

InGaAsP/InP 双异质结激光器发射的 $0.95\mu\text{m}$ 发光带和俄歇复合

庄蔚华 郑宝真 徐俊英 李玉璋

许继宗 陈培力

(中国科学院半导体研究所)

1983 年 12 月 16 日收到

在 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH 激光器发射谱中,我们观测到 $0.95\mu\text{m}$ 的短波发射带。实验分析表明这一发射带不是由结偏位引起,也不是有源区中导带到自旋轨道分裂价带的复合发光。当温度从 200K 到 300K 变化时,这发光带的峰值随温度的变化与经过自吸收的 InP 侧向光荧光谱一致。此发光带的强度与有源区内载流子浓度三次方成正比。这说明此发光带是有源区内俄歇复合产生的高能载流子越过异质结势垒到 InP 限制层中的复合发光。

一、引 言

InP 及其四元固溶体 InGaAsP 在光电子器件中得到了广泛的应用,用改变材料组分的方法,四元化合物 InGaAsP/InP 激光器的发射波长可以在 $0.93\text{—}1.67\mu\text{m}$ 范围内选择。这个波段的光源用于光纤通信上,将具有低损耗和低色散的性能。这种 DH 激光器还具有快速调制,寿命较长,并容易达到单模工作等优点,因此很受人们重视。但在室温以上,阈电流随温度升高而较快地提高,因此大家很重视提高阈电流温度关系中

$$I_{th} = I_0 e^{T/T_0}$$

的 T_0 因子,从而使激光器热稳定性能更好。

通常认为影响激光器的 T_0 的因素有以下几方面:(1)注入到有源区的载流子从有源区越过异质结势垒而漏泄到限制层 InP 中^[1,2], (2)由无辐射俄歇复合引起的载流子损失^[3-5], (3)价带间吸收引起的光损耗^[6], (4)界面和缺陷引起的无辐射复合^[7]。许多作者从理论上,实验上分析并观测了各种机构,例如 T. R. Chen 等人^[2]用电学方法观测了四元层载流子向 InP 的漏泄。

我们在 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH 激光器中观测到一个 $0.95\mu\text{m}$ 发射带,它消耗注入电功率,削弱了 $1.3\mu\text{m}$ 激光峰的发射光强。研究这个高能发射带,分析其来源,并使之降低,将有助于改进器件的性能。

二、实验和结果

我们所用的器件是 $1.3\mu\text{m}$ 质子轰击条形 InGaAsP/InP DH 激光器^[8]。测试表明其高

温段 T_0 为 60K, 低温段 T_0 为 80K, 转折温度 T_B 为 277.5K. 脉冲测试时脉宽为 0.4 μs , 重复频率 10KC. 用 PbS 和冷却的 Si 阴极光电倍增管作探测器, 分别测量激光光谱和高能带的荧光光谱.

测量发现在发射光谱中除了峰值为 1.3 μm 的激光峰外, 还观察到在 0.95 μm 附近有一荧光带. 荧光带半宽在 350 $\text{\AA}$ 左右. 在我们的测试系统中, 此高能荧光带的强度可达 500 μV . 为对比起见还测量了 1.3 μm 的扩 Zn 条形 InGaAsP/InP DH 激光器及 1.55 μm 的 InGaAsP/InP DH 激光器, 都发现了这个 0.95 μm 的高能发射带.

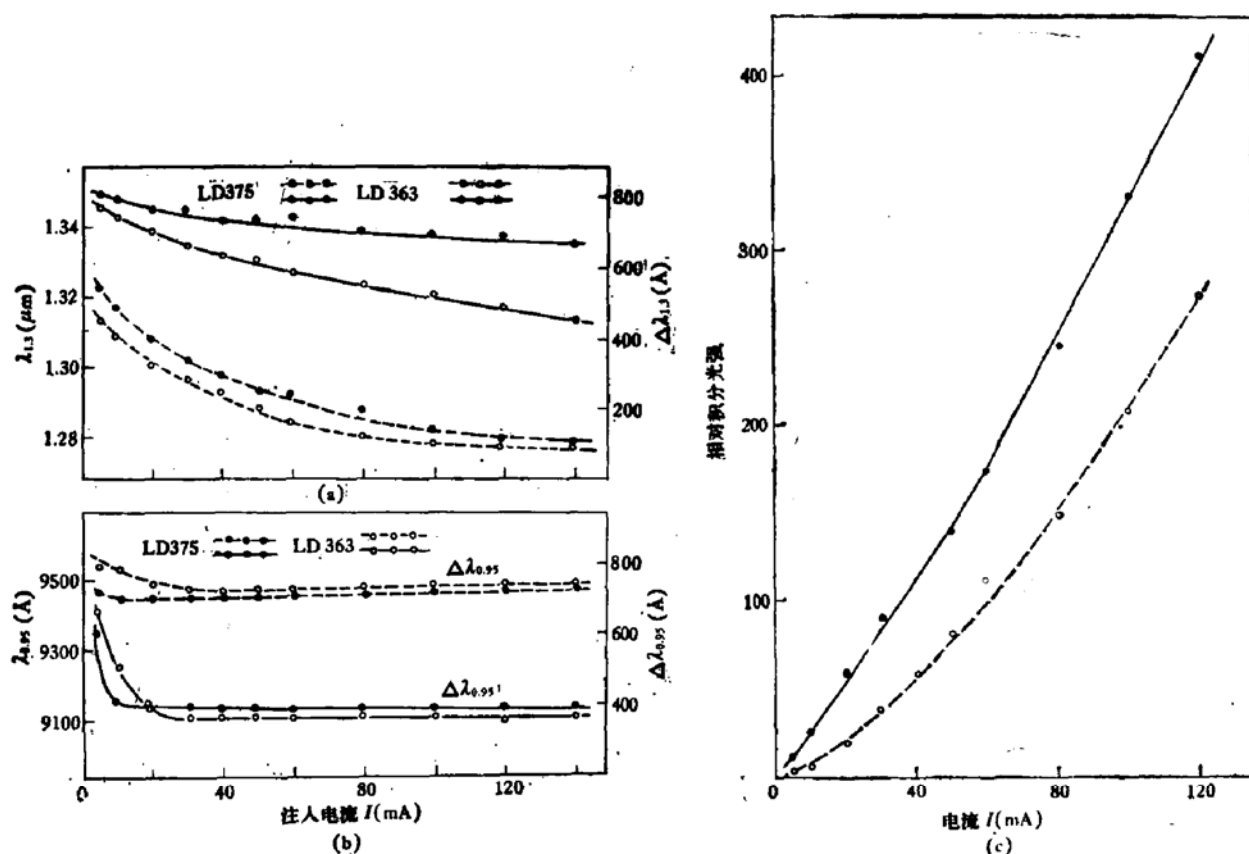


图 1

- (a) 1.3 μm 带的峰值 $\lambda_{1.3}$ (●—●—●—●—) 和半宽 $\Delta\lambda_{1.3}$ (—○—○—○—) 随注入电流的变化
 (b) 0.95 μm 带的峰值 $\lambda_{0.95}$ (●—●—●—●—) 和半宽 $\Delta\lambda_{0.95}$ (—○—○—○—) 随注入电流的变化
 (c) 1.3 μm , (●) 0.95 μm (○) 积分强度随注入电流的变化

图 1(a) 为两个器件 (LD363 和 LD375) 的 1.3 μm 发射光谱的峰值波长和半宽随注入电流的变化. 图 1(b) 为这两个器件 0.95 μm 发射带的峰值和半宽随注入电流的变化. 由图可知, 随注入电流增加, 1.3 μm 的带-带复合发光峰值移向短波, 这是由于注入电子填充较高的导带能态而引起的 Moss-Burstein 移动. 而 0.95 μm 发光带只在很小的注入范围内随注入加大而移向短波, 很快即不再随注入变化. 这说明 0.95 μm 发光带与 1.3 μm 发光带的跃迁并不来源于同一始态, 即 0.95 μm 发光带并不是从 InGaAsP 导带电子跃迁下来的, 如果是从 InGaAsP 导带中电子有关的跃迁的话, 光谱峰值必将随注入的加大和导带的填充而向高能移动. 图 1(c) 是 1.3 μm 和 0.95 μm 发射积分强度随注入电流的变化.

测量了器件的 $V-I$ 特性曲线, 门限电压为 $\sim 0.9V$, 这是正常的 InGaAsP 结。用 HPS-50B 场发射型扫描电镜拍摄我们所测量的器件出光面的电子束诱导电流象 (EBIC), 都说明器件不存在结偏位, 我们所测到的 $0.95\mu m$ 发光带并不是结偏位所造成的发光。

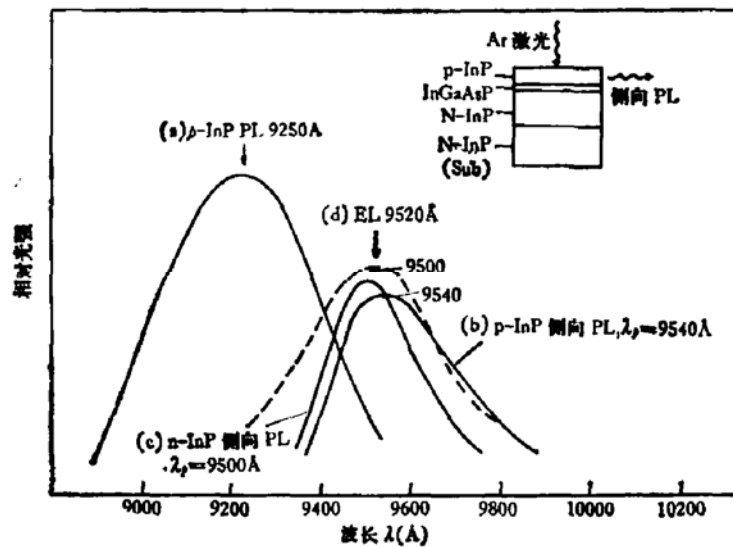


图2 $0.95\mu m$ 发光带与 InP 正向侧向光荧光光谱比较 (a) p-InP 正向光荧光光谱 (b) p-InP 侧向光荧光光谱 (c) n-InP 侧向光荧光光谱 (d) $0.95\mu m$ 电荧光光谱

为了弄清 $0.95\mu m$ 发射的来源, 我们测量了与 $1.3\mu m$ InGaAsP/InP DH 激光器结构相同的多层外延片的荧光光谱。图2角图中示出这种结构。在 n-InP 衬底上生长 n-InP 缓冲层, 再生长不故意掺杂的 InGaAsP, 再生长一层 p-InP 或 n-InP 层。用 5145Å 的氩离子激光激发表面 p-InP 层。正面收集的荧光如图2(a), 峰值为 9250Å , 半宽为 415Å , 为了模拟电荧光侧面出光的情况, 我们用 5145Å 氩离子激光激发表面, 而在垂直于激发方向的解理面收集荧光。对于表面为 p-InP 的片子, 结果如图2(b), 其峰值波长为 9540Å , 半宽为 330Å , 对于表面为 n-InP 的片子, 结果如图2(c), 其峰值波长为 9502Å , 半宽为 245Å 。峰值移向长波和半宽变窄都是由于荧光经过 InP 自吸收的结

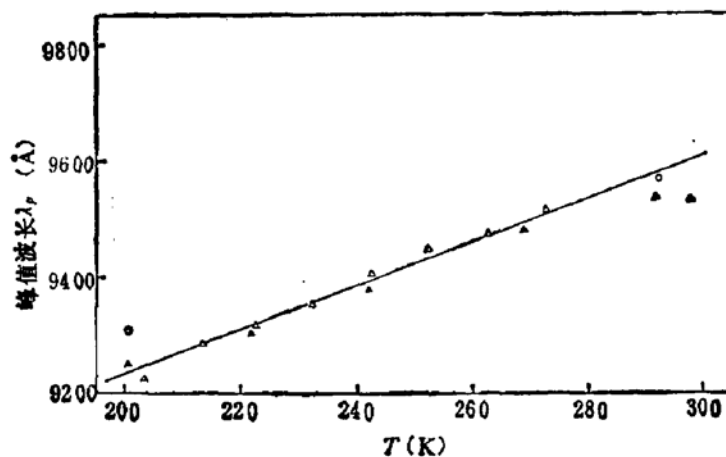


图3 $0.95\mu m$ 发光带峰值 $\lambda_{p,0}$ (△) 和 p-InP 侧向光荧光峰值 (▲) n-InP 侧向光荧光峰值 (○) 随温度的变化

果。这种方法只是定性的模拟。侧向光荧光与电发光的自吸收情况不完全相同,前者为点发光经过固定长度的自吸收,而后者为面发光经过不同长度的自吸收,但经过自吸收峰值波长向长波移动则是一致的。这个结果表明:我们在激光器中测到的 0.95 μm 发光带与表面为 InP 的片子侧面光荧光十分相似(如图 2(d)),可见 0.95 μm 发光带与 InP 限制层有关。

我们改变温度,在 200K 至 300K 范围,0.95 μm 发光带峰值随温度变化与 InP 侧向光荧光峰值随温度变化一致。

三、分析和讨论

总结以上实验结果,我们对 0.95 μm 发光带有以下几点看法:

(1) 由器件 $V-I$ 特性测得的门限电压为 0.9V,和器件垂直 PN 结出光面的 SEM 二次电子形貌象和与它重叠的 EBIC 象。可以充分肯定器件未发生结偏位。我们测得的 0.95 μm 的发射带不是由于结偏位而在 InP 中的发光。

(2) 文献[9]给出了用电反射测出的不同禁带宽度的 InGaAsP 自旋轨道分裂价带的 Δ 值,以及 Herman 给出的 1.7K 下的 Δ 值^[10]。可以得出对 1.3 μm 的 InGaAsP 材料 $E_g = 0.95\text{eV}$, $\Delta = 0.25\text{eV}$, 相应的 $E_g + \Delta$ 的发射波长应为 1.03 μm 。比我们测得的 0.95 μm 发射带峰值波长要长 800 $\text{\AA}$,从而排除了我们所测得的高能发射带为 InGaAsP 有源区内导带到自旋轨道分裂价带复合发光的可能性,所以 0.95 μm 不可能是有源区内导带到自旋轨道分裂价带的复合发光。从图 1(a), (b) 也可以看出 $\lambda_{0.95}(i)$ 和 $\lambda_{1.3}(i)$ 有不同的变化规律, $\lambda_{0.95}$ 的峰值随注入电流的变化不大,说明它不是与 InGaAsP 的导带中的电子跃迁有关的。

(3) 我们的实验结果表明,我们所测到的 0.95 μm 发光带的峰值随温度的变化与 InP 经过自吸收后的解理面发光的峰值相近(图 2,3)。

从以上分析可以看出,我们在 1.3 μm InGaAsP/InP DH 激光器中观测到的 0.95 μm 的高能发射带是由 InP 层中载流子的带间复合引起的。

(4) 求出 0.95 μm 发射带与 1.3 μm 发射带对注入载流子浓度 n 的依赖关系。

在有源区内总电流由辐射复合电流与非辐射复合电流组成

$$i = i_r + i_{nr}. \quad (1)$$

载流子寿命 τ 与辐射复合寿命 τ_r 和非辐射复合寿命 τ_{nr} 有如下关系

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (2)$$

有源区面积为 s , 厚度为 d 的器件注入电流 i 与注入载流子浓度 n 的关系为

$$i = \frac{nesd}{\tau}. \quad (3)$$

e 为电子电荷。

由(2), (3)求得

$$i = \frac{hesd}{\tau_r} + \frac{nesd}{\tau_{nr}}. \quad (4)$$

采用 Dutta 等计算的 Auger 寿命^[12]和测量的辐射复合寿命 τ_r ^[13], 用自洽的方法定出一定注入电流下的载流子浓度 n . 由图 1(c) 的实验结果作出 $0.95\mu\text{m}$ 和 $1.3\mu\text{m}$ 的发光强度随 n 的变化, 图 4 表示了这种变化. 图 4 中(a), (b), (c) 是对应三个不同的器件, 其中 LD4 器件有源区厚度为 $d = 0.5\mu\text{m}$, 条宽 $40\mu\text{m}$, LD375 和 LD363 $d = 0.2\mu\text{m}$ $W = 15\mu\text{m}$, 得到 $I_{0.95} \propto n^\alpha$, $I_{1.3} \propto n^\beta$ 对三个器件 α, β 值见表 1.

表 1

		α	β
a	LD4	3.1	2
b	LD375	3.3	2.3
c	LD363	3.3	2.5

$1.3\mu\text{m}$ 带的发光强度正比于 $\sim n^2$, 说明它所对应的寿命 $\propto \frac{1}{n}$, 与辐射复合寿命一致, 与通常的 InGaAsP p-n 结电发光的规律一致.

$0.95\mu\text{m}$ 发射带的发光强度正比于 $\sim n^{3.1-3.3}$, 与 $1.3\mu\text{m}$ 带有迥然不同的规律, Auger 复合寿命与 n^{-2} 成正比, Auger 复合几率与 n^3 成正比. 现在我们得到 $I_{0.95}$ 与有源区的载流子浓度近似成三次方关系, 正好说明了 $0.95\mu\text{m}$ 发光带是与 InGaAsP 中的俄歇复合有关的.

$1.3\mu\text{m}$ InGaAsP 的禁带比 GaAs 小, 俄歇复合几率比 GaAs 大. Auger 复合的结果产生一定的高能载流子, 这些高能载流子有一定的几率越过异质结势垒而溢入到 InP 层, 而在 InP 中复合发光而产生 $0.95\mu\text{m}$ 发光带.

(5) 为了进一步研究 $0.95\mu\text{m}$ 发光与有源区内无辐射复合的关系. 我们将实验得到

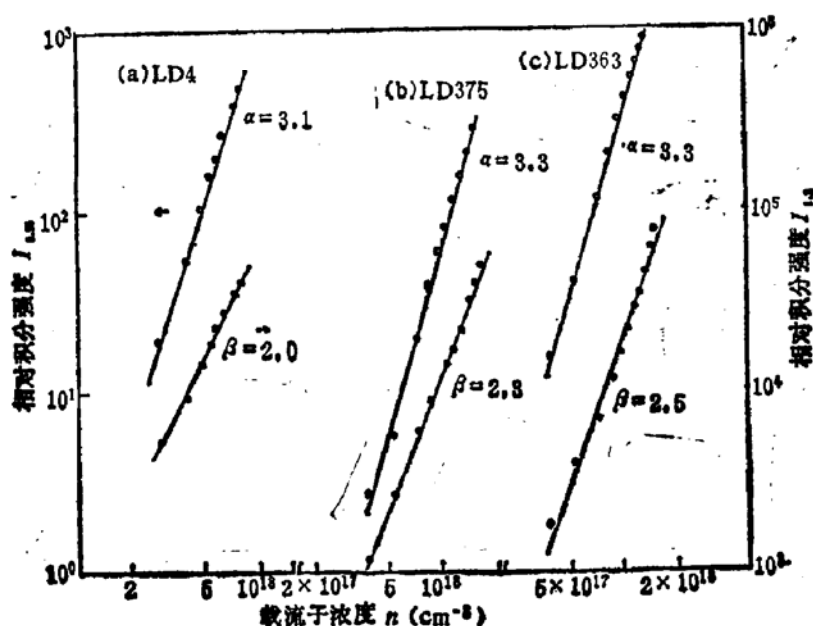


图 4 $1.3\mu\text{m}$ 和 $0.95\mu\text{m}$ 发光带的积分强度随载流子浓度的变化关系
 $I_{0.95} \propto n^\alpha$ (O) $I_{1.3} \propto n^\beta$ (●)

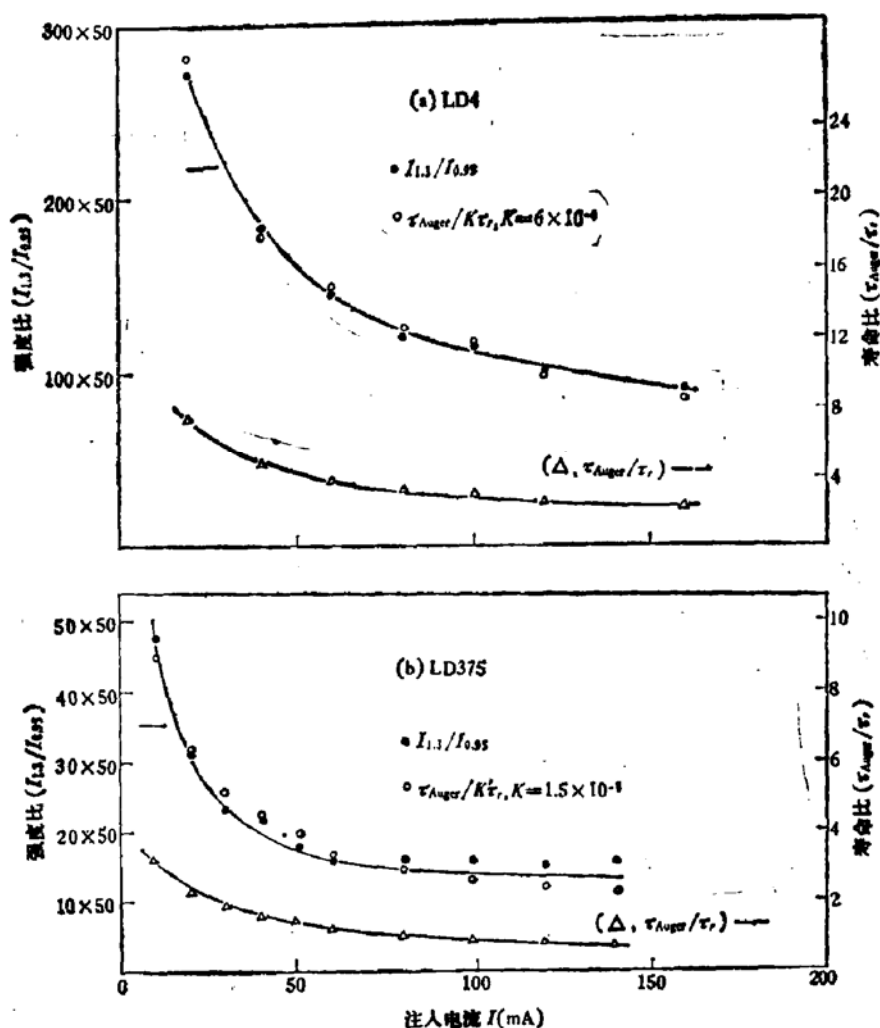


图5 $I_{1.3}/I_{0.95}$ ($\bullet$), $\tau_{\text{Auger}}/\tau_r$ (Δ) 和 $\tau_{\text{Auger}}/k\tau_r$ ($\circ$) 随注入电流的变化关系

的 $I_{1.3}/I_{0.95}$ 与注入电流的关系与 Dutta 等人计算的 τ_{Auger} 与实验测定的 τ_r 的比与注入电流关系作了比较 (图5)。得到对不同器件 $I_{1.3}/I_{0.95}$ 与 $\tau_{\text{Auger}}/\tau_r$ 有如下关系。

$$\frac{I_{1.3}}{I_{0.95}} = \frac{\tau_{\text{Auger}}}{k\tau_r} \quad (5)$$

对同一器件不同电流 k 值取近似相同的值, 对 LD4 $k = 6 \times 10^{-4}$, 对 LD375 $k = 1.5 \times 10^{-3}$ 。联系到式 (4) $\tau_{\text{Auger}}/\tau_r$ 正反映了有源区内辐射复合电流与非辐射复合电流的比值。在 10—150mA 电流范围内 (相应于注入载流子浓度从 $2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 变化到 10^{18}cm^{-3} 量级), $I_{1.3}/I_{0.95}$ 与 $\tau_{\text{Auger}}/\tau_r$ 一直保持线性比例关系, 这证明我们所测到的 0.95 μm 发光带确是与 InGaAsP 有源区中的非辐射俄歇复合有关。这里比例系数 k 值在 10^{-3} 至 10^{-4} 量级, 它并不说明 Auger 复合所占的比例。InGaAsP 中辐射复合与非辐射俄歇复合几率之比仍为 $\tau_{\text{Auger}}/\tau_r$ 。

我们所测到的 0.95 μm 发光带所反映的载流子溢出对注入载流子是一种损耗, 克服这种损耗将使长波长激光器的性能得到改善。

四、结 语

我们在实验中观测到 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH 激光器发射谱中有一个 $0.95\mu\text{m}$ 的高能发光带,从发光带峰值波长随温度的变化关系与相应结构的材料的 InP 侧向光荧光谱的峰值波长随温度的变化关系一致,说明该发光带是由 InP 限制层中的复合发光所引起。我们用 $I_{0.95} \propto n^3$ 和 $I_{1.3}/I_{0.95} = \tau_{\text{Auger}}/k\tau$, 两个独立的方面证明这一发光来源于有源区内俄歇过程产生的高能载流子越过势垒溢入 InP 限制层的复合发光。这一非激光波长的发光是一种载流子损耗,克服它将改善器件的特性。

作者感谢黄昆教授的热心指导,对本所七室和七〇一,七〇三组同志的热情支持和朱龙德,汪孝杰,葛玉茹等同志的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] S. Yamakoshi, T. Sanada, O. Wada, I. Umebu and T. Sakurai, *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 144(1982).
- [2] T. R. Chen, S. Margalit, U. Koren, K. L. Yu, L. C. Chiu, A. Hasson and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 1000 (1983).
- [3] N. K. Dutta and R. J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 407(1981).
- [4] L. C. Chiu and A. Yariv, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **21**, L305 (1982).
- [5] A. Mozer, K. M. Romanek, W. Schmid and M. H. Pikuhn, *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 964(1982).
- [6] A. R. Adams, M. Asada, Y. Suematsu and S. Arai, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, L621(1981).
- [7] R. E. Nahory, M. A. Pollock and J. C. Dewinter, *Electron. Lett.*, **15**, 695(1979).
- [8] 朱龙德,张盛廉,汪孝杰,王莉,高淑芬及七室器件工艺组,半导体学报, **2**, 212(1981).
- [9] E. H. Perea, E. E. Mendez and C. G. Fonsted, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 978 (1980).
- [10] C. Hermann, G. Lampel, Proc. 15th Int. Conf. Physics of Semiconductors, Kyoto. p631, 1980.
- [11] Mitsuhiro Yano, Hajime Imai and Masahito Takusagawa, *J. Appl. Phys.*, **52**, 3172(1981).
- [12] N. K. Dutta and R. J. Nelson, *J. Appl. Phys.*, **53**, 74(1982).
- [13] B. Sermage, R. J. Nelson and N. K. Dutta, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 259(1983).

The 950nm Emission from InGaAsP/InP Double Heterojunction Laser Diode and Auger Recombination

Zhuang Weihua, Zheng Baozhen, Xu Junying, Li Yuzhang,
Xu Jizong and Chen Peili

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

A 950 nm emission band from 1.3 μm InGaAsP/InP DH laser has been observed. The experimental results show that this emission is neither due to remote InP p-n junction nor to the recombination from conduction band to spin orbit-off valence band. Considering the selfabsorption in InP in edge emission, the peak wavelength of the 950 nm emission is qualitatively consistent with the peak wavelength of the lateral photoluminescence spectra of InP. The integrated intensity of the 950 nm emission strongly depends on the injected carrier concentration n in active layer ($I \propto n^3$). This experimental result can be well explained if considering the injected carrier overflow from InGaAsP to InP confinement layer by energetic carrier created by Auger recombination in InGaAsP active layer.