

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 86 (1968)
Heft: 46

Artikel: Explosionswirkungen brennbarer Gemische
Autor: Voellmy, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-70180>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 31.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Eduard Amstutz – Einige Erinnerungen

Die alte Regel, dass mit zunehmendem Alter die Jahre immer schneller entfliehen, gilt auch für unseren Jubilar. Vor kurzem konnten wir seinen 60. Geburtstag feiern, am 18. November wird es schon der 65zigste sein! Amstutz's Wirkungsfeld ist sehr breit geworden, aber mit seinem angeborenen Organisationstalent meistert er auch komplizierte Situationen, die andere zur Verzweiflung bringen würden.

Wenn ich mir gestatte, hier einige Reminiszenzen zu erwähnen, so sollen diese eben nur einen *Ausschnitt* aus dem Leben des Jubilaren berühren, und zwar den Ausschnitt, wo ich das Glück hatte in ihm einen der fähigsten und selbständigsten Mitarbeiter kennen zu lernen und später uns gemeinsame Ziele und auch Sorgen näher zusammenbrachten.

Wie der Schreibende hat auch Amstutz ein Assistentenjahr bei Prof. Dr. A. Stodola zugebracht. Die jüngere Generation kann begreiflicherweise kaum ahnen, welchen Zauber dieser grosse Lehrer auf viele seiner Schüler ausstrahlte. Allerdings schien er der Fliegerei, die uns beide um 1920 begeisterte, kein Vertrauen entgegenzubringen. Diesbezügliche Einladungen winkte er energisch ab, und gelegentlich äusserte er, dass er kein Flugzeug besteigen würde, ohne eine Giftpille bei sich zu haben! Amstutz aber widmete sich sehr eingehend und begeistert der Fliegerei. Ein häufig gebrauchtes Polar-Diagramm, das der Schreibende für den Segelflug damals aufstellte, wurde von Amstutz sehr bald für den Motorflug erweitert; später sind von ihm noch interessante Beiträge zur Aerodynamik und Flugzeugstatik erschienen.

Dass E. Amstutz ein eifriges Mitglied der heute legendären «Agis» wurde, eines flugtechnischen Vereins, dem vor allem Studenten angehörten, und bei dem die praktische Seite der Fliegerei durchaus im Vordergrund stand, verstand sich von selbst. Er ist auch sehr bald ein ausgezeichnete Pilot geworden.

Da Amstutz aerodynamisch interessiert war, aber ein industrieller Flugzeugbau noch sehr in Anfangsschwierigkeiten stand, war es begreiflich, dass er sich verwandten Gebieten zuwandte. Während mehreren Jahren arbeitete er im Wasserturbinenlaboratorium von Escher-Wyss. Es galt u. a. die durch die Flugtechnik sehr geförderte Strömungslehre auf diese Maschinen zu übertragen. Dem «Büro» gehörten ausser Amstutz noch eine Anzahl sehr tüchtiger Leute an. Es seien genannt: Dr. P. de Haller, später Direktor bei Gebrüder Sulzer, H. Gerber, jetzt Professor an der ETH für Wasserkraftanlagen, R. Thomann (Direktor bei Sulzer), Dr. Schultz-Grunow (Professor der Mechanik an der TH Aachen), auch der viel zu früh verstorbene H. Belart). Es war eine recht harte Zeit, da wir nicht nur neue Anlagen bearbeiten mussten, sondern die viel schwierigere Aufgabe gestellt wurde, mehr oder weniger verpfuschte Anlagen aus früherer Zeit so weit als möglich in Ordnung zu bringen. Das führte dann dazu, dass nach der Arbeitszeit die Diskussionen weitergingen (der eine oder andere wird sich da noch an das Café Neumann erinnern).

Es ist verständlich, dass die schweizerischen Wasserkraftwerke auf Amstutz aufmerksam wurden, und so ist er dann in die Kraftwerke Oberhasli eingetreten. Sein Wirken dort war u. a. auch für die Lieferanten segensreich, insofern als mit Amstutz nun ein Mann ihnen gegenüber auftrat, der Verständnis für Schwierigkeiten hatte, und statt Paragraphen vorzuweisen, sich in diese Probleme vertiefte, um gemeinsam zu einem guten Ende zu kommen. Es ist ein Glücksumstand, dass Amstutz's Chef Dr. Käch war, ein ebenso erfahrener wie «vernünftiger» Mann, unter dem Amstutz seine Fähigkeiten ungehindert entfalten konnte.

Nun kommt aber die Liebe zur Fliegerei wieder zum Durchbruch, Amstutz ist in einer leitenden Stellung im Eidg. Luftamt unter dem weitblickenden Direktor Isler. Hier eignete er sich wertvollste Kenntnisse über den zivilen Luftverkehr an, ein Luftverkehr, der damals den heutigen Umfang nicht ahnen liess. Sie sollten ihm später sehr nützlich werden.

Nach dem frühen Hinschied von Prof. Karner, der u. a. über Flugzeugstatik las, war ein Plan für die Schaffung einer ordentlichen Professur für dieses Gebiet fällig. Sie wurde mit Amstutz besetzt. Zahlreichen Schülern war er ein sorgfältiger, das Anschauliche liebende Lehrer. Dass er in dieser Eigenschaft naturgemäss mit zahlreichen Materialproblemen zu tun hatte, ist klar; auch hier gab es gewissermassen eine Vorbereitung für das letzte Amt, zu dem Amstutz überging: die Direktion der Eidg. Materialprüfungs- und Versuchsanstalt Dübendorf (EMPA). Dank seiner Initiative ist ein grossartiger Neubau in Dübendorf entstanden.

Man wird vielleicht fragen, wie man den relativ häufigen Wechsel wichtiger Stellen auffassen soll. Hierüber kann ich ein wenig Aufklärung geben, nämlich in bezug auf den letzten «Wechsel». Nach dem Rücktritt von Prof. Dr. M. Roß, Direktor der EMPA, gab es natürlich Fragen bezüglich der Nachfolge in dieses wichtige Amt. Schulratspräsident Pallmann konnte sich nur schwer entschliessen und frug mich gelegentlich um meine Ansicht. Ich konnte ihm keine Namen nennen, aber ich machte die Bemerkung: «Es müsste halt jemand von der Art von Amstutz sein.» Die Wirkung war verblüffend. «Natürlich, jetzt haben Sie den richtigen genannt.» Ich hatte nachträglich ein schlechtes Gewissen, musste ich doch annehmen, dass dieser rasche Entschluss Amstutz vielleicht mit seinen fliegerischen Interessen (Swissair) in Konflikt brächte.

Glücklicherweise ist das nicht eingetroffen. Die kleine Episode zeigt aber deutlich, dass Amstutz nie «wegging», sondern stets *geholt* wurde. Seine Arbeitskraft, sein unbestechliches Urteil, seine Organisationsgabe und nicht zuletzt eine wahrhaft schweizerische Grundeinstellung sind es gewesen, die ihn befähigt haben, an all den genannten Orten Wertvollstes zu leisten. Möge es ihm vergönnt sein, noch recht lange beratend und wegweisend zu wirken.

Prof. Dr. J. Ackert

Explosionswirkungen brennbarer Gemische

Von Dr. A. Voellmy, ehem. Abteilungsvorstand der EMPA, Dübendorf-Zürich

DK 541.126:614.83

Unser verehrter Chef, Prof. Ed. Amstutz, ermöglichte neben vielem anderem auch Lösungen in Grenzgebieten von Industrie, Gewerbe und Technik, wo in der Regel weder Physiker noch Chemiker, weder Maschinen- noch Bauingenieure (der Verfasser eingeschlossen) in allen Teilen zu Hause sind. Dies gilt auch für die häufigen Explosionen von Gemischen brennbarer Stoffe mit Luft, wobei die Gefahr möglicher *Umschläge verhältnismässig harmloser Brände in gefährliche Explosionen* immer noch unterschätzt und als unvorhersagbare «Force majeure» hingestellt wird.

Hierbei hat man häufig mit folgenden *Beimengungen zur Luft* zu tun: *Gase, Dämpfe oder Nebel* von gasförmigen oder flüssigen Brennstoffen aller Art; wie auch natürliche, explosive Beimengungen zur Luft, zum Beispiel Grubengas- (schlagende Wetter), Sumpfgas (Kanalisations- und Jauchegruben-Explosionen); von der Erhitzung von Kunststoffen herrührende explosive Dämpfe; brennbarer oder leicht oxydierbarer *Staub*, zum Beispiel von Holz, Kohle, Mehl, Kunststoffen, Zellulose, Aluminium; bei unvollständiger Verbrennung (gelegentlich auch bei Sprengungen) entstehende CO-reiche

Rauchgase (z. B. Kamin-Explosionen). Auch der normale Abbrand von Stoffen mit grossem Heizwert (z. B. Kunststoff, Schiesspulver, Gummi) kann bei den nachfolgend beschriebenen Verhältnissen in Detonationen umschlagen. Explosionen können schliesslich noch durch zahlreiche Stoffe der chemischen Industrie verursacht werden, deren Gefährlichkeit fallweise zu untersuchen ist.

Über Eigenschaften und Auswirkungen explosionsgefährlicher Stoffe wird das Institut für militärische Bautechnik einen, mit Hilfe der Spezialisten der EMPA ausgearbeiteten Bericht des Verfassers vervielfältigen, woraus als Grenzfälle auch die Wirkungen flüssiger, fester und nuklearer Sprengstoffe hervorgehen. Brände und Explosionen verursachen Unstetigkeiten der Stoff-Zustände, die mit beträchtlichen mechanischen Wirkungen verbunden sind; zunächst in der Zone der chemischen Umsetzung und dann indirekt durch Ausbildung von Stosswellen, auf deren Entstehungsbedingungen nachfolgend hingewiesen wird.

1. Bezeichnungen

Technisches System: Die Stoffmenge von 1 kg hat das Gewicht 1 kp und die Masse $1/g$ [$\text{kp s}^2/\text{m}^4$]¹⁾.

γ [kp/m^3]:	Raumgewicht
$v = 1/\gamma$ [m^3/kp]:	Spezifisches Volumen
$\varrho = \gamma/g$ [$\text{kp s}^2/\text{m}^4$]:	Spezifische Dichte
$g = 9,81 \text{ m/s}^2$:	Erdbeschleunigung
P [kp/m^2]:	Druck
p [kp/cm^2]:	Druck in technischen Atmosphären (at)
p_0 [At]:	Druck in physikalischen Atmosphären 1 At = 1,0332 at
T [°K] = t °C + 273:	Absolute Temperatur
ΔT [grd] = $T - T_0 = t - t_0$:	Temperaturdifferenz
«0»:	Index für den anfänglichen Zustand
«Δ»:	Jeweils vorgesetzte Bezeichnung für Änderungen gegenüber dem Zustand «0»
a [m/s]:	Schallgeschwindigkeit im betrachteten Stoff-Zustand (γ, ϱ, P, T)
w [m/s]:	Fortpflanzungs-Geschwindigkeit von Wellen
u [m/s]:	Stoffgeschwindigkeit in der Welle, positiv in Richtung ihrer Fortpflanzung
E [kcal/kg]:	Pro Stoffmengeneinheit des unzersetzten Stoffs bei Umsetzung frei werdende chemische Energie
H_u [kcal/kg]:	Unterer Heizwert (Wasser dampfförmig)
L [kg/kg]:	Luftbedarf für vollständige Verbrennung
λ :	Gewichtsverhältnis der vorhandenen Luft zum nötigen Luftbedarf
B :	Der Luft vom Raumgewicht γ_L bei Normalbedingungen (1 At, 15°C) beigemischter Brennstoff in kp/m^3
Vol. %:	Gasförmige Beimischung in % des Luftvolumens, beide bei Normalbedingungen
$\gamma_M \sim \frac{\gamma_L + B}{1 + \frac{\text{Vol. \%}}{100}}$:	Raumgewicht der Gasmischung bei Normalbedingungen in kp/m^3
$A = 427$ [mkp/kcal]:	Energieäquivalent
$F = A B E/\gamma_M$ [mkp/kg]:	Chem. Energie in mkp pro kg ursprünglicher Mischung
c_p [kcal/kg, grd]:	Spezifische Wärme bei konstantem Druck
c_v [kcal/kg, grd]:	Spezifische Wärme bei konstantem Volumen
$\kappa = c_p/c_v$:	(in der Regel $\kappa \sim 1,4$: für zweiatomige Gase, nach Dissoziation $\kappa \sim 1,6$: einatomige Gase; ausnahmsweise $\kappa \sim 1,3$: dreiatomige Gase)
$R = A(c_p - c_v)$ [mkp/kg, grd]:	Gaskonstante
$k = A c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R$ [mkp/kg, grd]:	Spezifische Energie pro Temperaturgrad Erwärmung

¹⁾ Über die heute üblichen Masssysteme und Einheiten unterrichtet unter anderem der Aufsatz: Zum Übergang auf das MKSA-System von Prof. Dr. P. Grassmann und A. Ostertag in SBZ 77 (1959), H. 17, S. 249–255.

2. Gas-Gesetze

Nach bekannten thermodynamischen Beziehungen²⁾ gilt für ideale Gase allgemein

$$(1) \quad P v = R T = A(c_p - c_v) T.$$

Hieraus folgt für die Summe von statischer und thermischer Energie pro Stoffmengeneinheit

$$(2) \quad \frac{P}{\gamma} + A c_v T = A c_p T [\text{mkp/kg}].$$

Für adiabate Zustandsänderungen gilt

$$(3) \quad \frac{P}{P_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^{\kappa} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\kappa} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}}.$$

Im jeweils betrachteten Gaszustand entspricht die Schallgeschwindigkeit den Beziehungen

$$(4) \quad a^2 = \frac{\kappa P}{\varrho} = \kappa g R T = (\kappa - 1) g A c_p T.$$

3. Verbrennung

Die chemische Energie E in kcal pro kg Brennstoff ist unabhängig von Verbrennungstemperatur und Volumänderungen; sie ist gleich der Differenz der inneren Energien von Brennstoff und Verbrennungsluft und der inneren Energie der Verbrennungs-Produkte. Im allgemeinen kann $E \sim H_u$ gesetzt werden; der hierdurch mögliche Fehler bleibt in den meisten praktischen Fällen unbedeutend. Ist die Zusammensetzung der Verbrennungsprodukte und ihrer temperaturabhängigen, spezifischen Wärmen bekannt, liesse sich mittels dieser Beziehung die Flammentemperatur berechnen. In den hier zu betrachtenden Fällen kann man hievon absehen, da die Verteilung der explosiblen Beimengungen in der Luft ohnehin unsicher bleibt. Wenn diese Verteilung lokal dem stöchiometrischen Verhältnis entspricht, ergeben sich entsprechend den nachfolgenden Angaben die höchsten Anfangstemperaturen, also die grössten Gefahren für Brand und Explosionen. Dem weiteren Verlauf ist aber dann die wahrscheinlichste Verteilung der explosiblen Beimengungen zugrunde zu legen.

Vereinfachend ergibt sich also für vollständige adiabate Verbrennung in konstantem Volumen die maximale *Flammen-Temperatur*:

$$(5) \quad T^* = \frac{H_u}{c_v(1+L)}.$$

Wenn die Verbrennung in einem geschlossenen Raum erfolgt, der λL kg Luft enthält, so ist bei $\lambda > 1$ zur Ermittlung der mittleren, adiabaten Verbrennungstemperatur der Wert λL anstelle von L in Gl. (5) einzusetzen. Wenn aber in einem geschlossenen Raum $\lambda < 1$ ist, so kann nur ein dementsprechender Teil des Brennstoffs vollständig verbrennen, und die Gl. (5) wird:

$$(5') \quad T_u^* = \frac{\lambda H_u}{c_v(1+\lambda L)}.$$

Die *mittlere spezifische Wärme* von Abgasen und Luft kann nach Ermittlung der Zusammensetzung des Gemisches nach der gewöhnlichen Mischformel bestimmt werden. Dabei ist aber der Temperatureinfluss bei jeder Gaskomponente verschieden. Es sind viele Annäherungs-Rechnungen nötig, bis die für eine angenommene Flammentemperatur ermittelten, mittleren spezifischen Wärmen nach Gl. (5) bzw. (5') diese Flammentemperatur tatsächlich ergeben.

Um einen Überblick zu erhalten, hat es der Verfasser vorgezogen, die mittlere spezifische Wärme der Abgase und der inerten Bestandteile der Verbrennungsluft aus vielerlei anderweitigen Versuchsergebnissen zu berechnen, wobei sich für die verschiedensten Brenn-, Treib- und Spreng-Stoffe nahezu konstante Werte ergaben: So beträgt der Mittelwert für die spezifische Wärme $c_v \cong 1/3 \pm 20\%$ kcal/kg, grd. Gl. (5) und (5') zeigen den grossen Einfluss eines *Luft-Überschusses* oder *-Mangels* in geschlossenem Volumen. Ein *Feuchtigkeitsgehalt* von Brennstoff und Verbrennungsluft ist bei obiger Übersichtsrechnung dem Gewicht L der Verbrennungsluft beizufügen, und die Verdampfungswärme desselben von H_u abzuziehen. Gl. (5) gilt auch für die *Explosions-Temperatur von festen Sprengstoffen* in geschlossenen Be-

²⁾ Vgl. zum Beispiel E. Schmidt: Thermodynamik, 9. Auflage, Göttingen, Heidelberg, Berlin 1953, Springer-Verlag.

halteln, wobei anstelle des Luftbedarfes L das Gewicht der im Behälter eingeschlossenen Luft pro kg Sprengstoff tritt. Die oben geschätzten Maximalwerte der Verbrennungstemperatur werden durch Wärme-Ableitung verringert, die fallweise zu untersuchen ist.

Gl. (5) und (5') zeigen sowohl bei sehr grossen, wie auch bei kleinen Brennstoff-Beimengungen zur Luft einen Abfall der Verbrennungstemperatur. Wenn diese die benachbarten Schichten nicht mehr zu entzünden vermag, sind die «Explosionsgrenzen» erreicht. Deren Berechnung ist kompliziert; der nächste Abschnitt gibt Hinweise auf Beobachtungen.

Unabhängig von der oben genannten Bedingung ist die *Zündtemperatur* und ihre nötige Dauer hauptsächlich von der Beschaffenheit des Brennstoffs abhängig. Eine Zündung kann sich jedoch nur im Bereich der Explosionsgrenzen fortpflanzen.

Ungewollte *Zündungen* können durch heisse Oberflächen oder Flammen entstehen (z. B. bei Rauchen, Sprengungen usw.); durch adiabate Kompression von Gasen (z. B. in Motoren, Druckwellen von Sprengungen); besonders häufig aber durch Funken (z. B. mechanische Funken unter genagelten Schuhen, von der Arbeit mit Werkzeugen, elektrische Funken von Schaltungen, Steckern, Sicherungen, Motoren; Reibungselektrizität in Leitungen, Luftreibung an isolierten Fahrzeugen usw.); durch Selbstentzündung sich zersetzender organischer Stoffe (z. B. in ölgetränkten Putzlappen); bei Oberflachenkatalyse und durch anderes mehr.

Der sogenannte «normale Explosionsdruck» entsteht bei verlustfreier Verbrennung in konstantem Volumen. Vor der Verbrennung ist nach Gl. (1):

$$(6) \quad A(c_p - c_v) = \frac{P_0}{T_0} (v_0^* - v_i),$$

wo $v_0^* = 1/\gamma_0^*$ und v_i das durchschnittlich in v_0^* enthaltene Volumen der inerten Bestandteile bedeutet, das weder an der Umsetzung noch an Zustandsänderungen beteiligt ist. Für die, nach Gl. (5) bzw. (5') ermittelte Explosionstemperatur T^* gibt Gl. (1) den «normalen Explosionsdruck»

$$(7) \quad P^* = \gamma P_0 \left(\frac{1}{\gamma_0^*} - v_i \right) \frac{T^*}{T_0}.$$

Der Einfluss des Volumens v_i inerten Bestandteile (z. B. Gesteinsstaub oder Kovolumen von Sprengstoffen) wird im folgenden vernachlässigt. γ_0^* ist das Raumgewicht des Gemisches des Brennstoffs mit der nötigen Verbrennungsluft, für welches auch die Verbrennungstemperatur T^* bestimmt wurde. Für *explosible Gasgemische* ist $\gamma_0^* \sim \gamma_0$, das heisst es kann in Gl. (7) das spezifische Gewicht des tatsächlich vorhandenen Gasgemisches eingesetzt werden.

Bei verlustloser Verbrennung in konstantem Volumen ergibt dann die Gl. (7) den normalen Explosionsdruck

$$(8) \quad P^* = P_0 T^*/T_0.$$

Bei der *Explosion fester oder flüssiger Sprengstoffe* im eigenen Volumen bleibt $\gamma = \gamma_0$ und γ_0^* nimmt auf $1/v_s$ ab. v_s ist das in Sprengstoff-Tabellen enthaltene spezifische Volumen der Verbrennungsgase in m^3/kp nach deren Abkühlung auf Normalbedingungen.

Die oben angegebenen Druckwerte und Temperaturen von Flammen können ganz kurzfristig und lokal in der Flammenfront auftreten, wenn das unmittelbar davor befindliche Gas nicht expandieren kann.

4. Grössenordnung der Stoffwerte

Die folgenden orientierenden Angaben machen nötigenfalls eine genauere Untersuchung nicht überflüssig.

Atmosphärische Luft

Bei $T_0 = 15 + 273 = 283^\circ\text{K}$ und $P_0 = 1 \text{ at} = 10000 \text{ kp/m}^2$ ist $\gamma_0 \sim 1,225 \text{ kp/m}^3$; $v_0 = 1/\gamma_0 \sim 0,89 \text{ m}^3/\text{kp}$.

$v_0 = \gamma_0/g \sim 0,125 \text{ kp s}^2/\text{m}^4$

$c_p \sim 0,24 \text{ kcal/kg, grd}$; $c_v \sim 0,17 \text{ kcal/kg, grd}$

$R \sim 29,3 \text{ mkp/kg, grd}$; $\kappa = c_p/c_v = 1,4$

Bei hohen Temperaturen ist die Veränderung der spezifischen Wärmen nach einschlägigen Tabellenwerken zu berücksichtigen. Für Verbrennungsschwaden kann $c_v \sim 1/3 \text{ kcal/kg grd} \pm 20\%$ angenommen werden.

Die Stoffwerte für verschiedene explosionsgefährliche Stoffe sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Werte für verschiedene explosionsgefährliche Stoffe

Stoff	Gase ¹⁾	Ace-tylen	Ben-zine ²⁾	Stäube ³⁾	Spreng- stoffe ⁴⁾	CO	
Explosionsbereich	2 bis 30 0,03 bis 0,2	1,5 bis 82 0,02 bis 0,9	0,6 bis 8 0,02 bis 0,25	— 0,02 bis 2	— 200 bis 300	12 bis 75 0,15 bis 0,95	Vol. % kg/m ³
Zündtemperatur	400 bis 600	300 bis 430	220 bis 300	400 bis 700	200 bis 300	200 bis 300	°C
Flammtemperatur T^*	1200 bis 2200	2500 bis 3000	1900 bis 2700	1500 bis 2000	2000 bis 3500 ⁴⁾	2000	°C
Verbrennungswärme H_u	5000 bis 13000	11000 bis 13000	9000 bis 11000	3000 bis 8000	300 bis 1500 ⁴⁾	2400 kcal/m ³	kcal/kg
Luftbedarf λ	13 bis 15	13	8 bis 15	5 bis 15		2,46	kg/kg
normaler Explosionsdruck P^*	7 bis 10	10,5	7,5 bis 9,5	6 bis 8	3000 bis 12000	8	at

¹⁾ Leucht- und Brenngase, Naturgase, Methan, Butan und ähnliche Gase.

²⁾ Benzin, Heizöle, Treibstoffe für Ottomotoren, Petrol, Alkohol, Spiritus, Terpentinol und dergleichen. Hier kann die Beimischung zur Luft als Dampf oder Nebel erfolgen, zum Beispiel durch Olzerstaubung bei Schalterexplosionen. Weiter sind hier zu nennen: Firnis, Kollodium, Liköre, Parfüms, Lösungs- und Reinigungsmittel, Dämpfe erhitzter Kunststoffe (spezielle Isolierstoffe) und dergleichen.

³⁾ Stäube von Kohle, Holz, Mehl, Zucker, Zellulose, Kunststoffen, Aluminium- und Eisenpulver, Harzen, Gummi- und Textilabfällen usw.

⁴⁾ Bei Sprengstoffen ist: (Die Zahlen in Klammern gelten für den meist gebrauchten Militarsprengstoff *Trotyl*):

Spezifisches Gewicht 1500 bis 1650 kp/m^3 (1560 kp/m^3)

spezifisches Volumen 0,3 bis 0,9 m^3/kp (0,59 m^3/kp)

Kovolumen $v_i = v_s/1000$

Für *Trotyl*: Flammentemperatur für $L = 0$ nach Gl. (5) und (6), $T^* = 2873^\circ\text{K}$ (2600°C), Heizwert $H_u = 950 \text{ kcal/kg}$, «normaler Explosionsdruck» nach Gl. (7) $P^* = 9650 \text{ at}$. Der in den Sprengstofftabellen angegebene «spezifische Druck» ist kleiner, da er sich auf die Ladedichte 1 kg/l bezieht.

5. Umsetzungs- und Stosswellen

Da in einer Welle die Fortpflanzung einer Störung mit der, an deren Stelle jeweils geltenden Schallgeschwindigkeit erfolgt, muss sich nach Gl. (4) die Front jeder Umsetzungs- oder Druckwelle bald steil aufrichten, so dass sich die folgende Untersuchung auf eine, zur Fortpflanzungsrichtung normale Unstetigkeits-Front beschränken kann, deren Querschnitt zunächst konstant (Flächeneinheit) angenommen wird. Diese Unstetigkeit wird durch Wärme-Strahlung und Wärme-Leitung sowie durch die innere Reibung etwas gemildert, was aber ohne wesentlichen Einfluss auf die folgenden Beziehungen bleibt.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenfront sei w [m/s]. Wenn es sich um eine Verdichtungswelle handelt und $w > a$ ist, schleppt sie das durchlaufene Material mit der Geschwindigkeit u [m/s] mit. Wenn aber $w < a$ bleibt, wird u negativ, wie noch gezeigt wird.

Die Grundgesetze der Mechanik gelten auch für jedes Bezugssystem, das sich mit konstanter Geschwindigkeit verschiebt. Für die kurze Zeit des Durchtritts eines Massenteilchens durch die Wellenfront kann deren Geschwindigkeit als konstant betrachtet und die Bewegungen des Teilchens auf die Wellenfront bezogen werden. Hiermit lässt sich der letztgenannte Fall ($w < a$, $u < 0$) durch einen Brenner veranschaulichen, dem das Gas mit der Geschwindigkeit w zugeführt wird. Da sich der adiabate Druck in der Flamme sogleich abbaut, wird diese bei $w > a$ von der Brenner-Mündung weggeblasen; während bei sehr kleinem w die Wärmestrahlung und -Leitung einen Flammenrückschlag ergeben kann, der w wieder vergrössert.

Als Unterscheidungs-Kriterium kann angenommen werden:

für Brand:	$w < a$, $u < 0$
Explosion:	$a < w < D$, $u > 0$
Detonation:	$w = D = \text{konstant}$

Der Explosionsbereich liesse sich weiter unterteilen in Deflagration: $a < w < D/2$ und Quasi-Detonation $D/2 < w < D$.

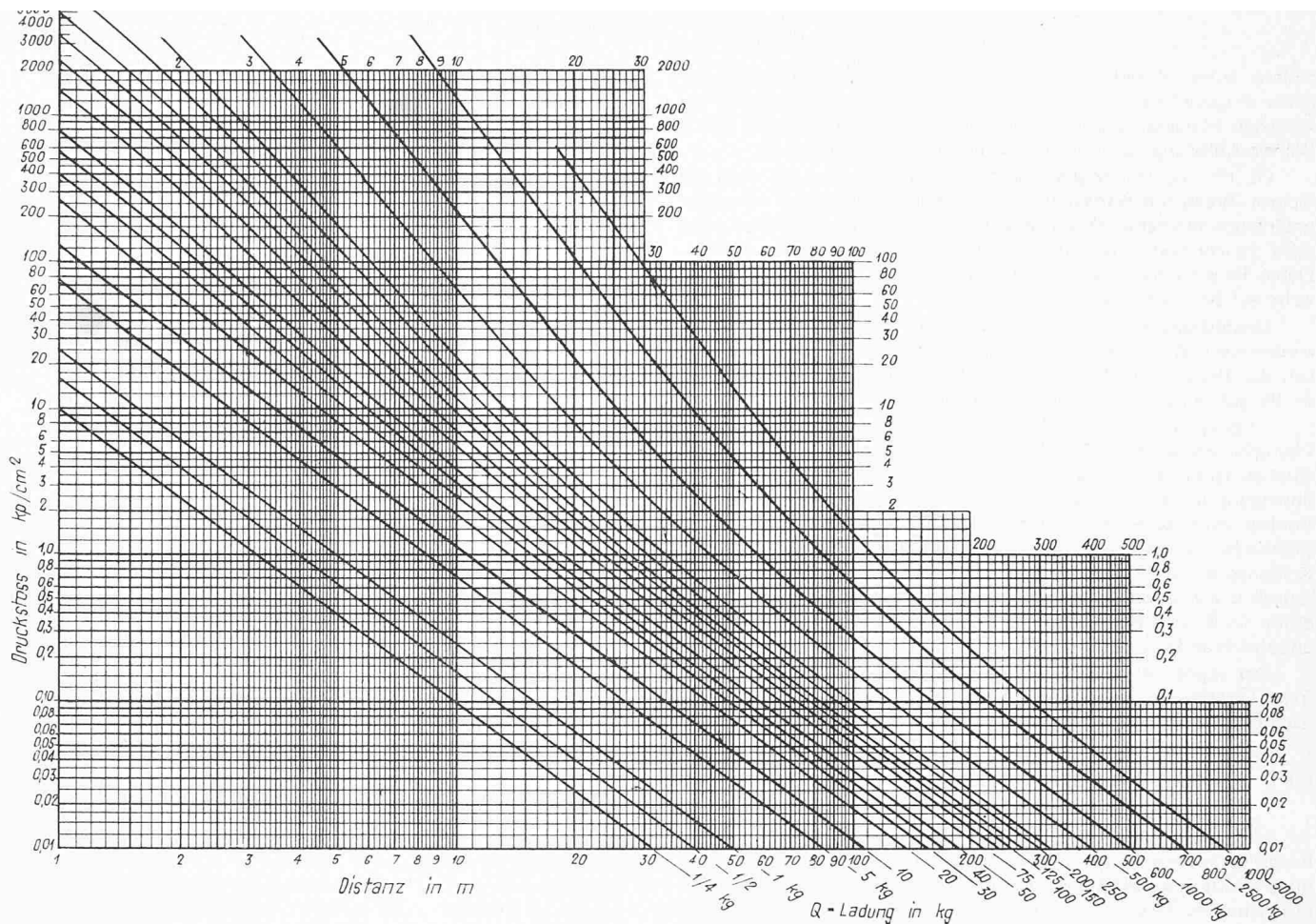


Bild 1. Luftstosswirkung (Druckstoss in kp/cm^2) branter Explosionen auf normal zur Ausbreitung stehende Flächen in Abhängigkeit von der Distanz und der Ladung. (Über dem festen Halbraum an normal getroffenen Flächen reflektierter Luftstoss.)

6. Unstetigkeitsfront

In bezug auf die Wellenfront fließt das Gas mit der Wellengeschwindigkeit w auf die Front zu. Hinter der Wellenfront fließen in bezug auf diese die Gase mit der Geschwindigkeit $w - u$ weg. Hieraus ergeben sich folgende Beziehungen:

a) Erhaltung der Masse:

$$(9) \quad w_0 \varrho_0 = (w - u) \varrho, \text{ woraus:}$$

$$(9') \quad \text{Dichtesprung } \varrho - \varrho_0 = \Delta \varrho = \frac{\varrho_0}{w/u - 1}.$$

b) Impuls:

Der Drucksprung ΔP ist gleich der Änderung der Bewegungsgröße des sekundlich durch die Flächeneinheit der Wellenfront tretenden Materials:

$$(10) \quad P - P_0 = \Delta P = \varrho_0 w^2 - \varrho (w - u)^2.$$

c) Der Drucksprung ΔP erreicht in Wellenfronten jeder Art nach Gl. (9) und (10) den Wert:

$$(11) \quad \Delta P = \varrho_0 w u = \frac{\gamma_0}{g} w u.$$

d) Aus den Gleichungen (9) und (10) ergeben sich für jede steile Wellenfront, gleichgültig, ob diese mechanische oder chemische Ursachen hat, folgende allgemein gültigen Beziehungen:

$$(12) \quad u^2 = \Delta P (1/\varrho_0 - 1/\varrho) = -g \Delta P \Delta v$$

$$w^2 = \frac{\Delta P}{\varrho_0 (1 - \varrho_0/\varrho)} = -\frac{g \Delta P v_0^2}{\Delta v}.$$

Diese Gleichungen geben nur reelle (d. h. mögliche) Werte, wenn eine Drucksteigerung (+ ΔP) mit einer Verdichtung (— Δv) verbunden ist, und umgekehrt. Bei einer Verdichtung wird nach Gl. (11) u positiv,

und bei einer Verdünnung negativ. Für jede chemische Umsetzung bestehen die Alternativen:

$$u < 0: \text{ Brand;}$$

$$u > 0: \text{ Explosion.}$$

Ein Brand kann in eine Explosion umschlagen, wenn an einer Stelle ein Abströmen der Schwaden verhindert wird und dadurch deren Druck ansteigt. Dies bewirken zum Beispiel Querschnittserweiterungen einer, mit brennbarem Gas gefüllten Leitung, oder schon Autos in einem, mit brennbaren Dampf-Luftgemischen teilweise angefüllten Strassentunnel. Nach Experimenten können sich Querschnitts-Blenden besonders ungünstig auswirken.

e) Nach dem Satz von der Erhaltung der Energie, bezogen auf die Zeiteinheit, ist die Gesamtenergie der von der Wellenfront aufgenommenen Masse, vermehrt um die hierbei frei werdende chemische Energie, gleich der Gesamtenergie der abströmenden Gase. Um die dynamischen Zustandsänderungen zu überblicken, wird angenommen, dass die Welle durch Brand explosibler Gemische verursacht werde, und dass sich diese wie auch die entstehenden Schwaden wie ideale Gase verhalten.

In die Energiebilanz werden folgende Bezeichnungen eingeführt:

$$F = \frac{A B E}{\gamma_M} [\text{mkp/kg}]: \text{ Chemische Energie, bezogen auf 1 kg der ursprünglichen Gasmischung}$$

$$k = A c_p: \text{ spezifische Energie pro 1 Grad Erwärmung. Nach Gl. (1) ist für die hier gewählten Dimensionen:}$$

$$k = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R [\text{mkp/kg, grad}]$$

(z. B. ist für Luft bei Normalbedingungen: $R = 28,5$, $\kappa = 1,4$, $k \sim 100 \text{ mkp/kg, grad.}$)

Hiermit führt die Energiebilanz mit Gl. (9) zum *Temperatur-sprung*:

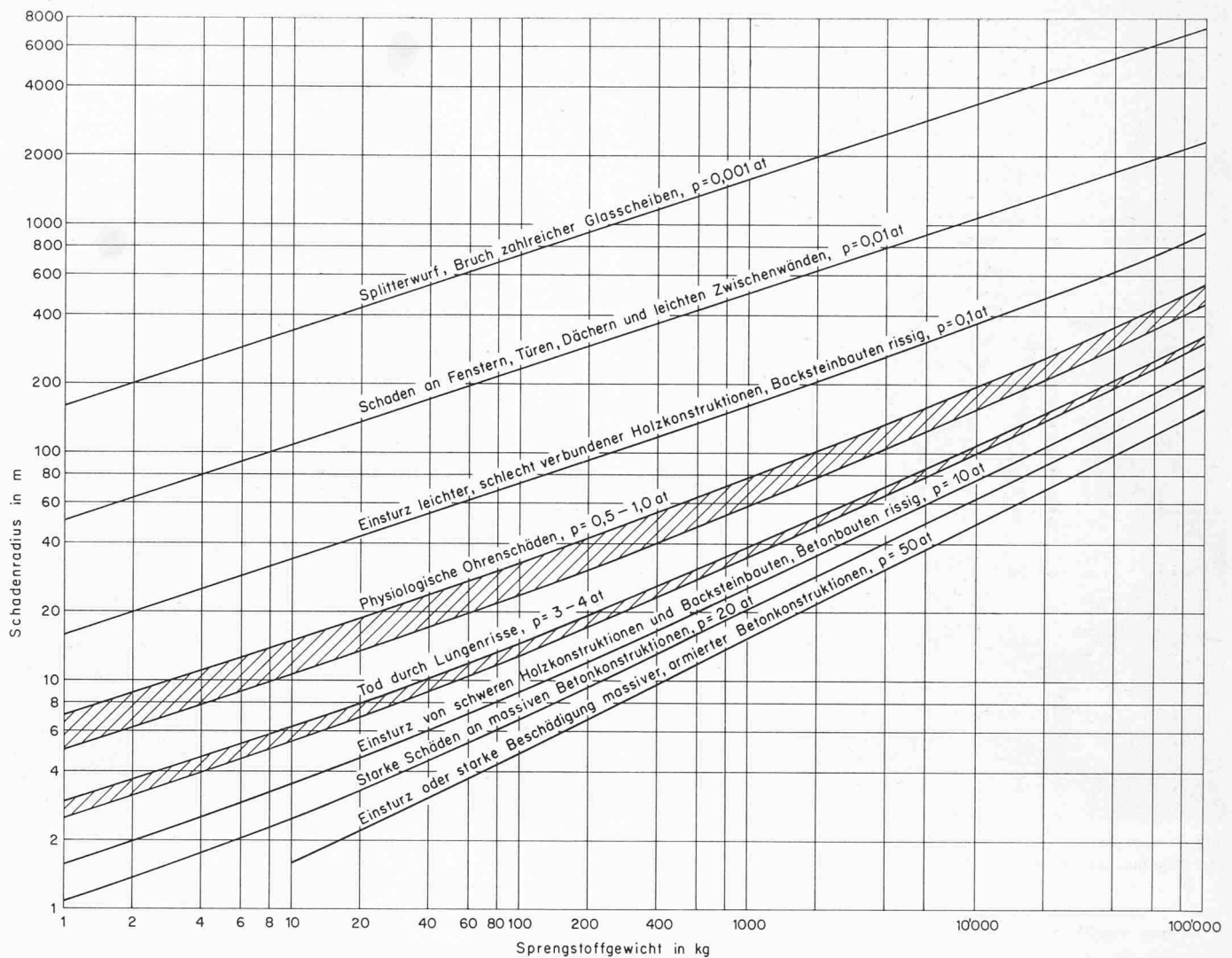


Bild 2. Fernwirkung brisanter Explosionen in Abhängigkeit vom Sprengstoffgewicht und vom Schadenradius (Druck-Angaben gemäss Bild 1)

$$(13) \quad T - T_0 = \Delta T = \frac{1}{k} \left[\frac{u}{g} \left(w - \frac{u}{2} \right) + F \right].$$

7. Explosions-Stoss

Gl. (9) und (13) geben:

$$(14) \quad P = \frac{P_0 + \gamma_M [F + u/g(w - u/2)] \frac{\kappa - 1}{\kappa}}{1 - u/w}.$$

Um P als Funktion von u oder von w allein darzustellen, ist noch der Zusammenhang dieser beiden Grössen zu ermitteln, wozu das allgemeine Gasgesetz (1) dienen kann:

$$(1') \quad \Delta P = R(\gamma T - \gamma_0 T_0),$$

wenn ΔP aus Gl. (11), γ aus Gl. (9) und T aus Gl. (13) eingesetzt wird. Man erhält dann:

$$(14') \quad \frac{u}{w} = \frac{\frac{\Delta P}{\varrho_0} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} a_0^2 \gamma_M \frac{F}{P_0}}{\frac{1 + \kappa}{2} \frac{\Delta P}{\varrho_0} + a_0^2}.$$

Die Länge der Stossweite ergibt sich aus der Bedingung, dass ihre Gesamtenergie gleich der frei gewordenen chemischen Energie des durchlaufenen Gemisches sei.

Bei Brand wird die Schwadengeschwindigkeit u negativ und nach Gl. (14') der Überdruck kleiner als die $(\kappa - 1)$ fache chemische Energie pro Volumeneinheit.

Die Maximalwerte von Überdruck, Wellen- und Stoffgeschwindigkeit werden bei Detonationen erreicht. Die Bedingung hierfür ist

$$(15) \quad w = u + a = D,$$

wodurch sich die oben beschriebene Berechnung etwas vereinfacht³⁾. Die Schallgeschwindigkeit a ist aus den Gleichungen (4) und (13) zu ermitteln.

8. Luftstoss

An der Grenze des explosiven Gemisches oder des Sprengstoffes wird die Luft mit der hohen Stoffgeschwindigkeit u der Explosionswelle weggeschlagen. Dabei ist die anfängliche Dauer des Luftstosses dieselbe wie diejenige des Explosions-Stosses. Bei der weiteren Ausbreitung des Luftstosses gilt der Satz von der Erhaltung der Energie. Im Verlauf der Ausbreitung flachen sich die Druckwellen infolge der vom Druck abhängigen Fortpflanzungsgeschwindigkeit ihrer verschiedenen Stellen ab und verändern ihre Form. Diese Erscheinungen sind aber von weit geringerem Einfluss auf die mechanischen Wirkungen als die Grösse des Stoss-Impulses bei dessen Reflexionen, wobei ebenfalls das Gesetz von der Erhaltung des Impulses gilt, wenn auch am Wellenkopf ganz kurzfristig ein höherer Reflexionsdruck entsteht⁴⁾, dessen Dauer durch die Erhaltung des Gesamt-Impulses gegeben ist.

³⁾ Für Untersuchungen fester und flüssiger Sprengstoffe siehe: M.A. Cook, The Science of High Explosives. New York und London, 1966. Chapman & Hill.

⁴⁾ Vgl. H. Pfriem: Reflexionsgesetze für ebene Druckwellen grosser Schwingungsweite. «Forschung» 12, Heft 8 und die dort genannte ältere Literatur, sowie H. Cabannes: Lois de la réflexion des ondes de choc dans les écoulements plans non stationnaires. Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques, Paris 1955.



Bild 3. Luftstosswirkung in einem Wohnhaus als Folge der Bombardierung von Schaffhausen im Jahre 1944

Ganz unabhängig vom lokalen Stossvorgang muss bei der *Reflexion* die gesamte Bewegungs-Grösse der ankommenden Welle erhalten bleiben, von der die zu einer festen Wand normale Komponente reflektiert wird, während parallel zur Wandoberfläche der Impuls unverändert bleibt. Die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit wird aber innerhalb der ankommenden, bereits verdichteten Stosswelle nach Gleichung (12) grösser als diejenige ihrer eigenen Front, so dass letztere bei *schieferm Stoss* von der reflektierten Welle eingeholt wird und sich dann eine, längs der reflektierenden Oberfläche mit zunehmender Höhe verlaufende «*Mach*»-Front bildet.

Der grösste Reflexionsdruck tritt an der festen Oberfläche bei Umkehrung des dazu normalen Stossimpulses auf, wobei der statische Druck P verdoppelt, der Staudruck $\rho \cdot u^2/2$ aber auf den $(1 + \kappa)$ -fachen Wert erhöht wird; da nach den Gleichungen (1) bis (3) eine adiabate Kompression den κ -fachen Druck einer isothermen Kompression ergibt.

Nach diesen Angaben lässt sich der Reflexionsdruck auf Grund der Eigenschaften der ankommenden Welle berechnen (vgl. Fussnote ⁶⁾).

Die Sprengstoff-Energie wird im sehr kurzen Kopf der Detonationswelle frei; dieser ist, nach der Auswertung von Versuchen zu schliessen, von konstantem Aufbau und Stossimpuls. Hinter der Detonationswelle stehen die hocherhitzten Schwaden zunächst unter hohem Druck, der, soweit ihre Energie nicht durch Strahlung abgebaut wurde, nach Ablauf der Detonation durch eine von der Oberfläche eindringende Verdünnungswelle an die umgebende Luft abgegeben wird. Der ganze Vorgang bewirkt, dass der von der Explosion an die umgebende Luft abgegebene Stossimpuls proportional zur Oberfläche des explosiven Gemisches wird und im übrigen nur von der Beschaffenheit des letzteren abhängt. Dieser, bereits vor mehr als 50 Jahren gefundene Zusammenhang⁵⁾ wurde durch viele Messungen der EMPA sehr gut bestätigt. Da bei der weiteren Ausbreitung des

R. Rüdberg: Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und die Impulsstärke von Verdichtungsstössen. «Artilleristische Monatshefte» 1916

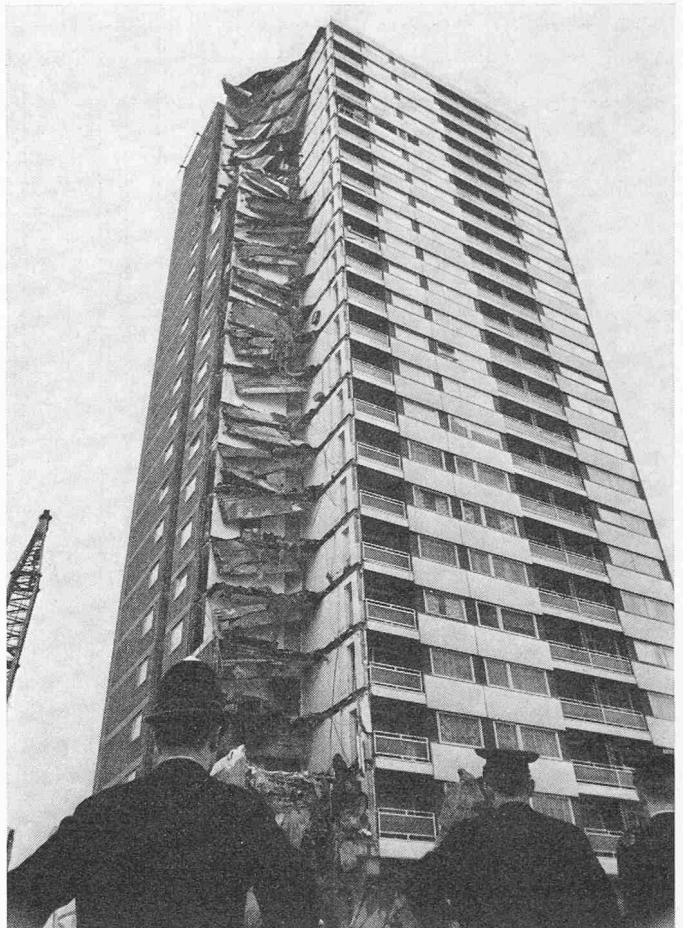


Bild 4. Teileinsturz eines 22stöckigen Hochhauses infolge Gasexplosion in der Eckwohnung des 17. Stockwerks (wahrscheinliche Ursache: Defekte Gaszuleitung zu einem Kocher). Die tragenden Aussenwände wurden weggeschlagen, wodurch obere Stockwerke einstürzten. Die Einsturzwucht durchschlug auch die unteren Eckwohnungen. Aus dem Trümmerwurf hat der Verfasser auf einen Explosionsdruck von 10 at bei 0,013 s Stossdauer geschlossen. Die Behörden erwägen den Erlass eines Verbots für Gas in Hochhäusern. Eine Revision der Normen für Hochhäuser, im besondern betreffend Winddruck und Erdbeben, erscheint notwendig. Die Möglichkeit eines progressiven Kollapses muss durch konstruktive Massnahmen ausgeschlossen werden.

Luftstosses dessen Gesamtenergie erhalten bleiben muss, wird somit dessen Impuls pro Flächeneinheit im Abstand R

$$(16) \quad J \cong \int P \cdot dt = C \cdot Q^{2/3} / R^2,$$

Die Konstante C wird am sichersten aus Druckmessungen bestimmt. Erfahrungen und Messungen haben die Zulässigkeit dieser Überschlags-Rechnung gut bestätigt.

Das mit Extrapolation von Messungen gezeichnete Diagramm Bild 1 zeigt gegen die Sprengstellen hin einen höheren Druck, als obiger Theorie entspricht, was durch die mit dem Abstand wachsende Stossdauer und durch das Mitreissen gasdynamisch unveränderlicher Bestandteile (Sprengstoff-Hüllen, Staub) erklärlich ist.

Für die Druckwellen von nuklearen Explosionen von relativ langer Stossdauer bestehen genauere Untersuchungen⁶⁾.

9. Mechanische Wirkungen

Die durch Berechnungen ergänzten Beobachtungen von Luftstoss-Zerstörungen wurden in Bild 2 zusammengestellt, das seit Jahrzehnten mancherlei Bestätigung erfuhr. Die Zerstörungen durch den Luftstoss nuklearer Explosionen entstehen wegen dessen längerer Dauer schon bei etwas geringerem Überdruck.

Bei Berechnung massiver Bauteile ist deren wahrscheinlichste Bruchart zu schätzen und die hierfür massgebende reduzierte Masse

⁵⁾ Eidg. Amt für Zivilschutz: Handbuch der Waffenwirkungen, Bern 1965.

U.S. Atomic Energy Commission: The Effects of Atomic Weapons, Washington 1962.

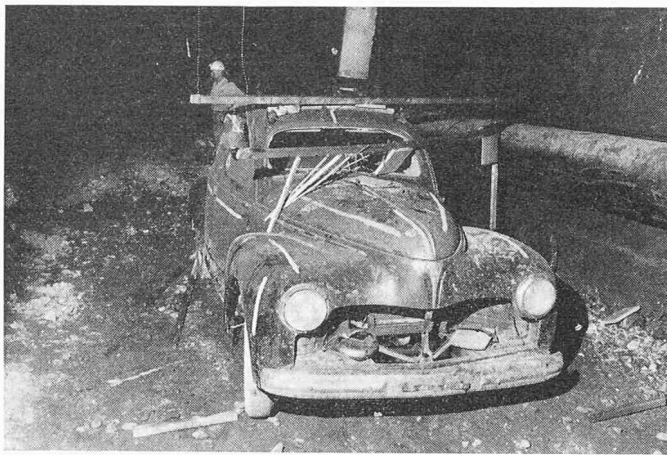


Bild 5. Benzindampf-Explosion in einem Strassentunnel

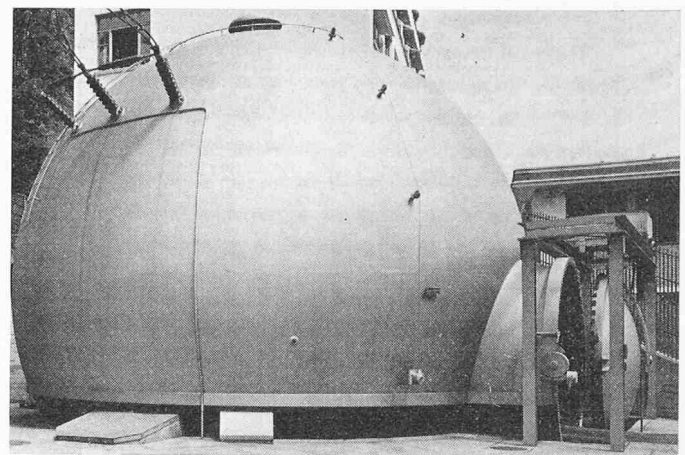


Bild 6. Vom Verfasser vorgeschlagene, im Auftrag der AG Brown, Boveri & Cie, Baden, von Gebrüder Sulzer, Winterthur, konstruierte Druckkammer von 11 m Durchmesser und 20 mm Blechstärke zur Durchführung von Versuchen an Ölschaltern. Der Berechnung wurde eine Explosion von 7,5 kg zerstäubtem Schalteröl zugrundegelegt; dabei ergeben sich der Überdruck der Explosionswelle zu 6,3 at, der dynamische Druck zu 20,9 at, der reflektierte Druck zu 30,5 at und die Stosszeit zu 3/1000 s. Diese Zahlen entsprechen einer Trotyl-Explosion von etwa 10 kg in Behältermitte

zu bestimmen⁷⁾, wonach die vom Explosions- oder Luftstoss auf diese Masse übertragene kinetische Energie berechnet werden kann. Das Verhältnis der Deformations- und Brucharbeit des Bauteiles zur übertragenen kinetischen Energie entspricht dann seiner Sicherheit.

Die Beanspruchung durch lange Druckstösse wurde von der Arbeitsgruppe für den baulichen Zivilschutz behandelt⁶⁾.

Die in diesem Bericht abgeleiteten Beziehungen dienen als Modellgesetze für die Anwendung anderweitiger Unterlagen auf Explosionen aller möglichen Art.

Die Bilder 3 bis 6 zeigen Beispiele, bei deren Beurteilung die besprochenen Berechnungsmethoden Anwendung fanden.

10. Schlussbemerkung

Es wurde versucht, mit Berücksichtigung aller bedeutenden Fälle, aber mit Ausschaltung von allem Sekundären, die wichtigsten Zusammenhänge der Explosions-Entstehung und -Auswirkung in möglichst einfacher und zugleich allgemeiner Form zu überblicken; zur Anwendung auf gasförmige ($\gamma_0 = \gamma_M$), flüssige ($\gamma_0 = \gamma_s$), und feste Brennstoffe oder oxydierende Materialien einschliesslich Sprengstoffe ($\gamma_0 = B + \gamma_L$), sowie schliesslich auf reine Luftstösse ($\gamma_0 = \gamma_L$, $F = 0$).

⁷⁾ A. Voellmy: Tonnengewölbe. EMPA-Bericht Nr. 136, 1942

Dieses Unterfangen ist in einzelnen Fällen nicht ohne Einbusse an Genauigkeit möglich; doch deckt die Rückkehr zu den Naturgesetzen allgemeine Zusammenhänge auf, die ohne weiteres als Modellgesetze für die Übertragung und Auswertung von Erfahrungen und anderweitigen Unterlagen dienen können, worüber neuerdings, aus Interesse an Nuklear-Explosionen, eine Flut von speziellen Abhandlungen erscheint.

Mephisto meinte:

«Wer will was Lebendigs erkennen und beschreiben,
Sucht erst den Geist herauszutreiben,
Dann hat er die Teile in seiner Hand,
Fehlt leider! nur das geistige Band.»

Zu diesem Band möchten obige Zeilen einen kurzen Faden beisteuern; zur Verbindung der Spezialisten; im Sinne der Grundsätze unseres Direktionspräsidenten Prof. Ed. Amstutz.

Adresse des Verfassers: Dr. A. Voellmy, Höhenweg 20, 8032 Zürich

Verfahren zur Entfeuchtung von Mauerwerk in Hochbauten

DK 699.62

Von Prof. P. Haller, dipl. Ing., ehem. Abteilungsvorstand der EMPA, Dübendorf-Zürich

A. Problemstellung

Das teilweise im Erdreich steckende Mauerwerk, bestehend aus natürlichen oder künstlichen Mauersteinen und dem die statischen Spannungen ausgleichenden Mörtel, enthält mehr oder weniger feine zusammenhängende Hohlräume, in denen Grundfeuchtigkeit unter der Wirkung der Oberflächenspannungen des Wassers hochgezogen wird. Diese Wasserströmung wirkt sich schädlich aus und muss daher vermieden werden. Dazu geeignete Verfahren werden nachfolgend beschrieben.

B. Theoretische Überlegungen

Die in einer zylindrischen Kapillare saugende Kraft ist¹⁾

$$P = \alpha 2 \pi r_m \sigma.$$

α wird zu 1, sobald eine vollständige Benetzung vorliegt, was in der Regel zutrifft. Die mittlere Geschwindigkeit des Wasserfadens in einer zylindrischen Kapillare kann angenähert zu

$$v_m = \frac{\sigma}{4 \eta} \frac{r_m}{l_m}$$

berechnet werden.

Als Arbeitsmodell diene eine freistehende, teilweise im nassen Baugrund steckende Mauer mit zylindrischen, vertikalen Kapillaren nach Bild 1. Je Flächeneinheit seien n solcher Kapillaren vorhanden, so dass der gesamthaft geförderte Wasserfluss

$$Q_1 = n r^2 \pi v_m \text{ cm}^3/\text{s}$$

beträgt.

¹⁾ Bezeichnungen siehe am Schluss des Aufsatzes.

Die Anzahl der Kapillaren je Flächeneinheit kann angenähert aus der Porosität p berechnet werden, wenn man voraussetzt, die Kapillaren seien gleichmässig auf die drei Richtungen verteilt.

$$p = 3 n r_m^2 \pi l_1, \text{ woraus } n = \frac{p}{3 r_m^2 \pi l_1}.$$

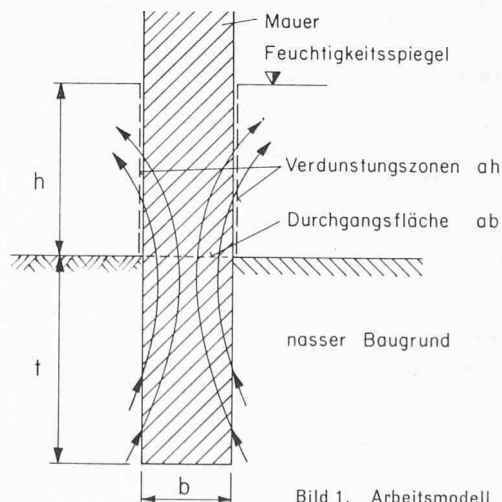


Bild 1. Arbeitsmodell