

3 Turbulente pilotstabilisierte Vormischflamme

Das Kernthema dieser Arbeit ist die Verbrennung von Kraftstofftröpfchen in einer turbulenten Vormischflamme. Dazu wurde die bestehende Anlage konzeptionell so umgestaltet, dass sich ein Tröpfchengenerator in den Brennerkopf implementieren liess, mit welchem definierte Kraftstofftröpfchen in eine turbulente Vormischflamme eingebracht werden konnten, ohne dabei das Hauptströmungsfeld der Freistrahlf Flamme wesentlich zu verändern. Umgesetzt wurde diese Konzept durch eine Freistrahlf-Vormischflamme, deren Stabilisierung durch eine ringförmige (laminare) Pilotflamme erfolgt, die den Freistrahlfkanal umgibt. Im Mittelteil des Freistrahlfkanals wurde ein Generatorsystem zur Erzeugung monodisperser Tröpfchen eingebaut. Diese Brenner - Tröpfchen - Konzeption fügt sich der Notwendigkeit, das Brenner-System im Ein- (reine Flamme) und Mehrphasenbetrieb (Flamme mit Tröpfchenzufuhr) betreiben zu können.

In einer Voruntersuchung wurde ein Tropfengeneratorsystem entwickelt und auf Funktionalität geprüft. Nachfolgende optische Messungen an verschiedenen Tropfenketten lieferten Tröpfchen-relevante Parameter wie Durchmesser und Tröpfchenabstand (siehe dazu die Studienarbeit von Leopold [Leo04]). Die Ergebnisse dieser Messreihe dienen als Bemessungsgrundlage für die Generierung homogener Tröpfchen im turbulenten Strömungsfeld. Dafür wurde der Tropfengenerator mit gleicher Funktionsweise in einem zweiten Schritt an den Brenner adaptiert und eingebaut (Kap. 4).

3.1 Experimenteller Aufbau und Durchführung

Der Realisierung einer wohldefinierten Tropfenverbrennung ging die Entwicklung eines geeigneten Brennerkopfes voraus, der die Integration eines Tropfengenerators inmitten der Freistrahlf-Strömung zulässt, ohne dabei das Hauptströmungsfeld der Freistrahlf Flamme im wesentlichen zu verändern. Im weiteren wurde der Brennerkopf in Geometrie und gemäss den technischen Anforderungen an die bestehende Laser-Brenner-Anlage abgestimmt.

Der aus mehreren Edelstahl-Elementen bestehende Brenner (siehe Abb.(10)) weist grundlegend vier ineinandergreifende Funktionen auf: Die Adaption des Brennerkörpers (1) an den Brennertopf für die Gaszuführung der Hauptflamme, die integrierte Wasserkühlung (2) zur Kühlung der oberen Trennkante zwischen Freistrahlf- und Pilotflamme, die Halterungen (3) des Tropfengenerators, die gleichzeitig auch als Turbulenzgitter des Freistrahlfjets dienen sowie die Zuführung (4) des Methan-Luft-Gemisches für die laminare Pilotflamme. Eine nachfolgende Gas- Feinverteilung für die Pilotflamme, bestehend aus Feingittern und Glaskügelchen¹ (5) sorgt für eine homogene radialsymmetrische Gasverteilung entlang des Ringspaltes, um eine gleichmässige Entzündung des Freistrahlfjets zu gewährleisten.

Die Methan-Luft-Verhältnisse von Pilot- und Hauptflamme sind so gewählt, dass ei-

¹Mit freundlichem Dank an die Firma Schäfer GmbH, die mir für Forschungszwecke die Glaskügelchen zur Verfügung gestellt hat.

ne möglichst stabile Freistrahlfamme bei schwacher Umgebungsluft (Coflow) und einem insgesamt mageren Äquivalenzverhältnis Φ gewährleistet ist. Die Turbulenz des Freistrahljets ($Re = 33930$) diente für die Wahl der Gasgemischzusammensetzung des Piloten als "aussere Zwangsbedingung", die mit $\Phi_{\text{Pilot}} = 1.15$ vergleichsweise fett im Vergleich zur Hauptflamme ($\Phi_{\text{Jet}} = 0.95$) gewählt werden musste.

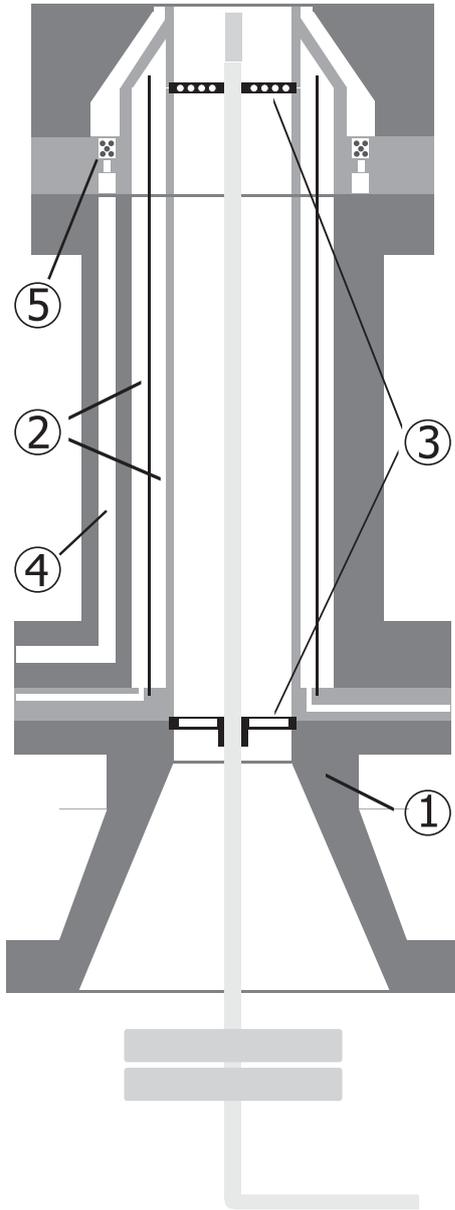


Abb. 10: Eine schematische Darstellung des pilot-stabilisierten Freistrahlbrenners im Längsschnitt: Das vorgemischte turbulente Frischgas der Freistrahlfamme ($\Phi_{\text{turb.}} = 0.95$) gelangt vom Brennertopf, auf dem der Brennerkopf montiert ist (1), über den Tropfengeneratorhalter und das Turbulenzgitter (3) zum Brennerkopf. Von hier aus entzündet eine laminare Pilotflamme ($\Phi_{\text{pilot}} = 1.15$) den Freistrahlet. Die Gaszufuhr für die Pilotflamme erfolgt seitlich über einen Kanal (4) und wird im oberen Teil des Brennerkopfes durch Ringgitter und Glaskügelchen (5) gleichmässig über die gesamte Ringfläche verteilt. Übermäßige Erwärmungen im oberen Teil des Brenners werden durch eine integrierte Wasserkühlung (2) verhindert, die an Lötstellen und Dichtungsringen für den notwendigen Wärmeabtransport sorgt.

Zur Anregung des Raman-Streulichts in der Gasphase werden zwei frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser (Fa. Soliton, System 5022 DNS 10, $\lambda = 532 \text{ nm}$) mit einer Pulslänge von ca. 6 ns und einer nominellen Pulsenergie von 500 mJ, bzw. 550 mJ verwendet, die in einem zeitlichen Abstand von 50 ns von zwei Delaygeneratoren

(STANFORD DG535) angesteuert werden. Durch eine Pulsstreckung (Zeitverzögerungsstrecke) werden die Laserstrahlen zu einem Pulszug niedrigerer Leistungsdichte (aber nahezu gleichbleibender Gesamtenergie) gestreckt, um Funkenüberschläge durch Plasmabildung zu umgehen; die zeitliche Gesamtlänge des Einzelpulses erweitert sich dadurch auf ≈ 100 ns [Ste02]. Mittels einer bikonvexen Linse ($f = 500$ mm) werden die zeitverzögerten Strahlen auf die Mittelachse des Brenners mit Hilfe einer Lochblende ($\varnothing = 300 \mu\text{m}$) fokussiert und ausgerichtet (siehe Abb. (11)). Um die Strahlungsausbeute der von Natur aus sehr schwachen Ramansignale zu erhöhen ($I_{\text{Rayleigh}}/I_{\text{Raman}} \approx 10^4$), werden die Laserstrahlen über Umlenkprismen nochmals in das Untersuchungsvolumen gelenkt und anschliessend in den Strahlfallen vollständig abgefangen. Die Strahlungsausbeute erhöht sich durch die Strahlführungsumlenkung um rund $1/3$ der gesamten Signalstärke. Die aus dem Laser-bestrahlten Volumen emittierenden Ramansignale setzen sich aus verschiedenen Wellenlängen zusammen, sodass eine Bündelung der Ramansstrahlung nur durch ein achromatisches Linsen-System (*Achromat*), (LINOS, Öffnungsdurchmesser 210 mm, $f=4$) erfolgen kann. Über ein Czerny-Turner Spektrometer (ARC, $f = 4$, $f = 300$ mm, Spaltöffnung $1000 \mu\text{m}$, Gitter 600 Striche/mm), dem ein Schmalband-(Notch-) Filter zur Unterdrückung des Rayleighstreulichts vorgeschaltet ist, gelangt das Streulicht zu einer bildverstärkten CCD-Kamera (SI, 16 Bit Dynamik, 256 Pixelzeilen \times 1024 Pixelspalten), die die Bildinformationen digital speichert. Die Länge des bestrahlten und abgebildeten Volumens am Brenner (d.h. in Richtung der Laserstrahlen) beträgt $3,2$ mm und wird im wesentlichen bestimmt durch die Abbildungseigenschaften des Achromaten, der Chipgrösse und dem Hardware-Binning der Kamera. Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (siehe Kap. 3.2.5) werden je 10 Bildzeilen bei voller Bildspalten-Länge zusammengefasst, woraus sich eine Einzelaufnahme aus 25 Zeilen (Ortskoordinate) und 1024 Spalten (Wellenlänge koordinate) zusammensetzt. In Ortsrichtung (Strahlrichtung) resultiert daraus insgesamt eine nominelle Auflösung von $128 \mu\text{m}$. Senkrecht zur Laserstrahlrichtung ist die Ortsauflösung vorgegeben durch den Durchmesser der Lochblende, auf die die Laserstrahlen justiert werden (siehe oben), und durch Unsicherheiten in Justierung und Optik realistisch $\approx 400 \mu\text{m}$ beträgt. Die Gesamt-Laserleistung, die am Detektionsort in der Flamme eingebracht wird, liegt mit 10-12 % unter der tatsächlichen Laserleistung. Der Grund für diese Strahlungsverluste wird den optischen Elementen wie Strahlteiler und Umlenkspiegel als auch einer suboptimal justierten Delay-Line (Dejustierung durch Wärmeausdehnung der optischen Halterungen) zugeschrieben. Unregelmässigkeiten in der Schuss-zu-Schuss-Laserleistung werden mit einer Photodiode (Laser Components, JE1) detektiert und über eine Routine in LabView (National Instruments, Version 5.0) aufgenommen.

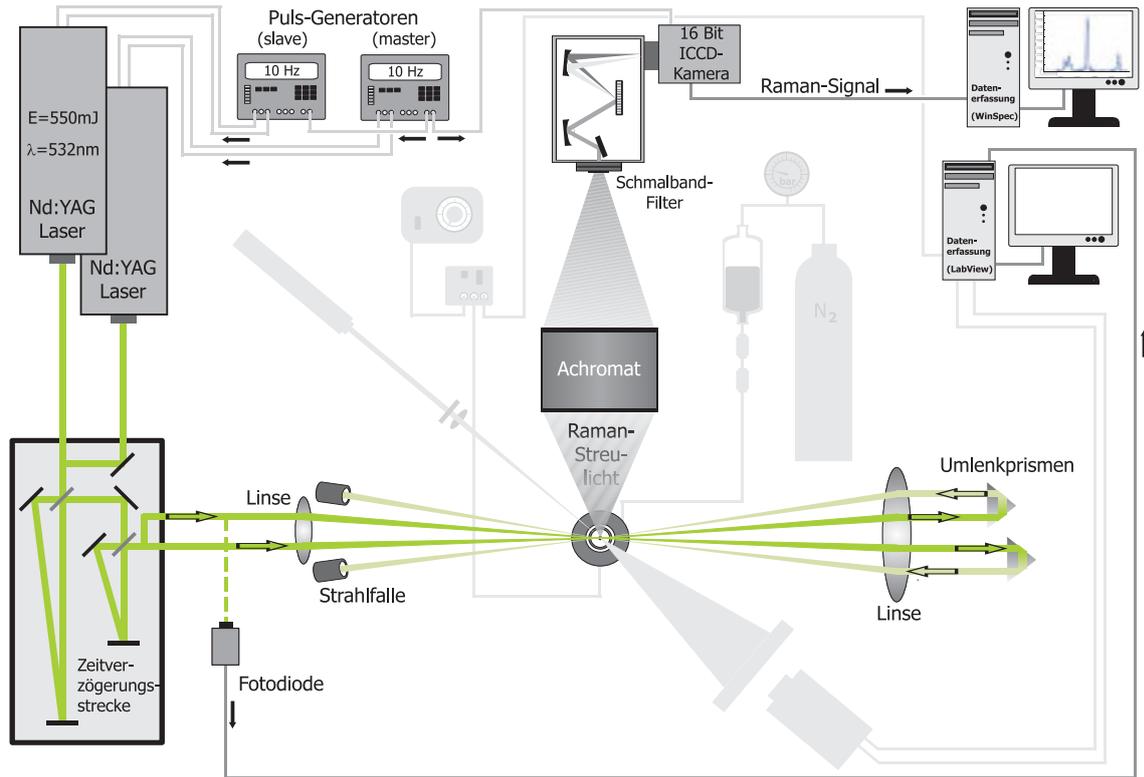


Abb. 11: Aufbau des Raman-Streu-Experiments: Für die Anregung der Moleküle sorgen zwei Laser, die von zwei Puls-Generatoren angesteuert werden. Über eine Zeitverzögerungsstrecke werden die zwei Laserstrahlen auf die Mittelachse des Brenners fokussiert, durch Retro-Prismen erneut in das Kontrollvolumen geschickt und anschliessend von Strahlfallen vollständig absorbiert. Die Raman-Streu-Strahlung gelangt über eine Bündelung durch das optische System und den Spektrographen in die ICCD-Kamera, von wo aus sie zu einem Rechner zur weiteren Bearbeitung gespeichert werden. Eine Fotodiode registriert Unregelmässigkeiten in der Laserenergie, diese digitalen Signale werden von einem zweiten Rechner gespeichert.

3.2 Datenerfassung und Auswertung

Die aufgenommenen Ramanspektren enthalten orts aufgelöste Informationen über den thermochemischen Zustand im abgebildeten Volumen innerhalb der Flamme. Formal kann das Signal durch eine Bildmatrix $\mathbf{S} = (S_{nm})$ dargestellt werden, wobei der Index n ($n = 1, \dots, 25$) die Ortskoordinate und der Index m ($m = 1, \dots, 1024$) die optische Achse der Raman-Verschiebung darstellt. In Abb. (12) ist ein Ramanspektrum in Falschfarbendarstellung über Orts- und Frequenzkoordinaten in Kamerapixel (n, m) wiedergegeben.

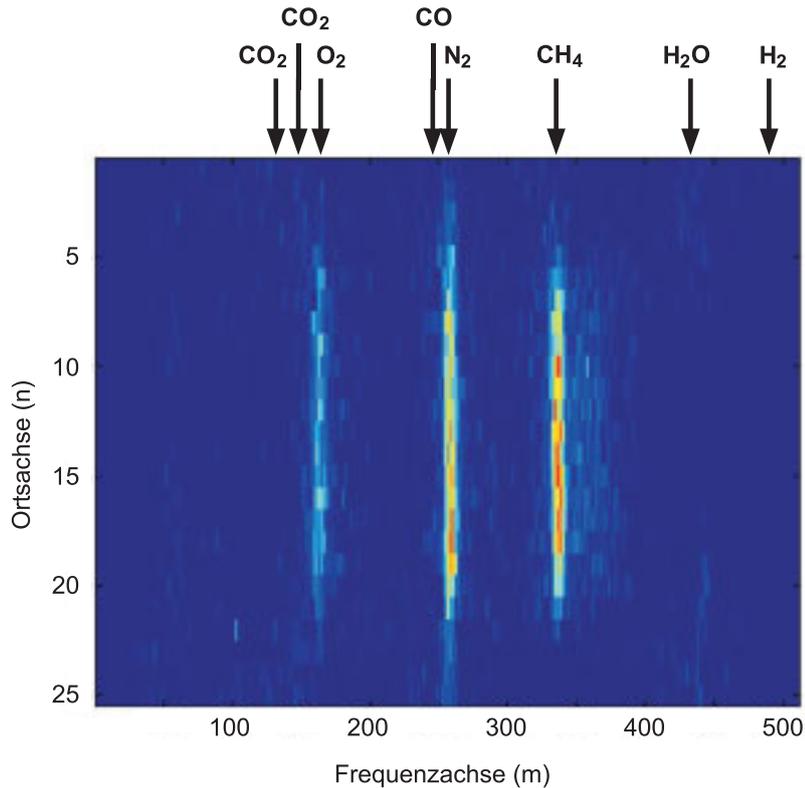


Abb. 12: Ramanspektrum (in Falschfarbendarstellung) S_{nm} im Einzelaufnahmemodus, aufgenommen an einer Flammenfront einer laminaren Flamme. Mittig der Ortsachse n ist der unverbrannte Frischgas-Bereich durch die deutlich hohe Signalintensität von N_2 , O_2 und CH_4 zu sehen, die zu der oberen und unteren Kante hin in die verbrannte Zone übergehen. CO_2 , CO , H_2 und H_2O sind wegen ihrer sehr geringen Signalintensität in dieser Darstellung nicht mehr zu erkennen.

S unterliegt einflussnehmenden Größen, die in zustandsabhängige und zustandsunabhängige Parametern kategorisiert werden [Ruc03]:

- Parameter des experimentellen Aufbaus (Abbildungseffizienz und Transmission der Optik, Quantenausbeute der ICCD-Kamera, Leistung und Wellenlänge der Anregungslaserstrahlung), der unabhängig vom Zustand des Messobjekts ist und durch den experimentellen Parameter $\varepsilon(\lambda)$ hinreichend beschrieben wird.
- Wellenlänge des Ramanlichts λ .
- Zustandsvariablen (z.B. Druck p , Temperatur T , Molenbrüche x_i), die in das Ramansignal S_i ² direkt eingehen.

² i = Anzahl der detektierten Spezies (CO_2 , O_2 , CO , N_2 , CH_4 , H_2O , H_2) in "spektroskopischer" Reihenfolge

Im wesentlichen hängt das Ramansignal S_i mit den Ortsprofilen der Molenbrüche x_i , dem Druck p sowie der Temperatur T zusammen und ist für die der Auswertung relevanten Signalflächen A_i wiedergegeben durch

$$A_i(\psi(T, p, x_i), \lambda) = \varepsilon(\lambda) \frac{p}{RT} x_i \sigma_i = \eta_i \frac{\varepsilon(\lambda) x_i}{T}, \quad (28)$$

wobei $\psi = (x_i, T)$ der Zustandsvektor ist und η_i für den effektiven Wirkungsquerschnitt steht, der durch Kalibrierungsmessungen bestimmt und in Kap. 3.2.1 näher beschrieben wird. p ist der Umgebungsluftdruck und geht mit durchschnittlich 1015 mbar als Konstante in die Auswertung ein, da sich Druckschwankungen der einzelnen Messtage in der Auswertung eher marginal auswirken.

Die Ramanspektren werden durch die Division von Referenzspektren, die an Luft vorgenommen werden, korrigiert, um die Abbildungseffizienz ε nach Glg. (28) herauszurechnen

$$A_{i,\varepsilon}^{\text{kal}} = \frac{A_i}{\varepsilon}. \quad (29)$$

Die für die numerische Lösung relevanten Gleichungen setzen sich zusammen aus Glg. (29) sowie der Normierungs-Bedingung

$$\sum_i x_i = 1 \quad (30)$$

zu einem vollständig bestimmten und nichtlinearen Gleichungssystem der Form

$$f(x_i, T) = \begin{pmatrix} \eta_i^{\text{kal}} x_i - A_{i,\varepsilon}^{\text{exp}} T \\ \sum_i x_i - 1 \end{pmatrix} = 0. \quad (31)$$

Die Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems erfolgt nach der Methode von Newton-Kantorowitsch [KM93, uKAS79]. Dazu werden die Ramanspektren mit geschätzten Startwerten für Molenbruch (der Spezies i) und Temperatur mit $\psi_0 = (x_i, T)$, die hinreichend nah an der Lösung liegen, ausgewertet nach

$$\psi_1 = \psi_0 - \frac{f(\psi_0)}{f'(\psi_0)} = \psi_0 - \left\{ \left[\frac{\partial f(x_i, T)}{\partial (x_i, T)} \right]^{-1} \cdot f(x_i, T) \right\} \quad (32)$$

$$\text{mit } f'(\psi_0) = \frac{\partial f(x_i, T)}{\partial (x_i, T)}, \quad (33)$$

einer Jacobi-Matrix und ψ dem Zustandsvektor. Gemäss Glg. (33) setzt sich die Jacobi-Matrix zusammen wie

$$\frac{\partial f(x_i, T)}{\partial (x_i, T)} = \begin{pmatrix} \eta_1^{\text{kal}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \eta_1^{\text{kal}}}{\partial T} x_1 - A_1^{\text{exp}} \\ 0 & \eta_2^{\text{kal}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \eta_2^{\text{kal}}}{\partial T} x_2 - A_2^{\text{exp}} \\ 0 & 0 & \eta_3^{\text{kal}} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \eta_3^{\text{kal}}}{\partial T} x_3 - A_3^{\text{exp}} \\ 0 & 0 & 0 & \eta_4^{\text{kal}} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \eta_4^{\text{kal}}}{\partial T} x_4 - A_4^{\text{exp}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \eta_5^{\text{kal}} & 0 & 0 & \frac{\partial \eta_5^{\text{kal}}}{\partial T} x_5 - A_5^{\text{exp}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \eta_6^{\text{kal}} & 0 & \frac{\partial \eta_6^{\text{kal}}}{\partial T} x_6 - A_6^{\text{exp}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \eta_7^{\text{kal}} & \frac{\partial \eta_7^{\text{kal}}}{\partial T} x_7 - A_7^{\text{exp}} \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Die ermittelten Werte $\psi_1 = (x_i, T)$ aus Glg. (32) gehen in einem iterativen Verfahren wiederum als Startwert $\psi_0 = (x_i, T)$ in selbige ein, bis Glg. (31) ein Minimum erreicht hat, bzw. bestenfalls gegen Null konvergiert. In diesem Verfahren wurde nach Erreichen eines Schwellenwertes von 10^{-7} die Iteration beendet.

Dieser Mechanismus erlaubt eine relativ einfache und effektive Berechnung der Zustandsdaten Molenbruch x_i und der Temperatur T .

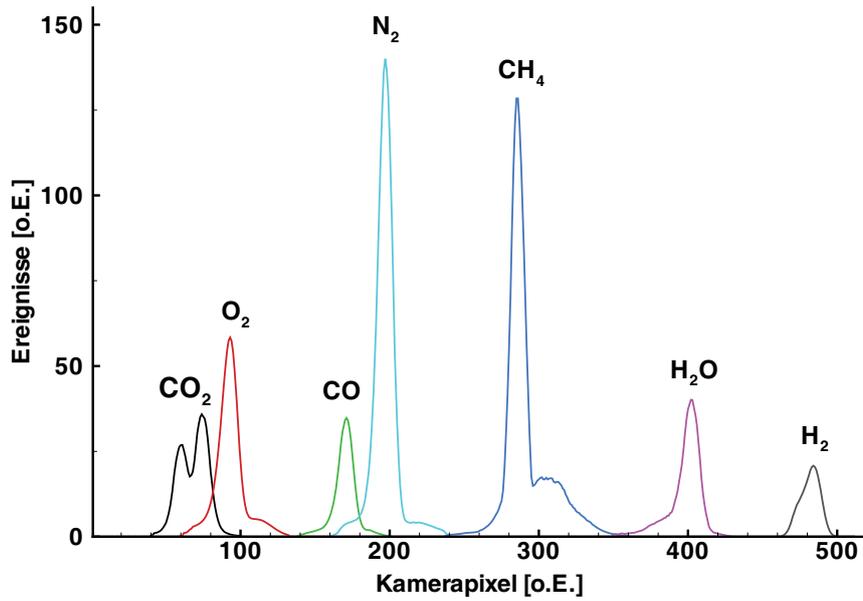


Abb. 13: Ramanspektrum gesamt.

Abb.13 zeigt ein gemittelttes Schwingungs-Ramanspektrum, wie es in den durchgeführten Untersuchungen vorzufinden und aus Kalibriermessungen am McKenna-Brenner und Heissgaserzeuger entstanden ist. Die Abszisse in Pixel entspricht der relativen Verschiebung zur Rayleigh-Linie, die in dieser Messprozedur aufgrund der sehr hohen Intensität unterdrückt und in der Auswertung nicht berücksichtigt wird. Die für die Auswertung notwendige Fläche unter der Raman-Linie eines Moleküls

wird durch Integration des Spektrums innerhalb von Integrationsgrenzen, die für jedes Molekül aus den Kalibrierungsmessungen spezifiziert sind, berechnet und für die Spezies CH_4 , H_2O und H_2 einfach zu bestimmen sind. Jedes dieser Moleküle ist hinreichend aufgelöst und erlaubt eine vollständige Flächenintegration. Anders dagegen stellen sich die Molekülpaare CO_2 und O_2 , sowie CO mit N_2 dar. Beide Signalpaare gehen mit ihren jeweiligen Signalfanken in die des anderen über, so dass eine genaue und vollständige Bestimmung der Signalfläche einer jeden Spezies auf diese Art sehr ungenau ist. Im Fall von CO und N_2 geht das CO -Signal wegen seiner sehr geringen Konzentration zum Grossteil in den schwach ausgebildeten Rotationsbanden des Stickstoffsignals ein. Der CO -Gehalt ist unter diesen Bedingungen im Gegensatz zum N_2 -Signal äusserst kritisch zu betrachten. Der durch den Überlapp von CO verursachte relative Fehler bei der Bestimmung des Stickstoff-Molenbruchs ist aufgrund der sehr viel höheren Anteile von Stickstoff in den untersuchten Flammen (x_{N_2} liegt typischerweise bei 70%, x_{CO} gewöhnlich unter 2%) gering. Die Auswertung der Signalflächen bei CO_2 und O_2 erscheint dagegen wesentlich komplizierter, weswegen in Kap. 3.2.2 gesondert darauf eingegangen wird.

3.2.1 Kalibrierung

Die Basis zur Auswertung von Ramanspektren turbulenter Vormischflammen im Ein- und Mehrphasenbetrieb bilden Daten, die aus laminaren Vormischflammen und heissen Gasen gewonnen werden und setzen sich zusammen aus Ramanspektroskopischen Messungen an

- Standardflammen am McKenna-Brenner an
 - Methan-Luft-Gemischen ($1706 \text{ K} < T < 2110 \text{ K}$) und
 - Wasserstoff-Luft-Gemischen ($1246 \text{ K} < T < 2185 \text{ K}$)
- Gasgemische am Heissgaserzeuger ($300 \text{ K} < T < 800 \text{ K}$)
- Luft ($T \simeq 300 \text{ K}$),

Als Referenz über die hinreichend genau vermessenen standardisierten laminaren Flammen am McKenna-Brenner wird bezug auf die Ergebnisse des DLR [PW96, WS94] genommen. Dort wurde mit dem laserspektroskopischen Messverfahren CARS verschiedenartige Gasgemischzusammensetzungen untersucht zur Bestimmung von Molenbruch x_i der Spezies i und Temperatur T . An verschiedenen Methan-Luft-Gasgemischen konnten für die Spezies CO_2 , O_2 , CO , N_2 , CH_4 , H_2O und H_2 die Molenbrüche x_i in dem oben aufgeführten Temperaturbereich ermittelt werden. Analog hierzu lieferten Wasserstoff-Luft-Flammen mit unterschiedlicher Gasgemischzusammensetzung die Molenbrüche für die Spezies O_2 , N_2 , H_2O und H_2 in dem Temperaturbereich $1246 \text{ K} < T < 2185 \text{ K}$. Da in Wasserstoff-Luft-Flammen kein Kohlenstoff vorkommt, fehlen bezüglich CO_2 Molenbruchwerte im Temperaturfeld $1246 \text{ K} < T < 1706 \text{ K}$. Diese Lücke lässt sich schliessen, indem CO_2 an "kalten" laminaren Wasserstoff-Luft-Flammen unter definierten Bedingungen zugesetzt und