

双异质结双漂移区 InP/InGaAsP/InP 微波雪崩二极管的设想

杨 玉 芬

(中国科学院半导体研究所)

1980年9月24日收到

提 要

本文提出了一种双异质结双漂移区 InP/InGaAsP/InP 微波雪崩二极管的设想。分析表明：该器件的电压调制度可达 100%，对应的直流到射频的转换率为 64%。同时给出了器件的小信号理论分析。

一、引 言

众所周知，半导体激光器自采用双异质结结构以来，实现了室温连续相干，至此才使半导体激光器进入实用阶段。在激光器件中异质结是正向运用。现在我们设想，使异质结在反向下运用。这样可构成双异质结双漂移区雪崩器件。其特点是直流到射频的转换效率高，微波功率输出大。

虽然雪崩器件是目前输出功率最大的半导体微波固态源，但无论哪种同质结的雪崩器件要想再提高输出功率都受到同质结本身固有特性的限制。

雪崩区宽度的限制，理论分析指出^[1]器件负阻与雪崩区宽度的关系为

$$-R\alpha \frac{(W - W_A)^2}{V_s \epsilon A} \cdot \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_s^2} \cdot \frac{1 - \cos \theta_d}{\theta_d^2/2}, \quad (1)$$

式中 W 为耗尽层总宽度， W_A 为雪崩区宽度， ϵ 为介电常数， A 为器件面积， V_s 为载流子饱和漂移速度， ω_s 、 ω 分别为雪崩谐振频率和工作频率， θ_d 为渡越角。由此式可知在其它各参量一定时，雪崩区宽度越宽负阻越小，效率也就低。为了提高输出功率和效率，曾设计出了固定的窄雪崩区的低-高-低掺杂的器件，实际效率已达 35%。这种结构在低频可以实现，在高频则难以制造。减小雪崩区宽度在整个耗尽层中所占的比例是提高转换效率的因素之一。

雪崩器件效率不能再提高的关键是交流射频信号电压 V_A 与直流电压 V_d 之比（通常把 V_A/V_d 称为射频电压调制度）不能提高之故。转换效率 η 与射频信号电压调制度之间的关系为^[2]

$$\eta \propto \frac{V_A}{V_d} \left(\frac{1 - \cos \theta_d}{\theta_d} \right). \quad (2)$$

如果渡越角 $\theta_d = \pi$, 电压调制度 $V_A/V_d = 50\%$, 转换效率为 $\frac{1}{\pi}$. 这是里德^[2]早期预计

的情况. 下面我们较为精确地推出里德结构同质结器件最大理论转换效率. 该结构的电场分布如图 1 所示. 当射频电压的幅度为 V_1 时, 电场的幅度 $E_1 = V_1/W$, 射频电压随时间的变化, 耗尽层中的电场在虚线范围内变化. 上限对应与直流偏压同向半周时的最大值, 下限对应反向半周时的最大值. 射频电压的幅度应为

$$E_1 = E_{\max} - E_d = E_d - E_{\min}. \quad (3)$$

E_d 为漂移区的直流电场, 在漂移区中最大电场 $E_{\max}$ 不得超过临界击穿电场 E_c , 最小电场 $E_{\min}$ 不得小于散射限制速度所需要的电场 E_s . 这就给出射频电场幅度 E_1 的限制为

$$E_1 = \frac{E_c - E_s}{2}. \quad (4)$$

故漂移区的直流电场 E_d 应为

$$E_d = E_1 + E_s = \frac{E_c + E_s}{2}. \quad (5)$$

对应的射频电压 V_1 和直流电压 V_d 分别为

$$\begin{aligned} V_1 &= E_1 W = W \frac{(E_c - E_s)}{2}, \\ V_d &= E_c W_A + E_d W_d \\ &= E_c W_A + \frac{E_c + E_s}{2} W_d, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 W_d 是漂移区的宽度. 射频电压的调制度为

$$\frac{V_1}{V_d} = \frac{W(E_c - E_s)}{2 \left(E_c W_A + \frac{E_c + E_s}{2} W_d \right)}. \quad (7)$$

当 $W_A = W/3$, $E_s = E_c/10$ 时, $V_1/V_d \simeq 60\%$. 对应的转换效率为 38%. 而通常的 n^+pp^+ 或 p^+nn^+ 结构, 理论分析指出^[3]射频电压的最大调制度为 37%, 转换效率为 24%, 可见, 由于射频电压的调制度不能提高, 严重地限制了效率的提高.

二、异质结雪崩器件的转换效率

为了提高器件的转换效率, 我们设想采用 InP/InGaAsP/InP 双异质结结构. 在反向偏压下作为雪崩器件运用. 其结构如图 2 所示. 适当控制各元素的配比, 使中间的 n 型 InGaAsP 区的禁带宽度约为 InP 的一半. 反向偏压后使其处于高场区, 因其禁带宽度比

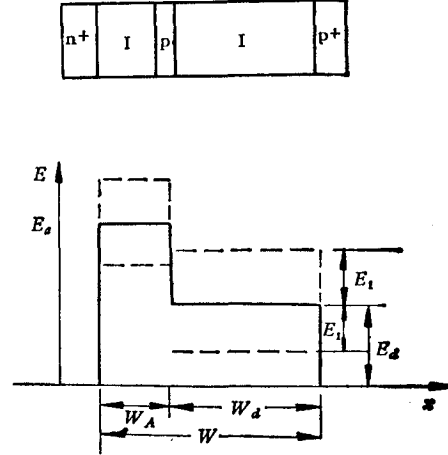


图 1 里德结构及电场分布

InP 小得多,故雪崩击穿集中在此区. InP 漂移区的击穿电场比雪崩区高得多,即使射频信号电压达到可能达到的最大值,漂移区中也不会发生雪崩击穿. 这种结构的直流偏置电压为

$$V_d = E_{1c}W_A + (E_{2d}W_{dn} + E_{2d}W_{dp}). \quad (8)$$

E_{1c} 为雪崩区的临界击穿电场, E_{2d} 为两个漂移区的直流偏置电场, W_{dn} , W_{dp} 分别为 n 型和 p 型 InP 漂移区的宽度. 根据对异质结两种材料禁带宽度的特殊要求近似地有

$$E_{1c} = \frac{1}{2} E_{2c}. \quad (9)$$

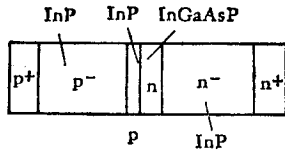


图 2 异质结结构及电场分布

E_{2c} 为漂移区材料的临界击穿电场. 当雪崩区击穿以后, 漂移区的电场 E_{2d} 一定低于或等于雪崩区的临界击穿电场 E_{1c} , 根据 (9) 式应有

$$E_{2d} \leq \frac{1}{2} E_{2c}. \quad (10)$$

因此, 直流偏置电压为

$$\begin{aligned} V_d &\leq E_{1c}W_A + \left(\frac{1}{2} E_{2c}W_{dn} + \frac{1}{2} E_{2c}W_{dp} \right) \\ &\leq \frac{1}{2} E_{2c}W_A + \frac{1}{2} E_{2c}W_d \\ &= \frac{1}{2} E_{2c}W. \end{aligned} \quad (11)$$

射频信号电场的幅度完全被漂移区材料的击穿电场所限制, 因为任何时刻漂移区的总电场不得等于和大于临界击穿电场 E_{2c} , 即

$$E_1 + E_{2d} \leq E_{2c}. \quad (12)$$

把 (10) 式代入 (12) 式,

$$E_1 \leq \frac{1}{2} E_{2c}. \quad (13)$$

射频信号电压为

$$V_1 = E_1W \leq \frac{1}{2} E_{2c}W. \quad (14)$$

由 (11) 和 (14) 式可得到最大电压调制度

$$\begin{aligned} \frac{V_1}{V_d} &= \frac{\frac{1}{2} E_{2c}W}{\frac{1}{2} E_{2c}W} \\ &= 100\%. \end{aligned} \quad (15)$$

由于异质结两种材料的击穿电场不同, 使电压的最大调制度理论上可达到 100%, 对应的转换效率由 (2) 式求得为 64%. 这是异质结优越于同质结的关键所在.

三、InP 速度-场特性的影响

在 InP 的 n 型漂移区中,当射频信号电压足够大时,在射频电压的负半周将会有一段使漂移区的电场进入负阻区,如图 3 所示. 这时漂移中的载流子将因速度-场负阻特性而聚集在一起形成电荷限制畴^[4],并将以大于散射限制速度的速度 $v(E)$ 漂移. 外电路的感生电流为

$$I = qnv(E)/W. \quad (16)$$

当 $v(E) > V_s$ 时,外电路中感生的电流比通常以散射限制速度漂移感生的电流要大,如果在理想情况下散射限制速度对应的为一个方波,现在则是在方波上叠加上一个半余弦函数部分. 如果我们假设最大速度 $v(E) = 1.5V_s$,那么半余弦函数的幅度 I' 等于方波幅度的一半,设余弦函数为

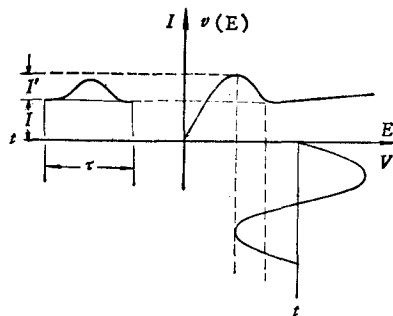


图3 速度-场特性及外电路感生电流

$$g(t) = \begin{cases} 0, \\ I' \cos\left(\omega t - \frac{3}{2}\pi\right) & \frac{5}{8}T \leq t \leq \frac{7}{8}T. \end{cases}$$

这里 T 为射频信号的周期, t 为时间变量. 经傅里叶分析,半余弦函数的基频分量为

$$I'_1(t) = -\frac{I'(2+\pi)}{4\pi} \sin \omega t. \quad (17)$$

当方波的幅度为 I 时,其基频分量 $I_1(t)$ 为

$$I_1(t) = \frac{2I}{\pi} \sin \omega t. \quad (18)$$

外电路电流总的基频分量 $I_{e1}(t)$ 为

$$I_{e1}(t) = -\frac{(18+\pi)I}{8\pi} \sin \omega t. \quad (19)$$

当射频电压 $V(t)$ 为

$$V(t) = V_1 \sin \omega t$$

时,输出功率 P 为

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{e1}(t) V(t) d\omega t \\ &= -\frac{18+\pi}{16\pi} V_1 I. \end{aligned} \quad (20)$$

转换效率为

$$\eta = \frac{P}{V_d I_0} = \frac{V_1 I_1}{V_d I_0} \left(\frac{18+\pi}{16\pi} \right), \quad (21)$$

I_0 为直流偏置电流。当渡越角 $\theta_d = \pi$ 时, $I\tau = I_0T$, $\tau = T/2$, $I = 2I_0$, T 为周期, τ 为渡越时间, 代入上式得到

$$\eta = \frac{V_1}{V_d} \left(\frac{18 + \pi}{16\pi} \right). \quad (22)$$

当电压的调制度 $V_1/V_d = 50\%$ 时, 效率约为 40% , 比前面通常速度-场特性的效率要高, 当调制度为 100% 时, 效率可高达 80% 。这比前面分析的不计速度-场特性的 64% 的结果高得多。这充分表明速度-场的负阻特性可提高器件的转换效率。

四、 x 波段 $p^+p^-pnn^-n^+$ 器件参数的设计

在 x 波段渡越角取 0.7π , 频率为 10 GHz , n 型漂移区宽度为 $2.8\text{ }\mu\text{m}$, p 型漂移区的宽度为 $2.5\text{ }\mu\text{m}$, InGaAsP 的 n 型雪崩区的宽度为 $0.5\text{ }\mu\text{m}$, 管心直径 $150\text{ }\mu\text{m}$ 。在 n^+ 衬底上外

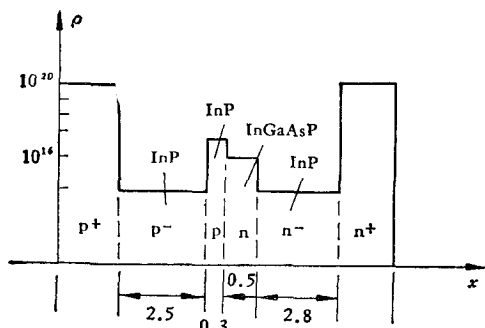


图 4 器件的掺杂分布

延 $2.8\text{ }\mu\text{m}$ 厚, 浓度 $5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ 的 n 型漂移区。接着生长厚度 $0.5\text{ }\mu\text{m}$, 浓度 $1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ 四元材料的雪崩区。并控制各元素的配比使其禁带宽度约为 0.8 eV 。再接着外延厚度 $0.3\text{ }\mu\text{m}$, 浓度 $5 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ 的 p 型 InP 层。继之外延 $2.8\text{ }\mu\text{m}$, $5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ 的 p 型层。最后用离子注入形成 $0.5\text{ }\mu\text{m}$ 厚的 p^+ 层或是同样用外延的办法形成 p^+ 层。其后按通常的方法制造二极管。图 4 给出器件的掺杂分布。

五、 $\text{InP}/\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 雪崩器件小信号分析

为简单起见, 假设电子空穴的离化率和散射限制速度是相等的, 在雪崩区的泊松方程和连续性方程为

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = -\frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n), \quad (23)$$

$$\frac{1}{V_s} \frac{\partial J_n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha(J_n + J_p), \quad (24)$$

$$\frac{1}{V_s} \frac{\partial J_p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha(J_n + J_p). \quad (25)$$

$E(x)$ 为雪崩区电场, N_D , N_A 分别为施主和受主的浓度, n 为电子浓度, p 为空穴浓度, α 为离化率, J_n , J_p 为电子、空穴传导电流。流过 $p-n$ 结的总电流是传导电流和位移电流之和,

$$J = J_n + J_p + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$= J_c + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (26)$$

式中 $J_c = J_n + J_p$ 为传导电流. 在小信号情况下, 假设各个参量是在直流上叠加上一个小的射频分量

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_0(x) + E_1(x)e^{j\omega t}, \\ J_n(x, t) &= J_{n0}(x) + J_{n1}(x)e^{j\omega t}, \\ J_p(x, t) &= J_{p0}(x) + J_{p1}(x)e^{j\omega t}, \\ \alpha(x, t) &= \alpha_0 + \alpha' E_1(x)e^{j\omega t}, \end{aligned} \quad (27)$$

其中 $\alpha' = \partial\alpha/\partial E$ 是离子系数随电场的变化率. 式中带下标“0”的表示直流分量, 带下标“1”的表示射频分量. 把 (27) 式代入泊松方程和连续性方程, 得到射频分量的方程

$$\frac{\partial E_1(x)}{\partial x} = -\frac{1}{\epsilon V_s} [J_{p1}(x) - J_{n1}(x)], \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_{p1}(x)}{\partial x} &= -\alpha' E_1(x) J_0 - \alpha_0 J_{n1}(x) \\ &\quad - \left(\alpha_0 - \frac{j\omega}{V_s} \right) J_{p1}(x), \end{aligned} \quad (29)$$

$$\frac{\partial J_{n1}(x)}{\partial x} = \alpha' E_1(x) J_0 + \left(\alpha - \frac{j\omega}{V_s} \right) J_{n1}(x) + \alpha_0 J_{n1}(x). \quad (30)$$

对 (28) 式微分, 联合 (29) 和 (30) 式得到

$$\frac{\partial^2 E_1(x)}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega^2}{V_s^2} - \frac{2\alpha' J_0}{\epsilon V_s} + \frac{j2\alpha_0 \omega}{V_s} \right) E_1(x) = \left(\frac{2\alpha_0}{\epsilon V_s} - \frac{j\omega}{\epsilon V_s^2} \right) J_1, \quad (31)$$

其中 $J_1 = J_{n1}(x) + J_{p1}(x)$ 是射频传导电流振幅. 方程 (31) 的解为

$$E_1(x) = C_1^{\text{II}} e^{jKx} + C_2^{\text{II}} e^{-jKx} + HJ_1, \quad (32)$$

式中 C_1^{II} , C_2^{II} 是在雪崩区的待定系数. 雪崩区和两个漂移区的标号如图 5 所示. (32) 式中 K 和 H 为

$$K = \left(\frac{\omega^2}{V_s^2} - \frac{2\alpha' J_0}{\epsilon V_s} + \frac{j2\alpha_0 \omega}{V_s} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$H = \left(\frac{2\alpha_0}{\epsilon V_s} - \frac{j\omega}{\epsilon V_s^2} \right) / K^2.$$

把 (32) 式对 x 微分, 得

$$\frac{\partial E_1(x)}{\partial x} = jK C_1^{\text{II}} e^{jKx} - jK C_2^{\text{II}} e^{-jKx}. \quad (33)$$

把 (33) 式与 (28) 式相比较可知

$$J_{p1}(x) - J_{n1}(x) = -jK \epsilon V_s C_1^{\text{II}} e^{jKx} + jK \epsilon V_s C_2^{\text{II}} e^{-jKx}. \quad (34)$$

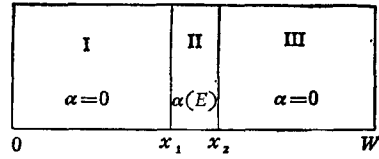


图 5 器件各区的标号

由 (30) 式减去 (29) 式得到

$$\frac{\partial}{\partial x} [J_{p1}(x) - J_{n1}(x)] = \left(\frac{j\omega}{V_s} - 2\alpha_0 \right) [J_{p1}(x) + J_{n1}(x)] - 2\alpha' E_1(x) J_0. \quad (35)$$

对 (34) 式微分同样得到

$$\frac{\partial}{\partial x} [J_{p1}(x) - J_{n1}(x)] = K^2 \epsilon V_s C_1^{\text{II}} e^{iKx} - K^2 \epsilon V_s C_2^{\text{II}} e^{-iKx} \quad (36)$$

由 (35), (36) 和 (32) 式得到

$$\begin{aligned} J_{p1}(x) + J_{n1}(x) &= \frac{\epsilon\omega^2 + j2\alpha_0\epsilon V_s\omega}{j\omega - 2\alpha_0 V_s} C_1^{\text{II}} e^{iKx} + \frac{\epsilon\omega^2 - j2\alpha_0\epsilon V_s\omega}{j\omega - 2\alpha_0 V_s} C_2^{\text{II}} e^{-iKx} \\ &\quad - \frac{2\alpha' J_0}{\epsilon V_s K^2} J_1. \end{aligned} \quad (37)$$

由 (34) 和 (37) 两式求得

$$J_{p1} = \frac{-j\epsilon V_s}{2} \left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) C_1^{\text{II}} e^{iKx} + \frac{j\epsilon V_s}{2} \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) C_2^{\text{II}} e^{-iKx} - \frac{2\alpha' J_0}{\epsilon V_s K^2} J_1, \quad (38)$$

$$J_{n1}(x) = \frac{j\epsilon V_s}{2} \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) C_1^{\text{II}} e^{iKx} - \frac{j\epsilon V_s}{2} \left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) C_2^{\text{II}} e^{-iKx} - \frac{2\alpha' J_0}{\epsilon V_s K^2} J_1, \quad (39)$$

(32), (38), (39) 式是在雪崩区的解. 在两侧的漂移区 $\alpha(\text{I}) = \alpha(\text{III}) = 0$, 波矢 $K = \omega/V_s$. 在 I 区只有空穴电流 (p 型漂移区), 其解为

$$E_1^{\text{I}}(x) = C_1^{\text{I}} e^{j\frac{\omega}{V_s}x} + \frac{J_1}{j\epsilon\omega}, \quad (40)$$

$$J_{p1}^{\text{I}}(x) = -j\epsilon\omega C_1^{\text{I}} e^{j\frac{\omega}{V_s}x}. \quad (41)$$

$E_1^{\text{I}}(x)$ 是 p 型漂移区的电场, C_1^{I} 为待定系数. 在 III 区只有电子电流, 其解为

$$E_1^{\text{III}}(x) = C_2^{\text{III}} e^{-j\frac{\omega}{V_s}x} + \frac{J_1}{j\epsilon\omega}, \quad (42)$$

$$J_{n1}^{\text{III}}(x) = -j\epsilon\omega C_2^{\text{III}} e^{-j\frac{\omega}{V_s}x}, \quad (43)$$

C_2^{III} 为待定系数. 在 x_1 和 x_2 处的边界条件为

$$J_{p1}^{\text{I}}(x_1) = J_{p1}^{\text{II}}(x_1), \quad J_{n1}^{\text{I}}(x_1) = J_{n1}^{\text{II}}(x_1) = 0,$$

$$J_{p1}^{\text{II}}(x_2) = J_{p1}^{\text{III}}(x_2) = 0, \quad J_{n1}^{\text{II}}(x_2) = J_{n1}^{\text{III}}(x_2).$$

把该条件代入 (38), (39), (41) 和 (43) 式, 求得各区的系数为

$$\begin{aligned} C_1^{\text{II}} &= \frac{j2\alpha' J_0 J_1 \left[\left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) e^{-iKx_2} + \left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) e^{-iKx_1} \right]}{\epsilon^2 V_s^2 K^2 \left[\left(K + \frac{\omega}{V_s} \right)^2 e^{-iK(x_1-x_2)} - \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right)^2 e^{iK(x_1-x_2)} \right]}, \\ C_2^{\text{II}} &= \frac{j2\alpha' J_0 J_1 \left[\left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) e^{iKx_1} + \left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) e^{iKx_2} \right]}{\epsilon^2 V_s^2 K^2 \left[\left(K + \frac{\omega}{V_s} \right)^2 e^{-iK(x_1-x_2)} - \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right)^2 e^{iK(x_1-x_2)} \right]}, \\ C_1^{\text{I}} &= \frac{V_s}{2\omega} \left[\left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) C_1^{\text{II}} e^{i\frac{\omega}{V_s}(K-\frac{\omega}{V_s})} - \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) C_2^{\text{II}} e^{-i\frac{\omega}{V_s}(K+\frac{\omega}{V_s})} \right], \end{aligned}$$

$$C_2^{\text{III}} = \frac{V_s}{2\omega} \left[\left(K + \frac{\omega}{V_s} \right) C_2^{\text{II}} e^{-ix_2(K + \frac{\omega}{V_s})} - \left(K - \frac{\omega}{V_s} \right) C_2^{\text{II}} e^{ix_2(K - \frac{\omega}{V_s})} \right].$$

耗尽层上的射频电压降为三个区电压降之和,在 I 区的电压降为

$$V_1^{\text{I}} = \int_0^{x_1} E_1^{\text{I}}(x) dx = \frac{J_1 x_1}{j\epsilon\omega} + \frac{C_1^{\text{I}} V_s}{j\omega} (e^{j\frac{\omega}{V_s} x_1} - 1); \quad (44)$$

II 区的电压降为

$$\begin{aligned} V_1^{\text{II}} &= \int_{x_1}^{x_2} E_1^{\text{II}}(x) dx \\ &= \frac{C_1^{\text{II}}}{jK} (e^{jKx_2} - e^{jKx_1}) - \frac{C_2^{\text{II}}}{jK} (e^{-jKx_2} - e^{-jKx_1}) + HJ_1(x_2 - x_1); \end{aligned} \quad (45)$$

III 区电压降为

$$V_1^{\text{III}} = \int_{x_2}^W E_1^{\text{III}}(x) dx = -\frac{C_2^{\text{III}} V_s}{j\omega} (e^{-j\frac{\omega}{V_s} W} - e^{-j\frac{\omega}{V_s} x_2}) + \frac{J_1(W - x_2)}{j\epsilon\omega}. \quad (46)$$

器件的阻抗为

$$\begin{aligned} Z &= \frac{C_1^{\text{I}} V_s}{j\omega J_1} (e^{j\frac{\omega}{V_s} x_1} - 1) + \frac{C_1^{\text{II}}}{jK J_1} (e^{jKx_2} - e^{jKx_1}) - \frac{C_2^{\text{II}}}{jK J_1} (e^{-jKx_2} - e^{-jKx_1}) \\ &\quad - \frac{C_2^{\text{III}} V_s}{j\omega J_1} (e^{-j\frac{\omega}{V_s} W} - e^{-j\frac{\omega}{V_s} x_2}) + \frac{W + x_1 - x_2}{j\epsilon\omega} + H(x_2 - x_1). \end{aligned} \quad (47)$$

六、结 语

该器件工作时,异质结中的界面态处于高电场区边缘,在高电场下界面态的性质及其对器件性能的影响还都不清楚,这是有待进一步研究的重要课题。

参 考 文 献

- [1] M. Gilden, M. F. Hines, *IEEE*, **ED-13**(1966), 169.
- [2] W. T. Read, *Bell. Syst. Tech. J.*, **37**(1958), 401.
- [3] B. Culshaw, R. A. Giblin, P. A. Blakey, *Inter. J. Elec.*, **37**(1974), 577.
- [4] B. Culshaw, P. A. Blakey, R. A. Giblin, *Electron. Lett.*, **11**(1975), 5, 102.

A PROPOSAL OF DOUBLE HETEROJUNCTION DOUBLE DRIFT-REGION InP/InGaAsP/InP AVALANCHE DIODE

YANG YU-FEN

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this article, a double heterojunction double drift-region InP/InGaAsP/InP avalanche diode is proposed. The analysis manifests: the voltage modulation depth is 100% corresponding to efficiency of 64%. The small signal theory analysis of the device impedance is also given.