

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

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 wkł.	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 Seminař o
APLIKOVANÉ MAGNETOHYDRODYNAMICE
A DYNAMICE PLYNU ZA VYSOKÝCH TEPLŮT

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.

JAN BLAHA

Praha*

Optische Untersuchungen von Strömungs- und Wärmegebilden im Stoßwellenrohr

In der experimentellen Gasdynamik nehmen die optischen Verfahren bei der Untersuchung der kompressiblen Strömung einen wichtigen Platz ein. Die Gründe dafür sind vor allem darin zu sehen, daß sie Informationen über den Zustand des strömenden Mediums liefern, ohne dieses zu beeinflussen und daß sie auf Zustandsänderungen praktisch ohne Zeitverzögerung reagieren. Dies ist besonders bei den Experimenten im Stoßwellenrohr wichtig. Die Auswahl eines bestimmten Verfahrens von einer großen Anzahl deren Modifikationen ist durch einen Komplex von Problemen gegeben, die gelöst werden sollen.

Am einfachsten läßt sich die Schattenmethode realisieren. Sie reagiert im wesentlichen auf zweidimensionale Dichtegradienten im Meßgas, die die charakteristischen zweiten Ableitungen der Brechzahl entlang der Koordinate enthalten. Die Qualität des Schattenbildes ist vor allem von der Qualität des homozentrischen Strahlbündels abhängig und diese ist wieder durch die Abmessungen der Lichtquelle bestimmt. Im Stoßwellenrohr, in dem der untersuchte Vorgang durch optische Fenster begrenzt werden muß, wird die Homozentrität des Bündels durch den Einfluß der Kaustik immer noch verschlechtert. Es ist deshalb von Vorteil, hier ein paralleles Strahlenbündel zu verwenden.

Das Schlierenverfahren ähnelt der Schattenmethode, indem es die Strahlenkrümmung im Medium mit einem Gradienten der Brechzahl ausnützt.

Im Vergleich zur Schattenmethode ist das Schlierenverfahren empfindlicher, besonders zur ersten Ableitung der Brechzahl.

Keines der obenerwähnten Verfahren gibt aber die objektive Möglichkeit, den Vorgang quantitativ auszuwerten. Deshalb haben wir diese Methoden vor allem zur Aufzeichnung der Lage der Stoßwelle und zur Überprüfung von Zeitkonstanten der elektronischen Kreise sowie der Impulslichtquelle eingesetzt. Für quantitative Untersuchungen haben wir die interferometrische Methode weiterentwickelt.

Die ursprüngliche Verwendung dieses Verfahrens zur Untersuchung von Strömungsgebilden wird in einer Reihe Monographien [1, 2, 3] beschrieben. In der letzten Zeit wird dieses Verfahren zur Plasmadiagnostik und zur Untersuchung der Kinetik der Ionisations- und Rekombinationsvorgänge verwendet. Für diese Zwecke können auch die Verfahren der Spektralanalyse verwendet werden, aber man kann diese Verfahren mit Bezug auf die sehr kurzen Expositionszeiten, die das Stoßwellenrohr bietet, mit Erfolg nicht verwenden.

* Ústav termomechaniky ČSAV, Praha.

Interferometrische Untersuchungen der Plasmakomponenten

Im Zusammenhang mit der interferometrischen Messung der Brechzahl der atomaren Komponenten eines dissoziierten Gases wurde dieses Verfahren auch für die Bestimmung der Konzentration der Elektronen im Plasma verarbeitet. Die Plasmabrechzahl hängt allgemein von der Konzentration normaler und angeregter Atome, der Ionen und der Elektronen ab. Den Ausdruck für die Brechzahl kann man folgenderweise ausdrücken:

$$n-1 = \frac{e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 mc^2} \sum_{ij} \frac{f_{ij} \lambda_{ij}^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{ij}^2} N_j - \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 mc^2} N_e, \quad (1)$$

wo e und m die Ladung und Elektronenmasse bezeichnen und ϵ_0 – die dielektrische Konstante im Vakuum, c – die Lichtgeschwindigkeit, f_{ij} – die Oszillatorstärke (ausdrückend das Maß der Teilnahme des Elektrons in der gegebenen Vibration), λ_{ij} – die dem i -ten Übergang entsprechende Wellenlänge, λ – die Wellenlänge des im Interferometer verwendeten Lichts, N_j – die Konzentration der Atome auf dem j -ten Energieniveau und N_e – die Elektronenkonzentration sind. Das erste Glied der Gl. (1) drückt die Größe der Plasmabrechzahl in der Abhängigkeit von den vorhandenen Atomen verschiedener Energieniveaus, das zweite die Dispersion des Elektronengases aus. Im Bereich der normalen Dispersionen nimmt der Wert der Brechzahl mit der zunehmenden Lichtwellenlänge, und zwar nur sehr unbedeutend ab. In der Umgebung von Absorptionslinien hat die Beziehung (1) nur einen orientierenden Charakter, welcher der Wirklichkeit je näher kommt, um so größer die Differenz $\lambda - \lambda_{ij}$ ist. Die Gasdichte bzw. die Elektronenkonzentration können dann aus der gemessenen Brechzahl ermittelt werden. Ihre Größe kann man aus der Verschiebung der Interferenzstreifen in den Interferogrammen ermitteln, die in einigen geeigneten, von den Resonanzgebieten entfernten Gebieten des Spektrums aufgenommen wurden. Die relative Verschiebung der Interferenzstreifen hängt von den Konzentrationen mit der Beziehung

$$\eta = \frac{1}{\lambda} \frac{e^2 l}{8\pi^2 \epsilon_0 mc^2} \sum_{ij} \frac{f_{ij} \lambda_{ij}^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{ij}^2} N_j - \frac{e^2 \lambda l}{8\pi^2 \epsilon_0 mc^2} N_e \quad (2)$$

ab. Für eine Bestimmung von Konzentrationen kann der Einfluß der angeregten Atome auf eine Mindestmaß dadurch begrenzt werden, daß die Brechzahl im geeigneten Gebiet des Spektrums gemessen wird [4]. Man kann die Gleichung (2) durch Anwendung der Gladstone-Daleschen Beziehung

$$n-1 = \bar{K}N$$

weiter vereinfachen, wo \bar{K} die modifizierte Gladstone-Dalesche Konstante und N die Konzentration sind. Wenn man zugleich die Gültigkeit des Additionstheorems für die spezifischen Refraktionen voraussetzt, dann kann die Beziehung (2) in der Form

$$\eta = \frac{I\bar{K}N_0}{\lambda} + \frac{I\bar{K}_1 N_1}{\lambda} - \frac{e^2 \lambda N_e}{8\pi^2 \epsilon_0 mc^2} \quad (3)$$

geschrieben werden.

Da wir in den Bedingungen hinter der Stoßwelle im erreichten Temperaturbereich voraussetzen können, daß mehrfach ionisierte Atome im Gemische nur in einer vernachlässigbaren Menge vorkommen, können wir $N_1 = N_e$ setzen [5, 6]. Dann kann man die Konzentration der Atome N_0 , der Elektronen N_e und den modifizierten Wert \bar{K} aus der gemessenen Verschiebung der Interferenzstreifen in drei Spektralgebieten und durch Lösung von drei Gleichungen des Typs (3) ermitteln. Mit Bezug darauf, daß sich die Werte der modifizierten Gladstone-Daleschen Konstanten der Ionen und der normalen Atome voneinander nur wenig unterscheiden [7], kann man die Plasmadichte und Elektronenkonzentration durch Lösung von zwei Gleichungen

$$\eta_1 = \frac{I\bar{K}_2 N}{\lambda_1} - \frac{e^2 I N_e}{8\pi^2 \epsilon_0 m c^2} \lambda_1, \quad (4)$$

$$\eta_2 = \frac{I\bar{K}_2 N}{\lambda_2} - \frac{e^2 I N_e}{9\pi^2 \epsilon_0 m c^2} \lambda_2 \quad (5)$$

bestimmen, wo η_1 und η_2 die relativen Verschiebungen der bei zwei verschiedenen Wellenlängen λ_1 und λ_2 gemessenen Interferenzstreifen sind. Dabei ist N die Summe von Konzentrationen der Atome und Ionen.

Da die relative Verschiebung der Interferenzstreifen bei einer Veränderung der Konzentration der Atome und der Elektronen gegenseitig entgegengesetzter Richtung und der Wellenlänge λ direkt proportional ist, dann ist die Genauigkeit der Bestimmung von N und N_e desto größer, um so mehr sich die Wellenlängen unterscheiden, bei denen die beiden interferometrischen Messungen vorgenommen wurden. Im Gebiet der größeren Wellenlängen ist die Verschiebung der Streifen überwiegend durch eine Veränderung der Elektronenkonzentration, im Kurzwellenbereich durch eine Veränderung der Konzentration der Atome und Ionen verursacht.

Für diese Experimente kann man mit Vorteil das Mach-Zehnder-Interferometer verwenden, das auf Interferenzstreifen endlicher Breite eingestellt ist, welche in irgendeine, durch den Meßraum des Stoßrohres durchlaufende Ebene lokalisiert sind.

Experimentelle Überprüfung der Brechzahl der Dissoziationsprodukte

Eine weitere Gruppe von Experimenten schloß die Messung der Brechzahl atomarer Komponenten ein, welche durch die thermische Dissoziation zweiatomiger Gase entstanden sind. Auch für diese instabilen Gebilde gilt es, daß ihre Brechzahl durch die gegenseitige, überwiegend elektrische Einwirkung des Teilchens und des elektromagnetischen Feldes bedingt ist. Die Wechselwirkung ist dann durch den Koeffizienten der Polarisierbarkeit α ausgedrückt, der die physikalische Grundlage der Brechzahl charakterisiert, und welche die Induktion des Dipolmoments in den Atomen oder anderen Teilchen durch die einfallende Lichtstrahlung ist. Man kann ihn durch die Beziehung

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi^2 m c^2} \sum_i \frac{f_i \lambda_i^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (6)$$

ausdrücken.

Für die meisten Gase unter normalen Bedingungen sind die Koeffizienten α bekannt. Für ein beliebiges Teilchen kann man diesen durch eine Berechnung, z.B. durch Anwendung der Slater-Methode der Abschirmungskonstanten bestimmen [8, 9]. Aus der Analyse dieses Verfahrens folgt, daß der Koeffizient der Polarisierbarkeit proportional der dritten Potenz des mittleren Radius der Elektronenbahn ist. Alle bisher bekannten Berechnungsmethoden des Koeffizienten der Polarisierbarkeit sind Näherungsmethoden und geben, vor allem für die Mehrelektronensysteme, nur orientierende Ergebnisse an. Mit Hilfe eines Stoßwellenrohres und Mach-Zehnder-Interferometers wurde deshalb die Brechzahl der atomaren Komponenten zweiatomiger Gase direkt gemessen.

Aus dem bekannten Anfangsdruck und der gemessenen Geschwindigkeit der Stoßwelle wurde der Gaszustand hinter der Stoßwelle berechnet. Diesem Zustand wurde dann die entsprechende Stufe der Dissoziation, bzw. Ionisation zugeordnet und mit Hilfe der aus (1) und (6) sich ergebenden Beziehung

$$n-1 = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{p}{kT} \sum_j x_j \alpha_j - \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m c^2} N_e \quad (7)$$

wurde aus der gemessenen Brechzahl der Koeffizient der Polarisierbarkeit der restlichen Komponente bestimmt. Mit Hilfe der Lorentz-Lorenz-Gleichung

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} \frac{M}{\rho} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}, \quad (8)$$

wo M – die Molmasse und N – die Avogadro-Zahl sind, wurde mit diesem Vorgang die Brechzahl des atomaren Sauerstoffs

$$n_{\text{O}} - 1 = (158 \pm 4) \cdot 10^{-6}$$

und des atomaren Stickstoffs

$$n_{\text{N}} - 1 = (183 \pm 2) \cdot 10^{-6}$$

bestimmt. Der Meßwert der Brechzahl des atomaren Sauerstoffs stellt 0,58 und der des atomaren Stickstoffs 0,61 der Molwertes dar.

Eine wichtige Einschränkung in der Anwendung des interferometrischen Verfahrens zur Messung der Konzentration der Plasmakomponenten und zur Ermittlung der Brechzahl der Dissoziationsprodukte stellt die begrenzte Empfindlichkeit der Methode dar. Der Grenzwert ist etwa $N_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Eine zweifache Empfindlichkeit kann man durch Anwendung eines Michelsonschen Interferometers erzielen. Eine mehrfache Empfindlichkeitserhöhung und dadurch auch eine Möglichkeit, die Konzentrationen der Größenordnung um $N_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zu messen, kann man ausschließlich mit den Laser-Interferometern erzielen.

Literatur

- [1] A. N. Zacharjevskij, *Interferometry*. Izd. AN SSSR, Moskva 1952.
 [2] R. W. Ladenburg, B. Lewis, R. N. Pease, H. S. Taylor, *Physical Measurement in Gas Dynamic and Combustion*. Princeton University, N. Y. 1954.
 [3] *Interferometry*, NPL Symposium No 11; London 1960.

- [4] G. K. Tumakaev, V. P. Lazovskaja, *Interferometričeskoje issledovanie sostojanija ksenona i parov rtuti v udarnoj trube*. Izd. Nauka, Moskva 1967.
- [5] Tzy-Cheng Peng, A. L. Pindroh, *Voprosy raketnoj techniky*, 3, 12, 1962.
- [6] K. M. Watson, J. A. Welch, W. Bond, *Atomic theory of gas dynamics*. Izdatelstvo Mir, Moskva 1968.
- [7] R. Alpher, D. R. White, *Phys. Fluids* 2, 163, 1959.
- [8] J. C. Slater, *Phys. Rev.*, 36, 1, 57, 1930.
- [9] J. O. Hirschfelder, Ch. F. Curtis, R. B. Bird, *Molecular theory of gases and liquids*. Wiley, N. Y. 1954.

Badania optyczne obrazu przepływu i pola temperatur w rurze uderzeniowej

Streszczenie

W pracy przedstawiono przegląd metod optycznych stosowanych w doświadczeniach z rurami uderzeniowymi. Omówiono zastosowanie metod interferometrycznych do określania koncentracji składników w gazach podgrzanych falą uderzeniową, a zwłaszcza koncentracji elektronów. Opisywana metoda zakłada addytywność refrakcji właściwych i równoczesny pomiar prążków interferencyjnych dla dwóch różnych długości fali leżących z dala od zakresów rezonansowych. Naszkicowano także sposób sprawdzenia doświadczalnego wielkości współczynnika refrakcji dysocjujących składników gazów. Podano wyznaczone doświadczalnie wartości współczynnika refrakcji atomowych azotu i tlenu, które używano do ilościowej oceny zjawisk w rurze uderzeniowej.

Optical Investigations of Flow and Temperature Patterns in a Shock Tube

Summary

A survey of optical methods applied in experiments with shock tubes is presented. Attention is paid to the application of interferometric methods for determining the concentration of components in shock-heated gases, especially for determining the concentration of electrons. The method described assumes the validity of the additive law of specific refractions as well as the simultaneous measurements of interferometric stripes at two different wavelengths apart from the resonance regions. The experimental verification of the refractive index of dissociating components of gases is outlined. The experimentally determined values of the refractive index of atomic nitrogen and oxygen used for the quantitative evaluation of phenomena in the shock tube are quoted.

Оптическое исследование явлений в ударной трубе

Резюме

Дается обзор прикладных оптических методов, применяемых в экспериментах в ударной трубе. Обращается внимание на использование интерференционного метода для определения концентрации составляющих нагретых газов, особенно для определения концентрации электронов. Описанный метод предполагает действительность аддитивного закона удельных рефракций и одновременное измерение перемещения интерференционных полос для двух различных волн удаленных от резонансных областей.

Упоминается также способ экспериментальной проверки коэффициента преломления составляющих диссоциированного газа и приведены результаты измерений коэффициента преломления атомарного азота и кислорода, которые применялись для качественной оценки явлений в ударной трубе.