

第1章

激光微纳制造概述

超快激光微纳制造指的是利用超快激光对材料进行微米、纳米尺度的加工、改性的制造技术。超快激光是超快、超强的脉冲激光,由激光器产生,是激光微纳制造的基础。最早的激光器诞生于 20 世纪 60 年代,基本构造包括增益介质、光学谐振腔、泵浦源等核心构件,在激光器发明几十年后,最短的激光脉冲已经达到了阿秒尺度。激光的发明与发展,促进了激光微纳制造领域的产生和快速进步。

1.1 激光的基本原理

1.1.1 受激辐射

1900 年,马克斯·普朗克提出了一个新的理论,以解释实验中观察到的黑体辐射频率分布。普朗克将与黑体相关的相空间分成小的有限体积,量子的概念就此出现,他发现的分布定律为

$$I(\omega)d\omega = \frac{\hbar \omega^3 d\omega}{\pi^2 c^2 (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)} \quad (1-1)$$

式中, ω 是激光的角频率; $I(\omega)$ 代表在小区间 $d\omega$ 内激光的角频率分布强度; $\hbar$ 是约化普朗克常数, $\hbar = h/2\pi$, h 是普朗克常数; k_B 是玻尔兹曼常数; T 是平衡温度(热力学温度); c 是真空中的光速。

1905 年,阿尔伯特·爱因斯坦假设电磁能量也是量子化的,给出了光电效应的一种解释。但对于这种量子化与普朗克黑体理论的兼容性尚无完善的解释。1913 年,玻尔提出了原子模型,在这个模型中,电子被限制在固定的能级上,只能与外部交换能量量子。假设原子中存在两个能级 n 和 m ,相对于某个基本能级的能量分别是 E_n 和 E_m ;对于能量为 $\hbar\omega = E_n - E_m$ 的光子,光子能量被吸收,并使一个电子从能级 m 跃迁到能级 n 的概率为 B_{mn} ;电子自发地从能级 n 跃迁到能级 m ,并发射一个能量相同的光子的概率为 A_{nm} (见图 1-1)。这种自发光发射类似于经典机械系统中普遍存在的自发能量衰减。1917 年,爱因斯坦提出了一个假设,对于一个处于激发态的电子,应该有另一个从激发态到基态的跃迁通道,概率为 B_{nm} ,这就是“诱导”或“受激”辐射。这个新的辐射过程仅在原子附近存在电磁场 $\hbar\omega$ 时发生,并且与场的强度成正比。其中, A_{nm} 、 B_{nm} 、 B_{mn} 称为爱因斯坦系数。

考虑一组 N 个原子,其中 N_m 个处于状态 m , N_n 个处于状态 n ,假设该组原子被角频

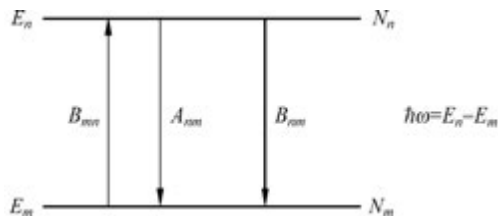


图 1-1 原子中的两个能级示意图

率 ω 的光波照射,使得 $h\omega = E_n - E_m$,其强度为 $I(\omega)$ 。在温度 T 下,系统处于稳态状态时,吸收的光子数量等于发射的光子数量(黑体的平衡状态)。每单位时间吸收的光子数量与电子从状态 m 跃迁到状态 n 的过渡概率 B_{mn} 、入射强度 $I(\omega)$ 和集合中处于状态 m 的原子数 N_m 成正比。通过反转索引 m 和 n 的角色,可以得到在电磁场的影响下,单位时间内从状态 n 弛豫到状态 m 并发射光子的电子数量。自发辐射不依赖于光波强度,只依赖于 N_n 和跃迁概率 A_{nm} ,上述关系可以通过能量守恒方程表示:

$$N_m B_{mn} I(\omega) = N_n B_{nm} I(\omega) + N_n A_{nm} \quad (1-2)$$

玻尔兹曼定律是通过对气体的统计分析推导出来的,它给出了温度为 T 时,相隔能量 $h\omega$ 的两个能级上的相对粒子数分布,即 $N_n/N_m = \exp(-h\omega/k_B T)$ 。应用于式(1-2)时,得到

$$B_{mn} I(\omega) e^{h\omega/k_B T} = A_{nm} + B_{nm} I(\omega) \quad (1-3)$$

以及

$$I(\omega) = \frac{A_{nm}}{B_{mn} e^{h\omega/k_B T} - B_{nm}} \quad (1-4)$$

这个黑体频率分布函数与普朗克分布定律,即式(1-1)完全等效。将式(1-1)和式(1-4)进行比较,可以看出 $B_{mn} = B_{nm}$,这说明一个光子被吸收的概率等于受激辐射的概率。对比式(1-1)和式(1-4)还可以发现 $A_{nm}/B_{nm} = h\omega^3/\pi^2 c^2$,当光吸收概率已知时,自发辐射和受激辐射的概率也能求出。

根据爱因斯坦的理论,在光与物质相互作用时,会发生三个不同的过程(见图 1-2),下面分别进行讨论。

1. 吸收

在这个过程中,来自辐射场的一个光子消失,能量转化为电子的势能,一个电子从状态 m 变为状态 n 。

2. 自发辐射

当电子处于激发态 E_n 时,有概率 A_{nm} 自发地跃迁到能量较低的状态 E_m 。由于势能的损失,同时会发射一个能量为 $h\omega = E_n - E_m$ 的光子,其中光子的方向、相位和偏振都是随机变量。

3. 受激辐射

受激辐射只在电磁波的影响下发生。当一束能量为 $h\omega$ 的光子经过一个激发态原子时,可能诱导该原子发射另一个光子,其概率 B_{nm} 严格等于吸收概率 B_{mn} 。发射的光子与诱

导光子具有相同的能量、传播方向和偏振状态,其关联的波与原诱导光子具有相同的相位。在一个基本的受激辐射过程中,净光学增益为 2 倍。

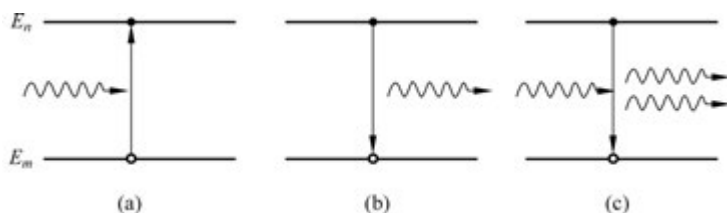


图 1-2 原子中三种基本电子与光子的相互作用过程
(a) 吸收; (b) 自发辐射; (c) 受激辐射

1.1.2 受激辐射的光放大

接下来讨论受激辐射的必要条件。考虑一组 N 个原子,模拟一个双能级材料,低能级称为状态 1,高能级称为状态 2,这两个能级的能量分别为 E_1 和 E_2 ,粒子数分别为 N_1 和 N_2 ,该系统受到每秒每单位体积 n 光子的照射,每个光子的能量为 $\hbar\omega = E_2 - E_1$ (见图 1-3)。

根据能量守恒定律,光子数 n 随介质内距离 z 的变化可表述为

$$\frac{dn}{dz} = (N_2 - N_1)b_{12}n + a_{21}N_2 \quad (1-5)$$

式中, $b_{12} = b_{21}$, b_{12} 和 a_{21} 与爱因斯坦系数有关,由常数确定。

为简化起见,忽略自发辐射过程,光子数随传播距离的变化可表示为

$$n(z) = n_0 e^{(N_2 - N_1)b_{12}z} \quad (1-6)$$

式中, $n_0 = n(0)$ 是入射到介质上的光子数。

当 $N_2 < N_1$ 时,式(1-6)简化为比尔-朗伯吸收定律,即 $n(z) = n_0 e^{-\alpha z}$,其中, $\alpha = (N_1 - N_2)b_{12} > 0$ 是线性吸收系数。一般情况下,当基态原子比激发态原子更多时,材料可以吸收光子。

当 $N_1 = N_2$ 时,式(1-6)显示光子数在传播距离上保持不变。在这种情况下,基本的吸收和受激辐射过程是平衡的。如果在式(1-6)中保留自发辐射,由于光子的自发生成,光子数将会随距离缓慢增加。

当 $N_2 > N_1$ 时,激发态原子比基态原子更多,这种情况被称为“反转”。式(1-6)可以写成 $n(z) = n_0 e^{gz}$,其中, $g = (N_1 - N_2)b_{12}$ 是低信号增益系数。这个过程与链式反应相似:在一个反转的介质中,每个入射的光子都会激发一个双光子及其后代。光子数的净增长是指数级的,但并不完全对应于每一代快速翻倍。由于发射的光子与双能级系统共振,其中一些光子会被重新吸收;此外,由于自发辐射,一些在激发态的电子可能会在受激辐射过程中消失。

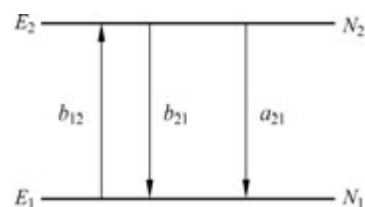


图 1-3 具有两个能级的原子能级图

1.1.3 粒子数反转

在某种材料介质中建立反转的粒子数分布是实现光放大的必要条件。考虑双电子能级系统,电子具有在粒子交换下反对称的波函数,遵循费米-狄拉克统计分布。对于一个双电子能级系统,其粒子数分布比例由能级之间的能量差 ΔE 给出

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{e^{\Delta E/k_B T} + 1} \quad (1-7)$$

当温度 T 趋近于 0 K 时,粒子数分布比例也趋近于 0 。在 0 K 时,系统的能量为零,所有电子处于基态, $N_2=0, N_1=N_0$ 为电子的总数。相反,当温度趋于无穷大 ($T \rightarrow +\infty$) 时,粒子数分布比例趋近于一半,即 $N_2=N_1/2$ 。在高温极限下,电子在基态和激发态之间均匀分布,故通过直接加热材料无法实现反转的粒子数分布。同样,通过光激发电子也不能在双能级系统中创建反转的粒子数分布,最多只能使吸收与发射的光子数量相同。

在自然系统中,双能级系统很少,真实的电子结构通常是复杂的状态序列,简单起见,考虑一个受能量 $\hbar\omega=E_3-E_1$ 的光子照射的三能级系统(见图 1-4)。电子以单位时间 W_p 的概率从状态 1 跃迁到状态 3,该概率考虑了材料的吸收截面和入射光的强度。

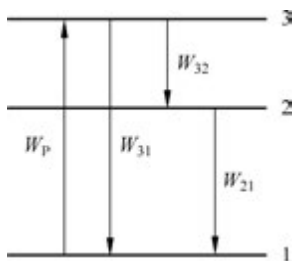


图 1-4 用于模拟光泵浦中粒子数反转的三能级系统

当电子处于状态 3 时,可能以 W_{32} 的概率衰变到状态 2,或者以 W_{31} 的概率衰变到基态。假设从状态 3 到状态 2 的跃迁概率远大于到状态 1 的概率 ($W_{32} \gg W_{31}$)。假设状态 2 相对于状态 3 有很长的寿命 ($W_{21} \ll W_{32}$),则状态 2 被称为亚稳态。

描述这样一个三能级系统动态行为的速率方程可写为

$$\begin{cases} \frac{dN_3}{dt} = W_p N_1 - W_{32} N_3 - W_{31} N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} = W_{32} N_3 - W_{21} N_2 \end{cases} \quad (1-8)$$

状态 3 以概率 W_p 从状态 1 中填充,并与状态 1 的粒子数 N_1 成比例(见式(1-8)第一个方程中的第一项);它以较大的概率衰变到状态 2 而不是到状态 1,并与其粒子数 N_3 成比例。状态 2 根据 W_{32} 和 N_3 从状态 3 中填充(见式(1-8)第一个方程中的源项),并通过自发辐射衰变到状态 1,与粒子数 N_2 成比例(见式(1-8)第二个方程中的衰变项)。

稳定的动态行为是式(1-8)的一个解,对应于随时间保持恒定的状态粒子数,在这种情况下,对时间导数为零,式(1-8)可简化为

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{W_p}{W_{21}} \left(1 - \frac{W_{31}}{W_{32}} \right) \quad (1-9)$$

当泵浦速率大到能够克服状态 2 和 1 之间的自发辐射时 ($W_p \gg W_{21}$),式(1-9)表明状态 2 中的平均原子数可以大于状态 1 中的平均原子数,即在状态 2 和 1 之间出现了粒子数反转。在三能级系统中实现粒子数反转需要满足几个条件:泵浦速率足够大,以克服亚稳态水平的自然衰变;从泵浦态到辐射态的电子衰变比任何其他衰变都要快;辐射衰变时间足够长,以确保中间的亚稳态被实质上占据。在这些严格的物理条件限制下,仍然有部分三能级系统满足要求,如溶解在氧化铝中的铬离子的电子结构和动态行为。

向一些材料的电子系统持续输入能量,能够在一定程度上维持粒子数反转,这就是泵浦

过程。光泵浦是产生粒子数反转的常见方式,也可以通过其他方法来实现这个目标,如电激发、碰撞能传递和化学反应。

就粒子数反转而言,大多数激光器中使用的高效介质都是四能级结构(见图 1-5)。在这些系统中,状态 3 被填充,各种跃迁概率如下: $W_{43} \gg W_{41}$, $W_{21} \gg W_{32}$, $W_{21} \approx W_{43}$ 。在稳态情况下,状态 4 和 2 的粒子数可以保持接近零,并且粒子数反转对比度可以比三能级系统更大($N_3 - N_2 \gg N_2$)。

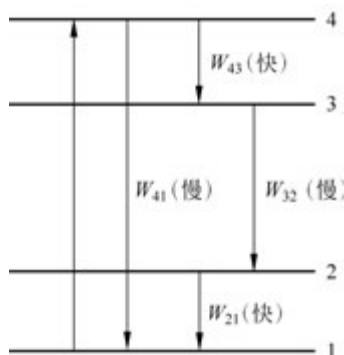


图 1-5 大多数激光增益介质中的四能级系统

1.1.4 放大自发辐射

来自增益介质的自发辐射是各向同性的,光子在所有可能的空间方向上随机发射,概率相等,极化状态也是随机分布的。而受激辐射保留了诱导波的特征,这种记忆效应是激光放大器中发生放大自发辐射的原因。

大多数粒子数反转的增益介质具有特定的几何形状,其中一个维度大于其他维度(见图 1-6)。自粒子数反转开始,净增益变得可用时,总是有在介质主要维度附近传播的自发辐射的光子,它们引发了受激辐射。在空间和相位上,放大自发辐射(amplified spontaneous emission, ASE)没有很好的相干性,因为它是由许多不相干的自发辐射的光子引发的。

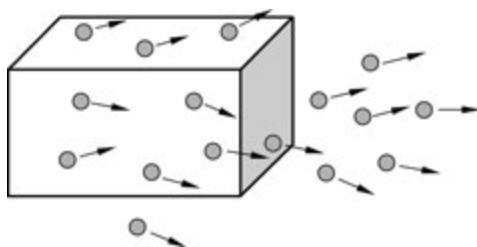
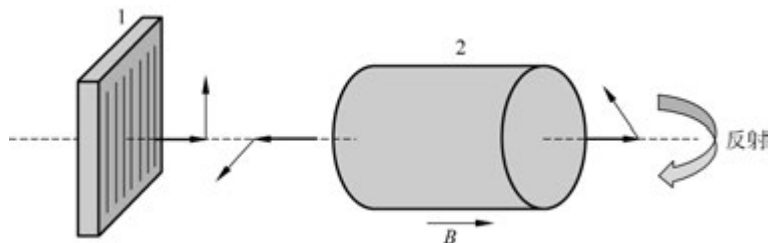


图 1-6 放大自发辐射示意图

在使用串联的光放大器来放大光脉冲时,放大自发辐射是一个问题,由一个放大阶段发射的 ASE 在下一个阶段被进一步放大,并和有用信号竞争增益。ASE 在振荡器中的返回也是不可取的,它可能损坏固体增益介质或引起时间不稳定。为了克服这些困难,需要使用放大器解耦。

对于持续时间大于 100 fs 的光脉冲,则可以使用法拉第偏振器(见图 1-7)来阻止任何线偏振光的返回。根据波长,经过适当选择的材料在施加静态磁场时表现出强烈的旋光性能。通过调整磁场强度和材料的长度,可以将光束的线偏振旋转 45° 。

由于磁场的性质,沿着相反方向传播的光束的偏振旋转方向是相反的,反射光束的线偏振被旋转了 90° ,可以被偏振器阻止。



1—线偏振器；2—在磁场 B 影响下表现出旋光性的材料。

图 1-7 法拉第偏振器示意图

放大级通常使用可饱和吸收体进行解耦,吸收饱和是一种对称于增益饱和的非线性光学效应。对于低强度信号,强度随着距离以指数函数方式减小,而在高强度下只以线性方式减小。只有短而强的脉冲才能穿过饱和吸收体。例如,将由光脉冲叠加组成的放大级的光输出:一个高重频的弱短脉冲串和一个低重频的强短脉冲串,叠加在低强度、持续时间长的 ASE 脉冲上(见图 1-8)。

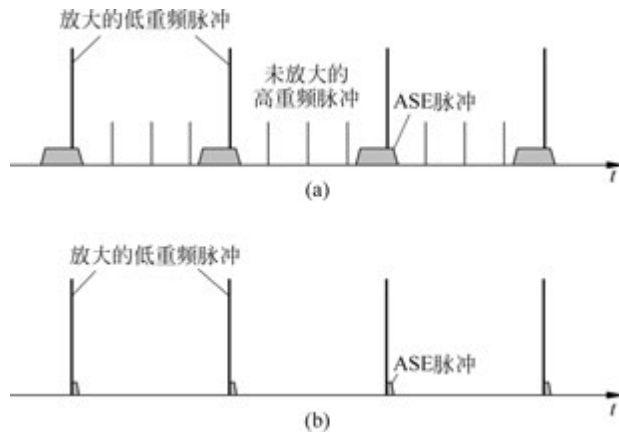


图 1-8 可饱和吸收体对脉冲的清理作用

(a) 由激光放大器直接产生的脉冲序列；(b) 可饱和吸收体清理后的脉冲序列

可饱和吸收体的光学密度被调整得只有在放大脉冲穿过时才会饱和。当脉冲串穿过可饱和吸收体时,未放大的脉冲和 ASE 的前沿被吸收。为了提高放大脉冲与剩余 ASE 之间的能量比,可饱和吸收体须具有较短的恢复时间。这样,长时间的 ASE 尾部就可以被部分吸收。

1.1.5 光学谐振腔

从一般的角度来看,振荡器是一个放大器与正反馈的组合(见图 1-9)。放大器的净增

益需要大于1,以克服外部耦合等损耗。反馈环路产生的相位变化应是 2π 的整数倍,以保持输入和放大波之间的相长干涉。

在法布里-珀罗干涉仪的两个高反射($\approx 100\%$)镜子之间放置一个增益介质,以便通过放大器的光经过几次往返后能够构建相干波。在设备的起始时间,当增益介质中建立了粒子数反转时,沿着腔体轴传播的唯一自发辐射的光子将启动受激辐射,增加相干光子的数量。但在腔体中,由于镜子边缘的衍射或杂散反射和吸收,部分光子会丢失。如果在镜子间往返之后,增益大于损耗,那么电磁波的强度将在每次往返后以指数级增加。克服损耗的增益值被称为激光阈值。

光学腔要能够容纳光的无限往返,光学腔由两个凹面镜组成,曲率半径分别为 R_1 和 R_2 ,它们之间的距离为 L (见图1-10)。从几何学的角度来看,图1-10显示与镜子轴重合的光线将在从镜子反射出去的任意次数后原路返回。其余光线则均存在逸出光学腔的可能性。当存在至少一组光线永远不会逸出时,腔体是稳定的。当没有这样的光线时,腔体是不稳定的,任何光线最终都会逸出光学腔。

使用一种简单的几何方法可以预测给定的腔体是否稳定。如图1-11所示,在腔体轴上画出两个圆的圆心,使它们的直径等于镜子的曲率半径,并与镜子的反射面相切。每个圆的圆心与镜子的实际或虚拟焦点重合。当两个圆相交时,连接两个圆相交点的直线与腔体轴的交点定义了第一阶横模的束腰位置。如果两个圆不相交,则腔体是不稳定的。

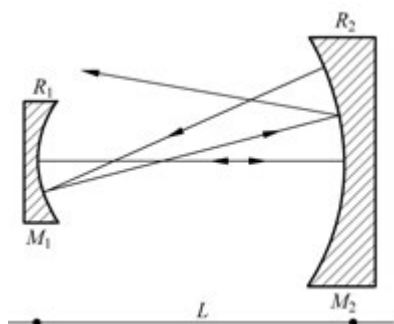


图 1-10 由两个凹面镜组成的光学腔

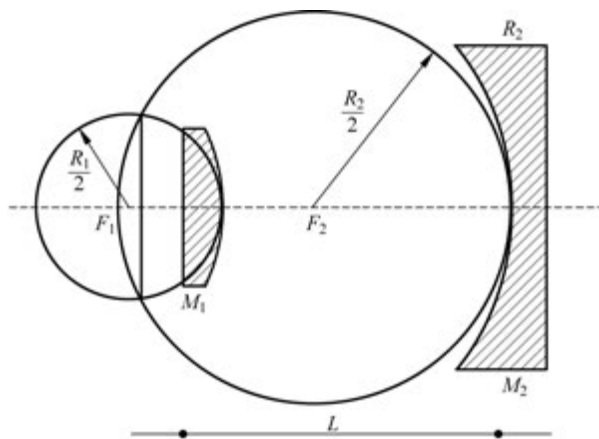
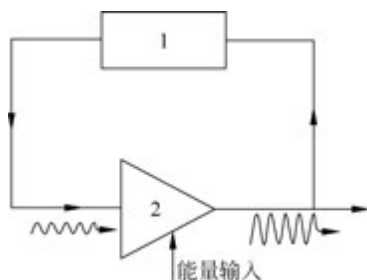


图 1-11 由凹面镜与凸面镜组成的光学腔



1—正反馈; 2—放大器。

图 1-9 振荡器结构示意图

1.2 激光微纳制造技术概述

1.2.1 超快激光加工概述

超快激光器是指发射持续时间小于几十皮秒(ps)光脉冲的激光器,主要包括飞秒(fs)

和皮秒激光器。斯里尼瓦桑团队、库珀与斯塔克于 1987 年开创了使用超快激光进行材料加工的先河。他们展示了利用飞秒紫外准分子激光器对聚甲基丙烯酸甲酯(poly methyl methacrylate, PMMA)进行烧蚀的结果,几乎没有形成热影响区。他们发现飞秒激光的烧蚀阈值明显低于纳秒激光的烧蚀阈值。由于产生极高的峰值强度,超快激光器还可以对氯化钠和聚四氟乙烯等透明材料进行剥离。这些实验产生了很大影响,使该领域的研究在 20 世纪 90 年代迅速发展。超快激光器目前正成为激光材料加工中常见的工具,既可用于基础研究,也可用于各种实际应用。其迅速发展归因于超快激光加工的特性及高性能激光系统的发展。

超快激光加工的一个重要特征是减少了对加工区域周围的热扩散,从而实现了软材料(如生物组织)、脆性材料(如半导体和绝缘体)的高质量微加工,显著减小热影响区,提高了纳米尺度加工的空间分辨率。此外,接近烧蚀阈值的超快激光照射在各种材料上会形成具有远小于波长的周期性纳米纹路结构。针对典型纳米材料原子尺度加工需求,基于超快激光激发金属材料局域表面等离子共振效应,从而增强材料局域电场强度,可以实现纳米金属材料表面原子尺度可控烧蚀去除。超快激光加工的另一个重要特点是,非线性效应可以在对超快激光束透明的材料中引起强烈的吸收,不仅可以实现表面改性,还可以对玻璃和聚合物等透明材料进行三维内部微加工。非线性效应具有超过衍射极限的空间分辨率。例如,利用材料对超快激光的非线性多光子吸收和阈值效应,可实现分辨率达到纳米级的复杂三维结构的加工。

超快激光系统性能的迅速提升也对超快激光加工的研究发展做出了贡献。在 20 世纪 80 年代,飞秒紫外准分子激光器被用于早期的飞秒激光加工研究。20 世纪 90 年代,钛宝石再生放大器中啁啾脉冲放大技术(chirped pulse amplification, CPA)的应用开辟了进行超快激光加工基础研究的新途径,该放大器发射出高能量的飞秒脉冲,而不会在放大介质中引起损伤或不良的非线性效应。21 世纪初,稳定且紧凑的光纤啁啾脉冲放大器的出现,推动了相关的应用研究。也有研究使用稀土掺杂的激光介质通过二极管泵浦实现了紧凑而高功率的超快激光系统,尽管与钛宝石系统产生的脉冲相比,该系统产生的脉冲宽度还比较宽,但比较适合工业场景。

1.2.2 激光微纳制造的特点

1. 非热过程

在纳秒和更长脉冲的烧蚀过程中,热效应的作用占据主导地位,而超快激光脉冲引起的烧蚀是通过非热过程实现的,故可以实现高精度的材料加工。这一特性归因于能量在材料中的快速沉积。在超快激光照射后,电子与晶格系统需要几百飞秒到几皮秒的时间达到热平衡。另外,从电子系统到晶格的能量传递时间为 $1 \sim 100$ ps,主要取决于材料的电子与声子耦合强度,这个时间远远长于电子达到热平衡的时间。超快激光可以有效地引起电子加热,并产生与晶格不平衡的热电子气体,仅有极小部分激光脉冲能量以热的形式传递,从而实现了高精度的微加工。

2. 抑制热影响区

由于超快激光脉冲的脉冲宽度极短,为几十飞秒到几皮秒,抑制了热影响区的形成。这

使得超快激光对各类材料,包括具有较高导热性的金属,都可以实现高质量的微加工。

3. 等离子体屏蔽的避免

在激光烧蚀过程中,激光脉冲照射开始后数百皮秒,就会产生烧蚀等离子体(等离子体羽流)。这个等离子体羽流在纳秒激光烧蚀中屏蔽了激光脉冲的后半部分,导致部分激光脉冲能量未进入材料,从而浪费了能量。相比之下,当使用超快激光时,脉冲照射在等离子体喷发之前完成,因此几乎所有脉冲能量可以被材料吸收。

4. 多光子吸收

超快激光可以在对激光透明的材料中引起强烈的非线性多光子吸收。传统的吸收主要是线性的单光子吸收,当光子能量超过材料的带隙时,光被材料吸收,并且电子通过吸收单个光子从价带激发到导带。在激光的光子能量小于带隙的情况下,单个光子不能激发电子。当光强极高的光照射到材料上时,即使光子能量小于带隙,电子也可以被多个光子激发,这种现象称为多光子吸收。由于超短脉冲会产生极高的峰值功率,所以超快激光可以轻松引起多光子吸收。

5. 内部加工

多光子吸收是一种非线性过程,只有在超过临界值的强度下才能有效引起,该临界值取决于材料和脉冲宽度。当使用具有足够高脉冲能量的超快激光束经透镜聚焦到透明材料中时,吸收仅限于材料内焦点附近的区域,该区域内的激光强度超过了临界值。因此,可以使用超快激光脉冲进行透明材料的内部加工。内部加工广泛用于制造 3D 光波导、玻璃内部的微光学元件和微流体通道。

6. 高空间分辨率

超快激光脉冲抑制了对加工区域周围的热扩散,从而提高了制造的空间分辨率。当使用 10 ns 的激光脉冲照射到铜上时,焦斑大小与激光波长相同(通常为几百纳米到 1 μm),而热扩散长度为 1.5 μm ,所以加工区域大于焦斑大小。相反,由于超快激光照射时热扩散几乎可以忽略不计,加工区域基本不超过焦斑大小。

使用非线性多光子吸收相比于相同波长的单光子吸收可以进一步提高空间分辨率。理想情况下,超快激光束的强度具有高斯空间分布,对于单光子吸收,被材料吸收的激光能量的空间分布对应于该光束的轮廓。对于多光子吸收,由于 N 阶光子吸收的有效吸收系数与激光强度的 N 次方成正比,吸收能量的分布会随着多光子吸收阶数 N 的增加而变窄。

1.2.3 激光微纳制造展望

自 1987 年以来,超快激光为材料加工开辟了新的领域,因为它比使用纳秒或更长脉冲的传统激光加工更具优势,主要包括非热加工、抑制热影响区、无等离子体屏蔽、通过多光子吸收处理透明材料、透明材料的内部改性及纳米加工能力等。超快激光目前正在成为基础研究和实际应用的常用工具。超快激光可以对各种材料进行高质量、高精度的表面微加工,包括金属、软材料(如聚合物和生物组织),甚至是脆性材料(如玻璃、陶瓷等)。通过飞秒激光照射形成的纳微结构表面在摩擦、黏附、光吸收、疏水性等方面具有独特的性质。此外,通过优化激光加工条件和目标材料的结构,可以实现亚波长纳米级加工,生成新的纳米结构,如纳米颗粒、纳米带、纳米网、纳米液滴和纳米晶须等。使用双光子聚合制造光子晶体、微纳

器件通常可以实现小于 100 nm 的空间分辨率。透明材料的内部改性只有使用超快激光才能实现,并广泛应用于制造 3D 光学微器件及光波导等。

超快激光脉冲的时空整形对于微纳加工很有吸引力,已经成为这一领域最热门的研究方向之一。空间整形对于实现高产量、高能效的激光加工很有意义。时间整形则提供了控制瞬态自由电子密度的可能性,已用于实现透明材料的高质量剥离和纳米级加工。

超快激光能够在材料中产生极高的温度和压力,具有合成亚稳态材料的潜力。飞秒激光驱动的激波已被用于制备铁的高压 ϵ 相。由飞秒激光脉冲引发的微爆炸在蓝宝石内部产生了超过 380 GPa 的压力,从而形成了结晶尺寸为 $18\text{ nm} \pm 2\text{ nm}$ 的铝。

超快激光现在已经应用于工业生产,如具有纳米分辨率的光掩膜修复和喷墨喷头钻孔等应用。此外,超快激光在汽车制造和电子工业中的潜力巨大,例如光伏太阳能电池的划线和图案化、主动矩阵有机发光二极管显示屏的图案化及用于硅集成电路三维组装的透过硅孔加工等。在医疗领域,用于角膜手术的飞秒激光系统已经实现商业化应用。超快激光系统性能的快速提升将进一步推动超快激光加工的研究和实际应用。

思 考 题

1. 光与物质相互作用时会发生哪三个过程?
2. 简要说明受激辐射与自发辐射的区别。
3. 什么是粒子数反转? 为什么它在激光产生中至关重要?
4. 超快激光加工相比传统激光加工的主要优势有哪些?
5. 光学谐振腔的主要作用是什么?



自测题