

Für diese besondere Bedeutung der Maxima des Gefrierkernspektrums spricht noch die Tatsache, daß sich dieselben Temperaturbereiche auch bei zahlreichen anderen Untersuchungen über die Eiskeimbildung als bevorzugt erwiesen haben, wo ein genau gleicher Gehalt an doch verhältnismäßig spezifischen Gefrierkernen zweifelhaft erscheint. Dabei muß natürlich die Untersuchungsmethode alle Gefrierkerne genügend ungestört zur Beobachtung bringen¹². Nach Wall¹³ u. a. ändert sich gerade bei diesen drei Temperaturen auch die Form der Eiskristalle. Von -2 bis -7°C gibt es Eisnadeln, von

-8 bis -10 bzw. bis -18°C findet Übergang zu Plattenformen und Sternen oder Sternskeletten statt — Formen, die bei der elektrischen Eisbildung schon im Bereich von 0 bis -5°C ausschließlich beobachtet werden — und unterhalb von -18°C kommen prismatische Formen vor. Diese Änderungen des Kristallhabitus können mit Tammann¹⁴ wieder als Hinweis auf Strukturänderungen im Wasser aufgefaßt werden. Die Kerne selbst haben, wie Nakaya¹⁴ u. a. gezeigt haben, keinen Einfluß auf die Kristallform.

¹² W. Rau, erscheint demnächst.

¹³ E. Wall, Wiss. Arb. dtsch. meteorolog. Dienst ZFO, **1**, 151 [1947].

¹⁴ U. Nakaya, J. Fac. Sci., Ser. II, Vol. II, No. 1, Hokkaido Imp. Univ., Japan 1938.

Zur Detonationsphysik fester und flüssiger Sprengstoffe

Von EUGEN SÄNGER*

(Z. Naturforsch. **8a**, 204—206 [1953]; eingegangen am 21. Juli 1952)

Der Wärmeübergang von der Flamme an ihre eigenen Nahrungsstoffe erfolgt bei mäßigen Reaktionstemperaturen überwiegend durch Wärmeleitung, bei hohen Flammentemperaturen wird dafür Lumineszenzstrahlung angenommen. Deren Intensitäten erlauben die Vorstellung, daß selbst feste und flüssige Sprengstoffe vor der Detonationswelle verdampfen, so daß sich die Theorie der Detonation vorgemischter Gase auch auf solche Sprengstoffe übertragen ließe.

Mit dieser Theorie kann man die Detonation als Phänomen der thermischen Verstopfung verstehen, wobei die Detonationsmachzahl durch die Höhe der chemischen Aufheizung bestimmt wird.

Die Detonationsphysik vorgemischter, brennbarer Gase ist durch die Arbeiten von Hugoniot, Chapman, Jouguet, Becker usw. weitgehend aufgeklärt.

Eine entsprechende Theorie der Detonation fester oder flüssiger Sprengstoffe existiert noch kaum, vor allem deswegen, weil Verdichtungsstoße in diesen Medien nicht die zur Zündung der chemischen Reaktionen erforderlichen Temperatursteigerungen hervorrufen.

Nach einigen neueren Forschungsergebnissen könnte man sich für berechtigt halten, anzunehmen, daß die Detonationswellen sich überhaupt nicht in festen oder flüssigen Medien ausbilden, sondern daß diese Medien zunächst und vor Ankunft des Verdichtungsstoßes geschmolzen und verdampft werden, so daß der eigentliche Verdichtungsstoß, ebenso

wie die nachfolgende chemische Reaktion, schon in gasförmigem Sprengstoff stattfinden. In diesem Fall ließe sich die ausgebildete Theorie der Detonation vorgemischter Gase also auch auf die Detonation fester oder flüssiger Sprengstoffe übertragen.

Man kommt zu dieser Auffassung auf Grund einiger neuerer Anschauungen über den Wärmeübergang von Feuergasen an deren eigene Nahrungsstoffe während des Verbrennungsvorganges.

In der klassischen Verbrennungstheorie nimmt man bekanntlich an, daß dieser Wärmeübergang im wesentlichen durch Wärmeleitung, Diffusion und Transport aktiver Radikale stattfindet. Damit lassen sich die beobachteten Verbrennungsgeschwindigkeiten jedoch nur bei mäßigen Feuertemperaturen verstehen.

Bei hohen Feuertemperaturen neigt man neuerdings zur Annahme, daß der Wärmeübergang von der Flamme an den Brennstoff überwiegend durch

* Paris, Courcelle-sur-Yvette (S. & O.).



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Lumineszenzstrahlung sehr hoher Intensität erfolgt¹.

Diese Nichtgleichgewichts-Strahlung erlaubt eine befriedigende Erklärung der Verbrennungsgeschwindigkeit in den Fällen:

1. Der Verbrennung vorgemischter Gase hohen Heizwertes.

2. Der Verbrennung von Gemischen aus Luft oder Sauerstoff mit Brennstofftröpfchen² oder Brennstoff-Staub.

3. Der Verbrennung fester Brennstoffe, wie Stückkohle oder rauchlose Pulver³.

Die folgenden Überlegungen zeigen, daß die Lumineszenz-Hypothese des Wärmeüberganges vom Feuergas an den Brennstoff auch zum Verständnis der Detonationsphysik fester und flüssiger Sprengstoffe führen kann. Wir gehen aus von einigen bekannten Beobachtungstatsachen an derartigen Detonationen:

a) Detonationsgeschwindigkeiten von der Größenordnung 10^4 m/sec, jedenfalls größer als die Schallgeschwindigkeit im Sprengstoff.

b) Detonationsdrucke von der Größenordnung 10^6 kg/cm².

c) Dichte der Detonationsschwaden größer als jene der Sprengstoffe selbst, d. h. praktisch dichte Packung der Moleküle im Feuergas.

d) Reflexionsvermögen der Detonationsschwaden gegen kurze elektromagnetische Wellen wie jenes massiver Metalle, d. h. außerordentlich starke Ionisation der Schwaden.

Der zur Verdampfung fester oder flüssiger Sprengstoffe vor Ankunft der Detonationswelle notwendige Wärmeübergang beträgt etwa 10^5 kcal/cm² sec.

Die Temperatursteigerung T_2/T_1 in einem Gas beim Durchgang eines ebenen Verdichtungsstoßes mit der Stoß-Machzahl w_1/a_1 folgt aus den bekannten Strömungsbeziehungen der Kontinuität, des Impulses, der Energie und aus der üblichen Gaszustandsgleichung zu⁴:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{w_2}{w_1} \left[1 + \gamma \frac{w_1^2}{a_1^2} \left(1 - \frac{w_2}{w_1} \right) \right], \quad (1)$$

¹ E. Sänger, I. Bredt, u. P. Goercke; C. R. Séances Acad. Sci. **230**, 949—951 [1950]. — Z. angew. Math. Physik, [Basel] **1**, 209—210 [1950]. National Advisory Committee of Aeronautics, Techn. Mem. 1305, Washington 1951. Ann. Telecommunications **6**, 250—260 [1951]; Z. physik. Chem., **199**, 46—68 [1952].

² E. Sänger, Z. Brennstoff-Chem. Essen, **32**, 1—12, 33—50, [1951].

worin

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{a_1^2/w_1^2 + \gamma}{1 + \gamma} \\ \cdot \left[1 \pm \sqrt{1 - (\gamma^2 - 1) \frac{2/(\gamma - 1) + w_1^2/a_1^2 + 2gQ/a_1^2}{(a_1/w_1 + \gamma w_1/a_1)^2}} \right] \quad (1a)$$

und Q die Wärmezufuhr infolge der chemischen Reaktion zu den Freiheitsgraden der Translation und Rotation und Schwingung im Gas sind.

Die genannten Strömungsgrundbeziehungen sind bekanntlich in weiten Bereichen von w_1/a_1 und Q infolge thermischer Verstopfung⁵ nicht miteinander verträglich, was sich im Imaginärwerden der Gln. (1) und (1a) infolge eines negativen Wurzelausdruckes bei

$$2gQ/a_1^2 \geq (a_1/w_1 - w_1/\gamma_1)^2/(\gamma^2 - 1) \quad (2)$$

äußert.

Die Beziehung (2) gibt die Verstopfungs-Machzahlen in Abhängigkeit von der Aufheizung Q an, die im Überschallbereich mit den stationären Detonations-Machzahlen identisch sind. Mit ihnen wird die Temperatursteigerung T_2/T_1 in Abhängigkeit von der Detonations-Machzahl einfach

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_1^2/w_1^2 + \gamma}{1 + \gamma} \left[1 + \frac{\gamma}{\gamma + 1} (w_1^2/a_1^2 - 1) \right]. \quad (3)$$

Für Detonations-Machzahlen zwischen 20 und 30 findet man Temperaturen T_2 in der Größenordnung $10^{5.0}$ K (besonders wenn man mit bevorzugter Beteiligung der Translationsfreiheitsgrade der Gasmoleküle, also $\gamma = 1.67$ rechnet), die überwiegendst von der nichtisentropischen Kompression im Stoß und nur zum geringsten Teil von der Verbrennung herrühren⁶. Bei solchen Temperaturen hat die Mehrzahl der beteiligten Moleküle schon die zur Elektronenanregung durch gegenseitige Stöße nötige thermische Geschwindigkeit, unabhängig davon, ob eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung sich ausgebildet hat, so daß praktisch die Gesamtmasse strahlt wird.

Bei der im Plasma dichten Molekülpackung und mit einem mittleren Strahlungsquant von vielleicht $\varepsilon = 10^{-22}$ kcal ($\lambda \sim 4600$ Å) ergibt sich die mittlere

³ E. Sänger, Z. Naturforsch. **5a**, 467—468 [1950]; Z. physik. Chem. **197**, 265—276 [1951].

⁴ E. Sänger, Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. [Solothurn] **16**, 12 [1950].

⁵ E. Sänger; C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **230**, 818—820 [1950].

⁶ E. Sänger; Z. Naturforsch. **6a**, 302—304 [1951].

Strahlungsintensität nach einer Richtung senkrecht zur Stoßfront, wenn die Dicke der strahlenden Gasschicht optisch als unendlich, also größer als etwa 10^4 Molekülschichten, gelten darf, aus dem optischen Wirkungsquerschnitt Q der Moleküle zu

$$I = \varepsilon / 2\tau Q$$

mit τ als Dauer einer Quantenemission. In Zahlen erhält man also etwa $I = 10^{-22} / 2 \cdot 0.9 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-20} = 5.5 \cdot 10^5$ kcal/cm² sec. Diese Intensität entspricht der Strahlung eines schwarzen Körpers von der Temperatur $1.4 \cdot 10^{5.0}$ K und einem Lichtdruck von etwa 0,8 atm.

Die Lumineszenzintensität des Detonationsstoßes kann also durchaus groß genug sein, um den Sprengstoff mit der Detonationsgeschwindigkeit zu verdampfen.

Man darf daher annehmen, daß sich zwischen der noch festen bzw. flüssigen Sprengstoffoberfläche und dem Verdichtungsstoß eine sehr dünne, der Beobachtung schwer zugängliche, gasartige Schicht ausbildet, die wegen der Schnelligkeit des ganzen Vorganges relativ zur Sprengstoffmasse praktisch noch in Ruhe ist und daher etwa dieselbe Dichte wie der Sprengstoff selbst haben dürfte. Diese, durch das intensive Bombardement der dem Stoß mit Lichtgeschwindigkeit vorauselgenden Lumineszenzpho-

tonen gegen die Sprengstoffwand verdampfte bzw. zerstäubte Masse braucht nicht mehr notwendig die gleiche chemische Zusammensetzung wie der Sprengstoff selbst zu haben. Jedenfalls wird aber ihre Temperatur nur wenig höher als jene des Sprengstoffes und daher auch ihre Schallgeschwindigkeit nur wenige hundert m/sec sein, so daß die vorausgesetzten hohen Detonations-Machzahlen für den in dieser Masse laufenden Verdichtungsstoß sehr wahrscheinlich werden.

Sobald man diese hypothetische, gasartige Zwischenschicht zwischen Sprengstoff und Verdichtungsstoß bei der Detonation fester oder flüssiger Sprengstoffe überhaupt annimmt, ist ihre Erzeugungsmöglichkeit durch Lumineszenzstrahlung außer Zweifel. Sie selbst konnte experimentell noch nicht nachgewiesen werden, ebensowenig wie die sie notwendig begleitenden, extremen, kurzzeitigen Schwadentemperaturen. Wohl aber ist eine andere Konsequenz solcher Temperaturspitzen, nämlich die außerordentlich hohe thermische Ionisation der Detonationsschwaden, wie erwähnt, bereits experimentell beobachtet, so daß man für die physikalische Struktur der Detonationswelle in festen oder flüssigen Sprengstoffen ebenso wie bei der Pulververbrennung drei getrennte Phasen — Verdampfung, Verdichtungsstoß, Verbrennung, — wird annehmen müssen.

Experimentaluntersuchungen mit einem „Impuls-Massenspektrographen“

Von MICHAEL J. HIGATSBERGER¹

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Wien
(Z. Naturforsch. **8a**, 206—211 [1953]; eingegangen am 22. Februar 1952)

In einer früheren Arbeit² wurde ein Massen-Spektrograph beschrieben, bei dem elektrische und magnetische Streufelder vermieden sind. Es gelang jetzt, die Theorie innerhalb der Meßgenauigkeit experimentell zu bestätigen. Weiter wurden elektrische Aufladungsscheinungen an Nichtleitern (Photographischem Material) untersucht und Wege zur Vermeidung dieser Störeffekte aufgezeigt. Eine Absolutmassenbestimmung der Alkalimetalle Li, Na und K wurde ausgeführt. Langsame Ionen, die der direkten Registrierung auf der photographischen Platte entgehen, wurden mit Hilfe von Sekundärelektronen sichtbar gemacht. Der kleine Strahlenweg dieses Spektrographen ermöglicht Massenbestimmungen von Isotopen geringer Halbwertszeit.

Abb. 1 stellt die Versuchsanordnung im Schnitt dar. Die beiden Eisenpolschuhe F und A sind unter einem Winkel von 42° abgefräst. Der obere Polschuh A ist durch die Plexiglasplatte B und Plexiglasschrauben gegenüber dem Gehäuse und dem unteren Polschuh

isoliert. F und A (isoliert) werden durch einen Elektromagneten erregt. Die Hochvakuumdichtung zwischen den Polschuhen und dem Gehäuse besorgen die Gummidichtungen C. Am unteren Polschuh ist seitlich mit Hilfe zweier Eisenschrauben H der Blendenteil ange-

¹ Z. Zt. University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota.

² M.J.Higatsberger, Z. Naturforsch. **6a**, 151 [1951].