

# Thermisch getriebene akustische Schwingungen

Autor(en): **Rott, N.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **94 (1976)**

Heft 39

PDF erstellt am: **24.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-73169>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Thermisch getriebene akustische Schwingungen

Von Prof. N. Rott, ETH Zürich

DK 534.142

### 1. Historische Übersicht

Thermisch getriebene akustische Schwingungen sind seit dem Anfang des 19. Jahrhunderts beobachtet worden und haben seither eine ständige Faszination für Forscher im Gebiet der Fluidodynamik gehabt, handelt es sich doch um Gasschwingungen, die in einem Rohr oder einem Gefäss *allein durch die Einwirkung der Wärme*, ohne bewegte mechanische Teile, aufrechterhalten werden. In seinem berühmten Buch über die «Theorie des Schalles» (zuerst erschienen im Jahre 1877) hat Lord Rayleigh die zu seiner Zeit bekannten Phänomene beschrieben und sie erstmals qualitativ erklärt, mit Hilfe einer «pauschalen» thermodynamischen Überlegung. Nach dieser werden Gasschwingungen thermisch angefacht durch die periodische Änderung («Modulierung») der an das Gas übertragenen Wärme, wobei die Modulierung durch die Gasbewegung selbst erfolgt. Anfachung entsteht dann und nur dann, wenn die *hohe* Wärmeabgabe in die Phase des *hohen* akustischen Druckes fällt (und umgekehrt). Diese Aussage wird in der «Thermoakustik» als das «Prinzip von Rayleigh» bezeichnet. Zur quantitativen Erfassung von thermoakustischen Vorgängen genügt indessen dieses Prinzip nicht. Die Frage der Entstehung von solchen Schwingungen ist ein Stabilitätsproblem der Akustik, bei dem auch die Effekte von Reibung und Wärmeleitung berücksichtigt werden müssen. Derartige Theorien sind erst in der zweiten Hälfte unseres Jahrhunderts aufgestellt worden.

Am Institut für Aerodynamik an der ETH Zürich sind in den letzten Jahren systematische Untersuchungen an einer besonderen Art von thermoakustischen Schwingungen durchgeführt worden, die als die älteste der bekannten Erscheinungen auf diesem Gebiet gelten kann. Sie ist auch die einfachste, da die Wärme durch die Wand des Rohres (oder Resonators) an das darin enthaltene Gas übertragen wird. Im «Grundfall» eines «halboffenen» Rohres verlangt nun das Rayleighsche Prinzip, dass das geschlossene Ende warm und das offene Ende kalt sein muss, damit die Schwingung im Gas angefacht werden kann. Dass dann das Kriterium von Rayleigh tatsächlich erfüllt ist, wird im Abschnitt 4 an einem besonders anschaulichen Beispiel gezeigt. Die Frage aber, wie gross das Verhältnis der Temperaturen zwischen dem warmen und dem kalten Ende des Rohres sein muss, damit die Anfachung tatsächlich auftritt, wird erst durch die Stabilitätstheorie beantwortet.

Die frühesten Beobachtungen dieser Erscheinung gehen zurück auf Forscher, die bei der Herstellung ihrer eigenen Instrumente sich als Glasbläser betätigt haben. Schwingungen treten auf, wenn man am Ende eines Glasrohres als Abschluss ein erweitertes Volumen in der Form z.B. einer Glaskugel anzubringen wünscht, und wenn diese Erweiterung durch Schmelzen des geschlossenen Rohrendes und Hereinblasen am offenen Ende erzeugt wird. Dann kann beim Erstarren des erhitzten Endvolumens bei gewissen geeigneten Abmessungen ein Ton erzeugt werden. Eine der frühesten Beschreibungen dieses Effektes stammt von C. Marx aus dem Jahre 1841, veröffentlicht in «Erdmann's Journal für praktische Chemie», doch zitiert der Verfasser in seinem Artikel als «erste öffentliche Notiz» einen Bericht von «Dr. Castberg aus Wien» in Gilbert's Annalen der Physik vom Jahre 1804 sowie weitere historisch

interessante Quellen. Marx hat vorgeschlagen, den Effekt zum Bau von Musikinstrumenten zu verwerten, und hat über diese (unpraktische) Idee im Jahre 1827 mit Goethe korrespondiert. Die ersten quantitativen Untersuchungen insbesondere der Frequenz stammen von Sondhauss (1850). Seine Arbeit wurde von Lord Rayleigh zitiert, und die Bezeichnung «Sondhauss-Rohr» wird öfters für diese tönenden Rohre verwendet.

Grundsätzliche Überlegungen weisen darauf hin, und eine genaue Analyse zeigt sofort, dass einer der wichtigsten Parameter dieses Problems durch *das Verhältnis der absoluten Temperaturen zwischen dem heissen geschlossenen und dem kalten offenen Ende* gegeben ist. Wir wollen diesen Parameter nennen:

$$\alpha = \frac{T_{\text{heiss}}}{T_{\text{kalt}}}$$

Beim Sondhauss-Rohr ist  $T_{\text{kalt}}$  die Umgebungstemperatur, also etwa 295 K;  $T_{\text{heiss}}$  wird von der Erstarrungstemperatur von Glas zu rd. 550 °C geschätzt, also ist  $T_{\text{heiss}} = (550 + 273)$  K, und der Wert von  $\alpha$  ist 2,8. Je höher nun der Wert von  $\alpha$  ist, um so weiter ist das instabile Gebiet der angefachten Gasschwingungen im Rohr, d. h. um so wahrscheinlicher ist es, dass in einem gegebenen Rohr und mit einer bestimmten Gasfüllung die thermoakustische Schwingung tatsächlich auftritt.

Von diesem Standpunkt aus ist es verständlich, dass eine neue Epoche von Beobachtungen derartiger Erscheinungen eingeleitet wurde durch die Verflüssigung von Helium (durch Kammerlingh Onnes in Leiden, 1908). Helium-Dampf bei 1 atm über flüssigem Helium hat eine absolute Temperatur von 4,2 K. Wenn also z. B. ein halboffenes Rohr in ein Dewar-Gefäss mit flüssigem He eingetaucht wird, mit dem offenen Ende im Helium-Gas über der Flüssigkeit, und mit dem geschlossenen Ende ausserhalb des Gefässes bei Umgebungstemperatur (295 K), dann ist  $\alpha = 70$ . Unter solchen Verhältnissen sind thermoakustische Schwingungen kaum zu vermeiden, während sie sonst bei «normalen» Werten von  $T_{\text{kalt}}$  eher schwierig zu erzeugen sind. Deshalb werden diese Schwingungen in der Kältetechnik des Heliums (und in geringerem Masse auch des Wasserstoffs) am häufigsten beobachtet. Da sie mit einem besonders starken Wärmefluss zum kalten Ende verbunden sind, sind sie sehr unerwünscht. Ihre qualitative Erklärung wurde im Zusammenhang mit Beobachtungen an Helium wiederentdeckt durch Taconis im Jahr 1949, und in der Kältetechnik werden sie als «Taconis-Schwingungen» bezeichnet. Die letzte Phase von neuen Beobachtungen begann mit der Anwendung von flüssigem Helium als Fördermittel (durch Verdampfung) für Brennstoffe in der Raketen-Technik. Dadurch wurde eine neue Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen angeregt (der Verfasser selbst verdankt eine solche Anregung G. Pinter, dipl. Ing. ETH, von der Grumman Co.).

### 2. Grundlagen der Stabilitätstheorie

Die Stabilitätsgrenze für die Anfachung von Schwingungen hängt von der ganzen Verteilung der Temperatur entlang des Rohres ab. Für theoretische Rechnungen bequem und für die meisten praktischen Anwendungen ausreichend ist die Annahme einer Temperaturverteilung, die stückweise konstant ist und an einer Stelle des Rohres eine plötzliche, sprunghafte

Änderung aufweist (praktisch darf sich der «Sprung» über eine Länge verteilen, die einige Rohrdurchmesser beträgt). Bild 1 zeigt schematisch eine solche Temperaturverteilung; sie wird gekennzeichnet durch das schon oben eingeführte Temperaturverhältnis  $\alpha$  und durch die Position der Sprungstelle, d. h. durch das Verhältnis der Rohrlängen mit hoher und tiefer Temperatur. Wir setzen (Bild 1)

$$\xi = \frac{l_{\text{heiss}}}{l_{\text{kalt}}}$$

Für Rohre mit konstantem Querschnitt, die wir zunächst behandeln wollen, hat als erster der holländische Physiker *H. A. Kramers* eine Stabilitätsrechnung durchgeführt, die 1949 in «*Physica*» veröffentlicht wurde. Kramers beschränkte seine Rechnungen auf den Fall, für den der Zähigkeits- und Wärmeleitungseinfluss sich nur auf eine dünne wandnahe Schicht («Grenzschicht») erstreckt, deren Dicke im Verhältnis zum Rohrradius *r* klein ist. Die Dicke  $\delta$  der Zähigkeitsschicht ist grössenordnungsmässig gegeben durch

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \quad \text{wobei}$$

$\nu$  = kinematische Zähigkeit des Gases ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

$\omega$  = Frequenz ( $\text{s}^{-1}$ )

Das Verhältnis von Rohrradius *r* zu Grenzschichtdicke, d. h. die Grösse

$$Y = r/\delta = r \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$$

ist der massgebende fluiddynamische Ähnlichkeitsparameter des Problems. Er hängt durch  $\nu$  von der Temperatur ab; es soll vereinbart werden, dass  $Y_K$  im kalten Rohrteil als Parameter benützt wird.

Das Ziel der Stabilitätstheorie ist es, für ein gegebenes  $\xi$  (Sprungstelle) das kritische Temperaturverhältnis  $\alpha$  für den Beginn der Anfachung von thermoakustischen Schwingungen zu geben, in Funktion der Kenngrösse  $Y_K$ . Eine Reihe von Untersuchungen hat gezeigt, dass die minimalen Werte von  $\alpha$  in der Umgebung von  $\xi = 1$  zu finden sind, d. h. wenn der Temperatursprung in der Mitte des halboffenen Rohres liegt. Das Minimum ist ausserdem sehr flach, so dass kleine Abweichungen von  $\xi = 1$  eine untergeordnete Rolle spielen. Aus diesem Grund werden die folgenden Untersuchungen auf den Fall  $\xi = 1$  beschränkt.

Die Kramers'sche Theorie wird nun mit Hilfe der Kenngrösse  $Y_K$  als eine asymptotische Theorie für sehr grosse Werte von  $Y_K$  definiert. Sie gibt in diesem Grenzfall ( $Y_K \rightarrow \infty$ ) einen

<sup>1)</sup> Vgl. *N. Rott*: Alte und neue Probleme der Anfachung von Gas-schwingungen in «*Schweiz. Bauzeitung*» 87 (1969), H. 38, S. 734-737, sowie Veröffentlichungen des Verfassers in der «*Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*», Jg. 1969, 1973, 1975, 1976.

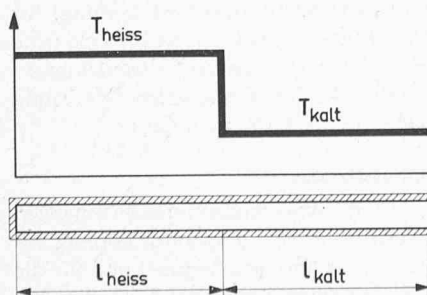


Bild 1. Schematische Darstellung der Temperaturverteilung entlang der Rohrwand

konstanten Wert des kritischen Temperaturverhältnisses  $\alpha$ , das mit  $\alpha_{as}$  bezeichnet werden soll. Sein Wert hängt ab von  $\xi$  sowie von den Eigenschaften des Gases. Für  $\xi = 1$  ergibt sich für Stickstoff (und praktisch auch für Luft) nach Kramers der Wert  $\alpha_{as} = 14$ , während für Helium die Kramers'sche Theorie (für alle  $\xi$ ) einen unendlich grossen Wert von  $\alpha_{as}$  ergibt. Das letzte Ergebnis steht mit der Erfahrung scheinbar im Widerspruch, und aus diesem Grund wurde die Kramers'sche Theorie für lange Zeit als unzulänglich betrachtet. Indessen lässt sich, wie der Verfasser 1969 gezeigt hat, der scheinbare Widerspruch beheben, wenn für die besonderen Stoffwerte für Helium (die praktisch auch für andere einatomige Gase gültig sind) der Grenzfall  $Y_K \rightarrow \infty$  einer besonderen Untersuchung unterzogen wird<sup>1)</sup>. Es ergibt sich ein Wert von  $\alpha_{as}$ , der mit einer gewissen Potenz von  $Y_K$  asymptotisch anwächst.

Das vollständige Bild des Stabilitätsverhaltens ergibt sich allerdings erst durch die numerische Auflösung der Stabilitätsgleichung. Das Resultat für Stickstoff und Helium (im Fall  $\xi = 1$ ) ist in Bild 2 dargestellt. Gestrichelt eingezeichnet sind die vorhin diskutierten Asymptoten: horizontal für  $\text{N}_2$ , während für He in der doppel-logarithmischen Darstellung von Bild 2 eine geneigte Gerade entsteht. Man findet ein Minimum für  $\alpha$ , für einen optimalen Wert des Parameters  $Y_K$  von etwa 10; das minimale Temperaturverhältnis ist 5 für  $\text{N}_2$  und 5,5 für He. Ein unerwartetes Ergebnis der numerischen Rechnungen ist das Auftreten eines «oberen Astes» in der Stabilitätskurve.

Die physikalische Erklärung dieser Erscheinung ist gegeben, wenn man bedenkt, dass die kinematische Zähigkeit für Gase mit der Temperatur (bei konstantem mittleren Druck) stark zunimmt. Wenn also  $T_{\text{heiss}}$  immer weiter gesteigert wird, so nimmt nicht nur die Wirksamkeit des Antriebsmechanismus zu, sondern auch die Dämpfung im heissen Teil. Bei genügend hoher Temperatur überwiegt der zweite Effekt. Die Existenz des oberen Astes der Stabilitätskurve wurde für Helium durch Versuche von *T. von Hoffmann*, *U. Lienert* und *H. Quack* am Institut für Verfahrenstechnik an der ETH nachgewiesen (veröffentlicht in «*Cryogenics*» 1973).

Die Stabilitätsgleichung liefert neben der Stabilitätsgrenze auch eine Bestimmungsgleichung für die Frequenz. Für den unteren Ast ist diese gleich der natürlichen Frequenz der Gassäule im Rohr, mit nur kleiner Modifikation durch Einflüsse von Reibung und Wärmeleitung. Für den oberen Ast lässt sich aber die Frequenz interpretieren (nach *P. Monkewitz* vom Institut für Aerodynamik) als die natürliche Frequenz in einem Rohr, bei dem das geschlossene Ende an die Stelle des Temperatursprungs rückt. Im Sinne der gegebenen physikalischen Interpretation des oberen Astes ist dieses Ergebnis verständlich.

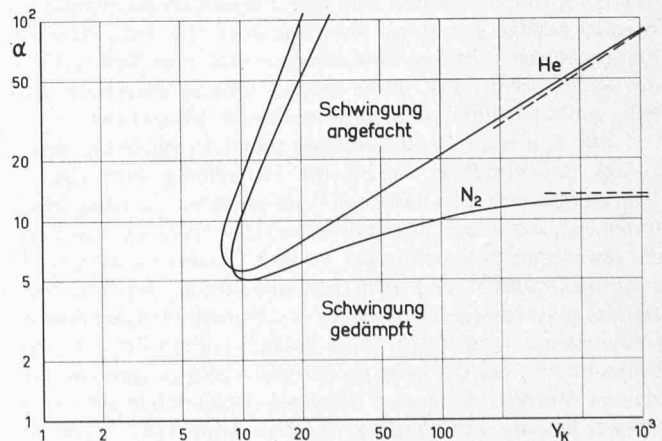


Bild 2. Stabilitätskurven für  $\text{N}_2$  und He. Gezeigt wird das kritische Temperaturverhältnis  $\alpha$  über dem dynamischen Ähnlichkeitsparameter  $Y_K$ . Anfachung erfolgt innerhalb der von den Kurven begrenzten Gebieten

### 3. Rohr mit variablem Querschnitt

Als nächstes Problem wurde untersucht, wie weit durch Veränderung des Rohrquerschnitts entlang des Rohres die Stabilitätsgrenze  $\alpha$  heruntergedrückt werden kann. Eine systematische theoretische und experimentelle Untersuchung dieser Frage wurde am Institut für Aerodynamik durch G. Zouzoulas (Diss. ETHZ 5520, 1975) durchgeführt. Das Grundprinzip für dieses Vorgehen ist gegeben durch das Ergebnis für gerade Rohre, wonach ein minimales  $\alpha$  für einen Optimalwert von  $Y_K$  besteht. Nun ist der Anfachungs-Mechanismus natürlich nur dort wirksam, wo sich die Rohrtemperatur ändert. Es genügt also, optimale Verhältnisse dort zu schaffen, wo der (steile) Temperaturgradient auftritt. Im Rest des Rohres sind Grenzschichteffekte nur dämpfend; also muss der Rohrradius so gross als praktisch möglich gewählt werden. Das ideale Gerät für thermisch getriebene akustische Schwingungen ist somit ein weites Rohr mit einer Einschnürung an der Stelle des Temperatursprungs; der Durchmesser der engsten Stelle muss sorgfältig optimiert werden.

Die nach diesem Prinzip konstruierten (und von A. Berger gebauten) Rohre wiesen eine sehr niedrige Stabilitätsgrenze auf, ergaben aber bei angefachter Schwingung nur kleine Amplituden. Dies ist sicher durch Ablösungseffekte in der Einschnürung zu erklären. Nun ist die Erweiterung des Rohrquerschnitts zur Verminderung der Dämpfung viel wirksamer im heissen Rohrteil, wo die kinematische Zähigkeit des Gases hoch ist. Wenn man nur eine Erweiterung vorsieht, nämlich am geschlossenen Ende, so kommt man zur Konstruktion des Sondhauss-Rohres. In diesem Fall sind die Amplituden (offenbar wegen der nur monoton variierenden Querschnitte) höher, während das kritische Temperaturverhältnis (für alle Gase) bei optimalen Verhältnissen sich fast bis zum Wert  $\alpha = 2,2$  herunterdrücken lässt.

Zouzoulas hat den bisher wohl überzeugendsten quantitativen Beweis der Stabilitätstheorie erhalten mit Rohren, deren Radius im heissen Teil nur zweimal so gross war wie am kalten offenen Ende; die Querschnittsänderung befand sich in der Mitte des Rohres, der Temperatursprung hart daneben, beim Beginn des kleinen Querschnitts. Für diese Konfiguration ergibt sich bei  $N_2$ -Füllung theoretisch für den kritischen Wert von  $\alpha$  der Minimalwert von 3,1. Somit sollte die Schwingung erregt werden können, wenn der kalte Teil mit flüssigem Stickstoff (77 K) gekühlt wird, während der warme Teil die normale Umgebungstemperatur (295 K) hat, d.h. für ein effektives Temperaturverhältnis von  $\alpha = 3,8$ . In der Tat wurden die Schwingungen beobachtet, genau im vorausberechneten Bereich von  $Y_K$ . Für ein Rohr mit konstantem Radius ist der Minimalwert für Anfachung  $\alpha = 5$ , deshalb können bei einem effektiven  $\alpha = 3,8$  die Schwingungen nie erregt werden.

Für «optimale» Geräte, die (etwa für Demonstrationszwecke) einen möglichst niederen kritischen Wert von  $\alpha$  haben sollen, wählt man ein Sondhauss-Rohr mit einem Volumen am heissen Ende, dessen Durchmesser gross ist im Verhältnis zu dem des angeschlossenen Rohres. Letzterer wird «optimiert», nachdem man die Gasfüllung (diese bestimmt  $v$ ) und die Frequenz  $\omega$  festgelegt hat. Zu dem bekannten Optimalwert  $Y_K$  gehört dann ein bestimmter Radius des Rohres.

Für hörbare Frequenzen sind die Grenzschichten  $\delta$  in Luft sehr dünn, und die zugehörigen optimalen Rohrradien entsprechend klein (Grössenordnung 1 mm). Ein sehr wirksames Mittel zur Erhöhung der «Leistung» (d.h. der Lautstärke) von Sondhauss-Rohren ist die Verwendung von «Rohrbündeln» von mehreren (z. B. 50) «optimalen» Rohren, die mit einem gemeinsamen Hohlraum einen Resonator bilden. Erhitzt werden muss die Wand des Hohlraums und der anschliessende Beginn der Rohre. Weitere Einzelheiten solcher Apparate sind in der Dissertation von Zouzoulas beschrieben.

### 4. Gas-Flüssigkeit-Schwingungen

Eine besonders gut schwingungsfähige Konfiguration entsteht, wenn eine thermisch getriebene schwingende Gassäule am offenen kalten Ende die Schwingung einer Flüssigkeitssäule antreibt. Wir beschränken uns auf den Fall, dass die Flüssigkeit in keiner Phase der Schwingung in den heissen Teil des Resonators eindringt, so dass keine Verdampfung stattfindet (die Anordnung mit Verdampfung gibt auch interessante angefachte Schwingungen durch den sogenannten «Geysir-Effekt»; sie soll hier nicht weiter behandelt werden). Die erste theoretische Behandlung dieser Erscheinung wurde auch schon von Kramers gegeben; die Theorie wurde in der Dissertation von Zouzoulas wesentlich ergänzt und erweitert.

Die Stabilitätsgrenze der Gas-Flüssigkeits-Schwingungen (kurz GF-Schwingungen) wird gegenüber den reinen Gas-Schwingungen stark heruntergedrückt durch den Umstand, dass die kinematische Zähigkeit (d.h. dynamische Zähigkeit durch Dichte) der Flüssigkeiten niedriger ist als die der Gase. Es folgt, dass das kalte Gasvolumen möglichst klein gehalten werden soll (die praktische Begrenzung für diese Bedingung wird bei der Beschreibung der Apparatur diskutiert). Für eine durch Luft getriebene Wassersäule fand Zouzoulas für die Stabilitätsgrenze bei optimalen Verhältnissen ein minimales kritisches Temperaturverhältnis  $\alpha$  von etwas über 1,4; dies wurde auch experimentell bestätigt.

Bei der Berechnung der Frequenz von GF-Schwingungen berücksichtigt man für die Trägheitskräfte praktisch nur die Masse der Flüssigkeitssäule; dadurch wird die Berechnung stark vereinfacht. Die Rückstellkraft ist gegeben durch den kombinierten Effekt der Elastizität des am heissen Ende eingeschlossenen Gasvolumens und durch die auf die schwingende Flüssigkeit wirkende Schwerkraft. Die GF-Schwingungen haben somit eine viel tiefere Frequenz als Resonatoren vergleichbaren Ausmasses, die nur mit Gas gefüllt sind. Tiefe Frequenzen geben dicke Grenzschichten und entsprechend grosse Rohrdurchmesser bei optimalen Verhältnissen. Typisch sind bei Frequenzen von 1 Hz optimale Radien um etwa 1 cm. Bild 3 zeigt schematisch einen Demonstrationsapparat, der nach den Ergebnissen der Theorie optimiert und am Institut für Aerodynamik (mit Verwertung von konstruktiven Beiträgen von O. Frei und W. Müller) gebaut wurde. An eine Glaskugel von etwa 0,5 l Inhalt schliesst sich ein kurzes Glasrohr von 2 cm Durchmesser an; die Fortsetzung des Rohres bildet (aus praktischen Gründen) ein biegsamer durchsichtiger Kunststoffschlauch. Erhitzt wird die Glaskugel durch eine elektrische Wicklung (rd. 30 V), wobei dafür gesorgt wurde, dass beim Anschluss des 2-cm-Rohres die hohe Temperatur des geschlossenen Endes herrscht; sie betrug etwa 300 °C. Die Temperatur entlang des Rohres sinkt rasch (durch Kühlung durch natürliche Konvektion) auf Umgebungstemperatur.

Der Betrieb des Apparats wird wesentlich erleichtert durch einen Hahn, der etwa 5 cm entfernt vom Anschluss an das erhitzte Volumen am Glasrohr angebracht wurde. Das Einfüllen der Flüssigkeit in den Schlauch und das Erhitzen der Glaskugel bis zum Erreichen einer Gleichgewichtstemperatur erfolgt bei geöffnetem Hahn. Die gewünschte Länge der Flüssigkeitssäule (2 bis 4 m) und die Länge der kühlen Gassäule wird eingestellt, was bei der Flexibilität des U-förmig angeordneten Schlauches leicht möglich ist. Wenn nun der Hahn geschlossen wird, beginnt die Anfachung der Schwingung, wobei am Anfang die Instabilität eindrucksvoll demonstriert wird. Bald wird eine maximale Amplitude erreicht; nach den schon zitierten theoretischen Ergebnissen ist die Anfachung am stärksten, wenn die Länge der kalten Gassäule so klein wie möglich ist. Das praktische Minimum ergibt sich durch die Amplitude der Schwingung: Die Flüssigkeit darf bei dieser Konstruktion den erhitzten Teil des Glases nicht berühren, da sonst (statt des

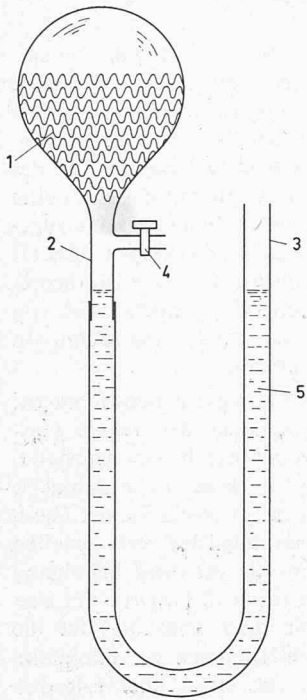


Bild 3. Schematische Darstellung eines Apparates zur Vorführung von thermisch getriebenen Gas-Flüssigkeits-Schwingungen

- 1 elektrisch beheizter Glaskolben
- 2 anschliessendes Glasrohr
- 3 biegsames Kunststoffrohr
- 4 Hahn
- 5 Flüssigkeits-Füllung

Geysir-Effekts) das Glas bricht. Wenn also die Amplitude zu stark zu wachsen droht, muss die Schwingung durch Öffnen des Hahns rechtzeitig gestoppt werden. Umgekehrt, wenn bei der maximalen Amplitude die Flüssigkeit noch weit vom Rohrende ist, so kann durch Verkürzung der kalten Gassäule die Leistung noch verbessert werden. Am Ausführungsbeispiel am Institut für Aerodynamik sind Amplituden von etwa 20 cm beobachtet worden, bei einem effektiven Temperaturverhältnis von  $\alpha = 2$ . Beim Abstellen des Apparats wird zuerst der Hahn geöffnet und erst dann die Heizung abgestellt. Die qualitative Erklärung des Antriebsmechanismus kann wie folgt gegeben werden: Bei der natürlichen Schwingung wird in der Kompressionsphase das Gas in das erhitzte Volumen gedrückt und erwärmt; in der Expansionsphase gelangt das Gas in das kühle Rohr und gibt Wärme ab (an die Wand). Das genannte Kriterium von Rayleigh ist erfüllt, denn die Erwärmung fällt in die Phase des hohen Drucks, und umgekehrt; also kann die natürliche Schwingung angefacht werden. Die quantitative Bestimmung der Stabilitätsgrenze benötigt eine Stabilitätstheorie; diese kann mit Hilfe des bekannten (laminaren) Reibungs- und Wärmeübertragungsmechanismus an der Wand vollständig rational gestaltet werden.

Der Apparat kann als eine «rudimentäre» Art des Stirlingmotors angesehen werden, insbesondere beim Vergleich

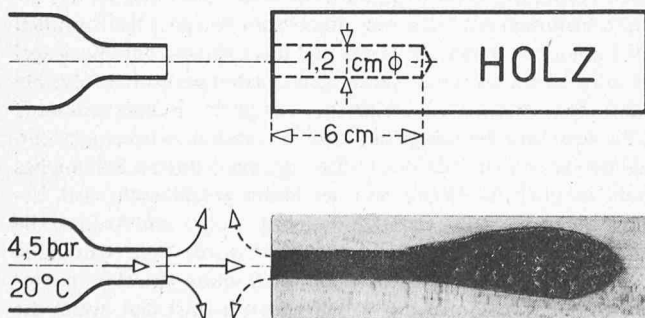


Bild 4. Durch thermische Wirkung im Hartmann-Sprenger-Rohr (gebildet durch eine Bohrung in einem Holzblock) in 30 Sekunden erzeugte Brandkaverne (das Holzstück wurde längs der Bohrungsaue aufgesägt)

mit der Ausführung des Stirlingmotors mit Flüssigkeitskolben, «Fluidyne» genannt (vgl. «NZZ», technische Beilage vom 27. Nov. 1974). Der «vollständige» Stirling-Zyklus entsteht, wenn der hier beschriebene Prozess noch durch eine *Verdrängungsphase* ergänzt wird, sowohl bei hohem wie auch bei niederem Druck; in diesen Phasen findet zusätzlicher Wärmeübergang statt, mit der Rohrwand als Wärmespeicher. Dadurch kann der Wirkungsgrad grundsätzlich verbessert werden, doch sind weder für den hier beschriebenen Apparat noch für die «Fluidyne»-Variante Anwendungen zu erwarten, in denen der Wirkungsgrad eine auch nur annähernd wichtige Rolle spielt. Eine Anwendungsmöglichkeit für GF-Schwingungen ist ihre Verwendung als praktisch erschütterungsfreier Signalgeber für eine sehr reine Sinus-Schwingung, wie sie für viele Versuchszwecke oft benötigt wird. Eine naheliegende technische Anwendung (auch für die «Fluidyne») ist eine Ausführung als Bewässerungspumpe, die z. B. mit Sonnenenergie betrieben wird. Auch die Erzeugung von elektrischer Energie ist grundsätzlich möglich; Spekulationen über solche Anwendungen in der Raumschiffahrt sind vielleicht nicht ganz abwegig.

### 5. Der «inverse» Effekt in der Thermoakustik

Das Wort «Thermoakustik» kann ausser für die hier beschriebenen thermisch getriebenen Gasschwingungen auch für den «inversen» Effekt benutzt werden, d. h. für thermische Vorgänge, die bei mechanisch erzeugten Gasschwingungen entstehen. Die Erforschung dieser Effekte hat am Institut für Aerodynamik eine lange Tradition. *H. Sprenger* hat im Jahre 1954 in den «Mitteilungen aus dem Institut für Aerodynamik» (Nr. 21) über seine Arbeiten (unter der Leitung von Prof. *J. Ackeret*) über thermische Effekte in den von Hartmann schon 1919 (in Kopenhagen) beschriebenen Resonanzrohren berichtet. Hartmann entdeckte, dass ein Hochgeschwindigkeits-Gasstrahl, gegen einen Hohlraum gerichtet, eine Schwingung erzeugt; Sprenger zeigte, dass dies mit starken thermischen Effekten verbunden ist (heute wird ein derartiger Apparat als «Hartmann-Sprenger-Rohr» bezeichnet, kurz HS-Rohr). Die Beobachtungen von Sprenger weisen darauf hin, dass solche thermische Effekte potentielle Gefahrenquellen darstellen, insbesondere bei Schwingungen in Sauerstoff, wie sie z. B. beim Öffnen von Ventilen entstehen können. Besonders eindrucksvoll sind die Beobachtungen von Sprenger bei Luftstrahlen, die gegen ein Bohrloch in Holz gerichtet sind: Das Holz wird am Ende des Loches zum Brennen gebracht (Bild 4).

Die systematische Erforschung von HS-Rohren wird heute an verschiedenen Orten weitergeführt, vor allem von *Brocher* an der Universität von Marseille. Praktische Anwendungsmöglichkeiten von HS-Rohren zum Zünden von Raketenmotoren werden in den USA und in Deutschland untersucht.

Eine der theoretischen Behandlungen besonders gut zugängliche ähnliche Anordnung entsteht, wenn die akustische Schwingung im gasgefüllten (geschlossenen) Rohr durch einen Kolben an einem Ende erzeugt wird. In einer unter der Leitung von Prof. *H. Thomann* am Institut für Aerodynamik von *Merkli* durchgeführten Untersuchung (Diss. ETHZ Nr. 5151, 1973) wurde beobachtet, dass die Reibungswärme, die hauptsächlich bei den Schwingungsbäuchen, also in Rohrmitte anfällt, bei den Knoten, d. h. an den Rohrenden durch die Rohrwand tritt, und dass die Rohrmitte sogar gekühlt wird. Die aufgestellte Theorie, die mit den Messungen in guter Übereinstimmung steht, gibt die Erklärung aufgrund der neu entdeckten «thermoacoustic streaming», d. h. einen Enthalpiestrom zweiter Ordnung, der in genauer Analogie steht zu der von Rayleigh entdeckten (und von ihm so benannten) «acoustic streaming», d. h. dem akustischen Massenstrom zweiter Ordnung.

Adresse des Verfassers: Prof. Dr. *Nikolaus Rott*, Institut für Aerodynamik an der ETH Zürich, Sonneggstrasse 3, 8006 Zürich.