

长基区晶体管的磁敏感效应

黄 得 星

(黑龙江大学物理系)

1979年12月30日收到, 1981年11月29日第四次修改定稿

提 要

当 $n^+ - i - n^+$ 型晶体管的基区宽度大于载流子扩散长度时, 在磁场中它的集电极电流具有很高的磁灵敏度。本文从输运基区载流子连续方程式出发导出了载流子在磁场中的分布, 从而导出了集电极电流、电流增益 α 和 β 随磁场变化的关系式, 并建立了磁灵敏度公式。本文将理论同锗长基区磁晶体管的实验曲线和数据进行了比较, 其结果表明理论和实验曲线基本相符合。

一、前 言

自从1961年 Стафеев^[1,2]发现 $p^+ - n - n^+$ 型长二极管在大注入下具有较高的磁阻效应以来, 相继报道了关于这种长二极管磁阻效应的研究成果^[3-10]和磁灵敏度理论^[11,12]。

1971年日本“Sony”公司研制了一种特殊结构的锗、硅 $p^+ - i - n^+$ 型磁二极管^[7]。这种结构的独特之处就在于长二极管的一个侧面人为地设置了复合中心浓度非常大的复合表面, 而其对面是光滑的无复合表面。当横向磁场加在平行于复合表面、且垂直于载流子运动方向时, 载流子受洛伦兹力作用偏向或背离复合区, 使它的有效寿命受复合表面的调制将变小或变大, 引起伏安曲线的偏移, 具有不对称的正、反向磁灵敏度。

1975年 Викулин 等^[13]探讨了双极型薄基区晶体管的基区宽度、发射极和集电极大小对磁灵敏度的影响。他们在理论分析中证实了晶体管电流增益 α 和 β 均与磁场的平方成正比。

Викулин 等又研究了双集电极磁晶体管^[14,15]。这种磁晶体管只有一个共用的基区, 是具有良好的温度补偿的差分式组合。它们在 $p^+ - i - n^+$ 型长二极管基础上设计的, 所以基区宽度比较长, 但因结构关系, 只能用平均宽度来表示。他们探讨了在基区的电场对磁灵敏度的影响^[16]、从“点”发射极小注入情况下非平衡载流子分布^[17]以及平面结构的锗双集电极磁晶体管^[18]。

本文研究如图1所示的一种 $n^+ - i - n^+$ 型长基区晶体管的磁敏感效应。图中 i 表示近本征半导体; n^+ 为重掺杂的 n 型区, 分别表示发射区 e 和集电区 c ; p^+ 为重掺杂的 p 型区, 表示基极 b 。如按图1所示的长矩形棒锗单晶上烧结 n^+ 和 p^+ 型合金结之后, 在 cp 腐蚀液中进行腐蚀, 使其腐蚀深度正好为发射结深度, 以消除发射结侧面注入。然后用腊涂上管芯表面, 在 $e-i-b$ 极侧面用宽度为1毫米的刀划开腊后进行喷砂, 破坏表面一层晶

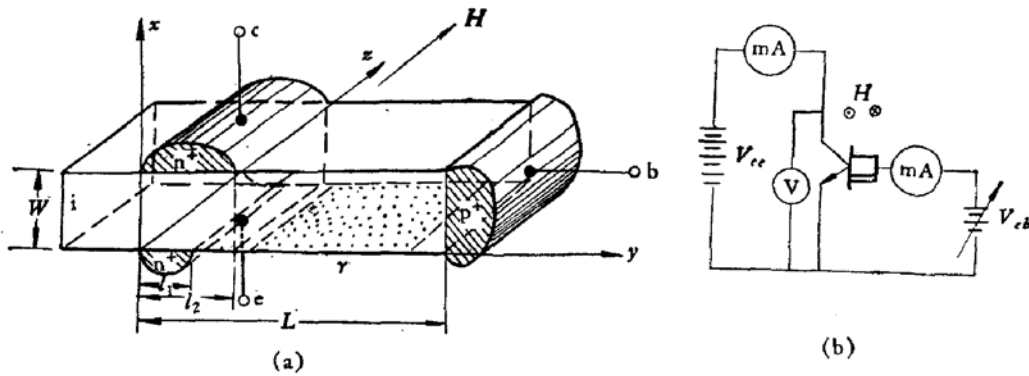


图 1 $n^+ - i - n^+$ 型长基区晶体管的基本结构和测试电路

格,以形成复合中心浓度非常大的复合表面 r 。这种晶体管的基区宽度 W 很大 ($W = 0.35$ 毫米),大于载流子有效扩散长度 L_{effo} 。

长基区晶体管是一种结型磁电转换器件,它除了一般双极晶体管特点之外,还具有如下特点。

1. $e-i-b$ 极是如上所述的“Sony”型磁二极管。它的 i 区长度 $(L - l_1) \gg L_{effo}$, 它的伏-安曲线随磁场变化如图 2(a) 所示。

我们定义 z 轴方向的磁场为正磁场 ($H > 0$), 反之, 反磁场 ($H < 0$)。 $e-i-b$ 极磁二极管的正向电压灵敏度大于反向磁灵敏度。

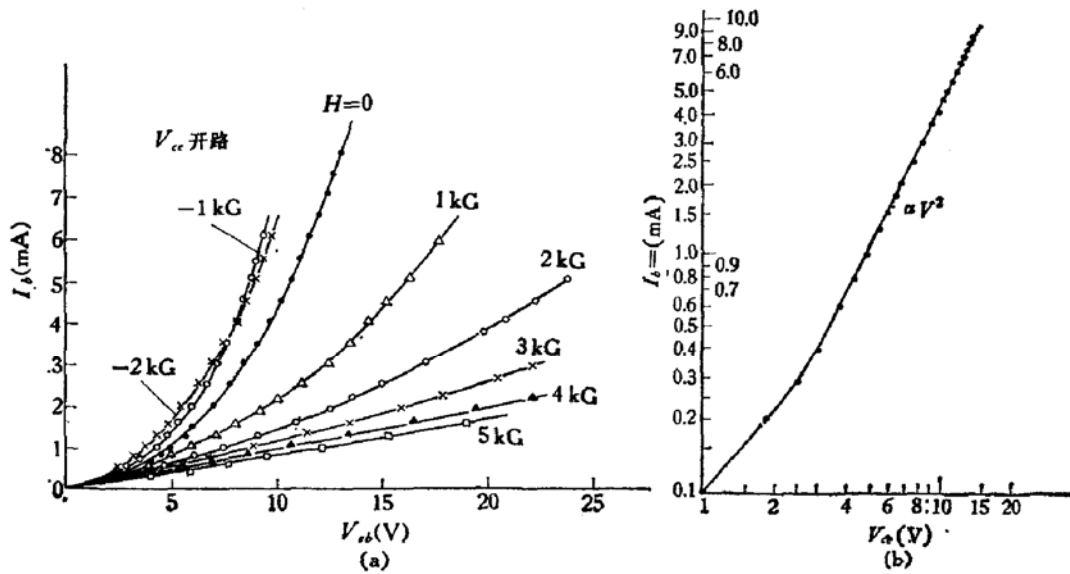


图 2 锗 $e-i-b$ 极磁二极管伏安曲线同磁场关系

(a) 和 $H = 0$ 的伏安曲线在双对数坐标中表示 (b)

2. 在 $e-i-b$ 极侧面未设置高复合表面时,这种晶体管的电流增益 β_0 大于 1, 而且它的磁灵敏度非常小。当其侧面设置高复合表面后,由于载流子有效寿命下降, 它的 β_0 减小到小于 1, 同时具有很高的磁灵敏度。图 3 表示这种长基区锗晶体管集电极电流特性曲线和基极电流 $I_b = 3$ 毫安时在 $H = \pm 1$ 千高斯中集电极电流 I_c 变化。这样管的电流增益 $\alpha_0 \approx 0.20$, $\beta_0 \approx 0.25$ 。

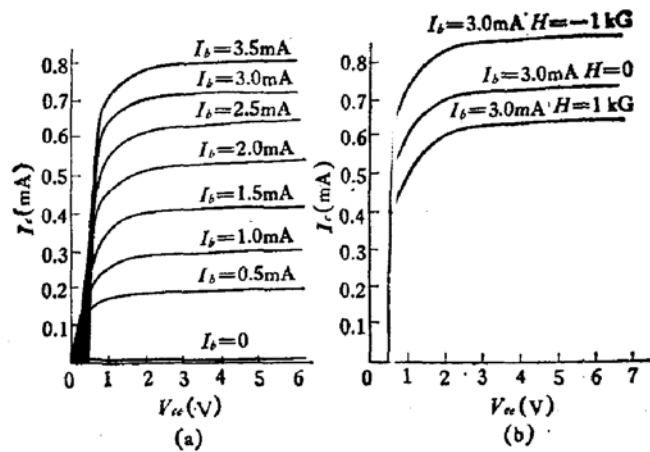


图3 锗长基区晶体管集电极电流特性曲线(a)和随磁场变化(b)

设 I_{CH} 、 I_b (或 I_e)、 β_H (或 α_H) 分别表示集电极电流、基极电流(或发射极电流)、电流增益,脚标 H 表示磁场,那么

$$I_{CH} = \beta_H I_b \quad (\text{或} \quad I_{CH} = \alpha_H I_e).$$

我们定义 I_{CH} 的相对磁灵敏度 h 为

$$h = \frac{1}{I_{CH}} \cdot \frac{dI_{CH}}{dH} = \frac{1}{I_b} \cdot \frac{\partial I_b}{\partial H} + \frac{1}{\beta_H} \cdot \frac{\partial \beta_H}{\partial H}, \quad (1)$$

或

$$h = \frac{1}{I_e} \cdot \frac{\partial I_e}{\partial H} + \frac{1}{\alpha_H} \cdot \frac{\partial \alpha_H}{\partial H}. \quad (2)$$

令

$$\begin{aligned} h_b &= \frac{1}{I_b} \cdot \frac{\partial I_b}{\partial H}, & h_e &= \frac{1}{I_e} \cdot \frac{\partial I_e}{\partial H} \\ h_\beta &= \frac{1}{\beta_H} \cdot \frac{\partial \beta_H}{\partial H}, & h_\alpha &= \frac{1}{\alpha_H} \cdot \frac{\partial \alpha_H}{\partial H} \end{aligned} \quad (3)$$

分别表示基极电流、发射极电流和电流增益相对磁灵敏度,所以

$$h = h_b + h_\beta \quad (\text{或} \quad h = h_e + h_\alpha). \quad (4)$$

由此可见,虽然这种晶体管 β_0 小于 1,失去电流增益作用,但它的 I_{CH} 相对磁灵敏度等于电流增益和基极(或发射极)电流相对磁灵敏度之和.

从图 3 可以得出在基极电流恒定条件下(即 $I_b = 3$ 毫安),在 $H = \pm 1$ 千高斯中 I_{CH} 的相对磁灵敏度分别为

$$\begin{aligned} h_+ &= h_{\beta+} = \frac{I_{C0} - I_{C+1}}{I_{C0}} \times 100\% = 12\%/kG \\ h_- &= h_{\beta-} = \frac{I_{C-1} - I_{C0}}{I_{C0}} \times 100\% = 20\%/kG. \end{aligned}$$

式中脚标 \pm 、 ± 1 分别表示正反向磁场和 ± 1 千高斯磁场, I_{C0} 为 $H = 0$ 时集电极电流.

3. 在一定磁场中,集电极电流与基极电流或发射极电流关系几乎是线性的,如图 4 所示.

4. 在基极电流保持恒定条件下, $I_{CH}-H$ 和 α_H-H 关系具有指数律,如图 5 所示. 从图中可以看出,在较大的基极电流下, $\log I_{CH}$ 对反磁场的斜率比正磁场大些(指绝对值而言),随着基极电流的减小正反磁场的斜率逐渐拉直(约在 $I_b = 2.5$ 毫安),然后反磁

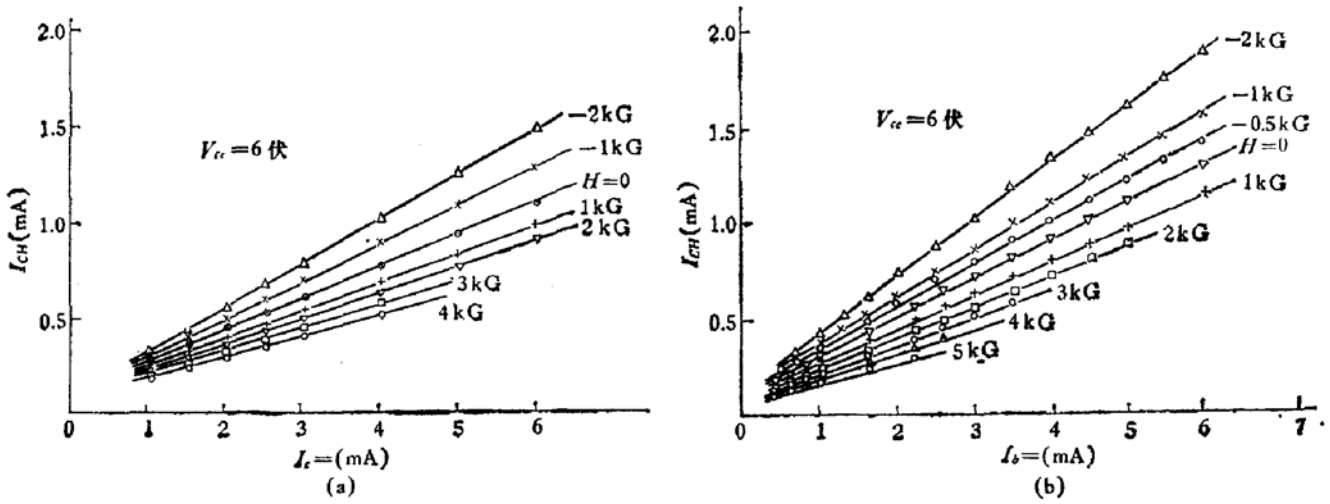


图 4 在一定磁场中锗长基区晶体管的 I_{CH} 与 I_e (a) 或 I_b (b) 的关系

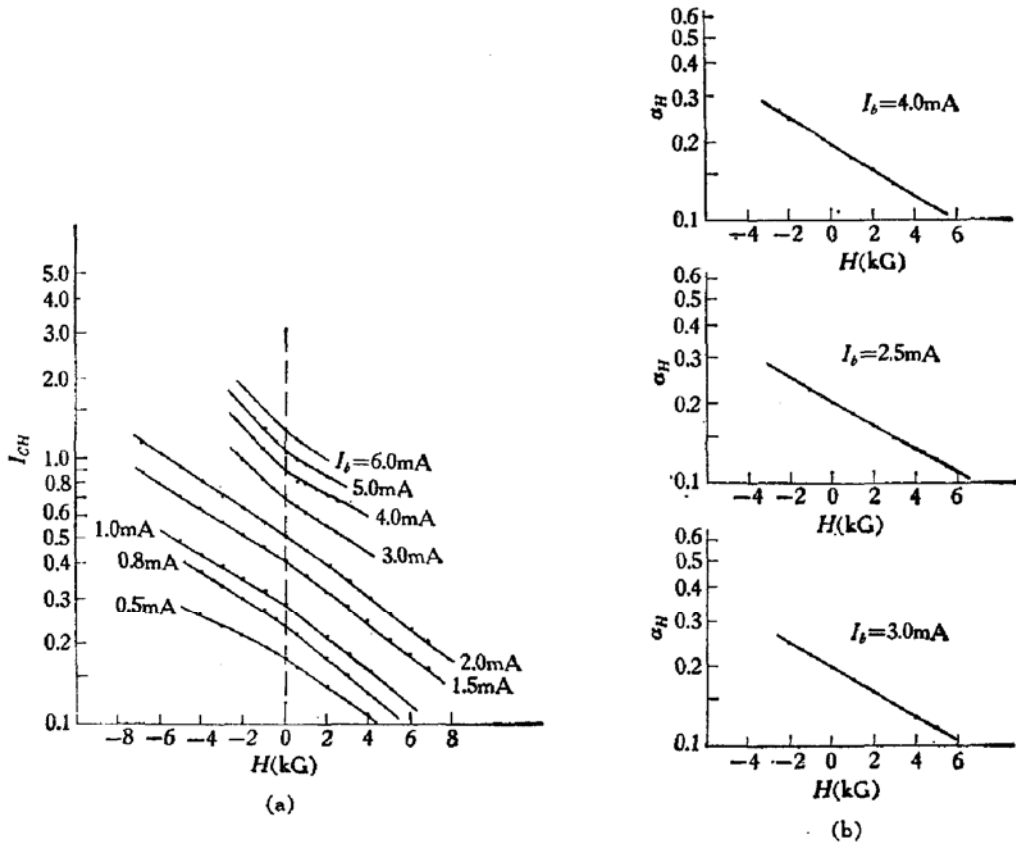


图 5 在 I_b 恒流条件下锗长基区晶体管的 $\log I_{CH}-H$ (a) 及 $\log \alpha_H-H$ (b) 的关系

场的斜率反而比正磁场小些。

上面列举的图 2—5 都是从一个锗长基区晶体管样品中取的实验曲线。

二、电流增益及其磁灵敏度

在图 1 所示的坐标系中,电子和空穴电流密度 J_n 和 J_p 分别为

$$J_{nx} = q\mu_n n E_x + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n J_{ny} \cdot H \quad (5)$$

$$J_{ny} = q\mu_n n E_y + qD_n \frac{\partial n}{\partial y} + \mu_n J_{nx} \cdot H \quad (6)$$

$$J_{px} = q\mu_p P E_x - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p J_{py} \cdot H \quad (7)$$

$$J_{py} = q\mu_p P E_y - qD_p \frac{\partial p}{\partial y} - \mu_p J_{px} \cdot H \quad (8)$$

在式中 n 和 P 分别表示电子和空穴浓度, μ_n 和 μ_p 分别表示电子和空穴迁移率, D_n 和 D_p 分别表示电子和空穴扩散系数, E_x 和 E_y 分别表示电场强度的 x 、 y 分量, H 表示磁感应强度, q 表示电子电荷量. 在上式中我们假设了漂移迁移率与霍尔迁移率相等.

c-i-b 极磁二极管和长基区晶体管都在大注入下才具有很高的磁灵敏度. 因此, 我们假设

$$n \gg n_T \quad (9)$$

$$p \gg p_T \quad (10)$$

式中 n_T 和 p_T 分别表示电子和空穴的热平衡浓度.

在基区内载流子满足准电中性条件, 即

$$\Delta n = \Delta p, \quad \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial n}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (11)$$

式中 $\Delta n = n - n_T$ 、 $\Delta p = p - p_T$.

长基区晶体管的基区可以分成两个基区, 即从发射结注入电子输运到集电结的输运基区和被分流到 c-i-b 极复合区的复合基区. 设 $y = l_2$ 为界线, 那么 $0 \leq y \leq l_2$ 为输运基区, $l_2 < y \leq L$ 为复合基区 (如图 1 所示, l_2 为集电结长度, L 为整个基区长度). 故在 $y = l_2$ 处,

$$\lim_{y \rightarrow l_2} (J_{nx} + J_{ix}) = 0 \quad (12)$$

在复合基区的一侧面设置了复合中心浓度非常高的表面 r , 而且复合基区的体积比输运基区的体积大得多. 所以, 注入载流子的大部分在复合基区内复合掉, 而小部分在输运基区内复合, 即

$$\int_0^w \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dx dy < \int_{l_2}^L \int_0^w \Delta n(x, y) dx dy \quad (13)$$

$$\tau_n \gg \tau_{eff0} \quad (14)$$

式中 τ_n 是电子的体内寿命, τ_{eff0} 是在复合基区内载流子有效寿命.

因此, 我们假设从复合基区向输运基区注入的空穴电流同整个基极电流相比较可以忽略不计, 即在 $0 \leq y \leq l_2$ 内,

$$J_{py} \approx 0 \quad (15)$$

从基区向发射区的空穴注入电流很小, 故令

$$J_{px} \approx 0 \quad (16)$$

利用上式 (15) 和 (16), 从式 (7) 和 (8) 可得

$$PE_x \approx \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (17)$$

$$PE_y \simeq \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \quad (18)$$

把式(17)、(18)代入式(5)和(6),忽略 H 的二次方项,并利用条件(9)、(10)和(11)可近似得到

$$J_{nx} \simeq 2qD_n \frac{\partial n}{\partial x} - 2q\mu_n^2 n E_y H \quad (19)$$

$$J_{ny} \simeq 2qD_n \frac{\partial n}{\partial y} + 2q\mu_n^2 n E_x H \quad (20)$$

在输运基区内电子电流密度连续方程为

$$\frac{\partial J_{nx}}{\partial x} + \frac{\partial J_{ny}}{\partial y} = \frac{q\Delta n}{\tau_n} \quad (21)$$

式(19)和(20)代入方程式(21),可得

$$2D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2D_n \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (22)$$

一般情况下, $\Delta n(x, y)$ 应该是 x, y 的二维函数.但是为了便于分析,我们可以先近似地假设在输运基区内的横向电场 E_y 只与 y 有关.这个假设在紧靠发射结或集电结的地方可能有较大的误差,但在输运基区离发射结或集电结较远的地方带来的误差较小.因此,这对整个电流增益的计算不会有太大的影响.由于我们假定了 E_y 只与 y 有关,则由式(18)可得

$$\Delta n(x, y) = \Delta n(x, 0) \cdot \exp\left[\frac{\mu_p}{D_p} \int_0^y E_y dy\right] = \Delta n(x) \cdot \Delta n(y).$$

同时,由式(17)可得 $E_x = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{d\Delta n(x)}{dx}$ 只与 x 有关.

在输运基区内,电子密度和电流密度满足如下边界条件:

$$\Delta n(x)|_{x=0} = N \quad (23)$$

$$\Delta n(x)|_{x=w} = 0 \quad (24)$$

$$J_{ny}(x, y)|_{y=0} = qS\Delta n(x, 0) \quad (25)$$

$$J_{ny}(x, y)|_{y=l_1} = - \lim_{y \rightarrow +l_1} q \int_y^L \frac{\Delta n(x, y)}{\tau_{effH}} dy \quad (26)$$

式中 N 为常数; S 为 $y=0$ 侧面的表面复合速度,设 $S \simeq 0$; τ_{effH} 表示复合基区载流子有效寿命,脚标 H 表示磁场,实际上 $\tau_{effH} = \tau_{effH}(E_y \cdot H)^{[23]}$.

$$\text{设} \quad I_b = - \int_0^w J_{ny}(x, l_2) dx = \lim_{y \rightarrow +l_1} q \int_0^w \int_y^L \frac{\Delta n(x, y)}{\tau_{effH}} dx dy \quad (27)$$

把方程式(21)对 y 进行积分,就得

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{l_2} J_{nx}(x, y) dy \right] = q \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dy \left[\frac{1}{\tau_n} - \frac{J_{ny}(x, l_2) - J_{ny}(x, 0)}{q \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dy} \right] \quad (28)$$

$$\text{因} \quad \lim_{y \rightarrow -l_1} \Delta n(x, y) = \lim_{y \rightarrow +l_1} \Delta n(x, y), \quad (29)$$

把条件(25)和(26)代入式(28)就得

$$2qD_n \frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} + 2q\mu_n^2 \bar{E}_b \cdot H \frac{d\Delta n(x)}{dx} = \frac{q\Delta n(x)}{\tau_{SH}} \quad (30)$$

式中
$$\bar{E}_b = - \int_0^{l_2} E_y \Delta n(y) dy / \int_0^{l_2} \Delta n(y) dy, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{SH}} &= \frac{1}{\tau_n} + \int_0^W \int_{l_1}^{l_2} \frac{\Delta n(x, y)}{\tau_{effH}} dx dy / \int_0^W \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dx dy \\ &\simeq \int_0^W \int_{l_1}^{l_2} \frac{\Delta n(x, y)}{\tau_{effH}} dx dy / \int_0^W \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dx dy, \end{aligned} \quad (32)$$

或者式(27)代入上式

$$\frac{1}{\tau_{SH}} = l_b / q \int_0^W \int_0^{l_2} \Delta n(x, y) dx dy \quad (33)$$

上式中 τ_{SH} 是输运基区电子的有效寿命.

利用边界条件, 方程式(30)的解是

$$\Delta n(x) = N \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{W-x}{L_{SH}}\right)}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right)} \cdot e^{-\lambda \bar{E}_b H x} \quad (34)$$

式中
$$L_{SH} = \sqrt{2D_n \tau_{SH}}, \quad (35)$$

$$\lambda = q\mu_n / 2kT \quad (36)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度.

把式(34)代入式(19)后, 对 y 积分得:

$$\begin{aligned} I_{nx}(x) &= \int_0^{l_2} J_{nx}(x, y) dy \\ &= -2qD_n N \cdot \frac{L_{SH}^{-1} \text{ch}\left(\frac{W-x}{L_{SH}}\right) - \lambda \bar{E}_b H \text{sh}\left(\frac{W-x}{L_{SH}}\right)}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right)} \\ &\quad \cdot e^{-\lambda \bar{E}_b H x} \cdot \int_0^{l_2} \Delta n(y) dy. \end{aligned} \quad (37)$$

如果发射结发射效率等于 1, 那么共基极电流增益 α_H 等于输运系数, 即

$$\alpha_H = \frac{I_{nx}(W)}{I_{nx}(0)} = e^{-\lambda \bar{E}_b H W} / \left[\text{ch}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right) - \lambda \bar{E}_b H L_{SH} \text{sh}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right) \right] \quad (38)$$

同理

$$\beta_H = \frac{\alpha_H}{1 - \alpha_H} = e^{-\lambda \bar{E}_b H W} / \left[\text{ch}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right) - \lambda \bar{E}_b H L_{SH} \text{sh}\left(\frac{W}{L_{SH}}\right) - e^{-\lambda \bar{E}_b H W} \right] \quad (39)$$

在 $H=0$ 的情况下, 在单面复合速度无限大的矩形薄片半导体中载流子有效寿命为^[19,20]

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{6D_n}{(1+b)W^2}, \quad b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (40)$$

从式(32)和(35)得

$$\frac{1}{L_{SO}} = 1/\sqrt{2D_n\tau_{SO}} = \sqrt{\frac{K_0}{2D_n\tau_{eff0}}} = \sqrt{\frac{3K_0}{(1+b)W^2}} \quad (41)$$

或者

$$\frac{W}{L_{SO}} = \sqrt{\frac{3K_0}{1+b}}, \quad (42)$$

式中

$$K_0 = \int_0^W \int_{l_1}^L \Delta n dx dy / \int_0^W \int_0^{l_2} \Delta n dx dy \quad (43)$$

从图 3 中可以看出,长基区晶体管在 $I_b = 3\text{mA}$ 时,共基极电流增益 $\alpha_0 = 0.20$ 。所以,从式(38)可以算出 $W/L_{SO} \approx 2.3$ 。这样,从式(42)可以算得 $K_0 \approx 5.3$ 。这说明,在输运基区内,基区宽度 W 显然比电子有效扩散长度 L_{SO} 长得多。

在 $|\lambda E_b HW| < 1$ 的弱磁场中,复合基区载流子有效寿命为^[20]

$$\tau_{effH} = \tau_{eff0} \left(1 - \frac{1}{4} \lambda_H \cdot W \right), \quad \lambda_H = q(\mu_n + \mu_p)E_b H / 4kT \quad (44)$$

如果弱磁场满足 $|\lambda \bar{E}_b \cdot H \cdot L_{SO}| \ll 1$, 那么式(38)和(39)可以近似简化为

$$\alpha_H \approx e^{-\lambda \bar{E}_b HW} / \text{ch} \left(\frac{W}{L_{SH}} \right) \quad (45)$$

$$\beta_H \approx e^{-\lambda \bar{E}_b HW} / \left[\text{ch} \left(\frac{W}{L_{SH}} \right) - e^{-\lambda \bar{E}_b HW} \right] \quad (46)$$

同理

$$\tau_{effH} \approx \tau_{eff0} \quad (47)$$

$$\tau_{SH} \approx \tau_{SO} \quad (48)$$

因此,在弱磁场中基极电流恒定时电流增益相对磁灵敏度

$$h_a = \frac{1}{\alpha_H} \cdot \frac{\partial \alpha_H}{\partial H} = -q\mu_n \bar{E}_b W / 2kT. \quad (49)$$

$$h_b = \frac{1}{\beta_H} \cdot \frac{\partial \beta_H}{\partial H} = -q\mu_n \bar{E}_b W (1 + \beta_H) / 2kT \quad (50)$$

上式(49)是与图 5(b) 所示的实验曲线基本相符。因 $\beta_H(H < 0) > \beta_H(H > 0)$, 反磁场(即 $H < 0$ 时)的斜率比正磁场(即 $H > 0$ 时)的稍许大些(指绝对值而言),这一规律与实验曲线图 5(a) 的大注入部分(即 $I_b \geq 3\text{mA}$ 时)的变化基本相符。

三、与实验数据相比较

上述样管是用近本征锗单晶制成的。它的电阻率为 $50\Omega\text{-cm}$ (在室温)、寿命为 $500\mu\text{s}$, 基区宽度 $W = 0.35\text{mm}$ 、 $l_1 = 0.4\text{mm}$ 、 $l_2 = 0.6\text{mm}$ 、 $L - l_2 = 2\text{mm}$, 横向截面积 $A_b = 0.35 \times 0.5\text{mm}^2$ 。

表 1

I_b (mA)	2.5	3.0	4.0
\bar{E}_b (V/cm)	3.8	4.1	4.3
\bar{n} ($10^{14}/\text{cm}^3$)	2.5	2.8	3.5

表 1 给出从图 5(b) 的 $I_b = 2.5\text{mA}$ 、 3.0mA 、 4.0mA 斜率中计算的漂移电场 \bar{E}_b 及从下式中近似计算的输运基区电子平均浓度 \bar{n} , 即

$$\bar{n} = I_b / 2q\mu_n \bar{E}_b A_b \quad (51)$$

现在要估算弱磁场范围. 从表 1 我们取 $\bar{E}_b = 5$ 伏/厘米, 则将 $L_{so} = w/2.3$ 等数据代入 $|\lambda \bar{E}_b H L_{so}| \ll 1$ 关系就得 $|H| \ll 17$ 千高斯. 由此可见, 在磁场几千高斯范围内, 以上讨论结果都是比较好的近似.

四、结 束 语

1. 文献 [13] 证实了薄基区磁晶体管具有一定的磁灵敏度, 但长基区晶体管在大注入下具有更大的磁灵敏度.

2. 提高磁灵敏度的途径是设法把横向电场 \bar{E} , 和基区宽度 w 的乘积大些.

3. 如果 e 和 c 极对换, 换句话说, 高复合表面设置在 c - i - b 极侧面上, 那么电流增益相对磁灵敏度与 e - i - b 极电流相对磁灵敏度相互抵消, 使集电极电流相对磁灵敏度减小.

参 考 文 献

- [1] В. И. Стафеев, *ФТП*, **1**, 848 (1959).
- [2] Э. И. Каракушан, В. И. Стафеев, *ФТП*, **3**, 677 (1961).
- [3] Э. И. Каракушан, В. И. Стафеев, *ФТП*, **3**, 2031 (1961).
- [4] I. Melngailis, R. H. Rediker, *Proc. IRE.*, **50**, 2428 (1962).
- [5] Е. И. Гамолин, Э. И. Каракушан, и др., *ФТП*, **3**, 1745 (1969).
- [6] Э. И. Каракушан, В. Я. Коварский, и др., *ФТП*, **3**, 1724 (1969).
- [7] 新井、山田, «电子材料», **12**, 61 (1971).
- [8] Е. И. Гамолин, Э. И. Каракушан, и др., *ФТП*, **9**, 1465 (1975).
- [9] Г. А. Егизаян, В. И. Стафеев, и др., *ФТП*, **9**, 1222 (1975).
- [10] 黄得星、温殿忠, «物理», **8**, 456 (1979).
- [11] Э. И. Каракушан, В. И. Стафеев, *ФТП*, **9**, 1441 (1975).
- [12] I. I. Munteanu, *Rev. Roum. Phys.*, **18**, 323 (1973).
- [13] И. М. Викулин, и др., *ФТП*, **9**, 1534 (1975).
- [14] И. М. Викулин, и др., *ПТЭ*, **5**, 181 (1974).
- [15] И. М. Викулин, и др., *ФТП*, **8**, 580 (1974).
- [16] И. М. Викулин, и др., *ФТП*, **10**, 785 (1976).
- [17] И. М. Викулин, и др., *ФТП*, **11**, 645 (1977).
- [18] Т. В. Персиянов, и др., *ФТП*, **11**, 1009 (1977).
- [19] R. Hirota, S. Tosima, M. A. Lampert, *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, 535 (1963).
- [20] 黄得星, «电子学报», **4**, 43 (1980).

A Magneto-Sensitive Effect of Long Base Transistor

Huang Dexing

(Department of Physics, Heilongjiang University)

Abstract

When the base length of $n^+ - i - n^+$ transistor is larger than the diffusion length of carriers, the collector current will have very high magneto-sensitivity in the magnetic field. A carrier distribution in the magnetic field has been derived from the continuity equation of the carriers in the transport base region, hence the dependence of the collector current, of the current amplification factor α and of β on the magnetic field; and a formula of magneto-sensitivity is put forth. The theory is compared with experimental curves and data for germanium long base magnetotransistor, and it shows that the experimental results are basically in agreement with the theory.