

用压电传感器研究半导体中的 电子-声子的相互作用

李增发 张光寅 钱 华 王文斌

(南开大学固体能谱研究室)

1984年8月28日收到

在Si单晶片两面加一方波电压,晶体中将产生周期热流。理论分析表明,存在着两种不同起因的热流,并可由一实验上的阈值电压加以区分。我们用压电陶瓷对产生的热流进行了测量,用测得的阈值电压计算了样品的参数,得到了满意的结果。

一、引 言

六十年代,有人从理论上研究了声子在半导体中的衰减^[1],以及在存在直流电场条件下晶体中声子的受激发射^[2]。1978年, Ghizoni^[3]将其理论结果用于研究半导体中电子-声子的相互作用。提出了用具有微音器的光声室进行测量的实验方法。本文介绍一种大大简化了的实验方法,用压电传感器也得到了满意的实验结果。

二、基本 原理

半导体中的载流子在一电场作用下,将从场中获得能量,随着电子-声子的相互作用,这个能量将转换成晶格的机械振动(声子)。我们假设,在电场作用下,晶体中的声子数很快达到平衡,并设平衡声子数为 $\bar{N}_p = \alpha(\mu E)^2$, μ 为电子迁移率, α 为声子的吸收系数, E 为所加电场。由于半导体对体内传播的声波有放大作用^[2](一般地,要求电子迁移速度 V_d 大于声波传播速度 V_s)。因此,晶体内的声子数会随时间而增多。声子数偏离平衡后,又有向平衡状态弛豫的趋势^[1]。所以晶体中声子数随时间变化的关系取决于两个因素,其一是在电场作用下晶体中声子数的增长率 γ_p , 其二是声子数趋向平衡的弛豫时间 τ_p 。基于这个模型,我们可用下面的方程来描述晶体中声子的激发与衰减过程:

$$\frac{dN_p(t)}{dt} = -\frac{N_p(t) - \bar{N}_p}{\tau_p} + \gamma_p N_p(t). \quad (1)$$

弛豫时间 τ_p 的定义是

$$\tau_p^{-1} = \frac{\text{单位时间损耗的声波能量}(Q)}{\text{晶体中传导声波的能量密度}(W)}. \quad (2)$$

其中, $W = \frac{1}{2} \rho \omega_p u_0^2$ (ρ 为晶体密度, ω_p 为声波圆频率, u_0 为声波振幅)。在文献[1]中, Woodruff 给出

$$\tau_P^{-1} = \frac{\pi \gamma_G^2 \omega_P C_v T}{4 \rho v_s^2} \quad (3)$$

其中, γ_G 为 Grüneisen 常数, C_v 为比热, T 为绝对温度, v_s 为声波在晶体中的传播速度。

类似地, γ_P 的定义是

$$\gamma_P = \frac{\text{单位时间内声波(从传导电子)吸收的能量}}{\text{晶体中声波的能量密度}} \quad (4)$$

在只考虑纵波时, 我们有

$$\gamma_P = \frac{n_0 m}{\rho \tau} \left[\frac{V_d}{v_s} - \frac{4}{15} (ql)^2 \right] \quad (5)$$

其中 n_0 为载流子浓度, τ 为电子的平均自由时间, l 为平均自由程, m 为电子的质量, q 为声波波数, V_d 为电子的迁移速度。

在我们的实验情况下, 声波波长远大于平均自由程 (即 $ql \ll 1$), 并且 $\omega_P = 2\pi \cdot 100$ rad/s, 于是

$$\gamma_P = \frac{n_0 m}{\rho \tau} \cdot \frac{V_d}{v_s} \quad (6)$$

考虑到关系 $eE = m \left(\frac{V_d}{\tau} \right)$, 及 $e \frac{V_P}{d} = m \frac{V_d}{\tau}$ (V_P 为方波电压幅度), 则 (2.6) 式可写成

$$\gamma_P = \frac{n_0 e}{\rho v_s} \cdot \frac{V_P}{d} \quad (7)$$

至此, 我们已得到了 τ_P 和 γ_P 的表达式。现在, 假设样品上加一宽度为 T_P , 幅度为 V_P 的方波电压, 我们在方波持续时间内求解方程 (1), 这时 τ_P 、 γ_P 皆为常数, 则方程 (1) 可写为

$$\begin{cases} \frac{dN_P(t)}{dt} = \frac{\bar{N}_P}{\tau_P} + (\gamma_P - \tau_P^{-1}) N_P(t) \\ N_P(0) = \bar{N}_P \end{cases} \quad (8)$$

它的一般解为

$$N_P(\tau) = \frac{\alpha}{\tau_P} \left(\frac{\mu V_P}{d} \right)^2 \frac{\exp[(n_0 e V_P / \rho v_s d - \tau_P^{-1})\tau] - 1}{n_0 e V_P / \rho v_s d - \tau_P^{-1}} \quad (9)$$

上式的物理意义十分明确。对于弱电场, 则

$$n_0 e V_P / \rho v_s d - \tau_P^{-1} < 0,$$

对 (9) 式指数项进行展开, 保留一次项, 就可得到声子数

$$N_P(\tau) \sim \left(\frac{V_P}{d} \right)^2,$$

这说明在弱场时, 声子数和焦耳热成正比。反之, 在强场时

$$n_0 e V_P / \rho v_s d - \tau_P^{-1} > 0.$$

此时, 声子数 $N_P(\tau)$ 将随 V_P 指数增大。可见, 声子数将随 V_P 有一明显的转变过程。

三、实验及结果

为验证以上理论结果及压电器件在研究半导体中载流子的运动性质的实用性, 在我

们的实验中,以压电陶瓷作热流探测器(如图1所示)。关于压电传感器探测固体中热流的问题在一些文献^[4]中已有详尽报道。

在电场作用下,电子引起的热流包括两部分,一部分是弱场时的焦耳热;一部分是在强场时电子引起的声子受激发射转换成的热。这个热流可用压电陶瓷探测到。

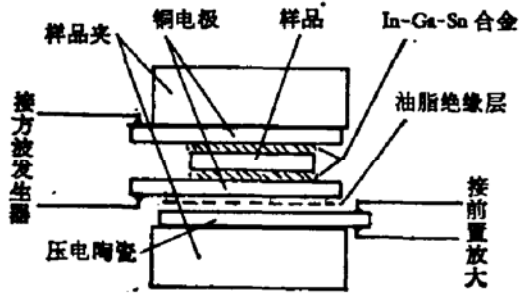


图1 半导体样品中热流的压电探测法示意图

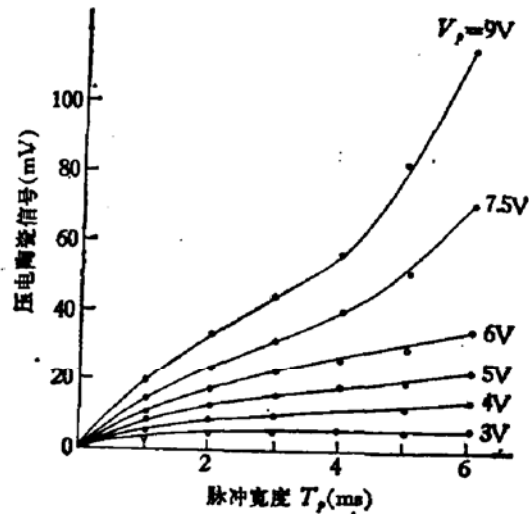


图2 在 V_p 一定时,压电信号与脉冲宽度 T_p 的关系曲线
样品 Si, $d = 0.462\text{mm}$

实验中所加电场是一宽度为 T_p , 幅度为 V_p 且均可变的方波电压脉冲, 样品为厚度 $d = 0.46\text{mm}$, 面尺寸不大于 $10 \times 10\text{mm}^2$ 的硅片 [(111) 切割], 样品两面上的电极为 In-Sn-Ga 合金, 压电陶瓷厚度约为 1mm 。在所加脉冲电压幅度 V_p 为一定值时, 测得的压电信号幅度与脉冲宽度 T_p 的关系曲线示于图 2。

由图 2 可以看到, 当 V_p 较小时(相应于 $\gamma_p < \tau_p^{-1}$ 的情形)只有焦耳热; 而当 V_p 较大时(相应于 $\gamma_p > \tau_p^{-1}$ 的情形)出现声子的受激发射所引起的热流幅度的大大增加。热流幅度开始急剧增加的时刻对应着 $\gamma_p = \tau_p^{-1}$, 此时所用脉冲电压幅值 V_p^{th} 便成为一个非常明显的阈值。由图 2 所示测量结果识别出的阈值 $V_p^{\text{th}} = 7$ 伏。我们可利用这个阈值计算出一些半导体材料的参量(例如载流子浓度 n_0)。利用已有参数 $v_s = 9.3710^5\text{cm/s}$ [(111) 方向的纵波], $\rho = 2.33\text{g/cm}^3$, $C_p = 1.61 \times 10^7\text{erg/cm}^3\text{C}$, $\gamma_c \cong 0.44$ ^[3] 及 $T = 300\text{K}$, $\omega_p = (2\pi) 100\text{rad/s}$ 及由(3)式计算出的 $\tau_p^{-1} = 0.226\text{秒}^{-1}$ 。我们可利用 V_p^{th} 、 τ_p^{-1} 的值及阈值方程 $\gamma_p = \tau_p^{-1}$ 即

$$n_0 e V_p^{\text{th}} / \rho v_s d = \tau_p^{-1} \quad (10)$$

来计算半导体样品中载流子浓度 n_0 , 计算结果为 $n_0 = 2 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 。这个值与用四探针法测得的结果 $n_0 = (2.0-2.5) \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 非常好地一致。如需要还可根据以上原理测量及计算半导体材料的其它有关参量。

总之,虽然理论推导中做了许多近似,但它得出的结论与实验符合的很好,说明整个模型基本上是合理的。用这一模型描述晶体中电子-声子的相互作用是可行的。另外,本文所述的实验方法,作为研究半导体中传输过程的一种新方法是比较简单而适用的。特别是实验中样品电极不要求有很好的欧姆接触,并且阈值电压非常明显,易于得到。因此,将测得的阈值电压用来计算半导体样品有关参数是简单易行的。

南开大学半导体教研室牛文成先生、杨梦燕先生在本工作中给予了有益帮助,谨表谢意。

参 考 文 献

- [1] T. O. Woodruff *et al.*, *Phys. Rev.*, **123**, 1553 (1961).
- [2] H. N. Spector, *Appl. Phys.*, **127**, 1084 (1962).
- [3] C. C. Ghizoni, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 554 (1978).
- [4] M. M. Farrow, *Appl. Opt.*, **17**, 1093 (1978).

Investigation of Electron-Phonon Interaction in Semiconductor with Piezoelectric Transducer

Li Zengfa, Zhang Guangyin, Qian Hua and Wang Wenbin
(Department of Physics, Nankai University)

Abstract

It is shown from theoretical analyses that in the presence of a pulsed dc electric field, a periodic heat-flow occurs in a monocrystalline Si plate, and it has two sources, they can be differentiated by the experimental threshold voltage. This heat-flow is measured by piezoelectric ceramic. According to the threshold voltage, the parameter of the sample is calculated, the results are satisfactory.