

非均匀掺杂 P-型 GaAs 红外等离子体 反射光谱的计算*

陈焜兮 李国华 钮金真 郭长志
(北京大学物理系)

提 要

本文用电子计算机解光导纳微分方程组研究了P-型 GaAs 非均匀掺杂层中自由载流子的表面浓度、浓度分布、厚度和衬底浓度对红外等离子体反射光谱的影响,并讨论其应用方法和适用范围。

一、引 言

半导体中等离子体与光波共振引起的反射光谱常出现明晰的反射极小值。这现象引起广泛的理论和实验研究,并已整理出一些比较可靠的校准公式,成功地用于测高、低迁移率均匀掺杂半导体的自由载流子的浓度、有效质量和散射弛豫时间等^[1-8]。

但把这种光谱技术推广用于非均匀掺杂半导体时会遇到困难。因为这时光谱不但与表面自由载流子的浓度和迁移率有关,而且与非均匀层的厚度、浓度分布、衬底浓度都有关系。近年来理论上为了克服非均匀层的麦克斯韦方程组无平面波解的困难,曾作过几种尝试^[9-11],并在测量上为克服未知因素太多的困难也曾提出过几种处理方法^[9-11]。但迄今尚未见有关技术上非常重要的低迁移率 P-型 GaAs 非均匀掺杂层红外等离子体反射光谱的计算和实验工作。

为了便于用这种光谱研究 Zn 在 GaAs 中的扩散规律和测定离子注入非均匀薄层的表面载流子浓度等,本文计算分析了上述诸因素的影响,并提供从实验反射光谱数据得出非均匀层的表面自由载流子浓度和厚度所需的计算图线,讨论其用法和适用范围。

二、均匀掺杂半导体中迁移率对红外等离子体反射光谱的影响

圆频率为 ω 的光波垂直投射到无限厚均匀样品的表平面时的光功率反射率为

$$R = \left| \frac{N-1}{N+1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (1)$$

其中 N 是样品的复折射率,它与折射率 n , 吸收指数或消光系数 k , 复介电常数或复相对电

* 1979年8月24日收到。

容率 ϵ 之间的关系为

$$N \equiv n - jk = \sqrt{\epsilon}, \quad \epsilon \equiv \epsilon' - j\epsilon'' \quad (2)$$

这里 $j \equiv \sqrt{-1}$.

与圆频率 ω 有关的复相对电容率可看作是价电子、自由电子和声子部分的叠加^[8,12]

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{P_0 q^2}{m^* \epsilon_v} \cdot \frac{1}{-\omega^2 + j \frac{\omega}{\tau}} + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \bar{\gamma} \omega} \quad (3)$$

$$= \epsilon_\infty \left[1 - \frac{(\omega_{p0} \tau)^2}{\omega \tau} \frac{1}{\omega \tau - j} - \frac{\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} - 1\right)}{\left[\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - 1\right] - j \left(\frac{\bar{\gamma}}{\omega_0}\right) \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)} \right] \quad (4)$$

这里 ϵ_0 和 ϵ_∞ 各是价电子的静态和低频相对电容率, ϵ_v 是真空电容率, ω_0 是横向光学声子的圆频率, $\bar{\gamma}$ 是声子的阻尼常数, P_0 和 m^* 各是自由载流子的浓度和电导有效质量, q 是电子电荷, ω_{p0} 是自由载流子的等离子体共振圆频率

$$\omega_{p0} = \sqrt{\frac{P_0 q^2}{m^* \epsilon_\infty \epsilon_v}} \quad (5)$$

τ 是自由载流子的散射弛豫时间, 在计算中近似地用其平均值代替

$$\tau \approx \langle \tau \rangle = \frac{m^* \mu}{q} \quad (6)$$

μ 是自由载流子的迁移率. (3) 式中右边第三项是纵向光学声子的贡献. 对于 GaAs, $\epsilon_0 = 13.08$, $\epsilon_\infty = 11.10$, $\omega_0 = 5.05 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$, $\frac{\bar{\gamma}}{\omega_0} = 0.007^{[8,13]}$, 如 $m^* = 0.40 m_0$, m_0 为电子质量, 则当 $P_0 = 3 \times 10^{18} - 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\omega = \omega_{p0}$ 时, (4) 式右边方括号中第三项 $\left(\frac{-0.216}{1 - 0.0116j} - \frac{-0.000731}{1 - 0.000453j}\right)$ 比第二项 $\left(\frac{-1}{1 - 0.286j}\right)$ 小得多. 故在这范围内第三项基本上可以忽略, 因而 ϵ 和 N 的色散关系的实部和虚部可分别写成

$$\begin{cases} \epsilon' = n^2 - k^2 = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{v_{p0}^2}{v^2 + G^2}\right), \\ \epsilon'' = 2nk = \epsilon_\infty \frac{G}{v} \frac{v_{p0}^2}{v^2 + G^2}, \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} n = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon')}, \\ k = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon')}. \end{cases} \quad (8)$$

式中 $v \equiv \frac{1}{\lambda} \equiv \frac{\omega}{2\pi c}$ 为波数, $v_{p0} \equiv \frac{1}{\lambda_{p0}} \equiv \frac{\omega_{p0}}{2\pi c}$ 为等离子体共振波数, λ 、 λ_{p0} 各为其相应的波长, c 是真空光速, $G \equiv \frac{1}{2\pi c \tau}$, $\frac{G}{v} = \frac{1}{\omega \tau}$.

对于高迁移率半导体, $\omega \tau \gg 1$, 则 $k \approx 0$, 这时由 $\frac{dR}{d\omega} = 0$ 得出 R 为极小值 R_{m0} 时

的波数 ν_{m0} 与 ν_{P0} 之间有简单关系

$$\nu_{m0} = \nu_{P0} / \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_{\infty}}} \quad (9)$$

但对于低迁移率半导体(例如 P-型 GaAs 在上述浓度范围内, $30 < \mu < 120 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$),

$\omega\tau \gg 1$ 不成立, $k \approx 0$, 则由 $\frac{dR}{d\omega} = 0$ 得出 R 为极小值 R_m 时的波数 ν_m 近似为

$$\nu_m \approx \nu_{m0} \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{G}{\nu_{m0}} + \frac{1}{2} \left(\frac{G}{\nu_{m0}}\right)^2 + \frac{9}{16} \left(\frac{G}{\nu_{m0}}\right)^3}, \quad (10)$$

这时

$$\nu_{P0} \approx \nu_m \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_{\infty}}} / \sqrt{1 + 0.25 \left(\frac{G}{\nu_m}\right) + 0.531 \left(\frac{G}{\nu_m}\right)^2 + 0.68 \left(\frac{G}{\nu_m}\right)^3}, \quad (11)$$

$$\approx \nu_m \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_{\infty}}} / \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{G}{\nu_m}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{G}{\nu_m}\right)^2 + \frac{9}{16} \left(\frac{G}{\nu_m}\right)^3}, \quad (12)$$

因在 R_m 附近 $\frac{d\epsilon''}{d\epsilon'} \approx -\frac{3}{2} \frac{G}{\nu}$, $\frac{k}{n} \approx \frac{1}{4}$. 在上述浓度范围内, 均匀掺杂 P-型 GaAs 测出的 ν_m 和霍尔迁移率 μ_H 与 P_0 之间有下列经验关系^[7]

$$\nu_m = \left[\frac{P_0}{1.577 \times 10^{21}} \right]^{0.53093} \times 10^4 \text{ cm}^{-1}, \quad (13)$$

$$\mu_H = 2.19539 \times 10^7 P_0^{-0.285} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}, \quad (14)$$

故

$$G = \frac{0.93424 \times 10^4}{\left(\frac{m^*}{m_0}\right) \mu_H} = \frac{4.2555 \times 10^{-4}}{m^*/m_0} P_0^{0.285} \text{ cm}^{-1} \quad (15)$$

三、非均匀掺杂半导体的光导纳方程

设样品表面在 $Z = -Z_M$ 的 XY -平面上(图1), $-Z_M < Z < 0$ 是厚度为 Z_M 的非均匀掺杂层. 设层内的自由载流子浓度只沿 Z 轴变化, 即 $P_2 = P(Z)$, 则这层内的复折射率 $N_2 = N(Z)$.

如垂直入射光波在整个传播过程中的电场只有 y -轴分量 ($E = E_y$), 磁场只有 x -轴分量 ($H = H_x$), 则其麦克斯韦方程组的非平面波解的电场部分应具 $E_2(Z, t) = E_2(Z) e^{i\omega t}$ 形式.

$Z > 0$ 为无限厚均匀掺杂衬底, 其自由载流子浓度为 P_3 , 复折射率为 N_3 , 且无反射波, 故这里有只向右行进的单一透射平面波解 $E_3(Z, t) = E_3(Z) e^{i\omega t}$, $E_3(Z) = E_{30} e^{-i\frac{\omega}{c} N_3 Z}$, N_3, E_{30} 与 Z 无关.

$Z < -Z_M$ 为真空, 其复折射率 $N_1 = 1$, 这里电场为

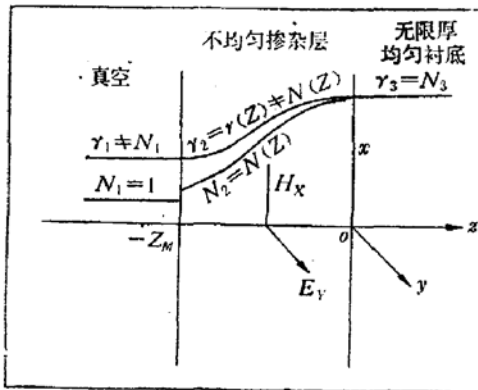


图1 计算中所用的电磁模型

$$E_1(Z, t) = E_1(Z)e^{i\omega t}, \quad E_1(Z) = E_1^+ e^{-i\frac{\omega}{c}Z} + E_1^- e^{+i\frac{\omega}{c}Z},$$

E_1^+ 和 E_1^- 各为平面入射波和一切平面反射波总和的振幅, 皆与 Z 无关. 由在 $Z = -Z_M$ 界面处 E_y 、 H_x 连续的边界条件得出光波的反射比为

$$r \equiv \frac{E_1^- e^{-i\frac{\omega}{c}Z_M}}{E_1^+ e^{i\frac{\omega}{c}Z_M}} = \frac{1 - \gamma(-Z_M)}{1 + \gamma(-Z_M)}, \quad (16)$$

式中

$$\gamma(Z) \equiv -\sqrt{\frac{\mu_v H_x(Z)}{\epsilon_v E_y(Z)}} \equiv Y_1(Z) - jY_2(Z) \quad (17)$$

称为光波在介质中的光导纳^[14], μ_v 为真空磁导率, $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_v \epsilon_v}}$. 故光功率反射率可用光导纳表为

$$R_{Z_M} \equiv r r^* = \left| \frac{1 - \gamma(-Z_M)}{1 + \gamma(-Z_M)} \right|^2 = \frac{[Y_1(-Z_M) - 1]^2 + [Y_2(-Z_M)]^2}{[Y_1(-Z_M) + 1]^2 + [Y_2(-Z_M)]^2}. \quad (18)$$

显然不管各相邻介质中 N 是否连续, γ 都是连续的(图 1), 而且在只有单一平面波的介质中 $\gamma = N$. 微分 (17), 并用麦克斯韦方程化简得

$$\frac{d\gamma}{dZ} = \frac{j\omega}{c} [\gamma^2 - \epsilon(Z)], \quad (19)$$

或

$$\begin{cases} \frac{dY_1}{dZ} = 2\pi\nu [2Y_1 Y_2 - \epsilon''(Z)], \\ \frac{dY_2}{dZ} = -2\pi\nu [Y_1^2 - Y_2^2 - \epsilon'(Z)]. \end{cases} \quad (20)$$

式中 $\epsilon(Z)$ 分布的色散关系可由 (7) 式写成

$$\begin{cases} \epsilon'(Z) = \epsilon_\infty - \frac{F_i(Z)\epsilon_\infty\nu_{p0}^2}{\nu^2 + G^2}, \\ \epsilon''(Z) = \frac{G}{\nu} \frac{F_i(Z)\epsilon_\infty\nu_{p0}^2}{\nu^2 + G^2}. \end{cases} \quad (21)$$

由于 P-型 GaAs 在上述浓度范围内, $0.28 \leq \frac{m^*}{m_0} \leq 0.44$ ^[16,15,16], 故 m^* 近似为常数, 则反映非均匀层中自由载流子浓度沿 Z -轴分布的函数

$$F_i(Z) \equiv \frac{\nu_p^2}{\nu_{p0}^2} \approx \frac{P(Z)}{P(-Z_M)} \equiv \frac{P}{P_0}, \quad F_i(-Z_M) = 1, \quad F_i(0) = \frac{P_3}{P_0} \equiv P_b. \quad (22)$$

P_0 为表面的自由载流子浓度. ν_{p0} 由 (12), (13), (15) 计算. 为了比较不同分布的影响, 计算了图 2 中 $i = 1, 2, 3, 4$ 四种分布函数

$$\left. \begin{aligned} \text{高斯分布} \quad & F_1(Z) = P_b \frac{(\frac{Z}{Z_M} + 1)^2}{2}, \\ \text{线性分布} \quad & F_2(Z) = P_b \left(\frac{Z}{Z_M} + 1 \right) - \frac{Z}{Z_M}, \\ \text{余弦分布} \quad & F_3(Z) = \cos \left[\left(\frac{Z}{Z_M} + 1 \right) \sin^{-1} \sqrt{1 - P_b^2} \right], \\ \text{倒指数分布} \quad & F_4(Z) = 2 - (2 - P_b) \frac{(\frac{Z}{Z_M} + 1)}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

由(15), G 在非均匀层内应随 $P(Z)$ 变化, 但在光反射过程中起主要作用的应是由 P_0 所决定的 G 值. 故 $G(P)$ 近似地取 $G(P_0)$. 所以用初始条件

$$\gamma(0) = N_3 = N(0)$$

或

$$\begin{aligned} Y_1(0) &= n_3 = n(0), \\ Y_2(0) &= k_3 = k(0). \end{aligned} \quad (24)$$

用式(8), (21), (23) 即可由式(20) 解出 $\gamma(Z)$ 再由式(18) 算出以 Z_M, P_b 和 P_0 为参量的反射光谱 $R_{Z_M, P_b, P_0}(\nu)^{[11]}$.

引入距离和波数的无量纲变量 $\zeta \equiv Z\nu\nu_{P_0} (\zeta_M \equiv Z_M\nu\nu_{P_0})$, $\xi \equiv \frac{\nu}{\nu_{P_0}}$, 以及反映迁移率影响的无量纲参量 $\beta \equiv \frac{G}{\nu_{P_0}}$, 上述式(19), (20), (21) 各变成

$$\frac{d\gamma(\zeta)}{d\zeta} = 2\pi\xi[\gamma^2(\zeta) - \sigma(\zeta)], \quad (25)$$

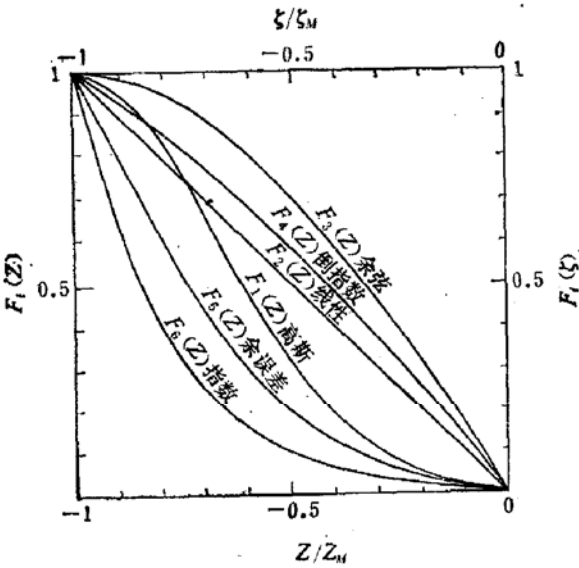


图2 $P_0 = 0.01$ 时自由载流子浓度沿 Z -轴的各种分布

$$\begin{cases} \frac{dY_1(\zeta)}{d\zeta} = 2\pi\xi[2Y_1Y_2 - \sigma''(\zeta)], \\ \frac{dY_2(\zeta)}{d\zeta} = -2\pi\xi[Y_1^2 - Y_2^2 - \sigma'(\zeta)], \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \sigma'(\zeta) = \sigma_\infty - \frac{F_i(\zeta)\epsilon_\infty}{\xi^2 + \beta^2}, \\ \sigma''(\zeta) = \frac{\beta}{\xi} \frac{F_i(\zeta)\epsilon_\infty}{\xi^2 + \beta^2}. \end{cases} \quad (27)$$

由于 P_0 在 $3 \times 10^{18} - 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 内时 $\beta = 0.998 - 0.255$, 故在计算式(27) 时取 $\beta \approx \bar{\beta} = 0.372$, 其中 $\bar{\beta}$ 是 β 对 P_0 的平均值. 浓度分布函数式(23) 变成

$$\left. \begin{aligned} \text{高斯分布} \quad F_1(\zeta) &\equiv P_b \left(\frac{\zeta}{\zeta_M} + 1\right)^2, \\ \text{线性分布} \quad F_2(\zeta) &\equiv P_b \left(\frac{\zeta}{\zeta_M} + 1\right) - \frac{\zeta}{\zeta_M}, \\ \text{余弦分布} \quad F_3(\zeta) &\equiv \cos \left[\left(\frac{\zeta}{\zeta_M} + 1\right) \sin^{-1} \sqrt{1 - P_b^2} \right], \\ \text{倒指数分布} \quad F_4(\zeta) &\equiv 2 - (2 - P_b) \left(\frac{\zeta}{\zeta_M} + 1\right). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

用与有量纲变量时类似的步骤从式(25) 解出 $\gamma(-\zeta_M)$ 就可从下式算得以 ζ_M, P_b 为参量的各种 P_0 通用的反射光谱 $R_{\zeta_M, P_b}(\xi)$

$$R_{\zeta_M, P_b}(\xi) = \left| \frac{1 - \gamma(-\zeta_M)}{1 + \gamma(-\zeta_M)} \right|^2 = \frac{[Y_1(-\zeta_M) - 1]^2 + [Y_2(-\zeta_M)]^2}{[Y_1(-\zeta_M) + 1]^2 + [Y_2(-\zeta_M)]^2}. \quad (29)$$

四、结果与讨论

在北京大学 DJS-18 型计算机上用 Runge-Kutta 法分别解出光导纳微分方程组式 (20) 和 (26) 在初始条件式 (24) 下的数值解, 并各算出 $R_{Z_M, P_b, P_0}(\nu)$ 和 $R_{\zeta_M, P_b}(\xi)$. 前者综合为以 Z_M 和 P_3 为参量的四种分布的 $P_0-\nu_m$ 曲线如图 3—6, 后者直接画出以 ζ_M 和 P_b 为参量的通用光谱如图 7—9. 这些结果是经过多次试算使 $Z_M \rightarrow \infty$ 时的 ν_m 与式 (13) 相符而最后采用 $m^* = 0.3m_0$ 和适当步长算出的. 结果表明:

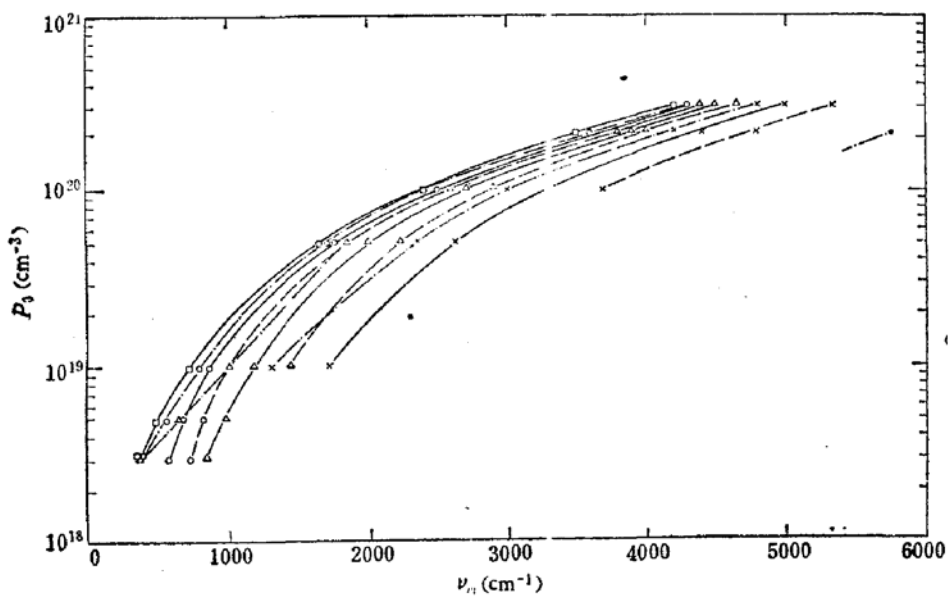


图 3 非均匀层中自由载流子浓度为高斯分布时, 以 Z_M 、 P_3 为参数的 $P_0-\nu_m$ 关系

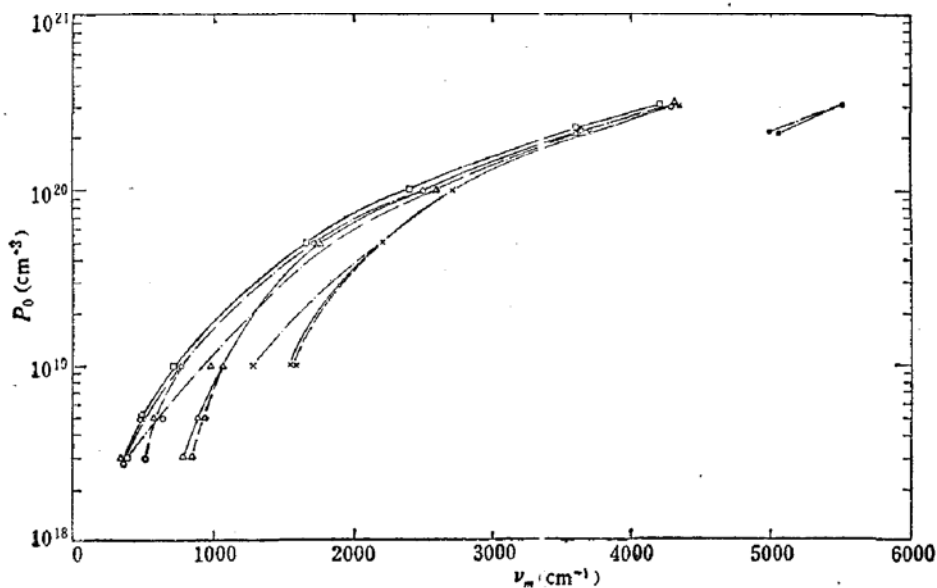


图 4 非均匀层中自由载流子浓度为线性分布时, 以 Z_M 、 P_3 为参数的 $P_0-\nu_m$ 关系

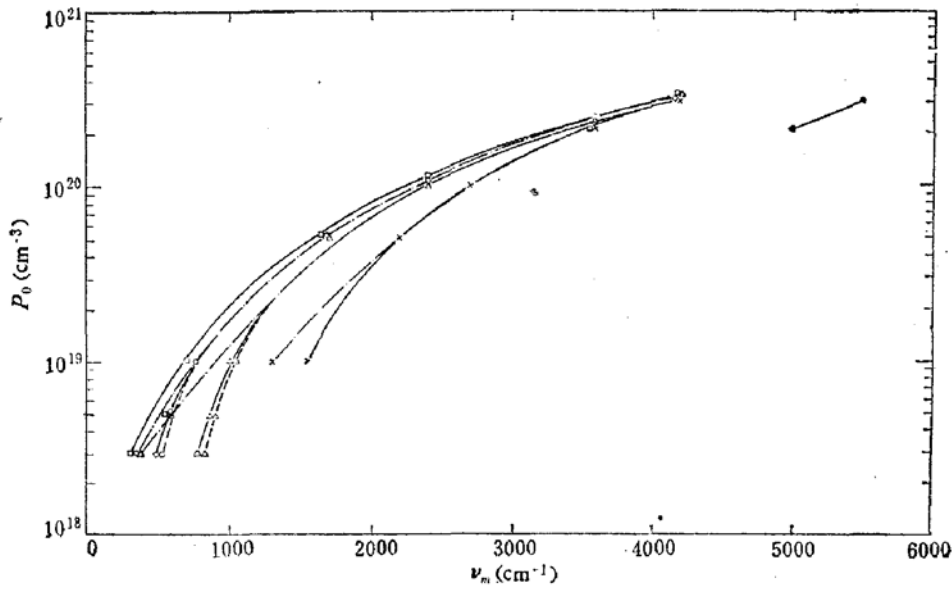


图 5 非均匀层中自由载流子浓度为倒指数分布时,以 Z_M, P_3 为参数的 $P_0-\nu_m$ 关系

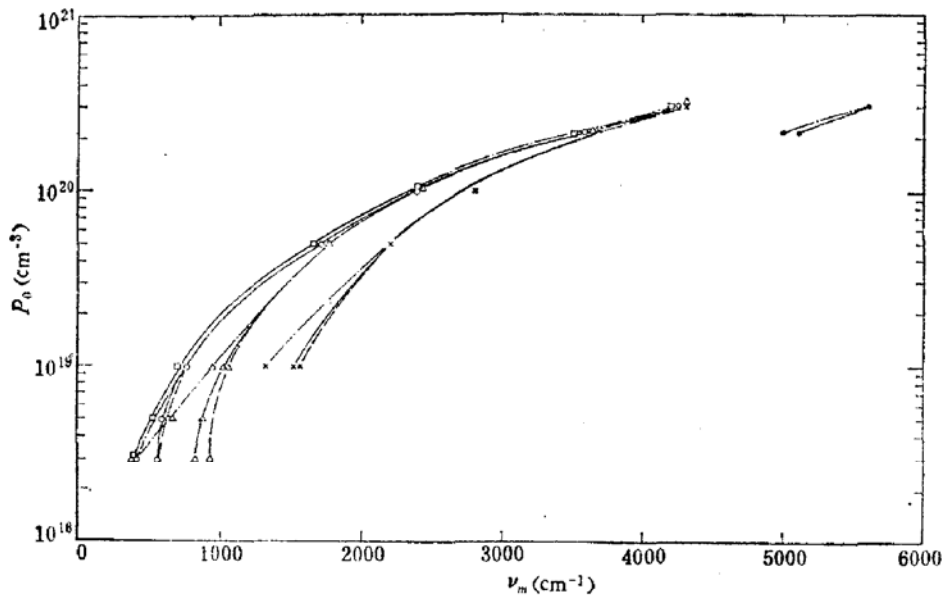


图 6 非均匀层中自由载流子浓度为余弦分布时,以 Z_M, P_3 为参数的 $P_0-\nu_m$ 关系

图 3-6 中, ● $Z_M = 0.2 \mu\text{m}$ × $Z_M = 0.5 \mu\text{m}$ △ $Z_M = 1 \mu\text{m}$ ○ $Z_M = 2 \mu\text{m}$
 □ $Z_M = 5 \mu\text{m}$ - - - $P_3 = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ — $P_3 = 3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ - - - $P_3 = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$

(一) 非均匀层厚度 Z_M 大于某一上限值 Z_{Mv} 时, 反射光谱极小值明显, 且整个光谱曲线几乎与浓度为 P_0 的无限厚均匀掺杂层的光谱曲线重合, 而与浓度分布、衬底浓度无关. 此时可用均匀掺杂层公式(12)或(13)从实验反射极小值确定非均匀层表面浓度 P_0 . 根据式(1)和(18), 不均匀层中 $\gamma(Z) \approx N(Z)$ 是 $R(\nu)$ 和 $R_{Z_M, P_b, P_0}(\nu)$ 不同的原因. 由式(19)看到当不均匀层厚度 Z_M 足够大而使 γ 的平均变化率 $\frac{d\gamma}{dZ} \approx \frac{\gamma(-Z_M) - \gamma(0)}{-Z_M}$ 相当小时, $\gamma(Z) \approx N(Z)$ 从而 $R_{Z_M, P_b, P_0}(\nu) \approx R(\nu)$ [同时 $R_{Z_M, P_b}(\xi) \approx R(\xi)$]. 将式(19)

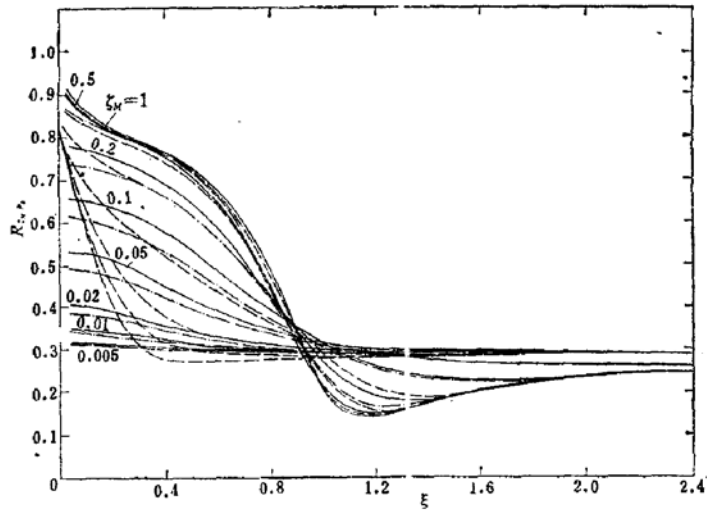


图7 非均匀层中自由载流子浓度为高斯分布时,以 ζ_M 和 P_b 为参数的通用反射光谱,其中 --- $P_b = 0.1$; — $P_b = 1 \times 10^{-3}$; - · - $P_b = 1 \times 10^{-5}$

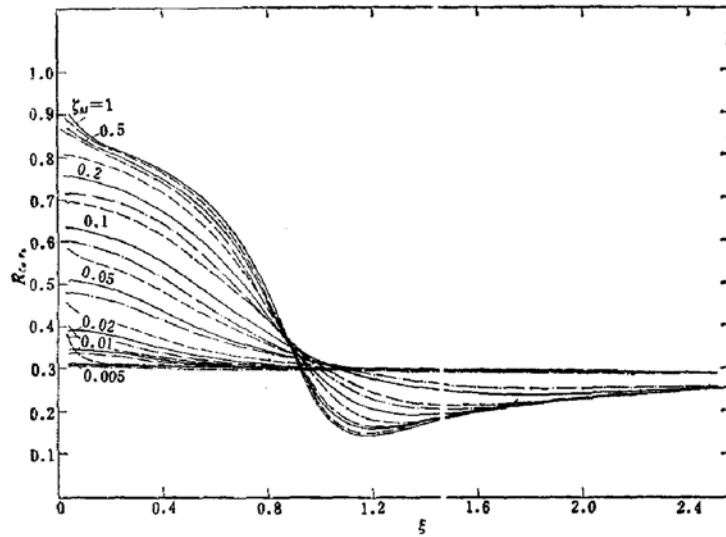


图8 非均匀层中自由载流子浓度为高斯分布时,以 ζ_M 和 P_b 为参数的通用反射光谱,其中 --- $P_b = 0.01$; — $P_b = 1 \times 10^{-4}$; - · - $P_b = 1 \times 10^{-6}$

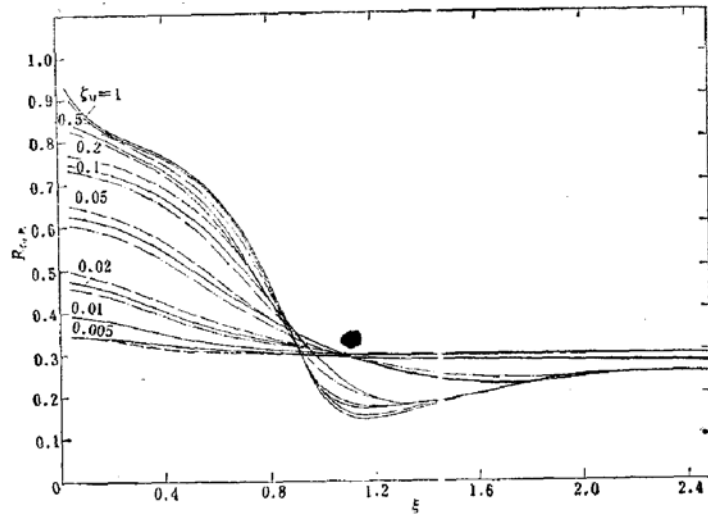


图9 非均匀层中自由载流子浓度为线性、倒指数、余弦分布时,以 ζ_M 和 P_b 为参数的通用反射光谱, $P_b = 1 \times 10^{-6} - 0.1$
其中, --- 余弦分布 — 倒指数分布 - · - 线性分布

两端对 Z 从 0 积分到 $-Z_M$, 可得到

$$\gamma(-Z_M) - N(-Z_M) = \frac{N_3 - N(-Z_M)}{1 + \frac{i\omega}{c} \bar{N} Z_M}, \quad (30)$$

其中 \bar{N} 是不均匀层中的平均复折射率, 在极小值附近可取 $\omega = \omega_m$. 从式中可见当 Z_M 增大、 P_0 增大 (ω_m 增大)、或不均匀性减低 ($N_3 - N(-Z_M)$ 减小) 时 $\gamma(-Z_M)$ 与 $N(-Z_M)$ 差别减小. 当 $\gamma(-Z_M)$ 与 $N(-Z_M)$ 的差等于给定的误差时从式 (28) 中解出的 Z_M 即 Z_{MU} . 对于 $P_0 = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 如允许 $\gamma(-Z_M)$ 与 $N(-Z_M)$ 相差 5%, 则可得 $Z_{MU} = 5.6 \mu\text{m}$. 计算机结果 (图 3—9) 也直接表明 $Z_{MU} \approx 5 \mu\text{m}$ 并肯定了上述定性规律.

(二) $Z_M < Z_{MU}$ 时, 光谱与 P_0 、 Z_M 、 P_b 、 $F_i(Z)$ 都有不同程度的关系. 总的特点是: 对于同一 P_0 , 随 Z_M 减小, ν_m 增大, 反差减小. P_b 的影响与分布有关, 高斯分布时 P_b 越小 ν_m 越大; 其它分布时 P_b 对光谱几乎无影响 (见图 9). 这时要由测出的 ν_m 确定 P_0 是有困难的. 但尚可用以下几种方法处理.

(i) 如 P_0 、 Z_M 和 $F_i(Z)$ 已知, 则可由测出的 ν_m 用图 3—6 在适当曲线之间进行插入.

(ii) 如已知 P_b 和 $F_i(Z)$, 甚至 ν_m 已不够明显, 则由测出的光谱确定在 ν_m 左边反差比较大的两个反射率及其相应的波数: (R_1, ν_1) , (R_2, ν_2) , 一般可取 $R_1 = 0.5$, $R_2 = 0.4$. 再在图 7—9 的通用光谱 $R_{\zeta_M, P_b}(\xi)$ 中各读出对 R_1 和 R_2 的两组无量纲变量对: $(\zeta_M, \xi)_{R_1}$, $(\zeta_M, \xi)_{R_2}$, 并分别作出 $(\xi/\nu_1 - 1/\zeta_M)_{R_1}$ 和 $(\xi/\nu_2 - 1/\zeta_M)_{R_2}$ 两条曲线, 由其交点 $(\lambda_{P_0}, \frac{\lambda_{P_0}}{Z_M})$ 即可由式 (12), (13), (15) 算出的图 10 定出 P_0 和 Z_M ^[11]. 对 $P_0 = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 的几种厚度试用结果表明, 定 P_0 的误差不超过 10%, 定 Z_M 的误差不超过 20%.

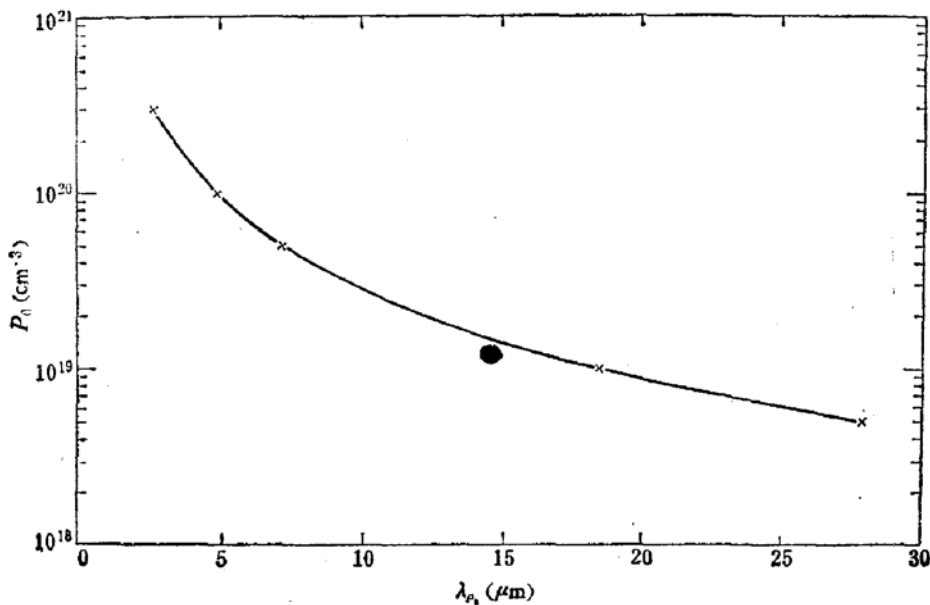


图 10 均匀掺杂 P-型 GaAs 的 P_0 - λ_{P_0} 关系

(iii) 如只知 P_3 , 则可用图 3—9 进行适当的估计. 并充分利用 P_b 很小时, 反射光谱几乎与 P_b 无关, 以及除了高斯分布外, 其它分布的反射光谱几乎与 P_b 无关的事实.

(三) 当 Z_M 小于某一下限值 Z_{ML} 时, 反射光谱不但无明显的极小, 而且反差几乎消失, 这时已无法用反射光谱进行测量. 实际上在式 (19) 中当 Z_M 很小时 $\frac{d\gamma}{dZ}$ 将很大从而 $\gamma(Z)$ 与 $N(Z)$ 有很大差别, 因此这时 $R_{Z, P_0, P_0}(\nu)$ 和 $R(\nu)$ 相差很大是可以理解的. Z_{ML} 的值也可以从计算机结果 (图 3—9) 得到, 并在所用的 P_0 范围内 $Z_{ML} \approx 0.1 \mu\text{m}$.

(四) 用红外等离子体反射光谱测出的实际上是 P_0/m^* . m^* 是光测表现电导有效质量, 特别是在高掺杂情况不一定等于电测或基本带边的电导有效质量, 更不会等于能态密度有效质量^[16]. P_0 是自由载流子浓度, 不是杂质浓度. 而且在非均匀掺杂层内自由载流子分布一般不等于杂质浓度分布.

(五) 计算中略去声子部分的贡献 (即略去纵光学声子和等离子体的耦合作用) 引起的极小值的移动在 $P_0 > 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时小于 0.3%, 在 P_0 为 1×10^{19} 、 5×10^{18} 、 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时各为 3、10、20%. 但在 $P_0 \leq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 范围内反射光谱法本身已不太准确.

本工作在编制程序和上机计算过程中得到清华大学数学教研组张万琪、陈水莲等同志多方协助, 谨此致谢.

参 考 文 献

- [1] W. G. Spitzer, H. Y. Fan, *Phys. Rev.*, **106** (1957), 5, 882.
W. G. Spitzer, J. M. Whelan, *Phys. Rev.*, **114** (1959), 4, 59.
- [2] A. A. Кухарский, В. К. Субашнев, *ФТТ*, **8** (1966), вып. 3, 753.
- [3] L. A. Murray, J. J. Rivera, P. A. Hoss, *J. Appl. Phys.*, **37** (1966), No. 13, 4743.
- [4] P. A. Schumann, Jr., *Solid State Technology*, **13** (1970), No. 1, 50.
- [5] 物理系激光一组, 北京大学学报 (1973), 第一期, 57—68 页.
- [6] B. Rheinländer, *Phys. Stat. Sol.*, (b), **55** (1973), No. 1, K69.
- [7] J. W. Philbrick, C. A. Pillus, C. P. Schneider, *Solid State Technology*, **16** (1973), No. 4, 66.
- [8] H. Sobotta, H. Neumann, A. Müller, V. Reide, *Solid-State Electronics*, **21** (1978), No. 4, 699.
- [9] T. Abe & T. Kato, *Jap. J. Appl. Phys.*, **4** (1965), No. 10, 742.
T. Abe & Y. Nishi, *Jap. J. Appl. Phys.*, **7** (1968), No. 4, 397.
- [10] V. K. Subashiev & A. A. Kukharskii, *Phys. Stat. Sol.*, **23** (1967), No. 2, 447.
- [11] E. Hild & A. Grofesik, *Infrared Phys.*, **18** (1978), No. 1, 23.
- [12] B. B. Varga, *Phys. Rev.*, **137** (1965), No. 6A, A1896.
- [13] S. Iwasa, I. Balslev, E. Burstein, Proc. 7th Int. Conf. Phys. Semicond., Paris. (1964), 1077.
- [14] B. S. Blasisse, *J. Physique*, **11** (1950), 7, 315.
- [15] 青木昌治, 化合物半导体デバイス, (1973), 359.
- [16] F. P. Kesamanly, Yu. V. Maltsev, P. N. Nasledov, Yu. I. Ukhanov, *Phys. Stat. Sol.*, **13** (1966), No. 2, K119.

CALCULATION OF INFRARED PLASMA REFLECTION SPECTRA OF INHOMOGENEOUSLY DOPED P-TYPE GALLIUM ARSENIDE

Chen Wei-xi, Li Guo-hua, Niu Jin-zhen and Guo Chang-zhi

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

The influence of the surface concentration and concentration profile of free carriers, the layer thickness and free carrier concentration of the homogeneous substrate on the infrared plasma reflection spectra of the inhomogeneously doped P-type GaAs layers is analyzed by computer solutions of differential equations for the optical admittance. Computed spectra are reported for four different profiles and several substrate concentrations. Methods for evaluation of the measured reflection spectra and the limitation of this technique are discussed.