W. D a h l k e : Messungen an Hohlraumresonatoren.

In der cm-Wellen-Technik benutzt man als besonders dämpfungsarme Schwingungskreise hauptsächlich Hohlraumresonatoren. Sie bestehen aus dielektrischen Hohlräumen, die allseitig von gut leitenden Metallflächen umgeben sind, und stellen nichtquasistationäre Schwingungskreise mit verteilten Selbstinduktionen, Kapazitäten und Ohmschen Widerständen dar. Beschränkt man sich in der Anwendung derartiger Hohlräume auf die Nähe ihrer Eigenfrequenz, so kann man ihr elektrisches Verhalten auf einfache Weise durch Angabe von quasistationären Ersatzbildern beschreiben, ohne näher auf die verteilten Kreisgrößen eingehen zu müssen. Als Ersatzbild [1] kann man einen Parallelresonanzkreis wählen, der aus den konzentrierten Schaltelementen Selbstinduktion L, Kapazität C und Parallelwiderstand R_p gebildet wird. In der vorliegenden Mitteilung soll eine kurze Schilderung eines Meßverfahrens für diese charakteristischen Hohlraumdaten gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung folgt demnächst an anderer Stelle.

Zur besseren Übersicht seien die Definitionsgleichungen der charakteristischen Hohlraumdaten noch einmal zusammengestellt. Als Spannungsamplitude U eines z.B. in der Triftröhre benutzten Hohlraumes werde das Linienintegral der elektrischen Feldstärke längs des Elektronenweges definiert. Verschiedenen Elektronenwegen sind dann im allgemeinen verschiedene Spannungsintegrale U zugeordnet. Den Wirkungswiderstand R_p und den Blindwiderstand Z erhält man aus den Wirk- und Blindleistungen des Hohlraumes N_W bzw. N_B mittels der Gleichungen

$$N_W = \frac{U^2}{2R_p} \qquad N_B = \frac{U^2}{2Z} \qquad (1)$$

Die

[1] W. Dahlke, Über die Anregung von Hohlräumen. Deutsche Luftfahrtforschung FB 1807 (1943) ZWB.

Die Güte (Resonanzschärfe) Q des Hohlraumes ist der Quotient aus Blind- und Wirkleistung.

$$Q = \frac{R_p}{Z} \qquad (2)$$

Die Selbstinduktion L und die Kapazität C des Hohlraumes ergeben sich aus dem Schwingwiderstand

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad (3)$$

und der Resonanzfrequenz

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (4)$$

Im folgenden seien als unabhängige, den Schwingungszustand des Hohlraumes beschreibende Grundgrößen die Resonanzfrequenz ω_r, die Güte Q und der Schwingwiderstand Z gewählt, weil sich diese in einfacher Weise durch Messungen von Resonenzkurven bestimmen lassen.

Die Versuchsanordnung zur Aufnahme von Hohlraumresonanzkurven zwischen 5 cm und 1 m Wellenlänge ist in Abb.1 gezeichnet. Zur Schwingungserzeugung dient der Sender S. Kathode und Gitter bezw.Gitter und Anode der UKW-Triode RD 12 T a sind mit den offenen Enden zweier konzentrischer Lecherleitungen verbunden. Durch Verschieben von zwei Kurzschlußkolben kann die Wellenlänge des Senders zwischen 35 cm und 1 m stetig verändert werden. Zur Feinverstellung der Wellenlänge dient die als Nebenschluß zwischen Anode und Gitter wirkende Mikrometerspindel Sp_1 . Mittels einer kleinen, der Anode des Rohres gegenüberstehenden Kapazitätsplatte wird aus dem Sender Energie ausgekoppelt und dem Detektor D_1 zugeführt. Der in der Abb.2 nochmals größer gezeichnete Detektor erfüllt zwei Aufgaben. Infolge seiner nichtlinearen Kennlinie erzeugt er eine ganze Reihe von Harmonischen der Senderfrequenz, die ihrerseits zur Anregung des auszumessenden Hohlraumes H benutzt werden. Ferner ruft er eine niederfrequente Amplitudenmodulation dieser Harmonischen hervor, wenn man ihn über den als Hochfrequenzdrossel dienenden 1 kOhm-Widerstand die in Abb.1 angedeutete Wechselspannung von 2000 Hz legt. Die Anregung des Hohlraumes H wird mit Hilfe eines in Abb.3 mit Einzelheiten wiedergegebenen Anzeigedetektors D_2 und eines auf 2000 Hz abgestimmten Resonanzverstärkers gemessen. Zur Grobmessung der Resonanzwelle des Hohlraumes wird an diesen der kleine, als konzentrische $\lambda/4$-Leitung ausgebildete, Wellenmesser W_2 angekoppelt. Die genaue Grundwelle des Senders stellt man mit Hilfe des an den großen Wellenmesser W_1 angekoppelten Anzeigedetektors D_3 und einem zweiten Resonanzverstärker fest. Der Wellenmesser W_1 stellt eine beidseitig kurzgeschlossene konzentrische $\lambda/2$-Lecherleitung dar. Die Einstellung des rechten Kurzschlußkolbens kann an einem Nonius auf 0,1 mm abgelesen werden. Der linke Kurzschlußkolben läßt sich durch Drehen der Mikrometerspindel Sp_2 um etwa 2 cm mit einer Genauigkeit von 0,01 mm verschieben, so daß noch Wellenlängenänderungen des Senders von 0,02 mm meßbar sind.

Zur Messung der Resonanzfrequenz ω_r des Hohlraumes H ändert man die Frequenz des Senders S solange, bis der Detektor D_2 am Verstärker den größten Ausschlag hervorruft. Dann koppelt man den Wellenmesser W_2 lose an den Hohlraum an und erhält durch Verschieben seines Kurzschlußkolbens Maxima und Minima des Stromes im Detektor D_2. Aus den Kolbenstellungen für zwei benachbarte Minima erhält man einen Näherungswert für die Resonanzwelle λ_r. Dann entfernt man W_2 und mißt in ähnlicher Weise mittels W_1 die Grundwelle $\lambda_g = n \cdot \lambda_r$ des Senders. Durch Vergleichen beider Werte erhält man die ganzzahlige Ordnung n der Frequenzvervielfachung. Da λ_g bis auf 0,2 mm abgelesen wird, läßt sich die Resonanzwelle λ_r beispielsweise für die Ordnungszahl $n = 10$ mit einer Genauigkeit von 0,02 mm angeben. Änderungen der Resonanzwelle des Hohlraumes kann man durch Benutzen der Spindel Sp_2 bei der genannten Ordnungszahl mit einer Genauigkeit von 0,002 mm feststellen.

Die Hohlraumgüte Q gewinnt man durch Messung der reziproken relativen Halbwertsbreite h der Resonanzkurve, indem man die Kopplungen M des Senders und N des Anzeigedetektors an den Hohlraum extrem lose macht. Die geforderte Extrapolation der meßbaren Halbwertsbreite auf den Fall $M = N = 0$ läßt sich trotz der verhältnismäßig schwachen Energie der Harmonischen in folgender Weise durchführen : Bei konstanter Kopplung M_1 des Vervielfacherdetektors D_1 bestimmt man für verschiedene Kopplungen N des Anzeigedetektors D_2 die von diesem Verstärker hervorgerufenen Resonanzausschläge A und die zugehörigen Halbwertsbreiten h der Resonanzkurve. Trägt man die relative Halbwertsbreite h als Funktion der Größe $A \cdot h^2$ auf, so erhält man die in Abb.4 mit dem Parameterwert M_1 versehene Gerade. Durch Wiederholen des Verfahrens für eine zweite, schwächere Kopplung M_2 des Vervielfacherdetektors D_2 gewinnt man die Gerade M_2. Wie in Abb.4 gestrichelt angedeutet, schneidet eine durch den Schnittpunkt der beiden Geraden M_1 und M_2 zur h-Achse gezogene Parallele die Gerade $h = h_1$ im Punkte P. Eine durch P zur Geraden M_2 gezogene Parallele liefert dann als Schnittpunkt mit der Ordinatenachse den gesuchten Wert $d = 1/Q$.

Der Schwingwiderstand Z eines Topfkreises oder beliebigen anderen Hohlraumes, welcher längs einer Achse ein konstantes elektrisches Feld besitzt, läßt sich besonders einfach bestimmen. Bringt man nämlich einen dünnen dielektrischen Stab mit der Dielektrizitätskonstanten ε, dem Querschnitt q und der Länge l , die mit derjenigen des Hohlraumes übereinstimmt, in die Achse des Hohlraumes, so wirkt dieser Stab als kapazitive Belastung, die eine Verschiebung $\delta\omega$ der Eigenfrequenz des Hohlraumes hervorruft. Durch Variation von Gl.(4) erhält man mit Gl.(3)

$$\delta\omega = - \frac{\omega_r^2}{2} \, Z \, \delta C$$

und hieraus durch Einsetzen der elektrostatisch berechneten Kapazitätsänderung δC

$$Z_\Omega = \frac{120 \, l}{(\varepsilon - 1)\, q} \, \delta\lambda \, ,$$

worin $\delta\lambda$ die Verschiebung der Resonanzwellenlänge bedeutet. Die restlichen Hohlraumdaten R_p, L und C berechnet man aus den drei unabhängigen Grundgrößen ω_r, Q und Z mittels der Gl.(2), (3) und (4). Die hier geschilderte Methode zur Bestimmung des Parallelwiderstandes besitzt vor der schon früher von Borgnis [2] angegebenen den Vorrang größerer Einfachheit. Während Borgnis für sein Verfahren zwei passend geschliffene dielektrische Stäbe mit den zugehörigen 4 Daten für die Dielektrizitätskonstanten und Verlustwinkel benötigt, genügt für das oben Geschilderte bereits ein dielektrischer Stab unbekannten Verlustwinkels, aber bekannter Dielektrizitätskonstante.

Zum Abschluß sei noch erwähnt, daß sich die Kopplung eines an den Hohlraum angekoppelten Leitungssystems ebenfalls experimentell bestimmen läßt. Besteht das eingekoppelte Leitungsende aus einer Drahtschleife, die sich in einem Hohlraumteil befindet, der nur von magnetischen Feldlinien erfüllt ist, so gewinnt man den Koppelfaktor $\kappa = M/\sqrt{L L'}$ auf folgende Weise: Man bringt die kurzgeschlossene Koppelschleife in den Hohlraum und bestimmt die dadurch hervorgerufene Änderung seiner Resonanzwelle $\delta\lambda$. Es gilt dann

$$\kappa^2 = \frac{2 \cdot \delta\lambda}{\lambda_r} .$$

Die nach dem geschilderten Verfahren gemessenen Hohlraumdaten verschiedener Zylinder wurden mit den theoretisch berechneten Werten verglichen und mit diesen in guter Übereinstimmung gefunden. Die Meßmethode läßt sich so verallgemeinern, daß man auch die charakteristischen Daten beliebiger Hohlraumformen bestimmen kann, die z.B. im Klystron mit Schlitzen für Elektronenstrahlen versehen sind und deren elektrisches Feld nicht mehr homogen ist. Durch Benutzen eines Senders mit höherer Grundfrequenz sollen die Messungen auf Hohlräume mit einer kürzesten Wellenlänge von etwa 1 cm ausgedehnt werden.

Herrn Dipl.-Phys.H.Neugebauer danke ich bestens für den von ihm mit größter Sorgfalt ausgeführten Aufbau und die Untersuchung der Meßapparatur.

[2] F.Borgnis, Naturw. 20-21, 31 1943.

Versuchsanordnung zu Hohlraummessungen

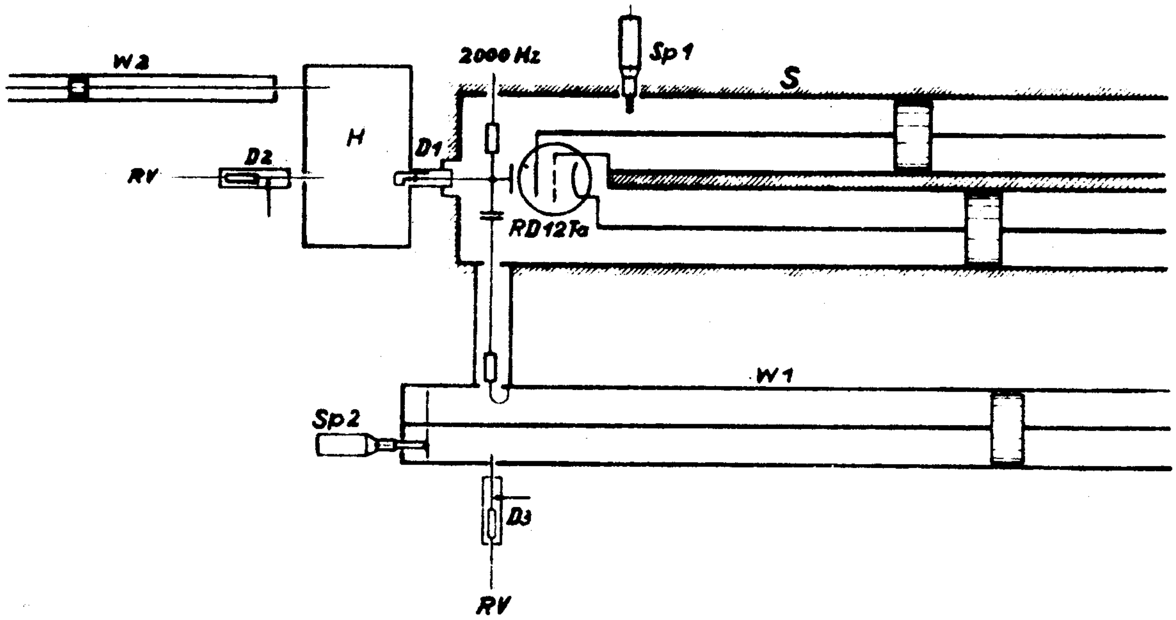

Abb. 1

Detektor zur Frequenzvervielfachung und Modulation

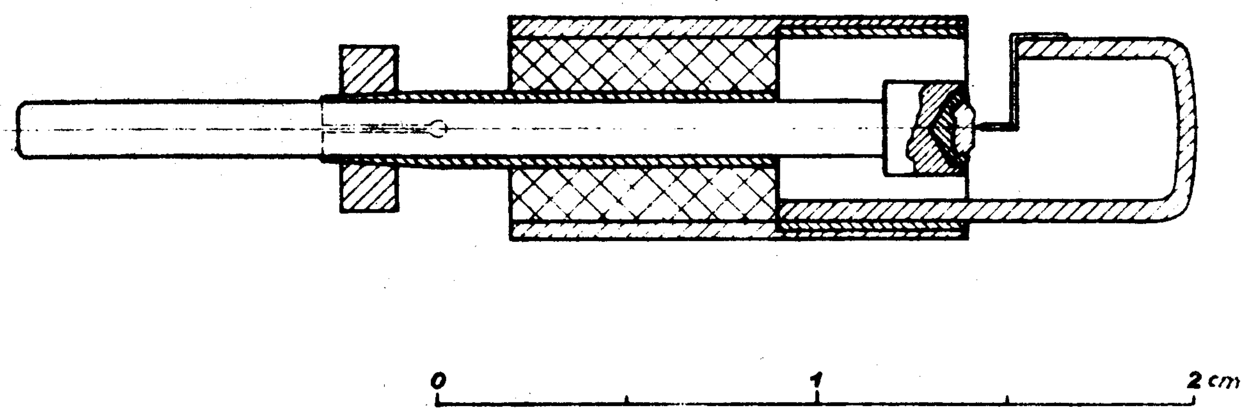

Abb. 2

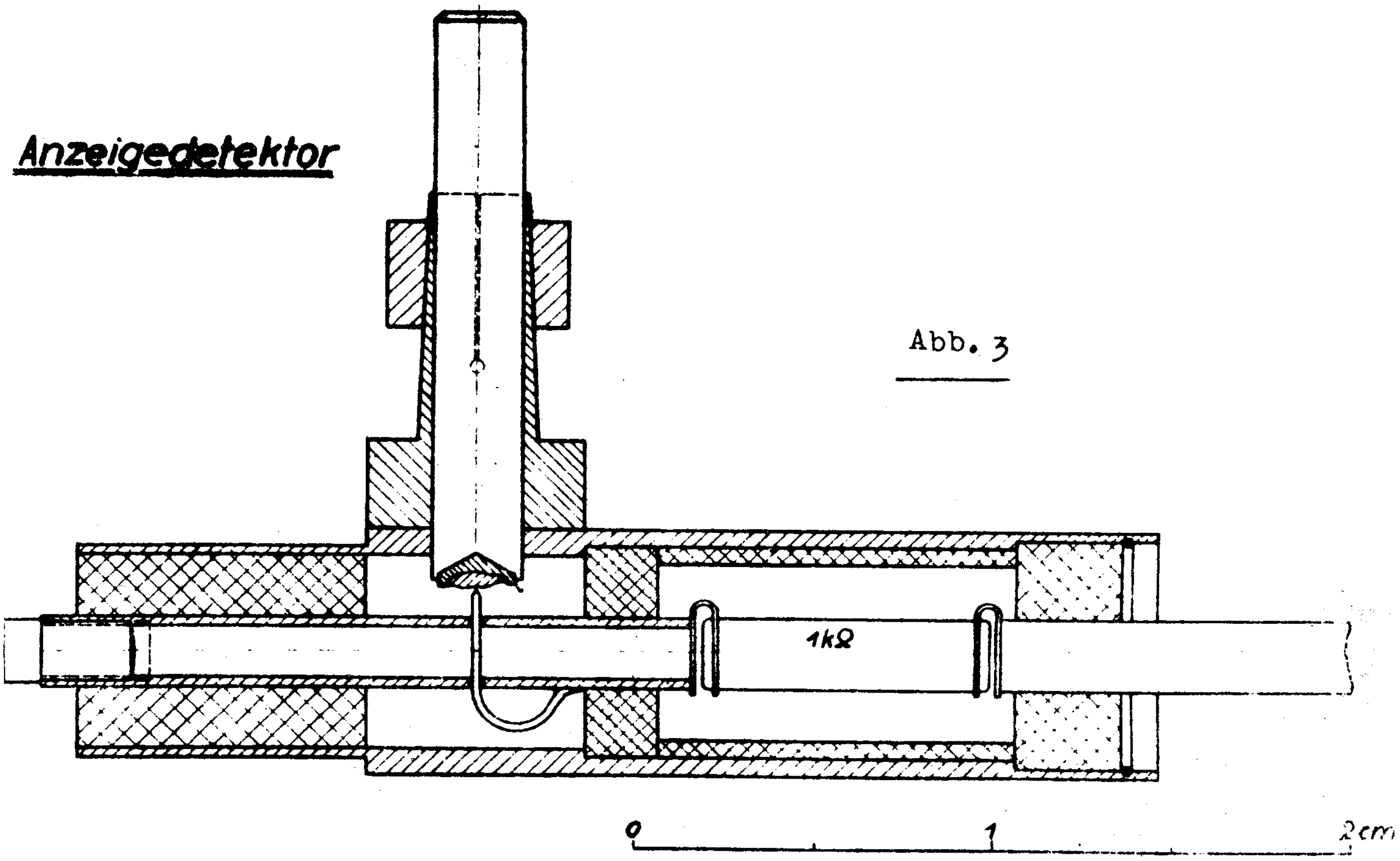

Abb. 3

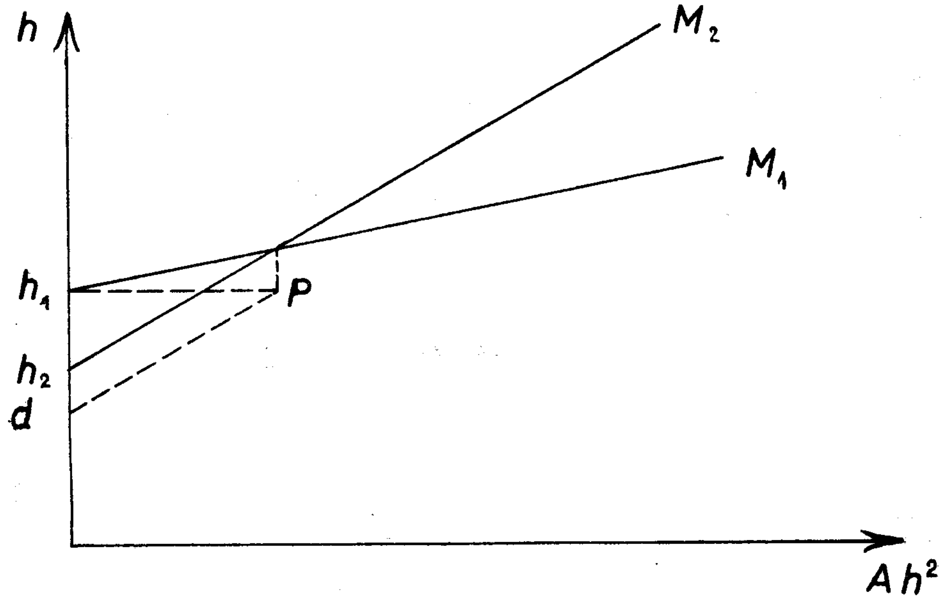

Abb.4. Hilfskonstruktion zur Bestimmung der Hohlraumdämpfung $d = 1/Q$.