

文章编号:1004-4213(2011)08-1205-6

光纤耦合激光束输出光空间分布及其影响因素分析

林林,李兵斌,过振,王石语,刘海强,蔡德芳,连天虹

(西安电子科技大学 技术物理学院,西安 710071)

摘 要:通过分析光纤出射端面的光强分布,研究了光纤传输过程中激光二极管出射光束进入光纤时的指向角对出射端面光场分布的影响.提出一种影响光纤输出端光场的新因素,对数值孔径和光纤芯径两个影响因素进行了补充.在光纤传输过程中,将激光二极管出射的光束等效为大量光线,在二极管输出光的位置以及空间分布确定的情况下,使用光线追迹方法依次分析了单束和多束光的指向角以及光纤长度对出射面光强分布的影响.结果显示:单束入射光指向角的偏差会引起光纤输出端面光强极值位置的偏移,多束的情况可以导致光纤输出端光强呈现明显的环状分布,得出了入射光束指向角的偏差是影响光纤出射面光强分布和峰值位置的重要因素的结论,而光纤长度的变化对上述分布状况同样存在影响.

关键词:激光器;固体激光器;光纤传输;光线追迹法;指向角

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114008.1205

0 引言

近年来,光纤耦合大功率半导体激光器由于极大地改善了半导体激光器(Laser Diode, LD)阵列光束对称性差、光斑不均匀等不利因素而成为器件制造的关键技术之一.以半导体激光器阵列作为基本光源模块进行光纤耦合具有结构紧凑、装配简单的优点.模块主要采用微光学元件对半导体激光器光束进行准直、整形,最终将整形光束聚焦耦合到光纤^[1-2].选择光纤输出的目的在于汇聚各半导体激光器的光束,并通过光纤的非成像光学作用实现光束整形,获得大功率、高亮度的单一光束输出,对激光工作物质进行端面泵浦.因此,在光纤输出的半导体激光器中耦合技术也是关键技术之一.

2003年,美国的 Faithcloth 提出用分束堆置折射器实现光束整形,成功将 1 000 W 的激光能量耦合入纤径 1 μm 数值孔径为 0.2 的光纤中^[3].美国 Apollo Instruments 公司制造的多线阵光纤耦合半导体激光器最大输出功率可达 500 W (600 μm 、NA0.22)^[4].德国 Limo 公司采用 45° 倾斜柱透镜阵列实现线阵半导体激光器的光束对称化变换,目前已经能够提供最大功率 400 W (600 μm 、NA0.22) 的光纤耦合输出半导体激光器.

对于大芯径光纤输出的半导体阵列模块,通常认为影响 LD 阵列光纤输出光场分布的因素只有纤芯直径和数值孔径,光纤输出光为高斯光束.但由于二极管阵列的发光单元数量多(单 LD 输出功率为 3~5 W,整个阵列中 LD 的数量大于 100),汇聚过程中每一光束方向各异,且绝大多数光束与光纤轴线方向存在偏角,光纤输出的总光束不能看作严格的高斯光束.这些偏差影响了光纤出射端面光场的分布.本文提出了一种新的影响光纤输出端面光场分布的因素,研究了单一 LD 输出光束的指向角和光纤长度变化时光纤中的光场传播规律,模拟了多 LD 的情况,并结合实验讨论了导致光纤前后端面光场差异的其他因素.

1 物理模型描述

目前,半导体激光器的一个发光单元输出功率为 3~5 W,要提高输出功率,只有增加发光单元的数量,通常要实现 200~400 W 的激光输出,LD 阵列需要上百个发光单元,其输出光束经过准直、整形和耦合,入射进入光纤.然而即使经过巧妙的装配,精确的调试,这些光源也不可能以完全相同的方向到达同一位置,它们存在一定的空间和角度分布.另外,这些光束要进入光纤,并最终输出,必须满足全

基金项目:国防预研基金资助项目(No. 9140A02010106XXXXXX)资助

第一作者:林林(1983-),男,博士研究生,主要研究方向为大功率固体激光器. Email: linlin@mail.xidian.edu.cn

导师(通讯作者):过振(1946-),男,博导,主要研究方向为激光技术. Email: zhguo@xidian.edu.cn

收稿日期:2011-02-14;修回日期:2011-05-13

反射条件.

在光纤中,光线的传播遵循折射定律和反射定律.在阶跃光纤中传播的光线可分为子午光线和斜光线.子午光线就是在子午面内传播的光线,而子午面是指过光纤中心轴的任何平面.斜光线是指和光纤中心轴既不相交也不平行的光线^[5].

子午光线的传播如图 1(a).由 Snell 定律,子午

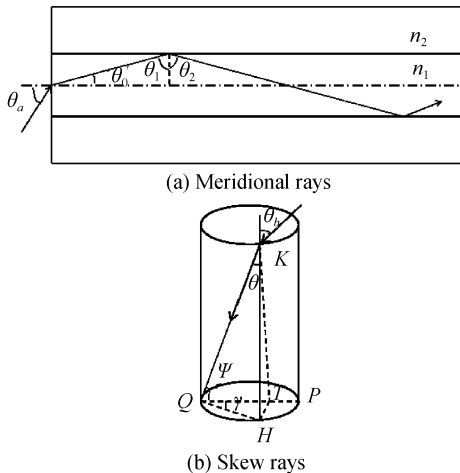


图 1 阶跃光纤中的子午光线与斜光线

光线从空气入射到光纤端面,并折射进入光纤芯层,应满足关系式

$$n_0 \sin \theta_a = n_1 \sin \theta_0 = n_1 \cos \theta_2 \quad (1)$$

后续传播满足反射定律.若要求光线在光纤内部发生全反射,就必须满足 $\theta_1 \geq \theta_c$, 即 $\sin \theta_1 \geq n_2/n_1$. 于是有

$$n_0 \sin \theta_a = n_1 \sin \theta_0 = n_1 \cos \theta_1 = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} \leq n_1 \sqrt{1 - n_2^2/n_1^2} \quad (2)$$

取空气的折射率 $n_0 = 1$, 要保证全反射, 则有最大的入射角

$$\sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \text{NA} \quad (3)$$

而对于斜光线,如图 1(b). QK 表示光线入射到光纤端面后在光线内部的传播路径. KH 为过 K 点和光纤芯轴平行的直线, QP 为过 Q 点横截面的直径. 过 H 点做线段 HT 垂直于 QP , 则由图中的几何关系可知, $\triangle QHK$ 、 $\triangle KHT$ 和 $\triangle QHT$ 均为直角三角形, 而且容易证明 $\triangle QTK$ 也为直角三角形. 假设进入纤光线的入射角为 θ_b , $\angle QKH = \theta$, $\angle KQP = \psi$, $\angle PQH = \gamma$, 则在 $\triangle QTH$ 中, $\cos \gamma = QT/QH$; 在 $\triangle QKH$ 中, $\sin \theta = QH/QK$; 在 $\triangle QKT$ 中, $\cos \psi = QT/QK = \cos \gamma \sin \theta$. 光线在光纤芯层内表面上发生全反射, 必须满足 $\cos \psi \geq n_2/n_1$, 所以在芯层中能够持续全反射传播的斜光线应满足

$$\cos \gamma \sin \theta \leq \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} \quad (4)$$

于是容易得到

$$\cos \gamma \sin \theta_b \leq (n_1/n_0) \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} = (1/n_0) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5)$$

仍然取 $n_0 = 1$, 可以得到斜光线的数值孔径为

$$\sin \theta_b = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / \cos \gamma = \text{NA}' \geq \text{NA} \quad (6)$$

即斜光线允许的最大入射角大于等于子午光线的最大入射角.

由惠更斯-菲涅耳原理可知^[6], 在自由空间中, 某一单色光源 S 对于空间任意点 P 的作用, 可以看作是 S 和 P 之间任一波面 Σ 上各点发出的次波在 P 点相干叠加的结果, 如图 2.

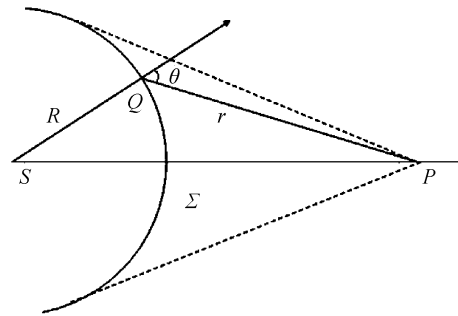


图 2 惠更斯-菲涅耳原理图

Fig. 2 Diagram of Huygens-Fresnel's principle

假设 Σ 波面上任一点 Q 的光场复振幅为 $\tilde{E}(Q)$, 在 Q 点取一个面元 $d\sigma$, 则 $d\sigma$ 面元上的次波源对 P 点光场的贡献为

$$d\tilde{E}(P) = CK(\theta)\tilde{E}(Q)\frac{e^{ikr}}{r}d\sigma \quad (7)$$

式中, C 是比例系数, $r = \overline{QP}$, $K(\theta)$ 为倾斜因子, 它是与元波面法线和 \overline{QP} 的夹角 θ 有关的量, 当 $\theta = 0$ 时 K 有最大值为 1. 由于数值孔径的限制, 大于最大入射角进入的光能量都因为不能发生全反射而在光纤中逐渐衰减, 在此忽略不计. 对于通常使用的光纤, 如数值孔径为 0.22 时, 子午光线的最大入射角仅为 12.71° , 故 $K(\theta) \approx K(0) = 1$ 可忽略不计. 因此, P 点的光场复振幅为

$$\tilde{E}(P) = C \int_{\Sigma} \tilde{E}(Q) \frac{e^{ikr}}{r} d\sigma \quad (8)$$

当 S 是点光源时, Q 点的光场复振幅为

$$\tilde{E}(Q) = \frac{A}{R} e^{ikR} \quad (9)$$

式中, R 是光源到 Q 点的距离.

同样地, 对于在折射率为 n 的空间中传输的光波, 以上各式中的光程 r 或 R 用 nr 和 nR 代替.

于是可将纤芯入射端面某一微元发出的球面波等效为向整个空间发出的大量光线. 每根光线的传播方向在整个空间范围内是任意的, 经由光纤芯层和包层界面的折射和反射, 最终传播至纤芯出射端面. 显然, 无论是子午光线还是斜光线, 只有发生全

反射的光线能量损失最小,得以传输到输出端面.其具体光程值与该光线在纤芯中来回反射经过的路程有关.而出射端面某一微元处的光场复振幅可看作入射端面所有微元发出的球面波在此处的叠加,即所有到达此微元范围内光线的场强相叠加.

出射面任一面积微元的光强大小为

$$I(x,y)=E(x,y) \cdot E^*(x,y) \quad (10)$$

于是,整个出射端面的光强分布便可求解出来.

2 影响光纤传输中光场分布的因素

使用光线追迹分析软件 Tracepro 建立计算模型,将单个 LD 发出的高斯光束看作由大量光线组成的光线束,进入晶体前这些光线在空间位置上均匀分布.每根光线携带的能量依其空间位置呈高斯分布,即光束中心的光线能量最高,周围的光线随半径的增加按高斯分布形式递减,每根光线的传播方向在整个三维空间是任意的.讨论了光线束的指向角以及光纤的不同长度对光纤出射面光场分布的影响.计算选用芯径 $\phi 400 \mu\text{m} \times 1\,000 \text{ mm}$ 的光纤,数值孔径为 0.22,因此容易得到子午光线的最大入射角为 12.71° .根据数值孔径大小做出以下假设,令光纤入射端面和出射端面的透过率为 100%,芯层

和包层对于 $0.808 \mu\text{m}$ 的入射光折射率分别为 1.533 2 和 1.517 3.

2.1 光束指向角

由于单个 LD 的功率小,要实现大功率输出,就需要相当数量的 LD.若要最终实现 200 W 的光纤输出,LD 的数量需要达到 100 个以上.耦合这些发光单元出射光束的方法有很多^[7-10],但是由于 LD 数量众多,每根光束的传输方向都难以确定,其光场分布无法精确计算;即使经过精确调整,每根光束的传输方向也无法与光纤轴线方向完全一致.针对几个特例,引入光束指向角的概念,进行讨论.

首先讨论单个 LD 光束的情况.光束的指向角是指入射前光束的传播方向与光纤轴线所成的夹角.对于单 LD 发出的光束,鉴于光纤是轴对称的,不妨设光纤轴线方向为 z 方向,光束的方向矢量在 $yo z$ 面传播,且初始情况下与 $+y$ 方向的夹角在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 范围内.为简化计算,采用光线追迹的方法来代替研究 LD 出射光束的传播.

假设光线束中心位于光纤入射端面的中心,光强降为中心处 $1/e$ 的光线距轴线 0.15 mm,鉴于子午光线最大的入射角为 12.71° ,模拟计算了指向角为 $0^\circ, 3^\circ, 6^\circ$ 和 9° 时出射面的归一化光强分布,如图 3.

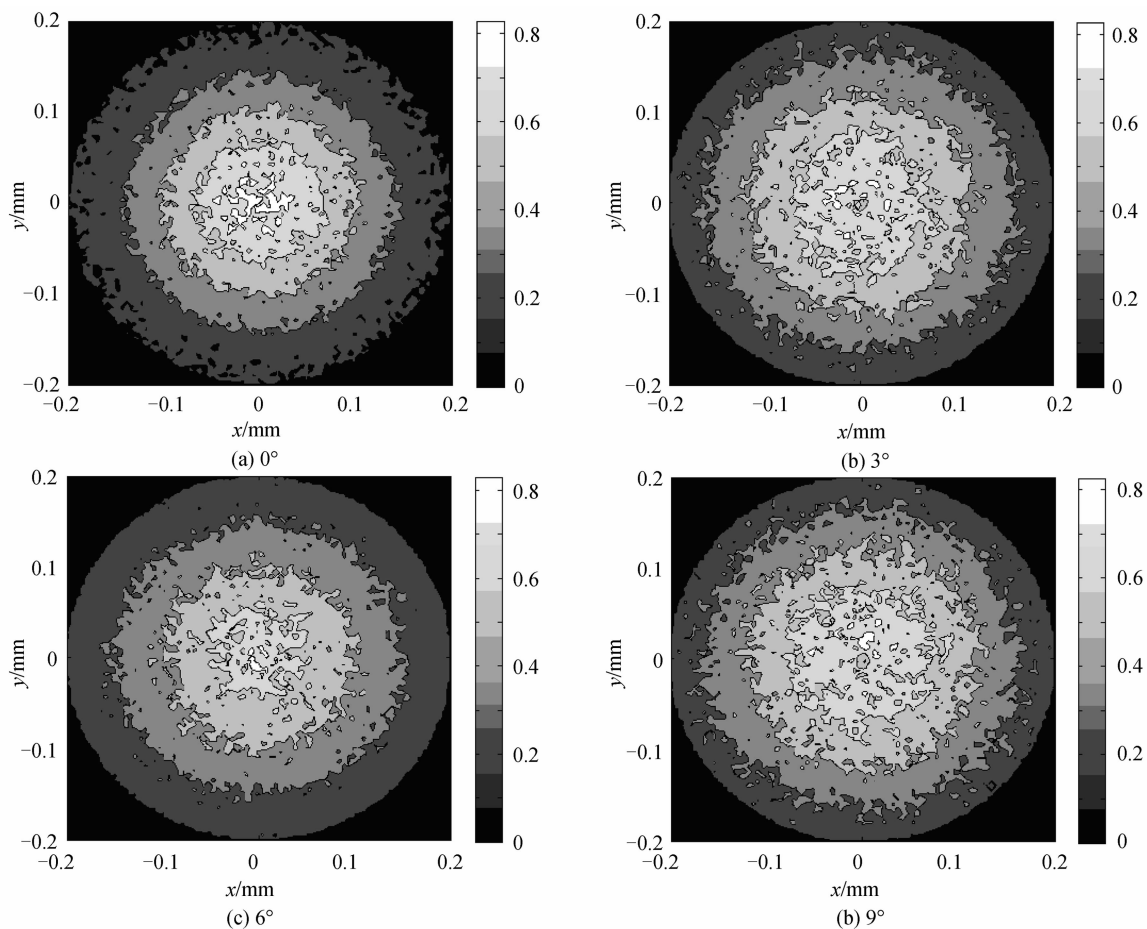


图 3 取不同指向角且束腰半径为 0.15 mm 时出射面的归一化光强分布

Fig. 3 Normalized light intensity distribution over the exit surface with different direction angles

由图可见,首先,在指向角为 0° 时,光束正入射进入光纤,沿光纤轴线传播,出射端的光强分布近似呈中心轴线处最高,依半径增大光强逐渐减小的趋势.然而,光强未呈现理想的规则同心圆环分布,且不是无限光滑的,存在局部的极大极小值点.这是由于计算中模拟光束传播的光线数量有限,并且光线无限细,这导致了相邻光线间存在间隙,故后期拟合过程得到的曲线并非无限光滑.如果使用的光线数量无限多,之间的间隙无限小,最终得到的出射面光强曲线将无限光滑.

其次,将指向角为零与不为零的情况进行对比,如指向角为 3° 或 9° 时,由于光束的方向矢量与光纤轴线存在偏差,各光线在光纤芯层与包层的界面发生多次反射,出射面光场的峰值位置发生了偏移,光纤轴心处的光强反而低于周围的环状区域.

第三,进一步研究极大值位置变化趋势,并对指向角从 0° 至 12° 的情况进行更加细致的计算,发现随着指向角的增大,光强的峰值位置先由光轴中心渐变为环状区域,轴心处出现凹陷,环形区域的半径先变大后变小,然后又移动回光轴中心,再移动至环状区域,如此往复.但峰值位置的变化无恒定的周期.

前述研究了单个LD的光束在光纤中传输的过程,实际应用中采用的多是Ld bar条或阵列,故假设大量的LD光束经整形、耦合系统后,各光束的功率相同,且其方向矢量在一系列同心圆环上均匀分布.其中第一圈光束个数为1,指向角为 0° ;第二圈光束个数为4,指向角均为 3° ,且其方向矢量在光纤截面投影的圆心角分别相差 90° ;第三圈光束个数为8,指向角均为 6° ;第四圈光束个数为16,指向角均为 9° .鉴于所有光束经耦合透镜聚焦,在光纤入射端面的空间位置差异不大,故假定相同,其中心均位于光纤入射端面的轴心处.

由图4可见,出射面光强不仅存在中心凹陷的现象,而且沿径向呈多极大值分布.以上结果是在特定的指向角、特定数量的泵浦光束以及特定的排布方式下得到的,如果改变上述条件,光强极大值的环形位置可能改变.而端面泵浦激光晶体时,泵浦光的光场分布均匀性以及和振荡光的交叠程度决定了振荡光的阈值泵浦功率和起振模式,进而影响着振荡光的光束质量、输出功率和激光器的斜效率^[11-12].当泵浦光分布与基模高斯光束越接近,与振荡光匹配程度越好时,振荡光的光束质量越好,斜效率越高,故光纤输出光束的光强分布必将对后续的泵浦过程

产生影响.

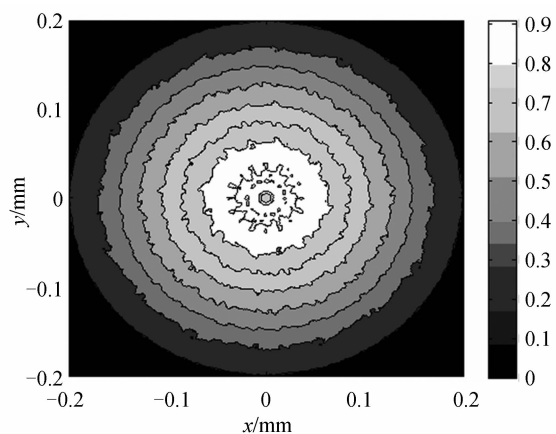
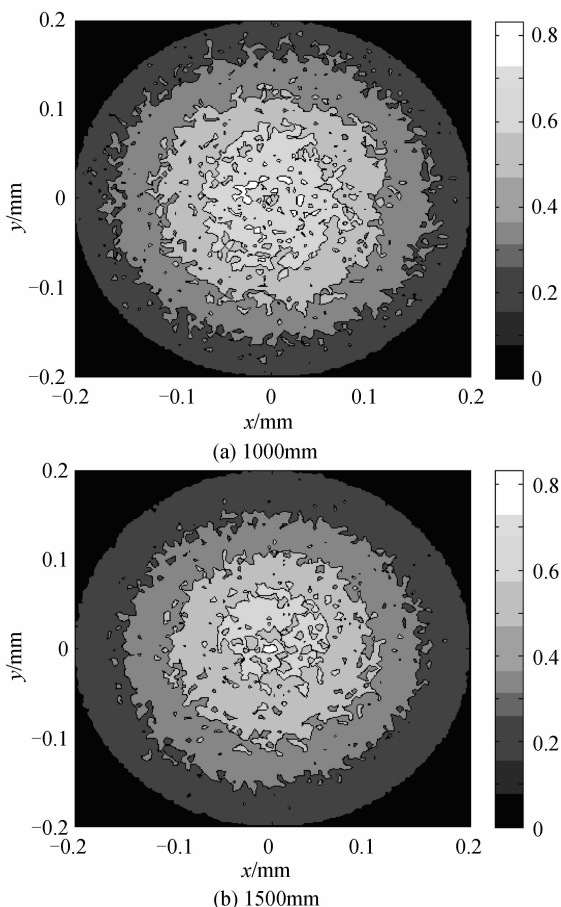


图4 多光束叠加时光纤输出面的归一化光强分布
Fig. 4 Normalized light intensity distribution of several beams over the exit surface

2.2 光纤长度

考虑单个LD情况,与前述情况相同,假设在光纤入射端面上,光强降为中心处 $1/e$ 的光线距轴线 0.15 mm ,光束指向角 3° 确定,改变光纤长度,得到出射面的光强分布如图5.由于实际的LD泵浦源其输出光纤长度为几米,故选择 $1\ 000\text{ mm}$, $1\ 500\text{ mm}$ 和 $2\ 000\text{ mm}$ 情况进行仿真.



(a) 1000mm

(b) 1500mm

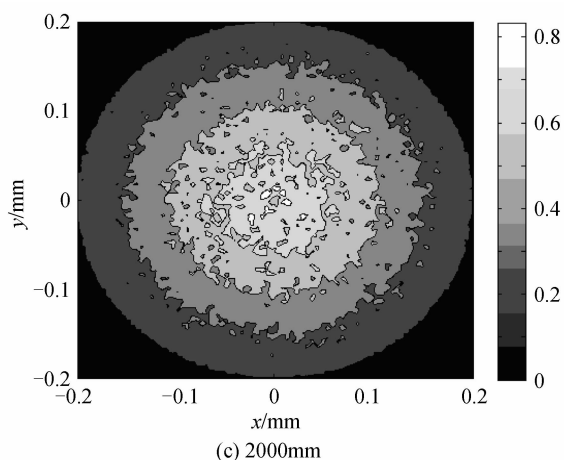


图5 不同光纤长度时出射面的归一化光强分布
Fig. 5 Normalized light intensity distribution over the exit surface with different fiber lengths

由图可知,耦合光纤的长度变化对出射面的光强分布也有一定的影响,三种长度下光强分布各不相同.如1 000 mm和2 000 mm时光束峰值位置不在轴心,而是在不同半径位置的圆环区域;1 500 mm时,虽然峰值位置位于轴心处,但是轴心附近的光强极大值偏向+y方向一侧.这是由于初始的指向角偏差导致入射截面光场分布偏离初始的高斯分布,而在不同距离的传输过程中,入射光经过包层内壁的反射,光场不断重新分布,峰值位置不停发生变化,从而导致了这一差异.

3 实验结果

实验使用的是limo公司的FM-B-0086和Nlight公司的NL-200-808光纤耦合输出二极管泵浦源,使用相机和软件对光纤输出的光场分布进行了采集,数据提取和处理.其中前者总功率为110 W,光纤纤芯直径为400 μm ,光纤长度为1 500 mm,数值孔径为0.22;后者总功率为180 W,纤芯直径为400 μm ,光纤长度为5 000 mm,数值孔径为0.22.两泵浦源光纤输出的光强分布如图6.

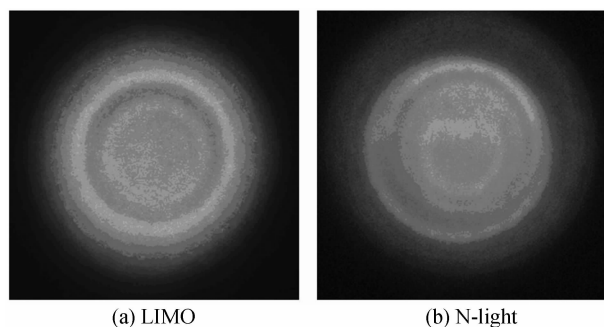


图6 实验采集到的光纤输出光场分布
Fig. 6 Exit light intensity distribution in the experiment

与前述模拟结果基本一致,两实验结果中光强

沿径向均呈多极值的环状分布,峰值位置不同,但均不在轴心.因此,对于很多成品光纤输出泵浦源其输出光场呈现的上述现象,入射光束传播方向与光纤轴线的角度偏差(即指向角)不失为一种很好的解释.而在实际应用中,采用光纤输出的半导体激光器对晶体进行端面泵浦时,由于振荡光局限在晶体轴线附近的微小区域,泵浦光的峰值位置以及与振荡光光场分布的匹配程度决定了出射的振荡光功率.因此,研究影响光纤输出光场分布的因素,以及如何提高其中心光强和均匀程度,具有十分重要的意义.

4 结论

半导体激光器线阵或阵列的每个发光单元输出的光束经光学器件整形后耦合进入光纤,通常认为,整形后所有光束可看作一个总光束,其方向矢量与光纤轴线方向一致;然而实际过程中每个光束的耦合过程复杂,绝大多数LD出射光束的传播方向都与光纤轴线不一致,这直接影响到光纤输出的光场分布形式.为此,采用了一个描述该偏差的参量-光束指向角.在此基础上研究了影响光纤出射面光场分布的因素,使用软件Matlab和Tracepro建立了分析模型,计算了确定的入射光场分布时不同指向角和光纤长度对光纤出射面光场分布的影响,比较了几种情况下出射面光强分布的均匀程度和峰值位置.最终通过实验加以验证.结果表明:

1)入射光束指向角的偏差能够影响光纤出射面光强分布的均匀程度和峰值位置,在进入光纤的光功率、光场分布确定的情况下,指向角的变化导致出射面光强的峰值位置变化,峰值位置多呈圆环状分布.入射光束的指向角是影响出射面光强分布的重要因素.

2)对于LD阵列耦合输出用光纤,光纤长度的变化同样可以影响出射面的光强分布,入射光场相同的情况下不同光纤长度将导致不同的出射面光强分布.

参考文献

- [1] DICKEY F M, SHEALY D L. Laser beam shaping VIII[C]. SPIE, 2007, 6663:.
- [2] GRENIER P, TAILLON Y, WANG Min, *et al.* Laser beam transformation technique for high-power laser diode linear arrays[C]. SPIE, 2006, 6104: 61040R.
- [3] YU Jian-jie, TAN Li-ying, MA Jing, *et al.* Progress on beam shaping of high-power laser diode arrays [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2008, 45(4): 34-42.
- [4] 俞建杰,谭立英,马晶,等.大功率半导体激光器阵列光束整形新进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2008, 45(4):34-42.
- [4] GAO Xin, BO Bao-xue, QIAO Zhong-liang, *et al.* Single fiber coupling of multi-linear-array-diode-lasers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, 39(7): 1229-1234.

高欣,薄报学,乔忠良,等.多线阵半导体激光器的单光纤耦合

- 输出 [J]. 光子学报, 2010, **39**(7):1229-1234.
- [5] 孙艳玲, 石顺祥. 光纤传输理论与传感技术[M]. 西安:西安电子科技大学出版社, 2004:41-42.
- [6] 石顺祥, 张海兴, 刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 西安:西安电子科技大学出版社, 2002:124-128.
- [7] NIU Gang, FAN Zhong-wei, WANG Pei-feng, *et al.* A single fiber coupling technique for high power diode laser arrays[J]. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2007, **28**(10): 1607-1610.
牛岗, 樊仲维, 王培峰, 等. 大功率半导体激光阵列单光纤耦合技术[J]. 半导体学报, 2007, **28**(10):1607-1610.
- [8] BONORA S, VILORESI P. High-efficiency high-power diode laser beam shaping and focusing with constant optical-path length equalization [C]. *SPIE*, 2006, **6184**: 61841Q. 1-61841Q. 8.
- [9] SHI Peng, LI Xiao-li, ZHANG Gui-fen, *et al.* Micro-prism stack beam shaper for high power laser diode array[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11): 1544-1547.
石鹏, 李小莉, 张贵芬, 等. 大功率激光二极管的微片棱镜堆光束整形和光纤耦合输出[J]. 光学学报, 2000, **20**(11):1544-1547.
- [10] ZHENG Chun-yan, ZHENG Guo-xing, ZHOU Chong-xi, *et al.* Study on blazed grating array for beam shaping of laser diode array [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(S0): 62-66.
郑春艳, 郑国兴, 周崇喜, 等. 闪耀光栅阵列用于半导体激光器阵列光束整形[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(S0):62-66.
- [11] WANG Shi-yu, GUO Zhen, FU Jun-mei, *et al.* Effect of the pump light on the beam quality of the diode pumped laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(9): 2995-3003.
王石语, 过振, 傅君眉, 等. 抽运光分布对二极管抽运激光器振荡光光束质量的影响[J]. 物理学报, 2004, **53**(9):2995-3003.
- [12] WANG Shi-yu, XUE Hai-zhong, TANG Ying-de, *et al.* Study of the effect of the distribution of pumping light on the diode pumped solid-state laser [J]. *Journal of Xidian University*, 2003, **30**(1): 75-80.
王石语, 薛海中, 唐映德, 等. 泵浦光束空间分布对 DPL 性能的影响[J]. 西安电子科技大学学报, 2003, **30**(1):75-80.

Light Intensity Distribution of Fiber-coupled Laser Beam and Analysis of Impact Factors

LIN Lin, LI Bing-bin, GUO Zhen, WANG Shi-yu, LIU Hai-qiang, CAI De-fang, LIAN Tian-hong
(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: Based on analysis of light intensity distribution over exit face, effects of direction angle of laser beam on exit optical field distribution were investigated during transmission process through optical fiber. A new influencing factor was proposed, which was a complement to the two proverbial factors-numerical aperture and core diameter of the optical fiber. Beams of laser diode were resolved into a large amount of ray during transmission process. On the condition of a constant entrance optical field distribution, influences of single beam and multi-beam direction angle and optical fiber length were analyzed by ray tracing method. Results indicate that, in optical fiber, deviation of a single beam direction angle can lead to extremum position excursion on the exit face, while with more beams, deviation of direction angle can bring about an obvious ring form light intensity distribution. It can be concluded that direction angle of a beam is an important factor which influences the light intensity distribution and extremum position over the exit face, and the length of optical fiber also takes effect.

Key words: Laser; Solid-state laser; Optical fiber transmission; Ray tracing method; Direction angle