

半导体译丛

内部刊物

2

32083

半导体器件編委会編譯

前 言

“半导体译丛”第2卷的編譯工作是在第1卷的基础上进行的。第1卷中,共收集了27篇論文,其內容是綜合性的,包括:鍺单晶和砷化鎵单晶的制备,隧道二极管和变容二极管的原理和測量,高频扩散晶体管和微合金扩散晶体管的制造和測量分析,高频功率晶体管的制造和特性分析,大功率晶体管的制造和特性,晶体管噪声分析,晶体管等效电路,晶体管振荡电路,晶体管变流器,固体电路等。在第2卷中,共收集了21篇論文,其中前15篇是关于开关二极管和开关晶体管方面的,介紹半导体P-N結和晶体管的瞬态响应,开关晶体管的开关特性,开关参数測量等,后6篇是关于晶体管制造工艺中的新技术——外延生长工艺方面的,介紹鍺和硅的外延生长工艺和用外延技术制造的晶体管的特性等。

我們編譯这一譯丛的主要目的是供从事于半导体研究与生产工作的技術人員作参考,希望讀者对譯丛的內容及选题方面踊跃提供宝贵意見,以便在今后的編譯工作中采纳或改进。

編 者

1963年5月

目 录

1. P-N 結的瞬态响应	B. 賴克斯	張汝进譯	刘良俊校 (1)
2. 高速硅二极管的設計和性能	M. J. 柯萊	罗敬承譯	刘良俊校 (9)
3. 結型二极管和晶体管的开关时间	R. H. 金斯通	崔明庆譯	朱国良校 (19)
4. 集电极电容对結型晶体管瞬变响应的影响	J. W. 埃斯利	湯釗謀譯	朱国良校 (26)
5. 漂移晶体管的瞬态响应	R. C. 焦斯湯	梁春广 張典煥譯	李安民校 (36)
6. 結型晶体管的瞬态响应及其图示	A. 克魯索夫	李安民譯	梁春广校 (46)
7. 面結晶体管的大訊号性能	J. J. 依伯斯	J. L. 莫尔	常振華譯 (58)
8. 面結晶体管大訊号瞬态特性	J. L. 莫尔	常振華譯	(72)
9. 包括延迟效应的晶体管工作的电荷分析	A. N. 貝克尔	罗敬承譯	馮銀宝校 (85)
10. 单扩散台式晶体管的开关時間公式	恩納斯脫	西佛林	溫业礼譯 俞忠鈺校 (89)
11. 晶体管瞬变开关参数的測量	J. J. 斯帕克斯	黃少文譯	顾泰校 (96)
12. 晶体管电荷控制参数的研究	J. J. 斯帕克斯	方寿森	邓先燦譯 邓先燦校 (104)
13. 用电荷控制参数設計晶体管开关电路	R. 毕奥福	罗敬承譯	俞忠鈺校 (116)
14. Binistor——一种新的半导体器件	N. 迪沃夫	張国俊譯	李高积校 (127)
15. Cryosistor——一种新的低温三端开关器件	I. 麦尔盖利斯	崔明庆譯	李高积校 (132)
16. 单晶鍺和碘之間的表面反应动力学和物理研究	W. J. 海恩奈克, S. 殷	蹇哲人譯	李高积校 (135)
17. 用二碘化鍺歧化反应法形成的鍺薄膜	R. C. 繆曼, 韦克菲尔德	蹇哲人譯	許居衍校 (140)
18. 关于鍺层生长机构的问题	Г. A. 格·阿·克罗甫	范广毅譯	蹇哲人校 (146)
19. 硅的外延生长	C. H. 里	殷长惠譯	蹇哲人校 (148)
20. 在管式炉中硅的外延沉积	B. E. 迪尔	蹇哲人譯	(155)
21. 采用外延技术的扩散硅晶体管的性质和应用	W. B. 凱格, H. J. 帕特尔逊, H. E. 泰利	罗敬承譯	蹇哲人校 (160)

P-N 結的瞬态响应^①

賴克斯(B. Lax)and 繆斯泰特尔(S. F. Neustadter)

提要：作者研究在如下电路中 P-N 結的瞬态响应：外加电压很快地从前向关到反向。把瞬态行为作为电路电阻的函数来研究。对含时间参数的 (time-dependent) 边界条件求得了相应扩散方程的解，得到一个积分微分方程。通过对“恢复”状态和反向状态的适当近似，得到电流和結电压作为时间函数的分析与数字结果。为結电压变为負的，需要“恢复”时间或反向时间 t_f ，它由

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_f}{\tau}} = \frac{1}{1 + (I_f/I_r)}$$

規定，式中 τ 为空穴的寿命， I_f 为前向电流， I_r 为初始反向电流，由外电阻限定。

I. 引言

本文所处理的典型情形示于图 1。电路中有一 P-N 結，前向电压加到建立稳态电流 I_f 。很快地打掷开关 S，以去除前向电压，使結立刻与电阻 R 及反向电压 V 相連。

显然，結上的电压 V_J 不会立即反向，因为这将在結上造成很陡的載流子梯度，从而在反向引起一个很大的初始扩散电流。但反向初始电流被外加电压 V 和电阻 R 限制在一个有限值。因此，空穴以一有限速率移去，結电压在初始状态必須保持为正。当然，到最后，結电压要变为負的。在反向状态，随电压变得愈来愈負，建立起自由載流子耗尽的空间电荷层或过渡层。这就建立起一个电容，其值依赖于跨于过渡层的結电压 V_J 。伴随着建立电容 C 的电流比扩散电流小，通常可忽略，其中电容 C 由

$$I_c = C \frac{dV_J}{dt} + V_J \frac{dc}{dt}$$

給出。

假定結形成于两个 P-型与 n-型 半导体的半无界板之間，从而对一維情形作分析。为

简单起见，还假定 P 型材料的电导率远大于 n 型材料的电导率。这就假定了整个电流是

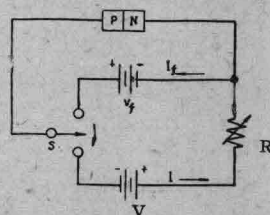


图 1 使 P-N 結中电流反向的开关电路

由 n 区中的空穴所組成，其 n 区比扩散长度 L 长。数学上讲，这問題实质上可归结为一个等效的在一半无界板（其表面受温度随时间变化的限制）中的热傳导問題。（見附录 I）。

II. 理論

A. 含时间参数的解

在我們的一維情形下，n 型半导体中的空穴密度 p 由扩散方程(3)規定：

① 張汝进譯自 Journal of Applied Physics vol. 25, №9, 1954. p.1148—1154. 刘良俊校

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{p_n - p}{\tau} \quad (1)$$

式中 p_n 是平衡空穴浓度, τ 是寿命, D 是 n 区空穴的扩散系数。二极管的扩散总电流可定为结交界面 $x=0$ 处的空穴电流, 亦即:

$$I = -qDA \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (2)$$

式中 q 为空穴的电荷, A 为二极管横截面的面积。如果跨于结交界面的电压为 V_J , 那么 $x=0$ 处的空穴浓度由玻尔兹曼 (Boltzmann) 关系表达:

$$p_0 = p_n \exp \left[\frac{qV_J}{KT} \right]$$

式中 K 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度。

在稳态前向情况, $\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) = 0$, $V_J = V_0$ 下, 得到浓度与电流的表达式:

$$p = p_n \left\{ 1 + \left(\exp \left[\frac{qV_J}{KT} - 1 \right] \right) X \exp \left[-\frac{x}{L} \right] \right\} \quad (3)$$

$$I_f = -qDA \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} = q \frac{DAp_n}{L} \left(\exp \left[\frac{qV_J}{KT} - 1 \right] \right)$$

式中 $L = (D\tau)^{1/2}$ 。

当电压反向, 结电压 $V_J(t)$ 就成了时间的函数, 从 $V_J(0) = V_f$ 变到某个极限值 $V_J(\infty) = V_L$, 此极限值是在反向后渐近地被达到的。通过结的电流用反向电池电压 V 、串联电阻 R 、以及结电压, 由欧姆 (Ohm) 定律表示如下:

$$V = V_J + IR \quad (4)$$

I 和 V_J 是两个未知量, 要解出这两个未知量, 我们还需要这两个未知量之间的其他关系式。这可从扩散理论得到, 满足方程 (1) 的空穴浓度, 它在 $t=0$ 时具有方程 (3) 的初始浓度, 它还受随时间变化的边界条件所限制: $p(0, t) = p_n \exp[qV_J(t)/KT]$, 故可示于如下: (见附录 I)

$$p(x, t) - p_n = p_n \frac{x \exp \left[-\frac{t}{\tau} \right]}{2(\pi D)^{1/2}}$$

$$\int_0^t \left(\exp \left[\frac{qV_J(\lambda)}{KT} \right] - 1 \right) \times \exp \left[\frac{\lambda}{\tau} \right] \frac{\exp \left[-\frac{x^2}{4D(t-\lambda)} \right]}{(t-\lambda)^{3/2}} d\lambda$$

$$+ \frac{p_n \left(\exp \left[\frac{qV_J(0)}{KT} \right] - 1 \right)}{2(\pi Dt)^{1/2}} \times \exp \left[-\frac{t}{\tau} \right] \int_0^\infty \exp \left[-\frac{\mu}{L} \right] \times \left(\exp \left[-\frac{(x-\mu)^2}{4Dt} \right] - \exp \left[-\frac{(x+\mu)^2}{4Dt} \right] \right) d\mu \quad (5)$$

其中, 方程 (5) 右边的第一项, 作为空间与时间的函数, 它给出在交界面由结电压注入于半无限板的空穴浓度。这代表在交界面上的一个与时间有关的空穴源或空穴沉 (sink of holes)。第二项代表由方程 (3) 规定、受边界条件 (在所有时间内, $x=0$ 这一点浓度为 0) 限制的空穴初始稳态分布的衰减。因为我们取的是线性方程, 故经叠加, 全解就是这两项之和。如果方程 (5) 被微分, 并按方程 (2) 在 $x=0$ 处求值, 那么, 二极管电流就是:

$$I = qAD^{1/2} p_n \left\{ \frac{\exp[-t/\tau]}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^t \frac{G(\lambda) d\lambda}{t-\lambda} + \frac{G(0)}{\tau} \left(-\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) \right\} \quad (6)$$

式中, 为简单起见, 我们让:

$$G(t) = \left(\exp \left[\frac{qV_J(t)}{KT} \right] - 1 \right) \exp[t/\tau]$$

而撇点表示微商。

根据方程 (3), 我们可用 $G(0)$ 表达初始前向电流, 从而通过 $I_f = I_s G(0)$, 对在大反向电压下得到的饱和电流 I_s 可表达其大小, 式中 $I_s = qA \sqrt{D p_n / \tau}$ 。代入方程 (6), 再用附录 II 中推导的一些等式, 我们得到:

$$I = I_s \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} \exp[-t/\tau]$$

$$\times \int_0^t \left\{ \frac{[G(\lambda) - G(0) \exp[\lambda/\tau][1 - \operatorname{erf}(\lambda/\tau)^{1/2}]]}{(t-\lambda)^{1/2}} \right\} d\lambda \quad (8)$$

当我们用阿贝尔(Abel)积分方程解的经典形式时, 方程(8)又推到

$$G(t) - G(0) \exp[t/\tau][1 - \operatorname{erf}(t/\tau)^{1/2}] = \frac{1}{(\pi\tau)^{1/2}} \frac{1}{I_s} \int_0^t \frac{\exp[\lambda/\tau] I(\lambda) d\lambda}{(t-\lambda)^{1/2}} + K \quad (9)$$

因为方程(9)也描述在稳态前向情况下, 亦即:

$V_J = V_0$ 以及 $G(t) = G(0) \exp[t/\tau]$ 时, 通过二极管的电流, 因此, 我们肯定 $K=0$ 。最好用材料的特征寿命对时间 t 归一化。因此, 我们让 $r=t/\tau$, $s=\lambda/\tau$ 。再从方程(4)代 I 于方程(9), 于是方程(9)变成:

$$\left(\exp \left[\frac{qV_J(r)}{KT} \right] - 1 \right) I_s = I_f (1 - \operatorname{erf} \sqrt{r}) + I_R \operatorname{erf} \sqrt{r} - \frac{1}{R \sqrt{\pi}} \int_0^r \frac{\exp[-(r-s)] V_J(s)}{(r-s)^{1/2}} ds \quad (10)$$

式中 $I_R = V/R$, 这是反向电流, 因为 V 是负的。

B. 恢复状态

在恢复状态期间, $V_J(r)$ 是正的, 又因为 $|V| \gg V_J$, 因此方程(10)右边的积分比之其他项, 特别是比之 $I_R \operatorname{erf}$ 项要小。要解此方程, 有两个可能选择, 也就是, 我们可以不管这一项, 要不然就假定 $V_J(s)$ 有某个平均值 $\bar{V}_J$, 估计这一项。我们将选择后者, 并证明平均值刚好比前向电压小一点, 因为在前向状态中, 电压下降很慢, 在此期间的末尾才陡然下落。因此, 对正向状态假定 $\bar{V}_J \approx V_f$ 不会引起多大误差。据此假定, 方程(10)变为:

$$\left(\exp \left[\frac{qV_J}{KT} \right] - 1 \right) I_s = I_f + \left(I_R - I_f - \frac{V_f}{R} \right) \operatorname{erf} \sqrt{r} \quad (11)$$

因为 I_R 是负的, 我们可换以正量 $I_r = V_f/R - I_R$ 。这代表由于反向电压 V 和结上前向电压 V_f 的初始反向电流, 而此结好像与串联电阻相对, 方程(11)可被解为归一化时间 r 的函数。

$$V_J = \frac{KT}{q} \log_e \left[1 + \frac{I_f}{I_s} - \frac{I_f + I_r}{I_s} \operatorname{erf} \sqrt{r} \right] \quad (12)$$

括号中的第一项可以忽略, 因为 $I_f \gg I_s$ 。用此方程, 我们使 $V_J = 0$ 也可以得到正向状态或前向状态时间的值。这时间化为“恢复”时间 r_f , 这时间即是方程

$$\operatorname{erf} \sqrt{r_f} = \frac{I_f}{I_f + I_r} \quad (13)$$

的解。

这方程与金斯頓(Kingston)在他这问题的近似解中所得到的方程形式是一样的, 他假定对于前向状态二极管电流保持不变, 由 I_R 规定。他的解没有考虑跨于结上初始前向电压的贡献。

用方程(12), V_J 由 V_f 归一, 作为 r 的函数, 当 $r \leq r_f$ 时, 对不同的串联电阻值 R 作图, 示于图(2)。从方程(4), I 由 I_f 归一, 同样作图示于图 3(a) 和 3(b)。可见, 在恢复状态期间, 特别是对于较大的 R 值, 结电压与 V_f 没有什么显著改变, 除去趋近 $r=r_f$ 处, 结电压很迅速地跌落, 这就证实了要得到方

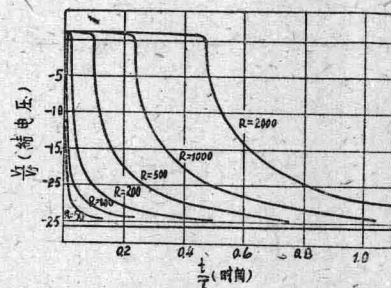


图2 对不同的串联电阻值, 结型二极管电压的瞬态响应

程(11)所用的近似。

C. 反向状态

反向状态期间规定为 $V_J(r) < 0$ 的期间。因为扩散方程的含时间参数的解由方程(8)和(10)规定, 因此, 这两个方程也是在反向状态期间求解的适当出发点。因为当 $r > r_f$, 除去趋近 $r = r_f$, V_J 都是负的, 且 $|V_J| \gg kT/q$, 又因为 $I_s \ll I_f$, 所以方程(10)左边的项就变得小到可以忽略。让此项等于零, 我们得到:

$$I_f + (I_R - I_f) \operatorname{erf} \sqrt{r} \\ V_J(r) = \frac{\exp[-r]}{\pi} \frac{d}{dr} \int_{r_f}^r \frac{R \sqrt{\pi} \exp[\lambda] \left[I_f + \frac{V_f}{R} \operatorname{erf}(\lambda - r_f)^{1/2} - (I_R + I_f) \operatorname{erf} \sqrt{\lambda} \right]}{(r - \lambda)^{1/2}} d\lambda. \quad (16)$$

变换公式的这种用法既未证明, 也没有推得一个正确结果, 因为方程(15)左边的 $\frac{V_f}{R} \operatorname{erf}(r - r_f)^{1/2}$ 项在 $r = r_f$ 并没有一个有界导数。 $V_J(r)$ 的正确值介于由方程(16)给出的值与略去该项所得到的值之间(这不会引起多大误差, 因为 $|V_J(s)|$ 在恢复状态的值比起它在反向状态的值是很小的)。事实上, 当 r 比 r_f 充分大, 至少, 譬如说, 为 $2r_f$, 那么, 当 $s \leq r_f$ 时, $V_J(s) \simeq V_f$ 引起的误差就可忽略, 考查方程(14)中的积分能很容易看出, 因为当 r 趋于 r_f 时, 对积分的贡献可以忽略。记住上述讨论, 根据方程(16)我们推断:

当 $r_f < r < 2r_f < \frac{1}{5}$ 时

$$V_J(r) \approx -\frac{2R}{\pi} (I_R + I_f) \arcsin \left(1 - \frac{r_f}{r} \right)^{1/2}$$

以及当 $2r_f < r < \frac{1}{5}$ 时,

$$V_J(r) = V_f - \frac{2R}{\pi} (I_R + I_f) \arcsin \left(1 - \frac{V_f}{r} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

{ r 的上边界是在估计方程(16)的积分时所用的近似 $\operatorname{erf} \sqrt{r} \approx (2/\sqrt{\pi}) \sqrt{r}$ 以及 $\exp$

$$= \frac{1}{R \sqrt{\pi}} \int_0^r \frac{\exp[-(r-s)] V_J(s)}{(r-s)^{1/2}} ds. \quad (14)$$

如果我们假定 $s \leq r_f$ 时, $V_J(s) \simeq V_f$, 那么方程(14)就推导为:

$$I_f + \frac{V_f}{R} \operatorname{erf}(r - r_f)^{1/2} - (I_R + I_f) \operatorname{erf} \sqrt{r} \\ = \frac{1}{R \sqrt{\pi}} \int_{r_f}^r \frac{\exp[-(r-s)] V_J(s)}{(r-s)^{1/2}} ds \quad (15)$$

而方程(15), 对 $r > r_f$, 经“形式上”的变换, 又推导为:

[$\lambda \approx 1 (\lambda \leq r)$ 需要的。]

可作有效近似的另一区域是 $r \gg r_f$ 。我们仍从方程(16)着手, 方程(16)变形为[见附录Ⅲ]。

$$V_J(r) = V_f + R I_f \left[\operatorname{erf}(r - r_f)^{1/2} + \frac{\exp[r_f - r]}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(r - r_f)^{1/2}} \right] - R(I_f + I_f) \frac{\exp[-r]}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{dr} \times \left(\frac{4}{\sqrt{\pi}} \exp[r] \iint_A \exp[-\rho^2] \rho d\rho d\theta \right) \quad (18)$$

式中 A 是图(4)中圆的阴影部分。在许多情况下, r_f 是十分小的; 因而, 当 r 比 r_f 大以三倍或三倍以上时, 重积分可取在整个 $1/4$ 圆上。于是, 方程(18)变为:

$$V_J(r) = V - R I_r \left[1 - \operatorname{erf}(r - r_f)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \frac{1}{(r - r_f)^{1/2}} \exp(r_f - r) \right], \quad (19)$$

因而电流由

$$\frac{I}{I_f} = 1 - \operatorname{erf}(r - r_f)^{1/2}$$

$$-\frac{1}{(\pi)^{1/2}} \frac{1}{(r-r_f)^{1/2}} \exp[r_f-r] \quad (20)$$

規定。

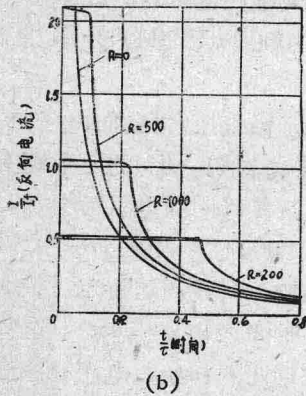
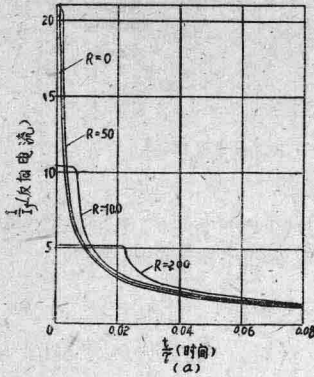


图3 結型二极管的电流响应:

(a)小串联电阻值;

(b)比較大的串联电阻值。

如果我們得到方程(14)并没有忽略方程(10)左边的 I_s 項, 那么, 方程(20)就写成:

$$I = I_f - (I_f + I_s) \left(\operatorname{erf}(r-r_f)^{1/2} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(r-r_f)^{1/2}} \exp[r_f-r] \right) \quad (21)$$

方程(21)给出 $\lim_{r \rightarrow \infty} I = -I_s$ 。

有趣的是, 若无 r_f 出現方程(20), 就是 $R=0$ 的解, 当然, $R=0, r_f$ 亦为 0。零电阻的解很容易从方程(6)得到, 注意, $G(t) = -\exp[t/\tau]$, 因为結电压在开头就負的很大, 因而可假定 $V_J(r) = -\infty$ 。于是我們得到:

$$I = I_f - (I_f + I_s) \left(\operatorname{erf} \sqrt{r} + \frac{\exp[-r]}{(\pi r)^{1/2}} \right)。$$

此极限解的形式当 I_s 被略去时已由其他一些人^[4,5] 得到。

不作上述近似, 当 $r > r_f$ 时, 我們可从方程(18)得到比較精确的解。

$$\begin{aligned} V_J(r) = & V - RI_f \left[1 - \operatorname{erf}(r-r_f)^{1/2} \right. \\ & \left. - \frac{\exp[r_f-r]}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(r-r_f)^{1/2}} \right] \\ & - R(I_r + I_f) \frac{2}{\pi} \exp[-\alpha] \\ & \times \int_0^{\arctan(r_f/\alpha)^{1/2}} (\tan^2 \theta) \exp[-\alpha \tan^2 \theta] d\theta, \end{aligned} \quad (23)$$

式中 $\alpha = r - r_f$ 。然后, 把方程(23)中最后的积分展成 r_f 与 α 的双重級数(double Series)进行数值估計。

D. 結电容的影响

早先提到, 电压反向时, 由在結上建立空間电荷层引起的电流比起扩散电流要小。我們通过考虑自由載流子在結表面耗尽引起的电流來說明这一点。在N这一边, 这表示与由扩散引起的空穴流相对的电子流。这电流是附加的, 因而我們实际上可以考虑成一个与二极管平行放置的电容, 如图5所示。

对图5 我們可写出下列方程:

$$\begin{aligned} V = & (I_J + I_c)R + V_J \\ I_c = & \left(\frac{dU_J}{dt} + V_J \frac{dc}{dt} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

式中 V 为加于二极管的反向电压; I_J 表示由于扩散引起的結电流, 如在方程(6)和(8)中給定的; I_c 是由于建立空間电荷层产生的电流。由后者建立的电容 C 对一个已知杂质分布的結通常可用 V_J 写出。因此, 方程(24)中的两个表示式可以归到一个积分微分方程, 这方程要比先前考虑的更加复杂, 先前, 为解题, 略去了由于电容引起的电流。为此, 只待証明这一步。这可以比較 I_c 的最大值与在同一瞬間的扩散电流值。这发生于結电压的斜率达到峰值, 換言之, 在 $r=r_f$ 与 $V_J =$

0 处。此时, $I_c = c \times \left(\frac{dV_J}{dt} \right)$ 。斜率的值可从方程(12)得到。将此与 $r = r_f$ 时的 I_J 的绝对值比较, 我们得到:

$$\frac{I_c}{I_f} = \frac{RC}{V\tau} \frac{kT}{q} \frac{I_f + I_r}{I_s} \frac{\exp[-r_f]}{(\pi r_f)^{1/2}} \quad (25)$$

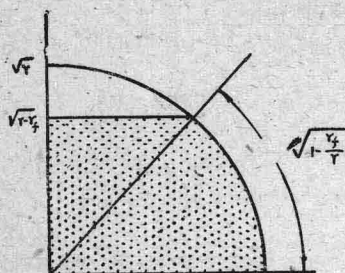


图 4 积分区域 A

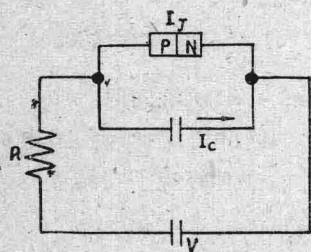


图 5 P-N 结和空间电荷的等效电路

III. 结果的讨论

本文所作的理论研究结果基本上总结于图 2, 3, 6 和 7。对具有下列基本参数代表值的典型 P-N 结。为得到这些图, 作了计算:

$$D = 44 \text{ cm}^2/\text{sec} \quad A = 0.0025 \text{ cm}^2$$

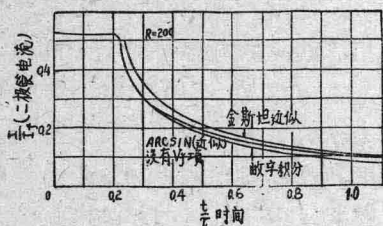


图 6 倒向二极管时, 通过近似方法与通过比较仔细的数字方法这二者所得到的电流响应的比较

$$I_f = 6 \times 10^{-3} \text{ 安} \quad P_h = 2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \\ \tau = 100 \mu\text{sec} \quad V = -6 \text{ 伏}.$$

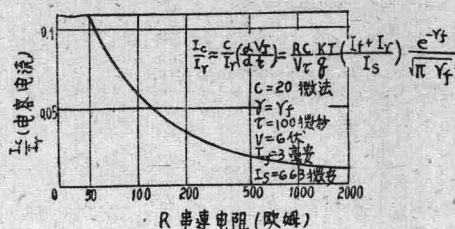


图 7 反向 P-N 结中峰值瞬态空间电荷电流随串联电阻的变化。

用上面这些值, 饱和电流计算为 $I_s = 6.63 \times 10^{-7}$ 安培。为说明这理论的基本特征, 对二极管串联电阻 R 的许多值, 50, 100, 200, 500, 1000 以及 2000 欧姆进行了计算。

图 2 表示结电压(由前向电压归一化)作为时间(由寿命 τ 归一化)的函数而变化。这些曲线表明恢复时间随电阻而增加, 直到电阻值大小为 2000 欧姆和更大一些, 恢复时间与寿命可比较。对我们这特定二极管来说, 这表示贮存时间大约为 $50 \mu\text{sec}$ 。这些曲线还表明在反向期间的初始, 电压迅速衰减。对小电阻, 电压跌落发生在短暂的瞬间。当然, $R=0$ 时, 则一瞬即落, 达到极限值 V , 如水平线 $V_J/V_f = -25.7$ 所表示的。对较大的电阻, 反向状态是比较渐次的, 它渐近地达到极限值 V_e 。

通过二极管的电流 I (由前向电流 I_f 归一化)的曲线同样有趣。对小电阻, 通过二极管的初始电流反而要大, 而衰减则近于由 $R=0$ 时方程(21)的简单函数。注意到下面一点也很有趣, 对串联电阻的实际值, 在恢复状态中, 电流缓慢地从其峰值减小。这证实了金斯頓作的假定, 他假定在恢复状态期间电流保持不变, 基本上由 V/R 规定。我们把他的结果和经我们仔细分析所得的结果作一比较。对一个有代表性的情况, 比较示于图 6。金斯頓的近似对恢复状态略去了结上贮存

空穴贡献的前向电压。如果作此修正, 反向状态将略微向左偏移, 比这里所表示的要符合的更好一些。从方程(17)所得的反正弦近似与严格求方程(23)中积分的值得到的解也进行了比较。无须说明, 可以断定对所有的实际情形, 金斯頓的近似都是十分满意的。

最后, 图7对讨论中指定的二极管给出电容电流与扩散电流的比作为电阻的函数画成的图, 可以看出, 就电阻的实际值而言, 电容电流比反向电流 I_r 峰值的 $1/10$ 还小。因此, 电容电流可被忽略, 特别是因为与建立空间电荷层相联系的时间常数为 10^{-9} 秒数量级。当与在前向状态中空穴贮存的电荷量相比较, 这相当于一个很小的电荷量。

附录 I 解方程(1)

(A)如果我们令 $t > 0$ 以及 $x > 0$ 时 $z(x, t) = \exp[t/\tau](p_n - p)$ 方程(1)就可写成热传导方程的形式:

$$\frac{\partial z(x, t)}{\partial t} = \frac{D \partial^2 z(x, t)}{\partial x^2}$$

现在, 如果 $t > 0$ 时 $z(0, t) = 0$, 以及 $x > 0$ 时, $z(x, 0) = H(x)$, 那么,

$$z(x, t) = \frac{1}{\alpha(\pi Dt)^{1/2}} \int_0^\infty H(\mu) \left(\exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{4Dt}\right] - \exp\left[-\frac{(x+\mu)^2}{4Dt}\right] \right) d\mu \quad (27)$$

(B)如果 $t > 0$ 时 $z(0, t) = G(t)$ 以及 $x > 0$ 时 $z(x, 0) = 0$, 那么,

$$z(x, t) = \frac{x}{\alpha(\pi D)^{1/2}} \int_0^t \frac{G(\lambda) \exp\left[-\frac{x^2}{4D(t-\lambda)}\right]}{(t-\lambda)^{1/2}} d\lambda. \quad (28)$$

(这结果很容易用德海姆耳(Duhamel)理论得到)

附录 II 方程(6)的变换

我們注意到经典的阿貝耳(Abel)积分

方程

$$\int_0^t \frac{F(\lambda) d\lambda}{(t-\lambda)^{1/2}} = G(t)$$

有解

$$F(\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{d}{d\lambda} \int_0^t \frac{G(t)}{(\lambda-t)^{1/2}} dt. \quad (29)$$

因此,

$$\int_0^t \frac{F(\lambda) d\lambda}{(t-\lambda)^{1/2}} = \exp[t/\tau] \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) \quad (30)$$

导致

$$F(\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{d}{d\lambda} \left\{ (\pi\tau)^{1/2} \exp(\lambda/\tau) \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\lambda}{\tau}\right)^{1/2} - 1 + \exp(-\lambda/\tau) \right] \right\}$$

式中用了附录 III 中的积分。

附录 III 积分的求值

$$\int_{r_f}^r \frac{\exp[\lambda]}{(r-\lambda)^{1/2}} d\lambda = (\pi)^{1/2} \exp[r] \operatorname{erf}(r-r_f)^{1/2} \quad (31)$$

因此,

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dr} \int_{r_f}^r \frac{\exp[\lambda]}{(r-\lambda)^{1/2}} d\lambda \\ &= \sqrt{\pi} \exp[r] \operatorname{erf}(r-r_f)^{1/2} \\ & \quad + \exp[r_f] \frac{1}{(r-r_f)^{1/2}}. \\ & \int_{r_f}^r \frac{\exp[\lambda] \operatorname{erf} \sqrt{\lambda}}{(r-\lambda)^{1/2}} d\lambda \\ &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} \exp[r] \int_0^{(r-r_f)^{1/2}} \int_0^{(r-s^2)^{1/2}} \exp[-(s^2+z^2)] dz ds \\ &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} \exp[r] \iint_A \exp[-\rho^2] \rho d\rho d\theta \end{aligned} \quad (32)$$

式中 $s^2 = r - \lambda$, ρ 和 θ 是与 s 和 z 相当的柱坐标, A 是图4中所画圆的阴影部分。

参考文献

- [1] W. Shockley, Bell System Tech. J. 28, 435 (1949).
- [2] H. C. Carslaw and J. C. Jaeger, Con-

duction of Hent in Solids (Oxford University Press, London, 1947)

- [3] W. Shockley, Electrons and Holes in semiconductors (D. Van Norstrand Company, Inc., N. Y., 1951)
- [4] R. H. Kikgston, "Switching time in junction diodes and junction transistors,"

submitted to Proc. Inst. Radio Engrs, (August 5, 1953)

- [5] R. G. shulmm and M. E. McMahon, J. Appl. Phys. 24, 1267. (1953)
- [6] E. J. Whittaker and G. N. Watson. A Course of Modern Analysis (Macmillan Company, N. Y. 1945,) p. 229.

高速硅二极管的设计和性能^①

柯萊 (M. J. Calle)

摘要: 随着高速开关技术应用的增进, 对快速瞬态响应的二极管提出了要求。本文首先考虑了可以用减小载流子贮存时间来改进半导体二极管的开关速度的各种方法。在所描述的硅器件中, 这个是以减小基区材料的寿命来实现的。所研究的两种方法, 中子轰击和热处理, 发现后者是更有效的。热处理包括从 1000°C 以上的温度将硅骤冷。

因此, 文中讨论了对于用这样骤冷的硅制成的二极管的静态特性的影响。由于寿命减小的结果, 而减小了基区电导调制, 结果引起恶劣的前向特性。一般说来, 反向电流和击穿电压比用没有处理的材料制成的器件的略高。从 1150°C 骤冷的硅所制成的一个典型的二极管, 在 1 伏时可通 10 毫安的前向电流, 并在负 100 伏时有 0.1 微安的反向电流。

讨论了测量器件瞬态响应的几种方法, 并在它们之间作了比较。一个典型的器件有小于 0.2 微秒的开关时间和 10^{-10} 库伦的总恢复电荷。

符 号 表

A = 结面积。
C = 二极管电容。
 C_j = 二极管结电容。
 C_0 = 在零偏压下, 二极管的电容。
 C_s = 二极管杂散电容。
 D_p = 空穴的扩散系数。
e = 电子电荷。
f = 脉冲重复频率。
 I_f = 前向电流。
 I_p = 注入的空穴电流。
 I_r = 在开关之后, 初始的反向电流。
 I_R = 反向电流。
 I_s = 饱和电流。
k = 玻尔兹曼常数。
K = 常数。
 L_p = 空穴扩散长度。

P = 空穴密度。
 P_N = n 型材料中的热平衡空穴密度。
Q = 贮存电荷。
 Q_c = 由二极管电容恢复的电荷。
 Q_R = 恢复电荷。
S = 表面复合速度。
T = 绝对温度。
t = 时间。
U = 常数。
V = 电压。
W = 基区宽度。
 τ = 少数载流子寿命。
 τ_p = 空穴寿命。

(1) 引 言

众所周知, 半导体二极管优于热离子二

① 罗敬承译自 P. IRE Vol. 106, part B, supplement No. 17, P1138~1149.

刘良俊 校对

极管,但是为了充分实现其优点,半导体器件的电学和热学性质必须在应用中不引起电路性能的恶化。为了得到能在高环境温度下工作的具有很低反向漏电流的器件,所选择的材料是硅。所要解决的问题是得到一个良好的高频性能,而不牺牲二极管的前向特性。

半导体二极管的高频性能通常由载流子贮存和势垒电容所限制。当这样一个二极管加上前向偏压时,空穴经过结从P型注入到n型材料,而电子在相反的方向注入。空穴和电子在它们被注入的区域中是少数载流子,同时,在通过结的注入速度与由复合引起的衰减速度之间,建立起一个平衡。超过平衡的电子和空穴的密度叫作贮存载流子,并比拟为在电容器板上贮存的电荷。当二极管由正向开关到反向时,由于贮存载流子通过结的反向扩散,能够流过一个大的瞬态电流。在几微秒内,这电流可以是相当大的,同时,在高频的整流效率是由这个瞬态电流决定,而不是由反向饱和电流决定。

(2) 获得高频性能的方法的讨论

关于结二极管由正向开关到反向的瞬态电流的形成,已发表了几篇理论的文章,例如 Lax 和 Neustadter⁽¹⁾, Kingston⁽²⁾, 和 Henderson 和 Tillman⁽³⁾ 的文章。Kingston 的分析得到的结论是有三个减小载流子贮存效应的方法。用小半径的半球形的结,用低寿命的初始材料,和在 p-n 结和欧姆接触之间用窄基极。

(2-1) 小半径的半球形结

小半径的结能改进性能是由于两个原因。第一,如 Kingston 所考虑的,几何形状是这样:注入的载流子离开结径向地流动。当结加反偏压时,仅有小部份载流子通过结反向扩散。第二,有高的表面复合影响载流子的有效寿命。当结半径减小时,在极限情况下,成为一个点接触二极管,表面效应便

加强了。在硅的情况下,表面复合高,所以点接触器件能够预期到显示出小的贮存效应。此外,整个 p-n 结有一个势垒电容,其值依赖于耗尽层厚度的变化,并随所应用的电压而变。在这个电容中所贮存的电荷,与所贮存的少数载流子电荷相比较,通常是能够忽略的。然而,对于真正的高速性能所设计的二极管,这个电容不可忽略,并必须使其最小。点接触二极管由于它的面积小,而具有势垒电容很小的优点。Prince⁽⁴⁾ 已描述过具有很好的高频性能的小面积器件。

(2-2) 低寿命材料的应用

理论的处理涉及前面所述的基区材料的低寿命导致反向瞬态电流迅速地衰减。这能够分为两个部分:从时间 $t=0$ 到 $t=t_1$, 电流为常数,并由反向电压脉冲和电路的串联电阻的大小决定,即在这个时期,二极管实际上是短路的;对于 $t > t_1$, 具有平面几何形状的二极管阻抗迅速地增加,而电流按以下方程下降。

$$I = I_f \left[1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} - \frac{\exp - t/\tau}{\sqrt{\pi t/\tau}} \right] \quad (1)$$

在这里时间 t 是以 t_1 作为原点来测量的,式中

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} = \frac{I_f}{I_f + I_r} \quad (2)$$

因此,“折点” t_1 和其后的衰减速度依赖于寿命。

有两种不同的描述高速二极管的性能的方法。一种是给出瞬态电流下降到某一规定值的时间,另一种是给出在反向脉冲时所恢复的总的积分电荷。显然,从理论的观点来看,瞬态电流迅速衰减的二极管有低的载流子贮存。在反向脉冲时所恢复的电荷正比于正向时所贮存的电荷的这一假定是合理的。由于在恢复过程发生复合,事实上恢复电荷总是小于贮存电荷。因而评价二极管性能的一个简单的方法是计算平衡时的贮存电荷。

通常只須計入一種載流子，因為器件中結的發射效率接近於 1。假如僅考慮注入的空穴，且在 x 處的密度是 $p(x)$ ，則貯存空穴的總電荷為

$$Q = eA \int_0^{\infty} [P(x) - P_N] dx = eAP_N \left(\exp \frac{eV}{KT} - 1 \right) L_p \quad (3)$$

通過結注入的空穴電流 I_p 實質上等於前向電流 I_f ，並由下式給出：

$$I_p = AeD_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{eAD_p P_N}{L_p} \left(\exp \frac{eV}{KT} - 1 \right) = \frac{D_p Q}{L_p^2} = \frac{Q}{\tau_p} \quad (4)$$

貯存電荷僅依賴於所通過的前向電流和壽命，而不依賴於結面積。對於 10 毫安的前向電流，要得到 10^{-10} 庫倫的貯存電荷，要求基區材料的壽命為 0.01 微秒。

(2-3) 窄基極二極管

倘若在 $x=W$ 處空穴密度下降到零，對於基區寬度 $W \ll L$ 的二極管，平衡的貯存電荷能夠簡單地計算。這等效於假定表面复合速度 S 在歐姆接觸處的值为無窮大。在這情況下，

$$\begin{aligned} Q &= eA \int_0^W [P(x) - P_N] dx = eAP_N \left(\exp \frac{eV}{KT} - 1 \right) \int_0^W \left(1 - \frac{x}{W} \right) dx \\ &= \frac{eAP_N W}{2} \left(\exp \frac{eV}{KT} - 1 \right) \end{aligned} \quad (5)$$

注入電流為

$$\begin{aligned} I_p &= -eAD_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=0} \\ &= \frac{eAD_p P_N}{W} \left(\exp \frac{eV}{KT} - 1 \right) = \frac{2D_p Q}{W^2} \end{aligned}$$

$$\text{並因此 } Q = \frac{W^2}{2D_p} I_p \quad (6)$$

項 $W^2/2D_p$ 是窄基極二極管的有效壽命。要得

到 0.01 微秒的有效壽命，取 $D_p = 10 \text{ 厘米}^2/\text{秒}$ ，則要求 4.5 微米的基區寬度。

實際上在用噴沙處理過的鍍表面的情況下能夠用由理論所假定的表面复合速度為無限值的近似。然而，在硅表面的复合顯得對於噴沙和多種化學腐蝕都是不灵敏的，通常 S 的值是在 2000—10000 厘米/秒 範圍內。假如考慮有限的表面复合速度，用前面的近似 $W \ll L$ ， Q 的表达式為

$$Q = I_p \left(\frac{W^2}{2D_p} + \frac{W}{S} \right) \quad (7)$$

對於上述的 W 和 S 的值，附加項 W/S 對於有效壽命的貢獻大於項 $W^2/2D_p$ 的貢獻。因此好的高速硅二極管在基極接觸處必須有很高的复合速度。

(3) 器件的製造

由於得到 S 近於 ∞ 的滿意的歐姆接觸有困難，不打算考慮窄基極結構。如最後一節中所指出的，有效壽命對於在背面的接觸處的 S 的值是很灵敏的。硅表面的噴沙不產生足夠高的值。在硅器件中通常所用的歐姆接觸是採用對少數載流子產生勢壘的 $n-n^+$ 或 $p-p^+$ 結，因此實際上是作為低复合速度的表面。

從現存的合金結二極管的實驗來考慮，為了得到 10^{-10} 庫倫的貯存電荷要求結的面積大大的減小。這就需要利用微合金技術。

因此，我們決定來研究一下簡單地用降低作器件用的材料的壽命的方法能夠得到何等程度的改進。

這個二極管的一般裝置如圖一中所示。它是由鉛絲合金到一個已腐蝕過的 n 型硅片，按所控制的樣式形成 $p-n$ 結而構成。基極歐姆接觸由金鎢絲合金到硅片的反面而做成。小心地腐蝕這個二極管元件，以除去在合金時在結面積上所形成的任何沾污，並使器件的電氣特性穩定。隨後將二極管元件裝架到一個座頂上，並密封入冷焊的金屬壳中。

基区材料寿命的减少提出了这寿命的测量的问题。如 2-2 节中所述, 为获得所要求的贮存电荷, 要求数量级为 0.01 微秒的寿命。这个数量级的载流子寿命是极难精确地确定的, 但是当材料被制成器件时, 这一点可以由测量恢复电荷来避免。在这个方法中, 载流子贮存与特定的二极管有关, 同时, 不同热处理方法的效果能够用恢复电荷的变化来估计。测量恢复电荷所用的方法, 在 6-1 节中描述。

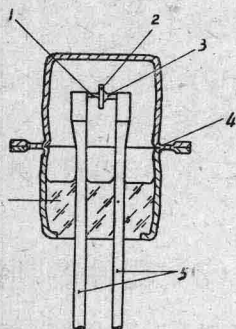


图 1 二极管的构造

1. 铝丝 2. 硅片 3. 金-铈丝 4. 冷焊的铜管壳 5. 铅丝 6. 玻璃密封

(4) 硅的寿命的减小

研究了减小寿命的两种方法, 中子轰击和热处理。

(4-1) 中子轰击

(4-1-1) 辐照的影响

在 Harwell 用 2×10^{14} 中子/厘米² 的总流量辐照某些硅样品。此外, 由标准材料做成的 6 个已装管壳的二极管使经受同样的处理。用辐照过的材料制造二极管, 并直接与用由同一硅片取下的未经处理的材料制成的二极管作比较。观察到恢复电荷或直流特性没有差别。然而, 观察到由于辐照已装管壳的二极管的恢复电荷和直流特性两者的变化。恢复电荷的减小示于图 2 中。在开关前的前向电流是 20 毫安, 反向脉冲幅度是 15 伏和串联电阻是 2.2 千欧姆。图中示出开关后的

第一微秒。在辐照以前, 在这个期间, 通过所有二极管的电流是由串联电阻所限制的常数。在辐照所有的二极管之后, 这些二极管在一微秒内表现出显著的电流衰减, 二极管 25 所受影响比其他五个小。所有六个二极管的前向特性, 辐照的结果, 退化为图 3 所示。在最初, 所有的二极管在 1 伏通过 100 毫安。随后, 在 1 伏的电流小于 1 毫安。

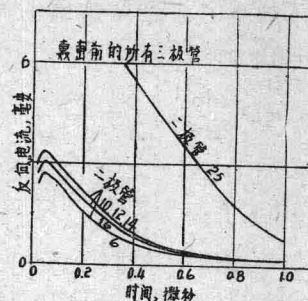


图 2 中子轰击过的二极管的反向瞬变。

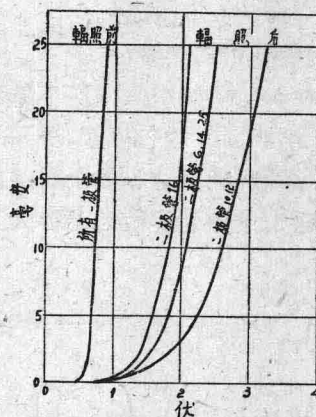


图 3 中子轰击过的二极管的前向特性。

观察到反向电流或击穿电压没有重大的变化。

(4-1-2) 中子辐射损伤的退火

在辐照过的材料和辐照过的二极管的结果之间的矛盾暗示出辐射损伤在 750°C 的合金过程中被退火消除了。因此, 某些已装壳的二极管被加热到 160°C 并定期地测试恢复电荷和前向电流特性。如图 4 和 5 中所示, 表示出趋于辐照前的图形的一个系统的趋向。这些结果, 与由辐照过的材料做成的二

极管的那些结果相结合,指出所产生的变化不是永久的,并能够预期在二极管可以用的温度下慢慢地退火除掉。类似的结果被 Bemski^[6]观察到,他发现由于电子轰击的损伤在 200—400°C 的温度范围内表现出显著的退火效应。

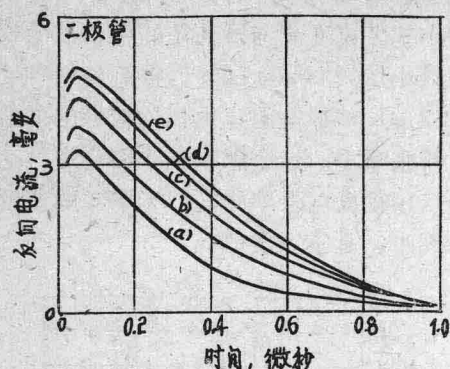


图 4 在不同程度的退火下二极管的反向瞬变。

(a)刚辐照之后 (b)在 160°C, 30 分钟之后。
(c)在 160°C, 总计 2½ 小时之后 (d)在 160°C, 总计 7½ 小时之后。 (e)在 160°C, 总计 13½ 小时之后。

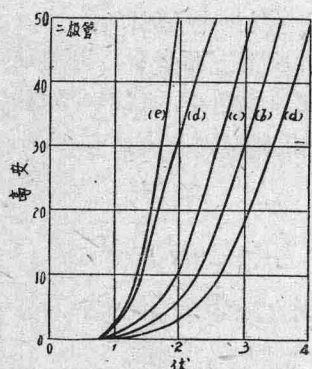


图 5 在不同程度的退火下的前向特性

(a)刚辐照之后。(b)在 160°C, 30 分钟之后 (c)在 160°C, 总计 2½ 小时之后。
d. 在 160°C, 总计 7½ 小时之后。 e. 在 160°C, 总计 13½ 小时之后。

(4-2) 热处理

Bemski 和 Augustyniak^[6]指出用从 400°C 这样低的温度淬火来减小硅的寿命。因此,进行实验以研究从高温淬火的材料制成的二极管的载流子贮存。为了提供快速淬

火,要求一个具有很低热容量的热系统。一个钼箔的长条在氮气中用一个大电流通过它而被加热。发现用简单的关断电流的方法就可以在不到 1 秒钟之内从 1350°C 淬火到 600°C 以下。用于器件制造的硅片,当放在这个条上时,发现其淬火正如条本身一样地迅速。用这个材料制成的二极管一般表现出很低的恢复电荷,其数量级为 10^{-10} 库伦。

发现在一次热处理中,反复加热和淬火循环若干次是有利的。淬火循环的次数对恢复电荷的影响示于图 6 中。一个可能的解释可以是:在任何淬火循环中,某些硅片和加热条之间的热接触可能是不良的。这将导致较低的淬火速度,其他的实验已证明它给出较高的恢复电荷值。关于反复加热和淬火,每一个硅片有迅速的淬火时

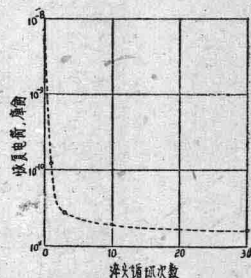


图 6 从 1170°C 淬火的次数对恢复电荷的影响

间的机会就增加了,因为当加热时由于条的膨胀,在加热条上的硅片常常发生小的移动。

与用中子轰击所产生的损伤的退火消除相对比,发现用热处理的硅片所制造的器件是十分稳定的。将以前已按通常的方法淬火的硅片从 1350°C 慢慢地冷却便可以证实这一点。这些二极管和在 150°C 提交于延长寿命试验的其他二极管,在其前向特性或载流子贮存性质上都未表现出任何重大的变化。这就表示淬火损伤不易退火消除掉。

对于在 950°C 以上的温度下淬火的载流子贮存的影响被详细检查,以确定将恢复电荷减小到约 10^{-10} 库伦所要求的温度。在这个研究中所用的硅片从给定的温度被淬火三次,并制造成器件。结果示于图 7 中。用通常的未经处理的材料得到约 6×10^{-9} 库伦的恢复电荷,而由 980°C 淬火这可减小到约

10^{-9} 庫倫。此后,随着温度增加寿命迅速地减小,在 1150°C 热处理,发现恢复电荷为 10^{-10} 庫倫。

用直径约为 25 毫米的完整的硅片所做的最初的实验指出,载流子贮存的同样的减小能够用迅速从炉中拉出的方法淬火来得到。

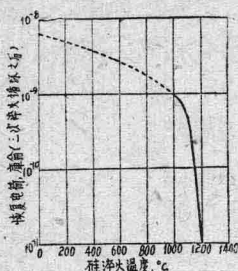


图 7 恢复电荷和淬火温度间的关系

(5) 热处理对静态器件参数的影响

(5-1) 前向特性

在约 0.6 伏以下的前向偏压下,通过硅二极管的电流被整流势垒限制,然而对于大的偏压,基区电阻将减小。在大多数器件中,基区宽度与扩散长度同数量级,并当二极管在前向偏压时,从 p-n 结注入的空穴将调制基区电阻。在这个情况下,二极管的斜率电阻实际上不依赖于硅的电阻率。

基区材料寿命减小到对于满意的载流子贮存性质所要求的水平,就导致扩散长度成为小于基区宽度,并得到一个不良的前向特

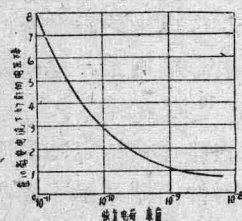


图 8 前向特性和恢复电荷间的关系
硅电阻率, 17 欧姆-厘米

性。图 8 示出用高电阻率硅做成的二极管的前向电压降如何随这恢复电荷的减小而增加。

由这寿命减小所引起的不良的前向特性,能够用减小通常的基区电阻来使其最小。这个电阻依赖于基区的大小和硅的电阻率。用缩小基区宽度到与所使用的合金技术相适应的最小值(约 0.04 毫米),得到前向特性的某些改进。基极电阻也由使用较低的电阻率的材料来减小。这个影响示于图 9 中。这个图表示用很低电阻率的硅,无空穴的基区电导率调制,是不重要的。

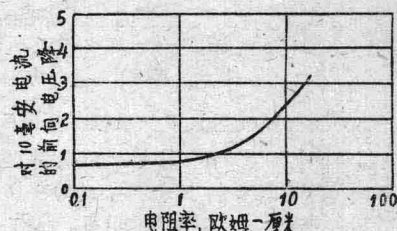


图 9 电阻率对从 1150°C 淬火的硅的前向特性的影响

从器件制造方面来看,发现使用具有小于 5 欧姆厘米电阻率的低寿命的硅,得到的器件对于 10 毫安的电流具有小于 1.5 伏的前向压降。

(5-2) 反向特性

从反向电流的理论关系,

$$I_s = e P_N \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \quad (8)$$

显示出减小寿命会增加反向电流。对于大多数硅器件,反向电流一般地比这个方程所给的大几个数量级,所以在决定反向电流时,体寿命的变动是不显著的。

然而,发现由热处理的材料所做的二极管,反向电流有一定的增加。在从 1150°C 淬火的硅的情况下,与具有通常寿命的材料所做的二极管比较,反向漏电流增加大约 20 倍。

探针测量表明按 4.2 节中所描述的方法热处理的硅的电阻率有小的变化,但是用这