一种稳定的 671 纳米外腔二极管激光器，输出功率超过 150 mW，适用于锂原子的激光冷却

SOURAV DUTTA[1,*] 和 BUBAI RAHAMAN[1]

[1]塔塔基础研究所，霍米·巴巴路 *1* 号，科拉巴，孟买 *400005*，印度*通讯作者：
sourav.dutta@tifr.res.in

收稿日期：2022年12月7日；修订日期：2023年2月3日；接受日期：2023年2月13日

我们报告了一种利特罗型 671 纳米外腔二极管激光器（ECDL）的设计及性能。该激光器的输出功率超过 150 mW，并具有增强的无源稳定性。ECDL 的主体采用钛制成，以最大限度地减少温度相关的频率漂移。激光二极管安装在圆柱形安装座中，可进行垂直调节，同时保持与温度稳定底板的热接触。波长调谐通过使衍射光栅绕最佳枢轴点水平位移来实现。紧凑的设计提高了 ECDL 的坚固性和无源稳定性，而刚性高且重量轻的衍射光栅臂降低了其对低频机械振动的敏感性。ECDL 的线宽为~360 kHz。我们使用该 671 纳米 ECDL，在无需任何额外功率放大的情况下，在磁光阱中对锂原子进行激光冷却和囚禁。这种采用无增透膜现成激光二极管的简单、低成本 ECDL 设计也可适用于其他波长。

即将发表于《光学快报》

https://doi.org/10.1364/OL.483012

外腔二极管激光器（ECDL）因其线宽窄、频率稳定性好、频率可调谐、体积小且成本低，在许多应用中得到广泛使用。外腔二极管激光器是世界各地众多原子物理实验室的主力设备，由于满足低线宽、频率稳定性和可调谐性的要求，因此广泛用于原子和离子的激光冷却[1–3]。在涉及碱金属原子 D线的激光冷却实验中，需要使用具有以下特性的外腔二极管激光器。(a) 外腔二极管激光器的线宽应为≤1 MHz，以覆盖原子跃迁谱线；这些谱线的典型线宽为 5–10 MHz。(b) 为确保日常运行可靠，若不进行主动频率稳定，外腔二极管激光器的频率应能在数小时内保持在约 100 MHz 的范围内稳定。(c) 为了在蒸气池中进行光谱学测量时观察多普勒展宽原子吸收光谱，最好具备至少 1 GHz 的无跳模（MHF）频率可调谐范围。(d) 此外，在激光冷却实验中，为了在磁光阱（MOT）中高效冷却并囚禁大量原子（$>10^8$），通常需要约 100 mW 的输出功率。

激光二极管（LD）具有多种波长，可用于外腔二极管激光器（ECDL），以满足多种原子种类的需求。文献中已有多种复杂程度不一的外腔二极管激光器设计方案，具体选择取决于实验的特定需求。利特罗设计[1–4] 因结构简单、稳健且能提供较高的输出功率，被许多实验采用。在某些输出功率并非首要考量的情况下，也会采用一种设计[5,6] ，通常称为利特曼-梅特卡夫设计，或基于干涉滤光片的设计[7] 。事实上，对于钾、铷和铯等碱金属原子，外腔二极管激光器的输出功率并非至关重要，因为在 767 纳米、780 纳米和 852 纳米处，分别可利用半导体锥形放大器（TA）将其输出放大至数瓦光功率。然而，由于制造方面的技术难题，目前尚无可在 671 纳米处工作的高功率锥形放大器[8] ——而这一波长是驱动锂原子 $2S_{1/2}$-$2P_{1/2}$ 和 $2S_{1/2}$-$2P_{3/2}$ 跃迁所需的波长。

这些技术挑战还体现在：描述自制671纳米外腔二极管激光器的参考文献极少[3,9]。即使是市售的671纳米外腔二极管激光器，其最大功率也只有~ 30 mW，使用锥形放大器后可将其放大到最大~ 400 mW的输出功率。然而，锥形放大器输出的光束轮廓呈非高斯分布，导致光纤耦合效率较低，而且锥形放大器芯片容易随时间推移而退化。此外，据我们所知，这些671纳米锥形放大器芯片唯一的供应商是Toptica-Eagleyard Photonics，而该公司在持续、可靠地生产这些锥形放大器芯片方面一直面临技术问题[8]。包括我们其中一人在内的一些研究团队此前曾采用注入锁定方案[10] ，利用另一种激光二极管[11] 对外腔二极管激光器的输出进行放大——然而在实际应用中，由于注入锁定对机械振动和温度漂移极其敏感，这种方法的成功率一直有限。另一些研究团队则转而采用全固态倍频

激光系统[12] 来克服这些问题，但这是一种极其昂贵的替代方案，成本高达10万美元左右。在这种情况下，投入开发一种稳定、低成本、高功率的外腔二极管激光器系统至关重要，该系统适用于锂激光冷却实验，且无需使用锥形放大器、注入锁定或倍频。

本文报告了一种利特罗型 671 纳米外腔二极管激光器的设计与性能，其输出功率为 >150 mW，且抗频率漂移稳定性有所提高。我们通过仅使用该外腔二极管激光器（即不使用锥形放大器）实现了由该激光器作为唯一光源的 ^{7} 个锂原子磁光阱，展示了其应用。该外腔二极管激光器设计的主要创新之处如下。(a) 我们使用现成的高功率激光二极管，型号为 Ushio HL65223DG 或 Ushio HL67001DG，其自由运转波长分别为 660 纳米和 675 纳米。分别在 60℃ 和 16℃ 下运行激光二极管，可将激射波长调至接近 671 纳米。两种激光二极管在自由运转状态下的最大输出功率均为 ~220 mW，未采用特殊的抗反射（AR）镀膜，而且容易买到、价格低廉。此前尚未有人将它们用于构建外腔二极管激光器。(b) 外腔二极管激光器的主体采用钛（5级）制造，而非更常用的铝 [13,14],，因为钛的线膨胀系数为 [~8.6 μm/(m·K)]，低于铝的 [~23 μm/(m·K)]；钛的热导率为 [~6.7 W/(m·K)]，也低于铝的 [~237 W/(m·K)],，尽管两者的体积热容相近，均约为 [~2.4 J/(cm^3·K)]。较低的热膨胀率意味着腔长不易因温度波动而发生漂移，因此外腔二极管激光器的频率相对更稳定。较低的热导率也有利于降低激光腔受环境温度骤变的影响。这有助于维持激光器的单模运行，并避免突然跳模。(c) MHF频率调谐通过使衍射光栅围绕最佳枢轴点 [15] 水平移动来实现。这样便无需同步调节激光器电流 [16]；对未镀抗反射膜的红光高功率激光二极管而言，同步调节电流可能导致跳模。未镀抗反射膜的高功率激光二极管更容易跳模，这归因于其芯片有源区较长（这是为了容纳更高的光功率密度），由此形成的内部腔模频率间隔相对较小，增强了相邻模式之间的竞争。

设计与构造：图 1 展示了 ECDL 的示意图。采用商用激光电流驱动器（Thorlabs LDC205C）控制激光二极管电流。激光二极管安装在数值孔径为 0.55 的准直透镜封装（CLP，Thorlabs LT230P-B）中，并进行调节，使激光光束轮廓在距离 ~2 m 处呈对称分布。随后，将 CLP 安装在圆柱形激光二极管支架中；该支架可旋转，以实现利特罗激光腔的垂直对准。激光器支架和衍射光栅支架均置于底板上，底板温度由珀尔帖热电制冷器（TEC）元件控制。商用温度控制器（Thorlabs TED200C）与热敏电阻配合使用，以维持整个激光腔的温度。采用全息衍射光栅（Thorlabs GH13-24V），其光栅密度为 2400 lines/mm（≡ 1/\u0000），对于偏振方向平行于光栅槽的入射光，衍射效率为 12%；该光栅以利特罗结构使用，将 1st 阶衍射光束反馈至激光二极管。衍射

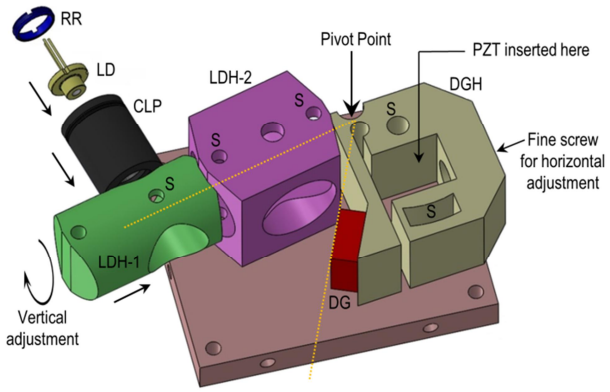


图 1。 外腔二极管激光器（ECDL）中央部分的示意图。激光二极管（LD）通过固定环（RR）固定在准直透镜封装（CLP）中。CLP 插入圆柱形激光二极管支架（LDH-1）中，随后 LDH-1 再插入 LDH-2 中。LDH-1 可旋转以垂直对准 ECDL，并用螺钉（S）固定到位。衍射光栅（DG）粘接在衍射光栅支架（DGH）上，其放置位置使枢轴点位于 DG 平面与 LD 背面平面的交界处，如虚线所示。使用微调螺钉手动水平调节光栅臂，并使用压电陶瓷（PZT）微调 ECDL 的波长。LDH-1、LDH-2、DGH 和底板均由钛制成。整个组件安装在热电冷却器（TEC）上。

光栅支架采用楔形结构设计，使衍射光栅平面与光栅旋转所绕的枢轴点相交（见图 1）。枢轴点位于衍射光栅平面与激光二极管背面的交线上，该交线在图 1 中以虚线表示，从而实现最佳的频率调谐特性。通过使用精细螺纹调节螺钉手动移动光栅臂，可实现粗略波长调谐（数 nm）；而精细频率调谐则通过置于光栅臂后方的压电换能器（PZT）堆栈（Thorlabs AE0505D08F）实现。枢轴点的最佳位置确保在使用 PZT 调节腔长 \u0000（ ≈ mm）20 ≈ 53.6° 和角度 \u0000（.）时，满足以波长 \u0000 实现单纵模激射所需的两个条件，\u0000\u0000 /2 =\u0000 和 2\u0000 \u0000\u0000\u0000\u0000\u0000 =\u0000。ECDL 的中心部分（如图 1 所示）覆盖有塑料外壳，以尽量减少气流和温度波动。整个组件置于安装在 TEC 上的 1 英寸厚铝底座上，并覆盖 1/8 英寸厚的铝外壳。采用一层塑料外壳和一层铝外壳构成的双层外壳后，ECDL 的稳定性明显提高，并且能够实现日复一日的可重复运行。

我们搭建了两台外腔二极管激光器——ECDL-1采用Ushio激光二极管HL65223DG，ECDL-2采用Ushio激光二极管HL67001DG。通常，ECDL-1（ECDL-2）的激光二极管电流设为 ~230 ~180 ~ mA（mA），100 ~115 2 此时可用输出光功率为 mW（mW）。图中显示，输出光功率可超过150 mW。通过提高电流（最高至~270 mA）还可以进一步提升输出光功率，但为减少高功率下模式竞争带来的不利影响并延长激光二极管的使用寿命，我们没有这样做。两台外腔二极管激光器具有相似的特性和性能。

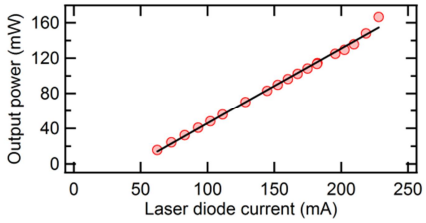


图2。 ECDL-2 的输出光功率随激光二极管电流的变化关系。测量所用的电流可产生 ^{7}Li 饱和吸收光谱。在这些电流值附近改变电流 ~±0.5 mA，光谱仍保持不变；随后波长会跳变，之后则在另一个电流值下回到原来的波长。

表征与性能：设计和搭建外腔二极管激光器的目标是实现长期频率稳定性。我们发现，外腔二极管激光器的频率漂移为每小时< 50 MHz；每天开机后预热约20分钟，无需重新校准，即可重现锂光谱。使用分辨率为30 MHz的波长计进行测量发现，仅对压电陶瓷施加电压斜坡（即不对激光二极管电流进行前馈），外腔二极管激光器即可在不发生跳模的情况下调谐 ~ 4 GHz。采用电流前馈后，MHF调谐范围仅略有增加（6–10 GHz，具体取决于激光器电流）。这与低功率和/或带有增透膜的激光二极管表现不同；对于后者，配合调节注入电流和压电陶瓷电压可实现更大的MHF调谐范围[16]。我们认为，MHF调谐范围受限是由于芯片长度较长且模式竞争更强，正如前文所述。不过，我们注意到，该调谐范围足以满足吸收光谱学和原子激光冷却的需要。我们测得，外腔二极管激光器的信号与总SSE之比与商用外腔二极管激光器相当。

为了测试外腔二极管激光器，我们对热管炉中所含的锂蒸气进行饱和吸收光谱学测量（图3a）。热管炉由一根不锈钢管组成（长80 cm，直径4 cm），两端通过 Viton O形圈安装了两个熔融石英窗，以提供光学通道。将约五克固态金属锂置于热管炉中央，并加热至约 325°C，以产生锂蒸气。图3b显示了 ^{7}Li $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 跃迁的饱和吸收光谱（SAS），其中各谱线对应不同的基态和激发态超精细能级，分别为 F 和 F'。由于相邻超精细能级之间的频率差为3–9 MHz，小于或与该跃迁的自然线宽（5.87 MHz）相当，因此光谱中无法分辨出$2P_{3/2}$ 态的超精细能级。相比之下，图3c显示了 ^{7}Li $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ 跃迁以及附近的 ^{6}Li $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 跃迁的饱和吸收光谱。由于超精细能级间隔（91.9 MHz）大于自然线宽和激光线宽，^{7}Li $2P_{1/2}$ 态的超精细能级清晰可辨。间隔为228.2 MHz的 ^{6}Li $2S_{1/2}$ 态超精细能级也能分辨出来。显然，该外腔二极管激光器适用于高分辨率光谱学。

为了实现频率稳定，我们采用标准的频率调制（电流调制）和反馈技术，将外腔二极管激光器锁定到饱和吸收光谱中的F = 2 F跃迁上。使用 → ′

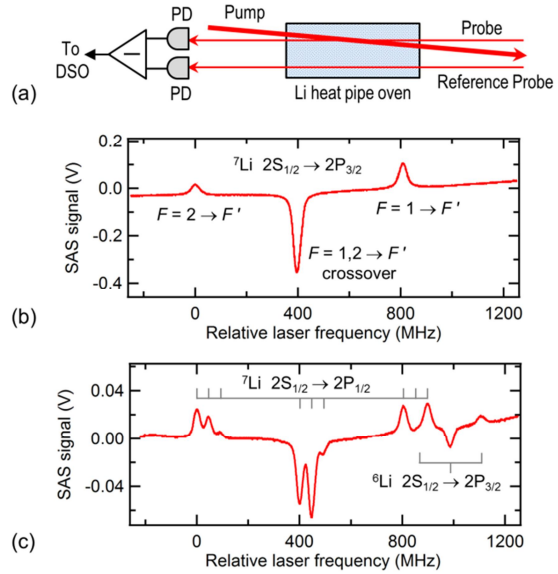


图3。 (a) 饱和吸收光谱装置示意图。参考探测光束信号用于扣除多普勒展宽吸收信号。(b) ^{7}Li 中 $2S_{1/2}(F) \rightarrow 2P_{3/2}(F')$ 跃迁的饱和吸收光谱。(c) ^{7}Li 中 $2S_{1/2}(F) \rightarrow 2P_{1/2}(F')$ 跃迁，以及 ^{6}Li 中 $2S_{1/2}(F) \rightarrow 2P_{3/2}(F')$ 跃迁的饱和吸收光谱。直立（倒置）刻度线分别表示不同的$F \rightarrow F$ （交叉）跃迁。激光频率轴未经过精确校准（其生成基于激光频率与施加到压电陶瓷上的电压成线性比例的假设）。PD：光电二极管，DSO：数字存储示波器。

反馈至压电陶瓷后，我们发现，在典型的实验室环境中（泵浦运行、有人在附近交谈、走动或工作），外腔二极管激光器能够保持锁定数小时。为了估算激光器的线宽，我们测量了激光通过扫描法布里-珀罗干涉仪后的透射光谱；该干涉仪的精细度为 ≥1500，分辨率为 ≤1 MHz。测得的透射峰宽度为 ≤2 MHz，这是法布里-珀罗干涉仪透射峰宽度与外腔二极管激光器线宽的卷积。由此，我们估算两台外腔二极管激光器的线宽上限均为 ≤1 MHz。为进一步研究线宽，我们按如下方式对两台外腔二极管激光器进行外差拍频测量。我们将 ECDL-1 锁定在饱和吸收光谱中的$F = 2 \rightarrow F'$ 跃迁上，并采用较低的反馈带宽（<500 Hz）来稳定其频率，避免环境波动（温度、机械振动等）导致的频率漂移，同时保持短时间（<1/500 s）线宽不变。我们不锁定 ECDL-2 的频率（主要是因为没有单独用于光谱学的热管炉），并将其频率调至接近 ECDL-1（相差不超过 ~100 MHz）。我们用分束器将来自 ECDL-1 和 ECDL-2 的激光束重叠，并将其耦合进单模光纤，以获得良好的空间重叠。使用带宽为 150 MHz 的放大光电二极管（Thorlabs PDA10A2）检测输出光，并用数字存储示波器（DSO）测量信号。利用 DSO 内置的快速傅里叶变换功能确定拍频信号（图 4）。我们用洛伦兹函数拟合该信号，得到两台外腔二极管激光器的合成线宽为 ~720 kHz。假设两台外腔二极管激光器完全相同

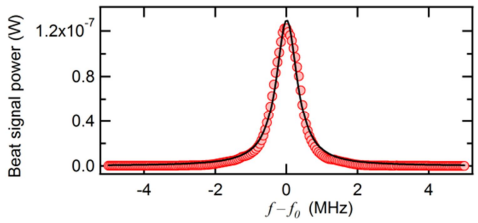


图 4。 ECDL-1 与 ECDL-2 之间的外差拍频峰值出现在频率 0 处。数据（圆圈）由数字存储示波器在 2 μ 秒的时间间隔内采集，并对 10 组数据取平均。对数据进行洛伦兹拟合（实线）得到半高全宽为 ~720 kHz，这意味着激光线宽为 ~360 kHz。

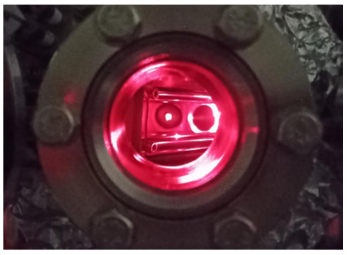


图 5。 7 个锂原子的磁光阱照片。

但彼此独立，则每台外腔二极管激光器的线宽为 ~360 kHz。测得的线宽与其他设计的外腔二极管激光器相当[3,14]，且足以满足原子光谱学和激光冷却实验的需求，如下文所示。许多实验还需要考虑激光束耦合进单模保偏光纤的效率，这种光纤用于传输光并获得高斯横向模式分布。使用标准光纤耦合器和光纤，我们通常能够使两台外腔二极管激光器的光纤耦合效率达到 ~70 %。耦合效率远高于锥形放大器；后者的横向模式分布不对称且具有多个旁瓣。通过适当的光束整形方案，还可以进一步提高耦合效率。

为了展示 ECDL 在锂原子激光冷却中的应用，我们搭建了一个用于⁷Li 的磁光阱（MOT），其中 ECDL-1 或 ECDL-2 之一作为磁光阱和塞曼减速器的唯一光源。磁光阱和递减磁场塞曼减速器所需的波长，通过使用声光调制器（AOMs）对激光束进行适当的频移来获得。电光调制器产生

803 = 1

→ ′

MHz 的边带，以驱动F F再泵浦跃迁。随后，光束耦合进光纤。塞曼减速器光束的功率为~17 mW，磁光阱光束的功率为~29 mW，后者随后被分成三部分（这些是包括载波和两个边带在内的总功率）。三束光的直径均为 1/e^2 ~9 mm，并进行反射回馈。磁光阱的磁场梯度为~15 Gauss/cm。有关装置的更多细节将在其他地方讨论。在图 5 中，我们展示了用手机摄像头拍摄的⁷Li 磁光阱照片。我们还使用一组透镜收集荧光，并用硅光电二极管检测信号，据此确定原子数为1×10⁸。这一数值还可以通过提高锂原子束源的温度（目前工作温度为350℃）以及增大塞曼减速器的磁场（目前最大磁场为 350 Gauss）进一步提高。

总之，我们报告了一种利特罗型外腔二极管激光器的设计，该设计具有更高的无源稳定性，适用于在较宽的温度范围内运行。我们展示了 671 纳米外腔二极管激光器的运行情况，其输出功率超过 150 mW，线宽低于 1 MHz，适用于高分辨率光谱学和锂的激光冷却，无需光放大器。外腔二极管激光器稳定性的提升源于精心的设计以及在外腔二极管激光器结构中选用钛。该激光器采用现成的激光二极管构建，无需特殊的增透膜，因此是商用系统颇具吸引力且成本较低的替代方案。我们还测试了采用 852 纳米激光二极管的外腔二极管激光器设计，用于激光冷却 ¹³³ 铯，并在稳定性、线宽、可调谐性等方面获得了类似结果。该外腔二极管激光器设计可用于其他波长。

经费支持。印度原子能部，印度政府，项目编号 RTI4002。

致谢。我们感谢 Kamal Kumar、Sagar Dam 和 Gorachand Das 在本研究不同阶段作为项目学生所作的贡献。谨此衷心感谢 TIFR 中央工坊提供的支持。

利益冲突。作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。本文所述结果的相关数据和设计目前尚未公开，但可在合理请求后向作者获取。

参考文献

[1] C. E. Wieman 和 L. Hollberg，《科学仪器评论》**62**, 1 (1991). [2] K. B. MacAdam、A. Steinbach 和 C. Wieman，《美国物理学杂志》**60**, 1098 (1992). [3] L. Ricci、M. Weidemuller、T. Esslinger、A. Hemmerich、C. Zimmermann、V. Vuletic、W. Konig 和 T. W. Hsnsch，《光学通信》**117**, 541 (1995). [4] T. W. Hansch，《应用光学》**11**, 895 (1972). [5] I. Shoshan、N. N. Danon 和 U. P. Oppenheim，《应用物理学杂志》**48**, 4495 1977( ). [6] M. G. Littman 和 H. J. Metcalf，《应用光学》**17**, 2224 (1978). [7] X. Baillard、A. Gauguet、S. Bize、P. Lemonde、P. Laurent、A. Clairon 和 P. Rosenbusch，《光学通信》**266**, 609 (2006). [8] R. G. Hulet、J. H. V. Nguyen 和 R. Senaratne，《科学仪器评论》**91**, 011101 2020( ). [9] K. G. Libbrecht、R. A. Boyd、P. A. Willems、T. L. Gustavson 和 D. K. Kim，《美国物理学杂志》**63**, 729 (1995). [10] S. Dutta，《锂铷的实验研究：光谱学与光缔合形成超冷分子》，博士论文，普渡大学，2013。 [11] A. C. Bordonalli、C. Walton 和 A. J. Seeds，**17**, 328 (1999). [12] U. Eismann、F. Gerbier、C. Canalias、A. Zukauskas、G. Trénec、J. Vigué、F. Chevy 和 C. Salomon，《应用物理B辑》**106**, 25 (2012). [13] E. C. Cook、P. J. Martin、T. L. Brown-Heft、J. C. Garman 和 D. A. Steck，《科学仪器评论》**83**, 043101 (2012). [14] L. Duca、E. Perego、F. Berto 和 C. Sias，《光学快报》**46**, 2840 (2021). [15] P. Mcnicholl 和 H. J. Metcalf，《应用光学》**24**, 2757 (1985). [16] S. Dutta、D. S. Elliott 和 Y. P. Chen，《应用物理B辑》**106**, 629 (2012).