

关于一维波向有机玻璃透射声抗偶合的粘弹效应*

吕锡慈 杨竹亭

(中国科学技术大学应用化学系, 合肥)

摘 要

用 SHPB 技术测定了 20—60℃ 范围内, 有机玻璃的应力-应变曲线。用标准线性固体粘弹模型讨论了有机玻璃 $\log \dot{\epsilon}(t)$ 随时间近似线性衰减的特性, 得到反映声抗偶合的参数 k 与粘弹性常数 $b = E'/\eta'$ 相一致的结论。由 k 值对温度的依赖性讨论了有机玻璃声抗偶合的粘弹效应。

关键词 聚甲基丙烯酸甲酯、粘弹效应、应力-应变、声抗

固体中的应力波理论在考虑一维弹性波从一种介质传递到另一种声抗不同的介质时将在界面上发生反射和透射^[1], 反射波 σ'_R 、透射波 σ'_T 与入射波 σ'_I 的关系完全取决于两种介质的声抗值 $(\rho_0 c_0)_1$ 和 $(\rho_0 c_0)_2$, ρ_0 和 c_0 分别表示材料的密度和声速。人们通常用材料的“软”、“硬”程度衡量由声抗决定的波透射程度, 高分子材料具有明显的粘弹性, 它的“软”、“硬”程度强烈依赖于温度和应变率。因此可以预期, 当应力波从弹性介质向高分子介质传播时, 应当观察到透射波对高分子材料粘弹性的依赖关系。

人们用分离的霍布金生压杆 (Split Hopkinson Pressure Bar, 简称 SHPB) 技术研究在 10^2 — $10^3/s$ 应变率范围内金属材料的力学性能, 由压缩空气驱动的钢棒 (子弹) 在枪膛内加速后撞击在子弹轨道上的输入杆, 样品被夹在输入杆和输出杆之间 (图 1)。这样子弹的动量以方波的形式传递给输入杆。应力波以声速沿输入杆向前扩展, 并且在样品界面上透射和反射。用应变片同时测定输入杆和输出杆上的波形变化便能计算出被测材料的压缩应力-应变关系。Kolsky 较早地用 SHPB 技术研究了室温下有机玻璃的力学性

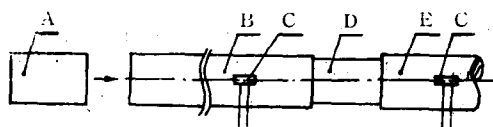


图 1 SHPB 装置样品部分简图

A-子弹; B-输入杆; C-应变片; D-样品; E-输出杆。

* 1984年9月10日收到。

能^[2]。本文试用 SHPB 技术测定 20—160℃ 范围内有机玻璃的力学性能并讨论它的声抗耦合的粘弹效应。

实验和结果

实验是在中国科技大学力学系的 SHPB 装置上进行的。我们在试样部分安置一个长约 250mm、炉膛直径约 30mm 的卧式半开炉，自动温控范围室温—200℃，炉膛中心部分温度梯度 $< 0.2^\circ\text{C}/\text{cm}$ 。由 10mm 厚本体聚合有机玻璃板不含增塑剂， $\bar{M}_n > 10^6$ ，温度形变仪测得 $T_g \sim 115^\circ\text{C}$ ，室温时静态拉伸模量约为 $28000 \text{ kg}/\text{cm}^2$ 上切取 $\phi 14.5 \times 10 \text{ mm}$ 样品。子弹尺寸 $\phi 14.5 \times 300 \text{ mm}$ 。输入杆加输出杆上应变片测量的人射、反射和透射应变值 ϵ'_i 、 ϵ'_R 和 ϵ'_T 经动态应变仪送入 BC-V 瞬态波形贮存器，然后在 LZ-304 型 X-Y 仪记录。图 2 是在 $5 \text{ kg}/\text{cm}^2$ 气压下对 50°C 样品冲击记录的 $\epsilon'_i(t)$ 、 $\epsilon'_R(t)$ 和 $\epsilon'_T(t)$ 曲线。在试体内部应力均匀假设下用一维波理论可得到样品上的应变率 $\dot{\epsilon}(t)$ 、应变 $\epsilon(t)$ 和应力 $\sigma(t)$ (以压缩为正) 为:

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{2c_0}{l} \epsilon'_R(t) \quad (1)$$

$$\epsilon(t) = -\frac{2c_0}{l} \int_0^t \epsilon'_R(\tau) d\tau \quad (2)$$

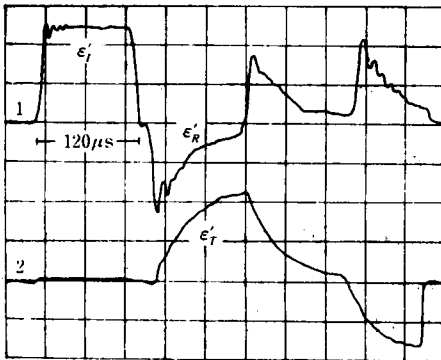


图 2 $5 \text{ kg}/\text{cm}^2$ 空气压力驱动子弹冲击 50°C 有机玻璃样品时在输入杆上的人射波 ϵ'_i 、反射波 ϵ'_R 和输出杆上的透射应变波 ϵ'_T

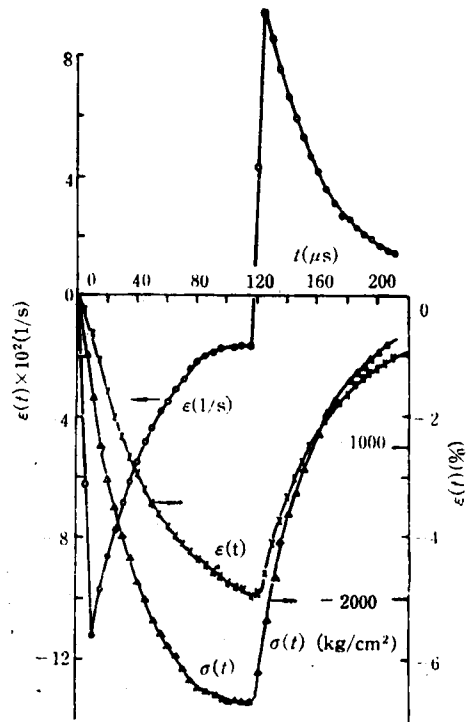


图 3 $5 \text{ kg}/\text{cm}^2$ 气压驱动子弹冲击 20°C 有机玻璃时样品上的应力 $\sigma(t)$ 、应变 $\epsilon(t)$ 和应变率 $\dot{\epsilon}(t)$ 曲线

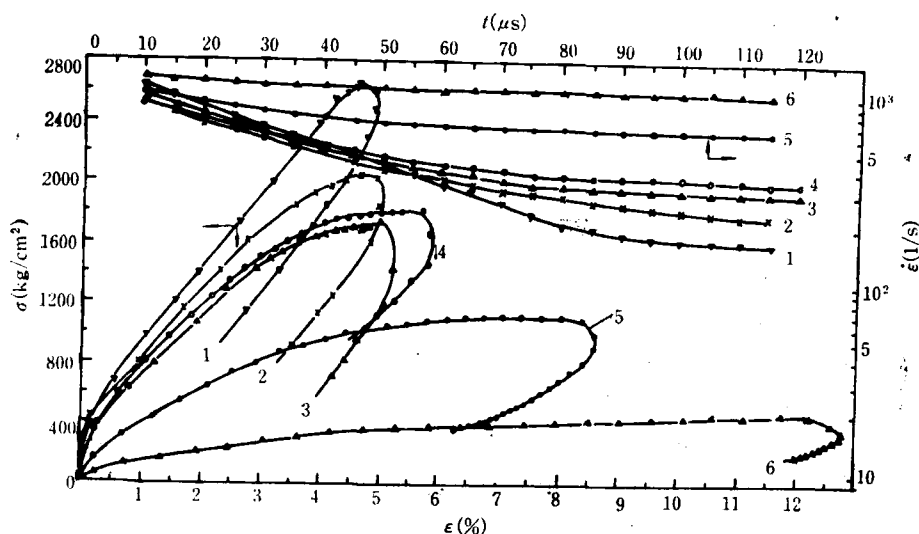


图 4 在 5 kg/cm^2 气压下射出不同温度有机玻璃的 σ - ϵ 曲线和相应的 $\log \dot{\epsilon}(t)$ - t 曲线
温度 ($^{\circ}\text{C}$): 1—20; 2—50; 3—80; 4—105; 5—130; 6—160.

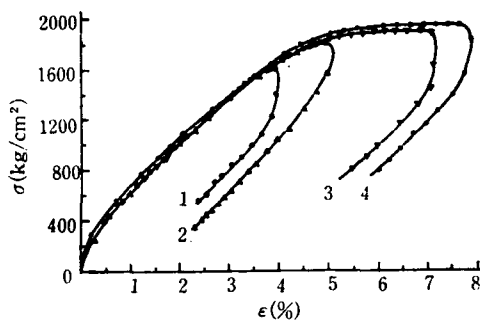


图 5 不同空气压力驱动的子弹射击 80°C 有机玻璃样品的 σ - ϵ 曲线

$\sigma(\text{kg/cm}^2)$	$\dot{\epsilon} \times 10^2(\text{s}^{-1})$
(1) 3	3.25
(2) 4	4.13
(3) 10	5.95
(4) 12	6.52

$$\sigma(t) = \frac{E_0 A_0}{A} \epsilon'_T(t) \quad (3)$$

这里 A_0 、 E_0 和 C_0 分别是输入杆或输出杆的截面积、模量和弹性波速(声速), A 和 l 为样品截面和厚度。以 $5 \mu\text{s}$ 为步长, 由图 2 上的波形读取的数值按 (1) — (3) 式编写的程序在微机上计算出 $\dot{\epsilon}(t)$ 、 $\epsilon(t)$ 和 $\sigma(t)$ 值。图 3 是 20°C 样品的一次典型实验结果, 它表明作用在样品上的应变率 $\dot{\epsilon}(t)$ 不是常数, 在一定时域内它按指数衰减, 去载和加载时 $\dot{\epsilon}(t)$ 外形相同, 只是符号相反、幅度有所下降。图 4 是不同温度下有机玻璃的 σ - ϵ 曲线以及相应的 $\log \dot{\epsilon}(t)$ - t 曲线。图 5 是不同空气压力下子弹射击 80°C 有机玻璃的 σ - ϵ 曲线。由

这些图上可以得到如下事实。

(1) σ - ϵ 曲线起始部分 ($\epsilon \leq 0.5\%$) 斜率变化较大; 应变超过 0.5% 以后 σ - ϵ 曲线近似地按线性上升, 接近去载时斜率逐渐下降。去载段外形 $A'B'C'$ 和加载段 ABC 相似, 但存在滞后现象, 滞后面积和温度有关。最大滞后面积在 130°C , 它高于温度形变仪测定的 T_g 值 115°C 。由高分子材料分子运动的粘弹性, 玻璃化转变时内耗最大^[3], 因此实验结果表明, 高应变率加载提高了材料的玻璃化温度, 这和聚合物分子运动的时间依赖性是一致的。

(2) 在较大冲击载荷下, 有机玻璃的 σ - ϵ 曲线开始偏离线性; 去载时的 σ - ϵ 曲线弹性恢复外形 $a'b'c'$ 和起始段 abc 十分相似。这反映了材料的弹/粘塑性现象^[4]。

(3) 有机玻璃的 $\log \dot{\epsilon}(t)$ - t 曲线可分为三部分: (a) 上升段 10 微秒内 $\dot{\epsilon}$ 值上升到大约 10^3 /秒范围。此阶段时间极短, 样品内的作用应力尚不稳定, 因此不予考虑; (b) 近似线性衰减段 $\dot{\epsilon}(t)$ 以 $\lg \dot{\epsilon} = \lg \dot{\epsilon}_0 - k't$ 的形式下降, $\dot{\epsilon}_0$ 是 10 微秒处的极大应变率。该段对应于 σ - ϵ 曲线的线性范围。线性衰减段的大小及 k' 的绝对值随温度升高而下降; (c) 常数段 $\lg \dot{\epsilon}(t)$ 基本保持常数。

讨 论

1. 标准线性固体在 SHPB 实验中的应用

由波尔兹曼叠加原理, 应变率 $\dot{\epsilon}(t)$ 作用的标准线性固体(图 6)上的应力值 $\sigma(t)$ 为^[5]

$$\sigma(t) = E\epsilon(t) - E' \int_0^t e^{-b(t-\tau)} \frac{d\epsilon(\tau)}{d\tau} d\tau \quad (4)$$

这里 $1/b = \tau = \eta'/E'$, τ 是标准线性固体的松弛时间。在 $\log \dot{\epsilon}(t)$ 的近似线性衰减段(图 4)

$$\dot{\epsilon}(t) = \dot{\epsilon}_0 e^{-k't} \quad (5)$$

这里 $k = 2.303k'$ 。将 (5) 式代入 (4) 式, 积分得

$$\sigma(t) = E\epsilon(t) + \frac{E'\dot{\epsilon}_0}{b-k} (e^{-k't} - e^{-bt}) \quad (6)$$

(6) 式中第一项表示平衡模量引起的应力, 第二项中 $(\dot{\epsilon}_0/b-k)(e^{-k't} - e^{-bt})$ 表示以 $\dot{\epsilon}(t) = \dot{\epsilon}_0 e^{-k't}$ 衰减的应变率作用在松弛时间的倒数为 b 的标准线性固体模型粘弹材料上的松弛应变值。括号第一项表示有机玻璃的声抗耦合效应, 第二项 $b = E'/\eta' = 1/\tau$ 与分子的松弛特性有关。展开 (6) 式中的指数得到

$$\sigma(t) = E\epsilon(t) + E'\dot{\epsilon}_0 t \left[1 + \frac{t^2}{3!} (b-k)^2 + \frac{t^4}{5!} (b-k^4) + \dots \right] \quad (7)$$

在 $b \rightarrow k$ 时

$$\sigma(t) = E\epsilon(t) + E'\dot{\epsilon}_0 t \quad (7')$$

当 $b \approx k$ 时 (7) 式中括号值大于 1, $\sigma(t)$ 将偏离线性而成为递增函数。显然, 这是与实验结果(图 4 上 σ - ϵ 曲线)相矛盾的。因此合理的情况只能是 $b \neq k$, 而且在 $k t < 1$ 的情况下有近似于线性的关系。具体分析如下。积分 (5) 式并展开级数得到

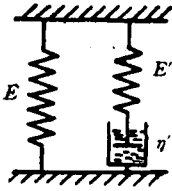


图6 标准线性固体
 $b = E'/\eta' = 1/\tau$, τ 为松弛时间

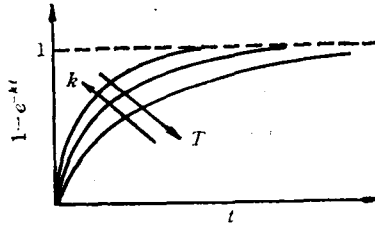


图7 函数 $(1 - e^{-kt})$ 即 $\varepsilon(t)$ 与 k 和温度 T 关系的示意图

$$\varepsilon(t) = \frac{\dot{\varepsilon}_0}{k} (1 - e^{-kt}) = \dot{\varepsilon}_0 t \left[1 - \frac{(kt)^2}{3!} - \frac{(kt)^3}{4!} + \dots \right]$$

$$\dot{\varepsilon}_0 t = \varepsilon(t) / \left(1 - \frac{kt}{2!} + \frac{(kt)^2}{3!} - \frac{(kt)^3}{4!} + \dots \right) \quad (8)$$

将(8)式代入(7')式有

$$\begin{aligned} \sigma(t) &= E\varepsilon(t) + E'\varepsilon(t) / \left(1 - \frac{kt}{2!} + \frac{(kt)^2}{3!} - \frac{(kt)^3}{4!} + \dots \right) \\ &= \varepsilon(t) \left[E + E' / \left(1 - \frac{kt}{2!} + \frac{(kt)^2}{3!} - \frac{(kt)^3}{4!} + \dots \right) \right] \\ &\approx \varepsilon(t) [E + E'] \end{aligned} \quad (9)$$

$kt \ll 1$

$kt \ll 1$ 的条件在 σ - ε 曲线的线性段近似得到满足。计算结果表明,图4中20—160℃内六个温度下 σ - ε 曲线线性段和 $\log \dot{\varepsilon}(t)$ - t 曲线上的线性范围一致,这说明可以用标准线性模型预测有机玻璃在 SHPB 冲击时的力学性能。

2. k 值对声抗耦合的影响

由图4求得的不同温度下的 k' 值如下:

实验温度(℃)	20	50	80	105	130	160
$k' (1/\mu s)$	1.42×10^{-2}	2.09×10^{-2}	1.77×10^{-2}	1.48×10^{-2}	8.4×10^{-3}	3.60×10^{-3}

接近和超过玻璃化温度时与有机玻璃声抗耦合有关的系数 k 下降了大约一个数量级。按(8)式,不同 k 值时 $\varepsilon(t)$ 随时间关系的示意图见图7。温度升高, $|k|$ 变小, $\varepsilon(t)$ 上升缓慢;在极限情况下,它对应波入射到自由端, $-\sigma_R' = \sigma_I'$, $\sigma_T' = 0$, 即反射波和入射波大小相等,符号相反(图8a),温度降低, $|k|$ 增大, $\varepsilon(t)$ 达到平衡值的时间缩短;在极限情况下,假定有机玻璃与输入杆声抗匹配,入射波全部透入样品, $\sigma_T' = \sigma_I'$, $\sigma_R' = 0$ (图8b)。粘弹介质的一般情况见图8c。

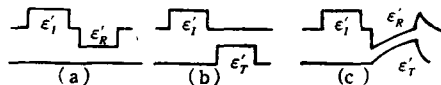


图8 不同声抗耦合时透射波、反射波与入射波的关系
 (a) 自由端面; (b) 声抗匹配; (c) 室温有机玻璃。

从分子物理角度,声抗中声速值是介质的原子(或分子)对声波振动的一种响应能力。有机玻璃 k 值对温度的依赖性,反映了高分子粘弹运动对声振动的一种响应,从这一意义上说 $k = b$ 的结论是自然的。

致谢 实验中得到中国科技大学胡时胜、唐志平老师的指导和协助,在此表示谢意。

参 考 文 献

- [1] 王礼立,“固体中的应力波”,中国科技大学,1979, p. 28.
- [2] Kolsky, H., Proc. Phys. Soc., London, 1949, Sec., 62 B, 676.
- [3] Ward, I. M., “固体高聚物的力学性能”,中国科学院化学研究所高聚物力学性能组译,徐 慈、漆宗能校,科学出版社,1980, p. 145.
- [4] 王礼立,“应力波”,中国科技大学,1975, 下册, p. 70.
- [5] Word, I. M., “固体高聚物的力学性能”,中国科学院化学研究所高聚物力学性能组译,徐 慈、漆宗能校,科学出版社,1980 p. 101.

THE VISCOELASTIC EFFECT OF PMMA ON ACOUSTIC RESISTANT COUPLING FOR ONE-DIMENTIONAL WAVE PROPAGATION BETWEEN PMMA AND STEEL BAR

LÜ Xici and YANG Zhuting

(University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

The compressive stress-strain curves of PMMA in 20 to 160°C were measured at about 10^3 to 10^5 /second strain rates by SHPB (Split Hopkinson Pressure Bar) equipment. It was concluded that during the period when the logarithmic strain rate $\log \dot{\epsilon}(t)$, decreases linearly with time the parameter k which relates the acoustic resistance of one-dimentional wave propagation between PMMA and steel bar equals the constant b which characterizes the viscoelastic properties of PMMA, $b = E'/\eta'$ in accordance with the standard linear mechanical model of viscoelasticity. The variance of k with temperature was regarded as the viscoelastic effect of PMMA.

Key words Polymethyl methacrylate, Viscoelastic effect, Stress-strain, Acoustic resistant.