

掩蔽与选择性热氧化条形 GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs DH 激光器的偏振特性

刘弘度 冯哲川

(北京大学物理系)

提要: 本文研究具有掩蔽和选择性热氧化(MSTO)结构条形 GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs DH 激光器的偏振特性,发现这类器件同时输出强度相近、相位无关的 TE 和 TM 模,不同于通常的半导体激光器主要是 TE 模输出的情况。本文从激光器有源区内应力分布和光弹性效应的观点,对此异常的偏振特性作出了定性解释。

Polarization characteristics of stripe geometry GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs DH lasers with masked and selective thermal oxidation structure

Liu Hongdu, Feng Zhechuan

(Department of Physics, Beijing University)

Abstract: We have studied the polarization characteristics of stripe geometry GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs DH lasers with masked and selective thermal oxidation structure and found that the laser beams consist of both TE and TM modes with nearly the same intensities and are out of phase. The phenomena are quite different from the conventional semiconductor lasers in which the TE mode will be expected. A qualitative explanation for the above anomalous polarization characteristics is presented in view of the stresses and photoelastic effects in the active region.

一、引言

在半导体激光器的研究中,偏振特性是一个有趣的问题。通常认为,由于 TM 模的端面损耗比 TE 模大,因而半导体激光器的输出光束主要是 TE 偏振的^[1]。但是,有源区应力的存在将使输出光束的偏振状态发生某些变化。J. McKenna 等^[2]应用微扰论方法,分析了光弹性效应引起的介电常数各微

扰非对角元对激光器偏振状态的影响。T. L. Paoli^[3]观测到某些质子轰击型 GaAlAs DH 激光器的输出光束以 TE 分量为主,但还有强度为 TE 分量的 10⁻³-10⁻² 数量级的 TM 分量,而且 TE 与 TM 分量有一定的相位关系,是椭圆偏振的,作者认为这是由于激光器与热沉之间的应力引起的。N. B. Patel 等^[4]对 GaAlAs DH 激光器施加垂直于结平面的单轴压力,发现随压力的增加,激光发射由

收稿日期:1982年1月4日。

TE 模转换为 TM 模。

我们发现具有掩蔽与选择性热氧化 (MSTO) 结构^[5]的 GaAs-GaAlAs DH 激光器可同时输出强度相近、相位无关的 TE 和 TM 模。对此异常的偏振特性, 本文从应力和光弹性效应的观点作了定性讨论和解释。

二、实 验

1. 样品制备

实验样品剖面如图 1 所示。在通常的 GaAs-GaAlAs DH 外延片上掩蔽氧化生长一层厚约 1.5~2.0 微米的 Ga_2O_3 层; Au-Cr 条既是热氧化掩膜, 又是欧姆接触电极。由于其两侧下的侧向氧化, 形成窄条形 (2~4 微米) 窗口。这层 Ga_2O_3 层的线胀系数和杨氏模量值^[6]与 GaAs 的相差甚远, 条形窗口边缘与衬底的相互作用将在有源区内产生显著的应力作用^[7]。

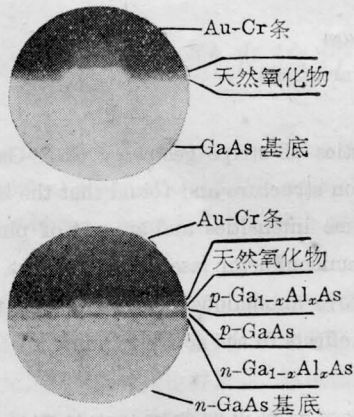


图 1 MSTO 激光器样品 (条宽为 2 微米) 的剖面金相显微镜照相

2. 测量装置

测量激光器偏振特性的实验装置如图 2 所示。激光器工作于脉冲状态, 脉宽 300 毫微秒, 重复频率 5 千赫; Neophot 21 型大孔径显微镜将激光器输出光束变换成接近平行光束; 起偏器和检偏器均为 Glan-Thomson 棱镜, 正交时消光很彻底; 测量光束偏振椭圆度

的 Soleil-Babinet 补偿器的调节精度可达 $10^{-3}\lambda$; 光电倍增管的输出讯号送入 9503-SC 型锁相放大器放大后, 由 X-Y 函数记录仪记录; 检偏器的旋转角度经十圈电位器变换成对应的直流电压, 送至 X-Y 记录仪的 X 输入端。



图 2 半导体激光器偏振特性测试装置示意图

3. 实验结果

实验发现, 激光器同时输出 TE 和 TM 模, TM 分量与 TE 分量强度之比多数在 10~50% 之间, 有少量器件甚至大于 50%。图 3 为两只典型的 MSTO 激光器的 L-I 曲线。

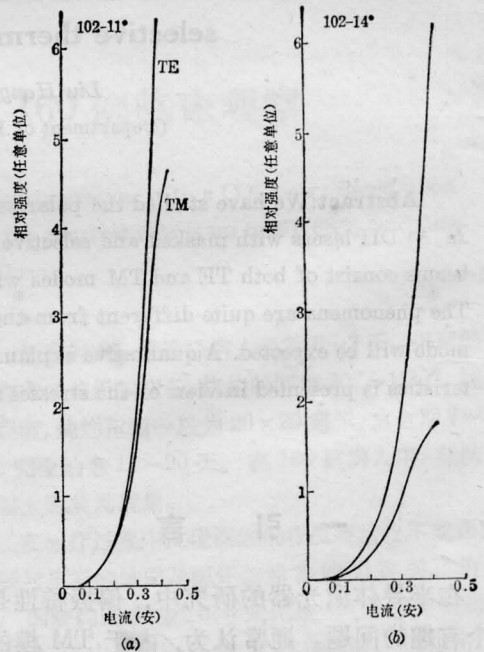


图 3 典型的 NSTO 条形激光器的 TE、TM 模 L-I 特性

我们按照检查光的偏振特性的标准程序^[8], 检测光束偏振的椭圆度。让补偿器的光轴沿激光器的 TE 方向, 精细调节补偿器

不同的补偿角,然后旋转检偏器,可得到不同补偿角时的光强随检偏器转角变化的曲线簇。实验发现,这些曲线的极值位置均相同。由此可以推断 TE 与 TM 偏振是与相位无关,或至少大部分是与相位无关的。这样的偏振特性,在其他类型的半导体激光器中尚未见有报导。

三、分析与讨论

以上条形激光器的反常偏振特性,可以从有源区内的应力和光弹性效应的影响作出定性解释。

1. 应用 Kirkby 等的光弹性光波导理论^[9],我们计算了具有 MSTO 结构的 Ga_2O_3 氧化层条形窗口下方的应力场和光弹性效应的折射率分布^[7]。图 4 为窗口宽度为 2.5 微米时应力各分量 $\sigma_{ij}(x, z)$ 的分布曲线,其中深度 z 由氧化层中心算起, x 为距条中心的水平距离。可见在条中心的下方,深度为 2~4 微米的范围内(有源层在此范围内), $\sigma_{zz} \gg \sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$, $\sigma_{xz} \approx 0$, $\sigma_{xy} = \sigma_{yz} = 0$ 。因此,可把激光器有源区中心区域附近的应力写为 $\{\sigma', \sigma', \sigma' + \sigma\}$,即看成是流体静压力 σ' 和垂直于结平面的单轴压应力 σ 的迭加, σ 高达 10^9 达因/厘米²,即 10^3 大气压数量级。应力的大小可由氧化层厚度控制,氧化层厚度减小时, σ 将减小。图 5 为同样条宽的光弹性效应的折射率分布,表明激光器的窄条形窗口将在有源区中产生固有的散焦折射率分布,而且在我们的实验样品情况下, TM 模的散焦作用大于 TE 模。计算还表明,光弹性效应引起的介电常数微扰非对角元素中, $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = 0$, $\epsilon_{zx} \neq 0$ 。

2. 我们在附录中研究了上述流体静压力和单轴压力对 GaAs 能带和光辐射跃迁增益的影响。证明流体静压力分量 σ' 的作用,只是使导带至价带重心的距离移动;而单轴压力分量 σ ,与只加有单轴压力 $\{0, 0, \sigma\}$ 时

一样,使价带简并解除,轻、重空穴带分裂,并导致平行于压力轴方向(TM)从导带至价带的跃迁强度大于垂直方向(TE)的跃迁强度,因而 TE 和 TM 模获得不同的增益。在 σ 高达 10^3 大气压数量级时,以下的增益公式仍然成立:

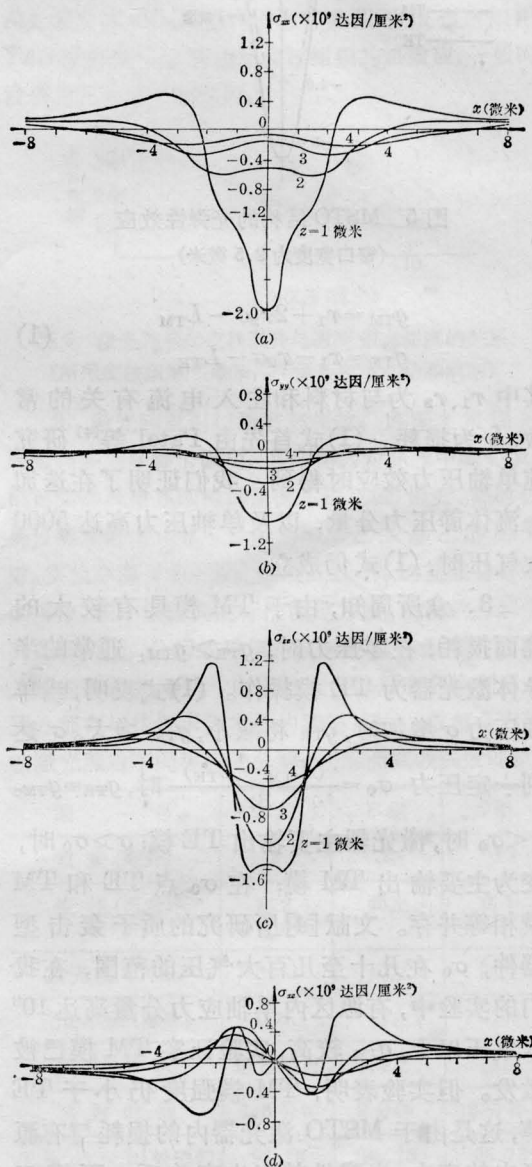


图 4 典型的 MSTO 结构窗口下方的应力分布

(窗口宽度为 2.5 微米, $\sigma_{xy} = \sigma_{yz} = 0$, σ_{ij} 的标度是对氧化层内应力 6.2×10^9 达因/厘米²^[7], 氧化层厚 2 微米时作的)

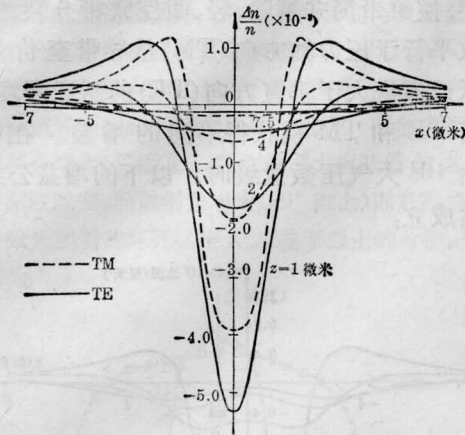


图5 MSTO结构的光弹性效应
(窗口宽度为2.5微米)

$$g_{TM} = r_1 + 2r_2\sigma - L_{TM} \quad (1)$$

$$g_{TE} = r_1 - r_2\sigma - L_{TE}$$

其中 r_1, r_2 为与材料和注入电流有关的常数, L 为损耗。(1)式首先由 Patel 等^[4]研究纯单轴压力效应时得到, 我们证明了在迭加一流体静压力分量, 以及单轴压力高达 5000 大气压时, (1)式仍成立。

3. 众所周知, 由于 TM 模具有较大的镜面损耗, 在零压力时, $g_{TE} > g_{TM}$, 通常的半导体激光器为 TE 模操作。(1)式表明, 当单轴压力 σ 增加时, g_{TE} 将减小, g_{TM} 增大。 σ 达到一定压力 $\sigma_0 = \frac{(L_{TM} - L_{TE})}{3r_2}$ 时, $g_{TE} = g_{TM}$ 。 $\sigma < \sigma_0$ 时, 激光器主要输出 TE 模; $\sigma > \sigma_0$ 时, 变为主要输出 TM 模; 在 σ_0 点 TE 和 TM 模相等并存。文献[4]所研究的质子轰击型器件, σ_0 在几十至几百大气压的范围, 在我们的实验中, 有源区内单轴应力分量高达 10^3 大气压以上, g_{TM} 较高, 实验证实 TM 模已被激发。但实验表明, TM 模强度仍小于 TE 模, 这是由于 MSTO 激光器内的损耗与有源区内的应力-光弹性效应也有关系, 不同于[4]所研究的情况。如前所述, 有源区内 TM 模的散焦作用大于 TE 模, 故 TM 模的腔内损耗亦大于 TE 模。所得到的实验事实表明, 器件有源区内单轴压力分量虽达 10^3 大

气压数量级, 只是接近但仍小于转折点压力。

此外, 光弹性效应对介电常数交叉项的影响是使 $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = 0$, $\epsilon_{xx} \neq 0$, 依 Mokenna 等^[9]的理论, 这仅使原有的线偏振方向稍微转过一小角度, 而不改变偏振状态。这与我们关于 TE 和 TM 成分相位无关的测量结果是一致的。

附录 流体静压力和单轴压力对 GaAs 的能带和光跃迁增益的影响

Si、Ge 和 GaAs 等金刚石型和闪锌矿型晶体在有应力作用时的轨道-应变哈密顿量为^[10,11]:

$$H_{\epsilon} = -a(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b \left[\left(L_z^2 - \frac{1}{3} \hat{L}^2 \right) + c.p. \right] - \frac{6d}{\sqrt{3}} [\{L_x, L_y\} \epsilon_{xy} + c.p.] \quad (2)$$

其中 \hat{L} 为角动量算符; L_x, L_y 和 L_z 为其分量, 记号 $\{L_x, L_y\} = \frac{1}{2}(L_x L_y + L_y L_x)$; $c.p.$ 表示对 x, y, z 的循环排列; a 是流体静压力作用下的畸变势; b 和 d 分别是单轴压力沿[100]和[110]方向的畸变势; ϵ_{ij} 为应变分量。对于立方晶系弹性介质, 应变 ϵ_{ij} 和应力 σ_{ij} 的关系可表示为^[12]:

$$\epsilon_{ii} = S_{11}\sigma_{ii} + S_{12}(\sigma_{jj} + \sigma_{kk}), (i \neq j \neq k) \quad (3)$$

$$\epsilon_{ij} = S_{44}\sigma_{ij}, (i \neq j)$$

其中 S_{ij} 为弹性屈从常数。应力为 $\{\sigma', \sigma', \sigma' + \sigma\}$ 时, 其应变为:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = (S_{11} + 2S_{12})\sigma' + S_{12}\sigma \quad (4)$$

$$\epsilon_{zz} = (S_{11} + 2S_{12})\sigma' + S_{11}\sigma$$

由(2)和(4)式, 我们有:

$$H_{\epsilon} = -a(S_{11} + 2S_{12})(3\sigma' + \sigma) - 3b(S_{11} - S_{12})\sigma \left(L_z^2 - \frac{1}{3} \hat{L}^2 \right) = -\delta E_H - \frac{3}{2} \delta E_s \left(L_z^2 - \frac{1}{3} \hat{L}^2 \right) \quad (5)$$

其中 $\delta E_s = 2b(S_{11} - S_{12})\sigma$; $\delta E_H = a(S_{11} + 2S_{12})(3\sigma' + \sigma)$ 。在自旋-轨道分裂 $\Delta_0 \gg \delta E_s$ 的条件下, 由 Pollak 等^[11]的(3)~(6)式, 可得 $k=0$ 处导带与各

价带之间能级差的变化近似值为:

$$\begin{aligned}\Delta(E_c - E_{v_2}) &= -\frac{1}{3} \Delta_0 + \delta E_H + \frac{1}{2} \delta E_s \\ \Delta(E_c - E_{v_1}) &= -\frac{1}{3} \Delta_0 + \delta E_H - \frac{1}{2} \delta E_s \\ \Delta(E_c - E_{v_3}) &= \frac{2}{3} \Delta_0 + \delta E_H + \frac{1}{2\Delta_0} (\delta E_s)^2\end{aligned}\quad (6)$$

可看出, δE_s 即为轻、重空穴带分裂, 仅与应力的单轴分量 σ 有关, 与流体静压力分量 σ' 无关; δE_H 为应力作用引起的轻、重空穴带重心的移动量, 即禁带宽度的变化, 与 $(3\sigma' + \sigma)$ 成正比。对于 GaAs, $\Delta_0 = 0.34$ 电子伏, $b(S_{11} - S_{12}) = 3.1 \times 10^{-12}$ 电子伏·厘米²/达因^[11], 在 $\sigma = 5 \times 10^9$ 达因/厘米² 时, $\delta E_s = 0.03$ 电子伏, 仍有 $\Delta_0 \gg \delta E_s$ 成立。

按照文献[11]中(3)~(7)和(A1)~(A4)式同样的方法, 求出一级微扰波函数, 计算跃迁矩阵元, 可分别求出导带至 v_1 、 v_2 和 v_3 带的跃迁强度 I_1 、 I_2 和 I_3 的平行和垂直于应力轴方向的偏振分量为:

$$\begin{aligned}I_1^{\parallel}(\sigma) &= 0 \\ I_2^{\parallel}(\sigma) &= I_0 \\ I_1^{\perp}(\sigma) &= \frac{4}{3}(1 + \alpha_0)I_0 \\ I_2^{\perp}(\sigma) &= \frac{1}{3}(1 - 2\alpha_0)I_0 \\ I_3^{\parallel}(\sigma) &= \frac{2}{3}(1 - 2\alpha_0)I_0 \\ I_3^{\perp}(\sigma) &= \frac{2}{3}(1 + \alpha_0)I_0\end{aligned}\quad (7)$$

其中 $\alpha_0 = \frac{\delta E_s}{\Delta_0}$, I_0 为常量。由于 I_1 和 I_2 谱线相距很近, 一般是混在一起的, 而 v_3 带较深, 激光跃迁主要是导带至 v_1 、 v_2 带的跃迁, 因而, 激射跃迁强度 $I(\sigma)$ 为:

$$\begin{aligned}I^{\parallel}(\sigma) &= I_1^{\parallel}(\sigma) + I_2^{\parallel}(\sigma) = \frac{4}{3}(1 + \alpha_0)I_0 \\ &= \frac{4}{3}I_0 \left[1 + \frac{2b(S_{11} - S_{12})}{\Delta_0} \sigma \right] \\ I^{\perp}(\sigma) &= I_1^{\perp}(\sigma) + I_2^{\perp}(\sigma) = \frac{4}{3}(1 - \alpha_0/2)I_0 \\ &= \frac{4}{3}I_0 \left[1 - \frac{b(S_{11} - S_{12})}{\Delta_0} \sigma \right]\end{aligned}\quad (8)$$

由于光增益 \propto 跃迁强度, 因此(1)式成立。

感谢郭长志同志对本工作的支持和李惠兰同志在实验工作中的帮助。

参 考 文 献

- [1] T. Ikegami; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, 470-476.
- [2] J. McKenna, J. A. Morrison; *BSTJ*, 1968, **47**, 1933-1956.
- [3] T. L. Paoli; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, 489-494.
- [4] N. B. Patel *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 338-341.
- [5] H. D. Liu *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, 557-559.
- [6] 刘弘度等; 《半导体学报》, 1982, **3**, 359.
- [7] 刘弘度等; “掩蔽与选择性热氧化 GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs 多层结构的应力与光弹性效应”, 《光学学报》(待发表).
- [8] F. A. Jenkins, H. E. White; *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, New York, 1957.
- [9] P. A. Kirkby *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, 4567-4597.
- [10] W. H. Kleiner, L. M. Roth; *Phys. Rev. Lett.*, 1959, **2**, 334-336.
- [11] F. H. Pollak, M. Cardona; *Phys. Rev.*, 1968, **172**, 816-838.
- [12] J. E. Nye; *Physical Properties of Crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1957.