

分类号: TN243

密 级: 公开

学校代码: 10363

学 号: 2210330169



安徽工程大学

Anhui Polytechnic University

硕士学位论文

题目 弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒
光纤激光器的研究

论文作者 苗宇彤
校内导师 朱学华 (副教授)
校外导师 柳士江
专业学位类别 电子信息(085400)
研究方向 (领域) 检测技术与自动化装置

论文提交日期: 2024 年 5 月 31 日

分类号: TN243

单位代码: 10363

密 级: 公开

学 号: 2210330169

题 目 弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的研究

题 目 Study on SBS self-Q-switched Erbium-doped fiber
laser with weak feedback cavity

学生姓名: 苗宇彤

校内导师: 朱兴华(副教授)

校外导师: 柳士江

专业学位类别: 电子信息(085400)

研究方向: 检测技术与自动化装置

论文答辩日期: 2024 年 5 月 16 日

安徽工程大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：我恪守学术道德，崇尚严谨学风。所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已明确注明和引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品及成果的内容。论文为本人亲自撰写，我对所写的内容负责，并完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者签名：苗宇彤

日期：2024年5月24日

安徽工程大学学位论文版权使用授权书

学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅或借阅。本人授权安徽工程大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密 ☐，在 年解密后适用本版权书。

本学位论文属于

不保密 ☒。

学位论文作者签名：苗宇彤

日期：2024 年 5 月 24 日

指导教师签名：朱学军

日期：2024 年 5 月 24 日

弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的研究

摘 要

科学技术的迅速发展推动激光器制造技术的快速进步，特别是在激光器的设计 and 应用方面取得显著进展。调 Q 光纤激光器具有光束质量高、高效率、低噪声、小体积和轻量化等特点，在通信、医疗、激光雷达、材料加工等领域得到了广泛的应用。基于受激布里渊散射(Stimulated Brillouin Scattering, SBS)的调 Q 光纤激光器结构简单，输出激光功率高，光谱线宽窄，逐渐成为人们研究的热点。但由于 SBS 产生过程中的随机性，高稳定性调 Q 脉冲输出成为这类激光器中的重要挑战。本文旨在深入研究 SBS 调 Q 光纤激光器脉冲输出稳定性的关键问题，对激光器结构进行优化设计，提高输出脉冲稳定性。主要研究包括以下几个方面：

首先，通过在激光器谐振腔中引入反馈机制削弱 SBS 产生过程的随机性，提高调 Q 激光器输出脉冲的稳定性。传统的 SBS 调 Q 激光器中采用的谐振腔结构：一端由光纤布拉格光栅(Fiber Bragg Grating, FBG)提供强反馈，另一端则依靠瑞利散射产生的分布式噪声引起 SBS 效应提供反射。在这种情况下，反转粒子数持续积累，但由于缺乏足够的反馈机制，激光输出往往无法形成稳定的脉冲。为了解决这个问题，我们设计了一种弱反馈腔，对各阶 Stokes 光引入一定的反射，在降低调 Q 激光器阈值的同时，有效去除腔内激光

脉冲的随机性。

其次，为了充分理解 SBS 调 Q 激光器中的运行机制，以及得到理想的脉冲输出结果，建立了一个综合的数值仿真模型，该模型为包括 SBS 过程、调 Q 光纤激光器速率方程和光纤损耗的耦合波方程组。运用特征线法对该耦合波方程组进行数值求解，可以仿真 SBS 自调 Q 的输出特性。对激光器结构参数进行优化，获得了稳定的输出脉冲序列。

最后，开展了 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的实验研究。实验中采用 4m 长的国产掺铒光纤为增益介质，20m 的单模光纤用来产生 SBS，线型激光腔的一端用宽带的 FBG 作为高反腔镜，另一端用弱 FP 腔作为输出镜，提供弱反馈。在 400mW 的泵浦功率下获得了脉冲宽度 $23\mu\text{s}$ 、重复频率 8.06kHz 的调 Q 激光脉冲输出。由于反馈机制的引入，获得了稳定性较好的激光脉冲序列，脉冲峰值功率的波动为 3.61%。

关键词：调 Q, 光纤激光器, 反馈管理, 掺铒光纤, 受激布里渊散射

STUDY ON SBS SELF-Q-SWITCHED ERBIUM-DOPED FIBER LASER WITH WEAK FEEDBACK CAVITY

ABSTRACT

The rapid development of science and technology has driven the rapid progress of laser manufacturing technology, especially in the design and application of lasers, which has made remarkable progress. Q-modulated fiber lasers with high beam quality, high efficiency, low noise, small size and light weight have been widely used in the fields of communication, medical treatment, LIDAR, material processing and so on. Stimulated Brillouin Scattering (SBS)-based Q-tuned fiber lasers have a simple structure, high output laser power, and narrow spectral linewidth, and have gradually become a hot spot for research. However, due to the randomness in the SBS generation process, the high stability of the tuned Q pulse output has become an important challenge in these lasers. The aim of this paper is to study in depth the key issues of pulse output stability of SBS modulated Q fiber lasers, optimize the design of the laser structure, and improve the output pulse stability. The main research includes the following aspects:

First, the stability of the output pulse of the Q-tuned laser is improved by introducing a feedback mechanism in the laser resonant cavity

to weaken the randomness of the SBS generation process. The resonant cavity structure used in conventional SBS-tuned Q lasers: one end is provided with strong feedback by a fiber Bragg grating (FBG), and the other end relies on the SBS effect caused by distributed noise from Rayleigh scattering to provide reflection. In this case, the number of inverted particles continues to accumulate, but the laser output often fails to form a stable pulse due to the lack of an adequate feedback mechanism. To solve this problem, we design a weak feedback cavity that introduces a certain amount of reflection to the Stokes light of each order, which effectively removes the randomness of the laser pulse in the cavity while lowering the threshold of the Q-modulated laser.

Secondly, in order to fully understand the operation mechanism of SBS Q-switched laser and obtain the ideal pulse output results, a comprehensive numerical simulation model is established. The model is a coupled wave equation set including SBS process, Q-switched fiber laser rate equation and fiber loss. The output characteristics of SBS self-Q-switching can be simulated by using the characteristic line method to numerically solve the coupled wave equations. The structural parameters of the laser are optimized, and a stable output pulse sequence is obtained.

Finally, the experimental study of SBS self-tuned Q erbium-doped fiber laser was carried out. In the experiments, a 4m-long domestically produced erbium-doped fiber was used as the gain medium,

a 20m single-mode fiber was used to generate SBS, and a broadband FBG was used as a high-reflection cavity mirror at one end of the linear laser cavity, while a weak FP cavity was used as an output mirror at the other end to provide weak feedback. A modulated Q laser pulse output with a pulse width of $23\mu\text{s}$ and a repetition frequency of 8.06kHz was obtained at a pump power of 400mW . Due to the introduction of the feedback mechanism, a well-stabilized laser pulse train was obtained with a fluctuation of 3.61% in the peak pulse power.

Miao Yutong (Electronic information)

Supervised by Professor Zhu Xuehua

KEY WORDS: Q-switched, fiber laser, feedback management, erbium-doped fiber, stimulated Brillouin scattering

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
第 1 章 绪论.....	1
1.1 研究背景和意义.....	1
1.2 光纤激光器的发展与现状.....	3
1.2.1 光纤激光器的国内外现状.....	3
1.2.2 发展趋势分析.....	6
1.3 本文主要研究内容.....	6
第 2 章 SBS 自调 Q 光纤激光器的基本原理	8
2.1 光纤激光器调 Q 技术.....	8
2.1.1 光纤激光器的基本原理.....	8
2.1.2 调 Q 技术的概念	9
2.1.3 调 Q 激光器的理论分析	12
2.2 受激布里渊散射.....	15
2.2.1 受激布里渊散射的基本概念.....	15
2.2.2 受激布里渊散射的理论分析.....	17
2.3 SBS 自调 Q 激光器理论	20
2.4 本章小结.....	21
第 3 章 SBS 自调 Q 光纤激光器的数值研究	23
3.1 数值仿真模型的搭建.....	23
3.1.1 SBS 自调 Q 激光器的传输方程	24
3.1.2 特征线法.....	26
3.1.3 基于特征线法的离散化过程.....	27
3.2 数值仿真的条件.....	28
3.2.1 数值仿真的边界条件.....	29
3.2.2 数值仿真的主要参数.....	29

3.3 数值仿真模型的结果分析.....	29
3.3.1 脉冲输出分析.....	30
3.3.2 改变光纤长度对稳定输出的仿真分析.....	33
3.3.3 改变反射率对稳定输出的仿真分析.....	34
3.3.4 改变泵浦功率对稳定输出的仿真分析.....	35
3.3.5 改变截面系数对稳定输出的仿真分析.....	36
3.4 本章小结.....	38
第 4 章 基于 SBS 自调 Q 光纤激光器的实验研究	39
4.1 激光器的主要结构组成设计.....	39
4.1.1 掺杂光纤的选取.....	39
4.1.2 弱反馈腔的搭建.....	40
4.1.3 光纤光栅的选取.....	42
4.2 SBS 自调 Q 光纤激光器的搭建	44
4.3 实验结果分析.....	45
4.4 本章小结.....	46
第 5 章 总结与展望.....	48
5.1 全文总结.....	48
5.2 展望.....	49
参考文献.....	50
攻读学位期间发表的学术论文目录.....	56
致 谢.....	57

第1章 绪论

1.1 研究背景和意义

随着信息技术、科学和制造技术的进步与融合，光纤作为利用光学原理在玻璃或石英等材料中传输光信号的器件逐渐成为现代通信领域中的重要组成部分^[1]。光纤具有高带宽、低衰减等优点，因此在高速、高带宽、长距离传输的通信方式需求增加的背景下，其重要性日益凸显^[2]。光纤的研究与发展推动了光学制备技术、光纤器件技术和通信技术的不断进步。技术推动着发展的成果：光纤放大器、光纤激光器、光纤传感器等多种光纤器件问世，为通信和传感等领域提供了更高效、高精度的工具和设备^[3]。此外，光纤的研究还有助于深入理解光的传输机理和光与物质相互作用的机理，促进了光学技术在科学研究和实际应用中的进一步发展。另外，光纤传输无需电流做驱动，可有效的消除电磁干扰和辐射问题，具有环保节能的优点^[4]。

因此，光纤的研究具有重要意义，它不仅可以满足通信需求，推动技术进步，还能促进基础研究的深入和环保节能方面的优势。光纤激光器的发展打破了传统激光器的一些限制，如体积庞大、效率低下和调谐范围狭窄等，因此成为了现代激光技术中不可或缺的组成部分^[5]。在应用价值方面：光纤激光器不仅有高质量的光束、小体积，而且还有效率高、输出功率大等优点，在通信方面、材料加工过程中、医疗救治方面、以及科学研究等领域都凸显了重要的作用。

在通信领域，作为光通信的关键光源，它能实现高速、高效率、窄谱宽、方便调制、高稳定性、高精度和长距离的数据传输^[6]。光纤激光器将电能高效转换为光能，提高了能源利用效率，并且便于集成到光纤通信系统中。此外，光纤激光器还可作为通信系统中的光源，提供稳定而高质量的光信号；同时还可用作光纤放大器，实现光信号的放大和增强功能；还可用于测量温度、应变等传感参数；此外，在雷达系统中，光纤激光器能提供高功率、高分辨率的激光光源，有助于目标信号的探测和追踪^{[7]-[9]}。

在医疗领域，它可用于精确治疗、微创治疗、非接触治疗、高精度成像、激光手术、光热疗法及光成像技术等医疗技术领域^[10]。光纤激光器能够为医生提供更精确、更有效的治疗方案，能够为患者提供较好的治疗体验^[11]。

在材料加工和科学研究领域^[12]，它可以提供高功率密度的光束，用于激光切割和激光焊接等加工过程；还可以实现非接触式表面处理技术；同时，光纤激光器还能实现高精度的打印技术。在科学研究方面^[13]，光纤激光器能够提高加工和研究的精度、效率和灵活性，广泛应用于原子物理实验、光学实验等领域。

在技术进步方面，光纤激光器的研究与发展，推动了光纤制备技术、光纤器件技术和激光器技术的进步^[14]。现在已经实现了纳秒和飞秒级别的脉冲输出，为光学制造、微加工和精密加工等领域提供了高效和高精度的工具和设备。在基础研究方面，光纤激光器的研究有助于深入理解光纤的光学特性和光与物质相互作用的机理^[15]，同时也推动了激光技术在科学研究和实际应用中的进一步发展。因此，光纤激光器的研究在于提升应用价值、推动技术进步和深化基础研究，对促进激光技术的发展和推广起着重要作用^[16]。



a. 光纤激光器



b. 半导体激光器

图 1-1 常用激光器实物图

实验室中常用的激光器实物结构如图 1-1 所示。虽然都是利用光子诱导辐射的原理来实现激光输出。它们具有高度的单频性和相干性能，可以广泛应用于光学通信、激光雷达等需要高精度光源的领域。同时，它们能够实现高效率和高功率的激光输出，适用于短距离的高速传输和高精度加工等应用^[17]。与半导体激光器相比，光纤激光器的优点显著提高：光纤激光器可以输出高功率激光，适用于需要大功率激光的应用领域^[18]；光学性质成为光纤激光器的光束质量好

的前提，光斑形状较为均匀，光斑直径小，适用于需要高精度加工的应用领域；光纤激光器的输出稳定性好^[19]，因为光纤内部的增益介质可以保持稳定的温度和抽运功率，从而保证激光输出的稳定性；光学元件不易受到外界影响，因此具有高的可靠性和长寿命；光纤激光器的波长范围可以达到几千纳米至中红外波段^[20]，适用于更广泛的应用领域。虽然半导体激光器在低成本方面有其独特的优势，但是也存在一些缺点，限制了其在科研领域的应用^[21]。如：

(1) 低功率输出：半导体激光器的输出功率相对较低，一般在几瓦以下，难以满足一些需要大功率激光的应用需求。

(2) 光束质量较差：半导体激光器输出的光束质量较差，光斑形状不规则且光斑直径较大，不适用于高精度加工和光学通信等领域。

(3) 波长范围有限：半导体激光器的波长范围通常在几百纳米到几微米之间，无法涵盖光纤激光器的更广泛波长范围，不适用于某些需要更宽波长范围的应用。

(4) 输出稳定性较差：半导体激光器的输出稳定性较差，系统的稳定性可能会受到外界温度等因素的波动影响。

(5) 可靠性较低：半导体激光器的寿命相对较短，容易受到激光腐蚀等因素的影响，导致可靠性较低。

随着技术的不断成熟，光纤激光器在实现高质量高功率激光输出方面展示出更大的优势，并且其输出的稳定性使得它更容易被集成到系统中^[22]。由此可以得出结论，光纤激光器在技术成熟度、应用领域、输出稳定性和成本优势等方面相对于半导体激光器更具竞争力。

1.2 光纤激光器的发展与现状

1.2.1 光纤激光器的国内外现状

早在上世纪 60 年代，国外的研究学者已经对光纤激光器的相关理论展开了研究^{[23]-[30]}。1961 年，随着第一台红外波长范围的光纤激光器在美国光学公司诞生，Snitzer 等人对光纤激光器领域做出了不可言喻的重要贡献，随后，光纤激光器被广泛应用于光学信息处理领域。在 1964 年，一种创新的被动调 Q 脉冲生

成技术被 Howard Soffer 及其团队提出。在光信息处理中，可实现漂白回收的染料饱和吸收体中巨脉冲信息传输的连续循环，使它的脉宽可达十纳秒，峰值输出功率超过二十毫瓦。被动调 Q 技术，由于结构紧凑、质优价廉和性能良好等优点，一直是调 Q 激光器研发进程中的亮点。1985 年，英国南安普敦大学的研究人员通过 MCVD 方法实现了光纤高速传输数据的成果。随后，他们实现了在光纤通信中高达 1.7G 比特的传输速率。这一成果为光纤激光器在通信领域的研发奠定了坚实的基础。1989 年，锁模光纤激光器的研究引起了广泛关注。这种激光器解决了不稳定运行的难题，它不需要复杂的元器件，稳定性更高。在当时的通信、测距等领域发挥着重要的作用。1990 年，大功率激光器在美国 IPG 公司研发下闪亮登场，他们不断利用资源整合使公司产线丰富，在高中低功率激光器或放大器方面都做出贡献。1994 年，研究人员 H.M.Pask 提出了倍频技术，并且实现了包层抽运在掺 Yb³⁺+二氧化硅光纤中，通过对激光器进行频率转换，将激光输出提高到 500mW，同时能实现 80%的斜率效率。接着，1999 年，V.Dominic 等研究人员用多个小功率半导体激光器拼接成总功率为 180 瓦的泵浦源，成为当时输出功率最高的光纤激光器——掺 Yb³⁺+双包层光纤激光器。它在一定波长内能够实现 110 瓦的脉冲激光。2005 年，密西根大学进行了一项实验，他们利用半导体激光器，并通过调制处理，将其转变为脉冲种子光源的用途，接着经历了四级光纤功率放大的多级设备结构来放大信号，取得了重要突破，成功实现了输出为 1064nm 的巨脉冲。2008 年，F. Di Teodoro 及其团队通过采用大芯径的 EDF，在皮秒脉冲范围内成功实现了峰值功率为 1.2mW 的激光脉冲输出。在 2009 年，在一项研究中 Bülend Ortac 及其团队，在掺 Yb 离子光纤中运用大模式场面积，9W 的平均功率、9.7MHz 的重复频率以及每个脉冲 927nJ 的单脉冲能量成就了自启动的飞秒脉冲输出实验的成功，接近微焦耳级别。在 2010 年，K. Kieu 的研究团队使用掺铒光纤激光器生成脉冲，随后经过掺铒光纤放大和 SMF28 光纤压缩处理。之后，他将脉冲输入到 HNLF 中，以获得波长在 1~2 微米范围内的超连续光谱。接着，通过利用这些脉冲来激发掺 Yb 光纤并进行放大，他们成功地产生了高能量的超短脉冲输出。同时，通过完成腔外体光栅的压缩处理，实现了平均功率为 11.5W、脉冲宽度为 135fs 的超短脉冲输出。A. Chamorovski 和他的团队在 2012 年研发了一款飞秒光纤激光器，利用中心波

长为 1160nm 的半导体碟片激光器。他们成功地实现了 2085nm 波长、持续时间为 890fs 的输出，功率达到 46mW，而这是在抽运过程中取得的成果。在当时的飞秒光纤激光器中属于输出较长的产品。自 21 世纪以来，技术的发展使光纤激光器一路迅猛发展。其中双包层高功率的已经在全球多个地区开始使用，千瓦级光纤激光器也在进行工业加工和科学研究。

相较于国外来说，我国在光纤激光器领域的研究起步相对较晚，但在长期的技术攻关和国家政策支持下，国内光纤激光器研究取得了一定成果^{[31]-[35]}。诸如南开大学、上海光学精密机械研究所、中国兵器装备研究院、天津大学等单位在光纤激光器研究中做出了重要贡献。其中，南开大学不仅在掺镱双包层光纤激光器有新的研究进展，而且双包层光纤光栅方面也获得不小的成就；在华南师范大学，杜卫冲等人在成功地利用光纤光栅 MI interferometer 作为 Q 开关，实现了调 Q 脉冲的发射。这些脉冲具有 1.3 微秒的脉宽，以每秒 17kHz 的重复频率发射，并且峰值功率高达 500mW。上海光学精密机械研究所发明了一种光转换效率高的激光器——百瓦级掺镱双包层光纤激光器；2004 年，吕福云等人进行了有关 SBS 的混合调 Q 实验，他在 1.5kHz 频率下成功实现了 4.2ns 脉宽、峰值功率为 153kHz 的调 Q 脉冲、在可调范围为 1080.8nm~1142.7nm 的条件下，顺利控制了 650Hz~6.5kHz 的脉冲输出范围。在 2010 年，北京工业大学研制出环形结构的可饱和吸收体被动调 Q 光纤激光器，实现了 70ns 的最窄激光脉冲宽度、46nJ 的最大单脉冲能量的输出。而作为中国兵器装备研究院实现了单模光纤达到千瓦量级；2014 年，天津大学实验室利用 976nm 激光泵浦下进行多级放大，基于 MOPA 结构设计的光纤激光器已成功问世，其在纳秒级别的工作频率运行。增益介质选用了直径为 50/400 的双包层掺镱光纤，最终，该款激光器实现了脉冲输出，这款激光器以 709kW 的峰值功率、3.3ns 的脉宽、10kHz 的重复频率和 2.34mJ 的单脉冲能量为特点，表现出高功率和短脉冲宽度的特性，适用于多种应用场景；同时，作为中国第一家以激光为主题的上市公司——锐科激光。它致力于激光器器件的创作、生产、销售以及大功率激光器。锐科激光在推动光纤激光器的国产化方面发挥了重要的引领作用。他们成功研制出国内首台 25W 脉冲光纤激光器，并通过不断创新与改进，推出了一系列高功率激光器产品。其中涵盖了 100W、1000W、4000W、6000W 以及更高功率的连续光纤激

光器，已实现批量生产。进入新时代，我国对光电领域的政策扶持也不断提高，光纤激光器面临这巨大的市场前景，随着国家研发的大量投入，更多的光纤激光器厂家勇于创新。这些公司的崛起不仅推动了国内光纤激光器产业的发展，也为我国的制造业升级和转型提供了重要支持。

1.2.2 发展趋势分析

工业界对光纤激光器的关注度较高，主要因其结构紧凑、抗干扰性强、维护简便、高光转换效率，以及便于与光纤导光系统耦合等优势。这些特点使得光纤激光器在激光切割和焊接等工业应用领域迅速崛起。在军事领域，可应用在高能激光武器中，凭借亮度高、体积小等优势可实现军事演习中的防御、进攻。这种优势使它成为军事领域不可缺少的关键技术。在传感领域，它不但能够轻易的实现与光纤的耦合，并且与各类光学器件也可以兼容。此外，它具有体积小、可调谐高、高效率、较高的稳定性等优势^[36]。正是这种优势，使可调谐窄线宽光纤激光器的发展备受瞩目，可以被广泛作为监测设备应用于各监测领域。在医疗领域^[37]，超快光纤激光器备受瞩目，解决了传统光纤激光器在安装维护、光束质量差和体积等方面的问题。在通信领域^[38]，光纤激光器由于紧凑结构、易散热、体积小、与光纤系统兼容性好以及高光束质量等显著优势，在通信中广泛应用。此外，光纤激光器在模拟打靶、测距、定位和跟踪制导等领域也备受青睐^[39]。

总之，光纤技术的进步将推动光纤激光器在多个领域发挥出更卓越的性能、广泛的应用。在未来的光学器件领域中，光纤激光器将发挥其重要优势，为人类带来更多便捷。

1.3 本文主要研究内容

调 Q 光纤激光器，被认为是既能产生高脉冲平均功率，又能发射高脉冲能量的关键动力学器件^[40]，相较于传统光纤激光器具有显著优势。针对本文的研究目标，主要围绕以下三个方面展开系统研究：

(1) 设计 SBS 调 Q 光纤激光器结构

调 Q 激光器是一种通过调节腔内的损耗来改变品质因数的器件，从而对高能量激光脉冲实现有效发射。在本文中，结合光纤中的 SBS 效应、调 Q 效应，利用简单结构、低成本来完成稳定的脉冲输出，从而实现 SBS 的自调 Q 掺铒光纤激光器的动力学特性的研究，基于调 Q 脉冲的随机输出会影响激光器的脉冲输出这类问题的存在。常见的受激布里渊散射自调 Q 激光器中，通常采用的谐振腔结构包括一端由 FBG 提供强反馈，另一端则依靠瑞利散射产生的声子波引起的 SBS 效应提供反射。考虑加入一种有应用前景、成本低的弱反馈腔来优化这种输出随机脉冲序列的问题，未出现 SBS 效应时，谐振腔内的激光系统处于一种弱反馈状态，此时光场在谐振腔内持续反复传播和反射。因此本文采用弱反馈腔方式将腔内的反转粒子数不断积累、避免脉冲在腔内的损失，使脉冲在腔内能保持循环输出相对稳定的调 Q 脉冲序列来满足实验要求。

(2) 建立数值仿真模型并进行理论仿真

建立适当的仿真模型，往往是理解 SBS 自调 Q 激光器实现稳定输出脉冲机理的关键，通过对各个理论参数的充分模拟仿真。模型以速率、脉冲传输、声波三大方程为基础。系统以单模光纤、反射率、泵浦光源、掺杂光纤和光纤布拉格光栅等元素组成。通过选择恰当的初始条件和边界条件，本文可以更好地描述这一系统。随着时间和空间的移动，该模型可以描述为泵浦光在传输介质中的前向传输。基频光在特定方向上的正向和反向传输；多次 SBS 过程产生的 K 阶斯托克斯光的正向、反向传输；多阶声波随 K 阶斯托克斯光产生的变化。这个模型可以通过调节相关重要参数来进行仿真分析：掺杂光纤的长度、泵浦功率、反射率、单模光纤长度与截面系数。

(3) 开展实验验证方案可行性

进行实验验证设计的 SBS 调 Q 光纤激光器和优化后的反馈腔结构，利用掺铒光纤激光器进行增益，以便于核实模型的准确性。在实验中，进行关键参数的计算和修正，总结激光器产生随机脉冲的机理。通过仿真方法找出产生稳定脉冲的数值分析方法。整理实验结果和数据，为推动激光器产业化提供新方案。

第2章 SBS 自调 Q 光纤激光器的基本原理

本章讲述了 SBS 效应的自调 Q 光纤激光器所包含的工作原理。实现激光器运转的前提是清楚调 Q 理论和 SBS 效应。SBS 效应是光在光纤中传播时的背向散射效应，这种效应提供谐振腔中的反馈回路，可通过调节反射率、初始反射率来调节 Q 值，具体而言，当 SBS 效应存在时，随着反射率的调节可控制 Q 值的改变^[41]。当 SBS 效应不存在时，调 Q 过程会结束，会产生周期性调制的脉冲。

2.1 光纤激光器调 Q 技术

调 Q 技术，也称为 Q 开关技术，能够压缩激光器输出能量，形成极窄的脉冲。采用这项技术可以显著增加激光的峰值功率，提升数量级。该技术通过调控高能级粒子的数量来改变激光器的阈值，当阈值降低时，粒子会发生雪崩效应，释放大量能量，因此，它会产生巨脉冲激光输出，使其峰值功率极高。Q 开关技术广泛应用于激光雷达、光通信、医疗设备、激光加工等领域。

2.1.1 光纤激光器的基本原理

光纤激光器利用光纤中的光学增益介质，通过受激辐射的作用将电能转化为光能，实现激光输出^[42]。其基本原理可以概括如下：

(1) 反馈：激光的产生需要反馈，即将激光产生的光反馈回光纤介质，使得光能被放大，形成正反馈过程。光纤激光器通常采用光纤光栅或光纤耦合器等反馈结构，将部分激光光线反馈回光纤，实现激光的产生和增强。

(2) 反转粒子分布：激光介质中的原子或离子存在基态和激发态之间的跃迁释放能量，实现光放大过程。铒、镱、铥等稀土元素掺杂到光纤激光器中，用作激活剂，从而起到光纤激光介质的作用。这些稀土元素的能级结构具有多个激发态，可以实现反转粒子分布。

(3) 受激辐射：当激光介质中存在多个粒子的能级结构时，光子在向低能级跃迁的过程中，通过这些高能粒子被释放出来。紧接着，由于这些光子具有与

入射光子相同的相位和频率，因此它们能够相互叠加形成相干光。这个过程称为受激辐射，是激光产生的基础，也是光纤激光器产生激光的关键过程之一。

由铒离子的基态和激发态能级结构以及它们之间的能级差组成关于铒离子激光器的三能级结构，其模型结构如图 2-1 所示。铒离子的基态 $^4I_{15/2}$ 和激发态 $^4I_{11/2}$ 、 $^4I_{13/2}$ 利用吸收光子、受激辐射与自发辐射三个阶段，来实现整个跃迁过程。当铒离子处于基态时，铒离子可吸收光子能量，在光子的能量与铒离子能级之间的能级差匹配的前提下，铒离子会发生跃迁，从而实现吸收，子能级构成每个能级结构，其中基态 $^4I_{15/2}$ 作为第一能级中的电子通过吸收抽运光子完成跃迁，到达第三能级激发态 $^4I_{11/2}$ 。

一旦铒离子处于激发态，在短时间内，自发辐射导致的能级跃迁是不可预测的。铒离子在不同的能级之间跃迁的概率相应不同。通过受激辐射时：这个光子会激发铒离子从激发态退回到较低能级，并且在相位上，与入射光子是相同的。出射光子接收了入射光子的能量和相位，从而增强了出射光子的能量和振幅。所以，实现从激发态 $^4I_{11/2}$ 跃迁到激发态 $^4I_{13/2}$ 、激发态 $^4I_{13/2}$ 跃迁到基态 $^4I_{15/2}$ 的过程。在谐振腔内，如果激光损耗被增益远远超过时，激光将开始在腔内振荡。

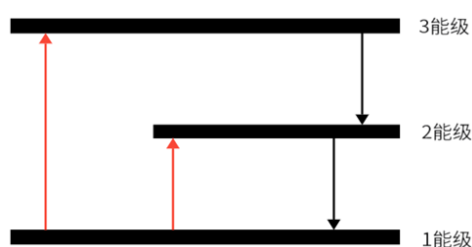


图 2-1 铒离子激光器的三能级结构模型

通过以上基本原理，光纤激光器可以实现激光的产生和增强，从而实现高质量的激光输出。

2.1.2 调 Q 技术的概念

激光调 Q 的工作机理是：通过把激光抽运能储存到增益介质中，可减小腔体的 Q 值，进而抑制激光振动。该增益介质具有较高的增益和较大的储能空间。

其缺陷是腔内损耗较大，容易导致阈值较高，限制了激光的激发，从而导致大量的反转粒子数在激光上能级出现^[43]。在激光调 Q 过程中，能量主要存储在激光跃迁过程中的上能级，存储寿命也对应于上能级的寿命。当调 Q 瞬间到达高 Q 值时，之前存储的能量会迅速以巨大的光脉冲形式释放出来，而这个释放过程发生在非常短的时间之内。这是因为激发介质具有能量储存和高增益特性。因此，相较于普通长脉冲，这类脉冲往往具有高数量级的峰值功率。

Q 值可以描述为^[44]：

$$Q = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0} \quad (2-1)$$

式中： n 是 λ_0 处光纤的折射率， δ 是在谐振腔内光的传播能量损耗， λ_0 是基频发射激光波长， L 是谐振腔腔长， Q 是品质因数可定义为：

$$Q = 2\pi\nu_0 \left(\frac{\text{储存在腔内的能量}}{\text{腔内每秒损耗的能量}} \right) \quad (2-2)$$

而 Q 的产生可概括为：

$$\Delta n_{th} \geq \frac{g}{A_{21}} \times \frac{1}{\tau_c} \quad (2-3)$$

$$\tau_c = \frac{Q}{2\pi\nu} \quad (2-4)$$

$$\Delta n_{th} \geq \frac{g}{A_{21}} \times \frac{2\pi\nu}{Q} \quad (2-5)$$

式中， g 是模式数目， ν 是激光频率， Δn_{th} 是激光器的阈值反转粒子数。腔内存储能量以 W 为单位表示， A_{21} 是自发辐射系数， c 是光速， τ_c 是腔内光子的寿命，激光腔内光单程通过所需时间是 nL/c ，激光腔内光每秒损耗的能量是 $\frac{\delta W}{nL/c}$ 。

通过上述推论， Q 值也可表示为：

$$Q = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0} = 2\pi\nu_0 \times \frac{W}{\delta W c / nL} \quad (2-6)$$

因此，影响 Q 值的因素包括在谐振腔内的损耗。较低的损耗意味着更高的 Q 值和更低的阈值，这将使激光器能够更快地产生振荡。相反，较高的损耗会

导致 Q 值降低和阈值增加，从而减慢激光器的起振速度。总的来说，低损耗表示激光器具有高 Q 值和快速起振能力，而高损耗则表明激光器的 Q 值较低，并且起振速度较慢。谐振腔的损耗 δ 又与激光器的阈值反转粒子数 Δn_{th} 成正比，因此增加腔内的损耗会降低激光器的品质因数，这能够增加激光器的阈值电流，同理，减小腔内损耗。可以提升激光器的品质因数，减少激光器的阈值电流。

腔增益、腔损耗、反转粒子数、调 Q 脉冲会随着调 Q 激光器建立过程中发生一定的变化^[45]。具体如下：调节 Q 值会影响腔内的光场分布，进而影响激光增益。通常情况下，当 Q 值较低时，腔内的损耗较小，光场分布相对均匀，激光增益较大；随着 Q 值的增加，腔内光场分布逐渐变得不均匀，激光增益逐渐减小。因为光子能够在腔内来回多次反射，被增益介质吸收并放出更多的能量，从而产生更强的激光。部分光线可能会发生泄漏或被吸收，无法充分利用增益介质。因此，腔内的损耗逐渐增大，品质因数逐渐降低。因此，腔损耗会先增大后减小。激发态粒子的数量也会随着腔内光场分布的变化而变化，通常先减少后增加。当调节到一定程度时，反转粒子数会逐渐增加，直到达到最大峰值。

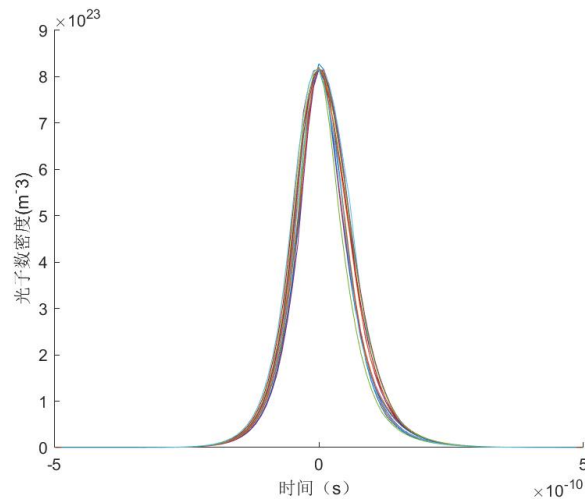


图 2-2 调 Q 激光脉冲示意图

调 Q 脉冲一般会首先出现脉冲前沿，这是激光信号刚开始形成的阶段^[46]；然后逐渐形成脉冲峰值，此时激光强度达到最大值；最后下降到稳定输出，保持一定的激光强度。调 Q 激光脉冲仿真示意如图 2-2 所示。

一开始，由于谐振腔的损耗较高，直接产生激光并非可行，因此泵浦源提供的能量会不断在增益介质内积累。随着时间推移，增益介质内存储的能量逐渐增加，直到达到特定阈值。在自发辐射噪声达到饱和吸收或非线性阈值时，

系统损耗的减少推动谐振腔中的激光迅速产生和稳定。激光功率剧增，引发更多能量的释放。与此同时，增益效应会开始饱和，前提是增益介质中存储的能量超过其饱和水平。在饱和阶段，通过调 Q 脉冲获取的增益会逐渐降低，直到最终与激光器的损耗达到平衡状态。Q 调节过程中，脉冲能量的逐渐积累，逐渐升至增益介质的饱和水平时，激光输出功率将达到峰值，并开始消耗更多的反转粒子。随后，脉冲的瞬时功率会逐步减小，直至降至最低水平。反转粒子的数量也会相应地快速减少。随后，激光器将进入下一个循环，开始新一轮的反转粒子积累和消耗过程，确保调 Q 脉冲输出的稳定性和高效性。

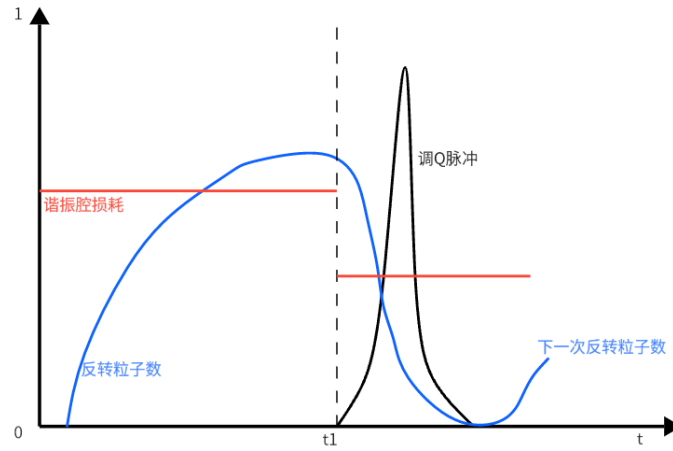


图 2-3 调 Q 脉冲产生过程图

如图 2-3 所示激光器调 Q 脉冲的产生过程。体现了增益介质内能量的累积和释放，通过调控自发辐射和放大的自发辐射，有效地实现了激光的产生和稳定输出。调 Q 脉冲的特性使得激光器能够产生高功率且短脉冲的输出，具有重要的应用意义和技术价值。

2.1.3 调 Q 激光器的理论分析

调 Q 脉冲是由调 Q 激光器产生的一种短脉冲。在分析调 Q 过程中，可以通过具体的速率方程来展示不同参数对激光脉冲产生的影响。光子数和反转粒子数随着时间变化的规律可通过仿真耦合方程组得出，研究调 Q 过程随时间变化的增益介质反转粒子数密度与光子数密度，可以揭示激光脉冲生成的整个过程。以下方程组是描述调 Q 的发生过程^[47]：

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} \left[2\sigma n l - 2\sigma_{es} (n_{0s} - n_{gs}) l_s - 2\sigma_{gs} n_{gs} l_s - (\delta - \ln R) \right] \quad (2-7)$$

$$\frac{dn}{dt} = R_p \left(1 - \frac{n}{N_T} \right) - \sigma c n \gamma \phi - \frac{n}{\tau_a} \quad (2-8)$$

$$\frac{dn_{gs}}{dt} = \frac{n_{0s} - n_{gs}}{\tau_{gs}} - \sigma_{gs} c n_{gs} \phi \quad (2-9)$$

$$n_{es} + n_{gs} = n_{0s} \quad (2-10)$$

上述， t_r 是腔内光往返一周所需时间，表示为 l'_c / c ，其中 c 代表光的传播速度、 l'_c 代表腔内光路程长度； σ_{es} 是可饱和吸收体激发态的吸收截面； σ_{gs} 是基态的吸收截面； n 是增益介质中反转粒子数的密度； n_{gs} 基态粒子数密度； σ 是增益介质的截面； l_s 、 l 分别表示可饱和吸收体的长度、增益介质的长度； ϕ 是腔内的光子数密度； R 为输出镜中的反射率； R_p 表示泵浦速率； n_{0s} 为总的粒子数密度； τ_a 上能级寿命恢复时间； τ_{gs} 是可饱和吸收体的恢复时间； n_{es} 可饱和吸收体中激发态粒子数密度； γ 是反转因子； N_T 是增益介质总粒子数密度；

利用 MATLAB 中 ODE45 函数求解，如表 2-1 列出仿真过程中所需的参数。

表 2-1 调 Q 方程所需的参数

参数	数值	单位
τ_a	750	μs
τ_{gs}	3	μs
l	1	mm
l_s	1	mm
n_1	1.82	
n_2	1.80	
N_T	1.68×10^6	m^3
σ	5.4×10^{-23}	m^2
σ_{es}	2.2×10^{-23}	m^2
σ_{gs}	8.7×10^{-23}	m^2
γ	1	

通过对以上数值进行仿真分析，在图 2-4 中，随着时间的推移，在调 Q 过程中，图中可以观测到基态粒子数密度、反转粒子数密度和光子数密度的变化曲线。

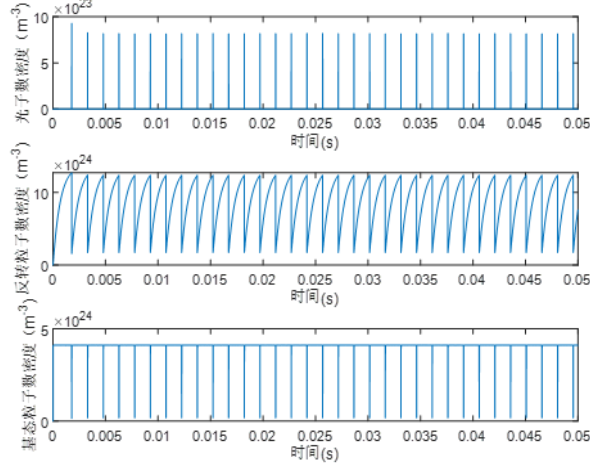


图 2-4 基态粒子数密度、反转粒子数密度、光子数密度随时间的变化

为了更清楚地比较光脉冲信号的调谐过程，通过比较随时间变化的反转粒子数密度和光子数密度，可以分析它们在调 Q 过程中的变化趋势。如图 2-5 进行仿真分析。得出结论：在增益介质中，每个光脉冲的产生都会显著降低反转粒子数密度。

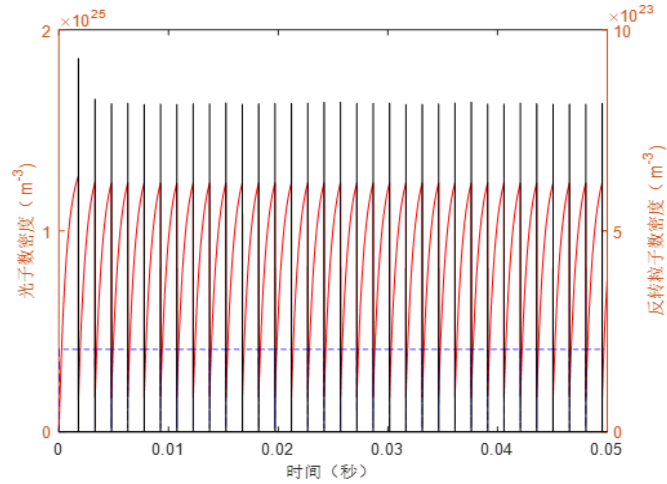


图 2-5 反转粒子数与光子数密度随时间的变化

从图 2-5 可知调 Q 激光器的理论与数值仿真具备一致性，脉冲激光的产生过程可以进一步扩充和解释。在激光器脉冲产生之前，激光器内光子数量稀少，主要是靠自发辐射提供最初的光子。此时，增益介质中的反转粒子数逐渐积累，慢慢达到一定水平，而可饱和吸收体中的粒子数处于基态^[48]。随着时间的推移，增益介质中的反转粒子数密度的增加导致光子被放大，产生激光脉冲时，随着

调 Q，自发辐射的光子数将会显著增加。光子密度增加的同时也增加。可饱和吸收体和增益介质中的粒子数量会逐渐减少。当光子密度达到最高点时，增益介质中的粒子密度会达到最小值，此时一个完整的激光脉冲形成。随着时间推移，增益介质中的反转粒子数量密度再次开始上升。这个过程中光子数密度会慢慢减小，又标志着新的激光脉冲的产生即将开始。

2.2 受激布里渊散射

受激布里渊散射，又称为 **SBS**，它是一种非线性光学效应^[49]。当激光波在介质中传播时，与介质中的声波发生耦合相互作用，导致光波能量被转移到声波上，产生新的光波和声波的现象。当介质中存在强光波时，则会使得介质内的声波受到强烈的激励，形成一个回波，这种现象被称为受激布里渊散射。在光纤通信系统中，**SBS** 会引起光信号衰减和失真，所以该系统的传输距离和数据传输速率受到一定的限制。因此，研究和抑制 **SBS** 是光纤通信系统中的重要问题。

2.2.1 受激布里渊散射的基本概念

光纤中，比较重要非线性光学现象是 **SBS**，它涉及斯托克斯光、泵浦光和声波三者之间的相互关系^[51]。当泵浦光传播时，会激发出声波，借助调节介质折射率、形成周期性折射率变化的结构，通过散射光的频率会因多普勒效应而减小得知，布拉格衍射可以用于散射泵浦光。在 **SBS** 效应中，遵循动量、能量守恒原则，并且泵浦光、Stokes 光和声波之间存在特定的频率和波矢关系。

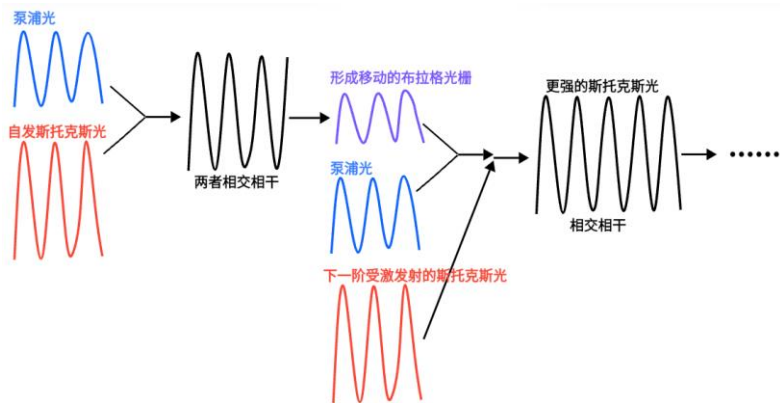


图 2-6 SBS 产生过程图

整个 SBS 效应可概述为：泵浦光子消失，代之以产生的声子与 Stokes 光子。相互作用导致泵浦光与增强的声波相互干涉，从而增强了声波的强度，并引发了更强的 Stokes 光子产生。这种正向反馈逐渐增强，有助于实现更好的调 Q 脉冲在光纤中的传输和表现^[52]。SBS 的产生过程如图 2-6 所示。

而三种波(泵浦光、Stokes 光、声波)的频率和矢量存在以下关系：

$$\omega_A = \omega_p - \omega_s \quad (2-11)$$

$$\overline{K_A} = \overline{K_p} - \overline{K_s} \quad (2-12)$$

其中， ω_A 、 $\overline{K_A}$ 表示声波声子的角频率、声波矢量， ω_s 、 $\overline{K_s}$ 表示斯托克斯光子的角频率、波矢量， ω_p 、 $\overline{K_p}$ 表示泵浦光子的角频率、波矢量。散射又包含了向前、向后散射，在满足三者动量守恒的前提下，Stokes 光子、泵浦光子、声波声子可构成闭合矢量，如图 2-7 所示。

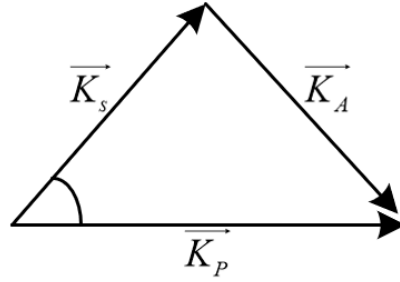


图 2-7 SBS 过程的波矢匹配关系

声波声子的角频率和波矢量 ω_A 和 $\overline{K_A}$ 关系为 $\omega_A = \overline{K_A} \times v_A$ ， v_A 代表声速，从图 2-7 中可得出：

$$\overline{K_A} = 2\overline{K_p} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2-13)$$

由于 $K_A = \frac{\omega_A}{v_A}$ ， $K_p = \frac{\omega_p n_p}{v_p}$ ，从而推出：

$$\omega_A = 2v_A \frac{\omega_p n_p}{v_p} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2-14)$$

根据上述公式可知，Stokes 波的频率下移与散射角度有关^[53]， θ 为 Stokes 光的波矢量与泵浦光的波矢量夹角，特别是在后向方向($\theta = \pi$)，会发生最大的频移，而当频移为零时，说明在前向方向($\theta = 0$)。对于单模光纤来说，存在前向、后向两种。然而受激布里渊效应只发生在后向，前向方向可忽略，后向布里渊

频移表示为：

$$f = \frac{\omega_A}{2\pi} = 2n \frac{V_A}{\lambda_p} \quad (2-15)$$

设 λ_p 为泵浦波长 $1550nm$ ， n 为光纤折射率 1.45 ， V_A 为介质中的声速 $5.95km/s$ ，可求出近似的 Stokes 最大频移 f 为 $11.1GHz$ 。

2.2.2 受激布里渊散射的理论分析

(1) 受激布里渊散射的耦合方程

通过了解受激布里渊散射相关耦合过程，本节可以更清晰地理解 SBS 的物理机制^[54]。下列一组式子可描述 SBS 效应的动态过程，讲述 Stokes 光和泵浦光之间的相互作用关系。通过求解这些微分方程，本章可以深入了解 SBS 效应的演化过程和特征，进而更好地控制和利用这一效应。

$$\frac{dP_B}{dz} = -\gamma_B P_B P_P + P_B \alpha_B \quad (2-16)$$

$$\frac{dP_P}{dz} = -\gamma_B P_B P_P - P_P \alpha_P \quad (2-17)$$

式中， α_B 和 α_P 是光纤衰减系数， γ_B 是布里渊增益参数，通常表示为：

$$\gamma_B = \frac{g_B}{A_K^{ao}} \quad (2-18)$$

$$g_B(\nu) = g_{B0}(\nu) L(\nu) \quad (2-19)$$

其中， γ_B 表示 SBS 增益峰值，是由光纤引导的 k 阶声学模式的贡献的总和， A_K^{ao} 是衡量声光耦合效率的一个重要参数，即它们在空间上重叠的程度。 g_B 是衡量布里渊增益强度的一个关键参数^[55]，它表示光信号经过一定距离传输后，布里渊增益对其功率的增益倍数的最大值。可分别表示为：

$$A_K^{ao} = \langle \xi_K | \xi_K \rangle \left[\frac{\langle \Psi | \Psi \rangle}{\langle \xi_K | \Psi^2 \rangle} \right]^2 \quad (2-20)$$

$$g_B = \frac{4\pi^2 \gamma_e^2 \nu_p^2}{n_{eff}^3 c^3 \rho_0 \nu_k w_k} \quad (2-21)$$

其中， ξ_k 是第 k 阶横向空间轮廓分布； ψ 是单模光纤中的基础光束，通常遵循高斯分布； n_{eff} 是模态有效指数； ρ_0 是密度； ν_k 代表频移，即该声波模式的频率与无声波时的等离子体固有频率之间的差值； w_k 是谱线在增益或者耗散的过程中达到峰值时的宽度。而光纤中光模式所占据的有效面积，即光模式分布的空间范围。 A_{eff} 的大小直接影响光纤的功率承载能力和非线性效应的发生阈值。通常情况下， A_{eff} 越大，光纤的功率承载能力越强，非线性效应的发生阈值越高。可表示为：

$$A_{eff} = \frac{\langle \psi^2 \rangle^2}{\psi^4} \quad (2-22)$$

常规下，在单模阶跃折射率光纤中， A_K^{so} 可近似于 A_{eff} ，意味着在这种光纤中，声光耦合效率与光模式的大小有关，而与光纤的结构参数无关。声波模式和光波模式在横向方向上具有相似的传播特性，因此它们的空间分布也具有相似性。 $L(\nu)$ 是布里渊增益谱线的形状函数，用于描述声学阻尼的特性：

$$L(\nu) = \frac{(w_k / 2)^2}{(w_k / 2)^2 + (\nu + \nu_k - \nu_p)^2} \quad (2-23)$$

结合上述 γ_B 可得出光纤中的声引导特性受到布里渊增益参数的影响，从而影响了 SBS 的功率。具体来说，声引导特性可以促进或抑制 SBS 的发展，而布里渊增益参数则会影响声引导特性的效果，因此会对 SBS 功率的反向建立和发展产生影响。

(2) 受激布里渊散射的阈值分析

布里渊散射阈值是指：当光波传输的功率超过特定数值时，布里渊散射效应开始显著影响其输入光功率，从而限制传输功率^[56]。当光波在光纤或其它光波导器件中传输时，若布里渊散射阈值被输入光功率超过时，会导致布里渊散射效应会显著增强，限制光波的传输功率。多个因素决定了布里渊散射阈值的大小，其中包括光纤的长度、光纤的非线性参数、折射率、温度等。为了设计

和优化光纤通信和光纤传感系统等，需要进行详尽的理论分析和实验验证，以确定布里渊散射阈值并进行系统设计。采用通用的阈值计算模型进行分析^[57]：

$$P_{th} = \frac{GA_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2-24)$$

式中， A_{eff} 、 L_{eff} 分别表示光纤的有效纤芯面积、作用长度， g_B 、 G 分别表示布里渊的增益系数和阈值系数，其中 L_{eff} 、 g_B 与 G 它们又可表示为：

$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]}{\alpha} \quad (2-25)$$

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{cV_a \Delta f_B \rho \lambda^2} \quad (2-26)$$

其中， V_a 表示在纵向声波中的速度， α 表示光纤中的波长损耗系数， ρ 表示光纤中的密度， p_{12} 表示光学弹性常数， ν_B 、 Δf_B 分别表示布里渊频移和频移产生的光谱线宽度。

$$G \approx \ln \frac{4\nu_B A_{eff} \pi^{3/2} G^{3/2}}{g_B \nu_0 L_{eff} k T \Gamma} \quad (2-27)$$

其中， T 表示温度， k 表示分子运动和热力学性质常数， Γ 表示声子在介质中的衰减速率。式中的 G 阈值系数不是一个定值，伴随着光纤长度的增大，阈值系数会降低。

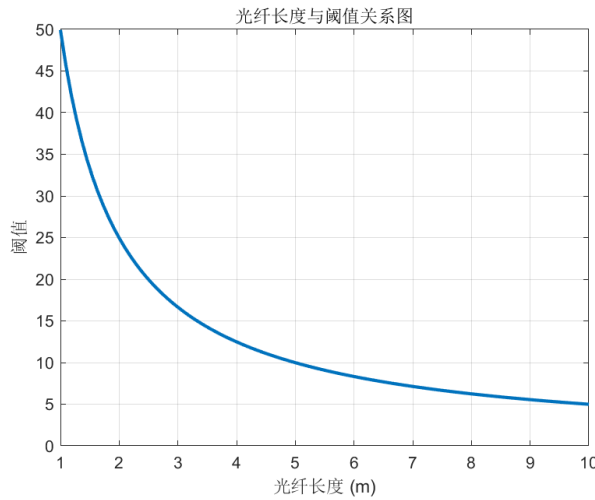


图 2-8 光纤长度与阈值的关系

当光纤中的波长损耗系数与光纤长度的乘积远远大于 1 时，此时 $L_{eff} = 1/\alpha$ ，

而阈值系数 G 可表示为：

$$G \approx \ln \frac{4\alpha\nu_B A_{\text{eff}} \pi^{3/2} G^{3/2}}{g_B \nu_0 k T \Gamma} \quad (2-28)$$

通过仿真图 2-8 所示大致可以看出：随着长度的增加，刚开始 G 下降比较快，随后达到一定的长度后近似保持不变^[58]。

2.3 SBS 自调 Q 激光器理论

本文模型是基于布里渊散射效应，通过分析激光器的速率方程和调 Q 理论，揭示了整个过程的机制。本模型的结构图如图 2-9 所示，1550nm 的光信号经过波分复用器合并成一束后，在单根光纤中传输。通过掺铒光纤为激光器内的 SBS 过程提供增益，传输的信号再通过单模光纤到达光纤布拉格光栅，它从中提供了反馈机制。其次，反馈的粒子经过反馈腔，使激光器产生的调 Q 脉冲传输到示波器上，最后在示波器上呈现稳定脉冲。

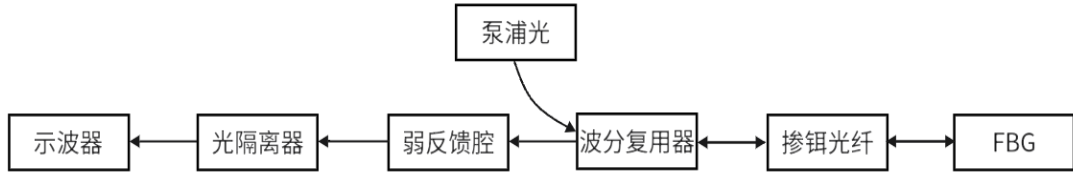


图 2-9 激光器调 Q 过程模型结构图

在研究中，从激光器速率方程进行分析。该激光器速率方程描述了激光器中激光光子和介质中声子的相互作用过程。包括描述激光增益和吸收的速率、能级填充以及非辐射跃迁等因素。同时，还采用了调 Q 理论来解释实验过程。调 Q 是一种实现脉冲放大的技术，通过改变激光腔内的 Q 值，来调控激光输出能量和脉冲宽度。更深入地理解激光器工作中的能级填充和能级反转现象。

结合两方面的分析，能够深入探索基于 SBS 效应激光器的工作机制。加深了对光子-声子相互作用、能级填充和能级反转等关键过程的理解，从而有助于进一步优化激光器的性能。

在谐振腔内，光的波动特性受到谐振腔的结构和材料的影响，从而影响光的传播和相互作用过程。谐振腔内部存在一系列特定的腔模式，这些模式是驻波模式，具有特定的波长、频率和空间分布。信号光与谐振腔内的驻波模式通

过干涉效应发生耦合，这导致信号光在腔内逐渐被放大或衰减。谐振腔的结构和材料特性决定了不同模式的共振条件，并且限制了光的传播方式，使得光只能存在于特定的空间位置。由于谐振腔的结构会导致光的反射和干涉，信号光在谐振腔内来回反射，与不同的腔模式相互作用，从而影响信号光的传输特性和光场分布。这种限制和反射作用使得谐振腔成为调控和放大光信号的重要器件。

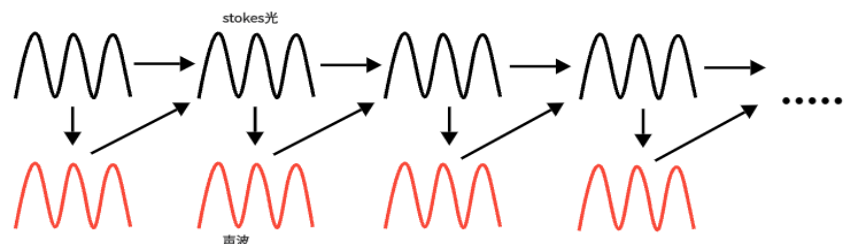


图 2-10 信号光的放大传递过程

在受激布里渊散射效应^[59]中，如图 2-10 所示。泵浦光和声波具有相同的方向。产生的斯托克斯光则反向传播。信号光作为入射到介质中的光波，在进行传播时与介质中的声子相互作用，从而导致信号光产生局部振动，形成折射率的周期性调制。这种关联性诱导了介质中声子的光学结晶振动。在 SBS 过程中，信号光与声子耦合时，一部分信号光的能量会转移到声子波上，形成一个与信号光相频率偏离的斯托克斯光。Stokes 光与声子波之间也存在相互作用，导致了 Stokes 光的增强。当信号光的频率与布里渊频率匹配时，能量转移变得最有效，Stokes 光的放大也达到最大值。这种能量转移和耦合的作用机制导致了信号光到 Stokes 光的能量传递。这个过程中，声波和斯托克斯光满足匹配条件，频率和波矢相关，促使能量转移和放大实现。

2.4 本章小结

本章详细的介绍并讨论了关于 SBS 自调 Q 激光器模型的基础理论。通过分析提供了理论指导，为下面章节激光器脉冲在不同条件下的输出特性分析奠定了坚实的基础。

讨论了调 Q 技术，主要涉及：随时间变化的反转粒子数密度、光子数密度、以及基态粒子数密度等参数的分析。通过这种仿真方法，本章可以模拟和研究

如何调整系统的 Q 值。随后讨论了关于受激布里渊效应的理论分析，主要包含：耦合方程、阈值分析、物理过程等动态变化过程。利用动力学方程进行仿真，研究阈值增益系数与光纤长度的关系。最后，介绍了基于三能级结构的激光器模型分析、信号光与斯托克斯光的放大过程分析。

第3章 SBS 自调 Q 光纤激光器的数值研究

在第二章中，对 SBS 效应和调 Q 过程的相关理论进行了详细分析，发现整体耦合方程比较复杂，直接得出解决方案颇具挑战。因此，数值仿真方法成为一种重要工具，能够全面计算和分析对自调 Q 激光器的相关参数、光纤结构和激光脉冲特性，有助于帮助本文更好地优化设计和控制激光器性能。在本章中，将深入介绍基于受激布里渊散射调 Q 光纤激光器的数值研究，通过对相关耦合方程中的重要参数，如泵浦功率、峰值功率、重复频率、单模光纤长度等参数进行对比分析，可以直观地建立数值仿真模型与输出脉冲之间的关系，为本文提供更深入的理解和指导。

3.1 数值仿真模型的搭建

受激布里渊散射的产生条件包括：谐振腔内的光功率、反转粒子数。1、建立被动耦合方程组：根据激光器的结构和参数，可以建立描述激光光强、基态粒子数和反转粒子数等参数的耦合方程组。2、设定初始条件：根据激光器的初始工作状态，即初始的谐振腔中光功率、基态粒子数和反转粒子数的分布。3、确定差分方程：根据激光器的结构，包括腔长、光纤长度、掺铒光纤长度和泵浦光的发射与吸收截面等参数，可以建立描述光子与粒子在空间中传播和相互作用的差分方程。这些差分方程可以表示出光子数密度、基态粒子数和反转粒子数之间的动态关系。4、利用 MATLAB 进行迭代调试仿真：利用有限差分法对差分方程进行迭代求解。在每次迭代中更新光子数密度、基态粒子数和反转粒子数的分布，直到达到收敛条件。5、分析输出脉冲与参数关系：通过仿真结果，分析激光器在调 Q 过程中输出脉冲与基态粒子数、反转粒子数以及光子数密度之间的关系。这可以帮助理解激光器的工作特性，并优化参数选择。总之，通过建立耦合方程组和差分方程，并利用 MATLAB 进行迭代调试仿真，可以分析激光器在调 Q 过程中各参数的分布和输出脉冲与各参数之间的关系。

3.1.1 SBS 自调 Q 激光器的传输方程

激光器在运行过程中，主要包含以下结构如图 3-1 所示。涉及到泵浦光、基阶激光、Stokes 光和声波等在激光器中传播的情况。简而言之，当泵浦光注入激光器时，它会激发介质中的反转粒子，产生微弱激光信号。这微弱激光在激光器中的单模光纤内传播，激光信号在传播过程中，经过光纤布拉格光栅反射增强后再次传播。正向和反向传播的激光信号在激光器中相互作用，形成谐振，激光功率逐渐增加。声波通过激光介质中的压力波动引起折射率的变化，从而影响激光的传播和谐振条件。Stokes 光是通过激光介质的非线性光学效应产生的，它将激光能量转移至更高阶次的光频率。随着时间推移，声波和 Stokes 光的作用使得激光能量向多阶 Stokes 光转移，最终激光器会输出巨脉冲。整个过程中，会受到随机瑞利散射的影响，同时激光器内部的 SBS 效应也会产生声波和多阶 Stokes 光。

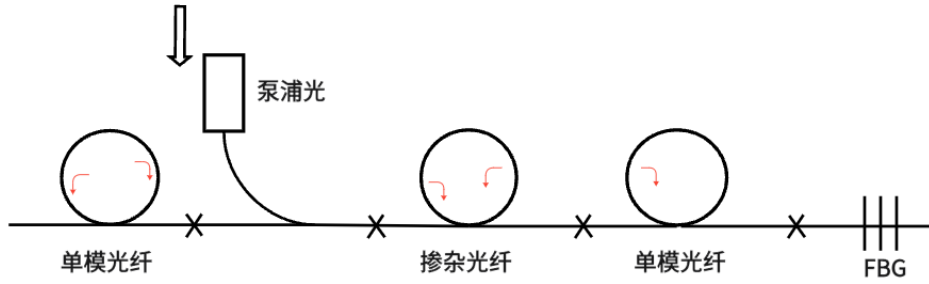


图 3-1 激光器结构图

接着，结合激光器的传输速率方程与调 Q 理论进行分析，其传输方程如下所示^[60]：

$$\pm \frac{\partial A_0^\pm(z,t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_0^\pm(z,t)}{\partial t} = \frac{g_{SBS}}{2A_{eff}(\lambda_0)} (-A_1^\mp \rho_0^\pm) - \frac{1}{2} \alpha(\lambda_0) A_0^\pm + \frac{1}{2} \Gamma_0 (\sigma_e(\lambda_0) N_2 - \sigma_a(\lambda_0) N_1) A_0^\pm + 2\Gamma_0 \sigma_e(\lambda_0) N_2 \frac{hc^2 \Delta \lambda}{\lambda_0^3 |A_0^\pm|} \quad (3-1)$$

$$\pm \frac{\partial A_k^\pm(z,t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_k^\pm(z,t)}{\partial t} = \frac{g_{SBS}}{2A_{eff}(\lambda_0)} (-A_{k+1}^\mp \rho_{k-1}^\pm + A_{k-1}^\mp \rho_{k-1}^\pm) + \frac{1}{2} \Gamma_k (\sigma_e(\lambda_k) N_2 - \sigma_a(\lambda_k) N_1) A_k^\pm + A_k^\mp \eta_k^\pm - \frac{1}{2} \alpha(\lambda_k) A_k^\pm \quad (3-2)$$

$$\rho_k^\pm + T_2 \frac{\partial \rho_k^\pm}{\partial t} = A_k^\pm A_{k+1}^\mp + f_k^\pm(z,t) \quad (3-3)$$

$$\pm \frac{\partial P_p(z,t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial P_p(z,t)}{\partial t} = \Gamma_p P_p (\sigma_e(\lambda_p) N_2 - \sigma_a(\lambda_p) N_1) - a(\lambda_p) P_p \quad (3-4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & \frac{\Gamma_p P_p \lambda_p}{hcA_{core}} (\sigma_a(\lambda_p) N_1 - \sigma_e(\lambda_p) N_2) - \frac{N_2}{\tau_2} \\ & + \sum_{i=1}^k \frac{\Gamma_i \lambda_i}{hcA_{core}} (\sigma_a(\lambda_i) N_1 - \sigma_e(\lambda_i) N_2) (A_i^+ A_i^{+*} + A_i^- A_i^{-*}) \end{aligned} \quad (3-5)$$

上述脉冲传输方程描述了光纤激光器中一系列的物理过程和效应的演化。由于谐振腔内存在大量正反方向运动的粒子，所以传播方向的正反用 $\pm$ 或 $\mp$ 表示。

式(3-1)描述了基频激光在谐振腔中的演化过程。该方程考虑了布里渊增益、稀土离子吸收和激发、光纤损耗以及自发辐射等相关效应。其中：稀土离子吸收和激发是指激光介质中的稀土离子吸收泵浦光，并从基态激发到激发态，从而参与激光放大。光纤损耗包括各种光信号在光纤中的传输损耗，如散射和吸收。自发辐射是由于激发态粒子的非辐射衰变而产生的。

式(3-2)展现了级联激发的斯托克斯光在谐振腔中的演化过程，并考虑了光纤中的随机散射对它的影响。斯托克斯光是通过级联瑞利散射产生的，具有比泵浦光频率低的特征频率。随机散射是由于光信号与光纤中的不均匀性相互作用而引起的，它会引起光信号的扩散和衰减^[65]。

式(3-3)描述了级联生成的多阶声波在谐振腔中的演化。多阶声波是由于光信号与介质中的声波耦合而产生的，它会引起光信号的相位和频率改变。

式(3-4)展示了泵浦光在时间和空间上对增益光纤的变化。考虑了泵浦光的输入功率和空间分布，以及增益光纤的增益特性。

式(3-5)表示了随着时间的改变反转粒子数的变化。

通过有限差分法得到了完整仿真模型的流程。首先设置仿真变量的初始值，定义光纤中每一小段的初始值，然后通过迭代程序进行模拟 SBS 调 Q 过程，主要通过 *for* 循环分别计算在单模光纤 1、单模光纤 2、掺铒光纤中正向反向循环。紧接着计算边界值、声波场、重复迭代、进行下一次初值循环。其中， A_0 和 A_k 分别表示基频发射激光和 k 阶斯托克斯光($k=1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$)； λ_0 和 λ_k 分别表示基频发射激光波长和 k 阶斯托克斯光波长； τ_2 是上能级粒子寿命；

P_p 是泵浦功率； g_{SBS} 是布里渊增益系数； h 是普朗克常数； A_{eff} 是光纤有效模场面积； $\Delta\lambda$ 是带宽； N_1 和 N_2 分别表示增益光纤基态、激发态粒子数密度； Γ_k 是泵浦光与光纤有效模场面积的重叠因子； $\sigma_a(\lambda)$ 和 $\sigma_e(\lambda)$ 分别表示 λ 波长时增益光纤的吸收、发射截面； Γ_p 是斯托克斯与光纤有效模场面积的重叠因子； A_{core} 是光纤纤芯面积； n 是折射率； c 是光速；

3.1.2 特征线法

特征线法，它是一种数值方法，用于处理偏微分方程的数值逼近问题。将问题转化为涉及常微分方程的问题，有助于简化偏微分方程问题，这是通过遵循方程的特征线进行求解实现的。

如图 3-2 所示是本文利用特征线法建立的模型关系图，其中横坐标表示空间，纵坐标表示时间，相邻间距的空间步长为 ΔZ ，时间步长为 Δt ，网格的空间时间用坐标(j,m)的方式表示，向右传播的泵浦光 P_p ，向左传输的 K 阶斯托克斯光。从图中可知泵浦光的特征线的关系式为： $Z = \frac{c}{n}t$ ，斯托克斯光的特征线

关系式为： $Z = L - \frac{c}{n}t$ 。

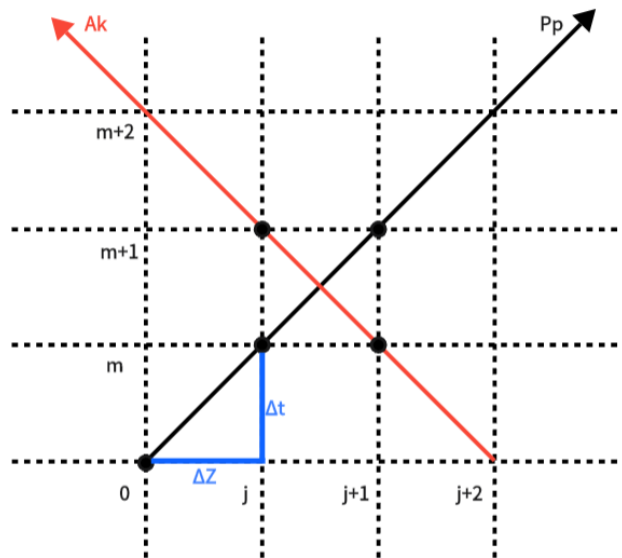


图 3-2 特征线法原理图

3.1.3 基于特征线法的离散化过程

根据上述特征线模型理论了解，下面对式(3-2)到式(3-5)使用特征线法进行表达，可转换为：

$$\frac{dA_k^\pm}{dz} = \xi(\rho_{k-1}^\mp A_{k-1}^\mp - \rho_{k-1}^\pm A_{k+1}^\mp) + \kappa(\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) A_k^\pm - \varepsilon A_k^\pm + \eta_k^\pm A_k^\mp \quad (3-6)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \Gamma_p P_p (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) - a(\lambda_p) P_p \quad (3-7)$$

$$\frac{d\rho_k^\pm}{dt} = \frac{1}{T_2} [A_k^\pm A_k^{\mp*} + f_k^\pm(z, t) - \rho_k^\pm] \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & \phi P_p (\sigma_a(\lambda_p) N_1 - \sigma_e(\lambda_p) N_2) - \beta N_2 + \\ & \sum_{i=1}^k \frac{\Gamma_i \lambda_i}{hcA_{core}} (\sigma_a(\lambda_i) N_1 - \sigma_e(\lambda_i) N_2) (A_i^+ A_i^{+*} + A_i^- A_i^{-*}) \end{aligned} \quad (3-9)$$

$$N_t = N_1 + N_2 \quad (3-10)$$

在构造差分方程时，需要首先对方程(3-6)~(3-10)进行离散化处理，对时间和空间的微分形式进行构造，由上一节的特征线网格讨论得知：分别取 (j, m) ， $(j+1, m)$ ， $(j+1, m+1)$ ， $(j, m+1)$ 这几个主要的网格点进行分析。可得出：

$$\frac{dA_k^\pm}{dz} = \frac{A_k^\pm(j, m+1) - A_k^\pm(j+1, m)}{\Delta z} \quad (3-11)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \frac{P_p(j+1, m+1) - P_p(j, m)}{\Delta z} \quad (3-12)$$

$$\frac{d\rho_k^\pm}{dt} = \frac{\rho_k^\pm(j, m+1) - \rho_k^\pm(j, m)}{\Delta t} \quad (3-13)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_2(j, m+1) - N_2(j, m)}{\Delta t} \quad (3-14)$$

$$N_t = N_1(j, m) + N_2(j, m) \quad (3-15)$$

根据上述特征线法描述，设方程中的泵浦光、斯托克斯光的特征线可满足：

$$\frac{dz}{dt} = \frac{c}{n}, \quad \frac{dz}{zt} = -\frac{c}{n} \quad (3-16)$$

其中上述方程中复杂的参数可以用以下代替： $\Delta z = \frac{c\Delta t}{n}$ ； $\xi = \frac{g_{SBS}}{2A_{eff}(\lambda_0)}$ ；

$$\kappa = \frac{1}{2}\Gamma_k; \quad \varepsilon = \frac{1}{2}\alpha(\lambda_k); \quad \phi = \frac{\Gamma_p\lambda_p}{hcA_{core}}; \quad \beta = \frac{1}{\tau_2}。$$

由式(3-6)到式(3-15)方程整理，求解出关于 SBS 自调 Q 的离散化格式为：

$$A_k^\pm(j, m+1) = A_k^\pm(j+1, m) + \frac{c\Delta t}{n} \left\{ \begin{aligned} &\xi(\rho_{k-1}^\mp(j, m)A_{k-1}^\mp(j, m) - \rho_{k-1}^\pm(j, m)A_{k+1}^\mp(j, m)) + \\ &\kappa(\sigma_e N_2(j, m) - \sigma_a(N_t - N_2(j, m)))A_k^\pm(j, m) - \\ &\varepsilon A_k^\pm(j, m) + \eta_k^\pm A_k^\mp(j, m) \end{aligned} \right\} \quad (3-17)$$

$$P_p(j+1, m+1) = P_p(j, m) + \frac{c\Delta t}{n} \left\{ \begin{aligned} &\Gamma_p P_p(j, m)(\sigma_e N_2(j, m) - \sigma_a(N_t - N_2(j, m))) \\ &-a(\lambda_p)P_p(j, m) \end{aligned} \right\} \quad (3-18)$$

$$\rho_k^\pm(j, m+1) = \rho_k^\pm(j, m) + \frac{\Delta t}{T_2} \left\{ A_k^\pm(j, m)A_k^\mp(j, m)^* + f_k^\pm(j, m) - \rho_k^\pm(j, m) \right\} \quad (3-19)$$

$$N_2(j, m+1) = N_2(j, m) + \Delta t \left\{ \begin{aligned} &\phi P_p(j, m)(\sigma_a(N_t(j, m) - N_2(j, m)) - \sigma_e N_2(j, m)) \\ &-\beta N_2(j, m) + \sum_{i=1}^k \frac{\Gamma_i \lambda_i}{hcA_{core}} \left(\begin{aligned} &\sigma_a(N_t(j, m) - N_2(j, m)) \\ &-\sigma_e N_2(j, m) \end{aligned} \right) \\ &(A_1^+(j, m)A_1^{+*}(j, m) + A_1^-(j, m)A_1^{-*}(j, m)) \end{aligned} \right\} \quad (3-20)$$

3.2 数值仿真的条件

以上的离散化推导过程，为本章开展具体的数值模拟工作奠定了基础，以建立 SBS 自调 Q 光纤激光器的理论模型为出发点。通过初步模拟和评估激光器的性能特征，本章将为后续的实验和优化提供重要参考。通过边界条件分析与参数的选取，可以更好的理解激光器中各种物理过程之间的相互作用，进而深

入探索和优化激光器的输出脉冲稳定性。这一系列工作是揭示激光器性能的关键因素，为提高激光器输出效率提供指导。

3.2.1 数值仿真的边界条件

对两段单模光纤(L_{SMF1} 和 L_{SMF2})、一段掺杂光纤、一段光纤布拉格光栅(FBG)进行仿真边界条件。首先，计算 L_{SMF1} 中的多阶斯托克斯光、基频激光的反射状态；其次是 L_{EDF} 中的反转粒子数、泵浦功率、左右侧多次反射情况；最后是计算 L_{SMF2} 中的反射情况。其中， L_{SMF1} 为左端单模光纤的长度， L_{EDF} 为中间段掺铒光纤的长度， L_{SMF2} 为右端单模光纤的长度。具体的边界条件如下所示^[60]：

$$Esm(L,t) = \sqrt{R_{FBG}} Esp(L,t) \quad (3-21)$$

$$Esp(0,t) = \sqrt{R} Esm(0,t) \quad (3-22)$$

式中， Esm 和 Esp 分别表示向左和向右传输的信号光的振幅， R_{FBG} 和 R 表示布拉格光栅和反馈管理单元的反射率， (L,t) 表示光纤被分为某一段的反射情况。

3.2.2 数值仿真的主要参数

仿真中用到的主要参数： $\lambda_p = 980nm$ ， $\lambda_s = 1550nm$ ， $g_{SBS} = 5 \times 10^{-11} m/w$ ， $L_{SMF1} = 6m$ ， $L_{SMF2} = 14m$ ， $L_{EDF} = 5m$ ， $K = 6$ ， $\tau_2 = 0.01$ ， $\sigma_e = 2.5 \times 10^{-25} m^2$ ， $\sigma_a = 2.8 \times 10^{-25} m^2$ ， $c = 3 \times 10^8$ 。由于调Q是瞬态且SBS自调Q光纤激光器的输出呈现周期性脉冲，所以可以通过改变光纤长度、泵浦功率等参数来影响激光输出。

3.3 数值仿真模型的结果分析

利用MATLAB软件结合有限差分方法^[61]，本章成功地根据上述离散化分析、

边界条件和参数代入得到了图3-3所展示的随机脉冲输出结果。这一数值仿真过程通过模拟激光器的工作状态和性能特征，为本文提供了重要的参考信息。

3.3.1 脉冲输出分析

在进行对弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的数值仿真实验时，需要考虑到众多的激光器参数，并且在不同参数组合下，脉冲输出结果受到腔内随机热噪声启动特性和内部反射导致的随机脉冲的影响。

(1) 随机脉冲输出

在图像中直观呈现的过程能够很清晰的观测到，在激光谐振腔中，反转粒子数会慢慢累积并到达峰值，之后会维持在一种较为固定的水平线上。激光器内部展示了显著不同的粒子数消耗模式，当调 Q 脉冲被发射后。这就使得整个调 Q 脉冲的总辐射强度也出现了相应的变动。此外，不同初始水平的反转粒子数到达相似峰值所需的时间存在一定的差异，这也会造成脉冲发射的时间间隔变得不规则。在激光器内部，布里渊随机热噪声来源于光子与光子之间的相互作用，可能导致光子的散射和吸收，从而影响激光输出的稳定性。而随机瑞利散射则是由介质内部微观不均匀性引起的光的散射现象，进一步影响了光子传输和反转粒子数的维持情况。这些随机性因素共同作用，使得激光器内部的反转粒子数和调 Q 脉冲发射具有一定程度的随机性，为激光器性能的预测和优化带来一定挑战。

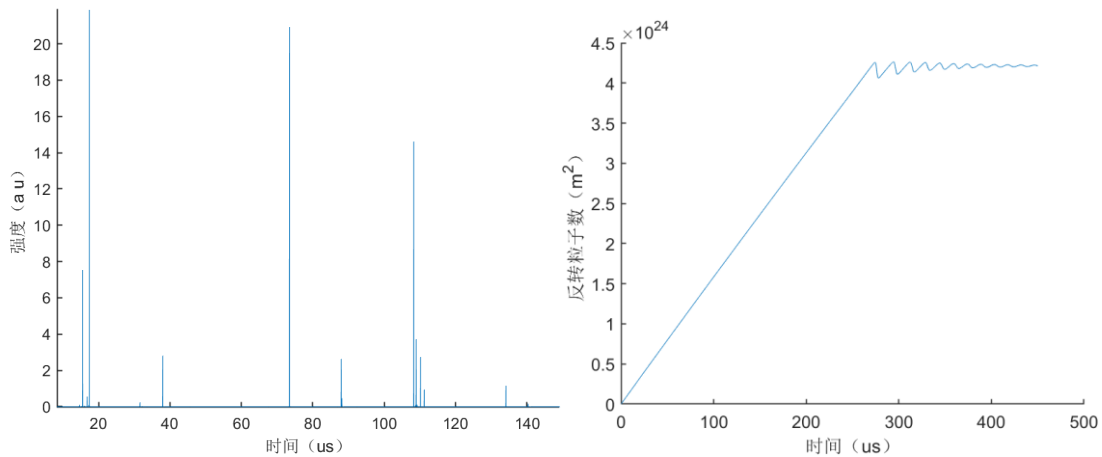


图 3-3 随机脉冲输出(左)与反转粒子数(右)

在随机脉冲输出的物理过程中，可以分为以下三个主要阶段：

第一，能量积累阶段：在初始阶段，持续的泵浦作用下，掺铒光纤内的反

转粒子数持续积累。尽管随机瑞利散射提供了微弱反馈，但由于高损耗，激光难以形成，导致能量无法有效释放。这一阶段的关键特征是反转粒子数的持续增加和能量的积累，为后续阶段的激光发射奠定基础。

第二，激光起振阶段：当激光器内部的能量达到阈值时，腔内随机瑞利散射产生了轻微反应，从而触发激光的形成，同时开始减少反转粒子的数量。这标志着激光的产生和释放过程的开始。在这一阶段，激光的形成是通过得到必要的放大来实现的，同时反转粒子数开始逐渐减少。

第三，脉冲输出阶段：当激光达到 SBS 阈值时，一阶 Stokes 光开始形成，并通过 SBS 过程得到增益放大。随机热噪声在这一阶段触发了级联过程，进一步增强了 Stokes 光的形成和放大。最终导致反转粒子数的急剧减少，产生了脉冲输出。这一阶段是整个过程中能量释放的关键阶段，随机性的存在使得输出脉冲具有一定的不确定性。

这三个阶段相互作用，推动了系统朝着脉冲输出的方向不断发展。能量的积累、激光的形成以及脉冲输出的产生相互影响，共同构成了复杂的随机脉冲输出过程。

从上述仿真结果可见，可以看到输出脉冲和反转粒子数都表现出持续波动、极不稳定的特点，这可能会对激光系统的可靠性、稳定性造成严重影响。为了解决这一问题，需要对系统参数进行优化调整，以确保模型的准确性和性能稳定性。在优化参数设置的过程中，考虑调整光纤腔长度、光纤损耗、泵浦功率等关键参数，调整光纤腔的长度，可以影响激光器内部模式的分布和传播特性；调整光纤的损耗，可以控制光的衰减过程，减少能量损失；调整泵浦功率可以直接影响反转粒子数的积累速率；通过这些关键参数的调整，可以实现输出脉冲和反转粒子数的稳定控制。

(2) 稳定脉冲输出

由于各种因素的影响，随机输出脉冲在 SBS 自调 Q 激光器中是不稳定的。在一定的反馈，而不改变激光器调 Q 运转状态的情况下，通过引入特定反馈，可以掩盖各种干扰的随机反应，从而有效管理 SBS 自调 Q 激光器的随机输出特性。

因此本文在原有光纤结构的基础上，在边侧设计了并加入一种反馈管理来

解决随机脉冲输出不稳定的问题。如图 3-4 所示结构图在左端引入反馈管理机制。相比于普通的 SBS 调 Q 激光器中采用的谐振腔结构：一端由 FBG 提供强反馈，另一端则依靠瑞利散射产生的声子波导引起 SBS 效应提供反射。在还未出现 SBS 效应的情况下，谐振腔内的激光系统处于一种弱反馈状态。在这种情况下，反转粒子数持续积累，但由于缺乏足够的反馈机制，激光输出往往无法形成稳定的脉冲。

弱反馈腔主要是在端口加入 FP 干涉腔，FP 干涉技术是一种基于多光束干涉现象的光学方法，可用于调制和控制波长相关的反射率。利用了干涉的原理，通过微小调整 FP 腔的间距来改变干涉现象，从而实现光学特性的调节。在 FP 干涉仪中，通常通过法兰盘将两根光纤跳线连接在一起，微小间隙在光纤端面间留下，有助于观察干涉现象的产生。通过微调 FP 腔的间距，光波在腔内传播时会产生不同的光程差，进而影响干涉条纹的位置和强度。调节 FP 干涉仪的腔长，可以改变光波在腔内的往返路径长度，从而影响反射特性。这种调节反映在干涉仪的反射光谱变化上，可以实现对光学器件的精确控制。

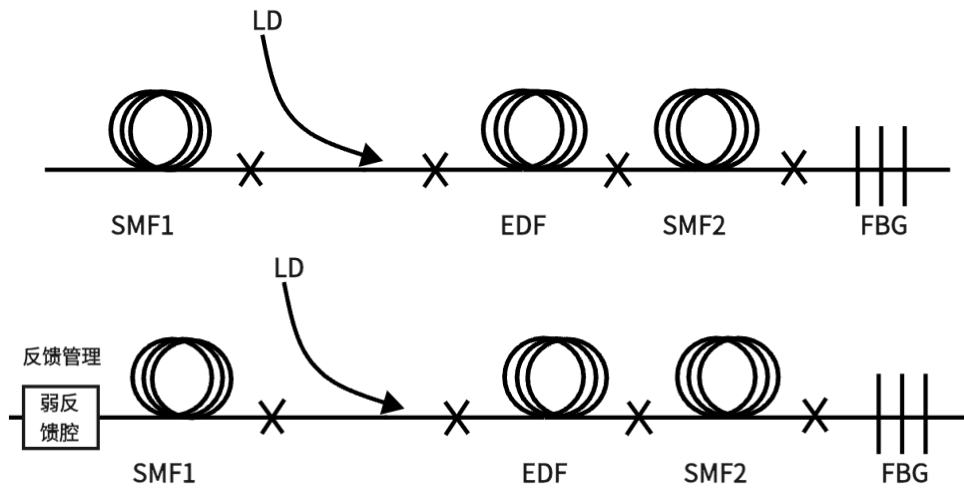


图 3-4 优化前结构(上)优化后结构(下)

对上述仿真模型进行分析，在 MATLAB 软件中加入一段迭代程序，通过分别设置边界条件中的各个反射率 R ，以及改进后的边界条件、光纤长度、泵浦功率等关键参数数值取值，仿真输出结果呈现明显的对比效果。优化后的系统表现出更加稳定的重复频率和峰值功率，产生的脉冲输出序列在时间和频率域均表现出更加稳定的脉冲。如图 3-5 所示。

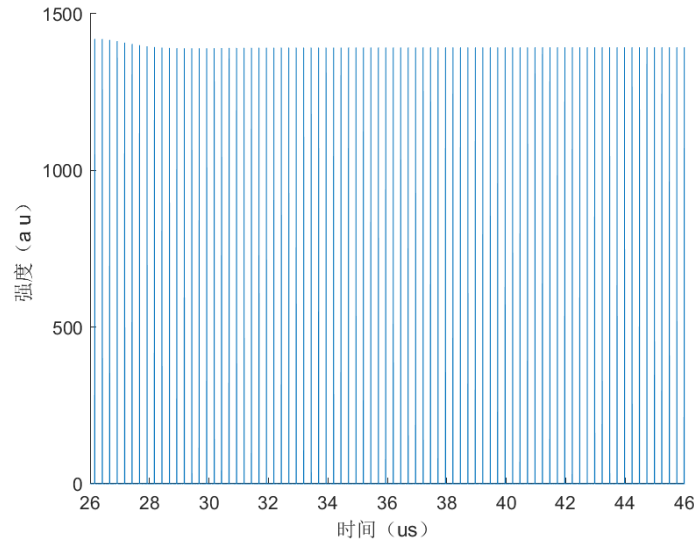


图 3-5 加入边界条件输出的脉冲

在激光器的原结构中，没有加入弱反馈腔前，为了成功输出脉冲，需要高水平的反转粒子数不断地在谐振腔内积累才能实现。当有了弱反馈腔后，整体结构提供了更好的反馈机制，即不再需要那么多的反转粒子数的前提下。脉冲也可以在腔内不断循环，有利于形成更稳定的脉冲输出。原因是，初始条件下脉冲的峰值功率通常较高，但伴随着脉冲宽度的减小和持续时间的缩短。

3.3.2 改变光纤长度对稳定输出的仿真分析

当保持反射率不变的情况下，通过调节两段不同长度的单模光纤、一段掺铒光纤的长度，减小受激布里渊散射效应的阈值，来达到激光器脉冲输出稳定，由第二章的 SBS 阈值与光纤长度的分析得知：随光纤长度的增加，SBS 阈值会逐渐降低，这种减小意味着信号光在谐振腔中传输，较快达到 SBS 阈值，从而产生更少的反转粒子积累时间、更快的弛豫振荡，结果是激光脉冲的重复频率增加，峰值功率则下降^[50]。SBS 背向散射率也随之减少，引起谐振腔内损耗增加，脉冲宽度会缓慢变宽。掺铒光纤的长度变化，也会导致谐振腔中的增益发生改变，同时，推动能级反转的速度加快并减少积累时间。由此过程加速了谐振腔内光的弛豫振荡，从而不可避免地导致输出光的重复频率增加。本节采用的是 $L_1=6m$ 、 $L_2=5m$ 、 $L_3=14m$ 进行对比(其中 L_1 为左端单模光纤、 L_2 为中间段掺铒光纤、 L_3 为最右端单模光纤)。如图 3-6 所示。

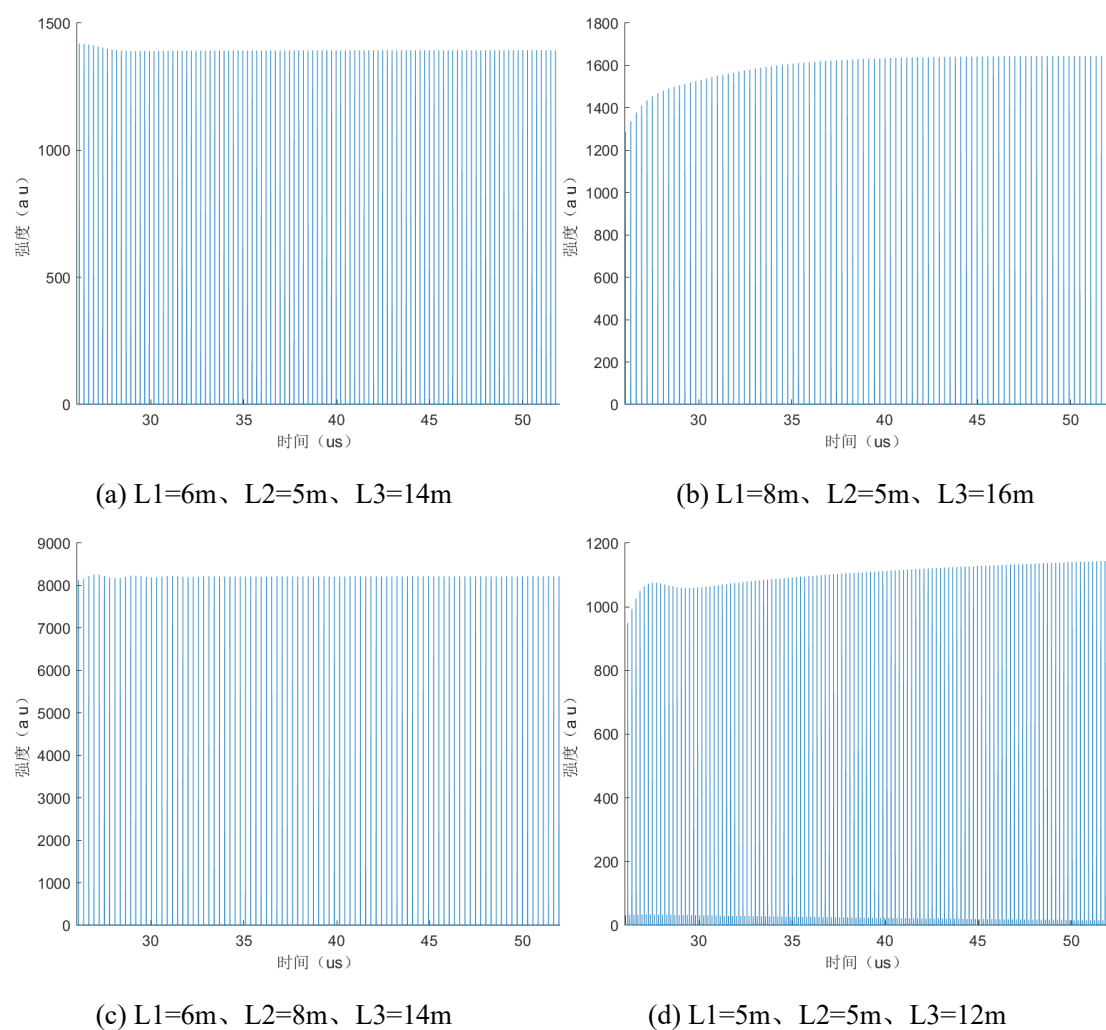


图 3-6 不同光纤长度对脉冲输出的影响

3.3.3 改变反射率对稳定输出的仿真分析

研究表明，调 Q 脉冲输出与边界条件中参数的取值范围有不可分割的关系。当光纤长度保持不变的情况下，通过对比调整反射率 R 的取值范围，得出当反射率序列设定为 $[0.04 \ 0.01 \ 0 \ 0 \ 0.01 \ 0.04]$ 时，表现出最稳定的输出结果。在保持其他条件不变的情况下，对不同反射率取值进行多次仿真实验，结果显示不同反射率配置下的脉冲输出表现在图 3-7 中呈现出明显差异。通过仿真实验可以发现，基频激光与多阶斯托克斯光的反射率设置不同时，激光器输出脉冲表现出明显的随机性。

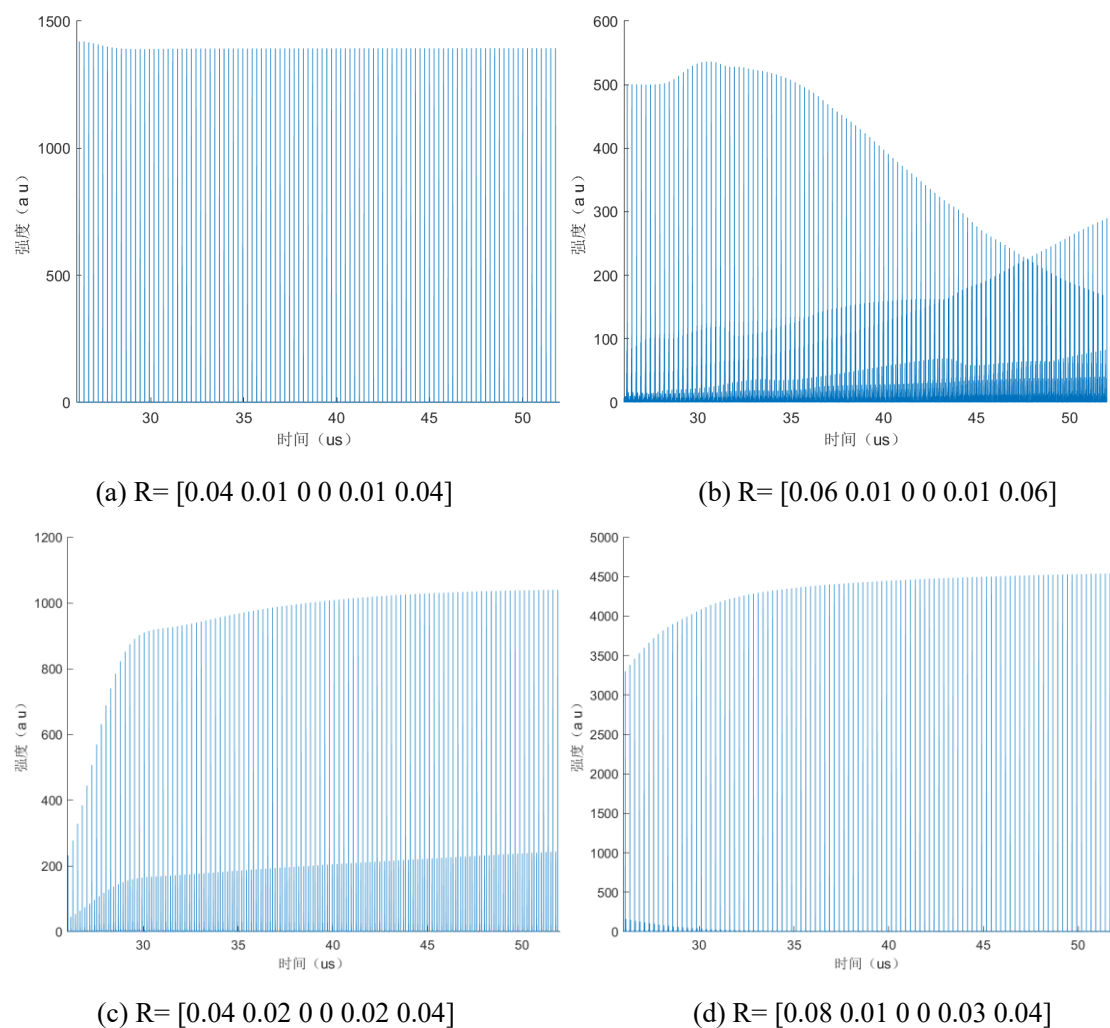


图 3-7 不同反射率对脉冲输出的影响

3.3.4 改变泵浦功率对稳定输出的仿真分析

在保持光纤长度和反射率不变的情况下，改变泵浦功率的大小可以对输出脉冲产生显著影响。根据图 3-8 的对比结果，当采用 $P=30W$ 进行实验时可以观察到明显的变化。增加泵浦功率将加速激光器内反转粒子的积累，增强 Q 脉冲的信噪比，将导致泵浦功率与输出脉冲的重复频率正相关的提高。然而，当泵浦功率过低时，谐振腔内的阈值可能无法满足起振条件，从而限制了输出脉冲的产生。

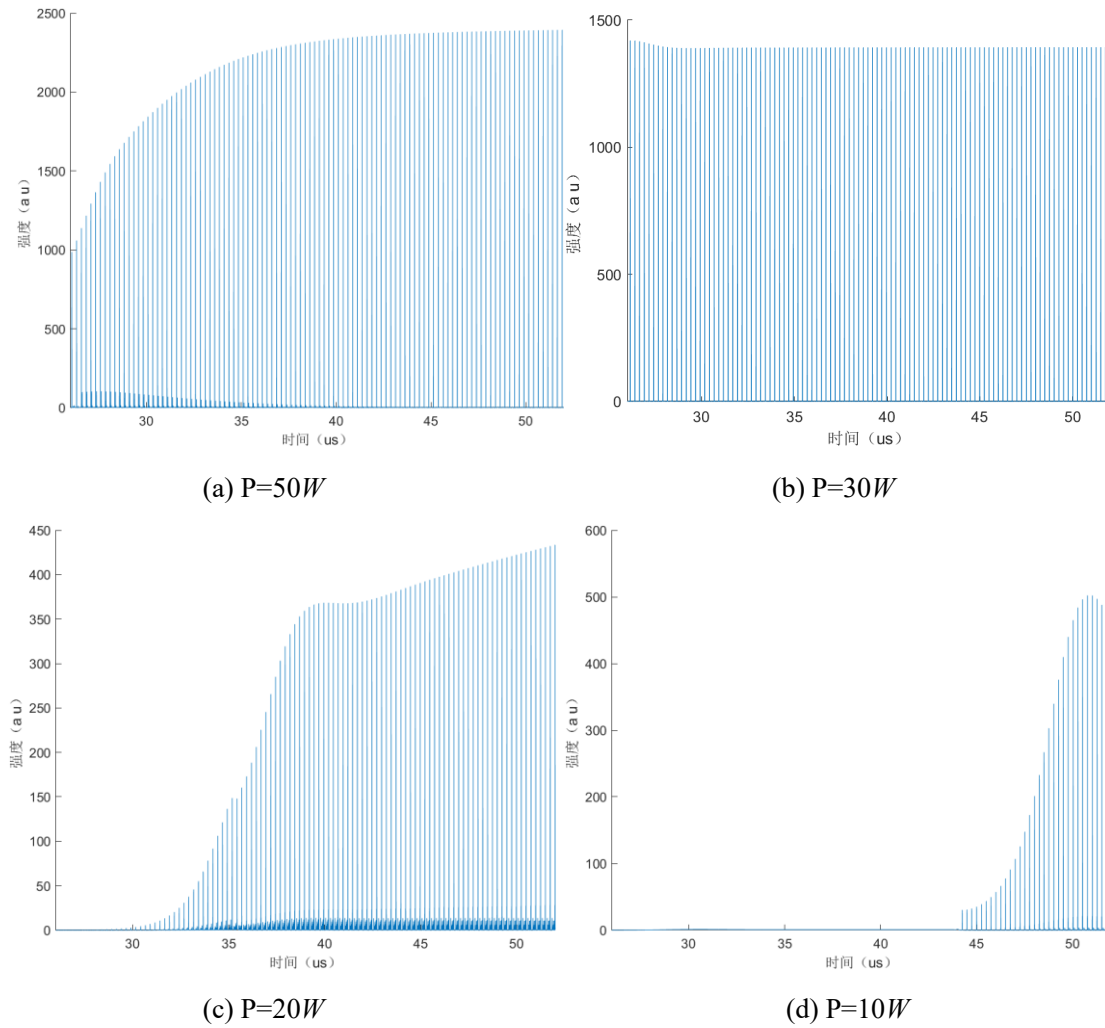


图 3-8 不同泵浦光对脉冲输出的影响

3.3.5 改变截面系数对稳定输出的仿真分析

铒元素在 $980nm$ 泵浦光波长下的典型数值大致在以下范围内：发射截面 σ_e 大约在 $1 \sim 10 \times 10^{-25} m^2$ 之间，吸收截面 σ_a 大约在 $0.5 \sim 4 \times 10^{-25} m^2$ 之间。发射截面和吸收截面的大小会影响掺杂离子的激发和衰减过程，进而影响输出光的光子数分布，稳定的光子数分布有助于保持脉冲输出的稳定性。当泵浦光、光纤长度、反射率都保持不变时，仿真中调试这些变量，观察脉冲输出的差异性，找到最稳定的脉冲输出。合适匹配的发射截面和吸收截面可以提高泵浦光与光纤的相互作用效率，有利于脉冲输出的稳定性和性能表现。取发射截面为 $2.5 \times 10^{-25} m^2$ ，吸收截面为 $2.8 \times 10^{-25} m^2$ 作为对照，如图 3-9 所示为增大或减小泵

浦光的 σ_e 、 σ_a 系数值对输出脉冲的影响对比。

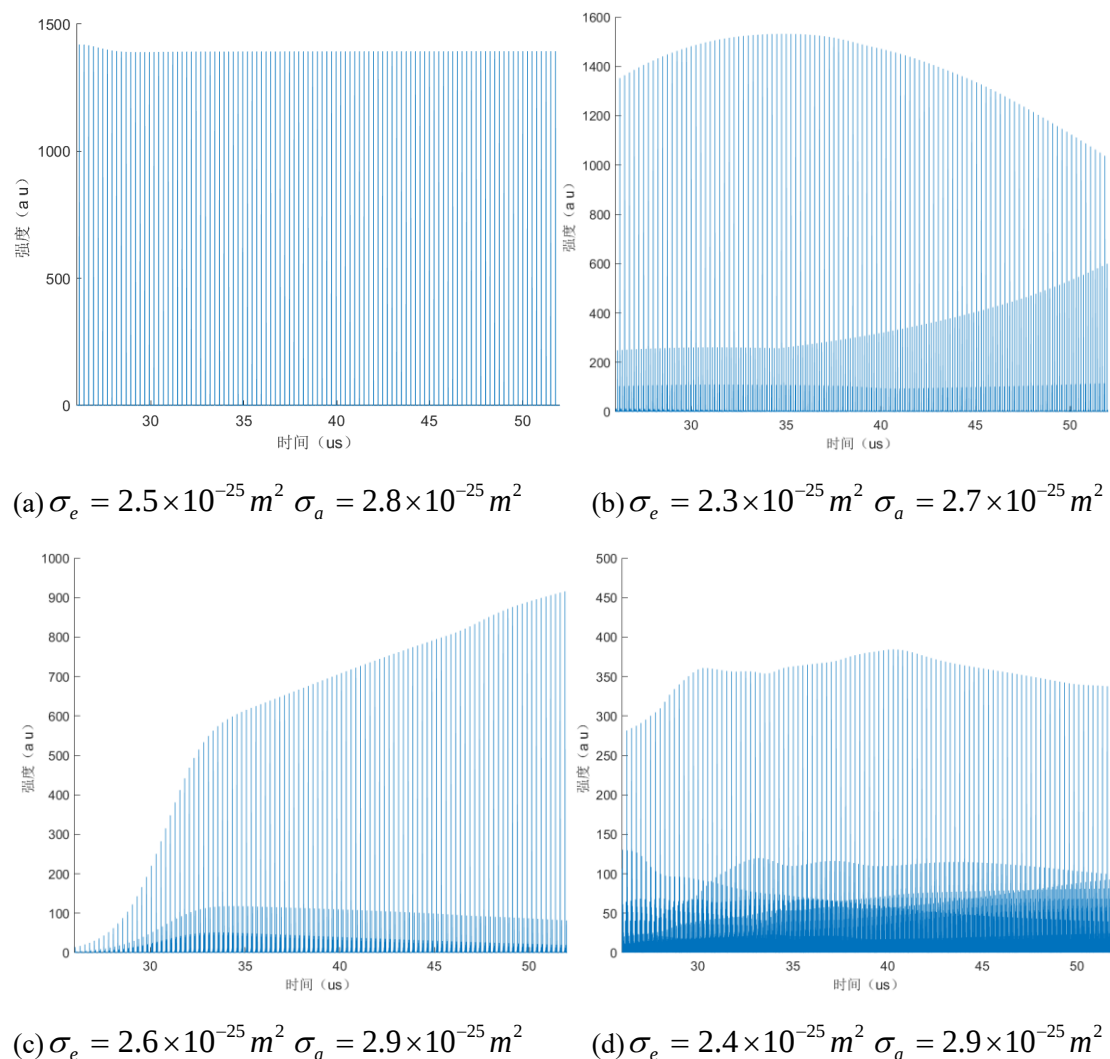


图 3-9 不同发射、吸收截面对脉冲输出的影响

选择适合的截面系数对光纤激光器的性能至关重要。若截面系数选择不当，会导致粒子受激发的效率不高，同时发射截面与吸收截面不匹配，进而降低了激光器的增益，导致输出脉冲无法得到充分放大。这样一来，输出脉冲的能量级别就无法达到预期水平，限制了激光器的整体性能和输出质量。因此，在设计光纤激光器时，精确选择合适的截面系数至关重要，以确保激发、吸收和放大过程有序进行，从而获得稳定且高效的输出脉冲。通过优化截面系数的选择，可以提高光纤激光器的性能表现，实现更高水平的输出能量和输出质量。

3.4 本章小结

通过不同的反射率取值、光纤长度取值、泵浦功率取值、吸收与发射截面系数取值等参数来提高脉冲趋于稳定。通过引入不同边界条件进行多次仿真，可以详细分析泵浦光和各阶 Stokes 光对不同反射率条件下输出脉冲的影响。此分析有助于深入了解该模型的动力学过程，为进一步实验结构的搭建提供基础。通过该研究方法，更全面地探究弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的工作机制，为优化器件设计和性能提升提供重要参考。

第4章 基于 SBS 自调 Q 光纤激光器的实验研究

根据前两章的理论分析和仿真结果得出了基于 SBS 自调 Q 的输出特性，找出仿真中的最优解，得到稳定的输出脉冲序列。在本章中通过构建实物结构，采用波长为 980nm 的泵浦源供给能量、两段单模光纤、一段掺杂铒离子光纤提供增益、一段光纤布拉格光栅粒子转运过程中提供反馈、光纤跳线组成的反馈腔、示波器组成。通过 980nm 的光信号通过波分复用器将光信号合成一束沿着单根光纤传输，通过掺铒光纤为激光器内的 SBS 过程提供增益，传输的信号再通过单模光纤到达光纤布拉格光栅，它在右端提供了一种反馈带动着激光器的运转。其次，反馈的粒子经过反馈腔使激光器产生的调 Q 脉冲传输到示波器上，最后，在示波器上展现稳定脉冲。其结构示意图如图 4-1 所示。

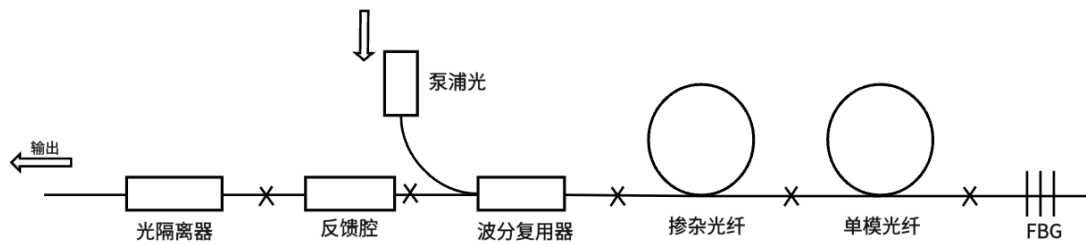


图 4-1 结构示意图

4.1 激光器的主要结构组成设计

4.1.1 掺杂光纤的选取

掺杂光纤的选取是光纤激光器中关键的部分^[62]。如图 4-2 所示掺铒光纤活性介质，非传输介质，掺铒光纤激光器是高性能激光源，具有高增益、低泵浦功率。作为增益介质的掺铒光纤，光纤中噪声低，耦合损耗小。因为光放大是由铒离子完成，利用泵浦光直接放大光信号，提供光增益。结构参数的改变也影响着是否 SBS 调 Q 光纤激光器输出稳定脉冲。掺铒光纤相比于其它掺杂离子光纤有多项优点：有较高的泵浦效率、能够在较低的泵浦功率下实现高增益。光通信中的损耗最小值与辐射波长相符合，而铒离子则拥有长达 10 毫秒的亚稳

态存在期。高掺杂浓度的铒光纤在一定抽运能量条件下可以产生较稳定的脉冲输出，有利于在传输方面的需求。



图 4-2 掺铒光纤实物图

工作原理主要包括激发过程、放大过程、反射反馈和激光输出。首先，铒离子通过外界能量激发，一般采用注入泵浦光对铒离子进行激发。激发后的铒离子跃迁至激发态，当有输入信号通过光纤时，铒离子会放大信号光，形成光增益。通过在光纤两端设置光学反射镜或光栅实现光在光纤中的反射和构成共振腔，当增益介质中光不断往返传播且达到一定增益时，会引起激射，形成输出激光。

4.1.2 弱反馈腔的搭建

由于调 Q 光纤激光器右侧的光纤布拉格光栅提供的反馈效果，不能满足调 Q 脉冲稳定输出的要求，即使通过一定技术复刻出来高反射率的光纤光栅出来，所需的成本十分高昂^[63]。所以本文采用搭建反馈腔的形式来实现相关波长的反射率调节，从而实现较为稳定的脉冲输出。

当光波在腔镜上反射时发生相长干涉，多次来回反射会产生多束光干涉现象，如图 4-3 所示。这种干涉有助于实现光线在腔内的稳定传播，从而形成稳定的激光输出。光纤提供了稳定的光学传输路径，减少振动和光路漂移带来的影响，有利于获得更稳定的干涉信号，并且利用可定制的光纤长度和直径，可以调节法布里-珀罗干涉腔的自由光谱范围和分辨率，以满足不同实验需求。光纤中的干涉腔不需要频繁校准，减少了维护和调整的工作量，使整个结构更易于操作。

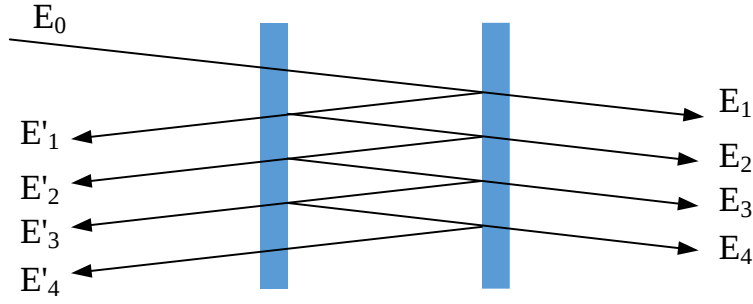
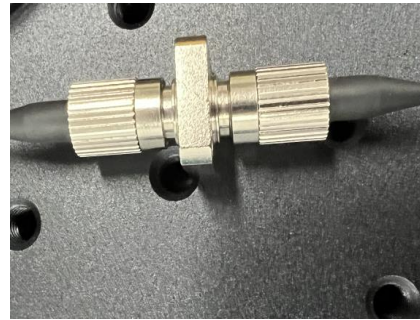


图 4-3 法布里-珀罗腔内部结构

将两根截取适当的光纤，放置在熔接机凹槽内通过塑料短管与法兰的一端熔接。再将法兰通过旋转连接在一起，形成一个简易的法布里-珀罗干涉腔。如图 4-4 所示连接的反馈腔，通过旋转法兰接口处的松紧来调节光纤端面之间的间距，从而改变法布里-珀罗干涉腔的反射特性，先需要进行粗调间距，确保激光器能够进入运行状态，整体结构稳定后，接着可进行细致的调节，从而在示波器上获得脉冲稳定的输出。所以，微调法布里-珀罗干涉腔的目的是光纤的反射特性可以被不断地调整，确保反射光谱能产生稳定的 Q 脉冲输出。



a. 法兰



b. FP 干涉腔

图 4-4 法布里-珀罗干涉腔搭建图

波长为 1550nm 的光纤反射率约为 4%至 5%，这意味着大约 4%到 5%的光会在光纤端面发生反射，而其余光将穿过光纤^[64]。以下是随着波长相位的改变光纤端面透射率的表达式：

$$T(\lambda) = \frac{T^2}{(1-R^2) + 4R\sin^2(\delta(\lambda))} \quad (4-1)$$

式中：T 为透射率，R 为反射率， $\delta(\lambda)$ 为波长相位差，通过仿真计算透射率的变换范围在 0.8522~1 之间。如图 4-5 所示光纤端面的透射率随一定波长相位差的变化曲线。

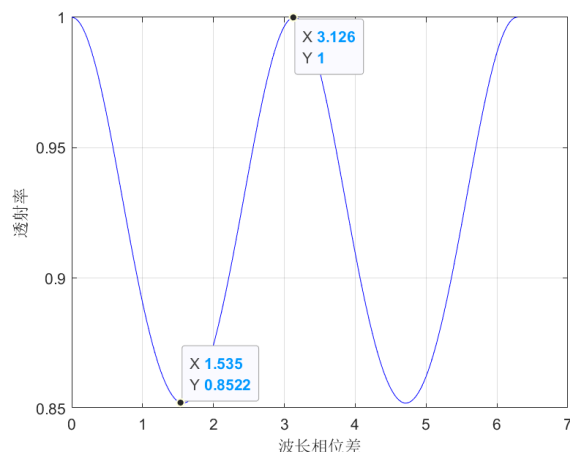


图 4-5 透射率与波长相位差关系

4.1.3 光纤光栅的选取

光纤光栅能实现无源滤波的功能，它采用特定方法进行调制，即对光纤纤芯的折射率进行轴向改变。这种光纤光栅小巧、与光纤兼容性强、熔接损耗低，同时还可以嵌入智能材料中。正是因为优点众多，在光纤传感、通信领域都得到广泛应用。

光纤光栅利用光敏特性这种优势，它通过存储在纤芯中的相干入射场图案进行紫外光曝光，这一过程使其成为具有长期稳定性的空间发热相位光栅，导致沿纤芯轴向呈周期性变化的折射率。实际上，这种设计使得光纤光栅在频谱选择性过滤和信号处理方面发挥着重要应用。在光纤内部，除了产生窄带透射滤波器、反射滤波器和反射镜等优势外，光纤光栅有助于确保宽光谱光束中，非布拉格条件波长的光能够持续传输。只有符合布拉格条件的波长才会被反射。如图 4-6 所示为均匀周期性的布拉格光栅内部结构原理图。



图 4-6 光纤光栅内部结构

在实物搭建结构中，最右侧使用到布拉格光栅为激光器结构运转过程提供粒子的反馈。布拉格光栅通常由介质中的周期性折射率变化结构组成，类似于光栅中的槽道。当入射光波照射到布拉格光栅上时，通过布拉格衍射原理，部

分波长的光会在折射率周期性变化结构上发生干涉衍射，形成衍射光束。在特定波长光满足布拉格条件时，会产生高效的衍射，而未能满足条件的光衍射效果较弱。光谱反射过程中，周期均匀的光纤光栅覆盖的频率范围，可以用以下表达式表示^[66]：

$$\Delta\lambda = \lambda S \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2} \quad (4-2)$$

上述， L 是光纤光栅的长度， λ 为波长， S 为光栅的占空比(对于强光栅， $S=1$ 表示透明带的宽度等于周期的宽度；而对于弱光栅， $S=0.5$ 表示透明带的宽度为周期的一半)， Δn 为光纤光栅折射率的最大变化量。

光信号在光栅上的比率是用来衡量光栅对特定波长的入射光的反射效果，有高低之分。高反射率表示光栅能够高效地反射该波长的光信号，而低反射率则表示光栅对该波长的光信号反射效果较弱。以下表达式为光纤光栅反射率与波长的关系：

$$U = \sqrt{(k^2 - \Delta\beta^2)} \quad Q = \sqrt{(-k^2 + \Delta\beta^2)} \quad (4-3)$$

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = \frac{2n\pi}{\lambda} - \frac{2n\pi}{\lambda_b} \quad (4-4)$$

$$R(\lambda) = \frac{k^2 \sinh^2(UL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(UL) + U^2 \cosh^2(UL)} \quad k^2 > \Delta\beta^2 \quad (4-5)$$

$$R(\lambda) = \frac{k^2 \sin^2(QL)}{\Delta\beta^2 - k^2 \cos^2(QL)} \quad k^2 < \Delta\beta^2 \quad (4-6)$$

式中， U 为光栅的单位格距内平均反射率， Q 为反射率的相干增益因子， h 为光栅结构中透明区域(槽)的深度或者透明区域与反射区域的相对高度差， L 为光栅的长度， k 为系数。光波的反射率会随着波长和光栅中心波长的差异而变化，若波长偏移较大，则反射率降低；只有光波的波长接近光栅的中心波长时，反射率才会增加。光放大效应才会得以实现，因为只有这样的光波才能在光栅中形成谐振腔，并实现稳定的激光输出^[67]。根据中心波长与光栅的周期得知：当选用波长为 1550nm 时，其 3dB 带宽约为 1.66nm。如图 4-7 所示为 1550nm 波长附近的反射率与波长之间的关系图。

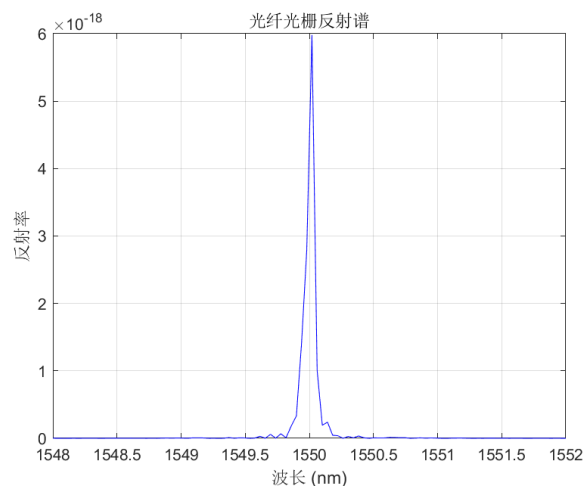


图 4-7 光纤光栅波长与反射率的关系图

作为调 Q 激光器的反射端，光纤布拉格光栅能够优化激光器的性能，提供可调谐的选项，从而显著提升激光器的工作性能。

4.2 SBS 自调 Q 光纤激光器的搭建

根据前两章提供的原理分析，如图 4-8 所示是参照图 4-1 搭建的弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的实验装置。



图 4-8 实验装置搭建图

首先，将所有器件固定在光学平板上，能保持光路的稳定性。由左上角为实验室自行设计的半导体激光驱动电路，对半导体泵浦源实现恒温恒流控制，

获得稳定的功率输出。单模光纤和掺铒光纤分别通过缠绕在纸板上，长度分别为 20m 和 4m。由两个光纤接头构成的弱法布里-珀罗干涉腔为激光谐振腔中各阶 Stokes 光提供微弱的反射。最后，调 Q 激光脉冲经一个可调衰减器后连接到光电探测器(Thorlabs, DET08CFC/M)，将光信号转换成电信号，呈现在示波器上。

上述实验装置中，想要产生有效的激光脉冲，需要保持各器件之间的光路通畅连接，弱反馈腔保持一定的调节范围，并且需要保证泵浦功率的供给，以及 SBS 阈值在光纤长度中是否达到。

4.3 实验结果分析

在第三章的数值仿真中，我们可以发现泵浦功率、单模光纤长度、掺铒光纤长度、反射率等因素都对调 Q 激光器的脉冲输出产生影响。因此，本章将较为稳定的数值仿真参数用于实验。弱反馈腔由两根光纤跳线端面用法兰组成的腔结构，固定一端光纤跳线，另一端松散放置。调节光纤跳线间距，注入泵浦光后，随着波动，调 Q 脉冲瞬间稳定输出。当泵浦功率维持平稳时，在示波器上观察到相对稳定的输出波形，如图 4-9 所示，前后波形未出现杂乱的寄生脉冲。尽管如此，实验中发现调 Q 脉冲的稳定性有显著提升，但脉冲峰值功率仍然存在微小波动，其波动幅度为 3.61%。

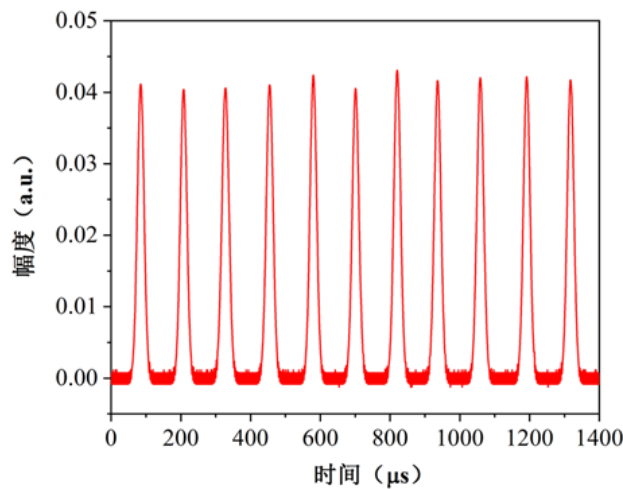


图 4-9 弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器输出脉冲

测得在 400mW 的泵浦功率下可实现单脉冲频率 8.06kHz、单个脉宽为 23μs 的输出波形。与传统的 SBS 自调 Q 激光器相比，引入弱反馈腔后，我们可以清

楚地观察到输出脉冲微微波动的外观，内部没有额外细节，前后没有寄生脉冲，并且脉冲起始部分没有明显的前延峰。

当移除弱反馈腔后，其他结构保持不变时，此时示波器波形平缓，无法起振，代表调 Q 脉冲并没有输出，如图 4-10 所示。因为这种情况下，谐振腔内 SBS 效应的阈值相对较高，这意味着激光器缺乏必要的反馈，导致无法产生脉冲或连续激光输出。

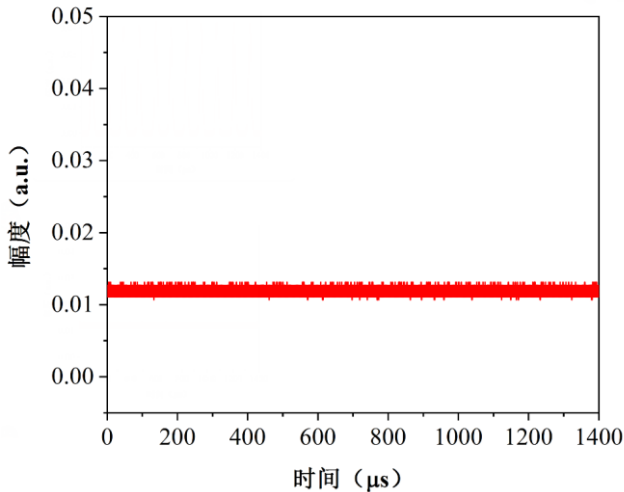


图 4-10 脉冲输出波形图

遗憾的是，由于泵浦功率的限制，未观察到更高泵浦功率情况下调 Q 脉冲输出波形，再加上实验室实验环境的多样性在，针对整个实验装置，我们提出后续解决方案：

(1) 由于实验室的泵浦源的限制，缺乏对比，因此未对不同功率下的的输出脉冲进行测试，后续可通过改进驱动电路或购买大功率泵浦源进行分别测试。

(2) 在实验过程中弱反馈腔由法兰连接两平口光纤接头构成，在端面受到磨损、沾染灰尘的情况下，精确值可能不够，对输出脉冲存在一定的影响，后续需要对实验环境进行优化，器材进行保护。

(3) 选用不同厂家的掺铒光纤，其中铒离子的浓度、掺铒光纤的长度、截面系数等因素都会造成影响；耦合器产生的效果可能也不一样，后续需要多对比。

4.4 本章小结

通过第三章讨论理论知识、仿真分析为基础，本章利用结构简单、成本低

廉的光学器件搭建了基于弱反馈腔 SBS 自调 Q 掺铒光纤激光器的实验光路。通过法布里-珀罗干涉腔提供的弱反射作为线型激光腔输出镜，对激光腔内各阶 Stokes 光产生反馈，降低 SBS 阈值并提高调 Q 脉冲的稳定性。实验测得泵浦功率 400mW 下的调 Q 脉冲的脉宽为 23 μ s，重复频率为 8.06kHz。

第5章 总结与展望

5.1 全文总结

本文致力于基于弱反馈腔 SBS 自调 Q 光纤激光器的研究，采用理论与实验相结合的方法，深入探讨了激光器脉冲稳定输出的动力学特性。研究工作主要集中在以下几个方面：

(1) 通过深入的理论分析，对调 Q 技术与调 Q 激光器的基本概念有了清晰的认识。通过数值仿真，展示了激光器谐振腔中随着时间的变化，反转粒子数密度、光子数密度、基态粒子数密度之间的关系以及调 Q 激光脉冲的积累与消耗过程。在研究受激布里渊散射的基本概念时，通过理论分析了解到散射过程中斯托克斯光子、泵浦光子、声波声子之间的耦合关系，深入分析了 SBS 的产生过程，并仿真出了阈值增益系数与光纤长度的关系。

(2) 建立了弱反馈 SBS 自调 Q 光纤激光器的数值计算模型，采用特征线法对模型进行数值仿真。深入研究传输耦合方程的物理过程和演化后，构造关于模型的边界条件和主要参数对多阶 Stokes 光分析是非常重要的一步，通过有限差分法，可以生成原始边界条件下的调 Q 脉冲输出与反转粒子数变化图，进一步加深对调 Q 激光器动态过程的理解。在仿真过程中引入反馈系数，研究了光纤长度、FBG 反射率、泵浦功率、掺杂光纤铒离子的发射截面与吸收截面等参数对输出脉冲的影响，从而更好地理解模型的动力学过程，为下一步实验结构的搭建提供基础。

(3) 开展了弱反馈腔 SBS 自调 Q 光纤激光器的实验研究。设计组装了一种简单结构、低成本的 FP 弱反馈腔。搭建了由 20m 单模光纤、4m 掺铒光纤、高反射率 FBG 和自制 FP 腔组成的线型激光腔，测得在泵浦功率 400mW 的条件下的单脉冲频率 8.06kHz、单个脉宽为 23 μ s 的输出波形，脉冲序列峰值存在 3.61% 的波动。

5.2 展望

本文对基于弱反馈的 SBS 调 Q 激光器进行了系列理论和实验研究，实现了 SBS 自调 Q 激光器稳定性的提升，但仍然存在一些不足之处。由于实验装置的局限性，只采用了单模光纤、掺铒光纤进行实验连接测试产生调 Q 脉冲，可以考虑多模光纤或其他掺杂离子光纤。此外，全面研究和优化参数也是关键，可以增加实验结果相关指标的提升。

在未来的研究中，将着重解决 SBS 自调 Q 光纤激光器实验过程中出现的问题，寻找更合适的方案进行改进，对激光器阈值、输出脉冲能量、脉宽和重复频率的可控性等方面进行深入研究。通过持续改善实验方法和优化参数设置，有望进一步提升研究的质量和水平，为其在相关领域的实用化做出更实质性的贡献。

参考文献

- [1] Jasim H A, Demir A G, Previtali B, et al. Process development and monitoring in stripping of a highly transparent polymeric paint with ns-pulsed fiber laser[J]. Optics & Laser Technology, 2017, 93: 60-66.
- [2] Dyakonov I V, Kalinkin A A, Saygin M Y, et al. Low-loss single-mode integrated waveguides in soda-lime glass[J]. Applied Physics B, 2016, 122: 1-7.
- [3] Zhu Z, Liu Y, Zhang W, et al. Low-noise, robust, all-polarization-maintaining mode-locked Er-doped fiber ring laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2018, 30(12): 1139-1142.
- [4] Malinauskas M, Žukauskas A, Hasegawa S, et al. Ultrafast laser processing of materials: from science to industry[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5(8): e16133-e16133.
- [5] Fermann M E, Hartl I. Ultrafast fibre lasers[J]. Nature photonics, 2013, 7(11): 868-874.
- [6] Scholle K, Lamrini S, Koopmann P, et al. 2 μm laser sources and their possible applications[M]//Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. IntechOpen, 2010.
- [7] 张军. 高功率光纤激光器实验研究[D].吉林:吉林大学,2004.
- [8] Nielsen M G, Weeber J C, Hassan K, et al. Grating couplers for fiber-to-fiber characterizations of stand-alone dielectric loaded surface plasmon waveguide components[J]. Journal of lightwave technology, 2012, 30(19): 3118-3125.
- [9] Jeon M Y, Lee H K, Ahn J T, et al. Pulse-amplitude-equalized output from a rational harmonic mode-locked fiber laser[J]. Optics letters, 1998, 23(11): 855-857.
- [10] Teichman J M H, Schwesinger W H, Lackner J, et al. Holmium: YAG laser lithotripsy for gallstones: a preliminary report[J]. Surgical endoscopy, 2001, 15: 1034-1037.

-
- [11] 胡曼. 脉冲光纤激光器的高亮度功率合成技术研究 [D]. 华中科技大学, 2006.
- [12] Wang S, Tang Y, Yang J, et al. MoS₂ Q-switched 2.8 μm Er: ZBLAN fiber laser[J]. Laser Physics, 2019, 29(2): 025101.
- [13] Muhammad F D, Zulkifli M Z, Ahmad H. 1500-nm Q-switched fibre laser with carbon nanotubes[J]. Quantum Electronics, 2018, 48(10): 941.
- [14] Fotiadi A A, Deparis O, Kiyan R V, et al. Dynamics of passive Q-switching in SBS/Er fiber laser at low-pump-power[C]//Laser Optics 2000: Semiconductor Lasers and Optical Communication. SPIE, 2001, 4354: 125-134.
- [15] 郭姝颖. 全光纤多波长调 Q 脉冲光纤激光器的研究 [D]. 天津: 天津理工大学, 2021.
- [16] Fotiadi A A, Mégret P, Blondel M. Dynamics of a self-Q-switched fiber laser with a Rayleigh-stimulated Brillouin scattering ring mirror[J]. Optics letters, 2004, 29(10): 1078-1080.
- [17] Hanzard P H, Talbi M, Mallek D, et al. Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers Sci[J]. 2017.
- [18] Hua D, Su J, Cui W, et al. All-fiberized SBS-based high repetition rate sub-nanosecond Yb fiber laser for supercontinuum generation[J]. Laser Physics Letters, 2014, 11(12): 125103.
- [19] 刘茵紫. 掺铈石英光纤制备及掺铈光纤激光器研究[D]. 华中科技大学, 2021.
- [20] Lippert E, Nicolas S, Arisholm G, et al. Midinfrared laser source with high power and beam quality[J]. Applied Optics, 2006, 45(16): 3839-3845.
- [21] 苏鹏. 波长可调谐大功率外腔半导体激光器研究[D]. 长春理工大学, 2023.
- [22] Liang F, Xiao Z, Chen R, et al. Transoral 980-nm/1470-nm dual-wavelength fiber laser microsurgery for early-stage glottic carcinoma[J]. Oral Oncology, 2019, 96: 66-70.
- [23] 汪园香. 脉冲型双包层掺铒光纤激光器及相关器件的研究 [D]. 杭州: 浙江大学, 2009.
- [24] 詹仪. 掺铒双包层光纤激光器的研究 [D]. 郑州: 郑州大学, 2007.

-
- [25] Liu X, Popa D, Akhmediev N. Revealing the transition dynamics from Q switching to mode locking in a soliton laser[J]. Physical review letters, 2019, 123(9): 093901.
- [26] Luo Z, Zhou M, Weng J, et al. Graphene-based passively Q-switched dual-wavelength erbium-doped fiber laser[J]. Optics letters, 2010, 35(21): 3709-3711.
- [27] Liu W, Pang L, Han H, et al. Tungsten disulfide saturable absorbers for 67 fs mode-locked erbium-doped fiber lasers[J]. Optics express, 2017, 25(3): 2950-2959.
- [28] Al-Hiti A S, Al-Masoodi A H H, Najm M M, et al. Passively mode-locked laser at 1 μm region based on tungsten trioxide (WO_3) saturable absorber[J]. Optik, 2021, 231: 166377.
- [29] Ahmed M H M, Khaleel W A, Sadeq S A, et al. Mode-locked thulium doped fiber laser utilizing tungsten trioxide saturable absorber[J]. Optics & Laser Technology, 2021, 136: 106730.
- [30] 康帅. 高功率波长可调谐掺铥光纤激光器的研究[D]. 北京交通大学, 2022.
- [31] Zhang Y, Yang C, Feng Z, et al. Dual-wavelength passively q-switched single-frequency fiber laser[J]. Optics Express, 2016, 24(14): 16149-16155.
- [32] 朱可, 裴丽, 赵琦等, 采用双 Sagnac 环滤波器的可切换多波长光纤激光器[J]. 红外与激光工程, 2020, 1007-2276.
- [33] 明淑娴, 魏志伟, 刘萌, 等. 调 Q 和调 Q 锁模脉冲共存双波长光纤激光器 [J]. 红外与激光工程, 2019, 48 (08): 77-84.
- [34] 刘畅. 基于增益光纤的调 Q 随机光纤激光器的研究[D]. 天津理工大学, 2021.
- [35] 曹康. 高功率声光调 Q 光纤激光器输出脉冲宽度的研究[D]. 北京工业大学, 2018.
- [36] Tunc B, Gulsoy M. Stereotaxic laser brain surgery with 1940 - nm Tm: fiber laser: an in vivo study[J]. Lasers in Surgery and Medicine, 2019, 51(7): 643-652.
- [37] Jasim H A, Demir A G, Previtali B, et al. Process development and monitoring in stripping of a highly transparent polymeric paint with ns-pulsed fiber laser[J]. Optics & Laser Technology, 2017, 93: 60-66.

-
- [38] 赵远洋. 基于分布反馈光纤激光器的自混合移频测速研究[D]. 安徽大学, 2021.
- [39] 陈娇. 基于双折射光纤的可调谐多波长掺铒光纤激光器的研究[D]. 天津理工大学, 2018.
- [40] 吴志洋. 调 Q 全光纤铒镱共掺双包层光纤激光器研究[D]. 河北大学, 2016.
- [41] Chu Q, Shi Y, Wen J, et al. 3 kW narrow-linewidth all-fiber amplifier with near diffraction limited beam quality[J]. *Laser Physics*, 2019, 29(5): 055103.
- [42] Barmenkov Y O, Muniz-Cánovas P, Kir'yanov A V, et al. Coexistence of quasi-CW and SBS-boosted self-Q-switched pulsing in Ytterbium-doped fiber laser with low Q-factor cavity[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2020, 38(14): 3751-3758.
- [43] 岳丛建,王福谦,袁建法. 光纤激光器调 Q 技术 [J]. 长治学院学报, 2005, (05): 43-44.
- [44] 段玮. 基于受激布里渊散射过程自调 Q 的机理研究及数值仿真[D]. 电子科技大学, 2006.
- [45] 杨亚婷. 基于声光调 Q 的脉冲光纤激光器研究[D]. 吉林大学, 2017.
- [46] Ibarra-Escamilla B, Durán-Sánchez M, Posada-Ramírez B, et al. Self-Q-switch and CW operation of a tunable dual-wavelength Er/Yb double-clad fiber laser[J]. *Applied sciences*, 2018, 8(2): 171.
- [47] 欧攀,林志立,江洁. MATLAB 数值计算在光学仿真和教学中的应用 [J]. 教育教学论坛, 2012, (33): 80-81.
- [48] 张茂森. 基于石墨烯锁模的掺铒光纤激光器研究[D]. 山东大学, 2015.
- [49] Zadok A, Eyal A, Tur M. Stimulated Brillouin scattering slow light in optical fibers[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(25): E38-E49.
- [50] 苏冰. 一种基于受激布里渊散射的自调 Q 掺铒光纤激光器的研究 [D]. 电子科技大学, 2008.
- [51] Antman Y, Clain A, London Y, et al. Optomechanical sensing of liquids outside standard fibers using forward stimulated Brillouin scattering[J]. *Optica*, 2016, 3(5): 510-516.

-
- [52] Liu A. Suppressing stimulated Brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient[J]. Optics express, 2007, 15(3): 977-984.
- [53] Tang Y, Li X, Wang Q J. High-power passively Q-switched thulium fiber laser with distributed stimulated Brillouin scattering[J]. Optics letters, 2013, 38(24): 5474-5477.
- [54] Kir'yanov A V, Barmenkov Y O, Andres M V. An experimental analysis of self-Q-switching via stimulated Brillouin scattering in an ytterbium doped fiber laser[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(5): 055112.
- [55] Hanzard P H, Talbi M, Mallek D, et al. Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers[J]. Scientific reports, 2017, 7(1): 45868.
- [56] 赵丽娟. 单模光纤受激布里渊散射阈值分析与计算 [J]. 光纤与电缆及其应用技术, 2009, (03): 24-26.
- [57] 冯杰. 光纤中的受激布里渊散射效应研究 [D]. 电子科技大学, 2009.
- [58] 关莉珍,王雨行,刘嘉伟,等. 耦合环辅助多模光纤受激布里渊散射阈值分析 [J]. 激光技术, 2024, 48 (01): 60-64.
- [59] 刘洋冠华. 受激布里渊散射百皮秒脉冲产生及波形保真放大特性研究 [D]. 哈尔滨工业大学, 2020.
- [60] 侯绍冬. 基于受激布里渊散射的自稳定调 Q 光纤激光器 [D]. 湖北: 华中科技大学, 2020.
- [61] Pan L, Utkin I, Fedosejevs R. Experiment and numerical modeling of high-power passively Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber lasers[J]. IEEE journal of quantum electronics, 2009, 46(1): 68-75.
- [62] Xu N, Ming N, Han X, et al. Large-energy passively Q-switched Er-doped fiber laser based on CVD-Bi₂Se₃ as saturable absorber[J]. Optical Materials Express, 2019, 9(2): 373-383.
- [63] Ge Y, Cai K, Wang T, et al. MEMS pressure sensor based on optical Fabry-Perot interference[J]. Optik, 2018, 165: 35-40.
- [64] Chen W P, Wang D N, Xu B, et al. Multimode fiber tip Fabry-Perot cavity for highly sensitive pressure measurement[J]. Scientific reports, 2017, 7(1): 368.

-
- [65] 刘翠,薛鹏. 高速光纤通信系统中的信号调制与解调技术 [J]. 电声技术, 2023, 47 (11): 115-117+121.
- [66] 果鑫, 陈涛, 张振鹤等. 基于光纤光栅选频的近单频输出环形腔光纤激光器设计与仿真 [J]. 湖南工业大学学报, 2024, 38 (01): 48-54.
- [67] 邓建成. 基于随机光纤光栅的随机光纤激光器的研究[D]. 华中科技大学, 2022.

攻读学位期间发表的学术论文目录

- [1] Xuehua Zhu, Yutong Miao, Chuangchuang Liu, Hao Su, Hongde Cheng, Meng Xing. Angular bandwidth for the non-focusing stimulated Brillouin scattering pulse compression. *Infrared Physics & Technology*, 2023, 130:104630.
- [2] Xuehua Zhu, Chuangchuang Liu, Hao Su, Yutong Miao, Hongde Cheng. Design of improved four-coil structure with high uniformity and effective coverage rate. *Heliyon*, 2023, 9(4): e15193.

致 谢

三年的研究生生涯仿佛转瞬即逝，回首过去，从最初的选题确定到如今终期答辩结束，仿佛是昨日的事情，却又充满了深刻的意义和回忆。在这三年里。很感谢我的导师朱学华老师，朱老师是一位年轻且拥有扎实专业基础的老师，在学习期间，朱老师以认真负责的态度授业解惑，在课题遇到困难时总会提出有益的解决方案帮助我们解决难题，在生活工作方面也是给出建议，时常叮嘱我们。很幸运遇到一位良师，在这里衷心感谢朱学华导师！

感谢实验室 404 的苏浩和刘闯闯两位师兄，在我刚进入课题组时，传授我一些课题的入门操作。感谢我的同门程洪德和邢猛两位同学，我们一起加入这个课题组，一起汇报一起学习一起互帮互助的日子。感谢实验室 404 韩芬同学在学习上的帮助。此外，感谢我的家人在我生活方面的照顾关心。

尚德敏学 唯实惟新

