

InGaAsP/InP 双异质结激光器中的增益光谱, 阈值电流的温度特性及俄歇复合

李玉璋 岳京兴 徐俊英

郑宝贞 汪孝杰 庄蔚华

(中国科学院半导体研究所, 北京)

1987年7月6日收到

报道了 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP 双异质结半导体激光器增益光谱和阈值电流的温度特性。实验及分析结果表明, 在转折温度 T_b 以上到室温 ($255\text{K} < T \leq 300\text{K}$), 在非辐射复合电流中俄歇复合起主要作用。

测量了由于俄歇复合引起的 $0.95\mu\text{m}$ 发射的温度特性并比较了 $1.3\mu\text{m}$ 和 $0.95\mu\text{m}$ 的电发光强度比与俄歇复合寿命 τ_A 与辐射复合寿命 τ_r 之比, 同样说明了在 T_b 以上到室温, 俄歇复合是主要的损耗机理。应用不同测量方法的两个独立的实验得到了相同的结论。

主题词: 增益光谱, 阈值电流, 俄歇复合

一、前 言

由于光通讯的发展, 半导体激光器作为光通信用的有效光源获得了越来越多的重视。特别是四元系 InGaAsP/InP 双异质结半导体激光器可通过调整有源区组份使发射波长对应光纤的最低损耗和最小色散区域而在理论上、实验上都开展了广泛的研究。但 InGaAsP/InP 双异质结激光器阈值电流的温度特性表明在室温具有较小的 T_b 值, 即有较大的温度敏感性。这一特性限制了它的应用和发展。对 T_b 问题很多人在理论上、实验上进行了大量的研究, 分别提出了 Auger 复合、价带吸收、通过非辐射复合中心的复合以及载流子漏泄等不同的机理。我们曾通过 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ InGaAsP/InP 激光器中 $0.95\mu\text{m}$ 高能发射带的测量和研究证明了在室温下有源区的 Auger 复合所造成的高能载流子越过势垒的泄漏损耗是重要因素^[3]。在本文中我们通过研究增益光谱和阈值电流的温度依赖关系及内量子效率 η_i 随温度的变化关系进一步证明了在转折温度 T_b 以上到室温非辐射复合中 Auger 复合起主要作用。而在 $200\text{K} \leq T \leq 255\text{K}$ 范围内 Auger 复合不起主要作用。

二、实验的理论基础

增益系数 $g(E)$ 的普遍表达式可写为^[1]:

$$g(E) = -\alpha(E) = (\pi q^2 \hbar / e_0 m_0 c \bar{n} E) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') \cdot |M(E', E'')|^2 \cdot [f(E') - f(E'')] dE'. \quad (2.1)$$

式中 $\alpha(E)$ 为吸收系数, E' 和 E'' 分别为导带和价带边与各自带内能级的能量差, \bar{n} 是有源区折射率, c 和 e_0 分别为真空中的光速和电容率, q 和 m_0 分别为电子电荷和真空中质量, \hbar 为普朗克常数除以 2π , $\rho_c(E')$ 和 $\rho_v(E'')$ 分别为导带和价带态密度, $|M(E', E'')|$ 为跃迁矩阵元, $f(E')$ 和 $f(E'')$ 为导带和价带电子占有几率。

自发发射率 $r_{sp}(E)$ 可表示为^[1]:

$$r_{sp}(E) = 4\pi \bar{n} q^2 E / (e_0 m_0^2 \hbar^2 c^3) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') \rho_v(E'') \cdot |M(E', E'')|^2 \cdot f(E') [1 - f(E'')] dE'. \quad (2.2)$$

有了 $g(E)$ 和 $r_{sp}(E)$ 就可以计算在一定条件下增益系数与名义电流密度 J_{nom} 的关系。

名义电流密度即单位有源区厚度的辐射复合电流密度。

$$J_{nom} (\text{A/cm}^2 \mu\text{m}) = q R_{sp} \times 10^{-4} = 1.6 \times 10^{-23} R_{sp}. \quad (2.3)$$

R_{sp} 为总辐射复合率

$$R_{sp} = \int_0^{\infty} r_{sp}(E) dE. \quad (2.4)$$

Dutta 和 Nelson^[2] 计算了 $1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP 激光器净增益 g_{max} 与名义电流密度 J_{nom} 的关系 ($g_{max} \sim J_{nom}$) 以及载流子浓度 n 的关系 ($g_{max} \sim n$)。

利用 Dutta 和 Nelson 的理论计算结果以及实验上增益光谱的测量得出的增益系数 g 即可求出辐射复合电流 I_r 、辐射复合系数 R_{sp} 和载流子浓度 n 等重要参数。

净增益系数的表达式为^[3]

$$G = \Gamma(g - \alpha_i) = \frac{1}{L} \left[\ln \frac{r_i^{1/2} - 1}{r_i^{1/2} + 1} + \ln \frac{1}{R} \right]. \quad (2.5)$$

式中 Γ 为光限制因子, g 为增益系数, α_i 为除去端面损耗外有源区内对光的损耗总和, L 为光腔长度, R 为端面反射率, r_i 为自发发射光谱相邻峰值光强 P_i^+ , P_{i+1}^+ 与中间谷值光强 P_i^- 之比即:

$$r_i = \frac{P_{i+1}^+ + P_i^+}{2P_i^-}. \quad (2.6)$$

由此我们可以通过测量自发发射光谱求得 r_i , 计入相应的常数 L 、 R 、 Γ 和 α_i 即可求得增益光谱 G 和 g 。再结合 Dutta 和 Nelson 的理论计算(即: $g_{max} \sim J_{nom}$, $g_{max} \sim n$ 关系)求出 J_{nom} , n , I_r , R_{sp} 等参数进而研究阈值电流随温度变化的特性。

三、实验方法和实验结果

本工作采用 Haikky 等人^[4]提出的测量增益的实验方法。用于测量的 $1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP/InP 双异质结激光器其有源区宽度为 $15 \mu\text{m}$, 厚度为 $0.2 \mu\text{m}$, 腔长为 $250 \mu\text{m}$ 。

实验装置示于图 1。控温部份由变温杜瓦瓶, DWT-702PID 温度自动控制仪组成。

用酒精干冰混合液作为冷源可得到 200K 的低温。激光器电源利用脉冲驱动方式，一般选用重复频率 10Kc 脉宽为 $3\mu s$ ，在这种脉冲驱动下，激光器无明显温升。激光器的光谱由单色仪分光。 PbS 光敏电阻接收。 $0.95\mu m$ 发射带由冷却的 S_1 阴极光电倍增管 7102 接收。接收的信号均由 5206 锁相放大器放大，并由 X、Y 记录仪绘图。

在室温下测量了不同注入电流的增益谱示于图 2，图 2 中的 g 是增益系数，它与净增益系数 G 的关系为 $G = \Gamma(g - \alpha_i)$ 。其中 Γ 为光限制因子， α_i 为除去端面损耗外有源区对光的损耗总和，其中包括了自由载流子吸收损耗 α_{fc} 、散射损耗 α_s 和价带间光吸收的损耗等。

在 200—300K 温度范围内我们测量了阈值时器件的 g_{max} 。采取的步骤是由实验测得的净增益 G_{max} ，取文献 [2][5] 中给出的 $1.3\mu m$ InGaAsP 激光器的 Γ ， α_i 参数求出 g_{max} 。再根据与 Dutta^[2] 等的 $g_{max} \sim n$ 和 $g_{max} \sim J_{nom}$ 关系比较求出相应的 J_{nom} 和 n_{th} ，进而由 $I_t = sdJ_{nom}$ 求出 I_t 随温度的变化。式中 s ， d 分别为有源区面积和厚度。结果分

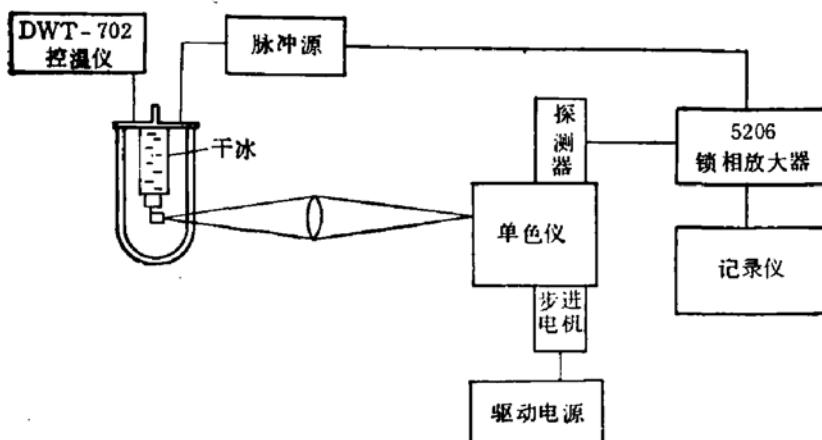


图 1 实验装置示意图

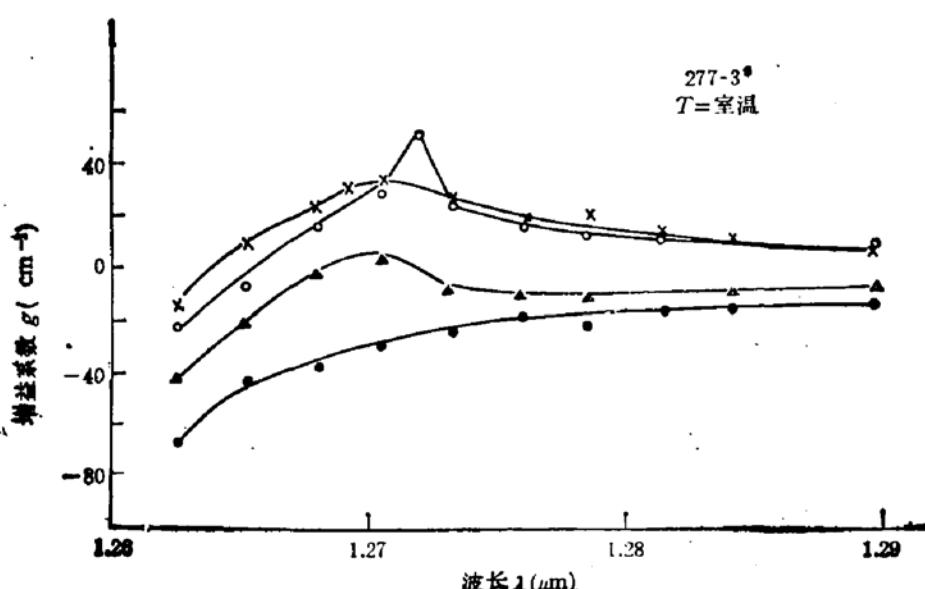


图 2 室温下不同注入电流的增益光谱

别示于图 3(A) 和 3(B) 中的 b 线以及图 4 上。

图 3(A) 和 3(B) 分别为对 277-3# 器件和 403# 器件的阈值电流中的不同成分随温度变化的依赖关系。转折温度 $T_B \approx 255K$ 。对于 277-3# 激光器, $T > T_B$ 后特征温度 $T_0 = 54K$, $T < T_B$ 时, $T_0 = 90K$, 对于 403# 激光器 $T > T_B$ 后特征温度 $T_0 = 66K$, $T < T_B$ 时 $T_0 = 100K$ 。

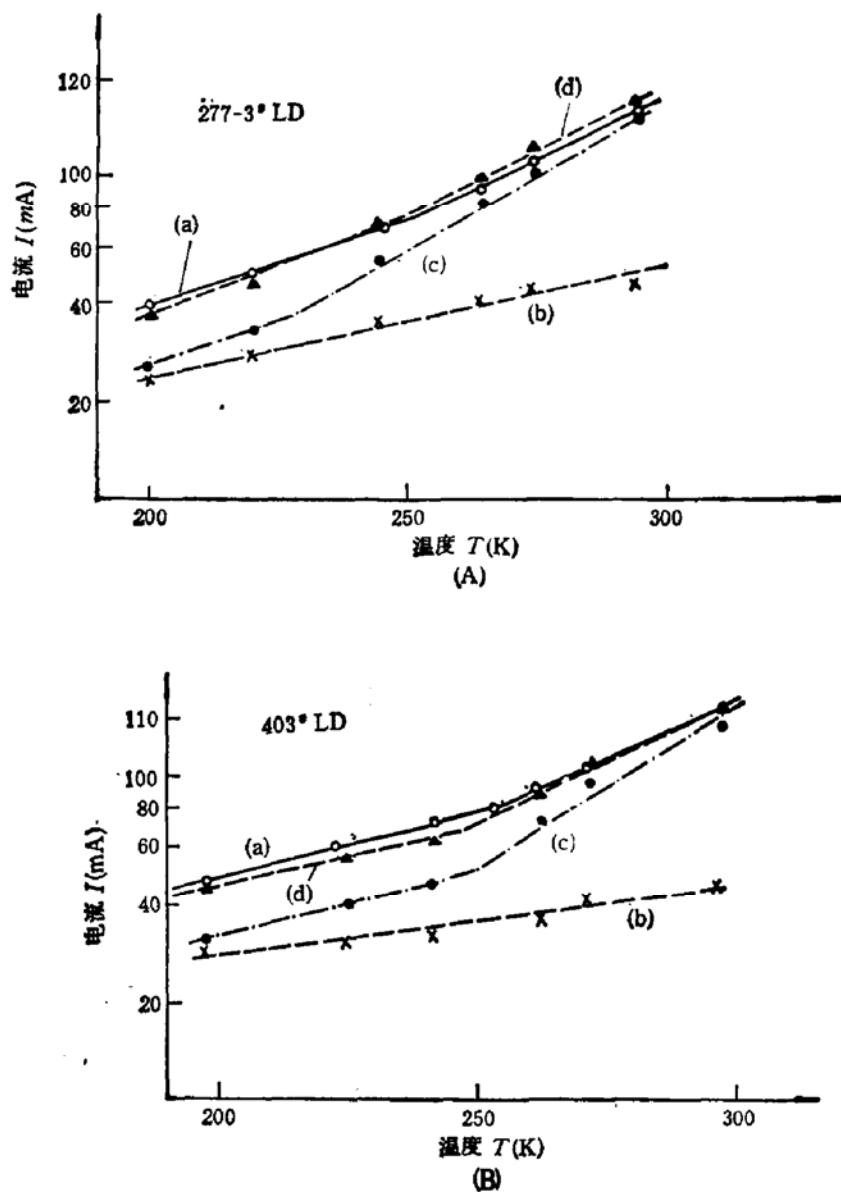


图 3 阈值电流中不同成份随温度变化的依赖关系

(a) 实测的阈值电流温度依赖关系

(b) 表示 $I_r = sd \cdot J_{nem}$

(c) 表示 $I_{th}^{Aug} = sdq(Bn_{th}^1 + Cn_{th}^2)$

(d) 表示由 $T = sdq(An_{th} + Bn_{th}^1 + Cn_{th}^2)$ 拟合的阈值电流

图 5 中的 (a) 线为通过实测的阈值电流 I_{th} 与 I_r 相比而得出的激光器内量子效率 η_r^{-1} 随温度的依赖关系。其中 I_r 由测量的 $g_{max}, J_{nem} \sim g_{max}$ 关系及式 $I_r = sdJ_{nem}$ 导出。曲线 (b) 则是由 Dutta 的 τ_{Aug} 理论值推出的由 Auger 复合限制的量子效率 η_r^{-1}

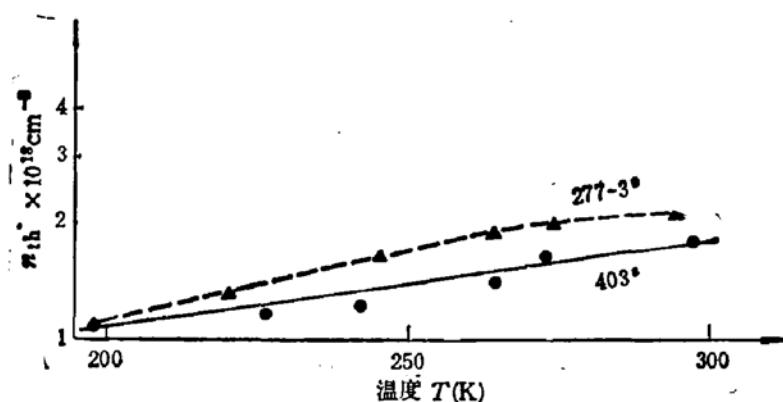
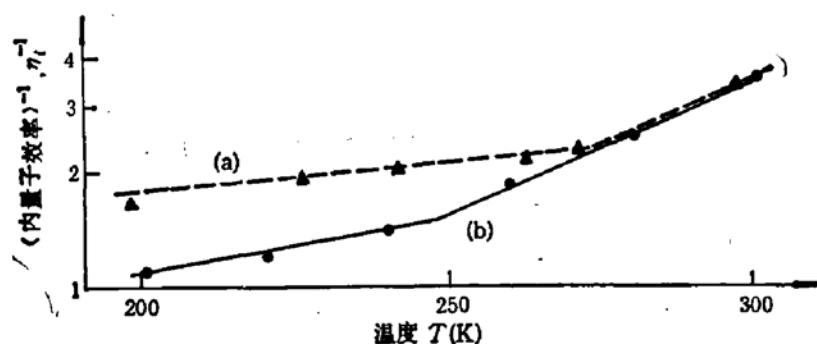
图 4 阈值载流子浓度 n_{th} 随温度变化的依赖关系

图 5 内量子效率随温度变化的依赖关系
 (a) 代表由实验得到的 I_i 和式 $\eta_i^{-1} = I_{th}/I_i$ 算出的实际内量子效率 (b) 代表由 Dutta
 计算的 τ_{Aug} 和式 $\eta_{Aug}^{-1} = (1 + \tau_r/\tau_{Aug})$ 算出的内量子效率

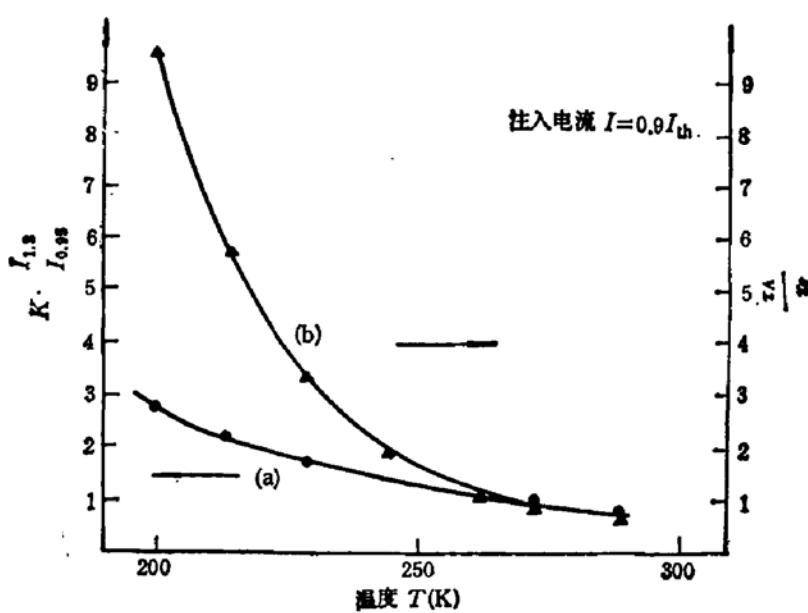


图 6 $(I_{1.3}/I_{0.95})$ 实验(---)和 $(\tau_A/\tau_r)(----)$ 随温度变化的依赖关系。纵坐标的 K 值约为 1×10^{-4}
 的温度依赖关系。

图 6 中的曲线 (a) 为实测的激光器 $1.3 \mu\text{m}$ 发射带积分光强与 $0.95 \mu\text{m}$ 高能发射带 积分光强之比随温度的变化关系。两者在强度上相差 1000 倍。

四、实验结果的分析与讨论

1. $\eta_i \sim T$ 依赖关系

内量子效率 η_i 表示为单位时间、体积内参加辐射复合的载流子数目与注入的总载流子数目之比即:

$$\eta_i = \frac{R_{rs}}{R_c} \quad (4.1)$$

式中 R_{rs} 为辐射复合率, R_c 为总复合率, 它包括辐射复合与非辐射复合。因为 $I_r = sdq R_{rs}$, $I = sdq R_c$ 。因此有:

$$\eta_i = \frac{I_r}{I} \quad (4.2)$$

我们利用实测的 G_{max} 带入相应参数 Γ 、 α , 求出 g_{max} 。由 $g_{max} \sim J_{nom}$ 关系求出 I_r , 进而计算了 η_i^{-1} 随温度的变化关系。如图 5 中 (a) 线所示。再根据 Dutta 计算的 Auger 复合寿命 τ_{Aug} 求出仅考虑 Auger 时的内量子效率 $\eta_{Aug}^{-1} = (1 + \tau_r/\tau_{Aug})$ 随温度变化的依赖关系, 示于图 5 中的 (b) 线。从图 5 中可看出在 $T > 270K$ 高温段, (a) 线与 (b) 线重合。这可以说明在室温附近 Auger 复合是辐射复合中的主要因素。而在低温段, 特别是 $T < T_B$ 后, 两条曲线相距甚远。这说明在低温段非辐射复合中仅考虑 Auger 复合是不够的。以上结论是通过分析 η_i 随温度的变化得出的, 它是我们的第一个论据。

2. 峰值增益 g_{max} 与名义电流 J_{nom} 的关系

上一节是在设定 $I = I_{th}$ 时利用实验测定的 $g_{max} \sim T$ 关系, 结合 Dutta 的 $g_{max} \sim J_{nom}$ 计算结果来研究辐射复合电流 I_r 、内量子效率 η_i 随温度的变化规律。这节中, 则是在设定温度 T 时, 由实验测定的 $g_{max} \sim I$ 关系来研究 Auger 复合。首先假定 Auger 复

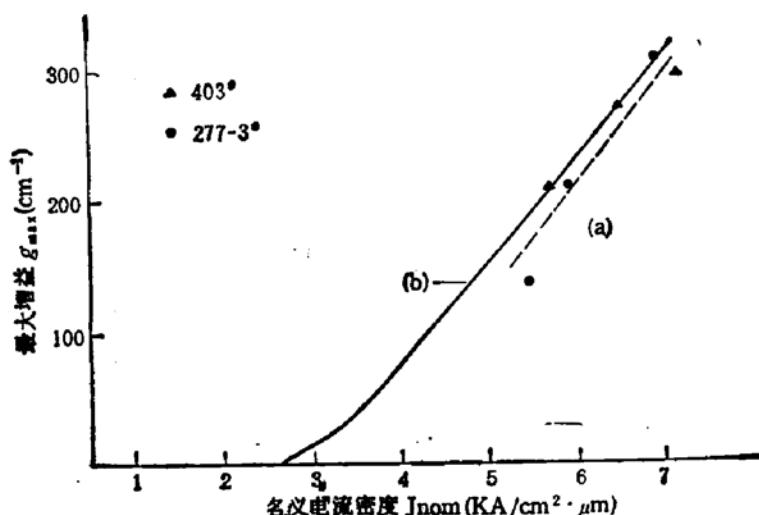
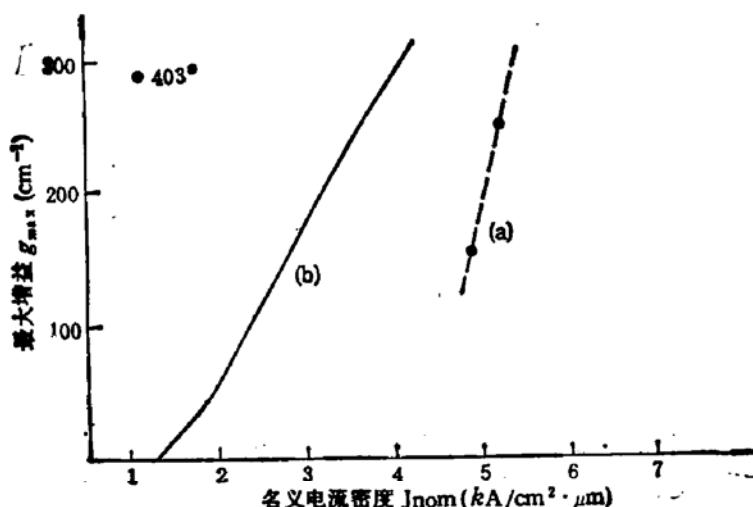


图 7 $T = 300K$ 时的 $g_{max} \sim J_{nom}$ 关系
(a) 线是设 $\eta_i = \eta_{Aug}$ 时测得的 $g_{max} \sim J_{nom}$ 关系
(b) 线是 Dutta 的计算结果

图 8 200K 时的 $g_{\text{max}} \sim J_{\text{nom}}$ 关系

(a) 线是设 $\eta_i = \eta_{\text{Aug}}$ 时测量得的 $g_{\text{max}} \sim J_{\text{nom}}$ 关系
 (b) 线是 Dutta 的计算结果

合是非辐射复合的主要因素，即设 $\eta_i = \eta_{\text{Aug}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_{\text{Aug}}}}$ 。室温下 $\eta_{\text{Aug}} = 0.28$ 。根据实

验的 $g_{\text{max}} \sim I$ 及式 $J_{\text{nom}} = (s \cdot d)^{-1} \eta_i \cdot I$ ，我们得到室温的 $g_{\text{max}} \sim J_{\text{nom}}$ 关系。如图 7 中曲线(a)所示。可见，(a)线与 Dutta 的理论曲线(b)重合。这再一次说明了室温下 Auger 复合是非辐射复合的主要因素。在 $T = 200\text{K}$ 下，我们采用与上述完全相同的方法，得到了 200K 时的 $g_{\text{max}} \sim J_{\text{nom}}$ ，示于图 8 中。结果实验曲线与 Dutta 的理论曲线有很大的偏离。这说明在低温段仅考虑 Auger 是不够的，还需要考虑其它的损失机理。到此，我们用不同的实验方法得到了与上节相同的结论，从而构成了我们的第二个论据。

3. $I_{1.3}/I_{0.95}$ 与 τ_A/τ_r 的温度依赖关系

图 6 中表示我们实际测量得到的激光器 $1.3\mu\text{m}$ 、 $0.95\mu\text{m}$ 积分光强的比值与 τ_A/τ_r 曲线的比较。由于 $I_{1.3} \propto R_1 = \frac{n}{\tau_r}$ 。而如果 $0.95\mu\text{m}$ 仅由 Auger 产生则 $I_{0.95} \propto R_A = \frac{n}{\tau_A}$ 。式中 τ_r 为辐射复合寿命， τ_A 为 Auger 寿命， n 为注入载流子浓度。故应有 $\frac{I_{1.3}}{I_{0.95}} \propto \frac{\tau_A}{\tau_r}$ 。但从图 6 中看出，在高温段 $\frac{I_{1.3}}{I_{0.95}}$ 与 $\frac{\tau_A}{\tau_r}$ 符合较好，而在低温段两条曲线偏离很大。说明在低温段 $0.95\mu\text{m}$ 也不仅仅是由于 Auger 复合产生的漏泄，而需要考虑其它的漏泄机构。而从高温段 $I_{1.3}/I_{0.95}$ 正比于 τ_A/τ_r 这一实验事实这从另一个独立的实验表明在高温附近 Auger 复合是非辐射复合的主要因素。这是我们的第三个论据。

4. 阈值电流 I_{th} 中各种不同成份的电流随温度变化的依赖关系

我们通过测量不同温度下的增益谱可以求得净增益 G_{max} ，代入光限制因子 Γ 和吸收系数 α_i 可求出 g_{max} 。由 $g_{\text{max}} \sim J_{\text{nom}}$ ， $g_{\text{max}} \sim n$ 可求出辐射复合电流 I_{rs} 与温度的依赖关系(见图 3(A)、图 3(B) 中的 (b) 线)以及阈值时载流子浓度 n_{th} 与温度的依赖关系，示于图 4 中。

我们考虑 Auger 复合为非辐射复合中的主要因素。由 $I_{th}^{Aug} = qsd \frac{n_{th}}{\tau_A}$ 可求出阈值时的 Auger 复合电流 I_{th}^{Aug} 。而由 $R_{sp} = Bn_{th}^2$ 、 $R_A = Cn_{th}^3$ 可求出复合系数 B 和 C 。我们得到在室温附近 $B = 1 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, $C = 10 \times 10^{-29} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$ 。A. Mozer 等人^[5]的实验结果为 $B = 0.86 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, Dutta 等人^[6]计算结果为 $B = 1.2 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, C. B. Su^[7] 等人报道的 $B = 0.8 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ 。可见我们求得的 B 系数与他们的结果相近, 而 C 系数与 B. Sermage^[8] 等人的计算结果 $C = 7 \sim 14 \times 10^{-29} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$ 相近。

考虑阈值时的辐射复合电流 $I_{th} = qsdBn_{th}^2$ 和 Auger 复合电流 $I_{th}^{Aug} = qsdCn_{th}^3$, 二者之和 $I_{th} + I_{th}^{Aug} = dsq \cdot (Bn_{th}^2 + Cn_{th}^3)$ 为图 3(A) 和图 3(B) 中的(C)线。可见与实测的阈值电流相近。我们再考虑一项通过非辐射复合中心的复合 An_{th} 。Mözer 等人给出 $A_{300K} = 1.1 \times 10^4 \text{s}^{-1}$ ^[5] 且随温度变化不大。我们采用这一数值, 并用三项之和拟合总的阈值电流。

$$I_{th} = qsd(A_{th} + Bn_{th}^2 + Cn_{th}^3) \quad (4.3)$$

所得曲线为图 3(A)、图 3(B) 中的(d)线。(d)线与实测的阈值电流(a)线在 200—300K 温度范围内很好地重合。这一拟合结果也说明了室温附近激光器特征温度 T_0 较小的主要原因是 Auger 复合。

五、结 论

本文介绍了增益光谱的测量结果以及通过分析增益系数随温度、电流的变化研究了 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP 双异质结半导体激光器的温度特性。得到了不同温度下增益光谱的变化规律。分析了阈值电流 I_{th} 的温度依赖关系。计算了激光器的 G 、 g 、 J_{nom} 、 R_{sp} 、 n_{th} 、 B 、 C 等参数。以内量子效率 η_i 随温度的变化关系证明了在温度 $255\text{K} < T \leq 300\text{K}$ 内非辐射复合中主要是 Auger 复合, 而在 $200\text{K} \leq T \leq 255\text{K}$ 中 Auger 复合不起主要作用。通过测量 $0.9\mu\text{m}$ 高能发射带从另一个独立的实验得出了同样的结论。

增益系数的测量作为一种简易可行的实验方法, 通过测量增益可以得出总电流中的辐射复合部分 I_r 、内量子效率 η_i 等随温度、注入电流的依赖关系。从而深入地了解激光器的特性。这种方法适用于各种结构的激光器。作为评价激光器质量的好坏具有一定意义。

感谢中国科学院半导体所激光器研究组同志的支持, 感谢郭奕理、王圩、徐仲英、许继宗、彭怀德等同志的帮助和有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", Academic, New York, 1978.
- [2] N. K. Dutta, R. J. Nelson, *J. Appl. Phys.*, 53, 74(1982).
- [3] W. H. Zhuang, et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-21, 712(1985).
- [4] B. W. Hakki & T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, 46, 1299(1975).
- [5] A. Mozer, et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-21, 719(1985).
- [6] N. K. Dutta & R. J. Nelson, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-18, 871(1982).
- [7] C. B. Su, et al., *Electron. Lett.*, 18, 595(1982).

[8] B. Sermage, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 42, 259(1983).

Temperature Dependence of Gain Spectra, Threshold Current and Auger Recombination in InGaAsP/InP Double Heterojunction Laser Diode

Li Yuzhang, Yue Jingxing, Xu Junying, Zheng Baozhen,
Wang Xiaojie, and Zhuang Weihua

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

Gain spectra measurement has been performed in order to study threshold current temperature behaviour of $1.3\text{ }\mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH semiconductor laser diode. The authors also measured temperature dependence of $0.95\text{ }\mu\text{m}$ emission due to Auger recombination.

With two independent ways we conclude that $T > T_b$ ($T_b = 225\text{ K}$ for InGaAsP/InP laser diode) the Auger recombination is the most important factor in nonradiative recombination current.

KEY WORDS: Gain spectra, Threshold current, Auger recombination