

含红外发散的低温玻璃超声声速理论*

王 国 樑 戴 培 英

郑州大学物理系

1988年11月11日收到

本文采用红外发散和隧道态模型,讨论玻璃超声声速在3 K 温度以下的行为.我们把声速的改变看作两部分组成:无弛豫过程和有弛豫过程.前者采用“玻色型元激发”理论^[1]处理;后者采用“含红外发散的隧道弛豫”理论^[2]处理.我们不但得到与实验符合较好的声速-温度曲线,并且解释了一般频率下(10⁷ Hz, T 为 0.3—1 K),声速与频率无关的 $\ln T$ 规律和高频下(2 GHz, $T < 0.1$ K) 声速存在极小值的现象.

一、引 言

除了在超声吸收上玻璃具有与晶体不同的反常性质外,玻璃在超声声速上也存在一些重要的反常行为.对于 SiO₂ 玻璃,温度在 0.3—3 K, 频率为 30—90 MHz, 声速有一极大值.温度小于 1 K, 声速具有与频率无关的 $\ln T$ 规律^[3].在高频 0.3—2 GHz, 温度小于 0.1 K, 声速存在极小值,并且温度在 0.3—1 K 仍存在与频率无关的 $\ln T$ 规律^[4].

Hunklinger 等人把玻璃中的缺陷态比作赝自旋,采用 Anderson 提出的共振吸收理论,在假定态密度为常数的基础上,得到赝自旋体系的复磁化率,进而同时求得玻璃超声吸收和声速,用于解释上述实验事实^[5].

与 Hunklinger 不同,本文研究热平衡下静态弹性模量和无弛豫弹性模量对声速的影响,并通过宏观 Bloch 方程研究缺陷态的弛豫过程,讨论不同频率和温度条件下,弛豫对声速的影响.

二、模 型

当我们讨论复弹性模量与频率、温度关系时,复弹性模量可以写为如下一般形式:

$$\hat{C}(\omega, T) = C_{\infty}(T) + [C_0(T) - C_{\infty}(T)]\hat{\mathcal{Q}}(\omega, T), \quad (1)$$

其中 $\hat{\mathcal{Q}}(\omega, T)$ 为广义感应率,与弛豫过程有关,具有 $\hat{\mathcal{Q}}(0, T) = 1$, $\hat{\mathcal{Q}}(\infty, T) = 0$. $C_0(T)$ 为 $\omega = 0$ 时的弹性模量,或称为静态弹性模量. $C_{\infty}(T)$ 为 $\omega \rightarrow \infty$ 时的弹性模量,它与外部扰动场同相,不需要弛豫时间就能跟上外部场的变化.由 (1) 式可以写出声速公式.

* 国家自然科学基金资助的课题.

$$\delta_I u \equiv u(\omega, T) - u_0(\omega, T_0) = \frac{1}{2\rho u_0} \operatorname{Re} \delta_I \hat{C}. \quad (2)$$

其中 ρ 为玻璃质量密度, $u_0 = u_0(\omega, T_0)$.

我们认为, 缺陷是玻璃态结构中的固有成份, 正是这种固有缺陷使得玻璃态的性质与晶体不同. 由于缺陷的存在, 在玻璃态中有两种局域应变: “感应”和“固有”应变. 后者对应于“取向极化”, 在动态过程中与弛豫有关, 它决定了(1)式中的广义感应率 $\hat{C}(\omega, T)$. 另一方面, “感应局域应变”与弛豫无关, 它有足够快的响应速度, 使得它与外场保持同相, 因此可以把“感应局域应变”的传播看成准静态过程, 与静态弹性模量 $C_0(T)$ 一样, 应用平衡态热力学的理论计算弹性模量 $C_\infty(T)$, 或者声速 $u_\infty(T)$.

1. 无弛豫过程

我们采用“玻色型元激发”微观模型解释无弛豫过程中声波传播的规律. 在低温下, SiO_2 中的氧原子可以处于任一双势阱中的基态, 在隧道效应中, 两基态波函数重迭, 哈密顿量具有非对角矩阵元, 由此可求得新本征态和对应的本征能量 $\pm \varepsilon/2$. 我们把缺陷态看作元激发, 其能量为二能级能量间距 ε . 这时元激发不再是某一具有双势阱结构的具体缺陷, 而是为体系所共有. 这种准粒子服从玻色分布, 它描述“长程无序, 然而相互关联”的非晶原子集体振动性质.

文献[1]指出, 玻色型元激发的准粒子数 N' 的改变, 将引起体系体积的改变

$$dV = \Delta v dN'. \quad (3)$$

其中 Δv 为激发一个准粒子, 引起体系体积的改变, 从而影响处于热平衡态中的静态弹性模量. 我们只考虑纵向声速, 并把元激发看作流体处理, 故静态弹性模量为

$$C_0(T) = C_0(0) - V \left(\frac{\partial p'}{\partial V} \right)_T. \quad (4)$$

在此已把等熵过程近似为等温过程, p' 为元激发对体系压力的贡献. 在假设元激发服从玻色分布和态密度为常数条件下, 求得元激发对体系压力的贡献, 进而由(3), (4)式求得声速

$$\frac{u_0(T) - u_0(0)}{u_0} = A \frac{k_B T}{\varepsilon_m} (1 - e^{\varepsilon_m/K_B T}) \ln(1 - e^{-\varepsilon_m/K_B T}),$$

$$A = \frac{-\varepsilon_m}{2\rho u_0^3 \Delta v} \quad (\Delta v < 0, u_0 = u_0(0)). \quad (5)$$

其中 ε_m 为元激发能量下限, 上式已忽略高阶小量. Δv 为元激发的平均值, 文献[1]假定它与温度无关. 如果我们再仔细考查, 由于元激发内部自由度不同, 代表不同的局域应变, 可以令 Δv 为激发一个内部自由度为 $-\varepsilon/2$ 的准粒子对体系体积的改变. 反之, 内部自由度为 $\varepsilon/2$ 对应体积改变 $-\Delta v$ 热平均可以近似为

$$\left(\frac{1}{\Delta v} \right) = \frac{1}{\Delta v} \operatorname{tgh}(E/2k_B T). \quad (6)$$

其中 E 为元激发的平均能量, 因此这是一种近似平均. 低温时, $\operatorname{tgh}(E/2k_B T) \approx 1$. 考虑到低温时, 内部自由度都处于 $(-\varepsilon/2)$, 对应体积改变为 Δv , 因而(b)式可以反映这

种内部自由度只有在高些温度 ($T > 1.5\text{K}$) 才有影响. 可以把 (5) 式改写为

$$\frac{\delta u_0(T)}{u_0} = \frac{u_0(T) - u_0}{u_0} = A \frac{k_B T}{\varepsilon_m} (1 - e^{\varepsilon_m/k_B T}) \ln(1 - e^{-\varepsilon_m/k_B T}) \times \text{tgh}(E/2k_B T). \quad (7)$$

由于 $C_\infty(T)$ 与弛豫无关, 同 $C_0(T)$ 一样, 我们把 $C_\infty(T)$ 随温度改变也看作是玻色型准粒子数随温度改变所引起. 为了使模型简单, 假定 $C_0(T)$ 和 $C_\infty(T)$ 具有相同的温度函数形式

$$C_\infty(T) = K C_0(T). \quad (8)$$

其中 K 与温度和频率无关, 而与材料有关的常数, 以后将看到, 由实验资料得出 $K > 1$. 利用上式把 (1) 式改写为

$$\hat{C}(\omega, T) = C_0(T) \{K - (K - 1) \hat{\mathcal{L}}(\omega, T)\}. \quad (9)$$

2. 弛豫过程

我们采用“含红外发散的隧道弛豫”理论解释在弛豫过程中声波的传播规律. 文献 [2] 指出在隧道效应下缺陷中的氧原子具有两个振动态 ($\pm \varepsilon/2$). 在无外场和热平衡下, 氧原子在两个态上有一定分布, 代表体系在缺陷附近存在局域应变能, 我们称之为“固有局域应变”. 当存在超声波场时, 局域应变取向将偏离原先的热平衡分布, 沿着超声传播方向(纵波), 或者垂直方向(横波), 局域应变取向具有一定的优势分布. 同时, 在热激发下, 使局域应变取向趋于瞬态平衡态分布, 形成弛豫过程, 并把外场能量转换为热能, 同时声速受到调制. 对应上述物理过程, 可以用元激发来解释. 认为元激发具有内部自由度, 这种内部自由度代表固有局域应变可以有两个取向. 对于这种固有局域应变弛豫, 形式上类似于磁场中自旋为 $1/2$ 的自旋弛豫. 需要特别指出, 这种类似处理并不改变元激发的玻色统计性. 具体的类比: 就是把元激发内部自由度比作自旋为 $1/2$ 的赝自旋, 固有局域应变弛豫过程也就是赝自旋对外场响应的过程. 无外场时, 内部自由度是简并的. 在直流外场 B 作用下 ($-\gamma \hbar \mathbf{B} = (0, 0, E)$, E 为平均二能级能量间距), 产生 Zeeman 能级分裂. 我们用赝自旋与周围环境的相互作用(纵向弛豫)和偶极-偶极相互作用(横向弛豫)来比拟分析元激发对超声波场的散射. 它们遵守宏观的 Bloch 方程, 方程中所有的量都已经是玻色统计平均值, 因而我们仍保持元激发的玻色统计性, 仅仅在处理弛豫问题时, 把它比作具有两个取向的赝自旋. 但是, 我们的弛豫模型并不排斥固有局域应变有两个以上的取向. 因为描写弛豫的宏观 Bloch 方程和计算弛豫时间的模型对任何统计性的粒子都适用, 得到的广义感应率 $\hat{\mathcal{L}}(\omega, T)$ 形式相同, 只有常数有所差别.

由文献 [2], 在忽略饱和条件下, 得到交流磁化率

$$\chi_2(\omega) = \frac{\omega_0 \Delta \omega T_2^2 + 1}{1 + (\Delta \omega T_2)^2} \cdot \frac{\chi_0}{2},$$

$$\chi_1'(\omega) = \frac{\omega T_2}{1 + (\Delta \omega T_2)^2} \cdot \frac{\chi_0}{2},$$

$$\chi_1(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega T_1)^2} \cdot \chi_0,$$

$$\chi_1''(\omega) = \frac{\omega T_1}{1 + (\omega T_1)^2} \cdot \chi_0 \quad (\Delta\omega = \omega_0 - \omega). \quad (10)$$

下标 1, 2 分别表示纵向和横向, χ_0 为直流磁化系数. 考虑到红外发散修正, 磁化率为

$$\begin{aligned} \chi_2' &= \frac{\chi_0}{2} \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} - \frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \cdot \operatorname{Re} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\Delta\omega t} dt \right), \\ \chi_2'' &= \frac{\chi_0}{2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \cdot \operatorname{Im} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\Delta\omega t} dt, \\ \chi_1' &= \chi_0 \cdot \operatorname{Re} \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt, \\ \chi_1'' &= \chi_0 \cdot \operatorname{Im} \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt. \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\phi_{1,2}(t)$ 为跃迁几率分布函数, 虚部和实部磁化率满足 Kronig-Kramers 关系.

$$\phi_i(t) = \frac{1}{T_i} e^{-n_i \gamma (E_c t)^{-n_i}} e^{-(t/T_{p_i})^{1-n_i}},$$

$$T_{p_i} = [(1 - n_i) e^{n_i \gamma} E_c^{n_i} T_i]^{-\frac{1}{1-n_i}} \quad (i = 1, 2; \gamma = 0.5772), \quad (12)$$

式中 n_i 为红外发散指数, 含红外发散的弛豫时间为

$$\begin{aligned} T_i^{-1} &= T_{20}^{-1} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1-n_i}, \\ T_i^{-1} &= \tau_{i\infty}^{-1} e^{-E/k_B T}. \end{aligned} \quad (13)$$

复磁化率与复弹性模量关系为

$$\begin{aligned} \delta_\omega C &= C(\omega, T) - C_\infty(T) \\ &= -\gamma^{-2} \hbar^{-2} (D^2 \hat{\chi}_1 + 4M^2 \hat{\chi}_2). \end{aligned} \quad (14)$$

其中 D, M 为耦合常数, 并令

$$\hat{\chi}_i \equiv \chi_i / \chi_0, \quad \tilde{\chi}_i \equiv \hat{\chi}_i / \left(\frac{\chi_0}{2} \right). \quad (15)$$

则有

$$\delta_\omega C = -\gamma^{-2} \hbar^{-2} \chi_0 (D^2 \tilde{\chi}_1 + 2M^2 \tilde{\chi}_2). \quad (16)$$

上式同 (1) 式等号右端第二项比较, 可得广义感应率

$$\mathcal{L}(\omega, T) = \frac{1}{D^2 + 2M^2} (D^2 \tilde{\chi}_1 + 2M^2 \tilde{\chi}_2). \quad (17)$$

它满足条件: $\mathcal{L}(0, T) = 1$, $\mathcal{L}(\infty, T) = 0$. 其中 $\tilde{\chi}_i$ 实部写为显式

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1 &= \operatorname{Re} \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt, \\ \tilde{\chi}_2 &= \frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} - \frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \operatorname{Re} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\Delta\omega t} dt. \end{aligned} \quad (18)$$

令符号 $\delta_T A(\omega, T) = A(\omega, T) - A(\omega, T_0)$, $A(\omega, T)$ 为任意函数, T_0 为任意参考温度. 我们从 (9), (17) 和 (18) 式中取出与声速有关部分

$$\frac{\delta_T u}{u_0} = \frac{\delta_T u_0(T)}{u_0} [K - (K-1) \mathcal{L}'(\omega, T)] - \frac{1}{2} (K-1) \delta_T \mathcal{L}'(\omega, T),$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'(\omega, T) = \operatorname{Re} \mathcal{L}(\omega, T) = \frac{1}{D^2 + 2M^2} \cdot \operatorname{Re} \left[D^2 \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt \right. \\ \left. + 2M^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} - \frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\omega t} dt \right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

三、结果讨论

现按频率高低分两种情况讨论, 根据实验数据拟合, 取 $\varepsilon_m = 0.01\text{K}$, $E = 6.5\text{K}$ ($5.6 \times 10^{-4}\text{eV}$), $\omega_0 = E/\hbar = 1.3 \times 10^{11}\text{Hz}$.

1. 一般超声频率 (30—90MHz, T 为 0.3—3K)

在 $T > 0.3\text{K}$, 满足 $\varepsilon_m/k_B T \ll 1$, 故 (7) 式有近似式

$$\frac{\delta_T u_0(T)}{u_0} = A \operatorname{tgh}(E/2k_B T) \ln(T/T_0). \quad (7')$$

此时选 $T_0 = 0.3\text{K}$. (19) 式中 $\frac{\delta_T u_0(T)}{u_0}$ 为小量, 两个与弛豫有关的积分在 $\omega T_1 \gg 1$, $\Delta\omega T_1 \gg 1$ 条件下也是小量, 因为 $\omega \ll \omega_0$, 故有 $\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} \approx 1$, $\frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \ll 1$, 后者也是小量. 在忽略高阶小量条件下, (19) 式中等号右端第一项 $\mathcal{L}'(\omega, T) \approx \frac{2M^2}{D^2 + 2M^2}$, 第二项忽略横向 $\phi_2(t)$ 积分部分, 声速近似为

$$\begin{aligned} \frac{\delta_T u}{u_0} = A \operatorname{tgh}(E/2k_B T) \ln(T/T_0) \left[K - (K-1) \frac{2M^2}{D^2 + 2M^2} \right] \\ - \frac{1}{2} (K-1) \frac{D^2}{D^2 + 2M^2} \operatorname{Re} \delta_T \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt \end{aligned} \quad (20)$$

在 $\omega T_1 \gg 1$ 条件下, 上述积分有近似式

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \int_0^\infty \phi_1(t) e^{i\omega t} dt = C(n_1) \omega^{-(1-n_1)} e^{-E/k_B T} \\ C(n_1) = \frac{\cos \left[(1-n_1) \frac{\pi}{2} \right] \Gamma(1-n_1)}{e^{n_1 E}} r_{1,0}^{-1} \end{aligned} \quad (21)$$

由文献 [2] 可知, $\frac{2M^2}{D^2 + 2M^2} \approx 1$, 并由 (21) 式可把 (20) 式进一步改写为

$$\begin{aligned} \frac{\delta_T u}{u_0} = A \operatorname{tgh}(E/2k_B T) \ln(T/T_0) \\ - \frac{1}{2} (K-1) \frac{D^2}{D^2 + 2M^2} \cdot C(n_1) \omega^{-(1-n_1)} e^{-E/k_B T} \end{aligned} \quad (22)$$

图 1 中的实线为理论拟合曲线. 由图 1 和 (22) 式可知, 当 $T < 1\text{K}$, (22) 式中的弛豫项可以忽略, 并且有 $\operatorname{tgh}(E/2k_B T) \approx 1$, 因而速度有 $\ln T$ 规律

$$\frac{\delta_T u}{u_0} = A \ln(T/T_0). \quad (23)$$

在 $T > 1.5 \text{ K}$, 纵向弛豫才对声速有显著影响, 同时声速与频率有关. 由(22)式可知, 频率越大, 声速越大, 在玻色型元激发和纵向弛豫作用下, 声速在 $1.5\text{--}2.0 \text{ K}$ 之间出现极大值.

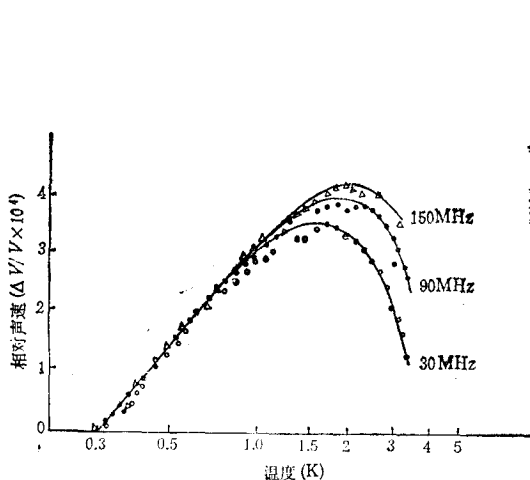


图1 一般频率下相对纵向声速变化与温度关系 材料为 SiO_2 基玻璃 (BK7); 实验资料取自文献 [3]

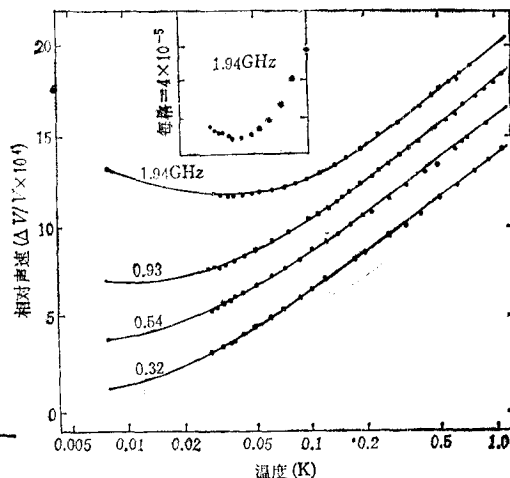


图2 高频下相对纵向声速变化与温度关系 材料为 SiO_2 玻璃; 图中已把各频率曲线相隔 2×10^{-4} 平行偏置; 实验资料取自文献 [4]

2. 高频率 ($0.3\text{--}2.0 \text{ GHz}$, T 为 $0.03\text{--}1 \text{ K}$)

$T < 1 \text{ K}$, 由于弛豫时间 $T_1^{-1} \propto e^{-E/k_B T}$, 可以忽略纵向弛豫的影响. (19) 式中的声速仍由两部分组成, 其中一项为横向弛豫, 与上面讨论类似, 声速为

$$\frac{\delta_T u}{u_0} = \frac{\delta_T u_0(T)}{u_0} + \frac{1}{2} (K-1) \frac{\omega}{\omega_0 - \omega} \cdot \frac{2M^2}{D^2 + 2M^2} \text{Re} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\Delta\omega t} dt$$

$$\frac{\delta_T u_0(T)}{u_0} = A \frac{k_B T}{\varepsilon_m} (1 - e^{\varepsilon_m/k_B T}) \ln(1 - e^{-\varepsilon_m/k_B T}). \quad (24)$$

同样上述积分有近似式

$$\text{Re} \int_0^\infty \phi_2(t) e^{i\Delta\omega t} dt = B(n_2) \Delta\omega^{-(1-n_2)} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1-n_2}$$

$$B(n_2) = \frac{\cos \left[(1-n_2) \frac{\pi}{2} \right] \Gamma(1-n_2)}{e^{n_2 \nu} E_c^{n_2}} \cdot T_0^{-1}. \quad (25)$$

图2为高频声速拟合曲线. 在高温一侧, 横向弛豫不起作用, 声速 $\propto \ln T$. 在低温一侧, 横向弛豫使声速曲线向上弯曲, 从而出现极小值. 由(24), (25)式可知, 极小值出现是有条件的, 要求频率足够大, 使 $\frac{\omega}{(\omega_0 - \omega)^{2-n_2}}$ 因子不太小, 要求温度足够低, 横向弛豫影响足够大, 因而频率越高, 出现极小值的温度越高, 如图2所示.

以下给出各种参数值. 对于不同材料, 根据比热、热膨胀和声速实验数据, 文献[1]建议 ε_m 可取值 $6 \times 10^{-7} \text{ eV}$ (0.007 K)— $2.8 \times 10^{-6} \text{ eV}$ (0.033 K), $\Delta\nu$ 在 $-2\text{--}-7 \times 10^{17} \text{ cm}^3$.

本文取值 $\varepsilon_m = 0.01K$, $\Delta\nu = -2 \times 10^{-27}\text{cm}^3$ (SiO_2 玻璃), $\Delta\nu = -3 \times 10^{-27}\text{cm}^3$ (BK7 玻璃). 红外发散指数, 参数 $\tau_{1\infty}$ 和 T_{20} 取自文献 [2], $\tau_{1\infty} = 1 \times 10^{-7}\text{s}$, $T_{20} = 2 \times 10^{-8}\text{s}$, $n_1 = n_2 = 0.6$. 通过声速拟合计算得到 $\frac{2M^2}{D^2 + 2M^2} = 0.99$, $\frac{D^2}{D^2 + 2M^2} = 0.01$, $K = 4.73$. 前者与文献 [2] 超声吸收确定的值 $M = 4.3\text{eV}$, $D = 0.6\text{eV}$ 结果一致, 因此 (22) 式中可以取近似 $\frac{2M^2}{D^2 + 2M^2} \approx 1$. 后者 K 值虽然不可能用另外专门实验验证, 但是可用从低频 (500Hz)^[6] 到高频 (2GHz) 的声速资料分析, 在相应的低温区, 当温度不变, 频率越高, 则声速越大, 因此取 $K > 1$ 是合理的. 另外, 我们发现, 由声速实验确定的二能级间距 $E = 6.5K$, 这个值与理论上计算的统计平均值 $\langle \varepsilon \rangle$ 相差很大. 由文献 [1] 得到

$$\langle \varepsilon \rangle = U'/N = \varepsilon_m + k_B T \frac{g_2(Z_m)}{g_1(Z_m)}. \quad (26)$$

因此 $\langle \varepsilon \rangle$ 是温度的函数. 由上式计算得到 $T = 0.025K$, $\langle \varepsilon \rangle = 0.03K$; $T = 3K$, $\langle \varepsilon \rangle = 0.9K$. 即 $\langle \varepsilon \rangle$ 随温度增加而增大, E 比 $\langle \varepsilon \rangle$ 大一至两个数量级. 因此 E 和 $\langle \varepsilon \rangle$ 在物理意义上有差别. 实际上, E 不是元激发的平均能量, 而是在弛豫过程中, 缺陷态的有效二能级间距. 准粒子服从玻色分布, 在低温下, 绝大部分准粒子处在低能级上, 它们所对应的固有局域应变, 在外场激发下容易达到饱和, 使得固有局域应变两种取向趋于等几率分布. 因此, 这些在元激发中占极大多数的低能准粒子在弛豫过程中不起作用. 只有那些较高能级上的少数准粒子, 才在弛豫过程中起作用, 它们的取向极化不易达到饱和. 有效二能级间距 E 主要由这些高能准粒子所决定. 这就是 E 和 $\langle \varepsilon \rangle$ 差别原因所在.

最后必须指出, 与 Hunklinger 不同, 当 $\hbar\omega/k_B T \gg 1$ 时, 我们得不到 $\delta u \propto \ln \omega$ 规律^[5], 而是 $\delta u \propto \frac{\omega}{(\omega_0 - \omega)^{2-n_2}}$. 由于实验值 $\hbar\omega/k_B T$ 最大做到 3.2, 因此目前对于这种极限的声速-频率关系还是不清楚的. 而且到了更低的温度, 声子除了被赝自旋散射外, 还将被其它元激发散射. 因此, 有待进一步研究.

[1] 王国樑, 物理学报, 待发表.

[2] 王国樑等, 物理学报, 36(1987), 1441.

[3] S. Hunklinger and L. Piché, *Solid State Commun.*, 17(1975), 1189.

[4] B. Golding, J. E. Graebner, A. B. Kane, *Phys. Rev. Lett.*, 37(1976), 1248.

[5] S. Hunklinger and M. V. Schickfus, *Amorphous Solids Low-Temperature Properties*, edited by W. A. Phillips, New York, (1981), p. 81.

[6] A. K. Raychaudhuri and S. Hunklinger, *Z. Phys. B*, 57(1984), 113.

THEORY OF VELOCITY OF ULTRASOUND WITH INFRARED DIVERGENCE IN GLASSES AT LOW TEMPERATURES

WANG GUO-LIANG DAI PEI-YING

Department of Physics, Zhengzhou University

(Received 11 November 1988)

ABSTRACT

The behavior of velocity of ultrasound in glasses below 3 K is analysed by combining the tunneling model and the infrared divergence theory. The variation of sound velocity is regarded as consisting of two parts, i.e., non-relaxation process and relaxation process. The former is analysed by the Bose elementary excitation theory^[1] and the latter by the theory of tunneling relaxation with infrared divergence^[2]. The theoretical curve of sound velocity vs temperature is consistent with the experimental data. The observed $\ln T$ rule of sound velocity for normal frequency (10^7 Hz) at 0.3—1 K, and the phenomenon of appearance of sound velocity minimum for ultrahigh frequency (2GHz) below 0.1 K are also explained.