

深扩 Zn 平面条形激光器作用层注入 载流子空间分布的分析

吴 克 林

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文分析了深扩 Zn 平面条形激光器作用层注入载流子的空间分布。从理论上阐明了深扩 Zn 平面条形激光器的注入电流在 $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层沿结平面方向的扩展可以忽略。因此,注入载流子在其作用层的空间分布比普通平面条形激光器窄得多,进而其增益波导也窄得多。从理论上证明[1]的结论:轻掺杂或不掺杂作用层深扩 Zn 平面条形激光器的水平横模稳定的主要原因是其增益波导窄。

Analysis of spatial distribution of injection carriers in the active layer of the planar stripe lasers with deep Zn diffusion

Wu Kelin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: This paper analyses spatial distribution of injection carriers in the active layer of planar stripe lasers with deep Zn diffusion. It is elucidated theoretically that the spreading current along the junction direction in the $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cladding layer of the planar stripe lasers with deep Zn diffusion can be neglected. Therefore, spatial distribution of injection carriers in the active layer of the planar stripe lasers with deep Zn diffusion is much narrower than that of the conventional planar stripe lasers. Consequently, its gain-induced guide is much narrower than that of the conventional planar stripe lasers too. This proves theoretically the conclusion in [1], i. e. it is the narrowing of gain-induced guide of the planar stripe lasers with slightly doped or undoped active layer and deep Zn diffusion that causes the stabilization of the lateral modes.

一、分 析

1. 普通平面条形激光器

普通平面条形激光器的结构如图 1(a) 所示。图 1(b) 是其注入电流的分布。可见其

作用区注入载流子的空间分布不仅受载流子外扩散的影响,而且明显地受注入电流沿结平面方向扩展的影响。假设扩展电流以指数形式衰减^[2], 则其注入电流的分布为

收稿日期: 1982 年 1 月 6 日。

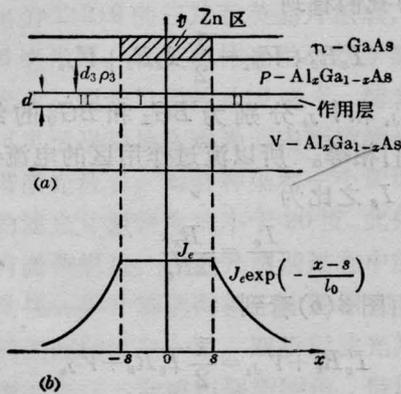


图 1

- (a) 普通平面条形激光器;
(b) 注入电流的分布

$$J(x) = J_e \quad x \leq s$$

$$= J_e \exp\left(-\frac{x-s}{l_0}\right) \quad x \geq s \quad (1)$$

式中 s 为条宽之半; $l_0 = \left(\frac{2}{\beta R_x J_e}\right)^{1/2}$ 是扩展电

流的衰减常数^[2], 其中 $\beta = \frac{e}{nkT}$, $n=2$, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度, R_x 为 $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层的薄层电阻, J_e 为均匀流过作用区的电流密度。在阈值以下的稳态条件下, 区域 I 和区域 II 的载流子速率方程分别为

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} - \frac{n_1}{L^2} = -G \quad x \leq s \quad (2a)$$

$$\frac{d^2 n_2}{dx^2} - \frac{n_2}{L^2} = -G \exp\left(-\frac{x-s}{l_0}\right) \quad x \geq s \quad (2b)$$

式中 n_1 、 n_2 分别为区域 I 和区域 II 的注入载流子浓度; L 为其扩散长度; $G = J_e / edD$, e 是电子电荷, d 是作用层厚度, D 是注入载流子的扩散系数。因为分布对称, 即 $n(x) = n(-x)$, 以及 $x=s$ 处的载流子和电流连续, 即 $n_1(s) = n_2(s)$, $eD \frac{dn_1}{dx} \Big|_{x=s} = eD \frac{dn_2}{dx} \Big|_{x=s}$

所以方程(2a)和(2b)的解分别为

$$n_1(x) = GL^2 - GL^2 \frac{L}{l_0 + L}$$

$$\times \exp\left(-\frac{s}{L}\right) \cosh\left(\frac{x}{L}\right) \quad x \leq s \quad (3a)$$

$$n_2(x) = \left[GL^2 - GL^2 \frac{l_0^2}{l_0^2 - L^2} - GL^2 \frac{L}{l_0 + L}\right]$$

$$\times \exp\left(-\frac{s}{L}\right) \cosh\left(\frac{s}{L}\right) \exp\left(-\frac{x-s}{L}\right)$$

$$+ GL^2 \frac{l_0^2}{l_0^2 - L^2} \exp\left(-\frac{x-s}{l_0}\right) \quad x \geq s \quad (3b)$$

2. 深扩 Zn 平面条形激光器

深扩 Zn 平面条形激光器的结构如图 2(a)所示。图 2(b)是其注入电流的分布。由于深扩 Zn, 作用区的空穴浓度较高, 所以作用区的注入载流子的扩散长度、扩散系数均与作用区之外的不同, 我们用脚标“1”和“2”表明之。其注入电流分布为

$$J'(x) = J'_e \quad x \leq s$$

$$= J'_e \exp\left(-\frac{x-s}{l_1}\right) \quad x \geq s \quad (4)$$

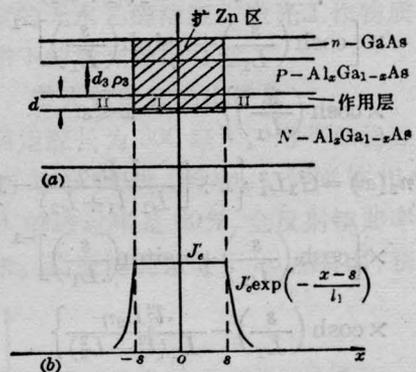


图 2

- (a) 深扩 Zn 平面条形激光器;
(b) 注入电流的分布

这样, 低于阈值时两个区域的载流子的速率方程分别为

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} - \frac{n_1}{L_1^2} = -G_1 \quad x \leq s \quad (5a)$$

$$\frac{d^2 n_2}{dx^2} - \frac{n_2}{L_2^2} = -G_2 \exp\left(-\frac{x-s}{l_1}\right) \quad x \geq s \quad (5b)$$

加上分布对称和边界条件, 我们得到(5a)和(5b)的解分别为

$$n_1(x) = G_1 L_1^2 + \left[\frac{l_1 L_2}{l_1 + L_2} G_2 D_2 - \frac{D_2}{L_2} G_1 L_1^2 \right] \times \left[\frac{D_2}{L_2} \cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \frac{D_1}{L_1} \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \times \cosh\left(\frac{x}{L_1}\right) \quad x \leq s \quad (6a)$$

$$n_2(x) = \left\{ G_1 L_1^2 + \left[\frac{l_1 L_2}{l_1 + L_2} G_2 D_2 - \frac{D_2}{L_2} G_1 L_1^2 \right] \times \left[\frac{D_2}{L_2} \cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \frac{D_1}{L_1} \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \times \cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) - \frac{l_1^2 L_2^2}{l_1^2 - L_2^2} G_2 \right\} \times \exp\left(-\frac{x-s}{L_2}\right) + \frac{l_1^2 L_2^2}{l_1^2 - L_2^2} \times G_2 \exp\left(-\frac{x-s}{l_1}\right) \quad x \geq s \quad (6b)$$

因为 $\frac{G_2}{G_1} = \frac{D_1}{D_2}$ ，并且令 $\eta = \frac{D_1 L_2}{D_2 L_1}$ ，那末(6a)和(6b)变成

$$n_1(x) = G_1 L_1^2 \left\{ 1 + \left[\frac{l_1 L_2 \eta}{L_1 (l_1 + L_2)} - 1 \right] \times \left[\cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \eta \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \times \cosh\left(\frac{x}{L_1}\right) \right\} \quad x \leq s \quad (7a)$$

$$n_2(x) = G_1 L_1^2 \left\{ 1 + \left[\frac{l_1 L_2 \eta}{L_1 (l_1 + L_2)} - 1 \right] \times \left[\cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \eta \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \times \cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) - \frac{l_1^2 L_2 \eta}{L_1 (l_1^2 - L_2^2)} \right\} \times \exp\left(-\frac{x-s}{L_2}\right) + G_1 L_1^2 \frac{l_1^2 L_2 \eta}{L_1 (l_1^2 - L_2^2)} \times \exp\left(-\frac{x-s}{l_1}\right) \quad x \geq s \quad (7b)$$

但是最重要的是要求出 l_1 。它是深扩 Zn 平面条形激光器中注入电流在 $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层沿结平面方向扩展的衰减常数，是电流扩展大小的重要标志。

为了求 l_1 ，采用[1]的等效线路模型。这样普通平面条形激光器和深扩 Zn 平面条形激光器的等效线路分别如图 3(a) 和 (b) 所示。深扩 Zn 使 R_e 变成了 R'_e ， BG_1 变成了 BG_2 。从而改变了注入电流的分布状况。由

图 3(a) 我们看到

$$I_e R_e + V_{J_1} = \frac{1}{2} I_s R_s + V_{J_0} \quad (8)$$

式中 V_{J_1} 和 V_{J_0} 分别为 BG_1 和 BG_0 的结电压，它们相等。所以流过作用区的电流与扩展电流 I_s 之比为

$$\frac{I_e}{I_s} = \frac{R_s}{2R_e} \quad (9)$$

同样，由图 3(b) 看到

$$I'_e R'_e + V_{J_1} = \frac{1}{2} I'_s R_s + V_{J_0} \quad (10)$$

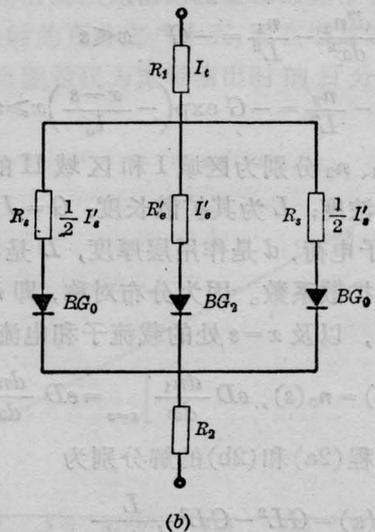
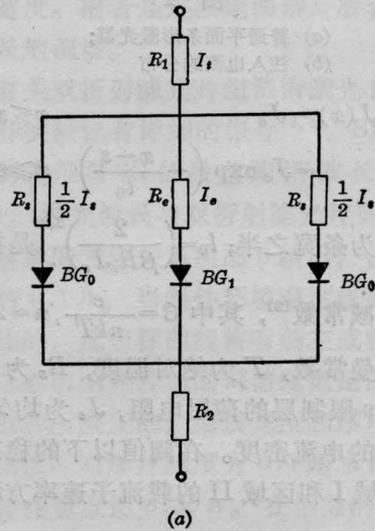


图 3 普通平面条形激光器 (a) 和深扩 Zn 平面条形激光器 (b) 的等效线路

然而 $V_{J_0} \geq V_{J_2}$, 所以得

$$\frac{I'_e}{I'_s} = \frac{R_s}{2R'_e} + \frac{V_{J_0} - V_{J_2}}{R'_e I'_s} \geq \frac{R_s}{2R'_e} \quad (11)$$

由[1]知道,对一般结构参数和材料参数的激光器, $R'_e \simeq \frac{R_e}{50}$, 并令 $I'_e = I_e$, 那末 $I'_s \leq \frac{I_s}{50}$ 。这就是说,假如深扩 Zn 平面条形激光器中均匀流过作用区的电流与普通平面条形激光器的相等,那末在 $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层的扩展电流仅为普通平面条形激光器的五分之一。我们知道

$$I_s = 2LJ_e \int_s^\infty \exp\left(-\frac{x-s}{l_0}\right) dx = 2LJ_e l_0$$

$$I'_s = 2LJ_e \int_s^\infty \exp\left(-\frac{x-s}{l_1}\right) dx = 2LJ_e l_1$$

L 为激光器的腔长。所以 $l_1 \leq \frac{l_0}{50}$, 即深扩 Zn 平面条形激光器注入电流在 $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层横向扩展的衰减常数小于或等于普通平面条形激光器的五分之一。可见扩展电流的衰减常数不仅受薄层电阻 R_x 和 J_e 的影响,而且受 R_e 的很大影响。

二、计 算

对普通平面条形激光器,我们取 $L=5$ 微米,条宽 $w=2s=10$ 和 6 微米, $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层的厚度 $d_3=1$ 微米,这样,由[1]的数据得 $R_x=2.1 \times 10^3$ 欧,取 $J_e=1.5 \times 10^3$ 安/厘米²,那末 300K 时 $l_0=5.7327$ 微米。由(3)式计算得归一化载流子分布曲线如图 4 和图 5 中的点划线所示。可见这种情况下作用层的注入载流子分布是很宽的。因为增益 $g(x)=an(x)-b$, 其中 a 和 b 是常数。所以这种情况下的增益分布也是很宽的。

对深扩 Zn 平面条形激光器,取 $L_1=3$ 微米, $L_2=L=5$ 微米, $D_1=36$ 厘米²/秒和 $D_2=60$ 厘米²/秒,并且 $l_1=\frac{l_0}{50}=0.1147$ 微米。这样由(7)式计算得归一化载流子分布曲线如图 4 和图 5 中的虚线所示。可见载流

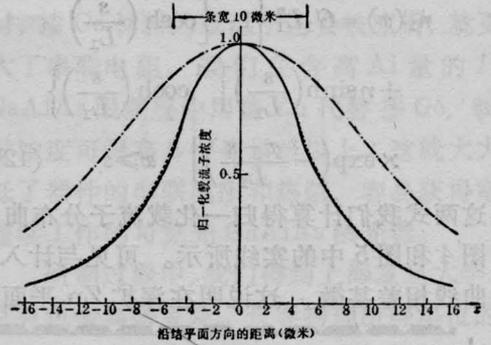


图 4 条宽 10 微米时作用层注入载流子空间分布的计算曲线

点划线为普通平面条形激光器;虚线为计入电流扩展的深扩 Zn 平面条形激光器;实线为忽略了扩展电流时的深扩 Zn 平面条形激光器。计算中所用参数值: $L_1=3$ 微米; $L_2=L=5$ 微米; $D_1=36$ 厘米²/秒; $D_2=60$ 厘米²/秒; $\rho_3=0.21$ 欧·厘米; $d_3=1$ 微米; $J_e=1.5 \times 10^3$ 安/厘米²; $s=5$ 微米

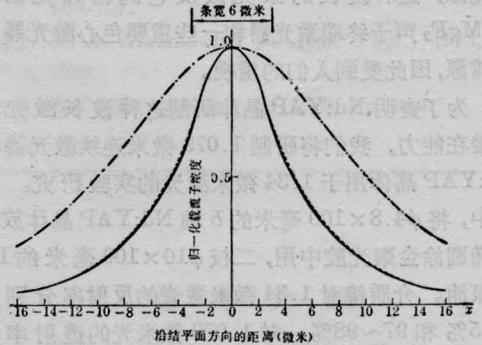


图 5 条宽 6 微米时作用层注入载流子空间分布的计算曲线

点划线为普通平面条形激光器;虚线为计入电流扩展时的深扩 Zn 平面条形激光器;实线为忽略了扩展电流时的深扩 Zn 平面条形激光器。计算中所用参数: $s=3$ 微米;其余同图 4

子分布窄得多了。

$l_1=0.1147$ 微米意味着在深扩 Zn 平面条形激光器作用区外约 0.12 微米的地方的电流已经下降到作用区 e^{-1} 。实际上这样的电流扩展完全可以忽略,即我们可以认为 $l_1=0$ 。这样方程(7a)和(7b)变成了

$$n_1(x) = G_1 L_1^2 \left\{ 1 - \left[\cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \eta \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \cosh\left(\frac{x}{L_1}\right) \right\} \quad x \leq s \quad (12a)$$

$$n_2(x) = G_1 L_1^2 \left\{ 1 - \left[\cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) + \eta \sinh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right]^{-1} \cosh\left(\frac{s}{L_1}\right) \right\} \times \exp\left(-\frac{x-s}{L_2}\right) \quad x \geq s \quad (12b)$$

由这两式我们计算得归一化载流子分布曲线如图4和图5中的实线所示。可见与计入 L_1 的曲线相差甚微。这说明在深扩Zn平面条

形激光器中我们完全可以认为注入电流全部流经作用区而不存在沿结平面方向的横向扩展。

参 考 文 献

- [1] 吴克林;《激光》,1981,8, No. 9, 21.
[2] W. T. Tsang; *J. Appl. Phys.*, 1978, 49, 1031.

简 讯

1.34 微米 Nd:YAP 连续激光器输出达 21.5 瓦

1.34 微米激光处于光纤低损耗和接近零色散范围,因而它是研究长距离、大容量光纤通信的有效光源,这种波长的激光以及它的倍频光也是 Ni:MgF₂ 声子终端激光器和一些重要色心激光器的泵浦源,因此受到人们的重视。

为了查明 Nd:YAP 晶体研制这种波长激光器的潜在能力,我们将研制 1.079 微米连续激光器的 Nd:YAP 晶体用于 1.34 微米激光的实验研究。实验中,将 $\phi 4.8 \times 100$ 毫米的 b 轴 Nd:YAP 晶体放在双椭圆涂金聚光腔中用,二枝 $\phi 10 \times 100$ 毫米的 Kr 灯泵浦。介质镜对 1.34 微米激光的反射率分别为 99.5% 和 97~98%, 对 1.079 微米光的透射率大于 55%。用上海计量局计量技术研究所生产并定标的圆盘型激光功率计测量激光功率。激光波长先用上转换材料判别,因为上转换材料能把 1.079 微米左右的激光转变成可见光,但对 1.34 微米左右的激光不响应。然后,进一步通过腔外倍频确定波长。腔外倍频实验中,用 $f=9$ 厘米的透镜将激光聚焦,对 1.34 微米和 1.079 微米角度匹配的 LiIO₃ 晶体放在焦点处,用 DWF 型反射单色仪测量倍频激光的波长。图 1 给出了 1.34 微米激光输出功率与输入电功率的关系,激光阈值为 1575 瓦,输入 6187 瓦时,得到 21.5 瓦的输出。在所有测量点上转换材料均未见到可见荧光,在这些点用对 1.079 微米角度匹配的 LiIO₃ 晶体倍频均未接收到 0.539 微米绿光。而用对 1.34 微米角度匹配的 LiIO₃ 晶体倍频时,在输入功率 2300 瓦以上各点均接收到红光,用 WDF 型反射单色仪测得波长为 0.67 微米。而且随着基波输出功率提高,倍频光亮度也提高。上述结果表

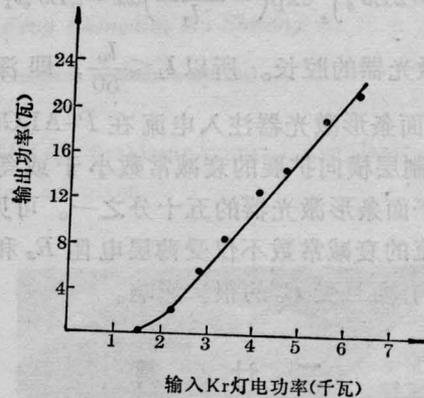


图 1 1.34 微米 Nd:YAP 连续激光器输出功率与输入功率的关系

明输出激光波长确系 1.34 微米。

实验中,还用格兰-汤姆逊棱镜检偏,结果输出激光接近线偏振光,其偏振方向平行于晶体 σ 轴。

上述初步的实验表明, Nd:YAP 晶体用于获得 1.34 微米的室温连续激光的前景是光明的,它的偏振输出使这种激光能有效地进行倍频,我们利用 LiIO₃ 晶体通过临界相位匹配很易获得 0.67 微米红光。

参加这项工作的还有曾瑞荣、倪玉云。实验所用 Nd:YAP 晶体由李敢生等同志提供,介质镜由杨恕冰、叶启金提供,一并表示感谢。

(中国科学院福建物质结构研究所

沈鸿元 周玉平 于桂芳

黄呈辉 黄小良 吴彩明

1982 年 7 月 8 日收稿)