

未耗尽载流子对 $P-N$ 结反向特性的影响*

魏 希 文

提 要

本文研究了 P^+-N 结中载流子未耗尽时的二极管反向伏安特性和在大电流密度下合金晶体管集电极特性。

首先,对雪崩击穿机构,推导了载流子未耗尽时的 P^+-N 结反向电流与电压的关系式。结果指出,倍增因子 M 不仅和加在结上的电压大小有关系,而且和流过结的电流 J 有关系。理论分析可以证明,当二极管几何结构满足一定条件时,可以观察到由于载流子对空间电荷的贡献不能忽略时所导致的等效电阻对 P^+-N 结反向伏安特性的影响。用脉冲方法测量了锗合金二极管反向击穿后的伏安特性,实测结果和理论值很符合。

其次,从理论上考虑了集电结中未耗尽载流子作用后,推导了 $P-N-P$ 合金晶体管在大电流密度下集电结的雪崩倍增特性。由结果可见,晶体管在大电流密度下,集电结的倍增因子 M 不仅和电压有关系,而且和发射极的电流 J_e 有关系。分析指出,由于 $P-N$ 结中未耗尽载流子的作用,在共发射极线路、基极断路时,若合金管电流放大系数 α_0 在 $\frac{1}{2.3} \sim 1$ 范围内将会出现负阻。这个负阻已经被实验所证实。实验得到的整个负阻范围内的伏安特性与理论值符合较好。

实验是在脉冲电流下进行的,并且在不同的环境温度下进行了测量。实验结果表明,随温度的升高整个负阻区的伏安曲线向电压高的方向有很微小的移动。这说明负阻的产生不是由于热效应引起,而是由于在大电流密度下的合金管的集电结中载流子不耗尽的结果。

一、引 言

一般处理 $P-N$ 结反向问题时,认为 $P-N$ 结中载流子是完全耗尽的。在 $P-N$ 结发生击穿以前用这模型来描述是接近于实际情况的^[2]。但是,在处理有些 $P-N$ 结反向问题时^[1,3-5],不能认为 $P-N$ 结中载流子是完全耗尽的。S. L. Miller^[3]指出二极管雪崩击穿时,由于不能忽略迁移载流子对空间电荷的贡献,会导致一个等效串联电阻的存在。W. Shockley^[4]假定了雪崩倍增只发生在 $P-N$ 结的中间三分之一处,粗略地估计了迁移载流子对空间电荷贡献所引起的等效串联电阻值。但是,并没有在实验中加以观察。

З. С. Грибников^[1]研究了 $P-N$ 结中载流子未耗尽时对半导体器件性能的一些影响。他在晶体管电流放大系数 $\alpha \approx 1$ 的条件下,粗略地计算了,在共发射极线路、基极断路的情况下,当工作电流很大时,将存在一个数值不大的负阻。但是他并没有进行实验来观察这负阻的存在。

本文进一步比较仔细地研究了 $P-N$ 结中未耗尽的载流子对二极管的反向伏安特性

* 1965年4月27日收到。

和对合金晶体管的性质有些什么影响? 首先, 对雪崩击穿机构推导了在考虑载流子未耗尽时的 P^+-N 结反向电流与电压的关系式。对锗合金二极管进行了实验。实验结果与理论值符合得较好。其次推导了 $P-N-P$ 合金管在大电流密度下的集电极特性。分析指出在大电流密度下, 由于 $P-N$ 结中未耗尽载流子的作用, 在其发射极线路、基极断路时, 若合金管共基极电流放大系数 α_0 在 $\frac{1}{2.3} \sim 1$ 范围内时会出现负阻。从实验上用大电流脉冲

方法观察到了这个负阻的存在, 所得到整个负阻范围内的伏安特性与理论值符合得较好。

本文应用的一些主要代表符号如下:

J_{pc} ——流过收集结的空穴漂移电流密度; J_{nc} ——流过收集结的电子漂移电流密度; α_0 ——晶体管共基极电流放大系数; J_{co} —— P^+-N 结的反向饱和电流; α ——载流子的电离率; α_p ——空穴的电离率; α_n ——电子的电离率; V_0^* —— $\alpha_p = \alpha_n$ 、载流子耗尽假设成立时 P^+-N 结的雪崩击穿电压; V_0^* —— $\alpha_p = 2\alpha_n$ 、载流子完全耗尽时 P^+-N 结的雪崩击穿电压; ρ_n —— N 型半导体的电阻率; V_{ds} ——电子饱和和漂移速度; ρ ——空间电荷密度; δ ——空间电荷区厚度; A —— P^+-N 结的结面积; l ——二极管锗片的等效厚度; r ——合金小球半径; ϕ_e ——发射结的直径; ϕ_c ——集电结的直径。

二、未耗尽载流子对 $P-N$ 结反向伏安特性的影响

1. 理论分析

当 $P-N$ 结击穿以后, 如果迁移载流子密度可以和原材料掺杂的杂质浓度相比, 这时就要考虑迁移载流子对空间电荷的贡献。下面对雪崩击穿机构进行讨论。

雪崩击穿时, 在强电场作用下的电子和空穴能在整个 $P-N$ 结中碰撞电离产生电子-空穴对。这时雪崩击穿条件是要考虑描述电流倍加作用的倍增因子 $M^{[6]}$:

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^{\delta} \alpha dx}, \quad (1)$$

当倍增因子 M 比较大时, 就不能忽略电子、空穴对空间电荷的贡献。

雪崩击穿机构载流子未耗尽的 P^+-N 结电场分布不再是线性的。粗略地考虑, 离结越远处, 电子对空间电荷贡献越大; 空穴则相反。这时离结越远电荷密度越小, 所以电场斜率越小; 离结越近电荷密度越大, 电场斜率越陡。当然, 要给出结中电场变化的情况是

不容易的。但是, 非常粗略地、定性地给出电场分布如图 1 所示。这时要马上看出随电流的增加, 电压是增加还是减小, 是很困难的, 必须通过定量计算才行。

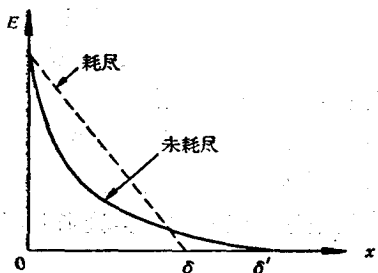


图 1

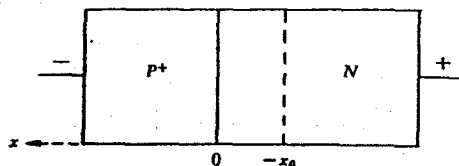


图 2

定量计算时主要假设: (1) P^+-N 合金结(如图 2 所示); (2) 简化考虑一维情形; (3) 电离率 α 只是电场 E 的函数, 并且电子的电离率和空穴的电离率相等 [$\alpha_p = \alpha_n = \alpha(E)$];

(4)忽略 P^+-N 结中载流子的复合作用;(5)忽略 P^+-N 结中载流子的相互作用.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho, \quad (2)$$

当 $x < 0$ 时

$$\rho(x) = q(N_d + p - n), \quad (3)$$

流过 P-N 结总电流为

$$J = J_p + J_n > 0, \quad (4)$$

其中

$$J_p = pqV_p \quad (5)$$

$$J_n = nqV_n. \quad (6)$$

当雪崩倍增显著时,结中电场很强,载流子漂移速度达到饱和值 $V_{ds}^{(1)}$.

假设

$$V_p = V_n = V_{ds} = \text{常数}, \quad (7)$$

雪崩倍增引起 J_p 和 J_n 的变化如下:

$$\frac{dJ_p}{dx} = \alpha J, \quad (8)$$

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\alpha J. \quad (9)$$

对(2)式微分,把(3)代入得

$$\frac{d^2E}{dx^2} = \frac{4\pi q}{\epsilon} \left(\frac{dp}{dx} - \frac{dn}{dx} \right); \quad (10)$$

把(5)和(6)代入(10)式,并且考虑(7)和(8)式可得

$$\frac{d^2E}{dx^2} = \frac{8\pi J}{\epsilon V_{ds}} \alpha(E); \quad (11)$$

把(2)式代入(11)式得

$$\frac{d\rho}{dx} = \frac{2J}{V_{ds}} \alpha(E); \quad (12)$$

把(2)代入(12)式得

$$\rho d\rho = \frac{\epsilon J}{2\pi V_{ds}} \alpha(E) dE. \quad (13)$$

P^+-N 结边界条件为:

$$\left. \begin{aligned} J_n(0) &= 0, \\ J_p(0) &= J, \\ E(0) &= E_{\max}, \\ \rho(0) &= qN_d(1 + J/J_0), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中

1) 严格讲,在空间电荷区的边缘上电场大小的地方,这条件不满足.但是根据2①号管的具体情况,约在空间电荷区厚度97.5%范围内载流子漂移速度都达到饱和速度 V_{ds} .

$$\left. \begin{aligned} J_0 &= qN_d V_{ds}, \\ J_p(-x_0) &= J_{co}, \\ J_n(-x_0) &= J - J_{co}, \\ E(-x_0) &= 0, \\ \rho(-x_0) &= qN_d(1 + J/J_0 - 2kJ/J_0), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

这里

$$k = \int_{-x_0}^0 \alpha dx = 1 - J_{co}/J.$$

积分(13)式可得

$$\rho^2 = \frac{\varepsilon J}{\pi V_{ds}} \int \alpha(E) dE + \text{常数}. \quad (16)$$

由边界条件可订出(16)式中的常数. 把(16)式代入(2)式, 并且取 $\alpha(E) = AE^5$ (此式适合于锗合金结情况^[7]), 经过计算可得到下式

$$V = V'_0 \frac{[k(1 + J/J_0 - kJ/J_0)]^{1/3}}{(1 + J/J_0 - 2kJ/J_0)} \frac{1}{s} \int_0^s \frac{dt}{(1 + t^3)^{1/2}}, \quad (17)$$

其中

$$\begin{aligned} k &= 1 - \frac{1}{M}, \\ s &= \left[\frac{4kJ/J_0(1 + J/J_0 - kJ/J_0)}{(1 + J/J_0 - 2kJ/J_0)^2} \right]^{1/3}, \\ V'_0 &= \frac{1}{8} \left(\frac{\varepsilon}{\pi q N_d} \right)^{2/3} \left(\frac{24}{A} \right)^{1/3}, \end{aligned}$$

k 直接反映倍增因子 M 的大小.

对推得的结果进行以下几点讨论:

(1) 当 $k \rightarrow 1$ 时, 即 $M \rightarrow \infty$, (17) 式的极限表示为

$$V = V'_0(1 - J/J_0)^{-1} \frac{1}{s} \int_0^s \frac{dt}{(1 + t^3)^{1/2}}, \quad (18)$$

其中

$$s = \left[\frac{4J/J_0}{(1 - J/J_0)^2} \right]^{1/3}. \quad (19)$$

(2) 实际上, 二极管雪崩击穿时, 流过结的电流 J 要比反向饱和电流 J_{co} 大许多. 但是 J_0 值很大, 例如杂质浓度为 10^{14} /厘米³ 时, J_0 为 10^2 安培/厘米²^[5]. 当 $J_0 \gg J$ 时, s 值很小, (18) 式中的积分 $\int_0^s \frac{dt}{(1 + t^3)^{1/2}} \rightarrow s$. 这时得到的结果为

$$V = V'_0(1 - J/J_0)^{-1}.$$

由上式很易求得迁移载流子对空间电荷贡献所导致的等效串联电阻的表达式为

$$R_{\text{等效}} = \frac{dV}{AdJ} = \frac{V^2}{AJ_0 V'_0}.$$

一个二极管由于实际结构的特点, 除了 $R_{\text{等效}}$ 外, 本身还有体串联电阻 $R_{\text{串联}}$:

$$R_{\text{串联}} = \rho_n \frac{l}{A} = \frac{l}{N_d q \mu_n A}.$$

要载流子未耗尽时所引起的等效电阻起主要作用,则必须满足下列条件:

$$R_{\text{等效}} > R_{\text{串联}},$$

亦即要求锗片的等效厚度

$$l < \frac{V}{E_s} \left(\frac{V}{V_0} \right),$$

其中

$$E_s \equiv V_{ds} / \mu_n.$$

对锗粗略地估计一下 l 的大小. 近似取 $V = 30$ 伏, $V/V_0 \approx 1$, $V_{ds} = 6 \times 10^6$ 厘米/秒^[5], $\mu_n = 3900$ 厘米²/伏·秒, 得到 $l < 10^{-2}$ 厘米. 在实验上若能保证锗片的等效厚度在 100 微米以下时, 则应该能够观察到载流子未耗尽的结果对 P^+-N 结反向伏安特性的影响.

(3) 由 (17) 式可见直接反映倍增因子 M 的 k 不仅和外加在结上的电压有关, 而且和流过结的电流大小有关. 而 S. L. Miller^[3] 曾给出锗合金结倍增因子的经验公式为

$$M = \frac{1}{1 - (V/V_0)^n},$$

这时 M 只和外加电压 V 有关系.

(4) 整个伏安特性曲线中有没有负阻存在呢? 直接由公式 (18) 得不出结论. 因为随 J 的增加 $(1 - J/J_0)^{-1}$ 变大, 而 $1/s$ 是减小, 所以必须通过计算 dV/dJ 的符号才能知道. 由 (19) 式很易看出 s 是 J 的递升函数, 因此求 dV/dJ 的符号可以化为求 dV/ds 的符号.

把 (19) 式代入 (18) 式经过微分整理得

$$\frac{dV}{ds} = \frac{V_0}{2(1+s^3)^{1/2}} \left[\frac{2s + \frac{1}{2}s^4 - 2s\sqrt{1+s^3}}{(\sqrt{1+s^3}-1)^2} \int_0^s \frac{dt}{(1+t^3)^{1/2}} + \frac{s^2}{\sqrt{1+s^3}-1} \right]. \quad (20)$$

无论 s 为何值, (20) 式括号内第二项都是正值. 我们很易得到第一项为零的条件是

$$s = 0, s = 2.$$

对于这两个 s 值 $dV/ds > 0$ 总成立. 在 $0 < s < 2$ 的范围内, 括号内第一项是负值, 但是, 下面证明它的绝对值比第二项小, 所以 $dV/ds > 0$ 也成立. 由于 $\int_0^s \frac{dt}{(1+t^3)^{1/2}} \leq s$ 的条件总成立, 以下讨论就取这积分值为 s . 分析下面不等式是否成立:

$$\begin{aligned} \frac{\left(2\sqrt{1+s^3}-2-\frac{1}{2}s^3\right)s^2}{(\sqrt{1+s^3}-1)^2} &< \frac{s^2(\sqrt{1+s^3}-1)}{(\sqrt{1+s^3}-1)^2}, \\ 2\left(\sqrt{1+s^3}-2-\frac{1}{2}s^3\right) &< \sqrt{1+s^3}-1, \\ 1+s^3 &< 1+s^3+\frac{1}{4}s^6. \end{aligned}$$

对于任何 s 值上面不等式总成立, 这说明对于在 $0 < s < 2$ 范围内的任何 s 值 $dV/ds > 0$. 显然, 对在 $0 < s < 2$ 范围外的 s 值讲, $dV/ds > 0$ 总成立. 由此可知 $dV/dJ > 0$; 随着电流增加, 电压也增加, 因此不会出现负阻.

2. 实验和实验结果的讨论

实验如图 3 所示。实验样品是用 $\text{In} + \text{Ga} 0.6\%$ 的合金小球在 N 型锗上烧结成的二

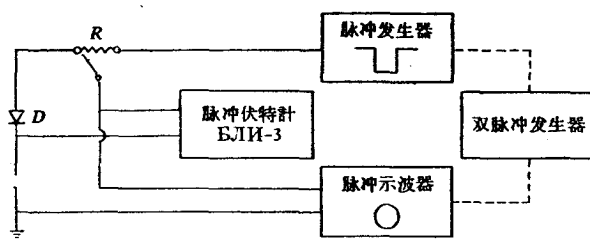


图 3

极管。2①号管的原始材料 $\rho = 3-5$ 欧姆·厘米, $r = 30$ 微米。二极管是密封在抽真空的玻璃管中, 可以在光照下进行实验。2②号管的 $\rho = 5-8$ 欧姆·厘米, $r = 50$ 微米。

根据前面理论分析, 要观察到由迁移载流子对空间电荷贡献所引起

的等效串联电阻对二极管反向伏安特性的影响, 粗略地估计, 锗片的等效厚度 l 必须小于 100 微米。这给制造二极管时带来工艺上的困难。由分析可知当合金小球半径比起锗片的面积和厚度小很多时, 由等效分布电阻的计算可得锗片等效厚度 $l \approx r$ 。

分别对 2①号管和 2②号管进行了测量。对 2①号管在光照下进行了实验。这时有光照和无光照的差别, 只是开始参加倍增的反向饱和电流 J_0 值不一样。实验结果和理论的比较见图 4 和图 5。

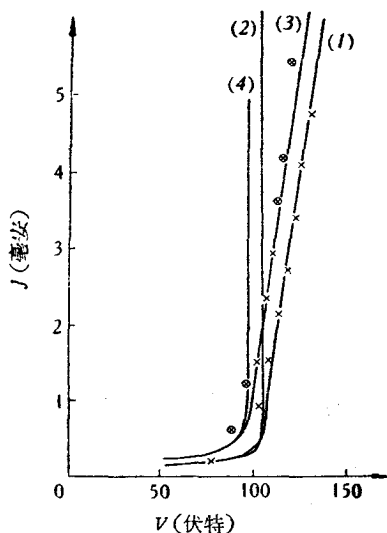


图 4 2①号管反向伏安特性理论曲线与实验值的比较

曲线(1)是无光照时, 在载流子未耗尽情况下得到的理论曲线; $\times$ 代表在无光照情况下的实验值; 曲线(2)是无光照时在载流子耗尽情况下的理论曲线; 曲线(3)是在有光照时载流子未耗尽情况下得到的理论曲线; $\odot$ 代表在有光照情况下的实验值; 曲线(4)是在有光照时在载流子耗尽情况下的理论曲线。

对实验结果进行两点讨论:

(1) 实验结果和理论符合较好。在图 4 中也给出了载流子耗尽情况的曲线。实验值偏离这曲线很大。在计算未耗尽载流子情况下的理论曲线时, 选择的一些参量和二极管

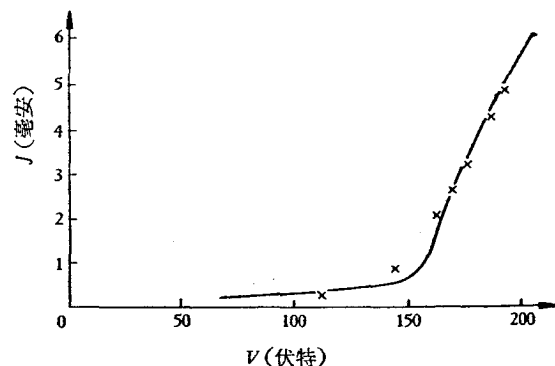


图 5 2②号管反向伏安特性实验值与理论曲线的比较

理论曲线是载流子未耗尽时得到的曲线; $\times$ 代表实验值。

的实际情况还是比较符合。例如对 2①号管取 $J_0 = 12$ 毫安。由计算可知,这相当于原始材料的电阻率 $\rho = 3.6$ 欧姆·厘米。

(2) 在进行理论计算时,假定了电子电离率 α_n 和空穴电离率 α_p 相等。但是实验上得到 $\alpha_p \neq \alpha_n$ ^[3,8]。对锗讲 $\alpha_p > \alpha_n$, 并且 $\alpha_p = 2\alpha_n$ ^[3]。在假定了 $\alpha_p = 2\alpha_n = 2AE^5$ 的条件下计算了 P^+-N 结中载流子未耗尽时的反向电流与电压的关系,其结果如下¹⁾:

$$V = \frac{V_0^*}{3[\ln 2]^{1/3}} [1 + (J/J_0)(1 - 2k)]^{-2/3} \left[3 \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{1/3} - \frac{(2-k) \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{4/3}}{2(J_0/J + 1 - 2k)} + \frac{5(2-k)^2 \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{7/3}}{21(1 - 2k + J_0/J)^2} \right],$$

其中

$$k = 1 - J_{co}/J = 1 - \frac{1}{M},$$

$$J_0 = qN_d V_{ds},$$

$$V_0^* = \frac{[3 \ln 2]^{1/3}}{4A^{1/3}} \left[\frac{\varepsilon}{\pi q N_d} \right]^{2/3}.$$

根据上式,具体地对图 4 中的曲线 (I) 进行了计算,计算结果和曲线 (I) 进行了比较 (见图 6)。图中也给出了实验结果。由图可见 $\alpha_p = 2\alpha_n$ 的理论曲线和 $\alpha_p = \alpha_n$ 的理论曲线差别很小,并且和实验结果都符合得比较好。这说明 $\alpha_p = \alpha_n$ 的假定还是可以用的,在下面讨论合金三极管时仍引用了这个假定。

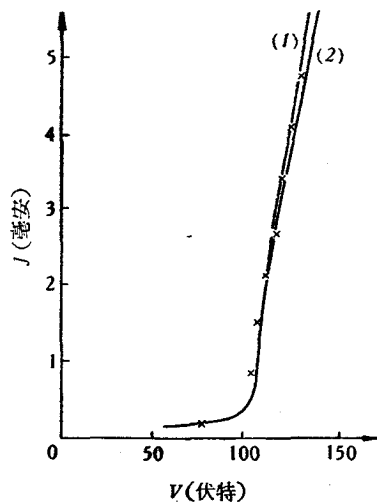


图 6 2①号管无光照时 $\alpha_p = \alpha_n$ 理论曲线和 $\alpha_p = 2\alpha_n$ 时的理论曲线的比较
曲线 (1) 代表 $\alpha_p = \alpha_n$ 载流子未耗尽时的理论曲线; 曲线 (2) 代表 $\alpha_p = 2\alpha_n$ 载流子未耗尽时的理论曲线; × 代表实验值。

1) 推导见附录 I。

三、合金晶体管在大电流密度下的一些性质

1. 理论分析

在大电流密度下的合金晶体管,其收集结由于注入的电流很大,不能忽略载流子电流对空间电荷的贡献。以 $P-N-P$ 合金管为例进行具体分析,此情况和单个 P^+-N 结很相似,所不同的是现在 P^+-N 结中有载流子注入。所以计算时和二极管的差别只是边界条件不同。坐标选择如图 7 所示。推导时的假设如下: (1) 均匀基区 $P-N-P$ 合金管; (2) 简化为一维情形; (3) $\alpha_p = \alpha_n = \alpha(E)$; (4) 忽略收集结中载流子的复合作用; (5) 忽略收集结中载流子的相互作用。

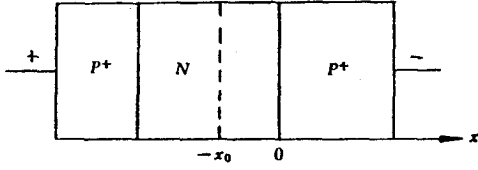


图 7

$P-N-P$ 合金管的边界条件为

$$\left. \begin{aligned} J_{nc}(0) &= 0, \\ J_{pc}(0) &= J_c, \\ E(0) &= E_{\max}, \\ \rho(0) &= qN_d(1 + J_c/J_0), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} J_0 &= qN_d V_{ds}, \\ J_{pc}(-x_0) &= \alpha_0 J_c, \\ J_{nc}(-x_0) &= J_c - \alpha_0 J_c, \\ E(-x_0) &= 0, \\ \rho(-x_0) &= qN_d \left(1 + 2 \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} - \frac{J_c}{J_0} \right). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

类似于二极管的推导方法可得

$$V = 2^{-2/3} V'_0 \left[M \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} \left(1 + \frac{2\alpha_0 J_c}{J_0} - M \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} \right) \right]^{-1/3} \int_0^s \frac{dt}{(1+t^3)^{1/2}}, \quad (23)$$

其中

$$s = \left[\frac{4 \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} (M-1) \left(1 + \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} \right)}{\left(1 + 2 \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} - M \frac{\alpha_0 J_c}{J_0} \right)^2} \right]^{1/3}, \quad (24)$$

$$M = J_c / \alpha_0 J_c,$$

$$V'_0 = \frac{1}{8} \left(\frac{\epsilon}{\pi q N_d} \right)^{2/3} \left(\frac{24}{A} \right)^{1/3}.$$

针对推得公式进行以下几点讨论:

(1) 当 $\alpha_0 J_c = 0$ 时,也就是晶体管发射极断路时,由(23)式可得到(18)式,即得到单个 P^+-N 结的结果。

(2) 晶体管的倍增因子 M 不仅和电压有关系,而且和发射极电流 J_c 有关系。当 $J_0 \rightarrow$

∞ 时, 则 $J_e \ll J_0$, 即由发射极注入到收集结的载流子浓度比起原来材料的施主杂质浓度要小很多, 由(23)式可得到

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_0}\right)^3},$$

这时倍增因子 M 只和电压 V 有关系。

(3) 以 $\frac{\alpha_0 J_e}{J_0}$ 为参数, 取不同值求 $M-V$ 曲线, 也就是, 在不同大小的发射极电流注入收集结时, 倍增因子 M 和电压 V 的关系 (见图 8); 图 8 中也给出载流子耗尽条件成立时的 $M-V$ 曲线。

由图 8 可见:

(a) 当 M 小时, 未耗尽载流子的 $P-N$ 结的 M 随 V 的变化比载流子耗尽的 $P-N$ 结的 M 随 V 的变化要快。

(b) 当 M 大时, 未耗尽载流子的 $P-N$ 结的 M 随 V 变化慢。

(c) $\frac{\alpha_0 J_e}{J_0}$ 值越大, 亦即由发射极注入的电流越大, 曲线偏离理想的载流子耗尽的曲线愈显著。

(d) 载流子未耗尽时的理论曲线和载流子耗尽的曲线有一交点。

对上述四点可以给出以下的直觉解释:

(a) 当 M 小时, 集电结空间电荷密度的大小, 除了考虑原材料中电离杂质外, 还要考虑发射结注入的少数载流子对空间电荷的影响, 它们是使电荷密度增加, 电场增强, 这使载流子容易倍增, 所以 M 随 V 变化较快。

(b) 当 M 大时, 即这时在结中产生大量的电子-空穴对。对 $P-N-P$ 合金管讲, 集电结空间电荷区主要是在 N 区。因为 $\alpha(E)$ 随电场 E 变化很显著, 所以倍增主要发生在 $P-N$ 结交界处 ($x=0$)。流过结的电流是多数载流子形成的, 它们对空间电荷密度的贡献, 是使它减小, 所以电场变小, 因此载流子倍增随电压变化缓慢。

(c) $\frac{\alpha_0 J_e}{J_0}$ 比值代表注入集电结的载流子和原来杂质浓度之比。它的值越大, 表示载流子对空间电荷贡献越大。因此, $M-V$ 曲线和载流子耗尽情况的曲线偏离越大。

(d) 考虑载流子耗尽结果的 $M-V$ 曲线和载流子未耗尽的 $M-V$ 曲线有一个交点。说明这时从两种情况来考虑 M 和 V 的关系, 在这交点是相同的。要指出这时结中电场分布对两种情况讲是不相同的。但是, 由于电子和空穴带电符号正好相反。在这电压下, 虽然在结中各处电子和空穴相互不补偿, 但是, 考虑它们对整个 $P-N$ 结的贡献, 总的效果是相互补偿的。

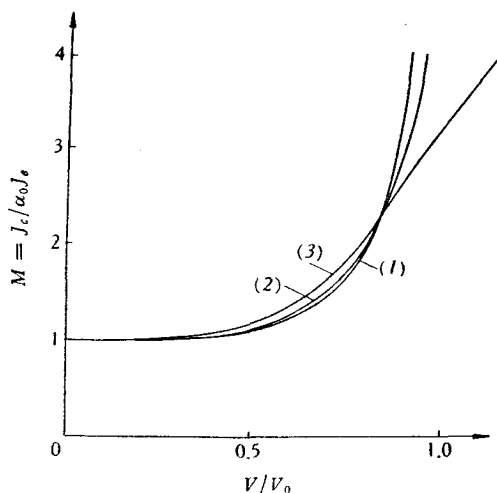


图 8 晶体管载流子未耗尽时的 $M-V$ 理论曲线和载流子耗尽时的理论曲线比较
曲线(1)代表载流子耗尽时的曲线;(2)和(3)分别代表取 $\frac{\alpha_0 J_e}{J_0} = 1/20$ 和 $1/5$ 时载流子未耗尽的曲线。

(4) 由图 8 可见, 当 M 在 $1 \sim 2.3$ 之间时, 若 M 保持不变, 当发射结注入的电流越大时, 对应集电结上的电压降越小, 将出现负阻; 当晶体管在共发射极线路、基极断路的情形下, 满足共发射极线路击穿条件时, 则 $\alpha_0 M = 1$; 当电流放大系数 α_0 不怎么随电流变化时, 并且 α_0 在 $\frac{1}{2.3} \sim 1$ 之间又在大电流密度下, 将会出现负阻。负阻出现的原因, 从考虑 $P-N$ 结中载流子未耗尽的结果是很容易理解的; 当 M 不大而工作电流很大时, 由发射结注入集电结的少数载流子对空间电荷密度的贡献, 是使电荷密度变大, 使结中电场变强, 倍增要更厉害些。若要满足共发射极线路的击穿条件 $\alpha_0 M = 1$, 当 α_0 不随 i 变化时, 则要求 M 也不变, 因此加在集电结上的电压必须减小, 所以会得到负阻。

3. С. Грибников^[1] 只考虑了由发射极注入的少数载流子对集电结空间电荷的贡献, 而避免考虑结中倍增出来的载流子的影响, 因此他认为在 $M - 1 \ll 1$ (即基本上没有倍增时) 将出现负阻。我们考虑了注入结中的少数载流子的影响外, 还考虑了结中倍增出来的多数载流子的影响。结果指出, 只要 α_0 在 $\frac{1}{2.3} \sim 1$ 范围内 (即倍增系数 M 小于 2.3) 时将出现负阻。而且我们定量地得到了负阻区的电流与电压关系。

2. 实验和实验结果的讨论

测试三极管所用的方框图如图 9 所示。测试样品是 $P-N-P$ 合金管¹⁾。加在晶体管

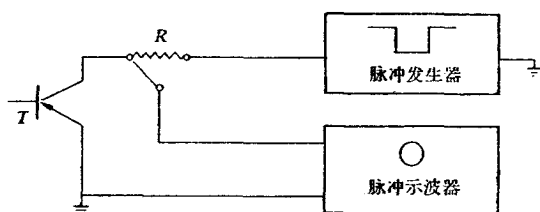


图 9 测量三极管所用的方框图

上的是脉冲电流, 如图 10(a) 所示。由示波器上观察到晶体管上脉冲电压降如图 10(b) 所示, 从图中可见, 在前面有一个凸出部分, 这现象也是很容易理解的, 因为载流子在基区有一定的过渡时间, 前面凸出部分是代表发射极电流注入的载流子还没有到达集电结时 ($I_c = 0$), 集电结单独 $P-N$ 结的击穿电压大小。后面平坦部分是代表发射极电流注入时 ($I_c \approx 0$) 击穿电压的大小。测试读数是读后面平坦部分所表示的电压值²⁾。

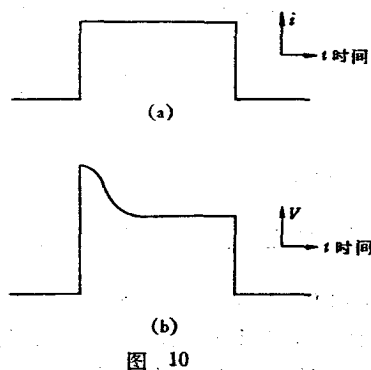


图 10

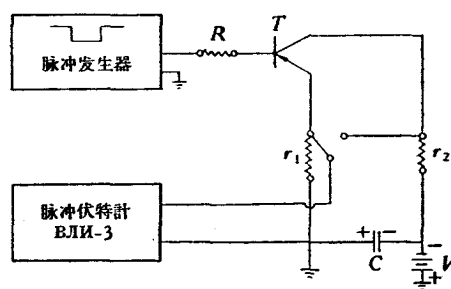


图 11 测量晶体管电流放大系数 α_0 所用实验线路简图

- 1) $P-N-P$ 合金管原始材料是 N 型锗, $\rho = 5 \sim 8$ 欧姆·厘米, 发射结直径 $\phi_e = 0.5$ 毫米, 集电结直径 $\phi_c = 0.9$ 毫米。
- 2) 只要所用脉冲电流的脉冲宽度大于载流子在基区的过渡时间, 则所测得的实验结果就能直接和理论计算结果进行比较。

为了确定 α_0 在不同电流密度下的值, 用图 11 线路测量了大电流下的 α_0 值, 结果在一定电流范围内 α_0 基本上不变。ZH308A 号管, 在小电流时的 α_0 值为 0.99, 当电流从 87.69—635 毫安时 $\alpha_0 = 0.95$ 。ZH309 号管在小电流时的 α_0 值为 0.98, 当电流从 101.2—751 毫安时 $\alpha_0 = 0.95$ 。

测量 $P-N-P$ 合金管电流与电压关系的实验结果见图 12。为了研究温度对负阻的影响, 在不同的环境温度下测得的 ZH308A 号管的反向伏安特性见图 13。在不同环境温度下仍得到负阻伏安曲线, 并且随温度的升高此曲线向电压高的方向稍微移动。

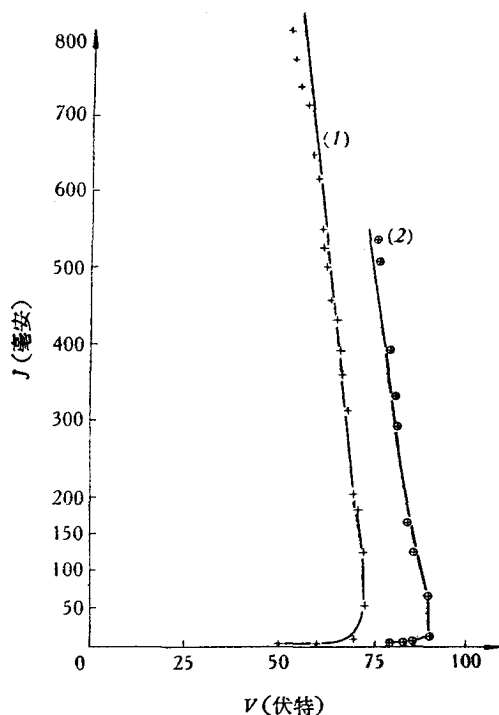


图 12 晶体管的实验值与理论曲线的比较
曲线(1)代表 ZH308A 号管的理论曲线; + 代表实验值; 曲线(2)代表 ZH309 号管的理论曲线; ⊕ 代表实验值。

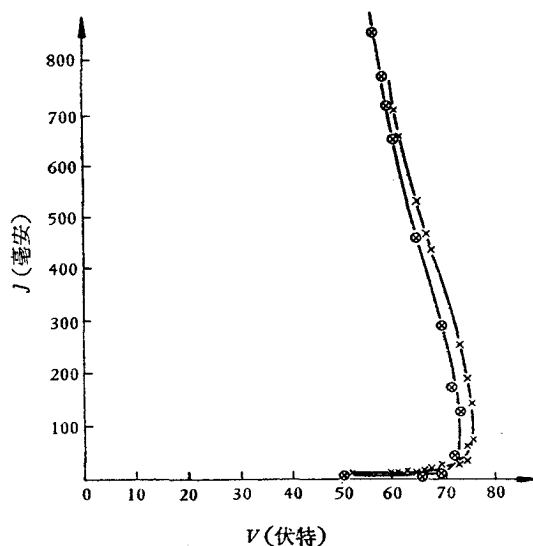


图 13 ZH308A 号管在不同环境温度下的实验结果
× 代表在环境温度为 40°C 时的实验值; ⊗ 代表环境温度为 18.5°C 时的实验值。

对上述实验结果进行下列几点讨论:

(1) 实验上观察到了负阻的存在。把开始出现负阻的电流与电压作为理论值再和实验值比较的“开始点”, 说明实验结果和理论值比较符合。

(2) 温度对负阻区伏安特性影响很小, 在不同的环境温度下测得的负阻曲线相差不大。随温度的升高, 整个负阻区伏安特性向电压高的方向略微移动。这说明即使热效应也有微小的影响, 也应该是使它电阻更“正”一些。因此负阻的出现不是由于热效应的影响。

(3) α_0 随 j 要变化^[9,10]。 α_0 随 j 上升时, 在共发射极线路, 基极断路的情况下也能引起负阻。当 α_0 随 j 下降或不怎么变化时, 则只可能出现正阻。由实验结果在所考虑的负阻区电流范围内 α_0 比起小电流时的 α_0 值要小, 几乎没有什么变化。因此, 实验观察到的负阻是由于载流子耗尽的结果。

(4) 对晶体管集电结反向击穿电压较低的管子, 除非要求脉冲发生器输出电流足够大, 才能不忽略载流子对空间电荷的贡献, 否则就不可能观察到负阻出现. 对穿通电压非常低的晶体管, 也不可能观察到负阻. 因为, 当集电结还没击穿以前, 晶体管就穿通了. 根据穿通电压的定义和考虑载流子未耗尽的结果, 这时只能出现正阻.

四、結 論

实际上在 $P-N$ 结中总存在着载流子. 但是, $P-N$ 结处在击穿以前反向工作状态时, 结中的载流子非常少, 可以忽略不计它们对空间电荷的贡献, 这和实际情况符合. 但是, 对于具有较高击穿电压的 $P-N$ 结, 当击穿发生后就不能再把 $P-N$ 结看成载流子完全耗尽的. 这时描述电流倍增作用的 M 不仅和电压有关系, 而且和流过结的电流有关系. 从理论分析得到迁移载流子对空间电荷的贡献会导致等效串联电阻存在, 从实验上观察到等效串联电阻对 $P-N$ 结反向伏安特性的影响. 实验结果和理论值符合很好.

在实际应用雪崩二极管时, 常常希望它击穿以后, 串联电阻越小越好. 形成这个串联电阻的因素有二: 一为体串联电阻; 另一为迁移载流子对空间电荷贡献所引起的等效串联电阻. 研究结果可知, 从工艺上减薄二极管几何厚度可以减小体串联电阻. 但是, 当片子的厚度减薄到一定程度, 这时迁移载流子在结中影响所引起的等效串联电阻就要起主要作用. 换句话说, 雪崩二极管在击穿后总存在一个串联电阻的极限值, 当串联电阻已接近这个极限值时, 再想从工艺上减薄二极管几何厚度的方法来减小这个串联电阻, 已经沒有实际意义了.

从理论分析可知, 在大电流密度下的 $P-N-P$ 合金管, 其倍增因子 M 不仅和加在集电结上的电压有关系, 而且和发射结电流有关系. 理论和实验都证明了合金管在共发射极线路、基极断路的情况下, 当电流密度很大时, 由于集电结中载流子不耗尽的结果存在一负阻. 在整个负阻区中理论的伏安特性曲线和实验值符合较好. 实验证实负阻出现不是由于 α_0 随电流上升所引起. 实验上也证实环境温度对这负阻的影响很小, 随环境温度的升高, 整个负阻曲线是向电压高的方向略微移动. 由于负阻出现时电流很大, 所以实验是在脉冲电流下进行, 测量结果可以证明, 由于采取了较短的脉冲电流和较低的频率 $P-N$ 结发热的影响可以不考虑.

作者对指导本研究工作的王守觉先生表示感谢; 对刘朝中、林雨和甘子钊等同志的帮助表示谢意.

附 录 I

推导 $\alpha_p = 2\alpha_n = 2AE^5$ 载流子未耗尽时 P^+-N 结反向电流与电压的关系.

首先, 计算 $\alpha_p = 2\alpha_n = 2AE^5$ 时, P^+-N 结载流子完全耗尽时雪崩击穿电压 V_0^* 值. 坐标选择如图 14 所示.

$$E(x) = K(x + x_0), \quad (I-1)$$

$$V = \frac{K}{2} x_0^2, \quad (I-2)$$

其中

$$K = \frac{4\pi}{\varepsilon} qN_d.$$

$\alpha_p \approx \alpha_n$ 雪崩击穿条件^[7]:

$$\int_{-x_0}^0 \alpha_n dx = \frac{\ln k}{k-1}, \quad (\text{I-3})$$

其中

$$k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}.$$

根据 $\alpha_p = 2\alpha_n = 2AE^5$, (I-3) 式可化为

$$\int_{-x_0}^0 AE^5 dx = \ln 2. \quad (\text{I-4})$$

由 (I-1), (I-2), (I-4) 式经过计算可得

$$V_0^* = \frac{[3 \ln 2]^{1/3}}{4A^{1/3}} \left[\frac{\varepsilon}{\pi q N_d} \right]^{2/3}. \quad (\text{I-5})$$

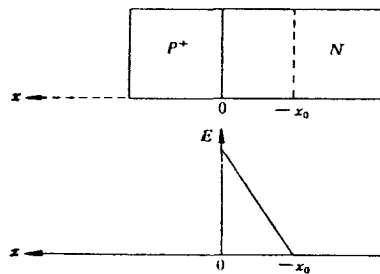


图 14

其次, 计算 $\alpha_p = 2\alpha_n = 2AE^5$ 时 P^+-N 结当载流子未耗尽时反向电流与电压的关系式.

当 $x < 0$ 时

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{\varepsilon} q(N_d + p - n), \quad (\text{I-6})$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n(J_p + J), \quad (\text{I-7})$$

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\alpha_n(J_p + J), \quad (\text{I-8})$$

其中

$$J_p = pqV_{ds}, \quad (\text{I-9})$$

$$J_n = nqV_{ds}. \quad (\text{I-10})$$

由 (I-6) — (I-10) 式可得

$$\frac{d^2E}{dx^2} = \left(\alpha + A \frac{dE}{dx} \right) E^5, \quad (\text{I-11})$$

其中

$$\alpha = A \left(\frac{12\pi}{\varepsilon V_{ds}} J - \frac{4\pi}{\varepsilon} qN_d \right).$$

令 $y = \frac{dE}{dx}$, 代入 (I-11) 式, 积分后得

$$E = \left(\frac{6}{A} \right)^{1/6} \left[y - y(-x_0) - \frac{\alpha}{A} \ln \frac{\frac{\alpha}{A} + y}{\frac{\alpha}{A} + y(-x_0)} \right]^{1/6}. \quad (\text{I-12})$$

· 边界条件:

$$y(0) = \frac{4\pi}{\varepsilon} qN_d(1 + J/J_0), \quad (\text{I-13})$$

$$y(-x_0) = \frac{4\pi}{\varepsilon} qN_d(1 + J/J_0 - 2kJ/J_0), \quad (\text{I-14})$$

其中

$$k = 1 - J_{co}/J,$$

$$\begin{aligned} V &= \int_{-x_0}^0 E dx \\ &= \int_{y(-x_0)}^{y(0)} \frac{E dy}{dy/dx} \\ &= \int_{y(-x_0)}^{y(0)} \frac{dy}{(\alpha + Ay) \left(\frac{6}{A}\right)^{2/3} \left[y - y(-x_0) - \frac{\alpha}{A} \ln \frac{\frac{\alpha}{A} + y}{\frac{\alpha}{A} + y(-x_0)} \right]^{2/3}}. \end{aligned} \quad (\text{I-15})$$

令 $\frac{\alpha}{A} + y = \xi$, 代入(I-15)式得

$$V = \int_{\frac{\alpha}{A} + y(-x_0)}^{\frac{\alpha}{A} + y(0)} \frac{d\xi}{A\xi \left(\frac{6}{A}\right)^{2/3} \left[\xi - \left(y(-x_0) + \frac{\alpha}{A} \right) - \frac{\alpha}{A} \ln \frac{\xi}{\frac{\alpha}{A} + y(-x_0)} \right]^{2/3}}. \quad (\text{I-16})$$

令 $\eta = \frac{\xi}{\frac{\alpha}{A} + y(-x_0)}$, 代入(I-16)式, 并且考虑(I-5)式, 可得

$$V = 6^{-2/3} [3 \ln 2]^{-1/3} V_0^* (J_0/J)^{2/3} (2-k)^{-2/3} \int_1^{2/(2-k)} \frac{d\eta}{\eta[\eta - 1 + C \ln \eta]^{2/3}}, \quad (\text{I-17})$$

其中

$$C = \frac{J_0/J - 3}{2(2-k)}.$$

可以证明, (I-17)式的积分是收敛的, 所以被积函数可用无穷级数展开, 取到平方项. 经过整理计算, 则积分可表示如下:

$$\begin{aligned} &\int_1^{2/(2-k)} \frac{d\eta}{\eta[\eta - 1 + C \ln \eta]^{2/3}} \\ &= \frac{2^{2/3}(2-k)^{2/3}}{[1 - 2k + J_0/J]^{2/3}} \left[3 \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{1/3} - \frac{2-k}{2(1 + J_0/J - 2k)} \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{4/3} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{5(2-k)^2 \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{7/3}}{21(1 - 2k + J_0/J)^2} \right]. \end{aligned}$$

把此结果代入(I-17)式得

$$\begin{aligned} V &= \frac{V_0^*}{3(\ln 2)^{1/3}} [1 + J/J_0(1 - 2k)]^{-2/3} \left[3 \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{1/3} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{(2-k) \left(\ln \frac{2}{2-k} \right)^{4/3}}{2(1 + J_0/J - 2k)} + \frac{5(2-k)^2 \ln \left(\frac{2}{2-k} \right)^{7/3}}{21(1 + J_0/J - 2k)^2} \right], \end{aligned}$$

其中

$$k = 1 - J_{co}/J.$$

附 录 II

$$f(s) = \int_0^s \frac{dt}{(1+t^3)^{1/2}}$$
 的数值积分表:

s	$f(s)$	s	$f(s)$	s	$f(s)$	s	$f(s)$	s	$f(s)$
0.01	0.0100	0.43	0.4257	0.85	0.7966	1.27	1.0799	1.69	1.2842
0.02	0.0200	0.44	0.4353	0.86	0.8044	1.28	1.0856	1.70	1.2883
0.03	0.0300	0.45	0.4449	0.87	0.8122	1.29	1.0912	1.71	1.2924
0.04	0.0400	0.46	0.4545	0.88	0.8199	1.30	1.0968	1.72	1.2964
0.05	0.0500	0.47	0.4640	0.89	0.8275	1.31	1.1023	1.73	1.3004
0.06	0.0600	0.48	0.4735	0.90	0.8352	1.32	1.1079	1.74	1.3044
0.07	0.0700	0.49	0.4829	0.91	0.8427	1.33	1.1133	1.75	1.3084
0.08	0.0800	0.50	0.4923	0.92	0.8502	1.34	1.1187	1.76	1.3124
0.09	0.0900	0.51	0.5017	0.93	0.8577	1.35	1.1241	1.77	1.3163
0.10	0.1000	0.52	0.5111	0.94	0.8650	1.36	1.1295	1.78	1.3201
0.11	0.1100	0.53	0.5204	0.95	0.8724	1.37	1.1347	1.79	1.3240
0.12	0.1199	0.54	0.5297	0.96	0.8767	1.38	1.1400	1.80	1.3278
0.13	0.1299	0.55	0.5390	0.97	0.8869	1.39	1.1452	1.81	1.3316
0.14	0.1399	0.56	0.5482	0.98	0.8941	1.40	1.1504	1.82	1.3354
0.15	0.1499	0.57	0.5574	0.99	0.9012	1.41	1.1555	1.83	1.3391
0.16	0.1599	0.58	0.5665	1.00	0.9083	1.42	1.1606	1.84	1.3429
0.17	0.1699	0.59	0.5756	1.01	0.9153	1.43	1.1656	1.85	1.3466
0.18	0.1799	0.60	0.5847	1.02	0.9223	1.44	1.1707	1.86	1.3502
0.19	0.1898	0.61	0.5938	1.03	0.9292	1.45	1.1756	1.87	1.3539
0.20	0.1998	0.62	0.6028	1.04	0.9360	1.46	1.1806	1.88	1.3575
0.21	0.2098	0.63	0.6118	1.05	0.9428	1.47	1.1854	1.89	1.3611
0.22	0.2197	0.64	0.6207	1.06	0.9496	1.48	1.1903	1.90	1.3647
0.23	0.2297	0.65	0.6295	1.07	0.9563	1.49	1.1951	1.91	1.3682
0.24	0.2396	0.66	0.6383	1.08	0.9629	1.50	1.1999	1.92	1.3717
0.25	0.2495	0.67	0.6471	1.09	0.9695	1.51	1.2046	1.93	1.3752
0.26	0.2594	0.68	0.6558	1.10	0.9761	1.52	1.2094	1.94	1.3787
0.27	0.2693	0.69	0.6645	1.11	0.9826	1.53	1.2140	1.95	1.3821
0.28	0.2792	0.70	0.6731	1.12	0.9890	1.54	1.2187	1.96	1.3856
0.29	0.2891	0.71	0.6817	1.13	0.9954	1.55	1.2233	1.97	1.3890
0.30	0.2990	0.72	0.6903	1.14	1.0018	1.56	1.2278	1.98	1.3923
0.31	0.3088	0.73	0.6987	1.15	1.0081	1.57	1.2324	1.99	1.3957
0.32	0.3187	0.74	0.7072	1.16	1.0143	1.58	1.2369	2.00	1.3990
0.33	0.3285	0.75	0.7156	1.17	1.0205	1.59	1.2413	2.01	1.4023
0.34	0.3383	0.76	0.7239	1.18	1.0267	1.60	1.2458	2.02	1.4056
0.35	0.3481	0.77	0.7322	1.19	1.0328	1.61	1.2502	2.03	1.4089
0.36	0.3579	0.78	0.7404	1.20	1.0389	1.62	1.2545	2.04	1.4122
0.37	0.3676	0.79	0.7486	1.21	1.0449	1.63	1.2589	2.05	1.4154
0.38	0.3774	0.80	0.7567	1.22	1.0508	1.64	1.2632	2.06	1.4186
0.39	0.3871	0.81	0.7648	1.23	1.0567	1.65	1.2674	2.07	1.4218
0.40	0.3968	0.82	0.7728	1.24	1.0626	1.66	1.2717	2.08	1.4249
0.41	0.4065	0.83	0.7808	1.25	1.0684	1.67	1.2759	2.09	1.4281
0.42	0.4161	0.84	0.7887	1.26	1.0742	1.68	1.2800	2.10	1.4312

参 考 文 献

- [1] Грибников, З. С., *ФТТ*, **В. 6** (1961), 1668.
- [2] Уваров, А. И., *ЖТТ*, **В. 9** (1959), 1457.
- [3] Miller, S. L., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 1234.
- [4] Shockley, W., 物理译丛 (1963), 39.
- [5] Kirk, C. T., *IRE Transactions* No. 2 (1962), 164.
- [6] 黄 昆、谢希德, 半导体物理学(科学出版社, 1958), 323 页和 331 页.
- [7] Шотов, А. П., *ЖТФ*, **28** (1958), 437.
- [8] Miller, S. L., *Phys. Rev.*, **105** (1957), 1246.
- [9] Webster, W. M., *Transistor Technology*, vol. II, p. 404.
- [10] 王守武, 物理学报, **14** (1958), 82.

ВЛИЯНИЕ НЕОБЕДНЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА НА ОБРАТНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ $P-N$ ПЕРЕХОДА

Вэй Си-вэнь

Резюме

В данной работе рассмотрены обратная вольтамперная характеристика диода при необеднении носителей тока в P^+-N переходе и характеристика коллектора сплавного транзистора при большой плотности тока.

Во-первых, для структур лавинного пробоя выведены соотношения между током и напряжением обратного направления P^+-N перехода при необеднении носителей тока. Результаты показывают, что фактор размножения M не только зависит от напряжения, приложенного к переходу, но и от тока J , текущего через переход. Теоретический анализ показывает, когда геометрическая конструкция диода удовлетворяет некоторым условиям, можно наблюдать влияние эквивалентного сопротивления на обратную вольтамперную характеристику P^+-N перехода. Это сопротивление возникает за пренебрежение вклада носителей тока к объемной плотности зарядов. Была измерена импульсным методом характеристика германиевого сплавного диода при пробое по обратному направлению. Результаты практического измерения хорошо совпадают с теоретическими значениями.

Во-вторых, с учетом действия необедненных носителей в коллекторном переходе теоретически получена характеристика лавинного умножения коллектора $P-N-P$ сплавного транзистора при большой плотности тока. По результату видно, что при большой плотности тока фактор размножения M коллекторного перехода не только зависит от напряжения, но и от тока J_c эмиттера. Анализ показывает, что в силу действия необедненных носителей в $P-N$ переходе при выключении базы в схеме транзистора с заземленным эмиттером, если коэффициент усиления тока α_0 сплавного транзистора находится в интервале $\frac{1}{2.3} \sim 1$, то будет появляться отрицательное сопротивление.

Существование этого отрицательного сопротивления было проверено опытом. Полученная опытом вольтамперная характеристика в интервале отрицательного сопротивления хорошо совпадает с теоретической. Опыт был сделан при импульсном токе. Измерения проводились при разных температурах в комнате. Результаты опыта показывают, что с повышением температуры вольтамперная характеристика в области отрицательного сопротивления мало смещает в сторону высокого напряжения. Это значит, что отрицательное сопротивление возникает не в результате термического эффекта, а в силу необеднения носителей тока коллекторного перехода сплавного транзистора при большой плотности тока.