

4.3 Selbstzündung

4.3.1 Grundlagen der dieselmotorischen Selbstzündung

Der Prozeß der Selbstzündung im Dieselmotor ist das Ergebnis einer Reihe eng miteinander verknüpfter, komplexer physikalischer und chemischer Teilprozesse, deren Ablauf unter dem Begriff des „Zündverzuges“ zusammengefaßt wird. Dieser beginnt definitionsgemäß mit der ersten Einspritzung des flüssigen Kraftstoffes direkt in den Brennraum bzw. in die Vor- oder Wirbelkammer. Die sich daran anschließenden Vorgänge der Strahlausbreitung, Zerstäubung und Verdampfung werden als „physikalischer“ Anteil des Zündverzuges bezeichnet und wurden im vorangegangenen Kapitel 4.2 detailliert behandelt. Mit dem Beginn der Verdampfung des eingespritzten Kraftstoffes beginnen bereits erste chemische Vorreaktionen des Kraftstoffdampfes mit dem Luftsauerstoff, die nach der sogenannten „chemischen“ Zündverzugszeit schließlich zur ersten lokalen Selbstzündung in der Gasphase führen. Da die Gemischaufbereitung aber unterdessen weiter andauert und zum Zeitpunkt der ersten Selbstzündung noch nicht abgeschlossen ist, sind der physikalische und der chemische Anteil des Zündverzuges hier kaum voneinander zu trennen. Zusätzlich ändern sich während des gesamten Vorganges die thermodynamischen Randbedingungen des Prozesses, wie Druck und Temperatur, zum einen durch die Kolbenbewegung und zum anderen durch die Abkühlung im Bereich des Einspritzstrahls aufgrund der Verdampfung des Kraftstoffes. Schließlich wird auch das lokale Mischungsverhältnis durch die weitere Verdampfung des Kraftstoffes, Diffusion und Brennraumströmung stark beeinflusst. Da die chemische Zündverzugszeit im wesentlichen von Temperatur, Druck und Luftverhältnis abhängt, wird die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl von der zeitlichen Entwicklung dieser Größen bestimmt. Die lokale Bedingung für Selbstzündung ist erfüllt, falls das Integral $\int_{t_1} \frac{dt}{t_1(p, T, f)}$ den Wert 1 erreicht hat /1/, /2/.

Am Ende des Zündverzuges folgt auf die ersten lokalen Selbstzündungen die Verbrennung des teilweise heterogenen Kraftstoff-Luft-Gemisches, die Gegenstand des folgenden Kapitels 4.4 ist. Dabei wird das Ende des Zündverzuges und damit der Beginn der Verbrennung im Motor anhand des dadurch hervorgerufenen ersten meßbaren Druckanstieges ermittelt. In Versuchsmotoren mit optischem Zugang oder bei Grundlagenuntersuchungen in Verbrennungsbomben kann die erste Selbstzündung durch die dabei emittierte Strahlung registriert werden. Sowohl der Einspritzvorgang als auch die Selbstzündungsvorgänge sind aber mit dem Einsatz der Verbrennungsphase in der Regel noch nicht abgeschlossen. Der zeitliche Ablauf des oben beschriebenen Prozesses ist in Abbildung 4.3-38 des Kapitels 4.3.3 (Schlierenaufnahmen des Einspritzstrahls) zu erkennen. Diese Abbildung zeigt eine Filmsequenz, die in einer Druckkammer aufgenommen wurde. Die erste lokale Selbstzündung ist als heller Punkt in der Nähe der Strahlachse (siehe Pfeil) zu erkennen.

Zur experimentellen Untersuchung des komplexen dieselmotorischen Selbstzündvorganges gibt es — abhängig vom Grad der dabei getroffenen Vereinfachungen — verschiedene Möglichkeiten. Zunächst einmal ist die Untersuchung des gesamten Vorganges im Motor möglich. Anhand der aus dem Brennraum emittierten Strahlung, die über Beobachtungsfenster von Photomultipliern aufgenommen wurde, konnten z.B. von Downs et al. /3/ und Sitkei /4/ wichtige Erkenntnisse über den mehrstufigen Niedertemperatur-Selbstentflammungsprozess höherer Kohlenwasserstoffe und die dabei auftretenden kalten Flammen gewonnen werden. Allerdings liefern Untersuchungen am Motor hauptsächlich integrale Ergebnisse, die zwar Aussagen über wesentliche Eigenschaften eines Kraftstoffs im motorischen Betrieb zulassen, aber weniger dazu geeignet sind, hinreichend vollständige Modelle des dieselmotorischen Prozesses aufzustellen, da die verschiedenen oben angesprochenen Einflüsse schlecht voneinander zu separieren sind.

Bei den im folgenden dargestellten Untersuchungen in Druckkammern (siehe auch Kapitel 4.1) bzw. Verbrennungsbomben sind die Strömung im Brennraum sowie die Kolbenbewegung vernachlässigbar, so daß bekannte, nahezu konstante thermodynamische Randbedingungen herrschen. Dabei können sowohl dieselmotorisch relevante Bereiche von Druck und Temperatur untersucht werden, als auch typische Dieselmotorkraftstoffe und deren Komponenten. Turbulenz kann mit Hilfe eines Ventilators oder eines Turbulenzgenerators erzeugt werden, und auch die Untersuchung des Einflusses der Wände ist möglich. Darüber hinaus bietet diese Versuchsapparatur den Vorteil der guten optischen Zugänglichkeit.

Will man ausschließlich die bei der Selbstzündung ablaufenden chemischen Prozesse bei annähernd konstanten thermodynamischen Randbedingungen untersuchen, so kann man dazu Verdichtungsapparaturen oder Stoßwellenrohre verwenden. In Verdichtungsapparaturen wird das zu untersuchende homogene Kraftstoff/Luft-Gemisch durch einen Kolben näherungsweise adiabat komprimiert. Dieses Untersuchungsverfahren wurde bereits in zahlreichen Arbeiten eingesetzt. Die Kompressionsphase muß hier allerdings im Verhältnis zur gemessenen Zündverzugszeit ausreichend kurz sein, um zu verhindern, daß schon während der Verdichtungsphase Vorreaktionen ablaufen und so die gemessenen Zündverzugszeiten verkürzen. Untersuchungen von Scheuermeyer /5/ belegen den Einfluß der Verdichtungsgeschwindigkeit auf die Länge des gemessenen Zündverzuges. Somit ist dieses Verfahren zur Messung von chemischen Zündverzugszeiten, die im Millisekundenbereich liegen, nur noch bedingt einsetzbar. Dies ist aber gerade der Zeitbereich, der für motorische Anwendungen interessant ist.

Das Stoßwellenrohr schließlich bietet den Vorteil, ein homogenes Kraftstoff/Oxidator-Gemisch durch einen Verdichtungsstoß mit einer Aufheizrate in der Größenordnung

von 10^7 K/s auf die gewünschten Werte von Druck und Temperatur komprimieren und erhitzen zu können. Somit können mit dieser Apparatur auch sehr schnelle Selbstzündvorgänge untersucht werden.

Durch die Selbstzündung von homogenen Kohlenwasserstoff/Luft-Gemischen werden starke Druckwellen und u. U. detonationsähnliche Zustände induziert, die hohe Anforderungen an die mechanische Festigkeit der Anlage stellen. Dies ist einer der Gründe, weshalb die meisten Untersuchungen im Stoßwellenrohr — bei relativ niedrigen Drücken und hohen Temperaturen — in einem Wärmebad, d. h. in einer Inertgasverdünnung durchgeführt werden. Die Art des Wärmebades kann jedoch wesentlichen Einfluß auf die ablaufenden reaktionskinetischen und gasdynamischen Vorgänge haben /6/, so daß für Untersuchungen unter motorischen Randbedingungen Luft als Oxidator verwendet werden sollte. Es gibt jedoch nur wenige Stoßwellenrohruntersuchungen der Selbstzündung von Kohlenwasserstoff/Luft-Gemischen unter motorischen Randbedingungen bzgl. Druck, Temperatur und Gemischzusammensetzung. Daher wurden im SFB "Motorische Verbrennung" systematische Messungen der chemischen Zündverzugszeit für dieselmotorisch relevante Kraftstoffe unter motornahen Randbedingungen durchgeführt. Hierzu wurden drei Hochdruck-Stoßwellenrohre eingesetzt, von denen eines komplett beheizbar ist, um auch Kraftstoffe mit bei Raumtemperatur sehr niedrigem Dampfdruck (< 2 mbar) als homogenes Kraftstoff/Luft-Gemisch untersuchen zu können /7/.

Bei der Untersuchung motorischer Selbstzündprozesse unter Laborbedingungen müssen neben der Isolierung der einzelnen Teilprozesse auch im Hinblick auf die verwendeten Kraftstoffe Vereinfachungen getroffen werden. Handelsübliche Dieselmotorkraftstoffe bestehen aus einer Vielzahl einzelner Komponenten, deren Anteile je nach Fundort des Rohöls und anschließendem Verarbeitungsverfahren in der Raffinerie stark schwanken. Die einzelnen Komponenten unterscheiden sich signifikant bezüglich ihrer physikalischen und chemischen Eigenschaften. Hinzu kommen weiterhin die Wirkung von Kraftstoffzusätzen wie Zündbeschleunigern sowie die unterschiedlichen Anforderungen an die Kraftstoffqualität je nach Verwendungsland. Dies macht die Ergebnisse von Untersuchungen mit handelsüblichen Motorkraftstoffen schwer vergleichbar. Daher werden für Grundlagenuntersuchungen hauptsächlich Modellkraftstoffe eingesetzt, die im einfachsten Fall nur aus einer Komponente bestehen. Bei bekannten Eigenschaften der Einzelkomponenten können auch zwei- oder Mehrkomponentenmodellkraftstoffe Verwendung finden. Im Stoßwellenrohr wurden n-Heptan, n-Dekan, Dimethylether, *a*-Methylnaphthalin und eine Mischung aus n-Dekan und *a*-Methylnaphthalin untersucht /7/, /8/, /9/, während in der Druckkammer auch Dieselmotorkraftstoff eingesetzt wurde.

Neben den Untersuchungen zur Bestimmung der chemischen Zündverzugszeit homogener Gemische wurden auch Selbstzündprozesse einzelner Tropfen im Stoßwellenrohr untersucht /10/. In der Druckkammer wurde die Selbstzündung im Einspritzstrahl insbesondere bezüglich des Zündverzuges und des Zündortes betrachtet. Ebenfalls wurde der Einfluß von Wänden auf die Selbstzündung im Einspritzstrahl untersucht. Die Ergebnisse dieser Teilprojekte sind in diesem Kapitel zusammengefaßt und werden miteinander verglichen. Ferner sei an dieser Stelle auch auf die Modellierung des Selbstzündung im Rahmen des im SFB entwickelten Flamelet-Konzeptes (Kapitel 4.4) verwiesen.

4.3.2 Zündverzug

Die dieselmotorische Selbstzündung besteht aus verschiedenen physikalischen und chemischen Teilprozessen. Zu den physikalischen Vorgängen gehören u.a. die Strahlausbreitung sowie die Zerstäubung und Verdampfung des Kraftstoffes. Diese Vorgänge wurden ausführlich in Kapitel 4.2 beschrieben.

Der Ablauf der Oxidation von höheren Kohlenwasserstoffen wird von einer Vielzahl von Elementarreaktionen bestimmt, die während des chemischen Zündverzuges ablaufen. Da diese in Abhängigkeit der Temperatur (und auch des Drucks) einen unterschiedlichen Charakter haben, ist eine Einteilung in verschiedene reaktionskinetische Bereiche, wie sie Abbildung 4.3-1 (links) zeigt, sinnvoll /11/, /12/.

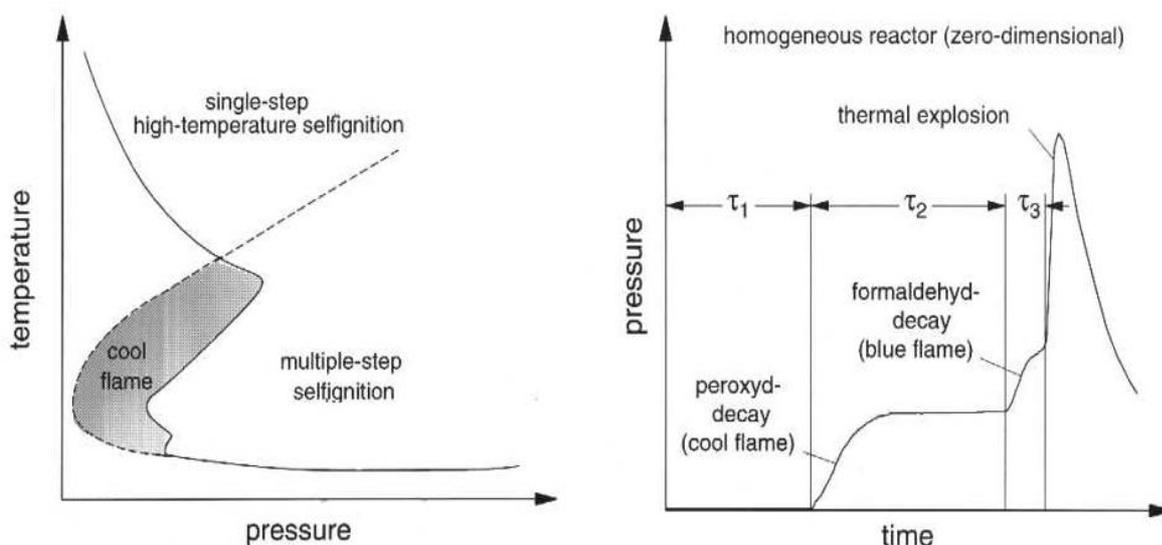


Abbildung 4.3-1 Reaktionskinetische Bereiche in Abhängigkeit von Druck und Temperatur (links, exemplarisch) und Druckverlauf bei der Selbstzündung (rechts, exemplarisch) /11/, /12/

Bei hohen Temperaturen ist der Selbstzündvorgang einstufig, wobei das Kraftstoffmolekül unter Bildung von Alkenen in immer kleinere Alkylradikale zerfällt. Das Reaktionssystem der schließlich übrigbleibenden kleinsten Alkylradikale CH_3 und C_2H_5 ist für den gesamten Vorgang geschwindigkeitsbestimmend /13/, so daß dieser weitgehend unabhängig von der Struktur des Alkans abläuft.

Bei niedrigen Temperaturen verläuft der Oxidationsvorgang über eine sogenannte degenerative Kettenverzweigung /14/ als mehrstufiger Prozeß /4/. Die großen Kohlenwasserstoffe werden zunächst zu relativ stabilen Zwischenprodukten (Alkylperoxyden) oxidiert. Erst wenn deren Konzentration einen kritischen Wert erreicht hat, beginnt ihr Zerfall (in Abbildung 4.3-1 rechts nach der Zeitspanne t_1). Da dieser durch die entstehenden Radikale und die Wärmefreisetzung beschleunigt wird, entwickelt er sich explosionsartig und wird als kalte Flamme (cool flame process) bezeichnet. In ihr kann bis zu 15 % der gesamten chemischen Energie des Systems umgesetzt werden. Die kritische Konzentration der Peroxydradikale nimmt mit fallender Temperatur zu, ebenso die Intensität des Kaltflamenvorgangs, die sich proportional zur Höhe der kritischen Konzentration verhält. Auch die Zeitspanne t_1 bis zum Auftreten der kalten Flamme nimmt mit fallender Temperatur zu (s. Abbildung 4.3-1). In der kalten Flamme entstehen eine große Menge an relativ stabilem Formaldehyd, das in aktivierter Form für deren charakteristische Strahlung verantwortlich ist, sowie freie Radikale, welche die Oxidation der Kohlenwasserstoffe weiter vorantreiben. Die weitere Kettenreaktion des Formaldehyds hat ebenfalls einen explosiven Charakter. In dieser sogenannten blauen Flamme (blue flame) entsteht nach der Zeitspanne t_2 unter Freisetzung einer wesentlichen Wärmemenge eine große Menge Kohlenmonoxyd. Dieses wird mit dem restlichen Sauerstoff nach sehr kurzer Zeit t_3 in Form einer thermischen Explosion zu Kohlendioxyd umgesetzt. In Experimenten ist die sehr kurze Phase der blauen Flamme schlecht zu erfassen, so daß sich hier der Niedertemperatur-Entflammungsvorgang oft als ein zweistufiger Prozeß darstellt, in dem t_2 und t_3 zu t_2 zusammengefaßt werden. Die steigende Intensität der kalten Flamme bei sinkenden Temperaturen sowie die sich daraus ergebende Verkürzung der Zeit t_2 bis zum Auftreten der blauen Flamme bzw. der Explosionsflamme ist im Experiment deutlich zu erkennen (siehe auch Abbildung 4.3-2).

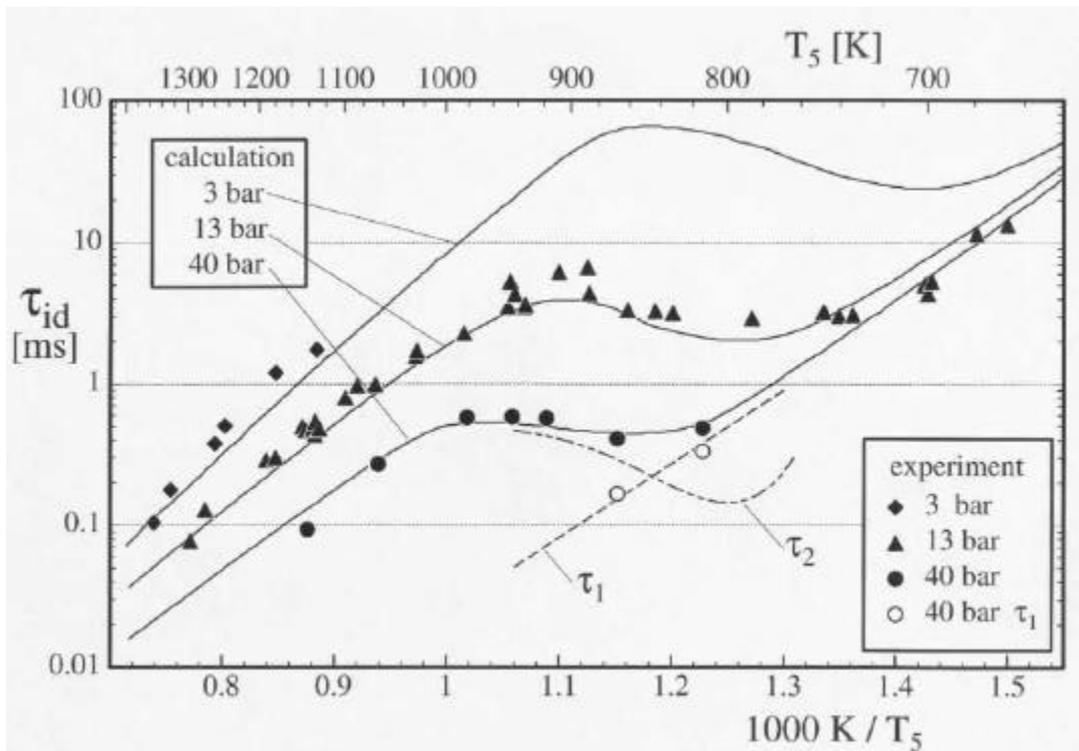


Abbildung 4.3-2 Zündverzugszeit über der Temperatur für n-Heptan

Bei mittleren Temperaturen, d.h. bei einer Erhöhung der Temperatur aus dem Nieder-temperaturbereich kommend, verringert sich die kritische Konzentration der Peroxyde und damit sowohl die Zeit bis zum Auftreten der kalten Flamme als auch ihre Intensität. Dies hat zur Folge, daß aufgrund des geringeren aus der kalten Flamme resultierenden Radikalniveaus die Zeit t_2 ansteigt. Damit kann es zu einem Ansteigen des gesamten Zündverzuges $t_i = t_1 + t_2$ mit steigender Temperatur kommen, was als „negative temperature coefficient“ (NTC) bezeichnet wird (siehe Abbildung 4.3-2).

Das oben beschriebene Verhalten kann am Beispiel der in Abbildung 4.3-2 dargestellten n-Heptan-Daten genauer diskutiert werden. Die angesprochenen drei Temperaturbereiche sind in der Arrhenius-Darstellung der Zündverzugszeit über dem Kehrwert der Temperatur deutlich zu erkennen. Im Hoch- und im Niedertemperaturregime besitzen die Reaktionsketten eine nahezu konstante Aktivierungsenergie, was im Arrheniusdiagramm zu einem linearen Verlauf für sehr hohe (> 1100 K bei 40 bar) und niedrige (< 700 K bei 40 bar) Temperaturen führt.

Bei mittleren Temperaturen findet der Übergang von der einen auf die andere Reaktionskette statt. Die degenerative Kettenverzweigung des Niedertemperaturregimes würde prinzipiell auch bei höheren Temperaturen zu wesentlich kürzeren Zündverzügen als die Hochtemperatur-Kettenverzweigung führen. Allerdings befinden sich in der Niedertemperatur-Reaktionskette mit O_2 -Abstraktionen Reaktionsschritte, deren

Rückwärtsreaktionen aufgrund hoher Aktivierungsenergien erst bei höheren Temperaturen an Bedeutung gewinnen. Sie stehen aber in Konkurrenz mit den folgenden Reaktionen /15/. Dies führt schließlich zu einer Dominanz der Rückreaktionen und damit zu einer Verlangsamung dieses Reaktionspfades mit steigender Temperatur. Die Folge davon wäre eine stetig wachsende Zündverzugszeit, wenn kein weiterer Reaktionspfad zur Verfügung stünde. Dies ist aber nicht der Fall, da das System zum oben beschriebenen Hochtemperaturzerfall überwechselt, sobald die Entflammung auf diesem Reaktionspfad insgesamt schneller ablaufen kann. Dies führt zu dem auch in Abbildung 4.3-2 deutlich zu erkennenen NTC-Verhalten für Temperaturen im Bereich zwischen 800 und 950 K.

Für steigende Drücke wird die Zündverzugszeit generell kürzer, da wegen der höheren Spezieskonzentrationen alle Reaktionsgeschwindigkeiten steigen. Außerdem verschiebt sich der NTC-Bereich zu höheren Temperaturen hin. Ändert man das Mischungsverhältnis, so hat dies im wesentlichen einen Einfluß auf den mehrstufigen Niedertemperatur-Selbstzündprozeß. Aufgrund der Erhöhung der Alkylperoxyd-Konzentration erhöht sich die Intensität der kalten Flamme für fette Gemische. Das daraus entstehende höhere Radikalniveau verkürzt die Zeitspanne bis zum Auftreten der blauen Flamme und damit den gesamten Zündverzug. Somit ergeben sich im Vergleich zu stöchiometrischen Gemischen besonders im mittleren Temperaturbereich für magere Gemische deutlich längere und für fette Gemische deutlich kürzere Zündverzugszeiten. Bei niedrigeren Temperaturen ist der Einfluß der Stöchiometrie auf die Zündverzugszeit gering, da die Zeit t_2 bis zur blauen Flamme sehr klein wird im Vergleich zum Verzug der kalten Flamme t_1 .

Im Gegensatz zur idealisierten, homogenen nulldimensionalen kinetischen Modellierung, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde, wird der Selbstzündvorgang in „realen“ (3-dimensionalen) Versuchsanordnungen von räumlichen und zeitlichen Inhomogenitäten beeinflusst. Daher wird das Selbstzündverhalten und die Selbstzündwilligkeit eines Kraftstoffes in Luft wesentlich auch durch die Art und den Ablauf des Selbstzündvorganges charakterisiert. Eine genaue Beschreibung der sich real ergebenden verschiedenen Selbstzündmoden wird an Hand schattenoptischer Untersuchungen im Stoßwellenrohr in /16/ gegeben (s. auch Kap. 3.4).

Diesen Moden lassen sich verschiedene chemische Zündverzugszeiten zuordnen, die auch durch unterschiedliche zeitliche Verläufe von Druck und CH-Banden-Emission charakterisiert sind. Diese Definitionen sind in der Abbildung 4.3-3 beispielhaft dargestellt. Als Beginn des Zündverzuges wird der Zeitpunkt des Druckanstieges nach dem Passieren der Stoßwelle auf den Untersuchungsdruck definiert. Nach der Zeitspanne t_1 kann bei entsprechendem Druck und Temperatur die erste Stufe (cool flame pro-

cess) des oben beschriebenen mehrstufigen Niedertemperatur-Selbstzündprozesses beobachtet werden. Diese führt zu einem leichten, stufenförmigen Anstieg im Drucksignal und zu einem lokalen Maximum des Banden-Emissionssignals. Beides ist im Experiment in den zeitlichen Signalverläufen deutlich zu beobachten.

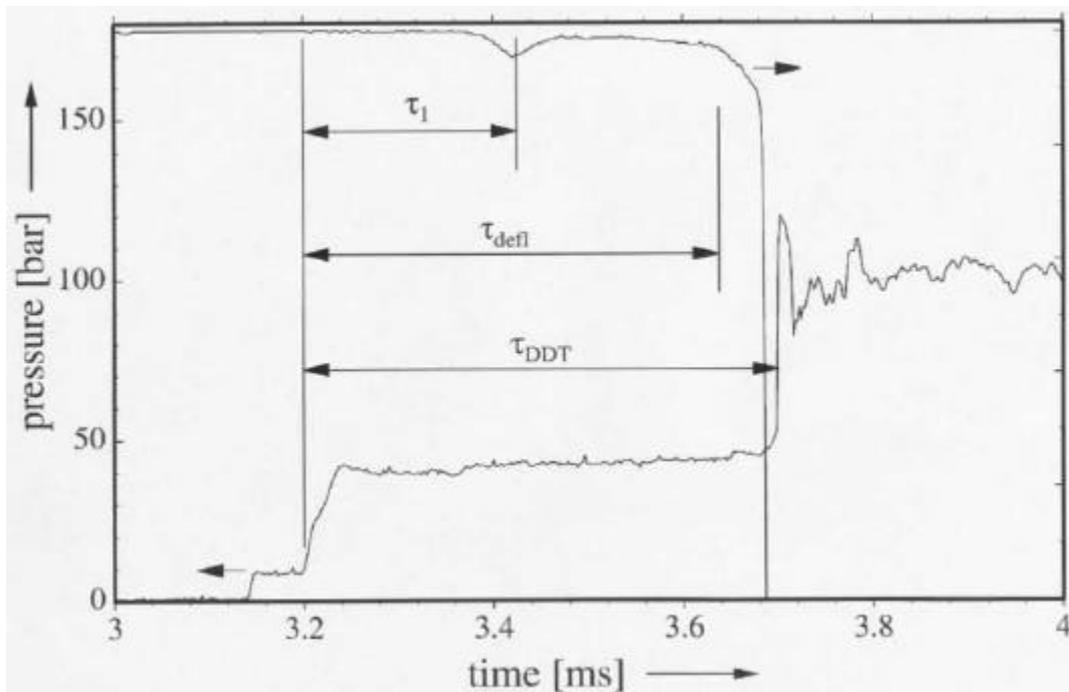


Abbildung 4.3-3 Zeitliche Verläufe von Druck und CH-Bandenemission

Im Stoßwellenrohr wird dann zunächst eine inhomogene Form der Selbstzündung beobachtet, die lokal zur Bildung einzelner Flammenkerne („hot spot ignition“) und zu einem deflagrativen weiteren Verlauf führt. Dieser Vorgang ist insbesondere von Einfluß bei relativ selbstzündunwilligen Kraftstoffen, wie z.B. *a*-Methylnaphthalin (siehe Abbildung 4.3-12). Mit Hilfe von schattenoptischen Untersuchungen (siehe /16/) konnte eine Korrelation zwischen dem Auftreten erster Flammenkerne und der ersten meßbaren Emission im Bereich der CH-Bande bei 431 nm gefunden werden. Diese Auswertemethode führt zur Bestimmung einer Zeitspanne t_{defl} bis zum Beginn der deflagrativen Selbstzündung. Daran anschließend kann es zu einer sekundären Explosion eines größeren Teils des bis dahin noch unverbrannten Kraftstoff/Luft-Gemisches kommen, die mit Stoßwellen verbunden ist und zu einem detonationsähnlichen Prozeß führt. Dieser Vorgang ist in den zeitlichen Drucksignalen deutlich zu erkennen und charakterisiert das Ende der Zündverzugszeit t_{DDT} .

Für die dieselmotorisch relevanten, also selbstzündwilligen Kraftstoffe, ist nur eine sehr kurze deflagrative Phase mit einem sehr schnellen Umschlag zu einem detonationsähnlichen Zustand typisch. Da für die Entstehung von Stoßwellen die eher homogene Selbstzündung eines größeren Volumens des Testgases notwendig ist, ist die

Zündverzugszeit t_{DDT} diejenige, die für den Vergleich mit der reaktionskinetischen Modellierung am besten geeignet erscheint und auch in der Vergangenheit verwendet wurde /17/.

Bei eher selbstzündunwilligen Kraftstoffen muß berücksichtigt werden, daß durch die ausgeprägte deflagrative Selbstzündphase der thermodynamische Zustand des noch unverbrannten und vor der Selbstzündung stehenden, restlichen Testgases verändert werden kann. Dies bedeutet, daß die Zeiten t_{DDT} verkürzt werden, falls während der deflagrativen Phase der Druck, und damit auch die Temperatur, deutlich ansteigen.

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wurden im Stoßwellenrohr chemische Zündverzugszeiten verschiedener Kraftstoffe in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Kraftstoffverhältnis gemessen. Die untersuchten Kraftstoffe sind die Alkane n-Heptan und n-Dekan mit den Cetanzahlen 56 und 77, sowie das Flüssiggas Dimethylether, das eine Cetanzahl zwischen 55 und 60 aufweist. /5/. Weiterhin wurde das Aromat *a*-Methylnaphthalin vermessen. Dieser Kraftstoff dient als unterer Referenzkraftstoff zur Cetanzahlbestimmung (CZ = 0).

Ein Einkomponenten-Modellkraftstoff für Dieselkraftstoff ist n-Heptan. Die Abbildung 4.3-4 zeigt die mit Hilfe der Stoßwellenrohrtechnik gemessenen chemischen Zündverzugszeiten t_1 und t_{DDT} für n-Heptan bei 13 bar in einem Arrhenius-Diagramm /8/. Das Kraftstoffverhältnis f variiert dabei zwischen 0.5 und 3.0. Die entsprechenden Ergebnisse bei etwa 40 bar sind in der Abbildung 4.3-5 dargestellt.

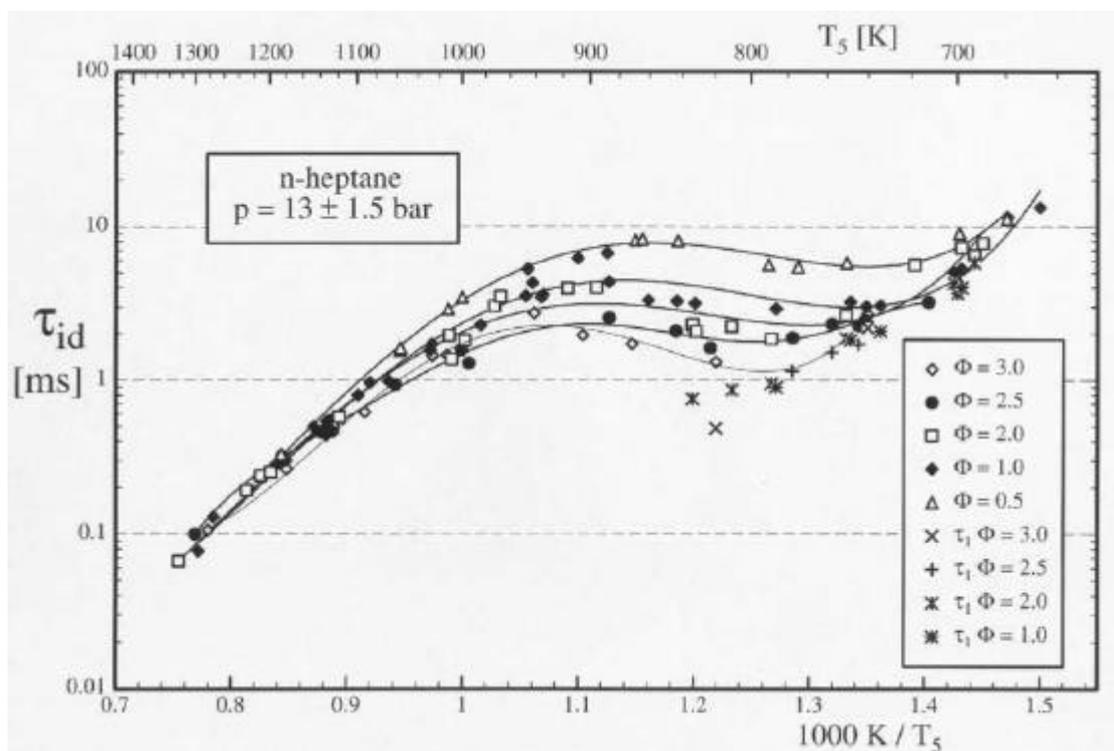


Abbildung 4.3-4 Zündverzüge für n-Heptan bei 13 bar

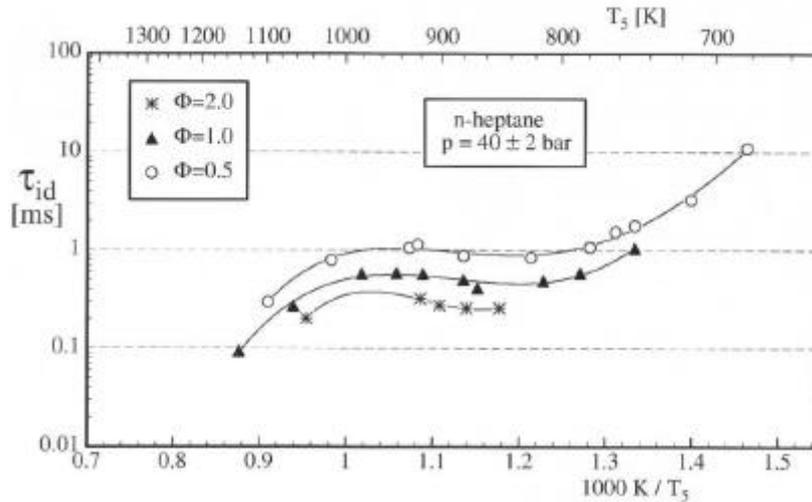


Abbildung 4.3-5 Zündverzugszeiten für n-Heptan bei 40 bar

Wie bereits oben beschrieben, sinkt die Zündverzugszeit t_{DDT} sowohl im Nieder- als auch im Hochtemperaturbereich mit steigender Temperatur. Im Übergangsbereich, d.h. zwischen 700 und 900 K bei 13 bar und zwischen 800 und 1000 K bei 40 bar, findet ein Übergang zwischen den Reaktionspfaden statt, was zu einer Umkehrung des Verhaltens führt. In diesem Bereich steigt die Zündverzugszeit mit steigender Temperatur (NTC, negative temperature coefficient). Insgesamt, jedoch besonders in diesem Übergangsbereich, ist die Zündverzugszeit vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis f abhängig. Je fetter das Gemisch ist ($f > 1$), desto kürzer werden die gemessenen Zündverzugszeiten. Vorzündungen (cool flame process, t_1) können bei 13 bar für Temperaturen zwischen 700 und 800 K beobachtet werden. Ein Vergleich der chemischen Zündverzugszeiten für stöchiometrische n-Heptan/Luft-Gemische bei Drücken von 3.2 bis 40 bar in Abbildung 4.3-6 zeigt, daß die Zündverzugszeiten mit steigendem Druck stark abnehmen.

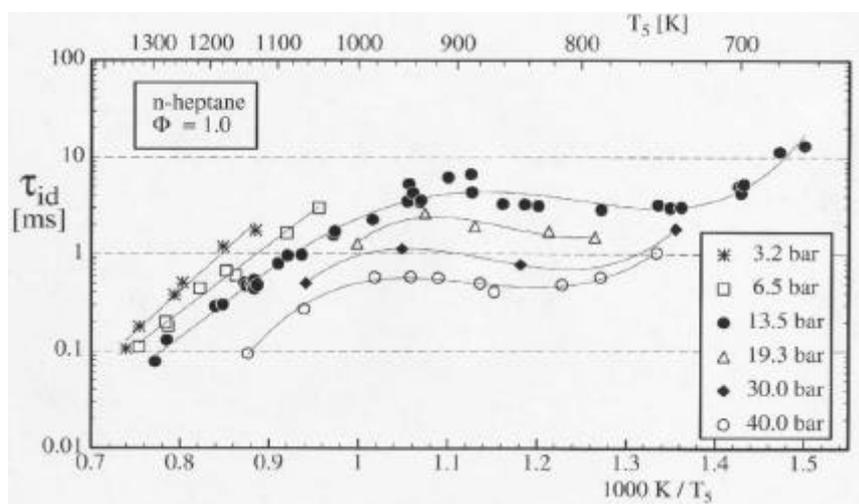


Abbildung 4.3-6 Zündverzugszeiten für n-Heptan bei verschiedenen Drücken

Im Hinblick auf den Diesel-Modellkraftstoff, bestehend aus 70 Vol-% n-Dekan und 30 Vol-% α -Methylnaphthalin, wurden diese beiden Stoffe auch als Einzelkomponenten untersucht /7/. Im Vergleich zu n-Heptan ist n-Dekan noch selbstzündwilliger, da aufgrund der längeren Kohlenstoffkette sowohl ein Anlagern eines Sauerstoffatoms als auch das Aufbrechen der gesamten Kette wahrscheinlicher ist. Die Ergebnisse der Zündverzugszeitmessungen für n-Dekan sind in der Abbildung 4.3-7 für 13 bar bei einem Kraftstoff/Luft-Verhältnis von 0,5, 1,0 und 2,0 dargestellt. Abbildung 4.3-8 zeigt die Ergebnisse bei 50 bar für die Kraftstoff/Luft-Verhältnisse 0,67, 1,0 und 2,0. Die Zündverzugszeiten für n-Dekan sind insgesamt kürzer als die für n-Heptan, jedoch zeigt sich prinzipiell ein sehr ähnliches Verhalten. Für 13 bar kann zwischen 700 und 900 K und für 50 bar oberhalb von 800 K jeweils ein NTC-Bereich beobachtet werden. In diesen Bereichen sind die Zündverzugszeiten ebenfalls stark vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis f abhängig. Für 13 bar finden im Temperaturbereich zwischen 700 und 800 K und für 50 bar zwischen 740 und 940 K Vorzündungen (cool flame process, t_1) statt. Mit Hilfe der Stoßwellenrohrtechnik konnten für n-Dekan/Luft-Gemische bei 50 bar aufgrund der hohen Selbstzündwilligkeit dieses Kraftstoffes lediglich Zündverzugszeiten für Temperaturen unterhalb 1000 K gemessen werden. Auch die zeitlichen Druckverläufe (siehe Abbildung 4.3-9) sind denen von n-Heptan sehr ähnlich. Der deflagrative Teil der Selbstzündung ist nur sehr kurz, der Umschlag zur sekundären Explosion mit starken Druckoszillationen findet unmittelbar nach dem Beginn der Deflagration statt.

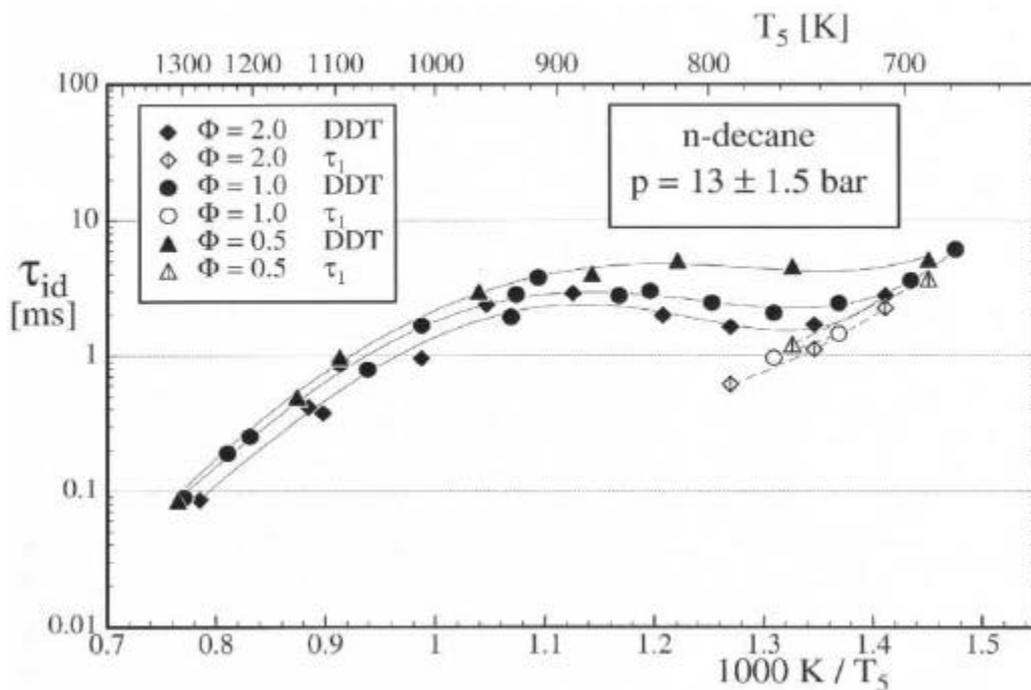


Abbildung 4.3-7 Zündverzüge für n-Dekan bei 13 bar für verschiedene Stöchiometrien

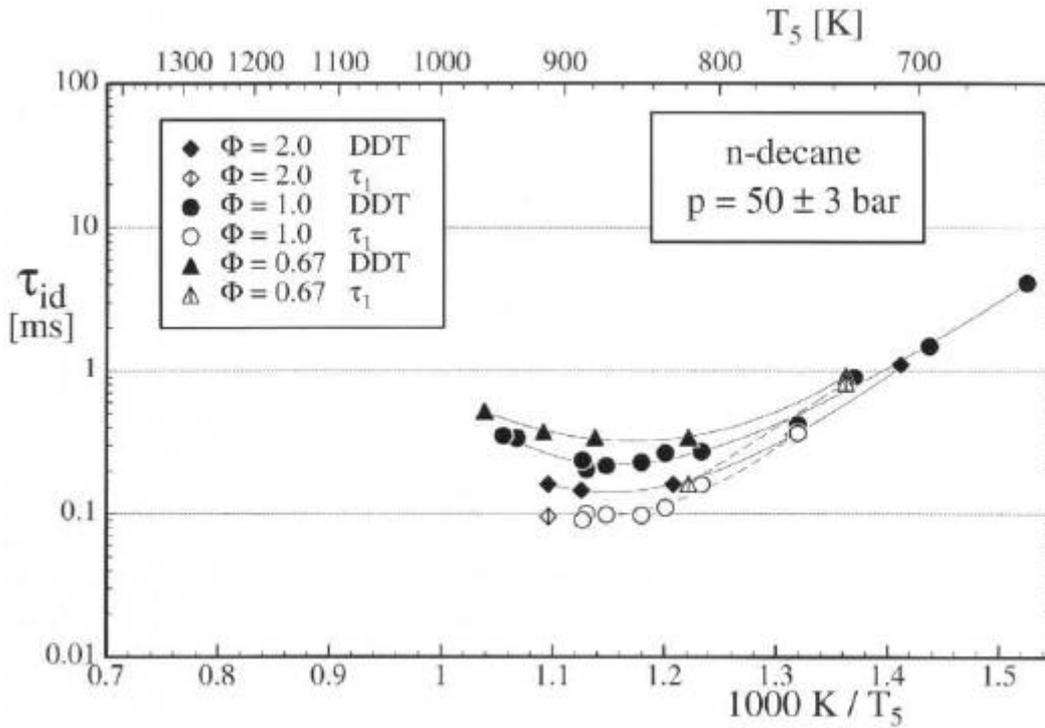


Abbildung 4.3-8 Zündverzögerungen für n-Dekan bei 50 bar für verschiedene Stöchiometrien

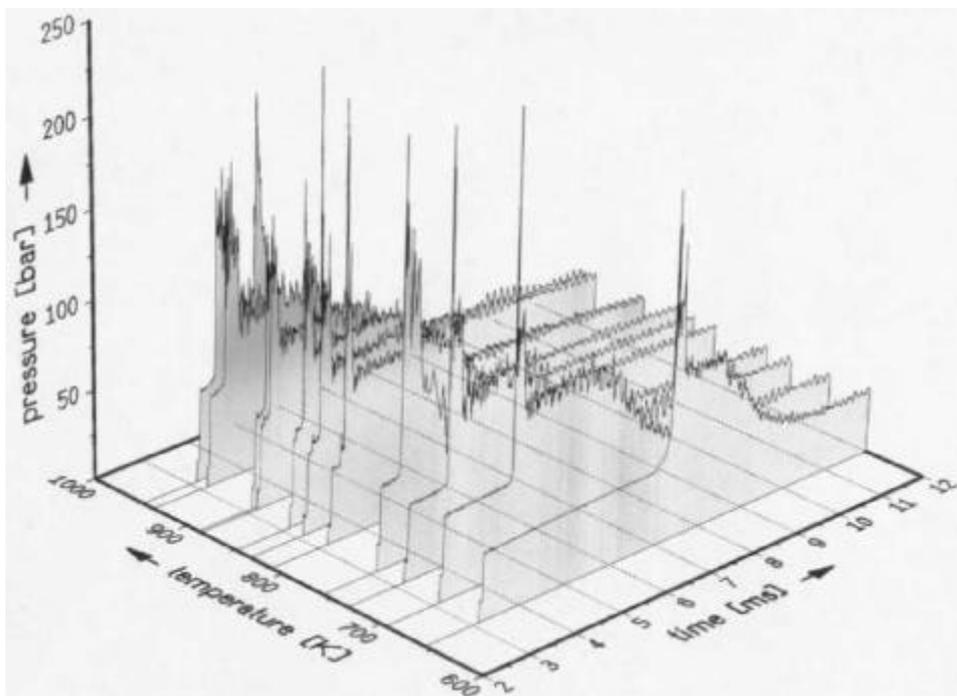


Abbildung 4.3-9 Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (n-Dekan)

Das Flüssiggas Dimethylether kann erst seit kurzem wirtschaftlich durch ein neues katalytisches Verfahren direkt aus Erdgas hergestellt werden. Aufgrund seiner

Cetanzahl zwischen 55 und 60 kann Dimethylether als dieselmotorischer Alternativkraftstoff eingesetzt werden. Der Sauerstoffgehalt des Moleküls und seine schnelle Verdampfung sorgen im Dieselmotor für eine nahezu rußfreie Verbrennung /5/. Aufgrund seiner hohen Cetanzahl läßt dieser Kohlenwasserstoff eine hohe Selbstzündwilligkeit erwarten. Die Ergebnisse der Untersuchungen für stöchiometrische Gemische mit Luft und Drücken von 13 bzw. 40 bar bestätigen dies /7/. Die Zündverzugszeiten sind für beide Drücke — $p = 13$ und $p = 40$ bar — im gesamten untersuchten Temperaturbereich relativ kurz (siehe Abbildung 4.3-10). Das gesamte Selbstzündverhalten ist in der Abbildung 4.3-11 zusammenfassend anhand der zeitlichen Druckverläufe in Abhängigkeit der Temperatur und für den untersuchten Ausgangsdruck von 13 bar dargestellt. Vor der stets detonativ ablaufenden Hauptzündung ist die Phase der deflagrativen Selbstzündung nur sehr kurz. Daher kann davon ausgegangen werden, daß wie für n-Heptan und für n-Dekan die Zeit t_{DDT} die chemische Zündverzugszeit der homogenen Selbstzündung dieses Kraftstoffs bei der entsprechenden Temperatur sehr gut wiedergibt. Aus diesem Grund sind in Abbildung 4.3-10 wie oben für n-Heptan und n-Dekan neben diesen Zeiten nur noch die der ersten Stufe (t_1) eingetragen.

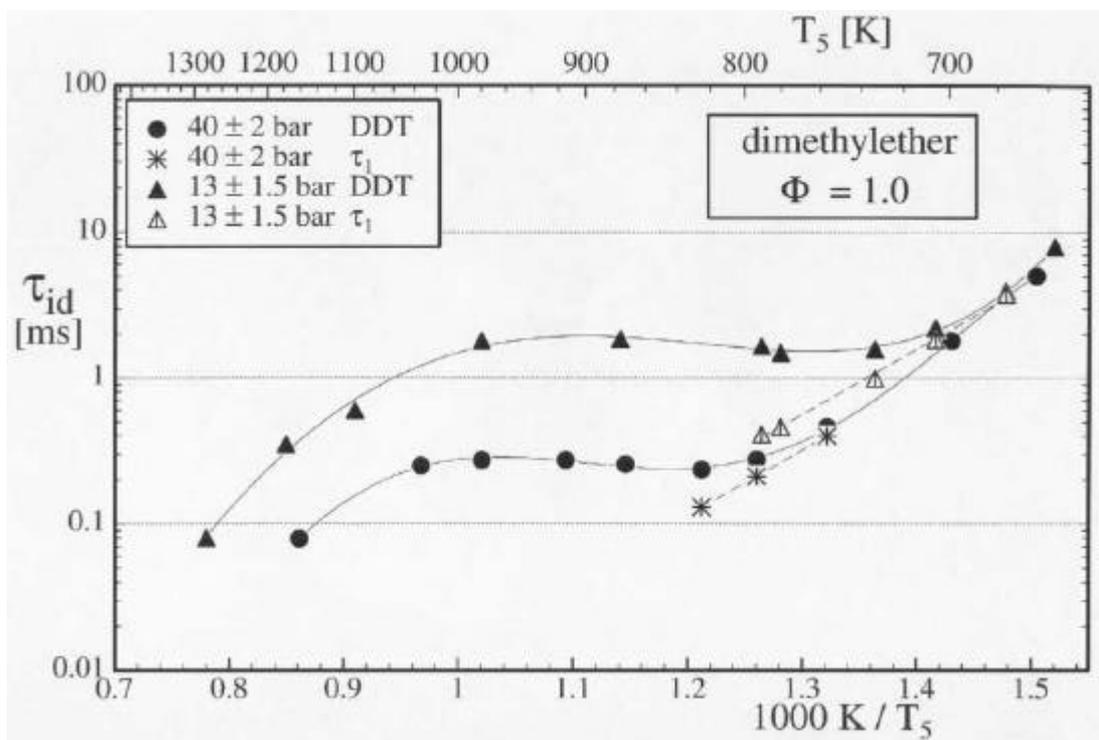


Abbildung 4.3-10 Zündverzüge für Dimethylether bei stöchiometrischer Mischung für 13 und 40 bar

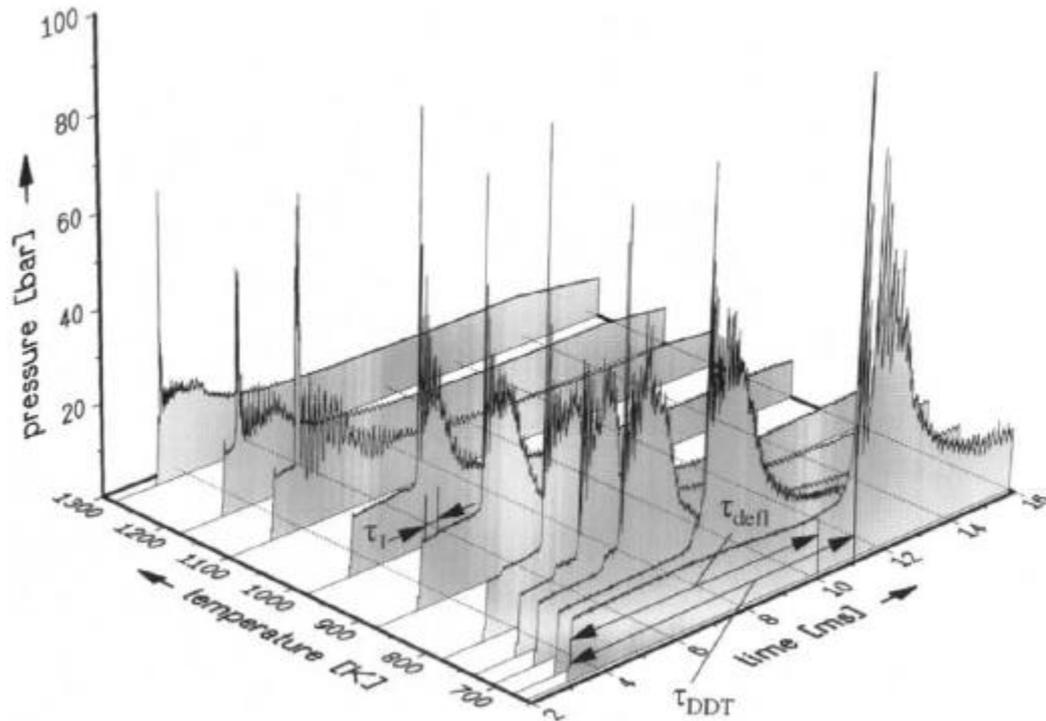


Abbildung 4.3-11 Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (Dimethylether)

Trotz des relativ einfachen Aufbaus des Moleküls $\text{CH}_3 - \text{O} - \text{CH}_3$ ist in Abbildung 4.3-10 deutlich ein Übergang von der Hoch- zur Niedertemperaturkinetik mit ausgeprägtem NTC-Verhalten zu erkennen. Die Niedertemperatur-Selbstzündung verläuft auch bei diesem Kraftstoff zweistufig mit deutlich ausgeprägter erster Stufe. Die erste Stufe wird mit sinkenden Temperaturen immer stärker ausgeprägt und tritt dabei immer später auf, bis sie schließlich mit der Hauptzündung zusammenfällt (siehe Abbildung 4.3-11). Ebenso wie bei den Alkanen n-Heptan und n-Dekan verschiebt sich der NTC-Bereich mit steigendem Druck in Richtung höherer Temperaturen. Für niedrigere Temperaturen ist eine weniger stark ausgeprägte Druckabhängigkeit der Zündverzugszeiten zu beobachten als im Mitteltemperaturbereich.

Der aromatische Kohlenwasserstoff α -Methylnaphthalin wird als unterer Referenzkraftstoff (Cetanzahl 0) bei der Cetanzahlbestimmung eingesetzt, da er sehr selbstzündunwillig ist. Sein Dampfdruck ist bei Raumtemperatur sehr niedrig (ca. 0.06 mbar), wodurch ein sehr hoher Aufwand zur Bestimmung chemischer Zündverzugszeiten im Stoßwellenrohr nötig wird (Vorheizen des gesamten Rohres) /7/. Die Abbildung 4.3-12 zeigt die Zündverzugszeiten für stöchiometrische α -Methylnaphthalin/Luft-Gemische bei 13 und 50 bar /7/. Sowohl mit steigender Temperatur als auch mit steigendem Druck werden die Zündverzugszeiten kürzer. Es kann kein NTC-Bereich beobachtet werden. Die zugehörigen zeitlichen Druckverläufe für

die Messungen bei 13 bar sind in der Abbildung 4.3-13 dargestellt. Anders als bei den vorher beschriebenen selbstzündwilligen Kraftstoffen ist bei α -Methylnaphthalin eine ausgeprägte deflagrative Selbstzündphase zu beobachten. Diese Phase kann durch den Umsatz des verbrennungsfähigen Gemisches zunächst zu einer erkennbaren Druck- und damit auch Temperaturerhöhung führen. Hierdurch kann im bisher unverbrannten Gemisch in Abhängigkeit von Druck und Temperatur die detonative Selbstzündphase mit starken Druckoszillationen früher einsetzen. Zur Auswertung der chemischen Zündverzugszeiten muß deshalb der zeitliche Druckverlauf $p(t)$ berücksichtigt werden /18/. Für Temperaturen unterhalb von ca. 1000 K für 13 bar und unterhalb von 900 K für 50 bar konnte kein Umschlag der deflagrativen Selbstzündung zur detonativen Selbstzündung beobachtet werden. Die Ursache hierfür kann sowohl die zeitlich beschränkte Meßzeit von maximal ca. 10 ms als auch der vollständige Umsatz des verbrennungsfähigen Gemisches während der deflagrativen Abbrandphase sein.

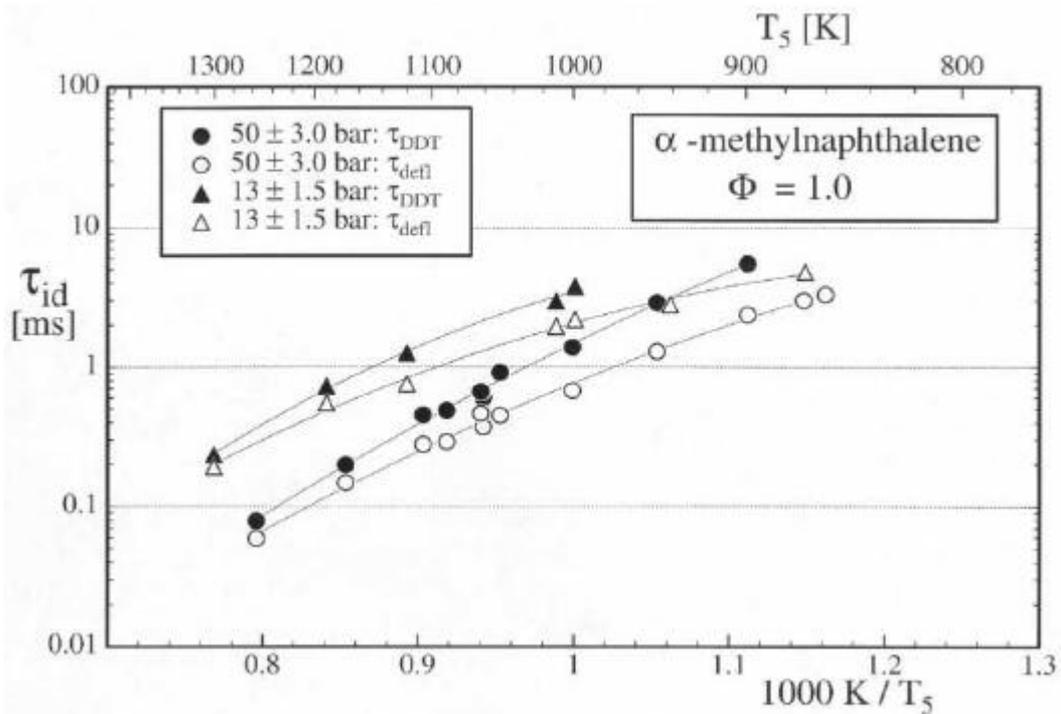


Abbildung 4.3-12 Zündverzugszeiten für α -Methylnaphthalin bei stöchiometrischer Mischung für 13 und 50 bar

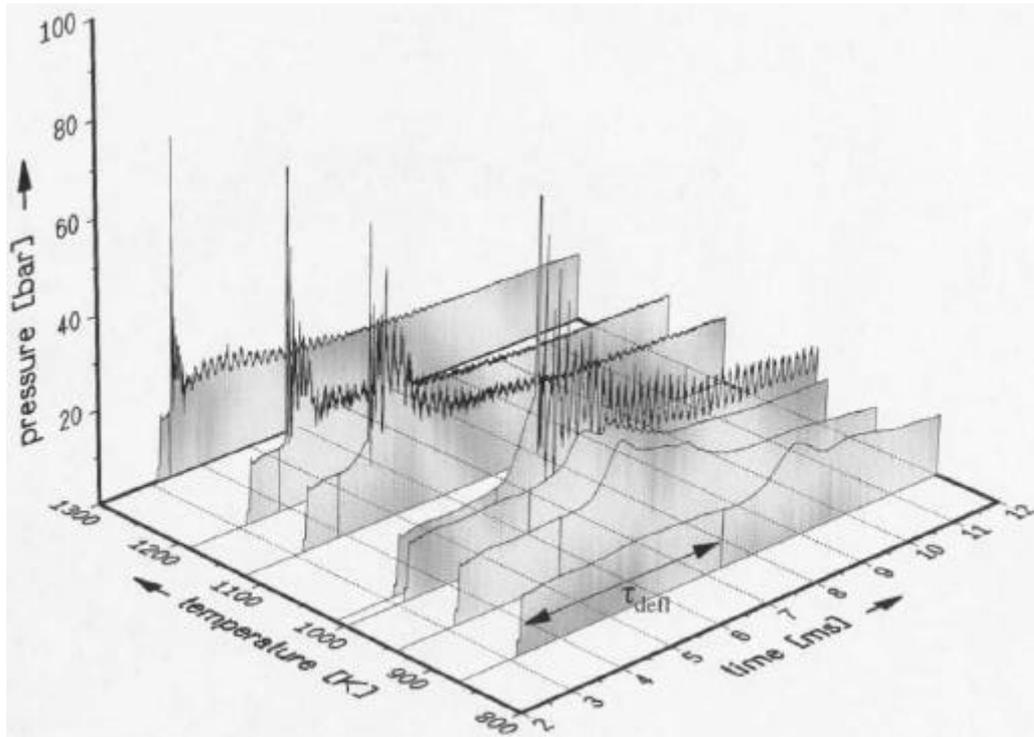


Abbildung 4.3-13 Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (α -Methylnaphthalin)

Einen Vergleich der Ergebnisse für dieselmotorische Modellkraftstoffe zeigen die Abbildung 4.3-14 und die Abbildung 4.3-15 für stöchiometrische Kraftstoff/Luft-Gemische bei 13 und 40 bzw. 50 bar. Bei einem Druck von etwa 13 bar (siehe Abbildung 4.3-14) ist für alle Kraftstoffe — außer α -Methylnaphthalin — ein ähnlicher, deutlich s-förmiger Verlauf der Zündverzugszeiten t_{DDT} im Arrhenius-Diagramm zu erkennen. Erwartungsgemäß sind die Zeiten von n -Dekan im gesamten Temperaturbereich — außer bei hohen Temperaturen ab etwa 1100 K — kürzer als die von n -Heptan. Erstaunlicherweise besitzt aber Dimethylether im Mittel- und besonders im Niedertemperaturbereich deutlich kürzere Zündverzüge als die beiden n -Alkane, was von der Cetanzahl her nicht zu erwarten war. α -Methylnaphthalin ist im Hochtemperaturbereich erkennbar selbstzündunwilliger als die übrigen Kraftstoffe, aufgrund der unterhalb von 1000 K rein deflagrativ verlaufenden Selbstzündung kann für die anderen Temperaturbereiche keine Aussage getroffen werden. Für hohe Drücke (40 bar bzw. 50 bar bei n -Dekan und α -Methylnaphthalin) ergibt der Vergleich der Kraftstoffe (siehe Abbildung 4.3-15) ein ähnliches Ergebnis. Berücksichtigt man, daß die Ergebnisse von n -Dekan bei einem Druck von etwa 50 bar gemessen wurden, besitzt wiederum Dimethylether die insgesamt kürzesten Zündverzüge. Allerdings scheinen die Zündverzüge für Temperaturen unterhalb von 700 K länger als die von n -Dekan zu werden.

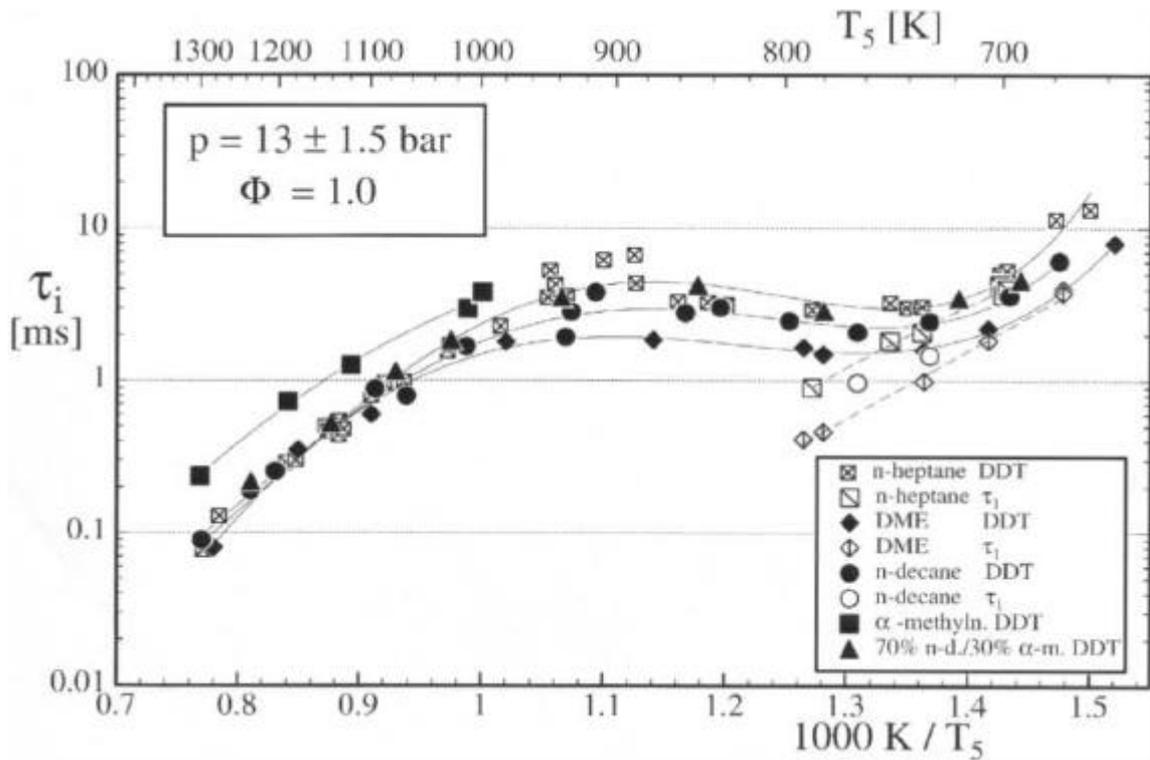


Abbildung 4.3-14 Zündverzögerungen für verschiedene Kraftstoffe bei stöchiometrischer Mischung für 13 bar

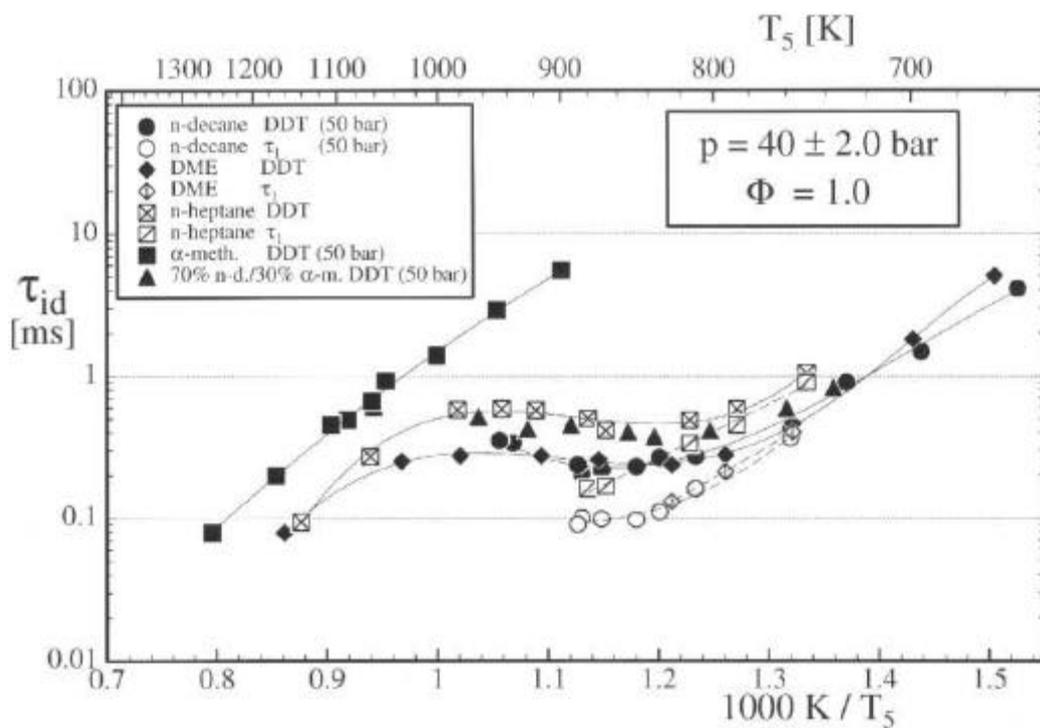


Abbildung 4.3-15 Zündverzögerungen für verschiedene Kraftstoffe bei stöchiometrischer Mischung für 40 bzw. 50 bar

In Abbildung 4.3-14 und Abbildung 4.3-15 sind zusätzlich die Ergebnisse des 2-Komponenten-Modellkraftstoffes aus 70 Vol-% n-Dekan und 30 Vol-% α -Methylnaphthalin (CZ = 56) dargestellt. Offenbar wird der Selbstzündvorgang dieses 2-Komponenten-Kraftstoffes durch die reaktivere Komponente n-Dekan eingeleitet, für die sich ein mageres Luftverhältnis ergibt, falls man voraussetzt, daß sich α -Methylnaphthalin zunächst inert verhält. Daraus erklären sich die Unterschiede in den Zündverzugszeiten gegenüber n-Dekan besonders im mittleren Temperaturbereich, wo eine starke Abhängigkeit vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis f besteht.

Es zeigt sich, daß die unter dieselmotorischen Standardbedingungen ermittelte Cetanzahl (bei der für alle Kraftstoffe derselbe Zündverzug über die Änderung des Verdichtungsverhältnisses bzw. der Luftmenge eingestellt wird) nicht immer in direktem Zusammenhang zur chemischen Zündverzugszeit steht. Vielmehr ist ein Vergleich nur für Kraftstoffe bzw. Gemische aus ähnlichen Stoffgruppen wie die Referenzkraftstoffe möglich.

In Ergänzung der Untersuchungen zur Selbstzündung homogener Kraftstoff/Luft-Gemische wurde auch die Selbstzündung von Einzelkraftstofftropfen in Luft untersucht. Dabei wurden n-Dekan, α -Methylnaphthalin und ihre Mischungen verwendet /10/. Dieser Selbstzündungsprozess besteht wie bei der Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl aus der Überlagerung verschiedener physikalischer und chemischer Phänomene. Zunächst werden aus dem ursprünglichen Einzeltropfen kleine Tropfen generiert. Das anschließende Verdampfen dieser Sekundärtropfen wird begleitet vom Vermischen des Kraftstoffdampfes mit dem Oxidator. Die anschließende Selbstzündung beginnt wiederum erst nach der chemischen Zündverzugszeit /19/. Diese Prozesse können ebenfalls mit Hilfe der Stoßwellenrohrtechnik untersucht werden. Messungen zur chemischen Zündverzugszeit und frühere Untersuchungen zum Aufbrechen und Verdampfen von Tropfen hinter Stoßwellen (z.B. /20/, /21/) bilden eine gute Basis für diese Untersuchungen.

Die experimentellen Untersuchungen wurden mit Hilfe zweier Stoßwellenrohre durchgeführt. Bei allen durchgeführten Experimenten wurde ein Kraftstofftropfen mit einem Durchmesser von ca. 2 mm in der Rohrmitte 15 mm vor der Endwand des Stoßwellenrohres an einer Kapillaren aufgehängt.

Der Kraftstofftropfen wird nicht durch den einfallenden Stoß selbst aufgerissen. Erst die hohen Scherkräfte, die aus der Strömung hinter dem einfallenden Stoß resultieren, führen zu einem kontinuierlichen Abscheren kleiner Tropfen aus der Grenzschicht des ursprünglichen Tropfens. Dieser Aufbruchmechanismus findet bei sehr hohen Weber- und Reynoldszahlen statt. Er wird als „explosion mode“ oder „catastro-

phic shattering“ bezeichnet und ist mit dem Zerstäuben des Kraftstoffs beim Einspritzen in den Brennraum vergleichbar. Das Aufbrechen des Tropfens wird charakterisiert durch die Aufbrechzeit $t_B/20/$ mit:

$$t_B = \frac{d_0}{u_2} \cdot \sqrt{\frac{r_d}{r_2}} \quad (4.3-1)$$

wobei: d_0 : Einzeltropfendurchmesser,
 r_d : Kraftstoffdichte,
 u_2 und r_2 : Gasgeschwindigkeit und -dichte hinter dem einfallenden Stoß.

Der Aufbrechmechanismus ist in Abbildung 4.3-16 sowohl für n-Dekan als auch für α -Methylnaphthalin dargestellt /10/. Trotz der unterschiedlichen Stoffdaten sind keine wesentlichen Unterschiede zu beobachten. Die berechneten charakteristischen Aufbrechzeiten sind nur geringfügig kraftstoffabhängig, vielmehr ist die Gasdichte hinter dem einfallenden Stoß die entscheidende Einflußgröße. Mit steigendem Druck hinter dem reflektierten Stoß sinkt somit die charakteristische Aufbrechzeit der Kraftstofftropfen.

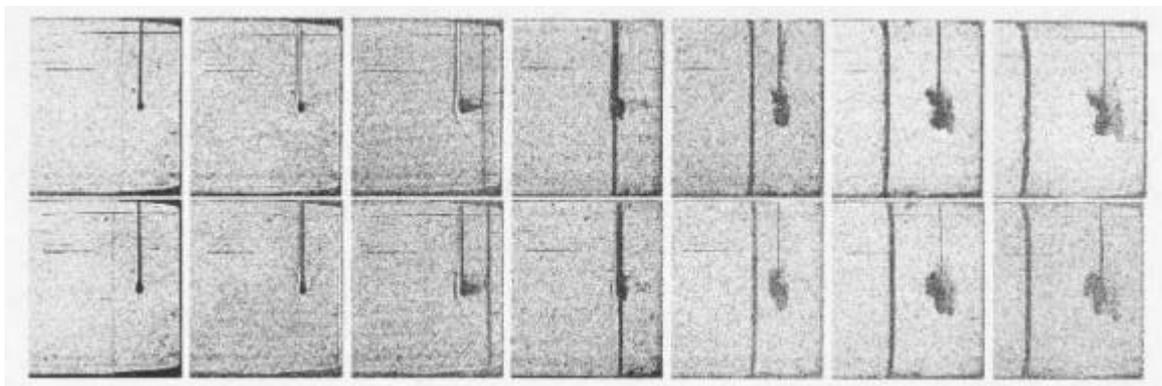


Abbildung 4.3-16 Aufbrechvorgang für n-Dekan und α -Methylnaphthalin

Für die sich ablösenden Sekundärtropfen läßt sich ein massengemittelter Sekundärtropfendurchmesser bestimmen /22/:

$$d_{\text{sec}} = 3,9 \cdot d_0 \cdot \sqrt[4]{\frac{n_d/n_2}{We \cdot Re}}, \quad (4.3-2)$$

wobei n_d und n_2 die kinematische Viskosität von Kraftstoff und Gas sind.

Während höhere Drücke wie beim Einspritzvorgang zu einer feineren Zerstäubung und somit kleineren Durchmessern führen, ist hier auch der Kraftstoffeinfluß klar erkennbar. Mit steigender kinematischer Viskosität des Kraftstoffs werden auch die Sekundärtropfendurchmesser größer. Daraus resultiert ein kleineres Oberflächen/Volumen-Verhältnis, was wiederum die Verdampfung des Kraftstoffs stark beeinflusst /10/.

Das Aufbrechen des Kraftstofftropfens hinter dem einfallenden Stoß führt zur Generierung einer Wolke kleiner Tropfen. Diese Tropfen werden hinter dem einfallenden Stoß nur kurz beschleunigt und aufgeheizt, bevor der reflektierte Stoß diese Zone erneut komprimiert und aufheizt. Jetzt beginnt eine starke Verdampfung des Kraftstoffs begleitet von einer Vermischung des Kraftstoffdampfes mit Luft. Mit Hilfe eines Programms von Klingsporn et al. /23/ (siehe auch Kapitel 4.2) wurden mit den gasdynamischen Größen der durchgeführten Zündverzugszeitmessungen die Zeiten für ein vollständiges Verdampfen der Sekundärtropfen hinter dem reflektierten Stoß berechnet. Hierbei wurde jede Rechnung mit 2 Starttemperaturen durchgeführt, zum einen mit 293 K, der Temperatur des Einzeltropfens vor dem Aufbrechen, und zum anderen mit der Gleichgewichtstemperatur T_{GI} der Sekundärtropfen hinter dem einfallenden Stoß. Das ist die maximale Temperatur, auf die die Tropfen hinter dem einfallenden Stoß aufgeheizt werden können. Daraus ergibt sich für die Verdampfungszeiten (living time) ein Bereich, der mit den berechneten charakteristischen Aufbrechzeiten und den gemessenen Zündverzugszeiten für n-Dekan bei 13 (Abbildung 4.3-17) bzw. 50 bar (Abbildung 4.3-18) dargestellt ist /10/. Es wird deutlich, daß besonders bei hohen Temperaturen eine Selbstzündung bereits vor dem vollständigen Verdampfen des Kraftstoffs einsetzt.

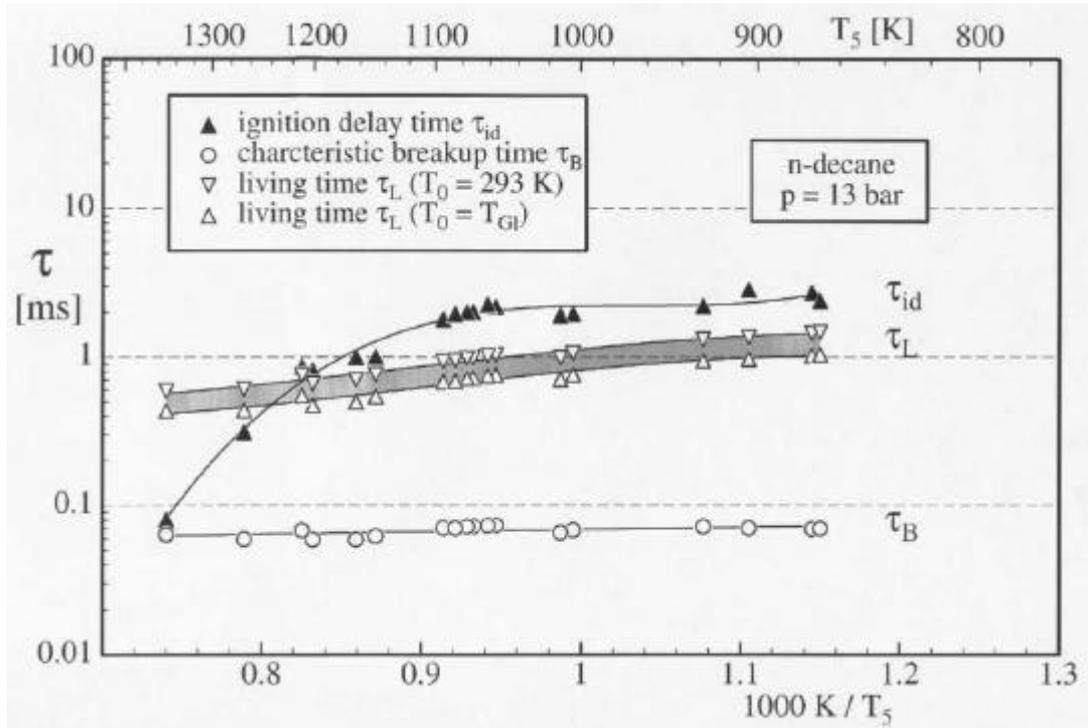


Abbildung 4.3-17 Zündverzugszeiten für n-Dekan bei 13 bar

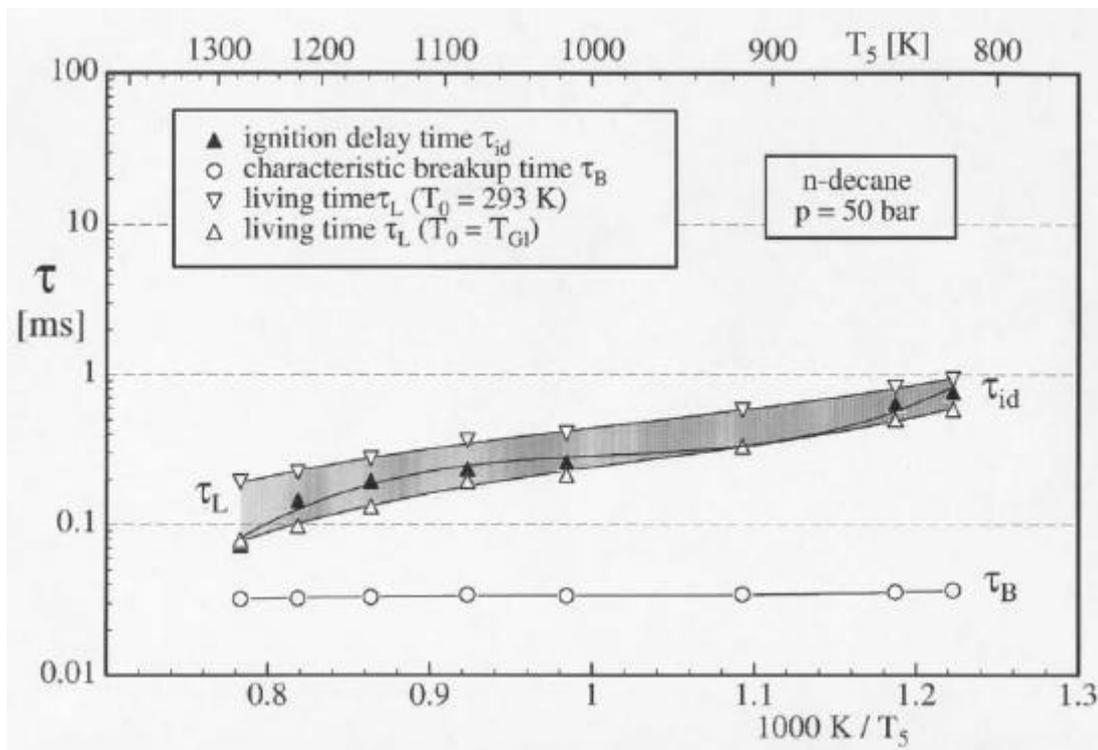


Abbildung 4.3-18 Zündverzugszeiten für n-Dekan bei 50 bar

Abbildung 4.3-19 zeigt exemplarisch den gesamten Selbstzündungsvorgang für n-Heptan in Luft. Auf den ersten 6 Einzelbildern ist das Aufbrechen des Einzeltropfens sowie die Zerstäubung der Sekundärtropfen und die Verdampfung des Kraftstoffs zu beobachten. In Bild 6 ist der größte Teil des Kraftstoffs bereits verdampft. Bild 7 zeigt den Beginn der Selbstzündung. Die Bilder in der unteren Reihe zeigen den vollständigen, anschließenden Verbrennungsvorgang, der durch den Verbrauch des Kraftstoffs beendet wird.

In Abbildung 4.3-20 werden die gemessenen Zündverzüge aus den Tropfenuntersuchungen mit den Ergebnissen für homogene Kraftstoff/Luft-Gemische sowie mit Messungen im Einspritzstrahl (siehe Kapitel 4.3.3 und /24/) verglichen. Hierbei zeigt sich, daß die Ergebnisse der Tropfenmessungen wegen der Gemischbildungszeiten für hohe Temperaturen eine obere Grenze der Zündverzugszeiten darstellen. Im Übergangsbereich, d.h. im NTC-Bereich, können jedoch aufgrund der starken Abhängigkeit der chemischen Zündverzugszeiten vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis f die Werte für Tropfen unterhalb derer für homogene Kraftstoff/Luft-Gemische liegen. Im Vergleich zwischen den Stoßwellenrohruntersuchungen und den Messungen im Einspritzstrahl, die im folgenden Kapitel 4.3.3 detailliert erläutert werden, ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse.

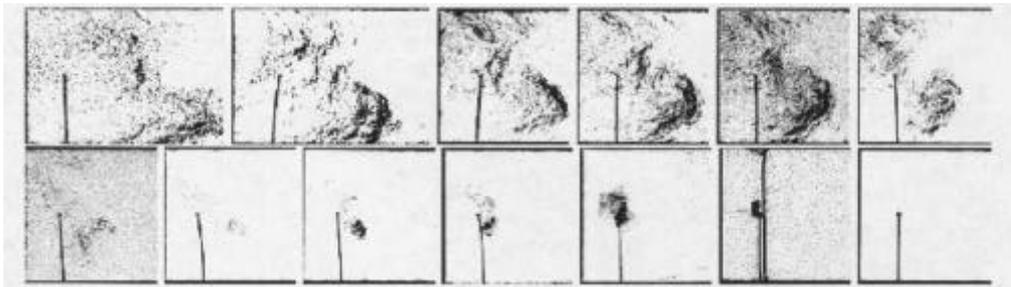


Abbildung 4.3-19 Selbstzündungsvorgang für n-Heptan

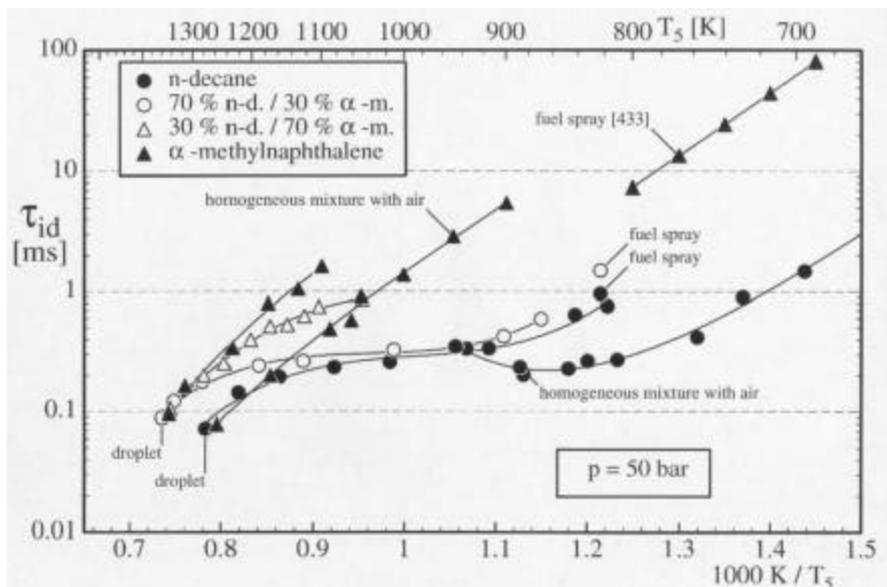


Abbildung 4.3-20 Zündverzüge für verschiedene Kraftstoffe bei 50 bar

4.3.3 Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl

Im Dieseleinspritzstrahl überlagern sich wie vorher bereits mehrfach erwähnt im Gegensatz zu den Untersuchungen im Stoßwellenrohr bei der Selbstzündung die physikalischen Vorgänge der Strahlausbreitung und Gemischbildung mit den reaktionskinetischen Vorgängen, so daß sich der Zündverzug hier aus einem chemischen und einem physikalischen Anteil zusammensetzt.

Im folgenden sollen zunächst die grundlegenden Phänomene bei der dieselmotorischen Selbstzündung im Einspritzstrahl und im weiteren der Einfluß einzelner Parameter auf den Zündverzug sowie die Lage des Zündortes im Einspritzstrahl anhand von Untersuchungen in einer Druckkammer (siehe Kapitel 4.1) aufgezeigt werden. Aus der Vielzahl der durchgeführten experimentellen Untersuchungen werden schließlich empirische Gleichungen zur Abschätzung der Größen „Zündverzug“ und „Zündort“ für unterschiedliche Randbedingungen in der Druckkammer abgeleitet. Sofern nicht anders erwähnt, wird dabei die Selbstzündung über die erste Lichtemission im Wellenlängenbereich $\lambda > 300 \text{ nm}$ bestimmt, was nach /25/ deutlich kürzere Zündverzögerungen im Vergleich zu einer Definition über die 5%-Umsatzrate ergibt.

4.3.3.1 Grundlagen der Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl

Definiert man die Selbstzündung über die erste sichtbare Lichtemission der Verbrennung, so stellt sich diese in einem Dieseleinspritzstrahl wie in Abbildung 4.3-38 exemplarisch gezeigt dar. Zum Zündzeitpunkt ist im abhängig von den Randbedingungen mehr oder weniger verdampften Einspritzstrahl ein eng begrenztes Gebiet mit sichtbarer Lichtemission detektierbar. Nach /26/ liegt dabei das Auftreten der ersten sichtbaren Lichtemission zeitlich sehr nahe bei der ersten Lichtemission bis in den UV-Bereich und repräsentiert damit gut die erste Phase der Selbstzündung. Ausgehend von diesem Zündherd breitet sich die Verbrennung dann sehr schnell über einen weiten Bereich des Einspritzstrahls aus. Neben diesem ersten Zündherd können im Einspritzstrahl nahezu gleichzeitig häufig weitere Selbstzündorte detektiert werden, wenn in mehreren Bereichen des Einspritzstrahls die für eine Selbstzündung idealen Voraussetzungen vorliegen.

Die mittleren Vorgänge der Selbstzündung werden im Dieseleinspritzstrahl von zyklischen Schwankungen überlagert. Dabei wirken sich hier im wesentlichen die im vorigen Kapitel beschriebenen zyklischen Schwankungen der Strahlausbreitung und Gemischbildung auf den physikalischen Anteil des Zündverzugs aus, die noch durch einen starken Einfluß der zyklischen Schwankungen der lokalen Temperaturen auf den chemischen Anteil des Zündverzugs verstärkt werden. So werden trotz der äußerst konstanten Randbedingungen in der Druckkammer signifikante zyklische

Schwankungen des Zündverzuges gemessen. Abbildung 4.3-21 gibt die zyklischen Schwankungen des Zündortes (Abstand von der Einspritzdüse) über den zyklischen Schwankungen des Zündverzuges für 32 Einzelzyklen bei 500 °C und 600 °C wieder. Neben den Meßwerten der Einzelzyklen ist die nach der Methode kleinster Fehlerquadrate bestimmte Regressionsgerade dargestellt. Die nicht eindeutige Korrelation zwischen Zündverzug und Zündort deutet darauf hin, daß bei gegebener Strahlausbreitung der Zündort nicht allein vom Zündverzug bestimmt wird, sondern daß die für die Zündung günstigsten Bedingungen hinsichtlich lokaler Temperatur und lokalem Luftverhältnis stochastisch schwanken. Abhängig von den Randbedingungen weist die Lage des Zündortes im Vergleich zum Zündverzug deutlich stärkere zyklische Schwankungen auf, deren relative Standardabweichungen mit rund 25% dabei unabhängig von der Temperatur nahezu konstant bleiben. Dies kann damit erklärt werden, daß es sich bei dem Zündverzug bezogen auf den Einspritzstrahl um eine makroskopische Kenngröße handelt, während sich bei der lokalen Kenngröße des Zündortes Inhomogenitäten des Einspritzstrahls viel stärker bemerkbar machen.

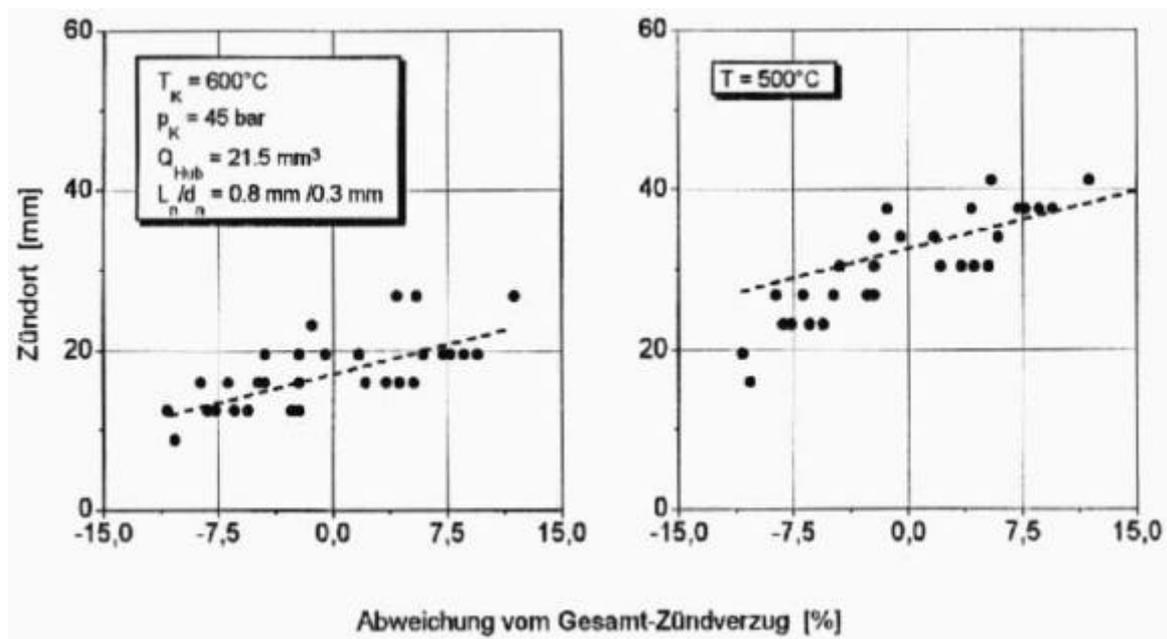


Abbildung 4.3-21 Zündort - Zündverzug (links: $T = 600^\circ\text{C}$, rechts: $T = 500^\circ\text{C}$)

Zum besseren Verständnis der Vorgänge bei der Selbstzündung sowie für die rechnerische Modellierung des Selbstzündungsvorganges ist die Kenntnis des Zusammenhanges zwischen Zündverzug und Zündort auf der einen Seite sowie dem lokalen Kraftstoff-/Luftverhältnis andererseits von besonderem Interesse. In Abbildung 4.3-22 ist die gemittelte Strahlkontur sowie die Zündorte aus 32 Einzelzyklen (links) dem mittleren lokalen Kraftstoff/Luft-Verhältnis (rechts) für eine Temperatur von 500 °C und einen Druck von 45 bar für den Einkomponentenmodellkraftstoff n-Heptan gegen-

übergestellt /27/. Es zeigt sich, daß die Selbstzündung bevorzugt in Bereichen fetten Gemisches mit Luftverhältnissen zwischen $\lambda = 0.6$ und 0.8 auftritt. Diese Aussage wird durch die Beobachtung unterstützt, daß bei einer quasi-dreidimensionalen Analyse des Zündortes insbesondere für kleine Einspritzmengen die häufigsten Zündorte in unmittelbarer Nähe der Strahlachse detektiert werden (Abbildung 4.3-30, /26/, /28/). Die Strahlachsenzone stellt somit keinen für die Zündung verbotenen Bereich dar.

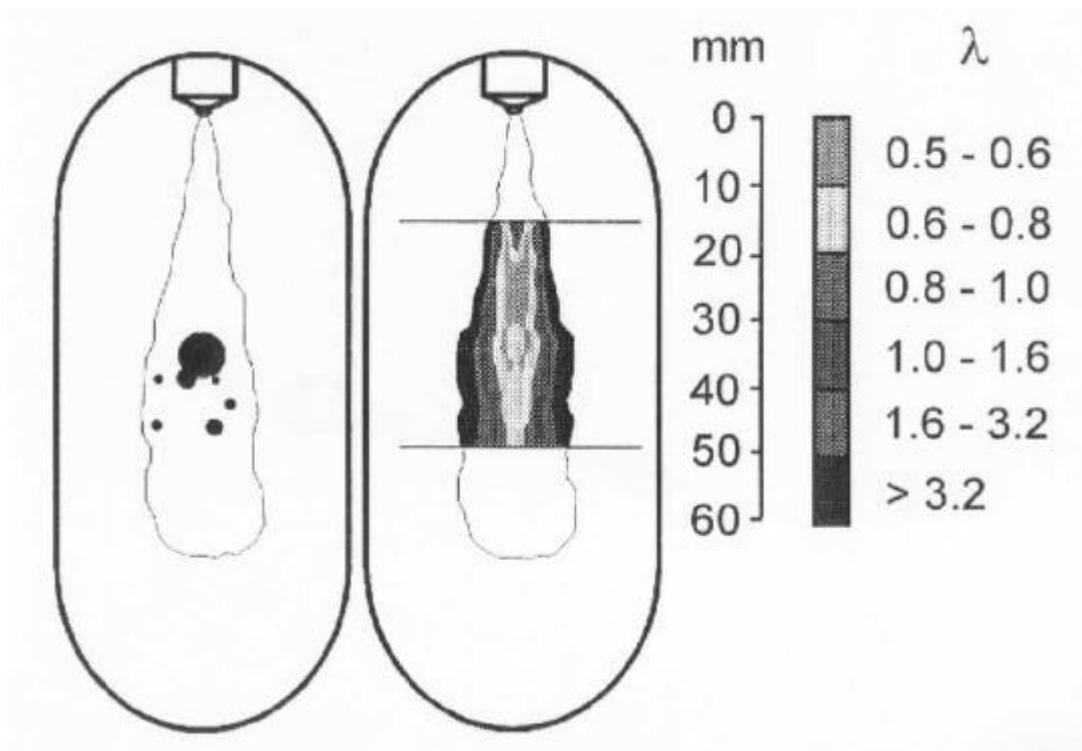


Abbildung 4.3-22 Korrelation zwischen Zündort und örtlichem Luftverhältnis

4.3.3.2 Einfluß motorrelevanter Parameter auf die Selbstzündung im Freistrah

Im folgenden sollen die vollständig voneinander separierten Einflüsse des Zustandes der Zylinderladung (Druck, Temperatur), der Einspritzsystemparameter (Einspritzmenge, Einspritzrate, Düsenlochgeometrie, Düsenöffnungsdruck), der Kraftstoffeigenschaften (Cetanzahl, Siedeverlauf, Viskosität) sowie einer Luftbewegung im Brennraum (Drall, Turbulenz) auf die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl aufgezeigt werden /25/, /26/, /29/.

Temperatur

Die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl wird zunächst einmal wesentlich von den Parametern Druck und Temperatur der Ladung während der Zündverzugsphase bestimmt. Diese beiden Größen werden im Motor u.a. durch Drehzahl, Last, Grad der Aufladung sowie Wahl des Verdichtungsverhältnisses bestimmt und sind im allgemei-

nen eng aneinander gekoppelt. Die Druckkammer bietet jedoch hier die Möglichkeit, den Einfluß dieser beiden Parameter auf die Selbstzündung vollkommen separiert zu betrachten.

Einen dominierenden Einfluß auf den Zündverzug hat die Temperatur der Ladung, in die der „kalte“ Kraftstoff eingespritzt wird. Abbildung 4.3-23 zeigt die Abhängigkeit des Zündverzuges von der Temperatur, die einen annähernd exponentiellen Verlauf aufweist. Für niedrige Temperaturen überlagern sich dabei annähernd gleichgewichtig die Effekte einer mit steigender Temperatur verbesserten Kraftstoffverdampfung und damit eines kürzeren physikalischen Zündverzugs auf der einen sowie ein verkürzter chemischer Zündverzug auf der anderen Seite. Mit steigender Temperatur wird hingegen die Selbstzündung in zunehmendem Maße durch den physikalischen Zündverzug beeinflusst. Weil stets eine gewisse Zeitspanne für die Aufbereitung des Kraftstoffes benötigt wird, flacht die Kurve mit zunehmender Temperatur immer stärker ab (siehe auch Abbildung 4.3-17).

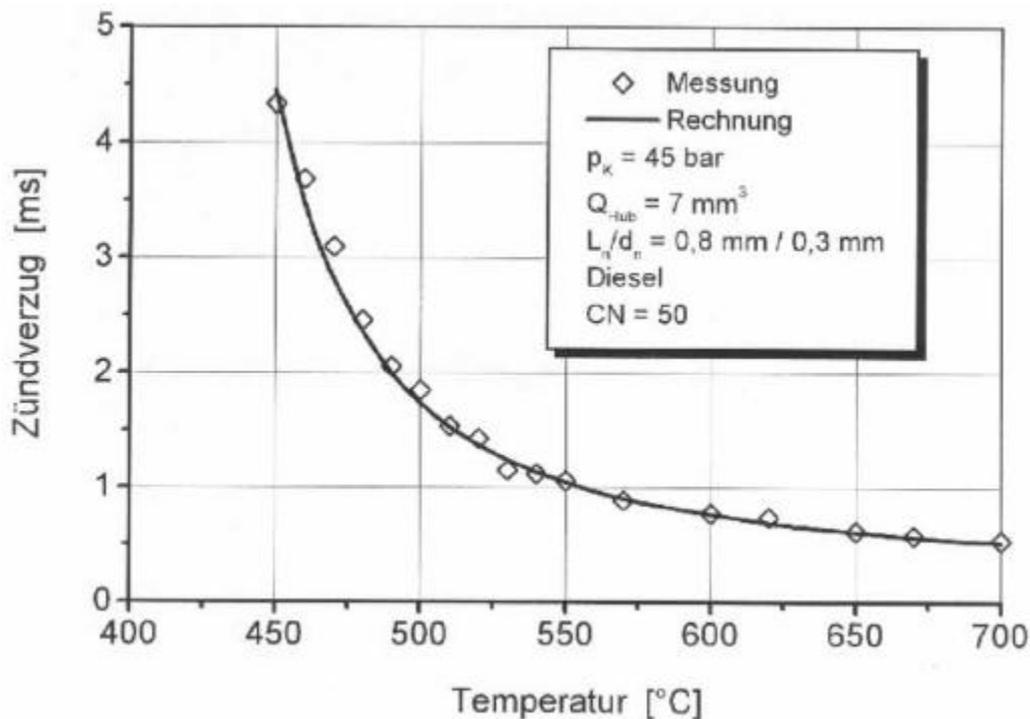


Abbildung 4.3-23 Zündverzug bei Variation der Temperatur

Mit zunehmender Temperatur verlagert sich der Zündort L_Z zur Einspritzdüse hin (Abbildung 4.3-24, siehe auch Abbildung 4.3-21), wobei die stochastischen Schwankungen der Zündorte um den jeweiligen Mittelwert annähernd gaußverteilt sind (Abbildung 4.3-25). Mit zunehmender Temperatur verlagert sich der mittlere radiale Abstand des Zündortes von der Strahlachse (r_Z) leicht von der Strahlachse fort; die

meisten Zündungen werden für die vorliegenden Randbedingungen jedoch nahezu unabhängig von der Temperatur im Bereich 1-2 mm von der Strahlachse entfernt detektiert (Abbildung 4.3-24 und Abbildung 4.3-26).

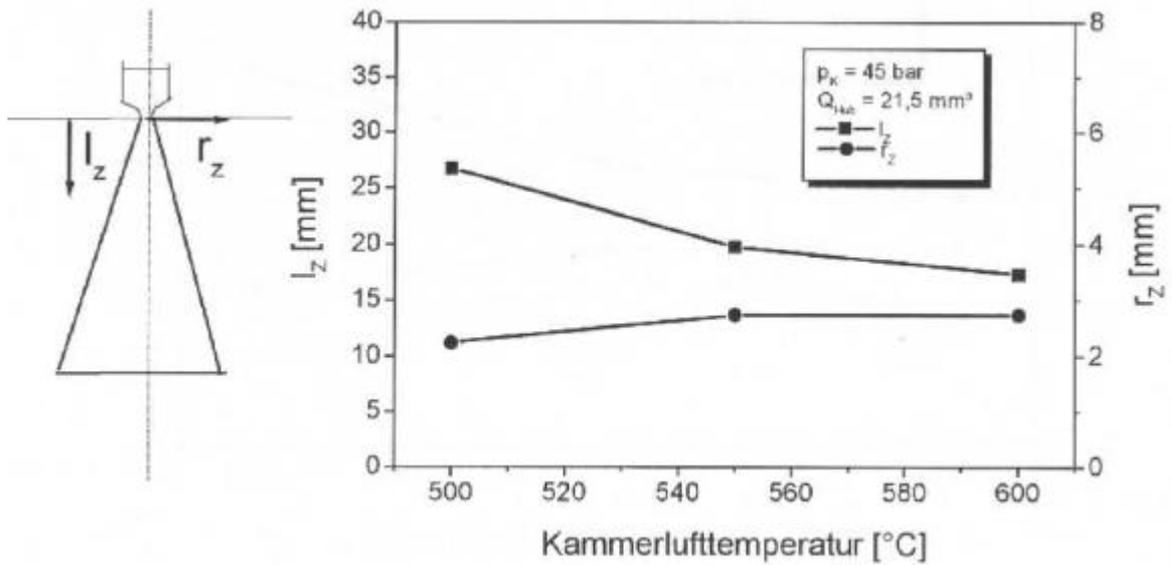


Abbildung 4.3-24 Mittlerer Zündort im Dieseleinspritzstrahl bei Variation der Temperatur

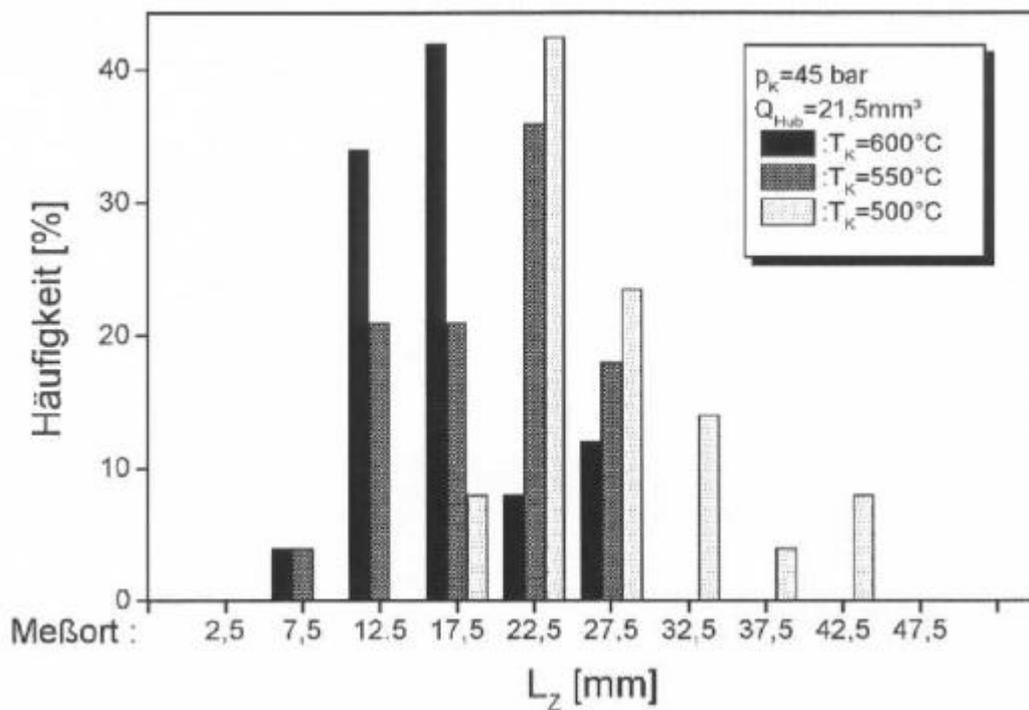


Abbildung 4.3-25 Verteilung der Zündorte im Freistrahls bei Variation der Temperatur

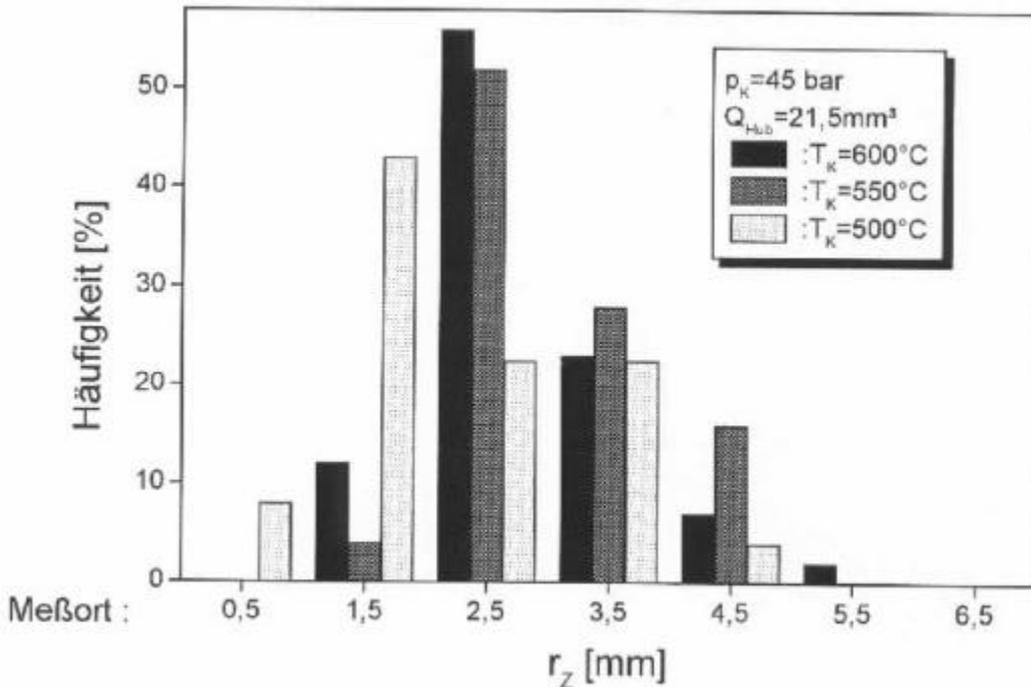


Abbildung 4.3-26 Verteilung der Zündorte im Freistrahls bei Variation der Temperatur

Druck

Mit zunehmendem Druck nimmt der Zündverzug eines Dieseleinspritzstrahls stark ab (Abbildung 4.3-27). So wird für eine Temperatur von 500°C und eine Einspritzmenge von $21,5 \text{ mm}^3$ bei einer Erhöhung des Druckes von 35 auf 55 bar eine Abnahme des Zündverzuges um rund $0,8 \text{ ms}$ festgestellt. Dies kann neben einer Abnahme des chemischen Zündverzuges (siehe Kap. 4.3.2) insbesondere auch auf eine deutlich verbesserte Strahlerstäubung und damit Gemischaufbereitung bei erhöhtem Druck (siehe Kapitel 4.2) zurückgeführt werden. Dabei verlagert sich auch hier gleichzeitig der mittlere Zündort deutlich zur Einspritzdüse hin und verschiebt sich tendenziell auch in Richtung der Strahlachse.

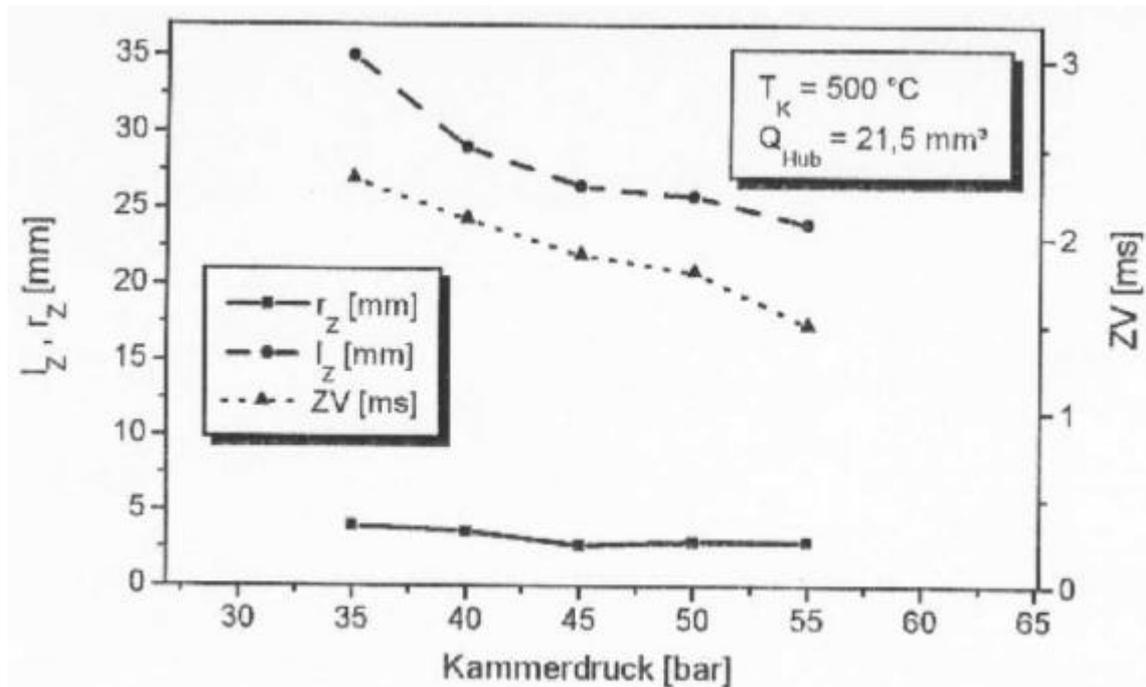


Abbildung 4.3-27 Zündorte und Zündverzögerung bei Variation des Druckes

Einspritzmenge

Über die eingespritzte Kraftstoffmenge wird im Motor die zugeführte Brennstoffenergie dem Leistungsbedarf angepaßt. Mit zunehmender Einspritzmenge nehmen dabei bei konventionellen Einspritzsystemen die Einspritzdauer und der Einspritzdruck (d.h. auch die Einspritzrate) zu. In Abbildung 4.3-28 ist die Abhängigkeit des Zündverzuges von der eingespritzten Kraftstoffmenge je Zyklus für unterschiedliche Ladungstemperaturen von 450 °C bis 600 °C dargestellt; die schraffierten Felder geben dabei die Vertrauensbereiche zu einer statistischen Sicherheit von 95% an. Für alle Temperaturen wird eine Zunahme des Zündverzuges mit zunehmender Einspritzmenge beobachtet, was auf eine größere notwendige Verdampfungswärme sowie eine Abkühlung des Gemisches insbesondere in der Strahlachsenzone durch nachfolgenden Kraftstoff zurückgeführt werden kann. Dieser Zusammenhang ist für hohe Temperaturen deutlich schwächer ausgeprägt, weil hier bis zum Zeitpunkt der Selbstzündung nur geringe Unterschiede bezüglich der Strahlausbreitung und Gemischbildung auftreten. Eine Zunahme des Zündverzuges mit zunehmender Einspritzmenge steht zunächst scheinbar im Gegensatz zu motorischen Ergebnissen, wo häufig eine Verkürzung des Zündverzuges gemessen wird /30/. Jedoch muß beachtet werden, daß hier eine Erhöhung der Einspritzmenge im Gegensatz zur Druckkammer zu einem Anstieg des Temperaturniveaus führt.

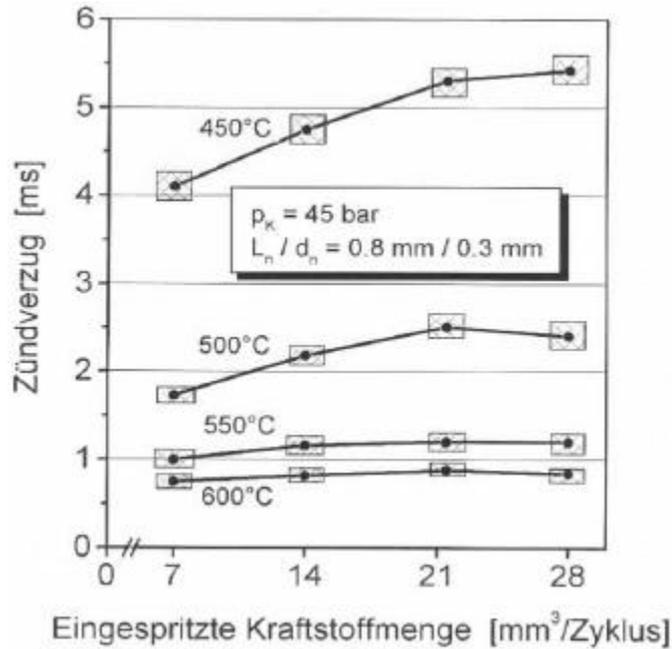


Abbildung 4.3-28 Zündverzug bei Variation der Einspritzmenge

Deutliche Unterschiede im Hinblick auf die Selbstzündung zeigen sich auch bei einer Betrachtung des gesamten Einspritzstrahls zum Zündzeitpunkt (Abbildung 4.3-29). Ist für eine Einspritzmenge von 7 mm^3 zum Zündzeitpunkt schon nahezu der gesamte Kraftstoff verdampft, so liegen bei einer größeren Menge von 28 mm^3 noch weite Teile des Einspritzstrahls unverdampft vor. Die Zündung erfolgt hier in der Nähe sehr fetter und schlecht aufbereiteter Strahlbereiche.

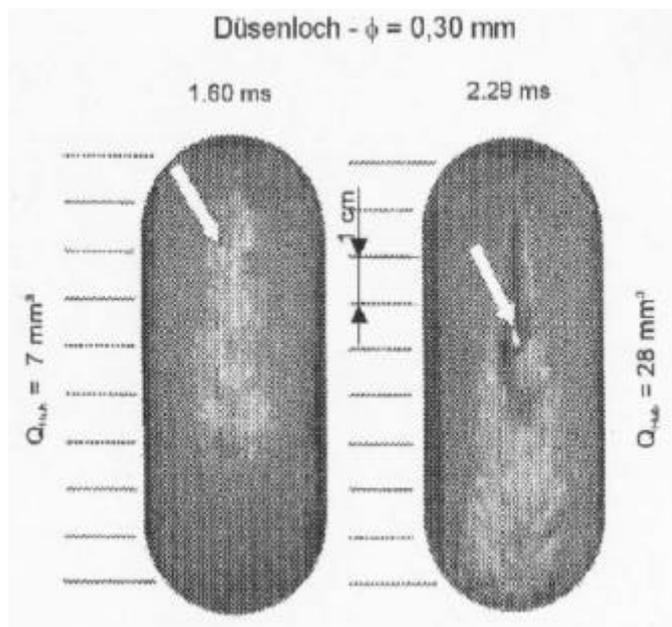


Abbildung 4.3-29 Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl bei Variation der Einspritzmenge

Mit zunehmender Einspritzmenge verlagert sich der mittlere Zündort nahezu linear von der Einspritzdüse weg (Abbildung 4.3-30). Gleichzeitig nimmt in radialer Richtung der Abstand Zündort-Strahlachse deutlich von 1.5 mm auf 3.5 mm zu, wobei die relativen Standardabweichungen unabhängig von der Einspritzmenge zwischen 40% und 45% liegen. Hieraus folgt, daß insbesondere bei kleinen Einspritzmengen Zündungen in unmittelbarer Strahlachsennähe möglich sind.

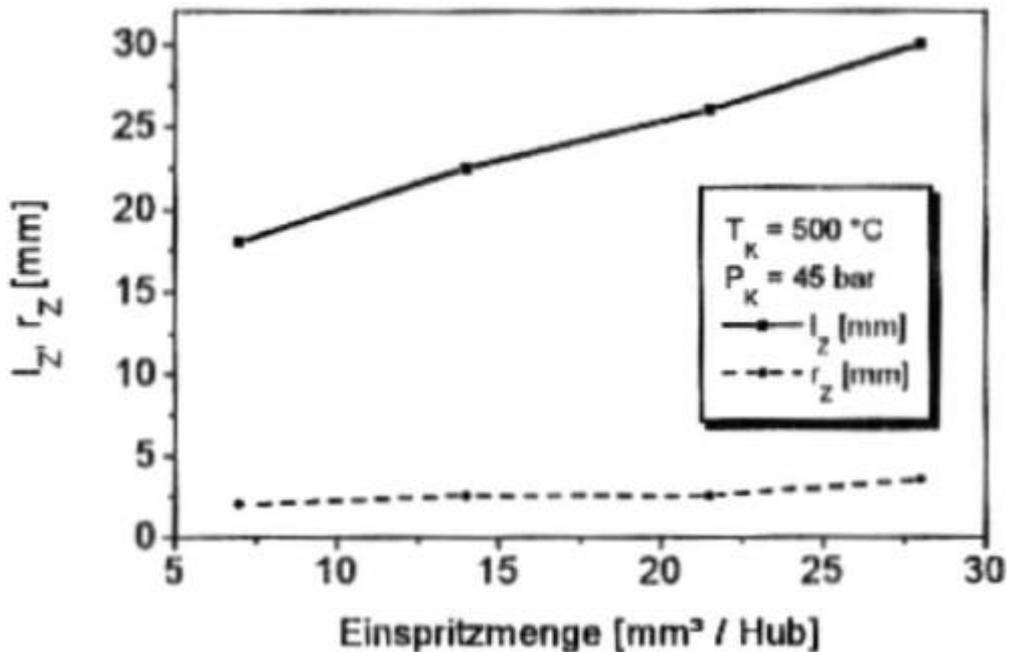


Abbildung 4.3-30 Zündort im Dieseleinspritzstrahl als Funktion der Einspritzmenge

Einspritzdruck

Eine Zunahme des Einspritzdruckes bei ansonsten unverändertem Einspritzsystem hat eine Erhöhung der Einspritzrate bei gleichzeitig verkürzter Einspritzdauer zur Folge. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, führt ein erhöhter Einspritzdruck zu einer intensivierten Kraftstoffverdampfung [31] und damit einer stärkeren Gemischabkühlung. Dies kann als Ursache für den mit zunehmendem Einspritzdruck verlängerten Zündverzug angesehen werden (Abbildung 4.3-31). Dabei verlagert sich der mittlere Zündort auch hier korreliert mit dem Zündverzug von der Einspritzdüse weg, während der radiale Abstand zur Strahlachse als unabhängig vom Einspritzdruck angesehen werden kann. Mit zunehmendem Einspritzdruck nehmen jedoch die zyklischen Schwankungen der Lage des Zündortes deutlich zu, was auf eine stärkere Homogenisierung des Gemisches zurückgeführt werden kann (Abbildung 4.3-32 und Abbildung 4.3-33)

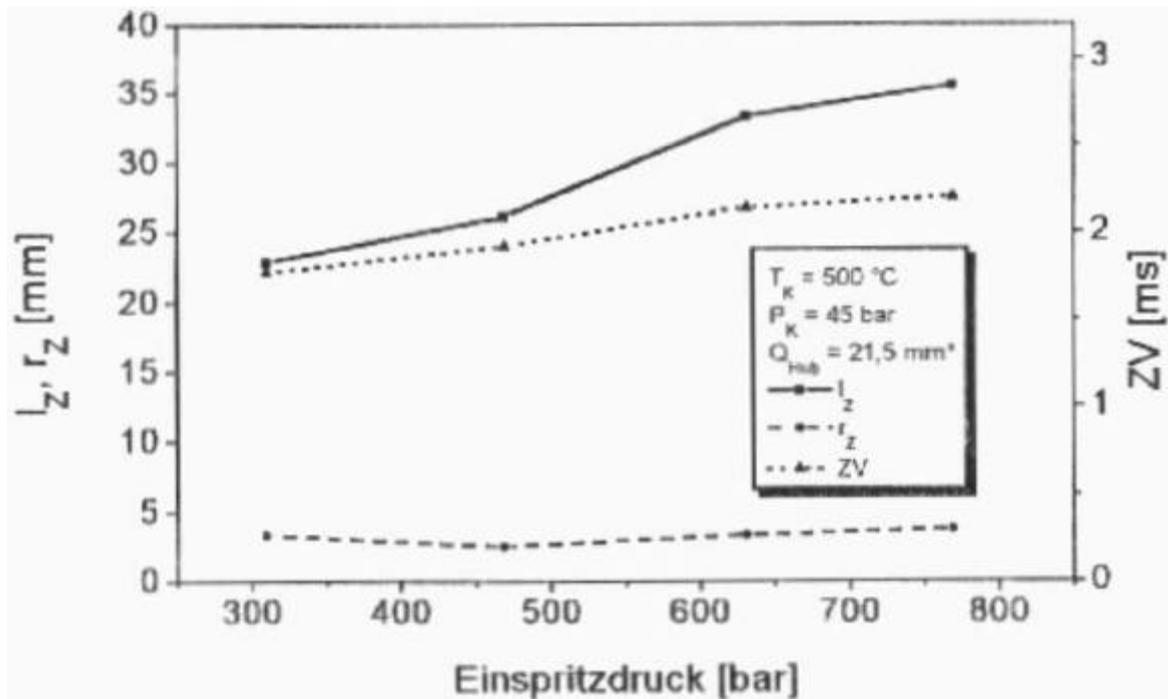


Abbildung 4.3-31 Zündort und Zündverzug bei Variation des Einspritzdruckes

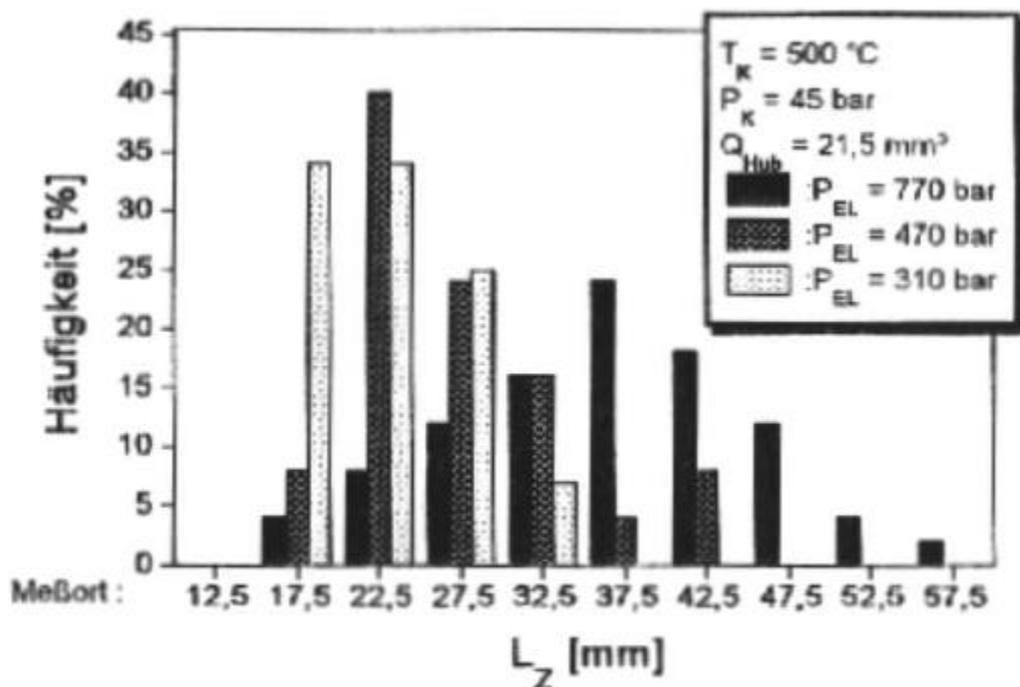


Abbildung 4.3-32 Zündverhalten des Freistrahls bei Variation des Einspritzdruckes

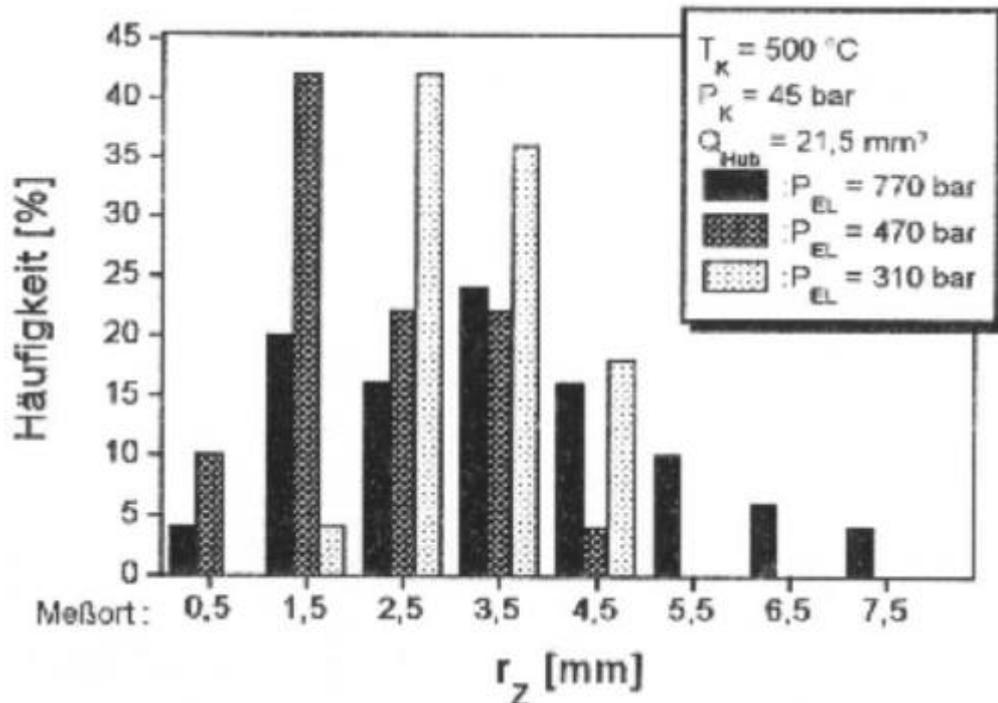


Abbildung 4.3-33 Zündverhalten des Freistrahls bei Variation des Einspritzdruckes

Düsenlochdurchmesser

Eine Veränderung des Düsenlochdurchmessers beeinflusst über die Veränderung des effektiven Strömungsquerschnittes den Einspritzverlauf. Mit abnehmendem Düsenlochdurchmesser nehmen dabei der Einspritzdruck und die Einspritzdauer zu. Um einen sekundären Einfluß des erhöhten Einspritzdruckes auszuschließen, wurde bei den Untersuchungen die Einspritzrate über die Pumpendrehzahl so angepaßt, daß die Einspritzdauer und damit die Einspritzrate annähernd konstant blieben. Nach /31/ nehmen zu kleineren Düsenlochdurchmessern auch bei konstantem Einspritzdruck die Tropfengrößen ab, was zu einer verbesserten Gemischbildung und damit - analog zu einer Erhöhung des Einspritzdruckes - zu einer stärkeren Absenkung der Gemischtemperatur führt.

In Abbildung 4.3-34 ist die Abhängigkeit des Zündverzuges vom Düsenlochdurchmesser für unterschiedliche Ladungstemperaturen von 450 °C bis 600 °C dargestellt; die schraffierten Felder geben dabei die Vertrauensbereiche zu einer statistischen Sicherheit von 95% an. Für alle Temperaturen wird eine Zunahme des Zündverzuges mit abnehmendem Lochdurchmesser beobachtet, was auf stärkere Abkühlung des Gemisches zurückgeführt werden kann. Die Tatsache, daß in Motoren vielfach gegenläufige Tendenzen gemessen werden /25/, deutet darauf hin, daß hier der iso-

lierte Einfluß der Düsenlochgeometrie durch Wandeinflüsse, die Ladungsbewegung sowie sonstige Sekundäreinflüsse überdeckt wird.

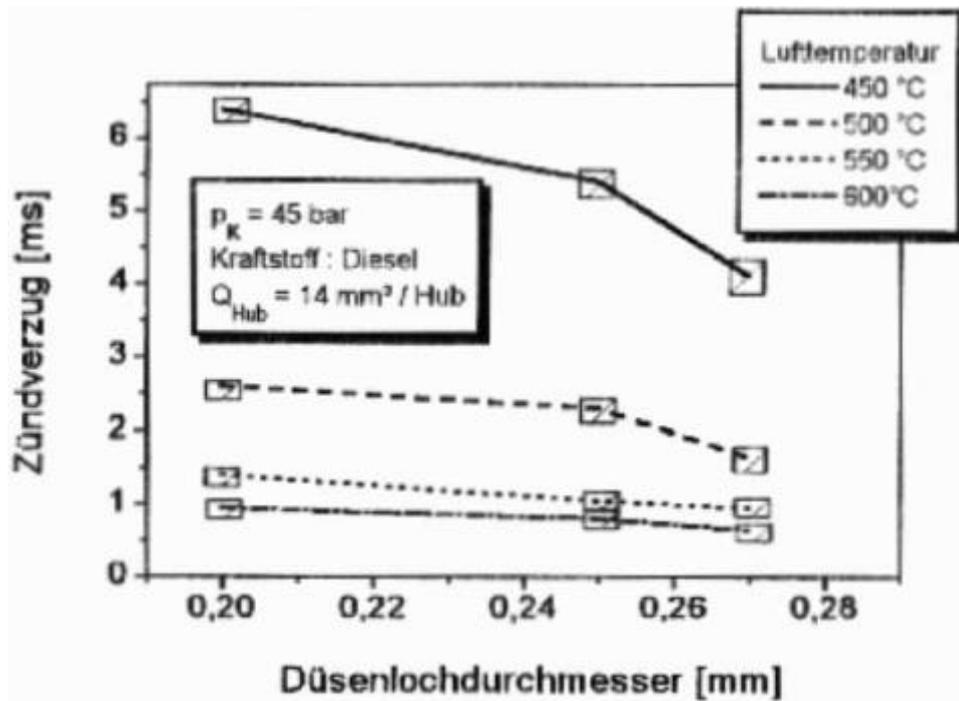


Abbildung 4.3-34 Abhängigkeit des Zündverzugs vom Düsenlochdurchmesser

Der Einfluß des Düsenlochdurchmessers auf das Selbstzündverhalten wird bei einer Betrachtung des gesamten Einspritzstrahles zum Zündzeitpunkt noch einmal besonders deutlich. Dargestellt sind hierzu in Abbildung 4.3-35 Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen des Einspritzstrahls für drei Düsenlochdurchmesser zum jeweiligen Zündzeitpunkt. Zu gleichen Zeitpunkten wird bei größerem Düsenlochdurchmesser die Gemischaufbereitung verschlechtert (siehe Kapitel 4.2) und die Zündung erfolgt in fetten, schlecht aufbereiteten Strahlbereichen, während bei kleinem Düsenlochdurchmesser der gesamte Kraftstoff zum Zündzeitpunkt verdampft ist. Mit zunehmendem Düsenlochdurchmesser verlagert sich der Zündort auch hier korreliert mit dem Zündverzug zur Einspritzdüse hin.

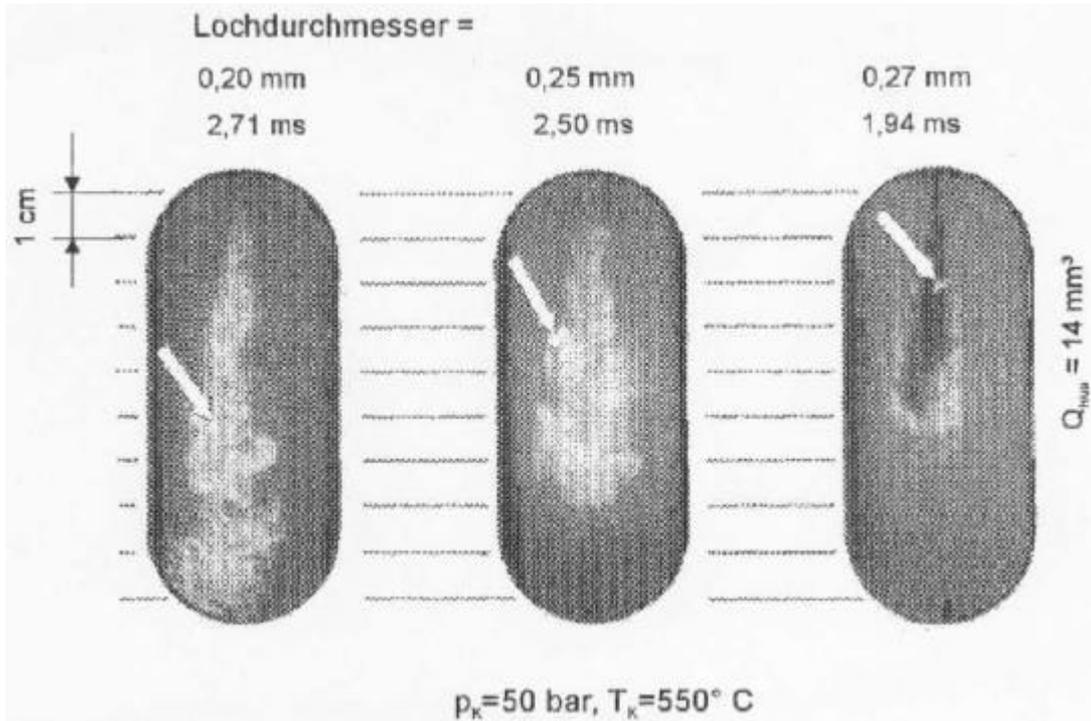


Abbildung 4.3-35 Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl bei Variation des Düsenlochdurchmessers

Cetanzahl

Die Cetanzahl stellt ein gebräuchliches Maß dar, um die Zündwilligkeit von Kraftstoffen in Motoren zu charakterisieren. Abbildung 4.3-36 zeigt die in der Druckkammer gemessenen und über jeweils 64 Einzelzyklen gemittelten Zündverzögerungen für unterschiedliche Kraftstoffe bei einer Temperatur von 550 °C und einem Druck von 50 bar. Aus dieser Darstellung kann abgeleitet werden, daß sich einerseits ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Zündverzögerung und Cetanzahl für einzelne Kraftstoffgruppen ergibt (der Zündverzögerung für die Modellkraftstoffe nimmt von n-Dekan zu n-Heptan sowie mit steigendem Aromatgehalt zu), andererseits die Dieselmotorkraftstoffe jedoch trotz vergleichbarer Cetanzahl einen deutlich kürzeren Zündverzögerung im Vergleich zu den Modellkraftstoffen aufweisen. Der Zündverzögerung von Rapsöl liegt noch einmal um rund 25% unter dem Wert von Dieselmotorkraftstoff ähnlicher Cetanzahl. Dieses Ergebnis bestätigt andere Untersuchungen in der Literatur, bei denen insbesondere Kraftstoffe mit signifikant unterschiedlichen physikalischen und/oder chemischen Eigenschaften starke Abweichungen der Abhängigkeit des Zündverzögerunges von der Cetanzahl untereinander aufweisen /32/, /33/. Nach /34/ weist Rapsöl auch in motorischen Versuchen Zündverzögerungen auf, die denen von Dieselmotorkraftstoffen deutlich höherer Cetanzahl entsprechen, was auf den hohen Sauerstoffgehalt zurückgeführt wird.

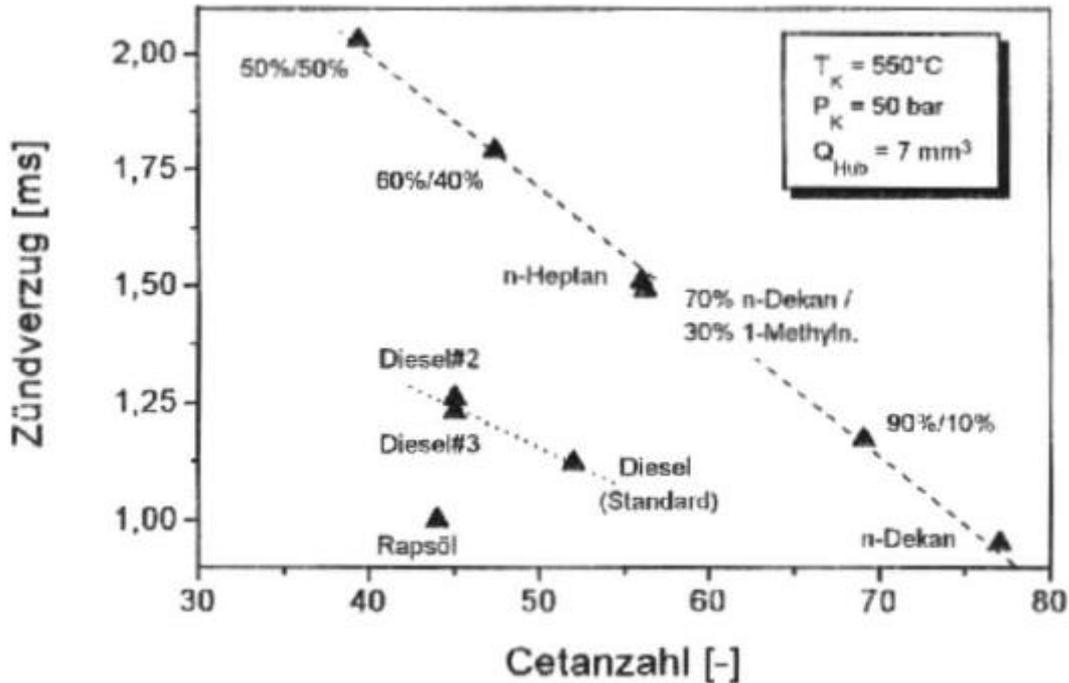


Abbildung 4.3-36 Zündverzögerungen für verschiedene Kraftstoffe

Es kann somit festgestellt werden, daß die Cetanzahl zur Beschreibung der Zündeigenschaften von unterschiedlichen Kraftstoffgruppen wie Dieselmotorkraftstoffen, reinen Kohlenwasserstoffen oder alternativen Kraftstoffen nur eingeschränkt geeignet ist. Dies kann auf die sehr speziellen Randbedingungen bei der Cetanzahlbestimmung zurückgeführt werden, so daß z.B. der Einfluß des Verdampfungsverhaltens sowie der Temperatureinfluß auf den chemischen Zündverzug nur unzureichend berücksichtigt werden.

Siedeverlauf, Viskosität

Viskosität und Siedeverhalten wirken sich stark auf den Einspritzvorgang und die Gemischaufbereitung aus. Im Bereich praxisrelevanter Dieselmotorkraftstoffe zeigt sich nach Abbildung 4.3-37 dabei in der Druckkammer jedoch kein eindeutiger Einfluß der Siedeendtemperatur auf den Zündverzug für die Kraftstoffe "A" und "C" (bei annähernd gleicher Cetanzahl) /26/. Diese Aussage deckt sich mit den Ergebnissen motorischer Untersuchungen in /30/. Dennoch ergeben sich auch hier deutliche Unterschiede bezüglich der Selbstzündung, wie aus einer Betrachtung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zum Zündzeitpunkt für zwei Kraftstoffe "A" und "G" mit extrem unterschiedlichen Verdampfungseigenschaften in Abbildung 4.3-38 deutlich wird. Ist für den Kraftstoff "A" mit einer 90%-Siedetemperatur von 341 °C zum Zündzeitpunkt 2.64 ms nahezu der gesamte Kraftstoff verdampft, so zeigt der Kraftstoff "G" mit einem 90%-Siedepunkt von 450 °C bis zum Zündzeitpunkt bei den vorliegenden

Randbedingungen keine Anzeichen von Verdampfung, so daß die Zündung in sehr schlecht aufbereiteten Strahlbereichen erfolgt.

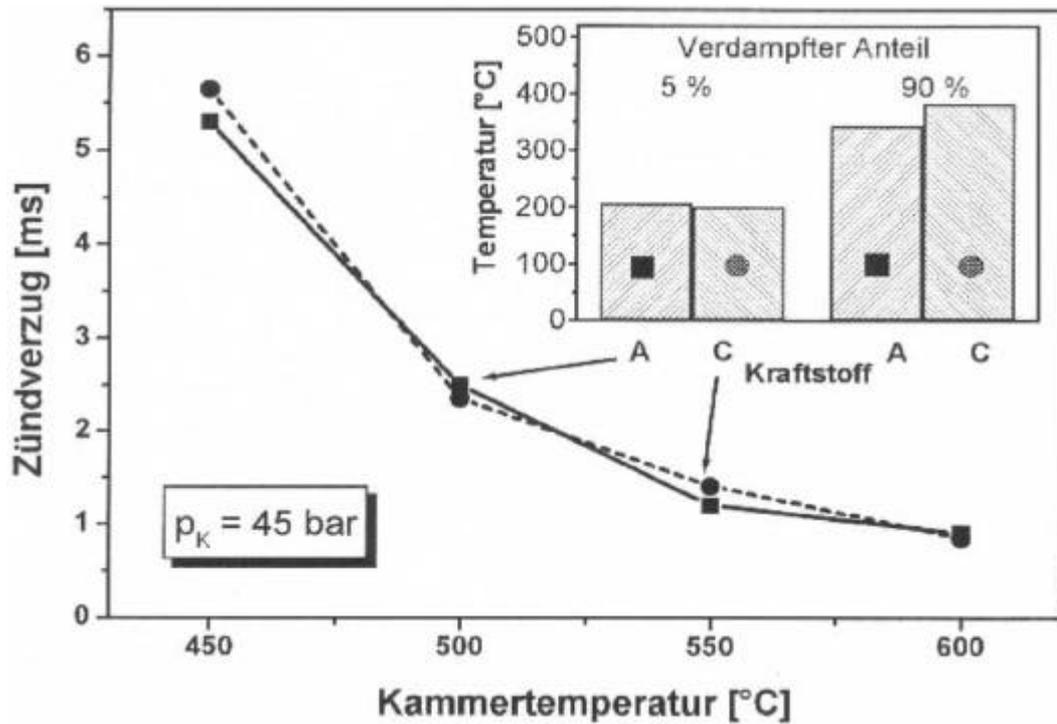


Abbildung 4.3-37 Einfluß des Siedeverhaltens auf den Zündverzug

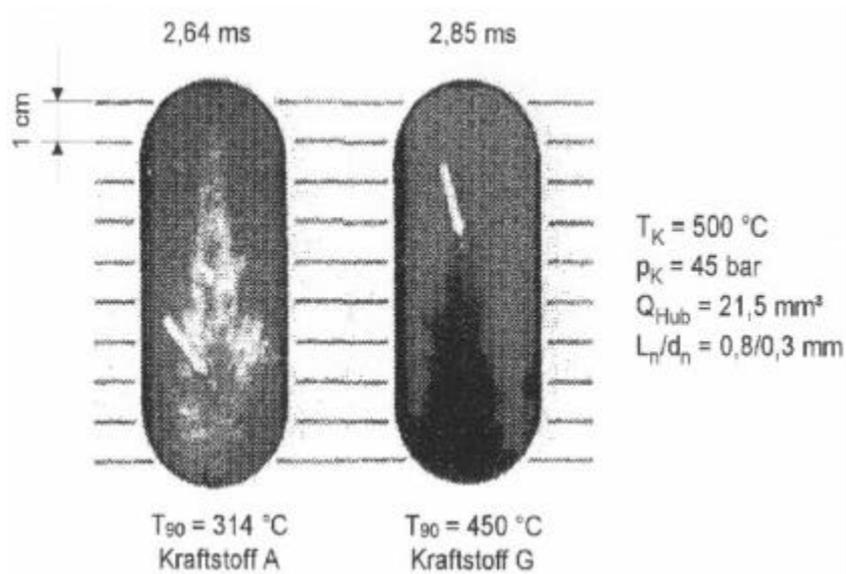


Abbildung 4.3-38 Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen der Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl

Abbildung 4.3-39 zeigt den Verlauf des Zündverzuges über der Temperatur für zwei Dieselmotoren "D" und "E" mit unterschiedlicher Viskosität, aber vergleichbarer Cetanzahl und Siedeendtemperatur. Zusätzlich ist in der Darstellung die Einspritzdauer eingetragen, die sich bei konstanter Einspritzmenge mit zunehmender Viskosität verlängert. Tendenziell wird mit erhöhter Viskosität eine leichte Zunahme des Zündverzuges festgestellt.

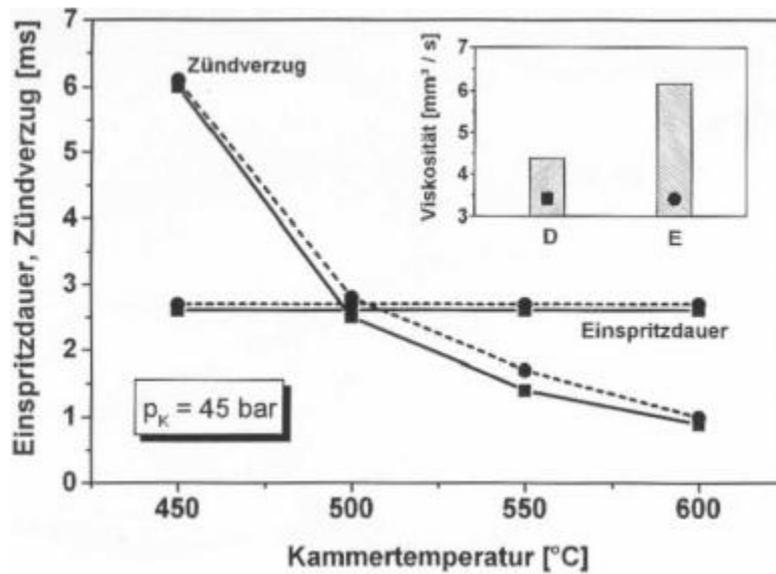


Abbildung 4.3-39 Einfluß der Viskosität auf den Zündverzug

Luftbewegung (Drall, Turbulenz)

Die stark vereinfachte Annahme der Einspritzung in ruhende Luft tritt im realen Motorbetrieb nicht auf. Hier wird vielmehr die Luftbewegung im Brennraum, die sich aus einer überlagerten Drall- und Tumbleströmung sowie einem starken turbulenten Geschwindigkeitsanteil zusammensetzt, gezielt zur Gemischaufbereitung genutzt. Mit Hilfe geeigneter Modifikationen der Druckkammer (Kapitel 4.1) wurde der isolierte Einfluß einer drallförmigen Strömung sowie von Turbulenz auf die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl untersucht.

Ein signifikanter Einfluß von Drall auf den Zündverzug konnte in der Druckkammer nicht festgestellt werden. Unter Dralleinfluß treten Zündungen jedoch nahezu ausschließlich auf der drallabgewandten Seite des Einspritzstrahles auf (Abbildung 4.3-40, links), wobei der Winkel zwischen der geometrischen Strahlachse und der Lage des mittleren Zündortes mit zunehmendem Drall ansteigt (Abbildung 4.3-40, rechts). Die Verlagerung des Zündortes nimmt dabei mit abnehmender Temperatur (d.h. zunehmendem Zündverzug) zu.

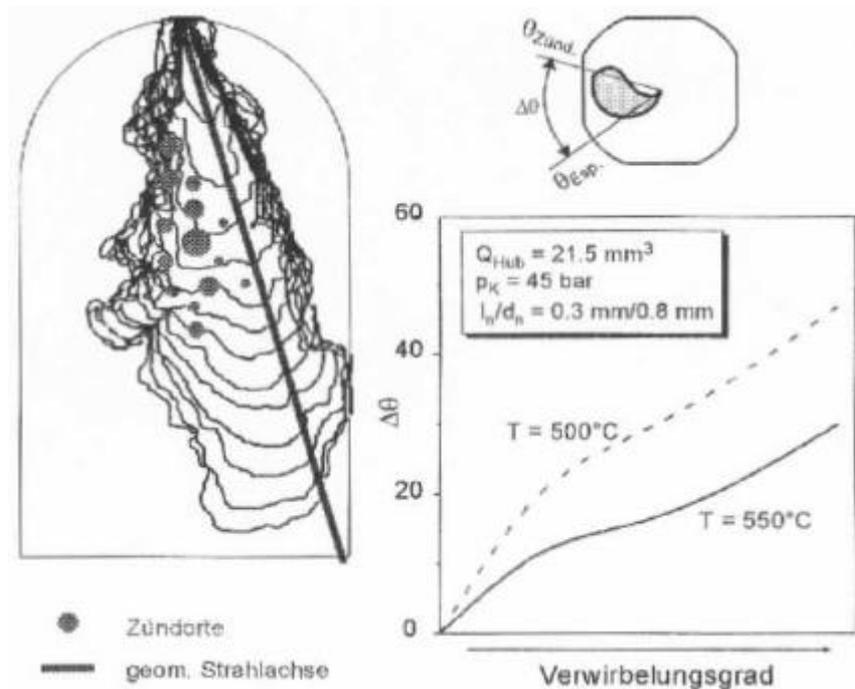


Abbildung 4.3-40 Lage der Zündorte unter Dralleinfluß

Mit Turbulenz wurde sowohl für konventionellen Dieselkraftstoff als auch für den Modellkraftstoff n-Heptan im Temperaturbereich von 490 °C bis 550 °C eine signifikante Verkürzung des Zündverzuges unter Turbulenzeinfluß festgestellt. Dabei nehmen infolge einer besseren Homogenisierung des Gemisches auch die zyklischen Schwankungen des Zündverzuges deutlich ab (Abbildung 4.3-41). Eine Betrachtung der Selbstzündung von Dieselkraftstoff für unterschiedliche Turbulenzgrade bei konstanter Temperatur zeigt eine kontinuierliche, jedoch degressive Abnahme des mittleren Zündverzuges sowie dessen zyklischer Schwankungen mit zunehmender Turbulenz (Abbildung 4.3-42, Abbildung 4.3-43). Hieraus kann abgeleitet werden, daß eine turbulente Ladungsbewegung zwar generell zur Verringerung des Zündverzuges genutzt werden kann, extrem hohe Turbulenzgrade jedoch aufgrund der stark zunehmenden Wärmeverluste im Motor zur weiteren Absenkung des Zündverzuges nur bedingt sinnvoll sind.

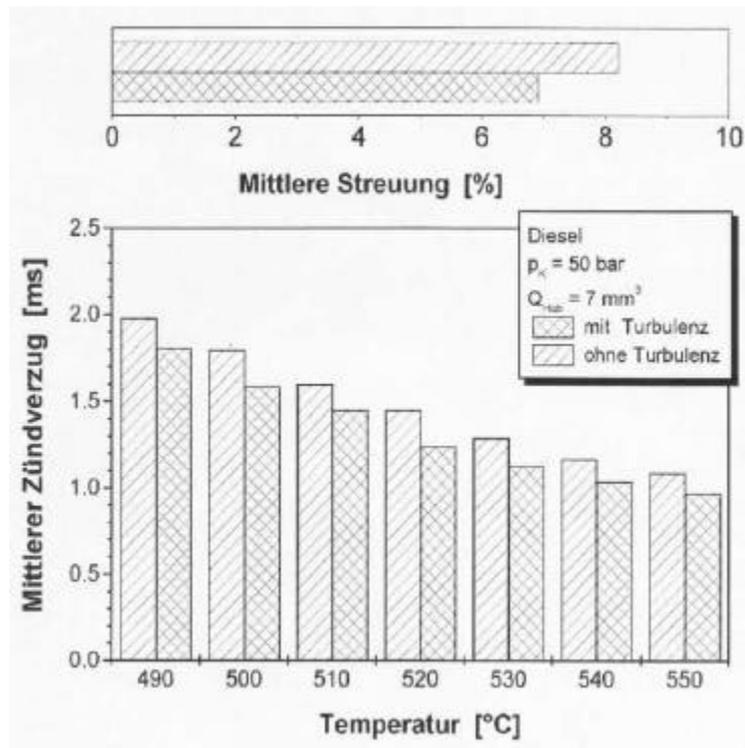


Abbildung 4.3-41 Einfluß der Turbulenz auf den Zündverzug (Diesel)

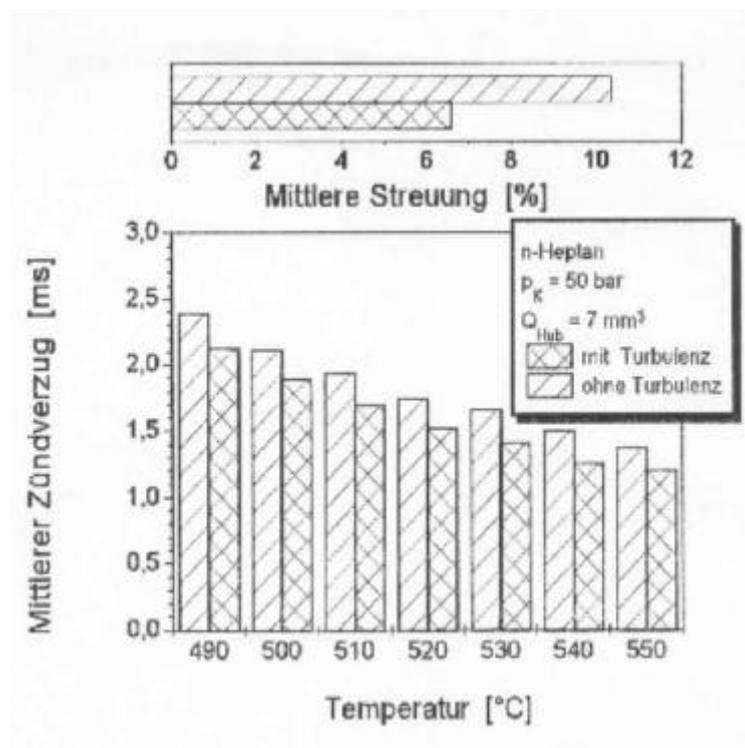


Abbildung 4.3-42 Einfluß der Turbulenz auf den Zündverzug (n-Heptan)

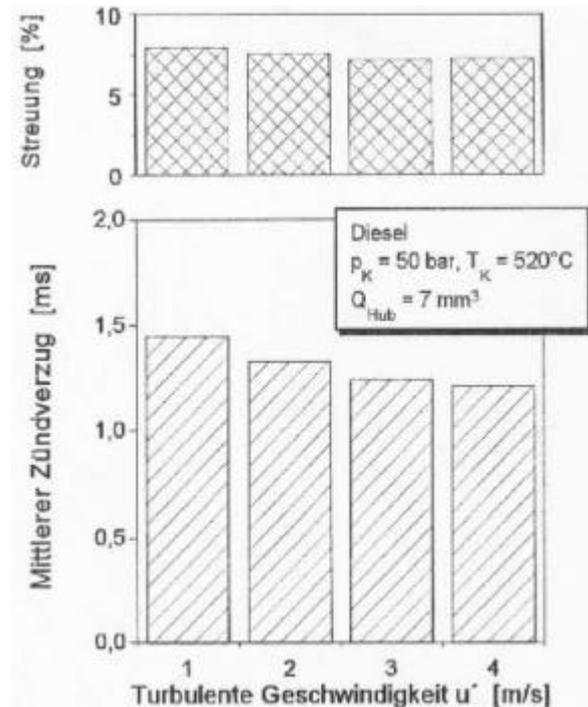


Abbildung 4.3-43 Einfluß der Turbulenzstärke auf den Zündverzug und dessen zyklische Schwankungen

4.3.3.3 Einfluß von Wänden auf die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl

Insbesondere in direkteinspritzenden Pkw- und Nfz-Dieselmotoren trifft der Einspritzstrahl aufgrund der geometrischen Abmessungen des Brennraumes nach einer gewissen freien Weglänge auf die Kolbenmuldenwand auf. Darum ist neben den zuvor beschriebenen Einflußparametern in starkem Maße auch der Einfluß einer Wand auf die Selbstzündungsvorgänge im Dieseleinspritzstrahl von Bedeutung. Aus diesem Bereich werden im folgenden der Einfluß der Wandtemperatur, des Wandabstandes sowie des Strahlauftreffwinkels auf die Wand detailliert betrachtet. Der Einfluß dieser Parameter auf die Strahlausbreitung und Gemischbildung ist in Kapitel 4.2 dargestellt. Für die Untersuchungen wurde die Druckkammer so modifiziert, daß wahlweise kühlbare oder heizbare Wandeinsätze adaptiert werden konnten [28/].

Wandtemperatur

Abbildung 4.3-44 zeigt den Einfluß der Wandtemperatur auf den Zündverzug bei unterschiedlichen Temperaturen der Ladung. Extrem hohe Oberflächentemperaturen wurden dabei durch den Einsatz eines Glühstiftes realisiert. Der Darstellung ist zu entnehmen, daß der Zündverzug mit zunehmender Temperatur der Wand abnimmt. Dieser Einfluß ist für niedrige Temperaturen der Ladung besonders stark ausgeprägt. Für sehr hohe Wandtemperaturen dominiert der Einfluß der Wand auf den Zündverzug und der Ladungstemperatur kommt nur eine untergeordnete Bedeutung zu.

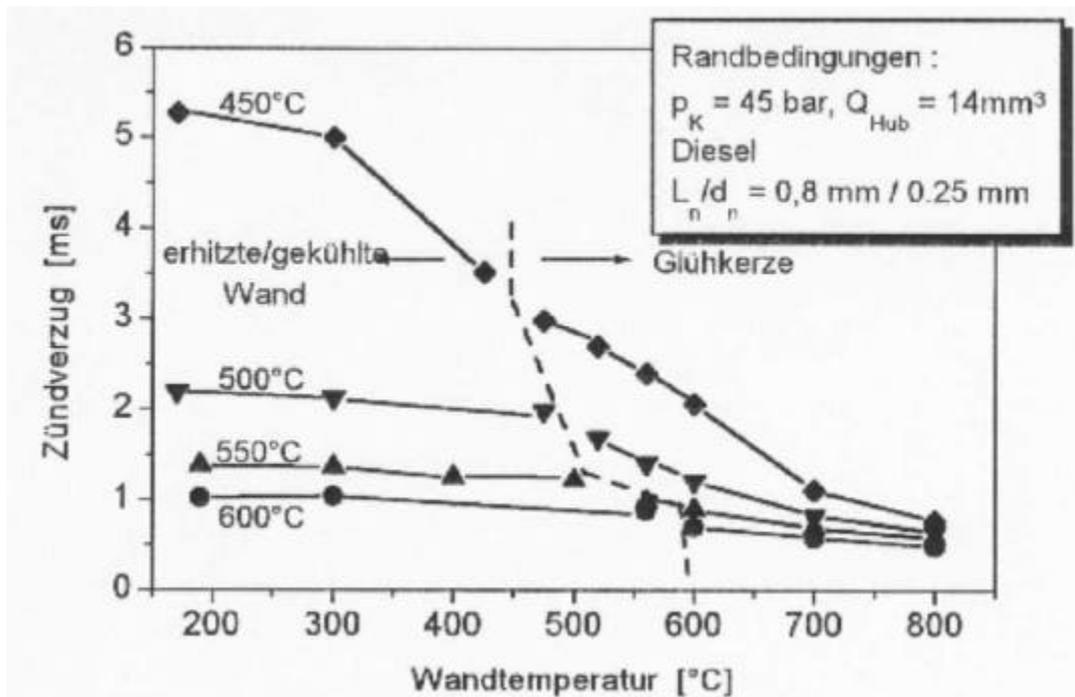


Abbildung 4.3-44 Einfluß der Wandtemperatur auf den Zündverzug

Der mittlere Zündort verlagert sich dabei mit zunehmender Wandtemperatur aus der Freistrahllzone in Richtung der Wandoberfläche (Abbildung 4.3-45). Für hohe Wandtemperaturen finden aufgrund der Wärmezufuhr in das Kraftstoff/Luft-Gemisch vermehrt Oberflächenzündungen direkt an der Wand statt. Untersuchungen der zyklischen Schwankungen des Zündortes zeigen jedoch, daß auch bei relativ kalter Wand eine signifikante Anzahl von Zündungen unmittelbar an der Wand stattfinden können (Abbildung 4.3-47). Mit abnehmender Wandtemperatur nehmen die zyklischen Schwankungen der Lage des Zündortes (Abstand h_z von der Wand sowie Abstand r_z von der Strahlachse) deutlich zu (Abbildung 4.3-46 und Abbildung 4.3-47).

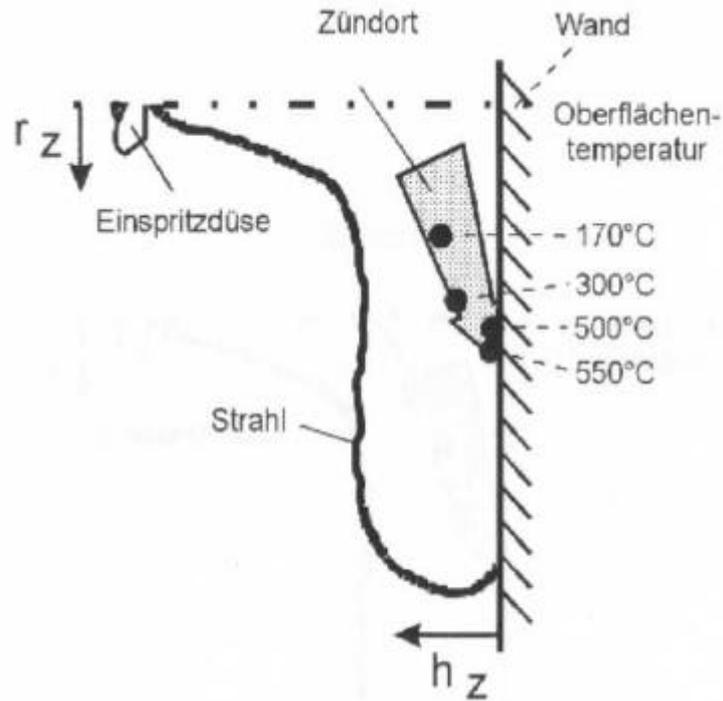


Abbildung 4.3-45 Einfluß der Wandtemperatur auf den Zündort

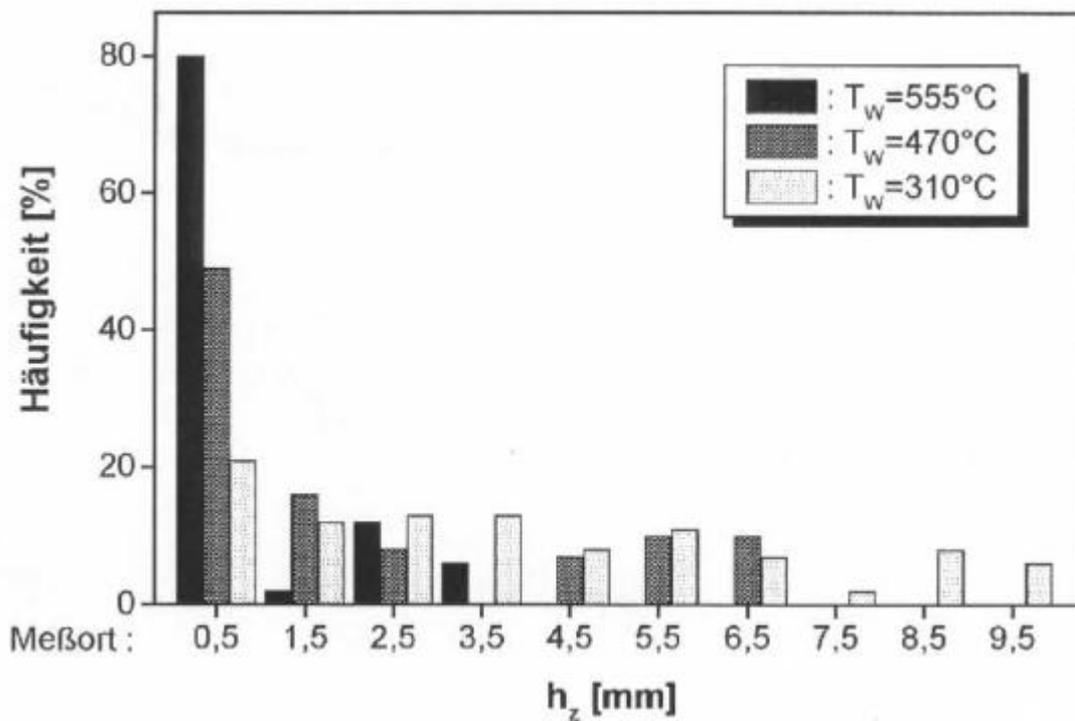


Abbildung 4.3-46 Einfluß der Wandtemperatur auf die zyklischen Schwankungen des Zündverzugs (h_z)

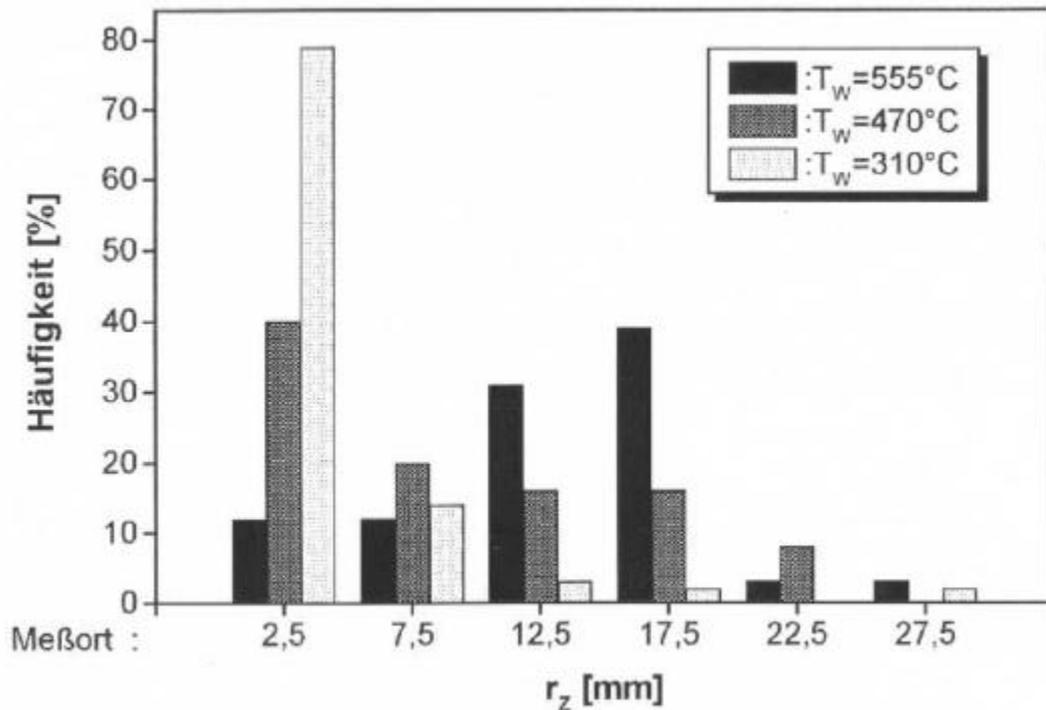


Abbildung 4.3-47 Einfluß der Wandtemperatur auf die zyklischen Schwankungen des Zündverzugs (r_z)

Abstand Wand zur Einspritzdüse

Der Abstand der Einspritzdüse zur Wand legt u.a. den Zeitraum fest, während dem der Einfluß der Wand auf die Gemischbildung und Selbstzündung wirksam wird. Für eine Ladungstemperatur von 500°C und eine um 25° geringere Oberflächentemperatur der Wand nimmt der Zündverzug mit zunehmendem Abstand der Wand zur Einspritzdüse leicht ab. Dabei verlagert sich der Zündort deutlich in Richtung Strahlachse und von der Wand fort (Abbildung 4.3-48). Mit zunehmendem Wandabstand nähert sich das Zündverhalten des Einspritzstrahls somit zunehmend dem des Freistrahls an.

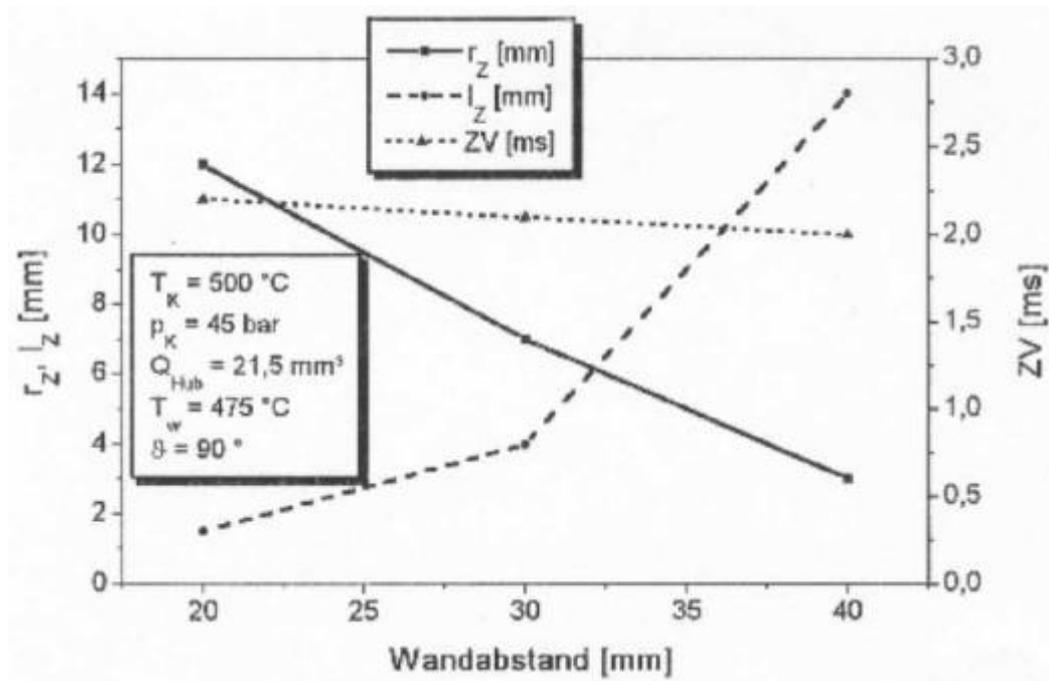


Abbildung 4.3-48 Einfluß des Wandabstandes auf das Selbstzündverhalten eines Dieseleinspritzstrahls

Strahlauffreffwinkel

Eine Verringerung des Winkels zwischen geometrischer Strahlachse und Wandoberfläche führt zu etwas kürzeren Zündverzügen, wobei sich der Zündort zunehmend von der Wandoberfläche weg verlagert (Abbildung 4.3-49). Bei kleinen Strahlauffreffwinkeln werden keine Zündungen in unmittelbarer Wandnähe mehr registriert, so daß sich auch hier mit abnehmendem Auftreffwinkel Zündverzug und Lage des Zündortes immer mehr dem Freistrahlnäheren. Als Gründe hierfür können ein schwächerer Wirbel am Strahlrand und damit ein verminderter Lufteintrag sowie die verstärkte Ausbildung eines Dampffilmes unmittelbar an der Wand und somit ein schlechterer Wärmeübergang angeführt werden.

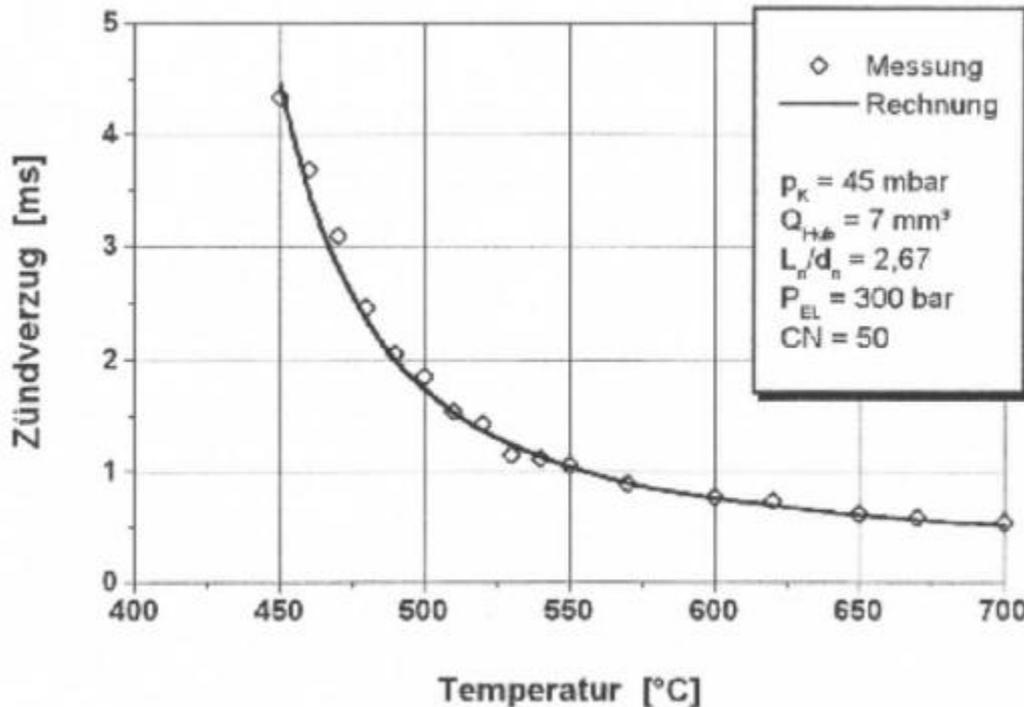


Abbildung 4.3-49 Einfluß des Strahlauftreffwinkels auf das Selbstzündverhalten eines Dieseleinspritzstrahls

4.3.3.4 Empirische Gleichungen zur Bestimmung von Zündverzug und Zündort

Um das Selbstzündverhalten von Dieseleinspritzstrahlen in einem weiten Bereich der interessierenden Randbedingungen abschätzen zu können - ohne jeweils aufwendige experimentelle Untersuchungen für die Vielzahl der möglichen Parameterkombinationen durchzuführen - ist es hilfreich, empirische Gleichungen zur Beschreibung des Zündverzuges und Zündortes von Dieseleinspritzstrahlen aus einer begrenzten Anzahl von Messungen abzuleiten. In der Literatur /35/, /36/, /37/ werden vielfältige empirische oder halbempirische Gleichungen angegeben, die sich jedoch aufgrund der unterschiedlichen Definitionen des Zündverzugs sowie der unterschiedlichen Versuchsapparaturen zum Teil erheblich voneinander unterscheiden. Im folgenden werden nun auf Grundlage einer Vielzahl von Zündverzugsmessungen in der Druckkammer spezifische empirische Gleichungen zur Beschreibung des Selbstzündverhaltens von Dieseleinspritzstrahlen in der Druckkammer bei Definition des Zündverzugs über die erste Lichtemission der Verbrennung abgeleitet. Dabei wird zwischen der Selbstzündung eines Freistrahls sowie eines auf eine Wand auftreffenden Einspritzstrahles unterschieden. Es werden die Parameter Temperatur (T) und Druck (p) der Ladung, eingespritzte Kraftstoffmenge je Zyklus (Q_{inj}), Einspritzdruck (p_{inj}), Düsenlochgeometrie (L_n/d_n) und Cetanzahl des verwendeten Kraftstoffes (CM) einbezogen. Im Falle des Wandeinflusses kommen hierzu noch die Einflußgrößen Wandtemperatur (T_w), Abstand der Einspritzdüse zur Wandoberfläche (Δs) sowie der Auftreffwinkel des Einspritzstrahls (J) /28/.

Zur Beschreibung des Einflusses der Ladungstemperatur auf den Zündverzug t_{id} wird in der Literatur häufig ein Arrhenius-Ansatz verwendet, welcher zur besseren Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung um eine Polstellentemperatur T_0 erweitert werden kann, die deutlich oberhalb der Raumtemperatur liegt /26/:

$$t_{id, f} = C_1 \cdot e^{C_2/(T-T_0)} \quad (4.3-3)$$

Die Konstanten C_1 , C_2 und T_0 wurden aus den Meßdaten mit Hilfe der Methode kleinster Fehlerquadrate bestimmt, wobei die Konstante C_1 von den oben aufgeführten Einflußparametern abhängig ist. Es ergibt sich für den Freistrah:

$$t_{id, f} [\text{ms}] = 340,33 \cdot \frac{(\rho_{inj} - \rho)^{0,15} \cdot Q_{inj}^{0,08} \cdot (L_n/d_n)^{0,6}}{\rho^{0,86} \cdot CN^{1,5}} \cdot \exp\left[\frac{378,6}{T-604}\right] \quad (4.3-4)$$

Maßeinheiten: T [K], ρ [bar], Q_{inj} [mm³], ρ_{inj} [bar]

In Abbildung 4.3-50 sind die gemäß Gleichung (4.3-4) berechneten Zündverzüge über der Temperatur dargestellt und den gemessenen, über jeweils 32 Einzelzyklen gemittelten Zündverzügen gegenübergestellt. Es wird deutlich, daß die empirisch ermittelte Beziehung insbesondere die Temperaturabhängigkeit des Zündverzugs in einem Dieseleinspritzstrahl sehr gut beschreibt.

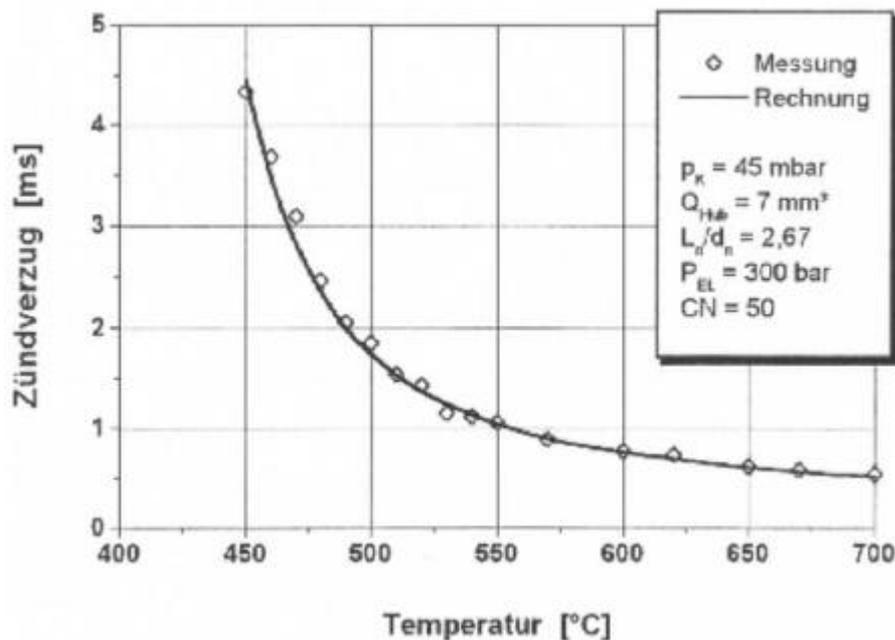


Abbildung 4.3-50 Zündverzug als Funktion der Temperatur
(Vergleich gemessene/gerechneter Werte)

Nach der gleichen Vorgehensweise wurde eine Beziehung zur Bestimmung des Zündverzugs unter Wandeinfluß $t_{id,w}$ abgeleitet. Dabei wurde festgestellt, daß eine Beziehung zwischen den Zündverzügen des freien Einspritzstrahls sowie unter Wandeinfluß gemäß der folgenden Beziehung existiert:

$$t_{id,w} [\text{ms}] = \frac{3,21 \cdot J^{0,05}}{T_w^{0,15} \cdot \Delta s^{0,1}} \cdot t_{id,f} \quad (4.3-5)$$

Maßeinheiten: T_w [K], J [°], Δs [mm], $t_{id,f}$ [ms]

Dieses Ergebnis zeigt deutlich, daß zum einen eine Wand über die wandspezifischen Parameter den Zündverzug deutlich verändern kann, zum anderen aber der Einfluß aller anderen Einflußparameter auf den Zündverzug unverändert bleibt.

In Abbildung 4.3-51 und Abbildung 4.3-52 sind die gemessenen Zündverzüge einer weiten Palette von Randbedingungen für den Freistrahls sowie unter Wandeinfluß den berechneten Werten gegenübergestellt. Es wird deutlich, daß mit Gleichung (4.3-4) und Gleichung (4.3-5) der Zündverzug eines Dieseleinspritzstrahls in der Druckkammer für alle untersuchten Parameter mit hinreichender Genauigkeit beschrieben werden kann, so daß eine Abschätzung des Zündverzugs für eine beliebige Kombination dieser Parameter ohne experimentelle Untersuchung möglich ist.

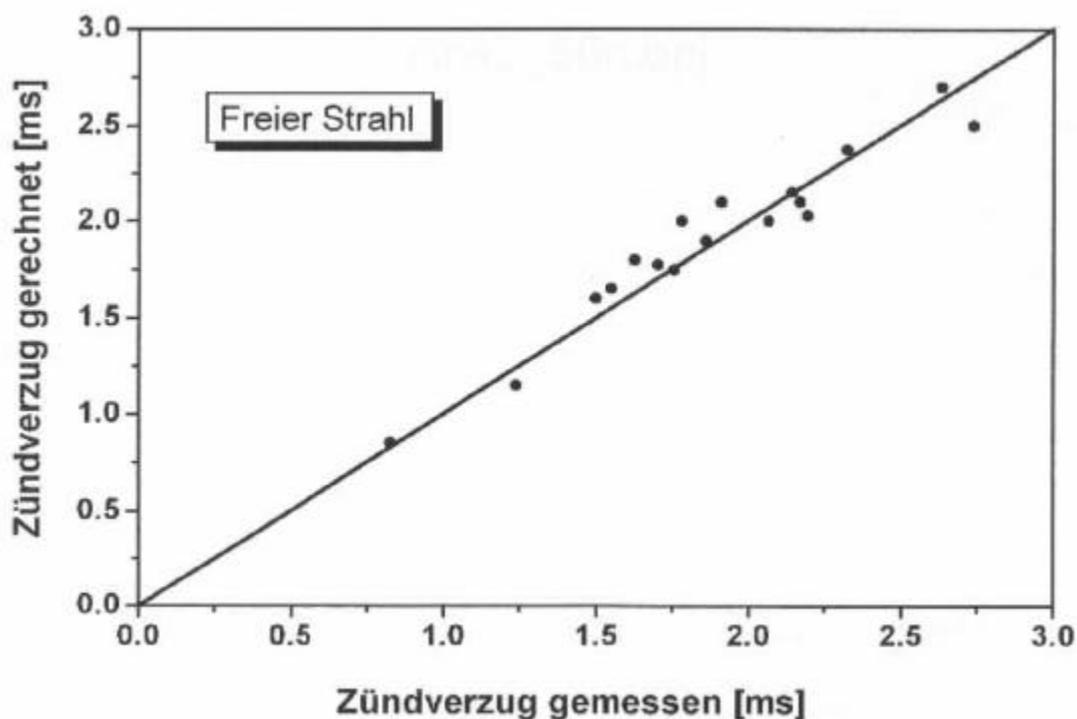


Abbildung 4.3-51 Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündverzüge, Freistrahls

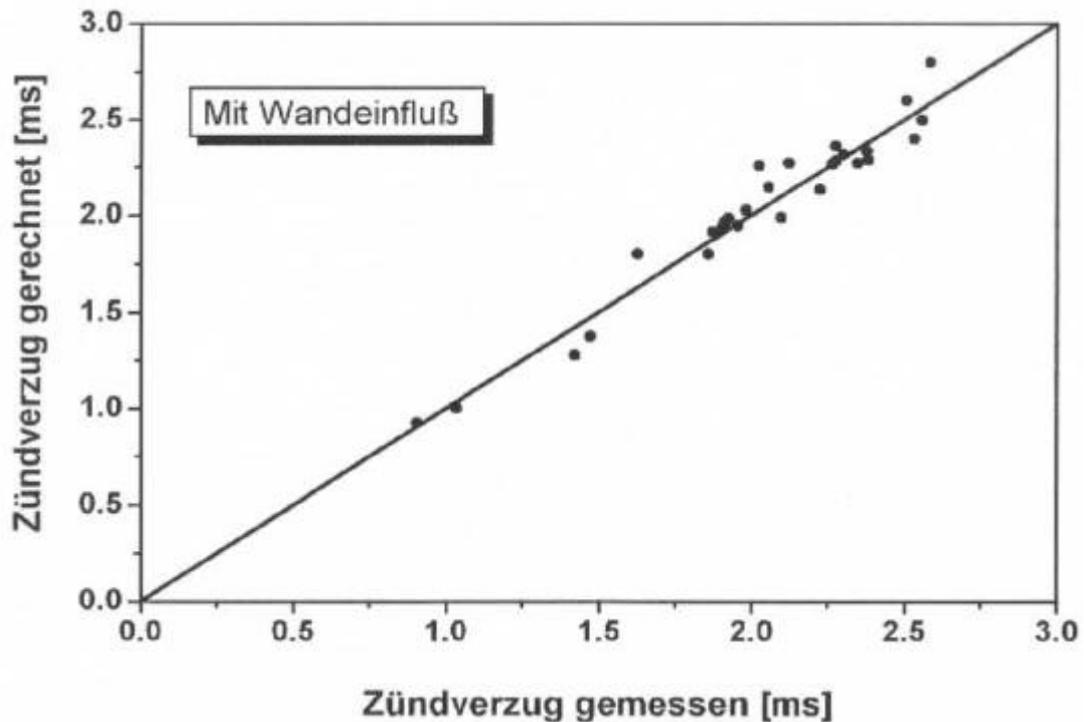


Abbildung 4.3-52 Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündverzögerungen, mit Wandeinfluß

Der durch experimentelle Untersuchungen abgesicherte Gültigkeitsbereich der zuvor beschriebenen empirischen Gleichungen für den Zündverzug sowie die im folgenden beschriebenen Beziehungen für die Lage des Zündortes ist - wenn nicht anders angegeben - wie folgt beschränkt:

723 K	<	T	<	873 K
35 bar	<	p	<	55 bar
7 mm ³	<	Q_{inj}	<	28 mm ³
270 bar	<	p_{inj}	<	820 bar
2.6	<	L_n/d_n	<	4.0
39	<	CZ	<	52
450 K	<	T_w	<	850 K
30°	<	J	<	90°
20 mm	<	Δs	<	60 mm

Außer durch den Zündverzug wird das Selbstzündverhalten eines Dieseleinspritzstrahls insbesondere durch die Lage des Zündortes beschrieben. Sowohl zur radialen Lage des Zündortes zur Strahlachse (r_z) als auch zum axialen Abstand des Zündortes von der Einspritzdüse (L_z) sind in der Literatur aufgrund mangelnder Meßergebnisse nahezu keine empirischen Gleichungen zu finden. Wie in Kapitel 4.3.3.1 (Abbildung

4.3-21) gezeigt wurde, ist die Lage des Zündortes zur Einspritzdüse mehr oder weniger stark mit dem Zündverzug korreliert. Mit Hilfe der Methode kleinster Fehlerquadrate wurden daher Beziehung zwischen der axialen Lage des Zündortes und dem Zündverzug für den Freistrahle sowie unter Wandeinfluß wie folgt abgeleitet:

$$\Delta L_{Z,f} [\text{mm}] = 16,80 \cdot \left[t_{id,f} [\text{ms}] \right]^{0,79} \quad (4.3-6)$$

$$\Delta L_{Z,w} [\text{mm}] = 17,48 \cdot \left[t_{id,w} [\text{ms}] \right]^{0,74} \quad (4.3-7)$$

Die Gültigkeit dieser Beziehungen ist auf Zündverzögerungen von 0,7 ms bis 2,5 ms sowie unter Wandeinfluß auf Wandtemperaturen $670 \text{ K} < T_w < 850 \text{ K}$ beschränkt. Die Lage des Zündortes unter Wandeinfluß ist dabei wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \Delta L_{Z,w} &= \Delta s + \Delta r_{Z,w} && \text{bei Zündung in der Wandzone} \\ \Delta L_{Z,w} &= \Delta s - \Delta h_{Z,w} && \text{bei Zündung im Freistrahlebereich} \\ \text{mit: } \Delta r_Z &= && \text{Abstand des Zündortes von der Strahlachse} \\ \Delta h_Z &= && \text{Abstand des Zündortes von der Wandoberfläche} \end{aligned}$$

In Abbildung 4.3-53 und Abbildung 4.3-54 sind die gemessenen Zündorte einer weiten Palette von Randbedingungen für den Freistrahle sowie unter Wandeinfluß den berechneten Werten gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß mit Hilfe der Gleichung (4.3-6) und Gleichung (4.3-7) auch der Zündort mit hinreichender Genauigkeit beschrieben werden kann. Aus der ausgeprägten Korrelation zwischen Zündort und Zündverzug kann geschlossen werden, daß die Zündung stets in zum gleichen Zeitpunkt eingespritzten Kraftstoffbereichen erfolgt. Wie auch in /2/ ausgeführt, liegt es nahe, daß es sich hierbei um die zuerst eingespritzten Kraftstoffanteile handelt. Diese haben den frühesten Kontakt mit der heißen Umgebung, erhöhen schnell ihre Temperatur und werden vom nachfolgenden Kraftstoff in den Strahlrandbereich abgedrängt, so daß für die chemischen Reaktionen ideale Randbedingungen herrschen. In diesen Bereichen sind die strömungsmechanische Zeit und die chemische Reaktionszeit ausgeglichen (Damköhler-Zahl Da in der Größenordnung '1').

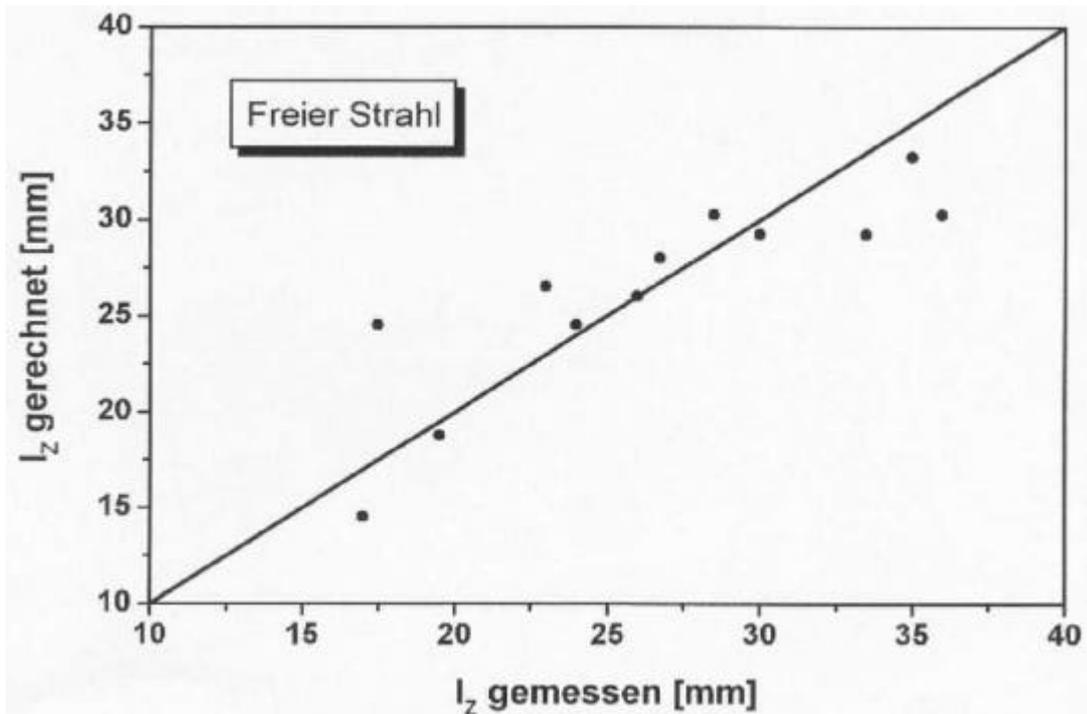


Abbildung 4.3-53 Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündorte, Freistrahl

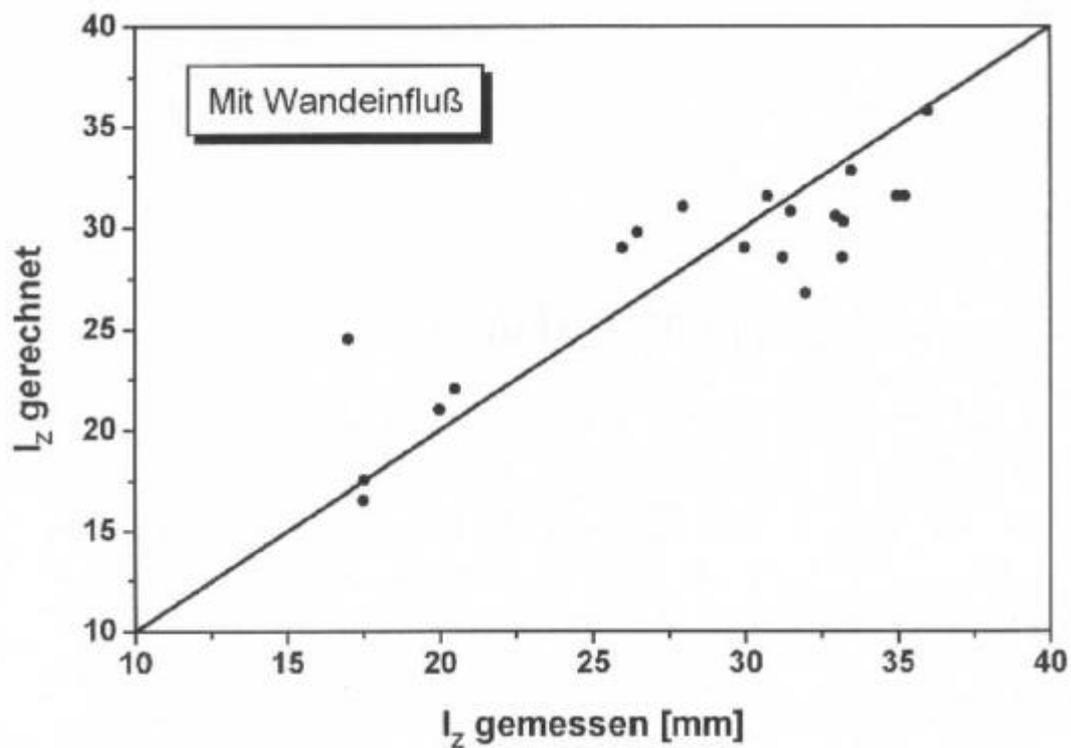


Abbildung 4.3-54 Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündorte, mit Wandeinfluß

4.3.4 Zusammenfassung

Der Prozeß der Selbstzündung gehört zu den zentralen Themen der dieselmotorischen Verbrennung. Er besteht aus verschiedenen, eng miteinander verknüpften physikalischen und chemischen Teilprozessen. Die physikalischen Vorgänge wie Strahlausbreitung sowie Zerstäubung und Verdampfung des Kraftstoffs werden detailliert in Kapitel 4.2 beschrieben.

Um die chemischen Teilprozesse hiervon zu trennen, wurde der Selbstzündungsvorgang im Stoßwellenrohr untersucht. Hierbei wurde die chemische Zündverzugszeit homogener Kraftstoff/Luft-Gemische in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Kraftstoff/Luft-Verhältnis f gemessen. Zusätzlich wurde der Selbstzündprozeß einzelner Kraftstofftropfen im Stoßwellenrohr untersucht und mit den Ergebnissen der homogenen Kraftstoff/Luft-Gemische verglichen. Weiterhin wurde mit Hilfe einer Druckkammer die Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl bezüglich des Zündverzuges und des Zündortes untersucht, wobei auch der Einfluß von Wänden betrachtet wurde.

Handelsübliche Dieselmotorkraftstoffe bestehen aus einer Vielzahl einzelner Komponenten. Für die in den Stoßwellenrohren durchgeführten Experimente wurden daher Modellkraftstoffe verwendet. Die hier untersuchten dieselmotorisch relevanten Kraftstoffe sind n-Heptan, n-Dekan, Dimethylether (DME) und α -Methylnaphthalin. Diese Komponenten wurden neben Dieselmotorkraftstoff mit Ausnahme von DME auch in den Druckkammeruntersuchungen verwendet.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, daß n-Heptan, n-Dekan und Dimethylether sehr selbstzündwillig sind. Die kürzesten chemischen Zündverzugszeiten konnten dabei für Dimethylether ermittelt werden, obwohl seine Cetanzahl von 55-60 deutlich unter der von n-Dekan liegt. Alle drei Komponenten zeigen bei der Selbstzündung eine deutlich ausgeprägte erste Stufe (cool flame process). Weiterhin kann für diese drei selbstzündwilligen Kraftstoffe beobachtet werden, daß die Hauptzündung unmittelbar nach einer sehr kurzen deflagrativen Phase in einen detonationsähnlichen Selbstzündprozeß umschlägt, der mit starken Druckoszillationen verbunden ist. Die dadurch ermittelten chemischen Zündverzugszeiten t_{DDT} erlauben daher einen guten Vergleich mit Zündverzugszeiten aus reaktionskinetischen Modellierungen. Sowohl für die beiden Alkane n-Heptan und n-Dekan als auch für das einfach aufgebaute Flüssiggas Dimethylether kann im Arrheniusdiagramm für die chemischen Zündverzugszeiten ein deutlich ausgeprägtes NTC-Verhalten (negative temperature coefficient) beobachtet werden, wie es für Alkane typisch ist. Außerhalb dieses

Übergangsbereiches verkürzt sich die chemische Zündverzugszeit mit steigender Temperatur, steigendem Druck und steigendem Kraftstoffverhältnis.

Das Aromat *a*-Methylnaphthalin ist im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Komponenten sehr selbstzündunwillig (definitionsgemäß $CZ = 0$). Dies zeigt sich auch in den Untersuchungen zur Bestimmung der chemischen Zündverzugszeiten im Stoßwellenrohr. Insgesamt sind die gemessenen Zündverzugszeiten länger, es kann kein s-förmiger Verlauf der chemischen Zündverzugszeiten im Arrheniusdiagramm beobachtet werden.

Die Untersuchungen der Selbstzündung von Einzelkraftstofftropfen im Stoßwellenrohr zeigen, daß die gemessenen Zündverzugszeiten für hohe Temperaturen eine obere Grenze für die chemischen Zündverzugszeiten darstellen. Im Übergangsbereich, d.h. im NTC-Bereich, können jedoch aufgrund der starken Abhängigkeit der chemischen Zündverzugszeiten vom Kraftstoffverhältnis f die Ergebnisse für Tropfen unterhalb derer für homogene Kraftstoff/Luft-Gemische liegen. Die Untersuchungen zum Aufbrechen und Verdampfen von Tropfen im Stoßwellenrohr zeigen weiter, daß sich die hier auftretende Selbstzündung mit der im Dieseleinspritzstrahl vergleichen läßt. Siehe hierzu insbesondere Seite 386 und Abbildung 4.3-20. Man erkennt, daß die im Stoßwellenrohr gewonnenen Einzeltropfendaten sehr gut mit den Einspritzergebnissen übereinstimmen. Die für homogene Gemische im Stoßwellenrohr gewonnenen chemischen Zündverzugsdaten liegen, wie zu erwarten, unterhalb der Gesamtzündverzugsdauer von Tropfen. Im NTC-Bereich (negative temperature coefficient) können die Daten für Tröpfchen aufgrund der starken Abhängigkeit der chemischen Zündverzugszeit vom Kraftstoff-Luft-Verhältnis jedoch unterhalb derer für homogene Kraftstoff-Luft-Gemische liegen.

Zur Ermittlung der verschiedenen physikalischen und chemischen Einflußgrößen auf den Selbstzündprozeß unter motornahen Bedingungen wurden Untersuchungen an der in Kapitel 4.1 beschriebenen Modellbrennkammer durchgeführt. Sie bietet gegenüber dem Verbrennungsmotor den wesentlichen Vorteil, daß der Einfluß einzelner Größen weitgehend separat voneinander untersucht werden kann. Die Erkenntnisse sind im folgenden stichwortartig zusammengefaßt:

- Zündort und Zündverzug im Dieseleinspritzstrahl unterliegen zyklischen Schwankungen, die aus stochastischen Unregelmäßigkeiten im Strahl herrühren.
- Selbstzündung tritt auch und insbesondere in Strahlbereichen mit einem Kraftstoff/Luft-Verhältnis zwischen $I = 0.6 \dots 0.8$ auf.

- Mit steigender Kammertemperatur sinkt der Zündverzug und der Zündort wandert in Richtung der Einspritzdüse und in Richtung Strahlrand.
- Mit steigendem Kammerdruck sinkt der Zündverzug und der Zündort wandert in Richtung der Einspritzdüse und in Richtung Strahlachse.
- Mit steigender Einspritzmenge steigt der Zündverzug aufgrund der größeren Menge unverdampften Kraftstoffes und des niedrigeren Temperaturniveaus im Strahl. Der Zündort wandert von der Düse weg und in Richtung Strahlperipherie.
- Steigender Einspritzdruck verlängert den Zündverzug bei schnellerer Gemischbildung, der Zündort wandert von der Düse weg. Ein Einfluß auf den Abstand des Zündortes von der Strahlachse konnte nicht nachgewiesen werden.
- Kleinere Düsenlochdurchmesser verändern die gesamte Einspritzcharakteristik. Der Tropfendurchmesser im allgemeinen sinkt und der Zündort wandert von der Düse weg in den Strahlrandbereich.
- Die Cetanzahl repräsentiert die Zündwilligkeit im Hinblick auf den Zündverzug für verschiedene Kraftstoffe nicht in allen Fällen. Insbesondere für verschiedene Stoffgruppen (reine Alkan/Aromaten-Mischungen, Rapsöl, handelsübliche Dieselmotorkraftstoffe) finden sich tendenzielle Unterschiede zwischen Cetanzahl und Zündverzug. Innerhalb einer Stoffgruppe korrelieren Cetanzahl und Zündverzug recht gut.
- Der Siedeverlauf des Kraftstoffes hat großen Einfluß auf die Gemischbildung (und damit die Selbstzündung). Die Viskosität bestimmt über den Einspritzverlauf (Einspritzdruck, Einspritzdauer) und das Break-Up-Verhalten des Einspritzstrahls die Gemischbildung und Selbstzündung.
- Drall und Turbulenz beeinflussen die Selbstzündung über die Gemischbildung. Allgemein kann festgestellt werden, daß die intensivierete Gemischbildung den Zündverzug verkürzt.
- Auch die Strahl-Wand-Interaktion beeinflusst Zündort und Zündverzug. Bei gegenüber der Gasphase kühlerer Wand liegt der Zündort im Strahl, bei hoher Wandtemperatur an der Wandoberfläche. Mit steigender Wandtemperatur verkürzt sich der Zündverzug insbesondere bei niedriger Kammertemperatur.
- Es wurden aussagekräftige empirische Gleichungen für die Bestimmung von Zündort und Zündverzug hergeleitet.

Weitere Literaturstellen: /38/, /39/, /40/, /41/, /42/, /43/

4.3.5 Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 4.3-1: Reaktionskinetische Bereiche in Abhängigkeit von Druck und Temperatur (links, exemplarisch) und Druckverlauf bei der Selbstzündung (rechts, exemplarisch)
- Abbildung 4.3-2: Zündverzugszeit über der Temperatur für n-Heptan
- Abbildung 4.3-3: Zeitliche Verläufe von Druck und CH-Bandenemission
- Abbildung 4.3-4: Zündverzüge für n-Heptan bei 13 bar
- Abbildung 4.3-5: Zündverzüge für n-Heptan bei 40 bar
- Abbildung 4.3-6: Zündverzüge für n-Heptan bei verschiedenen Drücken
- Abbildung 4.3-7: Zündverzüge für n-Dekan bei 13 bar für verschiedene Stöchiometrien
- Abbildung 4.3-8: Zündverzüge für n-Dekan bei 50 bar für verschiedene Stöchiometrien
- Abbildung 4.3-9: Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (n-Dekan)
- Abbildung 4.3-10: Zündverzüge für Dimethylether bei stöchiometrischer Mischung für 13 und 40 bar
- Abbildung 4.3-11: Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (Dimethylether)
- Abbildung 4.3-12: Zündverzüge für α -Methylnaphtalin bei stöchiometrischer Mischung für 13 und 50 bar
- Abbildung 4.3-13: Druckverläufe für verschiedene Temperaturen (α -Methylnaphtalin)
- Abbildung 4.3-14: Zündverzüge für verschiedene Kraftstoffe bei stöchiometrischer Mischung für 13 bar
- Abbildung 4.3-15: Zündverzüge für verschiedene Kraftstoffe bei stöchiometrischer Mischung für 40 bzw. 50 bar
- Abbildung 4.3-16: Aufbrechvorgang für n-Dekan und α -Methylnaphtalin
- Abbildung 4.3-17: Zündverzugszeiten für n-Dekan bei 13 bar
- Abbildung 4.3-18: Zündverzugszeiten für n-Dekan bei 50 bar
- Abbildung 4.3-19: Selbstzündungsvorgang für n-Heptan
- Abbildung 4.3-20: Zündverzüge für verschiedene Kraftstoffe bei 50 bar
- Abbildung 4.3-21: Zündort - Zündverzug (links: $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$, rechts: $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$)
- Abbildung 4.3-22: Korrelation zwischen Zündort und örtlichem Luftverhältnis
- Abbildung 4.3-23: Zündverzug bei Variation der Temperatur

Abbildung 4.3-24: Mittlerer Zündort im Dieseleinspritzstrahl bei Variation der Temperatur

Abbildung 4.3-25: Verteilung der Zündorte im Freistrahls bei Variation der Temperatur

Abbildung 4.3-26: Verteilung der Zündorte im Freistrahls bei Variation der Temperatur

Abbildung 4.3-27: Zündorte und Zündverzug bei Variation des Druckes

Abbildung 4.3-28: Zündverzug bei Variation der Einspritzmenge

Abbildung 4.3-29: Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl bei Variation der Einspritzmenge

Abbildung 4.3-30: Zündort im Dieseleinspritzstrahl als Funktion der Einspritzmenge

Abbildung 4.3-31: Zündort und Zündverzug bei Variation des Einspritzdruckes

Abbildung 4.3-32: Zündverhalten des Freistrahls bei Variation des Einspritzdruckes

Abbildung 4.3-33: Zündverhalten des Freistrahls bei Variation des Einspritzdruckes

Abbildung 4.3-34: Abhängigkeit des Zündverzugs vom Düsenlochdurchmesser

Abbildung 4.3-35: Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl bei Variation des Düsenlochdurchmessers

Abbildung 4.3-36: Zündverzüge für verschiedene Kraftstoffe

Abbildung 4.3-37: Einfluß des Siedeverhaltens auf den Zündverzug

Abbildung 4.3-38: Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen der Selbstzündung im Dieseleinspritzstrahl

Abbildung 4.3-39: Einfluß der Viskosität auf den Zündverzug

Abbildung 4.3-40: Lage der Zündorte unter Dralleinfluß

Abbildung 4.3-41: Einfluß der Turbulenz auf den Zündverzug (Diesel)

Abbildung 4.3-42: Einfluß der Turbulenz auf den Zündverzug (n-Heptan)

Abbildung 4.3-43: Einfluß der Turbulenzstärke auf den Zündverzug und dessen zyklische Schwankungen

Abbildung 4.3-44: Einfluß der Wandtemperatur auf den Zündverzug

Abbildung 4.3-45: Einfluß der Wandtemperatur auf den Zündort

Abbildung 4.3-46: Einfluß der Wandtemperatur auf die zyklischen Schwankungen des Zündverzugs (r_z)

Abbildung 4.3-47: Einfluß der Wandtemperatur auf die zyklischen Schwankungen des Zündverzugs (h_z)

Abbildung 4.3-48: Einfluß des Wandabstandes auf das Selbstzündverhalten eines Dieseleinspritzstrahls

Abbildung 4.3-49: Einfluß des Strahlauffreffwinkels auf das Selbstzündverhalten eines Dieseleinspritzstrahls

Abbildung 4.3-50: Zündverzug als Funktion der Temperatur (Vergleich gemessene/gerechneter Werte)

Abbildung 4.3-51: Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündverzüge, Freistrahl

Abbildung 4.3-52: Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündverzüge, mit Wandeinfluß

Abbildung 4.3-53: Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündorte, Freistrahl

Abbildung 4.3-54: Vergleich gemessene <-> gerechnete Zündorte, mit Wandeinfluß

4.3.6 Literatur

- /1/ R.A. Strehlow: „Fundamentals of Combustion“, International Textbook: Scranton (1968)
- /2/ J.B. Heywood: „Internal Combustion Engine Fundamentals“, McGraw-Hill Book Company, 1988
- /3/ D. Downs, J.C. Street, R.W. Wheeler: „Cool flame Formation in a Motored Engine“, Fuel — A Quarterly Journal of Fuel Science, Vol. 32, S. 279-309 (1953)
- /4/ G. Sitkei: „Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren“, Springer Verlag, Berlin (1964)
- /5/ M. Scheuermeyer, H. Steigerwald: „Die Messung des Zündverzuges verdichteter Kraftstoff-Luft-Gemische zur Untersuchung der Klopfneigung“, Mot. Techn. Z., Jahrg. 5, Nr. 8/9, S. 229-235 (1939)
- /6/ D.M. Zallen, S.L.K. Wittig: „Effects of Nitrogen on the Shock Induced Ignition of Methane“, Tenth International Symposium on Shock Tubes and Waves, S. 640 (1975)
- /7/ U. Pfahl, K. Fieweger, G. Adomeit: „Self-Ignition of Diesel-Relevant Hydrocarbon/Air-Mixtures under Engine Conditions“, Twenty Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg (1996)
- /8/ H.K. Ciezki, G. Adomeit: „Shock-Tube Investigations of Self-Ignition of n-Heptane-Air Mixtures Under Engine Relevant Conditions“, Comb. Flame 93: 412-433 (1993)
- /9/ K. Fieweger, U. Pfahl, G. Adomeit: „Self Ignition of n-Heptane/iso-Octane Mixtures and n-Decane with Air under Engine Conditions“, 20th Intl Symp on Shock Waves (1995)
- /10/ U. Pfahl, K. Fieweger, G. Adomeit: „Shock Tube Investigations of Atomization, Evaporation and Ignition of n-Decane and *a*-Methylnaphthalene Droplets“, 20th Intl Symp on Shock Waves (1995)
- /11/ W. Jost: „Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen“, Springer Verlag, Berlin (1939)
- /12/ G. Sitkei: „Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren“, Springer Verlag, Berlin (1964)
- /13/ J. Warnatz: „Chemistry of High Temperature Combustion of Alkanes up to Octane“, Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, S. 845-856 (1984)
- /14/ N. Semjonov: „Kettenreaktionen“, Leningrad (1934)
- /15/ U.C. Müller: „Reduzierte Reaktionsmechanismen für die Zündung von n-Heptan und iso-Oktan unter motorrelevanten Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen (1993)

-
- /16/ R. Blumenthal, K. Fieweger, K.H. Komp, G. Adomeit: „Gas dynamic features of self-ignition of non diluted fuel/air mixtures at high pressure“, Combustion Science and Technology, Special Issue on Dynamics of Reactive Systems, 15th ICDERS (1996)
- /17/ C. Chevalier, P. Louessard, U.C. Müller, J. Warnatz: „A Detailed Low-Temperature Reaction Mechanism of n-Heptane Auto-Ignition“, COMMODIA 90: Int. Symp. on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Engines, JSME (1990)
- /18/ K. Fieweger, R. Blumenthal, G. Adomeit: „Self-Ignition of SI-Engine Model Fuels: A Shock Tube Investigation at High Pressure“, eingereicht für: Comb. Flame (1996)
- /19/ Y. Yoshizawa, M. Tomito, M. Kawada: „A study on the ignition of a fuel droplet in high temperatures stagnant gas“, 13th Intl Symp on Shock Waves (1981)
- /20/ A.A. Ranger, J.A. Nicholls J.A.: „Aerodynamic Shattering of Liquid Drops“, AIAA Journal, Vol. 7, No. 2, S. 285-290 (1969)
- /21/ B.E. Gelfand, V.N. Kalinin, A.B. Petrunin, V.V. Stepanov, E.I. Timofeev, S.A. Tsyganov, A.I. Zacharkin, A.F. Zigatch: „Ignition of droplets of Boron-Organic Compounds in Air Behind Shock Waves“, Dokl. Adad. Vauk. USSR, 240, No. 3, S. 627-629 (1978)
- /22/ R. Ingebo, Foster: „Drops Size Distribution for Cross Current Breakup of Liquid Jet in Air Streams“, NASA TR-4087 (1957)
- /23/ M. Klingsporn, U Renz: „Vaporization of a binary unsteady spray at high temperature and high pressure“, Int J Heat Mass Transfer 37(suppl 1): 265-272 (1994)
- /24/ R. Margan: „Untersuchung des Selbstzündverhaltens von Kraftstoffen in einer Verbrennungsbombe und Vergleich mit kinetischen Rechnungen“, Dissertation, Universität Kaiserslautern, 1990
- /25/ N.-H. Huynh: „Untersuchungen über die räumliche Flammenausbreitung bei Dieselmotoren mit direkter Einspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1987
- /26/ U. Reuter: „Kammerversuche zur dieselmotorischen Einspritzung“, Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- /27/ E. Scheid, H. Xu, U. Reuter: „Orte der Selbstzündung bei der dieselmotorischen Einspritzung“, Kolloquium des SFB 224 „Motorische Verbrennung“, Aachen, 6.-7.Oktober 1988
- /28/ H. Xu: „Einfluß von Wänden auf Strahlausbreitung und Zündverhalten unter dieselmotorischen Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen, 1991
- /29/ A. Wiartalla: „Untersuchung der Rußbildung bei der dieselmotorischen Verbrennung in einer Modellbrennkammer“, Dissertation, RWTH Aachen, 1996
- /30/ K. Kirsten: „Vergleich unterschiedlicher Brennverfahren für kleine schnelllaufende Dieselmotoren“, Dissertation, RWTH Aachen, 1986
- /31/ H. Hiroyasu, M. Arai: „Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines“, SAE Paper Nr. 900475, 1990

-
- /32/ T.W. Ryan III., B. Stapper: „Diesel Fuel Ignition Quality as Determined in a Constant Volume Bomb“, SAE Paper Nr. 870586, 1987
- /33/ D.L. Siebers: „Ignition Delay Characteristics of Alternative Diesel Fuels: Implications on Cetane Number“, SAE Paper Nr. 852102, 1985
- /34/ H. Menrad: „Rapsöl als Motorenkraftstoff ?“, Vortrag auf der Technischen Arbeitstagung Hohenheim, 12.04.1989, Mineralöltechnik 5-6, 1989
- /35/ R.S.G. Baert: „Autoignition of a Diesel Spray at High Pressures and Temperatures“, SAE Paper Nr. 890417, 1989
- /36/ G. Sitkei: „Über den dieselmotorischen Zündverzug“, MTZ, 24. Jg., Heft 6, 1963, S.190-194
- /37/ H. Hiroyasu: „Diesel Engine Combustion and its Modelling“, COMODIA 85 (1985), S.53 ff.
- /38/ F. Pischinger, E. Scheid, U. Reuter: „Influence of Fuel, Injection and Wall on Self Ignition of Diesel Sprays“, XXII. Fisita-Konferenz, Dearborn, Michigan, 25.-30.09.1988
- /39/ F. Pischinger, U. Reuter, H. Xu: „Self Ignition of Diesel Sprays and its Dependence on Fuel Properties and Injection Parameters“, Energy-Sources Technology Conference, New Orleans, Louisiana, 10.-14.01.1988
- /40/ F. Pischinger, U. Reuter, E. Scheid: „Influence of Fuel Quality and Injection Parameters on Self-Ignition of Diesel Sprays“, CIMAC-Paper D-112, Warschau, Juni 1987
- /41/ E. Scheid, F. Pischinger, K.-F. Knoche, et.al.: „Spray Combustion Chamber with Optical Access, Ignition Zone Visualization and First Raman Measurements of Local Air-Fuel Ratio“, SAE Paper Nr. 861121, 1986
- /42/ E. Scheid, H. Xu.: „Einfluß von Wänden auf Strahlausbreitung und Zündverhalten bei dieselmotorischer Einspritzung“, Kolloquium des SFB 224 „Motorische Verbrennung“, Aachen, 24.-25.9.1990
- /43/ H. Bäcker, A. Wiartalla: „Untersuchungen zur Gemischbildung, Zündung und Rußbildung beim dieselmotorischen Arbeitsverfahren“, Kolloquium des SFB 224 „Motorische Verbrennung“, Aachen, 11.-12.3.1993