

1.55 μm InGaAsP/InP DH 激光器中的 0.95 μm 发光带与 Auger 复合

夏瑞东 常悦

庄蔚华

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

(中国科学院北京半导体所, 北京 100083)

提要 报道了在 1.55 μm InGaAsP/InP 激光器中发现的 0.95 μm 波长高能发光峰的一系列实验结果, 并通过分析肯定了 InGaAsP 有源区的 Auger 复合是造成载流子向两侧 InP 限制层漏泄的主要原因, 也是影响 1.55 μm InGaAsP/InP DH 激光器 T_0 值的主要因素。

关键词 1.55 μm InGaAsP/InP 激光器, Auger 复合, 0.95 μm 发光, T_0 值, 漏泄

1 引 言

本文通过对我们在 1.55 μm InGaAsP/InP 激光器上观测到的除 1.55 μm 波长外的另一个 0.95 μm 发光峰及其空间光强分布、空间分辨光谱和变温测量结果的分析, 肯定了 InGaAsP 有源区的 Auger 复合是造成载流子向两侧 InP 限制层漏泄的主要原因, 以实验支持了影响 1.55 μm InGaAsP/InP DH 激光器 T_0 值的主要原因是 Auger 复合的观点。

2 实验方法及结果

2.1 0.95 μm 发光带

所测器件是 1.55 μm 波长 InGaAsP/InP 质子轰击条形 DH 激光器, 质子轰击形成条形区宽约 15 μm , 解理腔长 150~250 μm 。我们首先测量了室温时不同注入直流电流下 0.95 μm 发光带的光谱, 发现其峰值波长在 0.95 μm 附近, 谱线半宽度约 35.0 nm, 且基本不随注入电流变化。积分光强 I 随注入电流 i 的变化如图 1 所示。为便于比较, 还在电流接近阈值时, 用同一个 PbS 探测器测量了 1.55 μm 主发光光谱, 发现在接近阈值时 0.95 μm 发光与 1.55 μm 发光积分强度之比约为 1.0×10^{-4} 。依测量结果分析, 0.95 μm 发光即不可能是有源区 InGaAsP 的导带到自旋轨道分裂价带的发光^[1], 也不会是偏位 InP $p-n$ 结的发光, 只能是 InP 的带-带复合发光, 它之所以比 InP 的光荧光峰值波长 0.925 μm 略长, 是因为器件端面出光, 峰值波长在经过 InP 的自吸收后移向长波。

2.2 空间光强分布和分辨光谱

我们测量了该激光器发光端面垂直结平面方向上 1.55 μm 和 0.95 μm 发光的空间光强分

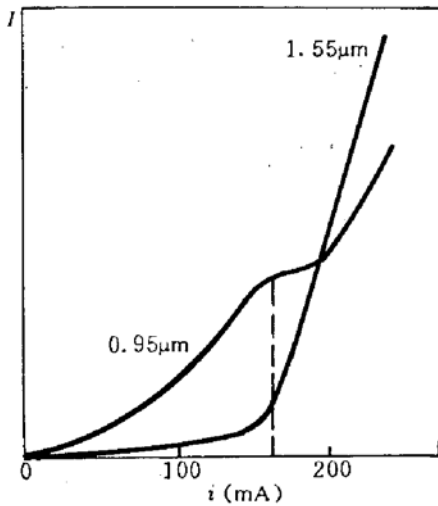


Fig. 1 0.95 μm and 1.55 μm spectrum intensity dependence of injection current

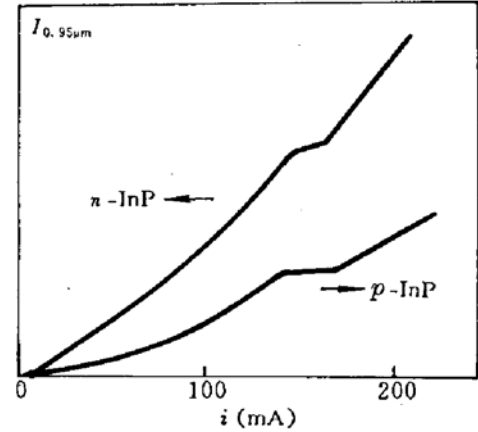


Fig. 2 The peak of 0.95 μm spectrum intensity dependence of injection current on n-InP side and p-InP side

布和空间分辨光谱,结果表明有源区的 p 型边和 n 型边分别有不同的峰值波长,且 n -InP 边发光稍强。为观察 p 、 n 型 InP 两边的 0.95 μm 发光规律是否相同,又测量了 n -InP 与 p -InP 边 0.95 μm 谱峰值光强 $I_{0.95 \mu m}$ 随电流 i 的变化,发现其变化规律基本相似,如图 2 所示。

2.3 0.95 μm 谱随温度的变化

图 3 是激光器阈值电流随温度变化曲线,高温段斜率 T_0 为 54 K,低温段 T_0 为 68 K,转折温度为 282 K。不同温度下,0.95 μm 光强与电流的关系如图 5 所示。

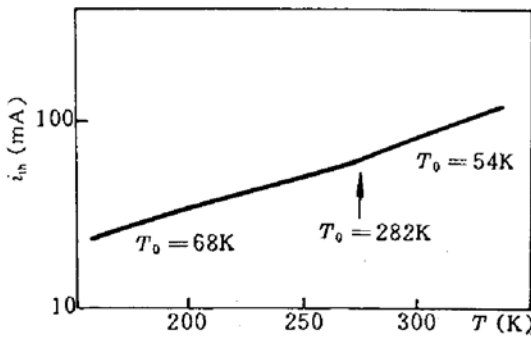


Fig. 3 Relationship between threshold current and temperature in 1.55 μm laser

3 理论分析

3.1 Auger 复合率

首先根据异质结能带图、连续性方程及边界条件从理论上计算出电子扩散漏与空穴扩散漏及漂移漏的大小,其结果是室温下阈值时,这几种漏泄的总量还不到总注入电流的万分之一。实验中测到的 InP 发光强度为 1.55 μm 光强的万分之一,且是以 n -InP 发光为主,而器件两发光端面对 0.95 μm 的反射损耗及有源层、顶盖层、衬底层对 0.95 μm 光子能量的吸收损耗又都比对 1.55 μm 的损耗大,这就是说只有当实际器件中的漏电流与总电流之比大于万分之一时,才可能产生这样的发光,因此我们认为 0.95 μm 发光不是一般载流子漏泄造成的。

再看 Auger 复合。设有源区面积为 S ,厚度为 d ,载流子寿命为 τ ,不同温度下注入电流为 i_{th} ,则由式 $i_{th} = esdn/\tau$ 及图 3 可算出不同温度下的阈值载流子浓度 n 。本实验取 $S = 15 \times 200 \mu m^2$, $d = 0.45 \mu m$, $\tau = 2.9 ns$ 。得到 $n_{th}-T$ 线性曲线,又利用图 1 得出阈值以下 0.95 μm 和 1.55 μm 谱的积分强度与 n 的对应关系图 5;可以看出, $I_{0.95} \propto n^3$, $I_{1.55} \propto n^2$,而一般情况下,有源区内 Auger 复合率 $R_A \propto n^3$,辐射复合率 $R_r \propto n^2$ [2],据此可以推断,0.95 μm 发光与有源区内的 Auger 复合有关,而 1.55 μm 发光则正是有源区内自发辐射复合的结果。

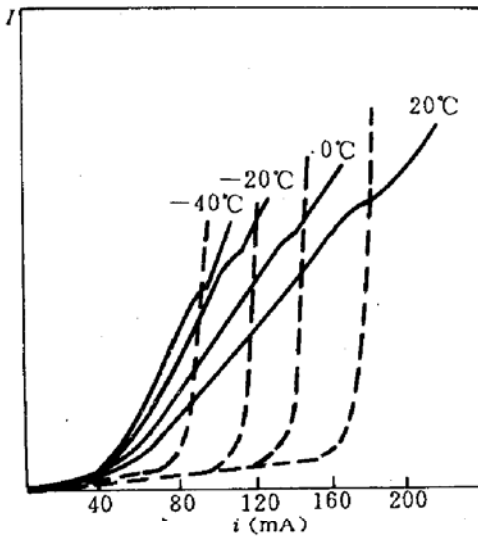


Fig. 4 0.95 μm and 1.55 μm spectrum intensity curves at various current under different temperature

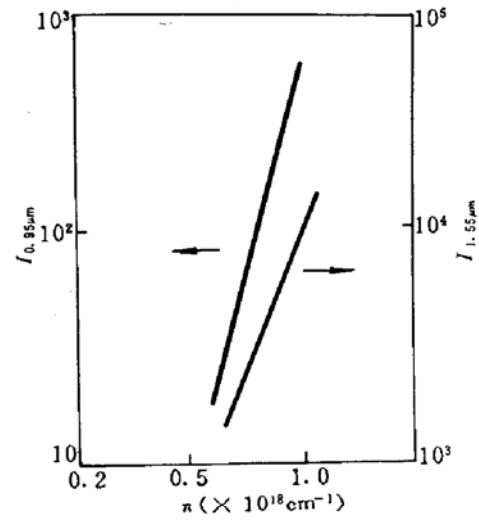


Fig. 5 Relationship between $I_{0.95 \mu\text{m}}$ and $I_{1.55 \mu\text{m}}$ and carrier concentration

有源区内的 Auger 复合率 $R_A = n_{\text{th}}/\tau_A = Cn_{\text{th}}^3$, 自发辐射复合率 $R_r = n_{\text{th}}/\tau_r = Bn_{\text{th}}^2$, 有关文献^[4]已给出室温下 $C = 9 \times 10^{-29} \text{cm}^6/\text{s}$, $B = 0.7 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$, $\tau_A = 2.3 \text{ns}$, $\tau_r = 7.0 \text{ns}$, 由此算出 R_A 约为 $4.4 \times 10^{26} \text{cm}^{-3}/\text{s}$, R_r 约为 $2.5 \times 10^{26} \text{cm}^{-3}/\text{s}$, 可见 Auger 复合率已大于自发辐射复合率, 即 1.55 μm 激光器室温时非辐射 Auger 复合电流已占了总阈值电流中的主要部分。

3.2 0.95 μm 发光机制

如此大的 Auger 复合率将产生大量高能载流子, 它们的能量将高于限制层势垒^[2], 因而可进入到 InP 层。如在室温阈值时 $R_A = 4.4 \times 10^{26} \text{cm}^{-3}/\text{s}$, 表示单位时间单位体积内被激发到距能带底一个 E_g 的高能态上的载流子数, 如果载流子在带内的弛豫时间为 10^{-13}s 量级, 则高能态上单位体积内将有 $4.4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 个载流子, 这些载流子无疑将造成一种漏泄。另外, 从经典热运动观点分析, 这些高能载流子有比一般载流子大得多的热运动速度, 可以通过热发射进入到 InP 限制层, 从而可望达到我们观测到的漏泄发光的程度。

另一方面, 由于在高注入载流子浓度、强简并情况下, 载流子之间的能量弛豫时间小于载流子与晶格之间的能量弛豫时间, 所以大量高能载流子在通过相互碰撞和与晶格相互作用弛豫到能带底的过程中, 可能来不及把激发能量转移给晶格, 使载流子系统的温度相对于晶格温度有一升高。这一温升不仅使载流子系统中有更多的载流子分布在较高能态上, 从而因高于势垒部分的载流子增加引起漏泄增加, 同时使载流子分布在更分散的能级上, 则一定注入载流子浓度所能达到的最大增益下降, 维持一定阈值增益所需的阈值电流上升, 阈值载流子浓度上升, 反过来又使 Auger 复合增加。

从图 2 的空间光强分布曲线看, n -InP 的 0.95 μm 发光较强, 说明器件中空穴 Auger 过程起重要作用, 即 Auger 复合产生的高能空穴多于高能电子, n -InP 边的空穴漏泄大于 p -InP 边的电子漏泄。

3.3 T_0 与 Auger 复合的关系

据 $i_A = esdn/\tau = esdcn_{\text{th}}^3$ 和 $i_r = esdn/\tau = esdBn_{\text{th}}^2$ 分别算出不同温度下的 Auger 复合电流 i_A 和辐射复合电流 i_r 及两者之和, 并与阈值电流画在同一坐标图上, 得到图 6。从图中看出在转折温度附近 i_A 与 i_r 相近, 温度再高 Auger 复合电流开始超过辐射复合电流而占主导, 这也就是转折点以上 T_0 值变小的原因。

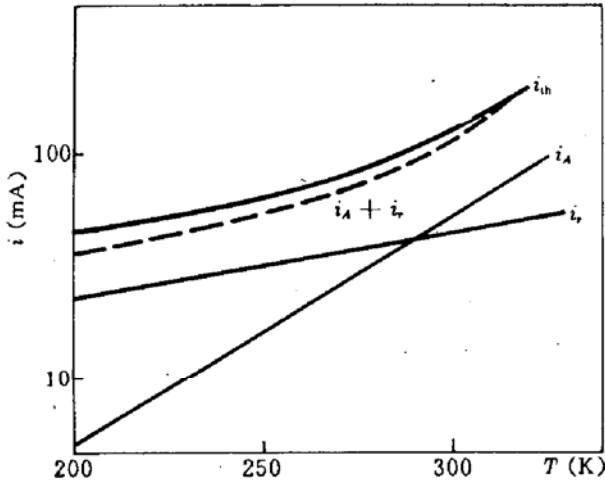


Fig. 6 I_{th} experiment curves and $i_A, i_r, i_A + i_r$ calculation curves at various temperature

我们还估算了近阈值时漏电流 i_i 的相对值随温度 T 的变化,发现在 $T > T_b$ 转折温度后, i_i 随 T 的变化很快, $i_i \sim T$ 曲线与图 6 中的 $I_i - T$ 曲线有相近的斜率,说明转折温度以上 InP 中的 $0.95 \mu\text{m}$ 漏泄发光与 InGaAsP 中 Auger 复合有关,另外图 4 给出的实验曲线在阈值开始时 $0.95 \mu\text{m}$ 发光线上出现一小平台,也许与阈值时有源区内载流子浓度饱和有关,即载流子浓度饱和引起 Auger 复合饱和使 $0.95 \mu\text{m}$ 发光出现平台,电流继续增加, $0.95 \mu\text{m}$ 光强又继续上升,只是没有阈值以下变化陡,近似与电流成线性关系,而前人^[5]在 $1.3 \mu\text{m}$ 激光器的曲线上未见出现平台,说明 $1.55 \mu\text{m}$ 激光器中的漏泄更依赖于注入载流子浓度,即与 Auger 复合关系更密切。

参 考 文 献

- 1 A. Mozer, K. M. Romanek, W. Schnid *et al.*. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**: 964
- 2 S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**: 8775
- 3 A. Sugimura. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**: 627
- 4 G. P. Agrawl, N. K. Dutta. *Electr. Lett.*, 1983, **19**: 974
- 5 T. R. Chen, S. Margalit, U. Koren *et al.*. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **42**: 1000

0.95 μm Luminous Strip And Auger Compound of 1.55 μm InGaAsP/InP DH Laser

Xia Ruidong Chang Yue

(*Phys. Dept. of Capital Normal University, Beijing 100037*)

Zhuang Weihua

(*Institute of Semiconductor, Academia Sinica, Beijing 100083*)

Abstract A series of experiment results about $0.95 \mu\text{m}$ wavelength high energy luminous peak in $1.55 \mu\text{m}$ InGaAsP/InP laser were reported in this paper. And by physics analysis to these data, we can be sure that the Auger compound of InGaAsP active region is the major cause of carrier leakage toward the two sides of InP restricted layer. It is also the major factor to reduce the T_0 of $1.55 \mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH laser.

Key words $1.55 \mu\text{m}$ InGaAsP/InP DH laser, Auger compound, $0.95 \mu\text{m}$ luminous, T_0 , leakage