

·激光技术·

高重频 2 μm Ho:GdVO₄ 固体激光器

丁宇, 蔡军

(光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308)

摘要:介绍了一种室温条件下新型高重频 2 μm Ho:GdVO₄ 固体激光器。首先在室温条件下利用分光光度计对 Ho:GdVO₄ 晶体的吸收光谱进行了测定, 通过经典 J-O 理论计算得到了 Ho:GdVO₄ 晶体在 2 μm 附近的吸收截面; 其次通过对荧光光谱的测定与计算, 得到了 2 μm 附近的发射截面; 最后通过吸收光谱信息确定了泵浦源波长, 利用 1 942 nm Tm 光纤激光器作为泵浦源实现了在重复频率为 30 kHz 时平均功率为 11 W 的激光输出。

关键词: 室温; 高重频; Ho:GdVO₄; 吸收截面; 发射截面

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2016)-03-0028-05

2 μm High Repetition Frequency Ho:GdVO₄ Solid State Laser

DING Yu, CAI Jun

(Key Laboratory of Electro-optical Information Control and Security Technology, Tianjin 300308, China)

Abstract: A new 2 μm high repetition frequency Ho:GdVO₄ solid state laser operating in room temperature conditions is introduced. Firstly, the absorption spectrum of the Ho:GdVO₄ crystal is measured with a spectrophotometer in room temperature, and the absorption cross-section of Ho:GdVO₄ crystal at 2 μm is obtained by J-O theory. Secondly, through measuring and calculating, the fluorescent spectrum, the emission cross-section at 2 μm is got. Finally, the wavelength of pump source is defined based on the absorption spectrum, the maximum average output power of 11 W is obtained at 30 kHz pumped by a 1 942 nm Tm-fiber laser.

Key words: room temperature; high repetition frequency; Ho:GdVO₄; absorption cross-section; emission cross-section

在稀土元素中通过 Ho 离子 ⁵I₇ 的激光上能级到 ⁵I₈ 激光下能级的跃迁, 可以产生 2 μm 的激光辐射, 那么如何实现 ⁵I₇ 能级粒子数反转的问题吸引了很多科研工作者的深入研究。目前主要采用两种方式实现, 一种是利用敏化离子吸收泵浦能量, 通过共振能量转移的过程使得 ⁵I₇ 能级粒子数反转, 达到发射 2 μm 激光的条件; 另一种是直接采用单掺 Ho 离子的方式实现 2 μm 激光输出。随着激光二极管的问世, 以 Tm, Ho 共掺为激光介质的激光器逐渐成为主流^[1-2]。泵浦光将 Tm 离子激发到 ³H₄ 能级, 与相邻的 Tm 离子经过横向弛豫过程在 ³F₄ 能级产生两个

Tm 离子, 在这个过程中会有近 25% 的能量转化为晶体的热量, 同时伴随着 Tm 和 Ho 离子之间的快速的共振能量转移, 此过程保证了 Ho 离子 ⁵I₇ 能级实现有效的粒子数反转, 但在常温条件下, Ho 离子的上转换与再吸收损耗都很大, 这严重影响了离子敏化掺 Ho 激光器的性能, 尤其是在调 Q 运行时, 随着 Q 开关的调制频率升高, 初始反转粒子数越少, 只有在低重复频率运行时, 才能获得大能量的激光输出^[3], 因此为了实现室温下高重频的激光输出, 决定采用单掺 Ho 离子的方式实现 2 μm 激光输出。

收稿日期: 2016-05-31

作者简介: 丁宇(1985-), 男, 博士, 主要研究方向为物理电子学。

1 光谱参数的测定与分析

一般来说,两个能级间的跃迁几率、受激辐射截面、辐射寿命、荧光效率、荧光分支比和量子效率等参数都很重要,但它们的实际测试都不太容易,而J-O理论给出了由吸收光谱得到上述参数的计算方法,同时通过探测器记录不同波长上的荧光强度而获得的荧光光谱可以准确判定晶体的发射光谱,这就使得人们对激光晶体的发光性质得到全面了解。

1.1 吸收光谱参数的测定与分析

稀土离子在固体中发光现象发现较早,从观察到两类光谱来看,一类是线状光谱的 $4f^n$ 组态内的能级之间跃迁,即 $4f-4f$ 跃迁;另一类是带状光谱,它是 $4f^n$ 组态内的能级和其他组态能级之间的跃迁,比如 $4f^n$ 组态和 $4f^{n-1}5d$ 组态能级之间的跃迁,即 $4f-5d$ 跃迁。对于稀土自由离子,电偶极作用不能引起 $4f-4f$ 跃迁,因为 $4f^n$ 组态的电子波函数具有相同的宇称,它们之间的电偶极跃迁的矩阵元的值为零,因此 $4f^n$ 组态内的能级跃迁是宇称禁戒的。但当三价稀土离子掺入激光晶体后,在可见以及红外区域产生了线状光谱的 $4f^n$ 组态内的能级跃迁,B R Judd和G S Ofelt于1962年对此现象进行了解释以及理论计算,这是因为晶体场奇次项的作用所致。晶体场奇次项可以使与 $4f^n$ 组态状态相反宇称的组态状态混入 $4f^n$ 组态状态中,这样使得原来的 $4f^n$ 组态状态已经不再是一种宇称状态,而是两种宇称状态的混合态,这种混合态就可以产生“强制”的电偶极跃迁。因此,关于 $4f-4f$ 跃迁的光谱强度理论被称为Judd-Ofelt(J-O)理论^[4,5]。利用这一理论,可以计算电偶极跃迁的振子强度、自发发射跃迁几率、荧光寿命、跃迁荧光分支比以及积分发射截面等光谱参数。这些光谱参数对评价激光晶体中稀土离子的发光特性有着重要的价值。到目前为止,J-O理论已成为能够在一定精度内(误差10%~15%)定量计算稀土离子发光强度的唯一理论方法。

在室温环境下,利用分光光度计进行了偏振吸收光谱的测定,测量精度 ± 1 nm,扫描波长范围为400~2 200 nm, Ho:GdVO₄测试晶片的横截面尺寸为8 mm \times 8 mm,厚度为5 mm。偏振吸收光谱如图1所示。从图中看出,不同的晶体场作用将导致不同的

能级分裂,以至于能级的宽度、高度都有不同。通常影响吸收光谱的因素还包括晶体生长中的退火条件、激活离子掺杂浓度、晶体温度等。

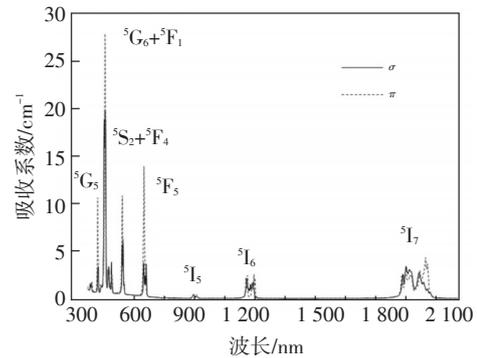


图1 Ho:GdVO₄的偏振吸收光谱

下面根据已经测出的Ho:GdVO₄的偏振吸收光谱,利用吸收谱中Ho离子的六个明显的吸收带和J-O理论计算光谱参数 Ω 。文中所用到的物理常数均采用高斯单位制,依据Sellmeier方程求出折射率随中心波长变化而变化的值,根据偏振吸收光谱求出不同偏振下的振子强度,进而得到实验谱线强度,再将通过最小二乘法拟合出不同偏振下最佳 Ω 值($t=2, 4, 6$),即可得到理论谱线强度,计算结果如表1所示。因为 Ω 只与材料有关,而与在哪两个能级之间的跃迁无关,所以由实验吸收光谱确定的 Ω 值可用于计算该激光晶体的任意两个J簇能级之间的跃迁,进而计算出所需能级跃迁振子强度,自发辐射几率以及能级辐射寿命等参数。根据拟合出的最佳 Ω 值($t=2, 4, 6$)计算2 μm 波段的激光自发辐射跃迁几率、能级辐射寿命以及误差值,计算结果如表2所示。

此次利用J-O理论计算的相对误差均在10%左右,满足误差小于15%的要求,说明拟合结果具有一定的准确性。一般来说,强度参数与晶体的结构密切相关, Ω_2 反映了基质配位场的对称性和有序性, Ω_2 越大, Ω_2 基质的共价性越强;反之,离子性越强。适合作激光工作物质的晶体材料应具有较大的 Ω_4 。 Ω_4/Ω_2 的比值代表了晶体场奇次项的大小及跃迁分支比,比值越大,说明晶体场的五次项相对于三次项越小。 Ω_6 与基质的刚性有关,刚性越好, Ω_6 值越小。 Ω_6 同时决定激光自发辐射跃迁几率和上能级辐射寿命, Ω_6 值越小,自发辐射跃迁几率越小,上能级辐射寿命越大。在用J-O理论计算光谱

表1 Ho:GdVO₄实验与理论谱线强度

能级	中心波长		实验谱线强度 S_{ex}		理论谱线强度 S_{th}		均方差值	
⁵ I ₇	1 977	1 992	9.637 3	8.623 7	9.115 7	8.911 0	0.521 6	0.287 3
⁵ I ₆	1 171	1 175	3.321 8	2.838 7	3.997 5	3.747 7	0.675 7	0.909 0
⁵ F ₅	652	649	4.904 0	9.676 8	4.908 0	8.026 5	0.004 0	1.650 3
⁵ S ₂ + ⁵ F ₄	543	542	5.687 0	7.493 3	6.032 8	7.357 9	0.345 8	0.135 4
⁵ G ₆ + ⁵ F ₁	457	458	29.764 4	21.374 1	29.769 2	21.364 4	0.004 8	0.009 7
⁵ G ₅	421	420	2.443 0	5.525 0	2.359 7	6.776 9	0.083 3	1.251 9

表2 Ho:GdVO₄的唯象强度参数以及2 μm波段的自发辐射跃迁几率、荧光寿命

偏振方向	拟合结果/(10 ⁻²⁰ cm ²)			绝对误差 /10 ⁻²⁰ cm ²	自发辐射跃迁几率 /s ⁻¹	上能级辐射寿命 /ms
	Ω_2	Ω_4	Ω_6			
	16.59	4.42	5.33	0.530 4	366.35	2.41
	6.55	12.69	4.63	1.010 2	513.81	

强度的各项参数时,尽量使用优质的晶体样品,必须准确检测掺杂离子的浓度,同时尽量测量出较大范围的吸收谱,以便选取多个的吸收带进行拟合,减小误差。

晶体的吸收光谱是确定泵浦波长和偏振方式的重要依据。虽然吸收系数体现了激光晶体对泵浦光的吸收能力,但是吸收系数没有考虑晶体中掺杂离子浓度的影响,所以无法判断激光晶体中不同离子的掺杂浓度对泵浦光吸收能力的影响。为了解决这个问题,也给评价不同激光介质的吸光能力提供一个相对客观的标准,人们引入了有效吸收截面 σ_{abs} 这个物理量,其定义为

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N} \quad (1)$$

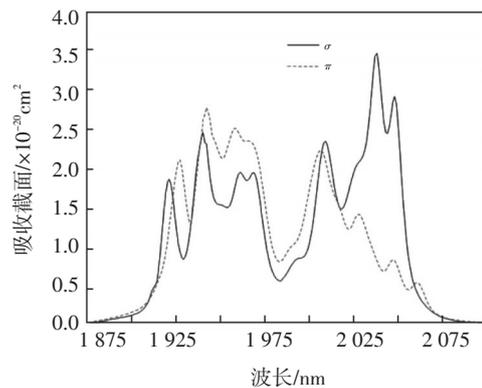
式中, $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ 为有效吸收截面; $\alpha(\lambda)$ 为吸收系数; N 为激光晶体中Ho离子的掺杂浓度,也就是单位体积内Ho离子数。 N 由下式计算

$$N = \frac{\rho}{M} m_{\text{mol}} N_A \quad (2)$$

式中, ρ 为试样密度; M 为基质的平均分子量; m_{mol} 为掺杂离子的浓度; N_A 为阿伏加德罗常数。相对于吸收系数,吸收截面可以更为客观的评价某一物质的吸光能力。根据测得的吸收系数 $\alpha(\lambda)$ 和计算出的Ho离子掺杂浓度 N ,对Ho:GdVO₄晶体在2 μm波段的偏振吸收截面进行计算,结果如图2所示。

从图2可以看出, Ho:GdVO₄晶体在 σ 偏振方向上最强吸收峰位于1 942 nm附近,吸收强度稍弱的位置位于1 958 nm附近,对应的吸收截面分别为 $2.76 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 和 $2.50 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,吸收线宽分别为

8 nm和12 nm。在 π 偏振方向上,最强吸收峰位于1 940 nm附近,对应的吸收截面是 $2.44 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

图2 Ho:GdVO₄的偏振吸收截面

由上述的光谱数据可以看出,由于单掺Ho钒酸盐晶体是正单轴各向异性的晶体,使得光谱呈现出各方向不同的性质,所以晶体对于泵浦光吸收上有着明显的偏振吸收特性, σ 偏振方向上的吸收截面普遍大于 π 偏振方向,而且吸收截面较大,整体的吸收线宽相对较宽,在小范围内的变化较为平缓,所以使得单掺Ho钒酸盐晶体对泵浦激光器在中心波长和输出线宽方面的要求是相对较低,为了获得较好的激光性能,将选择波长为1 942 nm的激光器作为Ho:GdVO₄晶体的泵浦源。

1.2 发射光谱参数的测定与分析

在激发光的作用下,激光晶体中的激活离子吸收光子能量从基态跃迁到激发态,而处于不稳定激

发态的离子将通过无辐射跃迁或辐射跃迁返回基态从而产生荧光。荧光强度对荧光波长的分布称为荧光光谱,在测量时保持激发光的波长和强度不变,调整单色仪对荧光光谱进行波长扫描,通过探测器记录不同波长上的荧光强度就获得了荧光光谱。荧光发射的特点是,不论用何种波长激发,荧光光谱不会发生变化,但荧光的强度一般与激发光的强度和波长有关,使用波长接近于激光晶体吸收峰的激发光即可获得较强的荧光。于是采用如图3所示的荧光光谱测量系统对 Ho:GdVO₄晶体在常温条件下的荧光光谱进行了测量。

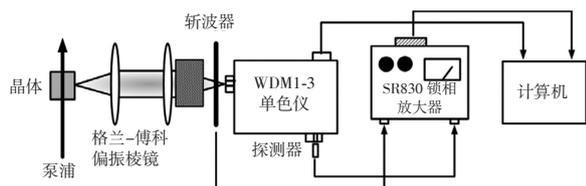


图3 Ho晶体荧光光谱测量系统示意图

晶体由 Tm:YAP 固体激光器泵浦,由于荧光发射是没有方向性的,为了避免激发光源的干扰,采用在激发光入射方向的侧面进行荧光的收集。为了尽可能多的收集荧光,使用大面圆的透镜收集,再经由透镜耦合,使收集到的荧光通过格兰棱镜选择偏振后再经过斩波器调制进入 WDM1-3 光栅单色仪的入射狭缝,由于荧光强度不高,探测到的光信号太弱,因此将单色仪的入射以及出射狭缝开到 1 mm。在出射狭缝处利用对 2 μm 波段快速响应的 InGaAs 探测器接收荧光信号,探测器的信号和由斩波器提供的参考信号一同传给 Stanford SRS830 锁相放大器进行处理,最后通过数据采集卡,将收集到的数据交由电脑中的仿真软件处理,从而记录下 2 μm 波段的荧光光谱。

根据已经测出的荧光光谱,利用 Fuchtbauer-Ladenberg (F-L) 方程,可以直接计算得到激活离子的受激发射截面,其公式为^[6]

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 \tau_{rad}} \frac{I(\lambda)}{\int \frac{I(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda} \quad (3)$$

式中, $I(\lambda)$ 为测量的荧光光谱强度; c 为真空中光速; n 为折射率; τ_{rad} 为自发辐射寿命,由 J-O 理论计算得到。由于钒酸盐晶体为各向异性的单轴晶体,将式(3)修正为

$$\sigma_{em}^a(\lambda) = \frac{\lambda^2}{8\pi c \tau_{rad}} \frac{3I_a(\lambda)}{\int \frac{2n_\sigma^2 I_\sigma(\lambda) + n_\pi^2 I_\pi(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda} \quad (4)$$

式中, a 等于 σ 或者 π 。根据(4)式计算出的 Ho:GdVO₄晶体的偏振受激发射截面如图4所示。

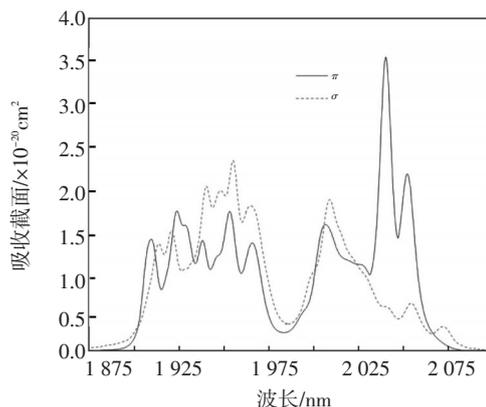


图4 Ho:GdVO₄的偏振发射截面

可以看出,每种偏振的发射光谱都存在着不同。对于 Ho:GdVO₄晶体来说,在 π 偏振方向上同样有两个明显发射峰,分别位于 2 038 nm 和 2 048 nm 附近,对应的发射截面分别为 $3.64 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 和 $3.61 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$; 在 σ 偏振方向上,最大的发射峰位于 2 005 nm 附近,对应的发射截面为 $1.90 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$,此外还有四个强度相对较弱的发射峰,分别在 2 025 nm、2 045 nm、2 059 nm 以及 2 096 nm 附近。由上述分析可以看出, Ho:GdVO₄晶体在 2 μm 波段最强发射峰的受激发射截面都在 10^{-20} cm^2 量级,而且荧光分支比以及上能级荧光寿命(ms 量级)也都比较大,这些足以证明,单掺 Ho 钒酸盐激光晶体可以获得较好的 2 μm 激光性能。

2 实验建立与结果分析

室温条件下高重频 Ho:GdVO₄固体激光器调 Q 脉冲运转的实验装置如图5所示。

泵浦源采用基于 F-P 腔的 1 942 nm Tm 光纤激光器,谐振腔为三个腔镜构成的“L”型平凹腔,0°的全反镜 M1 对 2.1 μm 激光高反而对 1.94 μm 泵浦光高透, M3 为具有一定的曲率半径,对 2.1 μm 激光有一定透过率的输出镜。腔内插入声光 Q 开关,最大射频功率为 25 W。声光晶体采用熔融石英材料制作,两个端面均镀有 2 μm 波段高透射

膜,对 $2.05\ \mu\text{m}$ 的激光可以实现 99.6% 的高透射率。熔融石英的品质因子与腔内振荡光偏振方向有关,当超声波为纵向波传播时,要求腔内振荡光的偏振方向与超声波的波阵面垂直,此时可以达到最佳的衍射效率,而衍射效率对于激光脉冲性能有着举足轻重的作用。当 Ho:GdVO₄ 固体激光器为 π 偏振输出,于是采用超声波为纵向传播模式的声光 Q 开关,可以有效的提高衍射效率,使激光器的储能更加充分。水冷机同时为激光晶体和声光 Q 开关制冷,制冷温度设置为 $17\pm 0.1\ ^\circ\text{C}$ 。使用 InGaAs 红外光电探测器和带宽为 350 MHz 的数字示波器探测 Ho 输出激光脉冲信号。

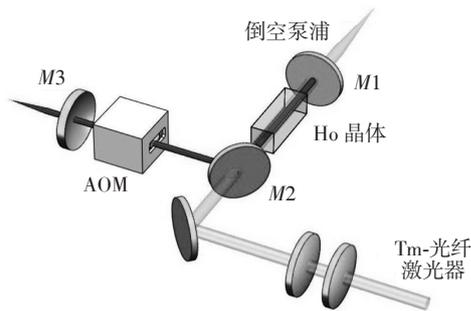


图5 Tm 光纤激光器泵浦调 Q 运转 Ho:GdVO₄ 激光器实验装置图

分别测量了重复频率为 5 kHz、10 kHz 和 30 kHz 情况下的输出功率以及相应的脉冲宽度,测量结果如图 6 和图 7 所示。

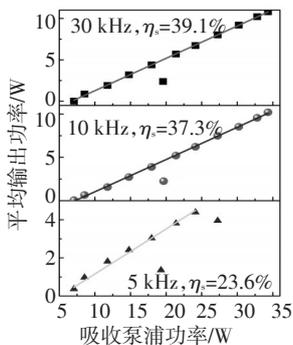


图6 不同重复频率 Ho:GdVO₄ 激光器的输出功率

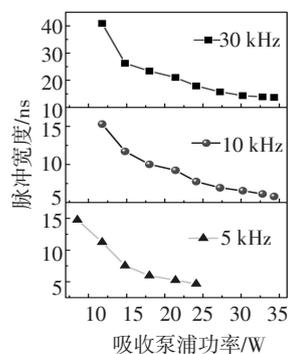


图7 不同重复频率 Ho:GdVO₄ 激光器的脉冲宽度

由上述实验结果可以看出,重复频率越高,输出的平均功率越大,相应的脉冲宽度也越大;脉冲

宽度随着泵浦功率的增加而逐渐变短,随着重复频率的增加而增大。

3 结 论

主要介绍了一种室温条件下新型高重频 $2\ \mu\text{m}$ Ho:GdVO₄ 固体激光器,通过在室温条件下利用分光光度计对 Ho:GdVO₄ 晶体在 400~2 200 nm 范围内的吸收光谱进行了测定,同时利用经典 J-O 理论计算了 Ho:GdVO₄ 晶体在 $2\ \mu\text{m}$ 附近的吸收截面;通过自制设备对荧光光谱进行了测定与计算,得到了 Ho:GdVO₄ 晶体的发射截面;利用吸收光谱信息确定了泵浦源波长,利用 1 942 nm Tm 光纤激光器作为泵浦源实现了 Ho:GdVO₄ 固体激光器在重复频率为 30 kHz 时平均功率为 11 W 的激光输出。

参考文献

- [1] Yao B, Li L, Zheng L, et al. Diode-pumped continuous wave and Q-switched operation of a c-cut Tm,Ho:YAlO₃ laser[J]. Optics Express, 2008, 16(7): 5075-5081.
- [2] Sato A, Asai K, Mizutani K. Lasing characteristics and optimizations of a diode-side-pumped Tm, Ho:GdVO₄ laser [J]. Optics Letters. 2004, 29(8): 836-838.
- [3] Kushawaha V, Chen Y, Yan Y, et al. High-efficiency continuous-wave diode-pumped Tm: Ho: LuAG laser at 2.1 μm [J]. Applied Physics B, 1996, 62(1): 109-111.
- [4] Ofelt G S. Intensities of crystal spectra of Rare-Earth ions[J]. Chem. Phys, 1962, 37: 511-520.
- [5] Judd B R. Optical absorption intensities of Rare-Earth Ions [J]. Physical Review, 1962, 127: 750-761.
- [6] Payne S A, Chase L L, Smith L K, et al. Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺ [J]. IEEE J. Quantum Electron, 1992, 28(11): 2619-2630.
- [7] 李影,谭中伟,孙剑,等.阶跃型多模光纤的选择性模式激励[J]. 光电技术应用, 2016, 31(1): 11-15.
- [8] 李丽,贾振安.三种 C+L 波段掺铒光纤 ASE 光源的实验对比研究[J]. 光电技术应用, 2015, 30(6): 18-21.
- [9] 曹曾辉,郑田甜,孙腾飞,等.激光探测水下声信号的实验研究[J]. 光电技术应用, 2014, 29(2): 17-21.
- [10] 陈恒,熊仕富,韩建,等.紫外激光双波段高反射镜的研制[J]. 光电技术应用, 2014, 29(3): 1-4.