

3.3 Ottomotorische Verbrennung

3.3.1 Grundlagen der ottomotorischen Verbrennung

Im modernen Ottomotor mit Saugrohreinspritzung sind Kraftstoff und Luft untereinander und mit dem im Zylinder verbleibenden Restgas während des Ansaugvorgangs und der anschließenden Kompression bereits weitgehend gasförmig gemischt, so daß unter normalen Bedingungen vor Beginn der Zündung ein homogenes Gemisch vorliegt. In diesem Abschnitt soll daher nur die Verbrennung in homogenen Gemischen betrachtet werden. Ottomotoren mit geschichteter Mischung durch Direkteinspritzung sind Gegenstand aktueller Forschung, die hier nicht referiert werden soll.

Nach der Zündung, die zum Ende des Kompressionsvorgangs ca. 25 Grad Kurbelwinkel vor dem oberen Totpunkt stattfindet, bildet sich zunächst ein laminarer Flammkern aus, der sehr schnell turbulent wird. Dieser entwickelt sich zu einer turbulenten Flammenfront, die sich zunächst kugelförmig ausbreitet, bis sie die Brennraumwände am Kolben, Zylinderkopf und am Zylinder erreicht hat. Da der Abstand zwischen Kolben und Zylinderkopf beim klassischen Zweiventilmotor wesentlich kleiner ist als der Bohrungsdurchmesser des Zylinders, ist der Brennraum nahezu scheibenförmig und die Flammenausbreitung kann, ausgehend von der seitlich angeordneten Zündkerze als nahezu zweidimensional angesehen werden. Bei Vierventilmotoren, die eine zentral im Zylinderkopf liegende Zündkerze besitzen, ist die Flammenausbreitung wegen der zeltförmigen Brennraumgeometrie über eine längere Strecke kugelförmig und erreicht erst später den Kolben und die Zylinderwand. In Abbildung 3.3-1 ist der Ausbreitungsvorgang anhand von Schlierenaufnahmen in einem scheibenförmigen Brennraum eines 1.6 l Vierzylinder VW-Transparentmotors bei 2000 U/min dargestellt, der im Teilprojekt A2 verwendet wurde. Der Motor unterscheidet sich von der Serienversion im wesentlichen durch verlängerte Kolben sowie ein Zwischengehäuse zur entsprechenden Verlängerung der Zylinder. Der verlängerte Kolben ist mit einem Quarzfenster im Kolbenboden ausgerüstet und weist seitliche Langloch-Öffnungen auf, denen entsprechende Öffnungen in den verlängerten Zylindern des Zwischengehäuses gegenüberstehen. Diese Öffnungen ermöglichen bei laufendem Motor das Einschieben eines 45°-Spiegels, über welchen die Vorgänge im Brennraum durch das Kolbenfenster beobachtet werden können. Die Zündung erfolgt bei 40 Grad Kurbelwinkel vor dem oberen Totpunkt

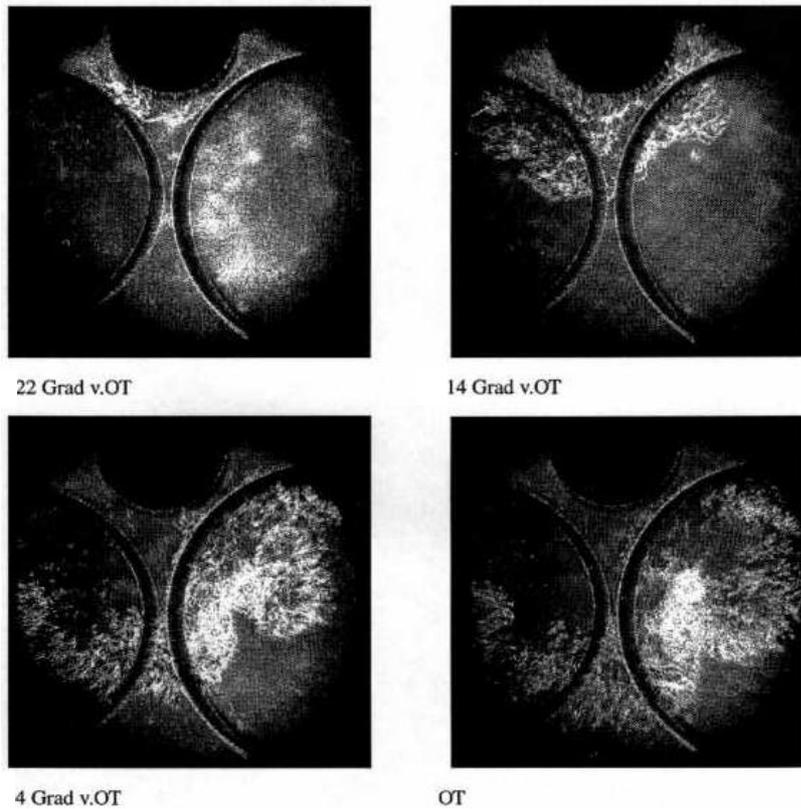


Abbildung 3.3-1 Schlierenaufnahmen der Flammenausbreitung im Transparentmotor

Ausgehend von der Zündkerze, die innerhalb der als dunkler Halbkreis sichtbaren Bohrung im oberen Teil der Bilder liegt, entwickelt sich eine turbulente Flammenfront, die im ersten Bild bei -22 Grad Kurbelwinkel vor OT zum ersten Mal sichtbar wird. Sie entwickelt sich weiter, wobei bei -14 Grad vor OT große turbulente Strukturen sichtbar werden. Das Gebiet der aufgefalteten Flammenfront ist aufgrund der dort vorliegenden großen Dichtegradienten in den Schlierenaufnahmen als heller Bereich sichtbar. Bei -4 Grad vor OT erscheint hinter der Front wieder ein dunklerer Bereich, der das verbrannte Gemisch darstellt. Beim oberen Totpunkt hat die Flammenfront den überwiegenden Teil der Mischung erreicht.

Zur Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung soll im folgenden auf die Grundlagen der Reaktionskinetik sowie der Turbulenz eingegangen und sodann die Schadstoffbildung im Ottomotor behandelt werden. Untersuchungen zur Interaktion zwischen Turbulenz und Kinetik, die die Struktur der turbulenten Flamme bestimmen, sind in den Teilprojekten A2 und A5 des Sonderforschungsbereichs durchgeführt worden. Die zunächst dargestellten Grundlagen der Reaktionskinetik sollen auf neuere Arbeiten zur Reaktion chemischer Mechanismen verweisen, in denen laminare Brenngeschwindigkeiten und Zündverzugszeiten für motorische Modellkraftstoffe hergeleitet wurden.

3.3.2 Reaktionskinetik

3.3.2.1 Die Reaktionsgeschwindigkeit

Die zentrale Größe der chemischen Kinetik ist die Reaktionsgeschwindigkeit. Unter der Geschwindigkeit einer homogenen Reaktion versteht man die pro Volumen- und Zeiteinheit umgesetzte Anzahl von Molen der beteiligten Komponenten. Die Reaktionsgeschwindigkeit ist eine Funktion des thermodynamischen Zustandes (Druck und Temperatur), sowie der Molmengen der an der Reaktion teilnehmenden Komponenten. Unter der Molmenge wird die Anzahl der Mole einer Komponente pro Volumeneinheit verstanden. Sie ist damit äquivalent zur Konzentration. Wird beispielhaft eine Elementarreaktion geschrieben als



dann ergibt sich die zeitliche Änderung der Molmenge C_A der chemischen Komponente A zu

$$\frac{dC_A}{dt} = -k \cdot C_A \cdot C_B = \omega \quad (3.3-2)$$

Diese definiert die Reaktionsgeschwindigkeit ω .

Der Geschwindigkeitskoeffizient k ist in erster Linie von der Temperatur abhängig (nur in Sonderfällen auch vom Druck). Der Temperatureinfluß auf den Geschwindigkeitskoeffizienten wird durch den erweiterten Ansatz von Arrhenius recht gut wiedergegeben, der in Form geschrieben werden kann

$$k = B \cdot T^n \cdot e^{\frac{-E}{R \cdot T}} \quad (3.3-3)$$

Hierin gibt die Aktivierungsenergie E den Energiebetrag an, der zur Überwindung einer Potentialschwelle während der Reaktion erforderlich ist.

Eine chemische Elementarreaktion vollzieht sich häufig nach dem in Gleichung (3.3-1) angegebenen Schema, d.h. zwei Ausgangsstoffe reagieren zu zwei Reaktionsprodukten. Eine solche Reaktion wird als bimolekular bezeichnet. Neben bimolekularen Reaktionen laufen aber auch uni- und trimolekulare Reaktionen ab.

Die Druckabhängigkeit eines Reaktionsvorgangs wird durch den relativen Einfluß trimolekularer Reaktionen bestimmt. Für einen höheren Druck steigt die Anzahl der Mole im Reaktionsvolumen und damit erhöht sich der Einfluß trimolekularer Reaktionen gegenüber bimolekularer Reaktionen.

Bei vielen Elementarreaktionen muß neben der angegebenen Vorwärtsreaktion auch die Rückwärtsreaktion berücksichtigt werden. Statt der Gleichung (3.3-1) schreibt man



Die Änderung der Mol-dichte der Komponente A ist dann

$$\frac{dC_A}{dt} = -k_f \cdot C_A \cdot C_B + k_b \cdot C_C \cdot C_D \quad . \quad (3.3-5)$$

Hier bedeuten k_f der Geschwindigkeitskoeffizient der Vorwärtsreaktion (f für forward) und k_b der der Rückwärtsreaktion (b für backward). Der Quotient aus beiden Geschwindigkeitskoeffizienten gibt die Gleichgewichtskonstante der Reaktion an

$$K_C(T) = \frac{k_f}{k_b} = \left[\frac{C_C \cdot C_D}{C_A \cdot C_B} \right]_{\text{Gleichgewicht}} \quad . \quad (3.3-6)$$

Ist nun bekannt, daß sich eine Reaktion im partiellen chemischen Gleichgewicht befindet, ist es möglich, die Konzentration eines Reaktanten mit Hilfe von Gleichung (3.3-6) zu bestimmen, ohne dabei eine Erhaltungsgleichung für die entsprechende Komponente zu lösen.

3.3.2.2 Stationarität von Zwischenprodukten

Einige sehr reaktive Komponenten haben die Eigenschaft, daß sie nach ihrer Bildung wieder sehr schnell verbraucht werden. Die Konzentration solcher Komponenten bleibt somit immer klein. Die Änderung der Konzentration einer Komponente ist generell gegeben durch die Differenz aller diese Komponenten bildenden und verbrauchenden Reaktionen

$$\frac{dC_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \omega_{\text{Bildung}} - \sum_{i=1}^n \omega_{\text{Verbrauch}} \quad . \quad (3.3-7)$$

Wenn die Konzentration einer Komponente auf Grund des sehr viel schnelleren Verbrauchs klein ist gegenüber denjenigen anderer Komponenten, kann die linke Seite dieser Gleichung vereinfachend zu null gesetzt werden. Diese Annahme wird als Stationaritätsannahme bezeichnet. Somit ergibt sich

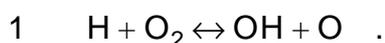
$$\frac{\sum_{i=1}^n \omega_{\text{Bildung}}}{\sum_{j=1}^n \omega_{\text{Verbrauch}}} = 0 \quad (3.3-8)$$

Da die Verbrauchsreaktionen immer proportional zur Mol-dichte der verbrauchten Komponente ist (vergl. Gleichung (3.3-2)) läßt sich hieraus die Konzentration der Komponente C_j berechnen.

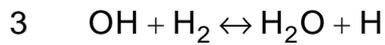
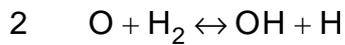
3.3.2.3 Komplexe Reaktionsschemata

Die Oxidation organischer Verbindungen vollzieht sich in der Regel in einer Aneinanderreihung einer Vielzahl von chemischen Elementarreaktionen (Reaktionskette). Im ersten Stadium werden aus den stabilen Ausgangsstoffen aktive Zwischenprodukte (Radikale) gebildet. Hierbei erfolgt die Produktion der Zwischenprodukte anfangs sehr langsam, da Reaktionen stabiler Moleküle untereinander eine hohe Aktivierungsenergie besitzen. Demgegenüber reagieren die erzeugten Zwischenprodukte sehr schnell mit den Ausgangsstoffen dank der geringen Aktivierungsenergie der beteiligten Reaktionen. Es besteht nun die Möglichkeit, daß in einer Reaktion ein aktives Zwischenprodukt verbraucht wird und zwei oder mehr durch die Reaktion wieder gebildet werden. In diesem Fall ergibt sich ein selbstbeschleunigender Reaktionsverlauf (autokatalytisch). Dieses Verhalten einer Reaktion wird als „kettenverzweigend“ bezeichnet. Analog zu dem kettenverzweigenden Verhalten ist der entgegengesetzte Verlauf einer Reaktion möglich, d.h. sie verbraucht mehr aktive Zwischenprodukte als sie bildet. Eine solche Reaktion wird als „kettenabbrechend“ bezeichnet. Werden in einer Reaktion so viele aktive Zwischenprodukte verbraucht wie gebildet, so spricht man von einer „kettenfortpflanzenden“ Reaktion.

Vollständige Reaktionsschemata und relativ genaue kinetische Daten existieren bereits seit einigen Jahren /1/. Die wichtigste Reaktion des Wasserstoff-Sauerstoff-Systems ist die Kettenverzweigungsreaktion



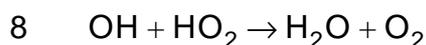
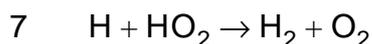
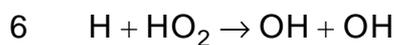
Hier werden aus einem H-Radikal bei der Reaktion mit dem stabilen O₂-Molekül zwei Radikale, nämlich OH und O gebildet. Diese werden in den sehr schnellen Austauschreaktionen 2, 3 und 4 untereinander und in das H-Radikal umgewandelt



Aus einem O-Atom werden in Reaktion 2 zwei Radikale, nämlich H und OH gebildet. Demgegenüber zeigt Reaktion 3, daß aus einem OH-Radikal wieder ein H-Radikal gebildet wird. In Reaktion 4 wird aus 2 OH-Radikalen ein O-Radikal gebildet. Durch Addition von Reaktion 2 und 4 erhält man Reaktion 3. Die Reaktionen 2, 3 und 4 sind somit „linear abhängig“. Dies hat für den kinetischen Ablauf keine Bedeutung und spielt erst eine Rolle, wenn sich das System dem chemischen Gleichgewicht nähert. Der Kettenbruch, d.h. der Verbrauch der Radikale, erfolgt bei Anwesenheit von Sauerstoff in erster Linie durch die Reaktion



Reaktion 5 führt zu dem Peroxid-Radikal HO₂, das in den Reaktionen



weiter reagiert. Von diesen Reaktionen bewirkt Reaktion 6, daß wieder neue Radikale OH gebildet werden, die z.B. über Reaktion 3 wieder die in Reaktion 5 und 6 verbrauchten H-Radikale ersetzen. Diese Reaktion ist also radikal- und damit kettenerhaltend. Parallel zu Reaktion 6 laufen jedoch immer die Reaktionen 7 und 8 ab, die zum Kettenabbruch führen. Daher werden in der Summe über den Weg der Reaktion 5 immer Radikale und damit Kettenträger dem System entzogen.

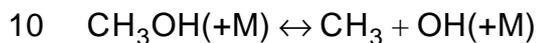
Es gibt praktisch nur eine wichtige Reaktion, mit der in technischen Systemen CO zu CO₂ oxidiert wird, nämlich



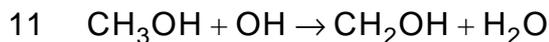
Dies bedeutet auch, daß reines CO nur dann hinreichend gut verbrennt, wenn in irgendeiner Form elementarer Wasserstoff vorhanden ist, so daß OH gebildet werden kann.

Der einfachste motorische Modellkraftstoff ist Methanol CH_3OH . Im folgenden soll ein stark verkürzter Mechanismus der Methanoloxidation betrachtet werden, der als Zwischenprodukt nur CH_2OH , CH_2O und CHO enthält. Ein solcher Mechanismus ist bereits imstande, die Oxidation von Methanol gut zu beschreiben. Bei sehr hohen Temperaturen spielt die Dissoziation von Methanol zu CH_3 und OH und die danach folgende Rekombination von $\text{CH}_3 + \text{CH}_3$ zu C_2H_6 und $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}$ eine gewisse Rolle. Dadurch ergibt sich eine Reaktionskette über C_2 -Kohlenwasserstoffe wie C_2H_6 , C_2H_5 , C_2H_4 , C_2H_3 , C_2H_2 bis zu C_2H , die schließlich durch Rekombination zu weiteren höheren Kohlenwasserstoffen und zur Rußbildung führen kann. Dieser Reaktionspfad und insbesondere die Rußbildung ist bei Methanol wesentlich schwächer als bei aliphatischen Kohlenwasserstoffen wie Methan, n-Heptan oder iso-Oktan, da bei der Methanoloxidation nur wenig CH_3 gebildet wird.

Als Startreaktion kann somit die Dissoziationsreaktion



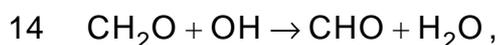
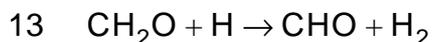
angesehen werden. Reaktion 10 kann sowohl als unimolekulare Reaktion oder als bimolekulare Reaktion mit dem inerten Stoßpartner M ablaufen. Sie ist daher druckabhängig. Wenn bereits Radikale vorliegen, wird CH_3OH vor allem durch Reaktionen mit dem OH-Radikal entsprechend



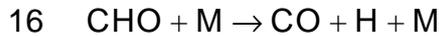
zu CH_2OH umgesetzt. Für die Oxidation von CH_2OH zum Formaldehyd CH_2O ist das H-Radikal entscheidend



Vom stabilen Formaldehyd-Molekül CH_2O wird ein weiteres H-Atom durch Reaktionen mit H oder OH abstrahiert

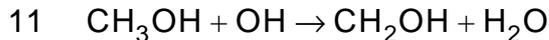


wobei das CHO-Radikal gebildet wird. Konkurrierende Reaktionen mit HO₂ und O₂ als Reaktionspartner sind hier unbedeutend. Schließlich wird CHO durch die Reaktionen



zum stabilen Zwischenprodukt CO umgewandelt.

Selbst ein stark verkürzter Mechanismus, wie ihn die Reaktionen 1-16 darstellen, beinhaltet offensichtlich eine Reihe von parallelen und konkurrierenden Reaktionspfaden. Dies darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß nur sehr wenige Schlüsselreaktionen den Gesamttablauf wesentlich bestimmen und damit das Endergebnis beeinflussen. Man nennt diese Reaktionen „geschwindigkeitsbestimmend“. Es sind diejenigen, die den Verbrauch von CH₃OH und O₂ sowie die Oxidation von CO zu CO₂ beherrschen, sowie diejenigen, die als wesentliche Kettenverzweigungs- und Kettenabbruchreaktionen die Bilanz der Radikale bestimmen. Neben der wichtigsten Verbrauchsreaktion von Methanol

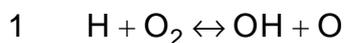


ist dies in erster Linie die Reaktion

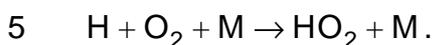


durch die das schließlich gebildete CO zum Endprodukt CO₂ oxidiert wird.

Ebenso wichtig ist die Kettenverzweigungsreaktion



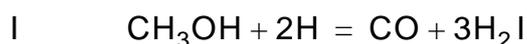
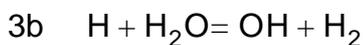
die den Sauerstoff O₂ verbraucht. Sie hat eine relativ hohe Aktivierungsenergie, ist also stark temperaturabhängig. Sie muß mit der Reaktion



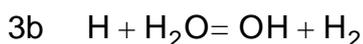
konkurrieren, die einen Kettenabbruch bewirkt. Wenn die Reaktion 5 schneller abläuft als die Reaktion 1, werden dem System zu viele Radikale entzogen. Der Kettenabbruch ist dann schneller als die Kettenverzweigung und die Verbrennung kann nicht aufrechterhalten werden.

3.3.2.4 Reduzierte Mechanismen

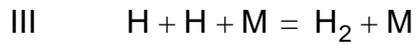
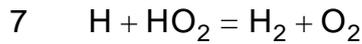
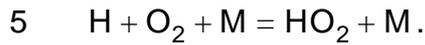
Mit den oben eingeführten Stationaritätsannahmen soll ein Globalmechanismus mit Hilfe von Stationaritätsannahmen abgeleitet werden. Als Hauptkette für die Methanol-Oxidation sollen die Reaktionen 11-16 betrachtet werden. Während 11 als Ausgangsreaktion geschwindigkeitsbestimmend ist, laufen die Reaktionen 12, 13 und 16 sehr schnell ab. Sie verbrauchen dabei das CH_2OH , CH_2O und CHO schneller als diese Komponenten jeweils gebildet werden und liefern damit die kinetische Grundlage für die Stationaritätsannahmen für diese Komponenten. Zusätzlich werden die Komponenten O und OH als stationär angenommen, während das Radikal H weiterhin als nichtstationäre Komponente im Mechanismus erhalten bleiben soll. Addiert man zu der Hauptkette nun die Reaktion 3b, so ergibt die Addition



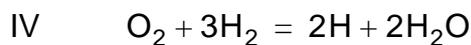
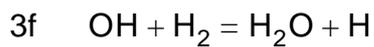
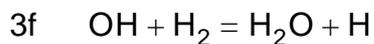
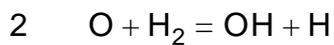
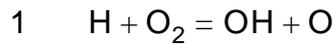
Diese Brutto-Reaktion I beschreibt somit die Teiloxidation von CH_3OH zu den nichtstationären Komponenten CO und H_2 . Eine Brutto-Reaktion für die Oxidation von CO erhält man durch Addition von 9 und 3b



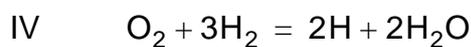
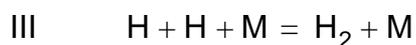
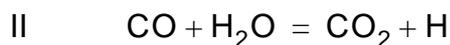
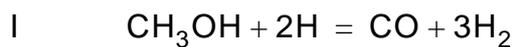
Dies ist die bekannte Wassergas-Reaktion. Der Einfluß der kettenabbrechenden Reaktion 5 wird deutlich, wenn man die Reaktionen 5 und 7 addiert.



Schließlich erhält man eine in der Summe kettenverzweigende Reaktion, wenn man zu Reaktion 1 die Reaktion 2 und zweimal die Reaktion 3f addiert.

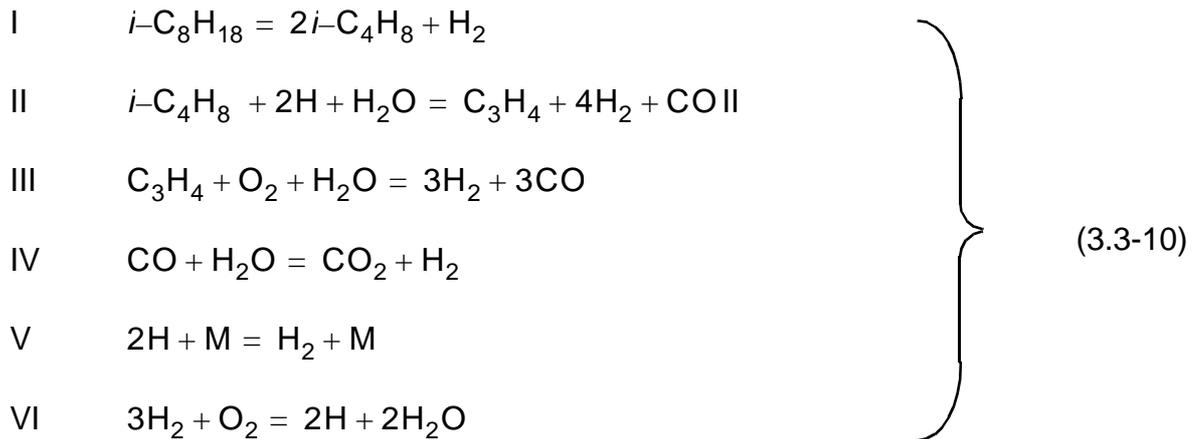


Daraus ergibt sich der Vier-Schritt-Mechanismus für die Methanolverbrennung (vergl. /2/)



(3.3-9)

Ähnliche reduzierte Mechanismen sind auch für andere Kohlenwasserstoffe hergeleitet und anhand laminarer Flammen getestet worden /3/. In neuester Zeit sind auch kinetische Mechanismen für die Referenzkraftstoffe n-Heptan- und iso-Oktan-Luft-Flammen zusammengestellt und auf die wesentlichen Globalreaktionen reduziert worden /4/, /5/. Für iso-Oktan ergibt sich z.B. ein 6-Schritt-Mechanismus mit den Globalreaktionen



Aus derartigen reduzierten Mechanismen lassen sich analytische Beziehungen zur Berechnung von Brenngeschwindigkeiten herleiten, die jedoch algebraisch kompliziert sind. Darauf aufbauend wurden explizite Approximationen von Brenngeschwindigkeiten für magere und stöchiometrische Gemische von Methanol, iso-Oktan und n-Heptan mit Luft über einem weiten Bereich von Drücken und Vorwärmtemperaturen entwickelt /6/. In Abbildung 3.3-2 ist der Vergleich zwischen numerisch berechneten und approximierten Brenngeschwindigkeiten s_L für stöchiometrische iso-Oktan-Luft-Flammen als Funktion des Druckes und der Temperatur T_u des Gemisches angegeben. Es zeigt sich eine gegenläufige Tendenz, die dazu führt, daß sich die Einflüsse der Temperaturerhöhung und der Druckerhöhung aufgrund der Kompression des Gemisches weitgehend kompensieren.

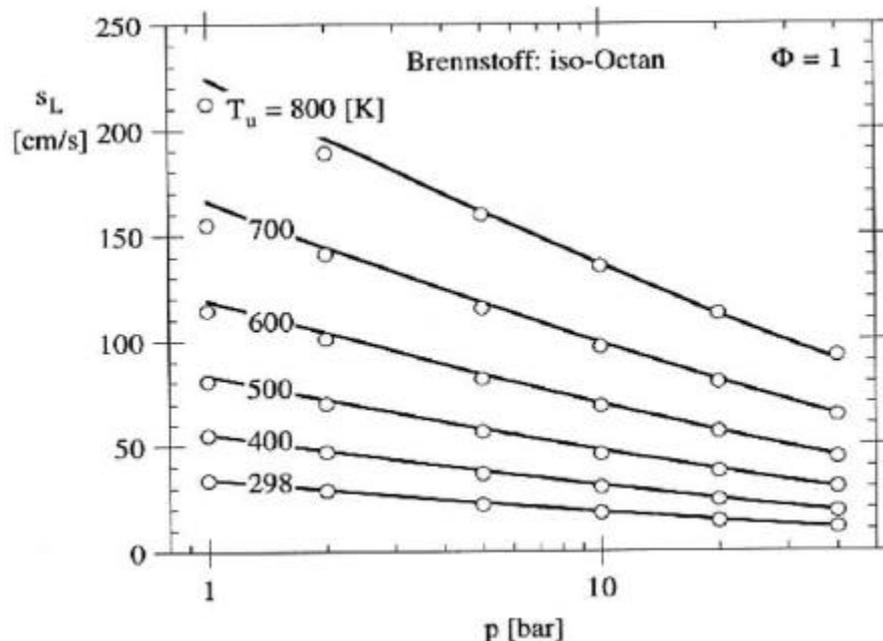


Abbildung 3.3-2 Laminare Brenngeschwindigkeiten von iso-Oktan bei $f=1$. Die Punkte stellen Berechnungen mit einem vollständigen kinetischen Mechanismus dar, die durchgezogenen Linie die explizite Approximation.

3.3.2.5 Die Struktur laminarer Flammen

Eine Vormischflamme hat im Gegensatz zur Diffusionsflamme die Fähigkeit, sich normal zu ihrer Oberfläche fortzubewegen. Diese Fortbewegung geht zurück auf chemische, diffusive und konvektive Effekte, was bei Betrachtung der inneren Struktur der Vormischflamme deutlich wird (Abbildung 3.3-3). Die Flamme setzt sich zusammen aus einer Vorwärmzone, in der noch keine chemischen Reaktionen ablaufen, einer dünnen Reaktionszone sowie einer Oxidationszone. In der dünnen Reaktionszone findet der Umsatz des Brennstoffs zu CO und H₂ (entsprechend der Bruttoreaktion I in der Gleichung (3.3-9) oder I-II in der Gleichung (3.3-10)) statt. Danach findet in der Oxidationszone der relativ langsame Ausbrand von CO und H₂ statt. Die Vorwärmzone zeichnet sich durch ein Gleichgewicht der konvektiven und diffusiven Prozesse aus, während in der Reaktionszone chemische Reaktion und Diffusion im Gleichgewicht stehen. Diese Grundstruktur ist für alle Kohlenwasserstoff- und Alkohol-Flammen gültig, wobei für verschiedene Brennstoffe und Mischungsverhältnisse unterschiedliche Verläufe von Temperatur- und Konzentrationsverläufen gefunden werden. Im stationären Fall stellt sich die laminare Brenngeschwindigkeit als diejenige Geschwindigkeit ein, mit der sich das unverbrannte Gemisch auf die Reaktionszone zubewegt. Es lässt sich eine globale chemische Zeit definieren, die die gesamte chemische Reaktion charakterisiert. Die chemische Zeit und die laminare Brenngeschwindigkeit sind miteinander gekoppelt aufgrund des Wärmeleitungsprozesses in der Vorwärmzone. Es lässt sich somit dimensionsanalytisch eine laminare Brenngeschwindigkeit angeben

$$s_L = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p \cdot t_c}} \quad (3.3-11)$$

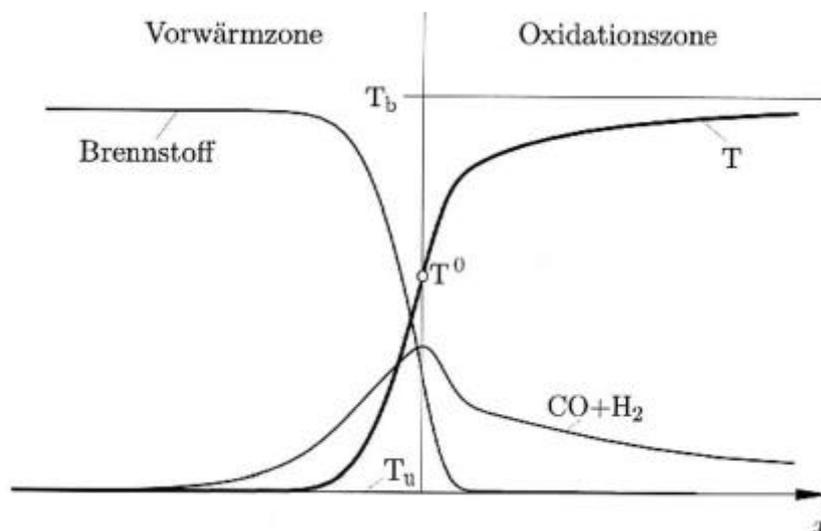


Abbildung 3.3-3 Konzentrations- und Temperaturprofile in der Reaktionszone

Im Hinblick auf die Definition der laminaren Flammendicke werden die stark temperaturabhängigen Stoffwerte λ/c_p bei der Temperatur T^0 und die Dichte r bei der Temperatur des Unverbrannten T_u bestimmt. Die Referenztemperatur T^0 stellt die Temperatur in der dünnen Reaktionszone dar (vergl. Abbildung 3.3-3). Bei der Annahme einer chemisch inerten Vorwärmzone wird davon ausgegangen, daß erst nach Erreichen dieser Temperatur Reaktionen einsetzen. Es kann dann folgende Definition für die laminare Flammendicke angegeben werden

$$l_F = \frac{(\lambda/c_p)}{\rho_u \cdot s_L} \quad (3.3-12)$$

Diese Definition bezieht sich auf die Dicke der Vorwärmzone. Die korrespondierende Flammenzeit $t_F = l_F/s_L$ entspricht der bereits eingeführten chemischen Zeit t_c .

3.3.3 Turbulente Flammenausbreitung

Die Ausbreitung einer Flammenfront in einem turbulenten homogenen Kraftstoff-Luft-Gemisch wird durch zwei wesentliche Mechanismen beeinflusst: Die Reaktionskinetik und die daraus resultierende laminare Brenngeschwindigkeit und die turbulente Strömungsbewegung, die durch die Turbulenzintensität charakterisiert wird. Ein zentraler Parameter der turbulenten vorgemischten Verbrennung ist daher die Relation zwischen diesen beiden Effekten, welche durch das Geschwindigkeitsverhältnis v'/s_L wiedergegeben wird. Die Fähigkeit des turbulenten Strömungsfeldes, die turbulente Flammenausbreitung zu beeinflussen, wird darüberhinaus durch das Verhältnis charakteristischer Längenskalen von Strömungsfeld und laminarer Flamme beschrieben werden, welche im folgenden detailliert vorgestellt werden.

3.3.3.1 Längenskalen des turbulenten Strömungsfeldes

Die turbulente Strömungsbewegung, die zunächst als ein chaotischer Vorgang betrachtet werden kann, muß zur Quantifizierung ihrer Eigenschaften mit geeigneten statistischen Verfahren beschrieben werden. Die einfachste Form einer solchen Beschreibung ist die bereits von Reynolds eingeführte Aufteilung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit u in einen mittleren Anteil \bar{u} und eine überlagerte Schwingungsbewegung u'

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.3-13)$$

Diese Betrachtung bezieht sich auf den örtlichen Vorgang und enthält keinerlei Aussagen über räumliche Strukturen des turbulenten Strömungsfeldes. Sie ist jedoch gut

geeignet, um Messungen zu interpretieren, die bisher überwiegend als zeitlich aufgelöste Punktmessungen möglich waren (LDA, Hitzdraht-Anemometrie). In diesem Abschnitt soll auch über PIV-Messungen berichtet werden, die im Teilprojekt A2 durchgeführt wurden.

Die Varianz der Geschwindigkeit $\overline{u^2}$ beschreibt die Geschwindigkeitsfluktuationen. Als Turbulenzintensität v' wird die Wurzel aus den algebraischen Mitteln der Varianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten u , v und w bezeichnet

$$v' = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})} \quad (3.3-14)$$

Im Falle einer als isotrop angenommenen Turbulenz ($\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2}$) ist daher die Turbulenzintensität

$$v' = \sqrt{\overline{v^2}} \quad (3.3-15)$$

Für jede einzelne Komponente wird die Wurzel aus der Varianz im folgenden als RMS (root mean square) bezeichnet.

Die Turbulenzintensität enthält somit keine Aussage über die Frequenz dieser Schwankungen. Trotz dieser statistisch grob vereinfachten Darstellung der Turbulenz konnten erfolgreiche Modelle entwickelt werden, welche die durch die Turbulenz scheinbar veränderten Transportgrößen (turbulente Scheinzähigkeit) abschätzen und die Berechnung turbulenter Strömungen ermöglichen. Eine deutliche Verbesserung dieser Turbulenzbeschreibung wurde durch die Hypothesen von A.N. Kolmogorov erreicht. Sie basieren auf der Grundvorstellung, daß eine turbulente Strömung Einzelwirbel verschiedener Größe enthält, die miteinander in Interaktion treten und kinetische Energie austauschen. Die Turbulenzenergie wird durch Gradienten des mittleren Strömungsfeldes in Form großer Wirbel produziert und in einer Energiekaskade auf Wirbel kleinerer Größe übertragen, bis schließlich die viskose Dissipation erfolgt. Die charakteristischen Längenmaße des turbulenten Strömungsfeldes beschreiben die Größenordnungen, zwischen denen diese Austauschprozesse ablaufen. Die Abmessung der energiereichsten turbulenten Wirbelelemente wird durch das integrale Längenmaß l_t beschrieben. Dieses Längenmaß ist in starkem Maße von der Geometrie der betrachteten Strömung abhängig und wird z.B. in einer Freistrahlsströmung als proportional zur Freistrahlsbreite angenommen. Für die Strömung in motorischen Brennräumen hat sich als Abschätzung des integralen Längenmaßes in der Nähe des oberen Totpunktes 10-20 % des Abstandes zwischen Kolbenboden und Zylinderkopf

als realistisch erwiesen. Das integrale Längenmaß stellt die energiereichsten turbulenten Strukturen dar. Es ist jedoch kleiner als die makroskopischen Strukturen des Strömungsfeldes (z.B. Drall- oder Tumble-Wirbel im Brennraum), die durch die Einlaufströmung entstehen. Eine Bestimmung des integralen Längenmaßes ist möglich durch Messung der Geschwindigkeit an zwei Punkten im Abstand r und durch Auswertung der räumlichen Zweipunktkorrelation

$$R(\vec{x}, r) = \frac{\overline{u'(\vec{x}, t) \cdot u'(\vec{x} + r, t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\vec{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2(\vec{x} + r, t)}}}, \quad (3.3-16)$$

wobei das Längenmaß definiert ist zu

$$l_t = \int_0^{\infty} R(\vec{x}, r) dr. \quad (3.3-17)$$

Diese Definition des integralen Längenmaßes basiert auf der anschaulichen Überlegung, daß für Korrelationsabstände $r < l_t$ eine Ähnlichkeit des Geschwindigkeitsverlaufes an zwei Punkten vorliegt, während diese Ähnlichkeit für $r > l_t$ verloren geht. Das integrale Längenmaß stellt die obere Grenze des Inertialbereiches dar, in welchem die turbulente kinetische Energie in Form einer Kaskade von den großen zu kleineren Wirbelelementen übertragen wird. Aus der Annahme der Lokalität der Energieübertragung (Übertragung nur auf das nächst kleinere Wirbelelement) folgt die Unabhängigkeit der Energietransferrate (Energieübertragung pro Zeiteinheit) von der Wirbelgröße l_n . Innerhalb der Energiekaskade ist die Energietransferrate konstant und wird schließlich bei dem kleinsten Wirbelelement, dem Kolmogorov-Wirbel, gleich der Dissipation $\bar{\epsilon}$. Ein Wirbelelement der Größe l_n mit der assoziierten Geschwindigkeitsschwankung v_n^2 hat die kinetische Energie $E_n \sim v_n^2$ und eine charakteristische Umdrehungszeit $t_n = l_n / v_n$. Die Energietransferrate = Dissipation ist dann unabhängig von n und wird aus Dimensionsgründen

$$\bar{\epsilon} \sim \frac{E_n}{t_n} \sim \frac{v_n^2}{t_n} \sim \frac{v_n^3}{l_n} \quad (3.3-18)$$

Daraus ergeben sich die folgenden Abschätzungen für die kinetische Energie, die Umdrehungsgeschwindigkeit und die Umdrehungszeit eines Wirbels der Größe l_n

$$E_n \sim (\bar{\epsilon} \cdot l_n)^{2/3}; \quad v_n \sim (\bar{\epsilon} \cdot l_n)^{1/3}; \quad t_n \sim (l_n / \bar{\epsilon})^{1/3} \quad (3.3-19)$$

Das integrale Längenmaß sowie das korrespondierende integrale Zeitmaß kann auch durch Dimensionsanalyse werden zu

$$l_t = \frac{V^3}{\bar{\varepsilon}} \quad ; \quad t_t = \frac{V^2}{\bar{\varepsilon}} \quad (3.3-20)$$

Um die Verteilung der Turbulenzenergie auf die verschiedenen Wirbelgrößen zu erhalten, wird die Energie einer diskreten Wirbelgröße durch die spektrale Energiedichte $E(k)$ ausgedrückt

$$E(k) = \frac{dE_n}{dk} \quad (3.3-21)$$

Dabei ist $k \sim 1/l_n$ die Wellenzahl. Mit Gleichung (3.3-19) ergibt sich

$$E(k) \sim \bar{\varepsilon}^{2/3} \cdot k^{-5/3} \quad (3.3-22)$$

Dies ist die charakteristische spektrale Verteilung der Turbulenzenergie im Inertialbereich. Die obere Grenze des Inertialbereiches im Wellenzahlraum wird durch die Kolmogorov-Länge bestimmt - die kleinstmögliche Wirbelgröße bei welcher die kinetische Energie durch viskose Dissipation in Wärme übergeht. Da diese kleinste Wirbelgröße von der Viskosität des Fluids sowie von der Dissipationsrate abhängen muß, ergibt sich aus Dimensionsgründen für das Längenmaß und die zugehörigen Zeit- und Geschwindigkeitsmaße

$$l_k = \left[\frac{V^3}{\bar{\varepsilon}} \right]^{1/4} \quad ; \quad t_k = \left[\frac{V}{\bar{\varepsilon}} \right]^{1/2} \quad ; \quad v_k = [V \cdot \bar{\varepsilon}]^{1/4} \quad (3.3-23)$$

Ein weiteres Längenmaß, die Taylorlänge

$$\lambda_T \sim \sqrt{\frac{V^2}{\bar{\varepsilon}/V}} \sim V \cdot t_k \quad (3.3-24)$$

charakterisiert den mittleren Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes und liegt zwischen integrealem Längenmaß und der Kolmogorov Länge. Die Taylor-Länge kann als Distanz angesehen werden, um welche ein Kolmogorov-Wirbel während seiner Umdrehungszeit t_k durch die größten turbulenten Wirbel transportiert wird.

3.3.3.2 Messung der Spektralen Energiedichte im Einhubtriebwerk

Innerhalb des Teilprojektes A5 wurde ein Einhubtriebwerk (s. Abbildung 3.3-4) entwickelt, das es ermöglicht, eine quasi zweidimensionale turbulente Flamme unter motorischen Bedingungen zu realisieren und ihre Entwicklung zu beobachten und zu untersuchen /7/, /8/, /9/, /10/. Die ebene Flammengeometrie gestattet bei optischen Untersuchungen Frischgas, Flammenzone und Abgas zu unterscheiden, wobei die Struktur der Flammenzone mit quantitativen Aufnahmen der Eigenstrahlung in ihrer örtlichen und zeitlichen Entwicklung untersucht werden kann.

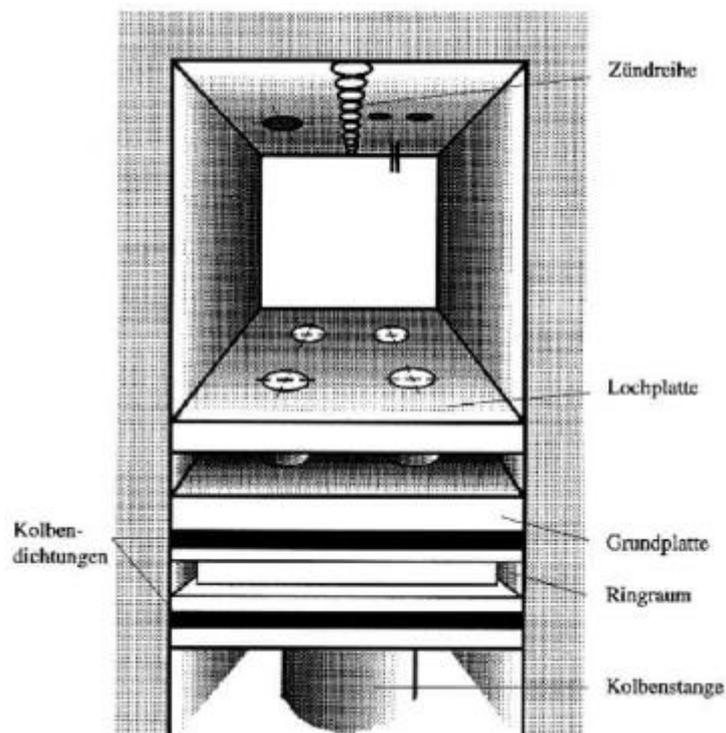


Abbildung 3.3-4 Darstellung des Brennräume des Einhubtriebwerkes

In den Pleuellager des Einhubtriebwerkes ist ein Turbulenzgenerator integriert, bestehend aus einer Lochplatte, welche durch den Brennräume gezogen wird. Die von den Löchern hervorgerufenen Freistrahlen sind den Einlaßstrahlen beim Ottomotor ähnlich. Aus diesem Grunde sind die Ergebnisse, welche aus den LDA-Messungen erhalten wurden, auf zyklisch arbeitende Motoren übertragbar, da auch der Pleuellagerhub im Einhubtriebwerk nachgebildet wurde.

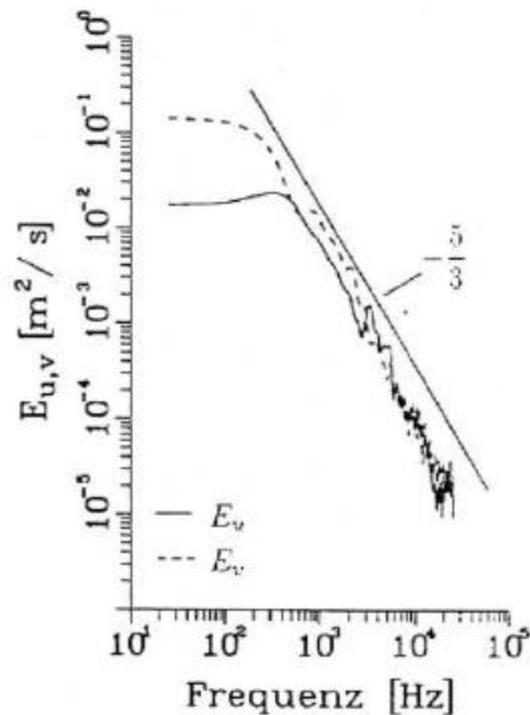


Abbildung 3.3-5 Spektrale Energieverteilung, Abklingzeit der Turbulenz $t_A=6$ ms, ohne Kompression

Für drei verschiedene Turbulenzgeneratoren wurden die spektralen Energiedichten E_u und E_v in axialer und in radialer Richtung ermittelt. Ohne Kompressionseinfluß erkennt man bei Versuchen mit 4-Loch-Platte in Abbildung 3.3-5 unabhängig von der Kolbenverzugszeit im Frequenzbereich oberhalb von 200 Hz eine sehr gute Übereinstimmung mit der für isotrope Turbulenz geltenden Steigung von $-5/3$ (vergl. Gleichung (3.3-22)). Die teilweise starke Abweichung der Verläufe für beide Geschwindigkeitskomponenten im Frequenzbereich unter 200 Hz wird durch niederfrequente Gasbewegungen hervorgerufen. Kurz nach Ende der Turbulenzproduktion existieren noch durch die Freistrahlen hervorgerufene grobbleibige Strukturen im Strömungsfeld, die sich im Verlauf des Abklingvorganges auflösen.

3.3.3.3 Messung der Turbulenzintensitäten und der turbulenten Längenmaße im geschleppten Motor

In den Teilprojekten A2 und A7 wurden Turbulenzmessungen während des Kompressionshubs im geschleppten Motor durchgeführt. Dabei wurde im Teilprojekt A7 mit einem 2-Punkt LDA-Verfahren und im Teilprojekt A2 mit dem PIV-Verfahren gearbeitet. In Abbildung 3.3-6 ist der Intensitätsverlauf der Geschwindigkeitsschwankungen (RMS-Wert) über dem Grad Kurbelwinkel für die radiale und die axiale Schwankungsgröße dargestellt. Der RMS-Wert, der mit der axialen Richtung der Geschwindigkeitskomponente gebildet wird, verläuft auf einem niedrigeren Niveau als der RMS-Wert,

der mit der radialen Geschwindigkeitskomponente gebildet wird. Beide Verläufe sind aber von der gleichen Größenordnung. Gegen Ende der Kompression ist für den axialen Verlauf ein leichtes Ansteigen festzustellen, während für den radialen Verlauf ein leichtes Abfallen auftritt. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den aus LDA-Messungen ermittelten RMS-Werten, die im Teilprojekt A7 durchgeführt wurden /11/, /12/, so sind die hier erzielten Werte von der gleichen Größenordnung.

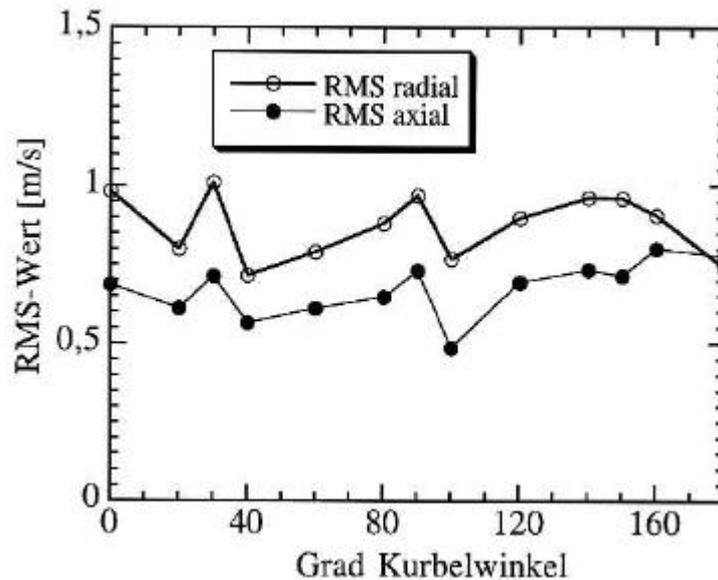


Abbildung 3.3-6 RMS-Wert während der Kompression

Es sind zwei integrale Längenmaße gemessen worden, die aus einer Korrelation der axialen Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung und aus einer Korrelation der radialen Schwankungsgeschwindigkeit in radialer Richtung gebildet wurden. Beide Verläufe sind in Abbildung 3.3-7 dargestellt. Das integrale Längenmaß in radialer Richtung verläuft auf einem höheren Niveau als dasjenige in axialer Richtung. Zum Ende des Kompressionstaktes ist eine Abnahme des radialen Längenmaßes und eine Zunahme des axialen Längenmaßes festzustellen. Insofern nähert sich die Turbulenz zum Ende des Kompressionstaktes dem isotropen Zustand. Die hier gefundenen Längenmaße stimmen in der Größenordnung mit denen, die im Teilprojekt A7 durch LDA-Messungen ermittelt wurden /11/, /12/ überein. Das Anwachsen des integralen axialen Längenmaßes bei der Annäherung an den oberen Totpunkt widerspricht der Vorstellung, die von der axialen Kompression eines ursprünglich kugelförmigen turbulenten Elementes ausgeht. Es handelt sich bei dem integralen Längenmaß nicht um eine physikalische Abmessung, die durch Kompression gestaucht werden könnte, sondern entsprechend Gleichung (3.3-17) um eine Korrelationslänge. Durch axiale Kompression wird die Korrelation innerhalb des Strömungsfeldes in axialer Richtung erhöht, und daher erhöht sich auch das integrale Längenmaß in axialer Richtung. Ein derartiges Verhalten ist in /13/ vorhergesagt worden.

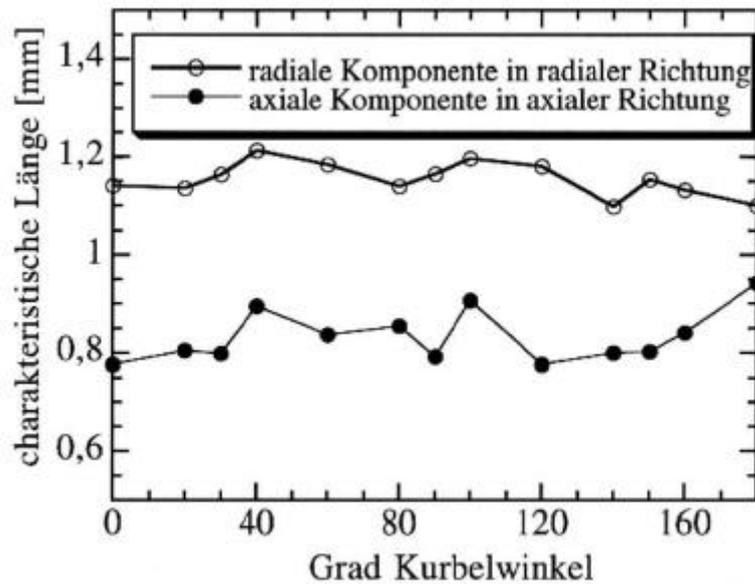


Abbildung 3.3-7 Integrales Längenmaß während der Kompression

In Abbildung 3.3-8 ist das integrale Längenmaß, das Taylorsche Mikrolängenmaß und die Kolmogorov-Länge aufgetragen. Zu Beginn der Kompression unterscheiden sich integrale Länge und Kolmogorov-Länge um mehr als eine Größenordnung. Während der Kompression ändert sich das integrale Längenmaß nicht, während die beiden anderen Längen abfallen. Die Kolmogorov-Länge wird dabei um eine Größenordnung kleiner und hat im oberen Totpunkt eine Länge in der Größenordnung von 0,01 mm. Da im oberen Totpunkt die Entflammung und Flammenausbreitung eines Brennstoff-Luft Gemisches stattfindet, kann man die hier gefundenen Längen der Strömungsturbulenz mit den weiter unten präsentierten Längen der Flammenfront vergleichen.

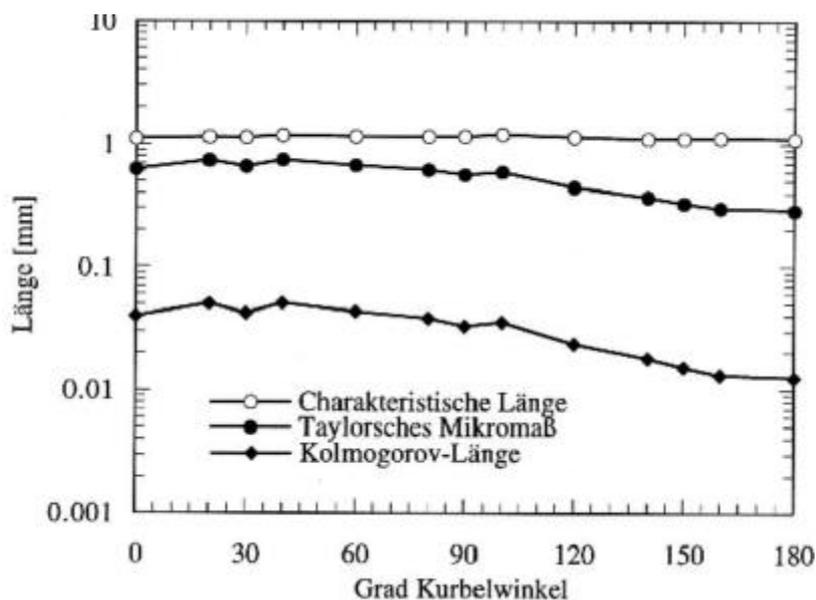


Abbildung 3.3-8 Turbulente Längenmaße während der Kompression eines geschleppten Ottomotors

3.3.3.4 Längenskalen der Interaktion von Turbulenz und Flammenausbreitung

Nach der Definition der charakteristischen Längenskalen von turbulentem Strömungsfeld und laminarer Flammenstruktur können nun weitere Längenskalen angegeben werden, welche die Interaktion beider Vorgänge charakterisieren. Zunächst können zwei Längenmaße der Flammenstruktur definiert werden, die in Analogie zu den charakteristischen Längenmaßen des turbulenten Strömungsfeldes stehen. Die Größenordnung der größten turbulenten Flammenstrukturen wie sie z.B. in Abbildung 3.3-1 sichtbar werden, sind auf die Interaktion der Flammenfront mit den großen turbulenten Wirbelelementen des Strömungsfeldes zurückzuführen. Als ein weiteres, die großen turbulenten Strukturen charakterisierendes Längenmaß ist die turbulente Flammendicke $l_{F,t}$ zu nennen, für welche eine Proportionalität zum integralen Längenmaß der Flammenstruktur erwartet werden kann. Die Bezeichnung Flammendicke deutet bereits darauf hin, daß dieses Längenmaß als die Dicke oder Breite der Fluktuationszone bezeichnet werden kann, in der sich eine ebene turbulente Vormischflamme relativ zu ihrer mittleren Position bewegt.

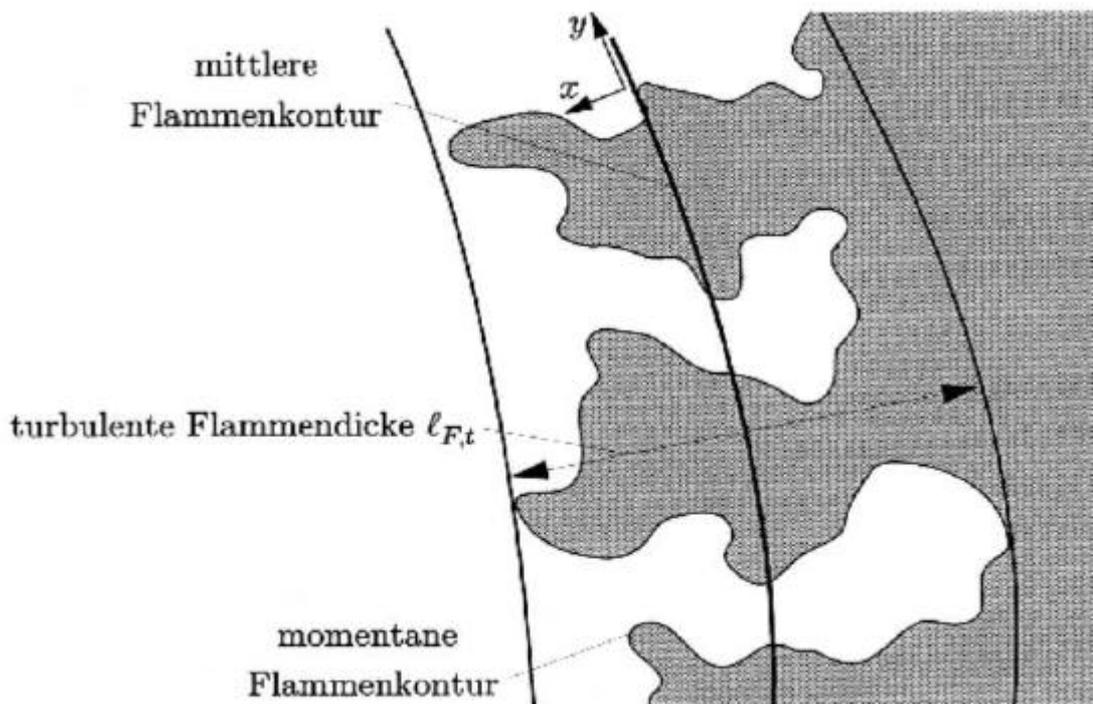


Abbildung 3.3-9 Die turbulente Flammendicke und die Taylor-Länge der Flammenstruktur

Definiert werden kann die turbulente Flammendicke als die doppelte Varianz der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flamme, bezogen auf die mittlere Position

$$l_{F,t} = 2 \cdot \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \cdot P(x) \cdot dx} \quad (3.3-25)$$

Sie ist in Abbildung 3.3-9 schematisch dargestellt. Die Betrachtung der kinematischen Interaktion von laminarer Flammenfront und turbulenter Strömung führt auf ein wesentliches Längenmaß, die Gibson-Länge l_G [14]. Ausgangspunkt ist erneut die Annahme des turbulenten Strömungsfeldes als ein Ensemble diskreter Wirbel verschiedener Größen l_n . Die Umfangsgeschwindigkeit dieser Wirbel ergibt sich entsprechend Gleichung (3.3-19) zu

$$v_n = (\bar{\epsilon} \cdot l_n)^{1/3}, \quad (3.3-26)$$

wenn man der Einfachheit halber das Gleichheitszeichen verwendet.

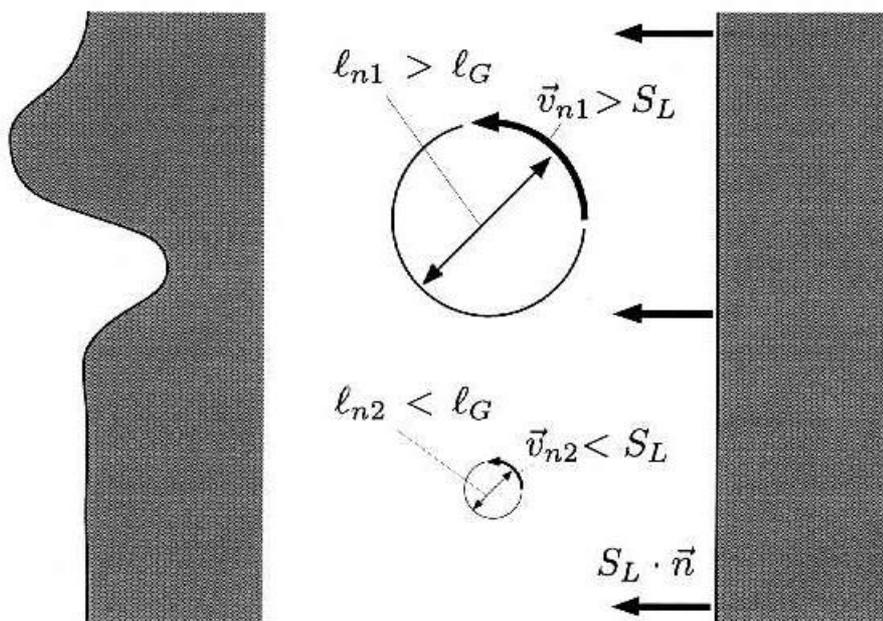


Abbildung 3.3-10 Interaktion einer laminaren Flammenfront mit diskreten Wirbeln verschiedener Größenordnungen

Wie in Abbildung 3.3-10 dargestellt, können nur Wirbel der Flammenfront eine Struktur aufprägen und damit die Flammenfront auffalten, deren Umfangsgeschwindigkeit größer ist als die laminare Brenngeschwindigkeit der Flammenfront. Kleinere Wirbel mit entsprechend geringerer Umfangsgeschwindigkeit werden von der Flammenfront überlaufen, ohne signifikante Strukturen erzeugen zu können. Die Größenordnung der kleinsten Wirbel, die in der Lage sind, die Flammenfront zu beeinflussen, wird durch die Gibsonlänge l_G dargestellt. Aus $v_n' = s_L$ ergibt sich

$$I_G = \frac{s_L^3}{\varepsilon} \quad (3.3-27)$$

Mit Gleichung (3.3-20) kann das Längenskalenverhältnis gebildet werden

$$\frac{I_G}{l_t} = \left[\frac{s_L}{V} \right]^3 \quad (3.3-28)$$

Das integrale Längenmaß kann im Falle der motorischen Verbrennung als konstant angesehen werden. Somit ergibt sich folgende Abhängigkeit der Gibsonlänge vom Verhältnis v/s_L

$$I_G \sim \left[\frac{V}{s_L} \right]^{-3} \quad (3.3-29)$$

Es sind also bei steigender Turbulenzintensität im Motorbrennraum zunehmend kleinere Strukturen zu erwarten, die zu einer Vergrößerung der turbulenten Flammenoberfläche beitragen können.

Um eine möglichst genaue Beschreibung der Interaktion des turbulenten Strömungsfeldes mit der laminaren Flammenausbreitung zu erhalten, ist ein weiteres charakteristisches Längenmaß von Interesse, welches die lokalen Einflüsse des Strömungsfeldes auf die Flammenstruktur quantifiziert. Diese führen zu einer lokalen Abweichung der laminaren Brenngeschwindigkeit von ihrem Referenzwert s_L^0 einer ebenen Vormischflamme in ruhendem Gemisch. Verantwortlich für diese lokale Abweichung ist die Streckung der Flammenstruktur, welche durch Flammenfrontkrümmung und lokale Divergenz des Strömungsfeldes hervorgerufen wird.

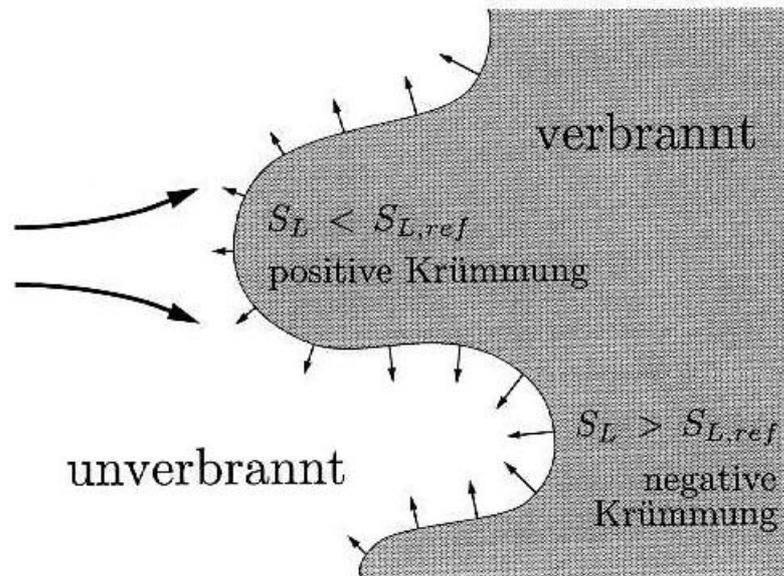


Abbildung 3.3-11 Lokaler Einfluß des Strömungsfeldes auf die laminare Brenngeschwindigkeit

Als „Proportionalitätsfaktor“, der das Maß dieser Abhängigkeit skaliert, wird die Marksteinlänge \mathcal{L} eingeführt /15/. Die Marksteinlänge ist von der Größenordnung der laminaren Flammendicke l_F , das Verhältnis \mathcal{L}/l_F wird als Marksteinzahl \mathcal{M} bezeichnet. Streckung und Krümmung können die lokalen Bedingungen von Diffusion und Wärmeleitung stark beeinflussen, was zur Änderung der lokalen laminaren Brenngeschwindigkeit führt. Die lokale laminare Brenngeschwindigkeit unter dem Einfluß von Krümmung \mathbf{k} und Streckung $\vec{n} \cdot \nabla(\vec{v} \cdot \vec{n})$ konnte in /9/ angegeben werden zu

$$s_L = s_L^0 - s_L^0 \cdot \mathcal{L} \cdot \kappa + \mathcal{L} \cdot \vec{n} \cdot \nabla(\vec{v} \cdot \vec{n}) \quad ; \quad \kappa = \nabla \cdot \vec{n} \quad (3.3-30)$$

Die lokale Krümmung \mathbf{k} der Flammenfront ist entsprechend Gleichung Abbildung 3.3-11 positiv definiert für Bereiche, die konvex zum unverbrannten Gemisch gewölbt sind. Dies folgt ebenfalls aus der Definition von \mathbf{k} in Gleichung (3.3-30), da der Normalenvektor auf der Flammenfront zum Unverbrannten orientiert ist. Ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Markstein-Zahlen für Propan zeigt Abbildung 3.3-12.

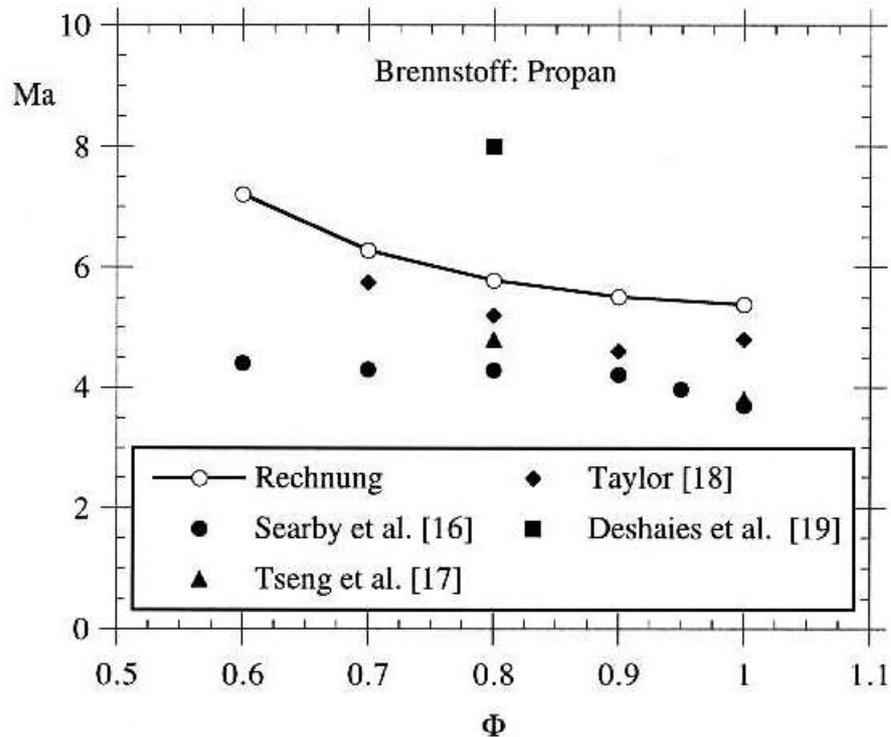


Abbildung 3.3-12 Vergleich der berechneten und der experimentellen Markstein Zahlen für Propan bei $p = 1\text{ bar}$ und einer Vorwärmtemperatur von 298 K (aus /6/)

3.3.3.5 Messung der Interaktionslängen bei der turbulenten Flammenausbreitung

In Teilprojekt A2 sind die verschiedenen Längenmaße, die sich aus der Interaktion von Turbulenz und Verbrennung ergeben, in dem Transparentmotor der in Abschnitt 3.3.1 bereits beschrieben wurde, gemessen worden /16/. Als Kraftstoff wurde Propan verwendet um eine möglichst homogene Mischung zu erzielen. Dem Kraftstoff-Luft-Gemisch wurden Rauchpartikel beigegeben, die in der Flammenfront verbrennen. Durch einen Laser-Lichtschnitt, in dem nur die Rauchpartikel und damit der unverbrannte Bereich sichtbar wird, kann die momentane Flammenkontur ermittelt werden.

Als Laserquelle wurde ein Nd:YAG-Laser eingesetzt. Die Belichtungszeit der Flammenfrontaufnahmen liegt bei ca. 8 ns und somit um mehrere Größenordnungen unterhalb aller für die Flammenausbreitung charakteristischen Zeitskalen. Mit einer maximalen Pulswiederholrate des Lasers von 40 Hz kann pro Motorzyklus eine Lichtschnitt-Aufnahme aufgezeichnet werden. Abbildung 3.3-13 zeigt schematisch die optische Anordnung zur Bildaufzeichnung im VW-Transparentmotor. Eine wichtige Voraussetzung für örtlich hochaufgelöste Lichtschnittaufnahmen ist die Lichtschnittdicke. Da die Flammenfront in der Regel nicht überall senkrecht zur Lichtschnittebene

steht, stellt die Lichtschnittdicke die untere Grenze der auflösbaren Strukturen dar, was im Fall der motorischen Verbrennung von besonderer Bedeutung ist.

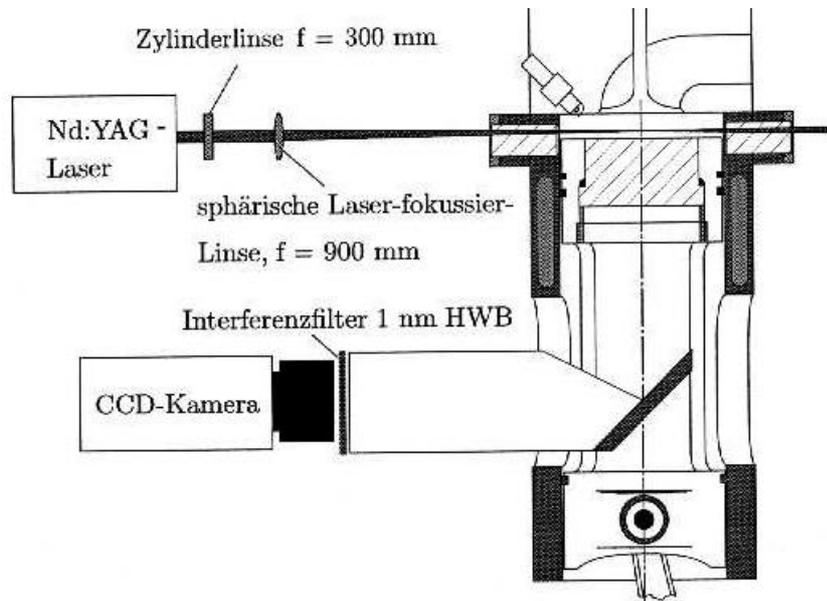


Abbildung 3.3-13 Optischer Aufbau für Laser-Lichtschnittaufnahmen am VW-Transparentmotor

In Abbildung 3.3-14 ist die Anordnung des abgebildeten Bereiches im Motorbrennraum dargestellt. Die Wahl des abgebildeten Bereiches erfolgte nach der Maßgabe, daß die kleinste auflösbare Längenskala, die der Lichtschnittdicke entspricht, von der Auflösung der verwendeten Kamera eindeutig überschritten wird. Diese Bedingung ist durch die Verwendung einer CCD-Kamera mit einer Auflösung von 581×756 Pixeln erfüllt. Es konnte demnach die gesamte Breite des im VW-Motor realisierbaren Lichtschnittes erfaßt werden. Ferner war bei diesem Vergrößerungsverhältnis die Erfassung der kleinsten charakteristischen Längenskalen, der Gibson-Länge l_G , und der größten charakteristischen Längenskalen, der turbulenten Flammendicke $l_{F,t}$, in einer Aufnahme möglich.

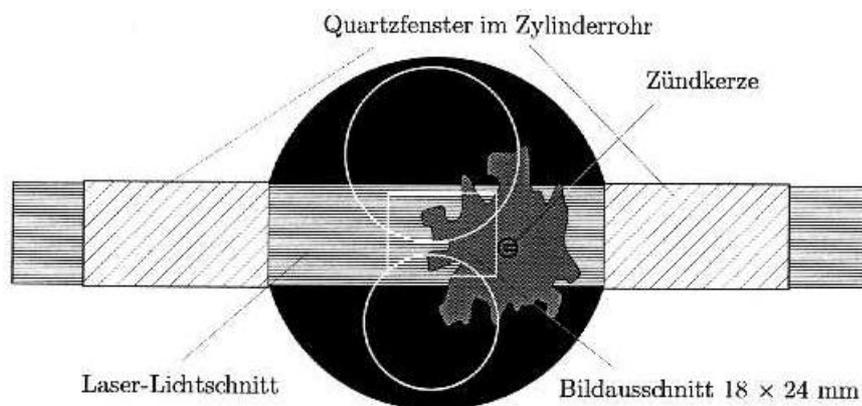


Abbildung 3.3-14 Anordnung von Laser-Lichtschnitt und Bildbereich im Brennraum des VW-Transparentmotors

In Abbildung 3.3-14 ist eine bereits mit einem Bildverarbeitungssystem gefilterte Aufnahme der momentanen Flammenkontur dargestellt. Die Flammenkontur wird dabei digitalisiert und kann sodann einer mathematischen Analyse unterworfen werden /17/. Es wurde sowohl eine Analyse auf der Basis der Theorie der Fraktale als auch eine spektrale Auswertung durchgeführt. Die spektrale Analyse, die durch eine theoretische Formulierung mittels Zweipunktkorrelation ergänzt wird /18/, führt mittels einer Fourier-Transformation der Flammenkontur zu einer spektralen Schwankungsdichte $G(k)$ der Flammenfrontstrukturen, die in Analogie zur spektralen Energiedichte der Turbulenzenergie (Gleichung (3.3-22) und Abbildung 3.3-5) steht. Es ergibt sich eine theoretische Vorhersage der Form

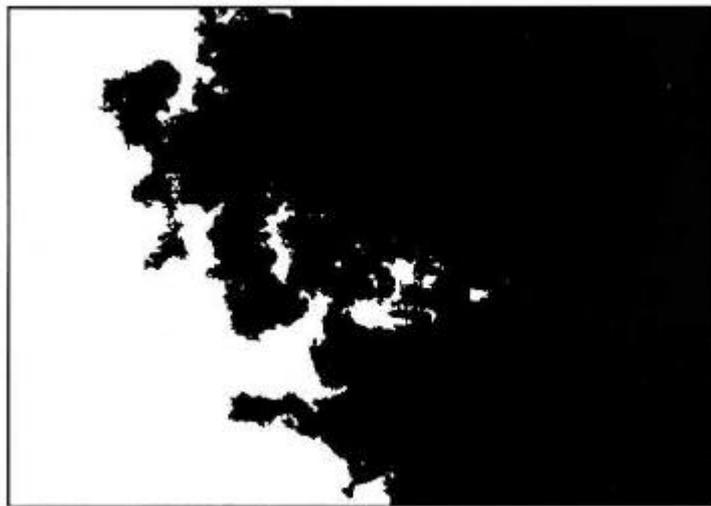


Abbildung 3.3-15 Turbulente Flammenfront bei der Flammenausbreitung im Ottomotor

$$\Gamma(k) = B \cdot k^{-5/3} \cdot \exp(-3 \cdot c_1 \cdot (L_G \cdot k)^{1/3}) \cdot \exp\left(-\frac{3}{4} \cdot c_2 \cdot (L_C \cdot k)^{4/3}\right) \cdot \exp(-c_3 \cdot \ell \cdot k) \quad (3.3-31)$$

Dabei ist L_C die Corrsin-Länge, die als Funktion der Gibson-Länge und der Markstein-Länge ausgedrückt werden kann

$$L_C = L_G^{1/4} \cdot \ell^{3/4} \quad (3.3-32)$$

Die Parameter B , c_1 , c_2 und c_3 sind noch unbekannte Modellierkonstanten, die durch Anpassung an gemessene spektrale Schwankungsdichten ermittelt werden können. Hier wurde $c_1 = 1$, $c_2 = 2$ und $c_3 = 1$ gesetzt und das theoretische Spektrum mit den Meßwerten so zur Deckung gebracht, daß die Gibson-Länge berechnet werden kann. Abbildung 3.3-16 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Meßwer-

ten der spektralen Schwankungsdichte und der angepaßten Spektralfunktion nach Gleichung (3.3-31). Beide unterscheiden sich deutlich von dem Grenzverhalten für kleine Wellenzahlen, das wie die spektrale Energiedichte nach einem $-5/3$ Gesetz verläuft. Der Übergang bei der Gibson-Länge L_G ist nicht so abrupt wie es für das Energiespektrum erwartet wird. Dort würde eine ähnliche Form wie Gleichung (3.3-31) gelten, jedoch die erste und letzte Exponentialfunktion würde entfallen und statt der Corrsin-Länge die Kolmogorov-Länge einzusetzen sein. Hier übernimmt die Gibson-Länge die Funktion der Kolmogorov-Länge. Sie stellt somit die kleinste charakteristische Länge in der Flammenkontur dar.

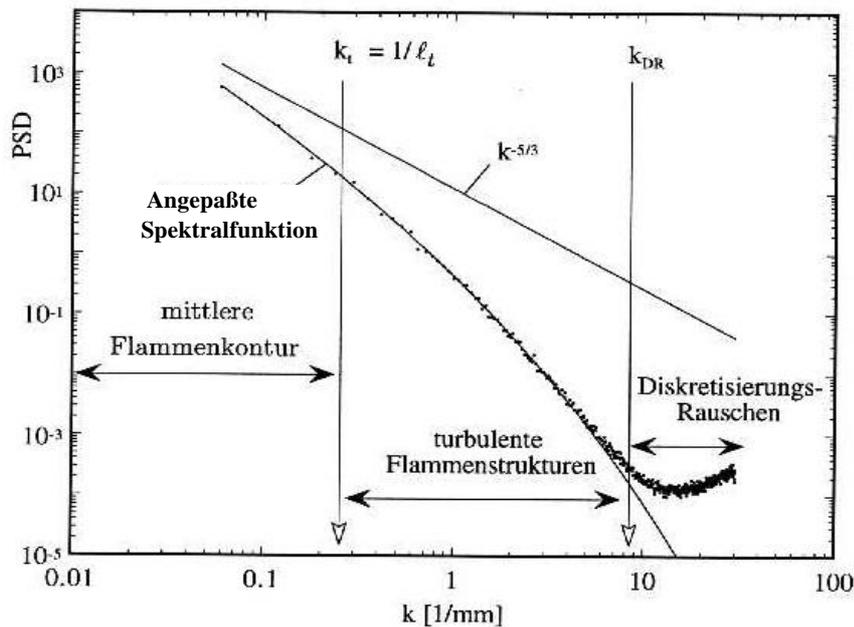


Abbildung 3.3-16 Spektrale Schwankungsdichte der räumlichen Flammenstrukturen

Die verschiedenen charakteristischen Längen der Flammenkontur sind in Abbildung 3.3-16 zusammenfassend als Funktion von v'/s_L dargestellt. Diese Variation von v'/s_L entspricht einer Variation der Motordrehzahl von 500 bis 2500 Umdrehungen pro Minute. Es wurden Messungen für $I=1.0$ und $I=1.6$ mit Propan als Kraftstoff durchgeführt. Die Turbulenzintensität v' wurde zu $0.5 \bar{V}_k$ gesetzt, wobei \bar{V}_k die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist. Die so ermittelten Werte von v'/s_L sind in Abbildung 3.3-17 dargestellt. Abbildung 3.3-16 ist gemeinsam mit Abbildung 3.3-8 zu betrachten. Dabei zeigt sich, daß die verschiedenen turbulenten Längenmaße des Strömungsfeldes deutlich voneinander getrennt sind. Das integrale Längenmaß ist im oberen Totpunkt um zwei Größenordnungen größer als die Kolmogorov-Länge, die wiederum von der Größenordnung der laminaren Flammendicke ist. Dazwischen liegt die Taylor-Länge, die turbulente Flammendicke, die Gibson-Länge und die Markstein-Länge. Diese Trennung der Längenmaße zeigt eindeutig, daß die Verbrennung im Otto-Motor in

diesem Drehzahl-Bereich im Flamelet-Regime angesiedelt ist (vergl. Abbildung 3.3-19).

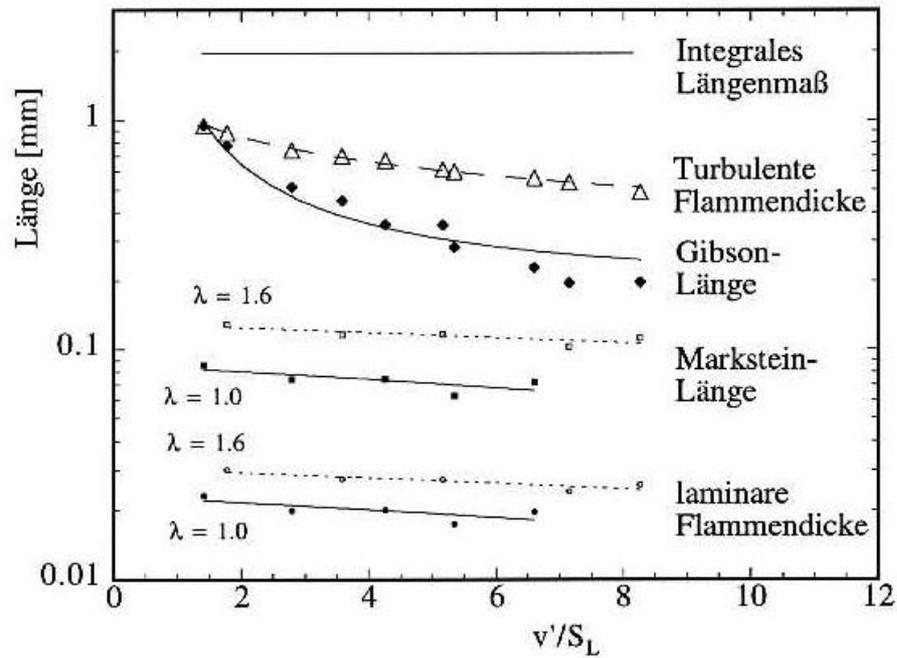


Abbildung 3.3-17 Charakteristische Längenskalen der turbulenten Flammenausbreitung im Ottomotor /17/

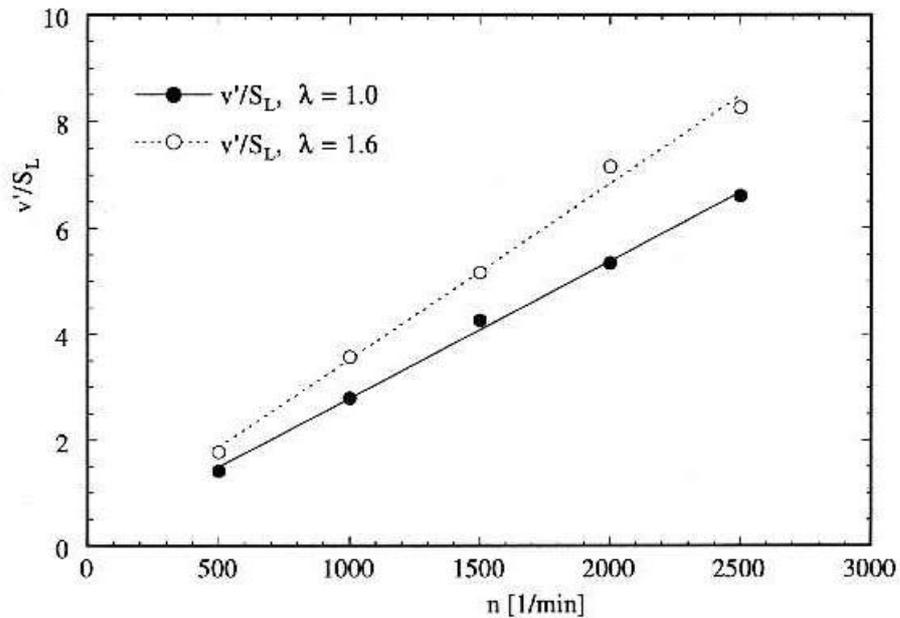


Abbildung 3.3-18 Die Werte von v'/s_L für die verschiedenen Betriebspunkte

3.3.3.6 Regimes der turbulenten vorgemischten Verbrennung

Nach Einführung der charakteristischen Längenskalen von Strömungsfeld, Flammenstruktur und Interaktion beider Prozesse kann nun eine Einteilung der vorgemischten Flammenausbreitung in verschiedene Regimes erfolgen, die mit jeweils unterschiedlichen Modellen zu beschreiben sind /14/, /19/. Hierzu werden zunächst drei Kennzahlen bereitgestellt.

Eine turbulente Reynoldszahl kann mit der Referenzviskosität $\nu_{\text{ref}} = s_L \cdot \ell$ gebildet werden

$$Re \cdot l = \frac{v \cdot \ell}{s_L \cdot \ell} \quad (3.3-33)$$

Die turbulente Damköhlerzahl

$$Da = \frac{t_t}{t_F} = \frac{s_L}{v} \cdot \frac{\ell}{\ell} \quad (3.3-34)$$

beschreibt das Verhältnis zwischen turbulenter Zeit und Flammenzeit. Die turbulente Karlovitz-Zahl

$$Ka = \frac{t_F}{t_k} = \frac{\ell}{\ell} \cdot \frac{\ell}{\ell} \quad (3.3-35)$$

das Verhältnis von Flammenzeit zu Kolmogorov-Zeitmaß. In einem von Borghi vorgeschlagenen Phasendiagramm der vorgemischten turbulenten Verbrennung (Abbildung 3.3-19) werden durch die Beziehung

$$v/s_L = Re \cdot (\ell/\ell)^{-1} = Da^{-1} \cdot (\ell/\ell) = Ka^{2/3} \cdot (\ell/\ell)^{1/3} \quad (3.3-36)$$

die Grenzen der verschiedenen Regimes definiert.

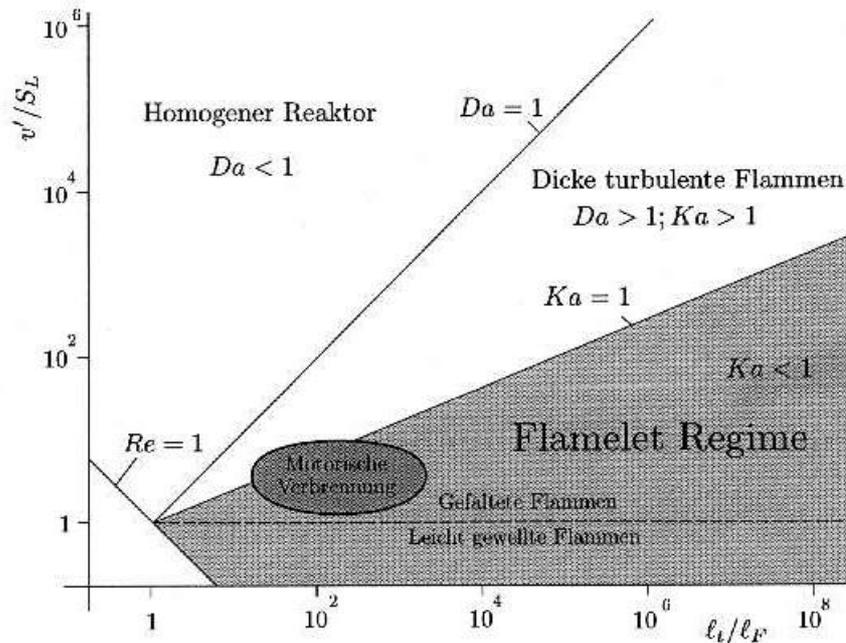


Abbildung 3.3-19 Phasendiagramm der vorgemischten turbulenten Verbrennung

Neben den Regimes der laminaren Flammen ($Re < 1$) und des homogenen Reaktors ($Da < 1$, Chemie ist langsam im Vergleich zur Turbulenz) ist für die Betrachtung der motorischen Verbrennung vor allem das Flamelet-Regime und bedingt das Regime der dicken turbulenten Flammen von Bedeutung. Im unteren Bereich des Flamelet-Regimes, den leicht gewellten Flammen mit $v'/s_L < 1$, dominiert die laminare Flammenausbreitung - selbst die größten Wirbel können die Flamme nicht signifikant beeinflussen. Der für die motorische Verbrennung in erster Linie relevante Bereich der gefalteten Flammen ist gekennzeichnet durch die Bedingungen stärkerer Turbulenz ($Re > 1$), gegenüber den turbulenten Zeitskalen schneller Chemie ($Da > 1$), aber noch nicht zu starker lokaler Streckung ($Ka < 1$). Die laminare Flammendicke ist in diesem Regime kleiner als alle turbulenten Längenmaße - die Flamme kann als dünn gegenüber den turbulenten Strukturen des Strömungsfeldes angesehen werden. Erst wenn oberhalb der Grenze ($Ka = 1$) die Flammendicke \neq die Kolmogorov-Länge übersteigt, treten örtliche Löserscheinungen auf und es kann nicht mehr von einer einfach zusammenhängenden Flammenoberfläche gesprochen werden, da die kleinsten Wirbelelemente der Strömung durch ihre starke lokale Streckung das Verlöschen und somit eine lokale Homogenisierung der Reaktionszone herbeiführen. Steigt die Turbulenz so stark an, daß selbst die größten Wirbelelemente dazu in der Lage sind ($Da < 1$), ist das Regime des homogenen Reaktors erreicht - durch turbulente Mischung finden im gesamten Feld Reaktionen statt.

Die für die ottomotorische Verbrennung relevanten Bereiche dieses Phasendiagramms lassen sich anhand der zu erwartenden Werte von v'/s_L und ξ/ξ lokalisieren (Abbildung 3.3-19). Während sich die Flammenausbreitung bei stöchiometrischem Luftverhältnis aufgrund der Druckabhängigkeit der laminaren Flammendicke selbst bei hoher Last und Drehzahl im Flamelet-Regime bewegt, kann insbesondere bei magerem Luftverhältnis sowie bei hoher Drehzahl und niedriger Last das Regime der dicken turbulenten Flammen erreicht werden.

3.3.3.7 Modelle zur Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung in vorgemischten Systemen

Die Geschwindigkeit des Umsatzes der motorischen Verbrennung wird bestimmt durch die laminare Brenngeschwindigkeit s_L sowie die momentane Flammenoberfläche F . Die für die laminare Brenngeschwindigkeit relevanten Größen (Luftverhältnis und thermodynamischer Zustand des Gemisches) sind nicht von der Motordrehzahl abhängig. Die mit der Drehzahl ansteigende Umsatzgeschwindigkeit kann somit nur durch eine Vergrößerung der Flammenoberfläche durch turbulente Auffaltung erklärt werden (Abbildung 3.3-20).

Für numerische Simulationen eignet sich besonders die Zusammenfassung aller den Verbrennungsumsatz steigernden Effekte zu einer turbulenten Brenngeschwindigkeit s_T , der Geschwindigkeit, mit der sich eine ebene turbulente Vormischflamme fortbewegt. Sie entspricht im stationären Fall der mittleren Geschwindigkeit, mit der das Gemisch in die Flammenzone eintritt. Gelingt es, diese turbulente Brenngeschwindigkeit in ihrer Abhängigkeit von allen relevanten Einflußgrößen zu beschreiben, so kann die Flammenausbreitung mit vergleichsweise einfachen Modellen beschrieben werden, die z.B. eine kugelförmige Ausbreitung der Flammenfront um die Zündkerze annehmen. Einer genauen Beschreibung der turbulenten Brenngeschwindigkeit kommt daher für derartige Modelle zentrale Bedeutung zu.

Danköhler stellte schon 1940 mit Hilfe einer Analogie zur Bunsenflamme folgenden linearen Zusammenhang auf

$$\frac{F_T}{F} = \frac{s_L + v'}{s_L} \Rightarrow \frac{s_T}{s_L} = 1 + \frac{v'}{s_L} \quad (3.3-37)$$

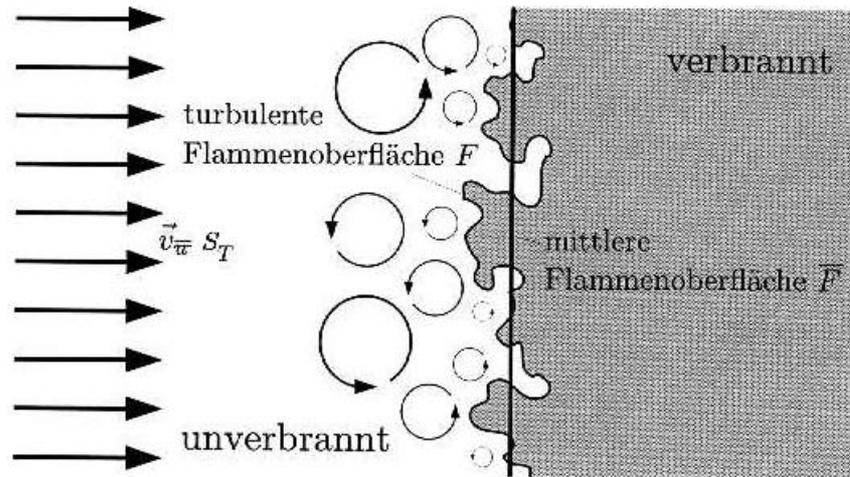


Abbildung 3.3-20 Turbulente Auffaltung der Flammenoberfläche

In Experimenten wie auch im praktischen Motorbetrieb wird jedoch eine degressive Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit von der Turbulenzintensität beobachtet. Es ist davon auszugehen, daß neben der rein geometrischen Flächenvergrößerung, die von Damköhler als linear mit der Turbulenzintensität steigend angenommen wurde, weitere Effekte wie die lokale Beeinflussung der laminaren Brenngeschwindigkeit zu berücksichtigen sind.

Eine Verbesserung des Damköhlerschen Ansatzes konnte in der Form

$$\frac{s_T}{s_L} = 1 + c \cdot \left[\frac{v}{s_L} \right]^n \quad (3.3-38)$$

angegeben werden. Hier wird die degressive Abhängigkeit durch den Exponenten n wiedergegeben, der Werte von $0.4 < n < 1$ annimmt.

Willms /20/ und Trautwein et al. /9/ haben auf die stark instationäre Entwicklung von s_T am Anfang der Verbrennung hingewiesen. Ein Wert gemäß Gleichung (3.3-38) liegt danach nicht vom Anfang der Verbrennung an vor. Die turbulente Flammengeschwindigkeit wächst zunächst an und nähert sich dann asymptotisch diesem Endwert. Für die Bewertung der in der Literatur angegebenen Beziehungen ergibt sich damit die Notwendigkeit zu prüfen, in welcher Phase der Verbrennung die experimentellen Daten gewonnen wurden.

Eine Möglichkeit, s_T aus Experimenten zu ermitteln, bietet der Ansatz $s_T = \dot{m}_B / (\rho_u \cdot A_b)$ aus der Kontinuitätsgleichung. Hier ist \dot{m}_B die Massenumsatzrate, ρ_u die Dichte des unverbrannten Gases und A_b die mittlere turbulente Flammenfläche.

Von Bielert et al. /21/, /22/ wurde eine Erweiterung der Gleichung (3.3-38) vorgeschlagen, welche auch die beobachtete zeitliche Entwicklung nach der Zündung als Näherung beschreibt

$$\frac{s_T}{s_L} = 1 + k_1 \cdot \left[\frac{u'}{s_L} \right]^N \cdot \left[1 - \exp \left[-k_2 \cdot \frac{s_L}{l} \cdot t \right] \right] \quad (3.3-39)$$

Die Koeffizienten k_1 , k_2 und l in Gleichung (3.3-39) sind zunächst nicht bekannt und müssen aus dem Vergleich mit experimentell ermittelten Daten bestimmt werden. Mit folgenden Werten konnten Rechnungen mit einem Front Tracking Verfahren eine gute Übereinstimmung mit ca. 150 Versuchen erzielen

$$k_1 = 4.3 \quad , \quad k_2 = 1.7 \quad , \quad l = 0.95 \text{ mm} \quad (3.3-40)$$

Eine Auswertung von Gleichung (3.3-39) für konstantes s_L und u' zeigt das exponentielle Anwachsen von s_T/s_L über der Zeit und die Annäherung an einen Grenzwert entsprechend Gleichung (3.3-38) in Abbildung 3.3-21. Bei Versuchen mit Kompression kann die Turbulenzintensität in der Tat als weitgehend konstant angenommen werden, während jedoch der Druck- und Temperaturanstieg die laminare Flammgeschwindigkeit ändern. Ein Vergleich der turbulenten Flammgeschwindigkeit zwischen Umsatzrechnung und Modellierung gemäß Gleichung (3.3-39) ist in Abbildung 3.3-30 dargestellt und im Zusammenhang mit einem Front Tracking Verfahren zur Berechnung des Motorprozesses diskutiert.

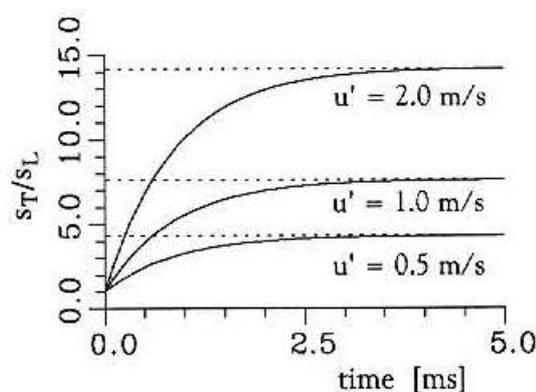


Abbildung 3.3-21 Verlauf des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammgeschwindigkeit entsprechend Gleichung (3.3-38) bei Annahme konstanter laminarer Geschwindigkeit s_L und jeweils konstanter Turbulenz u'

3.3.3.8 Die Flammenflächendichte

Die Beschreibung des Verbrennungsvorganges in turbulenten Strömungen basiert auf der Einteilung der Prozesse in unterschiedliche Regime (s. Abbildung 3.3-19). Die motorische Verbrennung kann in einem großen Bereich in das „flamelet regime“ eingeordnet werden. Hier wird angenommen, daß die Turbulenz die Flamme zu einer dicken Zone faltet, wobei jedoch die laminare Flammenfläche weiter existiert /23/, /24/. Aus dieser Annahme folgt, daß das lokale Verhalten dem einer laminaren Flamme entspricht. Der Umsatz \dot{m}_B in der turbulenten Flammenzone ergibt sich dann als Produkt aus der Dichte des unverbrannten Gases ρ_u , der Oberfläche der gefalteten Flamme A_f und der laminaren Flammengeschwindigkeit s_L

$$\dot{m}_b = \rho_u \cdot s_L \cdot A_f \quad (3.3-41)$$

Die Flammenflächendichte S ist als ensemble-gemittelter Quotient aus der Oberfläche dA_f einer gefalteten Flamme in einem bilanzierten Volumen und der Größe dV des Volumens definiert (Marble et al. /25/, Trouvé et al. /26/, Duclos et al. /27/)

$$S = \frac{dA \cdot l}{dV} \quad (3.3-42)$$

Für die Variable S läßt sich eine Transportgleichung aufstellen, welche den differentiellen Gleichungen für die Erhaltung von Masse, Impuls, Energie und Stoffmasse formell entspricht. Ihre direkte Verbindung zum Massenumsatz durch die „flamelet“-Annahme ersetzt die aufwendige Berechnung der reaktionskinetischen Bilanzgleichungen.

3.3.3.9 Messung der Flammenflächendichte

Die Eigenstrahlung der turbulenten Flammenzone auf der CH-Bande wird orts aufgelöst mit Hilfe einer CCD-Kamera zu unterschiedlichen Zeiten quantitativ registriert. Auf Grund der ebenen, zweidimensionalen Flammengeometrie im Einhubtriebwerk kann unmittelbar zwischen Frischgas, Flammenzone und Abgas unterschieden werden. Die Auswertung der Aufnahmen basiert auf der Annahme, daß die pro Volumen emittierte Strahlung $i(x,y)$ zum Massenumsatz \dot{m}_b''' in diesem Volumen proportional ist /28/, /29/.

$$i'''(x, y) = \dot{m}_b'''(x, y) \quad (3.3-43)$$

Diese Annahme konnte durch Vergleich der Gesamtemission mit dem Umsatz aus einem thermodynamischen Modell verifiziert werden /28/. Aus den bekannten globalen Größen von Gesamtemission I_{fl} und Umsatz \dot{m}_b kann aus der lokalen Emission pro Volumeneinheit i''' der lokale Umsatz pro Volumen $\dot{m}_b(x, y)$ bestimmt werden

$$\dot{m}_b'''(x, y) = \frac{i'''(x, y)}{I_{fl}} \cdot \dot{m}_b \quad \text{mit} \quad I_{fl} = \int_{V_{fl}} i'''(x, y) dV \quad (3.3-44)$$

Im „flamelet regime“ läßt sich dann der Massenumsatz in die Flammenflächendichte S umrechnen

$$\Sigma(x, y) = \frac{\dot{m}_b}{\rho_u \cdot s_L} \cdot \frac{i'''(x, y)}{I_{fl}} \quad (3.3-45)$$

Zwischen der Flammenflächendichte S und dem charakteristischen Faltungsmaß l_T als mittlerem Abstand zwischen den Reaktionszonen besteht folgender Zusammenhang

$$l_T = 1/\Sigma. \quad (3.3-46)$$

Der Umsatz in der Flammenzone läßt sich in die turbulente Flammengeschwindigkeit s_T aus der Dichte des unverbrannten Gases ρ_u und der mittleren Fläche der Flammenzone A_b umrechnen. Diese Größe läßt sich durch Integration der Flammenflächendichte über ein Profil durch die Flammenzone ausdrücken, wo p die Koordinate senkrecht zur mittleren Flammenfläche ist

$$s_T = \frac{\dot{m}_b}{\rho_u \cdot A_b} = s_L \cdot \int_{\text{Profil}} S(p) dp \quad (3.3-47)$$

Aus einer Auswertung von Versuchen mit Azethylen-Luft-Gemischen mit laminaren Flammengeschwindigkeiten von $s_L=0.64$ m/s (Abbildung 3.3-22) und 1.3 m/s sowie unterschiedlichen Turbulenzintensitäten von $u'=0.5, 1.0, 2.0$ m/s ergab sich der in Abbildung 3.3-23 dargestellte Zusammenhang zwischen der Dicke der Flammenzone und dem Verhältnis von turbulenter zu laminarer Ausbreitungsgeschwindigkeit /30/.

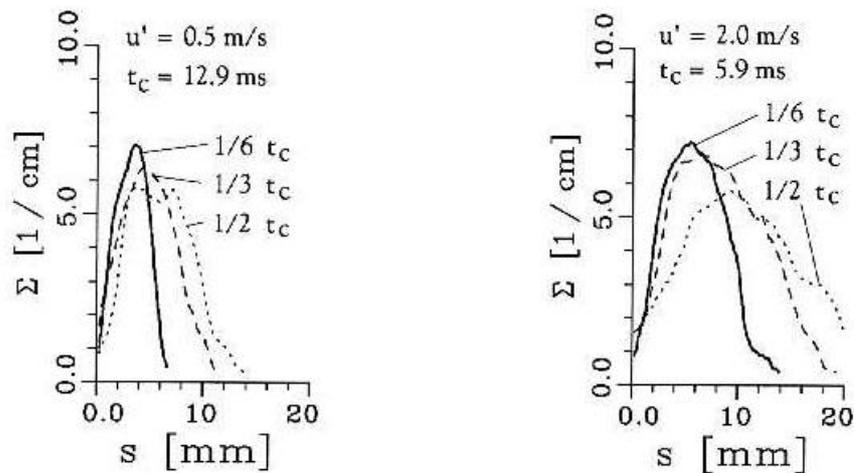


Abbildung 3.3-22 Profile der Flammenflächendichte ermittelt aus Aufnahmen der CH-Bandenstrahlung für C_2H_2 , $s_L=0.64$ m/s mit verschiedenen Meßzeitpunkten und Turbulenzintensitäten u' , t_c ist die Brenndauer

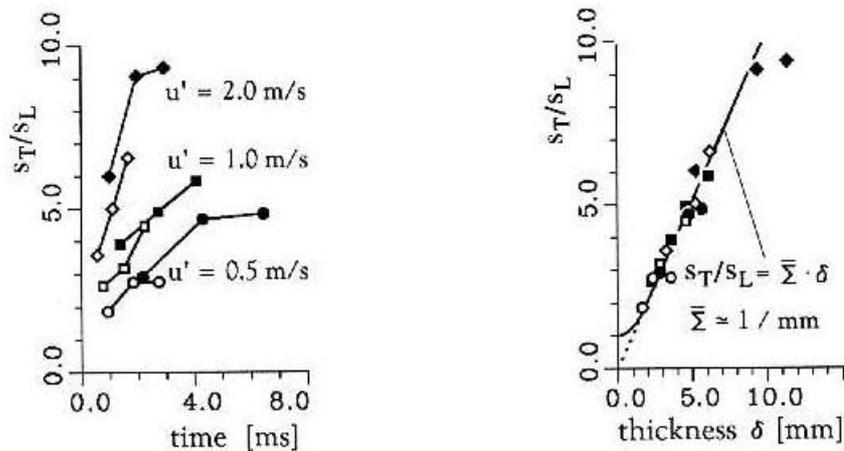


Abbildung 3.3-23 Verhältnis von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit über der Zeit (links) und über der Dicke der Flammenzone (rechts) für C_2H_2 mit $s_L=0.64$ m/s als gefüllte Symbole und $s_L=1.3$ m/s als offene Symbole

Der lineare Zusammenhang der in Abbildung 3.3-23 rechts dargestellten Größen (s_T/s_L) und Flammendicke δ weist darauf hin, daß das effektive Faltungsmaß der Flamme bei den untersuchten Prozessen weitgehend konstant ist, d.h. von u' , von s_L und von der Zeit t weitgehend unabhängig ist. Die Erhöhung des Umsatzes erfolgt also nicht über eine Erhöhung der Faltungsdichte sondern im wesentlichen über eine entsprechende Dickenzunahme der Flamme. Für die aufgetragenen Größen gilt

$$\frac{s_T}{s_L} = \bar{\Sigma} \cdot \delta \Rightarrow \bar{\Sigma} = l_T - 1 \cong 1/\text{mm} \Rightarrow l_T \cong 1\text{ mm} \quad (3.3-48)$$

Aus dieser Beobachtung muß gefolgert werden, daß der maximale Wert der Flammenflächendichte im wesentlichen von der Größe der turbulenten Strukturen festgelegt wird und wenig von der Intensität der Turbulenz u' abhängt. Auch bei frühen Beobachtungszeitpunkten (einem sechstel der Brenndauer) liegt bereits dieses Faltungsmaß vor. Mit der Turbulenz steigt die Dicke der Flammenzone, so daß die turbulente Flammengeschwindigkeit entsprechend zunimmt. Eine ähnliche Beobachtung wurde von Beretta, Rashadi und Keck /31/ 1983 gemacht: Das aus Schlierenaufnahmen ermittelte mittlere Faltungsmaß der turbulenten Flammenzone war ebenfalls für den untersuchten Betriebszustand des Motors zeitlich konstant.

3.3.3.10 Berechnung der Flammenflächendichte

Die im folgenden durchgeführte Modellierung hat die Aufgabe, die wesentlichen Effekte für Produktion und Vernichtung von Flammenfläche zu erschließen und die turbulente Flammengeschwindigkeit daraus zu ermitteln. Der Vergleich der Rechnung mit der Auswertung der CH-Banden Messungen ermöglicht erstmals eine detaillierte Kontrolle der Simulation.

Der Transport der Flammenflächendichte Σ wird durch folgende Gleichung beschrieben /25/, /26/, in der die Terme für Produktion P_Σ und Auslöschung A_Σ durch Modelle zu definieren sind. Eine Diskussion unterschiedlicher Ansätze findet man bei Duclos /27/.

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial u \cdot \Sigma}{\partial x} + \frac{\partial v \cdot \Sigma}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} G_\Sigma \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} G_\Sigma \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial y} = P_\Sigma - A_\Sigma \quad (3.3-49)$$

3.3.3.11 Das „Coherent Flame Model“

Die Gleichung (3.3-49) enthält Produktions- und Auslöschungsterme der Flammenfläche, welche im folgenden beschrieben werden. Die sich daraus ergebende Transportgleichung für die Flammenflächendichte wurde von Marble 1977 eingeführt und von Candel, Duclos, Poinsoot und Trouvé /26/, /27/, /32/, /33/ als „Coherent Flame Model“ erweitert.

Die räumlichen Gradienten der zeitlich gemittelten Gasgeschwindigkeit bewirken eine Deformation der laminaren Flammenoberfläche

$$P_U = A_{ij} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \cdot \Sigma \quad (3.3-50)$$

Die Gradienten der Grundströmung haben unter motorischen Bedingungen eine Größenordnung von 500 s^{-1} in der Mitte der Flammenzone. Zu den Rändern hin nimmt der Gradient auf Null ab. In den hier vorgestellten Rechnungen werden Duclos et al. /27/ folgend alle Einträge der Matrix A_{ij} zu Eins gesetzt.

Die stochastischen, turbulenten Schwankungen der Gasgeschwindigkeit falten die laminare Flamme und erhöhen die Flammenflächendichte. Die Höhe der Produktion wird abhängig vom integralen Zeitmaß der Turbulenz $T_t=k/e$ ausgedrückt als /32/

$$P_T = a_0 \cdot T_t^{-1} \cdot \Sigma = a_0 \cdot \frac{e}{k} \cdot \Sigma \quad (3.3-51)$$

Der Kehrwert von T_t hat Werte zwischen 100 und 500 s^{-1} . Die charakteristische Zeit T_t der Turbulenz ist bei Annahme homogener Turbulenz unabhängig vom Ort. Für den Faktor a_0 wurde bei der Rechnung mit dem CFM der Wert 40 benutzt, um mit dem Experiment vergleichbare Werte für den Umsatz zu erhalten. Dieser Wert liegt wesentlich höher als die in der Literatur gefundenen Werte. Von Duclos werden für a_0 Werte zwischen 1 und 2 eingesetzt /27/, /32/.

Konkave Strukturen der Reaktionszonen, wie sie an der Hinterkante der Flamme überwiegend vorliegen, verringern ihre Oberfläche sehr schnell. Diese starke Abnahme von Flammenfläche an der Hinterkante der Flammenzone wird im CFM erfaßt durch einen Ansatz der Form

$$A_c = b_0 \cdot \frac{S_L}{c} \cdot \Sigma^2 \quad (3.3-52)$$

An Stellen gleicher Flammenflächendichte kann in dieser Formulierung die Abnahme von Flammenfläche an der Vorderkante ($c \cong 1$) gegenüber der an der Hinterkante ($c \cong 0$) vernachlässigt werden. Für den Faktor b_0 wird in den hier präsentierten Rechnungen der Wert 1.5 benutzt /27/.

Die turbulenten Schwankungen der Gasgeschwindigkeit deformieren nicht nur die Flamme, sondern bewirken auch einen diffusiven Transport von Flammenfläche. Dieser Transport, welcher auf der linken Seite von Gleichung (3.3-49) aufgeführt wurde, wird durch den Term erfaßt

$$Diff_\Sigma = -\frac{\partial}{\partial x} G_\Sigma \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} G_\Sigma \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial y} = -\nabla G_\Sigma \cdot \nabla \Sigma. \quad (3.3-53)$$

Der Diffusionskoeffizient G_{Σ} wird aus folgender Gleichung bestimmt

$$G_{\Sigma} = C_{\mu} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.3-54)$$

In dieser Gleichung kann die turbulente Energie k aus der herrschenden Turbulenzintensität bestimmt werden, während die turbulente Dissipation abgeschätzt werden muß oder aus der Annahme eines turbulenten Längenmaßes ℓ bestimmt werden kann /34/

$$\varepsilon = \frac{c_D \cdot u'^3}{\ell} = 0.136 \cdot k^{2/3} / \ell \quad (3.3-55)$$

Der Parameter c_D hat den Wert 0.37 /35/. Im motorischen Bereich wird allgemein angenommen, daß das integrale Längenmaß ℓ mit der lichten Brennraumhöhe im OT H_{OT} zu $\ell = 0.2 H_{OT} = 4$ mm abgeschätzt werden kann /34/. Die Krümmung der Flammenflächendichte erreicht an der Vorderkante ausgebildeter Flammen Werte um 10^6 m^{-2} , so daß der Einfluß der Diffusion bei 10^2 s^{-1} liegt und den bisher beschriebenen Termen vergleichbar ist. Die Diffusion führt zu einer Produktion an der Vorderkante und einem Rückgang von Flammenfläche im Bereich des Maximums der Verteilung.

Bei Rechnungen mit den Termen Gleichung (3.3-50), Gleichung (3.3-51) und Gleichung (3.3-52) erhält man mit $A_{ij} = l_{ij}$ und $b_0 = 1.5$ folgende Grundgleichung für das „Coherent Flame Model“

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} \cdot \Sigma) - \nabla \cdot (G_{\Sigma} \cdot \nabla \cdot \Sigma) = l_{ij} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \cdot \Sigma + a_0 \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot \Sigma - 1.5 \frac{S_L}{c} \cdot \Sigma^2 \quad (3.3-56)$$

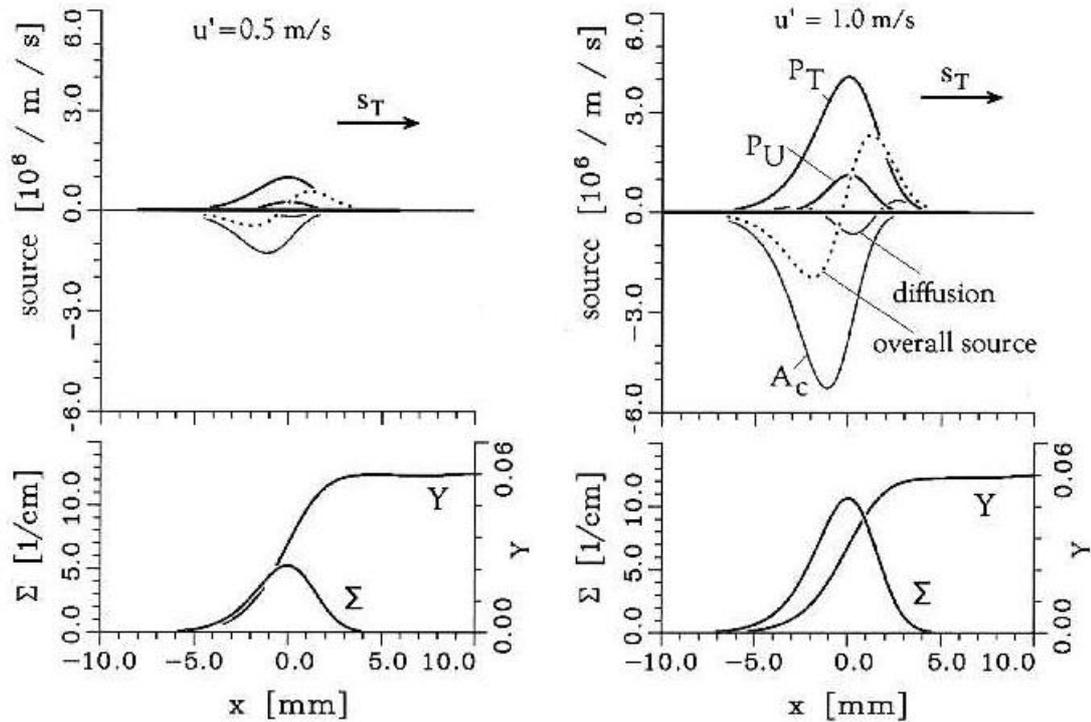


Abbildung 3.3-24 Profile der Quellterme des CFM für niedrige (links) und mittlere (rechts) Turbulenzintensität. Der obere Teil zeigt die Profile der verschiedenen Produktions- bzw. Auslöschungsterme der Transportgleichung für die Flammenflächendichte, der untere Teil zeigt die Profile der Flammenflächendichte S und des Brennstoffanteils Y .

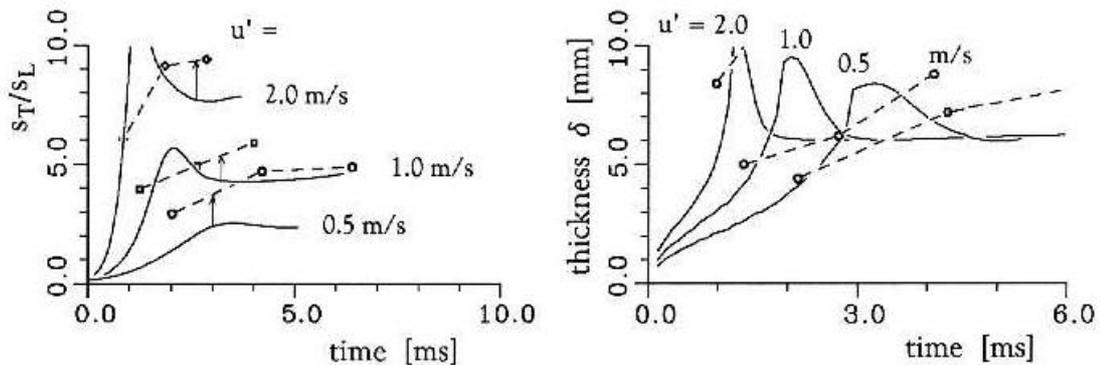


Abbildung 3.3-25 Vergleich CFM und Messung: Zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit links und Dicke der turbulenten Flammenzone rechts für C_2H_2 , $l=1.8$, $s_L=0.65 \text{ m/s}$

In Abbildung 3.3-24 sind die Profile der einzelnen Terme im Bereich der Flammenzone dargestellt. Die gepunktete Linie stellt die Summe der Quellen auf der rechten Seite von Gleichung (3.3-49) inklusive der Diffusion nach Gleichung (3.3-53) dar. Die links dargestellte Rechnung wurde mit niedriger ($u'=0.5 \text{ m/s}$) und die rechts darge-

stellte mit mittlerer ($u'=1.0$ m/s) Turbulenz durchgeführt. Die Profile wurden jeweils in Phasen quasistationärer Ausbreitung der Flammenzone ermittelt.

In Abbildung 3.3-25 wird ein Vergleich globaler Größen zwischen Messung und Rechnung mit dem CFM für niedrige, mittlere und hohe Turbulenz gezeigt. Abhängig von der Turbulenzintensität stellt sich bei niedriger Turbulenz nach ca. 4 ms, bei mittlerer nach 3 ms und bei hoher nach 2 ms ein quasistationärer Zustand der Flammenzone ein.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen Rechnung und Messung liegt im qualitativen Verlauf der Flammendicke und dem Wert der maximalen Faltung: Während die Dicke in der Messung mit steigender Turbulenz zunimmt, ist der stationäre Wert der Dicke in der Rechnung unabhängig von der Turbulenzintensität. Die Zunahme der turbulenten Flammengeschwindigkeit entsteht durch eine immer stärkere Faltung. Im Experiment hingegen bleibt die maximale Faltung innerhalb der Flammenzone im wesentlichen gleich (s. Abbildung 3.3-22).

Eine weitere Diskrepanz zwischen der Rechnung und der Messung ist in Abbildung 3.3-25 zu erkennen: Während s_T/s_L der Rechnung mit $u'=0.5$ m/s erheblich zu klein ist, ist diese Abweichung bei $u'=2.0$ m/s deutlich niedriger. Dies bedeutet, daß s_T/s_L der Rechnung zu stark mit u' ansteigt. Würde der Parameter a_0 in Gleichung (3.3-51) aber gesenkt, würden die errechneten Werte für s_T/s_L noch niedriger ausfallen. Aus diesen Überlegungen muß gefolgert werden, daß eine Produktion von Flammenfläche für niedrige Turbulenzintensitäten oder eine turbulenzunabhängige Produktion nicht erfaßt ist. Die beiden beschriebenen Diskrepanzen zwischen den Messungen und der Rechnung machen eine Erweiterung des CFM erforderlich.

3.3.3.12 Die Erweiterung des „Coherent Flame Model“

Eine Konditionierung der Gleichung (3.3-51) kann die Produktion verringern, wenn sich der Abstand der Reaktionszonen l_T einem Grenzwert l_{min} nähert, welcher kleiner als das integrale Längenmaß l

$$P_{tk} = a_0 \cdot \frac{e}{k} \cdot (1 - l_{min}/l_T) \cdot \Sigma \quad \text{für } \Sigma < l_{min}^{-1} \quad \text{sonst } P_{tk} = 0 \quad (3.3-57)$$

Hierdurch soll das Unterschreiten des mittleren Abstandes der Reaktionszonen l_{min} und somit das Anwachsen der Flammenflächendichte über den Wert l_{min}^{-1} hinaus verhindert werden.

Konvexe Strukturen der Reaktionszonen an der Vorderkante der Flamme breiten sich relativ zum Gas mit der laminaren Flammgeschwindigkeit s_L aus und vergrößern die Flammenoberfläche. Die Geschwindigkeit s_L beträgt z.B. bei Verbrennung eines stöchiometrischen Propan-Luft-Gemisches ungefähr 0.6 m/s und kommt damit in einer zur turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' vergleichbaren Größenordnung. Diese Produktion wird vom CFM nicht berücksichtigt. Diese Inkonsistenz wurde bereits von Trouvé /26/ herausgestellt

$$P_{\text{lam}} = f \cdot s_L \cdot c^2 \cdot \Sigma. \quad (3.3-58)$$

Dieser Term hat großen Einfluß an der Vorderkante und fällt mit abnehmendem c . Im Vergleich zu den bisher aufgeführten Termen ist das Produkt $s_L c^2$ ungefähr um den Faktor 500 kleiner. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß die Werte von S an der Vorderkante klein sind. Wählt man als Abschätzung 1/10 des Maximums, so folgt, daß der Faktor f die Größenordnung 5000 haben muß. Die Rechnungen legen einen Wert von $f=1.700$ nahe. Die Überlagerung des Vernichtungsterms gemäß Gleichung (3.3-52) und der Produktion (Gleichung (3.3-58)) bewirkt einen Vorzeichenwechsel, wie er auch von Trouvé /26/ in direkten numerischen Simulationen gefunden wurde.

Hierdurch ergibt sich folgende Transportgleichung für die Flammenfläche

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} \cdot \Sigma) - \nabla \cdot (\mathbf{G}_\Sigma \cdot \nabla \cdot \Sigma) = \\ l_{ij} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \cdot \Sigma + 75 \cdot \frac{\epsilon}{k} \cdot (1 - l_{\text{min}}/l_T) \cdot \Sigma + 1.7 \cdot 10^3 s_L \cdot c^2 \cdot \Sigma - 1.3 \frac{s_L}{c} \cdot \Sigma^2 \end{aligned} \quad (3.3-59)$$

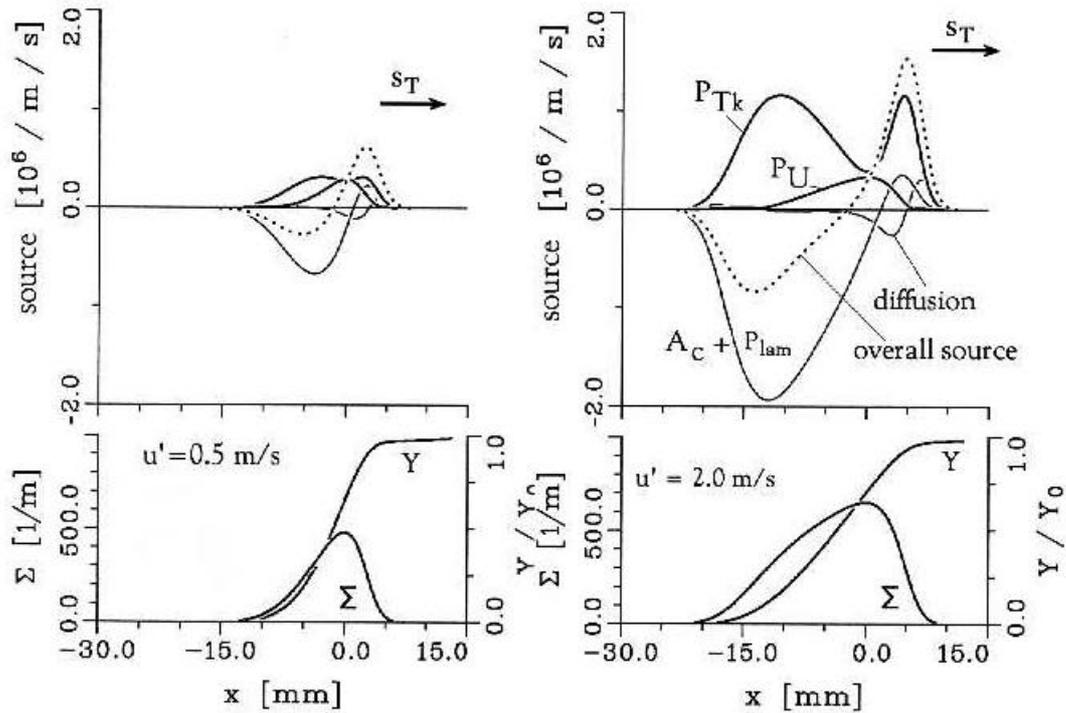


Abbildung 3.3-26 Profile der Quellterme des erweiterten CFM für niedrige (links) und mittlere (rechts) Turbulenzintensität

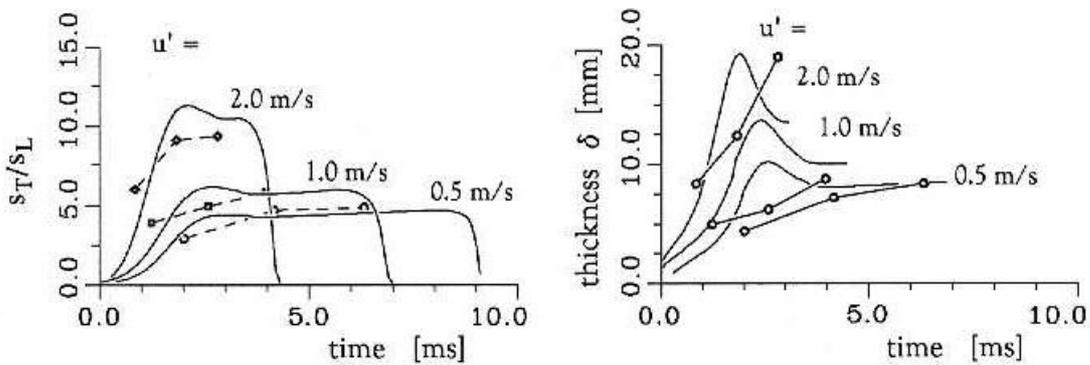


Abbildung 3.3-27 Vergleich zwischen erweitertem CFM und Messung: Zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammgeschwindigkeit (links) und der Dicke der turbulenten Flammenzone (rechts) für drei unterschiedliche Turbulenzintensitäten

Die Abbildung 3.3-26 und Abbildung 3.3-27 zeigen die Ergebnisse der Rechnungen mit Gleichung (3.3-59) in der gleichen Art wie zuvor die Ergebnisse des CFM. Abweichend wurden jedoch in Abbildung 3.3-26 Ergebnisse der Rechnung mit $u' = 2.0 \text{ m/s}$ dargestellt.

Die Konditionierung der Produktion durch Turbulenz P_T bewirkt wie erwartet die Zunahme der Flammendicke bei steigender Turbulenz. Die maximale Faltung nimmt

von $u'=0.5$ m/s bis 2.0 m/s nur leicht zu. Um ein mit dem Experiment vergleichbares Maximum der Faltung zu erhalten, wurde $l_{\min}=1.2$ mm gesetzt.

Abbildung 3.3-27 zeigt, daß durch Einführung des turbulenzunabhängigen Produktionsterms (Gleichung (3.3-58)) eine bessere Übereinstimmung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit s_T/s_L erreicht wurde.

Durch die Erweiterung des CFM konnten die wesentlichen Diskrepanzen zwischen der Rechnung und der Messung der Flammenflächendichte eliminiert werden.

3.3.3.13 Simulation des gesamten Verbrennungsprozesses

Zur Simulation des gesamten, mehrdimensionalen Verbrennungsvorgangs im Einhubtriebwerk wird an Front Tracking Verfahren angeknüpft, wie sie in /36/, /37/, /38/, /39/ dargestellt wurden. In diesen Arbeiten wird eine unendlich dünne laminare Flammenfläche verfolgt und ihre Faltung durch die Turbulenz mit dem Random Vortex Verfahren /40/, /41/, /42/, also eine Überlagerung der Grundströmung mit zufallsverteilten Wirbeln, realisiert. In der vorliegenden Arbeit wird dagegen das Fortschreiten der turbulenten Flamme als Zone mit gleichmäßig verteiltem Reaktionsumsatz betrachtet, ohne ihre Struktur im Detail aufzulösen. Bei diesem Vorgehen wird berücksichtigt, daß die turbulente Flammengeschwindigkeit eine Funktion der Turbulenzintensität und der Zeit ist. Desweiteren hat die Reaktionszone eine endliche Dicke und kann nicht als Unstetigkeit aufgefaßt werden.

Das in /43/, /22/ vorgestellte Front Tracking Verfahren mit den beschriebenen Modellannahmen wurde zur Simulation der Verbrennungsvorgänge in einem Einhubtriebwerk angewandt. Die numerische Simulation dient der Interpretation der im Einhubtriebwerk gewonnenen experimentellen Daten, während die Versuchsergebnisse eine Kontrolle der Simulation erlauben und eine Anpassung benötigter Parameter ermöglichen. Die Simulation benötigt als einzige gemessene Eingabegröße den Weg-Zeit-Verlauf des Kolbens. Die turbulente Flammengeschwindigkeit wird gemäß Gleichung (3.3-38) vorgegeben.

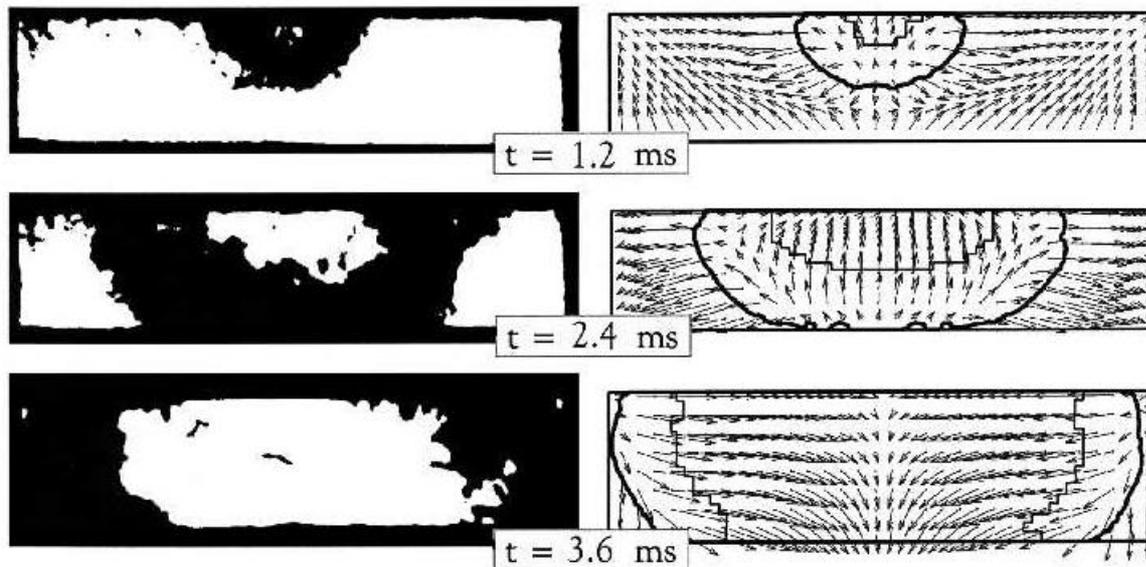


Abbildung 3.3-28 Vergleich von Schlierenaufnahmen /7/ mit der numerischen Simulation für: C_3H_8 , $l=1.0$, $u'=0.74$ m/s, die Zündung erfolgte bei $t=0.0$ ms

3.3.3.14 Flammenkonturen

Ein Vorteil des Front Tracking gegenüber anderen Methoden mit quasi-dimensionalen thermodynamischen Modellen liegt darin, daß keine Kontur der Flammenzone vorgegeben werden muß. Stattdessen entwickelt sich die Kontur im Laufe der Berechnung unter dem Einfluß des Strömungsfeldes und der Verbrennung. Die zeitliche Entwicklung dieser Flammenkonturen soll hier mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Trautwein /7/ hat den Verbrennungsvorgang im Einhubtriebwerk für verschiedene Brennstoffe und verschiedene Turbulenzintensitäten mit kinematographischen Schlierenaufnahmen untersucht.

In Abbildung 3.3-28 sind Filmaufnahmen der zeitlichen Entwicklung der Flammenzone (links) den numerisch ermittelten Flammenkonturen (rechts) gegenübergestellt. In der Simulation sind Außen- und Innenkontur der Flammenzone sowie das aktuelle Strömungsfeld dargestellt.

Das Bild bezieht sich auf eine stöchiometrische Propan/Luft Mischung mit mittlerer Turbulenzintensität ($u'=0.74$). Es steht repräsentativ für eine ganze Reihe von Bildsequenzen, die in /7/, /21/ für weitere Luftverhältnisse und auch für Azetylen wiedergegeben werden.

Allgemein ist festzustellen:

- Die Verbrennung verläuft mit zunehmender Turbulenz schneller.
- Die Dicke der Flammenzone wächst mit der Turbulenz bei gegebener Position.
- Die Dicke der Flammenzone wächst mit der Zeit bei gegebener Turbulenzintensität.

3.3.3.15 Flammendicke

Eine Auswertung der Schlierenbilder ermöglicht die Bestimmung der Flammenzonendicke als Funktion des Volumenanteils y_b . Diese Auswertung wurde von Trautwein in /7/ durchgeführt. In Abbildung 3.3-29 sind die Ergebnisse dieser Auswertung den Ergebnissen der numerischen Simulation gegenübergestellt.

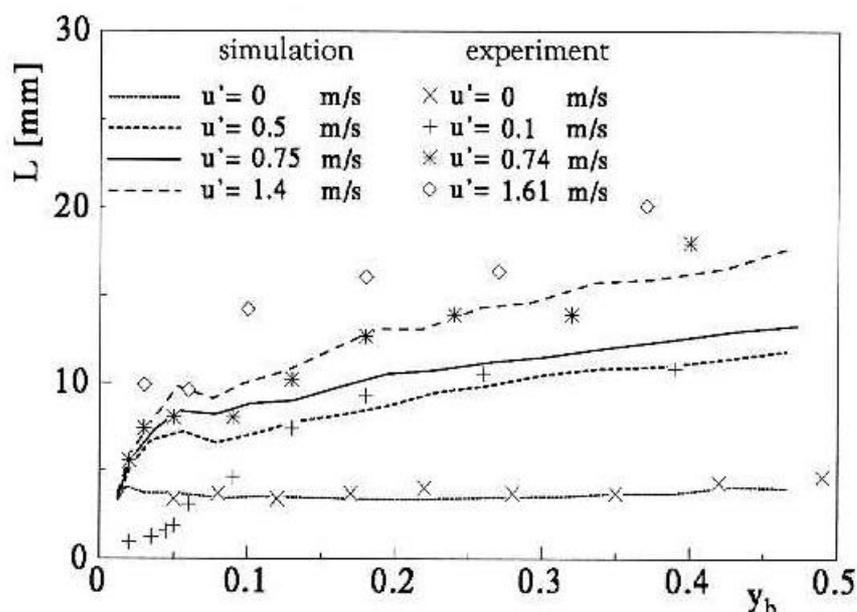


Abbildung 3.3-29 Wachstum der Flammenzonendicke bei verschiedenen Turbulenzintensitäten für C_3H_8 , $l=1$

Es ist zu erkennen, daß die Dicke der Flammenzone zunächst relativ schnell auf einen Wert wächst, der sich dann aber im Laufe der weiteren Verbrennung nur noch wenig ändert. Dieser Endwert der Flammenzonendicke wächst mit zunehmender Turbulenzintensität.

3.3.3.16 Turbulente Flammengeschwindigkeit

Bei der Modellierung des Strömungsfeldes wurde die hier benutzte Gleichung (3.3-38) für die turbulente Flammengeschwindigkeit verwendet, die das zeitabhängige

Kurven der turbulenten Flammengeschwindigkeit werden steiler und erreichen höhere Werte. Während die Kurven aus der numerischen Simulation glatt verlaufen, zeigt sich in den Kurven aus der Umsatzrechnung der Einfluß der geometrischen Annahmen. Bei dem ersten Kolbenkontakt der Flamme steigen diese Kurven bedingt durch eine Unterschätzung der Flammenfläche zunächst steil an. In einer späteren Phase wiederholt sich dieser Anstieg beim Kontakt der Flamme mit den Seitenwänden. Für den Vergleich der Kurven sollte daher nur der erste Teil der Kurven bis zu der ersten Überhöhung betrachtet werden. In diesem Bereich ist die Übereinstimmung der Kurven für alle untersuchten Turbulenzintensitäten gut.

3.3.3.17 Einfluß der Turbulenzintensität

In Abbildung 3.3-31 ist der Einfluß der Turbulenzintensität auf den Verbrennungsablauf für C_3H_8 , $I=1$ dargestellt. Im oberen Teil ist der gemessene Druckverlauf als durchgezogene Linie dem berechneten Druckverlauf als gestrichelte Linie gegenüber gestellt. Im unteren Teil werden die Volumenanteile y_b , wie sie aus der Umsatzrechnung ermittelt wurden (durchgezogene Linien) mit den entsprechenden Daten aus der Simulation (gestrichelte Linien) verglichen.

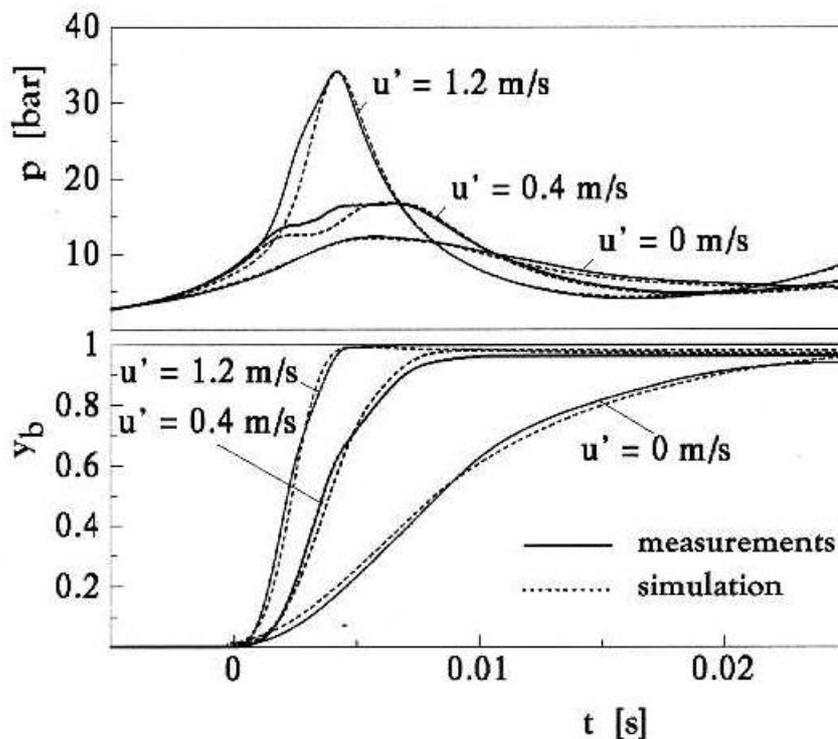


Abbildung 3.3-31 Einfluß der Turbulenzintensität auf den Verbrennungsvorgang für C_3H_8 , $I=1$

Es zeigt sich ein deutlicher Einfluß der Turbulenzintensität. Mit zunehmender Turbulenzintensität steigt der Maximaldruck und die Verbrennung läuft schneller ab, das

heißt die Druckmaxima werden früher erreicht und die Brennfunktion y_b steigt schneller an. In der Anfangsphase der Verbrennung weichen die Kurven zwar etwas voneinander ab, aber der qualitative Verlauf einschließlich der Wendestellen wird gut wiedergegeben. Die Kurven für den Volumenanteil des Verbrannten zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

3.3.3.18 Einfluß des Kompressionsverhältnisses

Für ein stöchiometrisches Propan-Luft-Gemisch liegen experimentelle Daten über den Einfluß des Verdichtungsverhältnisses auf den Verbrennungsvorgang im Einhubtriebwerk unter laminaren Bedingungen, also ohne Einsatz des Turbulenzgenerators, vor [10], [21]. In Abbildung 3.3-32 werden diese Daten mit den Ergebnissen der numerischen Simulation verglichen. Mit zunehmendem Verdichtungsverhältnis steigt der Druck zum Zeitpunkt der Zündung. Die Druckmaxima steigen ebenfalls an und verschieben sich nach vorn. Die Brennfunktionen y_b steigen ebenfalls schneller an, jedoch ist der Einfluß nur gering. Die numerische Simulation ist auch hier in der Lage, die Daten aus dem Experiment hinreichend genau zu reproduzieren.

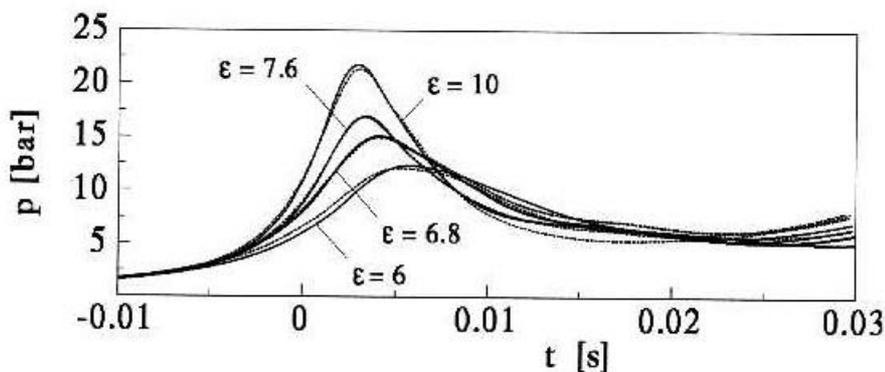


Abbildung 3.3-32 Einfluß des Kompressionsverhältnisses auf den Verbrennungsvorgang für C_3H_8 , $l=1$, $u'=0$ m/s

3.3.4 Zusammenfassung

Die Verbrennung im Ottomotor wird durch die turbulente Flammenausbreitung bestimmt. Diese hängt einerseits von der laminaren Brenngeschwindigkeit und andererseits von Turbulenzparametern wie der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und dem integralen Längenmaß ab. Diese Abhängigkeiten wurden in den Teilprojekten A3 und A5 des Sonderforschungsbereiches sowohl experimentell wie theoretisch unter motornahen Bedingungen untersucht. Dazu wurde ein Einhubtriebwerk (A5) und ein Transparentmotor (A2) eingesetzt und lokale Flammenstrukturen sichtbar gemacht, um deren Interaktion mit dem turbulenten Strömungsfeld zu klären. Bei der theoretischen Beschreibung wurde die Bedeutung von Interaktionslängen und der

Flammenflächendichte besonders herausgearbeitet. Die Geschwindigkeit der Flammenausbreitung bestimmt nicht nur den Ausbrand, sie hat auch unmittelbare Auswirkungen auf die im folgenden Abschnitt behandelten Klopfphänomene in Ottomotoren. Erfolgt der Ausbrand des Endgases schnell genug, kann Klopfen vermieden werden. Andererseits führen sehr schnelle Ausbreitungsvorgänge zu einer schnellen Temperaturerhöhung auf Grund adiabater Kompression im Endgas und können damit die Klopfentstehung fördern.

3.3.5 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 3.3-1: Schlierenaufnahmen der Flammenausbreitung im Transparentmotor

Abbildung 3.3-2: Laminare Brenngeschwindigkeiten von iso-Oktan bei $f=1$. Die Punkte stellen Berechnungen mit einem vollständigen kinetischen Mechanismus dar, die durchgezogene Linie die explizite Approximation.

Abbildung 3.3-3: Konzentrations- und Temperaturprofile in der Reaktionszone

Abbildung 3.3-4: Darstellung des Brennraumes des Einhubtriebwerkes

Abbildung 3.3-5: Spektrale Energieverteilung, Abklingzeit der Turbulenz $t_A=6$ ms, ohne Kompression

Abbildung 3.3-6: RMS-Wert während der Kompression

Abbildung 3.3-7: Integrales Längenmaß während der Kompression

Abbildung 3.3-8: Turbulente Längenmaße während der Kompression eines geschleppten Ottomotors

Abbildung 3.3-9: Die turbulente Flammendicke und die Taylor-Länge der Flammenstruktur

Abbildung 3.3-10: Interaktion einer laminaren Flammenfront mit diskreten Wirbeln verschiedener Größenordnungen

Abbildung 3.3-11: Lokaler Einfluß des Strömungsfeldes auf die laminare Brenngeschwindigkeit

Abbildung 3.3-12: Vergleich der berechneten und der experimentellen Markstein Zahlen für Propan bei $p=1$ bar und einer Vorwärmtemperatur von 298K (aus /6/)

Abbildung 3.3-13: Optischer Aufbau für Laser-Lichtschnittaufnahmen am VW-Transparentmotor

Abbildung 3.3-14: Anordnung von Laser-Lichtschnitt und Bildbereich im Brennraum des VW-Transparentmotors

Abbildung 3.3-15: Turbulente Flammenfront bei der Flammenausbreitung im Ottomotor

Abbildung 3.3-16: Spektrale Schwankungsdichte der räumlichen Flammenstrukturen

Abbildung 3.3-17: Charakteristische Längenskalen der turbulenten Flammenausbreitung im Ottomotor /17/

Abbildung 3.3-18: Die Werte von v'/s_L für die verschiedenen Betriebspunkte

Abbildung 3.3-19: Phasendiagramm der vorgemischten turbulenten Verbrennung

Abbildung 3.3-20: Turbulente Auffaltung der Flammenoberfläche

Abbildung 3.3-21: Verlauf des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit entsprechend Gleichung 3.3-38 bei Annahme konstanter laminarer Geschwindigkeit s_L und jeweils konstanter Turbulenz u'

Abbildung 3.3-22: Profile der Flammenflächendichte ermittelt aus Aufnahmen der CH-Bandenstrahlung für C_2H_2 , $s_L=0.64$ m/s mit verschiedenen Meßzeitpunkten und Turbulenzintensitäten u' , t_C ist die Brenndauer

Abbildung 3.3-23: Verhältnis von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit über der Zeit (links) und über der Dicke der Flammenzone (rechts) für C_2H_2 mit $s_L=0.64$ m/s als gefüllte Symbole und $s_L=1.3$ m/s als offene Symbole

Abbildung 3.3-24: Profile der Quellterme des CFM für niedrige (links) und mittlere (rechts) Turbulenzintensität. Der obere Teil zeigt die Profile der verschiedenen Produktions- bzw. Auslöschungsterme der Transportgleichung für die Flammenflächendichte, der untere Teil zeigt die Profile der Flammenflächendichte Σ und des Brennstoffanteils Y .

Abbildung 3.3-25: Vergleich CFM und Messung: Zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit links und Dicke der turbulenten Flammenzone rechts für C_2H_2 , $I=1.8$, $s_L=0.65$ m/s

Abbildung 3.3-26: Profile der Quellterme des erweiterten CFM für niedrige (links) und mittlere (rechts) Turbulenzintensität

Abbildung 3.3-27: Vergleich zwischen erweitertem CFM und Messung: Zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von turbulenter zu laminarer Flammengeschwindigkeit (links) und der Dicke der turbulenten Flammenzone (rechts) für drei unterschiedliche Turbulenzintensitäten

Abbildung 3.3-28: Vergleich von Schlierenaufnahmen /7/ mit der numerischen Simulation für: C_3H_8 , $I=1.0$, $u'=0.74$ m/s, die Zündung erfolgte bei $t = 0.0$ ms

Abbildung 3.3-29: Wachstum der Flammenzonendicke bei verschiedenen Turbulenzintensitäten für C_3H_8 , $I=1$

Abbildung 3.3-30: Einfluß der Turbulenzintensität auf die turbulente Flammengeschwindigkeit für C_3H_8 , $I=1$

Abbildung 3.3-31: Einfluß der Turbulenzintensität auf den Verbrennungsvorgang für C_3H_8 , $I=1$

Abbildung 3.3-32: Einfluß des Kompressionsverhältnisses auf den Verbrennungsvorgang für C_3H_8 , $I=1$, $u'=0$ m/s

3.3.6 Literatur

- /1/ J. Warnatz: in „Combustion Chemistry“ (W.C. Gardiner, Ed.), Springer-Verlag, Heidelberg, S. 197ff., (1984)
- /2/ N. Peters, B. Rogg: in „Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems“ (N. Peters, B. Rogg, Eds.), Springer-Verlag, Heidelberg, pp. 284-307, (1993)
- /3/ C.M. Müller, K. Seshadri, J.Y. Chen: „Reduced Kinetic Mechanisms for Counterflow Methanol Diffusion Flames“, in „Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems“ (N. Peters, B. Rogg, Eds.), Springer-Verlag, Heidelberg, pp. 284-307, (1993)
- /4/ K. Seshadri, M. Bollig, N. Peters: „Numerical and Asymptotic Studies of the Structure of Stoichiometric and Lean Heptane Flames“, Combustion and Flame, (1996)
- /5/ H. Pitsch, N. Peters, K. Seshadri: „Numerical and Asymptotic Studies of the Structure of Premixed Iso-Octane Flames“, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion, (1996)
- /6/ U.C. Müller, M. Bollig, N. Peters: „Approximations for Burning Velocities and Markstein Numbers for Lean Hydrocarbon Flames“, Combustion and Flame, (1996)
- /7/ S.E. Trautwein: „Untersuchung des Einflusses der Turbulenz auf die Flammenausbreitung unter motorischen Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen, (1989)
- /8/ G. Adomeit, S.E. Trautwein, A. Grudno: „Untersuchung spezieller Aspekte der turbulenten Verbrennung in einem Einhubtriebwerk“, Kolloquium des SFB 224 Motorische Verbrennung, Aachen, (1990)
- /9/ S.E. Trautwein, A. Grudno, G. Adomeit: „The Influence of Turbulence Intensity and Laminar Flame Speed on Turbulent Flame Propagation Under Engine Like Conditions“, 23rd Symposium (Int.) on Combustion, pp. 723-728, (1990)
- /10/ A. Grudno: „Untersuchung der turbulenten Flammenausbreitung unter ottomotorischen Bedingungen“, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 12 Nr.206, Düsseldorf: VDI-Verlag, Dissertation, RWTH Aachen, (1994)
- /11/ U. Renz, H. Hüppelshäuser, A. Schneemann, F. Lange: „Strömung und Wärmeübergang im Zylinder eines geschleppten Motors“, Kolloquium des SFB 224 „Motorische Verbrennung“, RWTH Aachen, (1993)
- /12/ H. Hüppelshäuser: „Experimentelle Untersuchung der Strömung und des Wärmeübergangs im Kolbenmotor“, Dissertation, RWTH Aachen, (1992)
- /13/ M. Oberlack: „Herleitung und Lösung einer Längenmaß- und Dissipations-Tensorgleichung für turbulente Strömungen“, Dissertation, RWTH Aachen, (1994)
- /14/ N. Peters: „Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion“, Twenty-First Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, s.1231-1250, (1986)

-
- /15/ P. Clavin: „Dynamic Behaviour of Premixed Flame Fronts in Laminar and Turbulent Flows“, *Progr. Energy Combust. Sci.*, 11, 1-59, (1985)
- /16/ S.C. Taylor: Ph. D. thesis, University of Leeds (1991)
- /17/ M. Wirth: „Die turbulente Flammenausbreitung im Ottomotor und ihre charakteristischen Längenskalen“, Dissertation, RWTH Aachen, (1993)
- /18/ N. Peters: „Spectral Closure for Premixed Turbulent Combustion in the Flamelet Regime“, *J. Fluid Mech.*, 242: p.611-630, (1992)
- /19/ N. Peters: „Length Scales in Laminar and Turbulent Flames in Numerical Approaches to Combustion Modeling“, (S.Oran, J.P. Boris, Eds.), *Progress in Astronautics and Aeronautics* 135, s.155-162, (1991)
- /20/ H. Willms: „Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Strömungsfeld und Reaktionsfront beim deflagrativen Abbrand von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischwolken“, *Fortschr.-Ber. VDI Reihe 19 Nr. 27*, VDI-Verlag, Düsseldorf, Dissertation, RWTH Aachen, (1988)
- /21/ U. Bielert: „Numerische Simulation turbulenter Verbrennungsvorgänge unter motorischen Bedingungen mit einem Front Tracking Verfahren“, *Fortschr.-Ber. VDI Reihe 12 Nr. 223*, Düsseldorf: VDI Verlag, Dissertation, RWTH Aachen, (1994)
- /22/ U. Bielert, M. Klug, G. Adomeit: „Application of Front Tracking Techniques to the Turbulent Combustion Processes in a Single Stroke Engine“, wird veröffentlicht in *Combustion and Flame*, (1996)
- /23/ H. Najji, R. Said, R.P. Borghi: „Towards a General Turbulent Combustion Model for Spark Ignition Engines“, *SAE Technical Paper* 890672, (1989)
- /24/ J. Abraham, F.A. Williams, F.V. Bracco: „A Discussion of Turbulent Flame Structure in Premixed Charges“, *SAE Technical Paper* 850345, (1985)
- /25/ F.E. Marble, J.E. Broadwell: „The Coherent Flame Model for Turbulent Chemical Reactions“, *Project Squid Tech. Rep. TRW-9-PU*, (1977)
- /26/ A. Trouvé, T. Poinso: „The Evolution Equation for the Flame Surface Density in Turbulent Premixed Combustion“, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 278, pp. 1-31, (1994)
- /27/ J.M. Duclos, D. Veynante, T. Poinso: „A Comparison of Flamelet Models for Premixed Turbulent Combustion“, *Combustion and Flame* 95: 101-117, (1993)
- /28/ A.D. Grudno, S.E. Trautwein, H.J. Wassenberg, G. Adomeit: „Spatially Resolved Determination of the Turbulent Flame Speed from CH Band Emission Measurements Under Engine Conditions“, *SAE Technical Paper* 940685, (1994)
- /29/ G. Adomeit, D.-H. Chung: „Untersuchung der molekularen Geschwindigkeitsverteilung von Radikalen in chemischen Gasphasenreaktionen“, *Forschungsberichte des Landes NRW*, Westdeutscher Verlag, (1978)

-
- /30/ H. Wassenberg, A. Grudno, G. Adomeit: „Premixed Turbulent Flames at Engine Conditions: Profiles of CH Band Emission across the Flame Zone Determining Local Values of Burning Rate“, Int. Symp. on Transport Phenomena in Comb., San Francisco, (1994)
- /31/ G.P. Beretta, M. Rashadi, J.C. Keck: „Turbulent Flame Propagation and Combustion in Spark Ignition Engines“, Combustion and Flame 52:217-245, (1983)
- /32/ D. Veynante, J.M. Duclos, J. Piana, S. Candel: „Flame Surface Density Models for Turbulent Combustion: Theory and Application“, Euro-Conference RWTH-Aachen, Institut für Technische Mechanik, (1995)
- /33/ S.M. Candel, T. Poinso: „Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Surface Area“, Comb. Sci.Tech. 70:1-50, (1990)
- /34/ J.B. Heywood: „Combustion Engine Fundamentals“, McGraw-Hill, (1988)
- /35/ P.A. Libby, F.A. Williams: „Laminar Flamelets in Turbulent Flames Turbulent Reacting Flows“, pp. 63-112, Academic Press (1994)
- /36/ W.T. Ashurst, P.K. Barr: „Stochastic Calculation of Laminar Wrinkled Flame Propagation via Vortex Dynamics“, Comb. Sci. and Tech. 34:227-256, (1983)
- /37/ J. Sethian: „Turbulent Combustion in Open and Closed Vessels“, Journ. of Comp. Physics 54:425-456, (1984)
- /38/ A.F. Ghoniem, A.J. Chorin, A.K. Oppenheim: „Numerical Modeling of Turbulent Combustion in Premixed Gases“, 18th Symp. (Int.) on Combustion, 1375-1320, (1981)
- /39/ P.K. Barr: „Acceleration of a Flame by Flame-Vortex Interactions“, Combustion and Flame 82:111-125, (1990)
- /40/ A.J. Chorin: „Flame Advection and Propagation Algorithms“, Journ. of Comp. Physics 25:253-272, (1977)
- /41/ A.J. Chorin: „Random Choise Methods with Application to Reacting Gas Flow“, Journ. of Comp. Physics 25:253-272, (1977)
- /42/ A.J. Chorin: „Random Choise Solution of Hyperbolic Systems“, Journ. of Comp. Physics 22:517-533, (1976)
- /43/ U. Bielert, M. Klug, G. Adomeit: "Numerical Simulation of the Turbulent Combustion Process in a Rapid Compression Device", SAE Technical Paper 940211, (1994)

