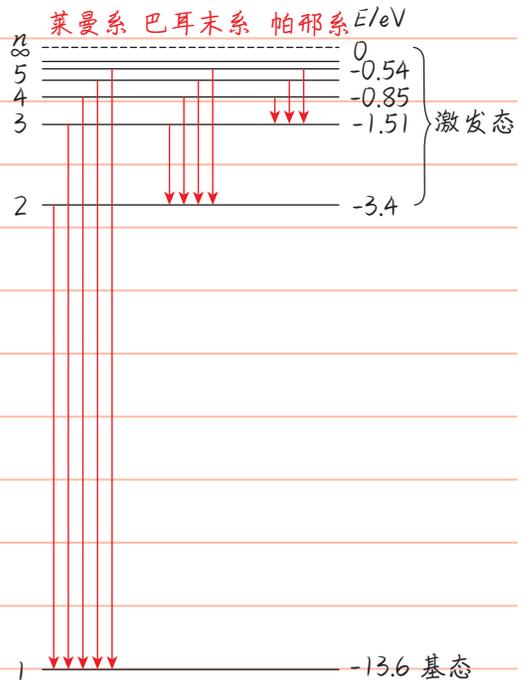


图 24-22

③里德伯常量

$$\text{里德伯常量 } R = \frac{2\pi^2 k^2 e^4 m}{h^3 c} \approx 1.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

也可以利用能级表达式: $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$

同乘以 hc $\rightarrow \frac{hc}{\lambda} = -\frac{hcR}{n^2} - \left(-\frac{hcR}{m^2} \right)$

\downarrow \downarrow \downarrow
 $h\nu$ E_n E_m

$$\therefore E_n = -\frac{hcR}{n^2}$$

由基态能级 $E_1 = -hcR = -13.6\text{eV}$ 得

$$R = -\frac{E_1}{hc} \approx 1.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

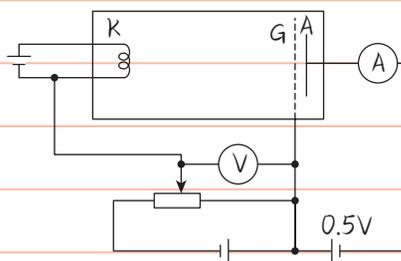
▲ 计算所得 R 结果与实验测量一致, 从而证明了玻尔模型的合理性。

6 玻尔模型讨论

(1) 能级是否真的存在?

弗兰克-赫兹实验

如果原子的能级是分立的, 那么用碰撞的方式使原子吸收的能量, 即其他粒子转移给原子的能量, 也应该是量子化的。如图 24-23 所示, 1914 年弗兰克和赫兹利用电子轰击汞原子, 发现电子损失的能量, 也就是汞原子吸收的能量是分立的, 从而证明汞原子的能量确实是量子化的。



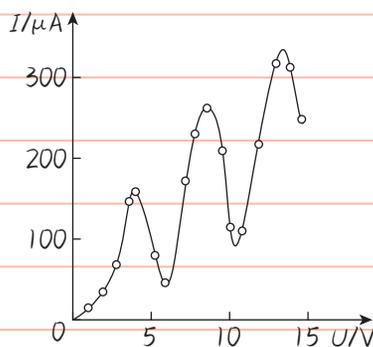
实验原理图

图 24-23

电子通过 $K-G$ 空间加速后进入 $G-A$ 空间, 如果能量较大, 就可以克服 $G-A$ 反向电压到达接收极 A , 形成电流。

电子在 $K-G$ 区域与汞原子碰撞, 把能量转移一部分给汞原子, 若大部分电子都如此, 电流会减小。

实验中 $K-G$ 电压逐渐增大, 可由图 24-24 知, 每当 $K-G$ 间电压增加 4.9eV 时, 电流就大幅下降。



接收极电流随 $K-G$ 电压的变化关系

图 24-24

解释

多次碰撞, 每次损失 4.9eV , 可通过光谱观察验证。

$$h\frac{c}{\lambda} = 4.9\text{eV} \Rightarrow \lambda \approx 250\text{nm}$$

笔记区

(2) 电离和跃迁

① 电离

电子从某一定态能级到自由态($E \geq 0$), 虽然 $n \rightarrow \infty$, 但所需能量是有限的, 这时电子不受原子核束缚, 氢原子的基态电离能为 13.6eV 。

② 跃迁

电子从一个能级到另一个能级, 但仍受原子核束缚。

跃迁的办法

能量足够高的其他微粒碰撞

(如弗兰克-赫兹实验)

吸收或放出特定频率的光子 \Rightarrow 满足特定的能级差

↓ 区别电离

电离只需光子能量超过电离能

(3) 玻尔理论的局限性

定态与跃迁的概念具有重要的意义, 但玻尔的量子化条件依然保留了经典的轨道, 这就是局限性。

实际上不能把电子运动看作一个具有确定坐标的质点的轨道运动, 而应看作以一定概率出现在一定区域的电子云, 如图 24-25 所示。

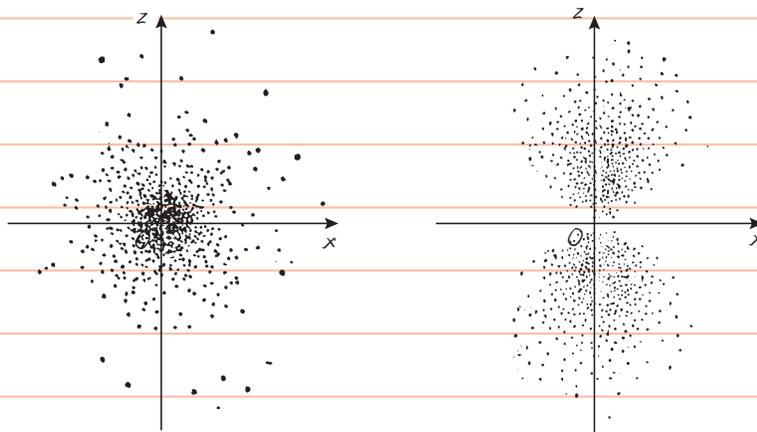


图 24-25

第二十五章 原子核

本章知识脉络

天然放射现象：原子核有复杂结构

α 衰变：放出 ${}^4_2\text{He}$

β 衰变：放出 ${}^0_{-1}\text{e}$

同位素 $\Rightarrow {}^{14}\text{C}$ 测年

半衰期 $m = m_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T_{1/2}}}$

核裂变

核聚变

\Rightarrow 结合能 \Rightarrow 比结合能 \Rightarrow 质量亏损 $E = \Delta mc^2$



25.1 原子核的组成

1 天然放射现象

1896年,贝克勒尔发现,铀和含铀的矿物能发出看不见的射线。居里夫妇深入研究后发现沥青中还存在着两种能发出更强射线的元素:钋(Po)、镭(Ra)。

原子序数大于或等于83的元素都能发出射线;原子序数小于83的元素,有的也能发出射线。

物质发射射线的性质称为放射性,这些元素称为放射性元素。这种自发发出射线的现象称为天然放射现象。

放射性与化学状态、外部环境无关。化学性质取决于核外电子,说明射线来自原子核。天然放射现象说明原子核具有复杂结构。

2 射线的本质

如图25-1所示,三种射线在磁场中的运动轨迹不同。

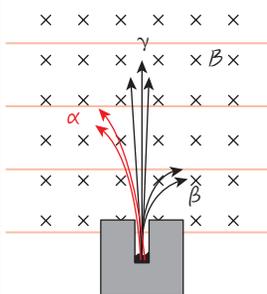


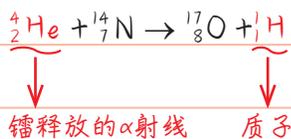
图 25-1

	粒子	带电	速度	电离能力	穿透能力
α射线	氦核	正	0.1c	强	弱(纸能挡住)
β射线	电子	负	0.99c	中	中(几毫米铝板)
γ射线	光子	不带电	c	弱	强 { 几厘米铝板 几十厘米混凝土

拓展:威尔逊云室

3 原子核的组成

(1) 质子p的发现(1919年,卢瑟福)

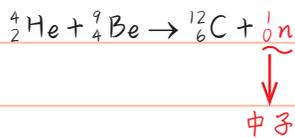


注意区别核反应方程式与化学反应方程式。

核反应方程式中电荷数、质量数守恒,但元素不守恒。

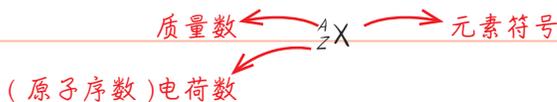
(2) 中子 n 的发现(1932年,查德威克)

在人们发现了质子,并在很多原子核中都打出了质子后,有什么理由可以认定原子核中一定还存在另一种粒子 \Rightarrow 原子核的比荷都小于质子。



质子和中子存在是否带电的差异,质量上差异很小,其余性质也十分相似,二者都是原子核的组成成分,统称为核子。

(3) 原子核的表示

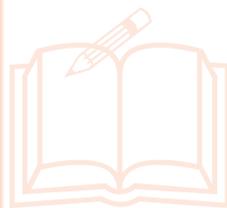


例如, ${}^4_2\text{He}$ 表示氦核包含2个质子和2个中子。

(4) 同位素

同种元素的原子,可能质子数相同,但中子数不同,它们在元素周期表中处于同一位置,互称同位素。如氢的同位素氕 ${}^1_1\text{H}$ 、氘 ${}^2_1\text{H}$ 、氚 ${}^3_1\text{H}$ 。

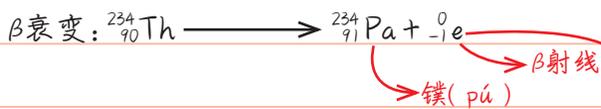
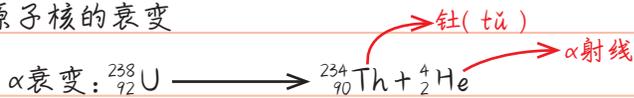
同位素核外电子数相同,它们就会有相同的化学性质,有的同位素有放射性,生物学中常用这种方法示踪。



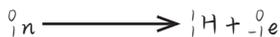
笔记区

25.2 放射性元素的衰变

1 原子核的衰变



原子核里没有电子, β 衰变中的电子从哪里来?



放射性原子核发生 α 衰变、 β 衰变时产生的新核处于高能级, 这时它要向低能级跃迁, 并放出 γ 光子。因此 γ 射线常伴随 α 射线、 β 射线产生。

当放射性物质连续衰变时, 原子核中有的发生 α 衰变, 有的发生 β 衰变, 同时伴随 γ 射线产生。这时放射性物质发出的射线中就会同时有 α 、 β 、 γ 三种射线。

例1 某元素初态静止, 它衰变时在匀强磁场中的轨迹如图25-2所示, 问:

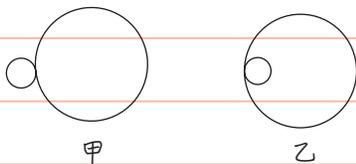


图 25-2

(1) 哪个是 α 衰变? 哪个是 β 衰变?

(2) 哪个是新核? 哪个是射线?

(3) 圆的半径比由什么决定?

解析: (1) 甲为 α 衰变, 乙为 β 衰变。

(2) 由 $r = \frac{mv}{qB}$ 可知, 衰变动量守恒, 通常新核 q 更大, 因此新核是小圆。

(3) $\frac{r_1}{r_2} = \frac{q_1}{q_2}$, 圆的半径比由电荷量之比决定。

2 半衰期

放射性元素的原子核半数发生衰变所用的时间。

半衰期特点 { 大量粒子的统计结果对少量粒子不适用。
 由原子核内部决定,与外部环境、化学状态无关。
 不同元素半衰期差别很大。



氦 222 → 钋 218, 3.8 天, 如图 25-3 所示。
 镭 226 → 氡 222, 1620 年。
 铀 238 → 钍 234, 4.5×10^9 年。

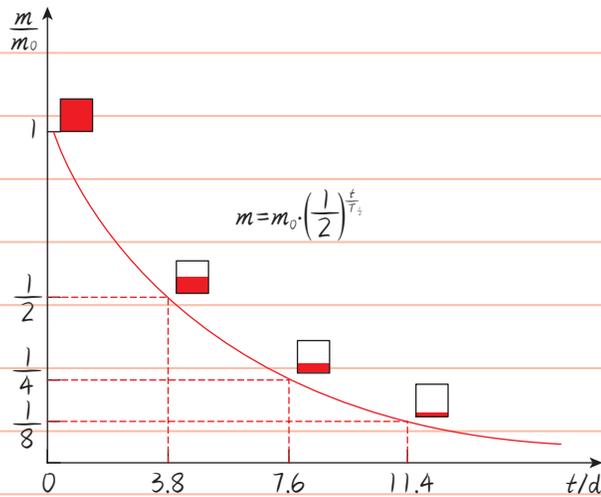


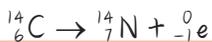
图 25-3



¹⁴C 测年

宇宙线撞击空气, $^{14}_7\text{N} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^{14}_6\text{C} + ^1_1\text{H}$

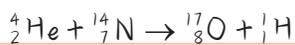
¹⁴C 的 β 衰变, 半衰期约为 5730 年。



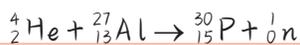
生态系统中的 ¹⁴C 动态平衡, 但植物枯死后 ¹⁴C 无法补充, 可根据 ¹⁴C 的剩余量推算植物死亡时间。

3 人工核转变

第一次原子核的人工转变(发现质子):



人工放射性同位素:



笔记区

25.3 核力与结合能

1 核力与四种基本相互作用

电磁相互作用

引力相互作用

强相互作用 \rightarrow 核子间的作用力, 短程力 10^{-15} m

弱相互作用 \rightarrow β 衰变的原因, 更短程, 10^{-18} m

例1 为什么原子序数越大的原子核中子占比越大?

解析: 随着原子核越来越大, 质子数变多, 电磁斥力越来越大。使核子结合在一起的强相互作用是短程力, 只作用于相邻的核子之间, 所以变化不大。为了克服电磁斥力的影响, 保持原子核的稳定, 更大的原子核需要更多的中子来“冲淡”电磁斥力, 因此大原子序数的原子核往往中子占比更大。

2 结合能

如图25-4所示, 氦原子核是两个质子, 两个中子凭借核力结合在一起, 把它们分开需要吸收能量。反过来, 4个核子结合成氦原子核会释放能量, 这两个能量大小相等, 称为氦原子核的结合能。

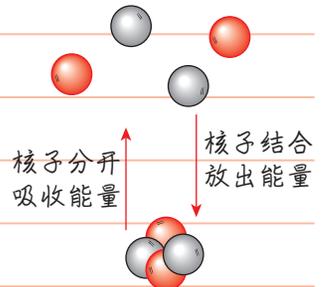


图 25-4

组成原子核的核子越多, 结合能越大, 引入原子核的结合能与核子数之比, 称为比结合能。如图25-5所示为原子核的比结合能与其质量数的关系图像。

比结合能越大, 原子核中核子结合得越牢固, 原子核越稳定。

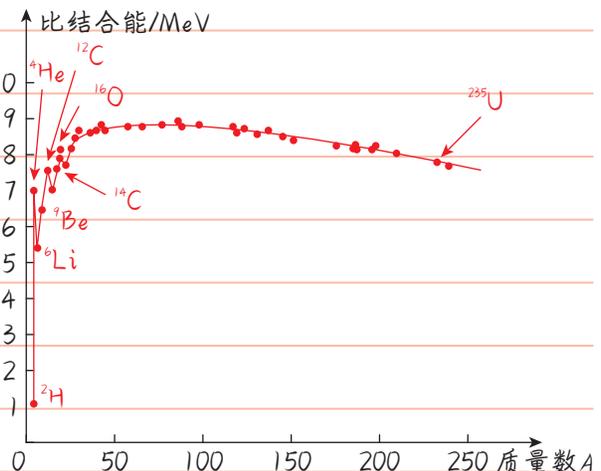


图 25-5

3 质量亏损

爱因斯坦质能方程: $E = \Delta mc^2$

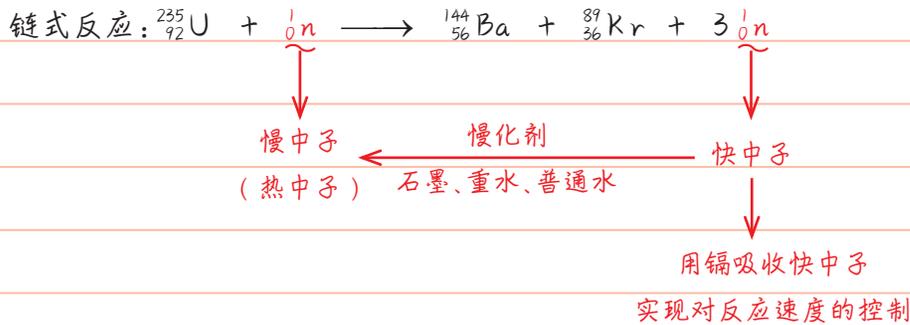
原子核的质量略小于组成它的核子质量之和。

质量亏损表明, 的确存在着原子的结合能。

25.4 核裂变与核聚变

由于比结合能不同,原子核在“分裂”或直接“聚合”的过程中,可能会释放出惊人的能量,即核能。

1 核裂变



如图 25-6 所示是链式反应示意图。

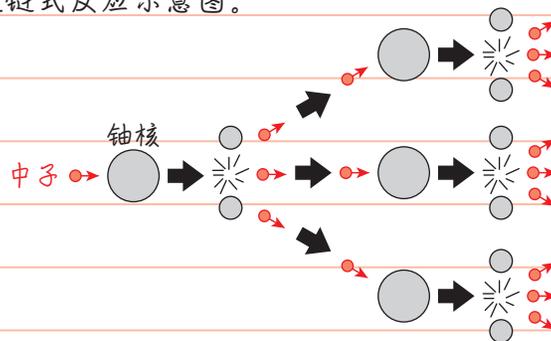


图 25-6

应用:原子弹、核电站。

2 核聚变

由比结合能图可以看出,轻核聚合时,比结合能变化更大,因此聚变可以释放比裂变更多的能量。



核力范围只有原子核尺度(10^{-15}m),要克服很大的库仑斥力才能将其点燃,因此聚变比裂变更难实现,通常是通过高温实现,一旦点燃就可以一直反应下去,核聚变也称热核反应。

但由于点燃后释放的能量太大,所以很难控制,多用环流器产生的磁场进行约束。

应用:氢弹、太阳、环流器(托卡马克)。



笔记区

③ 核反应方程总结

反应类型	可控性	方程式
α 衰变	自发	${}_{92}^{238}\text{U} \longrightarrow {}_{90}^{234}\text{Th} + {}_2^4\text{He}$
β 衰变	自发	${}_{90}^{234}\text{Th} \longrightarrow {}_{91}^{234}\text{Pa} + {}_{-1}^0\text{e}$ ${}_{6}^{14}\text{C} \longrightarrow {}_{7}^{14}\text{N} + {}_{-1}^0\text{e}$
宇宙线撞击	自发	${}_{7}^{14}\text{N} + {}_0^1\text{n} \longrightarrow {}_{6}^{14}\text{C} + {}_1^1\text{H}$
人工转变	人工控制	${}_{2}^4\text{He} + {}_{7}^{14}\text{N} \longrightarrow {}_{8}^{17}\text{O} + {}_1^1\text{H}$ ${}_{2}^4\text{He} + {}_{4}^9\text{Be} \longrightarrow {}_{6}^{12}\text{C} + {}_0^1\text{n}$ ${}_{2}^4\text{He} + {}_{13}^{27}\text{Al} \longrightarrow {}_{15}^{30}\text{P} + {}_0^1\text{n}$
核裂变	人工控制	${}_{92}^{235}\text{U} + {}_0^1\text{n} \longrightarrow {}_{56}^{144}\text{Ba} + {}_{36}^{89}\text{Kr} + 3{}_0^1\text{n}$
核聚变	很难控制	${}_{1}^2\text{H} + {}_{1}^3\text{H} \longrightarrow {}_{2}^4\text{He} + {}_0^1\text{n}$

讨论:

(1) 核反应通常不可逆, 所以用单向箭头, 不用等号。

(2) 核反应遵循电荷数守恒、质量数守恒(非质量守恒)。

(3) 核反应的生成物要符合实际, 不是守恒即可。

(4) 核反应前后总质量会有一定变化(质量亏损), 并释放核能。

