TE-CO₂-Laser mit variabler Impulsdauer

Harald Beyer, Andreas Harendt, Siegfried Rolle, Werner Ross, Hans Volkmann

1. Einleitung

Laserbearbeitungsverfahren wie Präzisionschneiden und Bohren erfordern den Einsatz von Laserimpulsen mit angepasster Impulsleistung (10 kW) und Impulsdauer (10 μ s bis zu einigen 100 μ s).

Transversal elektrisch (TE) angeregte Impuls-CO₂-Laser werden bei Gasdrücken bis zu einigen 100 kPa betrieben. In diesem Bereich begrenzen jedoch einsetzende Plasmaintabilitäten die mögliche elektrische Anregungsdauer für ein homogenes nichtthermisches Entladungsplasma auf einige 100 ns [1].

Eine Verlängerung der Laserimpulsdauer ist durch Veränderung der Energietransportzeit im Lasermedium möglich. In [2,3] wurde dies durch eine Herabsetzung des CO₂-Anteils im Gasgemisch sowie durch Herabsetzung des Gasdrucks erreicht. Mit der zusätzlichen Verminderung des Heliumanteils [4] kann die Laserimpulsdauer bis zu 1000 μ s ausgedehnt werden.

2. Steuerung der Parameter des Laserimpulses

Mit der Steuerung der Reaktionskinetik über den Helium- und Stickstoffanteil im Gasgemisch kann die Laserimpulsdauer auch bei kurzzeitiger Anregung bis zu einigen 100 μ s ausgedehnt werden.

2.1 Transfer der Vibrationsenergie im CO₂-Laser

In einem selbständigen Entladungsplasma mit hohem Stickstoffgehalt im Gasgemisch wird fast die gesamte in die Laserstrahlung transferierbare Energie in den molekularen Stickstoff deponiert. In Stickstoff werden die Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustandes mit hoher Effizienz angeregt, da sie vor allem über einen kurzzeitig existierenden Zustand eines negativen Molekülions N₂⁻ angeregt werden.

Abb. 1: Vereinfachtes Schema des Energieflusses im CO₂-Laser

Der Energiefluss durchläuft dann die folgenden Stufen (s. d. Abb. 1):

1. Energietransfer von Stickstoff auf das obere Laserniveau von CO₂.
2. Abbau des unteren Laserniveaus in das Niveau 02⁰0.
3. Schnelle Relaxation der Besetzungsdichten innerhalb der Knick-Schwingungen, wobei das unterste Niveau 01⁰0 besetzt wird.

Die oben genannten Prozesse sind wegen der Energie-resonanz der beteiligten Stoßpartner sehr schnell. Der effektive Transfer ist jedoch stets die Differenz von Hin- und Rückprozessen. Er wird wesentlich bestimmt durch den letzten Prozess:

4. Stoßabbau des Niveaus 01⁰0 durch Zusatz von Helium.

Wird z. B. dieser Stoßabbau verlangsamt, werden über die jeweils wirkenden Rückflüsse auch die anderen Energieflüsse gebremst. Der Energietransfer aus den Vibrationsniveaus von Stickstoff kann durch die Herabsetzung der CO₂-Dichte und der Heliumdichte verlangsamt werden.

Im CO₂-Laser kann innerhalb jeder Schwingungsmode ein thermisches Gleichgewicht angenommen werden, d. h. es existiert für jeden Schwingungszustand eine bestimmte Temperatur.

2.2 Prinzip der Verlängerung der Laserimpulsdauer

Durch die Rückprozesse werden auch die vorherigen Energietransferprozesse verlangsamt, da sich in jeder Stufe jeweils ein bestimmtes Fließgleichgewicht einstellt.

Modelliert man die Relaxationsprozesse mit einem 4-Temperaturmodell und bezeichnet die Vibrationstemperatur der symmetrischen Streckmode (unteres Laserniveau) mit T₁, des Knickmodus mit T₂, der symmetrischen Streckmode (oberes Laserniveau) des CO₂-Moleküls mit T₃ und die Vibrationstemperatur von N₂ mit T₄, erhält man bei vernachlässigbarem Stoßabbau des oberen Laserniveaus für die Laserimpulsdauer die folgende Gleichung:

$$\tau_2 = \tau_1 \frac{X_{CO_2, N_2, 3 \rightarrow 2} \times p_{N_2}}{X_{CO_2, He, 2 \rightarrow 0} \times p_{He}} \times \eta_0 \approx 3\tau_1 \frac{p_{N_2}}{p_{He}} \quad (1)$$

$X_{CO_2, N_2, 3 \rightarrow 2}$ bezeichnet den Ratenkoeffizienten durch unelastische Stöße mit N₂ für den Energietransfer aus dem oberen Laserniveau (3) von CO₂ in die Knickmoden (2). Entsprechend stellt $X_{CO_2, He, 2 \rightarrow 0}$ den Ratenkoeffizienten für den Stoßabbau der Knickmode in den Grundzustand durch Helium dar und p_j die entsprechenden Partialdrücke.

Abb. 2: Schematische Darstellung des CO₂-Lasers mit internen Gaskreislauf, Haupt- und Vorionisationselektroden

Bei vernachlässigbarem Stoßabbau der Knickmode (Laser ist ohne Helium im self-terminating-Betrieb) wird nur die Impulsdauer τ_1 erreicht:

$$\tau_1 \approx 6.7 \mu\text{s} / p_{\text{CO}_2} \quad (2)$$

p_{CO_2} ist der Druck von CO₂ in kPa.

Daraus folgt als Laserimpulsdauer:

$$\tau_2 \approx \frac{20 \mu\text{s}}{p_{\text{CO}_2}} \times \frac{p_{\text{N}_2}}{p_{\text{He}}} \quad (3)$$

Die Laserimpulsdauer kann verlängert werden durch Erhöhung des Stickstoff-Partialdrucks sowie durch Absenken der Partialdrücke von CO₂ und Helium.

3. Aufbau des transversal elektrisch angeregten CO₂-Lasers

3.1 Entladungsplasma

Das Gas wird vor Einschalten der Entladung über synchrone Hilfsentladungen vorionisiert, um eine Streamerentwicklung in der Durchschlagsphase zu vermeiden.

Das Lasergas wird oberhalb einer Folgefrequenz von einigen pps mit einer Gasströmung entfernt. Der Wärmetransport aus dem Plasma über die Diffusion der aufgeheizten Teilchen zu einer Wand (Elektrode) ist zu langsam. Zudem sind die im Plasma sich bildenden Stickoxide und CO ungünstig für das Betriebsgas und sollten aus dem Entladungsvolumen entfernt werden. Der Aufbau des Lasers ist in der Abbildung 2 dargestellt, die Parameter der wichtigsten Bauteile sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Baueinheit des Laser	Wert
Speicherkapazität	100 nF
Ladespannung	25 kV
Gasdruck	8 – 12 kPa
Aktives Volumen V_a	420 cm ³
Elektrode Abstand x Breite x Länge	4 cm × (1.5-2) cm × 60 cm ¹⁾
Geschwindigkeit der Gasströmung	10 m/s
Hochspannungsschalter	Thyratron
Maximale Impulsfolge (pps)	200 s ⁻¹

¹⁾ Trapezförmiger Querschnitt des Entladungsplasmas.

Tab. 1: Parameter der Baueinheiten des Impuls-TE-CO₂-Lasers

3.2 Resonator

Bei einer niedrigen CO_2 -Dichte ist die optische Verstärkung des Laserstrahls pro aktiver Länge entsprechend niedrig. Um die Verstärkung des Lichtes im Resonator zu erhöhen, wurde ein mehrfach gefalteter stabiler Resonator aufgebaut (s. d. Abb. 3).

Dieser Resonator besteht aus einem abgeschnittenen ebenen Spiegel und einem konkaven Spiegel sowie aus einer planparallelen GaAs-Scheibe als Auskoppelspiegel. Ein Spiegel ist geringfügig gegen den anderen so geneigt, dass der Laserstrahl auf den Resonatorspiegeln wandert, bis er nach einer gewünschten Anzahl von Reflektionen seine Richtung wieder ändert und über den

Abb. 3: Schema des Strahlengangs im 5-fach gefalteten stabilen Resonator. Resonatorspiegel links: Mit Gold beschichteter Cu-Hohlspiegel (Krümmungsradius 20 m). Resonatorspiegel rechts: Ebener mit Gold belegter Cu-Spiegel. Auskoppelspiegel ist eine planparallele GaAs-Platte.

abgeschnittenen Spiegel diesen Teil des Resonators verlässt. Damit werden die durch die Strahlführung ausgewählten Bereiche des Plasmas im Resonator optisch in Reihe geschaltet. Die Strahlführung wird so gewählt, dass ein großer Teil des Plasmas vom Resonator erfasst wird. Damit wird zusätzlich zum erhöhtem Wirkungsgrad noch eine gute Strahlqualität erreicht.

Mit einer in den Resonator eingesetzten Modenblende von 8 mm Durchmesser wird ein nahezu gaußförmiger Strahl erhalten.

Das Plasma erhält durch Auswahl geeigneter Elektrodenprofile einen trapezförmigen Querschnitt und ist damit an die Form des Modenvolumen des TEM_{00} -Modes im Resonator angepasst.

Abb. 4: Laserbohren (Impulsdauer 30 μs , Folgefrequenz 100 Hz) eines Lochrasters in eine Al_2O_3 -Keramik. Lochabstand 0,3 mm.

4. Anwendungen

Durch Fokussierung des Laserstrahls auf ein Werkstück kann auf der Oberfläche eine hohe Temperatur erzeugt werden, die ein Aufschmelzen und Verdampfen des Materials bewirkt. Damit können Anwendungen wie Bohren und Schneiden realisiert werden. Die Bearbeitungsgeschwindigkeit pro Impuls wird mit der Impulsleistung gesteuert. Die Impulsdauer wird je nach Materialart begrenzt, um die unerwünschte thermische Aufheizung des verbleibendem Materials zu minimieren, die thermische Spannungen erzeugt.

Beispiele für Bohrungen mit CO_2 -Laserimpulsen in Al_2O_3 -Keramik sowie in einen SiO_2 -Einkristall sind in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt.

Abb. 5: Bohrung durch eine SiO_2 -Kristallscheibe, Durchmesser 100 μm

Abb. 6: Diagnostik des mit einem CO_2 -Laserimpuls erzeugten Plasmas im Michelson-Interferometer mit synchronisierten Farbstofflaserimpulsen

5. Interferometrie des im Fokus erzeugten Plasmas

Um Bohren und Schneiden von Metallen mit einem CO_2 -Laser zu ermöglichen, wird mit hoher Laserleistung im Bereich oberhalb von 10 kW gearbeitet. Bei einer Leistungsdichte oberhalb 10 MW/cm^2 entsteht über der Werkstoffoberfläche ein Plasma [5], das den Werkstoff durch UV-Strahlung und Ladungsträger aufheizt, womit sich der Absorptionsgrad des Werkstoffs erhöht. Damit verbessert sich die Energieeinkopplung der Laser-

strahlung in den Werkstoff. Bei hoher Elektronendichte N_e reflektiert jedoch das Plasma die Laserstrahlung und schirmt den Werkstoff gegen die Laserstrahlung ab, falls die Frequenz f der Laserlinie unterhalb der Plasmafrequenz f_p liegt:

$$f_p^2 = \frac{N_e \cdot e^2}{\pi \cdot m_e}.$$

Die Größen m_e und e bezeichnen entsprechend die Masse bzw. die Ladung des Elektrons.

Das explosionsartig verdampfte Material bildet eine Stoßwelle, die sich mit Überschallgeschwindigkeit in den Halbraum ausbreitet. Hinter der Stoßwelle bildet sich aus dem Materialdampf ein Plasma, das weiter aufgeheizt wird und expandiert. Wenn die Elektronendichte zu hoch wird, reflektiert das Plasma die Laserstrahlung und kühlt sich ab, wobei die Elektronendichte abnimmt. Das Plasma wird dann wieder transparent und lässt die Laserstrahlung wieder auf den Werkstoff hindurch.

Bei langen Laserimpulsen ($> 100 \mu s$) entstehen daher bei Bearbeitung mit hoher Laserleistung während eines Laserimpulses mehrere Bearbeitungspausen.

Die in der Abbildung 7 dargestellten Interferogramme zeigen in der Spätphase des Laserimpulses die Spuren von Flüssigkeitströpfchen. Zu diesem Zeitpunkt kann sich der Gasdruck über der Bearbeitungszone abgesenkt haben.

6. Anmerkungen

- [1] Cohn, D. B.: Proc. Internat. Conf. On Lasers 80, New Orleans 15.–19. Dez. 1980, 580.
- [2] Generalov, N. G.; Simakov, V. P.; Korsynkin, V. D.; Raiser, J. P.; Solovjev, N. G.: Kvant. Elektron. **9** (1982) 1549.
- [3] Ross, W.: Exp. Tech. Phys. **37** (1989) 225-232.
- [4] Beyer, H.; Gündel, H.; Ross, W.: Modification of CO₂ laser pulses by controlling the relaxation of lower laser level Eleventh European sectional conference on the atomic and molecular physics of ionized gases, St. Petersburg 1991, Vol. 16F, 191-192.
- [5] Herziger, E. W.; Kreutz: Laser processing and Diagnostics. Springer-Verlag, Berlin 1984, 90.

Autoren

Dipl. Phys. Harald Beyer

Dr. Andreas Harendt

Prof. Dr. rer. nat Siegfried Rolle

Dr. rer. nat. Werner Ross

Dipl.-Ing. Hans Volkmann

Technische Fachhochschule Wildau

Institut für Plasma- und Lasertechnik

Tel. (0 33 75) 508-126

E-Mail: rolle@pt.tfh-wildau.de

Abb. 7: Interferenzmuster eines mit dem CO₂-Impulslaser (Impulsenergie 650 mJ, Impulsdauer 120 μs) erzeugten Plasmas auf einer Al-Oberfläche in freier Atmosphäre. Der zur Messung eingesetzte Laserimpuls ($\lambda = 570 \text{ nm}$, Impulsdauer = 10 ns) ist zeitlich verzögert um t gegen den Beginn der Bearbeitung mit dem CO₂-Laserimpuls.