2. Der mechanisch-akustische Aufbau eines Telefons; von W. Hahnemann und H. Hecht.

Wir haben vor kurzem¹⁾ eine Theorie der Wirkungsweise eines Telefons veröffentlicht, die auf einer Methode beruht, die die mechanisch-akustischen Arbeitsvorgänge der schwingenden Telephonmembran durch äquivalente, elektrische Arbeitsgrößen ersetzt. In der hier folgenden Abhandlung soll eine sich aus dieser Theorie ergebende experimentelle Untersuchungsmethode von Telefonen entwickelt und Messungen der mechanisch-akustischen Größen, insbesondere des Wirkungsgrades eines Telefons, mitgeteilt werden.

I. Die Methode.

Denkt man sich in die Zuleitungen eines Telefons ein Wattmeter geschaltet, das selbst keinen Eigenverbrauch be-

Fig. 1.

sitzen möge, und erregt man das Telefon mit Wechselstrom konstanter Erregung und veränderlicher Frequenz, so erhält man im Prinzip das Bild der Fig. 1, in der als Abszisse die Frequenz ω und als Ordinate die vom Telefon aufgenommene

1) W. Hahnemann und H. Hecht, Schallgeber und Schallempfänger I, Physikal. Zeitschr. 20. S. 104ff. 1919.

Leistung aufgetragen ist. Diese Leistung beschreibt bei einfachen Schwingungsgebilden die Resonanzkurve $O A B C D$ und hat für die Frequenz ω_R , die der mechanischen Eigenschwingung des Telephons entspricht, ein Maximum. Sowohl nach den niederen, wie nach den höheren Frequenzen zu verläuft die Resonanzkurve in die mehr oder weniger geradlinigen Strecken $O A$ und $C D$. Denkt man sich diese Kurvenstücke innerhalb der Resonanzstelle $A B C$ stetig ineinander überführt, so erhält man die Kurve $O A E C D$. Durch diese Darstellung der Leistungsaufnahme erkennt man, daß die gesamte Leistung in zwei Teile zerfällt:

einen von der Bewegung der Telephonmembran abhängigen Teil (Ordinate zwischen Kurve $A B C$ und Kurve $A E C$) und einen von der Membranbewegung unabhängigen Teil (Ordinate zwischen Kurve $O A E C D$ und Abszissenachse).

Der erste Teil stellt die mechanisch-akustische Leistung, der zweite die im Eisen des Telephons verbliebene Leistung dar, die eine Erwärmung desselben hervorruft. Die Kurve $O A E C D$ kann man auch experimentell finden, indem man die Membran in ihrer Arbeitsstellung durch Festbremsen an der Bewegung hindert und bei verschiedenen Frequenzen und konstanter Erregung die Verluste direkt mißt.

Fällt man vom Resonanzpunkte B ein Lot auf die Abszissenachse, welches diese bei F trifft, während es die Verlustkurve bei E schneidet, so stellt das Verhältnis $BE:BF$ den mechanisch-akustischen Wirkungsgrad des Telephons in Resonanz dar. Die der Strecke BE entsprechende mechanisch-akustische Leistung ist nun nicht ohne weiteres die rein-akustische Leistung, sondern stellt die gesamte von der Membranbewegung abhängige Leistung dar. Diese besteht im allgemeinen aus den drei Beträgen: mechanische Leistung innerhalb des Membranmaterials und an den Befestigungsstellen der Membran, Gasreibung in dem vorderen und hinteren Luft-raum und abgegebene Schalleistung. Wir wollen im Laufe dieser Untersuchung zeigen, wie man diese Einzelbeträge experimentell trennen und den akustischen Wirkungsgrad bestimmen kann, den wir als das Verhältnis der auf den Gehörgang übertragenen Leistung zu der gesamten vom Telephon aufgenommen Leistung definieren.

Außer durch die Lage der Resonanzfrequenz und den Wirkungsgrad ist die Resonanzkurve noch durch die Dämpfung charakterisiert. Denken wir uns zunächst die Resonanzkurve so schmal, daß die Strecke AEC praktisch durch eine Gerade dargestellt werden kann, so können wir durch den Halbierungspunkt G der Strecke BE eine Parallele zu AEC legen, die die Resonanzkurve in den Punkten H und J schneidet, und von diesen Punkten Lote auf die Abszissenachse fällen, die diese an den Stellen $\omega = \omega_1$ und $\omega = \omega_2$ treffen; dann ist die Dämpfung

$$b = \pi \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_R}.$$

Kann man die Kurve AEC nicht mehr einer Geraden gleichsetzen, so muß man aus den Ordinatenabschnitten zwischen Resonanzkurve und Verlustkurve eine neue Resonanzkurve über einer Geraden als Nulllinie zeichnen und nach der eben genannten Methode die Dämpfung ermitteln.

Für die später sich als notwendig ergebende Bestimmung der mechanischen Leistung weit außerhalb der Resonanz ist das graphische Verfahren zu ungenau, und man muß aus den durch die Resonanzkurve gefundenen Werten der Dämpfung und Resonanzfrequenz die Leistung für eine gegebene Verstimmung berechnen.

Bezeichnen M bzw. M_R die mechanischen Leistungen bei einer beliebigen Frequenz ω bzw. der Resonanzfrequenz ω_R , so findet man aus der allgemeinen mechanischen Schwingungsgleichung, daß

$$\frac{M}{M_R} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_R^2 - \omega^2}{\omega_R \cdot \omega} \frac{\pi}{b} \right)^2}$$

ist. Aus dieser Gleichung folgt für

$$\frac{\omega_R}{\omega} = 1 + x$$

und Beschränkung auf die Nähe der Resonanz die bekannte Dämpfungsformel

$$b = 2\pi x \sqrt{\frac{M/M_R}{1 - M/M_R}},$$

die für $M/M = \frac{1}{2}$ in die obige einfache übergeht.

Hat man es nicht mehr mit einem einzelnen Schwingungssystem zu tun, sondern mit zwei durch Kopplung miteinander verbundenen, so erhält man statt einer Resonanzstelle im allgemeinen deren zwei. Die Lage der Resonanzstellen in der gekoppelten Kurve im Verhältnis zu den Resonanzstellen vor der Kopplung hängt im hohen Grade von der Größe der Kopplung ab. Immer aber wird das von vornherein tiefere System durch die Kopplung erniedrigt und das ungekoppelte höhere System erhöht. Besitzen die beiden ungekoppelten Systeme gleiche Resonanzfrequenz, so weist die gekoppelte Resonanzkurve auch zwei Resonanzstellen auf, die symmetrisch zu derjenigen der ungekoppelten Systeme liegen. Die Theorie der gekoppelten Schwingungen¹⁾ ist nicht so weit entwickelt, daß man für alle Fälle der Kopplung, Dämpfung und Resonanzfrequenzen aus der Resonanzkurve der gekoppelten Systeme diejenige der ungekoppelten und umgekehrt ableiten könnte; dies ist nur in ganz wenigen Spezialfällen möglich. Es wird sich nun aber im Laufe unserer Untersuchung zeigen, daß bei Telephonen im allgemeinen doppelwellige Resonanzkurven auftreten. Um die erhaltenen Resultate auf einfache Weise rechnerisch verwerten zu können, haben wir im Folgenden angenommen, daß man auch bei doppelwelligen Kurven die Dämpfung an den beiden Resonanzstellen wie bei einwelligen Kurven berechnen kann, solange die Kurve an den Resonanzstellen zur Ordinate im Resonanzpunkt symmetrisch ist und, was hiermit bis zu einem gewissen Grade gleichbedeutend ist, sich zwischen den beiden Resonanzstellen wieder bis auf die Nulllinie senkt. Kommt das Schwingungsgebilde zwischen den beiden Resonanzstellen wieder zur Ruhe, was durch das Herabgehen auf die Nulllinie angezeigt wird, so legt dies eben den Schluß nahe, daß das Schwingungsgebilde sich an jeder der beiden Resonanzstellen nahezu wie ein einwelliges Gebilde verhalten wird. Hierbei kann natürlich die Kopplung im allgemeinen schon so fest sein, daß eine starke gegenseitige Beeinflussung der Dämpfungen eingetreten ist.

Da die später mitgeteilten Resonanzkurven des Telephons, soweit sie doppelwellig sind, die Eigenschaft besitzen, zwischen den beiden Resonanzstellen auf Null oder nahezu auf Null

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 61. S. 151. 1897.

herabzugehen, so haben wir für ihre Auswertung diese die Rechnung vereinfachende Annahme gemacht und die Dämpfung und Leistungen außerhalb der Resonanz für die von der anderen Resonanzfrequenz abgekehrte Seite wie bei einwilligen Gebilden berechnet. Welche Fehler man hierbei begeht, ist schwer zu sagen, wie ja überhaupt die Zulässigkeit der einfachen, einwilligen Berechnung nicht exakt abgeleitet, sondern nur allgemein begründet ist. Wie uns scheinen will, sind die Fehler vom Grade der Vollkommenheit abhängig, mit der die Resonanzkurve auf Null herabgeht, und würden daher in den vorliegenden Fällen die Resultate nicht wesentlich verändern können.

Die Aufnahme der Resonanzkurve eines Telephons hatten wir uns bisher in einfacher Weise durch Verwendung eines Wattmeters gedacht. Da der Eigenverbrauch solcher Instrumente aber viel zu groß ist, muß man zu einer anderen, indirekten Methode seine Zuflucht nehmen. Aus der Literatur ist bekannt¹⁾, daß und wie man die Watt- und wattlosen Widerstände beispielsweise eines Telephons in der Brückenordnung für verschiedene Frequenzen bestimmen kann. Solche Kurven der Watt- bzw. wattlosen Widerstände eines Telephons in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz sind u. a. bereits von Wagner in seiner unten zitierten Arbeit veröffentlicht worden. Sie geben aber noch keinen unmittelbaren Aufschluß über das Verhalten des Telephons als Schallgeber. Das charakteristische Merkmal hierfür ist die Resonanzkurve. Wie man diese aus den Watt- und wattlosen Widerständen finden kann, soll daher zunächst im Folgenden gezeigt werden.

Wir denken uns die Messungen in der Brücke für verschiedene Frequenzen ausgeführt und nennen den wattlosen Widerstand des Telephons für die Frequenz ω in 2π Sekunden ωL . Der Wattwiderstand setzt sich aus drei Beträgen zusammen: dem Ohmschen Widerstand der Wicklung, dem Verlustwiderstand, entstanden durch Hysterese- und Wirbelstromverbrauch im Eisen und dem mechanisch-akustischen Arbeitswiderstand. Nennen wir diese drei Widerstände w_Ω , w_e und w_m , so hat das Schema des elektrischen Kreises das Aussehen der

1) K. W. Wagner, Über die Verbesserung des Telephons. Elektrotechnische Zeitschr. 1911. S. 80ff. und 110ff.

Fig. 2. Wir haben in unserer oben zitierten Arbeit gefunden, daß wir die gesuchte Resonanzkurve des elektro-mechanischen Transformators, der hier im gewöhnlichen Telefon im Prinzip vorliegt, erhalten, wenn wir bei veränderlicher Frequenz ω und konstantem Flux, d. h. konstantem e/ω die Leistungsaufnahmen in den Widerständen w_Ω und w_s auftragen, wobei e die Spannung an der Spule ohne Ohmschen Widerstand ist. Nennen wir den gesamten Wattwiderstand des Telephons w , so daß

Fig. 2.

$$w_\Omega + w_s = w - w_0$$

ist, so ist die die Resonanzkurve liefernde Leistung

$$W = i^2 (w - w_0),$$

wenn i die Stromstärke im Telefon ist. In der Größe W und damit in den später mitgeteilten Resonanzkurven ist also nur die im Eisen verbrauchte und die in mechanisch-akustische Form verwandelte Leistung enthalten, nicht aber die im Spulenwiderstand verzehrte. Diese Darstellung ist deshalb zweckmäßig, weil die Spulenverluste sich mit i^2 ändern, und dieses gerade im Bereiche der Resonanz variabel ist. Da man aber die Verlustlinie für die Resonanzstelle graphisch durch Interpolation ermitteln muß, wenn man nicht zu dem unsicheren Verfahren übergehen und die Membran in ihrer Arbeitsstellung festbremsen und die Verlustlinie direkt aufnehmen will, so ist für die Konstruktion der Verlustlinie nötig, daß die Verluste mit der Frequenz gleichmäßig ansteigen. Dies tun bei konstanten e/ω , für das die Resonanzkurve aufgenommen wird, wohl die Eisenverluste, nicht aber die Ohmschen Verluste, da i in der Nähe der Resonanz eine v -Kurve¹⁾ beschreibt.

Führt man in den Ausdruck für W statt der Stromstärke i die Spannung e ein, so wird

$$W = e^2 \frac{w - w_0}{(w - w_0)^2 + (\omega L)^2}.$$

Drücken wir die bei einer beliebigen Frequenz ω herrschende Leistung W durch die bei der Resonanzfrequenz ω_R auftretende

1) Vgl. Schallgeber und Schallempfänger I, Kapitel 3.

Leistung W_R aus, so ist, wenn w_R bzw. $\omega_R L_R$ die bei Resonanz gemessenen Werte des Watt- bzw. wattlosen Widerstandes sind,

$$\frac{|W|}{W_R} = \left(\frac{e}{e_R} \right)^2 \cdot \frac{w - w_\Omega}{w_R - w_\Omega} \cdot \frac{(w_R - w_\Omega)^2 + (\omega_R L_R)^2}{(w - w_\Omega)^2 + (\omega L)^2}.$$

Wie wir bereits oben erwähnten, erhalten wir die Resonanzkurve, wenn

$$\frac{e}{\omega} = \frac{e_R}{\omega_R}$$

ist; es wird daher

$$\frac{W}{W_R} = \left(\frac{\omega}{\omega_R} \right)^2 \cdot \frac{w - w_\Omega}{w_R - w_\Omega} \cdot \frac{(w_R - w_\Omega)^2 + (\omega_R L_R)^2}{(w - w_\Omega)^2 + (\omega L)^2}.$$

Nach dieser Formel sind die später mitgeteilten Resonanzkurven aus den in der Brücke gemessenen Werten von w , w_R , L und L_R und dem Gleichstromwiderstand der Wicklung w_Ω berechnet. Als Abszissenteilung sind Perioden pro Sekunde gewählt, während die Ordinatenteilung in gewisser Weise willkürlich ist, da die Leistungen bei den einzelnen Frequenzen durch diejenige bei einer beliebig angenommenen, die im besonderen die Resonanzfrequenz sein kann, ausgedrückt werden.

II. Die Versuchsergebnisse und ihre rechnerische Verwertung.

Zu der experimentellen Untersuchung dienten zwei gleichgebaute Telephone in der Ausführung der gewöhnlichen Posttelephone. Da die erhaltenen Resultate miteinander gut übereinstimmten, beschränken wir uns im Text

Fig. 3.

und in den Figuren beispielsweise auf die Messungen an einem Exemplar und werden nur charakteristische Abweichungen der beiden besonders erwähnen. Der Durchmesser der Membran betrug 54 mm, ihre Dicke 0,15 mm, der Gleichstromwiderstand der Wicklung etwa 1000 Ohm, die Windungszahl 3400, die Selbstinduktion 0,4 bis 0,3 Henry bei den sekundlichen Periodenzahlen 400 bis 2000. Aus Gründen, die gleich erläutert werden sollen, wurde die vordere Hörmuschel abgeändert

und bestand nicht aus einem Stück, sondern war, wie aus Fig. 3 ersichtlich, in den Ring R verstellbar ein-

gesetzt, so daß der Abstand d zwischen der Membran M und der Hörmuschel H von etwa $\frac{1}{2}$ mm (normale Einstellung) bis 2 mm verändert werden konnte. Die Schallöffnung S hatte einen Durchmesser von 15 mm.

Bei den Versuchen zeigte es sich, daß das Telephon akustisch aus zwei miteinander gekoppelten Schwingungssystemen besteht. Das eine ist im wesentlichen gebildet durch die Membran mit ihren mechanisch-akustischen Eigenschaften, das zweite durch den zwischen Membran und Hörmuschel liegenden Luftraum. Die Untersuchung begann damit, daß zunächst die Resonanzkurven der Membran allein ohne das zweite Schwingungsgebilde des vorderen Luftraumes im Vakuum und in der Luft aufgenommen wurden. Zu diesem Zweck wurde die verstellbare Hörmuschel H ganz entfernt, so daß die Membran M nach außen zu vollkommen frei war, während die Räume vor und hinter der Membran zum Ausgleich des statischen Druckes durch kleine Öffnungen kommunizierten. Die beiden Resonanzkurven sind in Fig. 4 *a* und *4 b* ge-

zeichnet. Wie man erkennt, besitzt die Vakuumkurve eine tiefere Abstimmung und geringere Dämpfung als die Luftkurve, 755 gegen 920 bzw. 0,12 gegen 0,31. Die Erklärung hierfür ist die folgende:

Die Resonanzfrequenz der Vakuumkurve ist bestimmt durch die Membranelastizität und durch die Schwingungsmasse der Membran¹⁾, ihre Dämpfung durch die Leistung, die in der Membran selbst und an ihren Befestigungsstellen im Ringe verbraucht wird.

Die Erhöhung der Resonanzfrequenz in Luft rührt von der Elastizität des durch die Telefonkapsel abgeschlossenen hinteren Gasraumes her, die zu der Membranelastizität hinzutritt. Die gleichzeitig beim Übergang vom Vakuum nach Luft eintretende erniedrigende Wirkung der vermehrten Schwingungsmasse infolge mitschwingender Mediummasse an der äußeren freien Membranfläche ist klein gegen die beobachtete Erhöhung, da die mitschwingende Mediummasse gegen die Membranmasse selbst zu vernachlässigen ist.²⁾

Die Erhöhung der Dämpfung der Luftkurve rührt nur von der Gasreibung in dem die Elastizitätserhöhung hervorruhenden hinteren Gasraum her, da die akustische Strahlungsdämpfung der vorderen Membranfläche zu vernachlässigen ist.³⁾

1) Vgl. W. Hahnemann u. H. Hecht, Schallfelder und Schallantennen II, Physikal. Zeitschr. 18. S. 261ff. 1917; im folgenden mit a. a. O. bezeichnet.

2) Nach a. a. O. berechnet sich die mitschwingende Luftmasse zu $0,4 \cdot 2,7^3 \cdot 0,0012 = 0,0096$ g und die Schwingungsmasse der Membran zu $(0,45 \cdot 2,7)^2 \cdot 3,14 \cdot 0,015 \cdot 7,7 = 0,54$ g. Die später experimentell bestimmte Schwingungsmasse der Membran ist 0,66 g. Es zeigt sich hierbei, daß bei so dünnen Membranen, die unter äußeren und inneren Spannungen stehen, die Annahme einer bestimmten Deformationskurve nicht mehr zulässig ist und zu falschen Resultaten führt. Dies wurde auch noch weiterhin dadurch bestätigt, daß ein geometrisch völlig gleichgebautes Telefon im Vakuum eine Abstimmung von 525 gegen 755 des vorliegenden Telefons besaß.

3) Nach a. a. O. beträgt die Strahlungsdämpfung von Stahlmembranen in Luft

$$5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{12}}{7,7^3}} = 0,003,$$

während die Dämpfung der Kurve *b* in Fig. 4 den Betrag von 0,31 aufweist.

Zur eigentlichen akustischen Untersuchung des Telephons wurde die Hörmuschel wieder angebracht und drei Arten von Resonanzkurven aufgenommen: Eine bei offener, eine zweite bei geschlossener Schallöffnung und eine dritte, wenn die Schallöffnung, wie es dem gewöhnlichen Gebrauch eines Telephons entspricht, an das menschliche Ohr gelegt wurde. Aus diesen Aufnahmen erhält man, wie sich des näheren später zeigen wird, den Wirkungsgrad des Telephons bei Ohrlage folgendermaßen: Durch Interpolation aus den Messungen bei offener und geschlossener Schallöffnung findet man die schädliche oder Verlustdämpfung für die Resonanzfrequenz bei Ohrlage und zieht diesen Betrag von der bei Ohrlage gemessenen Dämpfung ab, wodurch man die Nutzdämpfung erhält. Den mechanisch-akustischen Wirkungsgrad der Resonanzkurve bei Ohrlage multipliziert man alsdann mit dem Verhältnis von Nutzdämpfung zu Gesamtdämpfung und erhält den akustischen Wirkungsgrad. Da sich die Resonanzkurve nur auf die Eisenverluste und nicht auch auf die Kupferverluste bezieht, ist dieser Wirkungsgrad noch mit dem Verhältnis Eisenwiderstand zu Eisenwiderstand + Spulenwiderstand zu multiplizieren¹⁾, um den totalen akustischen Wirkungsgrad bei Ohrlage für die entsprechende Resonanzfrequenz zu erhalten. Um die Bedeutung und den Einfluß der einzelnen mechanisch-akustisch wirksamen Teile des Telephons besser erkennen zu können, wurden die drei verschiedenen Resonanzkurven — Schallöffnung offen, am Ohr und geschlossen — bei verschiedenen Abständen zwischen Membran und Hörmuschel aufgenommen. In den Figg. 5—7 sind die Resonanzkurven für 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm Abstand mitgeteilt, und zwar die *a*-Kurven für offene, die *b*-Kurven für am Ohr befindliche und die *c*-Kurven für geschlossene Schallöffnung. Wir wollen im Folgenden zunächst die einzelnen Kurven und zwar in der Aufeinanderfolge *a*-, *c*- und *b*-Kurven besprechen, und dann nach dem eben angegebenen Schema den Wirkungsgrad berechnen.

1) Dies gilt nur für kleine Wirkungsgrade; andernfalls muß der Eisenwiderstand mit dem Faktor $\frac{1}{1 - \eta}$ multipliziert werden, wobei η der aus der Resonanzkurve sich ergebende Wirkungsgrad ist.

Die α -Kurven der Figg. 5—7 stellen, wie gesagt, die Resonanzkurven des Telephons bei offener Schallöffnung für die Abstände 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm dar. Die Resonanzfrequenz der Membran, die im freien Zustande entsprechend der Kurve 4b 920 betrug, liegt jetzt bei 870, 865 und 855. Gleichzeitig bemerken wir eine zweite Resonanzstelle bei 1800¹⁾, die entsprechend dem früher Gesagten dem ein zweites Schwingungssystem bildenden vorderen Luftraum zuzuschreiben ist und die Resonanzfrequenz der tiefer abgestimmten Membran erniedrigt hat. Man kann sich diesen Einfluß des vorderen Luftraumes auch so vorstellen, daß die Luft bei der Schwingung der Membran durch enge Querschnitte gepreßt wird, hier größere Amplituden als die Membran selbst macht und so in großer Übersetzung als zusätzliche Masse, d. h. nach unten verstimmend, für die Membran einläuft. Wir kommen auf die Vorgänge in diesem Schwingungssystem des vorderen Luftraumes noch später zurück und wollen auch zeigen, wie man seinen Einfluß auf die Abstimmung des tieferen Systems angenähert berechnen kann.

Außer dieser Änderung der Resonanzfrequenz beobachten wir eine Zunahme der Dämpfung mit kleiner werdendem Abstände. Die Dämpfung beträgt für 2 mm 0,29 und ist damit wohl infolge von Ungenauigkeit der Messung und graphischen Auswertung noch etwas geringer als diejenige der freien Membran. Für 1 mm erhöht sich die Dämpfung aber bereits auf 0,38 und steigt für $\frac{1}{2}$ mm auf 0,55. Diese Zunahme ist nicht auf Rechnung gestrahlter akustischer Leistung zu setzen, da diese, wie man berechnen kann, keine Erhöhung der Dämpfung ergeben kann.²⁾ Wir müssen also annehmen, daß infolge Amplitudenübersetzung der Luft, die sich ja in der vermehrten Schwingungsmasse und Abstimmungserniedrigung

1) Die α -Kurve der Fig. 5 war ursprünglich nicht bis zu so hohen Frequenzen aufgenommen. Nachträglich ist die Resonanzstelle bei 1800 auch für diesen Abstand beobachtet worden.

2) Bringt man Gasräume mit strahlenden Öffnungen vor schwingenden Membranen an und macht man die Öffnungen, wie es hier der Fall ist, kleiner als die Membran, so ergibt eine einfache Rechnung nach a. a. O., daß die Strahlungsdämpfung stets kleiner sein muß, als die der Membran allein, d. h. kleiner als 0,003, wie früher berechnet.

zu erkennen gab, eine Gasreibung entstanden ist, die gleichzeitig die Zunahme der Dämpfung bedingt.

Die Resonanzkurven für geschlossene Schallöffnung sind für die Abstände 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm in den *c*-Kurven der Figg. 5 bis 7 dargestellt.

Was zunächst ins Auge fällt, ist das starke Ansteigen der Resonanzfrequenz, die auf 1290, 1380 und 1500 in die Höhe gegangen ist. Gleichzeitig hat eine weitere Zunahme der Dämpfung stattgefunden, die jetzt 0,81, 0,40 und 0,76 beträgt. Diese Dämpfungserhöhung rührt von innerer Gasreibung im geschlossenen vorderen Raum her und wächst schnell mit abnehmendem Abstände zwischen den beiden Flächen. Unter Berücksichtigung der Fehler kann man bei 2 mm Abstand die Dämpfung noch zu gleich groß annehmen wie diejenige bei offenem vorderen Gasraum (0,29) und wie bei freier Membran (0,81). Bei dem Abstände von 2 mm ist der Vorgang im vorderen Raum daher noch rein elastisch, und wir können für diesen Fall die Elastizität des Raumes und damit die Erhöhung der Resonanzfrequenz berechnen.

Ist Δa die Mittelpunktsamplitude der Telephonmembran, R ihr Radius, p_0 und v_0 Normaldruck und Volumen des vorderen Gasraumes, Δp die durch das Deformationsvolumen Δv der Membran hervorgerufene Druckamplitude, so ist, da der Vorgang adiabatisch verläuft, abgesehen vom Vorzeichen,

$$\frac{1}{k} \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\Delta v}{v_0}$$

wenn k das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist. Nehmen wir das Deformationsvolumen zu

$$\Delta v = \frac{1}{3} \pi R^2 \Delta a^2$$

an, so wird die reziproke Gaselastizität

$$\frac{\Delta p}{\Delta a} = \frac{k}{3d} p_0,$$

wenn d der Abstand zwischen Membran und Hörmuschel ist.

Schwingungsmasse und Elastizität sind stetig über die Membranfläche verteilt. Da wir die erstere bei den früheren Berechnungen auf die Mittelpunktsamplitude bezogen haben, werden wir dies zweckmäßig jetzt auch mit der Gaselastizität

tun und den gleichmäßig über die Oberfläche verteilten Druck auf eine im Mittelpunkt angreifende Kraft umrechnen, um seinen Einfluß auf die Resonanzfrequenz zu finden.

Da die Berechnung der Elastizität einer so dünnen Membran infolge ihrer inneren Spannungen usw. aus den geometrischen Dimensionen zu schlecht stimmenden Werten führte, wurde durch optische Messung der Mittelpunktsamplitude sowohl für eine im Mittelpunkt angreifende, konstante Kraft ΔP , wie auch für einen konstanten Gasdruck Δp die Elastizität der Membran experimentell ermittelt und gefunden, daß

$$\frac{\Delta P}{\Delta a} = 15 \cdot 10^6 [\text{g sec}^{-2}]$$

$$\frac{\Delta p R^2}{\Delta a} = 14,5 \cdot 10^6 \text{ } ^1)$$

war.

Mithin liefert die Gaselastizität eine äquivalente im Mittelpunkt angreifende Elastizität, deren reziproker Wert

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta a} \right)_{\text{Gas}} = \frac{k R^2 p_0}{3 \cdot \frac{14,5}{15} \cdot d}$$

ist, und für den Fall $d = 2 \text{ mm}$ $18 \cdot 10^6 [\text{g sec}^{-2}]$ beträgt. Die reine Membranelastizität vom reziproken Werte $15 \cdot 10^6$ erteilt der Membran im Vakuum eine Abstimmung von 755 Schwingungen in der Sekunde.²⁾ Da die elastische Wirkung des hinteren Gasraumes die Abstimmung auf 920 erhöhte, so besitzt der hintere Raum eine Elastizität, deren reziproker Wert $7 \cdot 10^6$ ist. Durch die $18 \cdot 10^6$ Einheiten des vorderen Raumes von 2 mm Abstand, muß sich die Abstimmung also weiter auf

$$920 \sqrt{\frac{22 + 18}{22}} = 1240$$

erhöhen, was mit dem beobachteten Werte von 1230 gut übereinstimmt. Für die kleineren Abstände aber bleibt die Beobachtung immer mehr hinter der Rechnung zurück. Der Grund liegt wohl, wie wir schon aus der Zunahme der Dämpfung

1) Aus den Angaben der Hütte 1911, S. 620 würden die Werte $20 \cdot 10^6$ und $25 \cdot 10^6 [\text{g sec}^{-2}]$ folgen.

2) Hieraus berechnet sich die Schwingungsmasse der Membran zu 0,66 g.

schließen konnten, darin, daß bei den kleinen Abständen starke innere Gasreibung die elastische Wirkung schwächt.

Abgesehen von diesen Verlusten tritt aber noch keine eigentliche akustische Leistung auf und, hätten wir es mit einem idealen reibungsfreien Gase zu tun, so würde bei offener wie bei geschlossener Schallöffnung für alle Abstände praktisch der gleiche Reibungs- oder Bremswiderstand herrschen wie bei der freien Membran in Luft und im Vakuum. Die einzigen mechanischen Verluste würden, da wir, wie wir bereits sahen, von Strahlung praktisch absehen können, in dem Membranmaterial und an den Befestigungsstellen auftreten. Da nun bei einem idealen Gase nur Massen- oder elastische Kräfte auftreten würden, die die leerschwingende Energie vergrößern, so müßte die Dämpfung auf alle Fälle eher abnehmen als zunehmen.

Man kann sich den Vorgang im vorderen Raum bei idealem Gase auch so vorstellen, daß es bei offener Schallöffnung nur Bewegungs- und keine Druckzustände, im Falle der geschlossenen Schallöffnung nur Druck- und keine Bewegungszustände gibt. In beiden Fällen ist daher die Leistung Null. Diese tritt erst auf, wenn wir das System Membran-vorderer Gasraum auf ein plastisches Gebilde mit nachgiebigen, arbeitverzehrenden Wänden arbeiten lassen, wie es zum Beispiel der äußere Gehörgang des menschlichen Ohres mit dem abschließenden Trommelfell ist.

Die dritte Schar von Resonanzkurven, in denen das Telefon an das Ohr einer sonst nicht an der Messung beteiligten Versuchsperson gelegt wurde, sind für die Abstände 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm in den *b*-Kurven der Figg. 5—7 dargestellt. Wie zu vermuten, liegen die Resonanzfrequenzen zwischen denjenigen bei offenem und geschlossenem vorderen Gasraum und zwar für die Abstände 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm bei 1070, 1130 und 1060. Die Resonanzfrequenzen zeigen nicht mehr die Regelmäßigkeiten der bisherigen Messungen. Wahrscheinlich sind die Abweichungen in nicht gleichmäßiger Lage und Druck des Telefons gegen das Ohr der Versuchsperson zu suchen, da hierauf leider nicht genügend geachtet war. Bei Wiederholung solcher Messungen müßte diesem Punkte jedenfalls mehr Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Außer diesem Einfluß auf die Resonanzfrequenz hat der

Gehörgang eine stark dämpfende Wirkung. Die Dämpfung für die Abstände 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm beträgt 0,47, 0,64 und 0,82. Bilden wir durch Interpolation der Dämpfung bei offenem und geschlossenem Raum die Verlustdämpfungen für die Resonanzfrequenz des am Ohr liegenden Telephons, so erhalten wir durch Differenzbildung die Nutzdämpfung, die ein Maß für die auf den Gehörgang übertragene Leistung ist. Diese Verlustdämpfungen haben die Werte 0,30, 0,39 und 0,65, die Nutzdämpfungen sind daher 0,17, 0,25 und 0,17. Wir haben nun mit den Verhältnissen $0,17 : 0,47 = 0,36$, $0,25 : 0,64 = 0,39$ und $0,17 : 0,82 = 0,21$ die aus den Resonanzkurven sich ergebenden mechanisch-akustischen Wirkungsgrade zu multiplizieren, um die rein akustischen Wirkungsgrade zu erhalten. Da die ersteren 0,20, 0,11 und 0,10 sind, so berechnen sich die letzteren zu 0,072, 0,043 und 0,021. Bei diesen Wirkungsgraden sind aber, wie schon früher erwähnt, gemäß Bildung der Resonanzkurven bisher nur die Eisenverluste und nicht auch die Kupferverluste in der Wicklung berücksichtigt. Da die den Eisenverlusten entsprechenden Wattwiderstände 880, 910 und 840 Ohm waren, während der Gleichstromwiderstand der Wicklung 960 Ohm betrug, so haben wir die obigen Zahlen mit den Verhältnissen $880 : 1840 = 0,48$, $910 : 1870 = 0,48$ und $840 : 1800 = 0,47$ zu multiplizieren und erhalten als totale akustische Wirkungsgrade für die auf den Gehörgang übertragene Leistung bei den entsprechenden Resonanzfrequenzen die Werte 0,034, 0,021 und 0,010.

Für die Beurteilung der Güte eines Telephons zur Übertragung der menschlichen Sprache interessiert nun aber nicht so sehr die Empfindlichkeit und der Wirkungsgrad an einer bestimmten Resonanzstelle, sondern der Wert der entsprechenden Größen im Bereich der normalen Sprechfrequenzen. Da die letzteren, wie man wohl annehmen kann¹⁾, zwischen 500 und 1000 Perioden, d. h. unterhalb der tieferen, bei etwa 1100 gefundenen Resonanzstelle liegen, so können wir den Wirkungsgrad bei Verstimmung wie folgt berechnen, wenn wir annehmen, daß der Anteil der akustischen Nutzdämpfung an der gesamten Dämpfung bei Resonanz und Verstimmung der gleiche ist. Das Verhältnis der mechanischen Leistungen bei Verstimmung und Resonanz $M : M_R$ haben wir

1) Vgl. K. W. Wagner in seiner bereits zitierten Arbeit.

schon früher angegeben. Wir haben daher nur noch das Verhältnis der entsprechenden Gesamtverluste $V : V_R$ zu bilden, um die Änderung des mechanisch-akustischen Wirkungsgrades mit der Verstimmung zu finden. Nach Fig. 2 und den früher gewählten Bezeichnungen ist die Summe von Verlust- und mechanischer Leistung $V + M = i^2 w$. Drücken wir i durch e aus, so wird

$$V + M = e^2 \frac{w}{(w - w_\Omega)^2 + (\omega L)^2}.$$

Da sich die Spannungen wieder wie die Frequenzen verhalten müssen, so erhalten wir, ganz ähnlich wie früher für das Verhältnis der W , jetzt

$$\frac{V + M}{V_R + M_R} = \left(\frac{\omega}{\omega_R} \right)^2 \frac{w}{w_R} \frac{(w_R - w_\Omega)^2 + (\omega_R L_R)^2}{(w - w_\Omega)^2 + (\omega L)^2}.$$

Nennen wir den mechanisch-akustischen Wirkungsgrad bei Resonanz bzw. Verstimmung η_R bzw. η , so ist

$$\eta_R = \frac{M_R}{V_R + M_R} \quad \text{und} \quad \eta = \frac{M}{V + M}$$

und daher

$$\eta = \eta_R \frac{M}{M_R} \frac{V_R + M_R}{V + M}.$$

Setzt man in diese Gleichung für

$$\frac{V_R + M_R}{V + M}$$

den eben abgeleiteten Wert und für M/M_R den früher gefundenen ein, so erhält man η ausgedrückt durch η_R , durch die gemessenen Werte der Watt- und wattlosen Widerstände und durch die Dämpfung. Dieses Verhältnis von $\eta : \eta_R$ stellt nun unter der obigen Annahme auch das Verhältnis der rein akustischen Wirkungsgrade bei Verstimmung und Resonanz dar, und nach dieser Formel sind die akustischen Wirkungsgrade des Telephons für 1000, 800, 600 und 400 Perioden pro Sekunde berechnet. Es ergeben sich für die Abstände von 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm in Promille die Werte 20, 10 und 9 für 1000 Perioden, 2,8, 2,3 und 2,3 für 800 Perioden, 0,82, 0,80 und 0,74 für 600 Perioden und 0,30, 0,80 und 0,22 für 400 Perioden. Wie man sieht, nimmt der Wirkungsgrad des Telephons am Ohr mit zunehmender Verstimmung stark ab und ist bei

großer Verstimmung fast unabhängig von den Abständen zwischen Membran und Hörmuschel. Ein Sprechversuch bei den Abständen 2, 1 und $\frac{1}{2}$ mm zeigte keine wesentliche Änderung in Klangfarbe und Lautstärke und bestätigte hierdurch das erhaltene Resultat, da man, wie schon erwähnt, nach den Angaben in der Literatur schließen kann, daß die wichtigeren Frequenzen der menschlichen Sprache innerhalb des Tonbereiches von 500—1000 Perioden liegen.

Wir wollen noch erwähnen, daß die Messungen in der Brücke mit Strömen von etwa 10^{-4} Amp. im Telephon ausgeführt wurden, was einem ziemlich kräftigen Ton entspricht.

Bevor wir zu Vergleichen mit bisher von anderen Beobachtern direkt oder indirekt ermittelten Wirkungsgraden übergehen, wollen wir noch angeben, wie wir uns die Bewegung der Luft im vorderen Gasraum bei offener Schallöffnung vorstellen, und wie man ihren Masseneinfluß berechnen kann, nachdem wir früher gezeigt haben, wie man bei geschlossener Schallöffnung ihren elastischen Einfluß rechnerisch ermitteln kann.

Die Resonanzstelle bei 1800 rührt, wie wir schon früher sagten, vom Einfluß des vorderen Gasraumes her, der ganz oder teilweise offen als Helmholtzscher Resonator schwingen kann. Dies kann man wohl mit Sicherheit annehmen, da die Resonanzstelle nicht bei geschlossener Schallöffnung auftritt, und da es des weiteren möglich war, bei festgehaltener Membran durch Anblasen des vorderen Gasraumes und durch Erregung mit Stimmgabeln veränderlicher Frequenz einen Eigenton von etwa 2000 direkt mit dem Ohr zu bestimmen.

Um die Resonanzfrequenz des vorderen als offenen oder Helmholtzschen Resonator schwingenden Gasraumes zu berechnen, hat man sich die Schwingungsenergie einmal in rein potentiellern Zustande gleichmäßig im Gasraum und zweitens in rein kinetischem Zustande in dem engsten Querschnitt lokalisiert zu denken. Als Gasraum wollen wir den Raum zwischen Membran und Hörmuschel annehmen, abzüglich des durch die Schallöffnung gebildeten Zylinders, während der kleinste Querschnitt, in dem die größte Geschwindigkeit auftritt, die Mantelfläche dieses Zylinders ist.

Die Elastizität des eben beschriebenen Gasraumes ist bei festgehaltener Membran allein bestimmend für die Eigen-

frequenz des vorderen Luftraumes, während bei freier Membran noch die Elastizität der Membran teilweise hinzutritt und, da sie mit der Gaselastizität in Serie geschaltet ist, den Eigenton des Luftresonators gegenüber demjenigen bei festgehaltener Membran von 2000 auf etwa 1800 erniedrigt. Im Folgenden ist für die Berechnung der Schwingungsmasse die Eigenfrequenz des Resonators mit starren Wänden zugrunde gelegt, während das Amplitudenübersetzungsverhältnis von Luftmasse zu Membranmasse aus den geometrischen Dimensionen abgeleitet ist.

Nennen wir den Radius der Telephonmembran R , den der Schallöffnung r und den Abstand zwischen Membran und Hörmuschel d , so ist die Größe des Gasraumes des Resonators $\pi d (R^2 - r^2)$ und diejenige der Öffnung $2\pi r d$. Ist m die im kleinsten Querschnitt schwingende Luftmasse und Δr ihre Amplitude, so erhalten wir durch Gleichsetzen der kinetischen und potentiellen Form der Schwingungsenergie die Gleichung

$$\frac{m(\omega \Delta r)^2}{2} = \frac{\Delta v \cdot \Delta p}{2}.$$

Da nun

$$\Delta v = 2\pi r d \Delta r$$

und, wie wir früher sahen,

$$\frac{1}{k} \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\Delta v}{v_0}$$

ist, so wird

$$m = \frac{4\pi d k p_0}{\omega^2} \cdot \frac{1}{\left(\frac{R}{r}\right)^2 - 1}.$$

Für $d = 2$ mm und $\omega = 2\pi \cdot 2000$ finden wir als Schwingungsmasse 0,002 g. Derjenige Teil des Deformationsvolumens, der durch den kleinsten Resonatorquerschnitt gepreßt wird, beträgt

$$\left(\frac{R^2}{3} - r^2\right) \pi \Delta a.$$

Durch Gleichsetzen dieses Ausdruckes mit dem obigen Werte für Δv finden wir die Beziehung

$$\frac{\Delta r}{\Delta a} = \frac{\frac{1}{3} R^2 - r^2}{2r d}.$$

Für $d = 2$ mm berechnet sich dieses Übersetzungsverhältnis der Amplituden zu 6,9. Da die Massen mit dem Quadrate des Übersetzungsverhältnisses einlaufen, können wir uns

die Luftmasse von 0,002 g mit der Amplitude Δr auch als $0,002 \cdot 6,3^2 = 0,08$ g im Mittelpunkt der Membran schwingend denken. Die Kenntnis dieses Massenzuwachses gestattet nun die Erniedrigung der Resonanzfrequenz zu berechnen, die beim Übergang von der freien Membran zu der auf den vorderen offenen Gasraum arbeitenden eintritt und nach unserer früheren Annahme gerade auf diesem Massenzuwachs beruhte. Schwingungszahl und Schwingungsmasse der freien Membran waren 920 und 0,66 g. Es muß daher die Schwingungszahl der mit der eben berechneten zusätzlichen Luftmasse belasteten Membran sein

$$920 \sqrt{\frac{0,66}{0,66 + 0,08}} = 870 ,$$

was mit dem beobachteten Wert übereinstimmt.

Trotzdem die Kurven für den Abstand von 2 mm nicht bis zur Stelle der Gasraumresonanz von 1800 ursprünglich fortgesetzt waren, haben wir doch die Rechnung für diesen Fall beispielsweise durchgeführt, da der Schwingungsvorgang hierbei, wie wir früher durch die Betrachtung der Dämpfung erkannten, noch nicht durch Reibungsvorgänge gestört ist, und da nur in diesem Falle anzunehmen ist, daß tatsächlich ein Strömen des Gases in den engsten Querschnitten mit so hoher Geschwindigkeit eintritt, wie es die Rechnung verlangt. Gerade das Auftreten von Dämpfung bei kleineren Abständen beweist, daß die auf Grund der rein geometrischen Vorstellung errechnete Gasgeschwindigkeit gar nicht eintritt, sondern sich vorher in Reibung auflöst. In der Tat sind auch die experimentell gemessenen Erniedrigungen der Membranresonanz bei kleineren Abständen und größerer Dämpfung viel geringer als die auf Grund vorstehender Theorie berechneten, die die Reibungseinflüsse gar nicht berücksichtigt.

Wir wollen noch auf ein Experiment aufmerksam machen, das wohl schon von manchem Beobachter gelegentlich gemacht ist, bisher aber vielleicht noch keine genügende Erklärung gefunden hat. Da das offene und am Ohr liegende Telephon verschiedene Resonanzfrequenzen hat, wird man, wenn das Telephon zum Empfang eines Tones fester Frequenz zwischen diesen beiden Resonanzfrequenzen dient, die zunächst merkwürdig anmutende Beobachtung machen, daß bei schwachen

Abheben des Telephons vom Ohr der Ton in einer bestimmten Stellung lauter wird. Da man durch verschieden starkes Andrücken an das Ohr die Resonanzfrequenz zwischen den beiden Grenzen variieren kann, ist die Erklärung wohl ohne weiteres verständlich.

III. Vergleich mit den Ergebnissen anderer Beobachter.

Ein direkter Vergleich unserer Resultate mit denen anderer Beobachter ist kaum möglich, da, soviel uns bekannt, der Wirkungsgrad des Telephons als eines am Ohr liegenden Hörapparates bisher nicht bestimmt worden ist. In neuerer Zeit haben M. Pirani und P. Paschen¹⁾ Telephone untersucht und u. a. den Wirkungsgrad einer Anordnung bestimmt, in der zwei Zungentelephone geringer Dämpfung und nahezu gleicher Abstimmung in sehr fester Kopplung aufeinander geschaltet waren und so einen elektrisch-mechanischen — mechanisch-elektrischen Transformator darstellen. Ohne auf die eigentlichen Messungen und Rechnungen, die ohne Kenntnis der Resonanzkurve der gekoppelten Systeme uns nicht möglich erscheinen, eingehen zu wollen, können wir nur feststellen, daß für den Fall der normalen Benutzung des gewöhnlichen Telephons aus den Zahlen der Beobachter nichts geschlossen werden kann.

H. Abraham²⁾ hat versucht, die Aufgabe, den Wirkungsgrad eines Telephons zu bestimmen, auf statische Probleme zurückzuführen und kann daher nicht zu einwandfreien und überzeugenden Resultaten gelangen. Für ihn steht die ganze Elastizität in der Membran, während wir experimentell gefunden haben, daß diese nur etwa die Hälfte der gesamten Elastizität des Schwingungssystems beträgt. Ohne Rücksicht auf die Dämpfung setzt er als Höchstwert für die pro Periode abgegebene Energie die gesamte leerschwingende Energie des Systems und nimmt an, daß alle abgegebene Energie Nutzenergie ist. Auf diese Weise findet er für den Wirkungsgrad seines Telephons bei 200 Perioden etwa $1\frac{1}{100}$, ein Wert, der, mit unseren verglichen, viel zu groß erscheint. Alle von

1) Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft 21. S. 43. 1919.

2) Compt. rend. 144. S. 906. 1907.

Abraham gemachten Annahmen liefern zu große Werte für den Wirkungsgrad, und es lag ja auch in der Absicht des Verfassers, eine obere Grenze für den Wirkungsgrad zu finden. Nimmt man an, daß Abrahams Telephon akustisch ebenso gebaut ist wie das von uns untersuchte, und schätzt man seine Vernachlässigungen nach unseren Messungen ab, so ergibt sich, daß wir Abrahams Zahl mit etwa $\frac{1}{40}$ ¹⁾ multiplizieren müssen, um den akustischen Wirkungsgrad seines Telephons für 200 Perioden zu erhalten. Wir finden dann etwa 0,02 Promille, was sich an unsere Zahlen gut anschließen würde.

Ein weiterer Vergleich mit den Messungsergebnissen eines anderen Beobachters wurde durch die Arbeit M. Wiens über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe²⁾ möglich. Aus bestimmten Gründen wählten wir als Frequenz, bei der dieser Vergleich ausgeführt wurde, 1000 Perioden pro Sekunde. Die Stromstärke, die eben noch eine Tonempfindung hervorrief, betrug bei unserem Telephon $1,1 \cdot 10^{-9}$ Amp., was einer aufgenommenen Leistung von $2,1 \cdot 10^{-15}$ Watt entspricht. Da der Wirkungsgrad für 1000 Perioden 0,009 beträgt, werden auf den Gehörgang $1,9 \cdot 10^{-17}$ Watt übertragen. Aus den Wienschen Zahlen folgt durch Interpolation als Reizwatt für das menschliche Ohr bei 1000 Perioden $1,6 \cdot 10^{-19}$ Watt, also etwa nur der 120. Teil unseres Wertes. Da die Wienschen Zahlen sowohl wie unsere das Mittel von mehreren Beobachtern sind, wollen wir die Reizschwelle des Ohres als konstant annehmen. Dann folgt aber, daß entweder unser Wirkungsgrad trotz seiner absoluten Kleinheit noch um das 120fache zu groß oder die berechnete Wiensche Reizleistung um das 120fache zu klein ist. Um diese Frage entscheiden zu können, müssen wir uns zunächst die Versuchsanordnung nach Wien vergegenwärtigen.

Wien befestigt in einer starren ebenen unendlichen Wand ein Telephon, mißt für eine bestimmte Stromstärke optisch die Membranamplitude und berechnet hieraus die in den

1) Die Vernachlässigung der Gaselastizität liefert den Faktor 2, der Ersatz der pro Periode abgegebenen Energie durch die leerschwingende Energie bei der Dämpfung 0,82 den Faktor $\pi/0,82 = 4$ und die Annahme, daß alles Nutzenergie sei, den Faktor $0,82/0,17 = 5$, insgesamt 40.

2) Pflügers Archiv für die ges. Physiologie 97. S. 1. 1903.

Halbraum gestrahlte Leistung. In etwa 30 cm Entfernung befindet sich der Kopf des Beobachters, und die Stromstärke des Telephons wird solange geschwächt, bis eben noch eine Tonempfindung vorhanden ist. Durch Extrapolation findet Wien für die Reizschwelle die mechanische Amplitude und hieraus die Schwellenintensität pro Flächeneinheit am Eingang des Gehörganges. Diese Zahlen multipliziert er mit $\frac{1}{3} \text{ cm}^2$, der Oberfläche des Trommelfelles, und findet hieraus und aus der Annahme, daß bei 1000 Perioden die Anzahl der Schwingungen, welche notwendig ist, um eine Tonempfindung zu erzeugen, 2 beträgt, die Reizenergie; hieraus haben wir rückwärts die obige Reizleistung berechnet.

Zunächst glaubten wir die Wiensche Annahme nachprüfen zu müssen, daß eine in einem Schirm, wie er durch den menschlichen Kopf dargestellt wird, befindliche Schallsenke nur die Energie aus einem Schallfelde aufnimmt, die ihrem Querschnitt entspricht. Wir wählten eine ähnliche Anordnung wie Wien, befestigten ein Telephon in einer starren ebenen unendlichen Wand und führten in etwa 30 cm Abstand die Mündung eines Rohres von $\frac{1}{3} \text{ cm}^2$ Öffnung, das einmal frei endete und dann von einer künstlichen Kopfhälfte mit Ohrmuschel aus Gips umgeben werden konnte, so daß in diesem Falle das Rohr gewissermaßen den Gehörgang bildete. Das Rohr führte in ein benachbartes Zimmer an das Ohr des Beobachters. Wir konnten feststellen, daß das im künstlichen Kopf und Ohr endende Rohr bei 1000 Perioden etwa 15 mal soviel Energie aus dem Schallfelde aufnahm, als das frei endende. Man kann sich diesen Vorgang so vorstellen, daß die in unmittelbarer Nachbarschaft an der freien Rohrmündung vorbeiwandernde Energie im Falle des abschirmenden Kopfes teils zu Reflexion, teils zur Abwanderung in die Senke veranlaßt wird, und daß eine in einem Schirm endende Schallsenke ähnlich wie eine Energie aufsaugende Antenne wirkt.¹⁾

1) Für einen in Resonanz erregten Empfänger würde bei Gleichheit von Nutz- und Strahlungsdämpfung und bei Abwesenheit jeder schädlichen Dämpfung nach H. Lichte, *Physikal. Zeitschr.* 18. S. 393. 1917 die maximale äquivalente Absorptionsfläche $(0,22 \lambda)^2 \pi = 170 \text{ cm}^2$ sein, und daher etwa 600 mal so viel Energie aus dem Schallfelde aufgenommen werden, als einer $\frac{1}{3} \text{ cm}^2$ großen Fläche entspricht.

Tatsächlich ist dann also bei Wien nicht $1,6 \cdot 10^{-12}$, sondern $2,4 \cdot 10^{-12}$ Watt auf den Gehörgang übertragen, und unsere und Wiens Zahlen unterscheiden sich nur noch wie 8:1.

Diesen Unterschied kann man nun vielleicht noch folgendermaßen erklären: Wir haben schon erwähnt, daß Wien sehr weit extrapolieren muß von der großen Amplitude des Telephons, mit der es optisch geeicht wird, bis auf diejenige, bei der er in etwa 30 cm Entfernung eben noch eine Tonempfindung hat. Auch wir haben bei der Vergleichsrechnung angenommen, daß der bei etwa 10^{-4} Amp. gemessene Wirkungsgrad bis zur Reizstromstärke, die nur den 10^{-5} ten Teil an Stromstärke erfordert, konstant bleibt. Da Wien aus dem Gebiet sehr hoher Eisensättigung bei seiner Extrapolation zu mittleren Werten der Sättigung kommt, ist seine tatsächlich gestrahlte Leistung wohl sicher größer als die berechnete, und da wir aus mittlerer Sättigung zu dem Gebiet der Anfangspermeabilität herabsinken, so ist unser Wirkungsgrad für die Reizstromstärke wohl sicher kleiner, als derjenige für starke Sprechströme, für die er ermittelt ist. Mit Rücksicht auf den Abfall der Permeabilitätskurve von ihrem Maximum bei mittlerer Sättigung nach beiden Seiten hin, möchten wir ohne Bedenken annehmen, daß hierdurch jedesmal Änderungen von etwa 3:1 eintreten können, wodurch der Unterschied zwischen Wien und uns seine Erklärung finden würde.

Man müßte daher die Wienschen Schwellenwerte in der Nähe von 1000 Perioden pro Sekunde mit etwa 50 multiplizieren, um richtige Werte zu erhalten. Bei hohen Frequenzen kann diese Umrechnungszahl noch größer werden, bei tieferen vielleicht kleiner. Es ergibt sich somit, daß der von uns ermittelte Wirkungsgrad um ebenso viel unter dem von Abraham geschätzten liegt als oberhalb eines Wertes, wie er aus den Wienschen Messungen folgt.

Es wäre jedenfalls sehr wünschenswert, wenn nach der Wienschen oder nach unserer Methode oder noch besser gleichzeitig nach beiden bald einwandfreie Messungen der Reizleistung für das menschliche Ohr vorgenommen würden. Nach unserer Methode ließe sich sicherlich in unserem Beispiel noch für 10^{-5} und 10^{-6} Amp. die Resonanzkurve aufnehmen und dann wohl durch graphische Extrapolation der Wirkungsgrad für die Reizstromstärke ermitteln und damit die Empfindlich-

keit des menschlichen Ohres von neuem experimentell bestimmen. Da wir auf diese Arbeiten zunächst nicht mehr zurückzukommen gedenken, würden wir uns freuen, hierdurch Anregung für diese sehr wichtige und interessante Untersuchung gegeben zu haben..

Zusammenfassung.

Im Anschluß an eine an anderer Stelle von uns mitgeteilte Theorie des Telephons ist eine Untersuchungsmethode der akustischen Vorgänge in einem Telephon entwickelt und experimentell durchgeführt. Insbesondere ist für Sprechfrequenzen, die im Tonbereich von 500 bis 1000 Perioden angenommen sind, der Wirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der auf den Gehörgang übertragenen Energie zu der aufgenommenen bestimmt und zu etwa 1 bis 10 Promille gefunden worden.

Kiel, im Mai 1919.

(Eingegangen Juni 1919.)