

# 高温条件下光声信号的激光外差测量

郭转运 张光寅

(南开大学物理系)

**提要:** 用激光外差法在温度 500K 下获得了本征 GaAs 的光声吸收测量。

## Measurement of photoacoustic signal by laser heterodyne at high temperatures

Guo Zhuanyun, Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University)

**Abstract:** Photoacoustic absorption measurement of intrinsic GaAs by laser heterodyne at high temperature of 500K was made for the first time.

利用光声光谱可以测量样品极微弱的体吸收<sup>[1,2]</sup>,也可以用来研究相变<sup>[3]</sup>或表面态的某些性质<sup>[4]</sup>,加之它对各类样品(固态、液态、气态或粉末以及生物样品等)的适应性,在材料的光学和热学性质的研究中,光声光谱方法越来越成为一种重要的研究工具。

早期的光声光谱研究工作,因受传感器件的限制,差不多都是在常温或接近常温的条件下进行的。近年来,在低温范围的研究已有不少报导。把光声技术推向高温方面的工作报导却不多。使用赫姆霍茨共鸣器,或用强制水冷的办法使通常的话筒能够正常工作<sup>[5]</sup>,工作温度已扩展到大约 400 K。但这两种办法的热隔离都不是很完善,而且还引起其它一些问题,在向更高温度扩展困难甚大。

我们采用激光外差技术,无接触地测量光脉冲在样品中引起的声振。样品和测量装置分开,它们之间有着良好的热隔离,这就可

使样品处在高温而不影响测量系统的正常工作。实验上,我们实现了 GaAs 样品在 300~500K 温度范围内的光声测量。

图 1 为迈克尔逊干涉仪,  $M_1$ 、 $M_2$  为反射镜,入射点的坐标在图中已分别标出,  $S_p$  为分束器;  $D$  为光电倍增管;  $S$  为光源(He-Ne 激光器)。在光电倍增管的光阴极上,由  $M_1$  和  $M_2$  反射的光束所造成的场强分别设为  $E_1$  和  $E_2$ 。略去不重要的常数,则:

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega_0 t - 2Ky) \quad (1)$$

$$E_2 = E_{20} \sin(\omega_0 t - 2Kx)$$

其中  $\omega_0$  为光频频率。若  $M_1$  作频率为  $\Omega$ 、幅度为  $\eta$  的振动,则:

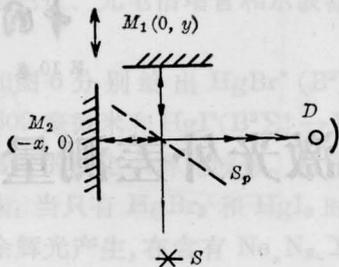
$$y = y_0 + \eta \sin(\Omega t + \varphi) \quad (2)$$

$D$  的光电流为:

$$I_D = C(E_1 + E_2)^2 \\ = C(E_1^2 + E_2^2) + 2CE_1E_2 \quad (3)$$

其中  $C$  为一常数。将(1)、(2)代入(3),略去

收稿日期: 1982年11月1日。



6328 埃

图 1

直流项和光频项(频率为  $\omega_0$  和  $2\omega_0$ ), 通过控制  $y_0$  使  $2K(x - y_0) = \frac{\pi}{2}$ , 则光电流中交变成分为:

$$i_D = 2CE_{10}E_{20} [J_1(2K\eta) \sin(\Omega t + \varphi) + J_3(2K\eta) \sin(3\Omega t + 3\varphi) + \dots] \quad (4)$$

或者,

$$i_D = CE_{10}E_{20} \sin[2K\eta \sin(\Omega t + \varphi)] \quad (5)$$

其中:

$$J_n(x) = \frac{x^n}{2^n n!} \left[ 1 - \frac{x^2}{2(2n+2)} + \dots \right],$$

当  $2K\eta \ll 1$  时(我们的实验情况正是如此)

$$J_1(2K\eta) \approx K\eta = 2\pi(\eta/\lambda)$$

$$J_3(2K\eta) \approx \frac{4}{3} \pi^3 (\eta/\lambda)^3$$

从而有:

$$i_{D1} = 4\pi CE_{10}E_{20} (\eta/\lambda) \sin(\Omega t + \varphi) \quad (6)$$

或

$$i_{D1} = K_1 \eta \sin(\Omega t + \varphi) \quad (7)$$

$$i_{D3} = \frac{8}{3} \pi^3 CE_{10}E_{20} (\eta/\lambda)^3 \sin(3\Omega t + 3\varphi) \quad (8)$$

其中  $i_{D1}$  和  $i_{D3}$  分别为光电流中基波和三次谐波分量。显然:

$$\left| \frac{i_{D3}}{i_{D1}} \right| = \left| \frac{J_3}{J_1} \right| = \frac{2}{3} \pi^3 (\eta/\lambda)^2 \quad (9)$$

式(5)、(7)、(9)是我们测量的基础。由(7)可见, 若用某种方法确定系数  $K_1$  后, 就可通过测量  $i_{D1}$  而确定出微振幅  $\eta$ , 或者测得了三次谐波和基波的幅值比, 由(9)式也可

求得微振幅  $\eta$  的值。

图 2 为实验装置示意图。  $S_0$  为低频信号发生器, 它产生的低频电压通过偏置电路  $B$  而加在压电陶瓷 PZT 上; 反馈回路的作用是抑制环境杂散振动造成的干扰; “手控”的作用是给出一个适当的直流电压加在压电陶瓷 PZT 上, 用以改变  $M_1$  的坐标  $y_0$ , 使前述  $2K(x - y_0) = \frac{\pi}{2}$  的条件得以满足; 锁相放大器 LIA 用以测定光电倍增管的输出信号。

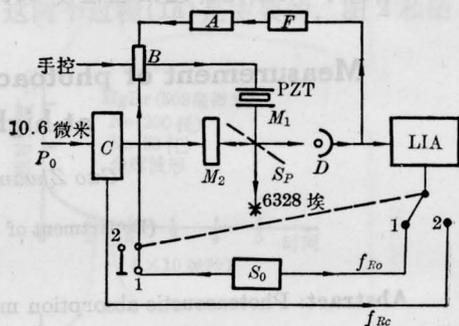


图 2 实验装置示意图

$S_0$ —低频信号发生器;  $F$ —低通滤波器;  $A$ —直耦放大器;  $B$ —偏置电路;  $C$ —10.6 微米激光斩波器; LIA—锁相放大器

系统是用来测量微小的振动的, 为了抑制外界机振干扰, 光源(Ho-Ne 激光器)和组成迈氏干涉仪的各光学元件(包括样品架)以及光电倍增管均固定于一个重约 20 公斤的厚钢板上, 钢板放在由两个汽车内胎组成的气垫上, 重物同气垫一起构成一个垂直振动自然频率约 3 赫, 水平振动自然频率约 1 赫的机振系统。为进一步抑制低频干扰和外界瞬态冲击造成的影响(譬如周围人们的走动所造成的影响), 我们使用了反馈校正。  $F$  为一个截止频率为 10 赫的低通滤波器。  $A$  为直耦放大器, 它的输出通过偏置电路  $B$  加在压电陶瓷 PZT 上。观测表明, 对 1 赫的干扰, 抑制因子约为  $10^{-2}$ 。还需说明一点, 在两种自然频率的干扰中, 影响大的主要是 1 赫的干扰。

在做正式的光声测量时, 涉及的振幅很

小( $<1 \text{ \AA}$ ), 纵然有上述防震措施, 信噪比(这里指信号/干扰电压比)仍然很小。为了提高测量的信噪比, 我们用锁相放大器(Brookdeal, 9505-SC)来进行测量。使 9505-SC 工作于自动跟踪方式, 启用其前置滤波器以提高瞬态干扰抑制能力, 并且除去信号中的高次谐波, 后置低通滤波器的时间常数选为 10 秒, 这样, 该锁相放大器就相当于一个噪声带宽仅为 0.025 赫的选频放大器, 这就使信噪比大大提高, 从而可进行稳定的测量。

为了避免工频干扰, 我们将光斩波器(Rofin 7512)的工作频率选为 185 赫, 选取更高的频率虽然对抑制工频干扰更为有效, 但同时正常的光声信号也随着减小, 故提高工作频率对测量并无什么好处。

图 3 为加热炉及样品架。加热炉炉体为直径 5 厘米的耐热瓷管, 长约 10 厘米, 外面绕上炉丝以通电加热, 管两端加石棉盖板, 样品架用石英玻璃制成。实验表明, 在炉子外面相应于测量光束( $6328 \text{ \AA}$ )的一段光路上加装光路保护套 AA (长约 3 厘米) 是必须的, 没有它, 则当电炉加热时, 炉体附近不规则的上升气流将会使相应的一段光路上空气折射率发生不规则的变化, 从而在测量信号中产生相当大的干扰。

样品是一个拟作  $\text{CO}_2$  激光器窗口的

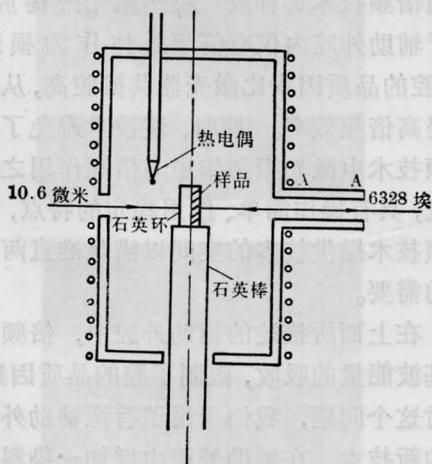


图 3

GaAs 片。实验表明, 有些样品反射率即便低到 4%, 测量仍可顺利进行。样品的背面, 即 10.6 微米的辐照面, 没有什么特别要求, 如果仅仅是要测量样品的温度-吸收特性, 并不关心吸收的绝对值的话, 则背面甚至不加抛光都可以。另外对样品两个表面的平行度也不作什么要求。

在进行光声测量中, 图 2 的  $M_2$  是被测样品, 反射镜  $M_1$  及其相连的压电陶瓷 PZT, 除了通过偏压调节以保证  $2K(x-y_0) = \frac{\pi}{2}$  的条件外, 也用来确定(7)式中的常数  $K_1$ 。将  $S_0$  的输出电压由零开始逐渐增大,  $M_1$  的振幅也逐渐增大。当其振幅  $\eta$  满足  $2K\eta = \frac{\pi}{2}$  即  $\eta = \lambda/8$  时, 由(5)式可见,  $i_D$  将有最大的幅值(可由示波器来监测), 利用此时的  $\eta = \lambda/8$ , 再由锁相放大器 LIA 测得的基波分量  $i_{D1}$  即可通过(7)式来定出  $K_1$  的值。

在测量中,  $M_1$  并不作振动,  $M_2$  是样品, 在 10.6 微米的激光脉冲辐照下, 作振幅为  $\xi$  的振动, 类似(7)式, 此时有:

$$i_{D1} = K_1 \xi \sin(\Omega t + \varphi) \quad (7')$$

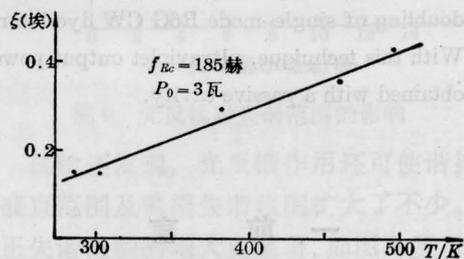


图 4

图 4 画出了高阻 GaAs 样品在周期的 10.6 微米激光脉冲的辐照下, 样品振动的振幅  $\xi$  随温度变化的曲线。由图可见, 随着温度的上升,  $\xi$  也逐渐增大, 这意味着样品吸收的逐步增大。在测量的温度范围内(300~500K), 它和 Christensen 等人<sup>[6]</sup>用量热法测量的结果一致。但光声法有它自己的优点, 对样品是非接触, 无损伤, 同时又是实时测

(下转第 797 页)

泡和钛氢化合物来不及大量形成。

(3) 焊件的对接面不平整,并有杂质、灰尘、油脂等污染,对气泡的形成,影响更是显著和直接。

(4) 焊接的加热和冷却速度不适当。

(5) 当焊接的激光能量密度控制在正好熔透焊件厚度时没有发现气泡,若熔深小于焊件厚度,对于在大气中焊接的焊区,气泡大多产生在焊斑底部和周壁的熔合线内侧,如图3所示。对于在氧氩或氮氩混合气体中的焊接,气泡大多产生在焊区中心,如图2所示。这可能是由于氧或氮吹拂焊区表面,使金属液体表面首先凝固一层钛的氧化物或

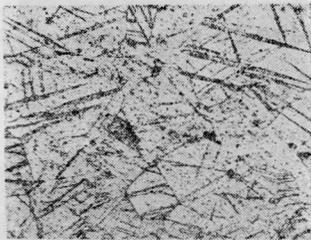


图 5

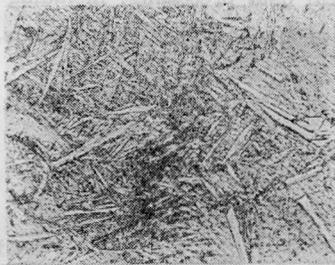


图 6

(上接第 787 页)

量。它还避免了量热法的一个麻烦,即要在一个高的背景温度上去测量一个微小的温度变化的过程。当然,光声法是一种相对测量,单用这种方法是不能确定样品对光的吸收系数以及样品热参数的绝对值的,除非配以其它方法,在一个标准条件下,进行校准。

### 参 考 文 献

[1] L. B. Krenzer, C. K. N. Patel; *Science*, 1971,

氮化物,它们的熔点分别约为 2000°C 和 2940°C,都高于钛的熔点。因此,熔区中的气体被封闭造成气泡。

### 三、焊区的金相结构

钛金属具有同素异晶转变现象,在 885°C 以下为密集六方晶体,称为  $\alpha$  钛;在 885°C 以上为体心立方晶格结构,称为  $\beta$  钛。合金元素的加入以及冷却速度会影响这个转变温度。

下面对试验(5)的焊区进行讨论,钛从高温冷却到低温过程中产生  $\beta \rightarrow \alpha$  相变。 $\alpha$  钛的  $\beta/\alpha$  相变点,由于激光焊接的急冷有点下降。但过冷相变的组织与缓冷相差不多,所产生的  $\alpha$  相由于急冷其结晶内部有些变态,例如产生层合缺陷,或是孪晶、滑移等晶体缺陷。是针状组织,称为  $\alpha'$  相,或称钛的马氏体,如图 5~7 所示。有些焊区表面有较明显的台级状纹道,它可能是马氏体相变时切变倾动的结果。焊区金属的性能如所测试的一样,它比母材的硬度稍有提高,塑性和韧性有些下降,但变化不大。可焊性还好。



图 7

(放大 100 倍)

45, 173

- [2] R. A. McFarlane, L. D. Hess; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, 137.
- [3] P. S. Bechthold *et al.*; *Solid State Commun.*, 1980, **36**, 225.
- [4] Svein Otto Kanstad, Per-Erik Nordal; *Infrared Phys.*, 1979, **19**, 413.
- [5] M. A. A. Siqueira *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, 1403.
- [6] O. P. Christensen *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**, 4954.