

DIE AUSBREITUNG VON SELBSTZÜNDUNGEN IM OTTOMOTOR AUS NEUER SICHT

v. 1.1

Walter Kleinschmidt
Univ.-Prof. i. R. Dr.-Ing. PD
Universität Siegen
Department Maschinenbau

Vorwort

Der Umfang der Fachliteratur zur Selbstzündung und zur klopfenden Verbrennung in Ottomotoren ist über Jahrzehnte hinweg gewachsen und heute geradezu überwältigend. Deshalb sollte es kaum noch Wissenslücken zu diesem Thema geben. Der Verfasser ist aber zu der Ansicht gelangt, dass die im Titel genannte Problematik auch unter Beachtung von Aussagen der Theorie der instationären motorischen Wärmeübertragung betrachtet werden sollte, was nach seiner Kenntnis bisher nicht erfolgt ist. Im Folgenden wird gezeigt, dass sich auf diese Weise bisher nicht gekannte Einsichten eröffnen.

Mönchengladbach, 2025

W. Kleinschmidt

Inhalt

1	Einleitung	3
2	Das Temperaturfeld über dem Kolben	4
3	Übertemperaturschicht und Selbstzündung	7
4	Selbstzündung in Versuchsmotoren	12
5	Anhang	15
	Auszug aus NACA Report No. 912, 1948.....	15

1 EINLEITUNG

Am Beginn einer klopfenden Verbrennung im Ottomotor stehen nach gesichertem Wissen immer lokale Selbstzündungen im Frischgas vor der bewegten regulären Flamme, und zwar insbesondere an solchen Stellen, die eine auch nur leicht erhöhte Temperatur gegenüber ihrer Umgebung aufweisen. Ausgehend von einem solchen *Selbstzündungszentrum* (auch als „exothermes Zentrum“ oder als „hot spot“ bezeichnet) breitet sich sodann nach einer heute weitgehend akzeptierten Vorstellung die Selbstzündung in Form einer spontanen Selbstzündungswelle in das umgebende Frischgas aus (s. **Bild 1**). Dabei sind die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Welle und die begleitenden Druckwirkungen von der Höhe der Temperaturgradienten in der Umgebung des Zentrums abhängig. Unter Bezug auf eine gasdynamische Berechnung von Zeldovic (1970)¹ wurden mit Reihung in Richtung abnehmender Gradienten drei Selbstzündungsmodi definiert: Laminare Flamme, anlaufende Detonation und thermische Explosion, die zur Kategorisierung von experimentellen Beobachtungsergebnissen herangezogen werden.

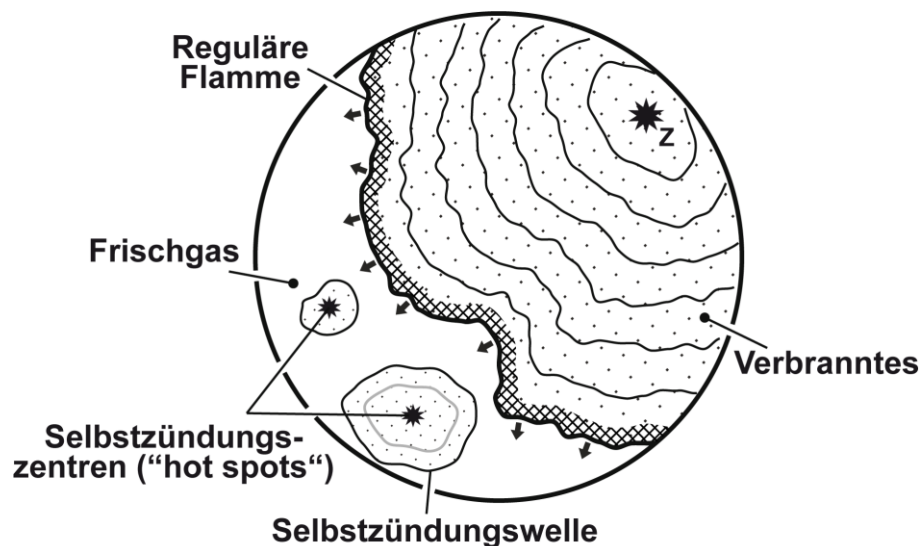


Bild 1: Selbstzündung im Frischgas vor der regulären Flamme

Das Temperaturfeld und damit die Temperaturgradienten im Frischgas vor der bewegten Flamme werden maßgeblich durch den Wärmeübergang zwischen den heißen Arbeitsraumwandungen und dem relativ kalten im Ansaugtakt einströmenden Frischgas bestimmt. Deshalb erscheint es angebracht, an dieser Stelle einige Aussagen aus der wenig bekannten Theorie der instationären Wärmeübertragung in Verbrennungsmotoren ins Spiel zu bringen². Im Folgenden wird gezeigt, dass sich so gegenüber der heutigen Sicht ein neues Bild zur Ausbreitung von Selbstzündungen im Ottomotor ergibt.

¹ Zeldovich, Y. B., Librovich, V. B., Makhviladze, G. M., Sivashinsky, G. I. On the Development of Detonation in a Non-Uniformly Preheated Gas. Acta Astronautica, 15, Pergamon Press, 1970, p. 313-321

² Kleinschmidt W. Instationäre Wärmeübertragung in Verbrennungsmotoren. Theorie, Berechnung und Vergleich mit Versuchsergebnissen. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 12 Nr. 383. Düsseldorf: VDI Verlag 1999.

2 DAS TEMPERATURFELD ÜBER DEM KOLBEN

Die thermische Inhomogenität des Frischgases vor der bewegten Flamme hat ihren besonderen Ursprung in dem Wärmeübergang, der sich im Ansaugtakt des Motors zwischen dem einströmenden relativ kalten Frischgas und den heißen Arbeitsraumwandungen einstellt und dessen Folgen sich über die Verdichtungsphase hinweg bis in das Temperaturfeld im Frischgasbereich vor der Flamme auswirken. In diesem Kapitel wird das Ziel verfolgt, durch eine vereinfachende Betrachtungsweise Informationen über dieses Temperaturfeld zu erlangen.

Hierzu wird der Wärmeübergang an einem **Teilbereich der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur T_K** behandelt, der im Ansaugtakt zum Beginn des Frischgaseintritts abrupt mit **homogenem turbulenzfreien Frischgas** der Temperatur T_{I0} in Kontakt gelangt. Der Teilbereich sei so gewählt, dass er erst gegen Ende der späteren Verbrennung von der Flamme erreicht wird. Unter Ausschluss von wandparallelen Konvektionsbewegungen an der Kontaktfläche kann nun zu einer durch eine Prozessrechnung **vorgegebenen Zylinderdruckverlauf $p(t)$** eine Näherungslösung der partiellen Differentialgleichung für die Frischgastemperatur $T_f(x,t)$ berechnet werden. Dabei bezeichnen x den senkrechten Abstand von der Kolbenoberfläche und t die Zeit. In **Bild 2** ist das Ergebnis eines Berechnungsbeispiels graphisch dargestellt, wobei nur die Zeit t gegen den Kurbelwinkel $\varphi = \omega t$ ausgetauscht wurde.

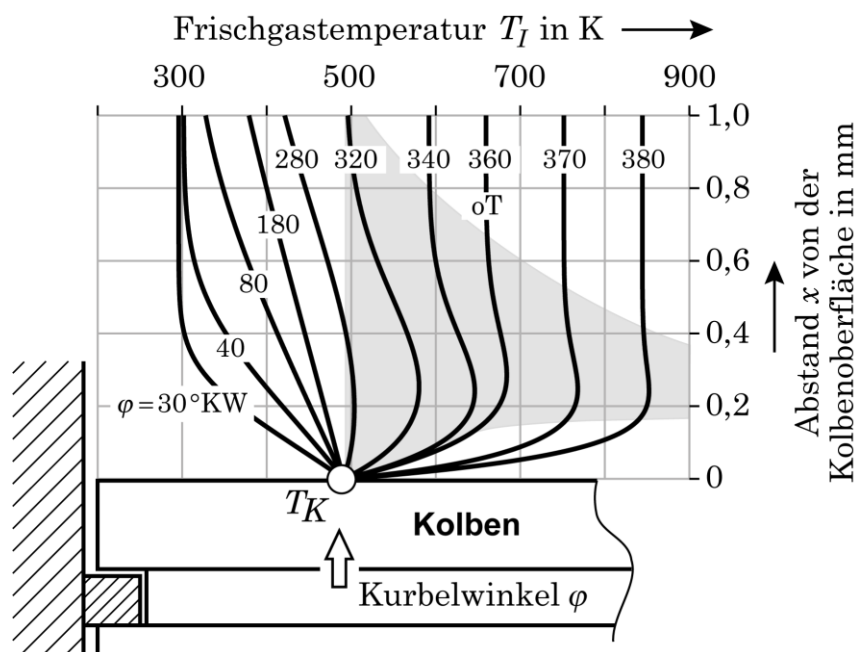


Bild 2: Lokale Frischgastemperatur über dem bewegten Kolben mit Bildung eines grau gekennzeichneten Übertemperaturbereiches (konstante Oberflächentemperatur $T_K = 490$ K, $T_{I0} = 300$ K, Volllast, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon = 10$)

Die dargestellten charakteristischen Temperaturverläufe sind wie folgt physikalisch zu erklären: In der Ansaugphase ($\varphi < 180^\circ \text{KW}$) wird das Frischgas durch den

Kontakt mit dem heißeren Kolben aufgeheizt, wobei die Heizwirkung zeitlich immer weiter in den Gasraum vordringt. Anschließend wird dieser Vorgang überlagert durch die Kompressionswirkung des aufsteigenden Kolbens. Da alle Gaselemente über der Kontaktfläche denselben Druckanstieg erfahren, tendieren die zu Beginn der Kompression heißesten Elemente (die in Wandnähe) auch zu höheren Kompressionstemperaturen; nur die unmittelbar an der Kolbenoberfläche befindlichen Elemente können wegen der dort gegebenen starken Kühlwirkung der metallischen Wand diesen Temperaturanstieg nicht mitmachen, so dass sich knapp vor der Kolbenoberfläche ein **relatives Temperaturmaximum** ausbildet. Durch die Konvektion senkrecht auf den Kolben, die durch die schnelle Dichtezunahme infolge der Kompression entsteht, rückt dieses Temperaturmaximum mit zunehmendem Kurbelwinkel dichter an den Kolben heran. Offenbar liegt hier ein Vorgang vor, der sich in unmittelbarer Wandnähe abspielt. Im Hinblick auf die an der Wand zu erfüllende Haftbedingung dürfte den Konvektionsbewegungen parallel zur Kolbenoberfläche, die bei der Rechnung unberücksichtigt geblieben sind, zumindest keine besondere Rolle zufallen.

Mit Blick auf **Bild 2** gelangt man zu dem bemerkenswerten Schluss, dass sich während der Flammverbrennung dicht vor der noch nicht von der Flamme überlaufenen Kolbenoberfläche (und vor anderen freien Oberflächenbereichen des Brennraums) eine **dünne Gasschicht** ausbildet, die durch eine leichte **Übertemperatur** gegenüber dem Bereich weiter oberhalb des Kolbens gekennzeichnet ist (grauer Bereich in **Bild 2**).

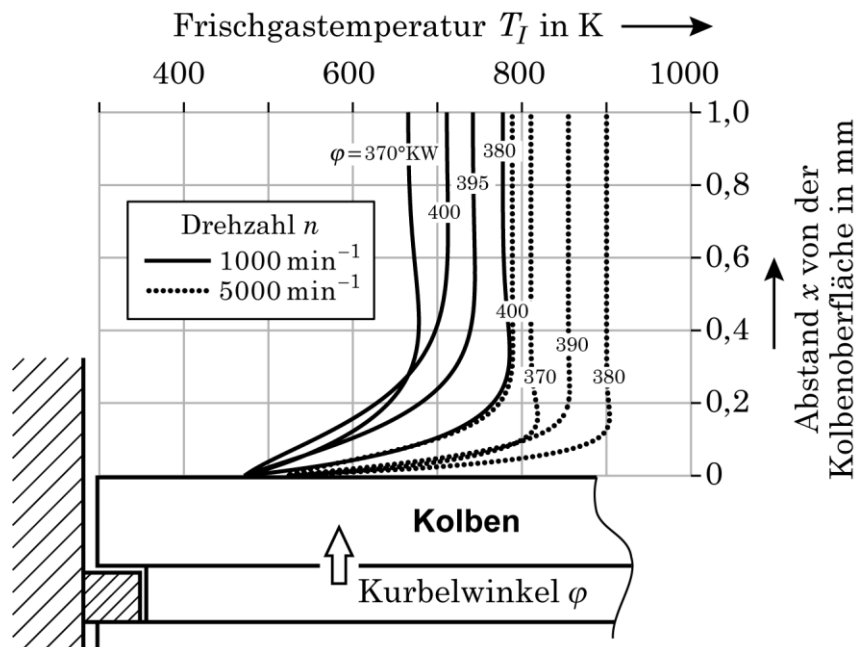


Bild 3: Zum Einfluss der Motordrehzahl auf die Ausbildung einer Übertemperaturschicht dicht vor der Kolbenoberfläche (Volllast, $\varepsilon = 10$)

Aus **Bild 3** ist zu ersehen, dass diese Schicht mit zunehmender Motordrehzahl dünner wird und dabei näher an die Kolbenoberfläche heranrückt. Für die Dar-

stellung wurde nur derjenige Kurbelwinkel- bzw. Temperaturbereich berücksichtigt, der für den Niedertemperaturbereich der Selbstzündungsreaktionen interessant ist.

Die Übertemperatur ϑ , d. h. der Ausschlag der wandnahen Frischgastemperatur gegenüber der Temperatur in etwas größerer Entfernung vom Kolben nimmt mit der Oberflächentemperatur des Kolbens zu (s. **Bild 4**).

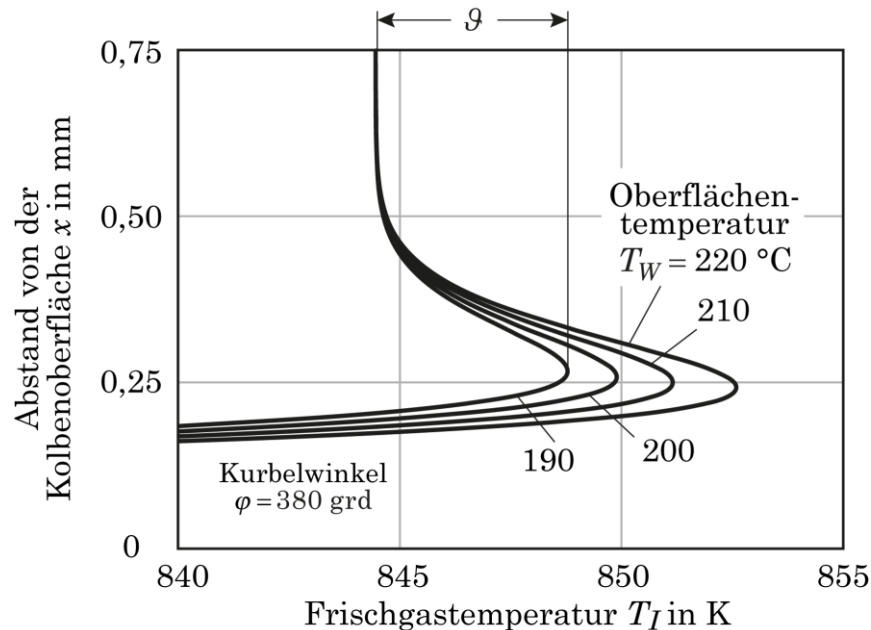


Bild 4: Zum Einfluss der Oberflächentemperatur des Kolbens auf die Übertemperaturschicht in Wandnähe (Vollast, $n=1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon=10$)

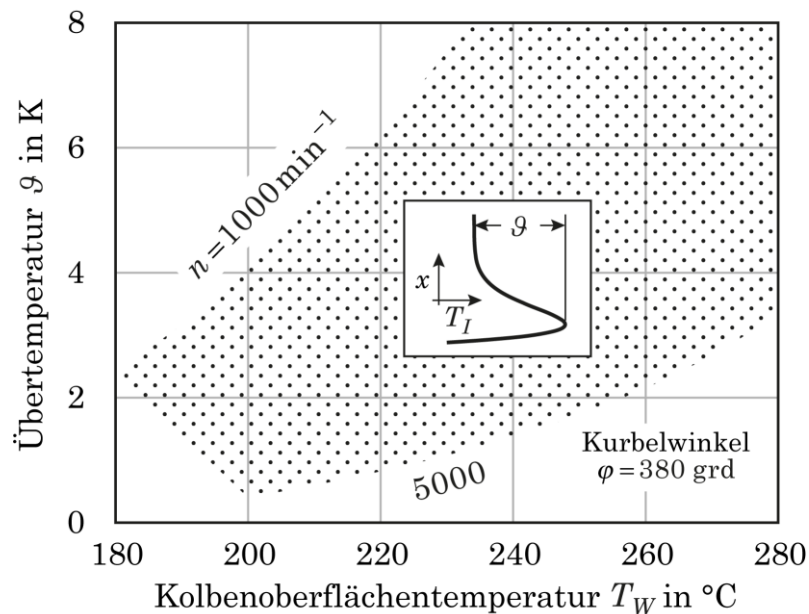


Bild 5: Übertemperatur in Abhängigkeit der Kolbentemperatur und der Motordrehzahl (Vollast, $\varepsilon=10$)

Ergänzend liefert **Bild 5** noch einen erweiterten Überblick über die wichtigen Einflussgrößen auf die Übertemperatur.

3 ÜBERTEMPERATURSCHICHT UND SELBSTZÜNDUNG

In der Übertemperaturschicht laufen die Niedertemperatur-Selbstzündungsreaktionen wegen ihrer starken Temperaturabhängigkeit schneller ab als in der Umgebung darüber und darunter. Da diese Reaktionen exotherm sind, wird sich hierdurch die Übertemperatur verstärken, woraus sich eine weitere Beschleunigung der Reaktionstätigkeit mit wiederum nachfolgender Temperatursteigerung ableitet und so fort. Durch diesen sich selbstverstärkenden Vorgang kommt es dann nach einer gewissen Zeitspanne etwa in der Mitte der nun sehr stark ausgeprägten Übertemperaturschicht durch **Selbstzündung** zur flächenhaften Bildung einer ersten **dünnen Verbrennungsgasschicht** parallel zur Kolbenoberfläche.

Der Verfasser hat mit den in **Bild 6** (links) eingetragenen Kurvenzügen den Versuch unternommen, den vorstehend beschriebenen Vorgang graphisch abzubilden. Dabei wurden die zu den genannten Kurbelwinkelwerten gehörigen Maxima der Frischgastemperatur aus einer begleitenden Motorprozessrechnung übernommen (**Bild 6** rechts), die für ein mittleres Frischgaselement die zeitliche Verfolgung der Selbstzündungsreaktionen erlaubt. Die Kurvenzüge zwischen den Temperaturmaxima und den Temperaturverläufen ohne chemische Reaktion wurden geschätzt.

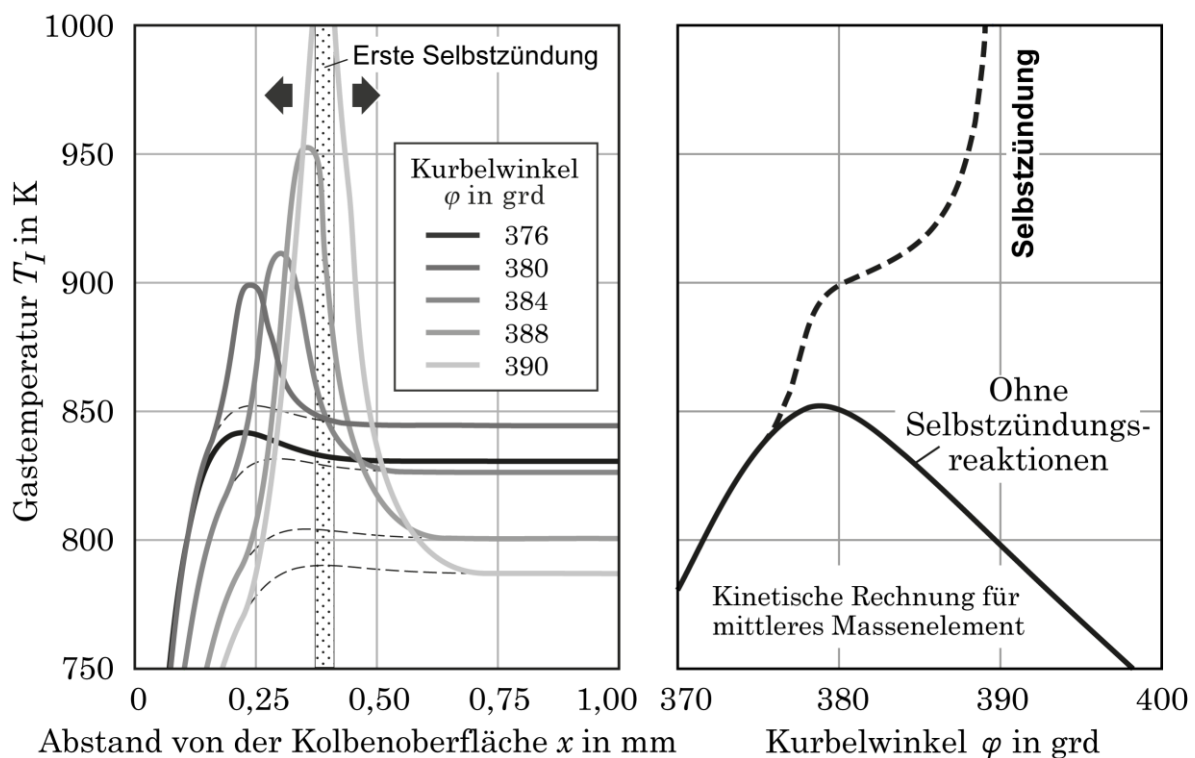


Bild 6: Beginn der Selbstzündung im Ottomotor (Volllast, $n=1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon=10$)

Für Überlegungen zum Fortgang der Selbstzündung schließt **Bild 7** qualitativ an den rechten Kurvenast für den Kurbelwinkel $\varphi=390$ grad in **Bild 6** an. Die in horizontaler Richtung stark gedehnte Darstellung unterteilt den Raum oberhalb des betrachteten Bereiches der Kolbenoberfläche in Massenelemente Δm . Da ein Massenelement gemäß seiner Definition ein Element konstanter Masse ist, haben in

der Darstellung die Verbrennungsgaselemente infolge ihrer geringeren Dichte ein größeres Volumen als die noch nicht voll abreagierten Gaselemente.

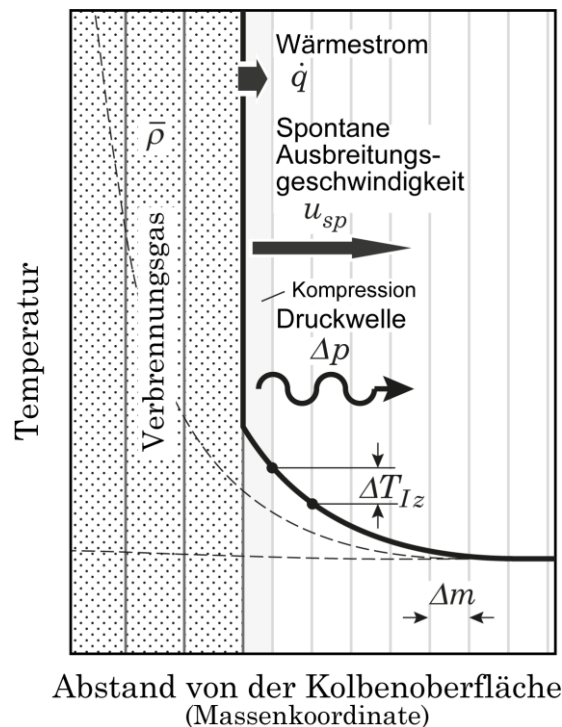


Bild 7: Zur Ausbreitung von Selbstzündungen in der Übertemperaturschicht

Nach der Selbstzündung des Gaselementes im Zentrum der Übertemperaturschicht gelangen die darüber liegenden Elemente erst sukzessive zur Zündung, weil sie wegen ihres noch geringeren Reaktionsfortschrittes – kenntlich an ihren zunehmend niedrigeren Temperaturen – mehr Zeit bis zur vollständigen chemischen Umwandlung benötigen. So kommt es zur Bildung einer ebenen Selbstzündungswelle, die sich spontan, d. h. ohne Wechselwirkung des jeweils zündenden Elementes mit seiner Umgebung, senkrecht zur Kolbenoberfläche in den Frischgasbereich hinein fortpflanzt. Durch die folgende kurze Ableitung lässt sich eine plausible Aussage zur Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp} dieser Welle machen.

Die Zeitabstand Δt_z zwischen den Selbstzündungen von zwei benachbarten Gaselementen wird mit der Temperaturdifferenz ΔT_{Iz} (vergl. **Bild 7**) zusammenhängen. Dabei erscheint es einleuchtend, dass eine abnehmende Temperaturdifferenz einen sich angleichenden Reaktionsfortschritt in den Elementen anzeigt, womit auch der Zeitabstand Δt_z der Zündungen zwischen denselben abnehmen muss. Hier wird sehr vereinfachend gesetzt

$$\Delta t_z = \frac{\Delta T_{Iz}}{C} ,$$

worin die Dimensionskonstante C ($[C] = \Theta / T$) für den Mittelwert eines komplizierten reaktionskinetischen Ausdrucks steht.

Mit dem Reaktionsumsatz eines Massenelementes verschiebt sich die Front der Selbstzündungswelle um die Wegdifferenz $\Delta x = \Delta m / \bar{\rho} A$. Hierin ist $\bar{\rho}$ die mittlere

Dichte im Verbrennungsgas hinter der Welle und A die Fläche des betrachteten als isotherm angenommenen Bereiches der Kolbenoberfläche. Jetzt kann für die spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle innerhalb der Übertemperaturschicht formuliert werden

$$u_{sp} = \frac{\Delta x}{\Delta t_z} = \frac{C \Delta m}{\bar{\rho} A \Delta T_{Iz}} ,$$

und weiter mit $\Delta m \rightarrow 0$,

$$u_{sp} = \frac{1}{\bar{\rho} A} \frac{C}{dT_I/dm} = \frac{C}{dT_I/dx} .$$

Hiernach sollte die Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp} eine starke Abhängigkeit von dem Verlauf des lokalen Temperaturgradienten in der Übertemperaturschicht aufweisen, der mit Blick auf **Bild 6** den gesamten Bereich von zu Beginn sehr großen bis zu gegen Ende der Schicht sehr niedrigen Werten durchläuft. Demzufolge wird die Selbstzündungswelle nach der ersten flächenhaften Zündung und einer kurzen deflagrativen Phase mit einer sehr kleinen Geschwindigkeit etwas oberhalb der laminaren Flammengeschwindigkeit starten und dann bis zum Verlassen der Übertemperaturschicht immer schneller werden, bis ihre Wirkung schließlich der einer thermischen Explosion nahekommmt.

Zu dem gleichen Schluss gelangt man durch die folgende abstrahierende Betrachtungs- und Vorgehensweise, die auf Zeldovic (1980)³ zurückgeht. Mit Bezug auf **Bild 6** wird dem Temperaturverlauf $T_I(x)$ ohne chemische Reaktion beim Kurbelwinkel $\varphi = 390\text{grd}$ ein Zündverzug

$$\tau(x) = f(T_I(x))$$

zugeordnet. Gemeint ist hier der bekannte Zündverzug $\tau(T, p)$, wie er in Verdichtungsapparaturen oder Stoßwellenrohren in Abhängigkeit von Temperatur und Druck beim Ende der Verdichtung bestimmt wird. Die Abhängigkeit vom Druck wird hier durch die Annahme eines mittleren Druckes ersetzt. Dann erhält man für die spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle

$$u_{sp} = \left| \frac{d\tau}{dx} \right|^{-1} .$$

Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist in **Bild 8** dargestellt und steht offensichtlich qualitativ gesehen mit den vorhergehenden Ausführungen in Einklang.

Infolge der Expansion der zur Selbstzündung gelangenden Gaselemente erfahren die jeweils angrenzenden noch nicht voll abreagierten Gaselemente eine Kompression, wodurch eine Druckwelle entsteht, die der Selbstzündungswelle vorausläuft und deren Stärke mit der Geschwindigkeit der letzteren zunimmt. In den von die-

³ Zeldovich, Y. B. Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial Conditions. Combustion and Flame 39, 1980, p. 211-214

ser Druckwelle überlaufenen Gaselementen wird der zeitliche Reaktionsablauf beschleunigt. Falls die chemische Reaktion in denselben bereits weit fortgeschritten ist, kann dies auch zur Auslösung der Selbstzündung ausreichen.

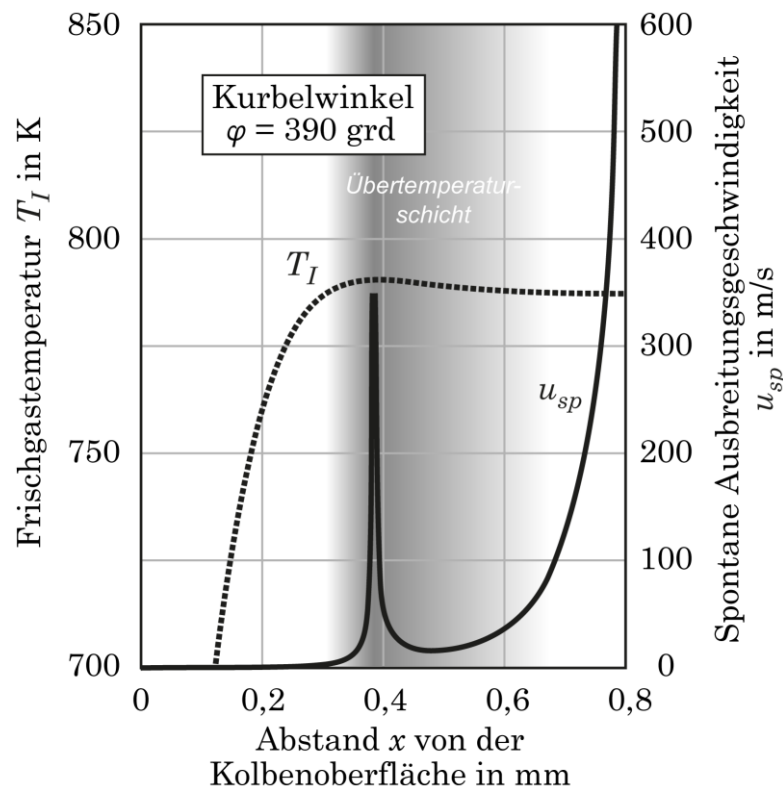


Bild 8: Spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle zu Bild 6, berechnet nach Zeldovic³

Mit zunehmendem Abstand von der Kolbenoberfläche wird die Geschwindigkeit der Selbstzündungswelle infolge des abnehmenden Temperaturgradienten immer größer. Demzufolge wird sie zu einem bestimmten Zeitpunkt die Schall- bzw. Detonationsgeschwindigkeit überschreiten, d. h. die vorher nacheilende Selbstzündungswelle durchdringt und überholt nun die Druckwelle. Ein solcher Vorgang hat nach den Ergebnissen einer gasdynamischen Berechnung von Zeldovic (s. Fußnote auf Seite 3), die später von anderen Forschern grundsätzlich bestätigt wurden, einen temporären sehr starken Druckauschlag zur Folge.

Die vorstehenden Ausführungen gelten auch für die Fortpflanzung der Selbstzündungswelle in umgekehrter Richtung auf die Kolbenoberfläche. Der Vorgang der spontanen Ausbreitung bleibt hier allerdings auf relativ geringe Werte der Geschwindigkeit u_{sp} beschränkt und dürfte bei abfallender Temperatur zum Abbruch tendieren. Wenn aber der oben bemerkte starke Druckauschlag (in der Nähe der Wand) auf die an der Wand verbliebene noch nicht voll abreagierte Gasmenge trifft, ist dort eine explosive Entzündung mit besonders starker Druckwirkung denkbar.

Zusammenfassend ist festzuhalten: Oberhalb eines Bereiches der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur entsteht durch die Kompression während eines

Arbeitszyklus eine Übertemperaturschicht mit einer ihrerseits konstanten Übertemperatur. Die Wirkung der überlagernden exothermen Niedertemperaturreaktionen führt über einen selbstverstärkenden Vorgang noch zu einer beträchtlichen Steigerung dieser Übertemperatur. Nach einer ersten flächenhaften Selbstzündung im Zentrum der ausgeweiteten Übertemperaturschicht folgen entsprechend dem Verlauf des Temperaturgradienten innerhalb der Schicht sukzessive weitere Zündungen, d. h. es entsteht eine ebene spontane Selbstzündungswelle, die senkrecht zur Kolbenoberfläche in den Gasbereich über dem Kolben hineinläuft. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Welle ist zunächst nur sehr klein, weil der Temperaturgradient in der Übertemperaturschicht nach den ersten Selbstzündungen noch äußerst hohe Werte aufweist. Erst wenn die Welle bei abfallenden Werten des Temperaturgradienten aus der Übertemperaturschicht austritt, steigt die Geschwindigkeit der Welle sehr schnell an und kann später so hohe Werte erreichen, dass ihre Wirkung der einer thermischen Explosion nahekommen kann. Dabei hat die Zunahme des zeitlichen chemischen Energieumsatzes eine kontinuierliche Verstärkung der durch die fortlaufenden Selbstzündungen entstehenden Druckwelle zur Folge. Anfänglich läuft diese Druckwelle der Selbstzündungswelle voraus. Es ist aber damit zu rechnen, dass die Geschwindigkeit der immer schneller werdenden Selbstzündungswelle irgendwann die der Druckwelle überschreitet. Bei der Durchdringung der beiden Wellen entsteht eine sehr hohe temporäre Druckspitze, die eventuell unter Reflexion an der Kolbenoberfläche in dem dort von der Selbstzündung nicht erreichten Gemischrest eine explosive chemische Umsetzung auslösen kann.

4 SELBSTZÜNDUNG IN VERSUCHSMOTOREN

Versuchsmotoren mit einem optischen Zugang zur Untersuchung von Verbrennungsvorgängen werden in der Regel so eingerichtet, dass ein Beobachtungsbereich über einem größeren Bereich der Kolbenoberfläche entsteht. Dabei kann nicht mehr angenommen werden, dass dieser Bereich eine konstante Oberflächentemperatur aufweist. Die zu erwartende Verteilung der Oberflächentemperatur wird im Allgemeinen mehrere relative Maxima enthalten, die sich auf dementsprechende Maxima der Übertemperatur in der Übertemperaturschicht abbilden.

Der Selbstzündungsablauf aus einem solchen Temperaturmaximum heraus wird nicht mehr allein durch den in der Übertemperaturschicht entstandenen Temperaturgradienten senkrecht zur Kolbenoberfläche bestimmt, sondern zunächst einmal durch die Gradienten parallel zur Kolbenoberfläche in der Umgebung dieses Temperaturmaximums. Es existiert nämlich, bedingt durch das Temperaturmaximum, zu Beginn noch gar kein Flächenbereich, auf dem der Temperaturgradient senkrecht zur Kolbenoberfläche eine Selbstzündungswelle in Gang setzen könnte.

Die Temperaturgradienten parallel zur Kolbenoberfläche werden in der Regel nur relativ geringe Werte aufweisen, so dass eine Selbstzündungswelle parallel zur Kolbenoberfläche entsteht, mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp}^* , die durchaus hohe und bei einem besonders flachen Maximum auch sehr hohe Werte erreichen kann. Da die Ausbreitung aber in einer nur sehr dünnen Gasschicht innerhalb der Übertemperaturschicht erfolgt, ist die damit verbundene zeitliche chemische Energiefreisetzung so gering, dass keine stärkere Druckwellenanregung auftritt. Auf diese Weise entwickelt sich aber sukzessive eine Flächenbasis für den Anlauf der Selbstzündungswelle senkrecht zur Kolbenoberfläche. Diese Ausbreitungsvorgänge *parallel zur Kolbenoberfläche* werden im Folgenden als **Phase I** des Selbstzündungsablaufs angesprochen.

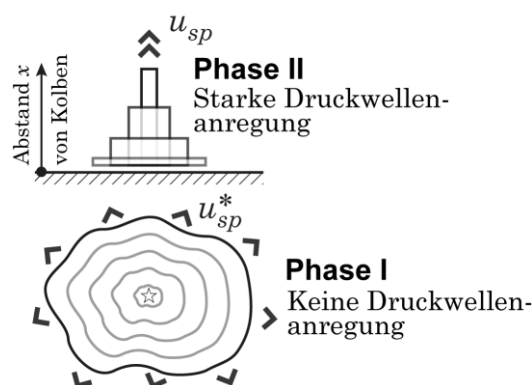


Bild 9: Selbstzündungsablauf aus einem relativen Temperaturmaximum in der Übertemperaturschicht heraus (schematisch)

Nach ausreichendem Fortschritt der Phase I kommt es bei zunehmender Geschwindigkeit u_{sp} der Selbstzündungswelle senkrecht zur Kolbenoberfläche zu prinzipiell demselben Fortgang, wie er im vorhergehenden Kapitel für den Fall eines Bereiches der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur beschrieben

wurde, d. h. zur Entwicklung einer starken Druckwelle, die mit der sie erzeugenden Selbstzündungswelle interagiert. Die Situation ist allerdings komplizierter, da die Fläche, auf der sich die Selbstzündungswelle fortpflanzt, mit der Zeit zunimmt. Diese Vorgänge werden im Folgenden als **Phase II** des Selbstzündungsablaufs (s. **Bild 9**) angesprochen.

Über dem Beobachtungsbereich eines Versuchsmotors werden mehrere solcher Selbstzündungsvorgänge in Gang kommen (siehe z. B. die Graphik in **Bild 10**), aber zeitlich versetzt und mit unterschiedlichen Druckwirkungen. Außerdem wird es zu Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Vorgängen kommen. Die sich so einstellenden mehr oder weniger starken Störungen des mechanischen Gleichgewichtes führen zu Druckpulsationen, die sich dann in einem klopfenden Motorbetrieb äußern. Hinzu kommen die umfänglichen Möglichkeiten zur Bildung der besonders starken temporären Druckauschläge, die aus der Durchdringung von Druck- und Selbstzündungswellen resultieren und die zu den bekannten klopfartigen Beschädigungen der Kolbenoberfläche führen könnten.

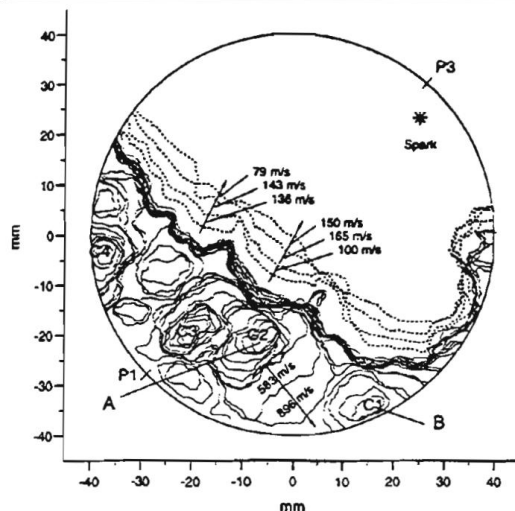


Fig. 10 Autoignition development, experimental cycle B1, moderate knock (engine speed 1000 rpm, camera speed 240,000 fps, selected frames separated by $\sim 8\mu\text{s}$)

Of particular interest are the very high velocities attained between the autoignition centres labelled 1 and 2 in Fig. 10. A peak velocity approaching 900 m/s was attained across a relatively wide front. This is possibly associated with a transition to the developing detonation mode - perhaps accompanying the creation of a more conducive temperature gradient by interaction between adjacent autoignition centres, as suggested in Ref. (3).

Nevertheless, it is interesting to note that the wall pressure rise (even close to the autoignition area) and the pushing back of the main flame occurred rather later than these events. This suggests that the main heat release rate also occurred later and was associated with the rapid burning of the highly compressed mixture between the various observed autoignition centres and (possibly) burning in the crevices induced by the strong pressure wave generated by the suggested local developing detonation [9, 15].

Bild und Text entnommen aus:

J. Pan, C. G. W. Sheppard, A. Tindall, M. Berzins, S. V. Pennington and J. M. Ware.
End Gas Inhomogeneity, Autoignition and Knock. SAE-paper 982616

Bild 10: Softwarekorrigierte Schlierenfotografiesequenz, University of Leeds

Aus dem obigen **Bild 10 mit Kommentartext** lässt sich eine Bestätigung für die vorstehenden Ausführungen herauslesen. Die dargestellte Schlierenfotografiesequenz, die zu einem moderat klopfenden Motorbetrieb aufgenommen wurde, dürfte sich augenscheinlich auf die Phase I der graphisch verdeutlichten Selbstzündungsvorgänge beziehen. Dies gilt umso mehr, als die Autoren ausdrücklich darauf hinweisen, dass ein parallel zu der Fotografiesequenz aufgezeichnetes Zylinderdrucksignal noch keine besondere Druckerregung erkennen ließ. Die erwarteten

klopftypischen Drucksignale traten erst später auf und dürften den Beginn der Phase II der Selbstzündungsvorgänge angezeigt haben.

Bild 11 zeigt einen Ausschnitt aus einer bei klopfenden Motorbetrieb aufgenommenen unbearbeiteten Schlierenfotografiesequenz, die in der Literatur (NACA Report No. 912, 1948) bildlich gut wiedergegeben ist und dabei eingehend kommentiert wird. Die volle Fotografiesequenz und der zugehörige Kommentar sind im **Anhang** zu finden.

Der Verfasser möchte im Folgenden die in **Bild 11** dargestellte Fotografiesequenz vor dem Hintergrund der vorstehenden Ausführungen neu interpretieren. Dabei bleiben die in den Frames durch den regulären Flammenfortschritt entstandenen Bereiche ausgeklammert. Der Versuchsmotor mit optischem Zugang von oben wurde bei einer Motordrehzahl von 500 1/min mit vier Zündkerzen betrieben, von denen allerdings die Kerze rechts unten während des Versuchslaufes ausfiel.

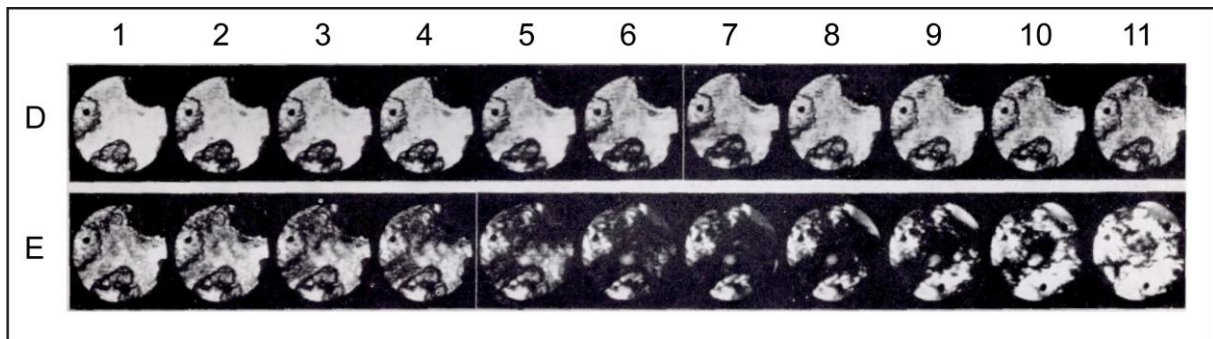


Bild 11: Ausschnitt aus einer Schlierenfotografiesequenz entnommen aus:
H. Lowell Olsen and Cearcy D. Miller. The Interdependence of various Types
of Autoignition and Knock. NACA Report No. 912, 1948

In der Fotografiesequenz lassen sich *grau melierte*, *schwarze* und *weiße* Bereiche unterscheiden. Die mit der Zeit etwas dunkler werdenden grau melierten Bereiche dürften die Vorreaktionen anzeigen, die zur Aufweitung der Übertemperaturschicht führen. Im Laufe der Framefolge werden diese Bereiche immer kleiner, zugunsten der schwarzen Bereiche. Bei diesem Vorgang, der etwa mit Frame E7 seinen Abschluss findet, dürfte es sich um die fortschreitende **Phase I** des Selbstzündungsvorgangs handeln (analog zu der Graphik in **Bild 10**). Beginnend mit Frame E1 verzeichnen die Autoren einen merklichen Anstieg des Zylinderdruckes, was wohl die chemische Energiefreisetzung durch die allmählich beginnende **Phase II** des Selbstzündungsvorgangs anzeigt. Ab Frame E9 dürfte dann diese Phase voll einsetzen, kenntlich an dem schnellen Umschlag von zuvor schwarzen in weiße Bereiche. Dieser Umschlag zeigt wahrscheinlich die Wirkung einer zunehmenden Anzahl von interagierenden Selbstzündungswellen an, die sich jetzt senkrecht zur Kolbenoberfläche (d. h. auf den Beobachter zu) fortpflanzen. Mit dem Austritt aus der Übertemperaturschicht nimmt die Geschwindigkeit dieser Wellen sehr schnell weiter zu, wodurch die von den Autoren festgestellten starken Druckstörungen (knock) ihre Erklärung finden. Dieser Vorgang kommt etwa zwei Frames nach Frame E11 zum Abschluss.

5 ANHANG

Auszug aus NACA Report No. 912, 1948



FIGURE 11.—High-speed motion picture of combustion of M-4 reference fuel showing extensive homogeneous autoignition followed by heavy knock.

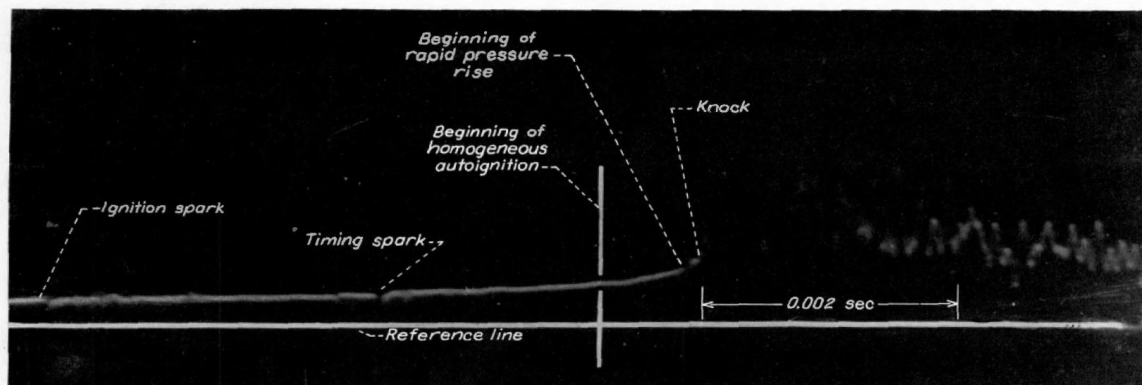


FIGURE 12.—Pressure-time record of combustion of M-4 reference fuel corresponding to figure 11.

Schlierenfotografiesequenz mit korrespondierendem Zylinderdruckverlauf entnommen aus:

H. Lowell Olsen and Cearcy D. Miller. The Interdependence of various Types of Autoignition and Knock. NACA Report No. 912, 1948

Another illustration of the occurrence of homogeneous autoignition with M-4 reference fuel is shown in figure 11. Frame A-1 was taken 169 frames after the ignition of the charge. The first evidence of homogeneous autoignition occurs in frame C-1 in the general region indicated by the arrow. The autoignition rapidly appears

in other regions in subsequent frames until in frame E-1 the entire field of view is covered by mottled zone, and apparently the whole cylinder charge is aflame either by autoignition or by spark ignition. The gas in the chamber continues to burn until about frame E-9 when knock takes place. The mottled region is completely cleared by frame F-4, whereas subsequent frames show the development of considerable smoke, especially near the edge of the combustion chamber.

The pressure-time record corresponding to figure 11 is given in figure 12. The knock is indicated on the trace and is taken to correspond in time to frame E-9. The vertical line, termed "beginning of homogeneous autoignition," corresponds in time to the beginning of autoignition in frame C-1. No rapid change in rate of pressure rise occurs until about the time indicated on the pressure trace, which corresponds approximately to frame E-1. The effect of the autoignition from frame C-1 to E-1 is therefore very small, but from E-1 to the time of knock the autoignition increases the rate of pressure rise manyfold.

The justification for selection of frame E-9 as the point of knock in figures 9 and 11 may not be apparent to an inexperienced observer. For both figures the selection was made partly on the basis of the extremely rapid frame-to-frame disintegration of the mottled combustion zone that is seen in comparison of frame E-8 with frame E-9, frame E-9 with frame E-10, frame E-10 with frame E-11, and so on. No comparably rapid disintegration of the mottled combustion zone can be seen in a comparison of frame E-7 with frame E-8 or frame E-6 with frame E-7, or in comparison of any two successive frames preceding frame E-6. The selection was further based on observation of the photographs as motion pictures on a screen, which indicated that the vibration of the gases is set up at frame E-9 in each case. The dependability of this method of selecting the point of knock relative to the high-speed photographs was shown in reference 3. In that reference the motion-picture frame selected by this method was shown to coincide chronologically with the onset of gas vibrations within one motionpicture frame.

The appearance of mottled regions in the end gas a considerable time in advance of the increased rate of pressure rise on the pressure trace, as shown in figure 11, is in harmony with the idea that the combustion process takes a relatively long time for its completion. This idea was advanced in reference 3, wherein, for normal combustion, the pressure rise was shown to continue as long as any of the mottled zone was apparent. The autoignited burning shown in frames C-1 to E-1 of figure 11 apparently represents the initial stages of the combustion process in which sufficient heat is released to set up detectable temperature gradients, but no appreciable pressure rise results from the release of this heat. From frame E-1 on, however, the autoignited combustion has reached a sufficiently advanced stage that the heat released from it is enough to effect the rate of pressure rise appreciably. The pressure is evidently still rising rapidly at the time the knock occurs at approximately frame E-9, thus indicating that the combustion is not completed at the time of the knock.