

# 半导体激光器近场测量技术\*

曾小东 安毓英 于常青

(西安电子科技大学技术物理系, 西安, 710071)

**摘要:** 讨论了确定半导体激光器传播模近场分布的一种方法。给出实际器件的测量结果, 表明本方法简单、精度较高。

**关键词:** 半导体激光器 近场分布

## Near-field measurement of laser diodes

Zeng Xiaodong, An Yuying, Yu Changqing

(Department of Technical Physics, Xi'an University, Xi'an, 710071)

**Abstract:** A method of measuring the propagation mode near-field of laser diodes is discussed, and the measured results of a practical device are given. It is shown that our method is simple and of high accuracy.

**Key words:** laser diode near-field distribution

## 引 言

半导体激光器作为一种小型可靠的相干光源, 广泛地应用在许多领域。在研制和应用半导体激光器的工作中, 常常需要了解器件的传播模近场分布, 由此可以估计谐振腔的波导结构。并可通过改变波导结构参数, 改进工艺进一步提高半导体激光器的性能。因此半导体激光器的近场测量技术对于改进器件质量、控制工艺过程是重要的。因半导体激光器的波导尺寸太小, 在垂直于结平面的方向上有源区厚度约 0.1 $\mu$ m, 平行于结平面方向有源区宽度也只有数微米, 所以直接测量近场十分困难。显微镜扫描方法<sup>[1, 2, 3]</sup>虽可测量一般光波导的近场分布, 但用于半导体激光器存在两个缺点: 第一, 半导体激光器发散角大, 必须使用大数值孔径(NA)显微物镜, 大 NA 物镜工作距离很小(零点几毫米), 这时物镜表面产生的光反馈会影响谐振腔的工作状态; 第二, 半导体激光器输出光功率密度较大, 给光探测器造成饱和效应。所以目前国内无有效的测量方法。

本文提出一种利用远场数据计算传播模近场分布的方法。这归结为求解一定边值条件下的积分方程。解的精度好坏主要取决于两个因素: 远场、近场相互关系模型及数值计算方法。半导体激光器具有很大的发散角, 已不满足傍轴条件, 以往的远场模型均基于傍轴近似, 将产生较大误差。我们建立了非傍轴模型来处理半导体激光器的近场问题。并给出一种简单有效的数值方法, 以获取较准确的近场分布资料。

## 一、远场-近场相互关系

根据我们已建立的远场模型<sup>[4]</sup>, 半导体激光器的远场可表为

$$u(x, y, z) = \frac{iz}{\lambda r} \exp(ikr) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x', y') \exp - \frac{ik}{r} (xx' + yy') dx' dy' \quad (1)$$

式中,  $u(x', y')$  表示近场源分布,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ 。坐标系统见图 1。

(1) 式是 Helmholtz 方程的远场解, 可用于大发散角光波的传播问题。对于基横模工作的双异质结半导体激光器, 源分布可分离变量; 另外, 半导体激光器属于多层平板波导结构, 人们关心的也只是在  $x$  方向的波导结构, 在  $y$  方向可认为是均匀的。所以只考虑二维面源问题。这样, 对于确定的  $z$ , (1) 式可化简为

$$Lof(x') = g(\omega) \quad (2)$$

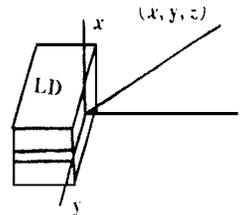


Fig. 1 Coordinate system

\* 国防科技预研基金资助。

式中,  $g(\omega)$  为远场分布,  $f(x')$  为源分布,  $\omega = kx/r, r^2 = x^2 + z^2$ , 而算子  $L_\omega$  定义为

$$L_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega x') dx' \tag{3}$$

由于远场  $g(\omega)$  是可测的,  $f(x')$  是待求的, 所以(2)式是一积分方程。当远场  $g(\omega)$  给出一些分立的测量值后, 如何有效地算出源函数  $f(x')$ 。因为半导体激光器的源分布是偶函数, (3)式可简化成

$$L_\omega = 2 \int_0^{\infty} \cos \omega x' dx' \tag{4}$$

### 二、数值方法

用点匹配<sup>[5]</sup>方法计算积分方程(2)。基本思路是: 选一组适当的基函数  $f_1, f_2, \dots, f_N$ , 并将  $f(x)$  近似地表示成这组基函数的线性组合, 即  $f(x) \approx F_N(x) = \sum_{n=1}^N a_n f_n(x)$  \tag{5}

为了确定系数  $a_n$ , 我们再选择一组适当的远场点  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$ , 使得

$$\sum_{n=1}^N a_n L_\omega f_n(x') = g(\omega_i) \quad i = 1, 2, \dots, N \tag{6}$$

即要求近似解  $\sum a_n f_n$  在  $N$  个远场点  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$  上与真实的远场  $g(\omega)$  相等。(6)式是  $N$  个线性方程, 可解出  $N$  个系数  $a_n$ , 代入(5)式就得到积分方程(2)的近似解。

由于源的知识预先知道得不多, 故展开函数宜选用分段基函数。源是空间有限的, 限定源的变化范围为  $B$ , 当  $|x| > B$  时, 认为  $f(x) = 0$ 。将源区间  $B$  等分为  $N$  段, 分点为  $x_1, x_2, \dots, x_{N+1}$ , 选三角函数  $T$  为基函数:

$$f_n(x) = T(x - x_n) = \begin{cases} 1 - (N|x - x_0|)/B & |x - x_n| \leq B/N \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \tag{7}$$

这样一来, 源函数  $f(x)$  可表为  $f(x) = \sum_{n=1}^N a_n T(x - x_n)$  \tag{8}

由于点匹配只要求近似源函数产生的远场在特定的  $N$  个远场点上与真实远场一致, 其它地方根本不管。所以当源区间划分确定后, 匹配点  $\omega_m$  的选取十分重要, 它决定了近似解精度。实践表明,  $\omega_m$  选择不当, 解是不稳定的。下面分析匹配点对解的影响。设  $L_\omega F_N$  与  $g$  的误差为  $\Delta g$ , 源函数的误差为  $\Delta f$ , 利用(2)式可得

$$\Delta g = L_\omega \Delta f = 2 \int_0^B \Delta f \cos \omega x' dx' \tag{9}$$

1. 当  $\omega$  较小时, 这时即使  $\Delta g = 0$ , 也不能保证  $\Delta f$  很小。譬如  $\Delta f$  是正负交替的函数。这表明匹配点放在  $\omega = 0$  附近对于控制  $\Delta f$  意义不大。但从另一方面看, 在  $\omega = 0$  附近,  $g(\omega)$  取较大的值, 实际中往往要求在  $g$  取较大值的地方(主要辐射区),  $L_\omega F_N$  与  $g$  的误差尽量要小, 所以匹配点还应照顾到这里。

2. 当  $\omega$  太大时, 虽然  $\Delta g = 0$ , 也不能控制  $\Delta f$  的大小。譬如  $\Delta f$  在  $[0, B]$  内接近常数, 因  $\omega$  太大, 积分核  $\cos \omega x'$  剧烈振荡,  $\Delta f \cos \omega x'$  积分的结果仍可为零。故在很大的  $\omega$  处选匹配点对于控制  $\Delta f$  意义不大。

综上所述, 当选择的匹配点使得  $\cos \omega x'$  的周期大于二倍的源划分分子区间, 即

$$(2\pi)/\omega > (2B)/N \tag{10}$$

可以认为积分核振荡不剧烈, 所以在区间  $[0, \pi N/B]$  中等间隔选择  $\omega_m$ , 即

$$\omega_m = (m - 1)(\pi N/B)/(N - 1) = [(m - 1)/(N - 1)](N\pi)/B \quad m = 1, 2, \dots, N \tag{11}$$

按照  $\omega$  的定义, 有  $|\omega| < k$ 。若按(11)式算出的某些  $\omega_m > k$ , 则取  $g(\omega_m) = 0$ 。

### 三、实验结果

源区间的划分数  $N$  可采用尝试法确定。取  $N = 3$ , 若误差太大, 可增加一些, 如  $N = 5, 6, 7$  等。一般来

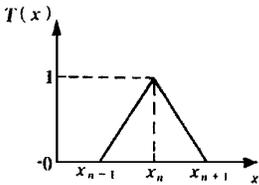


Fig. 2 Triangle function

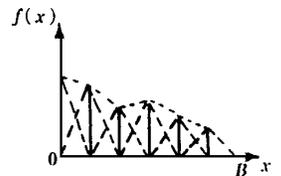


Fig. 3 Segmental linear approximation

说,若  $f(x)$  不是振荡函数,只需几个基函数已能获得很好的精度。我们计算了 Hitachi 公司的 HL8314 半导体激光器的源场分布。其辐射波长为 830nm,以 55mA 电流驱动,输出光功率 12mW。首先在  $z = 30\text{mm}$  处测量远场数据,并取  $B = 2.1\text{m}$ ,  $N = 7$ 。算出的源场分布绘于图 4。

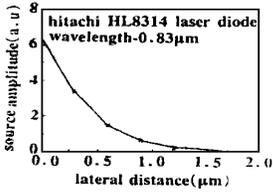


Fig. 4 Computed near-field distribution

器前面加一金属箔,上开一直径为 0.3mm 的小孔以使光通过。远场必须精确测量,特别是在小幅值区域。需要指出的是,在半导体激光器远场测量时,常有两个因素被忽视。第一,探测器饱和问题,必须加适当衰减片;第二,在大角度情况下,探测表面的反射损耗不容忽视。必须始终保持探测器表面与探测器-半导体激光器连线垂直,每个测量均在垂直入射条件下完成。我们通过一精密连动结构来实现这种垂直条件。每一数据均由往返三次取平均值。

利用图 4 计算得到的源场,反回去再计算它在  $z = 59\text{mm}$  处产生的远场,并与在这里测量的远场数据进行比较。图 5 给出了比较结果。其中实线表示近似解的计算值,而小圆圈表示实际测量值。在主要辐射区,最大误差  $|\Delta g/g|_{\max} = 2.5\%$ 。与测量值吻合得如此之好,说明了这种方法的优点。

远场测量实验装置中有一固定半导体激光器的支架使得光轴处于水平方向,在垂直于光轴的方向上用精密丝杠(由迈克尔逊干涉仪改装)固定光电探测器,这样光电探测器就可以在垂直光轴的方向上扫描。探测

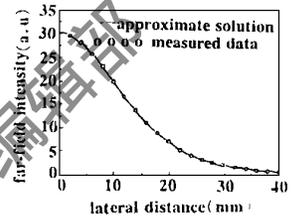


Fig. 5 Comparison of theoretical results and measured data

#### 参 考 文 献

- 1 Morishita M. IEEE J Lightwave Technol, 1986; 4(8): 1120~ 1124
- 2 Helms J, Schmiltchen J, Schuppert B. IEEE J Lightwave Technol, 1990; 8(5): 625~ 633
- 3 Yip G L, Noutsios P C, Chen L. Appl Opt, 1996; 35(12): 2060~ 2068
- 4 Zeng X. Appl Opt, 1993; 32(24): 4491~ 4494
- 5 Moore J, Pizer R. Moment Methods in Electromagnetics. New York: Research Studies Press, 1984

## 激光单站被动测距技术研究

安毓英 曾小东 刘劲松  
(西安电子科技大学,西安,710071)

**摘要:** 提出了依据大气前向自发喇曼散射效应实现激光单站被动测距的方案,讨论了实现方案的技术可能性。

**关键词:** 自发喇曼散射 激光探测 被动测距

## Passive ranging of laser source by single station

An Yuying, Zeng Xiaodong, Liu Jinsong

(Xi'an University, Xi'an, 710071)

**Abstract:** A scheme of passive ranging of a laser source by single station based on the forward spontaneous Raman scattering in atmosphere is proposed, and the techniques to realize this scheme are discussed.

**Key words:** spontaneous Raman scattering laser detection passive ranging

## 引 言

被动测距是指仅仅通过信号接收而给出信源距离。在通信信号功率传输方程中,除接收信号功率可以测