

### **3.4 Klopfen**

Einer kennfeldweiten Steigerung des inneren Wirkungsgrades beim Ottomotor durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses werden durch die insbesondere im oberen Lastbereich auftretende „klopfende“ Verbrennung Grenzen gesetzt.

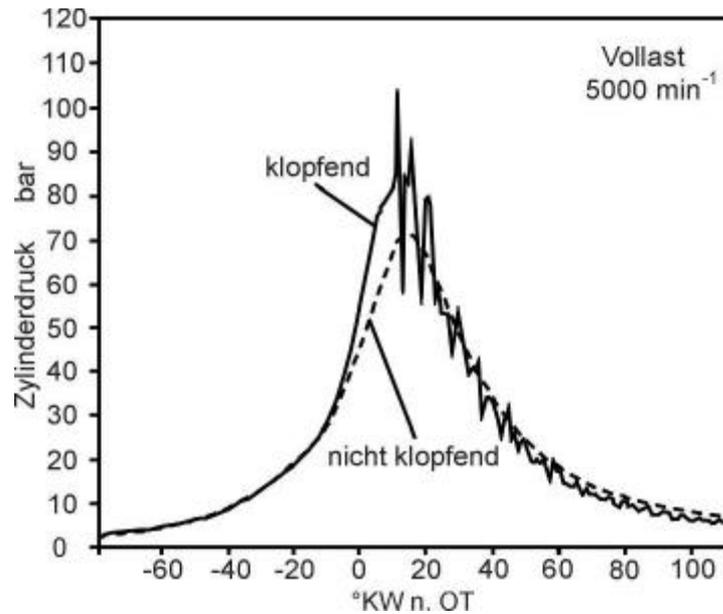
Beim Klopfen handelt es sich um eine abnormale Verbrennung, welche hochfrequente Druckschwankungen im Zylinder erzeugt und damit erosive Schädigungen bzw. Anschmelzungen an den Brennraumwänden verursachen kann. Im Extremfall kann es zu massiven mechanischen Schädigungen bzw. durch örtliche Überhitzungen auch zu Glühzündungen und damit zur völligen Zerstörung des Motors kommen.

Um den heutigen Wissensstand hinsichtlich des Phänomens „Klopfen“ zu verdeutlichen, werden in diesem Kapitel zunächst im Rahmen einer phänomenologischen Betrachtung Bedeutung und Auswirkungen der klopfenden Verbrennung im Ottomotor diskutiert. Nach einem kurzen historischen Rückblick und der Vorstellung der unterschiedlichen Klopftheorien wird insbesondere auf den Ablauf der klopfenden Verbrennung eingegangen, wie sie im Rahmen dieses Sonderforschungsbereichs detailliert analysiert wurde. Neben experimentellen Untersuchungen werden hierbei auch die Möglichkeiten heutiger Klopfsimulationsrechnungen vorgestellt.

#### **3.4.1 Phänomenologische Betrachtung**

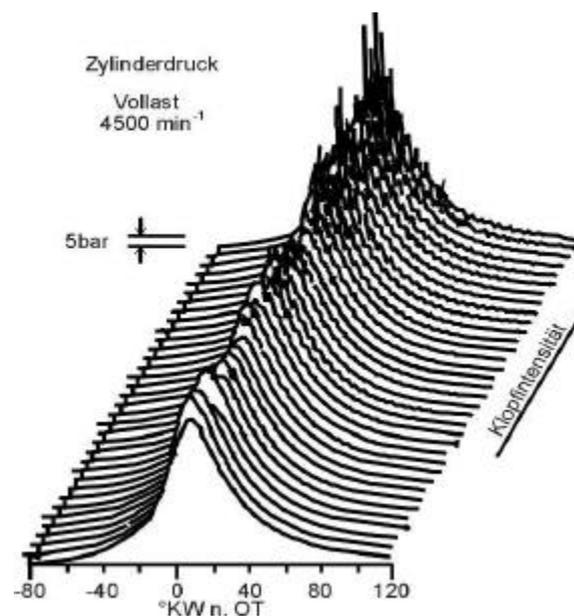
Hauptmerkmale der klopfenden Verbrennung sind zwei Eigenschaften: Zum einen ist im Gegensatz zur normalen Verbrennung ein metallisches Geräusch hörbar, dem diese Art der Verbrennung auch ihren Namen verdankt. Zum anderen kann klopfende Verbrennung Schädigungen im Brennraum eines Motor nach sich ziehen, die bis zum völligen Ausfall des Triebwerks führen.

Eine sichere Erkennung klopfender Arbeitsspiele ist durch die Beurteilung des Zylinderdruckverlaufs gegeben, wie Abbildung 3.4-1 beispielhaft zeigt. Dabei ist in der Regel schon in einem relativ frühen Stadium der Hochdruckphase im Vergleich zum nicht klopfenden Zyklus ein beschleunigter Druckanstieg zu beobachten. Das Einsetzen der eigentlichen klopfenden Verbrennung macht sich durch die klopfetypischen hochfrequenten Druckschwingungen bemerkbar, welche dem normalen Zylinderdruckverlauf überlagert sind.



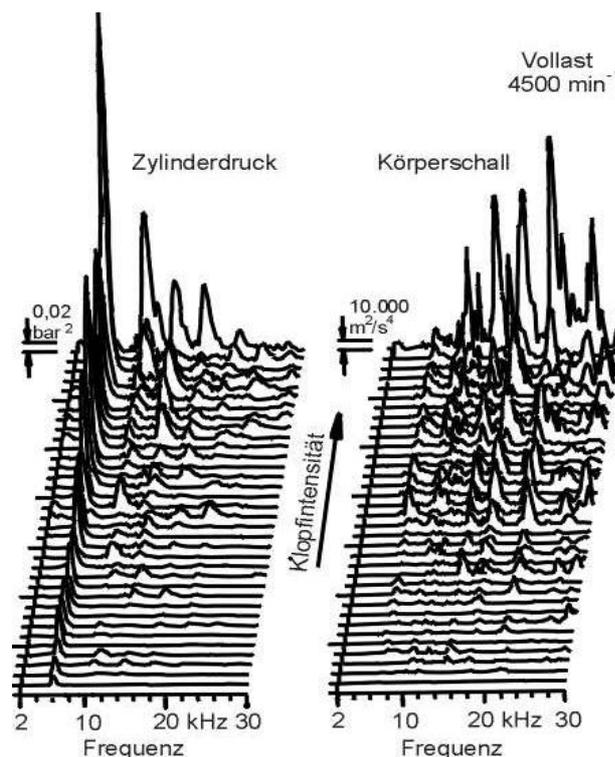
**Abbildung 3.4-1 Zylinderdruckverlauf bei nichtklopfender und klopfender Verbrennung**

Klopfen ist ein stochastischer Vorgang. So treten bei konstanten Einstellparametern im klopfenden Betrieb eines Motors Zyklen mit stark variierender Klopfstärke auf. Abbildung 3.4-2 zeigt Zylinderdrucksignale ausgehend von einem nicht klopfenden Zyklus in von vorn nach hinten ansteigender Klopfstärke. Ihre Zunahme ist an den größer werdenden Amplituden der hochfrequenten Druckschwingungen zu erkennen, die zudem über einen größeren Kurbelwinkelbereich erhalten bleiben /1/.



**Abbildung 3.4-2 Zylinderdruckverläufe mit unterschiedlichen Klopfstärken /1/**

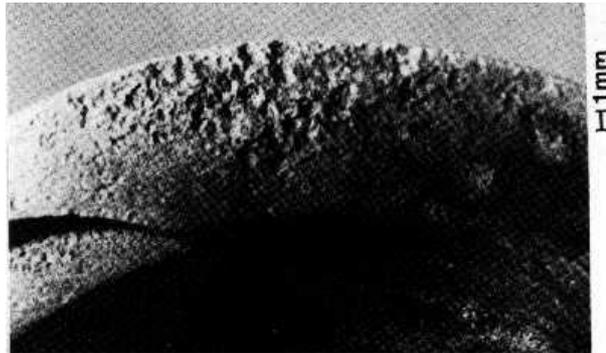
Das äußerlich wahrnehmbare Klopfgeräusch wird durch diese Druckschwingungen induziert. Eine Frequenzanalyse des Klopfgeräuschs ist in Abbildung 3.4-3 dargestellt. Im linken Teil des Bildes ist ebenfalls in von vorn nach hinten ansteigender Klopfstärke das Frequenzspektrum des Zylinderdrucks gezeigt. Dabei entspricht die höchste Amplitude im Frequenzspektrum der ersten Brenn-raumeigenfrequenz. Höherfrequente Brennraumeigenschwingungen werden zwar mit zunehmender Klopfstärke verstärkt angeregt, bleiben jedoch immer deutlich unterhalb der Amplitude der ersten Brennraumeigenfrequenz. Die mit einem Beschleunigungsaufnehmer gemessene Schallabstrahlung des Motors ist im rechten Teilbild dargestellt. Frequenzen im Bereich von 10 - 30 kHz werden durch das Kurbelgehäuse kaum gedämpft, wohingegen aufgrund der starken Dämpfung die Amplitude der ersten Brennraumeigenfrequenz für das von außen wahrnehmbare Klopfgeräusch keine Bedeutung hat /1/. Heutige Anti-Klopfregelsysteme greifen im wesentlichen auf diesen Zusammenhang zwischen Brennraumschwingungen und Körperschallanregung zurück, auftretende klopfende Verbrennung wird durch Beschleunigungssensoren am Motorgehäuse detektiert.



**Abbildung 3.4-3 Zylinderdruck- und Beschleunigungs-Frequenzspektrum bei unterschiedlichen Klopfstärken /1/**

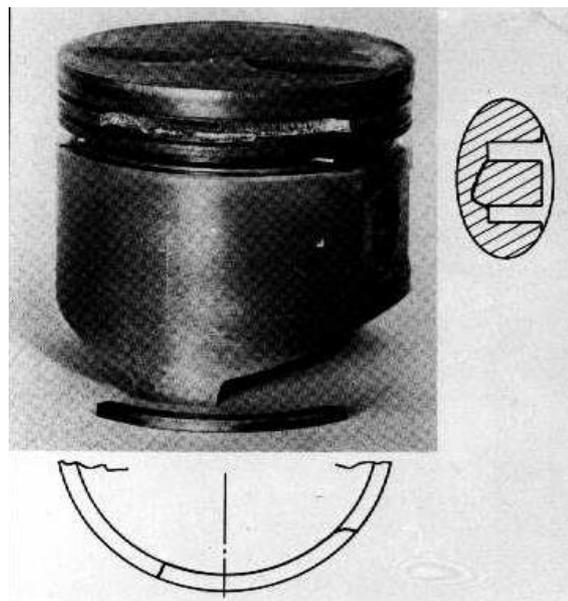
Zur Beurteilung von Klopf Schäden muß die Stärke der klopfenden Verbrennung sowie deren Einwirkdauer mitberücksichtigt werden. So werden oft bei Motorbetriebsbedingungen, bei denen nur gelegentlich schwaches Klopfen auftritt, auch über einen längeren Zeitraum keine Schäden beobachtet.

Kommt es im Motor über einen längeren Zeitraum zu regelmäßigem bzw. stärkerem Klopfen, erscheinen insbesondere Kolbenoberflächen, ausgehend von einer metallisch blanken Oberfläche, zunächst aufgeraut, als ob sie mit feinem Sand bestrahlt worden wären. Bei weiter fortgeschrittener Schädigung können bei entsprechender Vergrößerung kleine Kavernen beobachtet werden, die sich zu deutlich erkennbaren trichterförmigen bzw. furchenförmigen Beschädigungen ausbilden. Zuletzt werden starke Beschädigungen der Oberfläche registriert (Abbildung 3.4-4) /2/.



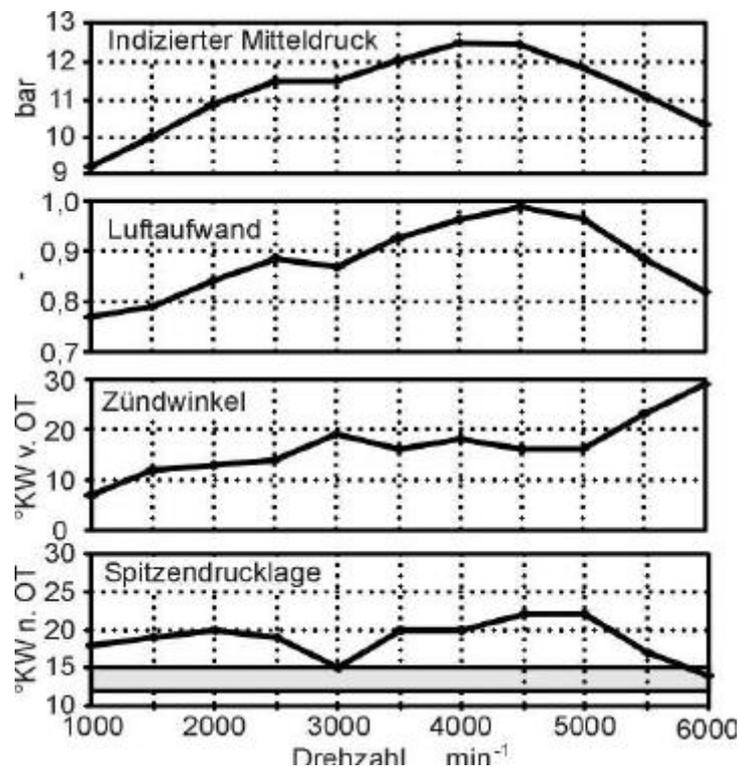
**Abbildung 3.4-4 Erosive Schädigung durch Klopfen /3/**

Bei stark klopfender Verbrennung werden insbesondere im Kolben Erhöhungen der Materialtemperatur beobachtet, welche im Extremfall zu Glühzündungen und der damit verbundenen Zerstörung des Motors durch massive Anschmelzungen im Brennraumbereich (Kolbenboden, Ventile, Zündkerze) führen. Desweiteren können vereinzelt stark klopfende Zyklen durch die dabei entstehenden Druckspitzen Ringstegbrüche hervorrufen (Abbildung 3.4-5) /3/.



**Abbildung 3.4-5 Ringstegbruch durch Klopfen /3/**

Das in Abbildung 3.4-6 dargestellte typische Vollastverhalten eines relativ klopfempfindlichen 4-Zylinder-Ottomotors zeigt sowohl grundsätzliche Zusammenhänge als auch Einschränkungen im Betriebsverhalten, die sich aus dem Auftreten klopfender Verbrennung ergeben. Eine wirkungsgradoptimale Verbrennung wird bei einem mit homogenem Gemisch betriebenen Ottomotor bei einer Lage des maximalen Zylinderdrucks um 13 °KW bis 15 °KW nach OT erzielt. Offensichtlich kann diese Bedingung im vorliegenden Beispiel nicht im gesamten Drehzahlbereich erfüllt werden. Zunächst ist eine Korrelation der Spitzendrucklage mit dem Luftaufwandsverlauf zu erkennen. Hoher Luftaufwand, der hier in der Regel auch hoher Füllungsgrad bedeutet, erfordert spätere Zündzeitpunkte aufgrund erhöhter Klopfneigung. Zusätzlich überlagern weitere Parameter diesen Luftaufwandseinfluß: Im oberen Drehzahlbereich wird die Klopfneigung reduziert, bei ähnlichem Luftaufwand ergeben sich im Vergleich zu niedrigen Drehzahlen günstigere Spitzendrucklagen. Bereits an diesem Beispiel ist erkennbar, daß das Auftreten klopfender Verbrennung von zahlreichen, meist unabhängigen Parametern beeinflusst wird. Im folgenden sollen daher die wichtigsten für die Klopfneigung relevanten Größen in ihren Auswirkungen kurz diskutiert werden.



**Abbildung 3.4-6 Vollastverhalten eines 4-Zylinder-Ottomotors, Betrieb an der Klopfgrenze**

- **Zündwinkel:** Der Zeitpunkt der Zündung bestimmt die Zuordnung des Verbrennungsablaufs zur Kolbenstellung und insofern bei sonst konstanten Betriebsbedingungen auch Spitzendruck, Prozeßtemperatur und inneren Wirkungsgrad.

Bei entsprechender Zylinderfüllung und Gemischqualität kann durch Frühverstellung der Zündung in der Regel stets Klopfen provoziert werden. Ebenfalls wird durch entsprechend späte Zündung Klopfen vermieden. Entscheidend ist, ob das Einsetzen klopfender Verbrennung die Einstellung wirkungsgradoptimaler Zündzeitpunkte verhindert (Abbildung 3.4-7). Abhängig von der Lage der Klopfgrenze relativ zum wirkungsgradoptimalen Zündzeitpunkt können hiermit deutliche Wirkungsgradeinbußen verbunden sein.

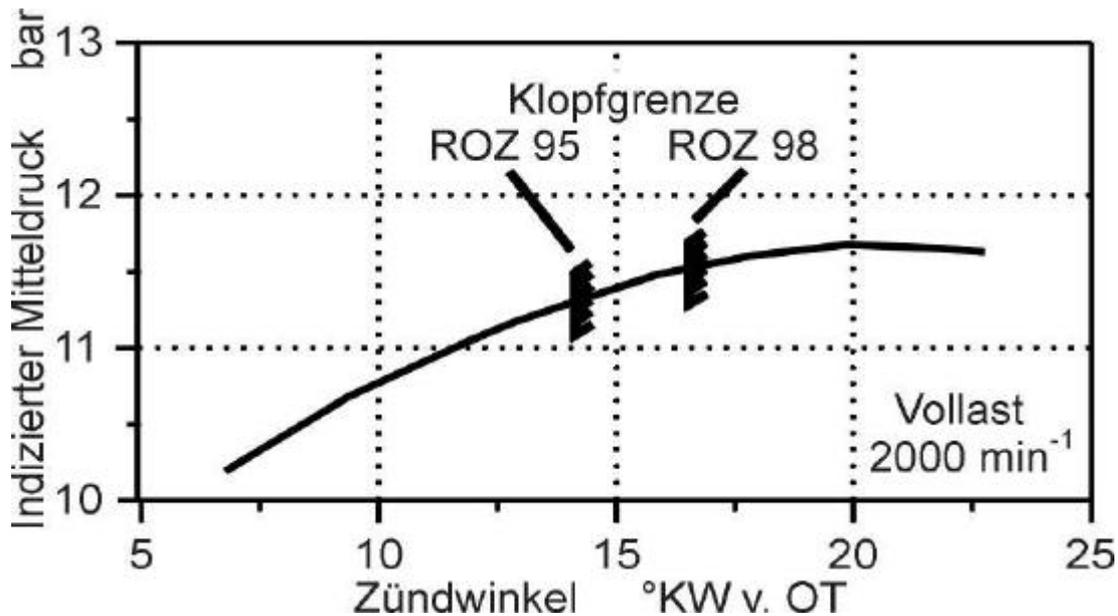
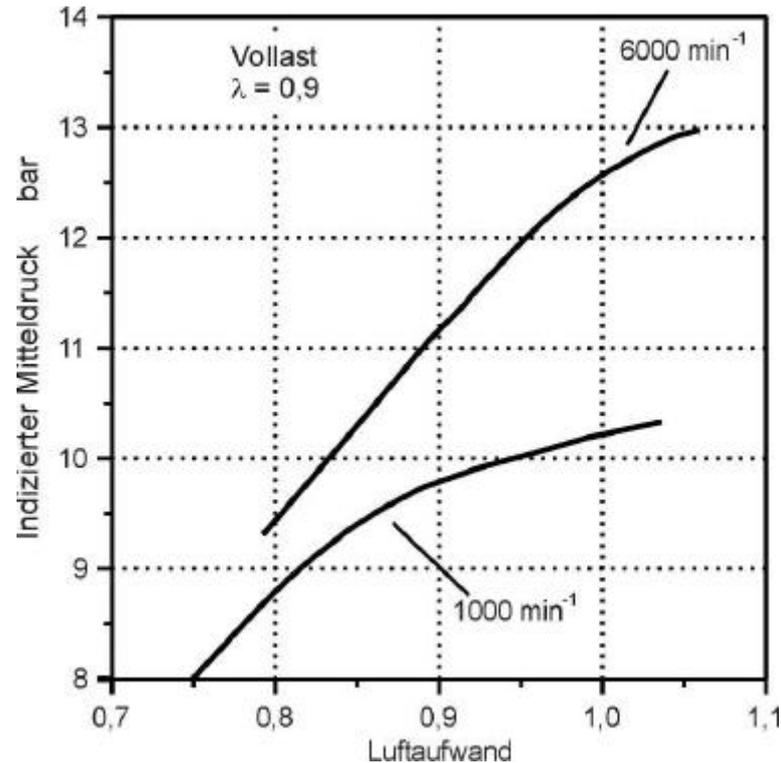


Abbildung 3.4-7 Zündwinkelvariation bei Vollast

- **Luftaufwand:** Abbildung 3.4-8 zeigt für zwei Drehzahlen den aus Daten aktueller Serienmotoren ermittelten Zusammenhang zwischen indiziertem Mitteldruck und Luftaufwand. Aus der Definition des indizierten Mitteldrucks

$$p_{mi} = h_i I_a H_G \quad (3.4-1)$$

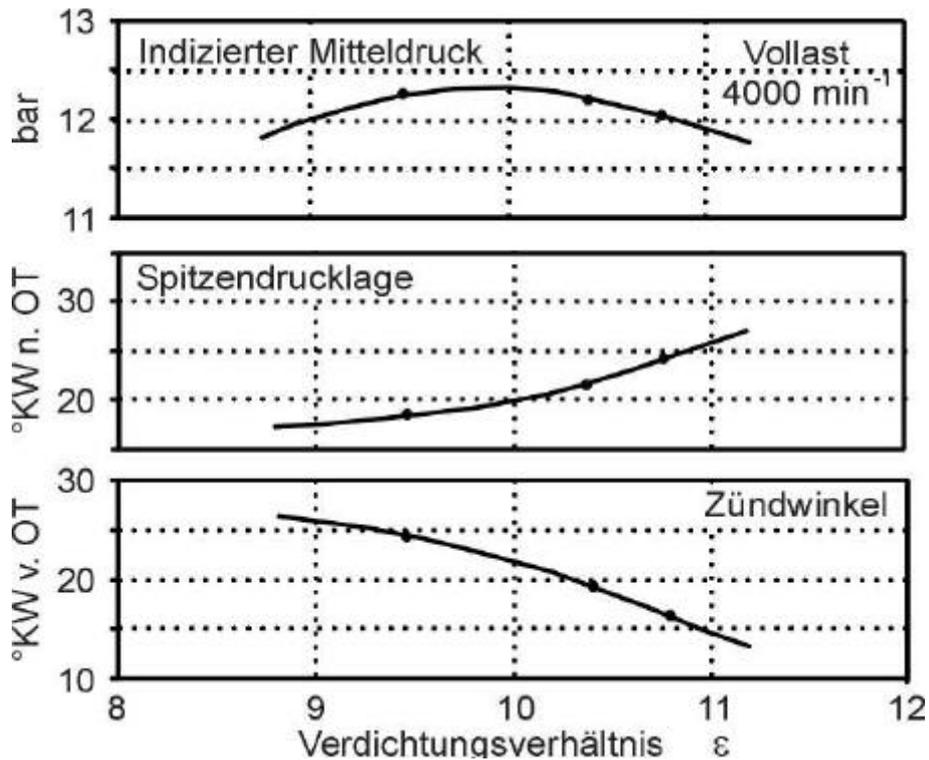
folgt bei in erster Näherung ähnlichem Gemischheizwert  $H_G$ , daß der indizierte Mitteldruck  $p_{mi}$  bei vergleichbarem inneren Wirkungsgrad  $h_i$  linear über dem Luftaufwand  $I_a$  ansteigen müßte. Das in diesem Bild für beide Drehzahlen erkennbare degressive Verhalten läßt sich auf die mit besserer Zylinderfüllung aufgrund höherer Drücke und Temperaturen zunehmende Klopfneigung zurückführen. Die hierdurch erforderliche Spätverstellung des Zündzeitpunkts führt zu einer Verschlechterung des inneren Wirkungsgrads.



**Abbildung 3.4-8 Zusammenhang zwischen indiziertem Mitteldruck und Luftaufwand bei unterschiedlichen Drehzahlen**

- **Drehzahl:** Die mit steigender Drehzahl zunehmende Turbulenz im Brennraum ermöglicht erst den Betrieb des Ottomotors über weite Drehzahlbereiche. Da hierbei der Kurbelwinkelbereich, in dem die Verbrennung stattfindet, nahezu konstant bleibt, steht dem Gemisch nach Beginn der Verbrennung bei hohen Drehzahlen nur eine geringe Zeit für Vorreaktionen zur Verfügung. Damit einher geht eine Abnahme der Klopfempfindlichkeit, welche in Abbildung 3.4-8 für die Drehzahl  $6000 \text{ min}^{-1}$  anhand des deutlich größeren linearen Bereich der Kurve erkennbar ist. Der Einfluß der Drehzahl auf die Klopfneigung von Motoren geht so weit, daß die Zündung bei den sehr hochdrehenden Motoren der Formel 1 trotz hoher Luftaufwände im oberen Drehzahlbereich immer wirkungsgradoptimal erfolgt /4/.
- **Verdichtungsverhältnis:** Der für den Gleichraumprozeß geltende Zusammenhang zwischen innerem Wirkungsgrad und Verdichtungsverhältnis verspricht auch für moderne, nicht aufgeladene Ottomotoren, deren Verdichtungsverhältnisse sich in einem Bereich zwischen 9 und 12 bewegen, noch deutliches Potential zur Wirkungsgradsteigerung bei Anhebung des Verdichtungsverhältnisses. Die Praxis zeigt jedoch, daß durch die damit verbundene Erhöhung der Drücke und Temperaturen im Brennraum auch eine Zunahme der Klopfneigung des Motors verbunden ist. Abbildung 3.4-9 zeigt dazu die Auswirkungen einer Ver-

dichtungsverhältnisvariation auf das Vollastverhalten eines 6-Zylinder-Ottomotors im Punkt maximalen Luftaufwands. Die Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses erfordert eine zunehmende Spätverstellung des Zündwinkels. Somit werden für diesen Motor im dargestellten Betriebspunkt die theoretischen Vorteile des höheren Verdichtungsverhältnisses durch die ungünstigere Schwerpunktlage der Verbrennung - erkennbar an der Spitzendrucklage - vermindert.



**Abbildung 3.4-9 Vollastverhalten eines klopfbegrenzten Motors bei Variation des Verdichtungsverhältnisses**

- **Kraftstoff:** Übliche Ottokraftstoffe setzen sich aus unterschiedlichsten Kohlenwasserstoffverbindungen zusammen, deren Eigenschaften hinsichtlich klopfender Verbrennung stark differieren. Aromate und Kohlenwasserstoffverbindungen mit einem hohen Anteil an Doppelbindungen bzw. Abzweigungen zeigen eine höhere Klopfestigkeit als Paraffine gleicher Kohlenstoffatomzahl. Auch nimmt die Klopfestigkeit mit sinkender Kohlenstoffatomzahl zu. Die Kennwerte Research-Oktananzahl (ROZ) und Motor-Oktananzahl (MOZ) beschreiben die Eigenschaften von Kraftstoffen hinsichtlich ihrer Selbstzündungsneigung. Bei dem in Abbildung 3.4-7 dargestellten Zündhaken ermöglicht die Verwendung eines hochoktanigen Kraftstoffs frühere Zündwinkel, verbunden mit einer deutlichen Wirkungsgradsteigerung. Die Abhängigkeit zwischen Oktananzahl und Lage der Klopfgrenze ist im Bereich handelsüblicher Ottokraftstoffe annähernd linear. Im Mittel kann von einer Verschiebung der Klopfgrenze um 1  $^{\circ}\text{KW}$  pro Oktananzahl-

einheit ausgegangen werden. Dieser einfache Zusammenhang hat dazu geführt, daß Unterschiede im Klopfverhalten häufig durch die Veränderung des Oktanzahlbedarfs ausgedrückt werden.

**Luftverhältnis:** Ausgehend von einem fetten Gemisch gelangt bei einer Steigerung des Luftverhältnisses durch Verringerung der Verdunstungskühlung Gemisch höherer Temperatur in den Zylinder. Zusätzlich verursachen die höheren Verbrennungstemperaturen der mageren Verbrennung steigende Wandtemperaturen, wodurch die Wärmezufuhr in das nachfolgend angesaugte Gemisch zunimmt. Als gegenläufiger Effekt ist die Verlangsamung der laminaren Brenngeschwindigkeit bei steigendem Luftverhältnis zu beobachten. Die Überlagerung der beschriebenen Vorgänge führt zu dem in Abbildung 3.4-10 dargestellten Verlauf des Oktanzahlbedarfs mit einem ausgeprägtem Maximum bei  $I=0.95$  /5/, /6/

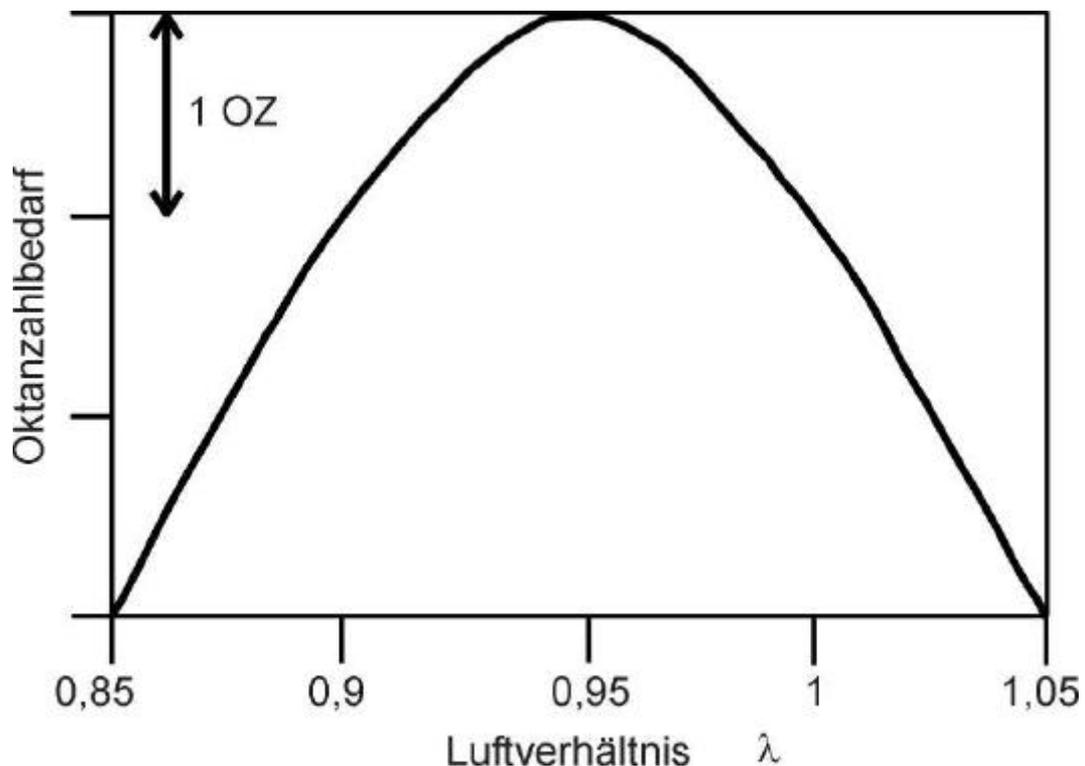


Abbildung 3.4-10 Oktanzahlbedarf und Luftverhältnis /5/

- **Ansaugdruck:** Vergleichbar mit den bereits dargestellten Auswirkungen des Luftaufwands auf die Klopfneigung führt die Anhebung des Ansaugdrucks durch die damit steigenden Drücke und Temperaturen im Brennraum zu einer Zunahme der Klopfneigung (Abbildung 3.4-11).

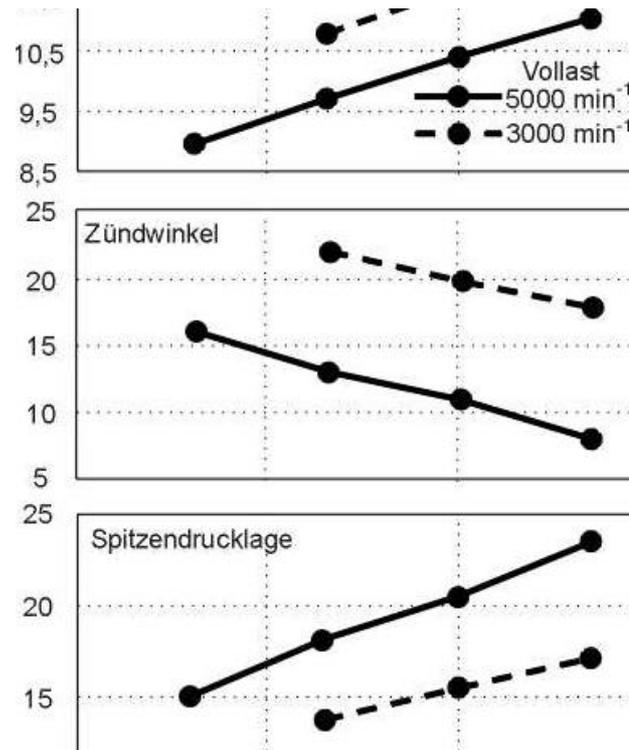


Abbildung 3.4-11 Einfluß des Ansaugdrucks auf die Klopfneigung /5/

- **Ansaugtemperatur:** Die Verringerung der Ansaugtemperatur erhöht aufgrund der steigenden Gemischdichte die dem Zylinder zugeführte Frischgasmenge. Dieser, hinsichtlich der Klopfneigung eines Motors negative Effekt, wird jedoch durch die geringere Klopfneigung des Gemisches bei niedrigen Prozeßtemperaturen überkompensiert. In der Literatur wird für eine Temperaturabsenkung von ca. 8 K eine Verschiebung der Klopfgrenze um ca. 1 °KW nach früh angegeben /7/, /8/.
- **Restgas:** Änderungen des Restgasanteils im Zylinder beeinflussen einerseits die Temperatur der Zylinderladung aufgrund der Durchmischung mit heißem Restgas. Andererseits reduziert die Verringerung der Frischgemischmasse Spitzendrucke und -temperaturen. Untersuchungen von Ruß gehen von einer höheren Klopfempfindlichkeit bei steigendem Restgasgehalt aus /5/. Hierzu konträr stellen sich die Ergebnisse von Thöne /9/ dar, die selbst für extreme Variationen des Restgasanteils keine negativen Auswirkungen bezüglich der Klopfneigung nachweisen.
- **Brennraumform:** Bezüglich der Zündkerzenposition stark asymmetrische Brennräume begünstigen das Auftreten klopfender Verbrennung. Abhilfe kann hierbei die Konzentration des Gemischvolumens an der Zündkerze schaffen, wie es z.B. durch Quetschflächen in zündkerzenfernen Bereichen möglich ist.

Grundsätzlich wird die Klopfneigung durch kompakte Brennräume mit zentraler Zündkerzenlage vermindert.

- **Kühlung, Wärmeübergang, Werkstoff:** Eine stärkere Kühlung des Motors führt durch die verringerte Aufheizung des Frischgemischs zu geringeren Prozeßtemperaturen. Das Ausmaß der sich daraus ergebenden geringeren Klopfneigung ist stark von der betrachteten Motorkonstruktion abhängig. Für ausgewählte Motoren wird in der Literatur eine Verschiebung der Klopfgrenze von ca. 1 °KW bei Absenkung der Kühlmitteltemperatur um ca. 10 K beobachtet /5/, /10/. Zusätzlich sind Verringerungen der Klopfempfindlichkeit durch die Wahl anderer Werkstoffe mit besserem Wärmeübergang bzw. durch konstruktive Verbesserungen der Brennraumkühlung denkbar.
- **Ladungsbewegung:** Einlaßseitig generierte Ladungsbewegung beeinflusst sowohl den Verbrennungsablauf als auch die Klopfneigung. Ausgeprägte Drall- bzw. Tumbleströmungen beschleunigen durch ihr hohes Turbulenzniveau den Brennstoffumsatz. Damit steht im Verlauf der Verbrennung dem jeweils noch unverbrannten Gemisch weniger Zeit für Vorreaktionen zur Verfügung. Andererseits führt der schnellere Brennstoffumsatz zu höheren Brennraumdrücken und -temperaturen, wodurch die Klopfneigung verstärkt wird. Die Abstimmung der Ladungsbewegung hinsichtlich des Klopfverhaltens eines Motors bedarf insofern einer sorgfältigen Abstimmung.

### **3.4.2 Historischer Rückblick, Klopftheorien**

Das Phänomen der klopfenden Verbrennung ist wahrscheinlich schon so alt wie der Verbrennungsmotor selbst. 1862 baute Nicolaus August Otto seinen ersten Viertakt-Versuchsmotor. Aus persönlichen Aufzeichnungen Ottos über die Maschine geht hervor: „...1862 lief dieselbe und war auch in demselben Jahr total ruiniert durch die heftigen Stöße, welche in derselben auftraten.“ /11/. Es ist zu vermuten, daß Ursache für die Zerstörung dieses Versuchsmotors klopfende Verbrennung war.

Die Existenz klopfender Verbrennung und die damit verbundenen Zylinderdruckschwingungen sind seit langem bekannt. So wurde bereits 1923 das Phänomen der klopfenden Verbrennung von H.R. Ricardo als eine spontane Selbstzündung des bis dahin unverbrannten Gemischanteils (Endgas) gedeutet /12/.

Im Zuge vieler Untersuchungen wurden einige Theorien zur Erklärung der Entstehung klopfender Verbrennung aufgestellt. Den nachfolgend dargestellten Ansätzen kommt hierbei eine besondere Bedeutung zu.

### 3.4.2.1 Die Verdichtungs- oder Selbstzündungstheorie

Aufgrund der Druck- und Temperaturerhöhung, welche sowohl durch die Verdichtung als auch durch die Expansion der verbrannten Ladung verursacht wird, kommt es im Endgasbereich zu Vorreaktionen, die das Gemisch auf einen Selbstzündungszustand bringen. Die Selbstzündung führt zu örtlichen Druckungleichgewichten, welche die charakteristischen Gasschwingungen und das damit verbundene Klopfgeräusch verursachen.

Die erweiterte Verdichtungstheorie geht davon aus, daß örtliche Inhomogenitäten im Kraftstoff-Luft-Gemisch lokale Selbstzündungen verursachen. Die anschließende schnelle Verbrennung des übrigen Endgases wird durch eine sich vom Sekundärzündherd ausbreitende Druckwelle bewirkt, deren Ursache in der Selbstzündung liegt. Mit Ausbreitung der Druckwelle entzündet sich das verbleibende Endgas sukzessive /13/, /14/.

### 3.4.2.2 Die Detonationstheorie

Die von der normalen Flammenfront ausgehende Druckwelle kann sich durch Aufsteilungsprozesse zu einer Stoßwelle ausbilden. Bei deren Durchlaufen des Endgasbereichs kommt es dort zu Selbstzündungen. Wegen der für den Übergang von einer Druck- zur Stoßwelle erforderlichen Anlaufstrecke beginnt die Selbstzündung in einiger Entfernung von der normalen Reaktionsfront. Die nun mit der Stoßwelle gekoppelte Reaktionszone durchläuft mit Überschallgeschwindigkeit das Restgas /15/, /16/.

Die Kombinationstheorie vereinigt die Verdichtungs- und die Detonationstheorie. Demnach entsteht eine Detonationswelle als Folge einer Selbstzündung /14/, /15/.

Eine zweite Gruppe von Klopftheorien geht von einer Beschleunigung der Flammenfront aus. Curry /13/ nennt als Ursache für solch eine Flammenfrontbeschleunigung Vorreaktionen, bei denen freie Radikale gebildet werden. So soll mit Zunahme von Temperatur und Druck die Radikalkonzentration im Endgas ansteigen, wodurch die Flammenfrontgeschwindigkeit kontinuierlich bis hin zur Geschwindigkeit klopfender Verbrennung gesteigert wird.

Nach Oettinger /16/ und Sokolik /14/ wird die laufende Stoßwelle in der Flamme progressiv verstärkt, wobei die Reaktionstemperatur und somit auch die Reaktions- und Ausbreitungsgeschwindigkeit zunimmt. Dadurch werden zusätzliche, die Hauptwelle verstärkende Stoßwellen erzeugt.

Maly und Ziegler /17/, /18/, /19/ vertreten die Auffassung, daß ein positiver Rückkopplungsmechanismus von Mikroturbulenz und Endgastemperatur Ursache für die Beschleunigung der normalen Flammenfront ist. Selbstzündung wird in diesem Modell nur an heißen Brennraumstellen für denkbar gehalten.

Withrow und Rassweiler /20/ kamen bereits 1936 mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera, die eine Aufnahmefrequenz von 5000 Bildern pro Sekunde ermöglichte, zu der Aussage, daß bei klopfender Verbrennung im noch nicht von der Flamme erfaßten Bereich Selbstzündungen auftreten, die zu schneller Flammenausbreitung führen. Orte und Zeitpunkte der Selbstzündungen variierten dabei von Zyklus zu Zyklus.

1941 führten Untersuchungen des National Committee for Aeronautics (NACA) mittels Schlierenverfahren und einer zeitlichen Auflösung von 200.000 Bildern pro Sekunde zu folgenden Aussagen: Das Klopfen wurde fast ausschließlich zu einem Zeitpunkt festgestellt, zu dem kein Frischgemisch mehr erkennbar war /15/, /21/, /22/. In den genannten Veröffentlichungen wird dabei stets streng unterschieden zwischen der beobachteten Selbstzündung mit anschließend schneller Flammenausbreitung und der gegebenenfalls einsetzenden „Klopfreaktion“, dem eigentlichen Klopfen. Hierbei konnten sowohl Arbeitsspiele ohne sichtbare Selbstzündung als auch Zyklen mit Selbstzündung, aber ohne „Klopfreaktionen“ nachgewiesen werden.

Miller interpretiert das Klopfen, die sogenannte „Explosive Knock Reaktion“, die mit den charakteristischen Gasschwingungen im Druckverlauf und dazu korrespondierenden Schwingungen auf den Schlierenfotos korreliert, als eine im schon gezündeten Gemisch entstehende Detonationswelle /15/, /21/, /22/. Deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten bewegen sich zwischen 960 und etwa 2100 m/s. Miller hält damit eine Kombination aus Selbstzündungs- und Detonationstheorie für erwiesen. Im Rahmen der Untersuchungen konnten verschiedene Typen der Endgasselbstzündung festgestellt werden. Bei der homogenen (simultanen) Selbstzündung folgte, sobald kein Frischgemisch mehr vorhanden war, immer Klopfen. Im Gegensatz hierzu konnte bei der punktförmigen Selbstzündung („pinpoint auto-ignition“) kein Zusammenhang zum Klopfen hergestellt werden, da sowohl klopfende als auch nicht klopfende Arbeitsspiele mit derartigen Selbstzündungen beobachtet wurden. Bei der aus zwei Phasen bestehenden homogenen Selbstzündung entzündet sich in einer ersten Stufe ein Teil des verbliebenen Frischgases homogen. In einer zweiten, deutlich späteren Phase, zündeten die übrigen Frischgaszonen kurz vor Einsetzen des Klopfens. Die Autoren berichteten ferner über eine sogenannte „wild runaway flame“. Hierbei handelt es sich um einen schnellen, kontinuierlich durch das Frischgas fortschreitenden, vielstufigen Selbstzündungsprozeß ohne definierte Flammenfront. Klopfen trat hierbei ein, nach-

dem alles Frischgas von der Verbrennung erfaßt war. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Reaktionszone lag unterhalb der Frischgas-Schallgeschwindigkeit.

Weitere Untersuchungen mit einer zeitlichen Auflösung von 500.000 Bildern pro Sekunde /23/ zeigten an mehreren Stellen Selbstzündungserscheinungen mit einer relativ langen Verweildauer von ca. 200  $\mu\text{s}$ , die als Kaltflamme (Vorreaktionen) interpretiert wurden. Später setzt die beschleunigte Reaktion ein, die betreffenden Zonen verdunkeln (Flammenschlieren) und breiten sich weiter aus. Die eigentliche schnelle Klopffreaktion wird hierbei einem Detonationsvorgang zugeschrieben, dessen Nachwirkungen in Form von Stoßwellen auf den Schlierenfotos deutlich zu sehen waren. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Stoßwellen lagen im Bereich von 1300 bis 1700 m/s.

1963 setzte S. Curry /13/ einen Versuchsmotor ein, der über 49 Ionenstromsonden verfügte, welche gleichmäßig über den Kolben verteilt waren. So konnte die Beeinflussung der Verbrennung, wie sie durch den Einbau eines Beobachtungsfensters in der Brennraumwand auftreten kann, vermieden werden. Die Messungen hatten eine zeitliche Auflösung von 10  $\mu\text{s}$  (100 kHz) und es konnten 28 Kanäle synchron aufgezeichnet werden. Curry zeigte an einem Betriebspunkt, der sowohl klopfende als auch nicht klopfende Arbeitsspiele aufwies, daß die Umsatzgeschwindigkeit bei klopfenden Arbeitsspielen bereits vor Klopfeinsatz deutlich höher war als bei nicht klopfenden Arbeitsspielen. Da die Unterschiede auch größer waren als die zyklischen Schwankungen bei nicht klopfend eingestellten Betriebspunkten, folgert Curry, daß schon vor Klopfeinsatz die Anwesenheit von Radikalen die Flammenfrontgeschwindigkeit ansteigen läßt. Ein wesentliches Ergebnis der Untersuchungen ist, daß der Übergang von der normalen zur klopfenden Flammenausbreitung ein kontinuierlicher Prozeß sein kann, der in diesem Falle mit einer Flammenfrontbeschleunigung verbunden ist. Bei klopfender Verbrennung wurden dabei Flammenfrontgeschwindigkeiten beobachtet, die 10 bis 20 mal höher sein konnten als bei normaler Verbrennung. Obwohl die von Curry ermittelten maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeiten 366 m/s betragen und damit im Unterschallbereich liegen, hält der Autor es jedoch für denkbar, daß Schallgeschwindigkeit erreicht und damit eine Detonationswelle ausgelöst wird. Auf Basis seiner Messungen schließt Curry, daß das Auftreten klopfender Verbrennung nicht mit dem Auftreten von Detonationswellen verbunden sein muß.

Bezüglich der zeitlichen Korrelation zwischen Flammenausbreitung und Klopfbeginn, ermittelt mit Hilfe des erwähnten Indikators, stellte Curry fest, daß der Klopfeinsatz unabhängig von der Klopfstärke erst dann erfolgte, wenn alle Meßstellen die Flamme registriert hatten, d.h. der gesamte Brennraum bereits von der Flamme erfaßt war. Dies scheint verwunderlich, doch dürften die Ursachen für diese Beobachtung in der

zeitlichen Bestimmung des Klopfbeginns mit Hilfe des Indikators liegen. Bei größeren Klopfstärken werden von ihm eindeutige Selbstzündungen nachgewiesen.

1988 untersuchten Nakagawa, Takagi, Itoh und Iijima /24/, /25/ die Entstehung klopfender Verbrennung mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera, welche mit 30.000 Bildern pro Sekunde arbeitete. Dabei beobachteten Sie, daß der Ort der Selbstzündung von Zyklus zu Zyklus schwankt, sich jedoch gehäuft in Wandnähe befindet. Hierbei wurden Zyklen beobachtet, welche zwar eine Selbstzündung aufwiesen, jedoch keine Druckschwingungen verursachten.

Schlierenaufnahmen, die von Hayashi et al. /26/ mit 100.000 Bildern pro Sekunde aufgenommen wurden, zeigen, daß Selbstzündung in einiger Entfernung von der normalen Flammenfront, also im Endgasbereich auftritt. Eine von dort ausgehende Schlierenkontur, die später an der Brennraumwand reflektiert wird, wurde als Druckwelle interpretiert. Die gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der noch nicht reflektierten Welle liegen im Überschall- (1700 m/s), die der reflektierten im Schallbereich. Hierbei konnte jedoch nicht geklärt werden, ob es sich um eine Stoß- oder Detonationswelle handelt.

Cuttler und Girgis /27/ benutzten das Eigenlicht der Flamme, um mit einer zeitlichen Auflösung von 8000 Bildern pro Sekunde die Flammenausbreitung bei klopfender Verbrennung zu erfassen. Die Autoren beschreiben zwei unterschiedliche Klopferscheinungen, nämlich die Selbstzündung und die „schnelle Verbrennung“, wobei letztere nicht von den beiden vorherrschenden Klopftheorien, der Selbstzündungs- und der Detonationstheorie, erfaßt wird. Die Autoren beschreiben die „schnelle Verbrennung“ (rapid entrainment) als eine Flammenfront, die sich mit Unterschallgeschwindigkeit, aber deutlich schneller als mit normaler Flammengeschwindigkeit bewegt.

1990 von König et al. /28/, /29/ veröffentlichte Untersuchungen bestätigten eine Vielzahl der bis dahin bekannten Phänomene, so unter anderem, daß schwach klopfende Arbeitsspiele ein sehr spätes Auftreten der Selbstzündung auszeichnet, wodurch Druckschwingungen bisweilen gar nicht mehr auftreten. Solchermaßen moderates Klopfen ist ihrer Meinung nach für eine Beschleunigung der letzten Verbrennungsphase möglicherweise vorteilhaft. Desweiteren stellen sie, wie Kröger et al. /30/, /31/, fest, daß unterschiedlich lokalisierte Druckaufnehmer auch unterschiedliche Druckschwingungsverläufe registrieren. Daher kann definitiv auf Druckwellenausbreitungen in Folge der klopfenden Verbrennung geschlossen werden.

In einem begleitenden Paper /32/ berichten König et al. über die Rolle sogenannter „exothermic centres“ im Endgas. Die Autoren bemerken, daß der Übergang von der

normalen zur klopfenden Verbrennung nicht nur vom globalen Temperatur- und Druckniveau, sondern auch von Größe, Verteilung und Eigenschaften dieser Zentren abhängig ist, so daß stark klopfende Verbrennung auch in Arbeitsspielen mit niedrigem Temperatur- und Druckniveau auftreten können. Solche „exothermic centres“ können, so die Autoren, prinzipiell sowohl durch Inhomogenitäten der Ladung als auch durch thermische Heterogenitäten, heißen Stellen an Brennraumoberflächen oder durch Partikel gebildet werden.

### **3.4.3 Ablauf der klopfenden Verbrennung**

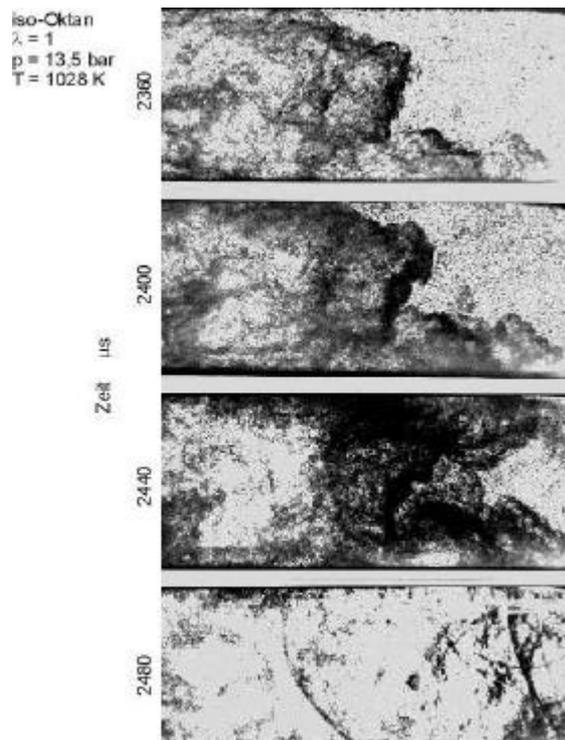
Die Beobachtung klopfender Verbrennung gestaltet sich am Ottomotor selbst relativ schwierig, da die im Motor auftretenden zyklischen Schwankungen der Gemischbildung und der Brennrauminnenströmung die isolierte Beobachtung der Selbstzündungsvorgänge erschweren. Für die Beschreibung grundsätzlicher Eigenschaften von Selbstzündungsvorgängen sind daher Untersuchungen im Stoßwellenrohr (siehe Kapitel 4.2 und 6) besser geeignet.

#### **3.4.3.1 Selbstzündung**

Basierend auf derartigen Untersuchungen im Stoßwellenrohr (s. Kap. 4.2, insbesondere Abb. 4.2-9, 4.2-11, 4.2-13 und /7/, /8/, /9/, /10/, /15/, /16/, /17/, /18/) können zunächst Selbstzündungsvorgänge in verschiedene Bereiche unterteilt werden:

- 1 Deflagrativer Modus: Es kommt lokal zur Bildung einzelner Flammenkerne, die zu einem deflagrativen weiteren Verbrennungsablauf führen. Dieser Vorgang wird im allgemeinen als Selbstzündung ohne Klopfen oder als schwaches Klopfen bezeichnet. Dieser deflagrative Modus kann im weiteren Verlauf zusätzliche Zündvorgänge induzieren, die einen anderen Charakter haben können und den nachfolgend beschriebenen Typen 2 und 3 zugeordnet werden können.
2. „Thermal Explosion“: Ein relativ großer Bereich des Unverbrannten zündet näherungsweise gleichzeitig. Diese homogene Zündung führt zu einem erhöhten Energieumsatz und nachfolgend zu Stoßwellen. Dabei werden erhebliche Druckoszillationen festgestellt. Bei dieser Art der Selbstzündung werden mittelstarke Klopfintensitäten beobachtet.
3. Detonativer Modus: Auch hier findet eine sekundäre Zündung in einem für die Erzeugung von Stoßwellen ausreichend großen Bereich statt. Gleichzeitig ist das restliche Endgas so konditioniert, daß sich ein detonativer Reaktionsprozeß entwickeln kann. Hier werden die größten Druckspitzen beobachtet (s. Kap. 4.2, Abb 9, 11, 13).

Abbildung 3.4-12 zeigt mit Hilfe des schattenoptischen Verfahrens nach Craz-Scharadin im Stoßwellenrohr aufgenommene Bilder. Zunächst ist eine deflagrative Umsetzung des Gemisches mit Ausbreitungsgeschwindigkeiten um ca. 150 m/s erkennbar. Diese Flammen bereiten das noch unverbrannte Gemisch so vor, daß es dort zu einer weiteren Selbstzündung in eines größeren Bereichs kommt. Aufgrund der Wechselwirkung mit den induzierten Stoßwellen ist diese zweite Selbstzündung dem Typ „detonativer Modus“ zuzuordnen.

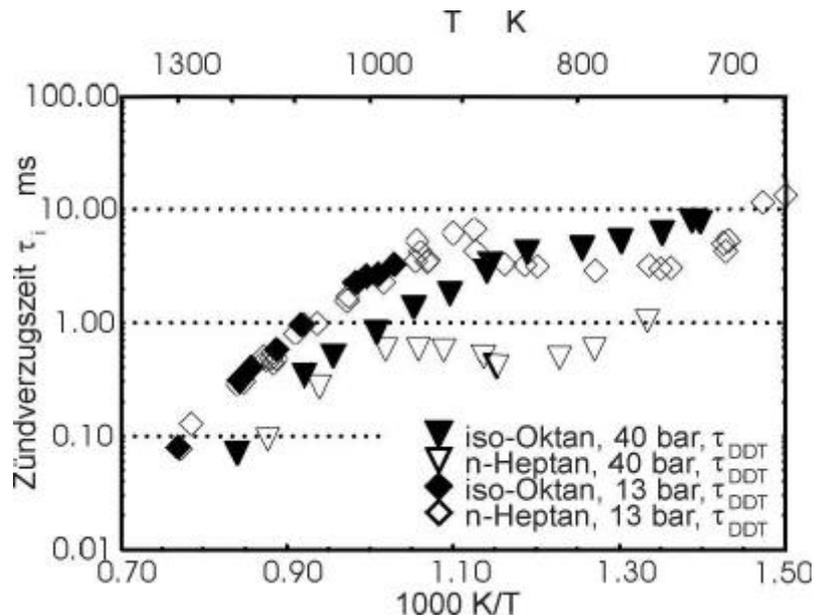


**Abbildung 3.4-12 Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Deflagrativer Modus mit später einsetzender detonativer Umsetzung**

Die Untersuchung des Druckeinflusses belegt zum einen die Übertragbarkeit der bei niedrigerem Druck ( $p \approx 13$  bar) erzielten Ergebnisse auf motorrelevante Zustände ( $p \approx 40$  bar). Zum anderen ist der, im folgenden nachgewiesene, enorme Einfluß des Druckes auf die Selbstzündungseigenschaften für die Erklärung zahlreicher motorischer Klopfphänomene relevant.

#### - Druckeinfluß

Abbildung 3.4-13 vergleicht die im Stoßwellenrohr ermittelten Zündverzugszeiten  $t_i$  - angegeben als Zeitpunkt der sekundären Explosion  $t_{DDT}$  - der Kraftstoffe iso-Oktan und n-Heptan bei den Drücken 13 bar und 40 bar. Anhand der mit n-Heptan durchgeführten Messung läßt sich ein starker Einfluß des Druckes auf die Zündverzugszeit nachweisen; die Anhebung des Druckes von 13 bar auf 40 bar führt im mittleren Temperaturbereich zu einer Verkürzung der Zündverzugszeiten annähernd um den Faktor 10.



**Abbildung 3.4-13 Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Druckeinfluß**

Mit der Verwendung des klopfesteren Kraftstoffs iso-Oktan werden bei niedrigem Druck von  $p = 13$  bar für Temperaturen unter 950 K keine oder nur vollständig deflagrativ ablaufende Selbstzündungsvorgänge beobachtet. Demgegenüber kann der Übergang zur detonativen Verbrennung für  $p \approx 40$  bar im gesamten Temperaturbereich beobachtet werden. Es wird deutlich, daß nicht nur die Temperatur, sondern vielmehr auch die Höhe des Drucks die Klopfneigung wesentlich beeinflusst.

- Kraftstoffeinfluß

Bei allen hier dargestellten Ergebnissen findet der Selbstzündvorgang immer zunächst in Form einer - teilweise sehr kurzen - deflagrativen Verbrennung statt. Diese Aussage ist für iso-Oktan, n-Heptan und Gemische aus beiden Kraftstoffen im gesamten motorrelevanten Temperaturbereich gültig. Dennoch zeigen sich starke Unterschiede im weiteren Verlauf des chemischen Umsatzes. Diese können anhand der unterschiedlichen Sensitivität - charakterisiert durch die Größe  $|(\partial \tau_i / \partial T)_p|$  - erklärt werden (s. Kap. 4.2, /16/).

- **iso-Oktan:** Für stöchiometrische iso-Oktan/Luft Gemische bei  $p = 13$  bar und  $T < 1100$  K werden immer deflagrative Zündungen beobachtet. Der zugehörige Wert für  $|(\partial \tau_i / \partial T)_p|$  ist hier  $> 10 \mu\text{s/K}$ . Diese Werte werden bei  $p = 40$  bar für Temperaturen  $T < 1000$  K erreicht. Dies bedeutet, daß für den gesamten, motorisch relevanten Temperaturbereich die Selbstzündung zunächst in Form einzelner Flammen ablaufen wird. Aufgrund der gegebenen Temperaturabhängigkeit der Größe  $|(\partial \tau_i / \partial T)_p|$ , führt die Temperaturerhöhung durch diese Flammen jedoch

grundsätzlich zu einer Verringerung der Sensitivität, d.h.  $|(\tau_i/T)_p|$  nimmt ab. Die Folge ist die Möglichkeit des Übergangs von der deflagrativen zur detonativen Verbrennung, da im späteren Verlauf ein relativ großer Bereich des unverbrannten Gemischs so konditioniert ist, daß er quasi-homogen zünden kann. Dies führt dann zu der vorher beschriebenen „thermal explosion“ bzw. zum „detonativen Modus“.

- **n-Heptan:** Bei Temperaturen  $T > 1100$  K kann man für n-Heptan/Luft Gemische die gleichen Aussagen gewinnen wie für iso-Oktan im gesamten Temperaturbereich, d.h. die zunächst deflagrative Verbrennung führt zu einer geringeren Sensitivität des chemischen Systems und schließlich zu einer starken, detonativen Zündung mit großen Druckoszillationen. Bei niedrigeren Temperaturen verhält sich n-Heptan jedoch grundsätzlich anders (siehe Abbildung 3.4-14). Im gesamten Temperaturbereich besitzt die Größe  $(\tau_i/T)_p$  zwei lokale Extrema und zwei Nulldurchgänge. Somit wirken sich die zuerst entstehenden Flammen je nach Temperatur sehr unterschiedlich auf den weiteren Brennverlauf aus. Für sehr niedrige Temperaturen führt die Temperaturerhöhung durch die Flamme zu einem Nulldurchgang, der eine starke, detonative Zündung bewirkt. Ähnliche Aussagen sind für die Temperaturen zu machen, bei denen  $|(\tau_i/T)_p|$  maximal wird. Die deutliche Veränderung der Sensitivität mit der Temperatur bei niedrigem Druck, ist für  $p \approx 40$  bar geringer ausgeprägt. Dies erklärt auch, daß bei hohem Druck grundsätzlich starke Druckoszillationen festgestellt werden, während bei niedrigerem Druck diese zweite starke Zündung in gewissen Temperaturbereichen auch ausbleiben kann.

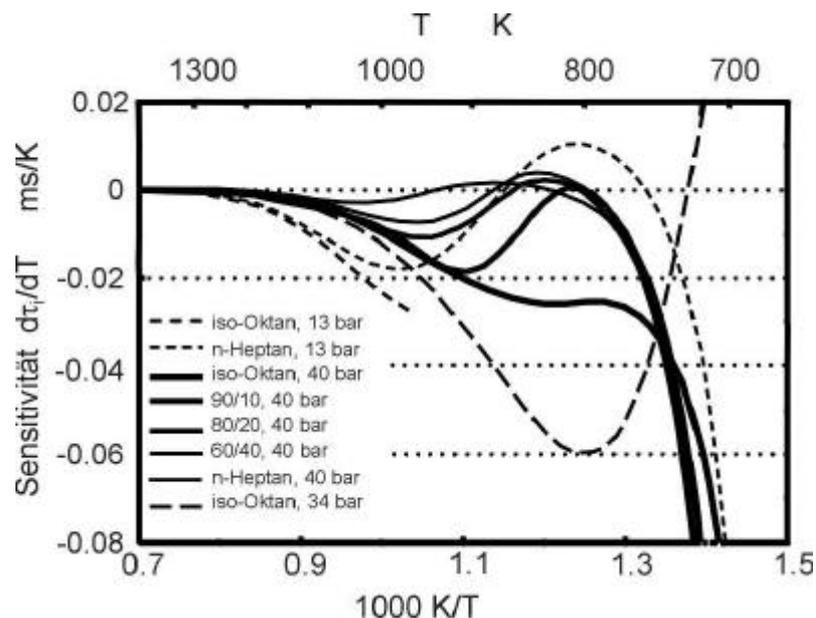
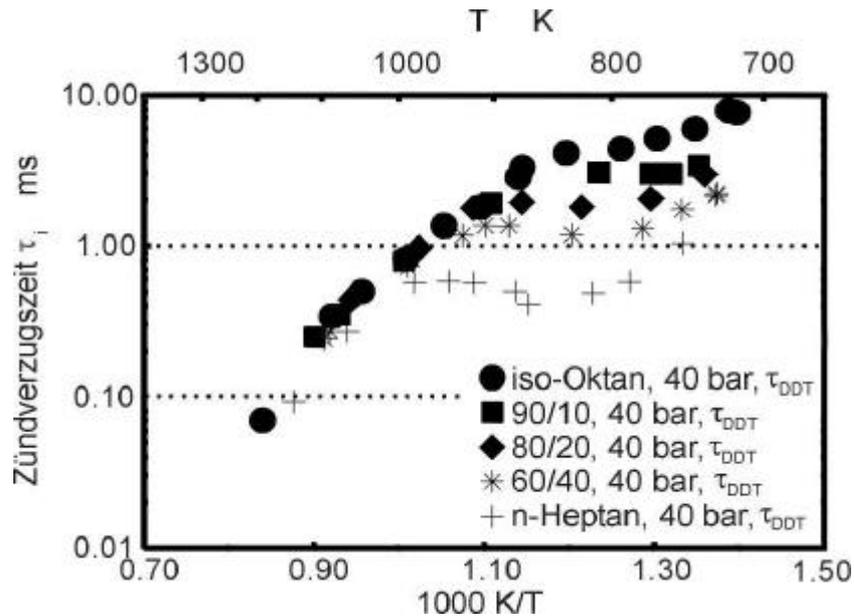


Abbildung 3.4-14 Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Sensitivität

- **Gemische aus iso-Oktan und n-Heptan:** Für niedrige Temperaturen  $T \approx 780 \text{ K}$  zeigen Druckverläufe der Verbrennungen aller Mischungen, in denen n-Heptan enthalten ist - also auch 100% n-Heptan - keinen signifikanten Unterschied hinsichtlich der Zeitdifferenz zwischen erster Flamme und des Auftretens von Stoßwellen. Nur für reines iso-Oktan verstreicht eine gewisse Zeit, bis das noch unverbrannte Gemisch in Form einer starken Zündung reagiert. Diese Beobachtung ist wiederum anhand von Abbildung 3.4-14 zu erklären: Nur für reines iso-Oktan ist  $|(t_z/T)_p|$  relativ groß, während alle anderen Gemische - gekennzeichnet durch das Mischungsverhältnis iso-Oktan/n-Heptan - bei dieser Temperatur eine erheblich geringere Sensitivität aufweisen. Diese erreichen also deutlich schneller diejenigen Zustände, die für die starke Zündung Voraussetzung sind.

Analog zu deutende Beobachtungen können bei höheren Temperaturen gemacht werden. Hier unterscheiden sich die Gemische, in denen iso-Oktan vorhanden ist, kaum voneinander. Nach einer relativ langen deflagrativen Phase findet eine starke Zündung statt. Nur bei reinem n-Heptan ist diese deflagrative Phase nicht zu beobachten, bzw. um Größenordnungen kürzer. Während für n-Heptan bei dieser Temperatur  $|(t_z/T)_p| \approx 0$  ist - die Folge ist eine starke Zündung -, nimmt diese Größe für die anderen Gemische deutlich höhere Werte an. Außerdem bewirkt eine Temperaturerhöhung bei dieser Anfangstemperatur ( $T \approx 910 \text{ K}$ ) für die Gemische mit 60 % und 80 % iso-Oktan zunächst eine Vergrößerung der Sensitivität, die ab  $\approx 1000 \text{ K}$  mit der der anderen iso-Oktan Gemische zusammenfällt. Eine relativ lange deflagrative Phase ist die Folge.

Aus diesen Ergebnissen läßt sich folgern, daß bei niedrigen Temperaturen ( $T \approx 750 \text{ K}$  bis  $800 \text{ K}$ ) schon geringe Mengen n-Heptan ausreichen (Oktanzahl  $\approx 90$ ), um sehr schnell eine starke Zündung und somit Klopfen hervorzurufen. Um Klopfvorgänge bei diesen Temperaturen zu vermeiden, müßten demnach Kraftstoffe mit einer sehr hohen Oktanzahl ( $OZ > 90$ ) notwendig sein. Hier ist aber noch zu berücksichtigen, daß die Zündverzugszeit stark mit der Oktanzahl variiert. Obwohl die starke Zündung auch bei relativ hohen Oktanahlen - z.B. 90 - sehr früh einsetzt, ist die Möglichkeit dafür dennoch sehr gering, da die Zündverzugszeit relativ groß ist (siehe Abbildung 3.4-15). Diese Zeitdauer von ca. 3 ms wird im Motor nicht unbedingt zur Verfügung stehen. Umgekehrt ist bei höheren Temperaturen ( $T > 900 \text{ K}$ ) die Neigung zur starken Zündung auch bei relativ kleinen Oktanahlen ( $OZ = 60$ ) deutlich geringer. Diesem positiven Einfluß gegen das Klopfen steht aber die deutlich geringere Zündverzugszeit gegenüber (ca. 1 ms), wodurch die Wahrscheinlichkeit für das Klopfen vergrößert wird.



**Abbildung 3.4-15 Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Kraftstoffeinfluß**

Aus diesen Überlegungen erkennt man, daß die Charakterisierung der Klopfbarkeit durch die Oktanzahl allein keine eindeutige Aussage über das tatsächliche Klopfverhalten erlaubt. Während die Einstufung anhand der Oktanzahl für Temperaturen  $T \approx 900$  K sinnvoll ist, zeigen die Gemische mit Oktanzahlen zwischen 60 und 90 bei  $T \approx 800$  K trotz der unterschiedlichen Oktanzahl alle ein sehr ähnliches, wenig klopfestes Verhalten. Diese unterschiedlichen Eigenschaften können - wie oben gezeigt - mit der Größe  $|\ln(\tau_i/T)|$  korreliert werden. Es erscheint deswegen sinnvoll, die Klopfbarkeit erweiternd durch die chemische Sensitivität zu charakterisieren, weil nicht nur die Neigung zur Selbstzündung sondern auch der Umschlag zum starken, d. h. detonativen Modus für das Klopfen wesentlich ist.

### 3.4.3.2 Klopfende Verbrennung im Motor

Die im Rahmen des Sonderforschungsbereichs am Motor durchgeführten Untersuchungen zur klopfenden Verbrennung wurden alle an einem Einzylinder-Forschungsmotor mit stark exzentrischer Zündkerzenlage und damit ausgeprägter Endgaszone vorgenommen. Als Brennraumformen wurden ein Scheibenbrennraum mit ebenem Zylinderkopf und Kolben und zwei Wannensbrennräume mit Wanne im Zylinderkopf bzw. im Kolben eingesetzt. Die Wannensbrennräume weisen gegenüber der Zündkerze angeordnete Quetschflächen mit einem Flächenanteil von 47 % auf. Dieser Bereich ermöglichte durch unterschiedliche optische Zugänge die detaillierte Analyse der dort detektierten Klopfvorgänge. Bei den Arbeiten zur Strömungsuntersuchung wurde außerdem ein Brennraum mit zentrischer Kolbenmulde verwendet.

## Druckverlaufsanalyse

Wie bereits erwähnt, wird der Zylinderdruck beim Auftreten klopfender Verbrennung durch hochfrequente Schwingungen überlagert. Somit bietet sich zunächst der Zylinderdruckverlauf zur Erkennung und Beschreibung dieser Phänomene an.

Abbildung 3.4-16 zeigt übliche Kenngrößen zur Charakterisierung des Klopfens, die sich aus dem Zylinderdruckverlauf ergeben. Ausgehend vom Druckverlauf  $p(t)$  entsteht durch eine Hochpaßfilterung der Druckverlauf  $L(t)$ , der mit demjenigen eines nicht klopfenden Arbeitsspiels vergleichbar ist. Übliche Grenzfrequenzen für den Hochpaß liegen im Bereich 4 - 6 kHz. Die Größe  $\Delta p_1$  beschreibt die Amplitude der ersten aus klopfender Verbrennung resultierenden hochfrequenten Zylinderdruckschwingung;  $\Delta p_{\max}$  charakterisiert die maximale Amplitude der aus klopfender Verbrennung resultierenden Schwingung. Zusätzlich kann die von Spicher und Kollmeier in /33/ definierte Größe der Signalintensität ( $KI$ ) als Maß für die Klopfstärke angesehen werden. Sie wird analog zu dem in der Elektrotechnik angewandten Begriff der Intensität eines Wechselsignales  $s(t)$  berechnet:

$$E = \int_{t_1}^{t_2} s^2(t) dt \quad (3.4-2)$$

Für den klopfenden Druckverlauf ergibt sich die Klopfintensität:

$$KI = \int_{t_1}^{t_2} [p(t) - L(t)]^2 dt \quad (3.4-3)$$

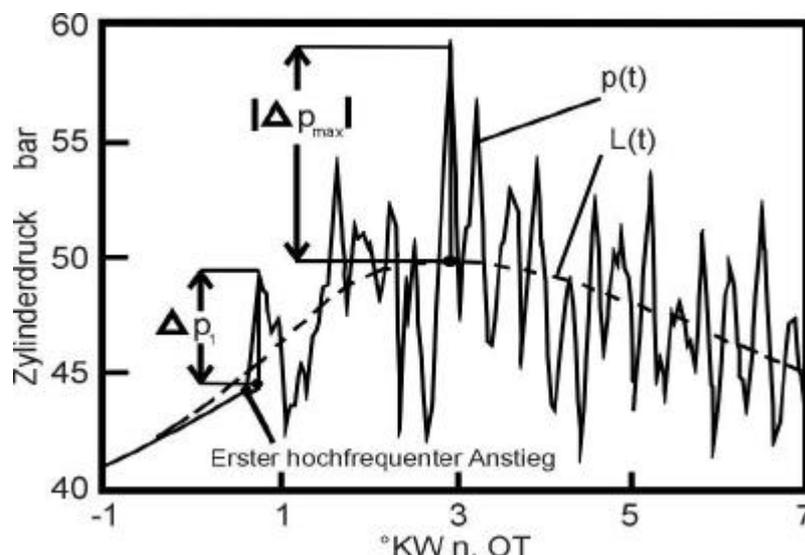


Abbildung 3.4-16 Klopfender Druckverlauf und Definitionen

Die Druckverlaufsanalyse bei klopfender Verbrennung zeigt bei einer statistischen Auswertung deutlich die stochastische Charakteristik des Klopfvorgangs. Für einen klopfend eingestellten Betriebspunkt klopfen nicht alle Arbeitsspiele mit gleicher Stärke. Vielmehr ändert sich die Klopfstärke von Zyklus zu Zyklus. Dieses Verhalten gibt die in Abbildung 3.4-17 dargestellte Häufigkeitsverteilung der betragsmäßig maximalen hochfrequenten Zylinderdruckamplituden  $|\Delta p_{\max}|$  wieder. Die Korrelation zwischen Klopfstärke  $|\Delta p_{\max}|$  und Klopfintensität  $KI$  zeigt Abbildung 3.4-18 als Auswertung von ca. 20.000 Zyklen. Auch hier ist die Bandbreite der zyklischen Schwankungen gut zu erkennen.

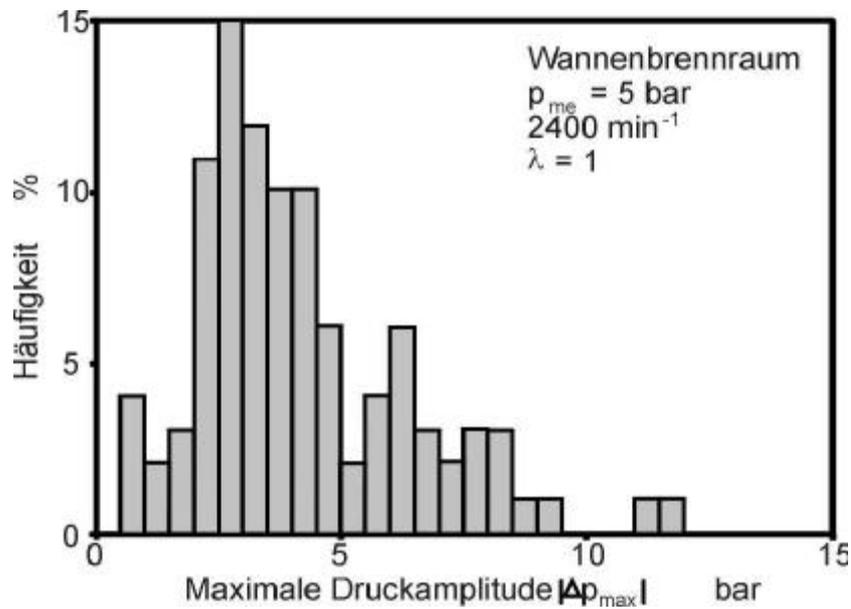


Abbildung 3.4-17 Häufigkeitsverteilung der Klopfstärke

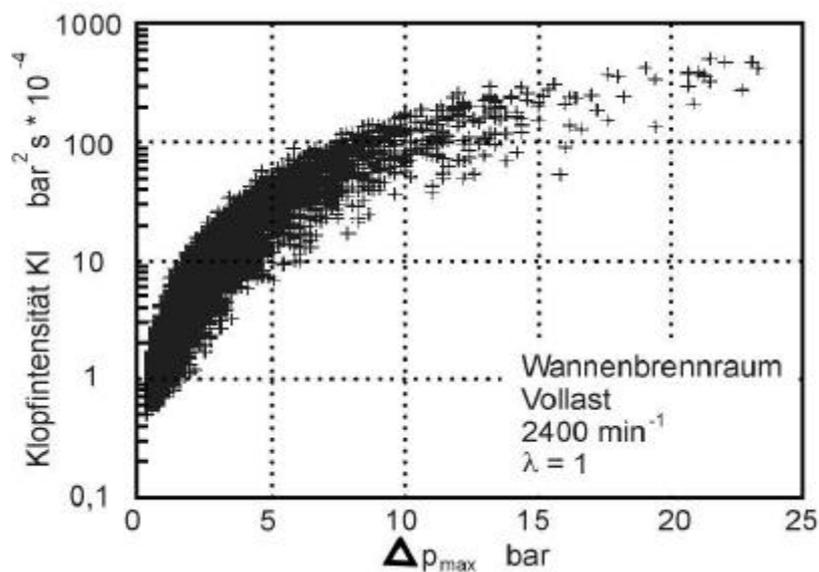


Abbildung 3.4-18 Vergleich der Klopfintensität mit der maximalen Zylinderdruckamplitude /34/

Die weitere Auswertung von Druckverläufen zur Brennfunktionsrechnung erfordert bei klopfender Verbrennung spezielle Rechenmodelle, da konventionelle Auswertprogramme die negativen Ausschläge der Druckschwingungen falsch interpretieren würden. Abbildung 3.4-19 zeigt mit einem diesbezüglich abgestimmten Rechenmodell berechnete Brennfunktionen für unterschiedliche Klopfstärken  $\Delta p_{max}$ . Alle Brennfunktionen weisen eine - durch die klopfende Verbrennung verursachte - Beschleunigung des Massenumsatzes nach. Darüber hinaus ist bereits anhand dieser Auswertung von Einzelzyklen erkennbar, daß diejenigen Zyklen, die schon während der normalen Verbrennung einen schnelleren Umsatz zeigen, sowohl früher als auch stärker klopfen. Weitere Untersuchungen im Rahmen des Sonderforschungsbereichs konnten diese grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen frühem Klopfbeginn und hoher Klopfstärke auch für unterschiedliche Brennräume bestätigen (siehe Abbildung 3.4-20).

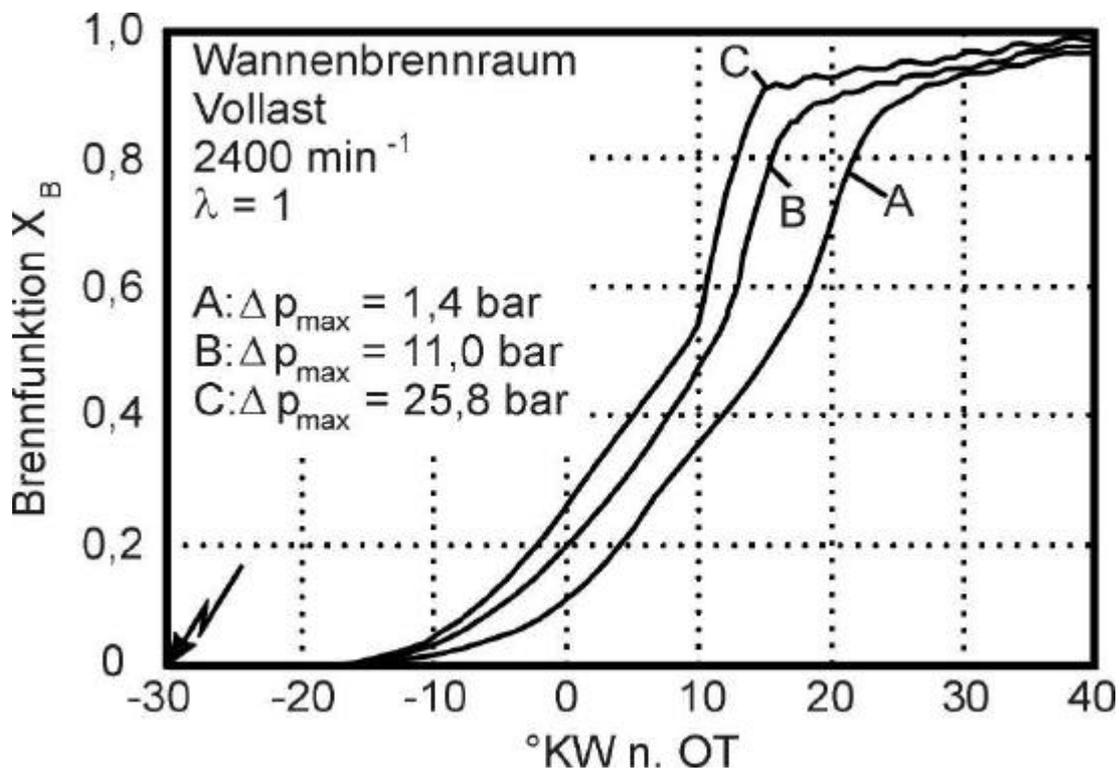
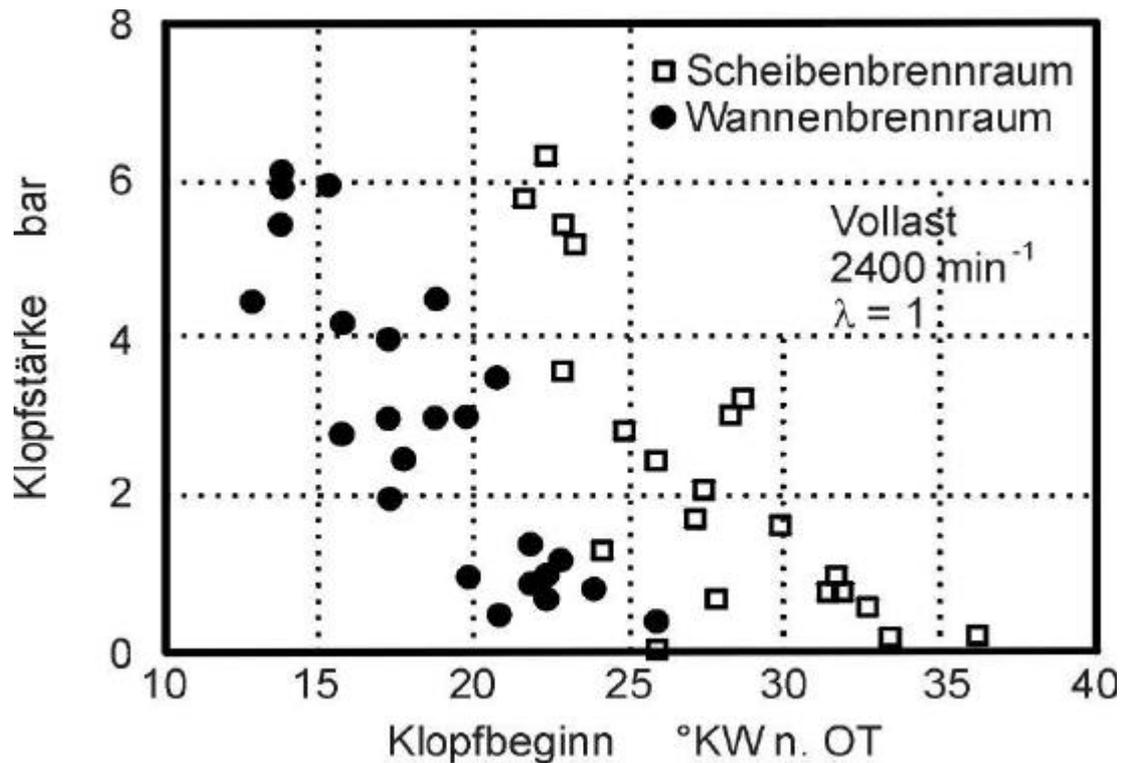
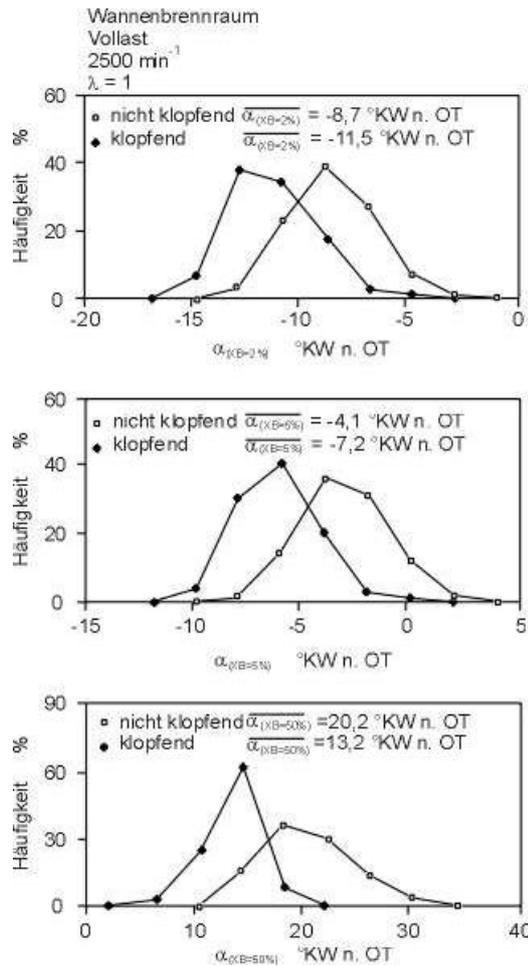


Abbildung 3.4-19 Brennverlauf bei klopfender Verbrennung



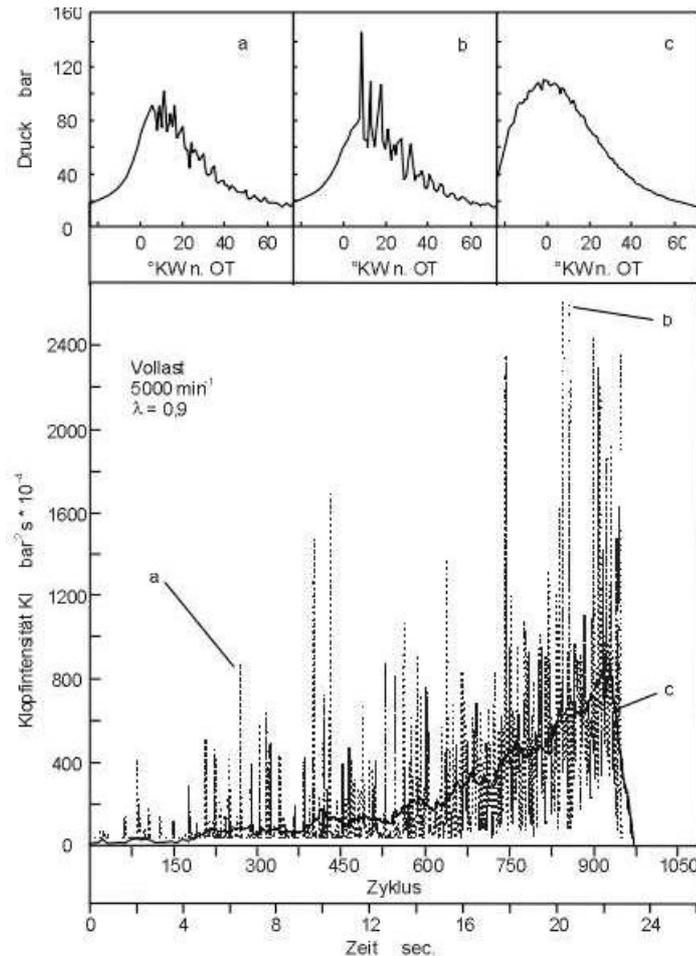
**Abbildung 3.4-20 Zusammenhang zwischen Klopfbeginn und Klopfstärke**

Eine statistisch gut abgesicherte Beschreibung dieser Zusammenhänge erfolgt in /34/. Hierzu wurde bei Vollastbetrieb der Zündwinkel derart eingestellt, daß ca. 20 % von insgesamt 1500 aufgenommenen Zyklen klopfende Verbrennung zeigten. Die Erkennung klopfender Arbeitsspiele erfolgte anhand eines Vergleichs des hochpaßgefilterten Druckverlaufs mit einem fest definierten Schwellwert. Bei Überschreiten dieses Schwellwerts wurde das zugehörige Arbeitsspiel als klopfend registriert. Abbildung 3.4-21 zeigt Klassierungen der charakteristischen Brennfunktionswerte 2 %, 5 % und 50 % Brennstoffmassenumsatz über dem Kurbelwinkel. Die als klopfend erkannten Arbeitsspiele erreichen den Zeitpunkt, zu dem 2 % der Brennstoffmasse umgesetzt sind, bereits 2.8 °KW früher als die nicht klopfenden. Ein Vergleich der Zeitpunkte für 5 % und 50 % Umsatz liefert den Nachweis, daß die Differenzen zwischen den Umsatzzeiten für klopfende und nicht klopfenden Zyklen im weiteren Verlauf der Verbrennung zunehmen. Die beobachtete schnellere Verbrennung der klopfenden Arbeitsspiele hat einen ähnlichen Effekt auf den Druckverlauf wie eine Vorverlagerung des Zündwinkels; sie verursacht höhere Zylinderdrücke und erhöht damit - wie die Stoßwellenrohruntersuchungen zeigen - die Klopfneigung erheblich. Bei den in /34/ beschriebenen Untersuchungen wurden außerdem nicht klopfende und klopfende Zyklen zum Zeitpunkt ähnlicher Flammenausdehnung analysiert. Hierbei ergaben sich bei den klopfenden Zyklen unmittelbar vor Klopfbeginn im Mittel 5 bar höhere Drücke und 25 K höhere Temperaturen.



**Abbildung 3.4-21 Klassierung der Zeitpunkte von 2 %, 5 % und 50 % Brennstoffmassenumsatz (nach /34/)**

In Abbildung 3.4-22 ist das Verhalten eines 2.0L-4V-Serienmotors im stark klopfenden Betrieb dargestellt. Aufgrund seiner in diesem Betriebspunkt starken Klopfneigung und der relativ frühen Zündung stellt sich instationäres Klopfen ein. Im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Untersuchungen, bei denen die Motoren über längere Zeit bei zwar stochastisch schwankenden Klopfintensitäten, jedoch stabil betrieben wurden, sind in diesem Fall ständig ansteigende Klopfintensitäten zu verzeichnen. Die Messung mußte nach ca. 22 s aufgrund von einsetzenden Glühzündungen abgebrochen werden. Die extremen Schwankungen der *KI*-Werte geben einmal mehr die stochastische Charakteristik der klopfenden Verbrennung im Motor wieder. Der Anstieg des ebenfalls dargestellten gleitenden Mittelwertes der *KI*-Werte zeigt, daß bei längerem klopfenden Betrieb steigende Bauteiltemperaturen eine Verstärkung der Klopfneigung und Klopfstärke verursachen können. In dem dargestellten Beispiel führt das heftige Klopfen zu derart hohen Bauteiltemperaturen, daß schließlich Glühzündungen auftreten. Diese führen in der Regel durch die enorme thermische Bauteilbelastung aufgrund von Anschmelzungen zu massiven Motorschäden.

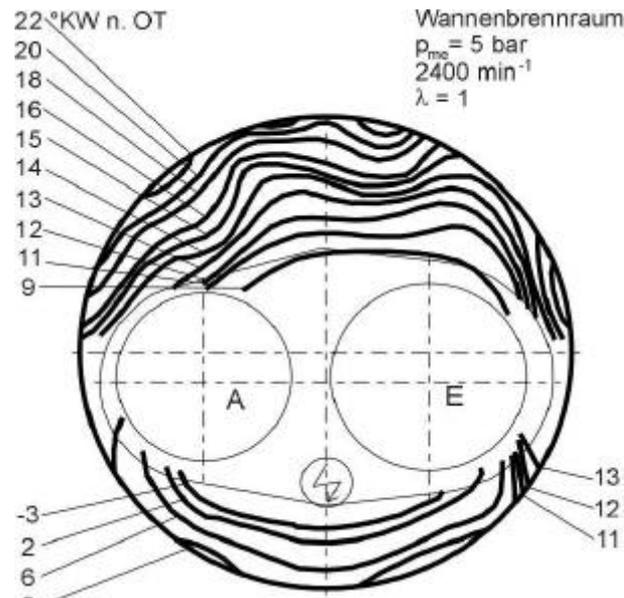


**Abbildung 3.4-22 Instationärer Klopfvorgang eines 2.0L-4V-Serienmotors**

### Flammenausbreitung

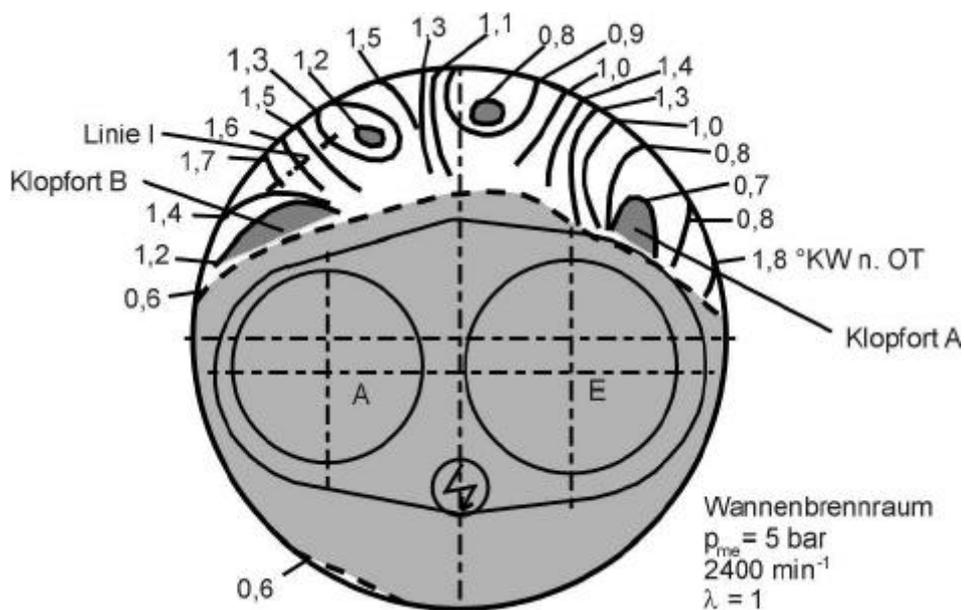
Erste Messungen der regulären und klopfenden Flammenausbreitung wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereichs mit Hilfe der Vielfach-Lichtleitmeßtechnik (siehe Kapitel 6) vorgenommen.

Ausgehend von der in Abbildung 3.4-23 dargestellten Flammenausbreitung eines Arbeitsspiels mit nicht klopfender Verbrennung sollen im folgenden die Besonderheiten der Verbrennung bei klopfendem Betrieb hergeleitet werden. Im Bild sind die Konturen der Flammenfront für unterschiedliche Kurbelwinkel dargestellt. Wie aus den Flammenkonturen ersichtlich, breitet sich die Flammenfront nach der Einleitung der Verbrennung durch die Zündkerze gleichmäßig in Richtung beider Quetschflächen aus. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront beträgt für diese „reguläre“ Verbrennung im Mittel 43.8 m/s bei Maximalwerten von bis zu 67 m/s.



**Abbildung 3.4-23 Reguläre Flammenausbreitung in einem nicht klopfenden Arbeitsspiel**

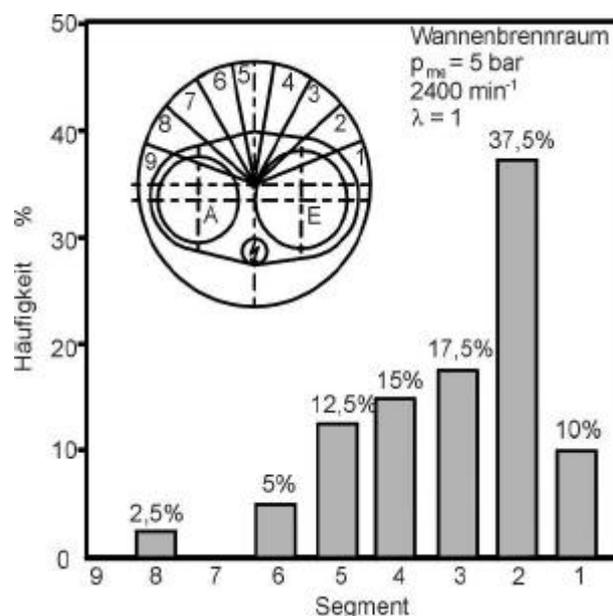
Abbildung 3.4-24 zeigt im Vergleich hierzu die Konturen der Flammenfront für ein Arbeitsspiel mit klopfender Verbrennung, wobei bei ansonsten unveränderten Randbedingungen nur der Zündwinkel verstellt wurde. Die Kontur der regulären Flammenfront bei Einsetzen der klopfenden Verbrennung ist bei 180,6 °KW gestrichelt dargestellt. Aufgrund der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit der klopfenden Verbrennung ändert sich ihre Position während des folgenden klopfenden Massenumsatzes praktisch nicht.



**Abbildung 3.4-24 Flammenausbreitung in einem klopfenden Arbeitsspiel**

Analog zu den Untersuchungen von /30/, /34/, /35/ wird der Endgasbereich als Entstehungsort klopfender Verbrennung detektiert. In dem dargestellten Arbeitsspiel wird die Entstehung des Klopfens, zeitlich geringfügig versetzt, an vier Stellen beobachtet. Für die Bereiche A und B kann aufgrund der begrenzten Auflösung des Sondenrastrers keine Aussage darüber gemacht werden, ob es sich um eine Beschleunigung der regulären Flamme oder um eine Selbstzündung unmittelbar vor der Flammenfront handelt. In den beiden anderen Bereichen ist jedoch die anormale Verbrennung deutlich als Selbstzündung zu erkennen. Hierbei werden z.B. auf der strichpunktierten Linie 'l' Ausbreitungsgeschwindigkeiten der klopfenden Flammenfront im Bereich von 590 m/s gemessen, die somit mehr als zehnmals so groß sind wie die mittlere Flammenfrontgeschwindigkeit im nichtklopfenden Betrieb.

Eine Antwort auf die Frage, in welchen Bereichen des Brennraums bevorzugt klopfende Flammenausbreitungen auftreten, liefert eine statistische Auswertung, deren Ergebnis in Abbildung 3.4-25 dargestellt ist. Hierzu wurde der der Zündkerze gegenüberliegende Querschnitt des Versuchsmotors in 9 fiktive Segmente aufgeteilt, die dem oberen Teil des Bildes zu entnehmen sind. Im unteren Teil des Bildes ist die Häufigkeitsverteilung der Bereiche dargestellt, in denen erste anormale Ausbreitungen der Flammenfront beobachtet wurden. Es ist zu erkennen, daß eine klopfende Flammenausbreitung vorzugsweise im Bereich des Einlaßventils auftritt, der von der normalen Flammenfront erst spät erreicht wird. So wurde beispielsweise in 37,5 % der ausgewerteten Arbeitsspiele das Einsetzen klopfender Flammenausbreitung im Segment 2 beobachtet.



**Abbildung 3.4-25** Bevorzugte Klopfentstehungsorte

Die dargestellte statistische Auswertung der Entstehungsorte klopfender Verbrennung belegt, daß auch diese Vorgänge zyklischen Schwankungen unterliegen. Die in Abbildung 3.4-26 gezeigte Analyse der beobachteten Ausbreitungsmodi klopfender Verbrennung gibt die ebenfalls große Schwankungsbreite dieser klopfenden Flammenausbreitungen wieder. Anhand des im unteren Teil des Bildes dargestellten Histogramms erkennt man, daß sich in 2/3 aller Fälle die Reaktionsfront ausschließlich (Klasse 1) oder vorwiegend (Klasse 2) durch den der Zündkerze gegenüberliegenden Quetschspalt vom Einlaßventil kommend in Richtung Auslaßventil ausbreitet. Die Klassen 3 und 4 beinhalten Arbeitsspiele, bei denen sich eine schnelle Reaktionsfront nur (Klasse 3) oder überwiegend (Klasse 4) vom Auslaßventil in Richtung Einlaßventil ausbreitet. Ebenfalls selten treten Arbeitsspiele auf, in denen nach Einsetzen der klopfenden Verbrennung im Beobachtungsraum eine schnelle Ausbreitung in Auslaß- und Einlaßventilrichtung erfolgt (Klasse 5). Klasse 6 beinhaltet schließlich Ausbreitungsformen, die sich nicht in diese Einteilung einordnen lassen.

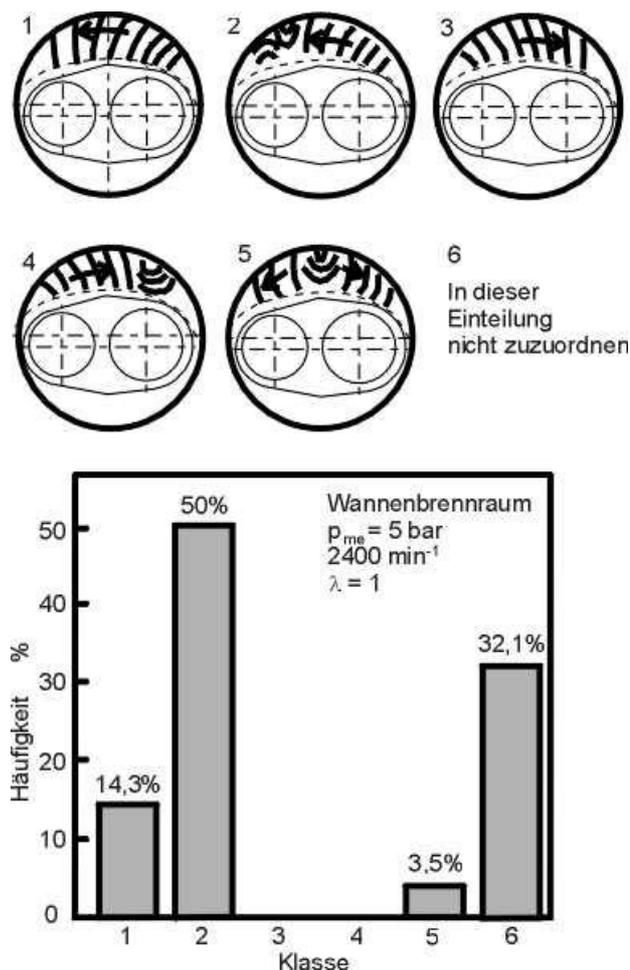
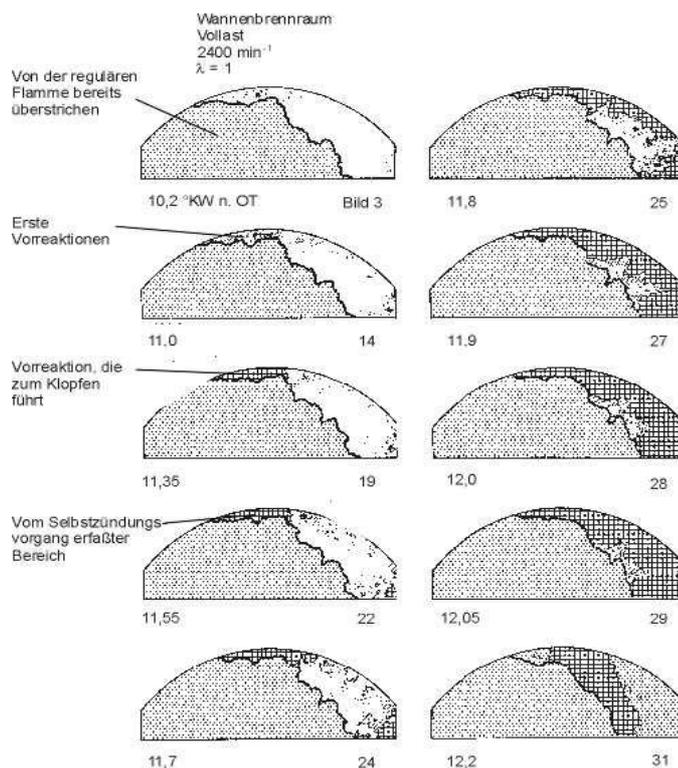


Abbildung 3.4-26 Ausbreitungsformen klopfender Verbrennung

## Vorgänge im Endgas

Nachdem die vorangegangenen Untersuchungen zur regulären und klopfenden Verbrennung den prinzipiellen Ablauf des Klopfens und insbesondere die bevorzugten Klopforte zum Gegenstand hatten, konzentrieren sich die im folgenden vorgestellten Analysen im wesentlichen auf die im Endgasbereich ablaufenden Vorgänge.

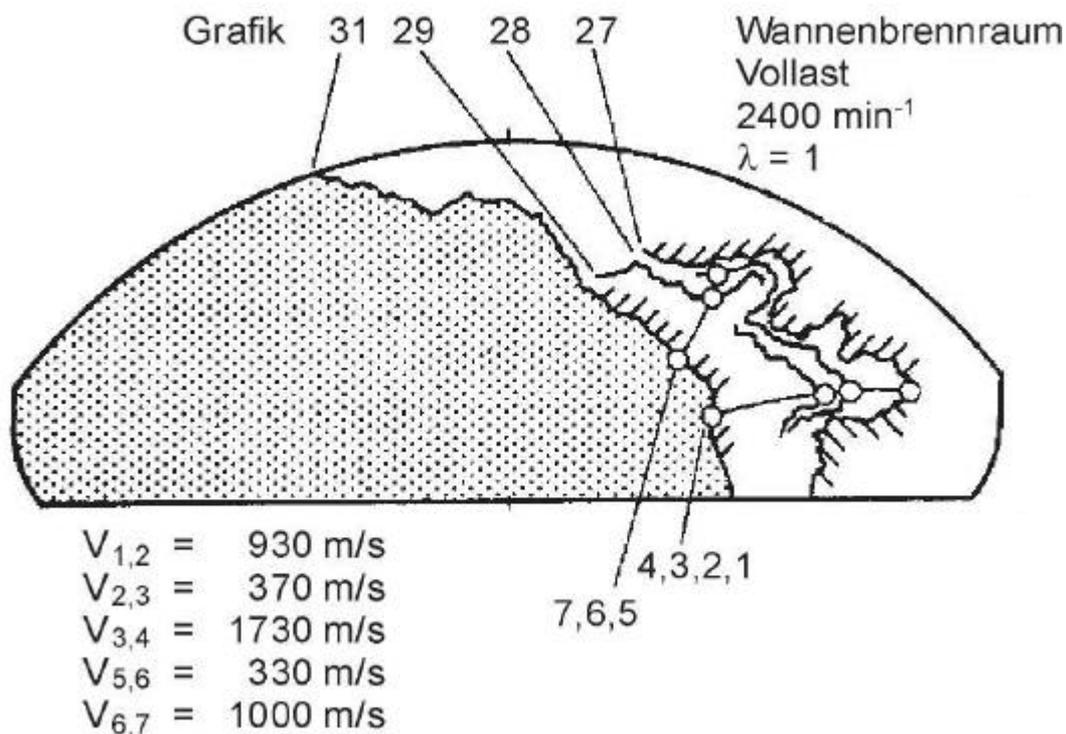
Um den Ablauf klopfender Verbrennung im Endgasbereich zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.4-27 grafisch aufbereitete Darstellungen ausgewählter Schlierenaufnahmen eines klopfenden Arbeitsspiels abgebildet. Die Aufnahmen wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit Hilfe des Toepplerschen Schlierenverfahrens aufgenommen. Bildfrequenz war 200.000 Bilder pro Sekunde. Zeitgleich wurde mit der Vielfach-Lichtleitmeßtechnik die Flammausbreitung beobachtet. Hierbei zeigte sich eine sehr gute Korrelation zwischen Schlierenaufnahmen und Lichtemissionserfassung durch die optischen Sonden.



**Abbildung 3.4-27 Grafische Schlierenausbreitung bei mittelstark klopfender Verbrennung**

Erste Vorreaktionen treten ab Grafik 3 in der oberen schmalen Frischgaszone auf. Diese leiten die praktisch homogene, aber nicht schlagartige Umsetzung eines größeren Bereichs bis Grafik 19 bzw. 22 ein, ohne daß dabei eine gerichtete Ausbreitung, ausgehend von einem Selbstzündungsherd, erkennbar würde. Dieser „statische“

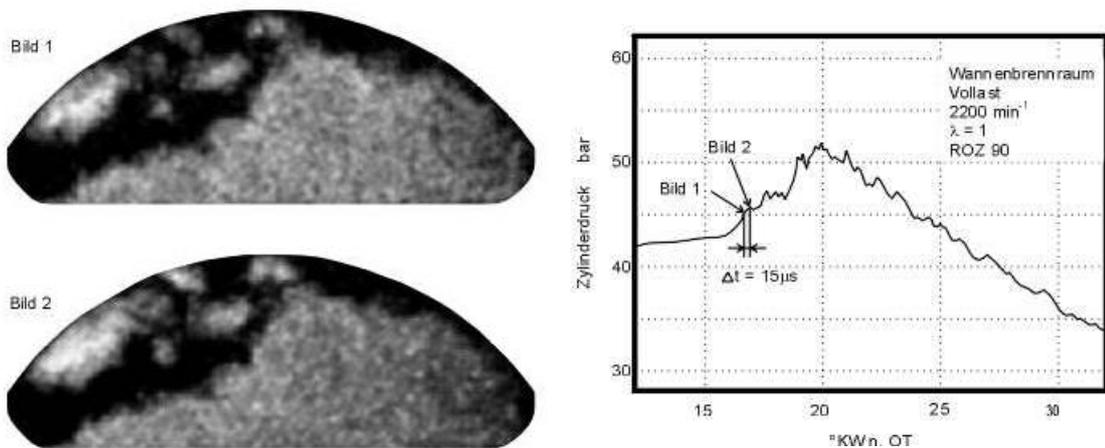
Charakter setzt sich bis etwa Grafik 27 fort. Zwar „wächst“ der von den Selbstzündungen und Vorreaktionen eingenommene Endgasbereich stetig, jedoch erscheint dieser Vorgang regellos, ohne Ausbreitungsrichtung. Vielmehr scheinen die weiteren Selbstzündungsherde unabhängig voneinander zu entstehen. Zu einem „dynamischen“ Vorgang mit gerichteter Ausbreitung wandelt sich der Selbstzündungsprozeß ab Grafik 27. Von nun an wird das Endgas mit nur kurzen Vorreaktionen sukzessive in zentraler Richtung entzündet, so daß die Berechnung sinnvoller Ausbreitungsgeschwindigkeiten möglich ist. Wie Abbildung 3.4-28 zeigt, sind die erreichten Geschwindigkeiten auffallend hoch. Mit Annäherung an die reguläre Flamme steigen sie auf maximal 1700 m/s, wobei die üblicherweise erkennbare, scheinbar „bremsende“ Wirkung der regulären Flamme nicht festzustellen ist. Somit wird die abgeschätzte Schallgeschwindigkeit des Frischgases um mehr als das Dreifache überschritten. Dieser extrem hohe Wert kann als kurzzeitig detonative Flammenausbreitung gedeutet werden /30/.



**Abbildung 3.4-28 Schlierenkonturen und zugehörige Ausbreitungsgeschwindigkeiten**

Klopfende Arbeitsspiele wurden ebenfalls mit Hilfe von zwei intensivierten CCD-Kameras aufgezeichnet. Hierbei wurde Kamera 1 über das Zylinderdrucksignal ausgelöst, die Belichtung von Kamera 2 erfolgte nach Ablauf einer definierten Zeitverzögerung (7-12  $\mu$ s). Die Aufnahme des Eigenleuchtens der Flamme zu zwei kurz hintereinander folgenden Zeitpunkten ermöglicht damit ebenfalls die Analyse der sehr

schnell ablaufenden Klopfvorgänge. In Abbildung 3.4-29 ist ein Arbeitsspiel dargestellt, in dem die sekundäre Selbstzündung ausbleibt und das gesamte Gemisch durch eine sich deflagrativ ausbreitende primäre Zündung aufgezehrt wird. In diesen Fällen können die für das Klopfen typischen Druckoszillationen, wie im Druckverlauf ersichtlich, nicht detektiert werden. Diese „sanfte“ Art der Selbstzündung kann durchaus als positiv bewertet werden, da sie sich durch einen beschleunigten Massenumsatz, jedoch ohne das Auftreten der schädlichen Druckspitzen, auszeichnet /35/.



**Abbildung 3.4-29 Aufnahme des Flammeneigenleuchtens: Selbstzündung ohne Klopfen**

Beide Beispiele zeigen bereits, daß der Ablauf der klopfenden Verbrennung sehr unterschiedlich sein kann. So treten nahezu homogene (simultane) Selbstzündungsprozesse ebenso auf wie Einzelzündherde, die das gesamte Endgas sukzessive aufzehren. Grundsätzlich zeigen die beschriebenen Untersuchungen, daß Klopfen durch Selbstzündungen im Endgas verursacht wird, die meist deutlich von der regulären Flamme getrennt sind. Nur in vereinzelt Fällen werden sie auch am Fuß der Flamme bzw. in Bereichen, die bereits von der primären Flamme durchlaufen wurden, beobachtet. Alle Aufnahmen belegen, daß die klopfende Verbrennung nicht auf eine in der Literatur vielfach diskutierte „Beschleunigung der Primärflamme“ zurückgeführt werden kann.

Vergleichbar zu den im Stoßwellenrohr ermittelten Ergebnissen zeigt die Beobachtung klopfender Verbrennung im Motor, daß der Selbstzündungsprozeß und damit die gesamte klopfende Verbrennung in zwei Stufen abläuft. Die der ersten Reaktionsstufe (Vorreaktionen) zuzuordnenden Vorgänge werden auf den Schlierenaufnahmen durch „sandige“ Strukturen oder großflächige Bereiche erkennbar, die sich von der Umgebung durch ihre Grautönung abheben. Darüber hinaus äußern sich diese Vorreaktionen in den mit der Vielfach-Lichtleitmeßtechnik analog aufgenommenen Lichtin-

tensitätsverläufen durch geringe, aber deutlich erkennbare Lichtemissionen. Aus diesen Vorreaktionen entwickelt sich die eigentliche Selbstzündung, die in Form dunkler Schlieren sichtbar wird. Der Ausbreitung dieser zweiten Reaktionsstufe sind stets Vorreaktionen vorgelagert. Entweder entwickeln sich die Vorreaktionen unmittelbar vor der sich ausbreitenden Sekundärzündungsfront oder der Selbstzündungsherd dehnt sich in eine schon „längere Zeit“ vorhandene Vorreaktionszone aus. Die Dauer der „statisch“ wirkenden Vorreaktionen variiert dabei erheblich (zwischen 10 und 100  $\mu\text{s}$ ).

Kurzzeitig hohe Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Sekundärzündungen im Frischgas korrelieren tendenziell mit hohen Klopfstärken  $Dp_{max}$ . So lassen sich zumindest für die mit Hilfe der Schlierentechnik aufgenommenen Arbeitsspiele hoher Klopfstärke meist Flammengeschwindigkeiten errechnen, die, bezogen auf den thermodynamischen Zustand im Frischgemisch, im Überschallbereich liegen.

Die Überschallausbreitung von Flammen in Frischgasbereiche ist nur möglich, wenn die chemische Reaktion durch eine schnelle adiabate Verdichtung angeregt wird, da die für eine „normale“ Flammenausbreitung verantwortlichen Wärmeleitungsprozesse viel zu langsam ablaufen. Die adiabate Verdichtung erfolgt durch die sich mit der Reaktionszone bewegende Stoßwelle. Somit bilden Stoßwelle und Reaktionszone gemeinsam eine Detonationswelle, wobei die bei der chemischen Reaktion freiwerdende Energie (Druckerhöhung) die verlustbehaftete Überschallausbreitung der Stoßwelle sichert.

Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß hohe Klopfstärken (Zylinderdruckamplituden) mit Stoßwellen verbunden sind. An dieser Stelle muß deutlich betont werden, daß der Ausbreitungsmechanismus der Selbstzündungen im Frischgas, wenngleich er mit Hilfe der Schlieraufnahmen als detonativ bezeichnet werden kann, keineswegs geklärt ist. Hierfür reicht eine Bildfrequenz von 200.000 Bildern pro Sekunde prinzipiell nicht aus. Der Grund hierfür liegt nicht in etwaigen Bewegungsunschärfen, sondern im zu großen zeitlichen Abstand der Einzelbilder. So kann nicht zweifelsfrei geklärt werden, ob sich bei den Detonationsvorgängen tatsächlich eine geschlossene Reaktionsfront kontinuierlich in das Frischgemisch ausbreitet, oder ob sich unmittelbar vor dieser „Front“ Gemischbereiche entzünden, die die schnelle Ausbreitung einer Front nur suggerieren.

Die Dauer des klopfend ablaufenden Endgasumsatzes, gemessen ab dem Selbstzündungsbeginn, scheint keinen Einfluß auf die Klopfstärke zu haben. So werden häufig sehr ausgedehnte „langsame“ Phasen der Selbstzündungsausbreitung beobachtet, denen eine meist „spät“ einsetzende, kurzzeitige Beschleunigung der Selbstzündung

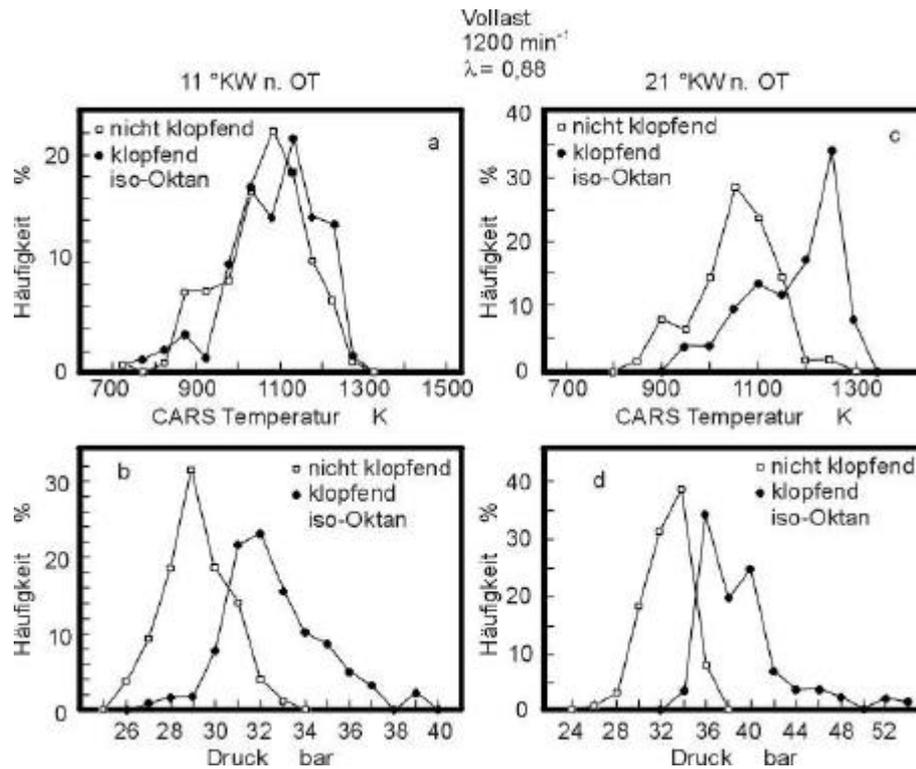
dungsfronten folgt. Allein dieser kurzzeitige, „dynamische“ Verbrennungsvorgang scheint den eigentlichen Einfluß auf die schwingungsfähige Gasphase auszuüben und die hochfrequenten Schwingungsamplituden in den Druckverläufen zu verursachen, die die Klopfstärke bestimmen. Somit kann auch festgehalten werden, daß die registrierten Stoßwellen eine Folge der Selbstzündungen sind und nicht deren Ursache.

Aus den hier durchgeführten Untersuchungen ergeben sich keine eindeutigen Hinweise, warum die Selbstzündungen grundsätzlich in Zonen einsetzen, die von der „normalen“ Flamme deutlich getrennt sind. Eine Erklärung hierfür können nach dem derzeitigen Wissensstand die im Stoßwellenrohr nachgewiesenen ausgeprägten Nichtlinearitäten bei der Abhängigkeit zwischen Zündverzugszeit und Temperatur sein („NTC-Verhalten“). Für diese Annahme sprechen die Untersuchungen mit Hilfe der zwei CCD-Kameras, bei denen ein Vergleich zwischen reinem iso-Oktan und einer iso-Oktan/n-Heptan-Mischung vorgenommen wurde. Iso-Oktan, das im Gegensatz zu n-Heptan keinen ausgeprägten negativen Temperaturkoeffizienten (NTC) aufweist, zeigt kaum von der primären Flamme getrennte Selbstzündungen. Bereits bei einem Mischungsverhältnis von 95% iso-Oktan und 5% n-Heptan konnten jedoch deutlich von der Primärflamme abgesetzte Selbstzündungen beobachtet werden. Schäpertöns /36/ vermutet, daß Selbstzündungen weit von der „normalen“ Flamme entfernter Gemischzonen beispielsweise von Ladungsinhomogenitäten oder heißen Stellen der Brennraumwände („hot spots“) verursacht werden.

### **Einflußparameter im Endgasbereich**

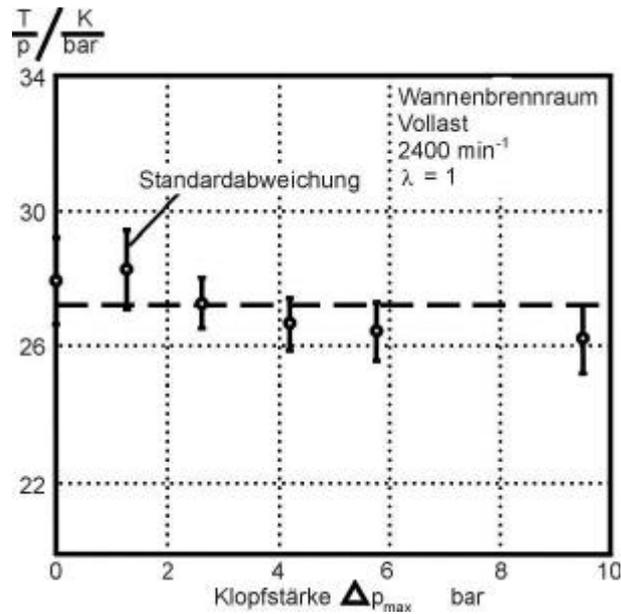
Im folgenden sind die Ergebnisse der Arbeiten zusammengefaßt, welche die Untersuchung der Parameter Temperatur, Druck, Restgaskonzentration, lokale Gemischzusammensetzung und Strömungsfeld im Endgasbereich zum Inhalt haben.

Von Kalghatgi et al. /37/ wurden für unterschiedliche Meßzeitpunkte Histogramme der Temperatur im Endgasbereich sowohl für klopfende als auch für nicht klopfende Arbeitsspiele ausgewertet (Abbildung 3.4-30). Die Erfassung dieser lokalen Endgastemperaturen erfolgte hierbei mittels CARS Thermometrie. In dem im linken oberen Teildiagramm dargestellten Histogramm zeigen sich für diesen frühen Meßzeitpunkt keine signifikanten Unterschiede bei den Endgastemperaturen. Erst zu dem im rechten oberen Teildiagramm dargestellten späteren Zeitpunkt ist die Verteilung der Endgastemperaturen für klopfende Arbeitsspiele deutlich zu höheren Werten hin verschoben. Abweichend von den beschriebenen Temperaturverteilungen im Endgas zeigen die im unteren Teil des Bildes dargestellten Klassierungen des Zylinderdrucks bereits beim frühen Aufnahmezeitpunkt für klopfende Arbeitsspiele eine Verschiebung des Mittelwertes um ca. 5 bar zu höheren Drücken.



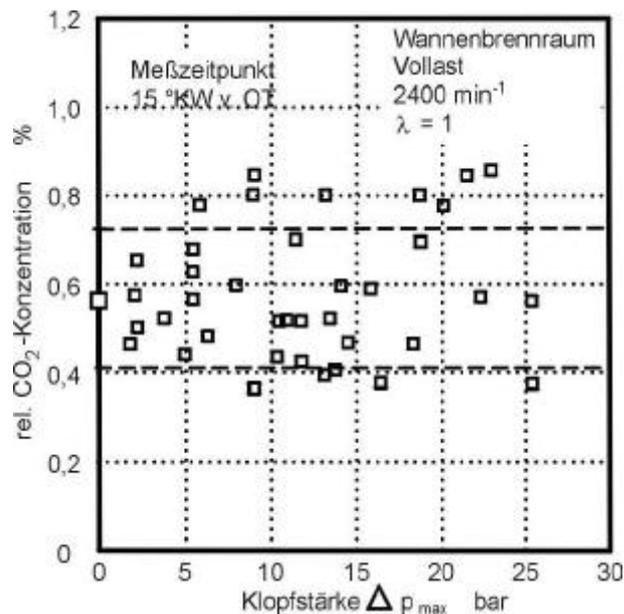
**Abbildung 3.4-30 CARS Thermometrie: Temperatur und Druck im Endgasbereich eines Scheibenbrennraums /37/**

Anhand dieser Auswertung läßt sich bereits vermuten, daß - analog zu /34/ - ein schnellerer Umsatz schon ab dem Zündzeitpunkt eine Hauptursache für das Auftreten klopfender Verbrennung ist. Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs ebenfalls mit CARS durchgeführte Untersuchungen zeigen, daß das Verhältnis von Temperatur und Druck im Rahmen der Standardabweichung der Mittelwerte der jeweiligen Klopfstärkeklassen keinen Einfluß auf das Klopfverhalten hat (siehe Abbildung 3.4-31) /38/. Die bei klopfenden Zyklen deutlich höheren Endgas-Temperaturen lassen sich somit auf eine Druckzunahme entsprechend der Idealgasgleichung zurückführen. Da mittels CARS-Thermometrie die Temperatur lokal ermittelt wird und der Zylinderdruck - zumindest vor Klopfbeginn - eine globale Kenngröße darstellt, deutet dieses Ergebnis auch auf eine relativ stabile Temperaturverteilung innerhalb des Endgasbereichs hin.



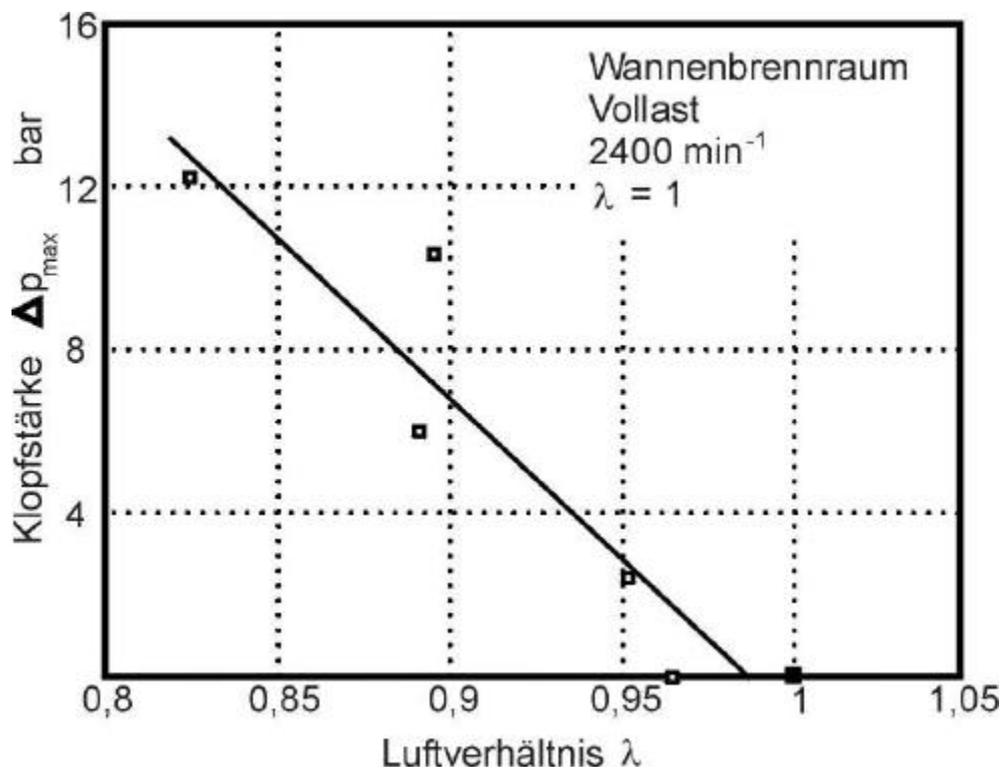
**Abbildung 3.4-31 CARS Thermometrie: Verhältnis von Druck und Temperatur im Endgasbereich und Klopfstärke**

Neben der Erfassung der Temperatur ermöglicht der Einsatz der CARS-Meßtechnik über die Bestimmung der lokalen  $\text{CO}_2$ -Konzentration die Abschätzung des Restgasanteils im Endgasbereich. In Übereinstimmung mit /9/ zeigen die in Abbildung 3.4-32 dargestellten  $\text{CO}_2$ -Konzentration von Einzelzyklen keinen Zusammenhang zur Klopfstärke der jeweiligen Zyklen.



**Abbildung 3.4-32 CARS  $\text{CO}_2$ -Konzentrationsmessung: Relative  $\text{CO}_2$ -Konzentration im Endgas und Klopfstärke**

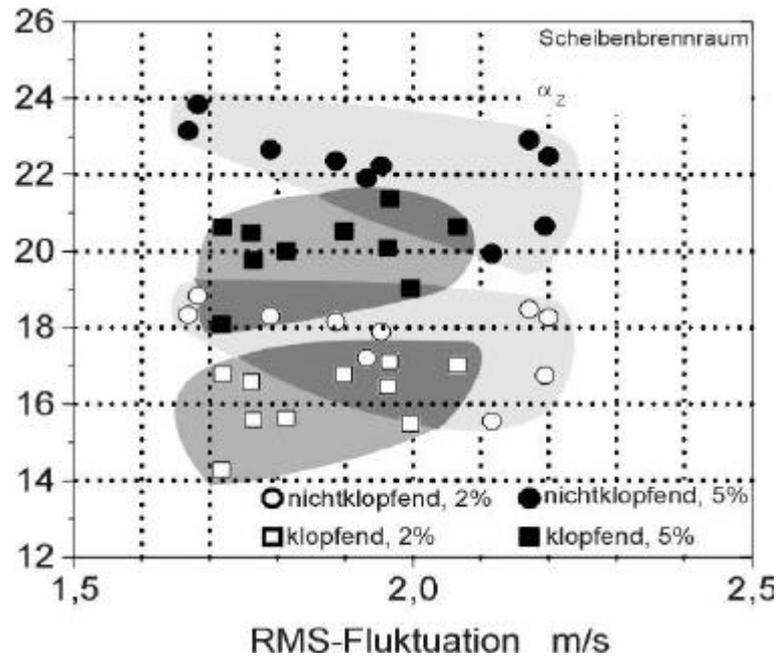
Abbildung 3.4-33 zeigt den Zusammenhang zwischen Klopfstärke und dem aus CARS-Einzelimpuls-Messungen ermittelten Luftverhältnis /38/. Die dargestellte Korrelation scheint zunächst eine Abhängigkeit der Klopfintensität von der Gemischqualität im Endgasbereich nachzuweisen. Heuser /34/ bediente sich bei seinen Untersuchungen eines im Endgasbereich angeordneten Gasentnahmeventils, um das Luftverhältnis zu bestimmen. Dabei zeigte sich bei relativ magerem Betrieb ( $I=1.2$ ) ebenfalls, daß klopfende Zyklen im Mittel ein fetteres Gemisch aufweisen als nicht klopfende Zyklen. Bei einer Gasentnahme in Zündkerzennähe stellte sich jedoch heraus, daß auch hier bei klopfenden Zyklen fetteres Gemisch vorlag. Dies läßt den Schluß zu, daß primäre Ursache für die hier auftretende klopfende Verbrennung ein in weiten Bereichen des Brennraums vorherrschendes fetteres Gemisch war, welches zu kürzeren Entflammungsphasen und schnelleren Verbrennungen führte.



**Abbildung 3.4-33 CARS Luftverhältnismessung: Luftverhältnis im Endgasbereich und Klopfstärke**

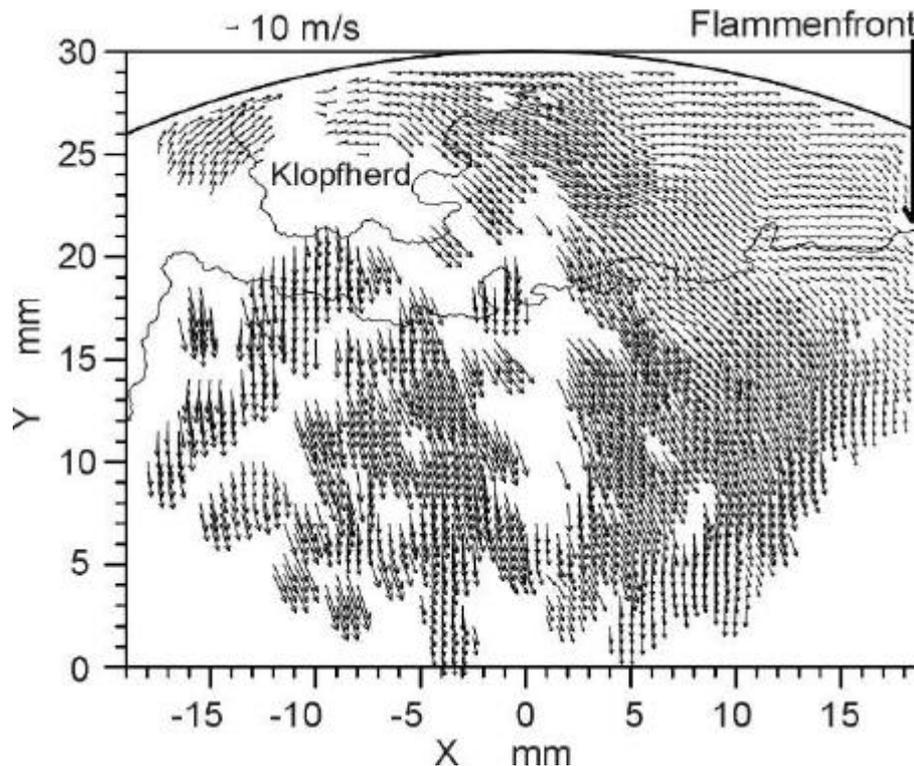
Die im Endgasbereich durchgeführten Analysen des Strömungsfelds mit Hilfe der Particle-Tracking- und Particle-Image-Velocimetry (siehe Kapitel 6) zeigen zunächst einen erheblichen Einfluß der Flammenausbreitung auf die Strömungsstruktur im Brennraum /39/. Obwohl die Messungen in der Zündkerze gegenüberliegenden Brennraumbereich durchgeführt wurden, weist das Strömungsfeld an dieser Stelle schon relativ kurz nach der Entflammungsphase Fluktuationen auf, die von der sich ausbreitenden Flammenfront herrühren. Das im Meßbereich detektierte Niveau der

Geschwindigkeitsfluktuation ist primär von der jeweils bis zum Meßzeitpunkt fortgeschrittenen Verbrennung abhängig, so daß eine Korrelation zwischen Strömungsfeld und nicht klopfender bzw. klopfender Verbrennung nicht eindeutig möglich ist. Abbildung 3.4-34 zeigt das Strömungsfeld zu Beginn einer klopfenden Verbrennung. Deutlich sind die von der primären Flammenfront und vom Klopfort ausgehenden Störungen im Strömungsfeld zu erkennen.



**Abbildung 3.4-34 PIV-Strömungsmessung: Strömungsfeld im Endgasbereich bei klopfender Verbrennung**

Eine für den Scheibenbrennraum durchgeführte Korrelation zwischen den Fluktuationen im Strömungsfeld des Endgasbereichs zu einem relativ frühen Zeitpunkt und dem Brennverzug der aufgenommenen Zyklen (Abbildung 3.4-35) zeigt jedoch ein interessantes Ergebnis: Für die nicht klopfenden Zyklen besteht ein Zusammenhang zwischen Brennverzug und RMS-Fluktuation. Da beim Scheibenbrennraum von einem weitgehend achsensymmetrischen Strömungsfeld auszugehen ist, spiegelt die Strömungsmessung im Endgasbereich auch den Zustand an der Zündkerze wider, d.h. die günstigen Entflammungseigenschaften korrelieren mit der Turbulenz zum Zündzeitpunkt. Für die klopfenden Zyklen gilt dieser Zusammenhang nicht. Offensichtlich wird die Entflammung dieser Zyklen durch andere Einflußparameter begünstigt.



**Abbildung 3.4-35 Brennverzug und Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit im Endgasbereich**

Die vorgestellten Untersuchungen zeigen, daß sich Unterschiede in Zustand und Zusammensetzung des Endgases weitestgehend auf den Ablauf der Verbrennung vor dem Auftreten von Selbstzündungsvorgängen zurückführen lassen. Zusammenfassend läßt sich somit folgern, daß die Eigenschaften der Gemischbildung, der Ladungsbewegung und der sich daraus ergebende Ablauf der Verbrennung den Zustand im Endgas, und damit auch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Selbstzündungsvorgängen bestimmen.

### **3.4.4 Simulationsrechnungen**

#### **3.4.4.1 Kinetik der Selbstzündung**

Umfangreiche Reaktionsmechanismen eignen sich nicht für den Einsatz in mehrdimensionalen Rechnungen. Daher sind verschiedene reduzierte Modelle entwickelt worden. Die wichtigsten Phänomene der Kohlenwasserstoff-Oxidation (kalte Flammen und Mehrstufen-Zündungen) konnten, zumindest qualitativ, durch Gray und Yang /40/ erklärt werden. Das erste quantitative Modell zur Beschreibung der Selbstzündung in  $C_7$ -/ $C_8$ -Alkan Mischungen war das sogenannte SHELL-Modell /41/. Es wurde mehrfach weiterentwickelt, u.a. von Cox und Cole /42/ und von Keck et al. /43/. Vor ihrem Einsatz müssen diese Modelle kalibriert werden. Dies geschieht durch

Anpassung der Reaktionsraten und/oder Gleichgewichtskonstanten in Reaktionen, die eine hohe Sensitivität bezüglich der Zündverzugszeit aufweisen (z.B. die Alkylperoxy-Isomerisierung) /44/. Die Reaktionsraten sind demnach „Mittelwerte“ und repräsentativ für diese Klasse von Reaktionen.

Im folgenden werden zwei „reduzierte“ Reaktionsmechanismen vorgestellt. Zum einen handelt es sich um ein reaktionskinetisches „Basismodell“, das ausgehend von dem in /45/ veröffentlichten Startmechanismus (n-Heptan), die wesentlichen Eigenschaften des reaktionskinetischen Systems nachbildet /46/. Zum anderen handelt es sich um ein empirisch reduziertes 5-Schritt Modell.

### **Reaktionskinetisches Basismodell**

Im Basismodell soll der Charakter der Elementarkinetik weitgehend erhalten bleiben. Das Verhalten verschiedener Alkane oder das ihrer binären Mischungen soll durch Manipulation eines minimalen Satzes kinetischer Parameter ermöglicht werden, und zwar in einer Form, die konsistent die quantitativen Unterschiede der Reaktivität einzelner Spezies im Niedertemperaturbereich berücksichtigt. Das Basismodell enthält insgesamt 21 Spezies in 30 Reaktionen /45/. Das Modell wurde mit den strukturabhängigen Niedertemperatur-Reaktionen an die in Kapitel 3.4.3.1 beschriebenen Stoßwellen-Experimente mit n-Heptan angepaßt.

Das Modellverhalten wurde in unterschiedlichen experimentellen Umgebungen geprüft, wobei alle Rechnungen zunächst unter Annahme räumlich homogener Bedingungen durchgeführt wurden. Mit dem reduzierten Basismodell wurde die Selbstzündung in stöchiometrischen n-Heptan-Luft (80 % N<sub>2</sub>, 20 % O<sub>2</sub>)-Gemischen bei Drücken bis zu 42.5 bar simuliert und die Zündverzugszeiten mit den in /47/ veröffentlichten experimentellen Ergebnissen verglichen.

### **5-Schritt-Mechanismus**

Müller et al. /45/ haben ein globales kinetisches 4-Schritt-Modell entwickelt, das mit einem Mindestmaß an Variablen die Oxidation von n-Heptan im Temperaturbereich von 600 bis 1500 K beschreibt. Es ist im Hinblick auf CFD-Anwendungen natürlich äußerst attraktiv. Der wesentliche Schwachpunkt dieses Modells liegt darin begründet, daß es ausschließlich auf thermischer Rückkopplung beruht. Eine Nachbildung der negativen Temperaturabhängigkeit der Zündverzugszeit im mittleren Temperaturbereich (NTC-Verhalten) ist damit nicht möglich /48/.

Das thermische Modell nach /45/ soll zum einen durch Einführung einer autokatalytischen Rückkopplung verbessert werden und zum anderen Mischungen der Referenz-

kraftstoffe n-Heptan und iso-Oktan unter Beibehaltung der einfachen Struktur abhängig von der Oktanzahl beschreiben können.

Die Grundstruktur des Modells ist in Tabelle 3.4-1 dargestellt.

**Tabelle 3.4-1 5-Schritt Mechanismus für iso-Oktan (Werte für n-Heptan in Klammern) /48/**

Reaktion	$H^0_{300}$ [kJ/mol]	A [mol, m <sup>3</sup> , s]	E/R [K]
1 $F \rightarrow X$	709.9	$5.0 \cdot 10^8$	18050
2 $X + 12,5 (11) O_2 \rightarrow P$	-4709.9	$7.0 \cdot 10^6$	7200
3+ $F + 2 O_2 \rightarrow I$	-53.9	$3.5 \cdot 10^9$	19500
		$(3.85 \cdot 10^{10})$	
3 $I \rightarrow F + 2 O_2$	53.9	$6.0 \cdot 10^{27}$	37500
4 $I \rightarrow 2 Y$	-60.0	$6.0 \cdot 10^7$	5000
		$(2.0 \cdot 10^8)$	
5 $Y + 0.5 F + 11.5 (10) O_2 \rightarrow P$	-3913.1	$1.0 \cdot 10^9$	16500

Mit Hilfe eines ebenfalls neuentwickelten, umfassenderen kinetischen Modells /49/ - auf das hier nicht weiter eingegangen werden soll - wurde das 5-Schritt-Modell „kalibriert“. Alle Rechnungen erfolgten zunächst wiederum nulldimensional unter Annahme räumlich homogener Bedingungen, wie sie z.B. in Stoßwellenrohren herrschen. Zum Vergleich sind experimentelle Daten aus Verdichtungsapparaturen /40/ ebenfalls herangezogen worden.

Neben reinen iso-Oktan-Luft Gemischen wurden auch unterschiedliche Mischungen der Referenzkraftstoffe iso-Oktan/n-Heptan untersucht und mit vorhandenen Experimenten verglichen, wobei auch das Luftverhältnis variiert wurde. Eine detaillierte Analyse des Modells ist in /48/ zu finden.

### Simulation der Klopfentstehung

In den ersten Rechnungen wurde das kinetische Basismodell mit einem einfachen Flammenmodell kombiniert, um die möglichen Implikationen des NTC-Verhaltens im Hinblick auf das Motorklopfen qualitativ abzuschätzen. Testrechnungen wurden unter vereinfachten Bedingungen durchgeführt (Kraftstoff: n-Heptan). Die Voraussetzungen/Randbedingungen waren wie folgt:

- Einfache Geometrie (zweidimensionaler Scheibenbrennraum)
- Zündung in der Mitte des Zylinderkopfes im oberen Totpunkt
- Beschreibung der Flammenausbreitung mit dem „Eddy-Dissipation-Concept!“ /50/
- „Umschaltalgorithmus“: wenn Transporteffekte der Flamme im Endgas spürbar werden, wird vom „kinetischen“ Modell auf das Flammenmodell umgeschaltet /51/. Ansonsten würde die Selbstzündung immer am Fuß der Flamme stattfinden

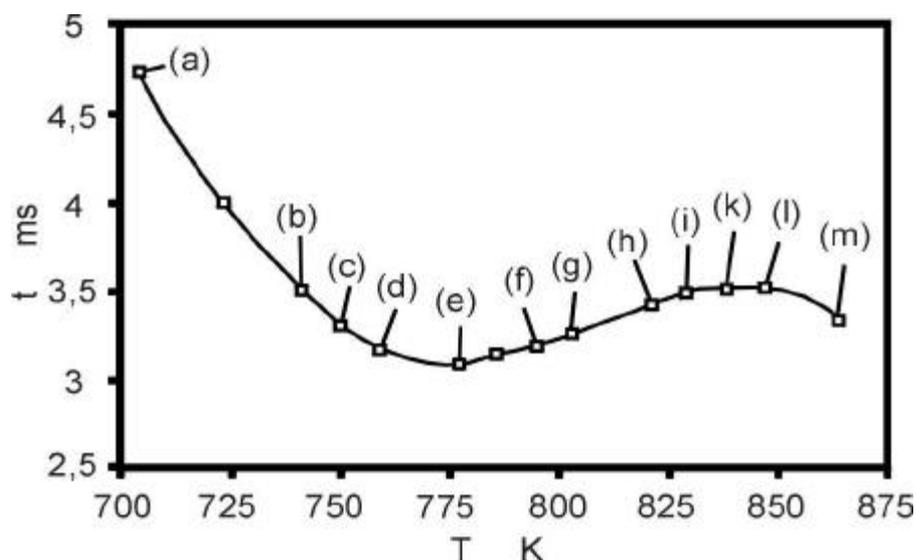
### Numerische Analyse

Die Randbedingungen und eingestellten Parameter sind in Tabelle 3.4-2 angegeben.

**Tabelle 3.4-2 Technische Daten und numerische Randbedingungen**

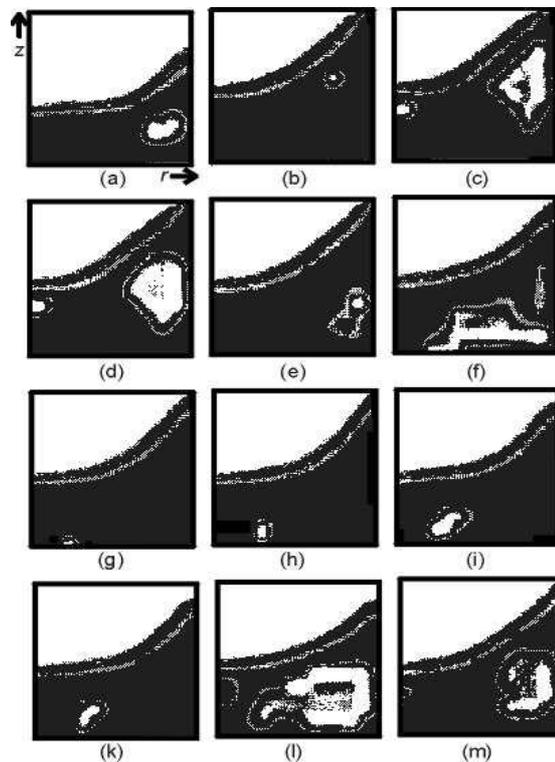
Parameter / Geometrie und Betriebsbedingungen			
Zündzeitpunkt	OT	Hub	232 mm
Zünddauer	$< 10^{-3}$ s	Bohrung	45 mm
Turbulente Mischungszeit	k/e	Verdichtungsverhältnis	11
Anfangsurbulenz	$u' = v' = 0.1$ m/s	Max. Kolbengeschwindigkeit	12 m/s
		Wandtemperatur	340 K
		Anfangsdruck	0.333 bar

Die Zündverzugszeit wurde als die Zeit definiert, die vom OT bis zum Erreichen des höchsten Druckgradienten verstreicht. Sie wurde für verschiedene Verdichtungsendtemperaturen  $T_C$  ermittelt (Abbildung 3.4-36).



**Abbildung 3.4-36 Einsetzen der Selbstzündung in Abhängigkeit von der Kompressionstemperatur  $T_C$  ( $p_c=7$  bar) während der Flammenausbreitung. Stöchiometrisches n-Heptan-Luft-Gemisch**

Bemerkenswert ist, daß sich bei n-Heptan als Kraftstoff das NTC-Verhalten auch bei Fremdzündung bemerkbar macht, womit eine Verschiebung des Selbstzündortes einhergeht (Abbildung 3.4-37). Im unteren Temperaturbereich ( $T_C < 770$  K) setzt die Selbstzündung im verhältnismäßig heißeren Kernbereich des Endgases ein - eventuell an mehreren Stellen gleichzeitig (Abbildung 3.4-37c, d). Demgegenüber verschiebt sich im NTC-Bereich der Ort der Selbstzündung in die kälteren Regionen des Brennraums (Abbildung 3.4-37f-k). Erst bei höheren Temperaturen setzt die Selbstzündung wieder im heißeren Kernbereich des Brennraums ein - ähnlich der Entwicklung bei niedrigen Temperaturen (vgl. Abbildung 3.4-37c und m).



**Abbildung 3.4-37 Einsetzen der Selbstzündung während der Flammenausbreitung bei verschiedenen Kompressionstemperaturen  $T_C$ , stöchiometrisches n-Heptan-Luft-Gemisch;  $p_c$  ca. 7 bar (die Kennzeichnung entspricht den Angaben in Abbildung 3.4-36)**

In den hier vorgestellten Rechnungen beschränkt sich der Einfluß der Flamme auf die Kompression (und die damit verbundene Erwärmung) des Endgases. Vorreaktionen im Endgas wirken sich hier nicht auf die Flammenausbreitung aus. Dennoch können sie - wenn das Endgas durch Vorreaktionen genügend sensibilisiert worden ist und unmittelbar vor der Selbstzündung steht - zu einem Wechsel im Ausbreitungsmodus führen. Die Reaktionsfront pflanzt sich mit einer sehr hohen „Selbstzündungsausbreitungsgeschwindigkeit“ fort, die aber keine Detonation darstellt /52/. Dies wurde experimentell u.a. von Curry et al., ebenfalls in n-Heptan-Luft-Gemischen, beobachtet /13/.

Hier konnten derartige Effekte allerdings aufgrund der Beschränkungen des Modells nicht simuliert werden.

In den meisten Fällen erfolgte die Selbstzündung in zwei Stufen. Die Formaldehyd-Konzentration nahm nach der ersten Stufe hohe Werte an, oftmals mit einem Maximum in den anfänglich kälteren Regionen des Brennraums. Dort setzte dann auch die zweite Stufe der Zündung ein. Einzelheiten sind in /46/ veröffentlicht.

Zweifellos spielen gasdynamische Effekte beim Klopfen im Motor eine entscheidende Rolle. Druckoszillationen (das eigentliche Klopfen) traten in den Simulationen in verstärkter Form gerade dann auf, wenn die Selbstzündung an mehreren Orten gleichzeitig erfolgte. Inwieweit allerdings Druckwellen an der Auslösung der Selbstzündung beteiligt sind, konnte (und sollte) hier nicht geklärt werden. Dies ist Gegenstand laufender Forschungen. Die hier simulierten Selbstzündungen haben ausschließlich kinetische Ursachen.

Die obige Rechnung wurde zwar mit einem kinetisch aussagekräftigen Modell durchgeführt, die Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung ist aber verbesserungsbedürftig. Der oben vorgestellte erweiterte pdf-Ansatz, in dem eine Transportgleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichte der thermochemischen Zustandsvariablen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode gelöst wird, stellt einen Schritt in diese Richtung dar. Damit kann der Einfluß der Turbulenz auf die Entstehung der in Experimenten oftmals beobachteten großen Anzahl von „Selbstzündungsherden“ untersucht werden. In Verbindung mit dem 5-Schritt-Reaktionsmodell - für den allerdings noch ein effizientes Interpolationsverfahren in Verbindung mit einem look-up-table zu entwickeln ist - ergibt sich ein wirkungsvolles Simulationsinstrument zur Analyse klopfender Verbrennung.

#### **3.4.4.2 Numerische Simulation des Übergangs von Deflagration zu Detonation (DDC)**

In den numerischen Simulation werden Vorgänge, die in der turbulenten Flammenzone ablaufen, vernachlässigt. Relevant für DDT bei der Verbrennung stark vorkomprimierter explosiver Gemische beim motorischen Verbrennungsvorgang sind gasdynamisch-chemische Wechselwirkungen in von der Flamme entfernten Explosionszentren, die durch Aufheizung des unverbrannten Gases aufgrund von starken Druckwellen in Verbindung mit hohen turbulenten Brenngeschwindigkeiten entstehen (Klopfen).

Die spontane Entwicklung einer Detonation aufgrund der resonanten Wechselwirkung, **SWACER-Mechanismus** (**S**hock **W**ave **A**mplification by **C**oherent **E**nergy **R**elease), von Selbstzündungen und den damit verbundenen Druckwellen wird hier zunächst durch Lösung der eindimensionalen, reaktiven Euler-Gleichungen für Anfangsverteilungen nahe der Selbstzündungsgrenze und mit örtlichen Temperaturgradienten veranschaulicht. Die Erklärung dieser spontanen Entstehung einer Detonation beruht darauf, daß die Zündverzugszeit  $t_i(T)$  im allgemeinen eine stark fallende Funktion der Temperatur ist. Bei einem vorgegebenen Temperaturgradienten  $T_x$  beträgt die Erhöhung der Zündverzugszeit von einem Ort  $x$  mit Temperatur  $T(x)$  zum Nachbarort  $x+Dx$  mit Temperatur  $T + T_x Dx$

$$\Delta t_i = (t_i)_x \cdot \Delta x = (t_i)_T \cdot T_x \cdot \Delta x \quad (3.4-4)$$

Verschiedene Regimes der Interaktion von Zündung und Druckwellenausbreitung liefert der Vergleich der Schallgeschwindigkeit  $c(x)$  mit der lokalen Geschwindigkeit  $u_{sp}(x)$ ,

$$u_{sp}(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left[ \frac{\Delta x}{\Delta t_i} \right] = (t_i)_x^{-1} = [(t_i)_T \cdot T_x(x)]^{-1}, \quad (3.4-5)$$

mit der die Zündfront voranschreitet. Im Regime  $u_{sp}(x) \ll c(x)$  ist die Zündfront sehr viel langsamer als die Druckwellen, die Verbrennung läuft isobar ab. Diffusive Prozesse unterstützen bei großen Temperaturgradienten die Ausbildung einer Deflagration. Der andere Fall,  $u_{sp}(x) \gg c(x)$ , ist gekennzeichnet durch sehr kleine Temperaturgradienten, bei denen die Druckwellen die Zündfront nicht einholen können. Den Grenzfall stellt die isochore Explosion im gesamten Gebiet dar. Schwache Detonationen wurden numerisch als transiente Erscheinungsformen /53/, /54/ produziert oder in speziellen Gasgemischen /55/, /56/ beobachtet. Der resonante Bereich, in dem Zündfront und Druckwellen ungefähr gleich schnell sind, wird durch das Zeldovic-Kriterium,  $c(x) \approx u_{sp}(x)$ , beschrieben. Für eine Ein-Schritt-Kinetik wurde die Zündverzugszeit asymptotisch hergeleitet ( $B$  Frequenzfaktor,  $T_E$  Aktivierungstemperatur,  $T_Q$  bezogene Verbrennungswärme):

$$t_i(T) = \frac{1}{B} \cdot \frac{T}{T_Q} \cdot \frac{\exp(T_E/T)}{T_E/T}. \quad (3.4-6)$$

Aus  $c(x) \approx u_{sp}(x)$  folgt ein Ausdruck für den kritischen Temperaturgradienten der Anfangsverteilung

$$L^{-1} = \left| \frac{d \ln T(x)}{dx} \right| \approx \frac{1}{c(x) \cdot t_i(x)} \cdot \frac{T(x)}{T_E}, \quad (3.4-7)$$

bei dem das Kriterium erfüllt ist. Jedem charakteristischen Längenmaß der Temperaturänderung  $L = |(d \ln T(x))/dx|^{-1}$  wird durch dieses Kriterium eine kritische Temperatur  $T_Z$  zugeordnet. Typische Werte liegen bei  $L \approx 1$  cm und  $T_Z \approx 1100$  K /57/.

Die Aufsteilung zur Detonation erfolgt demnach nur, wenn die kritische Temperatur im Intervall der linearen Anfangsverteilung, gegeben durch die maximale Temperatur  $T_{max}$ , die minimale Temperatur  $T_{min}$  und die Länge der Temperaturrampe, enthalten ist:

$$T_{min} < T_Z < T_{max} \quad (3.4-8)$$

Wichtig bei der klopfenden Verbrennung ist, daß das Endgas einer kontinuierlichen Kompression unterliegt. Dadurch verschiebt sich bei im wesentlichen gleichen Temperaturfluktuationen die Hintergrundtemperatur. Zu bestimmten Zeitpunkten ist dann an bestimmten Orten das Zeldovic-Kriterium automatisch erfüllt.

Hierzu werden Simulationen vorgestellt, die aus /58/ entnommen sind. Dazu wurde zur Zeit  $t=0$  in einem Rechengebiet  $x \geq 0$  eine rampenförmige Temperaturverteilung der Länge  $L$  mit negativer Steigung -  $T_x = (T_{max} - T_{min})/L$

$$T(x) = \begin{cases} T_{max} + T_x \cdot x & \text{für } 0 \leq x \leq L \\ T_{min} & \text{für } x > L \end{cases} \quad (3.4-9)$$

vorgegeben. Die Anfangsverteilungen von Druck und Brennstoff sind im ruhenden Gemisch konstant:  $u(x,t=0) = 0$ ,  $p(x,t=0) = p_0 = 1$  atm,  $Y(x,t=0)=1$ . Als Randbedingung zur Zeit  $t>0$  an der Stelle  $x=0$  wurde eine feste Wand vorgeschrieben. Neben den Konstanten des Gases ( $g = 1.4$ ,  $T_Q = Q/c_v = 2400$  K) und der Kinetik ( $T_E = 12000$  K,  $B = 1.7 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup>) wird die maximale Temperatur  $T_{max} = 1350$  K festgelegt. Die numerische Simulation erfolgte in Anlehnung an die Gitterschrittweite aus /57/ mit  $\Delta x = 5 \cdot 10^{-4}$  cm, die einer numerischen Auflösung der gesamten Zone der chemischen Reaktion nach Ausbildung der Detonation von ca. 20 Punkten entspricht. Zwei Fälle werden für die numerische Simulation unterschieden, die in Abbildung 3.4-38 und Abbildung 3.4-39 dargestellt sind. Es wird jeweils der maximale numerische Druck unmittelbar vor der Reaktionszone als von-Neumann-Druck identifiziert und örtlich zu jedem Zeitpunkt aufgetragen und mit dem theoretischen von-Neumann-Druck, der aus der Anfangsverteilung resultiert, verglichen. Daß der numerische Druck den theoretischen nicht erreicht, liegt am „Klipping“ von Druckspitzen im Capturing-Verfahren. Rechnungen mit höherer Auflösung zeigen ein Annähern des numerischen Drucks an den theoretischen.

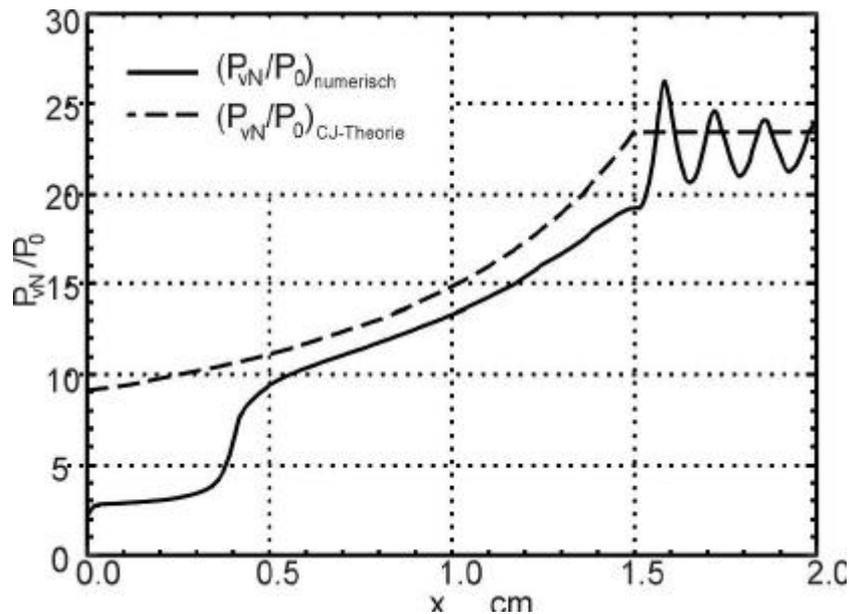


Abbildung 3.4-38 Örtlicher, bezogener von Neumann-Druck  $P_{vN}(x)/P_0$  aus der numerischen Simulation und nach CJ-Theorie aus der Anfangsverteilung für Temperaturgradienten  $-600\text{K/cm}$  und  $T_{\min} = 450\text{ K}$

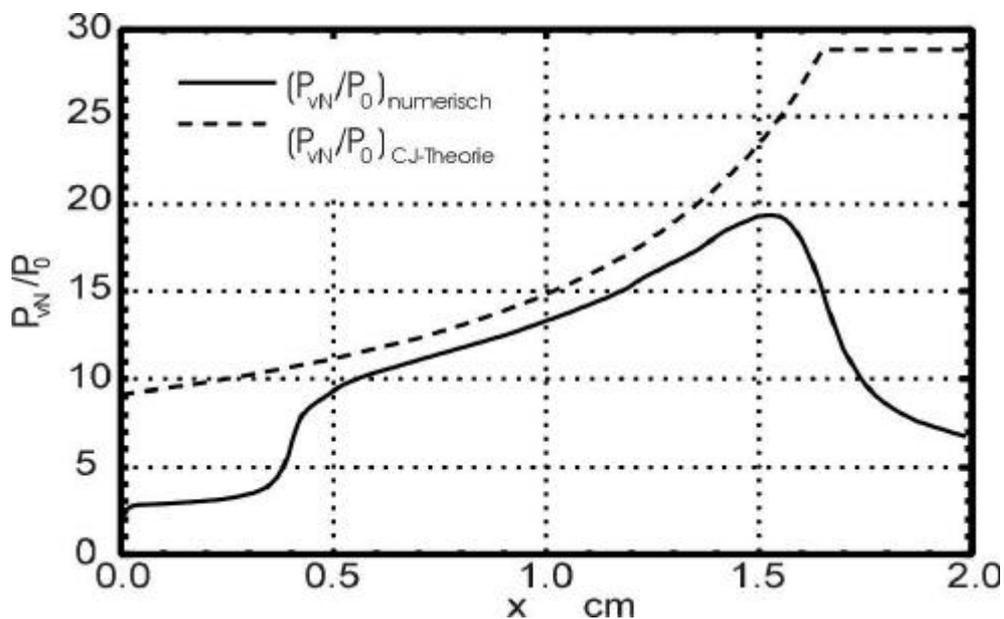


Abbildung 3.4-39 Örtlicher, bezogener von Neumann-Druck  $P_{vN}(x)/P_0$  aus der numerischen Simulation und nach CJ-Theorie aus der Anfangsverteilung für Temperaturgradienten  $-600\text{K/cm}$  und  $T_{\min} = 360\text{ K}$

**Fall 1.** In den Rechnungen zu Abbildung 3.4-38 wurde ein negativer Temperaturgradient von  $-600 \text{ K/cm}$  vorgegeben. Die Temperatur außerhalb der Rampe im homogenen Frischgas betrug  $T_{\min} = 450 \text{ K}$ . Der dargestellte Druckverlauf kann in vier Bereiche eingeteilt werden.

1. Eine Explosion konstanten Volumens bei hohen Temperaturen von  $1000 \text{ K} < T(x) < 1350 \text{ K}$  im Bereich  $0 < x < 0.45 \text{ cm}$  mit einem maximalen Druckverhältnis  $p/p_0 < 3$ .
2. Die spontane Initiierung einer Detonation bei  $x \approx 0.45 \text{ cm}$  und einer Temperatur von  $T(x) \approx 1100 \text{ K}$  bei  $P_{vN} \gg P_{vNCJ}$ .
3. Das Wandern und Aufsteilen der Detonation in den vorkonditionierten Bereich  $0.45 \text{ cm} < x < 1.53 \text{ cm}$  hinein mit einem maximalen Druck  $P_{vN}$  nahe dem lokalen Chapman-Jouguet-Wert (CJ-Wert) von  $12 < P_{vNCJ}/P_0 < 23$ .
4. Eine gedämpfte Oszillation des Endwertes um den lokalen Druck  $P_{vNCJ}/P_0$ .

**Fall 2.** In Abbildung 3.4-39 ist der Druckverlauf  $P_{vN}/P_0$  für einen Temperaturgradienten von  $-600 \text{ K/cm}$  wie in Abbildung 3.4-38 dargestellt. Hier liegt jedoch eine niedrigere Temperatur im Frischgas von  $T_{\min} = 360 \text{ K}$  vor. Nach einer anfänglichen Druckentwicklung und dem Aufsteilen einer spontanen Detonation kommt es zu einem plötzlichen Verlöschen der Detonation bei  $x \approx 1.53 \text{ cm}$  und  $T \approx 430 \text{ K}$ . Die Detonation hat dann noch nicht das kalte, gleichförmig vorkonditionierte Gemisch erreicht. Die Reaktionsfront fällt dabei hinter den führenden Stoß zurück, dessen Intensität kontinuierlich abnimmt.

Die lokale Auswertung des Zeldovic-Kriteriums erklärt die Aufsteilung der Druckwellen in beiden Fällen /58/, wonach es im Bereich  $0.35 \text{ cm} < x < 0.55 \text{ cm}$  zum Auftreten einer spontanen Detonation kommen soll. Dies stimmt mit der Rechnung aus Abbildung 3.4-38 sehr gut überein. Das Verlöschen in Abbildung 3.4-39, wo das Frischgas zu kalt wird, kann durch das Zeldovic-Kriterium nicht erklärt werden.

Eine Erweiterung des Zeldovic-Kriteriums wird in /57/ durch das Einbeziehen einer notwendigen minimalen Temperatur  $T_C$ , unter der es zum Verlöschen kommt, vollzogen. Daraus ergibt sich die Zusatzbedingung  $T_C < T_{\min}$ . In /57/ wird eine aus numerischen Simulationen ermittelte Abhängigkeit zwischen  $T_C$  und dem Temperaturgradienten angegeben. Dabei folgt  $T_C$  aus dem Vergleich der Zeitskala  $t_R$  für die chemische Reaktion mit der Zeitskala  $t_e$  für die Evolution der Druckwelle zu einer CJ-Detonation.  $t_e$  wird durch numerische Experimente ermittelt. Es wird dabei die Annahme getroffen, daß  $t_R$  proportional zur Zündverzugszeit im lokalen von-Neumann-Zustand  $t_{vN}$  ist.

### Simulation von DDT in einer Dimension

Nachfolgend werden Ergebnisse aus /59/ zur numerische Simulation der resonanten Interaktion von Gasdynamik und Chemie vor der Flamme in einem vorkonditionierten Brenngas vorgestellt. Am geschlossenen Ende ( $x=0$ ) eines 20 m langen Rohres wird eine Deflagration in ruhendem Gemisch ( $u(x,t=0) = 0$ ) mit Anfangsdaten  $T_0 = 600$  K,  $p_0 = 2$  bar,  $r_0 = 1.11$  kg/m<sup>3</sup> gezündet. Am Anfang bewegt sich die Flamme mit der laminaren Brenngeschwindigkeit nach /60/ relativ zum bewegten, unverbrannten Gas. Die turbulente Beschleunigung wird durch die zeitabhängige Vorgabe der Flammenoberfläche  $s(t)$

$$\frac{\sigma(t) - \sigma_{\min}}{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}} = 1 - \left[ 1 + \frac{t}{\tau} \right] \cdot e^{-t/\tau} \quad (3.4-10)$$

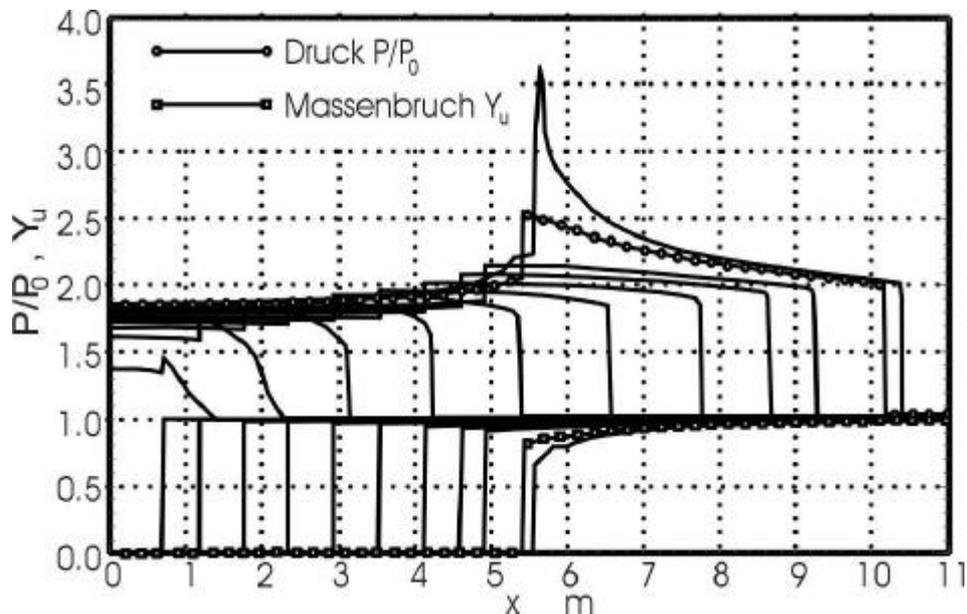
mit den Konstanten  $s_{\min} = 1$ ,  $s_{\max} = 60$  und  $\tau = 0.44$  ms modelliert. Die Konstanten der Reaktionskinetik sind gegeben durch  $T_E = 8400$  K und  $B = 5 \cdot 10^5$  s<sup>-1</sup>. Das Gas wird zusätzlich beschrieben durch die Konstanten  $g = c_p/c_v = 1.28$  und  $T_Q = Q/c_v = 2609$  K.

Aus den Anfangsbedingungen und den Konstanten folgt die Halbreaktionslänge der Chapman-Jouguet-Detonation bezogen auf den Anfangszustand zu  $L_{1/2} \approx 1.9$  cm. Die Gitterschrittweite  $\Delta x = 1$  cm liefert somit eine numerische Auflösung von  $L_{1/2} / \Delta x \approx 2$  Punkten pro Halbreaktionslänge (CFL-Zahl  $c = 0.5$ ).

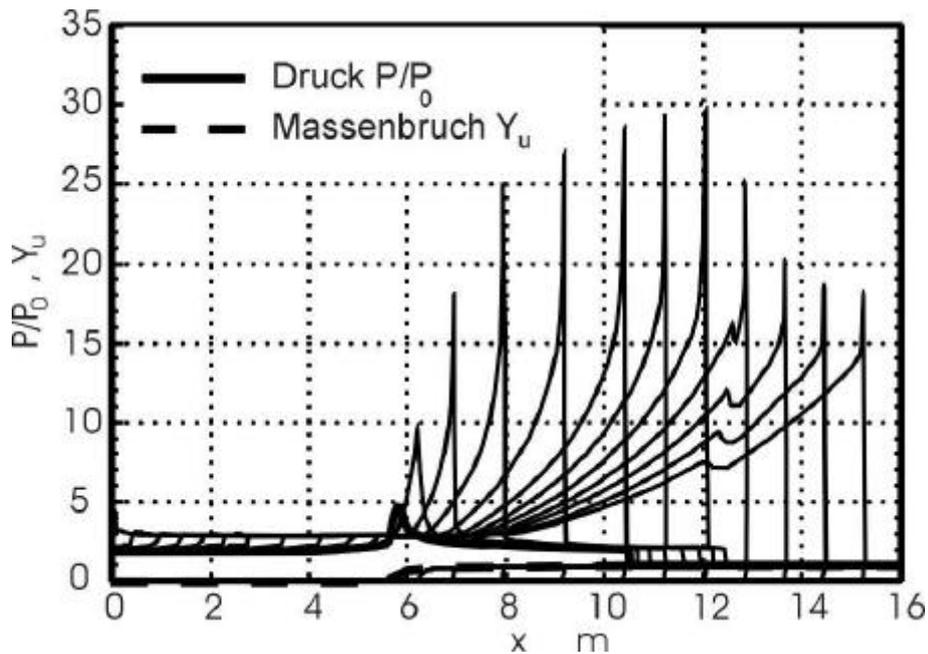
Die Vorgänge lassen sich qualitativ wie folgt beschreiben: die Flamme wird turbulent beschleunigt und sendet somit Druckwellen sowohl ins verbrannte Abgas aus, die am geschlossenen Ende des Rohres reflektiert werden und dann wieder mit der Flamme wechselwirken, als auch ins unverbrannte Gas aus, wodurch das Gas in Bewegung gesetzt wird. Die Druckwellen heizen das Gas vor der Flamme auf, wodurch ein Temperaturgradient im unverbrannten Gas erzeugt wird. Zu einem späteren Zeitpunkt erfolgt die Selbstzündung in der Nähe der Flamme und produziert einen Druckpuls. Aufgrund des induzierten Temperaturgradienten pflanzen sich der Druckpuls und die entstehende Zündfront gekoppelt fort. Die resonante Interaktion zwischen Druckwelle und Wärmefreisetzung führt zur Entstehung einer Detonationswelle, während die Flamme in fast verbranntes Gas propagiert und zur Kontaktunstetigkeit wird.

In Abbildung 3.4-40 ist die berechnete, örtliche Druckverteilung des bezogenen Druckes  $p/p_0$  zu verschiedenen frühen Zeiten der Entwicklung gezeigt. Der untere Teil des Diagramms zeigt die räumliche Verteilung des Massenbruchs des unverbrannten Gases zu denselben Zeiten. Der Drucksprung über der Flamme wächst kontinuierlich

entsprechend der Erhöhung der Brenngeschwindigkeit an. Weiterhin ist der Druckaufbau vor der Flamme sichtbar, bei dem sich die ins Unverbrannte propagierenden Druckwellen nichtlinear zu einer Stoßwelle aufsteilen. Der letzte Druckverlauf zeigt den Aufbau eines Druckpulses in der Nähe der Flamme im unverbrannten Gas. Dieser wird von der starken Abnahme des Massenbruchs aufgrund der einsetzenden chemischen Reaktion begleitet. Damit ist der Überdruck auf das Vierfache des Anfangsdruckes angewachsen. Abbildung 3.4-41 zeigt analog die örtlichen Verläufe von Druck und Massenbruch des unverbrannten Gases zu späteren Zeitpunkten der Entwicklung. Man beobachtet, wie sich der Druckpuls zu einer großen Druckspitze mit einem Überdruck von  $p/p_0 \approx 30$  entwickelt und anschließend nach und nach den Wert des von-Neumann-Druckes einer CJ-Detonation annimmt, der bei ca.  $(p/p_0)_{vN} \approx 19$  liegt.



**Abbildung 3.4-40 DDT im Modellproblem, frühe zeitliche Entwicklung von Druck und Massenbruch**



**Abbildung 3.4-41 DDT im Modellproblem, Entwicklung einer Detonation**

Das Beispiel zeigt eine Art des Übergangs von Deflagration zu Detonation durch resonante Verstärkung des Zündprozesses vor der Flamme durch die produzierten Druckwellen. In Abbildung 3.4-42 ist die örtliche Temperatur zu frühen Zeitpunkten der Entwicklung dargestellt. Sichtbar ist der nahezu lineare Verlauf der Temperatur vor der Flamme. Die Kurve, die durch die Symbole hervorgehoben ist, zeigt einen Temperaturgradienten von ca.  $\Delta T/\Delta x \approx 100 \text{ K}/4\text{m} \approx 25 \text{ K/m}$ . Hierzu wurde für die angegebenen Konstanten das Zeldovic-Kriterium für das Temperaturintervall  $700 \text{ K} < T < 800 \text{ K}$  ausgewertet und in Abbildung 3.4-43 dargestellt. Es liefert für den Bereich  $T \approx 720 \text{ K}$  einen kritischen Temperaturgradienten von ebenfalls  $T_x = 25 \text{ K/m}$ . Damit ist der SWACER-Mechanismus auch quantitativ identifiziert.

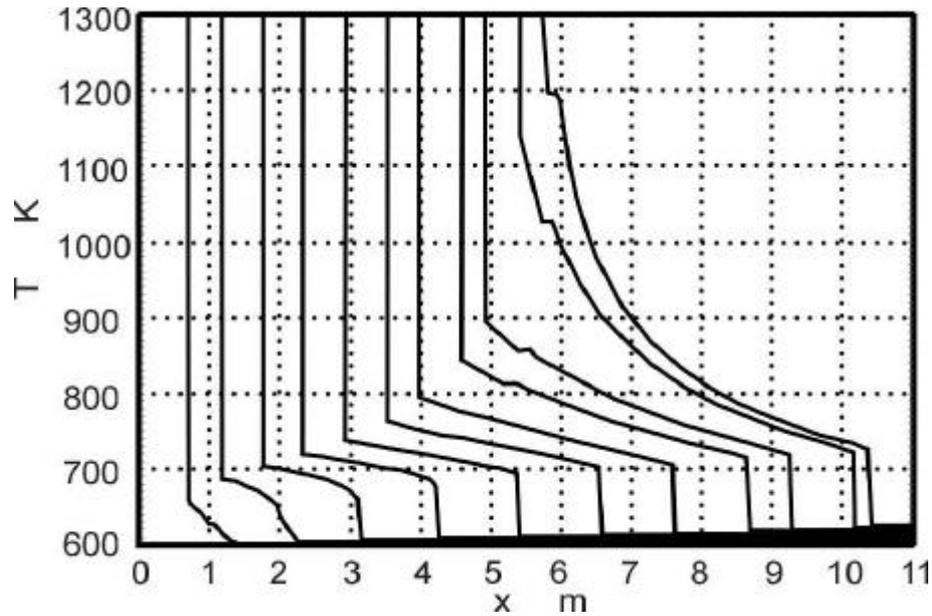


Abbildung 3.4-42 DDT im Modellproblem: Temperaturverteilung zu frühen Zeitpunkten der Entwicklung (Ausbildung eines Temperaturgradienten)

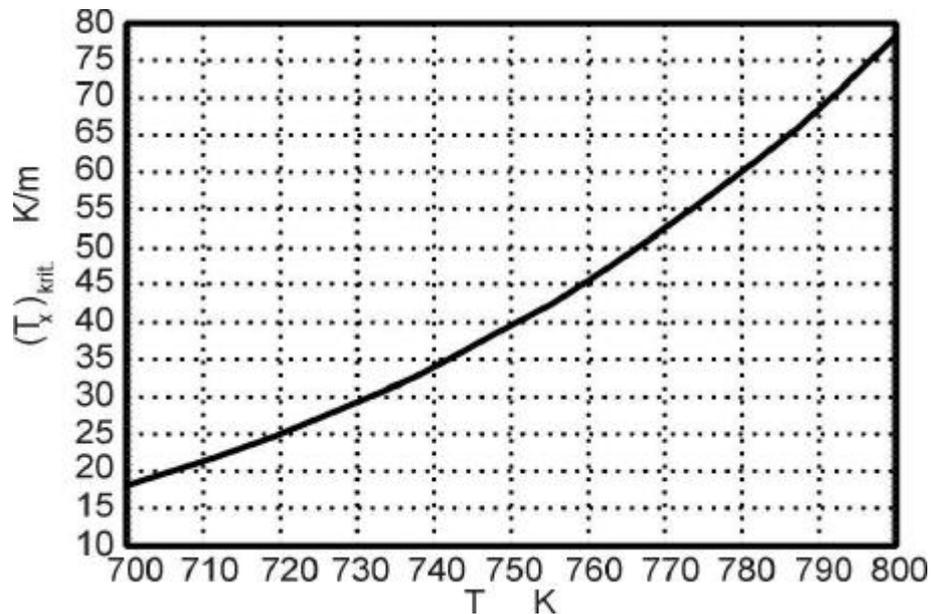


Abbildung 3.4-43 DDT im Modellproblem: kritischer Temperaturgradient, der aus dem Zeldovic-Kriterium bei  $700\text{ K} < T < 800\text{ K}$  folgt.

In den eindimensionalen numerischen Simulationen in /61/, /62/, /63/, /64/ wird der Übergang von Deflagration zu Detonation durch ein abruptes Umschalten beim Erreichen von vorgegebenen, mathematischen Existenzbedingungen vorgeschrieben, wogegen in den vorgestellten Rechnungen die Entwicklung der Detonation aus gas-

dynamisch-chemischen Wechselwirkungen durch das hier neuentwickelte Flammen-Rekonstruktionsverfahren im Detail beschrieben werden konnte.

### **3.4.5 Zusammenfassung**

Die im Rahmen des Sonderforschungsbereichs durchgeführten Untersuchungen konnten anhand optischer Meßtechniken diejenigen Theorien widerlegen, die Beschleunigungen der normalen Flammenfront als Ursprung klopfender Verbrennung vermuteten. Vielmehr fanden solche Theorien ihre Bestätigung, die den Endgasbereich als den Ursprung klopfender Verbrennung vermuten.

Untersuchungen im Stoßwellenrohr ermöglichten hierbei die Betrachtung der wichtigsten Einflußgrößen klopfender Verbrennung unter idealisierten Versuchsbedingungen. Es konnte gezeigt werden, daß das Druckniveau im Brennraum neben der Temperatur und der Kraftstoffqualität einen erheblichen Einfluß auf die Entstehung des Klopfens hat. Basierend auf derartigen Untersuchungen lassen sich zahlreiche Zusammenhänge zwischen Betriebsparametern, Konstruktionsmerkmalen und dem Auftreten klopfender Verbrennung erklären. Die „klassischen“ Anforderungen zur Realisierung klopfester Motorkonstruktionen, wie z. B. der kompakte Brennraum mit zentraler Zündkerzenlage, finden in diesen Untersuchungen ihre Bestätigung.

Wie bereits erwähnt, hat die klopfend ablaufende Verbrennung ihren Ursprung im Endgasbereich. Daher hatten zahlreiche Arbeiten die Untersuchung genau dieser Gebiete während Entstehung und Ablauf des Klopfens zum Inhalt. Mehrere Arbeiten konnten inzwischen nachweisen, daß Zyklen, die im weiteren Ablauf klopfende Verbrennung zeigten, sich bereits unmittelbar nach der Zündung, also lange vor dem Auftreten des Klopfens, von den „normalen“ Arbeitsspielen im Druckniveau, Gemischzustand und Temperatur unterscheiden. Somit liegt die Vermutung nahe, daß die Entscheidung, ob ein Zyklus im weiteren Verlauf der Verbrennung klopfende Verbrennung zeigen wird oder nicht, bereits sehr früh, also lange vor dem Selbstzündungsprozeß, getroffen wird. Insofern können Untersuchungen, die ausschließlich den Endgasbereich zum Inhalt haben, kaum ein umfassendes Bild über die Entstehung des Klopfens abgeben. Inhalt zukünftiger Forschungsarbeiten sollte daher die lokal hoch aufgelöste Beobachtung der Parameter Ladungsbewegung, Gemischzusammensetzung und Temperaturen während des gesamten Zyklus und im gesamten Brennraumbereich sein.

### **3.4.6 Abbildungsverzeichnis**

- Abbildung 3.4-1: Zylinderdruckverlauf bei nichtklopfender und klopfender Verbrennung
- Abbildung 3.4-2: Zylinderdruckverläufe mit unterschiedlichen Klopfstärken /1/
- Abbildung 3.4-3: Zylinderdruck- und Beschleunigungs-Frequenzspektrum bei unterschiedlichen Klopfstärken /1/
- Abbildung 3.4-4: Erosive Schädigung durch Klopfen /3/
- Abbildung 3.4-5: Ringstegbruch durch Klopfen /3/
- Abbildung 3.4-6: Vollastverhalten eines 4-Zylinder-Ottomotors
- Abbildung 3.4-7: Zündwinkelvariation bei Vollast
- Abbildung 3.4-8: Zusammenhang zwischen indiziertem Mitteldruck und Luftaufwand bei unterschiedlichen Drehzahlen
- Abbildung 3.4-9: Vollastverhalten eines klopfbegrenzten Motors bei Variation des Verdichtungsverhältnisses
- Abbildung 3.4-10: Oktanzahlbedarf und Luftverhältnis /5/
- Abbildung 3.4-11: Einfluß des Ansaugdrucks auf die Klopfneigung /5/
- Abbildung 3.4-12: Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Deflagrativer Modus und „Thermal Explosion“
- Abbildung 3.4-13: Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Druckeinfluß
- Abbildung 3.4-14: Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Sensitivität
- Abbildung 3.4-15: Selbstzündung im Stoßwellenrohr: Kraftstoffeinfluß
- Abbildung 3.4-16: Klopfender Druckverlauf und Definitionen
- Abbildung 3.4-17: Häufigkeitsverteilung der Klopfstärke
- Abbildung 3.4-18: Vergleich der Klopfintensität mit der maximalen Zylinderdruckamplitude /34/
- Abbildung 3.4-19: Brennverlauf bei klopfender Verbrennung
- Abbildung 3.4-20: Zusammenhang zwischen Klopfbeginn und Klopfstärke
- Abbildung 3.4-21: Klassierung der Zeitpunkte von 2 %, 5 % und 50 % Brennstoffmassenumsatz (nach /34/)
- Abbildung 3.4-22: Instationärer Klopfvorgang eines 2.0L-4V-Serienmotors
- Abbildung 3.4-23: Reguläre Flammenausbreitung in einem nicht klopfenden Arbeitsspiel
- Abbildung 3.4-24: Flammenausbreitung in einem klopfenden Arbeitsspiel
- Abbildung 3.4-25: Bevorzugte Klopfentstehungsorte

- Abbildung 3.4-26: Ausbreitungsformen klopfender Verbrennung
- Abbildung 3.4-27: Grafische Schlierenausbreitung bei mittelstark klopfender Verbrennung
- Abbildung 3.4-28: Schlierenkonturen und zugehörige Ausbreitungsgeschwindigkeiten
- Abbildung 3.4-29: Aufnahme des Flammeneigenleuchtens: Selbstzündung ohne Klopfen
- Abbildung 3.4-30: CARS Thermometrie: Temperatur und Druck im Endgasbereich eines Scheibenbrennraums /37/
- Abbildung 3.4-31: CARS Thermometrie: Verhältnis von Druck und Temperatur im Endgasbereich und Klopfstärke
- Abbildung 3.4-32: CARS CO<sub>2</sub>-Konzentrationsmessung: Relative CO<sub>2</sub>-Konzentration im Endgas und Klopfstärke
- Abbildung 3.4-33: CARS Lufverhältnismessung: Luftverhältnis im Endgasbereich und Klopfstärke
- Abbildung 3.4-34: PIV-Strömungsmessung: Strömungsfeld im Endgasbereich bei klopfender Verbrennung
- Abbildung 3.4-35: Brennverzug und Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit im Endgasbereich
- Abbildung 3.4-36: Einsetzen der Selbstzündung in Abhängigkeit von der Kompressionstemperatur  $T_c$  ( $p_c=7$  bar) während der Flammenausbreitung. Stöchiometrisches n-Heptan-Luft-Gemisch
- Abbildung 3.4-37: Einsetzen der Selbstzündung während der Flammenausbreitung bei verschiedenen Kompressionstemperaturen  $T_c$ , stöchiometrisches n-Heptan-Luft-Gemisch;  $p_c$  ca. 7 bar (die Kennzeichnung entspricht den Angaben in Abbildung 3.4-36)
- Abbildung 3.4-38: Örtlicher, bezogener von Neumann-Druck  $P_{vN}(x)/P_0$  aus der numerischen Simulation und nach CJ-Theorie aus der Anfangsverteilung für Temperaturgradienten  $-600\text{K/cm}$  und  $T_{\min} = 450\text{ K}$
- Abbildung 3.4-39: Örtlicher, bezogener von Neumann-Druck  $P_{vN}(x)/P_0$  aus der numerischen Simulation und nach CJ-Theorie aus der Anfangsverteilung für Temperaturgradienten  $-600\text{K/cm}$  und  $T_{\min} = 360\text{ K}$
- Abbildung 3.4-40: DDT im Modellproblem, frühe zeitliche Entwicklung von Druck und Massenbruch
- Abbildung 3.4-41: DDT im Modellproblem, Entwicklung einer Detonation
- Abbildung 3.4-42: DDT im Modellproblem: Temperaturverteilung zu frühen Zeitpunkten der Entwicklung (Ausbildung eines Temperaturgradienten)
- Abbildung 3.4-43: DDT im Modellproblem: kritischer Temperaturgradient, der aus dem Zeldovic-Kriterium bei  $700\text{ K} < T < 800\text{ K}$  folgt.

### **3.4.7 Tabellenverzeichnis**

Tabelle 3.4-1: 5-Schritt Mechanismus für iso-Oktan (Werte für n-Heptan in Klammern) /48/

Tabelle 3.4-2: Technische Daten und numerische Randbedingungen

### **3.4.8 Literatur**

- /1/ M. Rechs: „Untersuchung von Zylinderdruck- und Motorstrukturschwingungen zur Auslegung von Antiklopf-Regelsystemen“, Dissertation, RWTH Aachen, 1990
- /2/ N. Adolph, F. Pischinger: „Mechanismus der Klopferschädigung an Ottomotoren und Möglichkeiten zu deren Vermeidung“, MTZ Motortechnische Zeitschrift 45 (1984) 2
- /3/ N.N.: „Kolbenschäden“, Kolbenschmidt Aktiengesellschaft, Handbuch/Heft 14
- /4/ B. Windisch, H. Alten: „Indizierung an einem F1-Motor, Grundlagen für Analysen und Ladungswechsoptimierung“, 2. Indiziersymposium, Offenbach, 1996
- /5/ S. Russ: „A Review of the Effect of Engine Operating Conditions on Borderline Knock“, SAE Paper 960497, 1996
- /6/ W.R. Leppard: „Individual-Cylinder Knock Occurrence and Intensity in Multicylinder Engines“, SAE Paper 820073, 1982
- /7/ M. Haghgoie: „The Effect of Fuel Octane Number and Inlet Air Temperature on Knock Characteristics of a Single Cylinder Engine“, SAE Paper 902134, 1990
- /8/ C.C. Warren, D. Mencik: „Correction of Borderline Detonation Spark Advance for Engine Inlet Air Temperature“, Ford SRM-85-19, 1985
- /9/ H.J. Thöne: „Untersuchung von Einflußgrößen auf das Klopfen von Ottomotoren unter besonderer Berücksichtigung der internen Abgasrückführung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- /10/ T. Kubozuka, N. Ogawa, Y. Hirano, Y. Hayashi: „The Development of Engine Evaporative Cooling System“, SAE Paper 870033, 1987
- /11/ A. Langen: „Nicolaus August Otto - Der Schöpfer des Verbrennungsmotors“, Frankhsche Verlagshandlung, W. Keller & Co., Stuttgart, 1949
- /12/ H. R. Ricardo: „The Internal-Combustion Engine Vol II“, Blackie and Son Limited Glasgow and Bombay, 1923
- /13/ S. Curry: „A Three-Dimensional Study of Flame Propagation in a Spark Ignition Engine“, SAE Paper 71, 1963
- /14/ A.S. Sokolik: „Self-Ignition, Flame and Detonation in Gases“, Israel Program for Scientific Translation Ltd./Jerusalem, 1963
- /15/ C.D. Miller: „Relation between Spark-Ignition Engine Knock, Detonation Waves, and Autoignition as shown by High-Speed Photography“, NACA Report 855, 1946

- 
- /16/ H. Oettinger: „Beitrag zur Erscheinung des Klopfens in Ottomotoren“, Dissertation, TU Braunschweig, 1968
- /17/ R. Maly: „Ignition Model For Spark Discharges and the Early Phase of Flame Front Growth“, 18th Symposium (Int.) on Combustion 1980 p. 1747-1754
- /18/ R. Maly, G. Ziegler, : "Thermal Combustion Modeling - Theoretical and Experimental Investigation of the Knocking Process“, SAE Paper 820759, 1982
- /19/ R. Maly, G. Ziegler: „Theoretical and Experimental Investigation of the Knocking Process“, International Symposium on Knocking of Combustion Engines, Wolfsburg November 26/27, 1981
- /20/ I. Withrow, G.M. Rassweiler: „Slow Motion Shows Knocking and Non-Knocking Explosions“, SAE Journal, Jan. - Dec. 1936
- /21/ C.D. Miller, H. L. Olsen, , W.O. Logan, G. E. Osterstrom: „Analysis of Spark-Ignition Engine Knock as seen in Photographs taken at 200.000 Frames per Second“, NACA Report 857, 1946
- /22/ C.D. Miller: „Roles of Detonation Waves and Autoignition in Spark Ignition Engine Knock as shown by Photographs taken at 40.000 and 200.000 Frames per Sec.“, SAE Quarterly Transactions Jan. 1947, Vol.I, No.1
- /23/ T. Male: „Photographs taken at 500.000 Frames per Second of Combustion and Detonation in a Reciprocating Engine“, Third Symposium (Int.) on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, 1949
- /24/ Y. Nakagawa, Y. Takagi, T. Itoh, T. Iijima: "Laser Shadowgraphic Analysis of Knocking in S.I. Engine“, XX Fisita Congress, SAE P-143 845001, 1984
- /25/ Y. Takagi, T. Itoh, T. Iijima: „An Analytical Study on Knocking Heat Release and its Control in a Spark Ignition Engine“, SAE Paper 880196, 1988
- /26/ T. Hayashi, M. Taki, S. Kojima, T. Kondo: „Photographic Observation of Knock with a Rapid Compression and Expansion Machine“, SAE Paper 841336, 1988
- /27/ D.H. Cuttler, N.S. Girgis: „Photography of Combustion During Knocking Cycles in Disc and Compact Chambers“, SAE Paper 880195, 1988
- /28/ G. König, C.G.W. Sheppard: „End Gas Autoignition and Knock in a Spark Ignition Engine“, SAE-Paper 902135, 1990
- /29/ G. König, R.R. Maly, D. Bradley, A.K.C. Lau, C.G.W. Sheppard: „Role of Exothermic Centres on Knock Initiation and Knock Damage“, SAE-Paper 902136, 1990
- /30/ H. Kröger: „Optische Untersuchungen der Flammen- und Druckwellenausbreitung bei klopfender Verbrennung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1991
- /31/ U. Spicher, H. Kröger, J. Ganser: „Detection of Knocking Combustion Using Simultaneously High-Speed Schlieren Cinematography and Multi-Optical Fiber Technique“, SAE Paper 912312, 1991
- /32/ G. König, R.R. Maly, D. Bradley, A.K.C. Lau, C.G.W. Sheppard: „Role of Exothermic Centres on Knock Initiation and Knock Damage“, SAE Paper 902136, 1990

- 
- /33/ U. Spicher, H.-P. Kollmeier: „Detection of Flame Propagation During Knocking Combustion by Fiber Diagnostics“, SAE Paper 861532, 1986
- /34/ G. Heuser: „Der Einfluß der Entflammungs- und Verbrennungsphase auf das Klopfen in Ottomotoren“, Dissertation, RWTH Aachen, 1993
- /35/ B. Stiebels: „Flammenausbreitung bei klopfender Verbrennung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1996
- /36/ H. Schäpertöns: „Simulation von Klopfvorgängen mit einem zweidimensionalen mathematischen Modell“, Dissertation, RWTH Aachen, 1984
- /37/ G.T. Kalghatgi, P. Snowdon, C.R. McDonald: „Studies of Knock in a Spark Ignition Engine with „CARS“ Temperature Measurements and Using Different Fuels“, SAE Paper 950690, 1995
- /38/ B. Wies: „Drei-Farben-CARS-Spektroskopie zur Temperatur- und Konzentrationsmessung im Ottomotor“, Dissertation, RWTH Aachen, 1992
- /39/ J. Ganser: „Untersuchungen zum Einfluß der Brennraumströmung auf die klopfende Verbrennung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- /40/ J.F. Griffiths, J.A. Barnard: „Flame and Combustion“, Blackie Academic & Professional 1992
- /41/ M.P. Halstead, L.J. Kirsch, C.P. Quinn: „The autoignition of hydrocarbon fuels at high temperatures and pressures - fitting of a mathematical model“, Combust. Flame 30, 1977, S.45.
- /42/ R.A. Cox, J.A. Cole: „Chemical Aspects of the Autoignition of Hydrocarbon-Air Mixtures“, Combust. Flame 60, 1985, S.109-123.
- /43/ H. Hu, J. Keck: „Autoignition of adiabatically compressed combustible gas mixtures“, SAE Paper 72110, 1987
- /44/ J.S. Cowart, J.C. Keck, J.B. Heywood, C.K. Westbrook, W.J. Pitz: „Engine knock predictions using a fully-detailed and a reduced chemical kinetic mechanism“, 23. Symposium (Int.) on Combustion, 1990, S. 1055-1062.
- /45/ U.C. Müller, N. Peters, A. Liñán, „Global Kinetics for n-Heptane Ignition at high pressures“, 24. Symposium (Int.) on Combustion, 1992
- /46/ C. Poppe, M. Schreiber, J.F. Griffiths: „Modeling of n-heptane auto-ignition and validation of the results“, Joint Meeting of the Anglo-German Section of the Comb. Institute, Cambridge 1993, S. 360ff.
- /47/ K. Fieweger, H. Ciezki, G. Adomeit: „Untersuchung der Selbstzündung und Rußbildungsvorgänge von Kraftstoff/Luft-Gemischen im Hochdruckstoßwellenrohr“, SFB 224 Forschungsbericht 1991.
- /48/ M. Schreiber, A. Sadat Sakak, A. Lingens, J.F. Griffiths: „A Reduced Thermokinetic Model for the Autoignition of Fuels with Variable Octane Ratings“, Twenty-fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1994, pp. 933-940
- /49/ J.F. Griffiths, K.J. Hughes, M. Schreiber, C. Poppe: „A Unified Approach to the Reduced Modelling of Alkane Combustion“, Combust. and Flame 99: 553 - 540, 1994

- 
- /50/ B.F. Magnussen, B.H. Hjertager, „On the mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation“, 16. Symposium (Int.) on Combustion, 1976, S. 719ff.
- /51/ M. Schreiber, A. Sadat, C. Poppe, J.F. Griffiths, D.R. Rose, „Spatial structure in end-gas autoignition“, SAE paper, 932758, 1993.
- /52/ R. Borghi, „Turbulent Combustion Modeling“, Prog. Energy Combust. Sci. 14, 1988, S. 245ff.
- /53/ J.W. Dold, A.K. Kapila: „Comparison between Shock Initiation of Detonation Using Thermally Sensitive and Chain Branching Chemical Models“, Comb. and Flame, 85, 185-194, 1991
- /54/ J.W. Dold, J.F. Clark, M. Short: „Steady and Unsteady Aspects of Detonation Ignition“, Proc. 2nd ICASE/LaRC workshop on Combustion, Newport, News VA, October 1992
- /55/ W. Frickett, W.C. Davis: „Detonation“, University of California Press, 1979
- /56/ P.P. Wegner, L.M. Mack: „Condensation in wind tunnels“, Advances on Applied Mechanics, Bd.5, 307-447, New York; Academic Press, 1958
- /57/ L. He, P. Clavin: „Critical Condensation for Detonation initiation in cold gaseous mixtures by nonuniform pockets of reactive gases“, 24th Symp. (Intl.) on Combustion, Sidney, 1992
- /58/ L. He: „Étude des Phénomènes d'Allumage. Applications aux Mélanges  $H_2/O_2$ “, Dissertation, L'Université de Provence, 1991
- /59/ V. Smiljanovski, R. Klein: „Flame front tracking via in-cell reconstruction“, to be published in the proceedings of the Fifth International Conference on Hyperbolic Problems, Theory, Numerics, and Applications '95
- /60/ J. Göttgens, F. Mauss, N. Peters: „Analytic Approximations of Burning Velocities and Flame Thicknesses of Lean Hydrogen, Methane, Ethylene, Ethane, Acetylene, and Propane Flames“, Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 129-135, 1992
- /61/ F. Bartlmä: „The Transition from slow burning to detonation“, Acta Astronautica, Vol.6, pp.435-447, Pergamon Press 1979
- /62/ N. Brehm: „Ein Beitrag zum Phänomen des Übergangs Deflagration-Detonation“, Dissertation, TU München, 1987
- /63/ H. Eichert: „Zur Dynamik des Verbrennungsablaufs von Wasserstoff-Luft- und Wasserstoff-Methan-Luft-Gemischen“, Dissertation, TU München, 1989
- /64/ J. Kurylo, H.A. Dwyer, A.K. Oppenheim: „Numerical Analysis of Flow Fields Generated by Accelerating Flames“, Paper 79-0290, AIAA 17th Aerospace Sciences Meeting, New Orleans, 1979