

三层固体材料的光声效应理论与实验*

陈显锋 周 岚** 董绵豫 张淑仪** 丁祖昌
(浙江大学物理系, 杭州 310027)

摘 要 Rosencwaig-Gersho 的光声效应理论推广应用于三层固体材料的研究。给出了在固体和气体交界处的周期温度的一般表达式。数值计算并分析了三层材料中光、热参数和样品厚度变化对光声信号幅度、相位与频率变化关系的影响, 并与实验结果进行了对照。

关键词 光声效应, 三层固体材料, 周期温度。

1 引 言

自 1973 年以来, 光声光谱方法成为分析非气态物质, 特别是不透明或强散射材料的有效方法。近年来受到了越来越多的重视。在 Rosencwaig-Gersho^[1] 单层样品的理论基础上, Adams 和 Kirkbright^[2, 3] 报道了一种利用相角分析法探测沉积在不透明衬底上的透明材料层的热扩散率的装置, 他们还表明用相位分析的方法可以得到具有两个不同层的菠菜叶的光声谱^[4]; Afromowitz 同其合作者用光声谱法处理了热均匀但吸收系数空间连续变化的固体样品; Morita^[5] 研究了一种双层结构的固体样品材料。但他们均未涉及到具有三层结构的固体样品的研究。在实际应用中(特别是半导体器件生产中)普遍遇到具有三层结构的固体样品材料, 本文将 Rosencwaig-Gersho 光声效应理论推广用于研究三层样品的固体材料, 从一种简化的三层系统模型出发, 得到样品表面和气体交界面处的温度表达式, 数值计算了几种特定条件下的光声信号与频率的关系, 并结合实验结果进行分析, 指出了层状样品表面光声信号与样品中光、热参数及厚度变化的关系。

2 数值计算与实验结果分析

包含样品在内的简单的一维光声池如图 1 所示。

样品正面(表面)与气体接触, 背面(衬底)与光声池背景材料接触。当周期性光照射到固体样品表面时, 样品将吸收的光能转换为热能, 热流从固体流向气体时便产生了声信号, 只有固体周围相当薄的一层气体(当入射光调制频率为 100 Hz, 其厚度为 0.2 cm)对热流有反应。这一边界层气体可以看作一个活塞, 它产生了可探测的声信号。由于池中的气体起伏正

* 国家自然科学基金资助课题。

** 南京大学近代声学国家重点实验室, 南京 2100930。

收稿日期: 1997 年 1 月 25 日; 收到修改稿日期: 1997 年 4 月 1 日

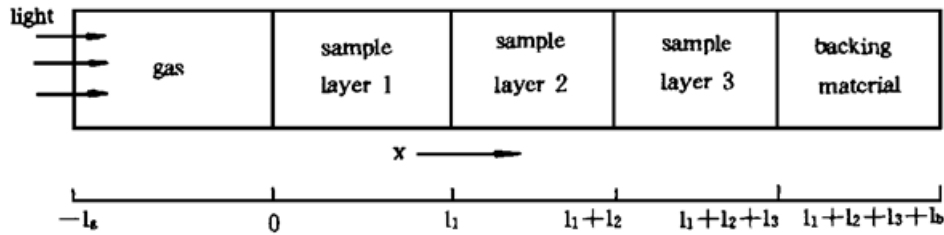


Fig. 1 Schematic diagram of simple cylindrical photoacoustic cell

比于从固体中流出的热，因此声信号大小与光被吸收的数量存在着密切关系。

假定气体和背景材料不吸收入射光，并定义如下参量： I_0 为入射光强； f 或 ω 为入射光的调制频率； β_i 为样品层 i 的光吸收系数； ρ_i 、 C_i 、 k_i 分别为样品层 i 的密度、比热、热导率； $a_i = (\pi f \rho_i C_i / k_i)^{1/2}$ 为样品层 i 的热扩散系数； $\mu_i = 1/a_i$ 为样品层 i 的热扩散长度。 i (代表 g 、1、2、3 和 b) 分别表示气体、样品层 1、2、3 和透明的背景材料。

一束正弦波单色光照射到样品层 1、2、3，在样品各层中的光强度分别为：

$$I_1 = I_0(1 + \cos \omega t)/2, \quad x = 0 \quad (1)$$

$$I_2 = I_0(1 + \cos \omega t) \exp(-\beta_1 l_1)/2, \quad x = l_1 \quad (2)$$

$$I_3 = I_0(1 + \cos \omega t) \exp(-\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)/2, \quad x = l_1 + l_2 \quad (3)$$

由此给出在样品中任意点 x 处由吸收光产生的热能密度分别为：

$$J_1 = I_0 \beta_1 \exp(-\beta_1 x)(1 + \cos \omega t)/2, \quad 0 \leq x \leq l_1 \quad (4)$$

$$J_2 = I_0 \beta_2 \exp[-\beta_2(x - l_1)] \exp(-\beta_1 l_1)(1 + \cos \omega t)/2, \quad l_1 \leq x \leq l_1 + l_2 \quad (5)$$

$$J_3 = I_0 \beta_3 \exp[-\beta_3(x - l_1 - l_2)] \exp(-\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)(1 + \cos \omega t)/2, \quad l_1 + l_2 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 \quad (6)$$

气体、样品各层和背景材料中热扩散方程：

$$\frac{\partial^2 \phi_g}{\partial x^2} = \frac{2a_g^2}{\omega} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad -l_g \leq x \leq 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} = \frac{2a_1^2}{\omega} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\beta_1 I_0}{2k_1} \exp(-\beta_1 x)[1 + \exp(j\omega t)], \quad 0 \leq x \leq l_1 \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} = \frac{2a_2^2}{\omega} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\beta_2 I_0}{2k_2} \exp[(-\beta_2(x - l_1) - \beta_1 l_1)[1 + \exp(j\omega t)]], \quad l_1 \leq x \leq l_1 + l_2 \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_3}{\partial x^2} = \frac{2a_3^2}{\omega} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\beta_3 I_0}{2k_3} \exp[(-\beta_2(x - l_1 - l_2) - \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)[1 + \exp(j\omega t)]], \quad l_1 + l_2 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_b}{\partial x^2} = \frac{2a_b^2}{\omega} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad l_1 + l_2 + l_3 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 + l_b \quad (11)$$

式中 ϕ_g 、 ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 、 ϕ_b 分别为复值温度 ϕ 在气体、样品层 1、样品层 2、样品层 3 和背景材料中的复数表达式。 ϕ 的实部具有真正的物理意义，代表光声池中作为位置和时间的函数并与周围温度有关的温度。假定在转换过程中被吸收的光全部转换为热，无辐射转换过程。求解方程(7)、(8)、(9)、(10)和(11)，可得一般解的形式：

$$\phi_g(x, t) = l_g^{-1}(l_g + x)\theta_0 + \theta \exp(\sigma_g x + j\omega t), \quad l_g \leq x \leq 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \phi_1(x, t) = & e_1 - e_2 x + d \exp(-\beta_1 x) + [U \exp(-\sigma_1 x) + V \exp(\sigma_1 x) \\ & - E \exp(-\beta_1 x)] \exp(j\omega t), \quad 0 \leq x \leq l_1 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Phi_2(x, t) = & f_1 + f_2(l_1 - x) + h \exp[\beta_2(l_1 - x)] + \{X \exp[\sigma_2(l_1 - x)] \\ & + Y \exp[-\sigma_2(l_1 - x)] - Z \exp[\beta_2(l_1 - x)]\} \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad l_1 \leq x \leq l_1 + l_2 \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi_3(x, t) = & m_1 + m_2(l_1 + l_2 - x) + n \exp[\beta_3(l_1 + l_2 - x)] \\ & + \{L \exp[\sigma_3(l_1 + l_2 - x)] + P \exp[-\sigma_3(l_1 + l_2 - x)] \\ & - Q \exp[\beta_3(l_1 + l_2 - x)]\} \exp(j\omega t), \quad l_1 + l_2 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi_b(x, t) = & I_b^{-1}(l_1 + l_2 + l_3 + l_b - x)W_0 + W \exp[\sigma_b(l_1 + l_2 + l_3 - x) + j\omega t] \\ & l_1 + l_2 + l_3 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3 + l_b \quad (16) \end{aligned}$$

式中 θ 、 U 、 V 、 E 、 X 、 Y 、 Z 、 L 、 P 、 Q 和 W 为复系数, θ_0 、 e_1 、 e_2 、 d 、 f_1 、 f_2 、 h 、 m_1 、 m_2 、 n 和 W_0 为实系数, 并且 $\sigma_i = (1 + j)a_i$ 为热扩散系数的复数值。将(13)、(14)、(15)代入(8)、(9)、(10)式, 求得 d 、 h 、 n 和 E 、 Z 、 Q 分别为:

$$\left. \begin{aligned} d = -I_0/2k_1\beta_1, & \quad h = -I_0 \exp(-\beta_1 l_1)/2k_2\beta_2, \\ n = -I_0 \exp(-\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)/2k_3\beta_3, & \quad E = (\beta_1 I_0/2k_1) 1/(\beta_1^2 - \sigma_1^2), \\ Z = (\beta_2 I_0/2k_2) \exp(-\beta_1 l_1)/(\beta_2^2 - \sigma_2^2), & \\ Q = (\beta_3 I_0/2k_3) \exp(-\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)/(\beta_3^2 - \sigma_3^2) & \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

根据温度和热流连续的边界条件, 方程(7)~(11)满足以下 8 个方程:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_g(0, t) = \Phi_1(0, t), & \quad \Phi_1(l_1, t) = \Phi_2(l_1, t), \\ \Phi_2(l_1 + l_2, t) = \Phi_3(l_1 + l_2, t), & \quad \Phi_3(l_1 + l_2 + l_3, t) = \Phi_b(l_1 + l_2 + l_3, t), \\ k_g \frac{\partial \Phi_g}{\partial x}(0, t) = k_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}(0, t), & \quad k_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}(l_1 + l_2, t) = k_3 \frac{\partial \Phi_3}{\partial x}(l_1 + l_2, t), \\ k_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}(l_1, t) = k_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}(l_1, t), & \quad k_3 \frac{\partial \Phi_3}{\partial x}(l_1 + l_2 + l_3, t) = k_b \frac{\partial \Phi_b}{\partial x}(l_1 + l_2 + l_3, t) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

在(18)式中, 等式左右的温度函数的直流部分和交流部分应分别相等, 这样得到 16 个与未知数目相同的方程。求解这些方程可以得到 θ 、 U 、 V 、 X 、 Y 、 L 、 P 和 W 这些与时间有关及 θ_0 、 e_1 、 e_2 、 f_1 、 f_2 、 m_1 、 m_2 和 W_0 这些与时间无关的系数。在这些系数中, 固体-气体边界处的周期温度的复数振幅 θ 表示光声信号。为简化计算结果, 将一些复杂的参数用下面的符号表示:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_i = \exp(\sigma_i l_i), & \quad \eta_i = \exp(\beta_i l_i), & \quad \gamma_i = \beta_i/\sigma_i, & \quad (i = 1, 2, 3) \\ g' = k_g \sigma_g/k_1 \sigma_1, & \quad b = k_b \sigma_b/k_3 \sigma_3, & \quad s = k_2 \sigma_2/k_1 \sigma_1, & \quad y = k_3 \sigma_3/k_2 \sigma_2 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

在一般的固体样品中, 其 $k_1 \sigma_1$ 值比 $k_g \sigma_g$ 大两个数量级, 取 $g' \ll 1$, 得到样品表面的周期温度, 用复数值表示如下:

$$\Phi(0, t) = \theta \exp(j\omega t) = (U + V - E) \exp(j\omega t) \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} U = & [(1 + s)X + (1 - s)Y - (1 + \gamma_2 s)Z + (1 + \gamma_1)E\eta_1^{-1}]/2\zeta^{-1}, \\ V = & [(1 - s)X + (1 + s)Y - (1 - \gamma_2 s)Z + (1 - \gamma_1)E\eta_1^{-1}]/2\zeta, \\ X = & [(1 + y)L + (1 - y)P - (1 + \gamma_3 y)Q + (1 + \gamma_2)Z\eta_2^{-1}]/2\zeta^{-1}, \\ Y = & [(1 - y)L + (1 + y)P - (1 - \gamma_3 y)Q + (1 - \gamma_2)Z\eta_2^{-1}]/2\zeta, \\ L = & [(1 + b)W + (1 + \gamma_3)Q\eta_3^{-1}]/2\zeta^{-1}, \quad P = [(1 - b)W + (1 - \gamma_3)Q\eta_3^{-1}], \\ W = & \{\Delta_2 Q\eta_3^{-1} + \Delta_3 Q + \Delta_4 Z\eta_2^{-1} + [(1 + \gamma_2 s)\zeta - (1 - r_2 s)\zeta^{-1}]Z \\ & + [(1 - r_1)\zeta^{-1} - (1 + r_1)\zeta]E\eta_1^{-1} + 2r_1 E\}/\Delta_1 \\ \Delta_1 = & \{(1 + S)(1 + y)[(1 + b)\zeta\zeta\zeta - (1 - b)\zeta^{-1}\zeta^{-1}\zeta^{-1}] + (1 + S)(1 - y) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\times [(1-b)\zeta\zeta\zeta^1 + (1+b)\zeta^1\zeta^1\zeta] + (1-S)(1-y)[(1+b)\zeta\zeta^1\zeta - (1-b)\zeta^1\zeta\zeta^1] + (1-S)(1+y)[(1-b)\zeta\zeta^1\zeta^1 - (1+b)\zeta^1\zeta\zeta] \}/4 \quad (22)$$

$$\Delta_2 = \{(1+S)(1+y)[(1-r_3)\zeta^1\zeta^1\zeta^1 - (1+r_3)\zeta\zeta\zeta] + (1+S)(1-y) \times [(1+r_3)\zeta^1\zeta^1\zeta - (1-r_3)\zeta\zeta\zeta^1] + (1-S)(1-y)[(1-r_3)\zeta^1\zeta\zeta^1 - (1+r_3)\zeta\zeta^1\zeta] \} / 4 \quad (23)$$

$$\Delta_3 = \{(1+S)[(1+r_{3y})\zeta\zeta - (1-r_{3y})\zeta^1\zeta^1] + (1-S)[(1-r_{3y})\zeta\zeta^1 - (1+r_{3y})\zeta^1\zeta] \} / 2 \quad (24)$$

$$\Delta_4 = \{(1+S)[(1-r_2)\zeta^1\zeta^1 - (1+r_2)\zeta\zeta] + (1-S)[(1+r_2)\zeta\zeta - (1-r_3)\zeta\zeta^1] \} / 2 \quad (25)$$

当 $k_1 = k_2 = k_3$, $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$, $c_1 = c_2 = c_3$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3$, 样品成为单层材料, 将这一条件代入(20)式, 得到:

$$\theta = \frac{\beta I_0}{2k_s(\beta^2 - \sigma^2)} \times \left| \frac{(r-1)(b+1)\exp(\sigma l) - (r+1)(b-1)\exp(-\sigma l) + 2(b-r)\exp(-\beta l)}{(b+1)\exp(\sigma l) + (b-1)\exp(-\sigma l)} \right| \quad (26)$$

这一化简的结果同 Rosencwaig-Gersho^[1]的直接单层理论计算得到的结果相同, 由此可以证实得到的三层材料的 θ 的理论表达式的正确性。由于(20)~(25)式的结果比较复杂, 难以直接看出其表达式的真正物理意义。为了便于看出层状样品表面光声信号随样品各层参数变化的关系, 分别对三种不同的 GaP 材料(GaP 衬底片、纯绿 GaP 外延片和 GaP·N 外延片)作了数值计算, 并与该三种材料的光声信号和入射光调制频率的实验结果进行比较, 加以讨论:

GaP 衬底片是均匀的纯 GaP 样品。纯绿 GaP 外延片和 GaP·N 外延片是在 GaP 衬底片上用液相外延(LPE)方式生长得到的, 但是它们在生长过程掺杂不同。GaP·N 外延片是在液相外延生长过程掺 S(GaP·S_p 的基态能均约为 110 meV^[7])、Zn(GaP·Zn_{ca} 的基态能约为 64 meV^[8]) 形成 pn 结, 在 pn 结附近掺入 N(GaP 中观察到的 N-N 对的激子束缚能^[9, 10]介于 N-N 对相距最近时的 160 meV 到 N-N 对相距最远时(即作为单个 N 原子杂质时)的 21 meV 之间。), 形成等电子陷阱, 吸收光能或电能, 形成光致或电致发光。纯绿 GaP 外延片与 GaP·N 外延片的主要区别在于 pn 结附近不掺 N 原子。

对于纯 GaP 衬底片, 光吸收系数 β 由下式决定^[11]

$$\beta \propto N_0 \sqrt{\hbar\omega - E_g} \quad (27)$$

其中 N_0 为 GaP 的本征载流子浓度, E_g 为 GaP 禁带宽度, g_0 为本征载流子的能级简并度。在杂质吸收方式下, 杂质吸收系数 β 由比例式^[12]

$$\beta \hbar\omega \propto \frac{N_i \sqrt{\hbar\omega - \epsilon_i}}{g_i \exp\{(\epsilon_i - \zeta)/k_B T\} + 1} \quad (28)$$

给出。其中 N_i , ϵ_i , g_i 和 ζ 分别表示杂质浓度, 杂质能级, 杂质能级简并度和费米能级。由(27)式、(28)式可以看出 GaP 材料的光吸收系数主要与载流子浓度成正比。纯绿 GaP 外延片制作中, n 区中载流子 S 和 p 区中载流子 Zn 的平均掺杂浓度都约等于 $5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, 因此对于纯绿 GaP 外延片的 p 区与 n 区具有相等的光吸收系数; 并且由于纯绿 GaP 中载流子浓度远大于 GaP 衬底中的载流子浓度 $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$, 所以纯绿 GaP 外延片的光吸收系数大于

GaP 衬底的光吸收系数。而 GaP·N 生产过程中掺入的 N 原子浓度 $\geq 1.0 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ ，所以由于 N 原子在 n 区和 p 区分布不同，造成样品内这两层的光吸收系数与纯绿 GaP 外延片相应两层的光吸收系数相比有所不同。三种 GaP 外延片光吸收系数的不同会产生不同的光声信号，所以可以通过实验来进行测量。GaP 光声信号的测量是在室温下进行的。实验装置如图 2 所示。

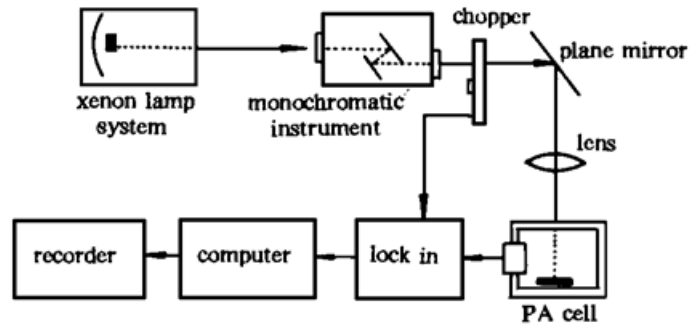


Fig. 2 Schematic of photoacoustic measurement

激励光源是由氙灯(500 W)系统、单色仪、斩波器、平面反射镜和聚光透镜组成。氙灯电源采用恒流源，开机半小时后光源稳定(光源波动范围 $\pm 0.5\%$)经波长选择器后，成为具有一定波长的光，再经一个斩波频率在 1~ 100 Hz 范围之间的机械斩波器，周期性地照到样品的表面。由马达驱动的单色仪通过光栅转动实现波长扫描。改变斩波器转动频率，实现激励光强调制频率的变化。样品置于光声池内，在周期性调制的单色光的照射下，使封闭于池中气体发生膨胀变化，由传感器将信号送至 5206 型锁相放大器，然后输入到微型计算机和自动平衡记录仪对信号进行处理和记录。

测量 GaP 样品时，将入射波长固定在 530 nm，先将炭黑放入光声池中，改变斩波频率进行测量，得到光强的变化曲线，存储微型计算机的可存储除法器中；然后再将炭黑换成 GaP 样品，同样地改变频率进行归一化测量。为得到连续的光声信号曲线，取频率间隔为 1 Hz。测量过程中，信号幅度的误差在 $\pm 2\%$ 之间，相位的误差为 $\pm 5\%$ 。

2.1 样品各层光吸收系数的变化对光声信号的相位和幅度的影响

图 3 是用光声光谱方法测得的光声信号的相位和相对幅度与斩波频率关系的实验曲线。图 4 是通过方程式(20)用计算机数值计算得到的光声信号与光吸收系数之间关系的理论曲线。由图 3 的实验曲线看出：GaP·N 材料光声信号的相位及幅度随斩波频率变化的斜率比不掺 N 的纯绿 GaP 材料的光声信号相位及幅度变化的斜率大。由理论计算的图 4 可以看出，信号相位及幅度随频率变化的斜率与第一、二层材料之间的光吸收系数之差成正比。图 3、4 的光声信号曲线的变化规律表明 GaP·N 材料中第一、二层之间的光吸收系数差值比纯绿 GaP 材料中第一、二层之间的差值大。这表明 N 原子的掺入使得 GaP·N 的一、二层的光吸收系数

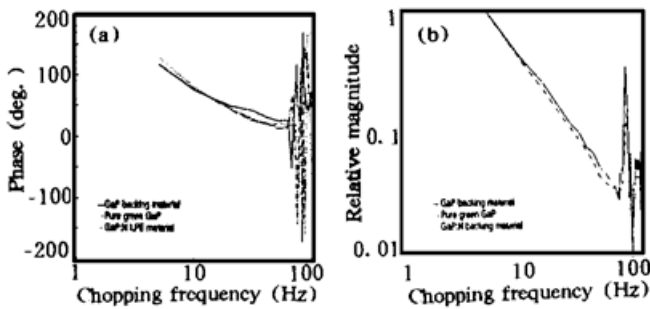


Fig. 3 Experimental data of photoacoustic phase (a) and magnitude (b) versus chopping frequency f of three kinds of GaP materials taken at 530 nm

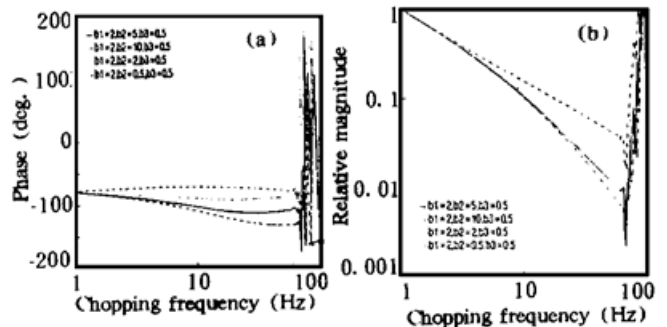


Fig. 4 Theoretical calculation of photoacoustic phase (a) and magnitude (b) versus chopping frequency f for different absorb coefficients in each layer

增加。由理论计算指明的这一情况与材料的特点相符合。图 2、3 中，曲线的斜率之间存在差异，这可能由于在实验过程中存在一定的热损耗引起的。

2.2 各层材料的热参数的变化对光声信号的相位和幅度的影响

如图 5 所示，在各层样品热导率较小，即热扩散系数 a_i 较大时，光声信号的相位产生振荡及相对幅度出现转变时的斩波频率值比较低；随着各层样品热参数的增大，热扩散系数 a_i 变小，信号的相位和相对幅度出现较大变化时的斩波频率也相应提高。



Fig. 5 Theoretical calculation of photoacoustic phase (a) and magnitude (b) versus chopping frequency f for different thermal diffusivity coefficient for each layer

2.3 样品各层厚度变化对光声信号相位和相对幅度的影响

从图 6 中可以看出，当样品的厚度增大时，光声信号的相位出现振荡的斩波频率会降低；当样品厚度减小时，光声信号的相位出现振荡的斩波频率升高。

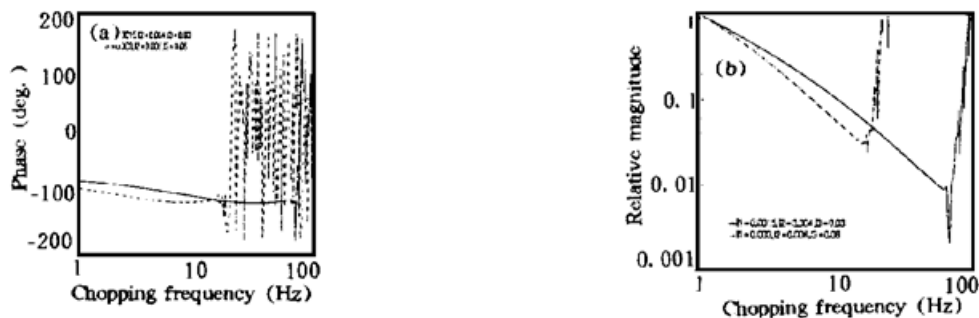


Fig. 6 Theoretical calculation of photoacoustic phase (a) and magnitude (b) versus chopping frequency f for different depth for each layer

从图 5、6 的比较可以得到：GaP 样品的热参数和厚度都会影响到光声信号相位和相对幅度的转折点的斩波频率值，而且图中表明转折点的斩波频率值同 k_i^{-1} ，即与 $\alpha_i^{-1} = \rho_i C_i / k_i$ ，成正比；而和 l_i^2 成反比。

在图 4~ 6 的理论计算中所用参数值：样品各层厚度分别为 $l_1 = 0.001 \mu\text{m}$ ， $l_2 = -0.004 \mu\text{m}$ ， $l_3 = 0.03 \mu\text{m}$ ，样品各层热导系数为 $k_1 = 1.6 \times 10^{-3} \text{ cal/cm sec}^\circ\text{C}$ ， $k_2 = 1.61 \times 10^{-3} \text{ cal/cm sec}^\circ\text{C}$ ， $k_3 = 1.62 \times 10^{-3} \text{ cal/cm sec}^\circ\text{C}$ ；样品各层光吸收系数为 $\beta_1 = 2 \text{ cm}^{-1}$ ， $\beta_2 = 10 \text{ cm}^{-1}$ ， $\beta_3 = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ ，样品各层密度为 $\rho_1 \approx \rho_2 \approx \rho_3 \approx 4 \text{ g/cm}^3$ ，样品各层的热容为 $C_1 \approx C_2 \approx C_3 \approx 2.0 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ ，比例值 $b = 1.0$ 。上面给出的 k_i 、 ρ_i 和 C_i 值均为低热导的半导体（例如 GaP）的典型值。

结 论 由 GaP 层状样品数值计算并结合样品的实验结果分析，可以得到如下结论：

1) 由层状样品表面光声信号随调制频率变化的斜率大小可推断出样品内层间的吸收系数之间的关系，为确定层间 N 原子浓度的分布给出有用的信息。

2) 由样品表面光声信号相位和相对幅度转折点的频率值随样品热参数和厚度变化的关系, 在样品各层厚度已知的条件下, 可以确定样品热参数的大小量级。

参 考 文 献

- [1] A. Rosencwaig, A. Gersho, Theory of the photoacoustic effect with solids. *J. Appl. Phys.*, 1976, **47** (1) : 64~ 69
- [2] M. J. Adams, G. F. Kirkbright, Thermal dynamic parameters of the gauche-thrains equilibrium in ethylen glycol phase analysis in solid-sample optoacoustic spectrometry. *Spectrosc. Lett.*, 1979, **9**(4) : 255~ 264
- [3] M. J. Adams, G. F. Kirkbright, Thermal diffusivity and thickness measurement for solid samples utilising the optoacoustic effect. *Analyst*, 1977, **102**(1218) : 678~ 682
- [4] M. J. Adams, B. C. Beadle, A. A. King *et al.*, Ultraviolet spectrophotometric and thin-layer chromatographic determination of pirimiphos-ethyl and pirimiphos-methyl in insecticide formulation. *Analyst*, 1976, **101**(1204) : 553~ 539
- [5] M. A. Fromowitz, P. S. Yeh, S. Yee, Photoacoustic measurement of spatially varying optical absorption in solids: A theory treatment. *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**(1) : 209~ 211
- [6] M. Morita, Theory and experiment on the photoacoustic effect in double-layer solids. *Japan J. Appl. Phys.*, 1981, **20**(5) : 835~ 842
- [7] P. J. Dean, F. E. Williams, *Luminescence of crystals, Molecules and Solutions*, New York, Plenum Press, 1973 : 538
- [8] J. Bernhole, S. T. Panteludes, Theory of binding energies of acceptors in semiconductors. *Phys. Rev. (B)*, 1977, **15**(10) : 4935~ 4947
- [9] D. G. Thomas, J. J. Hopfield, R. T. Lynch, Isoelectronic Donors and Acceptors. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **17**(1) : 312~ 315
- [10] E. Cohen, M. D. Struge, Exciton states of excitons bound to nitrogen pairs in GaP. *Phys. Rev. (B)*, 1977, **15**(2) : 1039~ 1051
- [11] Kal W. Ber, *Survey of Semiconductor Physics: Electrons and Other Particles in Bulk Semiconductors*. New York, Van Nostrand Reinhold, 1990, 325
- [12] K. Seeger 著, 徐乐, 钱建业译, 叶良修校, 半导体物理学, 北京, 人民教育出版社, 1980 : 422

Theory and Experiments on the Photoacoustic Effect in Three-Layer Solids

Chen Xianfeng Dong Mianyu Ding Zuchang
(Physics Department, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Zhou Lan Zhang Shuyi

(Institute of Acoustics and Laboratory of Modern Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093)

(Received 25 January 1997; revised 1 April 1997)

Abstract The Rosencwaig-Gersho theory of the photoacoustic effect is extended to the case of three-layer solids. The general expression for the complex amplitude of the periodic temperature at the solid-gas boundary is obtained. The phase and relative magnitude of the photoacoustic signal varying with chopping frequency for various optical absorption coefficients, thermal conductivity coefficients and material depths are numerally calculated and compared with the experimental results.

Key words photoacoustic effect, three-layer solid, periodic temperature.