

# HBr 空芯光纤气体激光器的振动热池 多能级理论模型与设计仿真\*

危超 余炫 雷诚 王自昱 刘胜 王度†

(武汉大学工业科学研究院, 武汉 430000)

(2024 年 3 月 24 日收到; 2024 年 6 月 15 日收到修改稿)

空芯光纤气体激光器已逐渐发展为一种重要的中红外激光光源, 在实验上取得了良好进展, 但现有的基于传统速率方程模型的理论设计方法仍不完善. 本文提出了一种溴化氢 (HBr) 空芯光纤的振动热池建模方法, 该模型可充分考虑空芯光纤气体激光器内振转弛豫对腔内增益特性的影响, 计算显示激光斜效率、阈值和瓶颈效应与实验吻合良好. 此外, 基于该模型, 本文探讨了脉冲泵浦的光子泄漏现象, 通过引入泄漏因子, 得到了与实验结果接近的脉冲波形的弛豫振荡和激光斜率效率, 有效解决了脉冲泵浦模型中的泵浦溢出问题. 本研究提出的振动热池理论模型可适用于各类气体填充的空芯光纤气体激光器.

**关键词:** 气体激光, 空芯光纤, 中红外, 速率方程仿真

**PACS:** 42.55.Lt, 42.55.Wd, 42.60.Pk, 42.60.Rn

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240428

## 1 引言

中红外气体激光器利用气体分子的振动能级跃迁产生受激辐射, 具有窄线宽、高功率、光束质量好等优点. 许多气体分子的吸收峰落在中红外波段, 因此中红外可以用于原子分子物理研究<sup>[1,2]</sup>; 同时, 中红外激光还可以用于战场探测、热成像、生物医学、激光加工等领域<sup>[3-8]</sup>. 特别地, 由于 3—5  $\mu\text{m}$  波段正好落在大气的低损传输窗口中, 因此有望发展成重要的通信波段<sup>[9-11]</sup>. 空芯光纤是近年来发展的性能优良的光传输波导. 各种空芯光纤已经应用于高功率或者强非线性激光的研究之中<sup>[12-14]</sup>. 通过优化光纤设计、工艺与材质, 空芯光纤损耗过高的问题已经得到改善<sup>[15,16]</sup>. 在此基础上发展的空芯光纤气体激光器 (hollow-core fiber gas laser, HCFGL), 使用分子气体作为增益介质, 提高了损

伤阈值, 并拓宽了激光光谱范围, 使光纤激光器的输出波长涵盖整个中红外波段. 相比于传统气体激光器, HCFGL 结构更紧凑, 同时可以提供足够长的增益长度, 在提升功率方面具有很大优势, 有望在未来成为实用化的大功率中红外激光光源.

现有的气体激光理论模型仍以传统速率方程模型为主, 可以在一定程度上描述气体激光器的宏观特性, 包括增益、输出等<sup>[17-19]</sup>. 但对于光泵浦的 HCFGL 激光动力学过程, 目前的研究较少, 导致 HCFGL 的理论研究还显著落后于实验进展. 一般使用简单的 4 能级速率方程组对参与泵浦、激光过程的上下能级进行建模, 并计算光纤各点的增益来得到光强的分布: Lane 和 Madden<sup>[20]</sup> 建立了 1 个  $\text{C}_2\text{H}_2$  HCFGL 的一维模型, 在细致平衡原理下探讨了光纤内部振转能量转移与腔壁碰撞等弛豫过程, 对  $\text{C}_2\text{H}_2$  气体的吸收进行估算, 并在蒙特卡罗模拟下得到了与实验比较吻合的结果; Zhou 等<sup>[21,22]</sup>

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62075200, 12374295) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2042022gf0004, 2042023kf0113) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wdxz@foxmail.com

建立了 HBr 的 4 能级模型, 探讨了 HBr HCFGL 的多谱线出光, 计算显示 P 分支相比 R 分支激光更具有谱线竞争优势, 在脉冲激光中得到体现. 然而, 文献 [9, 10, 22–24] 已经指出, 一些小分子气体的转动弛豫是弛豫方式当中最快的, 并决定性地影响到能级的分布. Oka<sup>[25]</sup> 深入研究了转动能级之间的碰撞弛豫, 基于对称性, 确定了具有  $N$  倍旋转轴的气体分子的碰撞弛豫的选择定则为  $\Delta K = jN$ , 其中  $\Delta K$  是弛豫发生前后的投影量子数变化,  $j$  是一个整数; Matteson 和 De Lucia<sup>[26]</sup> 在此基础上使用  $\text{CO}_2$  激光研究了  $^{13}\text{CH}_3\text{F}$  的光谱, 给出了一系列转动弛豫的速率, 并指出碰撞弛豫很少改变气体分子的速度, 这使得气体分子容易和腔壁碰撞, 然后迅速释放能量回到基态. 在对 QCL 光泵浦  $^{13}\text{CH}_3\text{F}$  激光器的研究当中, Wang 等<sup>[17]</sup> 建立了一种全面的多能级模型, 通过考虑谐振腔内粒子数的空间分布以及和腔壁碰撞产生的弛豫, 很好地解释了气体激光的瓶颈效应. 随后这一模型被延伸至多种太赫兹气体激光器领域, 在计算多谱线出光现象时表现良好<sup>[18,19]</sup>.

可以看到, 为精确计算气体激光器的增益与输出等动力学特性, 建立多能级模型来引入各种弛豫损耗是必不可少的. 为此, 本文在现有基于热池的多能级速率方程模型基础上, 提出一种包含所有转动热弛豫和更多振动跃迁的振动热池 (vibrational thermal pool, VTP) 气体激光模型, 并以 HBr 填充的 HCFGL 为例, 研究了连续泵浦下光纤内部的增益以及谱线竞争, 以及脉冲激光泵浦下的增益放大、脉冲波形等输出特性. 本文的 VTP 模型完善了 HCFGL 的理论建模和设计方法, 首次对脉冲泵浦的计算模拟提供了更贴合实验的近似方法, 并有望为基于振动-转动跃迁的中-远红外气体激光器理论建模和设计提供一种通用的建模思路.

## 2 理论模型

HBr 属于线性双原子分子, 具有很强的极性和电偶极矩. 两个原子之间只能产生对称伸缩的振动模式, 对应波长落在  $4\ \mu\text{m}$  波段. 不同振动能级下分布有许多转动能级, 记作  $(v_i, J_j)$ , 其中  $v_i$  代表振动量子数,  $J_j$  代表转动量子数. HBr 转动能级  $J_j$  的能量为  $Bj(j+1)$ , 对应的转动常数为  $B \approx 8.351\ \text{cm}^{-1}$ . 转动能级间的转动弛豫的速率较大,

决定了转动能级在热平衡下的玻尔兹曼分布. 在选择定则下, 通常 HBr 分子只能跃迁至相邻的振动能级, 然而非简谐效应使得 HBr 可以吸收  $2\ \mu\text{m}$  的掺铥光纤放大器产生的泵浦激光, 从而发生一级倍频跃迁 (从  $v_0$  到  $v_2$ ). 当  $v_2$  吸收足够多粒子后, 在  $v_2$  和  $v_1$  间形成的粒子数反转会使得光纤内部产生足够的增益, 产生的放大自发辐射可实现瓦级别的输出. 在本文中, 跨振动能级并且  $\Delta J = 1$  的跃迁被记为 R 分支,  $\Delta J = -1$  的被记为 P 分支. 同时, HBr 存在两种丰度相同的同位素  $\text{H}^{79}\text{Br}$  和  $\text{H}^{81}\text{Br}$ , 它们对应的振转能级只差 50 GHz, 这一差距可以忽略.

图 1 中展示了 HBr VTP 模型在一级倍频跃迁下的泵浦、受激辐射、转动弛豫、振动弛豫等过程, 分别被标上了橙色、红色、黑色、紫色箭头. 对每一个振动能级来说, 只有 1—2 个转动能级直接参与辐射过程, 因此将其余转动能级合并作为 1 个振动热池考虑, 转动能级  $J_1 - J_4$  所占据的粒子数记作  $N_1 - N_4$ , 3 个振动热池的粒子数记作  $N_{v_0} - N_{v_2}$ , 如图 1 所示. 由于转动弛豫过程是双向的, 每个能级将与振动热池产生粒子数交换, 以  $J_2$  为例, 单位时间内转动弛豫的粒子数为  $(f_{12}N_{v_1} - N_2)k_{r02}$ , 其中  $f_{12}$  是比例因子, 与该转动能级的玻尔兹曼分布有关;  $k_{r02}$  是转动弛豫速率. 需要注意的是,  $k_{r01}$ ,  $k_{r02}$ ,  $k_{r04}$  可以近似认为相同, 但 P 分支下能级与 R 分支下能级的转动弛豫速率之比, 将影响到 P 分支与 R 分支的谱线竞争. 相对应地, 每个振动热池都会向基态发生单向振动弛豫, 弛豫速率为

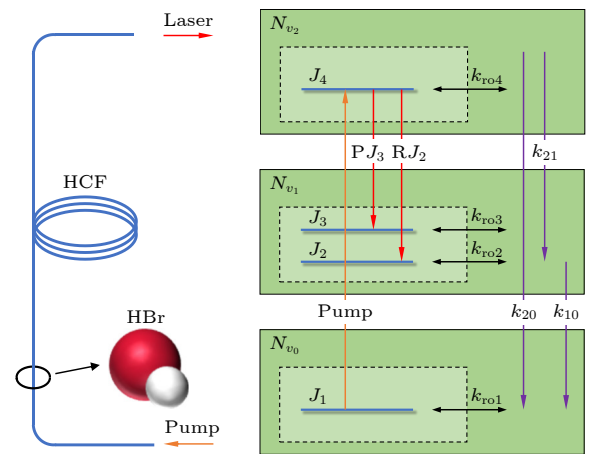


图 1 HBr 空芯光纤模型与能级跃迁示意图

Fig. 1. Schematic of HBr-filled HCF and HBr energy level structure.

$k_{10}$ ,  $k_{21}$ ,  $k_{20}$ . 每个能级在外部辐射场作用下的跃迁速率与辐射光子数、反转粒子数  $N_{ij}$  有关, 如  $J_4$  在泵浦作用下的跃迁速率为  $-N_{41}I_{\text{pump}}\sigma_{\text{pump}}/(h\nu_{\text{pump}})$ , 其中  $I_{\text{pump}}$ ,  $\sigma_{\text{pump}}$ ,  $\nu_{\text{pump}}$  和  $h$  分别代表泵浦光强、泵浦光发射截面、泵浦光频率和普朗克常数. 自发辐射的速率非常小, 因此可以忽略. 谱线的相关数据可以在 HITRAN 数据库中查询 [27]. 综合以上所有跃迁过程, 可以确立速率方程组 (1):

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= N_{41} \frac{I_{\text{pump}} \sigma_{\text{pump}}}{h\nu_{\text{pump}}} + (f_{01}N_{v_0} - N_1)k_{r01}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_{42} \frac{I_R \sigma_R}{h\nu_R} + (f_{12}N_{v_1} - N_2)k_{r02} - N_2k_{10}, \\ \frac{dN_3}{dt} &= N_{43} \frac{I_P \sigma_P}{h\nu_P} + (f_{13}N_{v_1} - N_3)k_{r03} - N_3k_{10}, \\ \frac{dN_4}{dt} &= -N_{41} \frac{I_{\text{pump}} \sigma_{\text{pump}}}{h\nu_{\text{pump}}} - N_{42} \frac{I_R \sigma_R}{h\nu_R} - N_{43} \frac{I_P \sigma_P}{h\nu_P} \\ &\quad - (f_{24}N_{v_2} - N_4)k_{r04} - N_4k_{21}, \\ \frac{dN_{v_0}}{dt} &= - (f_{01}N_{v_0} - N_1)k_{r01} \\ &\quad + (N_2 + N_3 + N_{v_1})k_{10} + N_{v_2}k_{20}, \\ \frac{dN_{v_1}}{dt} &= - (f_{12}N_{v_1} - N_2)k_{r02} - (f_{13}N_{v_1} - N_3)k_{r03} \\ &\quad + N_{v_2}k_{21} + N_4k_{21}, \\ \frac{dN_{v_2}}{dt} &= - (f_{24}N_{v_2} - N_4)k_{r04} - N_{v_2}k_{20} - N_{v_2}k_{21}. \quad (1)\end{aligned}$$

本模型考虑光纤每个节点的增益与损耗, 这一增益过程服从 Beer-Lambert 定律, 对应光纤增益方程组 (2):

$$\begin{aligned}\frac{dI_{\text{pump}}}{dz} &= (N_{41}\sigma_{\text{pump}} - \alpha_{\text{pump}})I_{\text{pump}} \\ &\quad + \Omega A_{\text{pump}}h\nu_{\text{pump}}N_4, \\ \frac{dI_R}{dz} &= (N_{42}\sigma_R - \alpha_R)I_R + \Omega A_R h\nu_R N_4, \\ \frac{dI_P}{dz} &= (N_{43}\sigma_P - \alpha_P)I_P + \Omega A_P h\nu_P N_4, \quad (2)\end{aligned}$$

其中  $\alpha_{\text{pump}}$ ,  $\alpha_R$ ,  $\alpha_P$  代表对应辐射在空芯光纤内部的损耗,  $A_{\text{pump}}$ ,  $A_R$ ,  $A_P$  代表对应辐射的自发辐射系数. 由于光纤内部是单通的, 只存在放大的自发辐射, 因此需要在光纤增益中考虑自发辐射光子的存活率  $\Omega$ . 需要注意的是, 由于没有谐振的存在, 光纤内部的增益并不均匀. 最后, 所有与更高能级的跃迁都可以忽略, 所以总粒子数应当保持守恒,

其关系由方程 (3) 给出:

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_{v_0} + N_{v_1} + N_{v_2} = \frac{P}{2k_B T}. \quad (3)$$

其中  $P$  为气压,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度.

表 1 是 10 mbar (1 mbar = 100 Pa) 下 HBr 气体分子 R2 泵浦谱线的常数以及光纤的损耗系数 [21,27].

表 1 10 mbar 下 HBr 气体分子 R2 泵浦谱线的常数 ( $k$ ,  $A$ ,  $\Omega$ )、光纤的损耗系数 ( $\alpha$ )

Table 1. Constants ( $k$ ,  $A$ ,  $\Omega$ ) of HBr molecule with R2 pumping at 10 mbar and absorption coefficients ( $\alpha$ ) of HCF.

常数	取值	常数	取值
$k_{10}/\text{s}^{-1}$	$5 \times 10^7$	$A_{\text{pump}}/\text{s}^{-1}$	0.14
$k_{21}/\text{s}^{-1}$	$1 \times 10^7$	$A_P/\text{s}^{-1}$	8.56
$k_{20}/\text{s}^{-1}$	$2.5 \times 10^6$	$A_R/\text{s}^{-1}$	5.91
$k_{r01}/\text{s}^{-1}$	$7.5 \times 10^7$	$\Omega$	$10^{-7}$
$k_{r02}/\text{s}^{-1}$	$7.5 \times 10^7$	$\alpha_{\text{pump}}/(\text{dB}\cdot\text{m}^{-1})$	0.53
$k_{r03}/\text{s}^{-1}$	$7.5 \times 10^6$	$\alpha_P/(\text{dB}\cdot\text{m}^{-1})$	0.3
$k_{r04}/\text{s}^{-1}$	$7.5 \times 10^7$	$\alpha_R/(\text{dB}\cdot\text{m}^{-1})$	0.3

### 3 结果

在连续光泵浦下, 能级间的粒子数交换处于动态平衡, 各能级达到稳态, 可以认为方程组 (1) 左端全部为 0. 采用有限差分法将光纤离散化, 通过求解方程组 (1) 获取每一点的粒子数分布, 然后根据光纤增益方程组 (2) 获取下一个节点处的光强分布, 循环该计算过程, 从而获得整个光纤的分布.

图 2 分别展示了 1, 3, 5, 10 mbar 下光纤输出与泵浦支线 R2 功率的关系. 其中实线代表本 VTP 模型的结果, 虚线代表文献 [21] 中 4 能级模型的计算结果, 紫色三角形代表文献 [21] 中的实验结果. 首先, 红色实线代表 VTP 模型计算的总输出, 可以看到, 在 1, 5, 10 mbar 下, VTP 模型都比 4 能级模型的虚线更加接近实验结果. 这是因为 4 能级模型中, 上能级的粒子数会直接弛豫到下能级, 从而被泵浦光重复利用, 高估了泵浦效率; 而本模型额外考虑的转动弛豫, 使得上能级的粒子数进入振动热池内, 而不直接被泵浦利用. 同时将转动弛豫纳入计算, 也考虑到了各振动能级粒子数的重新分配, 这为该模型提供了更合理的近似.

此外, 从表 1 与图 2 可以看到, P 分支相比 R 分支具有更高的  $A$  系数, 同时还具有更高的受激发射截面、统计权重比. 这使得虽然是同时利用泵

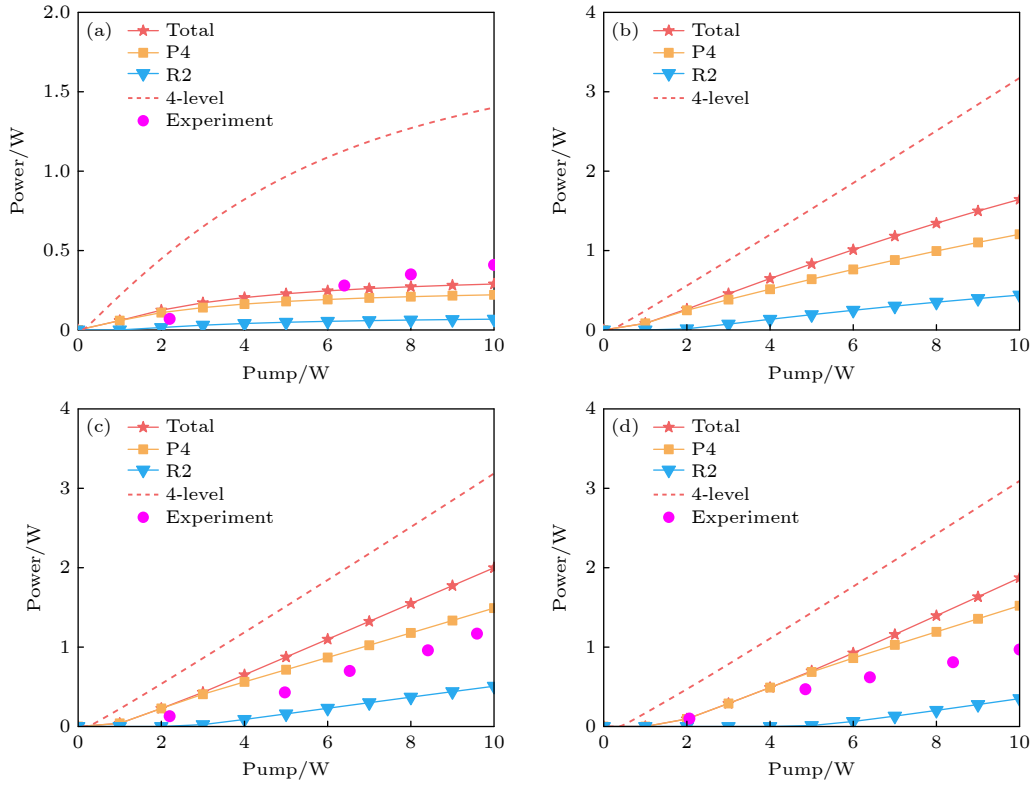


图 2 不同气压下光纤输出与泵浦功率分布 (a) 1 mbar; (b) 3 mbar; (c) 5 mbar; (d) 10 mbar

Fig. 2. Output power of a 5 m long HCF varying with gas pressure: (a) 1 mbar; (b) 3 mbar; (c) 5 mbar; (d) 10 mbar.

浦上能级的粒子数, 但 P 分支总能在谱线竞争中占据优势, 而且这一优势随着气压升高而升高. 图 2 中黄色和蓝色实线分别代表 P4 与 R2 的输出, 可以看到 P 光不但斜效率高于 R 光的 2.4 倍, 其阈值也显著较低.

图 3 展示了不同模型计算的 HCFGL 的输出与气压的关系. 首先, 两种模型计算的输出功率随气压升高而变化的趋势是一致的, 都是先升高后缓慢降低. 这是因为在低气压时, 弛豫作用不够明显, 此时反转粒子数随着气压升高而升高, 导致增益变高; 然而在高气压时, 气体分子弛豫作用开始占据主导因素, 并且较高的反转粒子数是指指数损耗的, 因此光纤内部只能维持一段较小的增益区间, 导致总增益效果不再增加. 这使得光纤的输出很难随气压升高得到提升. 不同的是 VTP 模型计算得到的输出功率比 4 能级模型要显著更低. 并且在 1 W 泵浦输入时, 可以很明显地看到, VTP 模型成功预示了气压瓶颈 (图 3(a) 中灰色部分), 是与文献 [21] 中的实验结果相符. 这说明转动弛豫作为 HBr 气体分子最快的弛豫过程, 决定性地影响粒子数的重新分布, 是在激光动力学中必须要考虑的因素.

当泵浦光与 P4 信号光同时注入时, 光纤产生

的总输出功率将不被影响, 而谱线竞争将被加剧, 导致 P4 分支的输出光占比提高. 这是因为光纤内的吸收与增益已经被充分利用, 使光纤达到最佳的光-光转换效率, 并且不再能被额外注入的小信号提高. 小信号将更多地影响到 P 分支谱线与 R 分支谱线对泵浦的吸收. 图 4(a) 展示了 5 mbar 气压与 10 W 泵浦下光纤内部的光功率分布, 其中黄色代表 P4 输出光, 蓝色代表 R2 输出光. 虚线代表没有信号光注入, 光纤内部只有自发辐射放大 (Amplified spontaneous emission, ASE), 实线代表有 1 mW 信号光注入. 注入小信号后, 总的功率输出仅提升了约 0.1 W, 但是 P4 光获取了更多的谱线竞争优势, 在最高处提升了 0.24 W, 并让 R2 有所下降, 最终导致 P4 输出光在总输出中的占比提高了. 图 4(b) 展示了总输出与 P4 输出占比与信号光的关系. 可以看到, 尽管注入了更多的 P4 信号光, 但是总输出只有较小的提升, 当信号光提升到 10 mW 以上时, 额外的信号光将直接变成总输出. 虽然注入信号光可以有效提升 P4 分支的占比, 但是最高只能达到约 80%.

VTP 模型不仅可以描述 R2 泵浦谱线的输出, 还可以被延伸至更多泵浦谱线. 图 5 展示了 VTP

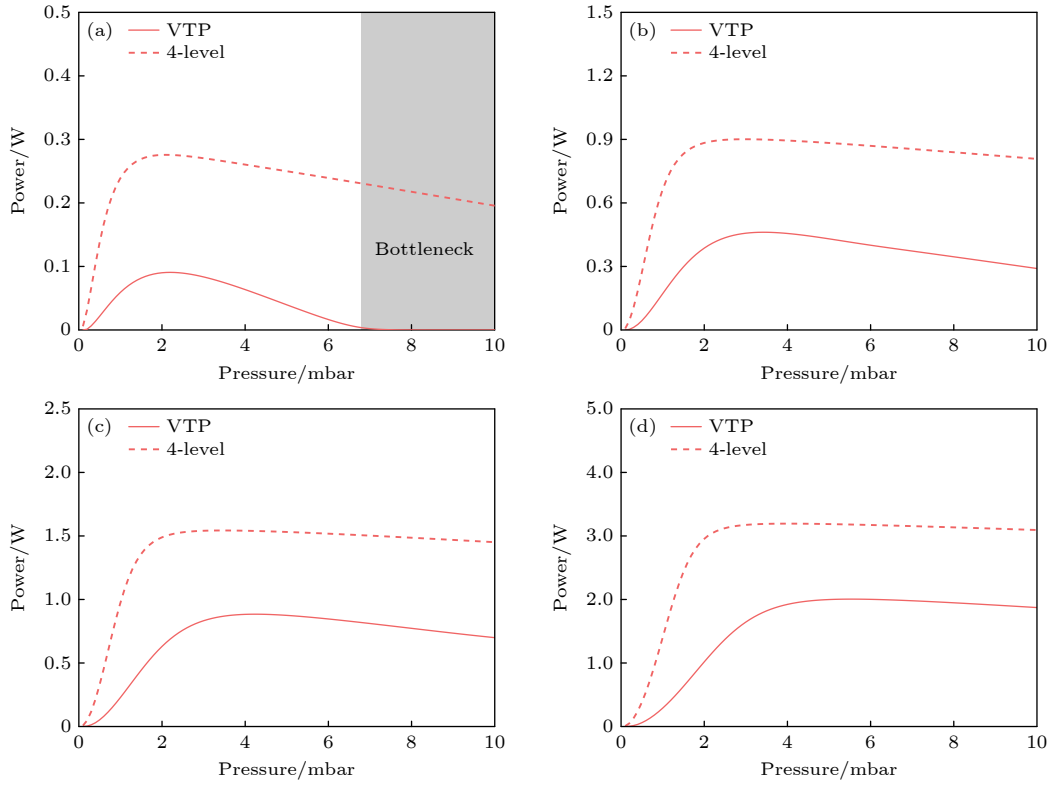


图 3 不同泵浦功率下光纤总输出与气压关系 (实线代表 VTP 模型计算的总输出功率, 虚线代表 4 能级模型计算的总输出功率) (a) 1 W; (b) 3 W; (c) 5 W; (d) 10 W

Fig. 3. Output power of a 5 m long HCF varying with pump power: (a) 1 W; (b) 3 W; (c) 5 W; (d) 10 W. The solid line and dashed line represent the total output power obtained by VTP model and 4-level model, respectively.

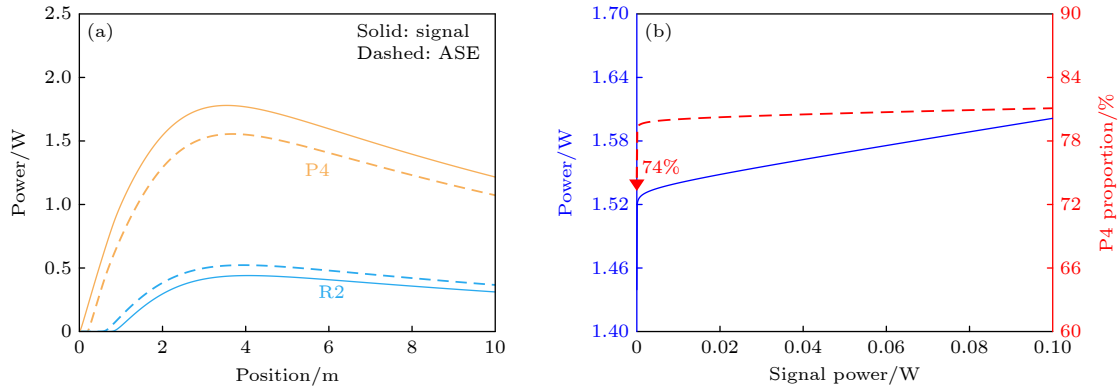


图 4 (a) 注入 1 mW P4 小信号光与不注入时的光纤内部光强分布, 其中实线代表有 P4 小信号注入时的输出, 虚线代表 ASE 的输出; (b) 光纤总输出 (蓝色实线) 与 P4 光占比 (红色虚线) 随 P4 信号光的变化

Fig. 4. (a) Spatial distribution of laser power. The solid line represents the spatial power distribution with injected P4 signal, and the dashed line represents only ASE; (b) the total output power (blue line) and the proportion of P4 emission (red dashed line) varying with seed power.

模型计算的不同泵浦谱线在 10 W 泵浦功率下的输出结果, 其中,  $x$  轴代表不同的泵浦谱线,  $y$  轴代表输出功率. 每条泵浦谱线可输出  $4 \mu\text{m}$  频点的 1 条 P 分支和 1 条 R 分支谱线, 并且输出谱线都共享同一上能级, 相应的谱线名称和功率为柱状图所表示, 其总输出功率如红色曲线所示. 可以看到,

由于 P 分支输出光相比 R 分支, 总是具有更高的发射截面、 $A$  系数与统计权重比, 因此可以被增益到更高的功率. 同时, P 分支泵浦谱线中输出最高的是 P3, R 分支中输出最高的是 R3, 它们共享下能级 (0, 3). 这是由于根据玻尔兹曼分布, 基态的转动能级越靠近  $J_3$ , 占据的粒子数就越多, 因此泵

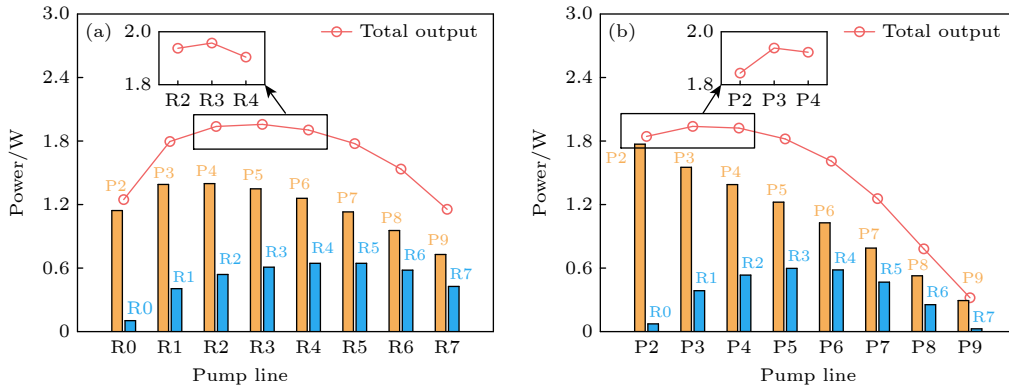


图 5 不同泵浦谱线在 10 W 功率下的输出 ( $x$  轴代表泵浦谱线,  $y$  轴代表输出功率, 柱状图代表相应的  $4 \mu\text{m}$  频点输出谱线, 红色曲线代表总输出功率) (a) R 分支泵浦谱线输出; (b) P 分支泵浦谱线输出

Fig. 5. Output power of different pump lines with 10 W pump power: (a) The output power of R-branch pump lines; (b) the output of P-branch pump lines. The  $x$  axis denotes the pump line, the  $y$  axis represents the output power, the bars represent the output lines in the  $4 \mu\text{m}$  band, and the red line represent the total output power.

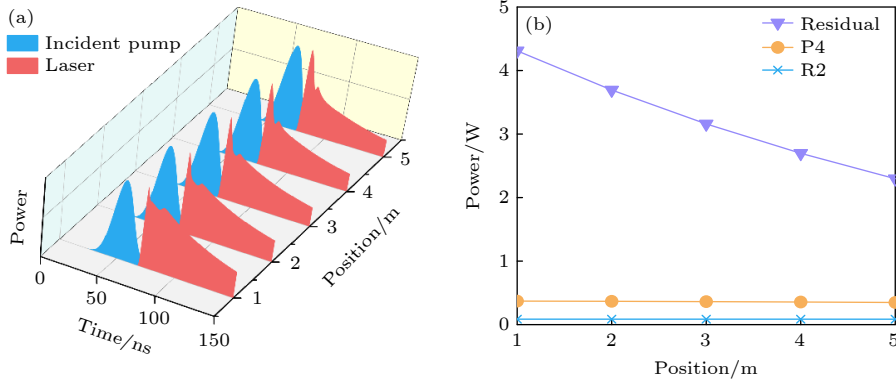


图 6 (a) 光纤内部 1, 2, 3, 4, 5 m 处的归一化脉冲波形, 其中蓝色为泵浦光, 红色为总输出波形; (b) 在 5 mbar 下 5 W 泵浦时光纤内部的光功率分布

Fig. 6. (a) Normalized pulse shape at 1, 2, 3, 4, 5 m of the HCF; (b) the spatial power distribution in HCF under 5 mbar with 5 W pump.

浦下能级是 (0, 3) 时, 泵浦光可利用最多的粒子数, 达到最高的增益与输出功率.

计算脉冲输入时, 可以将光纤入口处的  $I_{\text{pump}}$  设置为脉冲波形, 反复使用欧拉法即可得到整个光纤在不同时刻的光强分布. 需要注意的是, 由于光纤的有效模式面积  $S$  通常只有  $400 \mu\text{m}^2$  级别, 这使得高功率的脉冲光无法完全被光纤横截面上的气体分子吸收, 因此很多泵浦光子以“泄漏”的方式穿过光纤截面. 这导致方程组 (1) 与方程 (2) 中光强对粒子跃迁以及吸收光功率的影响需要被合理减小. 本文设置在每个节点上, 光强  $I_{\text{pump}}$  都需要乘上泄漏因子  $1/(1 + I_{\text{pump}}/I_M)$ .

图 6(a) 展示了光纤不同位置的归一化脉冲波形,  $x$  轴坐标代表时间,  $y$  轴代表在光纤上的位置. 其中蓝色代表 5 W 的泵浦光, 是一个半峰全宽为 10 ns 的高斯线型脉冲; 红色代表  $4 \mu\text{m}$  频点的总

输出, 可以看到其波形有明显的弛豫振荡现象, 光强快速上升, 然后下降, 在弛豫振荡的作用下上升一小段然后再次下降. 最后光强下降的速率取决于 HBr 分子的上能级寿命. 总体来说, 相比泵浦光, 输出光具有更高的脉冲宽度, 并且脉冲能量越高, 其脉冲宽度越长. 图 6(b) 展示了光纤内部不同位置的光强分布, 只有残余泵浦光是不断损耗的, P4 与 R2 的脉冲能量保持稳定. 这是因为脉冲的能量足够高, 使得“泄漏”出的光提供的增益还可以增益 P4, R2 至最高输出功率.

图 7(a) 展示了脉冲激光泵浦时在不同气压下的输出与吸收能量的关系, 实线是计算的结果, 虚线是文献 [22] 中拟合的结果. 计算显示, 空芯光纤脉冲在 3.1 mbar 下可达到最高总效率 24.6%, 并且总效率是随气压升高而先升高后降低的, 与实验结果吻合得很好. 图 7(b) 展示了脉冲激光输出与

气压的关系. 脉冲激光的输出依然存在与连续激光一样的现象, 即先随气压升高而先升高后缓慢

降低, 不同的是, 脉冲激光的气压瓶颈要比连续激光高.

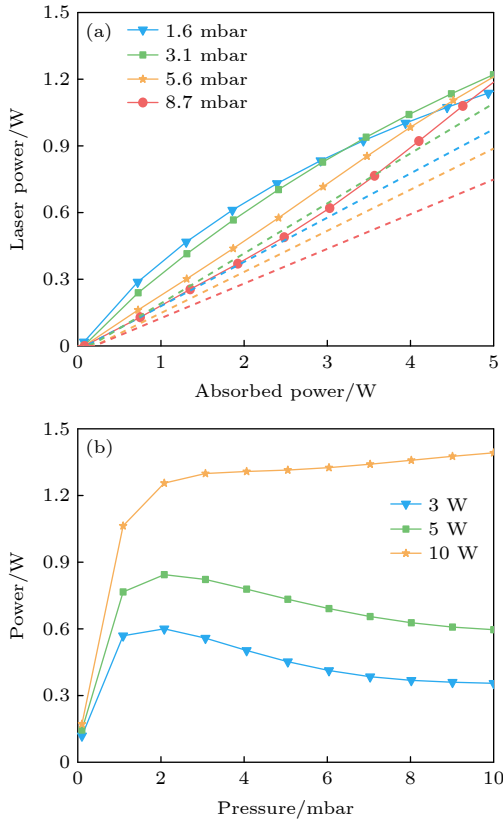


图 7 (a) 脉冲激光在不同气压下输出功率与吸收功率的关系; (b) 脉冲激光在不同泵浦功率下输出与气压的关系

Fig. 7. (a) Output power varying with pulsed pump power under different gas pressure; (b) the output power varying with gas pressure under difference pump power.

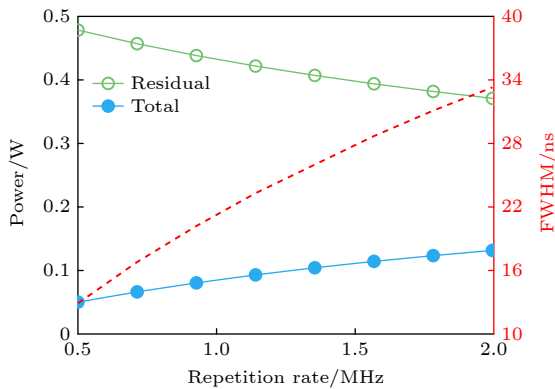


图 8 脉冲 HCFGL 的输出功率、半峰全宽与泵浦重频的关系, 其中绿色和蓝色实线代表残余泵浦光与总输出光的功率, 红色虚线代表总输出光的半峰全宽

Fig. 8. Output power and FWHM of HCFGL pulse varying with repetition rate. The green and blue line represent the residual pump power and total output laser power varying with repetition rate, respectively; the dashed red line represent the FWHM of output laser varying with repetition rate.

图 8 展示了脉冲 HCFGL 的输出功率、半峰全宽 (FWHM) 与泵浦重频的关系. 其中绿色和蓝色实线代表残余泵浦光与总输出光的功率, 红色实线代表总输出光的半峰全宽. 计算显示, 脉冲的重频越高, 所吸收的光功率越多, 这使得输出的光脉冲能量变高, 并且如前面所言, 输出脉冲的脉宽也将变高. 然而, 这一计算结果与实验有所矛盾, 实验中显示高重频下残余泵浦光能量变高, 输出变小. 可以断言, 在高重频下, 泵浦脉冲所泄漏的能量会越多, 导致脉冲激光的效率变低. 这说明需要在泄漏因子中引入重频的因素, 我们期待未来能有工作探讨这一点.

## 4 总结

本文建立了 HBr 填充 HCFGL 的 VTP 多能级速率方程模型. 通过在模型中引入振动热池与转动弛豫, 更合理地描述了脉冲激光的能级跃迁、转动弛豫与增益特性. 基于该模型, 计算了空芯光纤输出与泵浦能量、气压的关系, 通过对比 4 能级模型, 该模型显示出与实验结果更好的相似性, 说明该近似方法更为有效. 在计算脉冲激光时, 引入了泄漏因子, 得到了脉冲激光的波形以及总效率, 和实验吻合得较好. 最后, 首次探讨了脉冲重频与输出的关系, 并指出脉冲激光的泄漏应当随着重频升高而变高. 尽管并未完全解决这一问题, 但结果显示未来的理论工作应能考虑到重频的影响.

## 参考文献

- [1] Ycas G, Giorgetta F R, Baumann E, Coddington I, Herman D, Diddams S A, Newbury N R 2018 *Nat. Photonics* **12** 202
- [2] Wang Z F, Zhou Z Y, Li Z X, Zhang N Q, Chen Y B 2016 *Proceedings of the SPIE, Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies IV* Beijing, China, October 12–14, 2016 p96
- [3] Lei W, Jagadish C 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 091101
- [4] Guo B P, Wang Y, Peng C, Luo G, Le H Q 2003 *Proceedings of the SPIE, Spectral Imaging: Instrumentation, Applications, and Analysis II* March, 2003 p1
- [5] Naithani S 2014 *J. Laser Micro Nanoen.* **9** 147
- [6] Seddon A B 2011 *Int. J. Appl. Glass Sci.* **2** 177
- [7] Austin D R, Kafka K R P, Lai Y H, Wang Z, Blaga C I, Chowdhury E A 2018 *Opt. Lett.* **43** 3702
- [8] Wang Y Q, Fang J N, Zheng T T, Liang Y, Hao Q, Wu E, Yan M, Huang K, Zeng H P 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2100189

- [9] Kletecka C S, Campbell N, Jones C R, Nicholson J W, Rudolph W 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 1471
- [10] Ratanavis A, Campbell N, Nampoothiri A V V, Rudolph W 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 488
- [11] Koen W, Jacobs C, Bollig C, Strauss H J, Daniel Esser M J, Botha L R 2014 *Opt. Lett.* **39** 3563
- [12] Fan G, Balčiūnas T, Kanai T, Flöry T, Andriukaitis G, Schmidt B E, Légaré F, Baltuška A 2016 *Optica* **3** 1308
- [13] Peng X, Mielke M, Booth T 2011 *Opt. Express* **19** 923
- [14] Michieletto M, Lyngsø J K, Jakobsen C, Lægsgaard J, Bang O, Alkeskjold T T 2016 *Opt. Express* **24** 7103
- [15] Debord B, Amsanpally A, Chafer M, Baz A, Maurel M, Blondy J M, Hugonnot E, Scol F, Vincetti L, Gérôme F, Benabid F 2017 *Optica* **4** 209
- [16] Carcreff J, Chevire F, Galdo E, Lebullenger R, Gautier A, Adam J L, Coq D L, Brilland L, Chahal R, Renversez G, Troles J 2021 *Opt. Mater. Express* **11** 198
- [17] Wang F, Lee J, Phillips D J, Holliday S G, Chua S L, Bravo-Abad J, Joannopoulos J D, Soljačić M, Johnson S G, Everitt H O 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115** 6614
- [18] Chevalier P, Amirzhan A, Wang F, Piccardo M, Johnson S G, Capasso F, Everitt H O 2019 *Science* **366** 856
- [19] Chevalier P, Amirzhan A, Rowlette J, Stinson H T, Pushkarsky M, Day T, Capasso F, Everitt H O 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 081108
- [20] Lane R A, Madden T J 2018 *Opt. Express* **26** 15693
- [21] Zhou Z Y, Huang W, Cui Y L, Li H, Pei W X, Wang M, Wang Z F 2023 *Opt. Express* **31** 4739
- [22] Zhou Z Y, Cui Y L, Huang W, Li H, Wang M, Gao S F, Wang Y Y, Wang Z F 2023 *J. Light. Technol.* **41** 333
- [23] Miller H C, Radzykewycz D T, Hager G 1994 *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 2395
- [24] Ratanavis A 2010 *Ph. D. Dissertation* (Albuquerque: The University of New Mexico)
- [25] Oka T 1974 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **9** 127
- [26] Matteson W, De Lucia F 1983 *IEEE J. Quantum Electron.* **19** 1284
- [27] Gordon I E, Rothman L S, Hargreaves R J, et al. 2022 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **277** 107949

# Vibrational thermal pool multi-level theoretical model and design simulation of HBr-filled hollow-core fiber gas laser<sup>\*</sup>

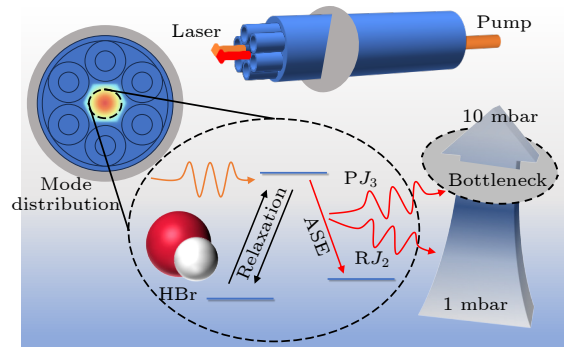
Wei Chao Yu Xuan Lei Cheng Wang Zi-Yu Liu Sheng Wang Du<sup>†</sup>

(*Institute of Technological Sciences, Wuhan University, Wuhan 430000, China*)

( Received 24 March 2024; revised manuscript received 15 June 2024 )

## Abstract

The hollow-core fiber gas laser (HCFGL) has developed into a significant mid-infrared laser source, but the development of theoretical model still lags behind experimental progress. In this work, we propose a multi-level vibrational thermal pool (VTP) model of HBr-filled HCFs, which comprehensively considers the rovibrational relaxation effects on laser gain in reasonable approximations of transition coefficients, and studies the laser characteristics on multi-line lasing, bottleneck effect, line competition, etc. The VTP model shows more precise results of laser slope efficiency, and threshold than previous models while fitting the experimental data very well, and successfully predicts an output bottleneck at 1 W pump. The P-branch laser is relatively advantageous over the R-branch laser for its larger Einstein  $A$  coefficient and emission cross section, and the seed injection can intensify the line competition and reach the highest P4 power proportion of 80%. The VTP model reveals that the output of various pump lines has a pattern similar to the Boltzmann distribution, suggesting that the distribution of ground rotational levels limits the laser gain of pump lines. Moreover, we discuss the photon leakage in high-energy pulsed pumping conditions. With the introduction of the leaking coefficient, this model shows relaxation oscillations and laser slope efficiencies close to experimental values and greater than the results in the CW condition, and solves the overpump problem in pulsed pump simulation. Finally, we confirm that the photon leakage is intensified at high repetition rate and the leaking coefficient should relate to the pulse repetition rate. This work develops a comprehensive modeling method for MIR laser simulation and this model is also applicable to various gas-filled HCFGLs.



**Keywords:** gas laser, hollow-core fiber, mid-infrared, rate equation

**PACS:** 42.55.Lt, 42.55.Wd, 42.60.Pk, 42.60.Rn

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240428

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075200, 12374295) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. 2042022gf0004, 2042023kf0113).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [wdxz@foxmail.com](mailto:wdxz@foxmail.com)

HBr空芯光纤气体激光器的振动热池多能级理论模型与设计仿真

危超 余炫 雷诚 王自昱 刘胜 王度

**Vibrational thermal pool multi-level theoretical model and design simulation of HBr-filled hollow-core fiber gas laser**

Wei Chao Yu Xuan Lei Cheng Wang Zi-Yu Liu Sheng Wang Du

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 154201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240428

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240428>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

基于二维纳米材料可饱和吸收体的中红外超快光纤激光器

Two-dimensional material as a saturable absorber for mid-infrared ultrafast fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 188101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200472>

$\text{Ga}_2\text{S}_3\text{-Sb}_2\text{S}_3\text{-Ag}_2\text{S}$  硫系玻璃和光纤的制备及性能研究

Preparation and properties of  $\text{Ga}_2\text{S}_3\text{-Sb}_2\text{S}_3\text{-Ag}_2\text{S}$  chalcogenide glasses and fibers

物理学报. 2023, 72(4): 047101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221380>

窄带空芯反谐振光纤的制备及其模式转换应用研究

Preparation and mode conversion application of narrowband hollow-core anti-resonant fiber

物理学报. 2022, 71(13): 134207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212194>

高激光损伤阈值Ge-As-S硫系玻璃光纤及中红外超连续谱产生

Ge-As-S chalcogenide glass fiber with high laser damage threshold and mid-infrared supercontinuum generation

物理学报. 2021, 70(4): 047801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201324>

基于对称双环嵌套管的低损耗弱耦合六模空芯负曲率光纤

Low-loss weak-coupling 6-mode hollow-core negative curvature fiber based on symmetric double-ring nested tube

物理学报. 2024, 73(7): 070703 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231785>

基于铋纳米片可饱和吸收被动调Q中红外单晶光纤激光器

Bismuth nanosheets based saturable-absorption passively Q-switching mid-infrared single-crystal fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200337>