

# GaAs-AlGaAs双异质结激光器若干参量的简化公式

· 中科院吉林物理所 金 锋 范俊清 ·

本文提出了 GaAs-AlGaAs 双异质结激光器若干参量的简化公式, 包括宽条激光器几个参量和若干条形激光器的单模尺寸。其中, 埋入条形和衬底沟道条形单模尺寸的简化公式比资料〔1〕和〔2〕作者利用图解法和数值法得到的结果简单而实用。我们的简化公式中含有包层与有源层的铝含量之差和几何尺寸, 适合于激光器的参量设计。

## 1. 对称平板波导

当双异质结激光器有源区条宽远大于厚度时, 其结构可视为图 1 所示的对称平板波导。有源层和包层折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$ ,  $d$

为有源层厚度。在这个波导中存在 TE (横电) 模和 TM (横磁) 模<sup>〔3〕</sup>。镜面对 TM 模的反射率很小不易振荡, 故下面只讨论 TE 模的特性。

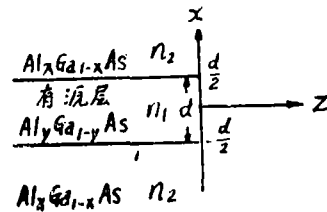


图 1 对称平板波导 ( $n_1 > n_2$ )

利用麦克斯韦方程和波导边界条件<sup>〔3〕</sup>可得 TE 导模的横电场分量表达式:

$$E_y(x) = \begin{cases} A_v \cos(h_v d/2 - \phi_v) e^{-P_v(x-d/2)} & x > \frac{d}{2} \\ A_v \cos(h_v d - \phi_v) & |x| \leq \frac{d}{2} \\ A_v \cos(h_v d/2 + \phi_v) e^{P_v(x+d/2)} & x < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.1)$$

和本征值方程:

$$h_v d = v\pi + 2 \tan^{-1}(P_v/h_v), \quad (1.2)$$

$$\text{其中 } h_v = (n_1^2 k^2 - \beta_v^2)^{1/2}, \quad P_v = (\beta_v^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (1.3)$$

$$A_v^2 = 4\omega\mu_0/\beta_v \left( d + \frac{2}{P_v} \right) \quad (1.4)$$

$v$  为模阶数且取从零开始的有限个整数, 偶数和奇数分别对应于偶模和奇模。对于偶模  $\phi_v = 0$ , 奇模  $\phi_v = \pi/2$ 。  $\beta_v$  为  $v$  阶导模沿  $z$  方向的传播常数, 又称本征值。  $k = \omega/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2\pi/\lambda$  是真空传播常数,  $\omega$  是角频率,  $\lambda$  是真空波长,  $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空介电常数和导

磁率。

在 (1.2) 式中令  $P_v = 0$  ( $\beta_v = n_2 k$ ) 便得到  $v$  阶导模的截止方程:

$$2(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}(d/\lambda)_c = v \quad (c \text{ 表示截止}) \quad (1.5)$$

当远离截止 ( $\beta \rightarrow n_1 k$ ) 和接近截止 ( $\beta \rightarrow n_2 k$ ) 时, 得到基模 ( $v = 0$ ) 本征值方程近似解

$$h_0 d = \pi(1 + 2/v) \quad (\text{远离截止}) \quad (1.6)$$

$$P_0 d = (v^2 + 1)^{1/2} - 1 \quad (\text{接近截止}) \quad (1.7)$$

其中  $v = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} k d$ 。由 (1.6) 和 (1.7) 式得到基模本征值的近似表达式:

$$N_0^2 =$$

$$\begin{cases} n_1^2 - \frac{\lambda^2}{4} \left[ d + \frac{\lambda}{\pi(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right]^{-2} & \text{远离截止} \\ n_2^2 + \pi^2(n_1^2 - n_2^2)(d/\lambda)^2 & \text{接近截止} \end{cases} \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

其中  $N_0 = \beta_0/k$  是基模的波导有效折射率。

## 2. 宽条激光器的若干参量

我们在这一节里利用前一节公式和近似关系式  $\Delta n = -0.62\Delta x^{(4,5)}$  求得宽条激光器若干参量的简化公式, 其中  $\Delta n = n_1 - n_2$ ,  $\Delta x$  是有源层与包层之间的铝含量之差。

(1) 最大单模厚度和允许包层厚度

$v = 1$  阶导模的截止厚度等于最大单模厚度, 因此由 (1.5) 式可得最大单模厚度:

$$A = \lambda/2(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 0.24\lambda/\sqrt{\Delta x} \quad (2.1)$$

如果上下包层太薄, 则光功率要耦合到包层外的层中, 不能使光限制在有源层中。对于基模, 当  $P_0 b = 3$  时, 在波导界面处的光强与距界面为  $b$  处的包层中的光强之比约为 400:1。所以一般取  $b = 3/P_0$ 。利用 (1.7) 式得到允许的包层厚度:

$$b = 0.15\lambda^2/(n_1^2 - n_2^2)d = 0.034\lambda^2/\Delta x d \quad (2.2)$$

(2) 光学限制因子

有源层中的功率对波导总功率之比定义为光学限制因子:

$$\Gamma_v = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} E_{v,y} E_{v,y}^* dx / \int_{-\infty}^{\infty} E_{v,y} E_{v,y}^* dx \quad (2.3)$$

把 (1.1) 式代到 (2.3) 式中, 并利用 (1.2) 式得:

$$T_v = \left( 1 + \frac{2P_v d}{v^2} \right) / \left( 1 + \frac{2}{P_v d} \right) \quad (2.4)$$

利用 (1.6) 和 (1.7) 式得到基模光学限制因子的近似表达式:

$$T_0 = \frac{2\pi^2(n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2}{1 + \pi^2(n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2} = \frac{88\Delta x \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2}{1 + 44\Delta x \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2} \quad (\text{接近截止}) \quad (2.5)$$

$$1 - \left[ \pi^2(n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1} = 1 - \left[ 44\Delta x \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1} \quad (\text{远离截止}) \quad (2.6)$$

(3) 最低阈值电流厚度

对有源层未掺杂的双异质结激光器有<sup>(8)</sup>

$$g = \beta(\eta_i J / d - J_1) \quad (2.7)$$

其中  $g$  是增益系数,  $\beta$  是增益常数,  $J$  是注入电流密度,  $\eta_i$  是内量子效率。 $\beta$  和  $J_1$  都是与温度有关的常数<sup>(6)</sup>。激射条件要求:

$$\Gamma(g_{th} - \alpha_{fc}) = (1 - \Gamma)\alpha_{fc}^* + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (2.8)$$

其中脚标  $th$  表示阈值,  $\alpha_{fc}$  和  $\alpha_{fc}^*$  分别为有源层和包层的自由载流子吸收系数,  $L$  是谐振腔长度,  $R$  是镜面反射率。由 (2.7) 和 (2.8) 式得到阈值电流密度:

$$J_{th} = (d/\eta_i)(g_{th}/\beta + J_1) = (d/\eta_i\beta)(\alpha_2/\Gamma + \alpha_1) \quad (2.9)$$

其中  $\alpha_2 = \alpha_{fc}^* + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right)$ ,  $\alpha_1 = \alpha_{fc} - \alpha_{fc}^* + \beta J_1$ 。显然,  $J_{th}$  随  $d$  的变化有一个最小值。利用 (2.9) 和 (2.5) 式得到基模最低阈值电流厚度:

$$d_{min} = \lambda / [2\pi^2(n_1^2 - n_2^2)\alpha_1/\alpha_2 + \lambda^2]^{1/2} \simeq \lambda / [91\Delta x(\alpha_1/\alpha_2) + \lambda^2]^{1/2} \quad (2.10)$$

对于  $L = 500$  微米,  $\alpha_{fc}^* = \alpha_{fc} = 10$  厘米<sup>-1</sup><sup>(7)</sup>,

● 此处取  $n_1 + n_2 \simeq 2n_1 = 2 \times 3.6 = 7.2$ , 以下亦然。

$\alpha_2 = 33 \text{ 厘米}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = \beta J_1 = 180 \text{ 厘米}^{-1} (300\text{K})$   
 [6], 得到:

$$d_{\text{最小}} = \lambda / 22.3 \sqrt{\Delta x} \quad (2.11)$$

(4) 最大发散角厚度

对薄的有源层, 资料[9]作者求得了近似发散角

$$\theta_{\perp} = \frac{4.05(n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{d}{\lambda} \right)}{1 + \frac{4.05}{1.2} (n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2} = \frac{18 \Delta x \left( \frac{d}{\lambda} \right)}{1 + 15 \Delta x \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2} \quad (2.12)$$

$\theta_{\perp}$  随  $d$  的变化有一个最大值。由(2.12)式得到最大发散角厚度:

$$d_{\text{最大}} = 1.09 A = 0.26 \lambda / \sqrt{\Delta x} \quad (2.13)$$

于是, 最大发散角厚度近似等于最大单模厚度, 这与资料[10]的计算结果相符。

利用(2.1), (2.2), (2.13) 及(2.11)式计算的宽条激光器的若干参量列于表1中。

表1 宽条激光器的若干参量

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	备 注
$A$ (微米)	0.62	0.44	0.32	0.28	0.26	$\lambda = 0.85 \text{ 微米}$ $\lambda = 0.85 \text{ 微米}$ $d = 0.1 \text{ 微米}$ $\lambda = 0.85 \text{ 微米}$
$b$ (微米)	2.4	1.2	0.80	0.60	0.48	
$d_{\text{最大}}$ (微米)	0.68	0.48	0.39	0.35	0.31	
$\Delta x$	0.01	0.04	0.16	0.25	0.64	备 注
$d_{\text{最小}}$ (微米)	0.39	0.19	0.095	0.08	0.05	$\lambda = 0.85 \text{ 微米}$

注:  $d_{\text{最小}}$  数据与资料[8]作者计算结果基本相符。

### 3. 条形激光器的单模尺寸

#### (1) 埋入条形

埋入条形的理论模型示于图2。首先在  $x$  方向上光的限制可看作是波导层和包层的折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$  的对称平板波导。设沿  $x$  方向只维持单模, 基模有效折射率为

$N_0$ 。又, 在  $y$  方向光的限制可视作波导层和包层折射率分别为  $N_0$  和  $n_2$  的对称平板波导。利用(1.8)、(1.9)和(2.1)式可得基模在  $x$  方向接近截止和远离截止时埋入条形单模尺寸的简化公式:

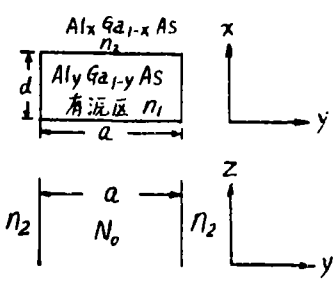


图2 埋入条形的理论模型

$$a = \begin{cases} \lambda^2 / 2\pi(n_1^2 - n_2^2)d = \lambda^2 / 28 \Delta x d, & \text{(沿 } x \text{ 方向接近截止)} \quad (3.1) \\ \lambda(1+c^2)^{1/2} / 2(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} & \\ = 0.237(1+c^2)^{1/2} \lambda / \sqrt{\Delta x} & \text{(沿 } x \text{ 方向远离截止)} \quad (3.2) \end{cases}$$

其中  $c = a/d$ 。由(3.1)及(3.2)式计算的埋入条形单模尺寸列于表2中。

表2 埋入条形的单模尺寸

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4	备 注
$a$ (微米)	2.6	1.3	0.86	0.65	沿 $x$ 方向接近截止, $d = 0.1 \text{ 微米}$ , $\lambda = 0.85 \text{ 微米}$
$a = d$	0.90	0.64	0.52	0.45	沿 $x$ 方向远离截止
$a = 2d$	1.4	1.0	0.82	0.71	$\lambda = 0.85 \text{ 微米}$
$a = 4d$	2.6	1.9	1.5	1.3	

注: 沿  $x$  方向远离截止时的单模尺寸与资料[1]计算结果基本相符。

镶入条形的分析与埋入条件相同, 不在这里讨论。

#### (2) 脊形波导条形

图3是脊形波导条形的理论模型。设有源层厚度为  $d_1$  和  $d_2$  的对称平板波导有效折射率分别为  $N_1$  和  $N_2$ , 并假定在  $x$  方向只维持单模。这时, 利用(1.9)和(2.1)式可得沿  $x$  方向接近截止的脊形波导条形单模

尺寸的简化公式:

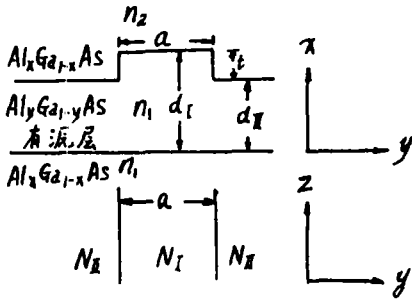


图3 脊形波导条形的理论模型

$$a = \begin{cases} \lambda^2 / 2\pi(n_1^2 - n_2^2)(d_1^2 - d_2^2)^{1/2}, \\ \lambda^2 / 28\Delta x(2dt)^{1/2}, d_1 \sim d_2 \sim d, d \gg t \end{cases} \quad (3.3)$$

由此得到单模尺寸( $d=0.1$ 微米,  $t=0.02$ 微米,  $\lambda=0.85$ 微米):

$\Delta x$	0.1	0.2	0.3	0.4
$a$ (微米)	1.3	0.64	0.43	0.32

### (3) 深扩散条形

深扩散条形的理论模型示于图4。Zn扩散使n型有源区折射率增加 $\Delta n$ , 因此在扩散区内平板波导有效折射率也近似增加 $\Delta n$ 。

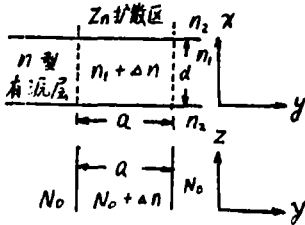


图4 深扩散条形的理论模型

又沿 $y$ 方向看可视为波导层和包层折射率分别为 $N_0 + \Delta n$ 和 $N_0$ 的对称平板波导。这里假定有源层沿 $x$ 方向只维持单模。利用(2.1)式得沿 $y$ 方向为单模的尺寸公式

$$a = \lambda / 2[(N_0 + \Delta n)^2 - N_0^2]^{1/2} \\ = \lambda / 5.3\sqrt{\Delta n} \quad (3.4)$$

由此可算出深扩散条形的单模尺寸( $\lambda=0.85$ 微米)

$\Delta n$	$1 \times 10^{-3}$	$1.5 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$
$a$ (微米)	5.0	4.1	3.6

载流子增量 $\Delta N$ 和折射率增量 $\Delta n$ 的关系为<sup>[11]</sup>:

$$2n\Delta n = -\Delta N e^2 / \epsilon_0 m^* \omega^2, \quad (3.5)$$

其中 $m^*$ 是有效质量,  $e$ 是电子电荷。利用GaAs材料的 $m^*=0.068m$ ( $m$ 是电子质量)得到:

$$\Delta n = -1.7 \times 10^{-21} \Delta N \lambda^2 \quad (3.6)$$

其中 $\lambda$ 使用微米单位,  $\Delta N$ 用厘米 $^{-3}$ 单位。把(3.6)式代到(3.4)式中得:

$$a = 4.6 \times 10^9 / \sqrt{\Delta N} \text{ (微米)} \quad (3.7)$$

若取 $\Delta N = 1 \times 10^{18}$ 厘米 $^{-3}$ , 则 $a=4.6$ 微米。

### 参 考 资 料

- [1] E. A. J. Marcatili, B. S. T. J., 48, 2071 (1969).
- [2] K. Aiki et al., IEEE J. Q. E., QE-14, 89 (1978).
- [3] D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, New York and London, 1974, p. 7, 110.
- [4] H. Kressel et al., J. A. P., 44, 4095 (1973).
- [5] H. C. Casey et al., A. P. L., 24, 63 (1974).
- [6] F. Stern, IEEE J. Q. E., QE-9, 290 (1973).
- [7] E. Pinkas et al., IEEE J. Q. E., QE-9, 281 (1973).
- [8] H. Kressel et al., J. A. P., 47, 2533 (1976).
- [9] W. P. Dumke, IEEE J. Q. E., QE-11, 400 (1975).
- [10] H. C. Casey et al., J. A. P., 44, 5470 (1973).
- [11] A. Yariv et al., IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-23, 44 (1975).