

# Einige gasdynamische und spektroskopische Beobachtungen an angeregten Gasstrahlen

Von A. E. GRÜN

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen,  
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre

(Z. Naturforsch. 9a, 833—836 [1954]; eingegangen am 5. August 1954)

Herrn Prof. H. Schüler zum 60. Geburtstag gewidmet

In Gasen von 0,5—10 Torr Druck wurden Gasstrahlen erzeugt und durch ein Elektronenbündel angeregt. Manche Gase zeigen dann ein Nachleuchten, das gestattet, den weiteren Verlauf des Gasstrahls zu beobachten. Das Verfahren eignet sich für gasdynamische Beobachtungen bei kleinen Drucken. Beispiele hierfür werden gezeigt.

Weiterhin wurde die Fluoreszenz dieser angeregten Gasstrahlen spektroskopisch untersucht. Dabei lassen sich instationäre Vorgänge beim Auf- und Abbau von Plasmen stationär beobachten. Die Methode wird an Hand von Beispielen beschrieben.

Die örtlich eng begrenzte Anregung schnell strömender Gase durch Elektronen ermöglicht interessante gasdynamische und spektroskopische Beobachtungen. Einige solche Beobachtungen werden im folgenden mitgeteilt.

Die experimentelle Anordnung, mit der die Gasstrahlen erzeugt und angeregt werden, ist folgende (Abb. 1)<sup>1</sup>:

Aus der Düse D tritt ein Gasstrahl G in den „Strahlraum“ S ein. Das Gas habe beim Eintritt in die Düse den Druck  $p_1$ , im Strahlraum herrsche der Druck  $p_m$ ; der Strahlraum wird mit einer rotierenden Ölluftpumpe, Modell Leybold S 150, evakuiert. Bei Verwendung einer Düse, deren engster Durchmesser 0,5 mm beträgt und die mit  $p_1 = 1$  Atm. betrieben wird, kann im Strahlraum ein Druck von  $p_m = 0,5$  Torr aufrechterhalten werden. Die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  des Gasstrahls beträgt je nach den Betriebsbedingungen und der Gasart 500—800 m/sec.

Durch eine dynamische Druckstufenstrecke V tritt ein Elektronenbündel E aus dem Vakuum in den Strahlraum ein, kreuzt an der Stelle K den Gasstrahl und wird im gekühlten Auffänger A aufgefangen. Es hat eine Stromstärke von etwa 1 mA, seine Beschleunigungsspannung beträgt 40 kV, sein Durchmesser an der Eintrittsstelle 0,5 mm.

An der Stelle K wird das strömende Gas angeregt und ionisiert. Das so erzeugte Plasma wird mit dem Gas mitgeführt; während der Strömung

spielen sich dabei alle diejenigen Prozesse ab, die das Plasma wieder in das Neutral-Gas überführen („Abkühlung“ der Elektronen, Rekombinationsprozesse, Emission von Strahlung, Stöße zweiter Art usw.). Wenn dieses Abklingen mit Lichtemission verbunden ist und nicht zu schnell vor sich geht, läßt sich der Weg des strömenden Gases visuell oder photographisch von der Stelle K an verfolgen. Auf diese Weise erhält man ein anschauliches Bild vom Verlauf der Gasstrahlen.

Abb. 2\* und 3 zeigen Aufnahmen von zwei typischen Strahlformen, die auf diese Weise gewonnen wurden. Die optische Achse der Kamera steht senkrecht auf der Zeichenebene von Abb. 1. In beiden Fällen strömt das Gas aus einer Laval-Düse.

Die Düsen wurden aus dickwandigen Glaskapillaren in der Flamme hergestellt. Es hat sich gezeigt, daß der Querschnittsverlauf keinen merklichen Einfluß auf die Strahlform hat; wesentlich ist nur die Rotationssymmetrie.

Die verwendeten Gase sind  $N_2$  und ein Gemisch aus  $Ar + 8\% N_2$ . Diese Gase, insbesondere das Gemisch, geben ein relativ helles und langdauerndes Nachleuchten, hauptsächlich im blauen und ultraviolett Spektralbereich. Visuell läßt sich der Gasstrahl bequem über eine Strecke von 15 cm verfolgen. Abb. 2 und 3 zeigen jeweils nur ein kurzes Stück des Strahls hinter der Stelle K.

Die Strahlform der Abb. 2 bildet sich immer dann aus, wenn das Druckverhältnis  $\eta = p_1/p_m$  groß ist. Der Strahlquerschnitt vergrößert sich

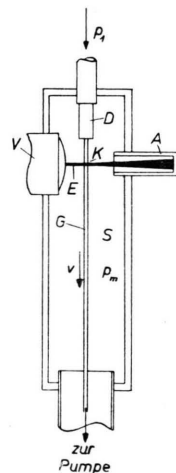


Abb. 1. Versuchsanordnung.

<sup>1</sup> A. E. Grün, E. Schopper u. B. Schumacher, J. Appl. Phys. 24, 1527 [1953]; A. E. Grün, E. Schop-

per u. B. Schumacher, Z. angew. Phys., 6, 198 [1954].

\* Abb. 2—6 und 8—12 auf Tafel S. 832 a, b.



hinter der Düse noch ein Stück weit und pendelt im weiteren Verlauf zwischen zwei Extremwerten. Da der Durchmesser des Elektronenbündels kleiner ist als der Durchmesser des Gasstrahls, kennzeichnet die sichtbare Struktur den Verlauf der Stromlinien in der Umgebung einer Ebene durch die Achsen des Gasstrahles und des Elektronenbündels. Die Struktur ist symmetrisch zu dieser Ebene und zu einer dazu senkrechten Ebene durch den Gasstrahl, aber nicht rotationssymmetrisch. Das gilt für alle hier gezeigten Nachleuchtbilder.

Verkleinert man das Druckverhältnis  $\eta$ , so verschwindet die in Abb. 2 zu sehende Struktur allmählich, man nähert sich dem Grenzfall des Parallelstrahls (Abb. 3).

Abb. 4 zeigt einen Gasstrahl, der aus einer zylindrischen Düse austritt. Er erweitert seinen Querschnitt zunächst stark und nimmt dabei Überschallgeschwindigkeit an. Nach Überschreiten eines maximalen Querschnitts geht er mit einem deutlich sichtbaren Verdichtungsstoß wieder in den Unterschallbereich über.

Abb. 5 zeigt einen Verdichtungsstoß, der dadurch erzeugt wurde, daß die Strömung nach Abb. 2 senkrecht auf eine ebene Wand gerichtet wurde. Vor der Wand staut sich das Gas und wird dadurch gezwungen, Unterschallgeschwindigkeit anzunehmen, wobei der Übergang vom Über- in den Unterschallbereich im Verdichtungsstoß erfolgt.

Die hier wiedergegebenen Strömungsbilder gleichen denen, die Schumacher<sup>2</sup> mit seinen Elektronen-Schattenbildern erhalten hat. Aus dem Vergleich der mit beiden Methoden gewonnenen Bildern erkennt man, daß, wie zu erwarten, die Stellen großer Helligkeit in der Strömung auch die Stellen großer Gasdichte sind. Dabei fällt auf, daß die Nachleuchtbilder sehr kontrastreich sind (alle Aufnahmen sind auf weich arbeitendem Negativmaterial aufgenommen und normal kopiert), so daß auch feinere Einzelheiten gut erkennbar sind. Der Grund hierfür ergibt sich aus folgender Überlegung: Die Helligkeit  $H$ , mit der ein bestimmter Abschnitt einer selbstleuchtenden Gasströmung abgebildet wird, hängt ab von der „optischen Dicke“  $t$  der Strömung und von der Strahlungsleistung  $\varphi$  [Watt/cm<sup>3</sup>], die im Gas erzeugt wird, und zwar ist  $H \sim t \cdot \varphi$ . Wenn die Gasdichte über den ganzen Querschnitt der Strömung konstant

ist und wenn die Strahlung im Gas selbst nicht absorbiert wird, ist  $t \sim \rho \cdot d$  ( $\rho$  Gasdichte,  $d$  Durchmesser der Strömung). Aus gasdynamischen Überlegungen folgt für  $t(\rho)$  näherungsweise  $t \sim \rho^n$ , wobei  $n$  zwischen den Werten  $\frac{1}{2}$  und 1 liegen kann ( $n = \frac{1}{2}$  gilt für eine Strömung konstanter Geschwindigkeit und variablen Querschnitts,  $n = 1$  gilt für eine Strömung konstanten Querschnitts und variabler Geschwindigkeit, wie sie in der Umgebung eines senkrechten Verdichtungsstoßes in einer 1-dimensionalen Strömung vorliegt).

Die Strahlungsleistung  $\varphi$  hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der die Abklingreaktionen im angeregten Gas ablaufen. Man kann annehmen, daß es sich bei diesen Reaktionen überwiegend um Zwei- oder Mehrteilchenprozesse handelt, deren Häufigkeit ungefähr proportional zu  $\rho^2$  ist (die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit ist dabei nicht berücksichtigt; sie wirkt in Richtung auf eine Erhöhung des Kontrasts). Insgesamt ergibt sich also für die Helligkeit:  $H \sim \rho^k$  mit  $\frac{5}{2} < k \leq 3$ . Diese Abschätzung zeigt, daß die Helligkeit  $H$  stark von der Gasdichte  $\rho$  abhängt, und erklärt damit den großen Kontrast, der dieses Verfahren für gasdynamische Beobachtungen bei kleinen Drucken besonders geeignet macht.

Ein länger dauerndes Nachleuchten, wie es für die Herstellung solcher Strömungsbilder erforderlich ist, ist an zwei Voraussetzungen geknüpft: Erstens muß das angeregte Gas seine Anregungsenergie längere Zeit in einer für die Umsetzung in Strahlung geeigneten Form behalten können, und zweitens müssen für die Umsetzung in beobachtbare Strahlung geeignete optische Übergänge vorhanden sein. Die erste Voraussetzung ist bei allen den Gasen nicht erfüllt, die leicht dissoziieren, z. B. beim CO, das praktisch kein Nachleuchten zeigt. Beim Ar dagegen ist die erste Voraussetzung erfüllt, trotzdem zeigt es im Sichtbaren nur ein sehr schwaches Nachleuchten. Interessant ist nun eine Kombination der beiden Gase CO und Ar derart, daß man einen angeregten Ar-Strahl in eine CO-Atmosphäre schickt. An der Grenze zwischen den beiden Gasen überträgt das angeregte Ar seine Energie auf das CO und regt dieses zum Leuchten an (Abb. 6). Die Ar-Strömung erscheint dadurch von einer leuchtenden, ziemlich scharf begrenzten Haut umgeben.

Bisher wurde vorwiegend die gasdynamische Seite dieser Erscheinungen behandelt. Wir haben

<sup>2</sup> B. Schumacher, Ann. Phys. (6) **13**, 404 [1953].

nun das Leuchten dieser angeregten Gasstrahlen auch spektroskopisch untersucht, worüber im folgenden berichtet werden soll.

Für die spektroskopische Untersuchung wurde die Leuchterscheinung auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet, und zwar im wesentlichen auf zwei Arten (Abb. 7): Bei der Stellung b des Spaltes parallel zur Strahlrichtung erscheint auf dem Spektrogramm die spektrale Zusammensetzung des Anregungsleuchtens in ihrem zeitlichen Verlauf als Ortsfunktion in Richtung der Spektrallinien (Spektrochronogramm),

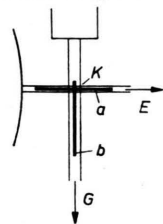


Abb. 7. Abbildung auf den Spektrographenspalt:

Spalt a) senkrecht,

b) parallel zum Gasstrahl.

und zwar sowohl während des Auf- als auch während des Abbaus des Plasmas. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit  $v$  von 500 m/sec erhält man so bei Abbildung im Maßstab 1:1 auf der Platte den Zeitmaßstab  $2 \cdot 10^{-6}$  sec/mm. Dem Vorgang, den man auf diese Weise stationär im strömenden Gas beobachtet, entspricht bei instationärer Beobachtung im ruhenden Gas der Vorgang: Aufbau des Plasmas durch einen Stromstoß von  $10^{-6}$  sec Dauer, dabei Registrierung der spektralen Zusammensetzung des An- und Abklingleuchtens mittels eines rotierenden Spiegels oder einer ähnlichen Anordnung.

Abb. 8 zeigt einen Ausschnitt aus dem Spektrochronogramm des Gemischs  $\text{Ar} + 8\% \text{N}_2$ . Man erkennt, daß die Funkenlinien und -banden rascher anklingen als die Banden des neutralen  $\text{N}_2$ . Das Maximum der  $\text{N}_2$ -Banden erscheint um  $0,6 \mu\text{sec}$  später als das der  $\text{N}_2^+$ -Banden und  $\text{Ar}^+$ -Linien.

Abb. 9 zeigt als weiteres Beispiel das Abklingen der 1. positiven Gruppe des  $\text{N}_2$  im Gemisch  $\text{Ar} + 8\% \text{N}_2$ , und zwar sind rechts Banden zu sehen, deren Ausgangszustände die Schwingungsquantenzahlen  $v' = 9, 10, 11, 12$  haben, links Banden mit  $v' = 16, 17, 18, 19, 20$ . Man sieht, daß die rechten Banden langsamer abklingen als die linken. Auf der Originalaufnahme ist zu erkennen, daß der Wechsel im Abklingverhalten zwischen  $v' = 12$  und  $v' = 13$  eintritt. Daraus ist zu schließen, daß er eine Folge der bekannten Prädissoziation ist, die beim Ausgangsterm der 1. positiven Gruppe ( $B^3\Pi_g$ ) zwischen  $v' = 12$  und  $v' = 13$  auftritt.

Spektralaufnahmen von langdauerndem Nachleuchten werden dadurch erschwert, daß die Emission sich dabei auf ein größeres Volumen verteilt und deshalb lichtschwach wird. Man kann nun aber die Geschwindigkeit der Abklingprozesse

wesentlich steigern, indem man die Gasdichte in der Strömung erhöht; dies geschieht am einfachsten dadurch, daß man einen Verdichtungsstoß nach Abb. 5 erzeugt. Hinter dem Verdichtungsstoß ist die Reaktionsgeschwindigkeit der Abklingprozesse und damit auch die Helligkeit wesentlich höher als davor (s. oben). Als Beispiel zeigt Abb. 10, wie die Intensität der 1. positiven Gruppe des  $\text{N}_2$  hinter einem Verdichtungsstoß nach Abb. 5 zunimmt. Da der im angeregten Gas gespeicherte Energievorrat begrenzt ist, kann man dieses Verfahren der Intensitätserhöhung als eine Art „Ausleuchtung“ des angeregten Gases durch Kompression bezeichnen, etwa in dem Sinne, in dem man bei angeregten festen Phosphoren von der „Ausleuchtung“ durch Temperaturerhöhung spricht.

Die stationäre Untersuchung von An- und Abklingvorgängen in angeregten Gasen, wie sie hier geschildert wurde, hat gegenüber den instationären Methoden, bei denen das Gas in einem Gefäß ruht und durch elektrische Felder angeregt wird, die Vorteile, daß Wandeinflüsse fehlen und daß sowohl Anregung als auch Abklingen im völlig feldfreien Raum erfolgt. Sie hat dagegen den Nachteil, daß der Gaszustand im Strahl nicht genau bekannt ist. Dieser läßt sich zwar für eine ideale 1-dimensionale Gasströmung leicht angeben; es ist jedoch zu erwarten, daß bei den hier verwendeten engen Düsen- und Strahlquerschnitten merkliche Abweichungen vom Idealverhalten vorkommen. Das erschwert die quantitative Auswertung der Beobachtungen.

Bisher wurden nur die Spektren des *strömenden* Gases betrachtet. Interessant ist nun aber auch der Vergleich zwischen den Spektren des *strömenden* und des *ruhenden* Gases. Bei der Lage a des Spaltes (Abb. 7) erscheinen auf dem Spektrogramm diese beiden Spektren gleichzeitig nebeneinander. Das strömende Gas unterscheidet sich vom ruhenden Gas zunächst in seinem Zustand; da es eine adiabatische Expansion in der Düse durchgemacht hat, ist seine Temperatur niedriger als die des ruhenden Gases. Dies zeigt Abb. 11 am Beispiel einer Bande des Angström-Systems in  $\text{CO}$ . Der mittlere Teil des Spektrums rührt vom strömenden Gas her; man erkennt, daß hier bevorzugt die tiefen Rotationszustände besetzt sind, im Vergleich zum ruhenden Gas.

An der Stelle K unterscheidet sich das strömende vom ruhenden Gas weiterhin in seiner Zusammensetzung, weil alle bei der Anregung gebil-



deten sekundären Teilchenarten (Ionen, Dissoziationsprodukte) durch die Strömung schneller aus dem Bereich des Elektronenbündels weggeführt werden, als dies im ruhenden Gas durch Diffusion geschieht, so daß ihre Konzentration im ruhenden Gas höher wird. Daher wird jede Strahlung dieser sekundären Teilchenarten, sofern ihre Anregungsdichte mit der Konzentration dieser Teilchen wächst, im Bereich des Gasstrahls unterdrückt. Ein Beispiel hierfür: Bei der Anregung von CO im Elektronenbündel entstehen als Dissoziationsprodukte C-Atome. Diese rekombinieren unter Emission der C<sub>2</sub>-, „Hochdruckbanden“, so daß die Intensität dieser Banden mit der C-Konzentration stark anwächst. Abb. 12 zeigt nun eine solche Bande, aufgenommen in CO mit der Lage a des Spaltes. Man sieht, daß ihre Intensität im strömenden Gas praktisch verschwindet. Ein Gegenbeispiel: Bei der Anregung von O<sub>2</sub> im Elektronenbündel beobachtet man zahlreiche O<sup>+</sup>-Linien. Erzeugt man ein Spektrum mit der Spalt-

anordnung a, so stellt man fest, daß die O<sup>+</sup>-Linien im strömenden Gas sogar etwas stärker emittiert werden als im ruhenden Gas. Daraus folgt, daß diese O<sup>+</sup>-Linien nicht durch nachträgliche Anregung von zuerst gebildeten O<sup>+</sup>-Ionen oder O-Atomen angeregt werden, sondern daß sie direkt beim Zerfall von O<sub>2</sub>-Molekülen in angeregte Ionen emittiert werden. Die Intensität dieser O<sup>+</sup>-Linien ist daher nur abhängig von der Dichte des O<sub>2</sub>.

Aus diesen Beispielen geht hervor, daß die lokalisierte Anregung schnell strömender Gase geeignet ist, zur Klärung der einen oder anderen spektroskopischen Frage beizutragen, insbesondere solcher Fragen, bei denen es um den Anregungsprozeß selbst und um den Träger eines bestimmten Spektrums geht. Dies gibt uns den Anlaß, diese Arbeit Herrn Prof. H. Schüler zum 60. Geburtstag zu widmen.

Der Firma Osram und der Badischen Anilin- und Sodafabrik danken wir für die Überlassung gereinigter Gase.

## Absorptionsanalyse der sternausslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

### II. Kernprozesse in Kernspurplatten

Von E. RÖSSLE und E. SCHOPPER

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen,  
Abt. des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre

(Z. Naturforschg. 9a, 836—851 [1954]; eingegangen am 18. Juli 1954)

In früheren Untersuchungen über das Absorptionsverhalten der sternausslösenden Komponenten in Kohlenstoff-, Eisen- und Bleiabsorbern mit Kernspur-Emulsionen wurden Übergangseffekte mit ausgeprägten Maxima der Sternhäufigkeit beobachtet. Diese Ergebnisse wurden durch weitere Messungen in Eisen und Zinn und mit verschiedenen Absorberformen in Kohlenstoff ergänzt. Die beobachteten Übergangsmaxima werden durchweg von neutral-ausgelösten Sternen vom Typ 0<sub>n</sub> gebildet.

Ihre Deutung mit einfachen Mechanismen bekannter Teilchen stößt auf Schwierigkeiten: Für Nukleonen und energiereiche  $\pi$ -Mesonen werden die Übergangseffekte berechnet. Unter den der Rechnung zugrunde gelegten Voraussetzungen, die sich auf experimentelle Daten stützen, ergibt sich hinsichtlich der Maxima keine Übereinstimmung mit dem Experiment. Im Falle der Photonen ergibt eine Neuberechnung der Kaskade in Blei durch Kuhn<sup>10</sup> keine zu einem Maximum führende Vermehrung sternerzeugungsfähiger Photonen. Einer Beteiligung von  $\mu$ -Mesonen stehen experimentelle Argumente entgegen.

In einer früheren Mitteilung<sup>1</sup> haben wir über den Häufigkeitsverlauf der in photographischen Kernspur-Emulsionen registrierten Kernprozesse der Ultrastrahlung hinter Absorbern aus Kohlenstoff, Eisen und Blei berichtet. Die Beobachtungen

waren insofern unerwartet, als in Kohlenstoff, einem Absorber praktisch gleicher Ordnungszahl wie Luft, ein Übergangseffekt mit einem ausgeprägten Maximum auftrat, und in Blei außerdem ein zweites Maximum der Übergangskurve gefunden wurde. Eine versuchsweise durchgeführte Analyse der Übergangskurven zeigte die Schwierigkeit einer Deutung und die Notwendigkeit, umfangreichere experimentelle Daten zu gewinnen.

<sup>1</sup> E. Schopper, K. H. Höcker u. E. Rössle, Z. Naturforschg. 6a, 603 [1951] (im folgenden als I zitiert).