

文章编号: 1001-3806(2006)01-0043-04

大口径高能量激光测量中后向散射能量研究

王 雷, 杨照金*, 黎高平, 梁燕熙

(西安应用光学研究所 国防科工委光学计量一级站, 西安 710065)

摘要: 锥形吸收腔高能量激光能量计测量过程中的后向散射能量分布是影响测量准确度的一个关键参量。依据锥形腔能量计内表面与入射激光相互作用的光学定律, 推导了能量计内入射激光光束能量的分布函数; 并结合复化辛普森数值计算方法, 计算分析了当能量计反射系数一定, 而入射激光光束直径与吸收腔直径之比不同时, 锥形吸收腔开口处光功率密度分布和后向散射总功率。计算结果表明, 对于大口径高能量激光, 后向散射能量损失将达到 0.5% 至 2.5% 左右。根据后向散射光功率密度分布计算得到后向散射总能量, 对测量结果进行修正, 将有效改善高能量激光能量测量准确度。

关键词: 高能量激光; 激光能量测量; 后向散射; 功率密度分布; 数值计算

中图分类号: TN247; TB96 **文献标识码:** A

Research of backscattered laser energy within the energy measurement for large caliber high energy lasers

WANG Lei, YANG Zhao-jin, LI Gao-ping, LIANG Yan-xi

(Optic Metrology Station, Xi'an Institute of Applied Optics, Xi'an 710065, China)

Abstract: Backscattered laser energy profile is very important parameter in a cone-shaped laser energy meter because it affects the measurement precision of the instrument. From the reflection rule of laser in the surface of energy meter obeyed, the distribution function of power of laser beam in energy meter surface is deduced. Using the Simpson numerical calculation method, the distribution of laser power density in the opening of absorption body and the total backscattered laser power are obtained when the reflective index is fixed but the ratio of laser diameter and absorption cavity diameter is changed. The calculation results show that the backscattered energy loss is up to 0.5% ~ 2.5% for a large caliber high energy laser. According to the backscattered laser power density profile, total backscattered laser energy can be gotten to compensate the measurement result, which will greatly improve the accuracy of high energy laser energy measurement.

Key words: high energy laser; laser energy measurement; backscatter; power density profile; numerical calculation

引 言

激光器辐射能量的准确测定是评定激光器品质和激光器研制水平的一项重要指标,也是评判激光器其它参量的基础^[1]。从 20 世纪 60 年代起,伴随激光器的产生,相应地也发展了多种测量激光器输出能量大小的原理和实际方法^[2~4]。在众多的测量方案中,锥形吸收腔是激光能量计采用的最基本结构之一,通常被用作激光能量计的基准^[5,6]。不过,被广泛采用的锥形吸收腔能量计主要应用在小口径激光能量测量领域^[7];当利用这种结构吸收腔测量高能量激光能量时,就存在一定的问题,主要是因为高能量激光器输出光束口径很大^[8],且通常采用的能量计吸收腔内表面

粗糙度远大于 $\lambda/2$ (λ 为入射激光波长),当激光束进入吸收腔后,将在其内部形成漫反射,而非严格的镜面反射,一部分入射激光经过吸收腔散射后,将从吸收腔入口处逃逸出去,从而造成测量误差;在小口径激光能量测量当中,对这一部分能量不予考虑,而当入射激光口径很大,尤其是当入射激光口径与锥形吸收腔口径大小相近时,这一部分能量所占入射总能量的比例就非常大,所引起的损失就不能再忽略不计;这部分从吸收腔入口逃逸出去的激光称为后向散射激光。由于后向散射光束与入射激光束都经由相同的吸收腔开口处,并且方向相反,一般方法很难监测。目前,大多采用的技术是在吸收腔入口处加环形能量计来监测逸出能量^[9],但这种方法也只能测量到边缘处的散射激光能量,不能够得到中心处的逃逸激光能量,而且当激光满口径入射时,根本无法加环形能量计测量。因此,利用锥形吸收腔测量高能量激光的能量,后向散射能量就是影响测量精度的一个重要因素。

作者简介:王 雷 (1976-),男,博士研究生,从事光学计量的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: yzj0508@163.com

收稿日期: 2004-11-29;收到修改稿日期: 2005-02-23

为了明确由于后向散射而造成的激光能量测量中的损失量,减小测量误差,提高高能激光能量计的测量精度,研究其后向散射激光的能量就尤为必要和重要。作者将依据锥形吸收腔内表面与入射激光相互作用所遵从的光学原理,理论上详细分析后向散射激光能量分布函数,并采用复化辛普森数值模拟方法,计算后向散射能量分布,分析讨论后向散射总能量损失。

1 锥形吸收腔激光能量计后向散射能量的理论分析

准确地评估后向散射能量大小,有助于校正测量结果、准确判断入射激光的能量大小。对于普通激光,其输出光斑服从高斯分布,有关它们能量测量技术已经相当成熟;而对于高能激光,其输出光斑非常不均匀,目前尚无统一评价高能激光光束质量的标准,在实际的高能激光调试、测量中,通常认为均匀光斑是较理想的激光输出。本文中的分析,就采用均匀输出进行分析。理论上,可以根据锥形吸收腔内表面的光洁度,分理想镜面反射和非理想镜面反射两种情况讨论后向散射能量分布。

1.1 理想镜面的表面反射

理想镜面是指:激光能量计的锥形吸收腔的内表面光洁度在与入射波长相比拟的区域内作规则分布,满足物理光学和几何光学对于理想光学镜面的假设。

光束与吸收锥的几何关系如图 1 所示,图中, 2θ

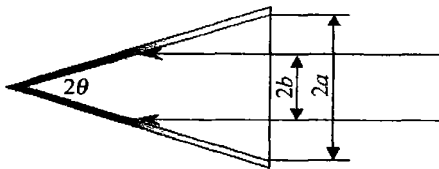


Fig 1 Sketch of laser and absorption body

为圆锥顶角; $2a$ 为圆锥开口直径; $2b$ 为光斑直径。一束光斑半径为 b , 功率密度均匀为 p_0 的激光入射到吸收锥表面, 设吸收锥顶角为 2θ , 表面吸收系数为 A , 则反射系数 $\rho = 1 - A$, 根据几何光学, 在理想镜面情况下, 任意角度的吸收锥的有效反射系数为^[10]:

$$\rho' = \rho^n \cdot \left\{ 1 - (1 - \rho) \left[\frac{\sin^2(2n - 1)\theta}{\sin^2\theta} \right]^{1 - \delta(\beta/\theta)} \right\} \quad (1)$$

式中, $\delta(\beta/\theta) = \begin{cases} 1 & \beta < \theta \\ 0 & \beta \geq \theta \end{cases}$, β 为满足 $\beta = 180^\circ - 2n \times \theta$ (n 为整数) > 0 的最小值。

则吸收锥的有效吸收系数 $A' = 1 - \rho'$ 。能量计吸收腔的吸收锥, 锥顶角一般为 $20^\circ \sim 30^\circ$, 入射激光在吸收锥内反射 6 到 9 次, 因而有效反射系数约为 $\rho \approx \rho^9 \sim \rho^6$ 。又因为能量计吸收锥内表面是黑色吸收面, 反射系数很小, 因此有效反射系数 ρ 将很小; 另外, 即便当反射系数较大, 例如 $\rho = 0.3$, 计算可知有效吸收

系数 $A' > 99.94\%$ 。因此, 在理想条件下, 由于散射或反射而造成的光能量损失可忽略不计。

1.2 非理想镜面下光束的反射

实际能量计的吸收锥表面光洁度通常在大于光波长的范围内, 并非理想的反射面, 当激光入射到吸收锥表面后, 一部分光将被表面散射掉, 由吸收锥的开口处逃逸出去, 即有效反射系数远大于理想表面反射的情况。

在实际工作中, 由于加工精度以及其它条件的限制, 吸收腔内侧表面光洁度与入射激光波长可比拟, 则吸收锥内表面反射光束将不再遵守反射定律, 而是在内表面形成漫反射, 仅讨论在此情况下吸收锥的后向散射问题。

由散斑统计光学理论知, 像面上光强度分布为入射面域内光强度分布的傅里叶变换及漫射表面高度起伏造成自相关函数的傅里叶变换的乘积。根据该理论, 当漫反射面表面粗糙度在明显大于 $\lambda/2$ 的范围时, 按照余弦定律计算散射光功率密度分布^[11]。

如图 2 所示, 激光束入射到吸收锥表面的表面积

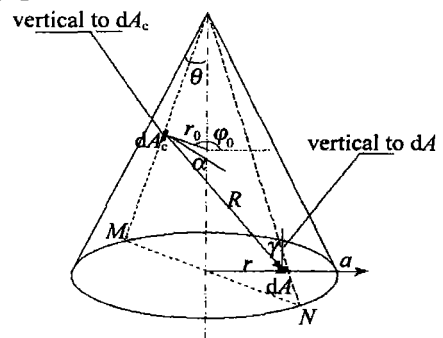


Fig 2 Sketch map for calculation of backscattered laser

为 $A_c = \pi b^2 / \sin\theta$, 则吸收锥表面的光功率密度 p_1 为: $p_1 = \pi b^2 p_0 / A_c = p_0 \sin\theta$ 。入射到吸收锥内的激光束被吸收锥表面散射, 一部分光深入到锥体内, 另一部分光则从锥体口散射出去。根据余弦反射定律, 吸收腔内表面位置为 r_0 处单位面元 dA_c 在单位立体角 $d\omega$ 的范围内漫射的光功率为: $dP = (\rho p_1 / \pi) \cos\alpha \cdot d\omega dA_c$ (2) 式中, α 为出射光束与法线的夹角, ρ 为圆锥表面的反射系数。将 $d\omega = dA \cdot \cos\gamma / R^2$ 代入 (2) 式 (γ 为出射光束与法线的夹角), 得吸收腔开口处 r 位置单位面元 dA 处接收的光功率为:

$$dP_r = \frac{\rho p_1}{\pi} \frac{\cos\alpha \cos\gamma}{R^2} dA_c dA \quad (3)$$

光功率密度为:

$$dp_r = \frac{\rho p_1}{\pi} \frac{\cos\alpha \cos\gamma}{R^2} dA_c \quad (4)$$

由图 2 可知: $\cos\alpha = \frac{a - r \cos\phi_0}{R} \cos\theta$, $0 \leq r \leq a$, $0 \leq \phi_0 \leq 2\pi$;

$$\cos\beta = \frac{a - r_0}{R} \cos\theta, \quad 0 \leq r_0 \leq b; \quad R = \sqrt{r^2 + \frac{a^2}{\sin^2\theta} - 2r \frac{a}{\sin\theta} \cos\phi_0} +$$

$$(a - r_0)^2 \cot^2 \theta]^{1/2}; dA_c = r_0 / \sin \theta dr_0 d\phi_0.$$

将以上各式代入 (4) 式中, 得:

$$dp_r = \frac{\rho p_i}{\pi} \times \frac{\cot^2 \theta r_0 (a - r_0 \cos \phi_0) (a - r_0)}{[r^2 + r_0^2 - 2r_0 r \cos \phi_0 + (a - r_0)^2 \cot^2 \theta]^2} dr_0 d\phi_0 \quad (5)$$

对 (5) 式的 r_0 和 ϕ_0 积分, 就得到经过一次漫反射后的后向散射光功率密度分布情况。

同理, 经过并不繁琐的计算, 可得到吸收腔内表面位置为 r_i 处单位面元接收的激光功率密度为:

$$dp_{r_i} = \frac{\rho p_i}{\pi} \times \frac{r_0 \cot \theta \cos \theta (r_i - r_i \cos \phi_0) (r_0 - r_0 \cos \phi_0)}{[r_0^2 + r_i^2 - 2r_i r_0 \cos \phi_0 + (r_i - r_0)^2 \cot^2 \theta]^2} dr_0 d\phi_0 \quad (6)$$

对 (6) 式的 r_0 和 ϕ_0 积分, 就得到经过一次漫反射后吸收腔内表面的光功率密度分布 $p_1(r_i)$ 。

经过漫反射后的激光束将充满能量计的接收腔, 改变积分域, 从而得到经过 n 次反射后吸收腔开口处 r 位置单位面元的光功率密度:

$$dp_n(r) = \frac{\rho p_{n-1}(r_i)}{\pi} \times \frac{r_i \cot \theta \cos \theta (r - r \cos \phi_0) (r_i + r_i \cos \phi_0)}{[r_i^2 + r^2 + 2r r_i \cos \phi_0 + (r - r_i)^2 \cot^2 \theta]^2} dr_i d\phi_0 \quad (7)$$

当 $n \geq 3$ 时,

$$p_{n-1}(r_i) = p_i \int (r_0) \frac{\rho^{n-1}}{\pi^{n-1}} \cot^{2(n-1)} \theta \times \frac{r_0 (a - r_0 \cos \phi_0) (a - r_0)}{[r_0^2 + r_i^2 - 2r_i r_0 \cos \phi_0 + (a - r_0)^2 \cot^2 \theta]^2} \times \frac{r_i (a - r_i \cos \phi_1) (a - r_i)}{[r_i^2 + r_1^2 - 2r_1 r_i \cos \phi_1 + (a - r_i)^2 \cot^2 \theta]^2} \times \dots \times \frac{r_{n-3} (a - r_{n-3} \cos \phi_{n-3}) (a - r_{n-3})}{[r_{n-3}^2 + r_{n-3}^2 - 2r_{n-3} r_{n-3} \cos \phi_{n-3} + (a - r_{n-3})^2 \cot^2 \theta]^2} \times dr_0 d\phi_0 dr_1 d\phi_1 \dots dr_{n-3} d\phi_{n-3}, \quad (0 \leq r_0, r_1 \dots r_{n-3} \leq a, 0 \leq \phi_0, \phi_1 \dots \phi_{n-3} \leq 2\pi) \quad (8)$$

当 $n=2$ 时, $p_{n-1}(r_i) = p_1(r_i)$ 。其中: $p_{n-1}(r_i)$ 为经过 $n-1$ 次漫射后返回到吸收腔内表面激光束的光功率密度分布, 它是位置 r_i 的函数。

对 (7) 式的 r_i 和 ϕ_0 积分就得到经过 n 次漫反射后的后向散射的光功率密度分布, 将各次计算结果求和可得总后向散射功率密度分布。

2 数值模拟

由 (7) 式可以看出, 光束在锥形吸收腔内表面经过多次的散射以后, 出射光束功率密度分布是一个非常复杂的积分表达式。为得到后向散射光功率密度分布, 以及为评估后向散射总能量损失, 用 C++ 语言编制计算程序, 用数值计算的方法对后向散射功率密度

分布情况进行严格分析。计算程序流程如图 3 所示。

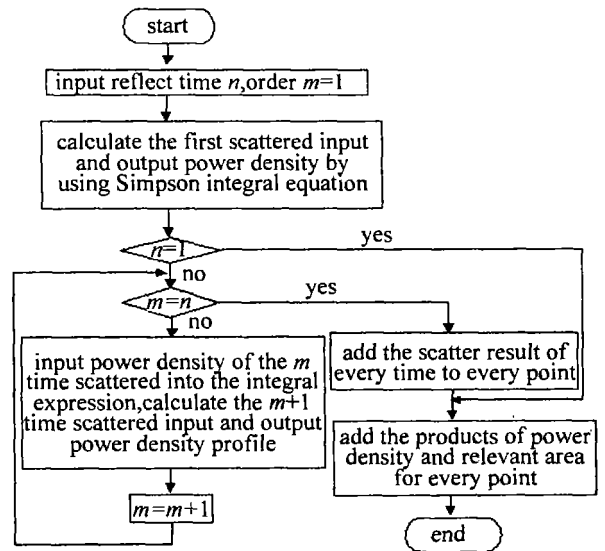


Fig 3 Flow chart of calculation of backscatter laser power density

为了判断利用环形能量计测量边缘处后向散射激光能量, 按照均匀分布推测后向散射总能量这种方法的准确度, 首先计算后向散射功率密度分布情况。当光斑直径与圆锥开口直径之比 $b/a = 0.8$, 吸收系数 $A = 0.7$ 时, 后向散射光功率密度分布如图 4 所示。图中所注为吸收腔锥顶角角度。

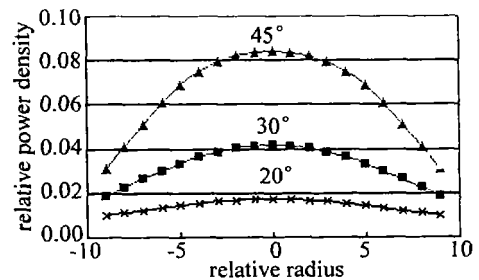


Fig 4 Distribution of backscattered laser power density undergoing multi-time reflect

后向散射光功率密度分布受诸多因素的影响, 对于同一激光能量计, 不同入射激光口径的后向散射功率密度分布将有所不同。当 $A = 0.7$, b/a 取不同值时, 后向散射光功率密度分布如图 5 所示, 图中数值为光斑半径与吸收腔半径之比。当 $A = 0.9$, b/a 取不同值时,

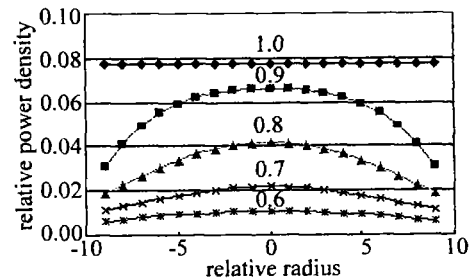


Fig 5 Distribution of backscattered laser power density for different ratio of beam radius and absorption cavity radius

后向散射总功率随光斑半径与吸收腔开口半径比值的 变化关系如图 6 所示, 图中所注为吸收腔锥顶角角度。

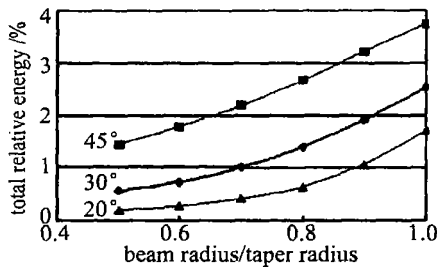


Fig 6 Total backscattered laser energy

大量计算表明,吸收系数 A 为其它值时,从锥口处逃逸出来的后向散射总能量(功率)伴随 b/a 变化趋势与图 6 所示的规律相同,区别在于散射总能量(功率)随 A 值的增大而增大。

3 讨论与总结

锥形吸收腔激光能量计中后向散射能量分布以及总能量损失的准确评估,将为更加准确地修正实际测量结果和改进实验方案提供可靠的理论保证。

经过以上的计算,可知:(1)开口一定,不同锥顶角吸收腔后向散射光功率密度以吸收腔中心均呈对称分布,中心的光功率密度大于边缘光功率密度,随锥顶角的增大吸收腔后向散射光功率密度显著增大;(2)后向散射能量的分布与光斑直径 ($2b$) 和吸收腔直径 ($2a$) 之比有关,由图 4 可以看出,当光束直径越接近吸收腔直径时,吸收腔中心位置处出射光功率密度分布越接近均匀分布;(3)后向散射光的总相对功率与光斑直径与吸收腔直径之比 b/a 以及吸收腔锥顶角 θ 有密切关系,当 b/a 越大时,后向散射总相对光功率也越大,同时,当 b/a 一定,随 θ 的增加,后向散射总相对光功率损失将明显增加。

总结以上计算结果,对于大口径高能激光,即使吸收锥顶角很小 ($\theta = 30^\circ$),且反射系数很小 ($A = 0.9$),当入射光束直径与吸收腔开口直径之比约为 $1/3$ 时,由于非理想镜面反射,造成的后向散射能量损

失也将达到 0.5% 以上;而当光束满口径入射时,造成的能量损失将达到 2.5% 左右。可见,高能激光能量测量中的后向散射是一个非常严重的误差源。为保证计量结果的准确性,必须对后向散射能量损失进行有效补偿。因此,在实际利用环形能量计测量后向散射光能量的方法中,若仅按均匀分布处理后向散射能量,得到的后向散射总能量结果将明显偏小,从而造成能量计测量总激光能量的偏小,所以,必须根据后向散射光功率密度分布情况计算后向散射总能量,对测量结果进行修正。

参考文献

- [1] Science and quality department of science technology and industry for national defense. Optical metrology [M]. Beijing: Atomic Energy Publishing Company, 2002. 257~300 (in Chinese).
- [2] JENNINGS D A. A laser power meter for large beams [J]. Review of Scientific Instruments, 1970, 41 (4): 565~567.
- [3] WEST E D. Theory of isoperibol calorimetry for laser power and energy measurements [J]. J A P, 1970, 41 (6): 2705~2712.
- [4] SCOTT T R. NBS laser power and energy measurements [J]. SPIE, 1988, 888: 48~53.
- [5] PAN J H. Handbook of measurement technology [M]. Beijing: China Metrology Publishing Company, 1997. 298~337 (in Chinese).
- [6] BIRKY M M. Calorimeter for laser energy measurements [J]. Appl Opt, 1971, 10 (1): 132~135.
- [7] FRANZEN D L, SCHMIDT L B. Absolute reference calorimeter for measuring high power laser pulses [J]. Appl Opt, 1976, 15 (12): 3115~3122.
- [8] REN G G. Restructuring of missile defense program and future development of airborne laser weapon [J]. Laser Technology, 2005, 29 (1): 1~4 (in Chinese).
- [9] FRANZEN D L, SCHMIDT L B. Absolute reference calorimeter for measuring high power laser pulses [J]. Appl Opt, 1976, 15 (12): 120~123.
- [10] NOWICKI R. Wire cone calorimeter for absolute laser continuous wave radiation power measurements [J]. Infrared Physics, 1988, 28 (4): 223~232.
- [11] QI K N, QING K Ch, CHEN L. Theory of statistic optics [M]. Tianjing: Nankai University Publishing Company, 1987. 515~545 (in Chinese).

(上接第 42 页)

- [9] LIL. Studies of preparation and characteristics in photothermo-sensitive microcrystal glasses [J]. Optics and Precision Engineering, 1998, 6(2): 29~35 (in Chinese).
- [10] NISHII J. Photosensitive and thermal glassed for waveguide [A]. XIII th International Symposium on Non-Oxide Glasses and New Op-

- tical Glasses [C]. Czech Republic: Pardubice, 2002. 629~635.
- [11] POUHELLEC B, NAY P, DOUAY M *et al*. The UV-induced refractive index grating in Ge SiO₂ performs additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index [J]. J Phys, 1996, D29 (12): 1842~1856.