

ISSN 0172-7613

Forschungsbericht 75

BUNDESANSTALT FÜR
MATERIALPRÜFUNG (BAM)
BERLIN

**Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen
Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung
unter Druck stehender Behälter und
Behälterkombinationen**

von Dir. u. Prof. Dr. Hans-Jürgen Heinrich

November 1980

10 Seiten, 19 Abbildungen

Herausgegeben von der
Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)
Unter den Eichen 87, 1000 Berlin 45
Telefon 030/8104-1
Telex 01-83 261 bamb d

Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Einführung	1
2. Zur Experimentaltechnik	1
3. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in die umgebende Atmosphäre	1
3.1 Theoretische Betrachtungen	1
3.11 Adiabatische Expansion	1
3.12 Isotherme Expansion	2
3.2 Versuchsergebnisse	3
3.22 Behälter mit vorgesetztem Rohr	3
4. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in einen zweiten Behälter	4
4.1 Theoretische Betrachtungen	4
4.2 Versuchsergebnisse	5
5. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters über einen zweiten, angeschlossenen Behälter in die umgebende Atmosphäre	6
5.1 Theoretische Betrachtungen	6
5.2 Versuchsergebnisse	7
6. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in zwei hintereinander angeordnete Behälter	9
6.1 Theoretische Betrachtungen	9
6.2 Versuchsergebnisse	10
7. Der Druckverlauf in mehr als drei untereinander verbundenen Behältern	10
8. Schrifttum	10

Zusammenfassung

Der zeitliche Druckverlauf im Inneren von unter Druck stehenden Behältern bei ihrer plötzlichen Entspannung in die umgebende Atmosphäre, in andere Behälter oder über andere, nachgeschaltete Behälter in die umgebende Atmosphäre wird experimentell untersucht. Die Versuchsergebnisse lassen sich theoretisch deuten und verallgemeinern. Insbesondere ist es möglich, die auftretenden Spitzendrücke in nachgeschalteten Behältern zu berechnen.

Summary

The pressure/time-history within pressurized vessels when vented directly into the surrounding atmosphere or into other closed vessels or into the atmosphere passing other vessels is investigated. The experimental results can be generalized and theoretically interpreted. In particular it is possible to calculate peak-pressures in vessels connected in series.

1. Einführung

Untersuchungen über die Dimensionierung von Druckentlastungsöffnungen zur Beschränkung der Auswirkungen von Gas- und Staubexplosionen [1 — 6] gaben seinerzeit Veranlassung, sich mit dem Druckverlauf bei der plötzlichen Entlastung eines unter Überdruck stehenden Behälters näher zu befassen. Die Untersuchungen blieben dabei auf den einfachsten Fall der direkten Entlastung in die umgebende Atmosphäre beschränkt [1]. In den Folgejahren wurden die Untersuchungen im Rahmen der Bearbeitung einzelner sicherheitstechnischer Fragestellungen erweitert und auf die Entspannung von einem Behälter in einen anderen Behälter sowie von Behälterkombinationen in die umgebende Atmosphäre ausgedehnt. Auch die Entlastung einfacher Behälter über Rohrleitungen war Gegenstand einiger Untersuchungen. Zwar lassen sich die Ergebnisse dieser mit Luft unter definierten Anfangszuständen ausgeführten Versuche nicht ohne weiteres auf die Druckentlastung von Explosionen anwenden; sie könnten jedoch von Bedeutung werden, wenn künftig auch einmal die Explosionsdruckentlastung komplexer Systeme rechnerisch bewältigt werden soll. Praktische Bedeutung gewinnen die Untersuchungsergebnisse dagegen schon jetzt bei der plötzlichen Entspannung von Systemen unter konstantem oder langsam veränderlichem Überdruck. Auch für die Beschreibung der Druckfortleitung nach erfolgreicher Ablösung von Explosionen durch Explosionsunterdrückung können die Ergebnisse nützlich sein. So schien es angebracht, die Untersuchungen zu diesem Thema einmal zusammenzufassen und einem größeren Kreis zugänglich zu machen.

Die Arbeit ist gegliedert in Untersuchungen zur

- Druckentlastung eines Behälters in die umgebende Atmosphäre
- Druckentlastung eines Behälters über eine Rohrleitung in die umgebende Atmosphäre
- Druckentlastung eines Behälters in einen zweiten Behälter
- Druckentlastung eines Behälters über einen angeschlossenen zweiten Behälter in die umgebende Atmosphäre
- Druckentlastung eines Behälters in zwei hintereinander angeordnete Behälter.

2. Zur Experimentaltechnik

Die Versuche wurden mit Druckluft in würfelförmigen Stahlkammern von 51,5 l Inhalt (Seitenlänge 37 cm), 12,8 l Inhalt und 12,1 l Inhalt (Seitenlänge 23 cm) ausgeführt. Die 12 l-Kammern bestehen aus einem Gerüst aus Winkelprofileisen, in das Stahlplatten als Seitenwände eingesetzt wurden.

Die 51,5 l-Kammer ist ebenfalls würfelförmig, jedoch sind die Seitenwände an ihren Kanten und Ecken miteinander verschweißt. Einige Seitenwände besitzen runde Öffnungen, vor die Blenden verschiedenen runden Querschnitts gesetzt werden konnten. Ein auf die Öffnung aufgeschraubter Flanschring dient zur Befestigung der Blenden und erlaubt die Einspannung von Papierfolien zum Verschluss des Gefäßes.

Vor Beginn des Versuchs wurde im verschlossenen Gefäß ein bestimmter Überdruck eingestellt. Sodann wurde mit Hilfe eines mechanisch betätigten Messers die Folie angeritzt und unter der Wirkung des vorgegebenen Überdrucks zum Zerreißen gebracht.

Zur Ausführung der Versuche mit Behälterkombinationen wurde eine Kammer durch Papierfolien verschlossen und dann mit Hilfe der Flanschringe fest mit der anderen Kammer verbunden.

Der zeitliche Druckverlauf in den Kammern wurde mit

Piezoquarz-Gebern gemessen und über einen Transientenrecorder sowohl auf dem Bildschirm eines Speicheroszillographen als auch mit Hilfe eines x,y-Schreibers aufgezeichnet.

3. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in die umgebende Atmosphäre

3.1 Theoretische Betrachtungen

Tritt ein ruhendes Gas, das sich in einem Behälter unter einem konstanten Druck p befindet, durch eine Öffnung in einen Raum mit dem niedrigeren Druck p_a aus, so wird es beschleunigt. Seine hierbei erlangte kinetische Energie ist gleich der Ausdehnungsarbeit, die das System leistet:

$$\frac{mw^2}{2} = \int v dp \quad (1)$$

Fließt aus der Umgebung soviel Wärme nach, daß sich die Gastemperatur nicht ändert, liegt isotherme Expansion vor. Wird dagegen die Ausdehnungsarbeit vollständig aus der Inneren Energie des Systems gedeckt, kühlt sich das Gas ab; wir sprechen dann von adiabatischer Expansion. Für beide Grenzfälle werden ausgehend von bekannten Ansätzen unter der vereinfachenden Annahme reibungsfreier Strömung Beziehungen für die Entleerung eines Behälters abgeleitet.

3.1.1 Adiabatische Expansion

Durch Einführung der Poisson'schen Gleichung $p \cdot v^{\kappa} = \text{const}$ in (1) erhält man nach Integration für die Strömungsgeschwindigkeit w in der gut abgerundeten konvergenten Düse die Beziehung

$$w = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{2 RT}{M}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_e}{p}\right)^{(\kappa - 1)/\kappa}} \quad (2)$$

κ bedeutet hierbei der Adiabatenexponent C_p/C_v , R die allgemeine Gaskonstante, T die absolute Temperatur des Gases im Behälter, M das mittlere Molekulargewicht und p_e der Druck, der sich im engsten Düsenquerschnitt einstellt. Die Gasmenge m , die durch den Düsenquerschnitt F in der Zeiteinheit strömt, ist gegeben durch

$$\frac{dm}{dt} = w \cdot F \cdot \rho_e \quad (3)$$

wobei ρ_e die Dichte im Endquerschnitt bedeutet. Da ρ_e mit der Dichte im Behälter durch die Adiabatengleichung $p \cdot \rho^{-\kappa} = \text{const}$ verknüpft ist, kann ρ_e durch einen passenden Ausdruck in p und ρ ersetzt werden. Führt man anstelle von w den Ausdruck (2) ein, so erhält man

$$\frac{dm}{dt} = F \cdot \rho \cdot \left(\frac{p_e}{p}\right)^{1/\kappa} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{2 RT}{M} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p}\right)^{(\kappa - 1)/\kappa}\right]} \quad (4)$$

Mit $\rho = \frac{p \cdot M}{RT}$ wird daraus

$$\frac{dm}{dt} = F \cdot p \cdot \left(\frac{p_e}{p}\right)^{1/\kappa} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{2 M}{RT} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p}\right)^{(\kappa - 1)/\kappa}\right]} \quad (5)$$

Gleichung (5) gibt den zeitlichen Mengendurchsatz durch eine Düse in Abhängigkeit von den zeitlichen konstanten Anfangs- und Endbedingungen wieder.

Will man Gleichung (5) auf den instationären Fall der Entleerung eines Druckbehälters anwenden, dann hat man die zeitliche Veränderung von p zu berücksichtigen. Die Bedingungen vor Beginn der Druckentlastung seien p_0 und T_0 . Die Masse m , die nach Expansion von p_0 auf p noch im Behälter V verblieben ist, ergibt sich nach dem idealen Gasgesetz zu $m = \frac{p \cdot VM}{RT}$.

Da die Expansion adiabatisch verläuft, gilt

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(k-1)/k} \quad (6)$$

Führt man diesen Ausdruck in das ideale Gasgesetz ein, so folgt

$$m = \frac{VM}{RT_0} p_0^{(k-1)/k} \cdot p^{1/k} \quad (7)$$

Die zeitliche Änderung von m ist dann gegeben durch

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{VM}{RT_0} \cdot p_0^{(k-1)/k} \cdot \frac{d(p^{1/k})}{dt}$$

oder

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{1}{k} \frac{VM}{RT_0} \cdot p_0^{(k-1)/k} \cdot p^{(1-k)/k} \cdot \frac{dp}{dt} \quad (8)$$

Durch Gleichsetzung von (5) und (8) unter Berücksichtigung von (6) erhält man

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{F}{V} k p_0^{(1-k)/2k} \cdot p_e^{1/k} \sqrt{\frac{k}{k-1} \frac{2RT_0}{M}} p^{3(k-1)/2k} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p_e}{p}\right)^{(k-1)/k}} \quad (9)$$

Gleichung (9) gibt in allgemeiner Form die zeitliche Druckänderung im Behälter während des Ausströmungsprozesses wieder. Bei der Anwendung von (9) hat man zu prüfen, ob im Verlauf des Ausströmungsprozesses die Strömung Schallgeschwindigkeit annimmt. Der Druck, der sich dabei im engsten Düsenquerschnitt einstellt, wird Lavaldruck genannt und ist mit dem Behälterdruck p durch die Beziehung

$$\frac{p_{Lav}}{p} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \quad (10)$$

verknüpft. Damit das Gas mit Schallgeschwindigkeit aus der Düse austritt, muß der Lavaldruck gleich dem Außendruck p_a oder größer als p_a sein. Das ist erfüllt, wenn

$$p \geq \left(\frac{k+1}{2}\right)^{k/(k-1)} \cdot p_a$$

Bei $\kappa = 1,4$ und einem Außendruck von 1 bar wird also Schallgeschwindigkeit bei Drücken über 1,895 bar erreicht. Ersetzt man in Gleichung (9) p_e durch p_{Lav} nach (10), so erhält man für den zeitlichen Druckabfall bei Behälterinnendrücker von

$$p \geq \left(\frac{k+1}{2}\right)^{k/(k-1)} \cdot p_a$$

die Gleichung

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{F}{V} k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k}{k+1} \frac{2RT_0}{M}} \cdot p_0^{(1-k)/2k} \cdot p^{(3k-1)/2k} \quad (11)$$

für die $p = p_0$ zum Zeitpunkt $t = 0$ übergeht in

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{F}{V} k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k}{k+1} \frac{2RT_0}{M}} \cdot p_0 \quad (12)$$

Bei Anfangsdrücken von $p_0 \geq \left(\frac{k+1}{2}\right)^{k/(k-1)} \cdot p_a$ ist also die Druckabfallgeschwindigkeit zu Beginn des Vorgangs dem Anfangsdruck direkt proportional. Sobald im Verlauf des

Ausströmvorgangs $p < \left(\frac{k+1}{2}\right)^{k/(k-1)} \cdot p_a$ geworden ist, herrscht im engsten Düsenquerschnitt der Außendruck p_a , und Gleichung (9) wird gültig.

Gleichung (9) läßt sich in geschlossener Form nicht für alle Werte von κ integrieren. Für $\kappa = 1,4$ läßt sich jedoch eine Lösung angeben. Führt man anstelle von p die dimensionslose Veränderliche $\pi = \frac{p}{p_e}$ ein, so erhält man

$$\frac{d\pi}{\pi^{3(k-1)/2k} \sqrt{1 - \pi^{(1-k)/k}}} = \frac{F}{V} k \sqrt{\frac{k}{k-1} \frac{2RT_0}{M}} \left(\frac{p_0}{p_e}\right)^{(1-k)/2k} dt \quad (13)$$

Die linke Seite läßt sich durch Substitution von $\pi^{(k-1)/k}$ durch u unter Berücksichtigung von $\kappa = 1,4$ umformen in

$$\frac{u^2 du}{0,286 \sqrt{u^2 - u}}$$

Dieser Ausdruck ist integrierbar. Führt man die Integration aus, so erhält man schließlich, wenn man u wieder durch den ursprünglichen Ausdruck ersetzt,

$$\begin{aligned} & \frac{(\pi^{0,286} + 1,5) \sqrt{\pi^{0,286} (\pi^{0,286} - 1)}}{2} + \\ & + \frac{3}{8} \ln [\pi^{0,286} - 0,5 + \sqrt{\pi^{0,286} (\pi^{0,286} - 1)}] = \\ & = -0,4 \frac{F}{V} \sqrt{\frac{3,5 \cdot 2RT_0}{M}} \left(\frac{p_0}{p_e}\right)^{-1/7} \cdot t + C \quad (14) \end{aligned}$$

Gleichung (11) kann für alle κ integriert werden. Man bekommt

$$p^{(1-k)/2k} = \frac{F}{V} \left(\frac{k-1}{2}\right) \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{k}{k+1} \frac{2RT_0}{M}} \cdot p_0^{(1-k)/2k} \cdot t + C' \quad (15)$$

Die Integrationskonstanten von (14) und (15) sind durch die Anfangsbedingungen $p = p_0$ und $t = 0$ festgelegt.

Die vorstehenden Gleichungen wurden von uns im Rahmen von Untersuchungen zur Druckentlastung von Explosionen schon 1963 abgeleitet, kamen aber erst nach Ausführung von zugehörigen Explosionsversuchen 1966 zur Veröffentlichung [1]. Inzwischen hatte unabhängig von uns auch E. Schmidt im Jahre 1965 den Fall der adiabatischen Behälterentleerung theoretisch behandelt und war zu identischen Ergebnissen gelangt [7].

3.12 Isotherme Expansion

Bei kleinen Druckdifferenzen sind die Wärmeeffekte bei der Entspannung von Gasen gering. In gewissen Grenzen ist der Fehler nicht groß, wenn man das adiabatische Verhalten unberücksichtigt läßt und die Entspannung als isothermen Vorgang behandelt. Dabei vereinfachen sich die Gleichungen beträchtlich.

Durch Einsetzen der idealen Gasgleichung in (1) und Integration erhält man

$$w = \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{\ln \frac{p}{p_e}} \quad (16)$$

Für die zeitliche Druckabnahme bei isothermer Entleerung folgt mit (3)

$$-dp/dt = \frac{F}{V} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} p_e \sqrt{\ln \frac{p}{p_e}} \quad (17)$$

Vernachlässigt man schließlich noch die Kompressibilität des expandierenden Gases, dann nehmen die Gleichungen eine

besonders einfache Form an: Anstelle von (1) gilt dann

$$\frac{mw^2}{2} = (p - p_e) \cdot v \quad (18)$$

bzw.

$$\frac{\rho}{2} w^2 = p - p_e \quad (19)$$

Gleichung (19) ist als Gleichung von Bernoulli bekannt und gilt für die Strömung inkompressibler Medien. Ersetzt man ρ unter Einführung des idealen Gasgesetzes durch $\frac{p \cdot M}{RT}$, folgt

$$w = \sqrt{\frac{2RT_0}{M} \sqrt{\frac{p - p_e}{p}}} \quad (20)$$

Mit (3) ergibt sich schließlich

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{F}{V} \sqrt{\frac{2RT_0}{M} \sqrt{p(p - p_e)}} \quad (21)$$

Integration von (21) führt zu

$$\ln \left[p + \sqrt{p(p - p_e)} - \frac{p_e}{2} \right] = -\frac{F}{V} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \cdot t + C'' \quad (22)$$

3.2 Versuchsergebnisse

3.21 Einfacher Behälter

Abb. 1 zeigt den zeitlichen Druckverlauf, wie er sich bei $\kappa = 1,4$ und verschiedenen Anfangsdrücken p_0 für adiabatische und isotherme Expansion gegen den Außendruck von 1 bar bei einem Verhältnis $F/V = 0,17 \text{ m}^{-1}$ ($F = 20,6 \text{ cm}^2$; $V = 12,1 \text{ l}$) errechnet. Bei der Kurve mit $p_0 = 2,5 \text{ bar}$ wurde herab bis zu $p = 1,9 \text{ bar}$ (dem Lavaldruck) Gleichung (15) zugrunde gelegt, dann weiter mit (14) gerechnet. Bei allen Berechnungen (auch den in den folgenden Kapiteln) wurden vereinfachend örtliche Druckunterschiede im Behälter aufgrund der endlichen Laufzeiten der Verdünnungswellen vernachlässigt. Abb. 1 läßt erkennen, daß bei Anfangsdrücken unterhalb 1,9 bar die Geschwindigkeit der mit (22) berechneten isothermen Entspannung etwas kleiner als die der adiabatischen Entspannung ist. Oberhalb des Lavaldrucks ergibt dagegen der isotherme Ansatz (22) zunächst einen etwas schnelleren Druckabfall. Erst im weiteren Verlauf der Expansion wird die adiabatische Expansion schneller.

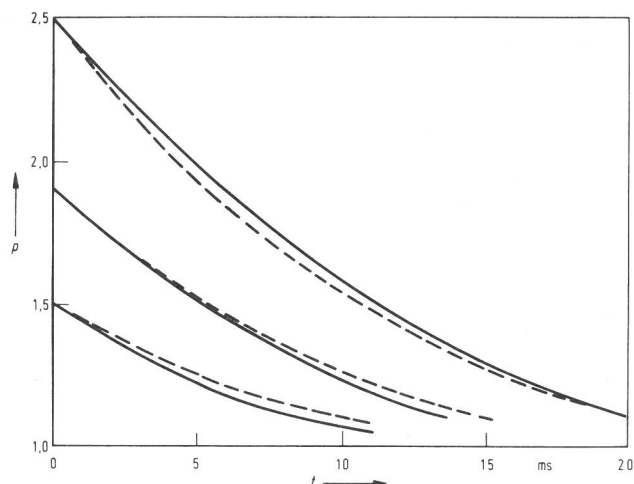


Abb. 1
Berechneter Verlauf des Druckes p bei adiabatischer (—) und isothermer (---) Entlastung als Funktion der Zeit t
 $F/V = 0,17 \text{ m}^{-1}$

Die gemessenen Druck/Zeit-Kurven für die Druckentlastung eines mit Druckluft gefüllten Behälters lassen sich sowohl mit Gleichung (14) als auch mit Gleichung (22) beschreiben.

In Abb. 2 ist eine gemessene Druckabfallkurve $p(t)$ für

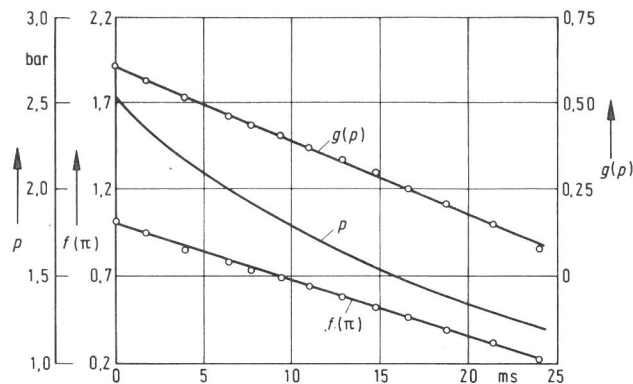


Abb. 2
Experimentell ermittelter Druckverlauf als Funktion der Zeit t (---) und Darstellung der Meßwerte p in der Form $f(\pi)$ (s. Gleichung 14) und $g(p)$ (s. Gleichung 22)

$p_0 = 2,53 \text{ bar}$ eingetragen; aus den Werten $p(t)$ wurden die Funktionen $f(\pi)$ (linke Seite von Gleichung 14) und $g(p)$ (linke Seite von Gleichung (22)) gebildet und über der Zeit t aufgetragen*). Beide Auftragungen ergeben gerade Linien. Der zeitliche Druckabfall kann also mit hinreichender Genauigkeit sowohl durch (14) als auch durch (22) dargestellt werden.

Bei der Auswertung der gemessenen Druckabfallkurven wurde zwar die erwartete Abhängigkeit des zeitlichen Druckverlaufs von Gefäßvolumen und Querschnitt der Entlastungsflächen gut bestätigt, jedoch ergaben sich meist etwas kleinere Werte für den Anstieg der resultierenden Geraden, als nach den Gleichungen (14) bzw. (22) gefordert wird. Es lag nahe, diesen Befund mit einer Einschnürung des Gasstrahls in der Entlastungsöffnung zu erklären. Der wirksame Querschnitt der Entlastungsöffnung wird dabei verkleinert. Zur rechnerischen Erfassung wird deshalb die Durchflußzahl α eingeführt und definiert als das Verhältnis des Anstiegs K der nach Gleichung (22) aufgetragenen, durch Messung erhaltenen Druck/Zeit-Funktion zum theoretisch geforderten Wert $(F/V) \sqrt{2RT_0/M}$ d. h.

$$\alpha = \frac{K}{(F/V) \sqrt{2RT_0/M}}$$

Tabelle 1 zeigt die ermittelten Durchflußzahlen. Wie zu ersehen, nimmt α bei scharfkantigen Blenden Werte um 0,8 an. Bei Abrundung der Kanten wird die Störung, welche die einlaufende Strömung in der Blende erfährt, zunehmend geringer. Die damit verbundene Vergrößerung des wirksamen Querschnitts drückt sich in einem Ansteigen von α aus. So erhält man bei gut abgerundeten Kanten Werte um 1, bei Düsen mit stetig kleiner werdendem Querschnitt sogar Durchflußzahlen zwischen 1,2 und 1,4. Dieser Effekt ist für stationäre Strömungen bekannt. Die dort erreichten Durchflußzahlen bei Düsen sind allerdings etwas kleiner als die hier gefundenen. Wegen der instationären Strömung und der damit verbundenen andersartigen Definition von α lassen sich beide Werte jedoch nicht unmittelbar vergleichen.

3.22 Behälter mit vorgesetztem Rohr

Da es für die in den folgenden Kapiteln geschilderten Versuche von Interesse war, festzustellen, ob vor die Entlastungsöffnung gesetzte Rohre den Abfluß beträchtlich behindern bzw. von welcher Rohrlänge ab eine solche Behinderung wirksam wird, wurden Versuche mit innen glatten Röhren von $11,1 \text{ cm}^2$ und $18,75 \text{ cm}^2$ Querschnitt und Längen von 10 cm, 15 cm, 100 cm und 150 cm unternommen. Die Berstmembran befand sich am Gefäß ($V = 12,1 \text{ l}$).

* Da sich der Verlauf der Druck/Zeit-Kurven nach den Gleichungen (14) und (15) im Bereich zwischen 1,9 bar und 2,5 bar so gut wie nicht unterscheidet, wurde der gesamte Meßbereich einheitlich durch Gleichung (14) dargestellt.

Tabelle 1

Durchflußzahl α in Abhängigkeit von Volumen, Querschnitt und Form der Entlastungsöffnung

V (m ³)	0,0122										0,05		0,107		0,253		
F/V (m ⁻¹)	$8,2 \cdot 10^{-3}$				$4,1 \cdot 10^{-2}$						0,17	0,18	$8,4 \cdot 10^{-2}$	0,125	0,17	$8,4 \cdot 10^{-2}$	0,17
Form der Entlastungsöffnung	quadratisch scharfkantig	rund scharfkantig	rund abgerundete Kanten	Normdüse	quadratisch scharfkantig	rund scharfkantig	rund abgerundete Kanten	Normdüse	rund scharfkantig	Normdüse	runde, scharfkantige Blendenöffnung						
α	0,91	0,90	1,0	1,38	0,8	0,8	0,91	1,20	0,8	1,4	0,84	0,78	0,78	0,81	0,82	0,82	

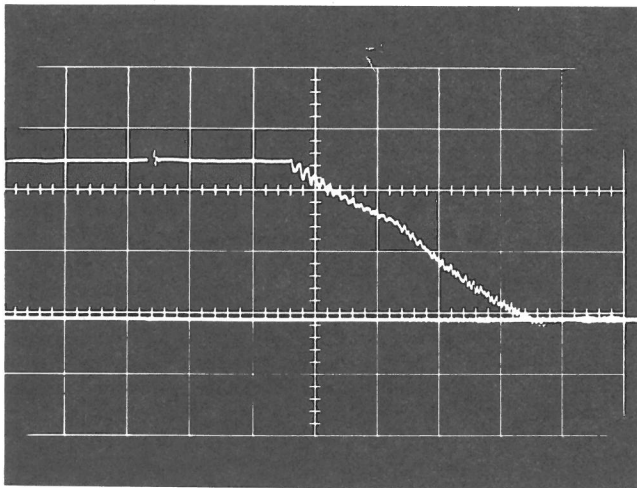


Abb. 3
Oszillogramm des zeitlichen Druckverlaufs in der 12 l-Kammer bei Entlastung durch ein vorgesetztes Rohr
Ordinate: 0,2 bar/Teilstrich
Abszisse: 5 ms/Teilstrich

Abb. 3 zeigt ein typisches Oszillogramm. Man erkennt im Verlauf des Druckabfalls einen Knick. Die Zeitdifferenz Δt vom Beginn des Druckabfalls bis zu dieser Unstetigkeit nimmt mit zunehmender Rohrlänge zu. Nettleton [8] wies darauf hin, daß Δt gegeben ist durch

$$\Delta t = \frac{2L}{a}$$

wobei L die Rohrlänge und a die Schallgeschwindigkeit im Gas ist. Wir fanden diese Beziehung durchweg bestätigt. Offensichtlich ist Δt die Verzugszeit zwischen dem Start der bei platzender Membran anlaufenden Kompressionswelle und der Ankunft der am Rohrende rückwärts reflektierten Verdünnungswelle.

Es zeigte sich, daß der zeitliche Druckverlauf in V nach dem Knickpunkt sowohl durch (14) als auch durch (22) darstellbar ist. Die bei Auftragungen der linken Seiten beider Gleichungen gegen t erhaltenen Geraden liefen parallel, wenn die Rohrlänge L als einziger Parameter variiert wurde. Abb. 4 zeigt für verschiedene Rohrlängen $L = 10$ cm, 50 cm und 100 cm bei einem Rohrquerschnitt von 18,5 cm² und einem Anfangsdruck von 2 bar die resultierenden Geraden, wenn Auftragung nach (22) gewählt wurde. Der Durchflußfaktor α ergab sich hierbei zu 0,88. Weiter ergab sich, daß eine Rohrleitung von ≤ 10 cm Länge den zeitlichen Druckabfall im Behälter auch zu Anfang noch nicht beeinflusst.

Bringt man die Platzmembran am Ende der Rohrstrecke an, entfällt der Knick im zeitlichen Druckverlauf. Dieser Befund ist zu erwarten, denn der Beginn der Druckabnahme im Behälter fällt bei dieser Anordnung zwangsläufig mit der Ankunft der vom Rohrende zurücklaufenden Verdünnungswelle zusammen. Im übrigen entspricht das Druck/Zeit-Verhalten demjenigen bei den Rohrversuchen mit Platzmembran direkt am Behälter.

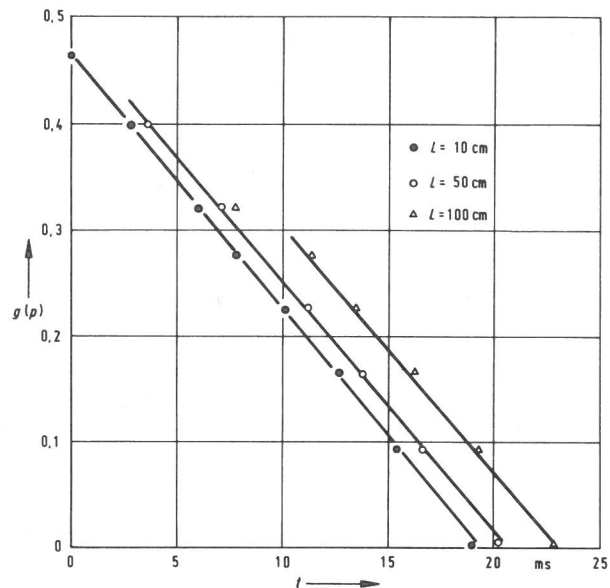


Abb. 4
Zeitlicher Druckverlauf in der 12 l-Kammer bei Entlastung durch vorgesetzte Rohre verschiedener Länge. Darstellung der Meßwerte in der Form $g(p)$ (linke Seite von Gleichung 22)

4. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in einen zweiten Behälter

4.1 Theoretische Betrachtungen

Bei der Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters V_1 in einen zweiten Behälter V_2 (Abb. 5) kann die Behälterkombination V_1, V_2 als abgeschlossenes System angesehen werden. Da der Energieinhalt eines idealen Gases volumenunabhängig ist, sollte der Druckausgleich zwischen beiden Behältern quasi-isotherm stattfinden. Zwar wird dem im Hochdruckteil befindlichen Gas Wärme entzogen und in

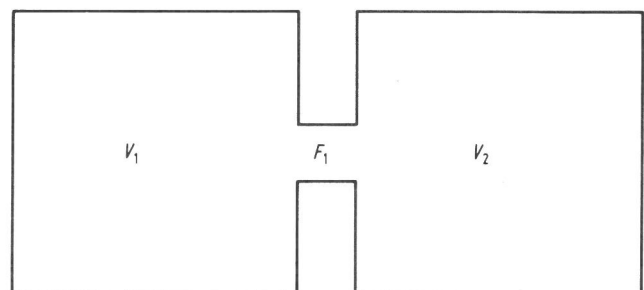


Abb. 5
Versuchsanordnung. $V_1 = 51,5$ l; $V_2 = 12,1$ l

kinetische Energie der Strömung umgewandelt, äußere Arbeit wird hingegen nicht verrichtet. Im Niederdruckteil kommt die Strömung wieder zum Stillstand und die kinetische Energie wird in Wärme zurückverwandelt. So sollte sich zwar eine Temperaturdifferenz zwischen V_1 und V_2 derart einstellen, daß $T_2 > T_0 > T_1$; da aber Druckausgleich vorausgesetzt ist, sollte jedenfalls der erreichte Enddruck der gleiche sein, der sich auch bei streng isothermer, reversibler Dilatation ergeben würde. Für den Druck p_2 im Volumen V_2 ergibt sich bei isothermer Rechnung

$$p_2 = p_2^0 + \frac{V_1}{V_2} (p_1^0 - p_1) \quad (23)$$

bei adiabatischer Rechnung

$$p_2 = \left[p_2^0 \right]^{1/K} + \frac{V_1}{V_2} \left[p_1^0 \right]^{1/K} - p_1^{1/K} \quad (24)$$

In Abb. 6 sind beispielhaft für ein System $V_1 = 51,5$ l, $V_2 = 12,1$ l mit den Anfangszuständen $p_1^0 = 3$ bar und $p_2^0 = 1$ bar die Meßkurve $p_2 = f(p_1)$ sowie die nach den Gleichungen (23) bzw. (24) berechneten Abhängigkeiten aufgetragen. Wie zu ersehen, kann über den gesamten Druckausgleichsvorgang isothermes Verhalten des Gases zugrundegelegt werden.

Die zeitliche Druckänderung in V_1 bzw. V_2 wird mit Gleichung (21) beschrieben, wenn p_2 anstelle von p_e gesetzt wird:

$$-\frac{dp_1}{dt} = \alpha \frac{F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{p_1(p_1 - p_2)} \quad (25)$$

bzw.

$$\frac{dp_2}{dt} = \alpha \frac{F_1}{V_2} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{p_1(p_1 - p_2)} \quad (26)$$

Mit (23) werden (25) und (26) umgeformt:

$$-\frac{dp_1}{dt} = \alpha \frac{F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{p_1 \left(p_1 - p_1^0 - \frac{V_1}{V_2} p_2^0 + \frac{V_1}{V_2} p_1 \right)} \quad (27)$$

$$\frac{dp_2}{dt} = \alpha \frac{F_1}{V_2} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{p_1^0 + \frac{V_2}{V_1} p_2^0 - \frac{V_2}{V_1} p_2} \cdot \sqrt{p_1^0 + \frac{V_2}{V_1} p_2^0 - p_2 \frac{V_1 + V_2}{V_1}} \quad (28)$$

Integration von (27) ergibt

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{V_1 + V_2}{V_2}}} \log \left[\frac{V_1 + V_2}{V_2} \cdot p_1 - \frac{p_1^0 V_1 + p_2^0 V_2}{2V_2} + \sqrt{\frac{V_1 + V_2}{V_2} \left(\frac{V_1 + V_2}{V_2} p_1 - \frac{p_1^0 V_1 + p_2^0 V_2}{V_2} p_1 \right)} \right] = -\frac{\alpha}{2,303} \frac{F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \cdot t + C \quad (29)$$

Integration von (28) ergibt

$$\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{V_1 + V_2}{V_1} \right) \frac{V_2}{V_1}}} \log \left[\frac{p_1^0 V_1 + p_2^0 V_2}{V_1} - \frac{V_1 + V_2}{V_1} p_2 + \sqrt{\frac{(p_1^0 V_1 + p_2^0 V_2)(V_1 + V_2)}{V_1 \cdot V_2} - \frac{(V_1 + V_2)p_2}{V_1}} \right] = -\frac{\alpha}{2,303} \frac{F_1}{V_2} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \cdot t + C' \quad (30)$$

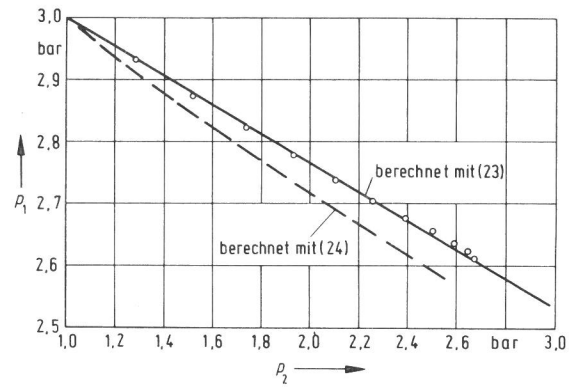


Abb. 6
Versuchsordnung s. Abb. 5
 p_2 als Funktion von p_1
○ Meßwerte
— mit (23) berechneter Verlauf
--- mit (24) berechneter Verlauf

4.2 Versuchsergebnisse

Die Versuche wurden mit $V_1 = 51,5$ l und $V_2 = 12,1$ l sowie mit verbindenden Öffnungen $F_1 = 10,4$ cm², $20,6$ cm² und $41,8$ cm² bei Anfangsdrücken $p_1^0 = 1,9$ bar und 3 bar durchgeführt. F_1 war vor Versuchsbeginn mit einer Platzmembran verschlossen. Der Anfangsdruck in V_2 betrug 1 bar.

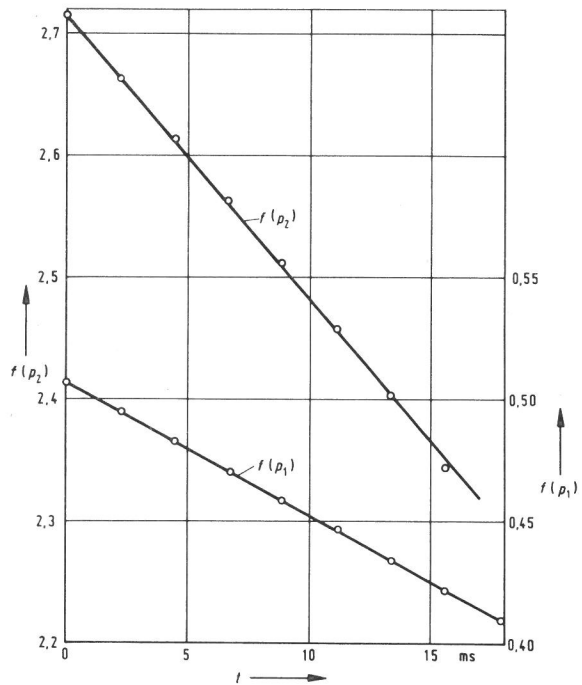


Abb. 7
Versuchsordnung s. Abb. 5
Zeitlicher Druckverlauf in V_1 und V_2 . Darstellung der Meßwerte in der Form $f(p_1)$ (s. Gleichung 29) und $f(p_2)$ (s. Gleichung 30)

Aus den gemessenen Werten $p_1(t)$ und $p_2(t)$ wurden die auf den linken Seiten der Gleichungen (29) bzw. (30) stehenden Funktionen $f(p_1)$ und $f(p_2)$ gebildet und über der Zeit t aufgetragen. Abb. 7 zeigt beispielhaft für $p_1^0 = 3$ bar und $F_1 = 20,6$ cm² anhand der resultierenden Geraden, daß die geforderte Druck/Zeit-Abhängigkeit über einen sehr großen Bereich gut wiedergegeben wird; erst bei Annäherung an den Endwert ergeben sich kleine Abweichungen. Aus dem Druckverlauf in V_1 errechnet sich mit (29) ein α -Wert von $0,78$, aus dem Druckverlauf in V_2 mit (30) ein α -Wert von $0,77$. Diese Invarianz von α gegenüber den benutzten Auswertungsverfahren darf als weitere Stütze für die Richtigkeit des verwendeten Ansatzes

gewertet werden. Noch augenfälliger tritt dies in *Abb. 8* zutage. Dort sind die Meßwerte $p_2(t)$, die mit (30) und $\alpha = 0,77$ und $\alpha = 1$ gerechneten theoretischen Druck/Zeit-Kurven und der nach einem adiabatischen Ansatz mit (9) in Verbindung mit (24) und $\alpha = 1$ berechnete Kurvenverlauf eingetragen. Die Darstellung läßt sehr deutlich erkennen, daß allein der isotherme Ansatz den zeitlichen Druckverlauf richtig beschreibt.

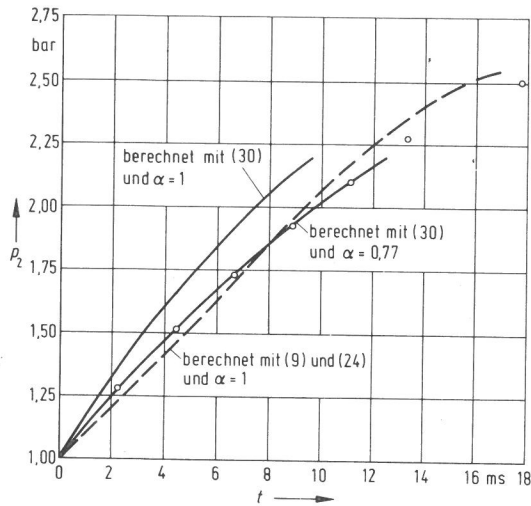


Abb. 8
Versuchsanordnung s. *Abb. 5*
Zeitlicher Druckverlauf $p_2(t)$ in V_2

- Meßwerte
- mit (30) berechneter Verlauf bei $\alpha = 1$ und $\alpha = 0,77$
- mit (9) und (24) berechneter Verlauf bei $\alpha = 1$

Es sei allerdings angemerkt, daß bei $F_1 = 41,8 \text{ cm}^2$ und $p_1^0 = 1,9 \text{ bar}$ erhebliche Abweichungen gefunden wurden. Die berechneten Druckwerte p_2 lagen dabei stets beträchtlich höher als die gemessenen. Dieser Befund läßt sich indessen leicht mit dem Verhalten der Platzmembran erklären. Bei Anfangsdrücken von 3 bar und mehr zerplatzte die Membran nach dem Anritzen in viele kleine Stücke. Bei 1,9 bar Anfangsdruck riß sie jedoch nur auf und ließ viele zungenartige Papierstreifen stehen, die sich vom Rand der Einspannung mehr oder minder weit in den Bereich der von der Blende freigelassenen Öffnung erstreckten. Bei kleinen Blendenöffnungen, d. h. bei relativ großem Abstand zwischen Blendenrand und Einspannung der Membran war der Abstrom noch nicht behindert, bei großer Blendenöffnung ergab sich jedoch eine effektive Querschnittsverengung, deren Größe noch von der jeweils herrschenden Strömungsgeschwindigkeit (mehr oder minder starkes Flattern) abhängig war.

5. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters über einen zweiten, angeschlossenen Behälter in die umgebende Atmosphäre

5.1 Theoretische Betrachtungen

Ein Ansatz zur Beschreibung des Druckverlaufs bei der Entlastung eines unter Überdruck stehenden Behälters V_1 über einen nachgeschalteten zweiten Behälter V_2 in die umgebende Atmosphäre (*Abb. 9*) hat zu berücksichtigen, daß der Druck im Behälter V_2 als Folge der konkurrierenden Vorgänge des Zuflusses und Abflusses ein Maximum durchlaufen muß. Die Berechnung dieses Wertes ist sicherheitstechnisch von Interesse und muß durch die Rechnung erfaßt werden können. Der Ansatz muß ferner beachten, daß die Behälterkombination V_1, V_2 kein abgeschlossenes System darstellt, sondern beim Ausströmen Arbeit gegen den Außendruck geleistet wird. Ob allerdings ein adiabatischer oder ein isothermer Ansatz die Versuchsergebnisse besser beschreibt, ist nicht vorherzusagen, denn wir hatten gesehen, daß bei der Entlastung eines einzelnen

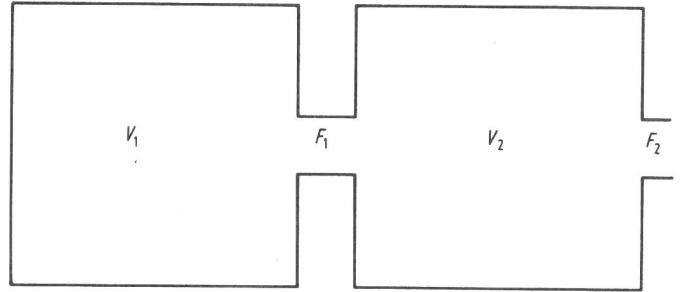


Abb. 9
Versuchsanordnung. $V_1 = 51,5 \text{ l}$; $V_2 = 12,1 \text{ l}$

Behälters in die umgebende Atmosphäre sowohl ein adiabatischer als auch ein isothermer Ansatz den Druck/Zeit-Verlauf in gleicher Weise zufriedenstellend wiedergibt.

Bei *isothermem* Verhalten sollte für den Druckabfall in V_1 weiterhin Gleichung (25) gelten:

$$-\frac{dp_1}{dt} = \frac{\alpha F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_1 (p_1 - p_2)} \quad (25)$$

Die Gasmenge, die aus V_1 abströmt, füllt V_2 auf. Mit (23) folgt für den Zustrom aus V_1

$$+\frac{dp_2}{dt} = -\frac{V_1}{V_2} \frac{dp_1}{dt}$$

Die Druckabnahme in V_2 durch Abströmen in die umgebende Atmosphäre mit dem Druck p_e ist andererseits unter der vereinfachenden Annahme, daß das in V_2 eingeströmte Gas dort vollkommen zur Ruhe kommt, ehe es aus V_2 ausströmt — eine Voraussetzung, die sicherlich um so besser erfüllt ist, je kleiner das Verhältnis F_2/F_1 ist — gegeben durch

$$-\frac{dp_2}{dt} = \frac{\alpha F_2}{V_2} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_2 (p_2 - p_e)}$$

Für die zeitliche Gesamtdruckänderung in V_2 gilt dann

$$\frac{dp_2}{dt} = \frac{\alpha F_1}{V_2} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_1 (p_1 - p_2)} - \frac{\alpha F_2}{V_2} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_2 (p_2 - p_e)} \quad (31)$$

Durch Division von (31) durch (25) erhält man

$$-\frac{dp_2}{dp_1} = \frac{V_1}{V_2} - \frac{F_2 V_1}{F_1 V_2} \sqrt{\frac{p_2 (p_2 - p_e)}{p_1 (p_1 - p_2)}} \quad (32)$$

In analoger Weise erhält man für *adiabatisches* Verhalten im Unterschallbereich die Gleichungen

$$-\frac{dp_1}{dt} = \frac{\alpha \cdot F_1}{V_1} \cdot k \cdot p_1^{\frac{(1-k)/2k}{k-1}} \sqrt{\frac{k}{k-1} \frac{2 RT_0}{M}} p_1^{\frac{3(k-1)/2k}{k-1}} p_2^{\frac{1}{k}} \sqrt{1 - \frac{p_2^{(k-1)/k}}{p_1}} \quad (33)$$

und

$$\frac{dp_2}{dt} = -\frac{V_1}{V_2} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{(k-1)/k}{k-1}} \cdot \frac{dp_1}{dt} - \frac{\alpha F_2}{V_2} \cdot k \cdot \sqrt{\frac{k}{k-1} \frac{2 RT_0}{M}} p_e^{\frac{1}{k}} \cdot p_2^{\frac{(k-1)/k}{k-1}} \sqrt{1 - \frac{p_e}{p_2}} \quad (34)$$

$$-\frac{dp_2}{dp_1} = \frac{V_1}{V_2} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} - \frac{F_2 V_1}{F_1 V_2} \frac{p_1^o}{p_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \quad (35)$$

$$\left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{1/k} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{(k-1)/k}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}}}$$

Bei der Aufstellung von (34) wurde vereinfachend T_0 als konstante Gastemperatur in V_2 angesetzt. Diese Näherung dürfte wiederum um so besser erfüllt sein, je kleiner das Verhältnis F_2/F_1 ist.

Ist das Druckverhältnis $\frac{p_2^o}{p_1^o}$ zu Beginn des Versuches kleiner als das Lavaldruckverhältnis $\left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)}$, strömt das Gas mit Schallgeschwindigkeit ein. Nimmt man an, daß $\frac{p_e}{p_2}$ immer größer als das Lavaldruckverhältnis bleibt, die Strömung in die umgebende Atmosphäre also niemals Schallgeschwindigkeit erreicht, ergibt sich mit (11) und (9) unter den erwähnten Vereinfachungen

$$-\frac{dp_2}{dp_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} \left[\frac{V_1}{V_2} - \frac{F_2 V_1}{F_1 V_2} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{1/(k-1)} \right]$$

$$\left[\sqrt{\frac{k+1}{k-1}} p_1^o \right]^{(k-1)/2k} \cdot p_1^{-k} \cdot p_e \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p_e}{p_1}\right)^{(k-1)/k}} \quad (36)$$

Diese Gleichung sollte solange gelten, bis in F_1 die Schallgeschwindigkeit unterschritten wird. Dann sollte (35) gültig werden.

Schließlich sei noch der Fall betrachtet, daß wohl die Expansion von V_1 nach V_2 isotherm, die Expansion aus V_2 in die umgebende Atmosphäre aber adiabatisch mit Unterschallgeschwindigkeit abläuft.

$$-\frac{dp_1}{dt} = \alpha \cdot \frac{F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2RT_0}{M}} \sqrt{p_1(p_1 - p_2)} \quad (25)$$

$$\frac{dp_2}{dt} = -\frac{V_1}{V_2} \frac{dp_1}{dt} - \frac{\alpha F_2}{V_2} k \sqrt{\frac{k}{k-1} \frac{2RT_0}{M}} p_e^{1/k} p_2^{(k-1)/k} \sqrt{1 - \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{(k-1)/k}} \quad (37)$$

Division ergibt

$$-\frac{dp_2}{dp_1} = \frac{V_1}{V_2} - \frac{F_2 V_1}{F_1 V_2} \cdot k \cdot \sqrt{\frac{k}{k-1}} p_e^{1/k} p_2^{(k-1)/k} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{(k-1)/k}}{p_1(p_1 - p_2)}} \quad (38)$$

Die Variablen p_1 und p_2 in den Differentialgleichungen (32), (35), (36) und (38) lassen sich nicht trennen; so können auch keine allgemeinen expliziten Lösungen angegeben werden. Durch numerische Integration ist für den Einzelfall die Abhängigkeit $p_2 = f(p_1)$ jedoch leicht darstellbar. Hierzu wurde im folgenden die Integrationsmethode nach Runge-Kutta angewendet.

Mit den auf diese Weise berechneten Wertepaaren p_1, p_2 wurden mit den Gleichungen (31), (34) bzw. (37) entsprechende Funktionswerte $dt/dp_2 = g(p_1, p_2)$ ermittelt und diese gegen p_2 aufgetragen. Der erhaltenen Kurve wurden dann Werte $g(p_1, p_2)$ für äquidistante Werte in p_2 entnommen. Mit diesen Wertepaaren wurde eine numerische Integration nach der Simpson'schen Regel zur Ermittlung der Abhängigkeit $p_2 = h(t)$ ausgeführt.

Die Berechnungen wurden mit einem programmierbaren Taschenrechner HP 29 C ausgeführt.

5.2 Versuchsergebnisse

Die Versuche wurden mit $V_1 = 51,5$ l und $V_2 = 12,1$ l ausgeführt. Für die verbindende Öffnung F_1 wurden Öffnungsquerschnitte von $10,4$ cm², $20,6$ cm² oder $41,8$ cm², für die Austrittsöffnung F_2 solche von 2 cm², $10,4$ cm² oder $20,6$ cm² verwendet. F_1 war vor dem Versuch mit einer Platzmembran verschlossen, V_2 hatte über F_2 Verbindung zur umgebenden Atmosphäre. Die Versuche wurden mit Anfangsdrücken $p_1^o = 1,9$ bar, 3 bar und 4 bar ausgeführt.

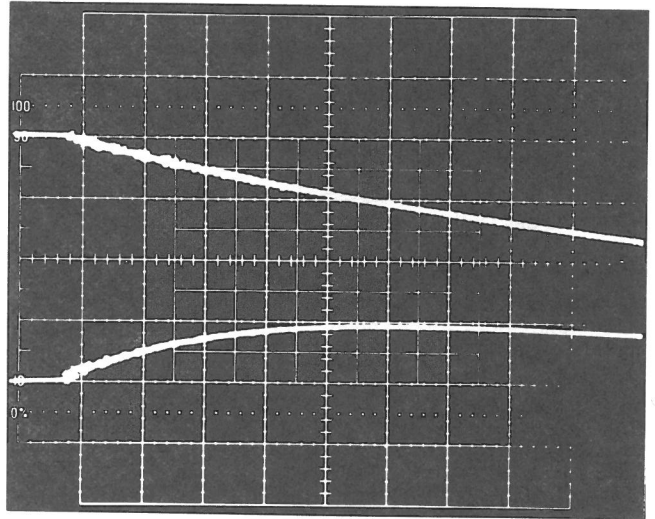


Abb. 10

Versuchsordnung s. Abb. 9

Oszillogramm des zeitlichen Druckverlaufs in V_1 (oberer Strahl, $0,5$ bar/Teilstrich) und V_2 (unterer Strahl, 1 bar/Teilstrich) Zeitablenkung $3,6$ ms/Teilstrich

Abb. 10 zeigt ein für die gewählte Versuchsanordnung typisches Oszillogramm. Der Anfangsdruck in V_1 betrug 3 bar, das Öffnungsverhältnis F_2/F_1 hatte den Wert 1 . Der obere Strahl gibt den Druckabfall in V_1 , der untere Strahl den über ein Druckmaximum gehenden Druckverlauf in V_2 wieder. Abb. 11 zeigt hierzu die aus dem Oszillogramm entnommenen Meßwerte p_2 in Abhängigkeit von p_1 sowie die auf der Grundlage der Gleichungen (32), (35) und (38) berechneten Kurven $p_2 = f(p_1)$. Der Kurvenverlauf nach (36) fällt praktisch mit dem nach (35)

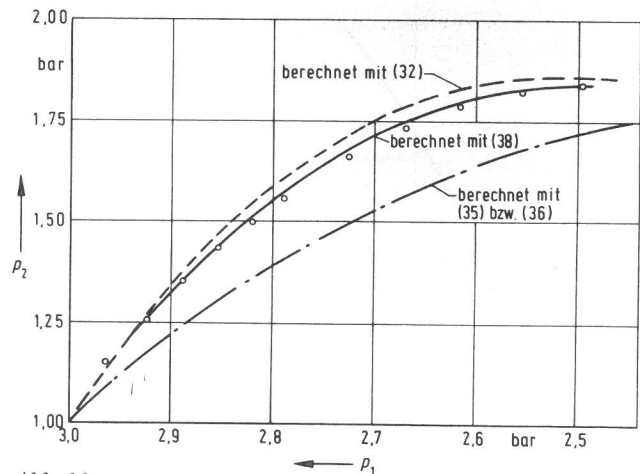


Abb. 11

Versuchsordnung s. Abb. 9

p_2 als Funktion von p_1

○ Meßwerte

— mit (38) berechneter Verlauf

--- mit (32) berechneter Verlauf

- · - mit (35) bzw. (36) berechneter Verlauf

zusammen. Die Kurven wurden hier und auch in den folgenden Abbildungen bis zum Druckmaximum in V_2 berechnet; die höchsten angegebenen Meßwerte sind jeweils die gemessenen Druckmaxima $p_{2, \max}$

Wie ersichtlich, liefert die aus einem rein isothermen Ansatz entwickelte Gleichung (32) für vorgegebene Werte p_1 stets zu hohe Werte p_2 . Der berechnete Maximalwert $p_{2, \max}$ liegt allerdings nicht sehr weit über dem gemessenen. Die auf rein adiabatischen Ansätzen beruhenden Gleichungen (35) und (36) ergeben dagegen viel zu kleine Werte p_2 . Nur der gemischt isotherm-adiabatische Ansatz (38) zeigt über einen sehr großen Bereich sehr gute Annäherung an die Meßwerte. Lediglich im Bereich des Kurvenmaximums zeigen sich kleine Abweichungen, die jedoch schon meist im Rahmen der Meßgenauigkeit liegen. Nach Überschreiten des Druckmaximums in V_2 errechnet sich über den gesamten weiteren Druckverlauf ein nahezu konstantes, kleines Druckgefälle zwischen V_1 und V_2 (in Abb. 11 nicht mehr eingetragen), in Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf.

Die Abb. 12 bis 14 zeigen beispielhaft für Anfangsdrücke von 1,9 bar, 3 bar und 4 bar und Öffnungsverhältnisse F_2/F_1 zwischen 1 und 0,1 die Meßwerte und die nach (38) berechneten Kurven. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment darf als gut bezeichnet werden. Ein Einfluß des Durchflußfaktors α auf den gemessenen Kurvenverlauf $p_2 = f(p_1)$

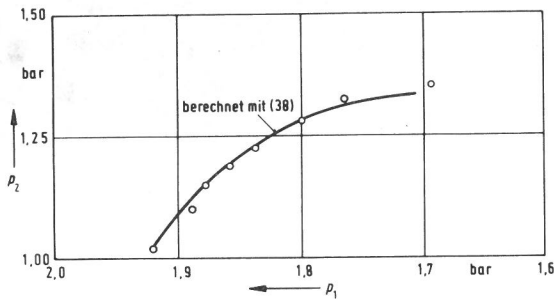


Abb. 12
Versuchsanordnung s. Abb. 9
 p_2 als Funktion von p_1

$$p_1^0 = 1,92 \text{ bar}, p_2^0 = 1,02 \text{ bar} \quad F_2/F_1 = 1; F_2 = 10,4 \text{ cm}^2$$

○ Meßwerte
— mit (38) berechneter Verlauf

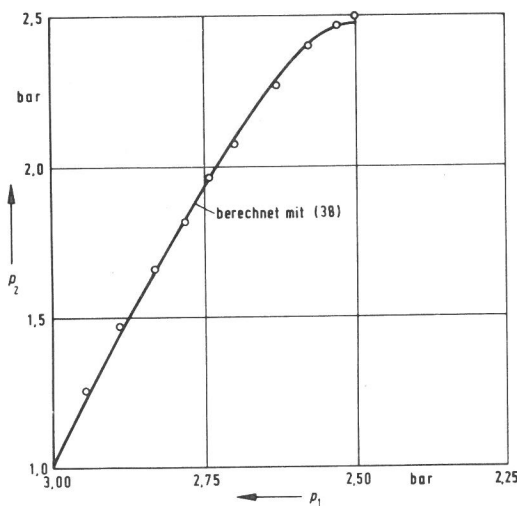


Abb. 13
Versuchsanordnung s. Abb. 9
 p_2 als Funktion von p_1

$$p_1^0 = 3 \text{ bar}, p_2^0 = 1 \text{ bar} \quad F_2/F_1 = 0,25; F_2 = 10,4 \text{ cm}^2$$

○ Meßwerte
— mit (38) berechneter Verlauf

ist nicht zu beobachten. Er ist von der Theorie her auch nicht zu erwarten, denn die Querschnitte F_1 und F_2 erscheinen in (38) nur als Quotient, so daß sich bei gleichem α diese Größe herausheben muß.

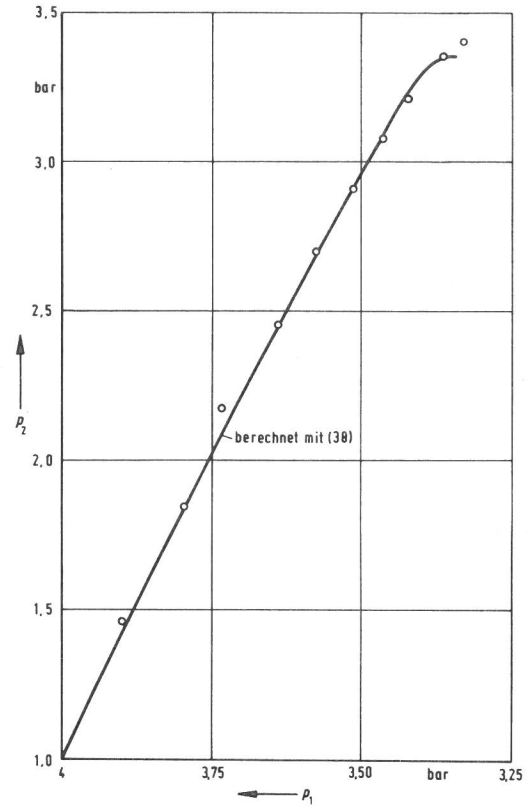


Abb. 14
Versuchsanordnung s. Abb. 9
 p_2 als Funktion von p_1

$$p_1^0 = 4 \text{ bar}, p_2^0 = 1 \text{ bar} \quad F_2/F_1 = 0,1; F_2 = 2,0 \text{ cm}^2$$

○ Meßwerte
— mit (38) berechneter Verlauf

Daß indessen auch hier eine Strahleneinschnürung auftritt, wird deutlich, wenn man mit Hilfe der mit (38) gewonnenen Wertepaare p_1, p_2 unter Verwendung von (37) — einer Gleichung, in welcher sich α nicht heraushebt — Werte für $g(p_1, p_2)$ ermittelt und nach dem in Kapitel 5.1 geschilderten Verfahren durch numerische Integration die Kurve $p_2 = h(t)$ berechnet. Abb. 15 zeigt für $p_1^0 = 4 \text{ bar}$, $F_1 = 20,6 \text{ cm}^2$ und $F_2 = 2 \text{ cm}^2$ zwei Kurven $p_2 = h(t)$ mit den Werten $\alpha = 1$ und $\alpha = 0,78$ sowie die Meßpunkte.

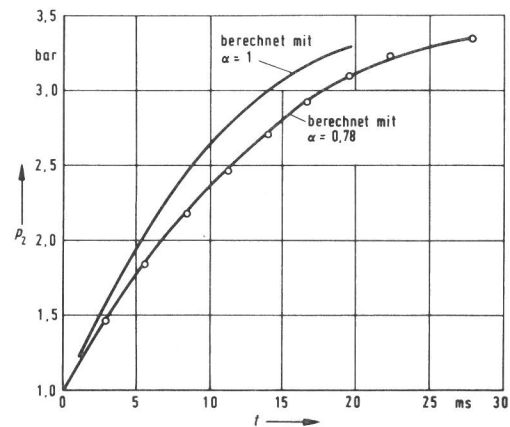


Abb. 15
Versuchsanordnung s. Abb. 9
Zeitlicher Druckverlauf in V_2
○ Meßwerte
— mit (37) und (38) berechneter Verlauf bei $\alpha = 1$ und $\alpha = 0,78$

Wie zu ersehen, beschreibt die mit $\alpha = 0,78$ gerechnete Kurve ausgezeichnet den gemessenen Druck/Zeit-Verlauf in V_2 . Dabei liegt der Wert von 0,78 im Bereich des vernünftigerweise zu Erwartenden (s. a. Kapitel 4.2).

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wird allerdings weniger gut, wenn das Öffnungsverhältnis F_2/F_1 größer als 1 wird. So lagen bei Anfangsdrücken von 1,9 bar und 3 bar und $F_1 = 10,4 \text{ cm}^2$, $F_2 = 20,6 \text{ cm}^2$ — also $F_2/F_1 \approx 2$ — bei Annäherung an das Druckmaximum in V_2 die gemessenen Werte für den Überdruck in V_2 etwa 20 % unter den berechneten. Die Anwendung von (35) anstelle von (38) führte allerdings zu noch größeren Abweichungen. Eigenartigerweise ließ sich wieder volle Übereinstimmung mit (38) herstellen, wenn entweder F_1 mit einem Faktor von 0,85 bis 0,88 bzw. F_2 mit einem Faktor von 1,14 bis 1,18 (die Faktoren schwanken je nach Experiment etwas) versehen wurde. Mit einer Strahleneinschnürung in F_1 ließe sich dieser Effekt wohl nur sehr gewaltsam deuten, denn wir hatten weiter oben ja gerade darauf hingewiesen, daß bei den Versuchen mit $F_2/F_1 \leq 1$ in der Auftragung $p_2 = f(p_1)$ der Einschnürungsfaktor α in Übereinstimmung mit der Theorie herausfällt. Indessen blieb bisher immer unberücksichtigt, daß das aus V_1 in V_2 eingetretene Gas eine Eigenbewegung hat; die Theorie ging vielmehr von einem ruhenden Gas aus. Diese Eigenbewegung wird nicht sehr ins Gewicht fallen, wenn das Öffnungsverhältnis F_2/F_1 klein ist, der Zustrom den Abstrom also beträchtlich übersteigt, denn die Hauptmenge des Eingeströmten wird zur Beruhigung kommen, ehe sie erneut

beschleunigt wird. In einem solchen Fall herrschen — wenigstens in den ersten Phasen der Entspannung — Verhältnisse ähnlich denen bei der Entspannung in einen mit der umgebenden Atmosphäre nicht in Verbindung stehenden Behälter V_2 (s. Kapitel 4). So wird auch plausibel, daß für das Einstromen in V_2 weiterhin der isotherme Ansatz (25) gültig bleibt.

Bei großen Öffnungsquerschnitten F_2/F_1 wird allerdings eine solche Strömungsberührung in V_2 nicht mehr stattfinden. Vielmehr wird sich die Strömungskomponente in Richtung auf F_2 der unter der Wirkung des Druckgefälles $\Delta p = p_2 - p_e$ stattfindenden Strömung addieren. Damit wird der Durchsatz erhöht. Im Experiment wirkt sich dieser Effekt so aus, als ob F_2 seinen Querschnitt vergrößert hat.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen darf festgehalten werden, daß der zeitliche Druckverlauf in V_2 unter den vorgegebenen Bedingungen ($F_2/F_1 \leq 1$) durch einen gemischt isotherm-adiabatischen Ansatz beschrieben wird. Die Abb. 16 zeigt hierzu $p_{2, \max}$ — den Maximaldruck in V_2 — in Abhängigkeit vom Öffnungsverhältnis F_2/F_1 für verschiedene Volumenverhältnisse V_1/V_2 und Anfangsdrücke p_1^0 ; die Abhängigkeiten wurden mit Gleichung (38) berechnet.

6. Druckverlauf bei der plötzlichen Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters in zwei hintereinander angeordnete Behälter

6.1 Theoretische Betrachtungen

Bei der Entspannung eines unter Überdruck stehenden Behälters V_1 in eine Behälterkombination V_2, V_3 (Abb. 17) sollten sinngemäß die gleichen Überlegungen gelten wie zu Kapitel 4.1.

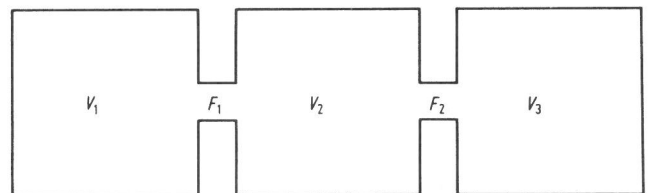


Abb. 17

Versuchsanordnung. $V_1 = 51,5 \text{ l}$; $V_2 = 12,1 \text{ l}$; $V_3 = 12,8 \text{ l}$

Bei isothermem Verlauf gehorcht der Druckabfall in V_1 der Gleichung (25)

$$-\frac{dp_1}{dt} = \frac{\alpha F_1}{V_1} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_1 (p_1 - p_2)}$$

Die zeitliche Gesamtdruckänderung in V_2 ist (s. a. (31)) gegeben durch

$$\frac{dp_2}{dt} = \frac{\alpha F_1}{V_2} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_1 (p_1 - p_2)} - \frac{\alpha F_2}{V_2} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_2 (p_2 - p_3)} \quad (39)$$

und für die zeitliche Druckänderung in V_3 gilt

$$\frac{dp_3}{dt} = \frac{\alpha F_2}{V_3} \sqrt{\frac{2 RT_0}{M}} \sqrt{p_2 (p_2 - p_3)} \quad (40)$$

p_3 ergibt sich aus der Massenbilanzgleichung zu

$$p_3 = p_3^0 + \frac{(p_1^0 - p_1) V_1 - (p_2 - p_2^0) V_2}{V_3}$$

Eliminiert man p_3 in (39) durch den obigen Ausdruck und dividiert durch (25), erhält man

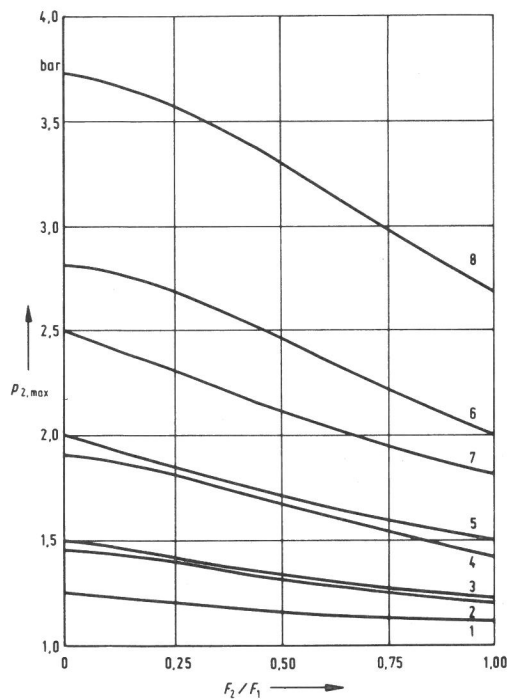


Abb. 16

Maximaldrücke $p_{2, \max}$ in Abhängigkeit vom Öffnungsverhältnis F_2/F_1 für verschiedene Volumenverhältnisse V_1/V_2 und Anfangsdrücke p_1^0 , berechnet mit (38). $p_2^0 = 1$; Drücke in [bar]

Kurve 1	$p_1^0 = 1,5$	$V_1/V_2 = 1$
" 2	$p_1^0 = 1,5$	$V_1/V_2 = 10$
" 3	$p_1^0 = 2$	$V_1/V_2 = 1$
" 4	$p_1^0 = 2$	$V_1/V_2 = 10$
" 5	$p_1^0 = 3$	$V_1/V_2 = 1$
" 6	$p_1^0 = 3$	$V_1/V_2 = 10$
" 7	$p_1^0 = 4$	$V_1/V_2 = 1$
" 8	$p_1^0 = 4$	$V_1/V_2 = 10$

$$-\frac{dp_2}{dp_1} = \frac{V_1}{V_2} - \frac{F_2 V_1}{F_1 V_2} \sqrt{\frac{V_2 + V_3}{V_3}} \sqrt{\frac{p_2(p_2 + \frac{V_1}{V_2 + V_3} p_1 - \frac{p_1^0 V_1 + p_2^0 V_2 + p_3^0 V_3}{V_2 + V_3})}{p_1(p_1 - p_2)}} \quad (41)$$

Gleichung (41) läßt sich nach dem Verfahren von Runge-Kutta leicht numerisch integrieren.

6.2 Versuchsergebnisse

Die Versuche wurden mit $V_1 = 51,5 \text{ l}$, $V_2 = 12,1 \text{ l}$ und $V_3 = 12,8 \text{ l}$ ausgeführt. Die Öffnungsquerschnitte F_1 betragen $10,4 \text{ cm}^2$, $20,6 \text{ cm}^2$ oder $41,8 \text{ cm}^2$, diejenigen von F_2 $10,4 \text{ cm}^2$ oder $20,6 \text{ cm}^2$. F_1 war vor dem Versuch mit einer Platzmembran verschlossen. Die Anfangsdrücke p_1^0 betragen $1,9 \text{ bar}$ oder $3,0 \text{ bar}$. In V_2 und V_3 herrschte vor Versuchsbeginn Atmosphärendruck. Druckmessung erfolgte in V_1 und V_2 .

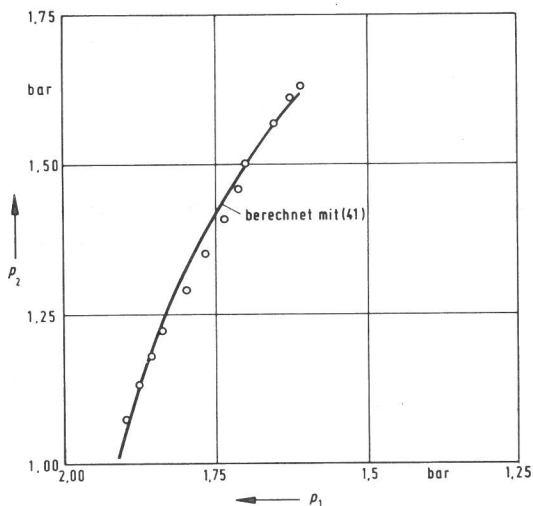


Abb. 18

Versuchsordnung s. Abb. 17

p_2 als Funktion von p_1

$p_1^0 = 1,91 \text{ bar}$; $p_2^0 = 1,01 \text{ bar}$; $p_3^0 = 1,01 \text{ bar}$;

$F_2/F_1 = 1$; $F_2 = 10,4 \text{ cm}^2$

○ Meßwerte

— mit (41) berechneter Verlauf

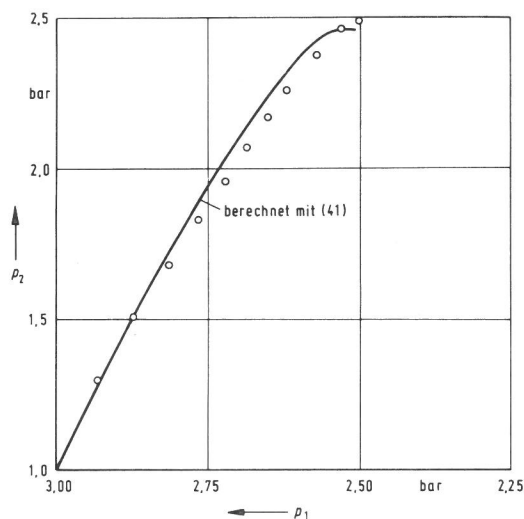


Abb. 19

Versuchsordnung s. Abb. 17

p_2 als Funktion von p_1

$p_1^0 = 3 \text{ bar}$; $p_2^0 = 1,01 \text{ bar}$; $p_3^0 = 1,01 \text{ bar}$;

$F_2/F_1 = 0,25$; $F_2 = 10,4 \text{ cm}^2$

○ Meßwerte

— mit (41) berechneter Verlauf

Die Abb. 18 und 19 zeigen für zwei Versuche unter verschiedenen Anfangsdrücken die Meßwerte p_2 in Abhängigkeit von p_1 sowie die auf der Grundlage von (41) berechneten zugehörigen Kurven $p_2 = f(p_1)$. Wie zu ersehen, zeigt die berechnete Kurve bei Werten $p_2 < p_{2, \max}$ meist etwas höhere Werte an als sich aus der Meßkurve ergeben; beim Wert $p_{2, \max}$ selbst besteht jedoch recht gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie.

7. Der Druckverlauf in mehr als drei untereinander verbundenen Behältern

Die vorgelegten Untersuchungen gehen nicht über drei miteinander verbundene Behälter hinaus. Grundsätzlich lassen sich Druckmaxima auch für mehr als nur drei miteinander verbundene Behälter berechnen. Jedoch treten hierbei Systeme gekoppelter Differentialgleichungen mit mehreren unabhängigen Variablen auf, deren numerische Lösung zunehmend aufwendiger und schwieriger wird. Für sicherheitstechnische Zwecke lassen sich jedoch in solchen Fällen unter Berücksichtigung der im Rahmen dieser Untersuchung erhaltenen Ergebnisse ohne größere Schwierigkeit vereinfachte Lösungswege finden, welche Grenzwerte $p_{n, \max}$ liefern, die in der Praxis mit Sicherheit nicht überschritten werden.

Herrn Reinhard Kowall danke ich für die sorgfältige Ausführung der Versuche.

8. Schrifttum

- [1] H. J. Heinrich:
Bemessung von Druckentlastungsöffnungen zum Schutz explosionsgefährdeter Anlagen in der chemischen Industrie. Chem. Ing. Techn. 38 [1966] S. 1125 ff.
- [2] H. J. Heinrich u. Kowall, R.:
Ergebnisse neuerer Untersuchungen zur Druckentlastung bei Staubexplosionen. Staub 31 [1971] S. 149 ff.
- [3] H. J. Heinrich u. Kowall, R.:
Beitrag zur Kenntnis des Ablaufs druckentlasteter Staubexplosionen bei Zündung durch turbulente Flammen. Staub 32 [1972] S. 293 ff.
- [4] H. J. Heinrich:
Druckentlastung bei Staubexplosionen. Arbeitsschutz Nr. 11 [1974] S. 314 ff.
- [5] H. J. Heinrich:
Zum Ablauf von Gasexplosionen in mit Rohrleitungen verbundenen Behältern. BAM-Berichte Nr. 28 (1974)
- [6] H. J. Heinrich:
Grenzen der Anwendung der Druckentlastung. Schadenprisma Nr. 4 [1975] S. 69 ff.
- [7] E. Schmidt:
Ausströmen von Gasen aus Behältern hohen Innendruckes. Chem. Ing. Techn. 37 [1965] S. 1091 ff.
- [8] M. A. Nettleton:
Pressure as a Function of Time and Distance in a Vented Vessel. Combustion and Flame 24 [1975] S. 65 ff.

Bisher erschienene Forschungsberichte der BAM

Nr. 1/September 1968

Forschung und Entwicklung in der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)
Rechenschaftsbericht für den Bundesminister für Bildung und Wissenschaft

Nr. 2/Juli 1970 (vergriffen)

Zum Problem des Feuchtigkeitschutzes von Dehnungsmeßstreifen und Halbleitergebern
von Dr.-Ing. Götz Andreae

Nr. 3/September 1970 (vergriffen)

Über das mechanische Verhalten von Aluminium-Stahl-Freileitungsseilen als Beispiel für Verbundbauteile
von Dr.-Ing. Josef Ziebs

Nr. 4/Dezember 1970 (vergriffen)

Formbeständigkeit von Holz gegenüber Feuchtigkeit — Grundlagen und Vergütungsverfahren
von Dr. rer. nat. Arno Burmester

Nr. 5/März 1971

Die Bedeutung der Netzstellenart und der Netzwerkkettendichte für die Beschreibung der elastischen Eigenschaften und des Abbaus von elastomeren Netzwerken
von Dr. rer. nat. Norbert Steiner

Nr. 6/April 1971

Zur Problematik der Prüfung und Beurteilung des Luftschallschutzes von Bauelementen bei unterschiedlichen Einbaubedingungen
von Prof. Dr.-Ing. Paul Schneider

Nr. 7/Juli 1971

Chromatographie und chemische Konstitution — Untersuchungen über den Einfluß der Struktur organischer Verbindungen auf das Verhalten bei der Dünnschicht-Chromatographie
von Dr.-Ing. Hans-Joachim Petrowitz

Nr. 8/November 1971

Zum Spannungs-Dehnungs-Verhalten von Baustählen bei Wechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Helmut Veith

Nr. 9/November 1971

Untersuchung über die sichernde Wirkung poröser Massen in Acetylenflaschen
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Möller

Nr. 10/Januar 1972

Untersuchungen über die Korngrößenbestimmung mit Ultraschall zur Entwicklung einer für die Praxis geeigneten zerstörungsfreien Meßmethode
von Dr.-Ing. Dietmar Aurich und Prof. Dr. phil. Erich Martin

Nr. 11/Februar 1972

Beitrag zur Kenntnis der Schnittriefenbildung und Schnittgütwerte beim Brennschneiden
von Dr.-Ing. Hans-Joachim Krause

Nr. 12/Mai 1972

Über Veränderungen von Nylon-6-Fasern beim Texturieren
von Dir. u. Prof. Dr. rer. nat. Hubert Feuerberg

Nr. 13/Juni 1972

Festkörpergleitreibung und Verschleiß von Eisen, Kobalt, Kupfer, Silber, Magnesium und Aluminium in einem Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch zwischen 760 und $2 \cdot 10^{-7}$ Torr
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig (Berichter), Prof. Dr.-Ing. Kurt Kirschke, Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig und Dipl.-Phys. Harald Tischer

Nr. 14/Juli 1972

Untersuchungen zur Amplitudenabhängigkeit der Ultraschalldämpfung in Metallen bei 20 kHz
von Eberhard Fischer

Nr. 15/August 1972

Studie und Probleme der chemischen Edelmetall-Analyse
von Dir. u. Prof. Dr.-Ing. Heinz Pohl

Nr. 16/August 1972

Über Ausführung und Aussagefähigkeit des Normbrandversuches nach DIN 4102, Blatt 2, im Hinblick auf die Nachbildung natürlicher Schadensfeuer
von Dr.-Ing. Erwin Knublauch

Nr. 17/August 1972

Aktivierungsanalyse mit schnellen Neutronen, Photonen und geladenen Teilchen
von Dr.-Ing. Peter Reimers

Nr. 18/Januar 1973

Das Spröbruchverhalten des Baustahles R St 37-2 N in geschweißten Konstruktionen, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches
von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 19/Januar 1973

Die Bestimmung von Grenzflächentemperaturen bei tribologischen Vorgängen
Literaturrecherche von Dipl.-Phys. K. Kaffanke und Dr.-Ing. H. Czichos

Nr. 20/April 1973

Brandrisiko elektrischer Leitungen und Installationen in Wänden
von Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 21/Juli 1973

Die kontinuumsmechanische Erfassung des zeitlichen Ablaufs der elastisch-plastischen Dehnungen bei der Zerrüttung
Literaturrecherche von Dipl.-Phys. D. Klaffke und Dr.-Ing. W. Maennig

Nr. 22/Juli 1973

Untersuchungen für ein Prüfverfahren zur Bemessung der Brandschutzbekleidung von Stahlstützen
von Dipl.-Ing. R. Rudolphi und Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 23/November 1973

Reichs- und preußische Landesanstalten in Berlin

Ihre Entstehung und Entwicklung als außeruniversitäre Forschungsanstalten und Beratungsorgane der politischen Instanzen
von Prof. Dr. rer. nat. habil. Walter Ruske

Nr. 24/November 1973

Das Brandverhalten von Holzstützen unter Druckbeanspruchung

von Dipl.-Ing. J. Stanke, Ing. grad. E. Klement und Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 25/Dezember 1973

Über das Brandgeschehen vor der Fassade eines brennenden Gebäudes unter besonderer Berücksichtigung der Feuerbeanspruchung von Außenstützen

von Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 26/August 1974

Der Elektronen-Linearanbeschleuniger der BAM — Eigenschaften und erste Anwendungen —

von Dipl.-Ing. P. Jost, Dr.-Ing. P. Reimers und Dr.-Ing. P. Weise

Nr. 27/August 1974

Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für die Materialprüfung mit Ultraschall

von Dr.-Ing. Hermann Wüstenberg

Nr. 28/August 1974

Zum Ablauf von Gasexplosionen in mit Rohrleitungen verbundenen Behältern

von Prof. Dr. rer. nat. Hans-Jürgen Heinrich

Nr. 29/August 1974

Theorie der dissipativen Luftschalldämmung bei einem idealisotropen porösen Material mit starrem Skelett für senkrechten, schrägen und allseitigen Schalleinfall

von Prof. Dr.-Ing. P. Schneider

Nr. 30/September 1974 (vergriffen)

The Application of Systems Thinking and Systems Analysis to Tribology

von Dr. Horst Czichos und Dr. Geert Salomon

Nr. 31/August 1975

Untersuchungen zur Klärung des Verhaltens thermoplastischer Kunststoffe bei Wechseldehnungsbeanspruchung

von Dr.-Ing. Gerhard Fuhrmann

Nr. 32/September 1975

Ein thermo-elektrisches Netzwerkverfahren zur Berechnung stationärer Temperatur- und Wärmestromverteilungen mit Anwendungsbeispielen

von Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi und Dr.-Ing. Bernhard Böttcher

Nr. 33/November 1975

Die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit von Baustoffen mit Hilfe eines nichtstationären Meßverfahrens

von Dipl.-Ing. Armin Wagner, Dipl.-Phys. Gerhard Kieper und Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 34/Januar 1976 (vergriffen)

Untersuchungen zur Vergütung von Holzwerkstoffen

von Dipl.-Forsting. Dr. rer. sylv. Hans-Joachim Deppe

Nr. 35/Januar 1976

Der Widerstand von Platten, die als Beplankungsmaterial leichter Wände verwendet werden, gegenüber dem Aufprall harter Körper — Vorschlag für ein Prüfverfahren —

von Dipl.-Ing. Ernst Limberger

Nr. 36/Januar 1976 (vergriffen)

Wärme- und Feuchtigkeitsleitung in Beton unter Einwirkung eines Temperaturgefälles

von Dipl.-Ing. Jürgen Hundt

Nr. 37/Februar 1976

Die stoßartige Beanspruchung leichter, nichttragender Bauteile durch einen mit der Schulter gegenprallenden Menschen — Vorschlag für ein Prüfverfahren —

von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 38/Juni 1976

Verschleißuntersuchungen an gas-, bad- und ionitriertem Stahl 42 CrMo 4

von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig

Nr. 39/Juni 1976

Untersuchung der viskoelastischen Eigenschaften von Flüssigkeiten (mit nicht-Newtonschem Fließverhalten) insbesondere bei höherer Scherbeanspruchung

von Prof. Dr.-Ing. K. Kirschke und Dipl.-Phys. G. Kempf

Nr. 40/Juni 1976

Zum Untergrundabzug bei energiedispersiven Spektren nach verschiedenen Verfahren

von Dr. rer. nat. H. Hantsche

Nr. 41/Okttober 1976

Optische Eigenschaften cholesterinischer Flüssigkeiten

von Dr. rer. nat. Bernhard Böttcher

Nr. 42/Okttober 1976

Ermittlung der Mindestzündenergie brennbarer Gase in Mischung mit Luft

von Dr.-Ing. Siegmund Dielten

Nr. 43/Okttober 1976

Das Sprödbruchverhalten geschweißter Bauteile aus Stahl mit zäh-sprödem Übergang im Bruchverhalten, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches

von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 44/November 1976

Berechnung von räumlichen, linear elastischen Systemen, die aus finiten Stab- und Balkenelementen zusammengesetzt sind, unter Verwendung des Programms „Stab-Werk“

von Dipl.-Ing. W. Matthees

Nr. 45/Dezember 1976

Untersuchung des Elektrodenverhaltens im Vakuum aufgedampfter Metallschichten
von Dr.-Ing. W. Paatsch

Nr. 46/Mai 1977 (vergriffen)

Versuchsergebnisse zur Festigkeit und Verformung von Beton bei mehraxialer Druckbeanspruchung
Results of Test Concerning Strength and Strain of Concrete Subjected to Multiaxial Compressive Stresses
von Dipl.-Ing. Gerald Schickert und Dipl.-Ing. Helmut Winkler

Nr. 47/Juni 1977

Bautechnische Einflüsse auf die Tragfähigkeit von Kunststoffdübeln für Fassadenbekleidungen
von Dr.-Ing. Arno Plank

Nr. 48/Okttober 1977

Setzung von Fundamenten infolge dynamischer Last, angewendet auf die Fundamente einer geplanten Schnellbahn
von Dr.-Ing. U. Holzlöhner

Nr. 49/Dezember 1977

Untersuchungen zur Anwendung von Mikrowellen in der zerstörungsfreien Prüfung
von Dr.-Ing. Günther Wittig

Nr. 50/Juni 1978 (vergriffen)

Zur Meßtechnik für die Sicherheitsbeurteilung und -überwachung von Spannbeton-Reaktordruckbehältern
von Prof. Dipl.-Phys. Norbert Czaika, Dipl.-Phys. Norbert Mayer, Dipl.-Ing. Claus Amberg, Dipl.-Ing. Götz Magiera, Dr.-Ing. Götz Andreae und Dipl.-Ing. Winfried Markowski

Nr. 51/Juni 1978

Auswirkung von chemischen und physikalisch-technologischen Einflußfaktoren auf das Beständigkeitsverhalten von Oberflächenbeschichtungen auf der Basis von Reaktionsbeschichtungsstoffen
von Dr. rer. nat. J. Sickfeld

Nr. 52/August 1978

Zum Einfluß der Gleitgeschwindigkeit auf das tribologische Verhalten von Werkstoffen hoher Härte bei reiner Festkörperreibung
von Dr.-Ing. Aleksandar Tomov

Nr. 53/Okttober 1978

Bemessung und Optimierung beheizbarer Straßen- und Brückenbeläge
von Rolf Günter Rohrmann und Reinald Rudolphi

Nr. 54/Okttober 1978

Magnetisches Verhalten dünner Eisenschichten bei mechanischer Wechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Harro Sander

Nr. 55/November 1978

Beobachtung und Orientierungsbestimmung der Oberflächenkristallite polykristalliner 99,999 %-Al-Proben bei Biegewechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Dieter Klaffke

Nr. 56/Januar 1979

Stabilität von Sandwichbauteilen
von Dipl.-Ing. W. Brünner und Prof. Dr.-Ing. C. Langli

Nr. 57/März 1979

Untersuchungen an Prüfmitteln für die Magnetpulverprüfung
Investigations on Inspection-Media for Magnetic-Particle-Testing
von Dipl.-Ing. Meinhard Stadthaus

Nr. 58/März 1979

Ermittlung des Bauteilwiderstandes aus Versuchsergebnissen bei vereinbartem Sicherheitsniveau
von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 59/Juli 1979

Ermittlung der Verformungen biegebeanspruchter Stahlbetonbalken mit der Methode der Finiten Elemente unter besonderer Berücksichtigung des Verbundes zwischen Beton und Stahl
von Dr.-Ing. Günther Plauk

Nr. 60/August 1979

Untersuchungen zur Erfassung der Kaltformbarkeit von Feinblechen beim Strecken
von Dr.-Ing. H. Spreckelmeyer, Dr.-Ing. R. Helms und Dr.-Ing. J. Ziebs

Nr. 61/Dezember 1979

Beschreibung von Problemen der höheren Farbmeterik mit Hilfe des Gegenfarbensystems
von Dr. Klaus Richter

Nr. 62/Dezember 1979

Geomagnetobiologisch bedingter Zusammenhang zwischen der Fraßaktivität von Termiten und der Zahl der Sterbefälle
von Dir. u. Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Gerisch und Prof. Dr. habil. Dr. h. c. Günther Becker

Nr. 63/Dezember 1979

Untersuchungen an Stopfbuchsen von Ventilen und Schiebern für Gase
von Dipl.-Ing. E. Behrend und Dipl.-Ing. J. Ludwig

Nr. 64/Februar 1980

Ermittlung der Schwingungserregung beim Betrieb schienengebundener Fahrzeuge in Tunneln sowie Untersuchung des Einflusses einzelner Parameter auf die Ausbreitung von Erschütterungen im Tunnel und dessen Umgebung
von Dr.-Ing. Werner Rücker

Nr. 65/Februar 1980

Untersuchungen über den Einfluß des Spannungszustandes auf bruchmechanische Kennwerte
von Dr.-Ing. Peter Schmidt, Dr.-Ing. Dietmar Aurich, Dr.-Ing. Rolf Helms, Dr.-Ing. Helmut Veith und Dr.-Ing. Josef Ziebs

Nr. 66/Mai 1980

Auswirkung von Druckentlastungsvorgängen auf die Umgebung
von Dr. rer. nat. Martin Hattwig

Nr. 67/Mai 1980

Beitrag zur dynamischen Analyse von vorgespannten und vorbelasteten Feder-Masse-Systemen mit veränderlicher Gliederung unter stoßartiger Beanspruchung
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees

Nr. 68/Mai 1980

**Oberflächenmeßverfahren unter besonderer Berücksichtigung der Stereomeßtechnik.
Entwicklung eines volleuzentrischen Präzisions-Goniometers**
von Dr. rer. nat. Dieter Petersohn

Nr. 69/Juni 1980

Untersuchungen zur Integrität des Liners von Reaktorsicherheitshüllen (Containments) in Stahlbeton- und Spannbetonbauweise
von Dr.-Ing. Frank Buchhardt und Dipl.-Ing. Peter Brandl

Nr. 70/August 1980

Schwellenwerte beim Betondruckversuch
von Dr.-Ing. Gerald Schickert

Nr. 71/August 1980

Untersuchungen über durch den Boden gekoppelte dynamische Wechselwirkungen benachbarter Kernkraftwerksbauten großer Masse unter seismischen Einwirkungen
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees und Dipl.-Ing. Götz Magiera

Nr. 72/September 1980

Übertragbarkeit der Ergebnisse von Brandprüfungen am Beispiel von Stahl- und Holzstützen
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 73/November 1980

Vergleichende Untersuchungen zum Tragverhalten von Klemmkupplungen für Stahlrohrgerüste nach bestehenden deutschen Prüfvorschriften und geplanten europäischen bzw. internationalen Prüfnormen
von Dipl.-Ing. Peter Wegener

Nr. 74/November 1980

ALGOL-Computerprogramm zur Berechnung zweidimensionaler instationärer Temperaturverteilungen mit Anwendungen aus dem Brand- und Wärmeschutz
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi und Dipl.-Inform. Renate Müller

Nr. 75/November 1980

Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen
von Dir. u. Prof. Dr. Hans-Jürgen Heinrich

Nr. 76/November 1980

Deformationsverhalten von Rein- und Reinstaluminium sowie Cu 99,9 und St 37 bei Biegewechselbeanspruchung im Rasterelektronenmikroskop
von Dr.-Ing. Dieter Klaffke und Prof. Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig

