arXiv:2301.01614v1 [physics.optics] 4 Jan 2023

工作于 ^{87}Rb 780纳米跃迁的沃伊特激光器

Zijie Liu, [1,2,a)] Xiaolei Guan, [3,a)] Xiaomin Qin, [1] Zhiyang Wang, [1] Hangbo Shi, [1] Jia Zhang, [1] Jianxiang Miao, [1] Tiantian Shi, [1,b)] Anhong Dang, [2,b)] 和 Jingbiao Chen[1]1)先进光通信系统与网络全国重点实验室、量子电子学研究所、电子学院、北京大学，中国北京 *100871*2)先进光通信系统与网络全国重点实验室、电子学院、北京大学，中国北京 *100871*3)信息光子学与光通信全国重点实验室、北京邮电大学

中国北京 *100876*

(*电子邮件：ahdang@pku.edu.cn)

(*电子邮件：tts@pku.edu.cn)

（日期：2025年1月3日）

我们报告了一种激光系统——“沃伊特激光器”的研制，该系统采用沃伊特反常色散光学滤波器作为选频元件，工作于 ^{87}Rb-D2 共振线的 780 nm 波长处。与法拉第反常色散光学滤波器相比，沃伊特反常色散光学滤波器能够在磁体尺寸紧凑的情况下产生更强且更均匀的磁场，并获得线宽更窄、线型更稳定的透射光谱。在这种情况下，沃伊特激光器的频率稳定性在平均时间为 200 s 时达到 5×10^{-9}，自由运行 8 小时的波长波动为 ± 0.1 pm。此外，与法拉第激光器相比，沃伊特激光器受二极管电流的影响更小；在 73 mA 至 150 mA 的电流范围内，其波长波动为 ± 0.5 pm。最后，可通过调节沃伊特光学滤波器的气室温度来控制沃伊特激光器的频率，预计频率失谐可达 20 GHz。因此，沃伊特激光器可通过调节气室温度使其频率对应于原子跃迁频率，对激光二极管的电流和温度波动具有良好的鲁棒性；经调制转移光谱稳频后，有望实现用于精密测量的紧凑型光学标准。

窄线宽二极管激光器在原子物理研究中发挥着重要作用，其应用范围极其广泛，从激光冷却到热蒸气实验[1]均有涉及。通常，传统激光器的选频元件可以由空间光栅[2,3] 或法布里–珀罗（FP）标准具[4]构成。这些激光器的频率对二极管电流和温度十分敏感，因此需要极高精度的温度和电流控制。此外，激光频率需要精细调谐至原子跃迁线，以利用饱和吸收光谱[5]，、偏振光谱[6]，、调制转移光谱[7,8]，等技术实现频率稳定。在这种情况下，存在跳模风险，导致激光频率偏离锁定点，不利于长期连续工作。

法拉第激光器采用法拉第反常色散光学滤波器（FADOF）作为选频元件，可解决上述问题[9–14]。自问世以来，FADOF 凭借其窄带宽和高信噪比（SNR）[16–21]而备受关注[15]，。自 2011 年起，FADOF 被用作选频元件，由此实现了一种不受二极管电流和温度影响的稳定“法拉第激光器”[9]。重要的是，法拉第激光器的波长受限于 FADOF 的窄带透射窗口，该窗口位于原子跃迁线附近。因此，法拉第激光器一旦开启，便能轻松实现频率稳定，并可长期稳定运行而无需人工调节[22]。近年来，研究人员正式提出了适用于不同结构和原子的法拉第激光器，实现了更高的频率稳定性和抗干扰能力[13]，[14]，[23–25]。然而，法拉第激光器中的轴向磁场通常由位于气室两侧、沿光轴布置的两个磁体产生，这大幅增加了 FADOF 的轴向长度，并限制了法拉第激光器的最小腔长[24]。另一种方法中，气室周围磁体产生的磁场强度和均匀性相对较低，从而限制了激光器稳定性的进一步提升[13]。

与法拉第效应不同，沃伊特效应通过施加径向磁场[26]来旋转入射激光的偏振方向。因此，只需在原子气室的径向上将两个磁体靠近放置[27–29]，沃伊特反常色散光学滤波器（VADOF）便能以更小的体积产生更强且更均匀的磁场。由此可获得线宽更窄的稳定透射光谱。在这种情况下，可利用 VADOF 进行频率选择，构建紧凑型“沃伊特激光器”。与法拉第激光器一样，沃伊特激光器可采用调制转移光谱（MTS）进行频率稳定[22,30]，从而实现紧凑型光学频率标准。

在本研究中，我们提出并验证了一种沃伊特激光器，它以 ^{87}Rb VADOF 作为选频元件，以半导体二极管激光器作为增益介质。该沃伊特激光器在半年内多次自由运行，波长波动为 ± 0.5 pm，且 48 小时内的不稳定度优于 2×10^{-8}。与法拉第激光器相比，

a)这些作者对本文的贡献相同，应视为共同第一作者b)通信作者：tts@pku.edu.cn 和 ahdang@pku.edu.cn

沃伊特激光器体积更小，频率稳定性更好。此外，在二极管电流为 73 mA 至 150 mA 的范围内，沃伊特激光器的波长波动为 ± 0.5 pm，体现了其不易受二极管激光器参数影响的特性。同时，我们研究了气室温度对沃伊特激光器的影响，发现可以通过气室温度调谐所选激光波长。因此，通过调节气室温度，该沃伊特激光器的频率可与原子跃迁频率相对应，随后可利用调制转移光谱技术将其稳定，从而实现紧凑型光学频率标准。此外，沃伊特激光器可采用不同的增益介质和原子来提升性能，为基础科学研究（如原子钟、原子重力仪和原子干涉仪等）以及工业电子设备（精密光学测量、光谱检测）的应用铺平道路。

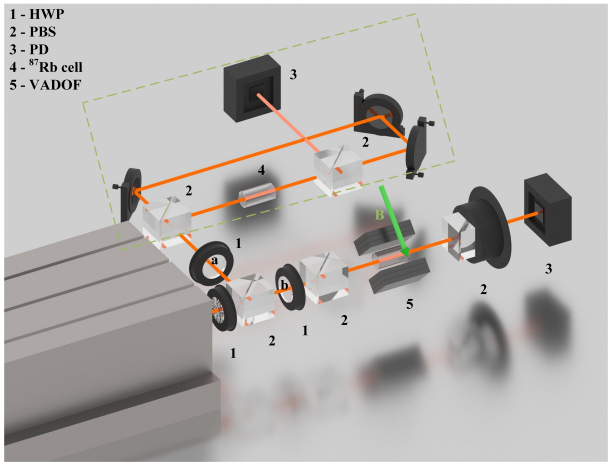


图 1. VADOF 透射光谱的实验装置。绿色虚线表示饱和吸收光谱（SAS）。HWP，半波片；PBS，偏振分束器；PD，光子探测器；探测激光经半波片和偏振分束器分成两束激光（激光 a 和激光 b）。

VADOF 由一个 ^{87}长度为L = 30 毫米的铷原子蒸气室、一组永磁体、一个温度控制系统和两个偏振分束器（PBS）组成，如图1所示。真空气室和磁体固定在特氟龙隔热结构中。镀有增透膜的气室对 λ = 780 纳米激光的透射率为 95%。通过电加热元件控制Rb 气室的温度，使气室温度维持在 0.1°C 的波动范围内。径向磁场范围为 200 Gs 至 3500 Gs，通过在气室两侧放置两块厚 15 mm 的钕铁硼永磁体可达到最大值。为获得更好的沃伊特效应，磁场方向与激光偏振方向之间呈 45° 夹角[28]。两个偏振分束器分别置于气室两侧。气室后方偏振分束器的偏振方向可以旋转，因此两个偏振分束器可以相互正交或平行。

我们使用自制的 780 nm 干涉滤光片外腔二极管激光器（IF-ECDL）探测 VADOF 的透射光谱，其激光束直径为 2 mm。探测激光被分成两束激光（激光 a 和激光 b），分束所用元件为半波片（HWP）和偏振分束器（PBS）。我们使用激光 a 探测 ^{87}Rb 的饱和吸收光谱（SAS），将其作为频率参考，如图1中的绿色虚线所示。激光 b 经过一片 HWP，以控制激光强度，然后探测 VADOF 的透射光谱。上述光谱同时显示在一台示波器上，该示波器连接了两个光电探测器（PD，Thorlabs PDA8A2）。

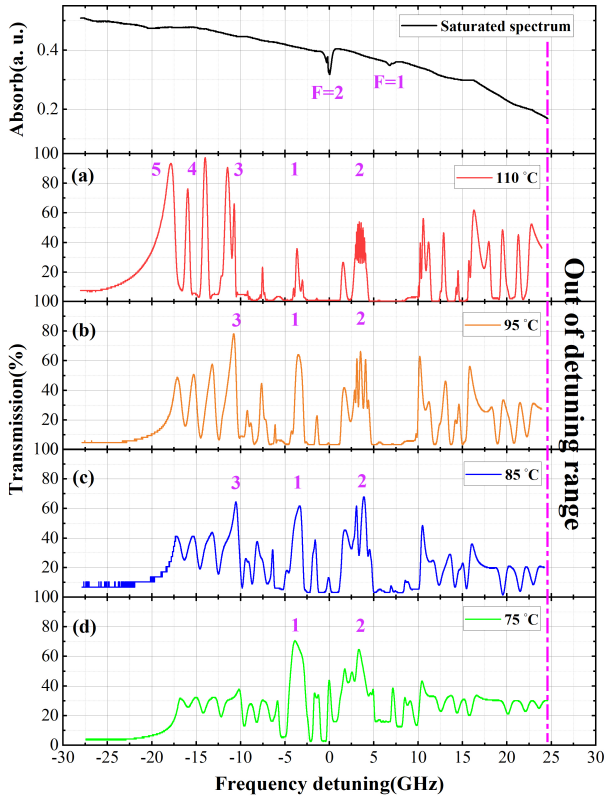


图 2. 不同温度下 ^{87}Rb-D2线的饱和吸收光谱和 VADOF 的透射光谱。顶部示意图显示了 SAS 中 ^{87}Rb-D2线的F = 1 和F = 2 跃迁。a、b、c、d 分别表示池温为 110 °C、95 °C、85 °C 和 75 °C 时的透射光谱。峰 1、2、3、4、5 是透射光谱中的典型透射峰。探测激光的频率失谐范围为 -30 GHz 至 25 GHz。

在实验探测 VADOF 的光谱之前，我们使用仿真工具分析其主要影响因素[31]。结果表明，当径向磁场B = 3500 Gs 时，可以获得高透射率、窄线宽的光谱。随后，我们研究了不同温度下、在B = 3500 Gs 时 VADOF 的透射光谱，如图2所示。顶部示意图显示了 ^{87}Rb-D2线的饱和吸收光谱。F = 1与F = 2 跃迁之间的频率间隔为 6.834 GHz，我们将F = 2跃迁峰值处的频率设为失谐原点。

探测激光的频率调谐范围为 -30 GHz 至 25 GHz，在此范围内几乎可以观测到完整的透射光谱。受调谐范围限制，25 GHz 以上的光谱未能测得。不过，根据理论预测，25 GHz 以上的透射光谱应单调下降至 0（与透射光谱左侧的变化趋势相同

）。与理论预测一致。与传统 FADOF 相比，VADOF 需要更高的温度才能呈现较高的透射率。因此，气室温度低于 60°C 时，难以产生沃伊特激光器。当气室温度处于 60 - 80°C 范围内时，透射光谱中的峰 1 具有最高透射率，见图 2d。在这种情况下，透射峰 1、2 和 3 会随着气室温度升高而增强。如图 2c 和图 2b 所示，在 85°C 和 95°C 时，峰 2 和峰 3 分别成为透射率最高的峰。随着温度升至 110°C，VADOF 呈现出“翼状”光谱轮廓，峰 4 成为最高峰，如图 2a 所示。随后，“翼状”峰 5 将成为最高峰，且光谱轮廓不再随温度升高而变化。然而，峰 5 的线宽相对较宽，且其中心频率对气室温度较为敏感，因此不适用于沃伊特激光器。因此，温度从 60°C 升至 110°C 时，最高透射峰会逐渐从峰 1 跳变至峰 4。基于此，我们预测，温度升高时，沃伊特激光器的输出激光波长也会相应地发生跳变。

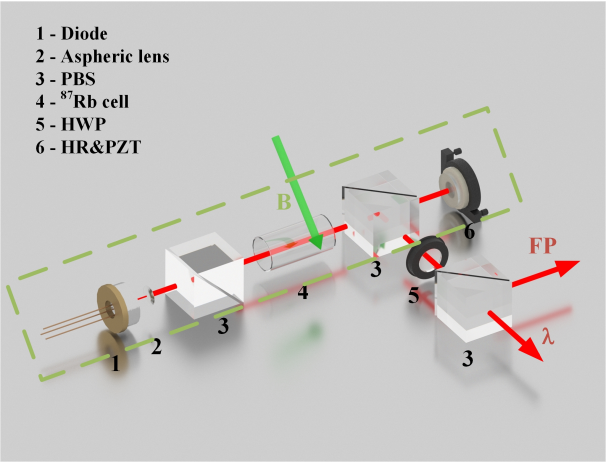


图3. 沃伊特激光器的实验装置。HWP，半波片；PBS，偏振分束器；HR，高反射镜；PZT，压电陶瓷管；FP，扫描式法布里–珀罗干涉仪（Thorlabs，SA210-5B）；λ，光学波长计（Bristol 671A）

图3的绿色虚线框示意了沃伊特激光器的实验装置。光学腔长度为20 cm的沃伊特激光器由 ^{87}Rb VADOF、增透膜激光二极管、非球面透镜、高反射镜（HR）和压电陶瓷管（PZT）组成。经非球面透镜准直后，增透膜激光二极管发射光的光束直径扩展至2 mm。随后，准直光经沃伊特光学滤波器滤波，并由HR反馈至增透膜激光二极管。HR在780 nm波长处的反射率为99.9%，并固定在PZT上，以精细调节腔长。激光束从第二个PBS输出。半波片和PBS组成分光装置，分别用于扫描法布里–珀罗光谱和检测激光波长。Rb池的温度 ^{87}

温度范围可为20°C至200°C，径向磁场为200 Gs至3500 Gs。

我们首先研究气室温度对沃伊特激光器的影响，如图4所示。为获得较高的透射峰，径向磁场设为3500 Gs。激光二极管电流和温度分别为90 mA和22.08°C。正如我们在图2的讨论中所预测的，随着气室温度升高，输出激光波长会发生跳变。当温度稳定在某一精确值时，激光将以稳定的波长输出。当温度在60–80°C之间变化时，输出激光波长保持在780.256 nm（约60–75°C）或780.254 nm（约80°C），分别对应图2中峰1的两个纵模。继续升高气室温度，测得的激光波长将在约85°C时为780.241 nm，随后在约90–100°C时跳变至780.265 nm，分别对应图2中的峰2和峰3。当温度接近105°C时，图2 中各峰的透射率彼此接近，输出激光波长会大幅波动。此时，若气室温度升至110°C，激光波长将稳定在780.276 nm，对应图2中的峰4。随后，输出激光将发生红移，且激光波长随气室温度升高而增加。之后，带有电光调制器的沃伊特激光器可实现20 GHz的宽频率调谐范围。

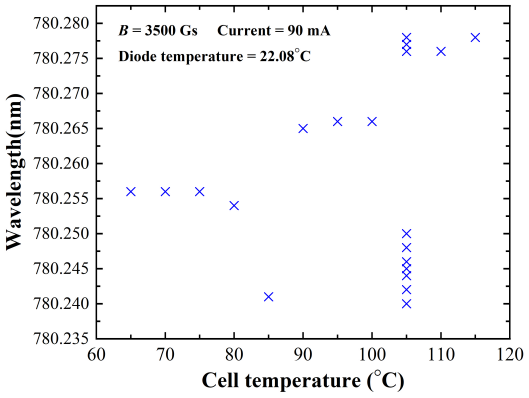


图4. 沃伊特激光器在不同气室温度下的波长。

基于上述研究，我们进一步研究了沃伊特激光器在不同激光二极管电流下的特性，如图 5 所示。气室温度设为75°C。图 5a 中的蓝色方块显示了激光二极管电流在 73 mA 至 150 mA 范围内时的激光波长。输出激光的波长接近 780.255 nm，波长波动约为 ±0.5 pm。此外，如图 5a 的插图所示，当激光二极管电流在 73 mA 至 150 mA 范围内变化时，沃伊特激光器保持单纵模。作为对比，法拉第激光器在不发生跳模时的激光二极管电流范围为 74–130 mA，波长波动为 ± 2 pm[13]。因此，沃伊特激光器对电流漂移的抵抗能力更强。此外，我们的初步实验

结果表明，沃伊特激光器也不受二极管温度的影响。

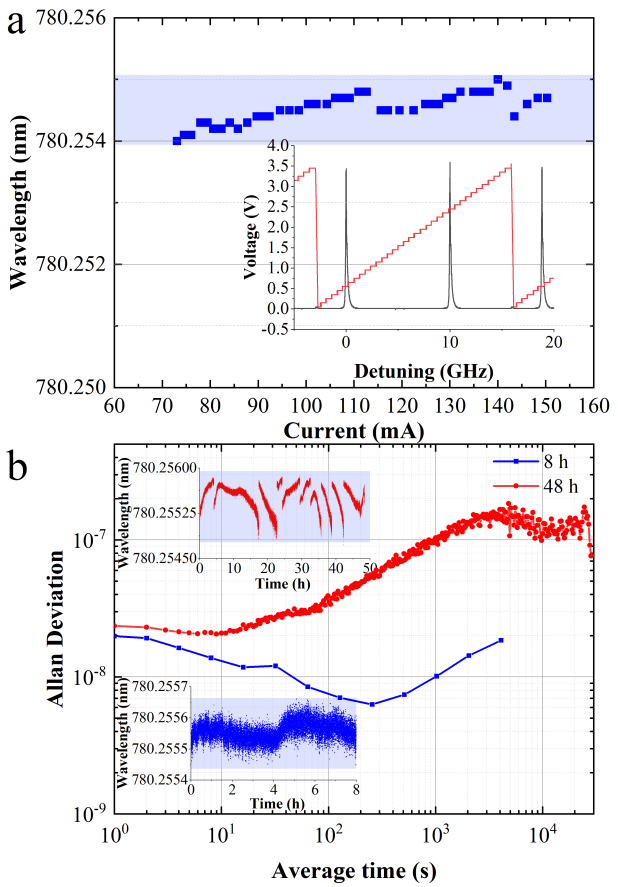


图5. 沃伊特激光器的特性。**a** 激光波长随激光二极管电流的变化，以及扫描式法布里–珀罗干涉仪的测量结果。**b** 激光频率在运行8小时（蓝色实线）和48小时（红色实线）时的阿伦方差。插图显示原始数据（蓝色虚线表示运行8小时，红色虚线表示运行48小时），反映了运行期间的波长变化。

将激光二极管电流设为 150 mA 后，我们研究了自由运行时的长期频率不稳定度。我们使用高精度光学波长计（Bristol 671A），以 1 Hz 的采样率记录输出激光的波长。如图 5b 插图所示，运行 8 小时和 48 小时时，波长波动分别为 ± 0.1 pm 和 ± 0.5 pm。而法拉第激光器运行 48 小时时，波长波动为 ± 2 pm[13]。随后，我们采用标准的阿伦偏差方法分析这组数据，得到沃伊特激光器的长期不稳定度，如图 5b 所示。自由运行 8 小时时，平均时间达到 200 s 后，沃伊特激光器的频率不稳定度可达到 5×10^{-9}，与采用腔锁定技术的法拉第激光器处于同一量级[12]。运行时间延长至 48 小时后，即使受到外部振动以及超过 10 度的环境温度变化影响，频率不稳定度仍可达到 2×10^{-8}。因此，沃伊特激光器具有优异的频率稳定性，并且不易受二极管激光器电流和温度影响，可助力开发紧凑型光学频率标准，用于原子钟、原子重力仪及户外精密测量实验。

总之，本文提出了一种二极管激光器的新型实现方案，称为“沃伊特激光器”，利用沃伊特效应进行频率选择。沃伊特激光器的频率不稳定度为 5×10^{-9}，并且对激光二极管的温度和电流具有很强的抗扰性。此外，本文探究了沃伊特激光器在强磁场下的气室温度特性。结果表明，可通过调节气室温度来选择沃伊特激光器的波长，频率变化范围为20 GHz。因此，紧凑型沃伊特激光器可通过调节气室温度对应原子跃迁谱线，凭借其优异的频率稳定性和长期运行稳定性，可用于原子钟、原子重力仪和原子陀螺仪。值得注意的是，采用不同增益介质和原子的沃伊特激光器，在后续研究中可应用于主动式光学钟[32]和冷原子光学钟，推动光学频率标准的发展。

致谢

本研究由国家自然科学基金委员会（NSFC）（91436210）、中国博士后科学基金会（BX2021020）、温州市重大科技创新重点项目（ZG2020046）和温州市重点科技创新研发项目（2019ZG0029）资助。

数据可用性声明

合理请求时，可向通讯作者获取支持本研究发现的数据。

[1]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年）。[2]K. Liu 和 M. G. Littman, 《光学快报》**6**, 117（1981年）。[3]R. Wyatt 和 W. Devlin, 《电子快报》**19**, 110（1983年）。[4]B. Bernacki, P. Hemmer, S. S mith 和 S. Ezekiel, 《光学快报》**13**, 725（1988年）。[5]A. L. Schawlow, 《现代物理评论》**54**, 697（1982年）。[6]C. Pearman, C. Adams, S. Cox, P. Griffin, D. Smith 和 I. Hughes, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**35**, 5141（2002年）。[7]K. L. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein 和 C. E. Wieman, 《应用光学》**37**, 3295（1998年）。[8]D. McCarron, S. King 和 S. Cornish, 《测量科学与技术》**19**, 105601（2008年）。[9]X. Miao, L. Yin, W. Zhuang, B. Luo, A. Dang, J. Chen 和 H. Guo, 《科学仪器评论》**82**, 086106（2011年）。[10]Z. Tao, Y. Hong, B. Luo, J. Chen 和 H. Guo, 《光学快报》**40**, 4348（2015年）。[11]Z. Tao, X. Zhang, D. Pan, M. Chen, C. Zhu 和 J. Chen, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**49**, 13LT01（2016年）。[12]J. Keaveney, W. J. Hamlyn, C. S. Adams 和 I. G. Hughes, 《科学仪器评论》**87**, 095111（2016年）。[13]P. Chang, Y. Chen, H. Shang, X. Guan, H. Guo, J. Chen 和 B. Luo, 《应用物理B》**125**, 1（2019年）。

[14]T. Shi, X. Guan, P. Chang, J. Miao, D. Pan, B. Luo, H. Guo 和 J. Chen，IEEE 光子学期刊**12**，1（2020年）。[15]Y. Ohman, Stockholms Observatoriums Annaler**19**，9（1956年）。[16]I. Gerhardt, 《光学快报》**43**，5295（2018年）。[17]L. Ling 和 G. Bi, 《光学快报》**39**，3324（2014年）。[18]M. A. Zentile, D. J. Whiting, J. Keaveney, C. S. Adams 和 I. G. Hughes, 《光学快报》**40**，2000（2015年）。[19]J. Menders, K. Benson, S. Bloom, C. Liu 和 E. Korevaar, 《光学快报》**16**，846（1991年）。[20]J. Menders, P. Searcy, K. Roff 和 E. Korevaar, 《光学快报》**17**，1388（1992年）。[21]D. Pan, X. Xue, H. Shang, B. Luo, J. Chen 和 H. Guo, 《科学报告》**6**，1（2016年）。[22]H. Shi, P. Chang, Z. Wang, Z. Liu, T. Shi 和 J. Chen，IEEE 光子学期刊（2022年）。[23]Z. Tao, Y. Hong, B. Luo, J. Chen 和 H. Guo, 《光学快报》**40**，4348（2015年）。[24]H. Tang, H. Zhao, R. Wang, L. Li, Z. Yang, H. Wang, W. Yang, K. Han 和 X. Xu, 《光学快报》**29**，38728（2021年）。[25]P. Chang, H. Peng, S. Zhang, Z. Chen, B. Luo, J. Chen 和 H. Guo, 《科学报告》**7**, 1（2017年）。[26]J. Menders, P. Searcy, K. Roff 和 E. Korevaar, 《光学快报》**17**, 1388（1992年）。[27]F. S. Ponciano-Ojeda, F. D. Logue 和 I. G. Hughes, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**54**, 015401（2020年）。[28]J. Keaveney, F. S. Ponciano-Ojeda, S. M. Rieche, M. J. Raine, D. P. Hamp- shire 和 I. G. Hughes, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**52**, 055003（2019年）。[29]K. Muroo, T. Matsunobe, Y. Shishido, Y. Tukubo 和 M. Yamamoto，JOSA B **11**, 409（1994年）。[30]J. Miao, T. Shi, J. Zhang 和 J. Chen, 《物理评论应用》**18**, 024034（2022年）。[31]J. Keaveney, C. S. Adams 和 I. G. Hughes，Computer Physics Communications **224**, 311（2018年）。[32]W. Zhuang 和 J. Chen, 《光学快报》**39**, 6339（2014年）。