

引用格式: CHENG Qi, YUAN Hao, CAO Huabao, et al. Theoretical Study of Near Single-cycle Post Compression for Yb Doped Lasers[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(6):0614002

程起,袁浩,曹华保,等.基于掺镱激光器的近单周期脉冲后压缩理论研究[J].光子学报,2023,52(6):0614002

基于掺镱激光器的近单周期脉冲后压缩理论研究

程起^{1,2},袁浩^{1,2},曹华保¹,付玉喜¹

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 阿秒科学与技术研究中心,西安 710119)

(2 中国科学院大学,北京 100049)

摘要:单周期的激光脉冲是通过高次谐波方法产生孤立阿秒脉冲的理想驱动源。基于空芯光纤的脉冲后压缩法是获得高时空质量单周期飞秒脉冲的重要途径。本文开展基于充气空芯光纤的脉冲后压缩理论研究,模拟并优化了空芯光纤中纤芯半径,传输长度,气体压强等参数,在充有氩气或氦气的空芯光纤中将光谱展宽达到一个倍频程,并通过色散补偿将掺镱激光器倍频的 515 nm 脉冲的脉宽压缩至近单周期,其压缩比达到 100。该研究结果为基于高功率长脉冲的掺镱激光脉冲的高压缩比实验提供理论指导,为高亮度阿秒激光产生提供高性能驱动光源。

关键词:飞秒激光;非线性光学;频谱展宽;脉冲压缩;空芯光纤

中图分类号:O437

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20235206.0614002

0 引言

超短激光脉冲可以产生与原子势相比拟的光电场强度,成为研究非线性光学和强场物理的重要工具。其中,通过飞秒激光驱动的高次谐波过程产生阿秒光脉冲已经成为强场物理研究的重要课题。阿秒光脉冲可以从根本上认知微观世界相互作用与相对运动规律,进而从根本上揭示物质的宏观属性,因此受到了原子分子物理、量子物理、材料、医学等领域的广泛关注^[1]。

目前钛宝石激光器是广泛采用的产生极紫外波段阿秒光脉冲的驱动光源,但是由于热效应的限制,基于钛宝石晶体的飞秒激光器平均功率小于 50 W,进而限制了阿秒光源的亮度。然而随着阿秒光源应用范围的不断扩大,具有更高重复频率和更高亮度的阿秒光源需求愈发迫切,例如开展电子和离子态的符合测量^[2]、探测固体材料能带结构动力学过程^[3]、时间分辨的光电子发射显微成像^[4]等研究,通常 30 kHz 到数 MHz 的高重复、高亮度的阿秒/飞秒光脉冲是比较理想的光源。为了获得短脉宽、高重复、高脉冲能量的驱动光源,研究人员开始将目光转向掺镱激光器。掺镱激光器(例如 Yb:KGW, Yb:YAG)在近年来发展迅速,中心波长在 1 030 nm 附近,通过将激光晶体设计为板条或薄片来优化散热,最高可以获得千瓦级高平均功率的激光输出^[5]。此外,由于基于高次谐波方法产生阿秒光源的效率与驱动激光波长 λ^{-5} 、 λ^{-6} 成正比,使用其二倍频(515 nm)激光能够大幅度提升极紫外波段阿秒光源的产生效率^[6]。然而掺镱激光器的脉宽往往较大,在百飞秒量级,如基于 Yb:KGW 晶体的激光器输出脉冲宽度可以达到 190 fs(Light Conversion 的 pharos 系列),基于 Yb:YAG 晶体的激光脉冲为 500 fs(Trumpf 的 dira 系列),这样的脉宽无法用于产生孤立的阿秒光脉冲。

基于脉冲后压缩是被广泛采用的获得少周期超短激光脉冲的有效途径,目前常用的后压缩方法包括多程腔压缩、固体薄片组压缩、激光成丝自压缩和空芯光纤压缩等。多程腔压缩是近些年发展起来的新技术,具有小型化、简单、高效率等特点,例如 HARITON V 等利用装有熔融石英板的多程腔将倍频得到的 515 nm

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 12104501, 62175256, 92050107, 61690222),陕西省自然科学基金基础研究计划(No. 2019JCW-03),中国科学院重大科技基础设施预研(No. J20-021-III)

第一作者:程起,chengqi20@mailsucas.ac.cn

通讯作者:曹华保,caohuabao@opt.ac.cn;付玉喜,fuyuxi@opt.ac.cn

收稿日期:2023-03-01; **录用日期:**2023-03-28

<http://www.photon.ac.cn>

脉冲压缩到了 38 fs^[7]。固体薄片组压缩与多程腔压缩在原理上是类似的, WANG Siyang 等利用四组八片 CaF₂ 薄片将 515 nm 脉冲压缩到了 40 fs^[8]。激光成丝自压缩是一种复杂的脉冲压缩方法, 主要利用自聚焦、电离诱导的散焦、自相位调制以及自陡峭等非线性效应的联合作用。KRETSCHMAR 等利用激光在氩气中的成丝现象将 780 nm 脉冲压缩到了 5.3 fs^[9]。充气空芯光纤是一种成熟的后压缩方法, 压缩后的光脉冲具有极高的光束质量, 其已经广泛运用在 800 nm 以及中红外等波段, 例如 ANDERSON A 等利用充氮气的空芯光纤将 800 nm 的脉冲压缩到了 5.7 fs^[10]; WANG Pengfei 等利用充氮气的空芯光纤将 4 μm 的脉冲压缩到了 21.5 fs 等^[11]。对于由 1 030 nm 倍频得到的 515 nm 脉冲, 充气空芯光纤依然适用。例如 DESCAMPS D 等报道了利用倍频的 515 nm 脉冲的压缩结果, 但是他们最终只得到了 14.8 fs 的压缩脉宽, 并没有压缩到两个周期以内^[12]。如何利用充气空芯光纤将倍频得到的 515 nm 的脉冲压缩到近单周期, 依然是一个研究重点。

本文理论研究了对 515 nm 脉冲基于充气空芯光纤的后压缩。初始输入脉冲参考 Light Conversion 公司的掺镱激光器的输出, 通过建立理论模型, 优化了空芯光纤参数(纤径、长度、气体类型、气压等), 最终获得了近单周期的脉宽, 压缩倍数达到 100 左右, 并在此基础上证明了多级压缩在后压缩技术中的有效性。本工作对后压缩方法获得高平均功率、高重复频率、少周期、高光束质量的飞秒激光具有重要的指导意义, 推动先进阿秒光源和阿秒科学研究快速发展。

1 理论模型

脉冲在空芯光纤的传输过程中同时受到色散效应以及非线性效应的影响。色散效应与非线性效应的联合作用, 描述了脉冲在空芯光纤中传输时的波形变化情况。从基本的麦克斯韦方程组出发, 可以推导出脉冲在空芯光纤中传输时满足的时域广义非线性薛定谔方程^[13]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha_{\text{loss}}}{2} - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) |A|^2 A \quad (1)$$

式中, z 是脉冲在光纤中的传输距离, $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ 是随脉冲以群速度 v_g 移动的参考系中的时间量度, $A(z, t)$ 是脉冲时域振幅, α_{loss} 是介质的损耗系数^[14]

$$\alpha_{\text{loss}} = \left(\frac{2.405}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{\kappa^2 + 1}{\sqrt{\kappa^2 - 1}} \quad (2)$$

式中, a 为纤芯半径, κ 为空芯光纤外部(熔融石英)和内部(气体)介质的折射率之比。 $\beta_k = (d^k \beta / d\omega^k)|_{\omega=\omega_0}$ 代表介质的 k 阶色散, $\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 代表介质的非线性系数, 其中 $n_2 = (p/\text{bar}) \cdot C$ 为非线性折射率, 根据气体类型的不同, C 为不同的数值。 $A_{\text{eff}} = 0.48\pi a^2$ 为纤芯的有效面积。式(1)的等式左侧描述了脉冲传输过程中的色散效应, 包括损耗(第二项)与各阶色散(第三项)。而式(1)的等式右侧则描述了脉冲传输中的非线性效应, 包括自相位调制(第一项)与自陡峭效应(第二项)。

式(1)是一个非线性偏微分方程, 在一般情况下无法获得有效的解析解, 只能使用数值方法求解。常用的数值方法包括频域有限差分法, 即将式(1)傅里叶变换到频域得到

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = \hat{L}(\omega) \tilde{A} + i\gamma \left[1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right] \mathcal{F} \{ |A|^2 A \} \quad (3)$$

式中, 线性算符 $\hat{L}(\omega)$ 可以写为 $\hat{L}(\omega) = i(\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)[\omega - \omega_0]) - \alpha_{\text{loss}}/2$ 。对于给定的 $\beta(\omega)$, 其直接以无近似的方式作用于频域。假设初始耦合进空芯光纤的脉冲时域波形为高斯型, 具体形式为 $A(0, T) = \sqrt{P} \exp(-2\ln 2 T^2 / T_0^2)$, 式中 T_0 是脉冲时域强度分布的半高全宽, $P = \sqrt{E_0 / T_0}$ 是脉冲的峰值功率, E_0 为脉冲能量。当脉冲在空芯光纤中传输时, 由克劳修斯-莫索提方程式(Clausius-Mossotti equation), 可以推导得到空芯光纤中充入的惰性气体折射率随压强 p 与温度 T 的变化关系式为

$$n = \left(1 + \frac{3}{\frac{3\epsilon_0}{N_a \alpha} \frac{RT}{p} - 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, R 为理想气体常数, N_a 为阿伏伽德罗常数, α 为惰性气体的分子极化率

$$\alpha = \frac{3\epsilon_0 R T_{\text{ref}}}{N_a p_{\text{ref}} \left(1 + \frac{3}{n_{\text{ref}}^2 - 1} \right)} \quad (5)$$

式中, T_{ref} 和 p_{ref} 分别为标准条件下的温度与压强, n_{ref} 为对应状态下的折射率。由此根据 $\beta = n\omega/c$ 可以求得脉冲在空芯光纤中的传播常数。

2 计算结果与讨论

仿真中的光源参考 Light Conversion 公司的 PH2-2mJ-SP 激光器, 其中心波长为 1 030 nm, 重复频率为 10 kHz, 脉冲能量为 2 mJ, 考虑 50% 的倍频转换效率, 得到中心波长为 515 nm, 脉冲能量为 1 mJ 的输入脉冲, 脉宽为 250 fs, 峰值功率为 4×10^9 W。为了在空芯光纤中以最小的损耗实现受控的光谱展宽, 一个重要的条件是脉冲的峰值强度应小于惰性气体的光电离阈值强度 I_{th} , 即 $P \leq I_{\text{th}} \cdot A_{\text{eff}}^{[15]}$ 。惰性气体的 I_{th} 在 10^{14} W/cm²量级^[16], 由此可以得到纤芯半径为 $a \geq 50$ μm , 在此基础上可以忽略电离对脉冲频谱展宽过程中的影响。此外, 由于脉冲在空芯光纤中传播时会受到波导结构的限制, 始终保持固定的模式传播, 因此可以忽略脉冲传输过程中空间效应的影响。本文使用氩气与氪气进行模拟, 在标准条件下氩气与氪气的 n_2 分别为 10^{-23} m²/W, 2.8×10^{-23} m²/W^[17-18]。令模拟过程中二者对应的最大压强分别不超过 10 bar、3.5 bar (1 bar = 100 kPa), 即相当于二者的最大非线性折射率 n_2 相同, 为 10^{-22} m²/W。图 1(a)、(b) 分别显示了根据式 (4) 计算得到的充气空芯光纤的传输特性曲线, 纵坐标为气体的群速度色散 (Group Velocity Dispersion, GVD)。对于氩气, 压强划分为 1、2、4、6、8、10 bar, 氪气为 1、1.5、2、2.5、3、3.5 bar。计算表明充气空芯光纤的 GVD 始终大于 0, 是正色散材料。

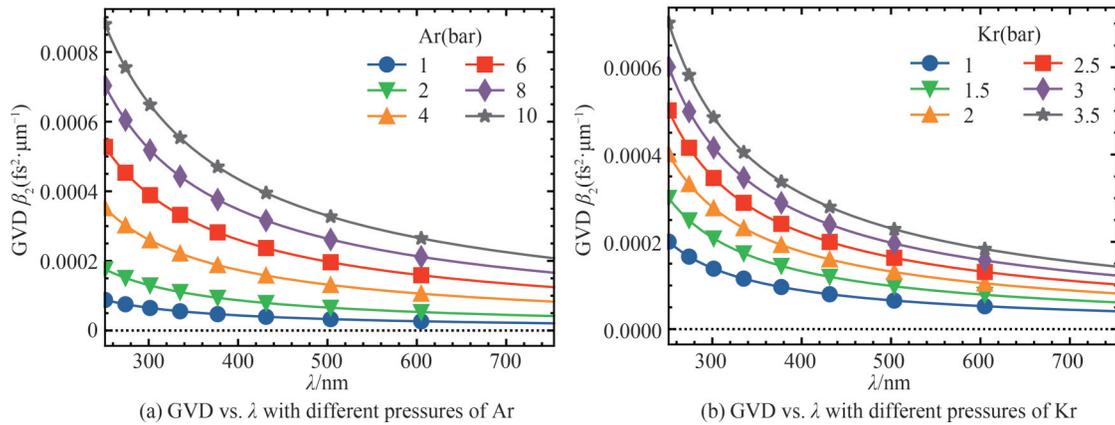
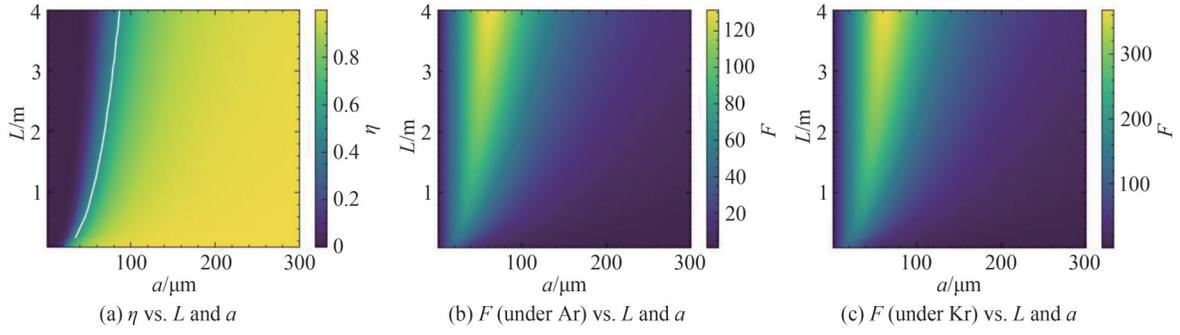


图 1 不同压强/波长对 GVD 的影响

Fig.1 The effects of different pressures/wavelengths on GVD

脉冲在空芯光纤中传输时因为损耗系数 α_{loss} 的影响, 其能量会以 $e^{-\alpha_{\text{loss}}L}$ 随着传输距离的增加而逐渐衰减。此外根据式 (2) 可知, α_{loss} 与纤芯半径 a 的三次方成反比, 所以脉冲的传输效率也会受到 a 的影响。图 2(a) 显示了以氩气为例, 在标准条件下 (1 bar) 脉冲在空芯光纤中的传输效率 η 与纤芯半径 a 和传输距离 L 之间的关系。图中白线代表 η 为 50% 的位置。白线的右侧代表 η 大于 50%, 而白线的左侧代表 η 小于 50%。理论上传输效率 η 还会根据式 (2) 与式 (5) 中的惰性气体的折射率与压强的关系从而受到压强的影响。但是计算可得压强对气体折射率的影响在千分位上, 其对于传输效率 η 的影响可忽略不计, 所以图 2(a) 对于前述 1~10 bar 的压强划分都是适用的。对于氪气同理, 氪气与氩气的折射率在标准条件下分别为 1.000 3 和 1.000 4 (515 nm 处), 对于传输效率的影响同样可忽略不计, 所以图 2(a) 对于氪气也同样适用。

图2 纤芯半径 a 的选取原则Fig.2 Selection principle of fiber core radius a

另外,在忽略色散与自陡峭效应的影响时,可以推导得到输出脉冲的谱宽与输入脉冲的谱宽之比展宽因子 F 的表达式为^[19]

$$F = \frac{\Delta\omega_{\text{out}}}{\Delta\omega_{\text{in}}} = \sqrt{1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \phi_{\text{max}}^2} \quad (6)$$

$\phi_{\text{max}} = \gamma PL_{\text{eff}}$ 是最大非线性相移,其中 $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_{\text{loss}} L)] / \alpha_{\text{loss}}$ 为空芯光纤的有效长度。由式(5)可知,展宽因子 F 与纤芯半径 a , 传输距离 L 以及气体压强 p 的取值有关。在图2(b)、(c)中分别使用氩气与氙气,计算得到了在标准条件下(1 bar) F 与 a 和 L 之间的关系。对于压强,由于展宽因子 F 中根式下第二项 $4\phi_{\text{max}}^2 / 3\sqrt{3}$ 要远大于1,所以在近似条件下 $F \approx 2\phi_{\text{max}} / \sqrt{3\sqrt{3}} \approx 0.88\phi_{\text{max}}$ 。这样 F 就与压强成正比,因此对大于1 bar的压强,只需对图2(b)、(c)乘以相同的比例即可。另外根据 $F \approx 0.88\phi_{\text{max}}$ 可以发现,不同气体中的展宽因子差别只在于各自的非线性折射率 n_2 不同,所以图2(b)、(c)中的变化趋势是一致的,差别仅在于氙气的 F 在相同条件下数值更大。根据傅里叶变换极限脉冲的时间带宽积理论,要想获得具有更短时域脉宽的激光脉冲,脉冲的频谱必须被扩展到足够宽,一般为一个倍频程。对于中心波长为515 nm的脉冲,倍频程的范围大致为350~700 nm,换算到角频率域的范围为 2.7×10^{15} rad/s。而其初始谱宽 $\Delta\omega_{\text{in}} = \sqrt{2\ln 2} / T_0 \approx 6.8 \times 10^{12}$ rad/s,因此认为展宽因子大于400都是可行的,此时可以计算得到在最大非线性折射率 n_2 下的传输长度 L 应大于2.35 m。这样由图2综合考虑,最终确认纤芯半径 a 为125 μm 。

由于式(6)中只考虑了自相位调制,并且式(6)只是一个估算公式,所以需要进一步通过进一步的模拟来验证合适的压强与传输距离,使得脉冲的频谱可以在充气空心光纤中展宽达到倍频程。图3显示了在氩气中使用不同组合得到的脉冲展宽结果,其中以初始脉冲进行归一化。由图3(a)可以发现,在10 bar, 2.5 m; 8 bar, 3 m; 6 bar, 4 m的时候,脉冲的频谱都可以达到倍频程,并且三者的谱形是类似的,此时计算得到三种组合的展宽因子 F 与传输效率 η 分别为423, 0.86; 400, 0.84; 389, 0.79。这样的频谱都支持将脉冲的时域脉宽压缩

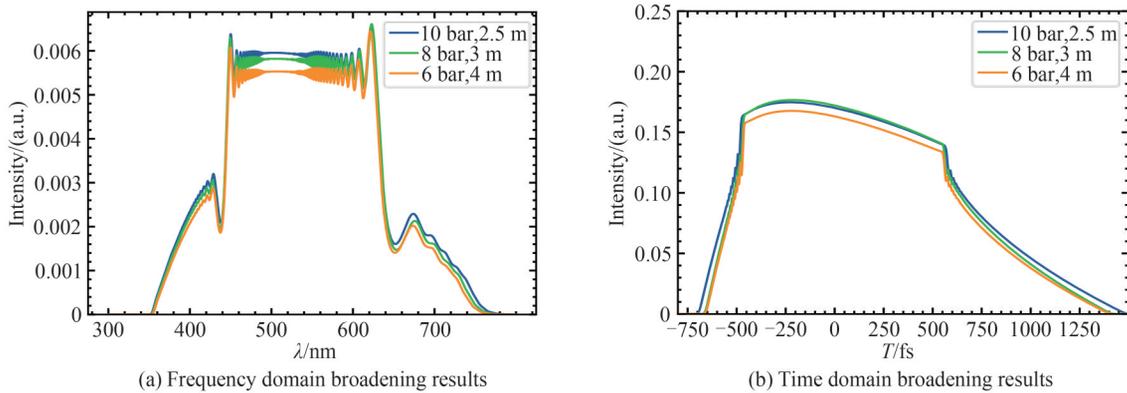


图3 在 Ar 中不同压强与长度组合的展宽比较

Fig.3 Comparison of broadening for different combinations of pressure and length in Ar

至近单周期,考虑到 10 bar, 2.5 m 组合下的 F 与 η 均为最大值,所以选择 10 bar, 2.5 m 的组合对脉冲进行压缩。

上述讨论是针对氙气的,对于氪气同理。图 4(a)、(b)显示了在 3.5 bar, 2.5 m; 3 bar, 3 m; 2.5 bar, 3.5 m 三种组合下脉冲的展宽情况,对应的 F 与 η 分别为 414, 0.86; 420, 0.84; 403, 0.81。因为在氪气与氙气分别取到各自最大压强的时候二者的最大非线性折射率 n_2 是相同的,都为 10^{-22} m²/W,所以在忽略色散的情况下,二者在最大压强下经过相同的传输距离后频谱的展宽程度与谱形应该相同。但可以发现对于图 4(a)中 3.5 bar, 2.5 m 的频谱相较于图 3(a)中 10 bar, 2.5 m 的频谱略有不同,这种差别主要来自于二者的 GVD 不同,这也导致了图 4(b)中时域的展宽范围整体要略小于图 3(b)的范围。考虑 F 与 η ,并且为了与氙气的情况进行对比,同样对于氪气选择 3.5 bar, 2.5 m 的组合。

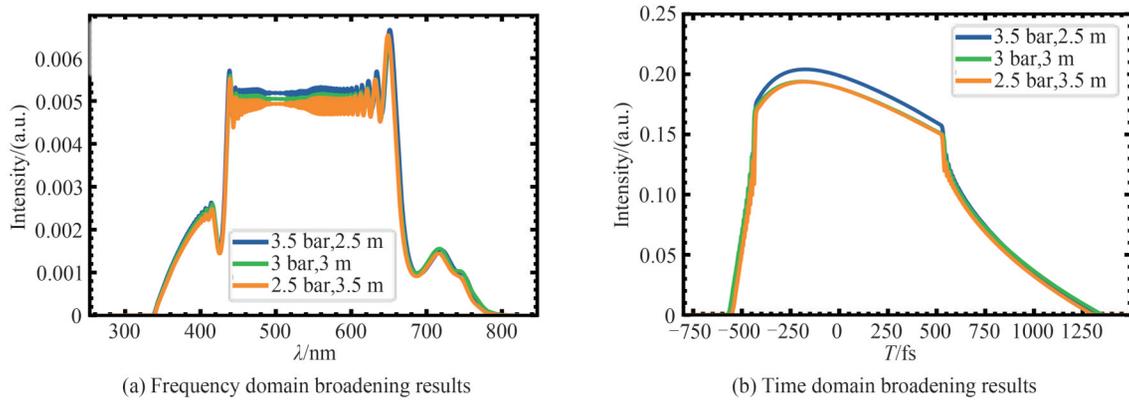


图 4 在 Kr 中不同压强与长度组合的展宽比较

Fig.4 Comparison of broadening for different combinations of pressure and length in Kr

经过上述讨论,最终确定了脉冲分别在氙气与氪气中进行频谱展宽的合适参数。图 5(a)、(b)与(c)、(d)分别显示了脉冲在氙气与氪气中传输时频谱与时域随传输距离的演化图。其中图 5(a)、(c)为了方便观察,对纵坐标进行了截取。观察图 5(a)、(c),由于受到自相位调制随传输距离增大而变大的影响,可以发现脉冲的频谱从中央区域发生了分裂现象,并且由于自陡峭效应的存在,导致分裂的频谱左右两侧是不对称的。此外随着传输距离的增大,GVD的影响也会逐渐增大,导致脉冲频谱的多峰结构发生明显变化,中央区域的振荡峰趋于平缓。此外 GVD 会产生线性啁啾,而自相位调制则会产生非线性啁啾。两种频率啁啾混合,会使得脉冲的不同部分以不同的速度传输,特别在正色散区($\beta_2 > 0$),脉冲前沿的低频光传播速度更快,并会与脉冲后沿的高频光发生干涉,而相反的情况发生在脉冲的后沿。这会在时域产生振荡结构并在频谱边带附近生成新的频率分量,从而导致对脉冲进行整形^[20-21]。因此会表现为随着传输距离的增大脉冲由高斯型逐渐转变为矩形,图 3(b)与图 4(b)对这种现象有更清晰的展示,而矩形左右不对称的原因是自陡峭效应导致的频谱的不对称性。

在上述的计算中已经得到了脉冲频谱分别在氙气与氪气中的展宽结果,其与展宽前的频谱对比分别如图 6(a)、(c)所示,图中红色虚线为色散补偿后的频谱相位,相位利用复振幅的虚部与实部的反正切求得。利用 $\eta = (\sum_{\omega} A_{\omega}^2) / E_0$ 计算了在氙气与氪气中展宽后的脉冲能量传输率,均为 0.86,与前述中利用公式计算得到的结果吻合。展宽后的频谱能够支持的傅里叶变换极限(Fourier Transform Limited, FTL)脉冲如图 6(b)、(d)中阴影部分所示,其脉宽分别为 2.32 fs 与 2.13 fs。之后对脉冲频谱进行色散补偿,即可得到压缩后的脉冲,模拟中的色散补偿是通过在频谱的相位添加负的 GDD 完成的。在实际的实验中,宽带频谱补偿可以使用啁啾镜,例如 UltraFast Innovation 公司的 PC1332 啁啾镜可以在 400~1 000 nm 的范围内对 GDD 进行补偿。图 6(b)蓝线显示了在氙气中得到的压缩结果,当补偿的二阶色散(Group Delay Dispersion, GDD)为 -769 fs²时,可以得到最短脉宽为 2.91 fs 的脉冲,红色虚线为色散补偿后的时域相位。相较于阴影部分的 FTL 脉冲,最终压缩得到的脉冲在底部还残留有一些小振荡峰。这些振荡峰的出现来源于脉冲传输过程中获得的高阶色散,它们会使得压缩得到的主脉冲的峰值功率下降。图 6(d)是在氪气中得到的压缩结果,当补偿的 GDD 为 -580 fs²,可以得到最短脉宽为 2.62 fs 的脉冲,其中的红色虚线同样为色散补偿后的时

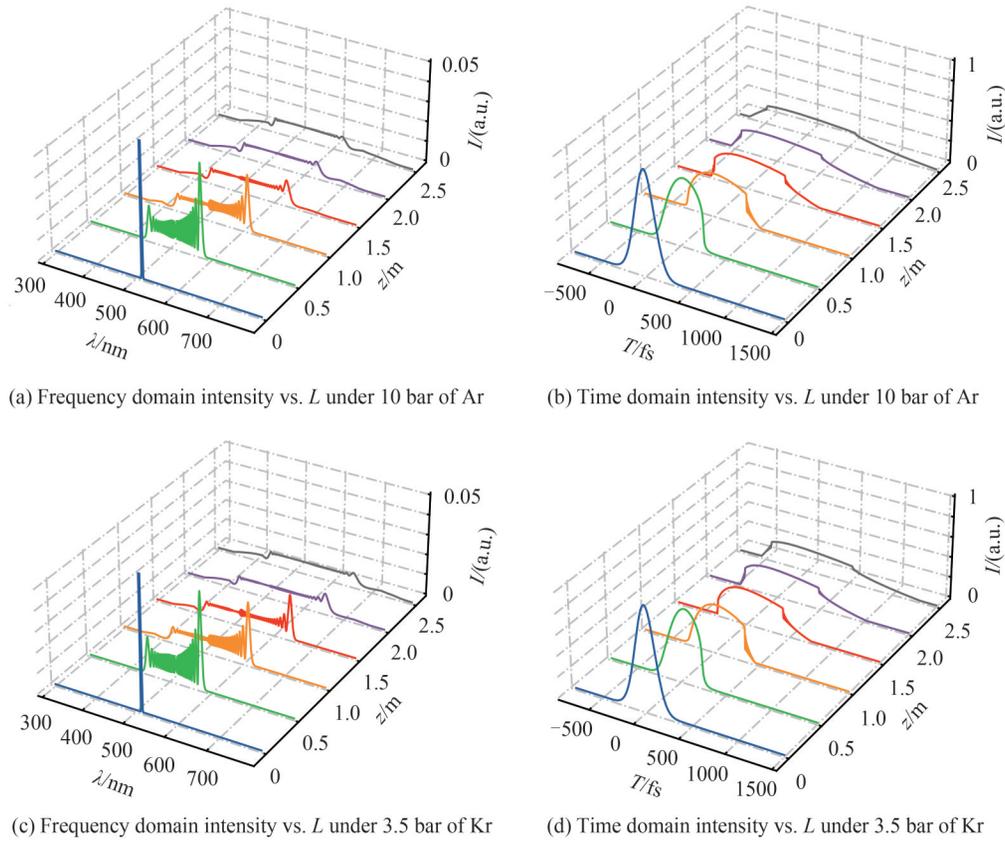


图5 脉冲随空芯光纤长度的演化图

Fig.5 Evolution of the pulse with the length of the hollow core fiber

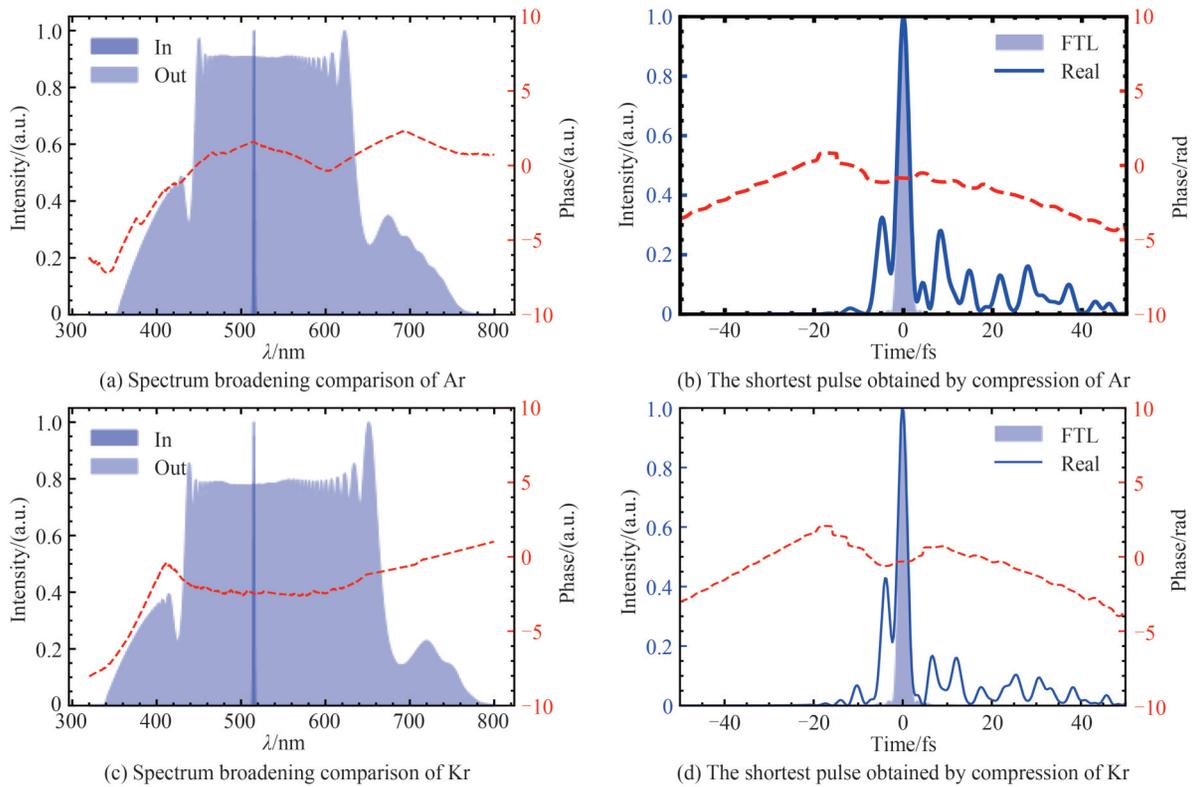


图6 脉冲的频谱展宽与时域压缩

Fig.6 Pulse spectrum broadening and time domain compression

域相位。可以看到,对于氩气与氪气,在相同的最大非线性折射率与传输距离下二者的压缩效果是类似的,均成功将脉冲压缩至两个周期以内(周期为1.72 fs)。

虽然图6显示的结果证明使用充有惰性气体的空心光芯可以将250 fs的脉冲压缩到近单周期,但从图6(b)、(d)可以看出,这时压缩得到的脉冲还残留有许多振荡结构,这是因为在频谱展宽的过程中引入了过多的高阶色散,这些高阶色散很难被补偿。因此,对于初始脉宽达250 fs的脉冲,可以使用多级压缩的方式进行压缩,如图7(a)所示,倍频得到的515 nm脉冲先经过第一级的多程腔进行压缩,将压缩后的脉冲再通过第二级的充气空芯光纤进行压缩,这样可以有效解决高阶色散过多的问题。第一级压缩参考HARITON V等的工作,他们在实验中利用多程腔成功将倍频得到的515 nm,250 fs的脉冲压缩至38 fs^[7]。在第二级使用充有0.2 bar氩气、长度为1 m的空芯光纤进行压缩。仍然保证输入脉冲的能量为1 mJ,纤芯半径为125 μm 。图7(b)是脉冲频谱展宽前后的对比图。在使用 -20 fs^2 的GDD补偿后,可以得到图7(c),此时脉冲的波形趋于完美,脉宽为2.08 fs,其中阴影区域为展宽后的频谱支持的FTL脉冲,脉宽为2.04 fs。同样使用氪气可以对脉冲实现相似的压缩,图7(d)、(e)显示了压强为0.1 bar,长度为0.8 m的压缩结果。最终压缩得到的脉宽为2.03 fs,此时的FTL脉宽为2 fs。

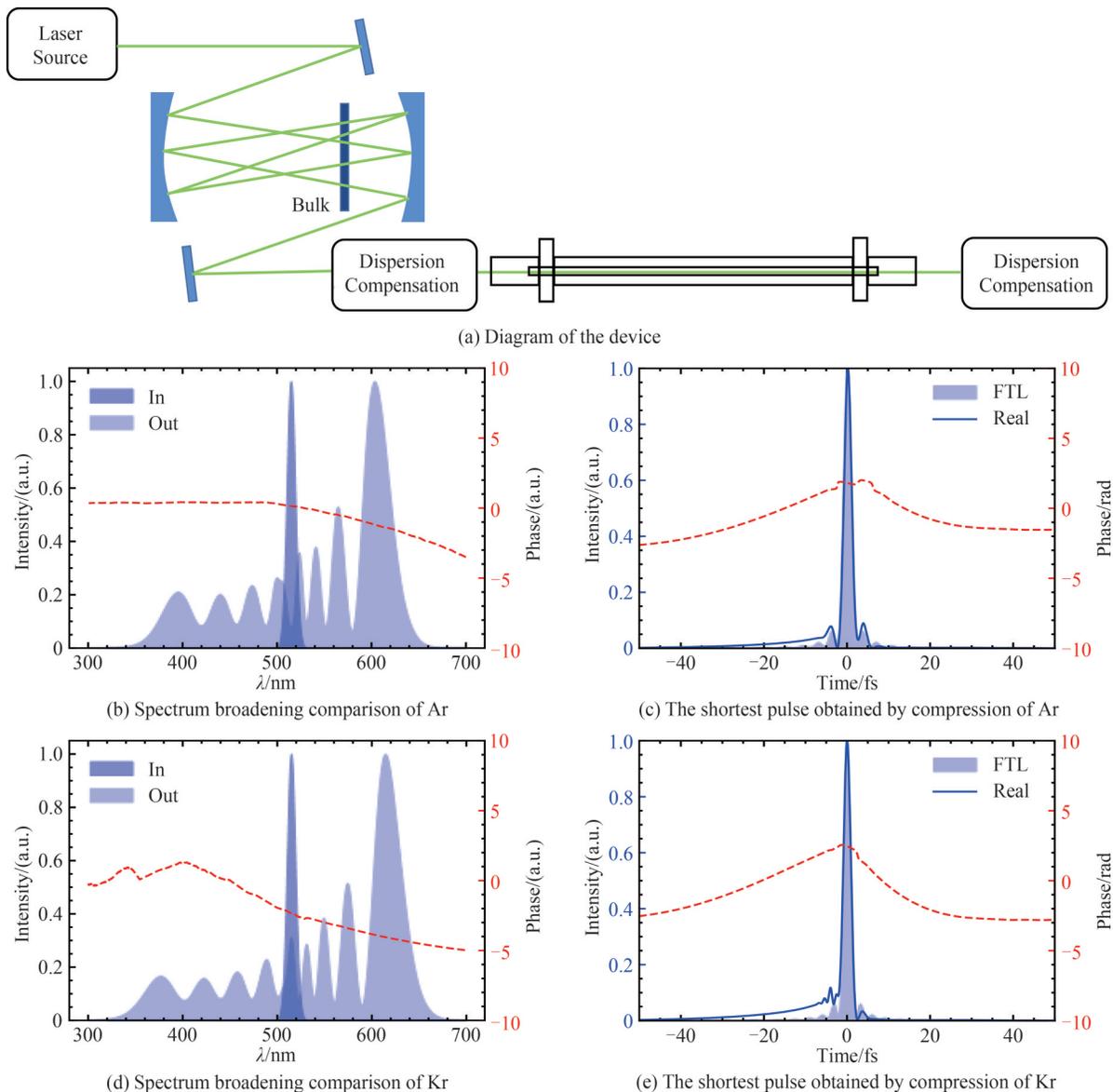


图7 使用第一级压缩得到的38 fs脉冲进行第二级压缩

Fig.7 Second stage compression using 38 fs pulse from first stage compression

3 结论

近单周期的短波长脉冲在孤立极紫外阿秒脉冲产生等领域有重要的意义。本文理论模拟了基于充气空芯光纤的后压缩过程,将掺镱激光器倍频脉冲的脉宽压缩至近单周期。利用理论模拟优化了空芯光纤参数,证明经过色散补偿后可以在充有氩气或氦气的空芯光纤中实现100的压缩比,最终获得小于两个周期的脉冲,与DESCAMPS D等^[12]利用充气空芯光纤在515 nm处压缩得到的15 fs的实验结果相比从理论上论证了获得更短压缩脉冲的可能性。这样短脉宽、短波长的脉冲可以极大提高由高次谐波产生阿秒光源的效率。但是使用充气空芯光纤直接将250 fs脉冲压缩至近单周期,会产生很多难以补偿的高阶色散,这会使脉冲的对比度下降,造成能量损失。这时可以采用多级压缩的方式,先对250 fs的脉冲使用多程腔压缩,在第二级再使用充气空芯光纤压缩,这样可以有效减少高阶色散的产生,实现对比度更高的脉冲输出。另外模拟中在空芯光纤内使用了均匀的气压,而在实验中可以采用梯度气压避免光纤入口处的有害非线性效应^[22],而且色散补偿中单一啁啾镜的有限补偿带宽也是限制实验中获得少周期脉冲的重要因素。本文的理论研究工作将对基于掺镱高功率亚皮秒激光器获得少周期光脉冲提供重要的理论指导,这对推动高性能阿秒光源研制和阿秒科学研究具有重要意义。

参考文献

- [1] MIDORIKAWA K. Progress on table-top isolated attosecond light sources[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16: 267-278.
- [2] SCHMIDT-BÖCKING H, ULLRICH J, DÖRNER R, et al. The COLTRIMS reaction microscope—the spyhole into the ultrafast entangled dynamics of atomic and molecular systems[J]. *Annalen der Physik*, 2021, 533(9): 210034.
- [3] SIE E J, ROHWER T, LEE C, et al. Time-resolved XUV ARPES with tunable 24–33 eV laser pulses at 30 meV resolution[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 3535.
- [4] ZHAO Z L, JI B Y, WANG L, et al. Two-color laser PEEM imaging of horizontal and vertical components of femtosecond surface plasmon polaritons[J]. *Chinese Physics B*, 2022, 31: 10.
- [5] BRAUCH U, RÖCKER C, GRAF T, et al. High-power, high-brightness solid-state laser architectures and their characteristics[J]. *Applied Physics B*, 2022, 128: 58.
- [6] SHINER A D, TRALLERO-HERRERO C, KAJUMBA N, et al. Wavelength scaling of high harmonic generation efficiency[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(7): 073902.
- [7] HARITON V, WAHID A B, FIGUEIRA G, et al. Multipass spectral broadening and compression in the green spectral range[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(5): 1246-1249.
- [8] WANG S Y, YAN J Y, BRUNNER W, et al. High performance compression of 515 nm laser pulses at kHz-MHz repetition rates for ultrabright EUV high harmonic generation [C]. *Optica High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress*, 2022: HTh3B.4.
- [9] KRETSCHMAR M, BRÉE C, NAGY T, et al. Direct observation of pulse dynamics and self-compression along a femtosecond filament[J]. *Optics Express*, 2014, 22(19): 22905-22916.
- [10] ANDERSON A, LÜCKING F, PRIKOSZOVITS T, et al. Multi-mJ carrier envelope phase stabilized few-cycle pulses generated by a tabletop laser system[J]. *Applied Physics B*, 2011, 103: 531-536.
- [11] WANG P F, LI Y Y, LI W K, et al. 2.6 mJ/100 Hz CEP-stable near-single-cycle 4 μm laser based on OPCPA and hollow-core fiber compression[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(9): 2197-2200.
- [12] DESCAMPS D, GUICHARD F, PETIT S, et al. High-power sub-15 fs nonlinear pulse compression at 515 nm of an ultrafast Yb-doped fiber amplifier[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(8): 1804-1807.
- [13] DUDLEY J M, TAYLOR J R. *Supercontinuum generation in optical fibers* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [14] GUO X Y, TOKITA S, YOSHII K, et al. Generation of 300 nm bandwidth 0.5 mJ pulses near 1 μm in a single stage gas filled hollow core fiber[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21171-21179.
- [15] BÖHLE F, KRETSCHMAR M, JULLIEN A, et al. Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11: 095401.
- [16] DUTIN C F, DUBROUIL A, PETIT S, et al. Post-compression of high-energy femtosecond pulses using gas ionization[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(2): 253-255.
- [17] BREE C, DEMIRCAN A, STEINMEYER G. Method for computing the nonlinear refractive index via Keldysh theory [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2009, 46(4): 433-437.

- [18] NAGAR G C, SHIM B. Study of wavelength-dependent pulse self-compression for high intensity pulse propagation in gas-filled capillaries[J]. Optics Express, 2021, 29(17): 27416-27433.
- [19] HÄDRICH S, ROTHHARDT J, EIDAM T, et al. High energy ultrashort pulses via hollow fiber compression of a fiber chirped pulse amplification system[J]. Optics Express, 2009, 17(5): 3913-3922.
- [20] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics, 5th ed[M].Amsterdam: Elsevier Inc, 2013.
- [21] HAESSLER S, OUILLE M, KAUR J, et al. High-harmonic generation and correlated electron emission from relativistic plasma mirrors at 1 kHz repetition rate[J]. Ultrafast Science, 2022, (3): 9893418.
- [22] NURHUDA M, SUDA A, KAKU M, et al. Optimization of hollow fiber pulse compression using pressure gradients[J]. Applied Physics B, 2007, 89: 209-215.

Theoretical Study of Near Single-cycle Post Compression for Yb Doped Lasers

CHENG Qi^{1,2}, YUAN Hao^{1,2}, CAO Huabao¹, FU Yuxi¹

(1 Center for Attosecond Science and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The attosecond light source can reveal the macroscopic properties of matter from the microscopic field, so it is widely used in the fields of materials, medicine, atomic and molecular physics, and quantum physics. The common laser for generating attosecond light sources is the Ti:Sapphire laser with a central wavelength of 800 nm. However, the average power is limited due to the thermal effect limitation. With the deepening of the application of attosecond light sources, high power with a high repetition rate driving laser is highly demanded. In order to achieve the driving laser with short pulse duration, high repetition rate and high pulse energy, Yb-doped lasers, such as Yb:KGW, Yb:YAG have been developed rapidly in recent years. However, the pulse duration of the Yb-doped laser is much longer, and it needs to be compressed by a post-compression method in order to obtain few-cycle laser pulses. Noble gas filled hollow core fibers are widely employed for pulse compression, but it is difficult to compress the 515 nm pulses obtained by frequency doubling to a nearly single cycle. Therefore, this paper simulates the compression obtaining few cycle pulses based on the time-domain generalized nonlinear Schrödinger equation satisfied when the pulses are transmitted in a hollow core fiber. The light source in the calculation process refers to the PH2-2mJ-SP laser of Light Conversion Company, the center wavelength is 1 030 nm, the repetition rate is 10 kHz, and the pulse energy is 2mJ. In the simulation, the input pulse with a center wavelength of 515 nm, a pulse energy of 1 mJ, and a pulse duration of 250 fs is employed, which peak power is 4×10^9 W. In order to achieve controlled spectral broadening with minimum loss in the hollow core fiber, the peak power of the pulse should first be less than the photoionization threshold intensity of the noble gas, which limits the minimum core radius to 50 μm . Besides, the peak power should be lower than the self-focusing threshold in order to avoid self-focusing when the pulse is transmitted in a hollow core fiber, which limits the maximum pressure of the noble gas. For the argon and krypton to be investigated, the maximum pressures are 10 bar and 3.5 bar, respectively. Considering the loss coefficient when the pulse is transmitted in the hollow core fiber, and the broadening factor required to broaden the pulse spectrum to an octave, a preliminary length of 2.5 m and a core radius of 125 μm can be determined for the hollow core fiber. On this basis, the frequency spectrum and time domain broadening of the pulses under various gas pressure and propagation length are simulated. Finally, the pulse spectrum can be broadened to an octave. Considering the influence of the broadening factor and transmission efficiency, the length of the hollow core fiber is finally selected as 2.5 m when the argon and krypton are filled at their maximum pressures. After compensating the dispersions, the pulses of 2.91 fs and 2.62 fs can be obtained in argon and krypton, respectively, which are less than two optical cycles. But at this time, the compressed pulses still have some high-order dispersion that cannot be compensated. Thus, we employed the multi-

stage compression method, which avoids introducing too much high-order dispersion. The first stage compression is referenced to the work of HARITON V et al., who successfully compressed a 515 nm, 250 fs pulse to 38 fs in their experiments using a multi-pass cavity. The second stage uses a hollow core fiber. Under the appropriate gas pressure, transmission length, and dispersion compensation, the pulse is compressed to ~ 2 fs, which is close to a single cycle, with significantly reduced high-order dispersion than that from single stage compression.

Key words: Femtosecond laser; Nonlinear optics; Spectrum broadening; Pulse compression; Hollow core fiber

OCIS Codes: 140.7090; 320.5520; 320.7160; 190.4370