

InGaAsP 半导体激光器中能带结构对俄歇复合的影响及其对 T_0 的贡献

郭长志 刘要武*

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1985年5月27日收到

本文从理论上分析了 InGaAsP 半导体激光器中能带结构对俄歇复合的影响及其对 T_0 的贡献,指出 $k \cdot p$ 微扰能带不适于描述俄歇复合中的(i)高能载流子和(ii)低能空穴,赝势能带不适于描述 Γ 点附近的电子。因而提出改进的能带结构,并用它得出带-带间直接俄歇复合过程可以对 T_0 有主要贡献,其中不排除 CHSH 过程的存在,但造成 T_0 小的主要过程是 CHCC 的明确结论。同时说明采用 $k \cdot p$ 微扰能带时,由于上述(i)和(ii)的后果相反而互相抵消,如能带参数取值正确,也可得出大致正确的结论。

一、引言

光纤通信技术的发展要求光发射器与接收器的峰值波长在 $1.3 \mu\text{m}$ 或 $1.55 \mu\text{m}$ 左右。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}-\text{InP}$ 激光器的发射峰值可以满足上述要求,工艺上也比较容易得到长寿命的可靠的器件。但是其阈值温度的敏感性比 $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 激光器要大得多。即存在 T_0 太小,或所谓“ T_0 问题”。这个问题对应用的妨碍很大,因而引起对产生 T_0 问题的原因及其克服方法等进行了大量的理论和实验的研究^[1]。

迄今曾提出过五种产生 T_0 问题的机理^[1],它们在定性上似乎都有一定的可能性,但在理论上大都未能得到严格的定量证明。在实验上也难以取得直接的证据,所以大都引起不同程度的争论,而未能做出最后的肯定或否定的结论^[1]。其中以俄歇复合对注入载流子的损耗机理研究得比较深入,但最近也出现比较尖锐的争论^[2-4]。我们认为要澄清这些问题必须从能带结构入手,因此本文将着重从理论上探讨能带结构对俄歇复合的影响及其对 T_0 的贡献。

二、理论

半导体激光器中可能对 T_0 有贡献的俄歇复合过程主要是导带电子与重价带空穴复合后,把能量和动量传给另一个导带电子(CHCC),或者重价带空穴与导带电子复合后把能量和动量传给自旋-轨道分裂带另一个空穴(CHSH)的过程,如图 1 所示,其复合率一般可表为^[5,2]:

* 现在上海交通大学应用物理系。

$$R = \frac{8\pi}{\hbar} \left(\frac{V}{8\pi^3} \right)^3 \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_{1'} d\mathbf{k}_{2'} |U_{if}|^2 P, \quad (1)$$

$$U_{if} = \frac{4\pi e^2}{8V} \cdot \frac{F_{11'} F_{22'}}{\Lambda^2 + (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{2'})^2} \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{1'} - \mathbf{k}_{2'}) \\ \times \delta(E_1 + E_2 - E_{1'} - E_{2'}), \quad (2)$$

$$P = [1 - e^{(F_V - F_C)/kT}] f_1(\mathbf{k}_1) f_2(\mathbf{k}_2) f_{1'}(\mathbf{k}_{1'}) [1 - f_{2'}(\mathbf{k}_{2'})]. \quad (3)$$

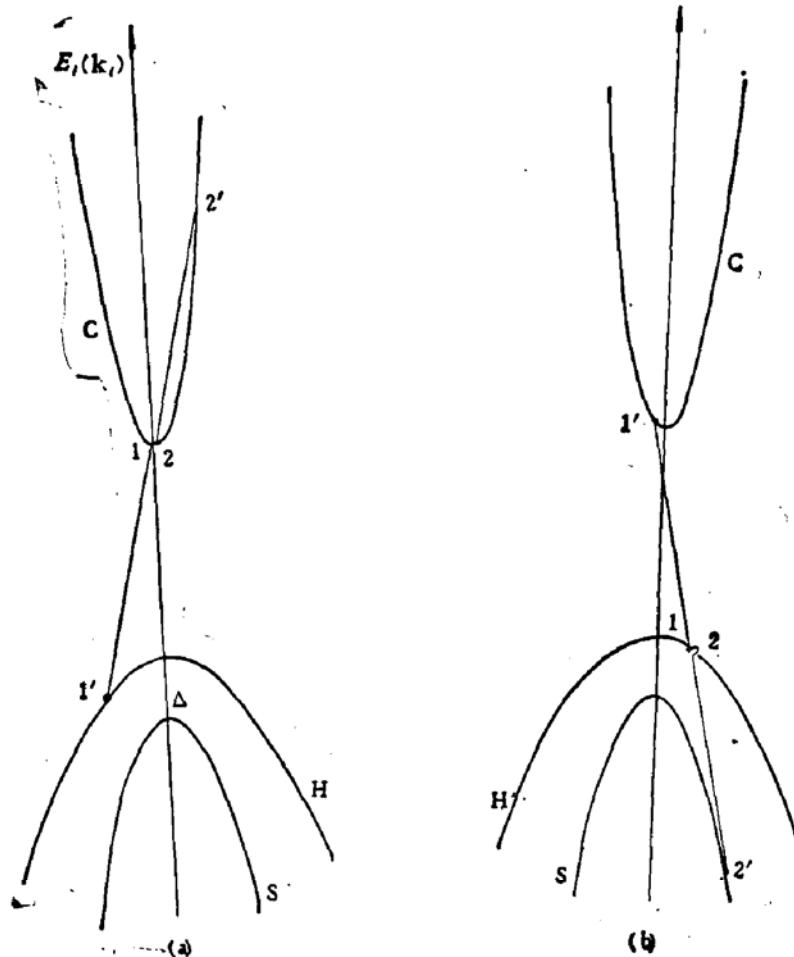


图1 主要的俄歇复合过程
(a) CHCC 过程; (b) CHSH 过程

E_i 、 \mathbf{k}_i 、 $f_i(\mathbf{k}_i)$ 分别是载流子的能量、波矢和费米分布函数, 其脚码 $i = 1, 2; 1', 2'$ 各标志碰撞前后的各态载流子.

$$\Lambda^2 = \left(\frac{\epsilon \hbar^2}{m_c \cdot 4e^2} \right) \left(\frac{\pi}{3n} \right)^{1/3} \ll (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{2'})^2 \quad (4)$$

是库仑相互作用屏蔽参量, n 是载流子浓度, ϵ 是相对介电常数, e 是电子电荷, $\hbar = \frac{\hbar}{2\pi}$, \hbar 是普朗克常数, k 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度, F_{ii} 是初、末态波函数中晶格周期因子的重叠积分. 各态载流子的有效质量皆定义为:

$$m_i = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_i^2}{2\epsilon_i(\mathbf{k}_i)}. \quad (5)$$

$\epsilon_i(\mathbf{k}_i)$ 是相对于 i 能带极值的 \mathbf{k}_i 态动能. (1)式表明俄歇复合率主要由初、末态之间的

跃迁矩阵元 u_{ij} 和各态的统计权重函数 P 决定。 u_{ij} 要求两个载流子在碰撞前后的总动量和总能量必须守恒：

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2, \quad (6)$$

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2. \quad (7)$$

P 要求碰撞前 $1, 2, 1'$ 态必须是占据态，而 $2'$ 态必须是空态。由(6),(7)要求 $1, 2, 1'$ 态不能都与能带极值重合，故其动能之和必须超过一定的阈值 $E_T - E_s$ ，俄歇复合才能发生。 E_T 称阈值能量，它与禁带宽度 E_s 和自旋-轨道耦合分裂能量 Δ 之间的关系为：

$$\text{对 CHCC}^{[5]}: \quad E_T = \frac{2m_{CO} + m_{HO}}{2m_{CO} + m_{HO} - m_C} E_s, \quad (8)$$

$$\text{对 CHSH}^{[6]}: \quad E_T = \frac{2m_{HO} + m_{CO}}{2m_{HO} + m_{CO} - m_S} (E_s - \Delta). \quad (9)$$

而禁带宽度越小，电子与空穴有效质量之比越小，则 E_T 越小，俄歇复合率越大，这时俄歇复合率的温度敏感性虽然相应变小，但仍然比辐射复合率对温度敏感得多。因而，仍会使 T_0 明显减小。但是实际上会减小多少，以及使 T_0 减小的主要因素是 CHCC 还是 CHSH 过程，则与具体的能带结构有密切的联系。由于目前尚缺少 $In_xGa_{1-x}As, P_{1-y}$ 四元系的能带数据，所涉具体能带结构只能用有关的四个二元系按其组分适当插值得到。

A. $k \cdot p$ 微扰能带情况

对于 $k \cdot p$ 微扰能带^[7]，(2)式中的重叠积分为：

$$|F_{ij}|^2 = \delta_{ij} + \frac{\alpha_{ij}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)^2}{E_i - E_j} (1 - \delta_{ij}), \quad (10)$$

$$\alpha_{ij} = \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 \frac{|\epsilon \cdot \langle i, \mathbf{k}_i | \mathbf{p} | j, \mathbf{k}_j \rangle|^2}{[E'_i(\mathbf{k}_i) - E'_j(\mathbf{k}_j)]^2} (E_i - E_j), \quad (11a)$$

$$E'_i(\mathbf{k}_i) \equiv E_i - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_i^2}{2m}. \quad (11b)$$

并在(5)定义中 $\epsilon_i(\mathbf{k}_i)$ 用 $k \cdot p$ 微扰能带，则得出 CHCC 和 CHSH 俄歇复合率^[2,3]。

$$R_{CHCC} = \frac{4e^4 V \alpha_{CH} m_{CO}}{\pi^3 \hbar^3 \epsilon^2 E_s} [1 - e^{(F_V - F_C)/kT}] \cdot \int_0^\infty dz_1 z_1^2 \\ \times \int_{A(z_1)}^\infty dz_2 \frac{z_2^4}{(A^2 + z_2^2)^2} [2\alpha_C z_2^2 - (1 + 2\mu_H) z_1^2 - 2k_e^2]^{1/2} \\ \times \int_{-1}^1 dt' F(z_1, z_2) f_V(z_1, z_2), \quad (12)$$

$$R_{CHSH} = \frac{4e^4 V \alpha_{CH} \alpha_{SH} m_{HO}}{\pi^3 \hbar^3 \epsilon^2 E_s^2} [1 - e^{(F_V - F_C)/kT}] \cdot \int_0^\infty dz_1 z_1^2 \\ \times \int_{A(z_1)}^\infty dz_2 \frac{z_2^6}{(A^2 + z_2^2)^2} \left[2\alpha_S z_2^2 - \left(1 + \frac{2}{\mu_H}\right) z_1^2 - 2\mu_H k_e^2 \right]^{1/2} \\ \times \int_{-1}^1 dt' F(z_1, z_2) f_c(z_1, z_2). \quad (13)$$

所涉及各量定义与文献[3]同。

B. 质势能带情况

有关二元系的质势能带 $E_i(k)$ 目前只有数值解^[8], 为了能够应用于俄歇复合的计算, 必须对(1)式进行一定的简化, 假设^[4]

(i) 在动量守恒和能量守恒条件中忽略初态电子的贡献;

(ii) 电子占据几率用费米分布函数, 而空穴占据几率则用玻耳兹曼分布函数;

则可得出 CHCC 俄歇复合率^[4]:

$$R_{\text{CHCC}} = \frac{16\pi e^4 V n^2 \alpha_{\text{CH}}}{\epsilon^2 \hbar E_g} [1 - e^{(E_V - E_C)/kT}] \frac{f_H(k_0)}{|\epsilon'_C(k_0) - \epsilon'_H(k_0)|} \quad (14)$$

k_0 满足

$$\epsilon_c(k_0) - E_g - \epsilon_H(k_0) = 0 \quad (15)$$

而从最可几跃迁的分析可知^[5], 碰撞几率最大的跃迁是发生在 $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ 的载流子之间的跃迁, 故可得出 CHSH 俄歇复合率:

$$R_{\text{CHSH}} = \frac{8\pi^{5/2} e^4 V n p^2 \alpha_{\text{CH}} \alpha_{\text{SH}}}{\epsilon^2 \hbar E_g^2} \left(\frac{\hbar}{m_H k T} \right)^{3/2} [1 - e^{(E_V - E_C)/kT}] \cdot \frac{k_0^2 e^{-2\epsilon_H(\frac{k_0}{2})/kT}}{|\epsilon'_S(k_0) - \epsilon'_H(\frac{k_0}{2})|} \quad (16)$$

k_0 满足

$$\epsilon_S(k_0) - 2\epsilon_H\left(\frac{k_0}{2}\right) - E_g + \Delta = 0 \quad (17)$$

(14), (16)式中的 $\epsilon'_C(k_0)$, $\epsilon'_H(k_0)$, $\epsilon'_S(k_0)$ 各为 $\epsilon_c(k_0)$, $\epsilon_H(k_0)$, $\epsilon_S(k_0)$ 在 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ 点对波矢的一阶微商.

C. 改进的能带结构

就质势能带而言, 带边电子的动量和动能与重空穴的动量和动能相比确实可以忽略。但质势能带是以光吸收谱实验为依据的半经验计算得出的。这种实验只能提供能谱中各能级之间总的光跃迁效果, 不能完全保证计算出的能带在 \mathbf{k} 空间某些特定点上的准确性, 比如在 Γ 点附近它就不一定能够与迴旋共振实验直接测出的有效质量完全相符。而对俄歇复合率大小及其温度关系影响最大的正是这些初态载流子的动能。初态电子和初态空穴在布里渊区中所处的位置是不同的, 初态电子更接近 Γ 点。如果用正确的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰能带计算初态电子的动能, 则它与初态空穴的动能相比就不可忽略了。所以俄歇复合的计算应该以正确的能带结构为基础考虑全部载流子在守恒条件中的作用。可以认为正确的能带结构必须在带边与 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰能带相重合, 在远离 Γ 点处接近质势能带、在这两者之间, 有一个过渡区域。如采用最简单的线性过渡, 则这过渡区域可由下式给出:

$$\epsilon_C(k) = \begin{cases} \epsilon_C^{k \cdot p}(k) & k < \frac{c}{2} \\ \epsilon_C^{k \cdot p}(k) 2\left(1 - \frac{k}{c}\right) + \epsilon_C^{\text{pseud}}(k) \left(\frac{2k}{c} - 1\right) & \frac{c}{2} \leq k \leq c \\ \epsilon_C^{\text{pseud}}(k), & k > c \end{cases} \quad (18)$$

$$\varepsilon_H(k) = \begin{cases} \varepsilon_H^{k+p}(k) & k < \frac{\nu}{2} \\ \varepsilon_H^{k+p}(k)2\left(1 - \frac{k}{\nu}\right) + \varepsilon_H^{\text{pseud}}(k)\left(\frac{2k}{\nu} - 1\right) & \frac{\nu}{2} \leq k \leq \nu \\ \varepsilon_H^{\text{pseud}}(k), & k > \nu \end{cases} \quad (19)$$

其中 c, ν 分别是导带和重空穴带的能带连接点的位置。

对于这样一个由 $k \cdot p$ 微扰能带, 费势能带以及它们之间的线性过渡构成的能带结构, 要使其能够用于俄歇复合的计算, 必须重新由 (1) 式导出能够反映两种能带在 k 空间变化连接的俄歇复合率公式。根据最可几跃迁的分析^[7], 最可几的 CHCC 过程发生在两个相近的初态电子之间; 最可几的 CHSH 过程发生在两个相近的初态空穴之间。将能量守恒条件按 $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ 展开, 取到二级小量, 可得:

$$R_{\text{CHCC}} = \frac{4e^4 \alpha_{\text{CH}}}{\pi^3 \epsilon^2 \hbar E_g} \int_0^\infty k_1^2 dk_1 f_c(k_1) \int_{-1}^1 dt \int_{k_0}^\infty dk_2' \cdot \left[\frac{\left(\frac{h'}{2}\right)^2}{\varepsilon_c\left(\frac{h'}{2}\right)} \right]^{3/2} \left[\varepsilon_c\left(\frac{j}{2}\right) \right]^{1/2} F(h', j), \quad (20)$$

$$\varepsilon_c\left(\frac{j}{2}\right) = \varepsilon_c(k_2') - E_g - \varepsilon_H(k_1') - 2\varepsilon_c\left(\frac{h'}{2}\right), \quad (21)$$

$$\varepsilon_c(k_0) - E_g - \varepsilon_H(k_1') - 2\varepsilon_c\left(\frac{\mathbf{k}_1' + \mathbf{k}_2}{2}\right) = 0, \quad (22)$$

$$F(h', j) = \frac{f_B^2}{b(1-f_B^2)} \ln \left(\frac{e^b + f_B}{1 + e^b f_B} \right), \quad (23)$$

$$f_B = \exp \left[\frac{E_c - E_g}{kT} - \frac{\varepsilon_c\left(\frac{h'}{2}\right) + \varepsilon_c\left(\frac{j}{2}\right)}{kT} \right], \quad (24)$$

$$e^b = \exp \left\{ \frac{2 \left[\varepsilon_c\left(\frac{h'}{2}\right) \varepsilon_c\left(\frac{j}{2}\right) \right]^{1/2}}{kT} \right\}, \quad (25)$$

而

$$R_{\text{CHSH}} = \frac{4e^2 \alpha_{\text{CH}} \alpha_{\text{SH}}}{\pi^2 \epsilon^2 \hbar E_g^2} \int_0^\infty dk_1' k_1'^2 f_c(k_1') \int_{-1}^1 dt \cdot \int_{k_0}^\infty dk_2' k_2'^2 \left[\frac{\left(\frac{h'}{2}\right)^2}{\varepsilon_H\left(\frac{h'}{2}\right)} \right]^{3/2} \left[\varepsilon_H\left(\frac{j}{2}\right) \right]^{1/2} F(h', j). \quad (26)$$

$$\varepsilon_H\left(\frac{j}{2}\right) = \varepsilon_s(k_2') - E_g + \Delta - \varepsilon_c(k_1') - 2\varepsilon_H\left(\frac{h'}{2}\right), \quad (27)$$

$$\varepsilon_s(k_0) - E_g + \Delta - \varepsilon_c(k_1) - 2\varepsilon_H\left(\frac{\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_2}{2}\right) = 0, \quad (28)$$

$$F(h', i) = \frac{f_B^2}{b(1 - f_B)} \ln \left(\frac{e^b + f_B}{1 + e^b f_B} \right), \quad (29)$$

$$f_B = \exp \left\{ -\frac{E_\nu - E_\nu}{kT} - \frac{\varepsilon_H \left(\frac{h'}{2} \right) + \varepsilon_H \left(\frac{j}{2} \right)}{kT} \right\}, \quad (30)$$

$$e^b = \exp \left\{ 2 \cdot \frac{\left[\varepsilon_H \left(\frac{h'}{2} \right) \varepsilon_H \left(\frac{j}{2} \right) \right]^{1/2}}{kT} \right\}. \quad (31)$$

其中 $\mathbf{h}' = \mathbf{k}_{1'} + \mathbf{k}_{2'}$, $i = \cos \theta'$, θ' 为 $\mathbf{k}_{1'}$, $\mathbf{k}_{2'}$ 之间的夹角。

三、计算结果及讨论

在一定的范围内阈值电流随温度的关系可以经验地表为:

$$J_{th}(T) = J_{th}(T_r) e^{\frac{T-T_r}{T_0}}. \quad (32)$$

T_r 为室温, T_0 即反映阈值电流密度温度敏感性的参量, 均为绝对温度。

$$J_{th} = e d (R_r + R_{nr}). \quad (33)$$

d 为有源区厚度, R_r, R_{nr} 各为有源区内载流子的辐射复合率和非辐射复合率, 因此为了确定 J_{th} 的温度关系, 还必须计算 R_r 的温度关系, 为简单起见, 本文采用与 M. Osinski 等^[3]相同的方法计算 R_r , 典型结果如图 2 所示。

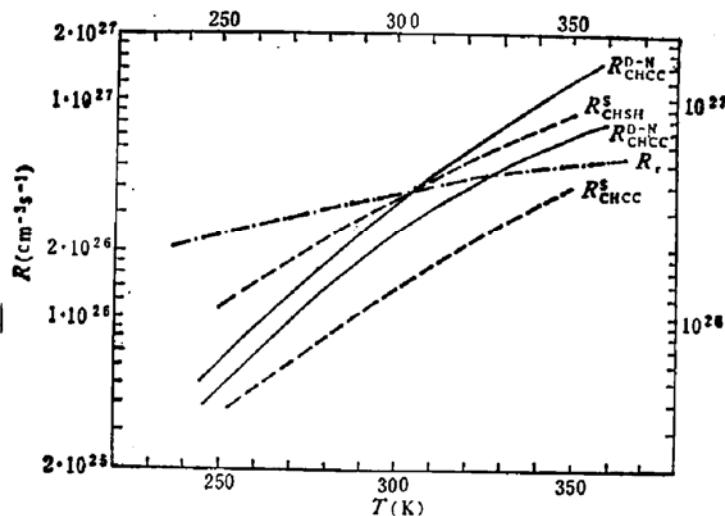


图 2 用 $k \cdot p$ 微扰能带计算的俄歇复合率随温度变化关系

A. 用 $k \cdot p$ 微扰能带进行计算的结果表明, 如果四元系能带结构参数按照 Dutta-Nelson 的取值^[3], 则得出 CHCC 是造成 T_0 小 (52 K) 的主要过程; 而如果按照 Sugimura 的取值^[2], 则得出 CHSH 是造成 T_0 小 (58 K) 的主要过程。这说明上述都是来自 $k \cdot p$ 微扰能带的相反结论是由于其能带参数的具体取值不同引起的。从这两种不同的取值得出的 $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ 能带参数与实验结果相比较 (表 1), 可见 Dutta-Nelson 的取值与有效质量的实验结果比较接近。但由于所用能带结构不尽合理, 特别是高能载流

子有效质量的取值可能不妥,对结果是否有影响尚待进一步分析。

B. 用有关二元系的赝势能带数据^[8],按 Vegard 定律作线性插值得出四元系能带数据:

$$\begin{aligned}\varepsilon_i(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = & x(1-y)\varepsilon_i(\text{InP}) + (1-x)(1-y)\varepsilon_i(\text{GaP}) \\ & + xy\varepsilon_i(\text{InAs}) + (1-x)y\varepsilon_i(\text{GaAs}) \quad i = \text{C, H, S} \quad (34)\end{aligned}$$

用(14)–(17)式对有关二元系和四元系计算出 300 K 的两种俄歇复合率如表 2, 并计算 1.3 μm 四元系中的两种俄歇复合率随温度的变化如表 3。无论二元系还是四元系得出的 R_{CHCC} 都比用 $k \cdot p$ 微扰的能带算出的 R_{CHCC} 小 4 至 5 个量级, R_{CHSH} 也小了一个量级^[4]。尽管俄歇复合率的温度关系很敏感,但是由于它们远小于辐射复合率,结果得出 $T_0 = 106$ K。出现这么大差别主要是由于在确定阈值能量 E_T 时所用赝势能带计算值^[8],特别是导带在 $k = 0$ 附近的数据比实验值小得多造成的。因此,所得出的俄歇复合率结果是不可靠的。也就是说, A. Haug^[4] 的计算方法,结果,和论断可能是不妥的。

表 1

	E_g (eV)	Δ (eV)	E_p (eV)	$\frac{m_{\text{CO}}}{m}$	$\frac{m_{\text{HO}}}{m}$	$\frac{m_{\text{IO}}}{m}$	$\frac{m_{\text{SO}}}{m}$
Dutta ^[3] Nelson	0.954	0.266	22.3	0.056	0.465	0.074	0.140
Sugimura ^[2]	0.954		22.5	0.036	0.701	0.064	
实验值 ^[10]		0.254		0.053	0.50	0.072	

表 2

能 带	InP	GaAs	InAs	InGaAsP
$R_{\text{CHCC}}(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$	1.2×10^{22}	3.0×10^{23}	6.0×10^{23}	1.0×10^{24}
$R_{\text{CHSH}}(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$	5.4×10^{22}	3.5×10^{24}	3.8×10^{24}	3.0×10^{24}

表 3

T (K)	350	300	250
$R_{\text{CHCC}}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	4.5×10^{22}	1.0×10^{21}	3.3×10^{20}
$R_{\text{CHSH}}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	1.0×10^{24}	3.0×10^{23}	5.1×10^{22}

C. 在改进能带中,所需的 $k \cdot p$ 微扰能带参数用与实验比较接近的取值^[3], 蕴势能带仍采用[8]的数据。再调节导带的连接点 c 和价带的连接点 v , 以得出与实验 T_0 值一致来确定 c 、 v 的正确位置,并根据其是否有合理的解来判断俄歇复合本身是否有可能成为 T_0 问题的主要机制,以及俄歇复合中哪种机制(CHCC 还是 CHSH)起主要作用。

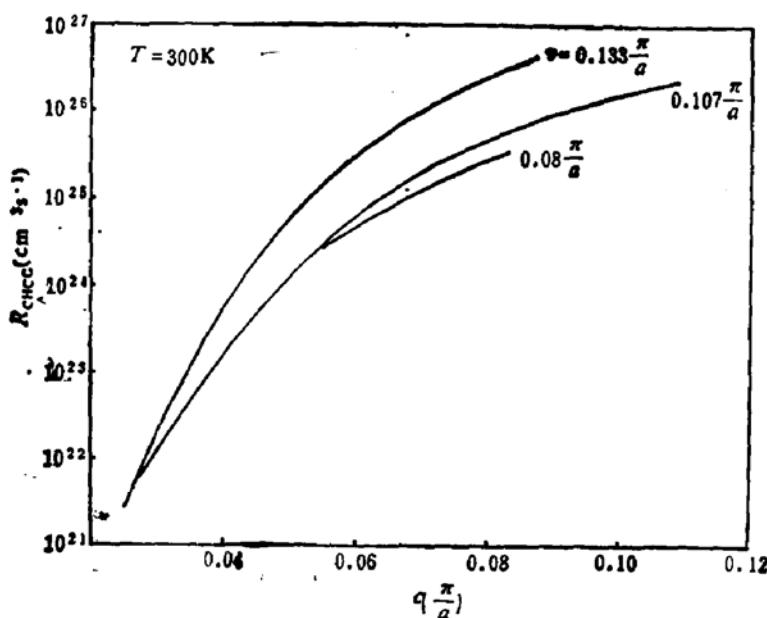


图3 CHCC 俄歇复合率与能带联接点位置的关系

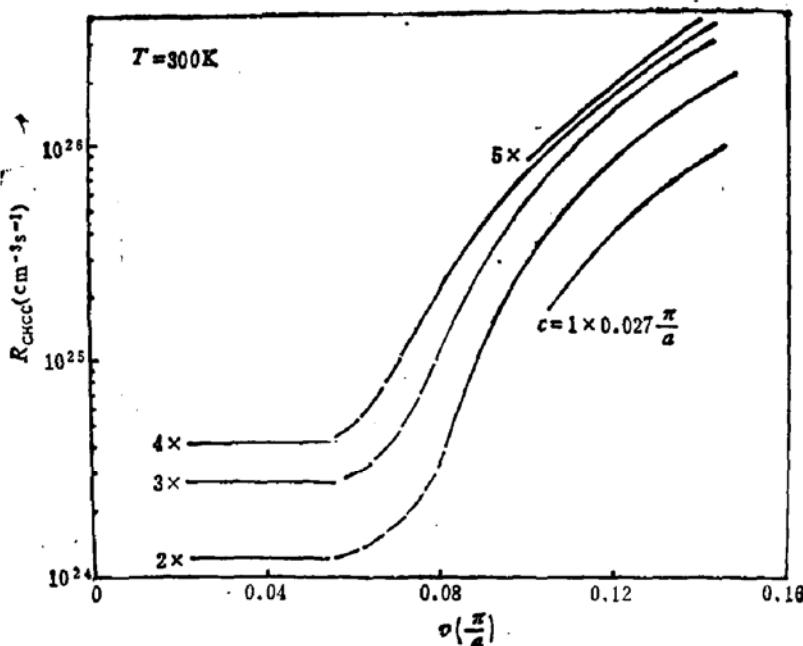


图4 CHSH 俄歇复合率与能带联接点位置的关系

调节计算过程和结果(图3, 4), 都表明:

- (i) 导带连接点 c 的位置对 R_{CHCC} 有很大影响; 而价带连接点 v 的位置则对 R_{CHSH} 有很大影响。这正反映前者是由于电子之间的碰撞, 后者是由于空穴的碰撞引起的。
- (ii) 当 c 点靠近 Γ 点时两种俄歇复合率都变小, 而且变小得越来越快, 但当 v 点靠近 Γ 点时两种俄歇复合率的变化越来越慢, 这说明导带中的低能电子比价带中的低能空穴更靠近 Γ 点。
- (iii) 随着连接点位置的改变, 俄歇复合率可以改变几个量级, 当 c 在 $0.13\frac{\pi}{a}$, v 在

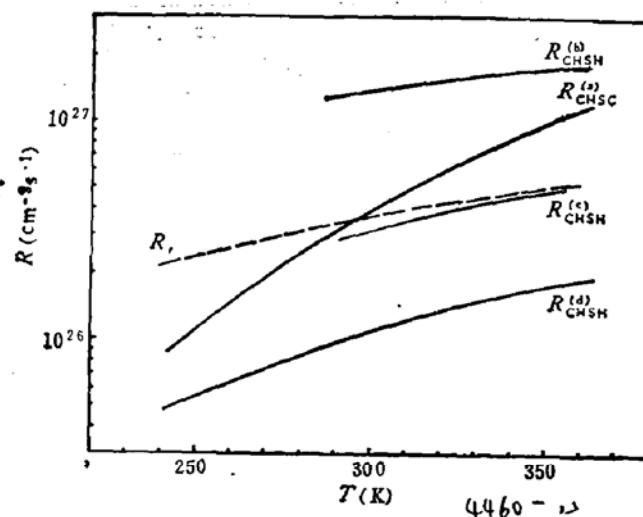


图5 用改进能带计算的俄歇复合率随温度的变化

(a) CHCC, $c = 0.13 \frac{\pi}{a}$, $\nu = 0.11 \frac{\pi}{a}$, $T_0 = 68\text{K}$ (b) CHSH, $c = 0.07 \frac{\pi}{a}$, $\nu = 0.15 \frac{\pi}{a}$, $T_0 = 175\text{K}$, $N = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ (c) CHSH, $c = 0.07 \frac{\pi}{a}$, $\nu = 0.19 \frac{\pi}{a}$, $T_0 = 140\text{K}$ (d) CHSH, $c = 0.06 \frac{\pi}{a}$, $\nu = 0.12 \frac{\pi}{a}$, $T_0 = 118\text{K}$

$0.11 \frac{\pi}{a}$ 处, 得到 CHCC 过程比 CHSH 过程大 4 倍, 同时与辐射复合过程一起得出温度参数 $T_0 = 68\text{K}$, 如图5. 然而无论怎样调节 c 、 ν 位置, 以及考虑 P 型掺杂的情况(有源层材料多为 P 型), 都不可能在 CHSH 过程超过 CHCC 过程的情况下, 得到足够小的 T_0 . 当 CHSH 过程超过 CHCC 过程时, CHSH 的阈值能量已经很低, 温度关系很不敏感, 不可能说明 T_0 问题. 这表明俄歇复合过程可以对 T_0 有主要贡献, 其中 CHSH 过程对俄歇复合率虽然有一定的贡献, 但其温度敏感性不大, 因而对 T_0 起主要贡献的应该是 CHCC 过程.

(iv) 上述结论与用正确取值的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰能带所得的结论^[3] 基本一致. 原因是用 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰描述高能载流子所引起的后果往往被对低能空穴的后果所抵消, 而低能电子则恰好应该由 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰所描述.

四、结 论

以上分析及计算结果皆表明, 能带结构的确对俄歇复合过程有很大的影响, 质势能带不适于描述 Γ 点附近的载流子, 而用改进的能带结构则可得出带-带间直接俄歇复合过程可以对 T_0 有主要贡献, 其中不排除 CHSH 过程的作用, 但造成 T_0 小的过程, 主要是 CHCC 的明确结论. 同时还说明 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰能带虽然不适于描述俄歇复合中的高能载流子和低能空穴, 但这两者的后果相反, 而且往往恰好互相抵消, 因而只要采取正确的 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 能带数据, 则可能得出基本正确的结论. 但本文只讨论决定争论最多的 $1.3 \mu\text{m}$

InGaAsP 在 250—350 K 之间平均 T_o 大小的主要本征性机制,而不涉及可能决定具体器件的 T_o 出现差别的非本征性机制或其它次要机制。

参 考 文 献

- [1] Y. Horikoshi, GaInAsP Alloy Semiconductors, p. 379 (1982).
- [2] A. Sugimura, IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 627 (1981).
- [3] N. K. Dutta and R. J. Nelson, J. Appl. Phys., 53, 74 (1982).
- [4] A. Haug, Appl. Phys. Lett., 42, 512 (1983).
- [5] A. R. Beattie and P. T. Langsberg, Proc. Roy. Soc., A249, 16 (1959).
- [6] M. Takeshima, J. Appl. Phys., 43, 4114 (1972).
- [7] E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids, 1, 249 (1957).
- [8] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, Phys. Rev., B14, 556 (1976).
- [9] M. Osinski and M. J. Adams, IEE Proc., 129, Pt. I, 229 (1982).
- [10] T. P. Pearsall, GaInAsP Alloy Semiconductors, p. 456, (1982).

Effect of Energyband Structure on the Auger Recombination and its Contribution to T_o in InGaAsP Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Liu Yaowu

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract

The effect of energyband structure on Auger recombination and its contribution to T_o in GaInAsP semiconductor lasers are analyzed theoretically. It is shown that the $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ perturbation band is not suitable for describing (i) the high energy carrier and (ii) the hole or holes in Auger recombination, and the pseudopotential band is not suitable for describing the electrons near Γ point. An improved band structure is thus proposed, by which it is concluded that the band-to-band direct Auger recombination process can have a dominant contribution to T_o , and though the CHSH process can not be excluded, the main process responsible for T_o must be CHCC. It also shows that the result obtained by using $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ perturbation band structure may appear to be essentially correct because the effects of (i) and (ii) mentioned above are opposite and can cancel each other.