

真空中某些非晶体材料出气的扩散理论*

高本辉 薛大同
(中国科学院兰州物理研究所)

提 要

真空中材料出气过程曾有 Dayton^[1,2], Schram^[3], Jacckel^[4] 分别给出过理论假设和模型, 这些理论仍为当前研究出气过程的基本依据^[5].

但是人们早已发现, 当测量非晶体材料, 例如: 塑料、橡胶等的出气过程时, 实验与理论之间仍然有矛盾. 1964年我们曾提出了“双重叠加扩散”和“非均匀浓度扩散”两个理论模型^[6], 能够解释实验结果中的各种现象.

在测量出气速率的工作中, 我们还对实验方法做了改进.

一、实验方法的改进

测量材料出气速率一般采用气流通过已知流导的压强差的方法. 设备原理如图1(上)所示, 然后用下述公式进行计算:

$$QA + Q_0 = u(P_2 - P_1), \quad (1)$$

式中 Q 为材料出气速率 (托·升/秒·厘米²), A 为试样表面积 (厘米²), Q_0 为试样室和电离规的本底出气或抽气 (托·升/秒), u 为标准管道或孔的流导 (升/秒), P_2, P_1 为压强 (托).

此方法的测量误差有三:

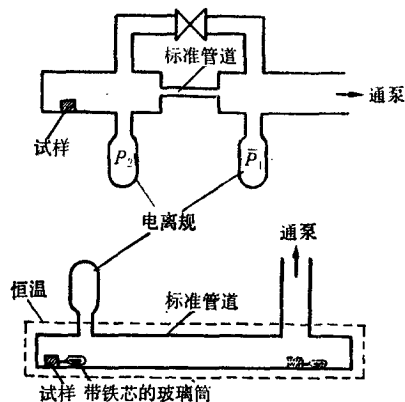
(1) 两只电离规的灵敏度和工作状态的不同造成的读数误差;

(2) 试样室和电离规的本底(抽气或出气)难以确切地知道;

(3) 出气分子与室壁碰撞折回再吸收于材料上的效应.

Oatley 等人用可变流导法较好地解决了(1)的误差^[7]. Santeler 的真空过程估算^[8]; Geller 把待测材料做成试样室^[9]; Schram 用和试样室同尺寸的比较容器来消除本底^[3], 这些都是针对上述

(2)的改进. Dayton 则论述了(3)的效应, 并以能够改变试样面积与抽速比的设备减少



(上) 一般的设备 (下) 我们的设备
图1 测量设备示意图

* 1977年9月28日收到; 1979年7月2日收到修改稿.

其影响^[1].

1963 年我们曾采用过另一种改进型的设备[见图 1(b)]^[10]. 所用为玻璃真空系统, 全部测量管道浸没在温度稳定性和均匀度为 $\pm 0.5^\circ\text{C}/\text{小时}$ 的恒温水浴中. 样品系于内封铁芯的玻璃圆筒上, 可用磁力在管道外左右驱动; 当样品置于图 1(下) 左方时, 电离规指示值相当于图 1(上) 的 P_2 , 在右方时为 P_1 .

因为试样左右移动, 测量管道的压强反复上升或下降以及玻璃容器壁吸附-脱附平衡过程造成了压强反应的滞后现象. 此外, P_2, P_1 不是同时测量, 所以实验过程中必须首先绘制压强变化曲线, 并给出平衡以后的压强包络线(见图 2).

这个设备只用一只电离规就能测出 P_2, P_1 值, 所以误差(1)可以消除. 此外, P_2, P_1

又是通过改变试样位置读取的, 因此压强的变化仅仅是由于试样所造成, 而和系统的本底基本无关, 所以 $(P_2 - P_1)$ 不包括本底出气, 误差(2)也可以减小.

关于(3)再吸收的影响, 可以近似地用如下方法估测, 令

$$\delta = s/f\sigma, \quad (2)$$

式中 δ 为出气分子离开试样被抽走的几率, s 为试样所在位置的有效抽速, σ 为试样室表面积, f 为泻流系数.

再令 r 为分子离开室壁再打到试样上

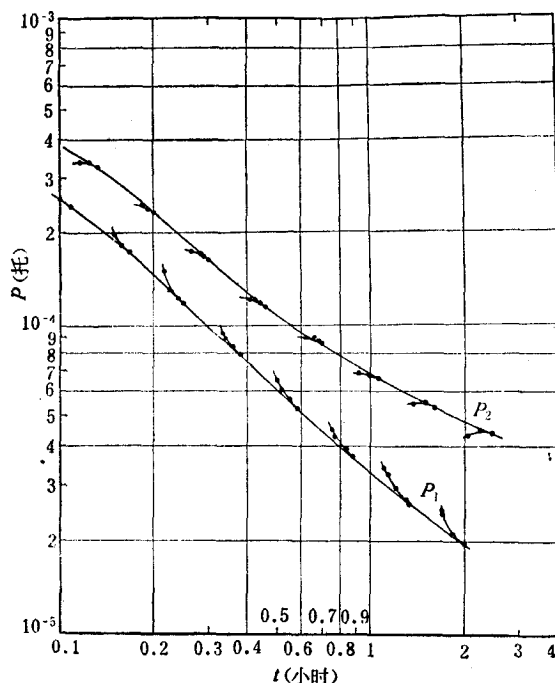


图 2 压强变化曲线(有机玻璃)

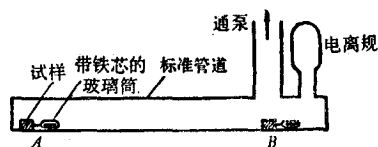


图 3 再吸收的测量

的几率, n 为由试样逸出的分子数, α 为试样对气体分子的吸收几率.

可以推得

$$n_{\text{测值}} = \frac{n\delta}{\delta + \alpha r(1 - \delta)}. \quad (3)$$

选择 $\delta \ll 1$, 则有

$$n_{\text{测值}} \approx n \left(1 - \frac{\alpha r}{\delta}\right), \quad \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{n - n_{\text{测值}}}{n} = \frac{\alpha r}{\delta}. \quad (4)$$

为了求出再吸收造成测量的偏低值, 设计了这样的实验^[10]: 在图 3 管道右方 B 处再接一个电离规, 当试样分别置于 A 和 B 位置时, 由于 δ 值不同, 这个电离规的指示不同.

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\alpha r}{\delta_A} - \frac{\alpha r}{\delta_B} = \frac{\alpha r}{\delta_A} \left(1 - \frac{\delta_A}{\delta_B}\right).$$

因为 $1/S_A = (1/S_B) + (1/u)$, 所以

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_A = \frac{\alpha r}{\delta_A} = \frac{\Delta P}{P} \left/ \left(1 - \frac{S_A}{S_B}\right) \right. = \frac{\Delta P}{P} \left(1 + \frac{u}{S_B}\right),$$

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_B = \frac{\alpha r}{\delta_B} = \frac{\Delta P}{P} \frac{u}{S_B}.$$

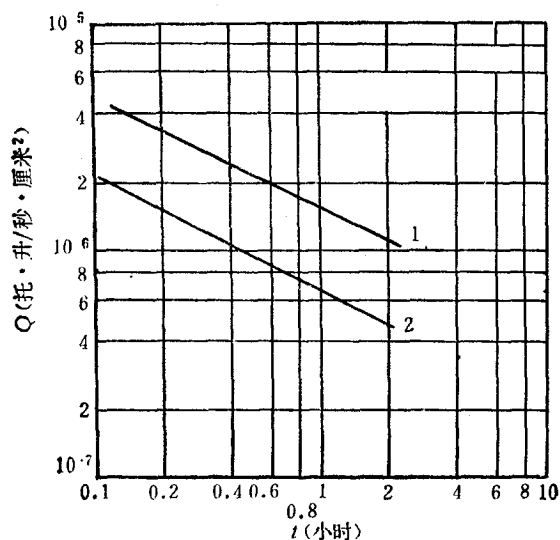
考虑到试样左右移动反映了再吸收程度不同的 P_2 和 P_1 , 所以再吸收偏低值应该为

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right) = \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_A + \left[\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_A - \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)_B\right] = \frac{\Delta P}{P} \left(2 + \frac{u}{S_B}\right). \quad (5)$$

我们的实验设备 $S_B = 2.6$ 升/秒, $u = 0.53$ 升/秒, 因此, 按 (5) 式就可以随时估测再吸收的影响。

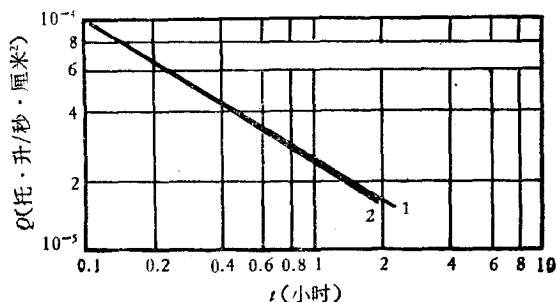
二、实验结果

考虑到大多数有机材料(其中没有大量小分子添加剂)出气成份主要是 $H_2O^{[1]}$, 试样



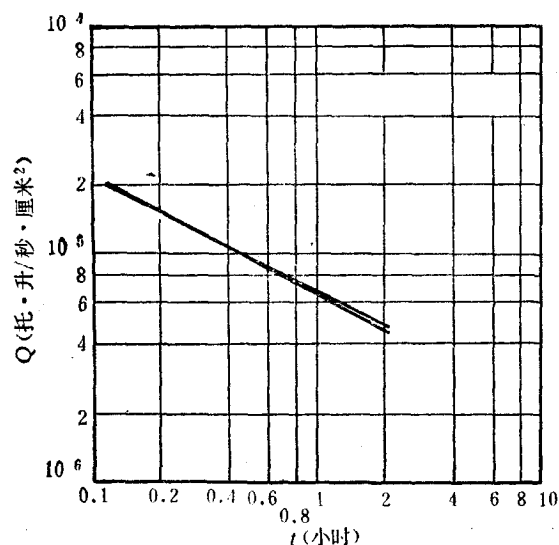
(a) 预处理环境湿度的影响(有机玻璃 24°C)

1 为预处理湿度 100% h, 温度 25°C; 2 为预处理湿度 45% h, 温度 25°C



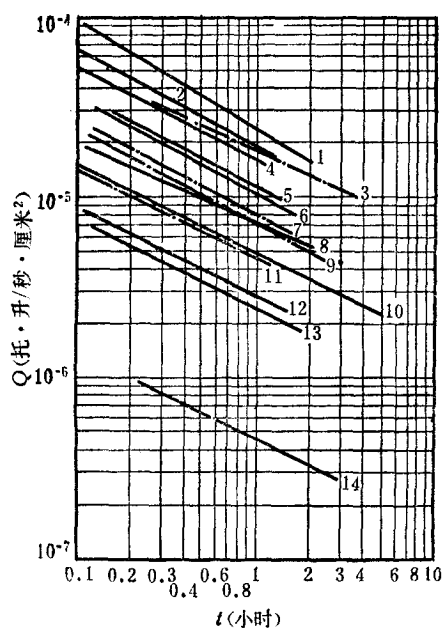
(b) 预处理环境湿度的影响(二甲基硅橡胶 25°C)

1 为预处理温度 26°C, 湿度 45% h; 2 为预处理温度 40°C, 湿度 45% h



(c) 25°C, 45% h 恒温、恒湿处理后两次差别最大的实验结果(有机玻璃 24°C)

图 4 预处理环境对出气速率的影响



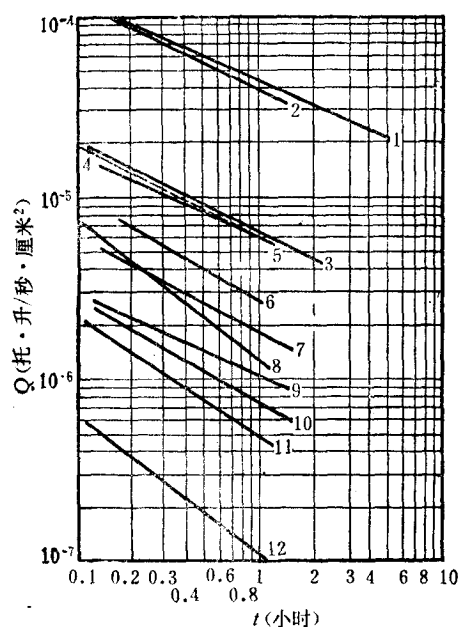
编号	材料名称	图线斜率
1	二甲基硅	-0.60
2	乙烯基硅 (SiO ₂ , TiO ₂)	-0.55
3	聚氨酯	-0.47
4	乙烯基硅 (SiO ₂ , 过氧化苯甲酰)	-0.52
5	丁腈 40	-0.53
6	丁腈	-0.53
7	天然橡胶	-0.53
8	开尔-氟 (Kel-F)	-0.47
9	天然橡胶+海布隆	-0.53
10	真空橡皮管	-0.50
11	丁钠	-0.50
12	维通 (Viton)	-0.50
13	氯丁	-0.50
14	丁基	-0.51

图 5 25°C 时, 橡胶的出气速率 (45% h 恒湿预处理)

测试前预先在恒湿 (45% h) 环境下预处理至少三天以上^[6]。

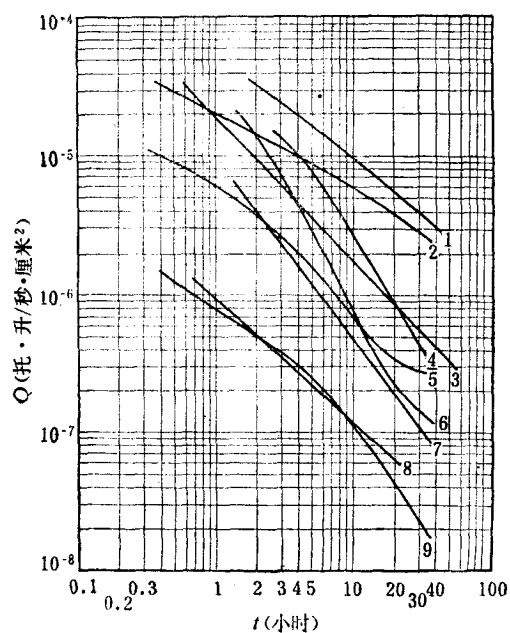
我们曾假定非晶体材料溶解水蒸汽的过程是先物理吸附于材料表面, 建立起稳定的边界浓度之后, 扩散进入材料内部。那么根据物理吸附公式可以推得^[6]

$$c_0 = \lambda \frac{h}{\sqrt{T}} \exp\left(\frac{q - Q}{RT}\right), \quad (6)$$



编号	材料名称	图线斜率
1	赛璐珞	-0.47
2	酚醛胶布板	-0.50
3	有机玻璃	-0.50
4	聚酰亚胺	-0.50
5	软聚四氟乙烯	-0.47
6	聚碳酸酯	-0.59
7	聚苯乙烯	-0.54
8	FS-46 氟塑料	-0.78
9	硬聚氯乙烯	-0.47
10	聚乙烯	-0.57
11	聚四氟乙烯	-0.65
12	硬聚四氟乙烯、硬聚乙烯	-0.75

图6 25°C, 塑料的出气速率 (45% h 恒湿预处理)



编号	材料名称	图线斜率
1	酚醛	-0.78 → -1.1
2	聚酰亚胺	-0.53 → -1
3	环氧树脂-650 聚酰胺	-1.1
4	邻苯二甲酸二丙烯酯	-0.84 → -1.7
5	硬聚氯乙烯	-0.5 → -1 → -0.5
6	苯基硅橡胶	-1.1 → -1.8 → -0.54
7	聚苯撑氧	-1.3
8	聚乙烯	-0.9
9	FS-40 氟塑料	-0.71 → -1.5

图7 55°C, 有机材料的出气速率 (45% h 恒湿预处理)

式中 C_0 为材料内溶解水蒸汽的浓度; λ 为系数; h 为环境相对湿度; R 为气体普适常数, T 为绝对温度; q 为吸附热; Q 为蒸发热。考虑到 $q \approx Q$, 则 c_0 与 $h/\sqrt{T}$ 成正比。图4 分别给出试样预置在不同的温度或湿度条件下出气速率的情况。证实湿度的影响较大,

温度的影响较小。经过恒湿处理后,重复性十分好。因为实验点的零散预先在图2上处理过,无法在出气速率图纸上绘出。所以选择对有机玻璃多次实验后重复性最差的二次极端情况示于图4(c)。

图5, 6, 7给出25℃和55℃各种橡胶和塑料的测试结果。

三、“双重叠加扩散”理论

按照 Fick 定律,对于片状材料,如果其中溶解气体的初始浓度均匀分布,

$$c(x, 0) = c_0,$$

则

$$Q = \frac{2c_0D}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{D(2n+1)^2\pi^2 t}{4l^2}\right), \quad (7)$$

式中 D 为扩散系数, l 为材料的半厚度, t 为出气时间。

对于半无穷厚和非常薄两种极端情况, (7) 式分别简化为

$$Q = c_0 \left(\frac{D}{\pi t}\right)^{1/2}; \quad (8)$$

$$Q = \frac{2c_0D}{l} \exp\left(-\frac{D\pi^2 t}{4l^2}\right). \quad (9)$$

令 $x = \frac{D\pi^2 t}{4l^2}$, 在不同的 x 值时, (8), (9) 两式的近似解偏离 (7) 式的情况, 经数值计

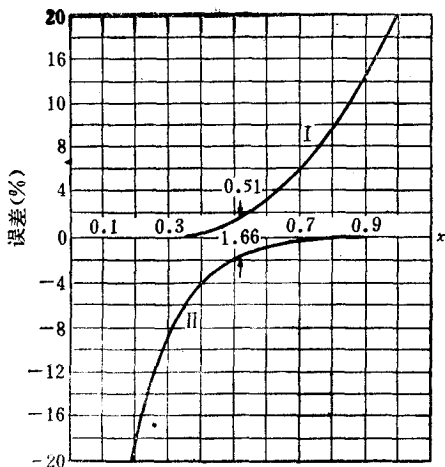


图8 近似公式(8), (9)的适用范围

I 为(8)式解的偏差;

II 为(9)式解的偏差

算示于图8。从图8中可以看出, 当 $x = 0.51$ 时, (8), (9) 两式的偏差仅为 1.66%, 把该点称为“转折时间” τ ,

$$\tau = \frac{2}{\pi^2} \frac{l^2}{D}. \quad (10)$$

这和 Dayton 导出的解吸时间参数 $t_{nm} = (\pi l^2 / 16D)^{[1]}$ 基本相同。因此按照简单的扩散规律, 材料扩散作用的出气速率在双对数坐标上最初呈 (-0.5) 斜率的直线, 时间 τ 发生转折, 然后急剧衰减。

Dayton 正确地指出, 由于金属氧化膜的不均匀性造成了在其中的气体扩散系数不是常数, 因而 t_{nm} 不是单一值^[2]。我们认为一些非晶体材料也应存在类似的情况: 由于微观结构的不均匀, 而有一系列的 τ 值, 出气速率应该是各

种 τ 值简单扩散的叠加(图9)^[6], 即

$$Q = \int_{\tau_0}^{\tau_m} Q(\tau) F(\tau) d\tau, \quad (11)$$

式中 τ_0 , τ_m 为 τ 的最小和最大值, $F(\tau)$ 为出气速率对 τ 的分布函数. 引用 Dayton 关于金属氧化膜的假定, $F(\tau)$ 有如下形式^[2]:

$$F(\tau) = \frac{K_1}{\tau}, \quad (12)$$

且因

$$\int_{\tau_0}^{\tau_m} F(\tau) d\tau = 1,$$

所以

$$K_1 = \frac{1}{\ln(\tau_m/\tau_0)}. \quad (13)$$

$Q(\tau)$ 按 (7), (8), (9) 式可改写如下:

$$Q(\tau) = \frac{4c_0l}{\pi^2\tau} \sum_{n=0}^{\infty} \exp[-(2n+1)^2t/2\tau]. \quad (7a)$$

当 $t < \tau$ 时,

$$Q(\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi^3}} \frac{c_0l}{\tau^{1/2}t^{1/2}}; \quad (8a)$$

当 $t > \tau$ 时,

$$Q(\tau) = \frac{4c_0l}{\pi^2\tau} \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right). \quad (9a)$$

将 (12) 式代入 (11) 式, 并分别对 (7a), (8a), (9a) 式三种情况求积分. 当 $t < \tau_0$ 时,

$$Q_I = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{K_1l}{t^{1/2}} \left(\frac{1}{\sqrt{\tau_0}} - \frac{1}{\sqrt{\tau_m}}\right). \quad (14)$$

在 $\lg Q - \lg t$ 坐标上呈 (-0.5) 斜率的直线, 如图 9 I 区所示.

当 $t > \tau_m$ 时,

$$Q_{III} = \frac{8}{\pi^2} \frac{K_1l}{t} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_m}\right). \quad (15)$$

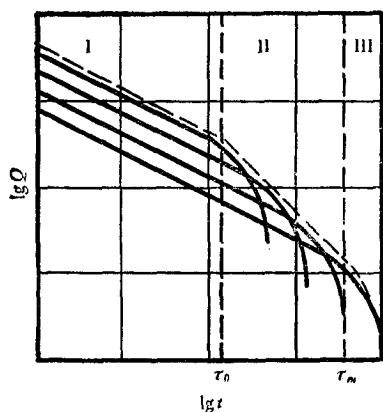


图 9 “叠加扩散”图示

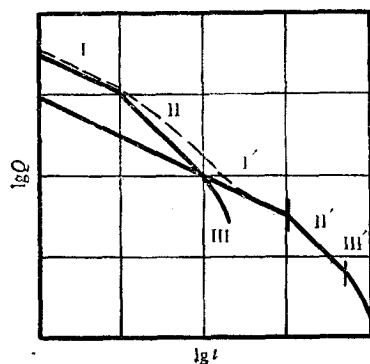


图 10 两种出气成份的“双重叠加扩散”

表 1 β 值

τ_m/τ_0	β		
	$t = \tau_0$ 时	β 最大值	$t = \tau_m$ 时
10	0.43	0.71 ($t = 4.8\tau_0$)	0.60
10^2	0.56	1.0 ($t = 7.6\tau_0$)	0.61
10^3	0.60	1.2 ($t = 10\tau_0$)	0.61
10^4	0.61	1.2 ($t = 13\tau_0$)	0.61

在 $\lg Q - \lg t$ 坐标上急剧衰减,如图 9-III 区所示。当 $\tau_m > t > \tau_0$ 时,

$$Q_{II} = \frac{8 K_1 l}{\pi^2 t} \beta, \quad (16)$$

式中

$$\beta = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp[-(2n+1)^2 t / 2\tau_m] - \exp[-(2n+1)^2 t / 2\tau_0]}{(2n+1)^2},$$

β 为 t 的慢变函数,数值计算的结果列于表 1 中。因此 Q_{II} 在 $\lg Q - \lg t$ 坐标上平均有 -1 左右的斜率。此区的开始部分斜率的绝对值小于 1,最后斜率的绝对值大于 1。

此外,还考虑非晶体材料与金属氧化膜差异:氧化膜层很薄,即便有两种以上气体成分扩散时,它们的叠加仍然是连续的;而大多数非晶体材料出气成分占优势者为 H_2O ,其它永久性气体的扩散释出被掩盖,但是如果有另一种慢扩散成分释

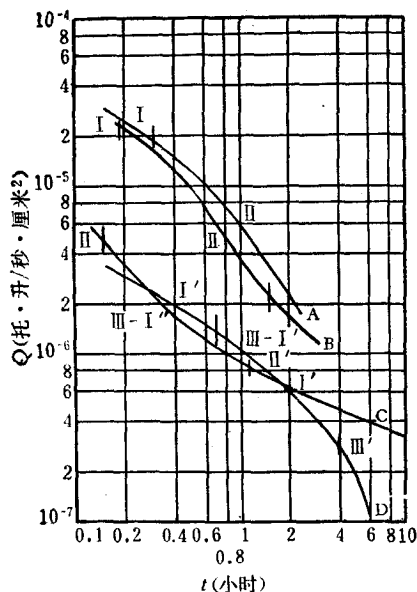


图 11 薄橡胶的出气速率

图中 A 为厚 $270\mu m$, 出气温度 $25^\circ C$;
B 为厚 $250\mu m$, 出气温度 $25^\circ C$;
C 为厚 $69\mu m$, 出气温度 $25^\circ C$;
D 为厚 $69\mu m$, 出气温度 $50^\circ C$

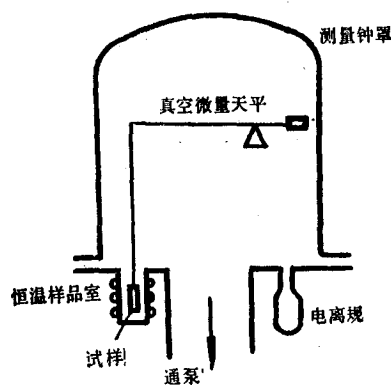


图 12 真空微量天平测量材料出气的设备

出时,将形成图 10 两组出气叠加线的双重叠加。

上述理论有如下实验证据: (1) 大多数材料常温出气速率图线有 (-0.5) 的斜率(图5, 6). 由于常温下 τ_0 较长, 在有限的实验时间内只表现了 I 区. (2) 55°C 时 τ_0 较短些, I, II 区均出现(图7 聚酰亚胺、聚氯乙烯), I' 区也有出现的(图7 聚氯乙烯、苯基硅橡胶). (3) 多数材料的高温出气由于高温下 τ_0 短, 在来得及记录实验数据时 I 区已经渡过, 如图7 大部分材料初始斜率在一 0.7 — 1 之间. 另一些材料即使在常温下 τ_0 也短, 如图5, 6 中的二甲基硅橡胶、氟塑料、硬质聚乙烯有大于 0.6 的斜率. 这可能是: 硅橡胶结构质地疏松, 毛细孔径较大, 所以扩散系数大; 氟塑料和硬聚乙烯质地过于致密, 出气主导成分为直径较小的气体成分 $\text{N}_2^{[11,12]}$, 其扩散活化能较小, 因而扩散系数也大.

(4) 我们对薄橡胶所作的实验进一步证明 I', II', III' 区确实存在(图11). (5) 考虑到电离规对有机材料释出的慢扩散成分(添加剂或裂解碎片)灵敏度较低, 我们曾以图12的装置用真空微量天平测试. 结果更确切地证实 I' 区的存在(图13)^[13].

还应指出, 上述(12)式 Dayton 提出的分布函数 $F(\tau)$ 带有假设的性质, 它与实验结果基本一致, 但仍有一些差别, 有待进一步的理论工作.

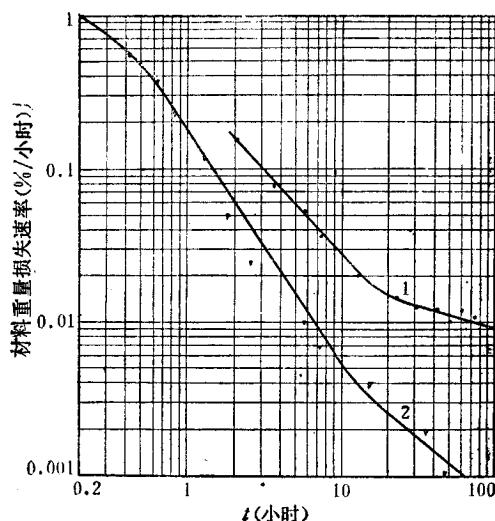


图13 真空天平测量两种硅橡胶出气的结果

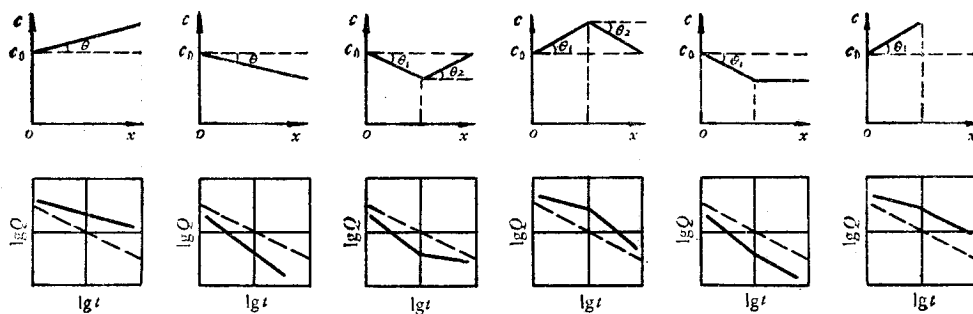
图中1为硅橡胶(出气温度 50°C); 2为苯基硅橡胶(出气温度 55°C)

四、“非均匀浓度扩散”理论^[6]

1) 浓度线性分布的半无穷厚扩散

初始条件

$$c(x, 0) = c_0 + x \tan \theta \quad (x > 0),$$



(a) 浓度外低内高 (b) 浓度外高内低 (c) 表层浓度外高内低, 深层浓度外低内高
(d) 表层浓度外低内高, 深层浓度外高内低 (e) 表层浓度外高内低 (f) 表层浓度外低内高

图14 各种初始浓度分布的理论情况

可以解出

$$Q = c_0 \sqrt{\frac{D}{\pi t}} + D \operatorname{tg} \theta. \quad (17)$$

当 $\theta > 0$ 时, $\lg \theta - \lg t$ 图线斜率绝对值小于 0.5 [如图 14 (a) 所示]; 当 $\theta < 0$ 时, $\lg \theta - \lg t$ 图线斜率绝对值大于 0.5 [如图 14 (b) 所示].

2) 浓度梯度有两段线性分布的半无穷厚扩散

初始条件

$$c(x, 0) = \begin{cases} c_0 + x \operatorname{tg} \theta_1 & (x_1 > x > 0); \\ c_0 + x \operatorname{tg} \theta_1 + (x - x_1) \operatorname{tg} \theta_2 & (x > x_1). \end{cases}$$

可以解出

$$Q = c_0 \sqrt{\frac{D}{\pi t}} + D \left[\operatorname{tg} \theta_2 - (\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1) \operatorname{erf} \left(\frac{x_1}{2\sqrt{Dt}} \right) \right]. \quad (18)$$

当 $t \rightarrow 0$ 时,

$$Q = c_0 \sqrt{\frac{D}{\pi t}} + D \operatorname{tg} \theta_1; \quad (18a)$$

当 $t \rightarrow \infty$ 时,

$$Q = c_0 \sqrt{\frac{D}{\pi t}} + D \operatorname{tg} \theta_2; \quad (18b)$$

当 $\theta_1 < 0, \theta_2 > 0$ 时, $\lg \theta - \lg t$ 曲线如图 14 (c) 所示, $\theta_2 = 0$ 则为图 14 (e); 当 $\theta_1 > 0, \theta_2 < 0$ 时, $\lg \theta - \lg t$ 图线如图 14 (d) 所示, $\theta_2 = 0$ 则为图 14 (f).

上述理论符合如下实验现象: (1) 许多研究者实验得到的出气速率图线斜率绝对值不是 0.5 的理论值. 我们对不进行恒湿环境预处理的情况下作的一组出气实验示于图 15. 如果考虑到自然环境湿度时刻变化, 非晶体材料内部溶解 H_2O 汽的浓度, 特别是表层浓度

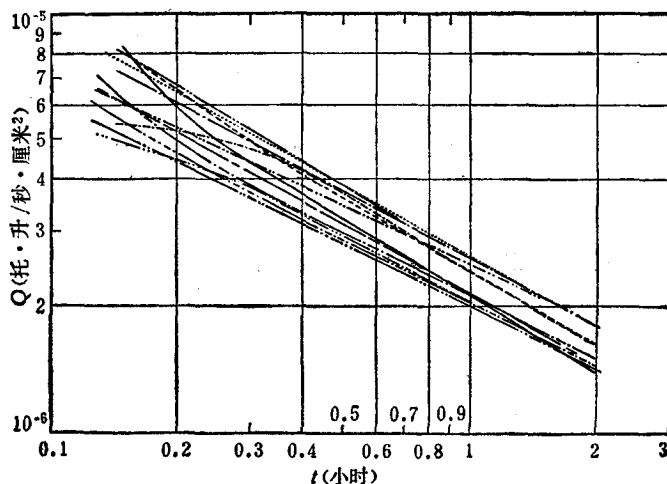


图 15 没有恒湿预处理时出气的重复 (历史环境湿度 39—53% h) (有机玻璃 10°C)

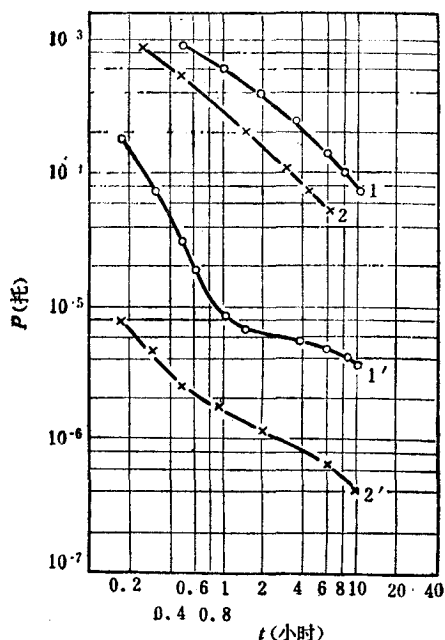


图 16 Jackel 的实验结果

1 为硅橡胶 R30d; 2 为硅橡胶 R30a;
 3 为硅橡胶 R30d } 200°C 预热 1 小时
 4 为硅橡胶 R30a }

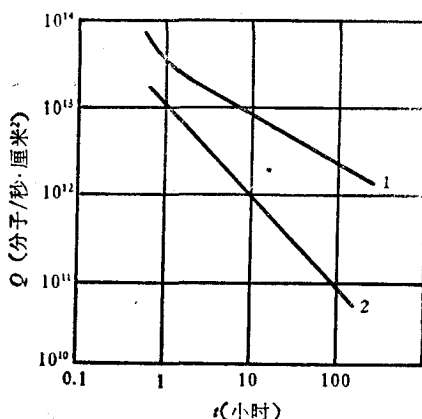


图 17 Schram 的实验结果 (Viton A)

1 为未预热; 2 为在真空中 170°C 预热 3 小时

不可能均匀分布, 就不难理解未经恒湿预处理的出气速率必然会偏离简单扩散的理论结果。

(2) Santeler 曾把许多有机材料预先经过彻底出气, 然后再暴露到 95% 相对湿度中 24 小时, 所测出气速率图线斜率绝对值大于 0.5^[8]。我们考虑这是暴露时间不够长造成图 14(b) 浓度外高内低的情形。

(3) Jackel 及其同事对于硅橡胶^[4,14], Schram 对 Viton A^[3] 经过预热处理后分别出现了出气数值下降, 并且斜率变大

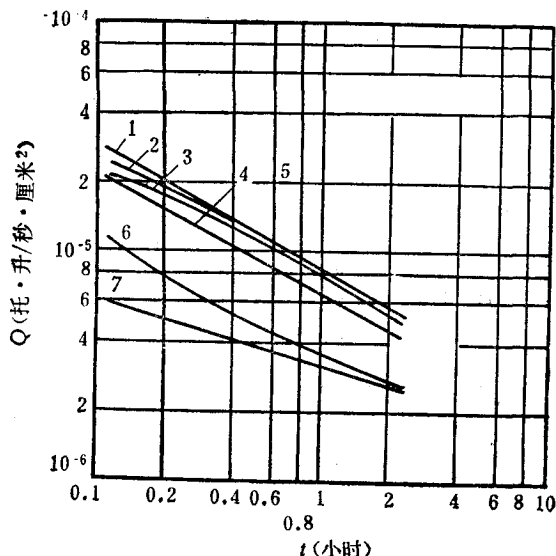


图 18 不同预历史环境对出气的影响 (有机玻璃 24°C)

1 为~60% 湿度预处理, 实验前在自然环境下过渡 3 分钟; 2 为~60% 湿度预处理, 在自然环境下过渡 10 分钟; 3 为~60% 湿度预处理, 在自然环境下过渡 14 分钟; 4 为~45% 湿度预处理, 在自然环境下过渡 2.5 分钟; 5 为~45% 湿度预处理, 在自然环境下过渡 10 分钟; 6 为 50°C 烘烤 1 小时, 在自然环境下过渡 15 分钟; 7 为 50°C 烘烤 1 小时, 在自然环境下过渡 2 分钟

的现象(图 16, 图 17)。

我们对有机玻璃作了图 18 的实验, 该实验分三组:

第一组(图线 1, 2, 3)是在 60% h 的较高湿度下预处理的, 取出进行实验前不可避免地要在湿度较低的自然环境下($\sim 45\%h$) 过渡。于是表层浓度下降, 造成图 14(f) 的分布, 实验表明过渡时间很短时(图线 1)影响不明显。随着过渡时间的延长, 表层浓度非均匀分布的影响越来越显著(图线 2, 3)。

第二组(图线 4, 5)是在 45% h 下预处理的(与室内自然环境的湿度相近), 因而过渡到自然环境中即使时间较长, 也无可察觉的影响。

第三组(图线 6, 7)经过相当于去气过程的预热处理, 进行实验前冷却重新吸气。当冷却时间很短时(图线 7), 冷却的影响可以忽略, 这就是图 14(a) 的情况。随着冷却时间的延长(图线 6), 表层重新吸收气体, 造成图 14(c) 的理论结果。我们考虑图 16 Jaekel 的实验就属于这种情况。

另外, 我们对真空橡胶更详细地进行了预热去气随后更冷却的实验(图 19), 结果与图 18 第三组一致。当预热去气比较彻底时(图 19 图线 5)再冷却的吸气作用占优势, 这就相当图 14(b) 的理论解, 所以实验不再出现斜率绝对值重新变小的尾部。我们考虑图 17 Schram 的实验结果属于这种情况。

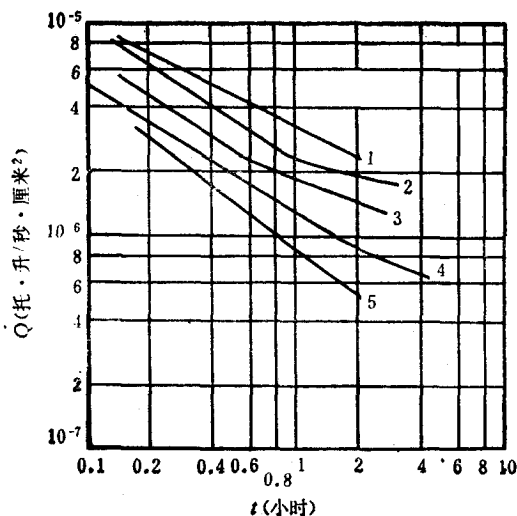


图 19 不同预热处理后的出气(真空橡胶 13°C)

1 为未预热; 2 为 50°C 预热 15 分钟, 冷却 15 分钟; 3 为 50°C 预热 30 分钟, 冷却 12 分钟;
4 为 100°C 预热 30 分钟, 冷却 18 分钟; 5 为 100°C 预热 2 小时, 冷却 18 分钟

参 考 文 献

- [1] B. B. Dayton, *Vac. Symp. Trans.*, (1959), 101.
- [2] B. B. Dayton, *Vac. Symp. Trans.* (1961), 42.
- [3] A. Schram, *Le Vide*, 103(1963), 55.
- [4] R. Jaekel, *Vac. Symp. Trans.* (1961), 17.
- [5] R. J. Elsey, *Vacuum*, 25(7) (1975), 299.

- [6] 高本辉、薛大同、张景钦、辛全英, «有机材料常温出气研究», 1964 年全国真空会议报告.
- [7] C. W. Oatley, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5**(1954), 358; J. J. Thibault, J. Roussel, M. Jourdan, *Le Vide*, **132**(1967), 309.
- [8] D. J. Santeler, *Vac. Symp. Trans.* (1958), 1; *Trans. 1-st Int. Vac. Conger.* (1960), 98; *Vacuum*, **11**(1) (1961), 1.
- [9] R. Geller, *Le Vide*, **74** (1958), 71.
- [10] 高本辉、戴善述, *科学仪器*, **2**(2) (1964), 93.
- [11] G. Thieme, *Vacuum*, **3**(4) (1963), 137; R. S. Barton, R. P. Govier, *J. Vac. Sci. Tech.*, **2**(3) (1965), 113.
- [12] 孟宪君、陶业坚、兰增瑞、高本辉、魏向荣, «材料出气的超高真空质谱分析», 1974 年全国真空会议报告.
- [13] 高本辉、张景钦、刘命辉、胡流恩, «真空中材料重量损失的研究», 1967 年.
- [14] H. Von Münchhausen, E. J. Schittko, *Vacuum*, **13**(12) (1963), 549; *Vakuum-Technik*, **2**(8) (1963), 287.

THE DIFFUSION THEORY OF OUTGASSING OF SOME NON-CRYSTAL MATERIALS IN VACUUM

GAO BEN-HUI, XUE DA-TONG

(Lanzhou Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In the early works of Dayton^[1,2], Schram^[3] and Jaeckel^[4], the hypothesis or the model of theory on the outgassing process of material in the Vacuum was given. So far, these conclusions have been accepted as the base for research on outgassing process^[5].

But it has already been found that the experimental results of outgassing rates of some non-crystal-line materials (for example, rubber, plastics etc.) are not in agreement with the above mentioned theories. In 1964, we suggested two theoretical models, i.e., "twofold over lapping diffusion" and "non-uniform concentration diffusion"^[6]. We found that all the abnormal phenomena observed in the experiments can be thoroughly explained by these diffusion mechanisms.

We have improved the method of experiment in outgassing rate measurement.