

用触针下分布电阻的光电导相位法 测量半导体中非平衡载流子寿命^{*†}

洪 坚

提 要

本文提出一种测量半导体中非平衡载流子寿命的新方法。这方法是测量触针下分布电阻的光电导相位。在不同的表面情况和不同的激发光谱成分下,求得各种结果表达式。文中对通常所使用的测量条件即粗磨表面和长波激发条件给出数值计算的结果。同时,对这些结果进行较为详细的分析和讨论。这个方法具有一系列的优点。例如:1)可以在锭状晶体上测量;2)表面处理十分简单;3)在样品上不需制作固定电极;4)测量仪器简单,操作方便;5)有一定准确度。

这个方法可以检验不均匀材料,可供科研机关作研究用,更适合于工厂检验单晶材料用。用这方法在锗和硅样品上进行测量,测得寿命值基本上与其它方法的结果一致。

一、引 言

半导体中非平衡载流子寿命对晶体不完整性(如晶格缺陷、杂质等)反映十分灵敏,通过寿命测试可以控制晶体生长质量。另外,寿命这一参数对晶体管器件设计也起着重要作用。通过寿命随温度、载流子浓度变化的测量可以进行复合统计等半导体物理基础理论研究。十多年来,半导体材料的寿命和复合等问题研究已引起人们广泛的注意和兴趣。据初步统计,到目前为止,各国学术刊物上发表的有关锗、硅、锑化铟以及砷化镓等主要半导体材料的寿命测试研究,以及复合理论方面文章达千篇之多,其中关于寿命测试方法研究论文就有两百余篇。

寿命一般可分为定态寿命^[1,2]和瞬态寿命^[3-5]两种。通常条件下,瞬态寿命不同于定态寿命。仅当复合中心浓度很小时,瞬态寿命才等于定态寿命,而且,此时不再区分少子寿命和多子寿命。

目前,寿命测试方法近三十种,通常分为定态法(即间接测量法)和非定态法(即直接测量法)两大类^[6-9]。光磁效应法、光磁-光电导相差法^[10-12]、扩散长度法、红外吸收法^[13-15]、定态光电导法、光电桥法^[16]、噪音功率法^[17]和磁阻法^[18]等属于定态测量法;脉冲衰退法、Many 电桥法、双脉冲法、光电导衰退法、瞬态光响应法^[19]、相位移法^[20-24]、触针下分布电阻的光电导衰退法^[7]、电子注射电导衰退法^[25,26]、Haynes-Shockley 法^[27]、脉冲延时法^[28]、微波法^[29,30]、表面光生伏特效应法^[31]、 $p-n$ 结反向特性法^[32]和 $p-n$ 结相位移法^[33,34]等属于非定态测量法。

* 1965年9月1日收到。

† 曾在第三届全国半导体学术会议(1965)上宣读。

在相位法测量中,光激发采用正弦调制.严格说来,相位法所测得的寿命既非定态寿命也不能算是瞬态寿命.然而,在通常测试频率范围内($\omega\tau < 5$),相位法测得的寿命值非常接近于瞬态寿命.

相位测量最早为 Лашкарев^[35,36] 所采用,他利用调制光的技术测量了 PbS 半导体光电管响应时间. Schultz^[35] 从锗的光电导率分析入手,指明在小表面复合速度($S \ll \frac{D}{L}$)和表面激发($kL \gg 1$)条件下,光电导-激发光间存在着相位差 φ ,相角 φ 与频率 ω 、寿命 τ 之间有以下关系: $\tan \varphi = -\omega\tau$.

Ridout^[21] 基于小表面复合速度和均匀激发假定,得出与 Schultz 相同的结果.随后, van der Pauw^[36] 对粗磨表面和白光照情形也作了相应的计算. Копыловский^[23,37] 进行较为严格的数学运算,求得了相位 φ 与寿命 τ 、表面复合速度 S 、光吸收系数 k 、调制光频率 ω 及样品厚度 d 等参数间关系的普遍表达式.对于白光激发情形,他们也做了各个波长迭加的数值计算.同时,还从理论上分析了表面复合对相位测量的影响^[38].

相位测量实验技术发展也很迅速,采用 Kerr 调制技术^[39,40] 可以大大提高调制光频率,因而可以测量短寿命. Schultz^[41,42] 利用相位测试方法对 p 型锗的 Cu 和 Ni 中心复合问题进行了研究.相位法主要优点是它的灵敏度高(噪音低)、可以用来测量短寿命等,因此,相位法在半导体寿命测试中占居重要的地位.

本文提出的触针下分布电阻的光电导相位法,一方面具有高灵敏度的优点,另一方面又可以在任意形状的大块单晶锭上进行测量.电极和表面处理都十分简单,可以测量样品表面上任何一点的局部寿命.

本文详细分析了 $S \rightarrow 0$, $kL \gg 1$ 以及 $S \rightarrow \infty$, $kL \ll 1$ 两种极端情形下光电导-激发光间相位与非平衡载流子浓度沿样品各层(离光照面不同距离的半导体层)的分布.实际测量中所采用的条件是粗磨表面和长波激发($S \gg \frac{D}{L}$, $S \gg kD$; $kr_0 < 1$).文中也给出长波迭加数值积分计算的结果.

二、理 论 分 析

当半导体表面受光照时,半导体内部非平衡载流子浓度(n)应满足连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{j}_n - \frac{n}{\tau} + g, \quad (1)$$

式中 q 是电子电荷, g 是载流子激发率, τ 是寿命.

设样品满足半无限大假定,且激发光采用正弦调制以及满足一维条件,则方程(1)可重新写为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau} + I_0 \beta k e^{-kx} (1 + e^{i\omega t}), \quad (2)$$

式中 D 是双极扩散系数, I_0 是单位时间、单位光照面上平均入射光子数, β 是量子产额, k 是激发光的吸收系数, ω 是调制光频率.

令方程(2)的解具有以下形式:

$$n(x, t) = n_0(x) + n_1(x) e^{i\omega t}, \quad (3)$$

式中 $n_0(x)$ 表示与时间无关的电子浓度(空穴浓度也一样), (3)式右端第二项是与时间有关的解。把(3)代入(2)中,并且引入关系式

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau} + j\omega &= D \frac{1}{L^{*2}}, & L^* &= \frac{L}{\sqrt{1 + j\omega\tau}}, \\ \sqrt{1 + j\omega\tau} &= a + jb \quad (a > 0, b > 0), \\ a^2 &= \frac{1}{2} [\sqrt{1 + \omega^2\tau^2} + 1], & b^2 &= \frac{1}{2} [\sqrt{1 + \omega^2\tau^2} - 1],\end{aligned}$$

我们所需要的是与时间有关的解

$$\frac{d^2 n_1(x)}{dx^2} - \frac{1}{L^{*2}} n_1(x) = -\frac{1}{D} I_0 \beta k e^{-kx}. \quad (4)$$

边界条件

$$\left. \begin{aligned} \frac{x}{L} \rightarrow \infty, & \quad n_1(x) \rightarrow 0; \\ x \rightarrow 0, & \quad D \frac{dn_1(x)}{dx} \Big|_{x=0} = S n(0). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

方程(4)的解可以求得为

$$n_1(x) = \frac{1}{D} \left(\frac{L^{*2}}{1 - k^2 L^{*2}} \right) I_0 \beta k \left\{ e^{-kx} - \frac{S + kD}{S + \frac{D}{L^*}} e^{-\frac{x}{L^*}} \right\}, \quad (6)$$

式中 S 是光照面的表面复合速度。

作坐标变换,采用球面极坐标,选触点作新坐标原点。新、旧坐标之间有以下关系:

$$x = r \cos \theta$$

(θ 是半径矢量 $\mathbf{r}$ 与光照方向夹角), 方程(6)重写为

$$n_1(r, \theta) = \frac{1}{D} \left(\frac{L^{*2}}{1 - k^2 L^{*2}} \right) I_0 \beta k \left\{ e^{-kr \cos \theta} - \frac{S + kD}{S + \frac{D}{L^*}} e^{-\frac{r}{L^*} \cos \theta} \right\}. \quad (7)$$

为了便于观察样品光电导讯号,我们在样品上外加恒定小的直流电流(串联一个比样品本身电阻 R_0 大得多的电阻如 $R_p \geq 20R_0$)。由于外加电流足够小,电场对载流子漂移运动影响很小,可予忽略。基于小注入假定,等位面仍是球面。且假定恒定的电阻变化与交变的电阻变化可以线性迭加,那么,光照引起触针下分布电阻变化 ΔR :

$$\Delta R = -\frac{q\mu_p(1 + b_0)}{2\pi\sigma_0^2} \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{n_1(r, \theta)}{r^2} \sin \theta d\theta, \quad (8)$$

式中 r_0 是触针半径, σ_0 是无光照时样品的电导率, μ_p 是空穴迁移率, $b_0 = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ 是电子和空穴迁移率比。在上面运算中,我们已作了无陷阱假定(即 $n_1 = p_1$), 利用分部积分求得结果

$$\Delta R = -F \left\{ \frac{M \left[\left(S + \frac{D}{L} a \right)^2 + \left(\frac{D}{L} b \right)^2 \right] - (S + kD) \left[\left(S + \frac{D}{L} a \right) \operatorname{Re}(N) + \frac{D}{L} b \operatorname{Im}(N) \right]}{\left(S + \frac{D}{L} a \right)^2 + \left(\frac{D}{L} b \right)^2} + \right.$$

$$+ j \frac{(S + kD) \left[\frac{D}{L} b \operatorname{Re}(N) - \left(S + \frac{D}{L} a \right) \operatorname{Im}(N) \right]}{\left(S + \frac{D}{L} a \right)^2 + \left(\frac{D}{L} b \right)^2} \Bigg\}, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} F &= \frac{q\mu_p(1+b_0)}{2\pi\sigma_0^2} \cdot \frac{1}{D} \left(\frac{L^{*2}}{1-k^2L^{*2}} \right) I_0 \beta k, \\ M &= \frac{1}{2kr_0^2} (1 - e^{-kr_0}) + \frac{1}{2r_0} e^{-kr_0} + \frac{k}{2} \operatorname{Ei}(-kr_0), \\ N &\equiv \operatorname{Re}(N) + j \operatorname{Im}(N), \\ \operatorname{Re}(N) &= \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{r^2} e^{-\frac{r}{L} a \cos \theta} \cdot \cos \left[\frac{r}{L} b \cos \theta \right] \sin \theta d\theta, \\ \operatorname{Im}(N) &= - \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{r^2} e^{-\frac{r}{L} a \cos \theta} \cdot \sin \left[\frac{r}{L} b \cos \theta \right] \sin \theta d\theta, \\ -\operatorname{Ei}(-x) &\equiv \int_x^{\infty} \frac{1}{t} e^{-t} dt. \end{aligned}$$

实际上, r_0 是一个很小的量 ($r_0 = 1-3 \times 10^{-3} \text{ cm}$), 由于 $\frac{r_0}{L} a < 1$, $\frac{r_0}{L} b < 1$, 若把下列函数近似展开到 $\left(\frac{r_0}{L}\right)^2$ 项, 并略去 $\left(\frac{r_0}{L}\right)^3$ 以上各项, 则有

$$\left. \begin{aligned} \sin\left(\frac{r_0}{L} b\right) &\approx \frac{r_0}{L} b, \\ \cos\left(\frac{r_0}{L} b\right) &\approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{L} b\right)^2, \\ e^{-\frac{r_0}{L} a} &\approx 1 - \frac{r_0}{L} a + \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{L} a\right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

把近似展开式(10)代入 $\operatorname{Re}(N)$, $\operatorname{Im}(N)$ 表达式中, 经过适当的数学运算后近似求得

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(N) &\approx \frac{1}{r_0} - \frac{1}{4aL} \left[3a^2 + b^2 \left(1 - \frac{b^2}{6a^2} + \frac{b^4}{15a^4} \right) \right] + \frac{r_0}{3L^2} \left(1 + \frac{3b^2}{2} \right) + \\ &\quad + \frac{a}{2L} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r_0}{L}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\operatorname{Im}(N) \approx -\frac{b}{4L} \left[1 - \frac{b^2}{3a^2} + \frac{b^4}{10a^4} - \frac{b^6}{3a^6} \right] + \frac{abr_0}{6L^2} + \frac{b}{2L} \operatorname{Ei}\left(-\frac{r_0}{L}\right). \quad (12)$$

对于 $\frac{r_0}{L} \leq 0.05$, $\omega\tau \leq 5$, 我们作了具体计算, 由于忽略高次方项所引进的误差不超过 1%。为了具体计算 M , 假定测量是在下面两种条件下进行的:

(1) $kr_0 \gg 1$ (如 $kr_0 \geq 6$), 这条件相当于表面激发情形, 查表^[43]知 $-\operatorname{Ei}(-x)$ 函数的性质, 并求得

$$M \approx \frac{1}{2kr_0^2}. \quad (13)$$

(2) $kr_0 < 1$ (如 $kr_0 \leq \frac{1}{2}$), 这条件相当于长波激发情形, 近似展开

$$e^{-kr_0} \approx 1 - kr_0 + \frac{1}{2} k^2 r_0^2 - \frac{1}{6} k^3 r_0^3 + \dots$$

实际上, 加上滤光片后, $kr_0 < \frac{1}{5}$, 故只需展开到 $(kr_0)^3$ 项就足够了. 所以

$$M \approx \frac{1}{r_0} - \frac{3}{4} k + \frac{1}{3} k^2 r_0 - \frac{1}{12} k^3 r_0^2 + \frac{k}{2} \text{Ei}(-kr_0). \quad (14)$$

下面就以下几种情形加以讨论.

1. $S \rightarrow 0$ ($S \ll \frac{D}{L}$, $S \ll kD$)

(9) 式简化为

$$\begin{aligned} \Delta R = -F \frac{kL}{a^2 + b^2} & \left\{ \left[\frac{M}{kL} (a^2 + b^2) - a \text{Re}(N) - b \text{Im}(N) \right] + \right. \\ & \left. + j[b \text{Re}(N) - a \text{Im}(N)] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

(1) 表面激发 ($kr_0 \gg 1$)

$$\Delta R = F \cdot \frac{kL}{r_0(a^2 + b^2)} [a - jb], \quad (16)$$

$$\tan \varphi \cong -\frac{b}{a} = -\frac{1}{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \omega \tau. \quad (17)$$

(2) 长波激发 ($kr_0 < 1$)

将(14)代入(15)中求得

$$\begin{aligned} \Delta R &= -A_0 \frac{1}{r_0} A_1 [B_1 - jC_1] I_0, \\ A_0 &= \frac{q\mu_p(1+b_0)\beta}{2\pi\sigma_0^2 D}, \\ A_1 &= \frac{k^2 L^3}{(1 - k^2 L^2)^2 + 4a^2 b^2} \cdot \frac{1}{a^2 + b^2}, \\ B_1 &= \frac{1}{kL} (1 - k^2 L^2)(a^2 + b^2 - akL) + 2ab^2, \\ C_1 &= \frac{1}{kL} \cdot 2ab(a^2 + b^2 - akL) + (k^2 L^2 - 1)b. \end{aligned}$$

对于非单色光照情形, 效果应当是各个波长的迭加. 我们用 400 瓦钨丝放映灯泡作为光源, 此时 I_0 不能再认为是常数了 (此刻 I_0 应当是波长的函数), 在我们所研究的有效波长范围内 ($1.09\mu < \lambda < 1.15\mu$), β 是小于 1 的量, 但是, 在所研究的有效波长区内, β 随 λ 的变化较为缓慢, 我们近似地把 β 当作与 λ 无关的量. 设

$$\frac{dI}{d\nu} d\nu = e_T E_{\nu T} d\nu,$$

其中 e_T 是光源光谱与黑体辐射光谱间的一个比例常数 (对于我们所用的钨丝灯光源, 可以假设 e_T 与 ν 无关), $E_{\nu T}$ 是给定频率范围内黑体辐射的量子密度

$$E_{\nu T} = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{k_0 T}} - 1},$$

其中, c 是光速, h 是普朗克常数, k_0 是玻尔兹曼常数. 我们得

$$\Delta R = -\frac{2\pi A_0 \epsilon_T}{c^2 r_0} \int_0^{\nu_0} f_1(\nu) [B_1 - jC_1] d\nu, \quad (18)$$

$$\tan \varphi = -\frac{\int_0^{\nu_0} f_1(\nu) c_1 d\nu}{\int_0^{\nu_0} f_1(\nu) B_1 d\nu}, \quad (19)$$

其中

$$f_1(\nu) = \frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{k_0 T}} - 1} A_1 D_0(\nu),$$

积分上限 ν_0 是滤波片截止波长所对应的频率, $D_0(\nu)$ 是滤波片在不同频率下的透过率.

(3) 贯穿光激发 ($kL \ll 1$)

$$\Delta R = -F \cdot \frac{kL}{(a^2 + b^2)r_0} \left[\frac{a^2 + b^2}{kL} + jb \right]. \quad (20)$$

这时相位的主要贡献是来自(20)式中的 F 因子, 因而得

$$\tan \varphi = -\omega\tau. \quad (21)$$

2. $S \rightarrow \infty$ ($S \gg \frac{D}{L}$, $S \gg kD$), 即粗磨表面情形

(9)式可简化为

$$\Delta R = -F \cdot \{[M - \operatorname{Re}(N)] - j \operatorname{Im}(N)\}. \quad (22)$$

(1) 表面激发 ($kr_0 \gg 1$)

$$\Delta R \approx -F \left\{ \left(-\frac{1}{r_0} \right) + j \left[\frac{b}{4L} \left(1 - \frac{b^2}{3a^2} + \frac{b^4}{10a^4} - \frac{b^6}{3a^6} \right) - \frac{abr_0}{6L^2} \right] \right\}, \quad (23)$$

$$\tan \varphi \approx -\xi \frac{\omega\tau}{\sqrt{2} [\sqrt{1 + \omega^2\tau^2} + 1]^{1/2}} \cdot \frac{r_0}{L}, \quad (24)$$

$$\xi = \frac{1}{4} \left[1 - \frac{b^2}{3a^2} + \frac{b^4}{10a^4} - \frac{b^6}{3a^6} - \frac{2ar_0}{3L} \right].$$

(2) 长波激发 ($kr_0 < 1$)

$$\Delta R = -\frac{2\pi A_0 \epsilon_T}{4c^2} \int_0^{\nu_0} f_2(\nu) [B_2 - jC_2] d\nu, \quad (25)$$

$$\tan \varphi = -\frac{\int_0^{\nu_0} f_2(\nu) C_2 d\nu}{\int_0^{\nu_0} f_2(\nu) B_2 d\nu}. \quad (26)$$

数值积分计算结果得

$$\tan \varphi = -\zeta \left(L, \frac{r_0}{L}, \omega\tau, d_0 \right) \omega\tau, \quad (27)$$

式中

$$\begin{aligned}
 B_2 &= (1 - k^2 L^2)X + 2abY, \\
 C_2 &= 2abX - (1 - k^2 L^2)Y; \\
 X &= V - \frac{4r_0}{3L} \left(1 + \frac{3b^2}{2}\right) - W - 2a \operatorname{Ei} \left(-\frac{r_0}{L}\right), \\
 Y &= U - \frac{2ab}{3} \left(\frac{r_0}{L}\right) - 2b \operatorname{Ei} \left(-\frac{r_0}{L}\right), \\
 V &= \frac{1}{a} \left[3a^2 + b^2 \left(1 - \frac{b^2}{6a^2} + \frac{b^4}{15a^4}\right) \right], \\
 U &= b \left[1 - \frac{b^2}{3a^2} + \frac{b^4}{10a^4} - \frac{b^6}{3a^6} \right], \\
 W &= 3kL - \frac{4}{3} k^2 L r_0 + \frac{1}{3} k^3 L r_0^2 - 2kL \cdot \operatorname{Ei}(-kr_0), \\
 f_2(\nu) &= A_2 \frac{\nu^2}{\frac{h\nu}{e^{k_0 T}} - 1} D_0(\nu), \\
 A_2 &= \frac{kL}{(1 - k^2 L^2)^2 + 4a^2 b^2}.
 \end{aligned}$$

(3) 贯穿光激发 ($kL \ll 1$)

$$\Delta R = -F \cdot \frac{1}{4L} [X + jY], \quad (28)$$

$$\tan \varphi = -\frac{1 - \zeta_0}{1 + \zeta_0 \omega^2 \tau^2} \omega \tau, \quad (29)$$

$$\zeta_0 = \frac{1}{2} \frac{1 - \frac{b^2}{3a^2} + \frac{b^4}{10a^4} - \frac{b^6}{3a^6} - \frac{2ar_0}{3L} - 2 \operatorname{Ei} \left(-\frac{r_0}{L}\right)}{3a^2 + b^2 \left(1 - \frac{b^2}{6a^2} + \frac{b^4}{15a^4}\right) - \frac{4ar_0}{L} \left(1 + \frac{3b^2}{2}\right) - 2a^2 \operatorname{Ei} \left(-\frac{r_0}{L}\right)}. \quad (30)$$

在实际测量中,我们采用 $S \rightarrow \infty$ 和 $kr_0 < 1$ 条件,因此(26)积分表达式是我们常用的。下面我们进行具体的数值积分计算(只对硅材料进行计算)。根据 Dash 和 Newman^[4)] 的硅单晶吸收系数与光子能量图,只要给定 ν 值,则 k 属已知。在实验中,我们用的滤光片是厚度为 d_0 的硅片,我们假定 $D_0(\nu) = e^{-kd_0}$ 。在具体计算时,先给定 L , d_0 , $\frac{r_0}{L}$ 及 $\omega\tau$ 值(T 取钨丝灯泡温度 $T = 3000^\circ\text{K}$),则 a, b 可算得,那么,只要给出确定的 ν 值,其对应的函数 $f_2(\nu)C_2$ 和 $f_2(\nu)B_2$ 就可以算出,最后, ζ 值可以通过两个被积函数曲线所围下的面积比来求得。改变 $\omega\tau$ 可以求出一组 ζ - $\omega\tau$ 曲线来。同样,不同 L 值或不同 $\frac{r_0}{L}$ 亦可分别算得 ζ - $\omega\tau$ 曲线。同理,选不同滤片厚度 d_0 , ζ - $\omega\tau$ 曲线也不相同。表 1, 2 给出数值计算结果。

实际上,积分上限 ν_0 不需要给定具体值,因为两个被积函数在 ν_0 增大到一定值后很快地衰减到零。换句话说,只要满足 $kr_0 < 1$ 条件, ν 可以取值足够大而对积分影响不大(事实上 ν_0 取到 2.85×10^{14} 就足够了)。

表1 $\frac{r_0}{L} = 0.05, d_0 = 0.5 \text{ cm}$

$\xi \backslash \omega\tau$ $L(\text{cm})$	0.1	0.5	1	2	3	5
1×10^{-2}	0.613	0.586	0.525	0.412		
3.376×10^{-2}	0.593	0.562	0.506	0.394	0.315	0.226
7×10^{-2}	0.566	0.537	0.483	0.377	0.301	0.218
1.068×10^{-1}	0.539	0.512	0.460	0.368	0.291	0.210
1.38×10^{-1}	0.523	0.499	0.454	0.355	0.290	0.208

表2 $\frac{r_0}{L} = 0.01, d_0 = 0.5 \text{ cm}$

$\xi \backslash \omega\tau$ $L(\text{cm})$	0.1	0.5	1	2	3	5
3.376×10^{-2}	0.554	0.528	0.471	0.372	0.288	0.206
1.068×10^{-1}	0.502	0.487	0.432	0.336	0.262	0.191

表3 $\frac{r_0}{L} = 0.05, d_0 = 0.1 \text{ cm}$

$\xi \backslash \omega\tau$ $L(\text{cm})$	0.1	0.5	1	2	3	5
3.376×10^{-2}	0.498	0.488	0.442	0.348	0.282	0.202

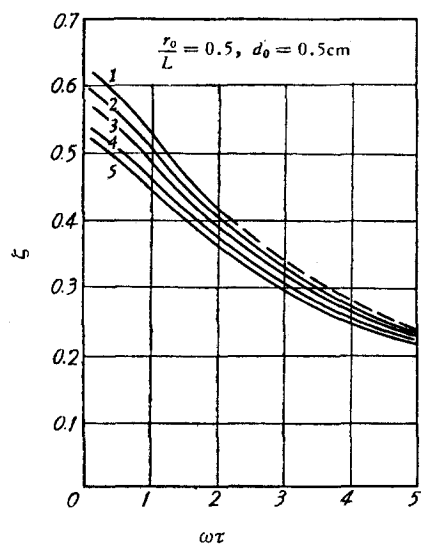


图1 $S \rightarrow \infty, kr_0 < 1$ 情形的 $\xi - \omega\tau$ 曲线
 1— $L = 10^{-2} \text{ cm}$, 2— $L = 3.376 \times 10^{-2} \text{ cm}$,
 3— $L = 7 \times 10^{-2} \text{ cm}$, 4— $L = 1.068 \times 10^{-1} \text{ cm}$,
 5— $L = 1.38 \times 10^{-1} \text{ cm}$.

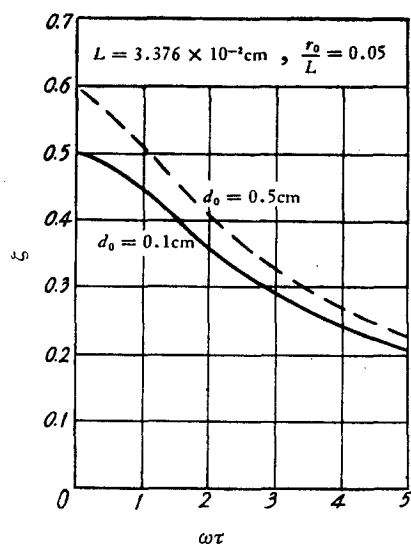


图2 $S \rightarrow \infty, kr_0 < 1$, 不同滤片厚度下的
 $\xi - \omega\tau$ 修正曲线
 ($L = 3.376 \times 10^{-2} \text{ cm}, \frac{r_0}{L} = 0.05, d_0 = 0.1 \text{ cm}$)

三、实验设备及测试条件

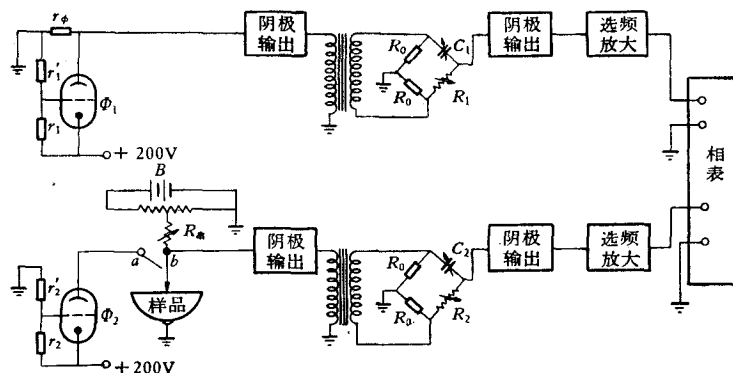


图3 相位测试装置

图中 Φ_1, Φ_2 是光电管; 电阻 $R_0 = 5K\Omega$; R_1, R_2 是电阻箱; B 是供直流偏压用的电池 (90V), $r'_1 = r'_2 = 8M\Omega$, $r_1 = r_2 = 2M\Omega$, $r_\Phi = 500K\Omega$ 。

转盘孔眼为正弦形 (两个正弦曲线迭合), 只要转盘直径足够大 (我们实验用转盘直径 28cm, 孔眼透光面积不到 0.5 cm^2), 可以近似地认为照在样品上光强正比于透光面积。转盘圆周上按等间隔钻孔 (两个孔眼之间不透光), 转盘上共有 60 个孔眼, 前面放一个与孔眼中心宽度相等的矩形光栏。我们用光电管接收讯号, 直接显示在示波器上, 证实光讯号确是正弦形。

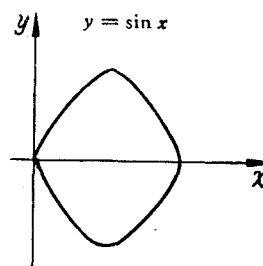


图4 转盘孔眼形状

L_1, L_2, L_3, L_4 是聚焦用透镜, 滤波片采用 5mm 硅片。光电管 Φ_1, Φ_2 前均放上聚焦透镜。实验时, 把欲测样品装置好, 然后调节透镜位置使光束正好聚焦在触点附近 (调节时可取下硅滤片)。测量时, 先遮住光 (偏压仍加在样品上), 用相表测定 I, II 回路固有相位差 φ_0 , 随后, 用样品光电导讯号代替 Φ_2 光电管讯号, 测出 I, II 回路相位差 φ , 按公式

$$\tan(\varphi - \varphi_0) = -\zeta\omega\tau_0,$$

可求得样品寿命 τ 。

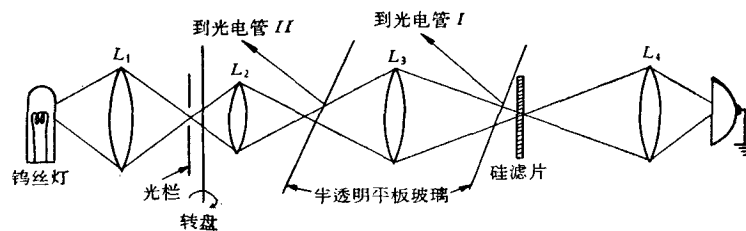


图5 相位测量光路

若用示波器作指零器, 相角 $\Delta\varphi$ 按以下公式计算:

$$\tan \frac{\Delta\varphi}{2} = \omega R_1 C_1.$$

我们所采用的桥式相移器在调相时,幅度基本上保持不变(相位从 0° — 180°)。实际测量中,通过样品的电流(恒定直流电流)很小,离触点三倍扩散长度距离处电场约 3V/cm (实际上,电流还可以减小, $r = 3L$ 处电场可减小到 $E < 1\text{V/cm}$),电场对载流子漂移运动所引起的相位变化可以忽略不计(实验也证明了在这样小的直流电流下,相位不随电场强度变化而改变)。样品表面用304号金刚砂粗磨,样品底部涂擦金镓合金(镀Ni也可以),做成欧姆接触,硅滤片一般选用5mm(低阻短寿命可以改用1mm厚硅滤片)。

为了全面检验理论推导,我们也测量了一块 n 型锗样品,表面处理是采用 CP_4 腐蚀方法,并用3cm厚水滤波器滤掉长波光(满足 $S \rightarrow 0$, $kL \gg 1$ 条件)。触针材料用的是直径0.8mm磷铜丝,针尖用细砂纸或磨石磨尖(电解腐蚀亦可),触针半径一般在 $1-3 \times 10^{-3}\text{cm}$ 范围,触针尖部长1—2mm,并用斜触办法减小阴影面积对相位测量的影响。

样品上加正向偏压,样品光伏讯号与光电导比值约 $1/30$,我们试加过底光照,证实这几块样品没有显著的陷阱效应,因此陷阱影响也可以忽略不计。

四、实验结果

图6是 p 型硅样品($8 \times 6 \times 20\text{mm}$),电阻率为 $5600\Omega \cdot \text{cm}$ 。严格说来,这块样品并不满足半无限大样品条件,然而从测量结果看来($\tau = 340\mu\text{s}$),测量数据是可靠的(经过多次测量,重复性高)。图7是 p 型矩形硅样品(尺寸比 $p\text{-Si-012}$ 更小),它是我们早期无坩埚提纯的样品。用本法测得寿命 $\tau = 57\mu\text{s}$ 。图8是锭状 $p\text{-Si}$ 单晶(直径2cm,厚1cm),测得 $\tau = 43\mu\text{s}$ 。这块样品 $\frac{\text{光伏}}{\text{光电导}} = \frac{1}{4}$,光伏大了一些,可能影响测量精确度。图9是 $n\text{-Si}$ 单晶(锭状),相表测得 $\tau = 96\mu\text{s}$ (用示波器作指零器测得 $\tau = 110\mu\text{s}$)。图10, 11测的是同一块 n 型锗矩形样品(大尺寸),实验目的是验证小表面复合和表面激发条件

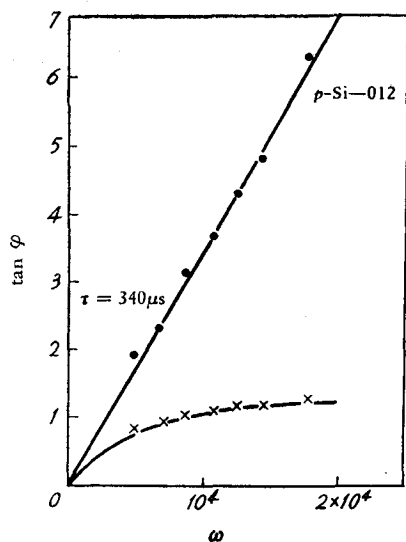


图6 p 型Si($\rho = 5600\Omega \cdot \text{cm}$)的 $\tan \varphi - \omega$ 曲线
 $R_{\#} = 220\text{K}\Omega$ ($i = 0.3\text{mA}$),硅滤片厚5mm。
×——实验点, ●——修正后(以后各图同此)。

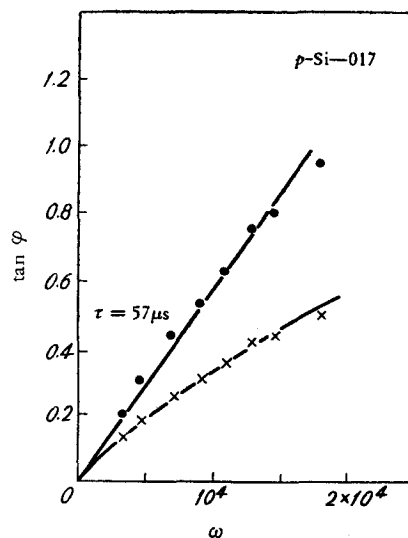


图7 p 型Si($\rho = 4000\Omega \cdot \text{cm}$)的 $\tan \varphi - \omega$ 曲线
 $R_{\#} = 100\text{K}\Omega$ ($i = 0.8\text{mA}$),
硅滤片厚5mm。

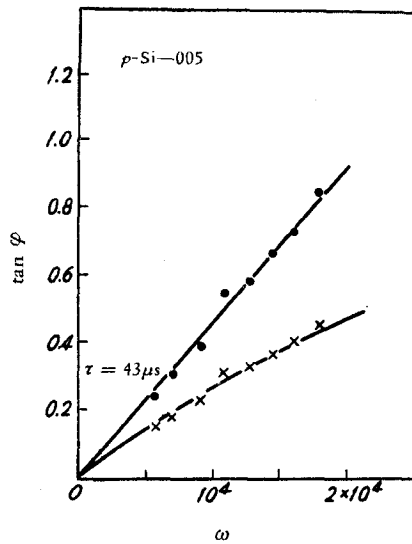


图8 p 型 Si ($\rho = 18.8\text{--}20\Omega\cdot\text{cm}$) 的 $\tan\varphi\text{--}\omega$ 曲线
 $R_{\text{串}} = 5\text{K}\Omega$ ($i = 17\text{mA}$), 硅滤片厚 5mm.

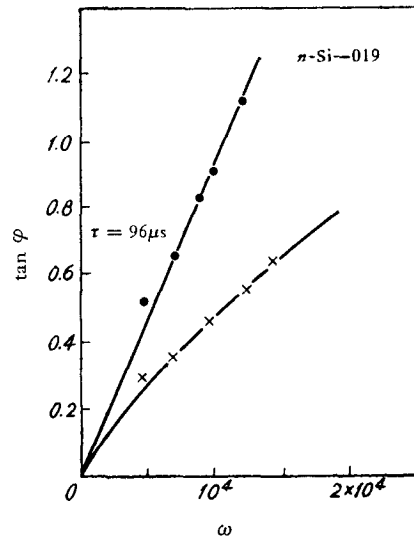


图9 n 型 Si ($\rho = 5\Omega\cdot\text{cm}$) 的 $\tan\varphi\text{--}\omega$ 曲线
 $R_{\text{串}} = 5\text{K}\Omega$ ($i = 8.5\text{mA}$), 硅滤片厚 5mm.

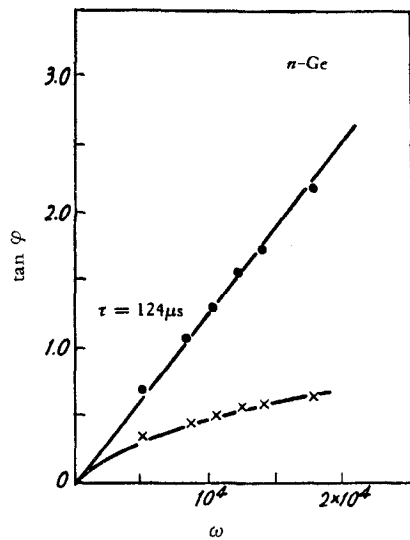


图10 n 型锗 ($i = 3.4\text{mA}$) 用 CP_4 腐蚀两分钟, 3cm 水滤波器的 $\tan\varphi\text{--}\omega$ 曲线

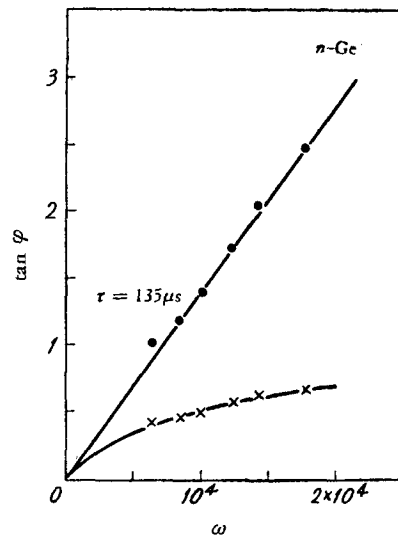


图11 样品同图10 ($i = 8.4\text{mA}$), 用 CP_4 腐蚀三分钟, 3cm 水滤波器的 $\tan\varphi\text{--}\omega$ 曲线

下的理论推导结果。我们测得 $\tau = 130\mu\text{s}$ (这块材料很不均匀)。

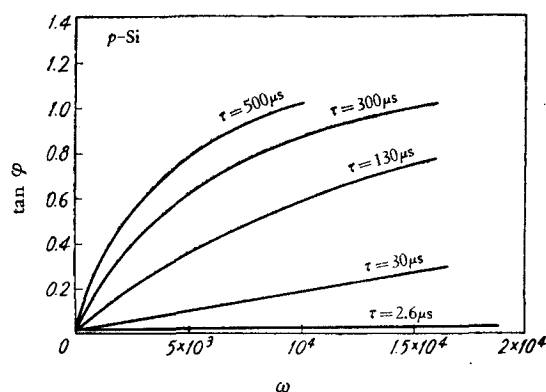
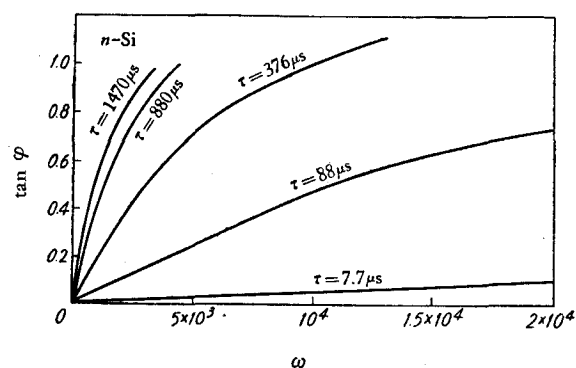
下面列表给出本文所提出的方法测量结果与光电导衰退及其它寿命测试方法比较 (表4)。这些样品 (锗除外) 均采用 5mm 硅滤片, 表面用 304 号金刚砂粗磨。各种方法测得结果基本相符。

图6, 图9 是分别按图1 的曲线4 和曲线3 修正的; 图7, 图8 是按图1 曲线2 修正的。为了寻找修正曲线方便, 我们把图1 上五条修正曲线分别按 p 型和 n 型硅画出

表 4

寿命值 样品	测试方法	本方法	光电导衰退	其它方法	备 注
$p\text{-Si-012}$ ($\rho = 5600 \Omega \cdot \text{cm}$)		$3.4 \times 10^2 \mu\text{s}$	$3.0 \times 10^2 \mu\text{s}$		304* 金刚砂磨, 5mm 硅滤片
$p\text{-Si-005}$ ($\rho = 18.8 - 20 \Omega \cdot \text{cm}$)		$43 \mu\text{s}$		双脉冲法测 $26 \mu\text{s}$	光伏/光电导 = $\frac{1}{2}$ (加 5mm 硅滤片), 光伏太大些, 可能影响测量精确度
$p\text{-Si-017}$ ($\rho = 4000 \Omega \cdot \text{cm}$)		$57 \mu\text{s}$	$\approx 45 \mu\text{s}$	光磁效应测 $\approx 40 \mu\text{s}$	同 上
$n\text{-Si-019}$ ($\rho = 5 \Omega \cdot \text{cm}$)		$96 \mu\text{s}$	—	—	同 上
$n\text{-Ge}$		$130 \mu\text{s}$	$\approx 100 \mu\text{s}$	—	CP_4 腐蚀, 3cm 厚水滤波

$\tan \varphi - \omega$ 曲线, 依据实际测量曲线与哪一条理论曲线相接近, 就以该理论曲线作修正, 作图定得 τ .

图 12 p 型硅的 $\tan \varphi - \omega$ 理论曲线 (未修正)图 13 n 型硅的 $\tan \varphi - \omega$ 理论曲线 (未修正)

五、討 論

1. 非平衡载流子浓度和相位沿样品各层 (离光照面不同距离半导体层) 分布

在 $S \rightarrow 0$ (表面腐蚀) 和 $kL \gg 1$ (表面激发) 情形, 非平衡载流子浓度沿样品深度 (即光照面距离 x) 指数衰减, 相位随样品深度增大而增加, 这是由于, 体内非平衡载流子是靠表面激发而产生, 随后即向体内扩散, 载流子扩散需要时间, 所以反映相位滞后关系. 频率增大 ($\omega\tau$ 值增加), $\tan \varphi - \frac{x}{L}$ 变化周期缩短, 相位随样品深度增大更为迅速. 频率提高、相位增加的原因是由于体内非平衡载流子浓度随时间变化部分的陡度变小, 载流子扩散运动变得缓慢起来.

图 14, 15 曲线是按附录 1 公式(4)作图的.

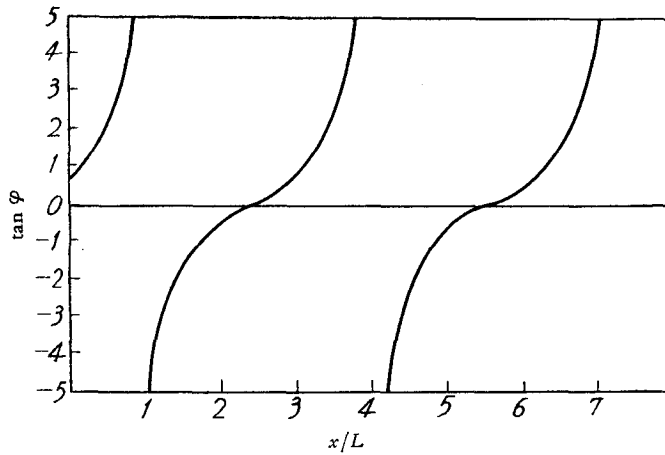


图 14 $S \rightarrow 0, kL \gg 1$ 下相位沿样品各层分布 (离光照面不同距离层)

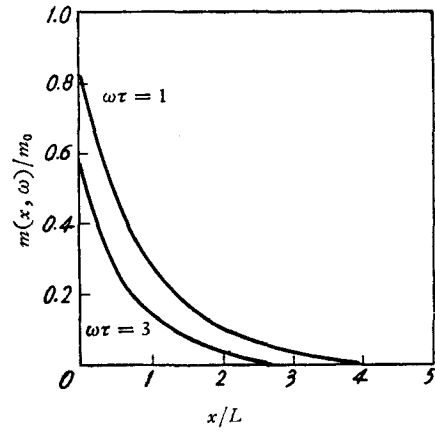


图 15 $S \rightarrow 0, kL \gg 1$ 下非平衡载流子浓度沿样品各层分布

图 16, 17 表示在大表面复合速度及贯穿光照下, 近表面处随时间变化部分的非平衡载流子浓度和相位与 x 的关系. 由图可以看到, 它们都随 x 减小而减小, 这是由于表面复合的缘故. 频率增加 ($\omega\tau$ 增大), 近表面处, 随时间变化部分的非平衡载流子浓度相对体内是增多了, 因此受表面复合影响也较大, 相位 (以 $\omega\tau$ 为单位) 相应减小.

对 $S \rightarrow 0, kL \ll 1$ 情形 (未作图), 样品内部载流子浓度和相位分布都是均匀的.

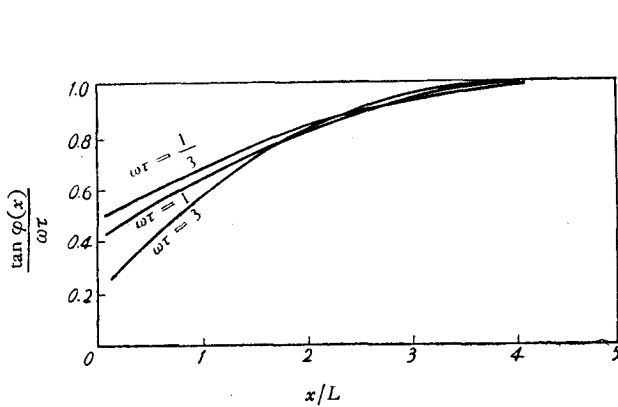


图 16 $S \rightarrow \infty, kL \ll 1$ 时相位沿样品深度分布

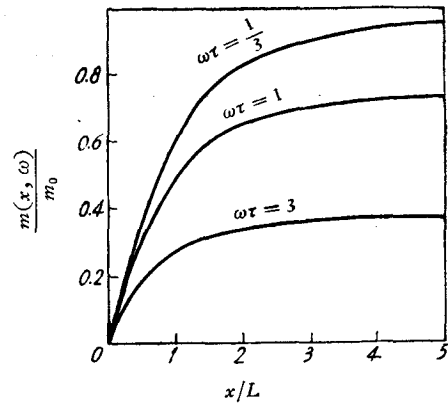


图 17 $S \rightarrow \infty, kL \ll 1$ 时随时间变化部分的非平衡载流子浓度沿样品深度变化

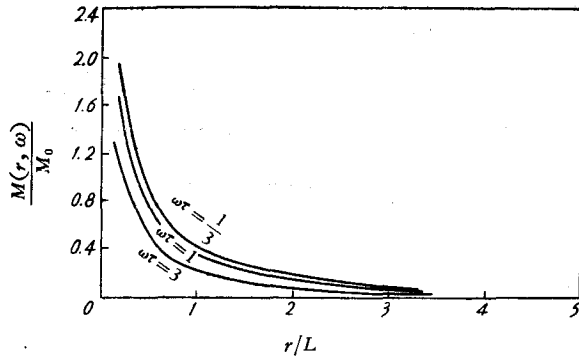


图 18 $S \rightarrow \infty, kL \ll 1$ 时离触点为 r 的半球面对分布电阻的贡献变化量(光照引起)幅度随径向距离的改变

实际上,我们没有也不需要每次去测量触针半径 r_0 。由于 $\frac{r_0}{L}$ 比值介于 0.01 和 0.05 之间,因此 $\frac{r_0}{L}$ 当按 0.05 (或 0.01) 曲线修正时,计算就产生误差。其次,不同 L 值的修正曲线是不一样的(尽管 $\frac{r_0}{L}$ 比值不变),而

我们只计算了五条曲线,故选用 L 修正曲线时也引进了误差。我们认为,修正曲线选用上可能引进的误差最大不超过 6%。(理论推导中在近似展开式中由于忽略高次方项对计算结果的影响小于 1%.)

(2) 实验误差 转盘频率读数误差约 2%,相表读数误差约 4%,故总实验误差约 6%。

所以,本法实际误差在 12% 以内。若对不同 L 值的理论修正曲线多计算几条,另外再提高实验精确度,误差可大大减小到 5% 左右。

影响测量精确度的其它因素有以下这一些。

触针暗影问题;我们大致估计,在 $\frac{r_0}{L} = 0.01$ 时,暗影对寿命测试误差小于 0.3%。光伏问题;实际测量中,我们选用 5mm 厚硅片滤波, $\frac{\text{光伏}}{\text{光电导}} \leq \frac{1}{30}$,光伏对测试结果影响可

略而不计。电场对测试结果的影响; Grover^[45], Many, Harnik^[22] 等人对电场扫出效应作了计算和分析,对于半无限大样品和在很小直流电流的测量条件下,电场扫出效应实际可忽略之。至于电场对相位测量的影响,我们也作了一定测量,从结果看来(如 $p\text{-Si-012}$ 样品,电流增大到 0.8mA 测得寿命值 $\tau = 350\mu\text{s}$),在这样小的电流下,电场影响不大,也可以不加考虑。实际上,测量所加电流还可以大大减小。如 $p\text{-Si-012}$ 样品(高阻),电流

从图 18, 19 可以粗略看出,用触针下分布电阻的光电导相位法测得的寿命是触点附近的局部寿命,起主要贡献的区域大约在五倍扩散长度区内。

2. 误差估计

主要误差有两方面:

(1) 修正曲线(理论计算)引进误差 我们只计算 $\frac{r_0}{L} = 0.05$ 和 $\frac{r_0}{L} = 0.01$ ($d_0 = 0.5\text{cm}$) 两种情形。实

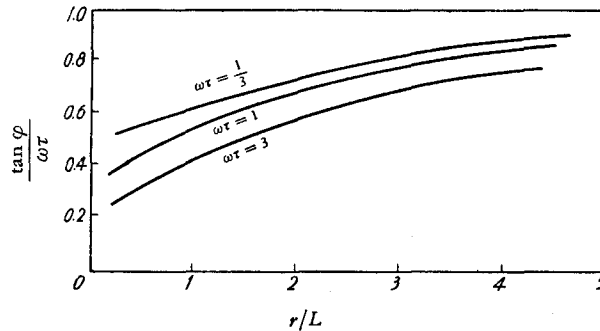


图 19 $S \rightarrow \infty, kL \ll 1$ 时离触点为 r 的半球面对分布电阻的光电导相位(相角正切并以 $\omega\tau$ 作单位)随径向距离的分布

减低到 0.1mA 以下, 光电导讯号仍然可以观察到。(对于低阻短寿命样品, 减小电流时光电导讯号变小, 此时可以更换 0.1cm 硅滤片测量。)

关于陷阱问题, 文献上记载很多^[46-48], 为避免陷阱对测试结果的影响, 可以加底光照(底光不可过强, 否则测得寿命偏高^[49]), 这几块样品我们都加底光照试过, 未发现陷阱现象。

六、结 束 语

本文提出了测量锗、硅单晶寿命的新方法, 此方法适用于工厂或大量研制锗、硅单晶材料的单位。本法特点是:

- (1) 不需要切割成一定形状样品;
- (2) 不需在样品上制作固定电极;
- (3) 不需特殊处理表面的抛光程序;
- (4) 可以检验不均匀材料;
- (5) 仪器设备简单, 操作方便, 且有一定准确度。

本法实际测量条件是粗磨表面和长波激发(加一定厚度硅片滤波)。用本法所测得的结果同其他测试方法结果基本上相符。本测试方法适于测量寿命大于 10 μ s 的锗、硅单晶材料。

本工作是在王守武先生亲自指导下进行的, 他曾在百忙中抽出时间修改全稿; 王启明、高季麟、郁元桓、曹炳发等同志主动提供实验条件, 对此, 作者谨表示衷心感谢。

附 录 1

在一维假定下, 连续性方程为

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{n(x, t)}{\tau} + g(x, t). \quad (\text{A1-1})$$

在正弦调制光照下, 虑及多次反射对激发率的贡献, $g(x, t)$ 具有以下形式:

$$g(x, t) = (1 + e^{j\omega t}) \frac{1 - R}{1 - R^2 e^{-2kd}} \cdot \beta k I_0 [e^{-kx} + R e^{-2kd} e^{kx}],$$

式中 R 是表面反射系数, d 是样品厚度。

设方程(1)的一般解具有形式

$$n(x, t) = n_0(x) + n_1(x) e^{j\omega t}.$$

我们只需要考虑与时间有关的解, 求得

$$n_1(x) = C_1' \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L^*}\right) + C_2' \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L^*}\right) + \frac{1}{D} \left(\frac{L^{*2}}{1 - k^2 L^{*2}} \right) \frac{\beta k I_0 (1 - R)}{1 - R^2 e^{-2kd}} [e^{-kx} + R e^{-2kd} e^{kx}]. \quad (\text{A1-2})$$

边界条件是

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad -D \frac{dn_1(x)}{dx} \Big|_{x=0} &= -S \cdot n_1(x) \Big|_{x=0}; \\ x=d, \quad -D \frac{dn_1(x)}{dx} \Big|_{x=d} &= S \cdot n_1(x) \Big|_{x=d}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{A1-3})$$

把边界条件(3)代入解(2), 可求出 C_1' 和 C_2' :

$$\begin{aligned}
C_1' &= A' \left\{ \left[\frac{1}{L^*} \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L^*} \right) + \frac{S}{D} \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L^*} \right) \right] \left[\frac{S}{D} (1 + R e^{-2kd}) + k(1 - R e^{-2kd}) \right] - \right. \\
&\quad \left. - \frac{S}{D} \left[\frac{S}{D} (1 + R) + k(R - 1) \right] e^{-kd} \right\} / \left\{ \left(\frac{S^2}{D^2} + \frac{1}{L^{*2}} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L^*} \right) + \right. \\
&\quad \left. + 2 \frac{S}{DL^*} \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L^*} \right) \right\}, \\
C_2' &= -A' \left\{ \left[\frac{1}{L^*} \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L^*} \right) + \frac{S}{D} \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L^*} \right) \right] \left[\frac{S}{D} (1 + R e^{-2kd}) + k(1 - R e^{-2kd}) \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{L^*} \left[\frac{S}{D} (1 + R) + k(R - 1) \right] e^{-kd} \right\} / \left\{ \left(\frac{S^2}{D^2} + \frac{1}{L^{*2}} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L^*} \right) + \right. \\
&\quad \left. + 2 \frac{S}{DL^*} \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L^*} \right) \right\},
\end{aligned}$$

$$\text{其中 } A' = \frac{1}{D} \left(\frac{L^{*2}}{1 - k^2 L^{*2}} \right) \frac{\beta k I_0 (1 - R)}{1 - R^2 e^{-2kd}}.$$

令 $n_1(x) = m(x, \omega) e^{-i\varphi(x)}$, 以下分三种情况计算 $n_1(x)$ 的振幅 $m(x, \omega)$ 和相位 $\varphi(x)$.

(1) $S \rightarrow 0, k \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned}
n_1(x) &= \frac{\beta I_0 (1 - R)}{D} \cdot \frac{L^* \operatorname{ch} \left(\frac{d-x}{L^*} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{d}{L^*} \right)}, \\
\tan \varphi(x) &= \frac{b\phi_1^{(0)} + a\phi_2^{(0)}}{a\phi_1^{(0)} - b\phi_2^{(0)}}, \\
\phi_1^{(0)} &= \operatorname{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \cos \left(\frac{bd}{L} \right) \operatorname{ch} \frac{a(d-x)}{L} \cos \frac{b(d-x)}{L} + \\
&\quad + \operatorname{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \sin \left(\frac{bd}{L} \right) \operatorname{sh} \frac{a(d-x)}{L} \sin \frac{b(d-x)}{L}, \\
\phi_2^{(0)} &= \operatorname{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \sin \left(\frac{bd}{L} \right) \operatorname{ch} \frac{a(d-x)}{L} \cos \frac{b(d-x)}{L} - \\
&\quad - \operatorname{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \cos \left(\frac{bd}{L} \right) \operatorname{sh} \frac{a(d-x)}{L} \sin \frac{b(d-x)}{L}.
\end{aligned}$$

在厚样品近似下 $\left(\frac{ad}{L} \gg 1 \right)$,

$$\left. \begin{aligned}
\tan \varphi(x) &= \frac{b \cos \left(\frac{bx}{L} \right) + a \sin \left(\frac{bx}{L} \right)}{a \cos \left(\frac{bx}{L} \right) - b \sin \left(\frac{bx}{L} \right)}, \\
m(x, \omega) &= m_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} e^{-\frac{ax}{L}},
\end{aligned} \right\} \quad (\text{A1-4})$$

$$\text{式中 } m_0 = \frac{\beta I_0 (1 - R) L}{D}.$$

(2) $S \rightarrow 0, k \rightarrow 0$

$$\left. \begin{aligned} \tan \varphi(x) &= \omega\tau, \\ m(x, \omega) &= \frac{\beta k I_0}{D} \cdot \frac{L^2}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A1-5})$$

(3) $S \rightarrow \infty, k \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} n_1(x) &= - \frac{\beta k I_0 L^2}{D \left[\text{sh}^2 \left(\frac{ad}{L} \right) + \sin^2 \left(\frac{bd}{L} \right) \right] (1 + 4a^2 b^2)} \{ [\phi_1^{(\infty)} + 2ab\phi_2^{(\infty)}] - \\ &\quad - j[2ab\phi_1^{(\infty)} - \phi_2^{(\infty)}] \}, \quad (\text{A1-6}) \\ \phi_1^{(\infty)} &= \text{sh} \frac{a(d-x)}{L} \text{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \cos \frac{b(d-x)}{L} \cos \left(\frac{bd}{L} \right) + \text{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \text{sh} \left(\frac{ax}{L} \right) \cos \left(\frac{bd}{L} \right) \cos \left(\frac{bx}{L} \right) + \\ &\quad + \text{ch} \frac{a(d-x)}{L} \text{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \sin \frac{b(d-x)}{L} \sin \left(\frac{bd}{L} \right) + \text{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \text{ch} \left(\frac{ax}{L} \right) \sin \left(\frac{bd}{L} \right) \sin \left(\frac{bx}{L} \right) - \\ &\quad - \text{sh}^2 \left(\frac{ad}{L} \right) - \sin^2 \left(\frac{bd}{L} \right), \\ \phi_2^{(\infty)} &= \text{ch} \frac{a(d-x)}{L} \text{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \sin \frac{b(d-x)}{L} \cos \left(\frac{bd}{L} \right) + \text{sh} \left(\frac{ad}{L} \right) \text{ch} \left(\frac{ax}{L} \right) \cos \left(\frac{bd}{L} \right) \sin \left(\frac{bx}{L} \right) - \\ &\quad - \text{sh} \frac{a(d-x)}{L} \text{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \cos \frac{b(d-x)}{L} \sin \left(\frac{bd}{L} \right) - \text{ch} \left(\frac{ad}{L} \right) \text{sh} \left(\frac{ax}{L} \right) \sin \left(\frac{bd}{L} \right) \cos \left(\frac{bx}{L} \right). \end{aligned}$$

同样,假定厚样品近似下,

$$\begin{aligned} \tan \varphi(x) &= \frac{2abT_1^{(\infty)} - T_2^{(\infty)}}{T_1^{(\infty)} + 2abT_2^{(\infty)}}, \\ T_1^{(\infty)} &= \left[e^{-\frac{ax}{L}} \cos \left(\frac{bx}{L} \right) - 1 \right] + e^{-\frac{a(d-x)}{L}} \cos \left(\frac{bd}{L} \right) \cos \left(\frac{bx}{L} \right), \\ T_2^{(\infty)} &= -e^{-\frac{ax}{L}} \sin \left(\frac{bx}{L} \right) - e^{-\frac{a(d-x)}{L}} \sin \frac{b(d-x)}{L}. \end{aligned}$$

如果我们只研究近光照面 $\left(\frac{d-x}{L} \gg 1 \right)$ 情形

$$\tan \varphi(x) = \frac{\omega\tau \left[\cos \left(\frac{bx}{L} \right) - e^{-\frac{ax}{L}} \right] + \sin \left(\frac{bx}{L} \right)}{\left[\cos \left(\frac{bx}{L} \right) - e^{-\frac{ax}{L}} \right] - \omega\tau \sin \left(\frac{bx}{L} \right)}, \quad (\text{A1-7})$$

$$m(x, \omega) = \frac{\beta k I_0 L^2}{D \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \left\{ e^{-\frac{ax}{L}} \left[e^{-\frac{ax}{L}} - 2 \cos \left(\frac{bx}{L} \right) \right] + 1 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A1-8})$$

$$\text{或 } m(x, \omega) = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \left\{ e^{-\frac{ax}{L}} \left[e^{-\frac{ax}{L}} - 2 \cos \left(\frac{bx}{L} \right) \right] + 1 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$\text{式中 } m_0 = \frac{\beta k I_0 L^2}{D}.$$

附 录 2

在条件 $S \rightarrow \infty$, $kL \ll 1$ 下, 方程(7)可简化为

$$n_1(r, \theta) = \frac{1}{D} I_0 \beta k L^{*2} \{ e^{-kr \cos \theta} - e^{-\frac{r}{L^*} \cos \theta} \}. \quad (\text{A2-1})$$

我们只研究近光照面情形. 由于 $kr_0 < 1$, e^{-kr} 只展开到一级近似(粗略计算), 求得离触点为 r 的半球面对分布电阻的时间变化部分的贡献为

$$\Delta R(r) = -\frac{q\mu_p(1+b_0)}{2\pi\sigma_0^2} \cdot \frac{I_0\beta k}{D} \cdot \frac{\Delta r}{r^2} \cdot \frac{L^2}{1+4a^2b^2} [\Theta_1 - j\Theta_2]; \quad (\text{A2-2})$$

$$\Theta_1 = 1 - \frac{L}{r} \left(\frac{b}{a^2 + b^2} \right) \left[\left(1 - \cos \frac{br}{L} e^{-\frac{ar}{L}} \right) \left(\frac{a}{b} - 2ab \right) + e^{-\frac{ar}{L}} \sin \left(\frac{br}{L} \right) (1 + 2a^2) \right],$$

$$\Theta_2 = 2ab - \frac{L}{r} \left(\frac{b}{a^2 + b^2} \right) \left[\left(1 - \cos \frac{br}{L} e^{-\frac{ar}{L}} \right) (1 + 2a^2) - e^{-\frac{ar}{L}} \sin \left(\frac{br}{L} \right) \left(\frac{a}{b} - 2ab \right) \right],$$

$$\tan \varphi(r) = \frac{\Theta_2}{\Theta_1},$$

$$m(r, \omega) = m'_0 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \sqrt{\Theta_1^2 + \Theta_2^2}, \quad (\text{A2-3})$$

其中

$$m'_0 = \frac{q\mu_p(1+b_0)}{2\pi\sigma_0^2} \cdot \frac{I_0\beta k}{D} \left(\frac{L}{r} \right)^2.$$

参 考 文 献

- [1] Hall, R. N., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 387.
- [2] Shockley, W. and Read, W. T., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 835.
- [3] Sandiford, D. J., *Phys. Rev.*, **105** (1957), 524.
- [4] Clare, D. H., *J. Electronics and Control*, **3** (1957), 375.
- [5] Wertheim, G. K., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 1086.
- [6] Копыловский, Б. Д., *Заводская лаборатория*, **30** (1964), 289.
- [7] 王守武, *物理学报*, **19** (1963), 176.
- [8] 王守武, 1963年物理学会综述性报告文集 (1964), 1.
- [9] Suryan, Susila, G., *Miss, J. Scient. Indus. Res.*, **A21** (1962), 235.
- [10] Garreta, O. and Grosvalet, J., *Progress in Semiconductors*, **1** (1956), 167.
- [11] Grosvalet, J., *Ann. Radioelect.*, **9** (1954), 360.
- [12] Grosvalet, J., *Ann. Radioelect.*, **10** (1955), 344.
- [13] Harrick, N. J., *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 1439.
- [14] Lennart Huldt, *Phys. Rev. Letters*, **2** (1959), 3.
- [15] Nilsson, N. G., *Solid State Electronics*, **7** (1964), 455.
- [16] Figielski, T., Wieckowska, Z., *Acta Phys. Polon*, **24** (1963), 675.
- [17] Susumu Okazaki and Hiroshi Oki, *Phys. Rev.*, **118** (1960), 1023.
- [18] Сорокин, О. В., *ЖТФ*, **27** (1957), 2774.
- [19] Susila, G., *Indian J. Pure & Appl. Phys.*, **2** (1964), 44.
- [20] Рывкин, С. М., *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (1963), 68.
- [21] Ridout, M. S., *Halbleiter und Phosphore* (1956), 408.
- [22] Many, A., Harnik, E., Grover, N. B., *Rev. Sci. Instr.*, **29** (1958), 889.
- [23] Богданов, С. В., Копыловский, Б. Д., *ФТТ*, **3** (1961), 926.
- [24] Choo, S. C., Heasell, E. L., *Rev. Sci. Instr.*, **33** (1962), 1331.
- [25] Wertheim, G. K., Augustyniak, W. M., *Rev. Sci. Instr.*, **27** (1956), 1062.

- [26] Bäuerlein, R., *Z. angew. Phys.*, **14** (1962), 408 (或半导体快报 (1963), 第 6 期).
- [27] Haynes, J. R., Shockley, W., *Phys. Rev.*, **81** (1951), 835.
- [28] William, G. S., Tomas, E. F., *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **26** (1955), 414.
- [29] Ramsa, A. P., Jacobs, H., Brand, F. A., *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), 1054.
- [30] Jacobs, H., Brand, F. A., Meindl, J. D., Weitz, S., Benfamin, R., Holmes, D. A., *Proc. IEEE*, **51** (1963), 581 (或半导体快报 (1963), 第 18 期).
- [31] Johnson, E. O., *J. Appl. Phys.*, **28** (1957), 1349.
- [32] Melehy, M. A., *Proc. IEEE*, **51** (1963), 501.
- [33] Адирович, Э. И., Губкин, А. Н. и Копыловский, Б. Д., *ФТТ*, **4** (1962), 1853.
- [34] Адирович, Э. И., *Докл. АН СССР*, **159** (1964), 532.
- [35] Schultz, B. H., *Philips Res. Rep.*, **10** (1955), 337.
- [36] Van der pauw, L. J., *Philips Res. Rep.*, **12** (1957), 364.
- [37] Копыловский, Б. Д., *ПТЭ*, 1959, № 2, 75.
- [38] Копыловский, Б. Д., Богданов, С. В., *ФТТ*, **4** (1962), 2867.
- [39] Романов, В. А., *ПТЭ*, 1959, № 6, 70.
- [40] Берковский, Ф. М., Строкан, Н. Б., Хозов, Г. В., *ПТЭ*, 1962, № 2, 165.
- [41] Schultz, B. H., *Philips Res. Rep.*, **16** (1961), 175.
- [42] Schultz, B. H., *Philips Res. Rep.*, **16** (1961), 182.
- [43] Korn and Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers* (1961), 863.
- [44] Dash, W. C. and Newman, R., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 1151.
- [45] Grover, N. B., Harnik, E., *Proc. Phys. Soc.*, **72** (1958), 267.
- [46] Fan, H. Y., Navon, D., Gebbie, H., *Physica*, **20** (1954), 855.
- [47] Hornbeck, J. A., Haynes, J. R., *Phys. Rev.*, **97** (1955), 311.
- [48] Haynes, J. R., Hornbeck, J. A., *Phys. Rev.*, **100** (1955), 606.
- [49] Okada Junichi, *J. Phys. Soc. Japan*, **14** (1959), 1550.

THE MEASUREMENT OF EXCESS CARRIERS LIFE-TIME IN SEMICONDUCTORS BY PHOTOCONDUCTIVE PHASESHIFT OF SPREADING RESISTANCE UNDER A POINT CONTACT

HUNG GIAN

ABSTRACT

A new method of measuring excess carriers lifetime in semiconductors is described. This method is for measuring photoconductive phaseshift of spreading resistance under a point contact. The expressions of various results are derived at various spectral components of exciting light and under various surface conditions. The calculated results for numerical values are given for commonly used conditions of measurement i.e. ground surface and exciting light of long wavelength. At the same time, a more detailed analysis and discussion are presented for these results. This method possesses many advantages, for example, (1) it can be used for measurement on ingot crystal; (2) the surface treatment is very simple; (3) no fixed electrode has to be made on the specimen; (4) measuring apparatus used is simple and easy to operate; (5) enough accuracy is obtainable.

This method can be applied to test inhomogeneous specimen. It is used for study in scientific research institutions and it is more suitable for examining single crystal materials in the works. The measurements are made by this method on Ge and Si specimens. Results are in agreement with those obtained by other methods.