

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

62-63

WARSZAWA—POZNAŃ 1973

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN, 80-952 Gdańsk,
skr. pocztowa 621, Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Gen. Józefa Fiszer 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1973

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 410+90 egz.	Oddano do składania 19 XII 1972 r.
Ark. wyd. 19,5. Ark. druk. 15,375+2 wkl.	Podpisano do druku 29 IX 1973 r.
Pap. druk. sat. kl. V, 70 g	Druk ukończono w październiku 1973 r.
Nr zam. 814/155	D-15/787 Cena zł 58,-

DRUKARNIA UNIwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu

Czwarte Seminarium poświęcone zagadnieniom
MAGNETOHYDRODYNAMIKI STOSOWANEJ
I GAZODYNAMIKI WYSOKICH TEMPERATUR

Jena, maj 1972

Čtvrtý Seminář o
APLIKOVANÉ MAGNETOHYDRODYNAMICE
A DYNAMICE PLYNU ZA VYSOKÝCH TEPLOT

Jena, květen 1972

Viertes Arbeitsseminar über Fragen
DER ANGEWANDTEN MAGNETOHYDRODYNAMIK
UND HOCHTEMPERATUR-GASDYNAMIK

Jena, Mai 1972

Fourth Seminar on
APPLIED MAGNETOHYDRODYNAMICS
AND HIGH TEMPERATURE GASDYNAMICS

Jena, May 1972

Четвертый Семинар по
ПРИКЛАДНОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКЕ
И ГАЗОДИНАМИКЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Ена, май 1972 г.

JIŘI MAŠTOVSKÝ

Praha*

Untersuchung einiger thermophysikalischer Eigenschaften von Hochtemperaturgasen

Bezeichnungen (Einheiten im System SI)

A^*, B^* – Funktion der Stoßintegrale,	u – innere Energie,
b – Stoßparameter,	v – Teilchengeschwindigkeit,
C – Molwärme,	v_d – Diffusionsgeschwindigkeit,
D_{ij} – binärer Diffusionskoeffizient,	v_0 – mittlere Massengeschwindigkeit,
F – äußere Kraft,	v_s – mittlere Molekulargeschwindigkeit,
g – relative kinetische Energie,	w – Strömungsgeschwindigkeit,
G – (molare) freie Enthalpie,	x – Molanteil; Ortskoordinate,
H – (molare) Enthalpie,	y – transformierte Koordinate [20],
k – Boltzmann-Konstante,	z – Kompressibilität,
K – Gleichgewichtskonstante,	α – molar. Quotient,
m – Masse des Moleküls,	δ_y – Korrekturglied,
M – Molmasse,	ε – Energie; Energie im Minimum der Potentialkurve,
n – Teilchenzahl,	ξ – Ionisationsstufe,
n_{mk} – Anzahl der Atome m im Molekül k ,	η – Viskosität,
N – Avogadro-Zahl,	μ – Anzahl der Komponenten im Gemisch, Anzahl der Reaktionskomponenten,
p – Druck,	ν_{ks} – stöchiometr. Koeffizient der Komponente k in Reaktion s ,
q – Wärmefluß,	ρ – Dichte; molare Konzentration,
r – Ortskoordinate,	σ – Stoßdurchmesser,
R – allgemeine Gaskonstante,	ω – statistisches Gewicht.
S – (molare) Entropie,	
t – Zeit,	
T – thermodynamische Temperatur,	

Indizes

i, j, k, l – Teilchensorte, Reaktionskomponente,	p – bei konstantem Druck,
F – „gefrorener“ Zustand,	s – Anzahl der Teilchen, die das behandelte Teilchen beeinflussen,
g – bezieht sich auf das (kalte) Gas bei der Wandtemperatur,	v – bei konstantem Volumen,
l – Anzahl der gleichzeitig zusammenstoßenden Teilchen,	w – bezieht sich auf die feste Wand,
n – Quantenzustand,	Λ – zeitlicher Mittelwert,
0 – im Standardzustand; Nullpunkts-, Anfangswert,	$*$ – reduziert auf Modell der starren Kugeln.

* Ústav termomechaniky ČSAV, Praha.

1. Einleitung

Die technische Entwicklung der letzten Jahrzehnte wurde auf die rationelle Ausnutzung bzw. Verbesserung der bekannten technologischen Systeme und auf die Entdeckung neuer Prozesse gerichtet. Die Erhöhung der Wirtschaftlichkeit oder die Einführung neuer Verfahren wurde meistens mit dem Übergang zu extremen Parametern der Arbeitsmedien verknüpft. Beispiele dafür findet man sowohl in der Energieerzeugung, als auch in der chemischen Industrie, in der Metallurgie usw.

Der Fortschritt der Kernphysik, der Raumfahrt und der Magnetohydrodynamik hat diese Entwicklung in Richtung nach hohen Temperaturen weiter beschleunigt und Anlaß zum Studium der bisher wenig bekannten Hochtemperatur-Stoffeigenschaften gegeben.

Anfang der 60-iger Jahre hat man begonnen, sich mit diesen Fragen auch im Institut für Thermomechanik d. Tsch. Akad. d. Wissenschaften zu beschäftigen und kurz danach wurde auf dem Gebiet der angewandten Magnetohydrodynamik und der Hochtemperatur-Gasdynamik die vertragliche Zusammenarbeit mit dem Institut für Strömungsmaschinen der Polnischen Akademie d. Wissenschaften (Instytut Maszyn Przepływowych PAN) in Gdańsk und dem Institut für Magnetohydrodynamik d. DAW in Jena angeknüpft.

Auf Grund der Analyse [1] des damaligen Standes haben wir uns auf diesem Gebiet auf das Studium der thermodynamischen und Transporteigenschaften von technisch wichtigen Gasen orientiert. Den Temperaturbereich haben die Aussichten auf eine zukünftige industrielle Anwendung bestimmt. Die untere Grenze wurde durch die in der Industrie z.

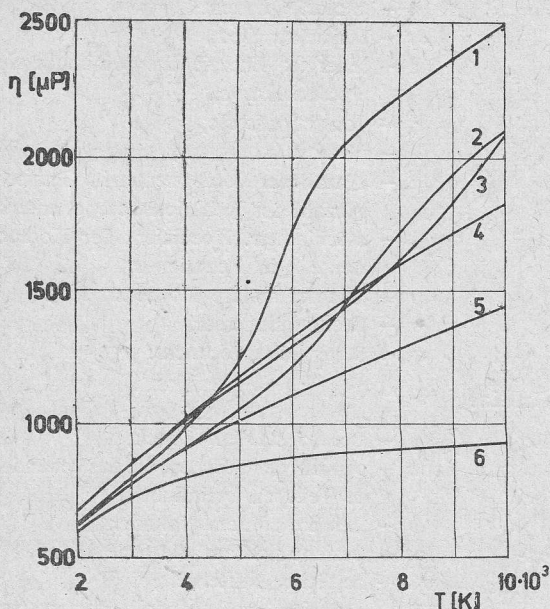


Abb. 1. Viskosität von Luft für verschiedene Wechselwirkungsmodelle nach [2]

1, 6 – starre Kugeln, 2 – expand. Kugeln, 3, 4 – Lennard-Jones, 5 – Sutherland

Z. üblichen Höchsttemperaturen von etwa 1000K gegeben und die obere Grenze wurde auf etwa 4 - 6000 K festgesetzt. Der Bereich noch höherer Temperaturen konnte nur eine raumfahrttechnische Anwendung finden. Der Druckbereich sollte zwischen etwa 10^{-2} und 10 b liegen. Unter diesen Bedingungen mußte schon mit Anregung der inneren Frei-

heitsgrade, mit Dissoziation und evtl. mit schwacher Ionisation der Teilchen gerechnet werden.

Die Hochtemperaturwerte der thermophysikalischen Eigenschaften können theoretisch oder experimentell bestimmt werden. Theoretische Berechnung ist meistens schneller und billiger, die Ergebnisse müssen allerdings experimentell nachgeprüft werden. Die Experimente bei hohen Temperaturen sind sehr schwierig und aufwendig und können nur für relativ wenige Stoffe und im begrenzten Temperatur- und Druckbereich durchgeführt werden. Die erwähnte Analyse [1] hat weiter gezeigt, daß für die Berechnung der thermodynamischen Eigenschaften gute Unterlagen zur Verfügung stehen. Dies gilt aber nicht für die Transporteigenschaften. Ein Beweis dafür bringt die Abb. 1 [2], die den Einfluß der benutzten Modelle der molekularen Wechselwirkung auf die Viskosität von Luft darstellt.

Aus diesen Gründen und mit Rücksicht auf unsere Möglichkeiten haben wir als effektiv empfunden die thermodynamischen Funktionen überwiegend theoretisch zu bestimmen und die Transporteigenschaften noch dazu experimentell zu untersuchen.

2. Allgemeine Unterlagen

Die wichtigsten Unterlagen zur Behandlung des Problems können aus der Boltzmann-Gleichung abgeleitet werden. Es handelt sich um die drei Erhaltungsgesetze, weiter um die Berechnung der thermodynamischen Eigenschaften (oder der s. g. Gleichgewichtseigenschaften) und schliesslich um die Berechnung der Transport-(Nichtgleichgewichts-) Eigenschaften.

Wie bekannt, folgen die drei Grundgleichungen, d. h. die Kontinuitäts-, die Impuls- und die Energiegleichung, aus der Boltzmann-Gleichung [3]

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \left(\vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} \right) + \frac{1}{m_i} \left(\vec{F}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} \right) = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_s, \quad (1)$$

wobei man die Form der Verteilungsfunktion f_i nicht berücksichtigen braucht. Aus der Boltzmann-Gleichung geht man erst in die verallgemeinerte Enskog-Gleichung über,

$$\frac{\partial (n_i \hat{\psi}_i)}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} n_i \widehat{\psi_i \vec{v}_i} \right) - n_i \left[\frac{\partial \hat{\psi}_i}{\partial t} + \left(\vec{v}_i \frac{\partial \hat{\psi}_i}{\partial \vec{r}} \right) + \left(\frac{\vec{F}_i}{m_i} \frac{\partial \hat{\psi}_i}{\partial \vec{v}_i} \right) \right] = \int \psi_i \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_s d\vec{v}_i \quad (2)$$

in der statt der Verteilungsfunktion f_i eine allgemeine (willkürliche) molekulare GröÙe ψ_i auftritt. Diese GröÙe kann sukzessiv gleich der Masse ($\psi_i = m_i$), dem Impuls ($\psi_i = m_i \vec{v}_{ii}$) und der Energie ($\psi_i = \frac{1}{2} m_i v_{ii}^2$) des Moleküls gesetzt werden. Unter der Voraussetzung, daß die Moleküle feste, elastische Kugeln sind und daß sich ihre Masse, Impuls und Energie während der StöÙe nicht ändern, kann die rechte Seite der Gl. (2), die den Einfluß der StöÙe beschreibt, gleich Null gesetzt werden. Nach den Umformungen folgen aus (2) die erwähnten Grundgleichungen

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} n_i \vec{v}_{si} \right) = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \rho \vec{v}_0 \right) = 0, \quad (3)$$

läßt, stehen in der Literatur (z.B. [7, 8]) mehrere iterative Verfahren und Rechenprogramme zur Verfügung. Wir konnten uns deshalb auf ein bewährtes Rechenverfahren stützen, das Programm wurde allerdings neu zusammengestellt. Numerische Berechnungen gingen dann schrittweise von einfacheren Gasgemischen und homogenen Reaktionen vor, zu einer Anzahl von etwa 32 Komponenten im Gemisch aus neutralen und geladenen Teilchen, in dem sowohl homogene als auch heterogene Reaktionen ablaufen.

Das Rechenverfahren wurde zur Ermittlung der Kompressibilität, Enthalpie und Entropie von technisch wichtigen Gasen benutzt, wobei für Wasserdampf im Bereich zwischen 1000 - 5000°K und 0,01 - 100 b und für Verbrennungsgase im Bereich 1000 - 6000K und 0,01 - 30 b ausführliche Ergebnisse in Tabellenform vorliegen [9, 10]. Für Verbrennungsgase wurde auch die elektrische Leitfähigkeit berechnet. Bei der Berechnung von thermodynamischen Größen hat man ebenfalls den Einfluß des realen Gasverhaltens mitberücksichtigt, die Strahlung konnte aber in dem in Frage kommenden Temperaturbereich vernachlässigt werden.

Oft stellen die Molanteile und die thermodynamischen Größen kein Endergebnis dar, sondern werden nur als Ausgangswerte für weitere umfangreiche Berechnungen auf einer Rechenanlage benötigt. D. h., man muß dann entweder die gespeicherten Tabellenwerte interpolieren,

oder für jeden Gaszustand diese Größen immer wieder neu berechnen. Beides kann natürlich den Bedarf an Speicherplätzen oder an Rechenzeit übermäßig vergrößern. Es wurde versucht diese Nachteile durch den Übergang zur analytischen Darstellung von thermodynamischen Funktionen zu beseitigen. Die hierfür als geeignet gefundene Funktion (sog. natürliche Wachstumskurve)

$$y = y_1 + \frac{y_2 - y_1}{1 + \exp F_y(p, T)} + \delta_y \quad (18)$$

bietet eine naturgetreue Wiedergabe des Temperaturverlaufes der meisten thermodynamischen

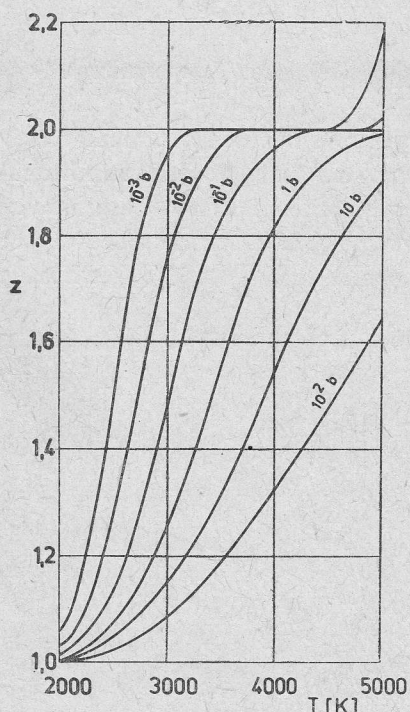


Abb. 2. Kompressibilität von dissoziiertem CO₂ [12]

Funktionen ($y \in (z, h, s)$) und läßt sich zugleich auf dem Digital-Rechner sehr effektiv numerisch bearbeiten. (Die Werte y_1 bzw. y_2 in Gl. (18) beziehen sich auf die Gleichgewichts-Gaszusammensetzung im Ausgangs- bzw. Endzustand). Diese Methode wurde [11, 12] bei technischen Gasen (z. B. O₂, N₂, CO₂, H₂O und Luft) erfolgreich angewandt, wobei festgestellt werden konnte, daß sich die thermodynamischen Größen mit einer Genauigkeit

von etwa 1% – die etwa der Genauigkeit der tabellierten Daten gleich ist – darstellen lassen. Es wurde weiter gezeigt, daß die Rechenzeiterparnis desto größer wird, je komplizierter das behandelte Gasgemisch wird. So ist z.B. bei CO_2 diese Näherungsrechnung etwa um den Faktor 50 schneller als das übliche iterative Verfahren. Als Beispiel ist in der Abb. 2 die Kompressibilität des dissoziierenden CO_2 aufgetragen.

Experimentell hat man auf dem Gebiet der thermodynamischen Eigenschaften die Möglichkeit einer Kontrolle der Gaszustandsgleichung untersucht, indem man die optisch gemessene Dichte eines (im Stoßrohr) aufgeheizten Gases mit der auf Grund anderer Meßdaten aus der Zustandsgleichung ermittelten Dichte verglichen hat [13, 14].

4. Transporteigenschaften der Hochtemperaturgase

Wie bereits gezeigt wurde, konnte man allgemein nicht erwarten, daß sich zuverlässige Werte der Transportkoeffizienten alleine auf rechnerischem Wege gewinnen lassen. Das Experimentieren bei hohen Temperaturen ist allerdings mit großen Schwierigkeiten verbunden. Beide Aufgaben, d.h. theoretische Berechnung und das Experimentalstudium von Transporteigenschaften stellen ein umfangreiches Arbeitsgebiet dar. Deshalb haben wir uns auf die – unseres Erachtens – für die Hochtemperaturtechnik wichtigste Problematik beschränkt und uns vorwiegend auf das Studium der Wärmeleitfähigkeit orientiert.

4.1. Die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit wurde für einige technisch wichtige Gase (Ar , H_2 , N_2 , CO , CO_2) und spezielle Gasgemische (He-Ar , He-Xe , $\text{H}_2\text{-Ar}$) auf Grund der exakten kinetischen Theorie der einatomigen Gase berechnet. Die Dissoziation wurde dabei berücksichtigt. Das Rechenprogramm zur Behandlung komplizierter, schwach ionisierter Gasgemische (Verbrennungsgase) wird z. Z. vorbereitet. Die zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit erforderliche Gleichgewichtszusammensetzung und die thermodynamischen Funktionen des Gasgemisches wurden gemäß Abs. 3 numerisch ermittelt.

Die Gesamtwärmeleitfähigkeit wurde danach als Summe der einzelnen, für den Wärmetransport verantwortlichen Komponenten berechnet:

$$\lambda = \lambda_F + \lambda_R, \quad (19)$$

$$\lambda_F = \lambda_{TR} + \lambda_{IN}, \quad \lambda_R = \lambda_{RD} (+ \lambda_{RTD}). \quad (20a, b)$$

Die translatorische Komponente λ_{TR} eines Gemisches ergibt sich aus der exakten kinetischen Gastheorie in der Determinantenform [15]

$$\lambda_{TR} = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{11}^{11} & \dots & L_{1\mu}^{11} & x_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{\mu 1}^{11} & \dots & L_{\mu\mu}^{11} & x_\mu \\ x_1 & \dots & x_\mu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11}^{11} & \dots & L_{1\mu}^{11} \\ \vdots & & \vdots \\ L_{\mu 1}^{11} & \dots & L_{\mu\mu}^{11} \end{vmatrix}}. \quad (21)$$

Die Elemente L_{ii}^{11} bzw. L_{ij}^{11} in (21) sind z. B. in [3] als komplizierte Funktionen

$$L_{ii}^{11} = L_{ii}^{11}(p, T, x_{i,k}, M_{i,k}, \lambda_i, D_{ik}, A_{ik}^*, B_{ik}^*), \quad (22a, b)$$

$$L_{ij}^{11} = L_{ij}^{11}(p, T, x_{i,j}, M_{i,j}, D_{ij}, A_{ij}^*, B_{ij}^*)$$

angegeben.

Der Komponente

$$\lambda_{IN} = \sum_{i=1}^{\mu} x_i \lambda_i A_i^* \frac{0,038488 C_v - 0,48}{\sum_{j=1}^{\mu} (x_j D_{ij} / D_{ij})} \quad (23)$$

mit
$$\lambda_i = 2,632 \cdot 10^{-23} \frac{\sqrt{T/M}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}(T_i^*)} \quad (24)$$

und
$$A_i^* = \frac{\Omega_i^{(2,2)*}(T_i^*)}{\Omega_i^{(1,1)*}(T_i^*)}, \quad (25)$$

die den Beitrag der inneren Freiheitsgrade bei mehratomigen Gasen repräsentiert, wurde die modifizierte, jedoch temperaturabhängige Eucken-Korrektur zugrundegelegt.

Für die Reaktionskomponente λ_{RD} eines Gleichgewichtssystems mit r chemischen Reaktionen und μ chemischen Substanzen k gilt [16, 17]

$$\lambda_{RD} = - \frac{1}{RT^2} \frac{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1r} & \Delta H_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ A_{r1} & \dots & A_{rr} & \Delta H_r \\ \Delta H_1 & \dots & \Delta H_r & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1r} \\ \vdots & & \vdots \\ A_{r1} & \dots & A_{rr} \end{vmatrix}}. \quad (26)$$

Die Elemente A_{st} ergeben sich aus

$$A_{st} = \sum_{k=1}^{\mu-1} \sum_{l=k+1}^{\mu} \frac{RT}{p D_{kl}} x_k x_l \left[\frac{v_{sk}}{x_k} - \frac{v_{sl}}{x_l} \right] \left[\frac{v_{tk}}{x_k} - \frac{v_{tl}}{x_l} \right], \quad (s, t = 1 \dots r). \quad (27)$$

Hier bedeutet

$$\Delta H_s = \sum_{k=1}^{\mu} v_{sk} H_k$$

die Reaktionsenthalpie der s -ten Reaktion ($s=1, \dots, t, \dots, r$). Für die stöchiometrischen Koeffizienten der k -ten Komponente in der s -ten Reaktion gilt

$$\sum_{k=1}^{\mu} v_{sk}(k) = 0, \quad (s=1, \dots, t, \dots, r).$$

Für die Komponente λ_{RTD} läßt sich aus der Energiegleichung folgender Ausdruck ableiten:

$$\lambda_{RTD} = \sum_i \frac{I_i D_i^T}{T M_i} + RT \sum_i \frac{D_i^T}{x_i M_i} \left[\left(\frac{\partial x_i}{\partial T} \right)_p - \frac{R}{p} \sum_{j \neq i} \frac{1}{D_{ij}} \left(x_i \frac{D_j^T}{M_j} - x_j \frac{D_i^T}{M_i} \right) \right]. \quad (28)$$

Die Berechnung der Thermodiffusionskoeffizienten D^T ist sehr mühsam, weshalb die Aus-

wertung des Beitrags von λ_{RTD} zur gesamten Wärmeleitfähigkeit vorläufig nur in binären Gasgemischen vorgenommen wurde.

Die Abhängigkeit der Transporteigenschaften von dem angewandten Wechselwirkungspotential, die z.B. für die Viskosität aus der Abb. 1 ersichtlich ist, macht sich auch bei der Wärmeleitfähigkeit stark bemerkbar. Dies geht aus den Gleichungen (21) - (28) hervor, die die Stoßintegrale Ω^* bzw. die Funktionen A^* und B^* enthalten. Aus der Vielfalt der Potentialfunktionen haben wir das (für nichtpolare Gase) bei normalen Temperaturen gut bewährte Lennard-Jonessche (12 - 6) Potential

$$\varphi(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (29)$$

und für polare Gase das Stockmayerse Potential ausgewählt. Die Parameter σ und ε in Gl. (29) haben ebenfalls einen recht großen Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeitswerte, wie z.B. die Rechenergebnisse für dissoziierenden Stickstoff [18] gezeigt haben. Diese Berechnungen dienen nicht nur zur Untersuchung des für die Wechselwirkung von Atomen und Molekeln unklaren Einflusses von σ und ε , sondern haben solche Parameter geliefert, die mit den Meßwerten ganz gut übereinstimmen. Weitere Rechenwerte für Argon, Wasserstoff, Kohlenmonoxid und einige Gasgemische, die in verschiedenen Konzentrationen zum Studium der Thermodiffusion herangezogen wurden (z. B. He-Ar, He-Xe usw.), liegen ebenfalls bereits vor [19, 20, 21]. In der Abb. 3 ist z. B. die Wärmeleitfähigkeit eines He-Ar-Gemisches und der Thermodiffusionsanteil für drei Konzentrationen dargestellt.

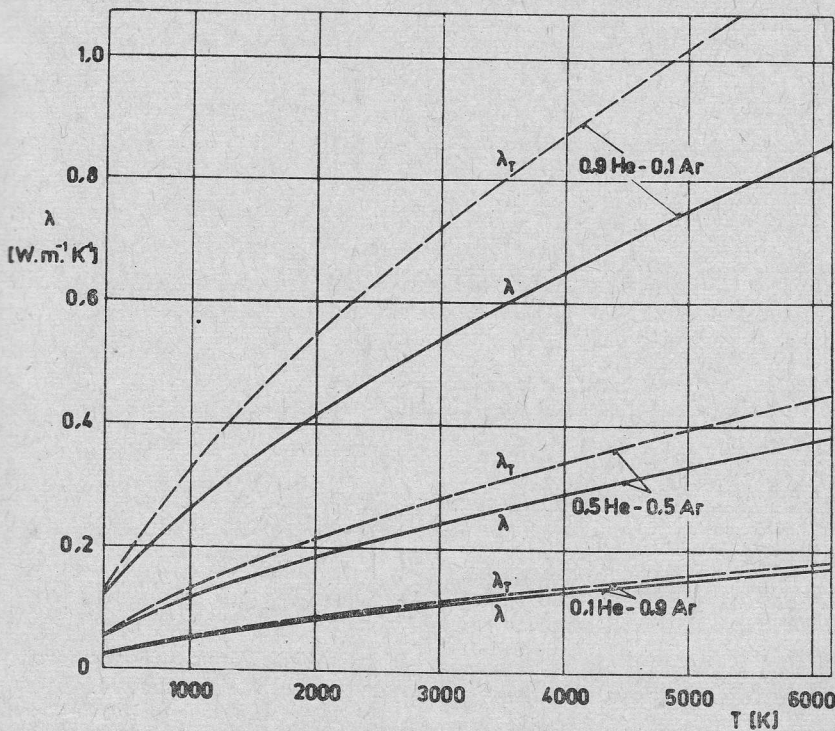


Abb. 3. Wärmeleitfähigkeit von He-Ar Gemisch
 λ , λ_T — eigene Rechenwerte ohne und mit Thermodiffusion

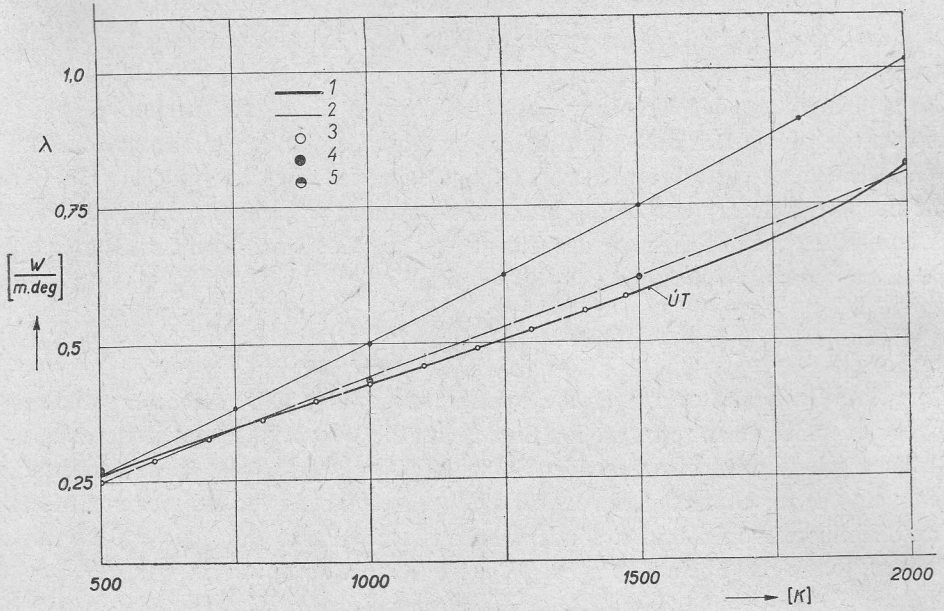


Abb. 4. Wärmeleitfähigkeit von Wasserstoff

1 – eigene Rechenwerte, 2 – Rechenwerte [22], 3 – Experimentalwerte [23], 4 – Experimentalwerte [24], 5 – Experimentalwerte [25]

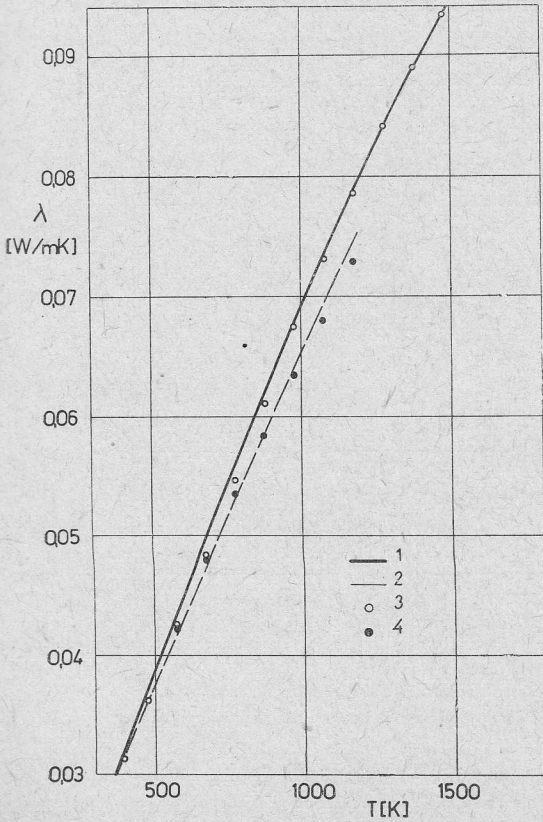


Abb. 5 Wärmeleitfähigkeit von Kohlenmonoxid.

1 – eigene Rechenwerte [26], 2 – Rechenwerte [23], 3 – Experimentalwerte [27], 4 – Experimentalwerte [23]

Alle Berechnungen wurden im Temperaturbereich zwischen der Umgebungstemperatur und etwa 5000 - 7000K durchgeführt. Für einatomige Gase hat man sich auf den Atmosphärendruck beschränkt, bei den dissoziierenden mehratomigen Gasen wurde die Druckabhängigkeit von λ etwa im Bereich zwischen 10^{-2} und 10, bzw. 10^2 b berücksichtigt. Die Korrektur auf das reale Gasverhalten konnte in diesem Druckbereich noch vernachlässigt werden.

Der Vergleich unserer Rechenergebnisse mit den Meßdaten, die noch etwa bis 1500 - 2000K in der Literatur vorliegen, hat meistens eine recht gute Übereinstimmung beider Werte gezeigt. Aus der Abb. 4 ist dies z.B. für Wasserstoff und aus der Abb. 5 für Kohlenmonoxid [26] gut ersichtlich.

4.2. Die Messung der Wärmeleitfähigkeit

Zur Prüfung der Ergebnisse der angeführten Näherungsrechnung und der angewandten Unterlagen dienten eigene Experimente.

Die meistbenutzten Meßmethoden sind entweder für den Temperaturbereich zwischen etwa 1500 - 2000K geeignet [28, 29], oder lassen sich erst bei Temperaturen oberhalb etwa 6000K anwenden [30, 31].

Für unsere Messungen im Temperaturbereich zwischen etwa 1500 und 6000K erwies sich als besonders günstig die instationäre Methode, die sich auf das Studium der Temperaturgrenzschicht bei der Wärmeübertragung zwischen heißem Gas und kalter Wand stützt. Der Grundgedanke stammt von Smiley [32].

Die Aufheizung des Testgases erfolgt im Stoßwellenrohr, in dem sich hinter der reflektierten Stoßwelle eine stagnierende Gassäule mit konstanter hoher Temperatur und konstantem Druck ausbildet. Zur Ermittlung der Wärmeleitzahl kann entweder der Temperaturverlauf in der Endplatte des Stoßrohres vorgelagerten Temperaturgrenzschicht oder der Oberflächentemperaturanstieg an der Endplatte herangezogen werden. Die Temperaturgrenzschicht läßt sich optisch (spektroskopisch oder interferometrisch) sondieren, die Oberflächentemperatur mißt man mit einem Dünnschichtswiderstandsthermometer.

Das Auswerteverfahren geht aus der eindimensionalen Wärmeleitungs- und Kontinuitätsgleichung hervor:

$$\rho C_d \left(\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (30)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho w) = 0. \quad (31)$$

Nach der Substitution und Umformung ergibt sich daraus die resultierende gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{\lambda \rho}{\lambda_g \rho_g} \frac{dT}{dy} \right) + 2 \frac{C_p}{C_{pg}} y \frac{dT}{dy} = 0, \quad (32)$$

die der Meßmethode gerecht wird.

Mit dem Gradienten

$$W' = \frac{dW}{dy} = \frac{\lambda \rho}{\lambda_g \rho_g} \frac{dT}{dy}$$

und der Funktion

$$\beta = \frac{\lambda \rho C_p}{\lambda_g \rho_g C_{pg}}$$

folgt aus Gl. (32)

$$\frac{dW'}{dy} + 2 \frac{C_p^2}{C_{pg}^2} \frac{y}{\beta} W' = 0. \quad (33)$$

Aus dieser Gleichung erhalten wir für den Gradienten W'_0 im Gas näherungsweise

$$W'_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{T_g}^{T_N} \sqrt{\beta} dT. \quad (34)$$

Für denselben Gradienten, jedoch in der festen Wand gilt nach der Theorie der instationären Wärmeleitung [33] in ähnlicher Weise

$$W'_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{(\lambda \rho C)_w}{(\lambda \rho C_p)_g}} (T_g - T_0). \quad (35)$$

Die gemessene Temperaturdifferenz $T_g - T_0$ hängt von der Gastemperatur T_N (und im dissoziierten Gas auch vom Druck p) ab. Die resultierende Wärmeleitfähigkeit ergibt sich dann aus den Gl. (34) und (35) in der Form:

$$\lambda = \frac{(\lambda \rho C)_w}{\rho C_p} \left[\left(\frac{\partial f(T_N, p)}{\partial T_N} \right)_p \right]^2. \quad (36)$$

Zur Ermittlung der Wandeigenschaften $(\lambda \rho C)_w$ haben wir die Methode eines Bezugspunktes herangezogen. Alle Voraussetzungen und Einschränkungen wurden experimentell überprüft.

Als Ergebnis der durchgeführten Messungen liegen Wärmeleitzahlen für Ar, N₂, CO, CO₂ und verschiedene He-Ar-, He-Xe- und H₂-Ar-Gemische im Temperaturbereich (je nach Gasart bzw. — Zusammensetzung) zwischen etwa 1000 (1500) und (4000) 7000K vor. Als Beispiel sind die Meßwerte für dissoziierendes N₂-N-Gemisch und für drei He-Ar-Gemische in den Abb. 6 und 7 dargestellt.

Die Genauigkeit der Meßergebnisse liegt (je nach Gas) zwischen etwa 8% und 25%. Im Vergleich mit den klassischen Methoden ist die Genauigkeit geringer, reicht jedoch völlig aus, um die Anwendbarkeit der exakten kinetischen Theorie einatomiger Gase zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit auch im Hochtemperaturgebiet zu überprüfen. Es wurde festgestellt, daß dieses Phänomen bei vielen technischen Gasen die Lennard-Jonesche

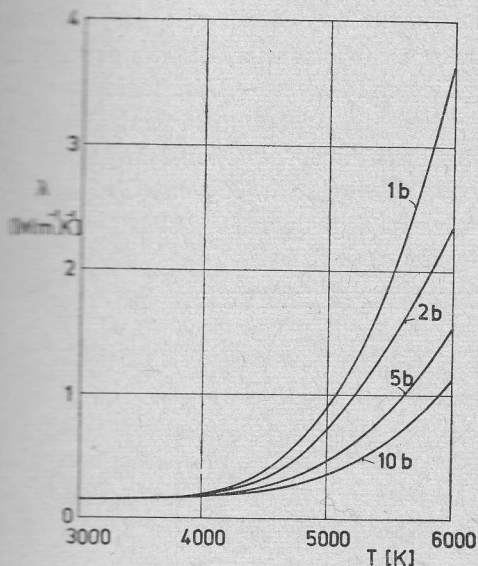


Abb. 6. Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff.
Eigene Meßwerte [26]

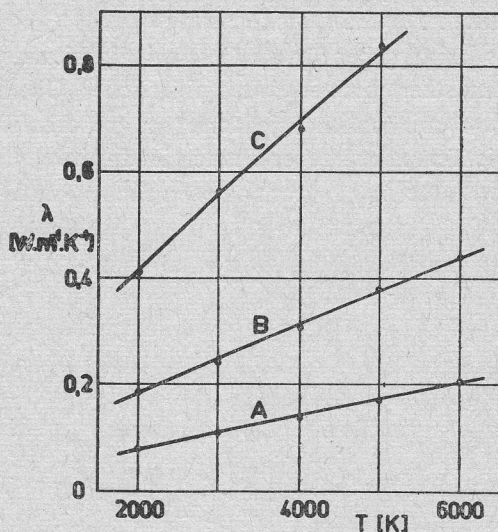


Abb. 7. Wärmeleitfähigkeit von He-Ar Gemisch.
Eigene Meßwerte [21]

A) 0,1 He - 0,9 Ar, B) 0,5 He - 0,5 Ar, C) 0,9 He - 0,1 Ar

(12-6) Potentialfunktion mit geeigneten Parametern σ und ε gut wiedergibt und daß diese Parameter, die für den normalen Temperaturbereich gelten, in vielen Fällen in annehmbarer Näherung auch bei hohen Temperaturen angewandt werden können.

5. Die Experimentaleinrichtung

Zur Aufheizung des Testgases auf hohe Temperatur haben wir ein zylindrisches Membranstoßwellenrohr angewandt. Es ist vorwiegend für thermophysikalische Messungen gedacht und als ein universelles Baukastensystem ausgelegt (Abb. 8) [34]. Es kann alternativ als ein zweistufiges Stoßrohr mit einem Konfusor zwischen dem Hochdruck- (Mitteldruck-) und Niederdruckteil und mit einer oder zwei Membranen oder als einfaches Stoßrohr mit konstantem Querschnitt und einer Membrane betrieben werden. Der Durchmesser des Meßteils ist 50 mm, des Hochdruck- und Mitteldruckteils alternativ 100 mm oder auch 50 mm. Die Gesamtlänge der Anlage beträgt etwa 8,5 m. Die Anlage ist für einen Betriebsdruck von 150 b ausgelegt. Als Treibgas wurden Wasserstoff oder Helium, für schwächere Stöße H_2 -Ar-Gemische oder Luft verwendet. Der Anfangsdruck der Testgase lag in der Größenordnung von 1 bis 10^2 Torr, um den Gasdruck hinter der Stoßwelle im gewünschten Bereich zu erhalten.

Die wichtigsten Meßgrößen, die direkt zur Auswertung dienen, sind die Geschwindigkeit der primären Stoßwelle, der Gasdruck hinter der einfallenden bzw. reflektierten Stoßwelle, der Oberflächentempersprung an der Endplatte nach der Reflexion der Stoßwelle und evtl. der Verlauf der Gasdichte vor der Endplatte. Die Temperatur und der Druck des Gases an der Meßstelle im realen Zustand wurde ebenfalls theoretisch berechnet und sowohl zur Auswertung, als auch zur Rückkontrolle der Meßwerte herangezogen.

Als Meßgeräte dienten Oszilloskope, Zeitintervallmesser und verschiedene optische Mittel. Für die Druckmessung wurden Quarzdruckgeber (Vibrometer, Kistler) eingesetzt, als Impulsgeber für die Geschwindigkeitsmessung dienten Miniatur – Dünnschichtwiderstandsthermometer mit zylindrischer Oberfläche und die Wandoberflächentemperatur wurde mit ähnlichen, jedoch etwas größeren Thermometern mit ebener Oberfläche gemessen. Die Temperaturgeber wurden im Institut entwickelt und hergestellt [35]; ihre Gesamtzeitkonstante mit angeschlossenen Kabeln und Verstärkern liegt unter 10^{-6} s.

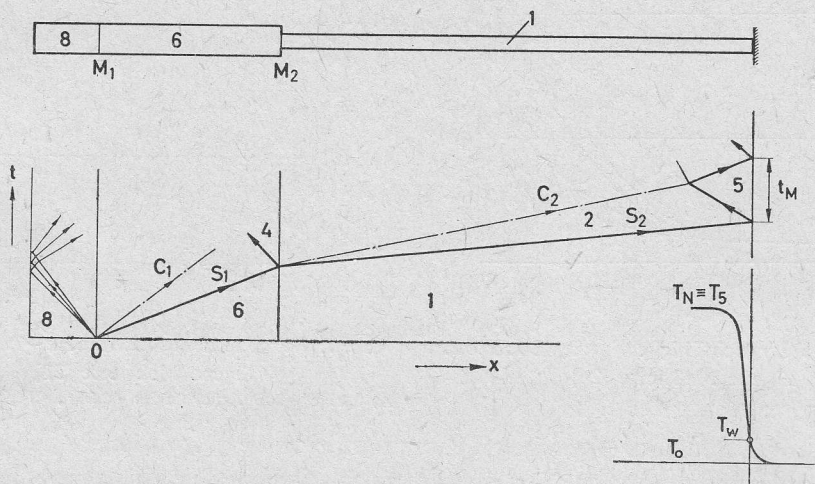


Abb. 8. Schema des Stoßwellenrohres, Ort-Zeit Diagramm und Temperaturgrenzschicht vor der Endplatte

1, 6, 8 – Meß-, Mitteldruck- und Hochdruckteil, M – Membranen, S – Stoßwelle, C – Kontaktzone, t_M – Meßzeit an der Endplatte nach der Reflexion der Stoßwelle

Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung konnte immer unter 1 %, die Genauigkeit der Druckmessung unter 5 % und der Wandtemperaturmessung zwischen 2 und 5 % gehalten werden.

Zur Kontrolle des zur Berechnung der Gaseigenschaften hinter der Stoßwelle entwickelten Rechenverfahrens [36] wurde die Zweistrahl-Spektrallinienumkehrmethode herangezogen [37]. Diese hat sich gleichzeitig als ein brauchbares Mittel zur Untersuchung von Relaxationserscheinungen bewährt.

Zur Messung der Gasdichte bzw. des Brechungsindex wurde ein interferometrisches Verfahren eingesetzt und das dazu erforderliche Mach-Zehnder – Mikrowinterferometer entwickelt und gebaut [38].

6. Gasdynamisches Verhalten der Testgase im Stoßwellenrohr

Die gasdynamischen Probleme in Stoßwellen wurden in der umfangreichen Literatur weitgehend gelöst.

Unsere Aufgabe war deshalb vor allem zur Kenntnis des Betriebsverhaltens des vorliegenden Stoßwellenrohres beizutragen und besonders die Möglichkeit der Einstellung bzw. Aufrechterhaltung der für weitere Messungen benötigten Bedingungen zu über-

prüfen. Wir untersuchten u.a. den Einfluß des Konfusors auf die Strömung im Stoßwellenrohr [39], den Einfluß der anwachsenden Grenzschicht auf die Bewegung der Stoßfront [40, 41], die Wechselwirkung dieser Grenzschicht mit der reflektierten Stoßwelle (die s.g. λ -Konfiguration) und deren Einfluß auf die Stoßfrontgeschwindigkeit. Daraus konnte man u.a. auf die optimalen Meßzeiten und auf die Abweichungen vom idealen Gasverhalten bzw. vom thermodynamischen Gleichgewicht im Raum sowie hinter der einfallenden als auch hinter der reflektierten Stoßwelle schliessen. Die das Treib- und Testgas trennende Mediengrenze (Kontaktzone) spielt in der Stoßwellenrohrtechnik ebenfalls eine wesentliche Rolle. In Zusammenarbeit mit dem ZIE-VI d. DAW Jena haben wir die Erweiterung der Kenntnisse über die Eigenschaften der Kontaktzone angestrebt. Es wurde die Lage und das Profil der Kontaktzone in unserem mit H_2 und Ar arbeitenden Membranstoßwellenrohr gemeinsam experimentell erfaßt [42]. Die in Jena dazu neuentwickelte Meßmethodik geht aus dem Studium der Wechselwirkung zwischen der Strömung im Stoßwellenrohr und einer Glimmentladung hervor und wurde durch unabhängige Meßmittel (Filmthermometer, Interferometrie) nachgeprüft.

7. Zusammenfassung

Der vorliegende Beitrag berichtet über einige Ergebnisse, die auf dem Gebiet der thermophysikalischen Eigenschaften von Hochtemperaturgasen im Institut für Thermomechanik d. Tsch. Akad. d. Wiss. im Rahmen des dreiseitigen Zusammenarbeitsvertrages (DAW, PAN, ČSAV) in den letzten Jahren erreicht wurden.

Die Forschungsarbeiten wurden gleichzeitig auf theoretische Berechnung der thermodynamischen Funktionen, auf theoretische und experimentelle Bestimmung der Transportkoeffizienten und auf die Entwicklung der entsprechenden Meßmethodik und Experimentaltechnik orientiert.

Thermodynamische Funktionen einiger technisch wichtiger zwei- und dreiatomiger Gase (H_2 , N_2 , O_2 , H_2O , CO_2) und komplizierter Gasmischungen (Verbrennungsgase mit Ionisationszugaben) wurden zwischen etwa 1000 und 5000K, und 10^{-2} und 10^2 b d.h. auch im Dissoziations- bzw. Ionisationsbereich, berechnet.

Aus den Transporteigenschaften wurde die thermische Leitfähigkeit, als das komplizierteste Phänomen, zunächst theoretisch aufgrund der exakten kinetischen Theorie für einatomige Gase untersucht. Die Rechenwerte für Ar, H_2 , N_2 , CO, CO_2 und einige Gasmischungen etwa in dem o.a. Bereich liegen vor.

Zur Prüfung der Anwendbarkeit dieser Näherungsrechnung bzw. der Parameter des angewandten Wechselwirkungspotentials dienten eigene experimentelle Wärmeleitfähigkeitswerte. Diese folgten aus der Messung des Wärmestromes, der aus der Gassäule in die Endplatte eines Membranstoßwellenrohres übergeht. Das Testgas wurde dabei durch die Reflexion der Stoßwelle erhitzt.

Die zur Durchführung dieser Experimente notwendigen Meßmethoden, Meßeinrichtungen und Diagnostik-Verfahren mußten entwickelt bzw. aufgebaut werden.

Im Zusammenhang mit der Wärmeleitfähigkeitsmessung wurde auch das gasdynamische Verhalten der Testgase im Stoßwellenrohr untersucht.

Die gewonnenen Erfahrungen und zur Verfügung stehenden Meßverfahren und -mittel bilden schließlich eine gute Basis für das Studium der Nichtgleichgewichtserscheinungen in Hochtemperaturgasen.

Literatur

- [1] J. Mařtovský, K. Źitný, Forschungsbericht des ÚT ČSAV, Nr 166/63.
- [2] P. E. Liley, *Survey of recent work on the viscosity, thermal conductivity and diffusion of gases and gas mixtures*. Thermod. and Transport Prop. of Gases, Liquids and Solids, Mc Graw Hill, New York 1959, S. 40.
- [3] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, R. B. Bird, *Molecular theory of gases and liquids*. 2nd print. Wiley, New York 1964.
- [4] I. N. Godnev, *Vychislenie termodinamicheskikh funkciij po molekulyarnym dannym*. GITTL, Moskva 1956 (deutsche Übersetzung: DVW, Berlin 1963).
- [5] J. R. Partington, *An advanced treatise on physical chemistry*. Longmans, Green, New York 1949.
- [6] S. Chapman, T. G. Cowling, *The mathematical theory of non-uniform gases*. 2nd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge 1952.
- [7] A. S. Pleschanov, *Obščij rasčot sostava i termodinamicheskij analiz proizvolnyh reagiruyuschich gazovyh sistem. Fiz. gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokikh temperatur*. Izd. AN SSSR, Moskva 1962, S. 3.
- [8] K. K. Neumann, K. F. Knoche, *Thermodynamische Berechnungen für Plasmen*. Chemie-Ing.-Technik, **35** (1963), 631.
- [9] V. Kmoniček, *The thermodynamic functions of dissociating steam in the range 1000 to 5000 K, 0.01 to 100 b*. Rozpravy ČSAV, řada technických věd, **77** (1967), No. 1.
- [10] V. Kmoniček, Š. Veis, V. Hoffer, *Tables of the thermodynamic functions and electrical conductivity of the seeded combustion gases in the range 1000 to 6000 K, 0.01 to 30 b*. Rozpravy ČSAV, řada technických věd, **81** (1971), No. 4.
- [11] V. Kmoniček, V. Hoffer, *Approximate analytic expressions of the thermodynamic functions of dissociating steam*. J. Mech. Eng. Sci. **9** (1967), 226.
- [12] V. Kmoniček, *Příspěvek k analytické interpretaci termodynamických funkcí plynů za vysokých teplot*. Strojnický časopis **19** (1968), 339.
- [13] F. Slepíčka, *Možnosti experimentálního ověření termodynamických funkcí disociujících plynů v rázové trubici*. Strojnický časopis **19** (1968), 331.
- [14] F. Slepíčka, J. Bláha, *Bestimmung thermodynamischer Eigenschaften von Gasen im Hochtemperaturbereich*. Prace IMP, No. 54 - 55 (1971), 11.
- [15] C. Muckenfuss, C. F. Curtiss, *Thermal conductivity of multicomponent gas mixtures*. J. Chem. Phys. **29** (1958), 1273.
- [16] J. N. Butler, R. S. Brokaw, *Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium*. J. Chem. Phys. **26** (1957), 1636.
- [17] R. S. Brokaw, *Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium II*. J. Chem. Phys. **32** (1960), 1005.
- [18] J. Mařtovský, *Tepelná vodivost dusíku za vysokých teplot*. Bericht des ÚT ČSAV, Z-233/66.
- [19] V. Kmoniček, J. Mařtovský, J. Malešák, *Tepelná vodivost dusíku a argonu za vysokých teplot*. Strojnický časopis **19** (1968), 348.
- [20] J. Mařtovský, *Tepelná vodivost kyslíčníku uhelnatého do 5000 K*. Bericht des ÚT ČSAV, Z-300/70.
- [21] J. Mařtovský, *Výšetřování tepelné vodivosti a vlivu termodifuze u směsi helia a argonu za vysokých teplot*. Bericht des ÚT ČSAV, Z-317/71.
- [22] J. T. Vanderslice, S. Weissman, E. A. Mason, R. J. Fallon, *High-temperature transport properties of dissociating hydrogen*. Phys. Fluids, **5** (1962), 155.

- [23] H. Geier, K. Schäfer, *Wärmeleitfähigkeit von reinen Gasen und Gasgemischen zwischen 0° und 1200°C*. Allg. Wärmetechnik **10** (1961), 70.
- [24] N. C. Blais, J. B. Mann, *Thermal conductivity of helium and hydrogen at high temperatures*. J. Chem. Phys. **32** (1960), 1459.
- [25] D. L. Timrot, A. S. Umanskij, V. V. Koroleva, *Teploprovodnost' geliya, vodoroda i argona pri vysokikh temperaturach*. Sb.: *Teplofizicheskie svoistva zhidkosti i gazov pri vysokikh temperaturach i plazmy*, tom II. Izd. KSMIP, Moskva 1969.
- [26] J. Maštovský, F. Slepíčka, *Messung der Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff und Kohlenmonoxid bei hohen Temperaturen im Stoßwellenrohr*. Wärme- und Stoffübertragung, **3** (1970), 237.
- [27] S. C. Saxena, G. P. Gupta, *The column method of measuring thermal conductivity of gases: Results of carbon monoxide and oxygen in the temperature range 350 to 1500°K*. Univ. of Illinois, Coll. of Engng. TR-E 23 (1969).
- [28] S. C. Saxena, *Measurement of thermal conductivity of gases*. 7th Conf. on Thermal Conductivity. NBS Publication **302** (1968), 539.
- [29] N. V. Cederberg, *Teploprovodnost' gazov i zhidkosti*. Gosenergoizdat, Moskva 1963.
- [30] R. Wienecke, *Über eine experimentelle und theoretische Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit des Plasmas eines Hochstromkohlebogens*. Z. Physik, **146** (1956), 39.
- [31] F. Burhorn, *Berechnung und Messung der Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff bis 13000°K*. Z. Physik, **155** (1959), 42.
- [32] E. F. Smiley, *The measurements of the thermal conductivity of gases at high temperatures with a shock tube; Experimental results in argon at temperatures between 1000 and 3000°K*. Ph. D. Thesis, Catholic University of America, Washington (1957).
- [33] A. V. Lykov, *Teoria teploprovodnosti*. GITTL, Moskva 1952.
- [34] J. Maštovský, *Rázová trubice ÚT ČSAV pro výzkum termofyzikálních vlastností plynů*. Strojnický časopis **16** (1965), 148.
- [35] V. Kmoníček, B. Korejs *et. al.*, Tschechosl. Pat. 123 307; Brit. Pat. 1,085 506; Schweiz. Pat. 447 652.
- [36] F. Slepíčka, V. Kmoníček, O. Šifner, V. Hoffer, *Univerzální program výpočtu stavu reálného plynu za primární a odraženou rázovou vlnou*. Bericht des ÚT ČSAV, Z-309/70.
- [37] O. Šifner, *Experimental equipment for gas temperature measurement in shock tube by the spectrum-line reversal method*. Prace IMP, No. 54 - 55 (1971), 269.
- [38] J. Blaha, *Interferometr pro měření na rázové trubici*. Strojnický časopis **19** (1968), 393.
- [39] F. Slepíčka, *Der Einfluß einer Düse auf die Strömung im Stoßrohr*. Prace IMP, No. 34 (1967), 149.
- [40] F. Slepíčka, *Einfluß der Grenzschicht auf die Bewegung der reflektierten Stoßwelle*. Prace IMP, No. 49 (1969), 191.
- [41] F. Slepíčka, *Attenuation in shock tubes*. Phys. Fluids **9** (1966), 1865.
- [42] L. Rothhardt, G. Jahn, F. Slepíčka, J. Maštovský, *Einige Experimente zur Erfassung der Kontaktzone in einem Membranstoßwellenrohr*. Czechoslovak J. of Physics, **22** (1972), No. 7.

Badania niektórych własności termofizycznych gazów przy wysokich temperaturach

Streszczenie

W pracy podano przegląd badań nad termofizycznymi własnościami gazów o wysokich temperaturach, przeprowadzonych w Instytucie Termomechaniki Czechosłowackiej Akademii Nauk.

Obliczono własności termodynamiczne kilku gazów i mieszanin w zakresie temperatur 1000 - 5000 (6000)°K, dla ciśnień 0,01 - (30) 100 b. Dla gazów technicznych i ich mieszanin obliczono współczynniki transportu, a zwłaszcza przewodności cieplnej, dla zakresu temperatur 300 - 5000 (7000)°K. Obliczenia wykonano w oparciu o teorię kinetyczną i potencjał Lennarda-Jonesa. Otrzymane z teorii obliczenia

zostały zweryfikowane doświadczalnie. Do pomiarów przewodności cieplnej użyto rury uderzeniowej i techniki fal odbitych. Stwierdzono dobrą zgodność wartości teoretycznych z eksperymentalnymi dla większości gazów. Podano opis zastosowanej rury uderzeniowej i techniki diagnostycznej, jak również pewnych innych pomiarów gazodynamicznych.

Research into Some Thermophysical Properties of High Temperature Gases

Summary

The paper presents a survey of the research into thermophysical properties of high temperature gases, conducted by the Institute of Thermomechanics of the Czechoslovak Academy of Sciences.

Thermodynamic properties of several gases and gas mixtures were computed within a temperature range of 1,000 to 5,000 (6,000)°K for pressures ranging from 0.01 to (30) 100 b. Transport properties, especially thermal conductivity, were computed for some technical gases and gas mixtures between 300 - 5,000 (7,000)°K. The calculations were based on the rigorous kinetic theory and Lennard-Jones potential. Theoretical approximations have been verified experimentally. The thermal conductivity has been measured in a shock tube by the reflected shock wave technique. For most of the gases tested a fairly good agreement between the theoretical and experimental values has been found. The shock tube and diagnostic techniques used as well as some additional gasdynamic measurements are described.

Исследования некоторых теплофизических свойств газов при высоких температурах

Резюме

В работе дается обзор исследований теплофизических свойств газов при высоких температурах, проведенных в Институте термомеханики ЧСАН.

Были рассчитаны термодинамические функции некоторых газов и газовых смесей в диапазоне температур 1000 - 5000 (6000)°K и давлений 0,01 - (30) 100 бар. Свойства переноса, особенно теплопроводность, были рассчитаны для некоторых технических газов и газовых смесей при температурах 300 - 5000 (8000)°K на основе точной кинетической теории газов и потенциала Леннарда-Джонеса. Для проверки расчетных данных, далее развит метод ударной трубы и измерена теплопроводность газов в пространстве за отраженной ударной волной. Для большинства исследованных газов согласие теоретических и экспериментальных результатов является удовлетворительным.

Наконец, говорится о примененном экспериментальном оборудовании, диагностике и некоторых дополнительных газодинамических измерениях в ударной трубе данного типа.