

一种可获得“迁移率谱”的新方法

——瞬时热电效应法

高文秀 黄美纯 陈传鸿

(厦门大学物理系, 厦门 361005)

杨祖慎

(新疆大学物理系, 乌鲁木齐 830046)

(1997 年 3 月 31 日收到)

介绍了瞬时热电效应法, 一种新的实验手段. 它基于脉冲激光照射引起的载流子的扩散现象. 观测到的瞬时热电电压由光激发导致的传导载流子的扩散形成, 并且复合着几个特征的衰减过程指数地衰减. 分析这些衰减过程, 可以获得载流子的迁移率、有效质量、费密面的变化等重要信息. 对瞬时热电效应法的原理以及主要分析方法作了较详细的介绍.

PACC: 7220; 6630; 7215L

1 引 言

自 19 世纪中叶起, 研究了许多物质的电学性质, 特别是金属电阻率随温度降低而减小的同时, 热传导系数增大, 水银超导现象的发现等一系列实验结果, 构筑了固体电子理论的基础框架. 几乎同时量子力学的理论也较完整地建立起来. 所谓电磁学性质, 是指当来自外界的电磁场 E , B 或热(温差 ΔT)等“原因”加在物质上时, 物质对这种“原因”的响应情况. 也就是通过对电流 I 或电位差 V 等“结果”的测量, 获得诸如电阻率 ρ (电导率 $\sigma = \rho^{-1}$)、热电能 S 、霍耳系数 R_H 、磁致电阻变化 $\Delta\rho/\rho(0)$ 、霍耳迁移率 $\mu_H (= \sigma R_H)$ 等线性响应系数, 进而明了物质中传导载流子(电子、空穴等)的输运现象^[1,2]. 它的研究对象几乎囊括了所有的物质, 包括最近的量子点. 纵观历史, 金属超导、晶体管、隧道效应、量子霍耳效应、高温超导等的发现, 均基于传导载流子的某种特异输运现象, 意义深远.

物质电学性质测定的最基本方法, 无外乎测量通过样品的电流(势电能的测定则为温度差)和样品两端产生的电位差, 如使用电位差计、检流计、桥式电路的直流法和交流法等. 以上所述, 都是通常测量意义下的静的电学测量, 即所谓传统方法. 动的电学测量的两个例子是: 1) Ryder-Shockley 实验^[3]: 在样品的两端加一个脉冲电场, 测量其两端的电压变化; 2) Haynes-Shockley 实验^[4]: 在 n 型半导体的一端注入少数载流子空穴, 同时测量电压的时间变化, 从而获得载流子的寿命和迁移率.

通常静的热电能测量法[参见图 1(a)]为在半导体的两端建立一个恒定的温度差 ΔT , 测量两端产生的电压 V 而获得热电能 S . 这种方法对于只存在一种载流子的物质(电子或空穴), 问题很简单. 对于同时存在多种载流子的物质(multicarrier material), 由于

多种载流子的存在,仅 S 的测定和解析就已经相当复杂,对其他更深入的输运量的分析已无能为力.

最近我们开发完善了一种称为瞬态热电效应法(transient thermoelectric effect; 简称 TTE)的动态测量技术,其原理非常简单,但传统的测量技术不同.这种测量手段对于研究含多种载流子的物质特别有效.

2 TTE 法的原理

如图 1(a)所示,用脉冲激光照射处于热平衡状态下的样品(为便于叙述,假定只存在一种电子和一种空穴)的一端,在样品两端就会像图 1(d)的实线那样被激发出热电压 $V(t)$ 的时间变化曲线(衰减曲线),我们称之为 TTE 电压.这是由于在超短脉冲激光的照射下,被照样品的一端温度上升了 ΔT ,传导载流子(电子、空穴和光激发生成的电子-空穴对等)将沿着温度梯度和浓度梯度扩散(一般而言,也寄生有热声子的扩散,这点将在后面论及).光照导致的样品温度上升 ΔT ,主要是由于电子-晶格间的相互作用,这个过程

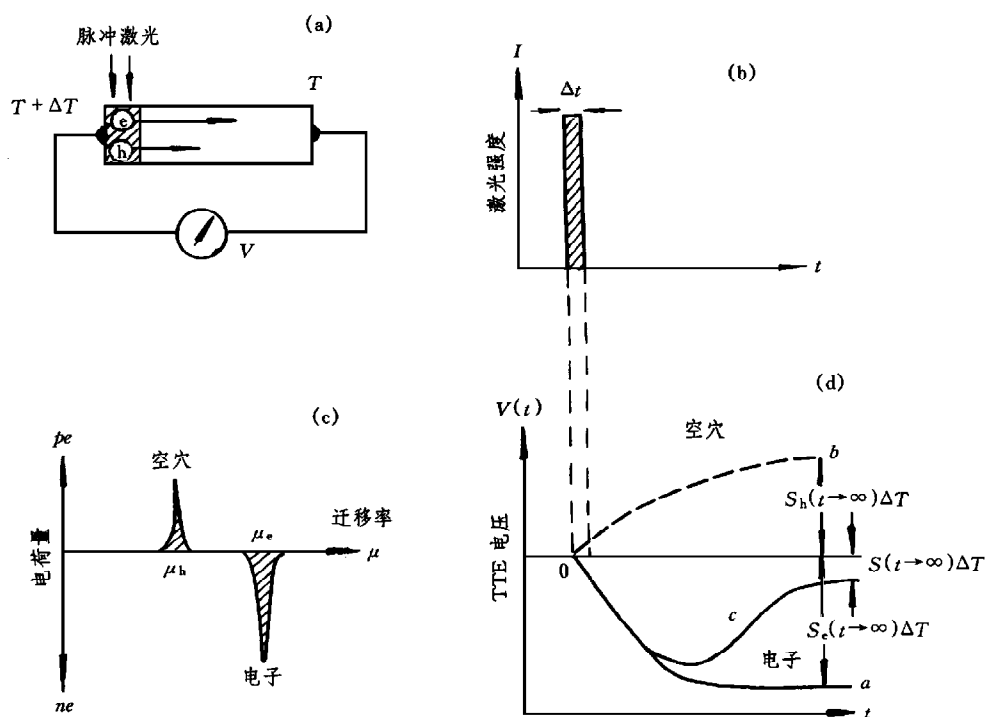


图 1 (a)静的、动的热电能测定原理图 (b)脉冲激光强度 (c)电子与空穴的电荷量和它们各自迁移率的模式图(迁移率谱),以及(d)激发电压的时间变化的模式图(曲线 a 为只有电子,曲线 b 为只有空穴,曲线 c 为电子与空穴共存)

约持续 $10^{-14}—10^{-10}$ s. 如图 1(d)所示,若 TTE 电压仅由电子形成,则如曲线 a ;若仅由空

穴形成,则如曲线 *b*;若电子空穴同时存在,则合成为曲线 *c*.若 t 时刻的各热电能分别为 $S_n(t)$, $S_h(t)$, $S(t)$, 则 $t \rightarrow \infty$ 时定常状态的 TTE 电压分别为 $S_n(t \rightarrow \infty) \Delta T$, $S_h(t \rightarrow \infty) \Delta T$, $S(t \rightarrow \infty) \Delta T$, 这些与通常的静热电能相当.我们关心的是光照射后形成的 TTE 电压的瞬间变化,因此我们称这种方法为“瞬时热电效应法”.

若浓度为 n 的电子迁移率 μ_n 比浓度为 p 的空穴迁移率 μ_h 大,则电子的电量 ($-ne$) 和空穴的电量 (pe) 与迁移率的关系可用迁移率谱的形式表示,如图 1(c) 所示.这样,可以知道多种载流子物质的迁移率、费密能级、散射机构、能带构造,进而导电机理等诸多电子物性的信息.高温超导体等许多极有研究价值的物质均属于多种载流子系,它们的费密面构造复杂,用瞬时热电效应法这种新的测量技术换个角度来研究这些物质,可以获得很多经典方法得不到的信息.我们已用这种方法研究过化合物半导体、层状磁性物质,以及具有电荷密度波 (charge-density-wave, 简称 CDW) 转变的低维天然超晶格半导体、高温超导物质等^[5-12].

3 TTE 的测定及解析方法

TTE 的测定装置由 Nd:YAG 超短脉冲激光器和透镜棱镜构成的光学系统,包括样品在内的低温系统,以及 TTE 电压的检测、记录分析系统等三大部分构成.图 2 为 TTE 测定装置概图(限于篇幅,图中未涉及与磁场有关的部分).实验时将波长 $1.06 \mu\text{m}$, 脉冲宽度 8 ns 的激光引入一个可调狭缝后均匀照射在样品的一端,样品两端被激发出的高速、微弱 TTE 电压经宽带高保真前置放大器增幅后送入数字同步存储示波器,最后由微机进行储存和分析处理.实际观察到的 TTE 电压波形的大小、形状及时间分布领域等特征参数随所研究的物质、温度及电磁场的施加情况而大不相同.

半导体 n-Si 的典型 TTE 电压波形如图 3(a) 和 (b) 所示.光照射后,在测定极限的数纳秒内诱起陡峭的负 TTE 电压,此后的衰减过程按时间的顺序大体为: i) 因光照而生成的电子-空穴对的复合过程 ($0.2 \mu\text{s} < t < 2 \mu\text{s}$), ii) 传导载流子的扩散过程 ($2 \mu\text{s} < t < 200 \mu\text{s}$), iii) 温度梯度导致的热声子扩散过程 ($200 \mu\text{s} < t < 2 \text{ s}$) 等三个过程.在过程 i) 和 ii), TTE 电压以指数的形式随时间变化,因物质不同而分为数个衰减过程.下面以 n 型半导体为例进一步详细说明.

3.1 传导载流子的扩散过程

假定 $t=0$ 时激光照射后电子和空穴的浓度分布如图 4(a) 所示,亦即假定 n 型半导

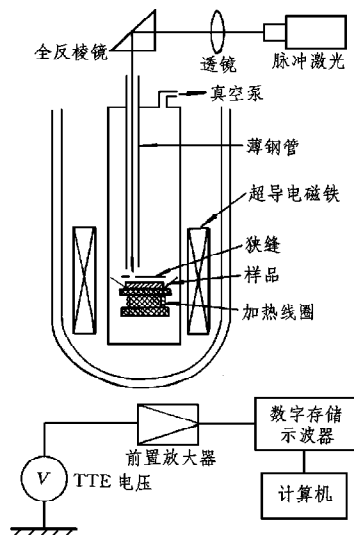
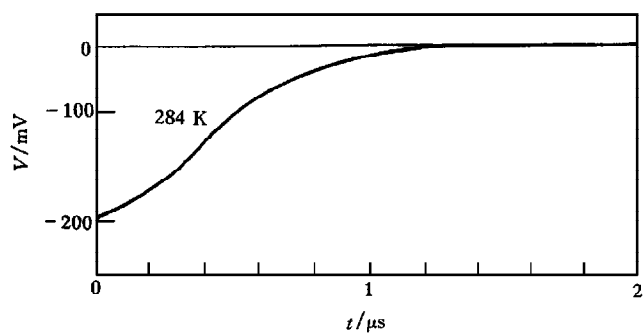
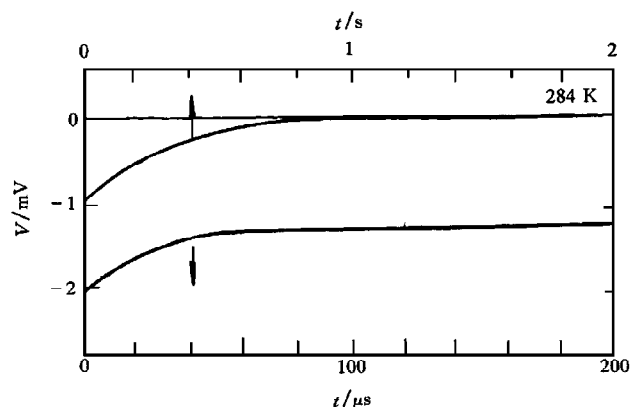


图2 瞬时热电效应法的实验装置示意图 上部为光学系统和杜瓦瓶内的构造,下部为电测量系统

体中作为多数载流子的电子以浓度 n_0 均匀分布, 禁带以上光照射的瞬间, 浓度为 δn 的电子和浓度为 δp 的空穴被激发, 这些电子和空穴立即从样品高温的一端向低温的一端扩散. 一般而言, 电子和空穴的扩散系数不同. 如果电子的扩散系数比空穴的扩散系数大,



(a) $0.2 \mu\text{s} < t < 2 \mu\text{s}$



(b) $2 \mu\text{s} < t < 200 \mu\text{s}$ 和 $200 \mu\text{s} < t < 2 \text{s}$

图 3 n-Si 的温度 284 K 以及不同时间领域内的 TTE 电压衰减曲线

则时刻 $t_1 (> 0)$ 时的浓度分布如图 4(b) 所示, 从而形成图 4(c) 所示的两极性电荷分布 (ambipolar charge distribution), 即熟知的光扩散效应 (photo-diffusion 或 Dember effect). 这时样品中会形成一个有效电场 E_i , 它将抑制载流子的扩散, 从而形成一定的电压 (Dember 电压). 这以后由于电子-空穴对的复合, Dember 电压将逐渐消失, 这相当于上述过程 i). 我们的实验数据表明, 传导载流子的扩散过程从脉冲激光的宽度 8 ns 开始到 1 s 左右的很长时间领域里都可以观察到. 除了高温超导体的超导状态外^[13], 弛豫过程的衰减曲线 $V(t)$ 将按下面的指数规律衰减:

$$V(t) = V_0 + \sum a_i \exp(-t/\tau_i), \quad (1)$$

式中 $V(t)$ 为 TTE 电压, V_0 为 $t \rightarrow \infty$ 时的定常电压值, a_i 和 τ_i 为与第 i 种载流子相对应的衰减强度和衰减时间, $t=0$ 时的初始电压为 $V(0) = \sum a_i$. 衰减强度 a_i 负时为空穴的

衰减过程,正时为电子(亦即 TTE 电压随时间增加时为空穴,减少时为电子)的衰减过程.然后多数载流子(过剩电子)将沿着温度梯度扩散,这种过剩电子的扩散将在样品的高温

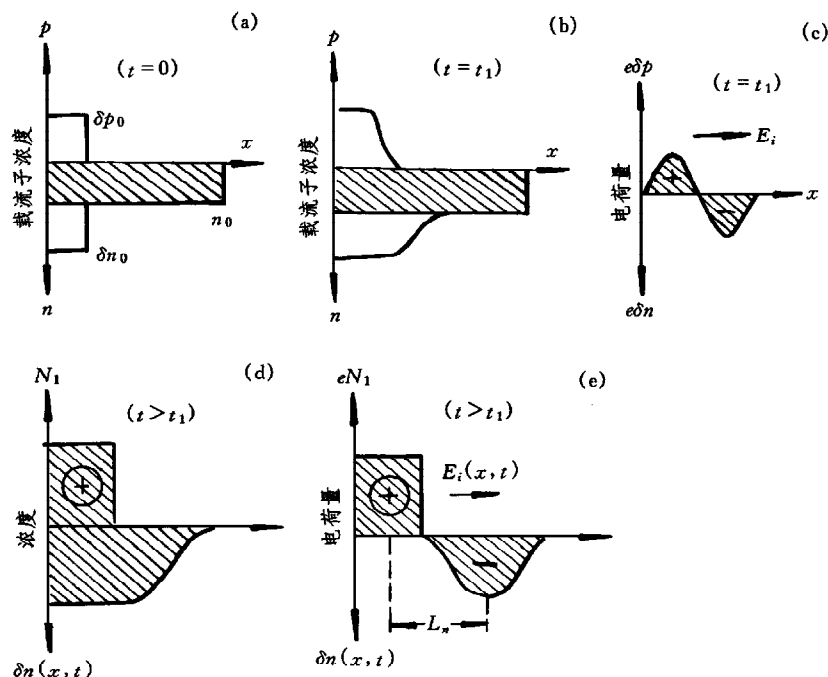


图4 (a) $t=0$ 时电子浓度为 n_0 的 n 型半导体由于光激发导致的电子和空穴浓度分布模式图, (b) 扩散后 ($t=t_1$), (c) 电荷的分布差引起的内部电场 ($t=t_1$), 亦即静的 Dember 效应, (d) 浓度 N_1 的正离子化杂质和浓度为 $\delta n(x, t_1)$ 的过剩电子分布的模式图, (e) $t > t_1$ 时由于这些电荷分布差而生成内部电场[动的 Dember 效应 (L_n 为过剩电子的扩散长度)]

一端形成正离子化杂质,过程 i) 结束的时间如果为 t_1 , 设这时的离子化杂质和过剩电子的浓度分别为 N_1 和 $\delta n(x, t)$, 则浓度分布如图 4(d) 所示. 时刻 $t > t_1$ 时, 与静的 Dember 效应类似, 如图 4(e) 那样在样品内部形成一个内部电场. 其结果是过剩电子的扩散被抑制, TTE 电压将指数衰减至某一定常电压值. 这即为传导载流子的扩散过程 ii). 从光照后传导载流子的衰减现象的角度而言, TTE 法是一种动的 Dember 效应. 由于多种传导载流子的迁移率各不相同, 因此它们各自的 TTE 电压出现的时间领域亦不同, 使迁移率的分解成为可能. 这就是 TTE 法的基本原理. “迁移率谱”即由此而来. 下面将作定量介绍. 为了简单, 我们仅考虑过剩电子沿 x 方向扩散的情况. 设时刻 t , x 处的内部电场为 $E_i(x, t)$, 在这个电场的作用下参与扩散的过剩电子浓度为 $\delta n(x, t)$, μ_n 为电子迁移率, D_n 为扩散系数, 决定 $\delta n(x, t)$ 的输运方程式为^[14]

$$\frac{\partial \delta n(x, t)}{\partial t} = \mu_n \left[E_i(x, t) \frac{\partial \delta n(x, t)}{\partial x} + n_0 \frac{\partial E_i(x, t)}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \delta n(x, t)}{\partial x^2} \right], \quad (2)$$

$E_i(x, t)$ 在扩散长度 L_n 内近似为一定值[参阅图 4(e)], 且仅为时间的函数: $E_i(x, t) =$

$E_i(t)$. 为了简单, 设过剩电子浓度的初始条件为 $\delta(x)$ 函数, $t=0$ 时 $\delta n(x, 0) = \delta n_0(x)$ (δn_0 是 $t=0$ 时 $x=0$ 处的过剩电子浓度). 满足这些条件的解为^[14]

$$\delta n(x, t) = \frac{\delta n_0}{(4\pi D_n t)^{1/2}} \exp\{-[x - F(t)]^2/4 D_n t\}, \quad (3)$$

式中 $F(t)$ 为内部电场造成的沿 x 轴负方向移动的过剩电子波包中心的位置函数, $dF(t)/dt = \mu_n E_i(t)$ 给出漂移速度. 考虑到 TTE 电压按指数衰减的实验事实, $E_i(t)$ 可表示为下面的形式:

$$E_i(t) = E_0 + (E_s - E_0)[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (4)$$

E_0 为 $t=0$ 时的初始电场, E_s 为与定常态热电能相关的电场. (3) 与 (4) 式给出传导载流子扩散过程的特征. 电子的扩散长度 L_n 由时刻 $t = \tau$ 时的两极性电荷分布的幅宽来定义 [参阅图 4(e)]. 由 (3) 式有

$$L_n^2 = \int x^2 \delta n(x, t) dx / \int \delta n(x, t) dx \approx 2 D_n \tau. \quad (5)$$

如果电子系为非简并的, 引入 Einstein 关系, $D_n = \mu_n k_B T / e$, 有

$$\tau = L_n^2 / 2 D_n = e L_n^2 / 2 k_B T \mu_n, \quad (6)$$

这样, 如果从实验得到了 τ , 由 (6) 式即可求得迁移率 μ_n (假定扩散长度 L_n 已知). 对于金属那样的简并电子系, 一般的 Einstein 关系为

$$D_n = (\mu_n k_B T / e) [F_{1/2}(\eta_n) / F_{-1/2}(\eta_n)]. \quad (6')$$

在这种情况下, 仅需要进行费密积分修正^[13]. 如果令费密能量为 E_F , 则 $\eta_n = E_F / k_B T$, 于是, t 时刻的 TTE 电压 $V(t)$ 可表示为沿样品长度 L 的积分

$$V(t) = \int E_i(t) dx = V_0 + (V_s - V_0)[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (7)$$

式中 $V_0 = \int E_0(t) dx$, $V_s = \int E_s(t) dx$.

(7) 式为 TTE 电压的扩散过程的基本方式, $V(t)$ 依赖于初始电压 V_0 . 电子-空穴对尚未生成时 [$V_0 = 0$], 当电子的扩散造成 $V_s = V_0$ 时, 生成与时间无关的一定的恒定电压. V_s 和 V_0 间的大小关系, 将决定各种衰减曲线. 至此我们只考虑了 (7) 式的单一衰减时间的情形. 因物质不同 (一般地存在复数的电子及空穴能带), 将会出现多种传导载流子共存的情形. 与此相对应的是含有衰减时间 $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$ 的 TTE 电压波形. 通过对 TTE 电压波形的定量解析, 可得 $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$, 进一步应用 (6) 和 (6') 式, 可得 $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$, 得到用过去“静的”电学测量方法得不到的大量信息.

3.2 热声子的扩散过程

在上述的传导载流子的扩散过程之后, 对数毫米长的样品而言, 可在激光照射后数毫秒至数秒 (随样品而异) 的时间领域里观察到. 假定热传导率为 κ 的样品沿 x 方向的温度梯度为 dT/dx , 则有密度为 $w = -\kappa dT/dx$ 的热流沿 x 方向流动. 由沿 x 方向的连续方程可得温度 T 的扩散方程为

$$dT/dt - D_T d^2 T/dx^2 = 0, \quad (8)$$

式中 $D_T = \kappa / \rho C_v$ 为热声子的扩散系数 (ρ 为物质的密度, C_v 为其热容量). 若已求得考虑最佳边界条件^[15]下的解 $T(x, t)$, 则 TTE 电压 $V(t)$ 可表示为

$$V(t) = S(t) \Delta T, \quad \Delta T = T(0, t) - T(L, t), \quad (9)$$

式中 $S(t)$ 为温度 T 时平衡状态下的热电能, ΔT 是样品两端 ($x=0$, $x=L$) 间的温度差. 以 Si 为例, 与热声子扩散过程相关的 TTE 电压为

$$V(t) = A[1 - \exp(L^2/4D_T t)] / (D_T t)^{1/2}. \quad (10)$$

比较实测的 TTE 电压与(10)式, 可求出热扩散系数 D_T 的值, 这与其他方法得到的结果非常一致. 但是对有些热电能非常小的物质, 几乎可以忽略与热声子扩散过程相关的 TTE 信号, 这时的 TTE 信号仅由第 3.1 节中论及的传导载流子的扩散过程产生.

4 应用例子

首先, 以高温超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜为例, 图 5(a) 和 (b) 分别为该薄膜的 TTE 电压波形和衰减时间的温度特性. 在脉冲激光照射后约 10 ns 内, TTE 信号被激发. 分析信号, 可知它含有 7 个衰减过程 $\tau_1 - \tau_7$. 解析结果: 衰减时间 $\tau_1 - \tau_2$ 所对应的过程为显示半导体性质的 CuO —一维链上的离子 Cu^+ 的复合过程, $\tau_3 - \tau_4$ 所对应的过程则显示了这种高温超导体所特有的在二维 CuO_2 平面上两种空穴的扩散过程, 它们在 T_c 附近都有明显的异常. 这两种空穴的存在早已从能带的计算中知道^[16], 但对它们实际存在的实验验证本例尚属首次^[12].

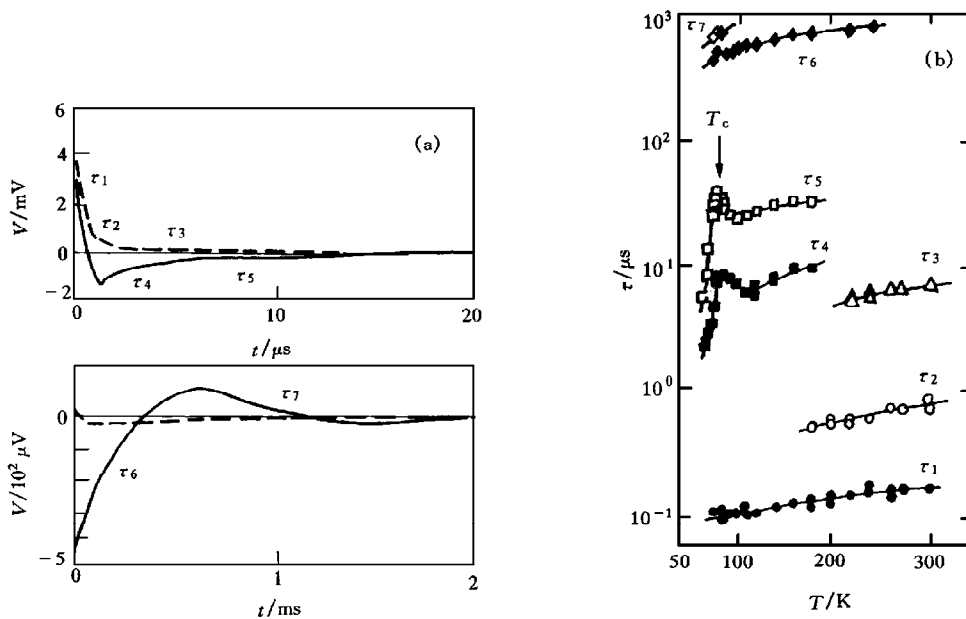


图 5 (a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜 ($T_c = 82 \text{ K}$) 的 TTE 信号 (实线为 77 K, 虚线为室温), (b) 各衰减时间的温度特性

其次,以低维天然超晶格层状构造的氧化钼 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ 半导体为例,在转变温度 $T_{cl} = 105\text{ K}$ 和 $T_{c2} = 35\text{ K}$ 时,伴随着 CDW 不稳定性发生金属—半导体转变.对导电性的贡献来自电子和空穴等多种载流子,而这些载流子所对应的各费密面则伴随着 CDW 转变而部分地 nesting,从而导致各费密面大幅度变化甚至消失^[17].用普通的测量方法,得不到电传导对各个载流子的依存度以及与这些载流子所对应的各费密面的变化等信息.图 6(a) 和 (b) 分别给出对应于 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ 的用普通测量方法得出的霍尔迁移率 μ_H 和用 TTE 法得出的各种载流子迁移率 μ_i 的温度特性.图中 μ_H 的实线为根据各 μ_i 的实验值计算出来的霍尔迁移率 μ_H 的温度特性,从而获得了这种物质内多种载流子的费密面以及诸费密面的 nesting 程度等有益信息^[8].

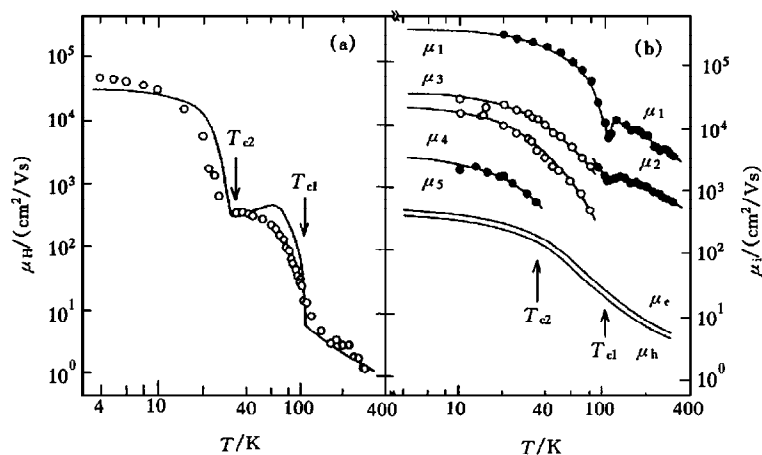


图 6 $\eta\text{-Mo}_4\text{O}_{11}$ 的 (a) 霍尔迁移率 μ_H (实线为计算曲线), (b) 由 TTE 法得到的 5 种传导载流子的迁移率

5 结 语

了解物性,进行各种电磁学测量无疑是极为重要的.本文介绍的 TTE 法的原理虽很简单,但对于电子与空穴共存的多种载流子物质系而言,可以获得:(1)由于光照射而激发的电子-空穴对的生成-复合过程,(2)传导载流子的扩散过程,(3)热声子的扩散过程等许多有益的信息.

我们所用的脉冲激光波长为 $1.06\text{ }\mu\text{m}$, 强度约为 1 J , 电压检测的时间极限为 10 ns , 可检测的下限电压阈值为 $1\text{ }\mu\text{V}$ [$1\text{ }\mu\text{V}$ 以下的 TTE 电压 (例如 Cu, Nb 等载流子数目多且静热电能极小的金属) 的测量目前在我们的实验室里不可能]. 这里特别强调 TTE 测定时应注意的事项: 1) 这种方法同热电能的测定一样, 对样品的形状没有特别严格的要求, 但要求有良好的样品与外接引线的接触. 2) 样品的长度应远大于载流子的扩散长度 (通常这个值为 $1/10\text{--}1/100\text{ mm}$). 3) 样品的受光面积对 TTE 信号的影响很大, 受光面积不应大于样品面积的 $1/4$. 4) 照射到样品受光面积的激光强度要均匀, 激光强度应适当 (过强的激

光会导致信号变形,甚至破坏样品表面,得不到本来的 TTE 信号),特别是光路的微调节对信号质量的影响至关重要.5)TTE 测定的限界,原理上依赖于对于高速、微弱 TTE 信号的检测精度.

在此只列举了两种物质系.用过去的静的测定方法得不到的信息,正在用这种方法逐步得到.比如:1)可以获得多种载流子的衰减时间,从而获得它们各自的迁移率(迁移率谱).2)通过对迁移率等物理量的大小及其温度特性的分析,可以获得费密能级附近的各种传导载流子的有效质量、散射机制、费密面构造等重要信息.3)不仅局限在费密能级附近,改变激光的能量,还可以获得其他能带信息.4)超导体、CDW 物质在其临界温度附近有迁移率的异常变化,从而可获得关于临界现象的信息.5)对于各向异性的物质系,测量不同方向的 TTE 信号,由于 TTE 信号随晶轴的方向变化,可获得各传导载流子所对应费密面的各向异性的信息.6)进一步,改变激光的波长、强度等参数,还可获得许多有用的信息(例如超导体中作为准粒子的库伯对的生成与破坏等基本过程).本文未提及磁场效应,对 TTE 测定系统加上外加磁场以后,还可得到更多有价值的信息.这方面的研究正在进行中^[18].

- [1] E. M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors* (Academic Press, New York and London, 1967).
- [2] E. J. Ryder and W. Shockley, *Phys. Rev.*, **81**(1951), 139.
- [3] J. R. Haynes and W. Shockley, *Phys. Rev.*, **81**(1951), 835.
- [4] A. C. Beer, *Galvanomagnetic Effects in Semiconductors* (Academic Press, New York and London, 1963).
- [5] W. X. Gao, M. Sasaki, H. Negishi, M. Inoue and V. A. Kulbachinskii, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **64**(1995), 518.
- [6] W. X. Gao, *J. Sci. Hiroshima Univ. (Series A)*, **59**(1995), 95.
- [7] M. Sasaki, H. Negishi and M. Inoue, *J. Appl. Phys.*, **59**(1986), 796.
- [8] M. Sasaki, G. X. Tai, S. Tamura and M. Inoue, *Phys. Rev.*, **B46**(1993), 1138.
- [9] M. Sasaki, S. Horisaka and M. Inoue, *J. Appl. Phys.*, **26**(1987), 1704.
- [10] V. A. Kulbachinskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W. X. Gao, K. Takase, Y. Giman, P. Lostak and J. Horak, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 16921.
- [11] V. A. Kulbachinskii, Z. M. Dashevskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W. X. Gao, P. Lostak, J. Horak and A. de Visser, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 10915.
- [12] M. Sasaki, G. X. Tai, S. Tamura and M. Inoue, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 1138.
- [13] K. Seeger, *Semiconductor Physics*, 3rd ed. (Springer-Verlag, Berlin and New York, 1985).
- [14] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. (John Wiley and Sons, New York, 1981).
- [15] J. Crank, *Mathematics of Diffusion* (Clarendon Press, Oxford, 1967).
- [16] S. Massidda, J. Yu and A. J. Freeman, *Phys. Lett.*, **122**(1987), 198.
- [17] C. Schelenker, *Low-Dimensional Electronic Properties of Molybdenum Bronzes and Oxides* (Kluwer Academic, Dordrecht, 1989).
- [18] W. X. Gao, M. Sasaki, H. Negishi and M. Inoue, *J. Low Temp. Phys.*, **102**(1996), 487.

A NEW TECHNIQUE FOR OBTAINING THE “MOBILITIES SPECTRUM” TRANSIENT THERMOELECTRIC EFFECT

GAO WEN-XIU HUANG MEI-CHUN CHEN CHUAN-HONG

(*Department of Physics, Xiamen University, Xiamen 361005*)

YANG ZU-SHEN

(*Department of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046*)

(Received 31 March 1997)

ABSTRACT

We introduced a new technique called “Transient Thermoelectric Effect (TTE)”, which was based on carrier-diffusion as irradiated by a pulsed laser. The observed TTE voltages decayed exponentially with time, showing a multi-relaxation process with characteristic relaxation times τ_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) for thermal diffusions of photo-induced conduction carriers, analyses of these results could give valuable information about carrier mobilities, effective masses and Fermi surfaces. The principle and the main analysis method were also described in detail.

PACC: 7220; 6630; 7215L