

**Lichtmodulation
wechselstromgeheizter Glühlampen
im Tonfrequenzbereich**

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Friedrich-Schiller-Universität

J e n a

Vorgelegt von

Horst Köhler

aus Eisenberg/Thür.

ISBN 978-3-662-31355-8
DOI 10.1007/978-3-662-31560-6

ISBN 978-3-662-31560-6 (eBook)

**Gedruckt mit Genehmigung
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena**

Berichterstatter: Professor Dr. A. Esau

Jena, den 16. Juni 1937

**Professor Dr. Sander
dz. Dekan**

Inhalt

Erster Teil:	Seite
Zur Theorie der Lichtmodulation wechselstromgeheizter Glühlampen im Tonfrequenzbereich	111—117
Einleitung	111
1. Die Temperaturmodulation idealer Wolframfäden	112
2. Die Verteilung der Modulation über den Querschnitt des Drahtes	113
3. Der Einfluß der Halteelektroden	113
4. Der Einfluß der umgebenden Gashülle	115
5. Die Modulation des Lichtes	115
Schrifttum	117
 Zweiter Teil:	
Experimentelle Untersuchungen über die Lichtmodulation wechselstromgeheizter Glühlampen im Tonfrequenzbereich	154—161
1. Die Versuchsanordnung	154
2. Meßverfahren und Ergebnisse	155
Zusammenfassung	160
Schrifttum	161

Zur Theorie der Lichtmodulation wechselstromgeheizter Glühlampen im Tonfrequenzbereich¹⁾.

(Mitteilung aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.)

Von Horst Köhler, Jena.

DK 621.326.3.029.45

Übersicht. Für ideale Wolframfäden wird auf Grund energetischer Überlegungen eine Differentialgleichung aufgestellt, deren Lösung die Temperaturmodulation ergibt. Weiter wird die Erhöhung der Modulation durch den Einfluß der Halteelektroden berechnet und die Wirkung der umgebenden Gashülle kurz erörtert. Schließlich wird noch die Modulation des Lichtes temperaturmodulierter Wolframfäden untersucht.

In jüngster Zeit hat die Lichttelephonie für die Nachrichtenübermittlung eine nicht unwesentliche Bedeutung erlangt [1]²⁾. Während in der Praxis die indirekte Modulation einer konstanten Lichtquelle durch optische Anordnungen sich fast ausschließlich durchgesetzt hat [1], [2], fehlt es in der Literatur nicht an Hinweisen auf eine andere Modulationsart, nämlich die Heizung eines Temperaturstrahlers mit einem tonfrequent modulierten Gleichstrom [1], [3]—[8]. Als Temperaturstrahler kommen im wesentlichen Glühlampen und Bogenlampen in Frage. Während die Lichtmodulation des Kohlebogens bereits eingehend

untersucht worden ist [5], beschränken sich die Veröffentlichungen über die unmittelbare Modulation des Heizstromes von Glühlampen [6], [8] lediglich auf die Beschreibung von Übertragungsanordnungen, die erzielten Ergebnisse und auf qualitative Erörterungen der bei dieser Modulationsart auftretenden Verhältnisse. Es sei daher das Ziel dieser Arbeit, die Lichtmodulation wechselstromgeheizter Glühlampen theoretisch eingehend zu untersuchen. Ein Bericht über experimentelle Untersuchungen folgt später. Für die theoretische Behandlung des Problems finden sich Anhaltspunkte in Veröffentlichungen über einen ähnlichen Stoff, nämlich das Flimmern von technischen Glühlampen für Beleuchtungszwecke, die mit 50-periodigem Wechselstrom betrieben werden [9]—[18]. Darüber hinaus bestehen noch einige, zumeist ältere Arbeiten, die ganz allgemein den zeitlichen Temperaturverlauf wechselstromgeheizter Drähte behandeln [19]—[22]. Alle in diesen Arbeiten durchgeführten Berechnungen lassen sich nicht ohne weiteres auf das hier vorliegende Problem übertragen, da sie lediglich Sonderfälle darstellen. Deshalb ist eine mathematische Neubehandlung des Problems notwendig. Sämtliche

¹⁾ Erster Teil einer gekürzten Dissertation der Universität Jena, eingereicht am 19. Mai 1937.

²⁾ Schrifttum siehe S. 117. Ausführliches Schrifttumsverzeichnis bei G. Gresky [1].

Betrachtungen beziehen sich zunächst auf Lampen mit Wolframfäden, da lediglich diese praktische Bedeutung haben. Sie lassen sich jedoch auch sinngemäß auf Lampen mit beliebigem Fadenmaterial anwenden.

1. Die Temperaturmodulation idealer Wolframfäden.

Unter einem idealen Wolframfaden verstehe man einen Draht vom Durchmesser d cm und der Länge l cm, der sich im Vakuum befindet und auf den die Halteelektroden keinen kühlenden Einfluß ausüben. Für einen so definierten Faden kann man in Übereinstimmung mit I. Langmuir [23] angeben:

$$\text{abgestrahlte Leistung: } L = L' \cdot l \cdot d, \quad (1)$$

$$\text{Widerstand: } R = \frac{R' \cdot l}{d^2}, \quad (2)$$

$$\text{Wärmekapazität: } H = H' \cdot l \cdot d^2. \quad (3)$$

Die Größen L' , R' und H' geben abgestrahlte Leistung bzw. Widerstand und Wärmekapazität eines Drahtes von 1 cm Länge und 1 cm Durchmesser an. Sie sind Funktionen der Fadentemperatur. Wird der Faden mit Gleichstrom geheizt und bezeichnet W' die Leistungsaufnahme des Fadens, die wie oben zu

$$W = W' \cdot l \cdot d \quad (4)$$

angesetzt werden kann [23], so stellt sich nach einer gewissen Zeit ein Gleichgewichtszustand ein, derart, daß $W = L$ bzw. $W' = L'$ wird, wenn man annimmt, daß keine Energie durch die Halteelektroden abgeleitet wird. Für jede Temperatur T findet man also ein bestimmtes W' , das gleich dem entsprechenden L' ist. Alle diese Größen sind von I. Langmuir [23] tabelliert und in Tafel 1 wiedergegeben. Die Temperaturabhängigkeit dieser Größen zeigen die Gl. (5) bis (7):

$$W' = L' = A_W T^\alpha, \quad (5)$$

$$R' = A_R T^\varrho, \quad (6)$$

$$H' = A_H + 0,000516 T. \quad (7)$$

Die Gl. (5) und (6) werden von I. Langmuir angegeben, die Gl. (7) entspricht der Messung von A. G. Worthing [23] [24] (α und ϱ siehe Tafel 1). A_W , A_R und A_H sind Konstanten, deren Kenntnis für das Folgende unwesentlich ist.

Es werde nun der hier interessierende Fall betrachtet, in dem der Lampe eine Spannung zugeführt wird, die der Gleichung genügt:

$$U = U_0(1 + \kappa \sin \omega t). \quad (8)$$

Hierin bedeutet κ den Modulationsgrad der Spannung. Die Temperatur des Fadens wird dann auch in einer Form moduliert sein, die angesetzt werde:

$$T = T_0(1 + f(t)). \quad (9)$$

Hierin soll $f(t)$ nur periodische Funktionen von t enthalten und verschwinden, wenn κ in Gl. (8) Null wird. T_0 sei von der Zeit unabhängig. Die Aufgabe lautet nun, $f(t)$ und T_0 zu bestimmen.

Tafel 1.

T° abs.	W'_0 Watt cm ³	α	H' Watt cm ³	λ Watt cm grad	Q cm ⁻¹	a_0	e
1000	1,891	5,65	2,20	0,84	0,079	1,863	1,200
1100	3,223	5,57	2,22			1,524	1,195
1200	5,210	5,49	2,25	0,90	0,116	1,274	1,189
1300	8,060	5,41	2,30			1,084	1,185
1400	12,01	5,34	2,35	0,96	0,156	0,936	1,182
1500	17,33	5,27	2,40			0,821	1,179
1600	24,32	5,20	2,45	1,02	0,196	0,724	1,179
1700	33,28	5,12	2,50			0,646	1,180
1800	44,54	5,06	2,55	1,07	0,238	0,582	1,182
1900	58,45	4,99	2,61			0,527	1,184
2000	75,37	4,93	2,66	1,11	0,284	0,481	1,186
2100	95,69	4,87	2,71			0,441	1,188
2200	119,8	4,81	2,76	1,15	0,328	0,406	1,190
2300	148,2	4,76	2,82			0,377	1,192
2400	181,2	4,71	2,87	1,19	0,375	0,351	1,195
2500	219,3	4,66	2,92			0,329	1,197
2600	263,0	4,61	2,97	1,23	0,422	0,309	1,200
2700	312,7	4,58	3,02			0,291	1,202
2800	368,9	4,54	3,07	1,27	0,470	0,275	1,205
2900	432,4	4,51	3,12			0,261	1,207
3000	503,5	4,48	3,18	1,31	0,519	0,247	1,210
3100	583,0	4,46	3,23			0,235	1,213
3200	671,5	4,43	3,28		0,569	0,223	1,216
3300	769,7	4,42	3,33			0,213	1,218
3400	878,3	4,41	3,38			0,209	1,221
3500	998,0	4,40	3,43			0,195	1,224
3600	1130	4,39	3,49			0,187	1,227

Zunächst erhält man aus den Gl. (5), (6), (7) und (9):

$$L = ldL'_0(1 + f(t))^\alpha, \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} H &= ld^2H'_0 \left(1 + \frac{0,000516T_0}{H'_0} f(t)\right) \\ &= ld^2H'_0(1 + h \cdot f(t)), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$R = \frac{l}{d^2} R'_0(1 + f(t))^\varrho. \quad (12)$$

Hierin bedeuten L'_0 , H'_0 und R'_0 diejenigen Werte von L' , H' und R' , die sich bei Heizung des Fadens auf die vorläufig noch unbekannt, konstante Temperatur T_0 ergeben würden.

Es werde nun weiter die der Lampe zugeführte Wechselstromleistung betrachtet. Für diese erhält man aus Gl. (8) und (12):

$$\mathfrak{W} = \frac{U}{R} = \frac{U_0 \left(1 + \frac{\kappa^2}{2} + 2\kappa \sin \omega t - \frac{\kappa^2}{2} \cos 2\omega t\right)}{R_0(1 + f(t))^\varrho}. \quad (13)$$

Der von der Zeit unabhängige Teil der Leistung ist hierin:

$$W_0 = ldW'_0 = \frac{U_0}{R_0} \left(1 + \frac{\kappa^2}{2}\right). \quad (14)$$

Er bewirkt offenbar die Heizung des Fadens auf die mittlere, konstante Temperatur T_0 . Diese ist hiermit also bestimmt; man hat nur in Tafel 1 die zu W'_0 gehörige Temperatur aufzusuchen oder umgekehrt bei gemessenem T_0 das entsprechende W'_0 aus Tafel 1 zu ermitteln. Unter Benutzung von Gl. (14) wird Gl. (13):

$$\mathfrak{W} = ldW'_0 \frac{1 + \kappa_1 \sin \omega t - \kappa_2 \cos 2\omega t}{(1 + f(t))^\varrho}, \quad (15)$$

worin bedeuten:

$$\kappa_1 = 2 \frac{\kappa}{1 + \frac{\kappa^2}{2}}, \quad (16)$$

$$\kappa_2 = \frac{\kappa^2}{2 \left(1 + \frac{\kappa^2}{2}\right)}. \quad (17)$$

Nach diesen vorbereitenden Betrachtungen kann man für den mit Wechselstrom geheizten Faden die Energiebilanz aufstellen. Diese lautet:

$$(\mathfrak{B} - L) dt = H \cdot dT. \quad (18)$$

Unter Einsetzung der Gl. (10) bis (15) erhält man daraus:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{W'_0(1 + \kappa_1 \sin \omega t - \kappa_2 \cos 2\omega t) \frac{1}{(1 + f(t))^e} - L'_0(1 + f(t))^\alpha}{d \cdot H'_0(1 + h \cdot f(t))}. \quad (19)$$

Wie in den vorangegangenen Betrachtungen muß auch hier $W'_0 = L'_0$ sein. Setzt man nun

$$f(t) = y$$

und

$$\frac{W'_0}{H'_0 T_0} = \vartheta', \quad (20)$$

dann erhält man aus Gl. (19) als endgültige Form der Differentialgleichung, wenn man sich auf Glieder erster Ordnung beschränkt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dy}{dt} = \frac{\vartheta'}{d} \{ \kappa_1 \sin \omega t - \kappa_2 \cos 2\omega t + (\varrho + \alpha) y \\ - \kappa_1 (h + \varrho) y \sin \omega t + \kappa_2 (h + \varrho) y \cos 2\omega t \}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Da die exakte Lösung dieser Differentialgleichung in geschlossener Form nicht möglich ist, werde das Piccardsche Verfahren der schrittweisen Näherung angewendet, das man mit hinreichender Genauigkeit nach dem zweiten Schritt abbrechen kann. Das Ergebnis lautet, wenn man

$$\vartheta = \frac{\vartheta'}{\omega d} = \frac{W'_0}{\omega d H'_0 T_0} \quad (20a)$$

einführt:

$$T = T_0 \left\{ 1 + \vartheta_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \vartheta_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) \right. \\ \left. + \vartheta_3 \sin 3\omega t + \vartheta_4 \cdot \sin 4\omega t \right\}. \quad (22)$$

Hierin bedeuten:

$$\vartheta_1 = -\vartheta \kappa_1 \sqrt{1 + \vartheta^2 [(\varrho + \alpha) - \frac{1}{4}(h + \varrho)\kappa_2]^2}, \quad (23a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{1}{\vartheta [(\varrho + \alpha) - \frac{1}{4}\kappa_2(h + \varrho)]}, \quad (23b)$$

$$\vartheta_2 = \vartheta \sqrt{\left(\frac{\kappa_2}{2}\right)^2 + \vartheta^2 \left[\frac{1}{4}(\varrho + \alpha)\kappa_2 - \frac{1}{2}(h + \varrho)\kappa_1\right]^2}, \quad (23c)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\kappa_2}{2\vartheta \left[\frac{1}{4}(\varrho + \alpha) + \frac{1}{2}(h + \varrho)\kappa_1\right]}, \quad (23d)$$

$$\vartheta_3 = \frac{1}{4}\vartheta^2(h + \varrho)\kappa_1\kappa_2, \quad (23e)$$

$$\vartheta_4 = \frac{1}{16}\vartheta^2\kappa_2. \quad (23f)$$

Diese Gleichungen bilden den Ausgangspunkt für alle folgenden Betrachtungen. Eine zahlenmäßige Auswertung an praktisch verwendbaren Lampentypen zeigt nun, daß man ohne großen Fehler den Wurzelausdruck in Gl. (23a) gleich 1 und den in Gl. (23c) gleich $\kappa_2/2$ setzen kann. Das bedeutet, daß φ_1 und φ_2 in den meisten Fällen nahezu 90° werden. In denselben Fällen werden ϑ_3 und ϑ_4 auch sehr klein und können vernachlässigt werden, so daß man aus Gl. (22) mit geringerer Genauigkeit die vielfach gül-

tige, vereinfachte Form erhält:

$$\left. \begin{aligned} T &= T_0 \{ 1 + \vartheta_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \vartheta_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) \} \\ &= T_0 \left\{ 1 - \vartheta \left(\kappa_1 \sin(\omega t + \varphi_1) - \frac{\kappa_2}{2} \cos(2\omega t + \varphi_2) \right) \right\}, \\ T &= T_0 \left\{ 1 - \frac{W'_0}{\omega d H'_0 T_0} \frac{2}{1 + \frac{\kappa_2}{2}} \left[\kappa \sin(\omega t + \varphi_1) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{8} \kappa^2 \cos(2\omega t + \varphi_2) \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (22a)$$

Diese Gleichung dient zur Grundlage für einen Teil der folgenden Ableitungen. Man sieht daraus, daß die Temperaturmodulation des Fadens der mittleren zugeführten Leistung W'_0 proportional ist. Da diese mit etwa der fünften Potenz (vgl. Tafel 1) von der Temperatur abhängt, so ist die Temperaturmodulation auch um so größer, je höher T_0 liegt. Sie ist jedoch umgekehrt proportional der Wärmekapazität H_0 des Fadens, dem Fadendurchmesser d und der Kreisfrequenz ω des Speisestromes.

Ist der Draht nicht, wie in dem eben behandelten Falle, geradlinig ausgespannt, sondern, wie es in der Praxis wohl meist der Fall sein wird, gewendelt, so wird bei derselben mittleren Temperatur T_0 die abgestrahlte Leistung L'_0 geringer sein, da ein Teil der abgestrahlten Energie von der Wendel selbst wieder absorbiert wird. Die Größen L'_0 bzw. W'_0 und infolgedessen auch ϑ , müssen also mit dem echten Bruch ζ multipliziert werden. Kurth [14] gibt diesen in grober Annäherung an zu:

$$\zeta = \frac{2g + d}{2(g + d)} \quad (24)$$

(g = Ganghöhe der Wendel).

2. Die Verteilung der Modulation über den Querschnitt des Drahtes.

Wie M. v. Laue und W. Gordon [25] in einem anderen Zusammenhang gezeigt haben, wird der Modulationsgrad noch dadurch beeinflusst, daß der Draht eine endliche Wärmeleitfähigkeit hat, daß also eine Temperatur- und damit auch Modulationsdifferenz zwischen Drahtachse und Oberfläche besteht. Für die Oberfläche läßt sich dann eine Lösung der Ausgangsgleichung in Form von Potenzreihen finden. Eine zahlenmäßige Auswertung zeigt jedoch, daß dieser Einfluß in den praktisch wichtigen Fällen höchstens einige Tausendstel des Wertes der Gl. (22) und (22a) beträgt.

3. Der Einfluß der Halteelektroden.

Von wesentlicher Bedeutung für die Modulation ist der Einfluß der Halteelektroden, die eine zusätzliche Abkühlung bewirken und damit W'_0 und ϑ , also die Modulation, wesentlich erhöhen können. Betrachtet man ein beliebiges, im Draht abgegrenztes Volumen $\int d\tau$, ($d\tau$: Volumenelement), dann erhält man für den im Zeitelement daraus abfließenden Wärmestrom $\int \psi d\tau$ [26]:

$$\int \psi d\tau = -\lambda \int \Delta T d\tau \quad (\Delta: \text{Laplacescher Operator,} \\ \lambda: \text{Wärmeleitfähigkeit in } \frac{\text{Watt}}{\text{cm Grad}}).$$

A. G. Worthing hat in einem anderen Zusammenhang gezeigt, daß die Temperaturdifferenz zwischen Drahtachse und -oberfläche auch für den stationären Fall nur einige Tausendstel Grad beträgt [27] [28], weshalb man immer $\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ setzen kann. Somit führt obige Gleichung auf:

$$\int \psi d\tau = -\frac{\pi d^2}{4} \lambda \int \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx.$$

Für das kreisförmige Drahtelement $\frac{\pi d^2}{4} dx = d\tau$ beträgt dann die sekundliche Abnahme des Wärmeinhaltes:

$$\psi d\tau = -\frac{\pi d^2}{4} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx. \quad (25)$$

Stellt man für dieses Kreiselement die Energiebilanz auf, so erhält man abweichend von Gl. (18)

$$[\mathfrak{B} - (L + \psi d\tau)] dt = H \cdot dT$$

oder mit Einführung von Gl. (25) und unter Benutzung der spezifischen Fadenkonstanten W' , L' und H' :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\mathfrak{B}' - \left(L' - \frac{\pi d}{4} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)}{d \cdot H'}. \quad (26)$$

Für eine festgehaltene Stelle x läßt sich diese partielle Differentialgleichung auf eine gewöhnliche zurückführen, wenn sich an dieser Stelle $\partial^2 T / \partial x^2$ als Funktion von T bestimmen ließe. Diese gewöhnliche Differentialgleichung wäre dann äußerlich vollständig identisch mit Gl. (19); man hätte lediglich L'_0 durch ein entsprechendes \bar{L}'_0 und ebenso W'_0 durch \bar{W}'_0 zu ersetzen, wobei wieder gelten müßte $\bar{L}'_0 = \bar{W}'_0$. Endlich müßte dann noch α durch α' ersetzt werden, womit die Lösung auf eine Bestimmung von \bar{W}'_0 und α' zurückgeführt wäre. \bar{W}'_0 ist nun nichts anderes als:

$$\bar{W}'_0 = W'_0 - \frac{\pi d}{4} \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{T_0}, \quad (27)$$

gebildet für die mittlere Temperatur T_0 , die an der betreffenden Stelle des Fadens herrscht (λ s. Tafel 1). Dabei ist zu beachten, daß $\partial^2 T / \partial x^2$ negatives Vorzeichen hat, also $\bar{W}'_0 > W'_0$ ist. Nun läßt sich $(\partial^2 T / \partial x^2)_{T_0}$ nach einer Theorie von A. G. Worthing [27] und ihrer Erweiterung durch G. Ribaud und S. Nikitine [28] bestimmen. Und zwar liefert diese Theorie:

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{T_0} = -\frac{2Q^2}{d} [(T_{m0} - T_0) - 3a(T_{m0} - T_0)], \quad (28)$$

T_{m0} ist die mittlere Temperatur derjenigen Fadenstücke, von denen keine Wärme durch Leitung fortgeführt wird. Q und $3a$ sind Größen, die von T_{m0} abhängen (s. Tafel 1 und 2). Aus Gl. (27) und (28)

$T_{m0}^\circ \text{ abs.}$	$3a$
1500	$-4,2 \cdot 10^{-4}$
2000	$-0,3 \cdot 10^{-4}$
2500	$+2,1 \cdot 10^{-4}$
3000	$+1,5 \cdot 10^{-4}$

folgt jetzt unmittelbar:

$$\bar{W}'_0 = W'_0 + \frac{\pi \lambda}{2} Q^2 [(T_{m0} - T_0) - 3a(T_{m0} - T_0)^2]. \quad (29)$$

Um die Aufgabe vollständig zu lösen, müßte man noch, wie gesagt, α' bestimmen, was sich jedoch erübrigt, da ja in allen praktischen Fällen der Einfluß von α bzw. α' auf den Modulationsgrad ohne Bedeutung ist (vgl. S. 113). Das Endergebnis ist also vollkommen gleichgebaut der Gl. (22a); man hat darin lediglich W'_0 durch \bar{W}'_0 bzw. ϑ durch $\bar{\vartheta}$ zu ersetzen. $\bar{\vartheta}$ ergibt sich dabei unter Verwendung von Gl. (29) zu:

$$\bar{\vartheta} = \frac{W'_0 + \frac{\pi \lambda}{2} Q^2 [(T_{m0} - T_0) - 3a(T_{m0} - T_0)^2]}{d \omega H'_0 T_0}. \quad (30)$$

Man kann also den Einfluß der Halteelektroden in folgender Form zusammenfassen: An allen Stellen, die durch die Halter gekühlt werden, tritt eine Erhöhung des Modulationsgrades auf. Der Betrag, um den die Modulation zunimmt, ist proportional der Differenz zwischen der tatsächlich an der betrachteten Stelle vorhandenen Temperatur und derjenigen, die ein idealer nichtgekühlter Wolframfaden annehmen würde. Zur Bestimmung dieser Differenz können die zahlreichen Arbeiten herangezogen werden [27]–[34], die die Temperaturverteilung an gleichstromgeheizten Fäden behandeln. Aus diesen Arbeiten ergibt sich für die vorliegende Betrachtung folgendes:

Man muß hinsichtlich der Temperaturverteilung zwei Fälle unterscheiden: lange Fäden und kurze Fäden. Als lange Fäden werden solche bezeichnet, deren mittlerer Teil durch den Einfluß der Halteelektroden nicht gekühlt wird. Hier herrscht die Temperatur T_{m0} , wie sie sich auch bei einem idealen Faden einstellen würde. Die eben berechnete Erhöhung des Modulationsgrades erstreckt sich bei diesen Fäden also nur auf die Enden des Drahtes. Da nun bei Langfadenlampen die Lichtemission der mittleren heißen Zone hauptsächlich ins Gewicht fällt, kann man ohne Bedenken die Lampen mit langen Fäden nach der Theorie idealer Wolframfäden behandeln. Anders liegt der Fall bei kurzfüßigen Lampen. Hier wird selbst in der Fadenmitte noch Wärme zu den Elektroden abgeleitet. Die Temperatur T_{m0} wird also nicht erreicht, die Temperatur T_{k0} in Fadenmitte ist niedriger. $T_{m0} - T_{k0}$ ist nach den oben angeführten Arbeiten um so größer, je kürzer der Faden ist. Man ist also in der Lage, durch Verkürzen des Fadens die Modulation in der Fadenmitte bis zu den praktisch durch den Aufbau gegebenen Grenzen zu steigern. Zur Bestimmung der Differenz $T_{m0} - T_{k0}$ empfiehlt sich die neuere Methode von I. Langmuir [34] und seinen Mitarbeitern, die wegen ihrer Wichtigkeit für die später folgenden experimentellen Untersuchungen hier angeführt werde: Die Temperatur T_{k0} in der Fadenmitte ist durch die Beziehung gegeben:

$$T_{k0} = T_{m0} \Theta_x. \quad (31)$$

Die Größe Θ_x ist von einer anderen Veränderlichen X abhängig. Tafel 3 zeigt den Zusammenhang. Diese

neue Veränderliche hängt mit den geometrischen Fadenabmessungen durch die Beziehung zusammen:

$$X = \frac{0,1x'_0}{a_0\sqrt{d}} + x_1. \quad (32)$$

Darin bezeichnet a_0 eine von T_{m_0} abhängige Größe, die aus Tafel 1 zu entnehmen ist. x'_0 bedeutet die halbe Länge des Fadens, d den Durchmesser (alles in cm). x_1 ist eine Konstante, die von dem für jeden Lampenaufbau und für jede mittlere Temperatur verschiedenen Wert des Verhältnisses T_{a_0}/T_{m_0} abhängt. T_{a_0} ist dabei die Temperatur des Aufhängepunktes. Mit genügender Genauigkeit für den vorliegenden Fall kann man $T_{a_0} = 0,25T_{m_0}$ annehmen. Für diesen Fall erhält man $x_1 = 0,152$ (für eine genauere Bestimmung s. [34]). Kennt man durch Messung die Temperatur T_{k_0} , so läßt sich nach Gl. (31) T_{m_0} leicht bestimmen. Umgekehrt läßt sich rechnerisch aus den Langmuirschen Tafeln (vgl. [23], [29], [34]) T_{m_0} bestimmen und daraus mit Hilfe von Gl. (31) T_{k_0} angeben. Findet man aus Tafel 3 $\Theta_x > 4$, dann handelt es sich praktisch um einen langen Faden, den man ohne Bedenken nach der Theorie für ideale Fäden behandeln kann.

Tafel 3.

Θ_x	X	Θ_x	X	Θ_x	X	Θ_x	X
0,005	0,7325	0,3	1,1645	0,85	1,6399	0,97	2,365
0,01	0,8262	0,4	1,2065	0,90	1,802	0,98	2,565
0,03	0,9221	0,5	1,2510	0,92	1,899	0,99	2,912
0,05	0,9704	0,6	1,3077	0,94	2,031	0,995	3,261
0,1	1,0401	0,7	1,3905	0,95	2,118	0,999	4,074
0,2	1,1154	0,8	1,5280	0,96	2,225		

4. Der Einfluß der umgebenden Gashülle.

Der Einfluß des Gases kann in diesem Rahmen nur qualitativ erörtert werden, und zwar kann man folgendes sagen: Die Formel ausdrücke für die Ausstrahlung L und damit für W'_0 erhalten einen Faktor δ (vgl. hierzu die Theorien, die zur Berechnung von δ dienen, im folgenden aber nicht angewendet werden [35], [36]). Die Wärmekapazität H'_0 ändert sich ebenfalls um einen Faktor γ ; die Berechnung von γ nach der Methode von H. Ebeling-Simon [21] wird nicht eingeführt, da sie Widersprüche mit sich bringt. Der im Vakuum gültige Wert der Größe W'_0 bzw. δ muß also bei Anwesenheit eines Gases mit dem Faktor δ/γ multipliziert werden, der je nach den Eigenschaften des Gases größer oder kleiner als 1 ist. Man kann also sowohl mit einer Zunahme als auch mit einer Verringerung der Modulation rechnen. α bzw. α' müßten sinngemäß durch ein entsprechendes α'' ersetzt werden, das aber der Berechnung nicht zugänglich ist, die sich auch nach dem in Abschnitt 1 und 3 Gesagten erübrigt. Über die experimentelle Bestimmung von δ und γ siehe eine spätere Arbeit.

5. Die Modulation des Lichtes.

Bisher wurde nur die Modulation der Temperatur betrachtet; im folgenden soll die Modulation des

Lichtes behandelt werden. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Lichtenergie bei einer bestimmten Wellenlänge λ ist gegeben zu [37]:

$$E_{\lambda T} = c_1 A_\lambda \lambda^{-5} \left(e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}. \quad (33)$$

Hierin bedeuten c_1 und c_2 die Planckschen Konstanten und A_λ das spektrale Emissionsvermögen des Fadenmetalles, also in diesem Falle von Wolfram. Außer dieser theoretisch genauen Gleichung kann man für einen beliebig definierten Spektralbereich den empirischen Ansatz machen:

$$E = B T^\epsilon, \quad (34)$$

wobei B und ϵ jedesmal experimentell ermittelt werden müssen. Zur Ableitung des Modulationsgrades des Lichtes werden beide Ausgangsgleichungen herangezogen. Und zwar erhält man aus Gl. (33) eine Beziehung, aus der man die spektrale Verteilung der Modulation unmittelbar ersehen kann, die aber nichts über den Oberwellengehalt des Wechsellichtes aussagt. Ausgehend von Gl. (34) läßt sich ebenfalls eine Beziehung entwickeln, aus der der Oberwellengehalt sehr genau, die spektrale Verteilung indessen nur mittelbar hervorgeht.

Aus Gl. (33) ergibt sich mit hinreichender Annäherung für moduliertes Licht:

$$E_{\lambda T} = A_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0(1+\theta)}}.$$

Näherungsweise kann man daraus den Maximal- und Minimalwert während einer Periode angeben zu:

$$\left. \begin{aligned} E_{\max} &= A_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0(1+\theta_1)}}, \\ E_{\min} &= A_\lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0(1-\theta_1)}}. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Daraus folgt der Modulationsgrad (Scheitelwert):

$$M = \frac{\frac{E_{\max} - E_{\min}}{2}}{\frac{E_{\max} + E_{\min}}{2}}. \quad (36)$$

Die Definition des Modulationsgrades nach Gl. (36) führt indes auf Schwierigkeiten, wenn das betrachtete Wechsellicht sehr reich an Oberwellen ist, man aber die genaue Kurvenform nicht kennt. In solchen Fällen ist der effektive Mittelwert des Wechsellichtes viel zugänglicher, schon deshalb, weil er mit lichtelektrischen Anordnungen leicht gemessen werden kann. Aus diesem Grunde werde der sog. „effektive Modulationsgrad“ eingeführt:

$$M_{\text{eff}} = \frac{\text{effektiver Mittelwert des Wechsellichtes}}{\text{linearer Mittelwert der gesamten Lichtenergie}}.$$

Unter dieser Voraussetzung wird aus Gl. (36), die nur unter Berücksichtigung der Grundschwingung abgeleitet wurde:

$$M_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}. \quad (37)$$

Setzt man nun:

$$\frac{1}{1 + \vartheta_1} \approx 1 - \vartheta_1$$

und

$$\frac{1}{1 - \vartheta_1} \approx 1 + \vartheta_1,$$

dann geht nach Einsetzen von Gl. (35) in Gl. (37) letztere über in:

$$M_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{e^{+\frac{c_2}{\lambda T_0} \vartheta_1} - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0} \vartheta_1}}{e^{+\frac{c_2}{\lambda T_0} \vartheta_1} + e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0} \vartheta_1}}.$$

Das ist aber nichts anderes als:

$$M_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathfrak{I}g\left(\lambda \cdot \frac{c_2}{T_0} \vartheta_1\right), \quad (38)$$

womit die erste Beziehung gefunden ist. Die darin auftretende Plancksche Konstante hat die Größe: $c_2 = 1,432 \text{ cm} \cdot \text{grad}$.

Aus Gl. (34) findet man, ähnlich wie in Gl. (10), unter Anwendung von Gl. (9) für das modulierte Licht:

$$E = E_0[1 + f(t)]^e.$$

Setzt man in diese Gleichung für $f(t)$ den Wert aus Gl. (22) bzw. Gl. (22a) ein, und setzt man weiter voraus, daß $\vartheta \kappa \varepsilon < 1,5$ ist, was in der Praxis immer erfüllt ist, dann erhält man mit einem Fehler, der bei sehr großen Modulationsgraden einige Prozent beträgt, im allgemeinen aber viel kleiner als 1% ist, für E ein Polynom vierten Grades aus Sinusgliedern, das man in ein konstantes Glied und fünf Sinus- bzw. Kosinusglieder erster bis fünfter Ordnung auflösen kann. Bezeichnet A_ν den Effektivwert der ν -ten Ordnung, dann läßt sich durch Quadrieren und entsprechende Integration finden:

$$A_0 = 1 + \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \cdot \frac{1}{2} \vartheta_1^2 - \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \frac{3}{4} \vartheta_1^2 \vartheta_2 \cos(2\varphi_1 - \varphi_2) + \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \cdot \frac{3}{8} \vartheta_1^4. \quad (39)$$

$$2A_1^2 = \left[\left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \vartheta_1\right]^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^4 + 3 \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2^2 + \left[\left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \frac{3}{4} \vartheta_1^3\right]^2 + \left[\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1 \vartheta_2\right]^2 - 2 \cos(2\varphi_1 - \varphi_2) \left\{ \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2 + 2 \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^4 \vartheta_2 + \frac{3}{4} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^4 \vartheta_2 + \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^6 \vartheta_2 \right\}, \quad (40)$$

$$2 \sum_1^5 A_\nu^2 = \left[\left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \vartheta_1\right]^2 + 6 \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^4 + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^2\right]^2 + 10 \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^3\right]^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^6 + 2 \left[\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1 \vartheta_2\right]^2 + 3 \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2^2 + \left[\left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \vartheta_2\right]^2 + \frac{45}{16} \left[\left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^3 \vartheta_2\right]^2 + 17 \left[\left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \cdot \frac{1}{8} \vartheta_1^4\right]^2 - 2 \cos(2\varphi_1 - \varphi_2) \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2 + \frac{5}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^4 \vartheta_2 + \frac{7}{4} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^6 \vartheta_2 + \frac{87}{32} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^6 \vartheta_2 \right\}, \quad (41)$$

$$2 \sum_2^5 A_\nu^2 = 3 \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2^2 + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^2\right]^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^6 + 3 \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2^2 + \left[\left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \vartheta_2\right]^2 + \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^3\right]^2 + \left[\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1 \vartheta_2\right]^2 + 45 \left[\left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \cdot \frac{1}{4} \vartheta_1^3 \vartheta_2\right]^2 + 17 \left[\left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \cdot \frac{1}{8} \vartheta_1^4\right]^2 - 2 \cos(2\varphi_1 - \varphi_2) \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \vartheta_1^2 \vartheta_2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{1}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^4 \vartheta_2 + \left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \vartheta_1^6 \vartheta_2 \right\} + \frac{39}{32} \left(\frac{\varepsilon}{3}\right) \left(\frac{\varepsilon}{4}\right) \vartheta_1^6 \vartheta_2. \quad (42)$$

Hieraus folgt der Modulationsgrad:

$$M_{\text{eff}} = -\frac{\sqrt{A_1^2}}{A_0}$$

für die erste Ordnung und

$$M_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{\sum_1^5 A_\nu^2}}{A_0}$$

für das gesamte Wechsellicht.

Der Klirrfaktor wird:

$$K = \sqrt{\frac{\sum_1^5 A_\nu^2}{A_0^2}}. \quad (44)$$

Die Gl. (39) bis (44) gelten in ihrem gesamten Umfang nur bei sehr großem ϑ und Modulationsgraden von nahezu 100%. Das ist nun erfahrungsgemäß ein seltener Fall. Bei den weit häufiger auftretenden Modulationsgraden von weniger als 20% vereinfachen sich die Gleichungen wie folgt:

Für den Modulationsgrad:

$$M_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon \vartheta_1 = \sqrt{2} \varepsilon \vartheta \frac{\kappa}{1 + \frac{\kappa^2}{2}} \quad (45 \text{ a})$$

für die erste Ordnung,

$$M_{\text{eff}} = \varepsilon \sqrt{\frac{1}{2} (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2)} = \varepsilon \vartheta \frac{\kappa \sqrt{2 + \frac{\kappa^2}{16}}}{1 + \frac{\kappa^2}{2}} = \varepsilon \vartheta F \quad (45 \text{ b})$$

für das gesamte Wechsellicht.

Hierin ist mit Rücksicht auf einen leichteren Anschluß an die späteren Messungen gesetzt:

$$F = \frac{\kappa \sqrt{2 + \frac{\kappa^2}{16}}}{1 + \frac{\kappa^2}{2}}. \quad (46)$$

Für den Klirrfaktor ergibt sich in der vereinfachten Form:

$$K = \frac{\vartheta_2}{\sqrt{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2}} = \frac{\kappa}{4 \sqrt{4 + \frac{1}{8} \kappa^2}}. \quad (47)$$

Man sieht, daß K bei kleinen und mittleren Modulationsgraden nur von der Stromaussteuerung κ ab-

hängig ist. Für den praktisch wichtigen Fall, daß $z=1$ ist, erhält man aus Gl. (45b):

$$M_{\text{eff}} = 0,959 \varepsilon \vartheta \quad (48)$$

und aus Gl. (47):

$$K = 12,3 \% . \quad (49)$$

Schrifttum.

[1] G. Gresky, Physik. Z. **32**, 193 (1931). — [2] Brit. Patentschr. Nr. 317318. — [3] F. Schröter, ENT **7**, 1 (1930). — [4] K. Zickler, Elektrotechn. u. Maschinenb. **46**, 769 u. 793 (1928). — [5] J. Jaumann, Z. Physik **59**, 386—426 (1930). — [6] H. Thirring, Physik. Z. **21**, 67 (1920). — [7] Qu. Majorana, Rend. di Bologna (N. S.) **31**, 118—123 (1926/27). — [8] J. W. L. Köhler, „Lichttelefonie“. Philips techn. Rundschau, Mai 1936. — [9] O. M. Corbino, Physik. Z. **11**, 413 (1910); **12**, 292 (1911). — [10] I. Langmuir, Gen. electr. Rev. **17**, 294 (1914). — [11] G. Nidetzky, Z. techn. Physik **14**, 308 (1933). — [12] H. Plaut, Z. techn. Physik **6**, 313 (1925). — [13] M. Höchstedter, Elektrotechn. u. Maschinenb. **29**, 695 (1911). — [14] J. Kurth, Arch. Elektrotechn. **23**, 124 (1929). — [15] G. Liebe, Über das Flimmern von Wechselstromlicht. Diss. Dresden 1919. — [16] I. A. M. Liempt u. I. A. de Vriend, Z. Physik **100**, 263 (1936). — [17] P. G. Cath, Het gedrag van metaal draad-

lampen bij het branden op wisselstrom. De Ingenier **50e**, E. 101 (1935). — [18] K. Simons, Elektrotechn. Z. **38**, 453, 465, 475 (1917). — [19] C. Cranz, Z. Math. u. Phys. **1889**, 93. — [20] Ch. E. Guye, Arch. Sci. phys. nat. **30**, 254 (1897). — [21] H. Ebeling, Ann. Physik (4) **27**, 391 (1908). — [22] C. Richter, Elektrotechn. u. Maschinenb. **27**, 269 (1909). — [23] I. Langmuir u. H. A. Jones, Gen. electr. Rev. **30**, 310, 354, 409 (1927). — [24] A. G. Worthing, Physic. Rev. **12**, 217 (1918). — [25] M. v. Laue u. W. Gordon, S.-B. preuß. Akad. Wiss. Mathem.-phys. Kl. **1922**, 112. — [26] G. Joos, Lehrb. d. theoret. Physik, 2. Aufl., S. 411. Leipzig 1934. — [27] A. G. Worthing, Physic. Rev. **4**, 524 (1914); **5**, 445 (1915). — [28] G. Ribaud u. S. Nikitine, Ann. Physique **7**, 1 (1927). — [29] W. E. Forsythe u. A. G. Worthing, Astrophys. J. **61**, 146 (1925). — [30] I. Langmuir, Physic. Rev. **7**, 151, 302 (1916). — [31] I. Langmuir, Gen. electr. Rev. **19**, 210 (1916). — [32] I. Langmuir, Trans. Faraday Soc. **17**, 635 (1921). — [33] I. Langmuir, Physic. Rev. **50**, 68 (1936). — [34] I. Langmuir, S. Mc. Lane u. K. B. Blodgett, Physic. Rev. **35**, 478 (1930). — [35] I. Langmuir, Physic. Rev. **34**, 401 (1912). — [36] Ch. W. Rice, Trans. Amer. Inst. Electr. Engr. **42**, 635; **43**, 131 (1923/24). — [37] H. Schering, Handb. d. exper. Physik **11** III, 74.

(Eingegangen am 15. Januar 1938.)

Experimentelle Untersuchungen über die Lichtmodulation wechselstromgeheizter Glühlampen im Tonfrequenzbereich¹⁾.

(Mitteilung aus dem technisch-physikalischen Institut der Universität Jena.)

Von Horst Köhler, Jena.

DK 621.326.3.029.45

In einer früheren Arbeit²⁾ wurden Gleichungen zur Berechnung der Modulation des Lichtes wechselstromgeheizter Glühlampen abgeleitet. In der vorliegenden Arbeit soll an praktisch verwendbaren Lampen die Modulation experimentell untersucht und das Ergebnis mit der Theorie verglichen werden. Die Untersuchung erstreckt sich auf Frequenzen zwischen 50 und 7000 Hz und hat den praktischen Zweck, die Eignung der direkten Glühlampenmodulation für die Lichttelephonie aufzuzeigen.

Die Versuchsanordnung.

Die Anordnung zur Messung des Modulationsgrades zeigt Abb. 1 a. Den Wechselstrom lieferte ein Schwebungssummer mit anschließendem Verstärker, der bei

Anordnung von W. Dudell [2] und H. Thirring [1]). Mit dem Schalter S_1 schaltete man das Netz auf den Verstärker aus. Man war dann in der Lage, nach Betätigung des Umschalters S_4 die Frequenz des Schwebungssummers auf die des Netzes abzustimmen, wobei die am Instrument G auftretenden Schwebungen den Synchronismus anzeigten. Diese Anordnung hatte bei tiefen Frequenzen Bedeutung für die Kontrolle des Schwebungssummers.

Das Licht der zu untersuchenden Lampe gelangte über Linse, Zerschackerinrichtung und Blende 2 auf die Photozelle. Die vor der Lichtsirene der Zerschackerinrichtung befindliche Blende 1 hatte doppelt sinusförmigen Querschnitt und bewirkte, daß der zeitliche Verlauf des durch die Zerschackerinrichtung entstehenden

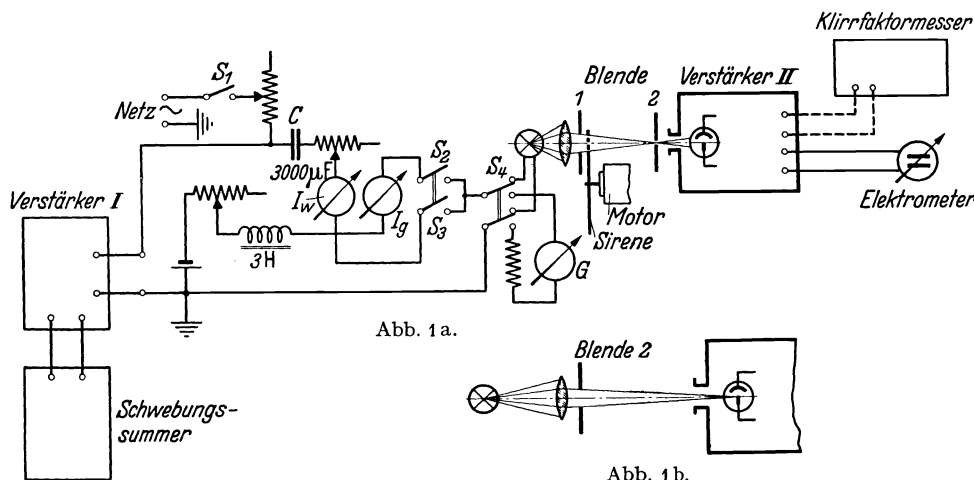


Abb. 1. Anordnung zur Messung des Modulationsgrades.

Frequenzen von 20 bis 10000 Hz eine Leistung von maximal 12 W abgab. Der Schwebungssummer wurde an Hand von Literaturangaben für den vorliegenden Zweck gebaut [4... 10]³⁾. Seine zeitliche Frequenzänderung betrug während einer Stunde weniger als 0,5 Hz. Der Klirrfaktor der Anlage schwankte je nach der entnommenen Leistung zwischen 2 und 10%. Die Wechselspannung wurde über einen Kondensator C mit einer Kapazität von 3000 μF , die Gleichspannung über eine Drossel mit einer Induktivität von 3 H an die zu untersuchende Lampe gelegt (vgl. hierzu die

Wechsellichtes genau sinusförmig war. Der gemessene Klirrfaktor dieses Wechsellichtes betrug etwa 4 bis 5%, seine Frequenz ließ sich durch Änderung der Umdrehungszahl des Antriebsmotors und Auswechseln der Unterbrecherscheibe zwischen den Grenzen 300 und 7000 Hz beliebig einstellen. Die Blende 2 lag in der Bildebene der abbildenden Linse und diente zur Empfindlichkeitsänderung der Apparatur. Bei den Frequenzgangmessungen des Modulationsgrades (siehe unten), bei denen die Zerschackerinrichtung überflüssig war, wurde die einfachere Anordnung der Abb. 1 b benutzt, bei der Blendenquerschnitt und Lichtstrom linear voneinander abhängen.

Die von der Photozelle gelieferte Wechselspannung wurde vom Verstärker II auf eine meßbare Größe von

¹⁾ Zweiter Teil einer gekürzten Dissertation der Universität Jena, eingereicht am 19. Mai 1937.

²⁾ ENT 15, 111 (1938).

³⁾ Die Zahlen beziehen sich auf das Schrifttum S. 161.

10 bis 70 V verstärkt, so daß sie am Ende des Verstärkers mit einem elektrostatischen Spannungsmesser gemessen werden konnte. Der Verstärker hatte einen 6000fachen Verstärkungsgrad und einen Übertragungsbereich von 50 bis 10000 Hz. Der durch die Trägheit der gasgefüllten Photozelle [3] und durch die Koppungsglieder bedingte Frequenzgang wurde ermittelt und durch eine entsprechende Korrektur an den späteren Meßergebnissen berücksichtigt.

In den Strahlengang konnten außerdem mehrere Jenaer Farbfiltergläser gebracht werden. Es waren 5 Sätze solcher Filter zusammengestellt, von denen jeder einen bestimmten Spektralbereich ausblendete. Abb. 2 zeigt die Durchlässigkeit dieser Filtersätze in Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge. Die ein-

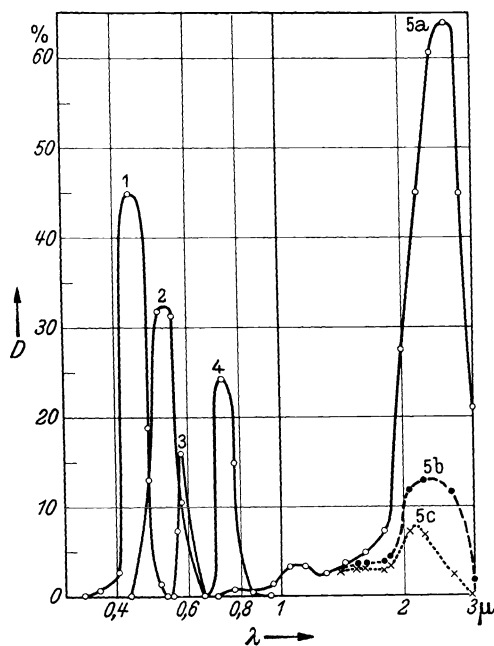


Abb. 2. Durchlässigkeit zusammengesetzter Filtersätze in Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge.

Filtersatz 1	(BG 12, OG 17, BG 21, GG 3)	$\lambda_{\max} = 440 \text{ m}\mu$
„ 2	(BG 17, BG 21, VG 2)	$\lambda_{\max} = 522 \text{ m}\mu$
„ 3	(BG 17, BG 18, BG 21, VG 3)	$\lambda_{\max} = 580 \text{ m}\mu$
„ 4	(BG 17, BG 21, BG 9)	$\lambda_{\max} = 735 \text{ m}\mu$
„ 5	(BG 12, RG 8)	$\lambda_{\max} = 2600 \text{ m}\mu$

gezeichneten Punkte entsprechen berechneten Durchlässigkeitswerten, die aus den von der Fa. Schott & Gen. für die einzelnen Filtergläser gemachten Angaben gewonnen wurden. Dabei ist zu beachten, daß durch die Gasabsorption [11, 12, 13] und die spektrale Energieverteilung des Leuchtfadens die Kurve 5a abgeflacht wird, wie die Kurven 5b (Einfluß der Energieverteilung allein) und 5c zeigen, so daß die Messung mit Filter 5 nur zur allgemeinen Unterrichtung dienen kann.

Meßverfahren und Ergebnisse.

Die Untersuchung des Modulationsgrades erstreckte sich auf eine Reihe von Wolfram-Niedervolt-Glühlampen mit Brennspannungen und Leistungsaufnahmen, wie sie für optische Übertragungsanordnungen

etwa in Frage kommen. Sie wurden zunächst als Vakuumlampen untersucht, und zwar in Ausführungsformen, die der Theorie für lange und für kurze Fäden entsprachen. Der Leuchtkörper war sowohl ein gerader, ausgespannter Faden (unter Umständen V-förmig oder bügeförmig) als auch eine Wendel. Einzelne Lampentypen wurden weiterhin bei verschiedenen Gasfüllungen untersucht. Zur Anwendung kamen: 1. Stickstoff mit einem Zusatz von Argon, 2. Helium und 3. Wasserstoff. Der Druck der eingefüllten Gase läßt sich für den Betriebszustand nicht genau angeben.

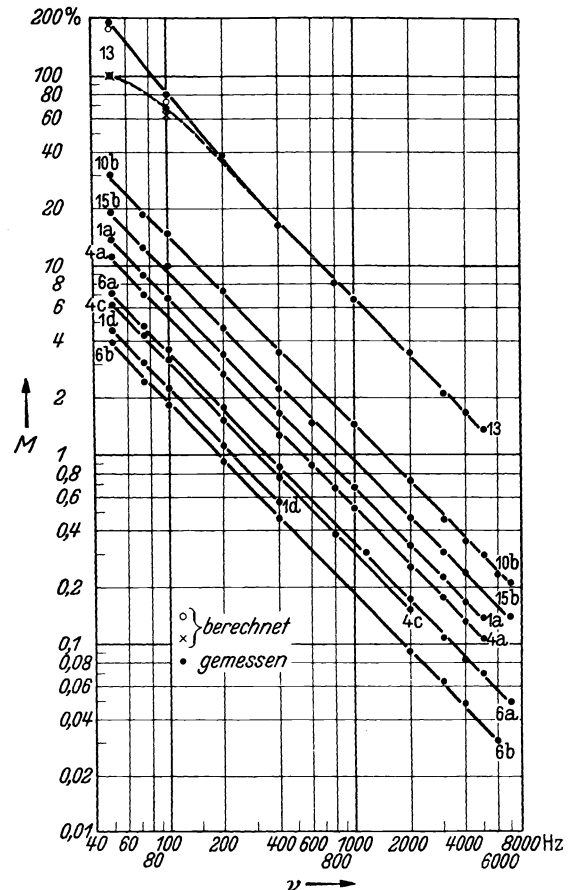


Abb. 3. Frequenzgang des Modulationsgrades. Bei Lampe 13: gestrichelte Kurve: tatsächlicher Modulationsgrad, berechnet nach Gl. (43). Ausgezogene Kurve: Verlauf der Spannung am Verstärkerausgang, bedingt durch Übersteuerung der Lampe und damit Anstieg des Gleichlichtmittlerwertes [entsprechend Gl. (39) bis (43)].

Vor dem Abschmelzen wurde der Druck so einreguliert, wie es in der Glühlampenfabrikation üblich ist, d. h. er betrug etwa 0,5 bis 0,75 at, so daß beim Brennen der Lampe im Glaskolben etwa Atmosphärendruck herrscht [14].

Für jede einzelne Lampe wurde für verschiedene Temperaturen zunächst bei einer Frequenz und bei konstantem Modulationsgrad des Lampenstromes $\kappa = 1$ der Modulationsgrad des Lichtes ermittelt. Diese Frequenz ist in Tafel 3 mit ν angegeben. Die Messung erfolgte mit der Anordnung nach Abb. 1a; der Modulationsgrad wurde aus Einzelmessungen der Wechsellichtamplitude und des Gleichlichtmittler-

Tafel 1. Strahlungsexponent ε für Wolfram und den Spektralbereich der Cs-Photozelle, Fabr. Pressler, Type GSp 1 E (gasgef.) (Zelle Nr. 1, vgl. S. 160).

T° abs.	ε	T° abs.	ε
1500	13,1	1800	7,84
1550	10,0	1900	7,75
1600	9,08	2000	7,66
1650	8,50	2100	7,64
1700	8,26	2200	7,59
1750	8,00	2300—2800	7,57

wertes bestimmt. Zur Messung des letzteren diente die Zerhackereinrichtung, mit der das Gleichlicht in Wechsellicht von der Amplitude des halben Gleichlichtmitttelwertes umgeformt wurde. Ist bei gleicher Blende 2 U_1 der Effektivauschlag des Wechsellichtes, das durch die Wechselstromheizung der zu untersuchenden Lampe entsteht, U_2 der der zerhackten Gleichlichtkomponente bei laufender Sirene und k der

Klirrfaktor von U_2 , dann ist der gemessene Modulationsgrad:

$$M_{\text{eff}} = \frac{U_1}{2\sqrt{2(1-k^2)U_2}},$$

vorausgesetzt, daß bei der Messung von U_2 U_1 hinreichend klein ist, was man durch entsprechende Wahl des Meßbereiches erreichen konnte.

Für jede Modulationsgradbestimmung nach dieser Methode wurden 5 Einzelmessungen durchgeführt, deren Ergebnisse um weniger als $\pm 1,5\%$ voneinander abwichen. Die Zerhackerfrequenz für die Gleichlichtkomponente betrug dabei in jedem Falle 600 Hz. Die auf diese Weise erhaltenen Ergebnisse zeigen die Tafeln 2 und 3. Darüber hinaus wurde noch an acht der untersuchten Lampen die Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Frequenz des Speisestromes bestimmt, wobei κ ebenfalls konstant, nämlich $= 1$ war.

Tafel 2. l und d : Fadenlänge und Durchmesser. D : äußerer Wendeldurchmesser. g : Ganghöhe der Wendel. U_0 , i_0 , W_0 sind gemessene effektive Mittelwerte von Spannung, Strom und Leistung am Glühfaden. $W_{0 \text{ Vak}}$: Aus Fadenabmessungen und T_{m_0} (s. Tafel 3) nach Langmuirschen Tafeln berechnete mittlere Leistung, gültig im Vakuum unter Berücksichtigung des Einflusses der Halteelektroden [16, 19].

Nr.	l mm	d μ	D μ	g μ	Leuchtkörper	Füllgas	U_0 Volt	i_0 A	W_0 Watt	$W_{0 \text{ Vak}}$ Wat 1
1	20,77	45,7	—	—	gerader Faden	Vak.	4,08	0,500	2,04	—
							2,98	0,420	1,25	—
							1,80	0,320	0,58	—
							0,92	0,225	0,21	—
2	12,92	39,3	—	—	ger. Fd.	Vak.	3,12	0,400	1,25	—
3	12,0	22,1	—	—	V-förm.	Vak.	3,50	0,200	0,70	—
4	13,4	70,0	—	—	Bügel	Vak.	2,39	1,00	2,39	—
							1,52	0,80	1,215	—
							1,00	0,65	0,650	—
5	3,30	20,0	—	—	ger. Fd.	Vak.	1,18	0,184	0,217	—
							0,748	0,162	0,122	—
6	36,7	71,2	336	140	Wendel	Vak.	6,30	0,890	5,60	—
							2,30	0,520	1,14	—
7	32,5	47,6	413	122	Wendel	Vak.	6,15	0,500	3,07	—
							2,75	0,320	0,836	—
8	28,9	24,7	155	55	Wendel	Vak.	6,52	0,210	1,37	—
9	36,3	11,9	110	30	Wendel	Vak.	5,62	0,040	0,225	—
10	20,64	45,0	—	—	ger. Fd.	N ₂	6,60	0,740	4,88	1,53
							5,58	0,700	3,91	0,989
							4,00	0,620	2,48	0,503
11	7,61	104	—	—	ger. Fd.	N ₂	2,40	2,80	6,71	2,15
12	47,0	50,3	330	95	Wendel	N ₂	12,9	0,730	9,31	5,32
							7,70	0,560	4,31	2,10
							4,68	0,440	2,04	0,853
13	20,6	50,0	—	—	ger. Fd.	He	6,20	0,225	7,60	0,0985
14	3,66	20,0	—	—	ger. Fd.	He	2,01	0,45	0,905	—
15	36,0	69,6	316	166	Wendel	He	9,20	1,40	12,88	3,95
							6,45	1,25	8,06	0,786
16	33,3	12,0	103	25,0	Wendel	He	16,1	0,135	2,18	0,140
17	20,4	44,8	—	—	ger. Fd.	H ₂	6,5	1,33	8,65	0,133
18	37,8	68	333	130	Wendel	H ₂	10,8	1,68	18,2	2,44
							8,8	1,55	13,6	1,43
19	28,9	10,0	98,5	30	Wendel	H ₂	27,7	0,170	4,71	0,205
20	14,41	76,7	350	132	Wendel	H ₂	6,30	2,35	14,3	1,83
							2,90	1,725	5,00	0,271

Zu dieser Messung wurde die Anordnung nach Abb. 1 b angewendet, wobei die Blende zur Veränderung des Meßbereiches diente. Der Verlauf der Ausgangsspannung am Verstärker lieferte hier nur den relativen Verlauf des Modulationsgrades, der in Verbindung mit der oben beschriebenen absoluten Bestimmung für alle Frequenzen genau erhalten wird. Einen Teil der Meßergebnisse zeigt Abb. 3; die an den Kurven angebrachten Bezeichnungen beziehen sich auf die Tafeln 2 und 3.

Die wahre Temperatur des Fadens wurde einmal aus der Farbtemperatur, das andere Mal aus der Lichtstärke unter Zugrundelegung der entsprechenden optischen Konstanten [15, 16] ermittelt, wobei Farbtemperatur und Lichtstärke mit dem Pulfrich-Photometer [17, 18] gemessen wurden. Die Ergebnisse beider Messungen stimmten für gerade Fäden genügend überein, während für Wendeln nur die Farbtemperaturmessung verwendet werden konnte. Der größte Fehler in der Temperaturbestimmung betrug etwa $\pm 20^\circ$.

Um eine Auswertung der Meßergebnisse nach der früher abgeleiteten Theorie zu ermöglichen, war noch eine Bestimmung des Strahlungsexponenten ϵ für den durch die Photozelle festgelegten Spektralbereich nötig. Diese erfolgte aus der gemessenen Abhängigkeit des Photostroms von der Faden-temperatur einer Lampe mit gerade ausgespanntem Faden von $39,3 \mu$ Durchmesser und 12,9 mm Länge. Die Meßergebnisse zeigt Abb. 7, Kurve 3, die Ergebnisse für ϵ Tafel 1.

Wie die Tafeln 2 und 3 zeigen, ist bei den als langfädig anzusprechenden Lampen (d. h. denjenigen, für welche $T_{mo} - T_{ko} = 0$ ist) die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung durchaus befriedigend. Die bestehenden Abweichungen sind, abgesehen von Ungenauigkeiten der Apparatur, im wesentlichen auf ungenügende Alterung der gekühlten Drahtenden zurückzuführen [20]. Die Lampe 3 kann infolge ihrer Fadenform (Taschenlampenbirne) nicht als Geradfadenlampe angesprochen werden und wird mit den Wendellampen zusammen behandelt. Bei der Kurz-fadenlampe 4 liefert die Theorie zu niedrige Werte. Diese Abweichung ist wohl begründet. Sie ist auf ein Versagen der Langmuirschen Theorie der Temperaturverteilung bei Gleichstrom zurückzuführen, ein Versagen, das darauf beruht, daß für niedrige Temperaturen die Wärmeleitfähigkeit für Wolfram nicht genügend bekannt und in Langmuirs Theorie zu

niedrig eingeführt ist. Die der Theorie entsprechende Differenz $T_{mo} - T_{ko}$ ist also zu niedrig, was auch aus Temperaturmessungen an gleichstromgeheizten Lampen von Langmuir [19], die mit großer Genauigkeit durchgeführt wurden, hervorgeht. Aus diesem Grunde hat Langmuir ein empirisches Korrekturverfahren

Tafel 3. T_{mo} : wahre mittlere Temperatur in Fadenmitte; $T_{mo} - T_{ko}$ ist berechnet (s. theoret. Arbeit S. 114); M_{mv} gemessener, M_{rv} berechneter Modulationsgrad (effektiv) für die Frequenz ν . Bei 1000 Hz: M_m = gemessener Modulationsgrad (effektiv); mit * bezeichnet: direkt gemessen, ohne *: aus M_{mv} an Hand der Gl. (39) bis (48) (s. theoret. Arbeit) extrapoliert. $\vartheta_m = \frac{M_m}{0,959\epsilon}$ (Gl. (48)), ϑ_r nach Gl. (20a) bzw. (30) berechnet.

Nr.	T_o ° abs	$T_{mo} - T_{ko}$ ° abs	ν	M_{mv} %	M_{rv} %	bei 1000 Hertz:		
						M_m %	$\vartheta_m \cdot 10^4$	$\vartheta_r \cdot 10^4$
1	a	2450	50	13,88	14,1	*0,67	9,2	9,78
	b	2200		11,5	9,85	*0,50	6,9	6,90
	c	1893		6,99	6,23	0,350	4,71	4,22
	d	1510		4,50	4,54	0,225	2,00	2,10
2	2400	0	50	18,2	16,7	0,91	12,5	11,4
3	2450	0	50	21,5	29,0	1,08	14,8	17,1
4	a	2440	50	11,15	9,86	*0,52	7,18	6,80
	b	2070		7,61	6,73	*0,37	5,04	4,58
	c	1650		6,45	5,29	*0,32	3,94	3,23
5	a	2500	600	5,42	6,50	3,25	44,8	53,7
	b	1805		5,95	8,90	3,56	47,2	70,6
6	a	2365	50	7,16	8,32	*0,34	4,7	5,57
	b	1770		3,82	3,15	*0,181	2,37	2,00
7	a	2520	50	10,7	14,8	0,535	7,37	6,55
	b	1770		5,38	5,25	0,272	3,60	3,57
8	2285	0	50	18,9	20,9	0,932	12,8	14,4
9	1815	0	50	19,1	20,2	*1,01	13,4	13,4
10	a	2420	50	29,9	14,1	1,49	20,5	9,65
	b	2268		30,8	10,2	*1,43	19,7	6,98
	c	1950		30,6	6,78	1,53	20,8	4,61
11	2885	285	50	16,3	15,4	0,815	11,2	10,6
12	a	2545	50	11,8	15,4	*0,55	7,6	10,4
	b	2100		10,2	7,80	0,510	6,96	5,32
	c	1760		8,18	4,34	0,409	5,33	2,85
13	1440	100	100	70,0	63,0	*6,7	53,3	1,80
14	1795	720	2000	14,9	1,73	29,8	394	46,6
15	a	2375	50	19,05	8,46	0,95	13,1	5,83
	b	1734		1	19,8	2,98	*0,95	13,1
16	1742	0	1000	13,2	0,886	13,2	171	11,5
17	1540	60	1000	7,69	0,223	7,69	77,8	2,26
18	a	2120	100	14,9	3,07	1,49	20,4	4,21
	b	1930		16,3	2,78	1,63	22,2	3,77
19	1995	0	1000	18,2	1,65	18,2	248	22,4
20	a	2475	100	16,4	4,54	1,64	22,6	6,26
	b	1760		25	16,9	2,18	1,69	22,0

für die Berechnung von $T_{mo} - T_{ko}$ angegeben [19]. Führt man die Rechnung mit diesem durch, dann ergeben sich die Werte der Tafel 4, die mit der Messung genügend übereinstimmen.

Tafel 4.

Nr.	$T_{mo} - T_{ko}$	M_{mv}	M_{rv}
4	a	70	10,7
	b	160	7,38
	c	340	6,45

Die Lampe 5, die einen äußerst kurzen Faden hat, zeigt eine bei weitem größere Abweichung von der Theorie, die außerdem noch entgegengesetztes Vorzeichen gegenüber der eben besprochenen Abweichung hat. Hier überwiegt der Einfluß, den die nicht gealterten Drahtenden ausüben, erheblich den Fehler infolge der zu niedrig eingesetzten Wärmeleitfähigkeit, was verständlich erscheint, da der glühende Teil nur einen geringen Bruchteil des Fadens ausmacht und die nicht gealterten Drahtenden eine 20% höhere Wärmeleitfähigkeit aufweisen können.

Zu erwähnen wäre noch, daß für die Berechnung von $T_{m_0} - T_{k_0}$ in Tafel 3 (nach den Angaben in Teil 3 der theoretischen Arbeit) für die Temperatur des Aufhängepunktes der Wert $T_{a_0} = 0,25 T_{m_0}$ angenommen wurde. Würde man an Stelle dessen T_{a_0} gleich der Zimmertemperatur, also gleich 300° abs., setzen, so würden sich die Ergebnisse um weniger als 2% ändern.

Die Wendelvakuumlampen Nr. 6 bis 9, zeigen eine Änderung des Modulationsgrades um den Faktor ζ , der nach den theoretischen Erwartungen immer kleiner als 1 sein müßte und aus Tafel 5 zu ersehen ist. In diese Tafel ist auch die Lampe 3 mit aufgenommen, da sie ähnliche Erscheinungen wie eine Wendellampe zeigt.

Tafel 5. ζ_{gem} bestimmt als ϑ_m/ϑ_r bei 1000 Hz; ζ_{ber} nach Formel (24) s. theoret. Arbeit.

Nr.	ζ_{gem}	ζ_{ber}
3	0,741	—
6 { a	0,863	0,795
b	1,21	
7 { a	0,730	0,860
b	1,02	
8	0,905	0,844
9	0,945	0,860

Man sieht, daß ζ_{gem} unter Umständen erheblich von den nach der Kurthschen Näherungsformel (24) (s. theoretische Arbeit) berechneten Werten abweicht, ja, daß sogar bei niedrigen Temperaturen ein $\zeta > 1$ auftritt. Die Aussage der theoretischen Arbeit, daß die Wendelung des Fadens eine Abnahme der Energieabstrahlung und damit auch der Lichtmodulation bedeute, trifft also in der Praxis offenbar nicht immer zu. Dies ist nicht sehr verwunderlich, da ja die theoretische Aussage über Wendellampen ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung gemacht wurde. Man kann sich vorstellen, daß bei kurzen, engen Wendeln, selbst wenn für die Fadenmitte $T_{m_0} - T_{k_0} = 0$ ist, durch erhöhte Absorption der gekühlten, der Fadenmitte benachbarten Windungen eine zusätzliche Wärmeabfuhr auftritt, die den reinen Wendeleffekt nach Gl. (24) überdecken kann.

Für die gasgefüllten Lampen zeigt Tafel 6 die charakteristischen Faktoren, die sich aus den Werten der Tafeln 2 und 3 ergeben. Der Faktor δ/γ ist am größten für Wasserstoff, am kleinsten für Stickstoff. Er ist um so größer, je kleiner die Fadentemperatur ist. Er ist weiterhin für große Leuchtkörperdurchmesser kleiner als für kleine, so daß er seinen größten Wert bei geradfädigen Lampen und solchen mit kleinen

Wendeldurchmessern hat. Ebenso verhält sich der Faktor δ . Der Faktor γ liegt zwischen 1 und 3. Weitere Schlüsse lassen die Messungen nicht zu. Man hat allerdings zu beachten, daß hier zu den angegebenen Fehlerquellen noch der Spannungsabfall an den Halteelektroden und unter Umständen der Übergangswiderstand an den Schweißstellen bei der Leistungsbestimmung hinzukommen. Weiterhin war vorausgesetzt, daß die Differenz $T_{m_0} - T_{k_0}$ im Vakuum dieselbe sei wie bei Anwesenheit eines Gases. Dies geht aus der Langmuirschen Theorie durchaus nicht hervor, zumindest nicht für die hier gebräuchlichen hohen Drucke. Scheidet man aus diesem Grunde die Lampen Nr. 11, 13, 14, 17, 20 bei der Erörterung des Faktors γ aus, dann liegt der Bereich von γ zwischen 1 und 2,4. Die Lampe 14 muß bei der Diskussion des Faktors γ überhaupt ausscheiden; denn hier versagt schon im Vakuum die Theorie.

Tafel 6. δ/γ bestimmt als ϑ_m/ϑ_r bei 1000 Hz; $\delta = W_0/W_{0\text{vak}}$; γ best. aus δ/γ u. δ .

Nr.	δ/γ	δ	γ	Gasfüllung
10 { a	2,12	3,20	1,51	N ₂
	b	3,05	1,30	
	c	4,53	1,09	
11 { a	1,06	3,12	2,94	N ₂
	b	0,766	1,75	
12 { a	1,31	2,05	1,57	N ₂
	b	1,89	1,26	
	c	1,89	2,39	
13	29,6	77,2	2,61	He
14	8,45	—	—	He
15 { a	2,25	3,26	1,45	He
	b	6,64	10,4	
16	14,9	15,6	1,05	He
17	34,4	65,0	1,89	H ₂
18 { a	4,85	7,45	1,53	H ₂
	b	5,86	9,50	
19	11,0	23,0	2,09	H ₂
20 { a	3,61	7,81	2,16	H ₂
	b	7,75	18,4	

Abb. 3 zeigt, daß auch der gemessene Frequenzgang des Modulationsgrades den theoretischen Erwartungen entspricht und daß die teilweise zur Ermittlung von M_m bei 1000 Hz in Tafel 3 durchgeführte Extrapolation berechtigt war. Der Modulationsgrad ist in einem weiten Bereich, in dem Gl. (48)⁴ gilt, streng umgekehrt proportional der Frequenz. Lediglich bei der Lampe 13 müssen die erweiterten Gl. (39) bis (43) angewandt werden, deren Auswertung aber ebenfalls mit der Messung übereinstimmt. Die Fälle, in denen diese extremen Werte auftreten, sind allerdings nur auf einige Lampentypen beschränkt, nämlich auf gasgefüllte, sehr dünnadrätige Lampen, die einen sehr hohen Modulationsgrad ergeben. Von den untersuchten Lampen kann man die Lampen Nr. 5, 13, 14, 16, 19, 17 zu dieser Gruppe rechnen. Die größten Abweichungen, um die die Frequenzgang-Messungen gegen die Kurven streuen, betragen $\pm 5\%$. Sie sind durch die Apparatur bedingt.

An einer Reihe von Lampen wurde außerdem der Klirrfaktor bei verschiedenen Frequenzen für $\kappa = 1$

⁴ Die Nummern der Gleichungen beziehen sich auf die Arbeit in ENT 15, 111 (1938) Heft 4.

mit einem Klirrfaktormesser von Siemens & Halske gemessen. Einen Teil der Ergebnisse zeigt Abb. 4. In dem Bereich, in dem Gl. (45 b) bzw. (48) gilt, muß nach Gl. (49) der Klirrfaktor für alle Frequenzen konstant, nämlich = 12,3% sein, wenn α wie hier = 1 ist. Die Kurven 9 und 4b fallen in diesen Bereich.

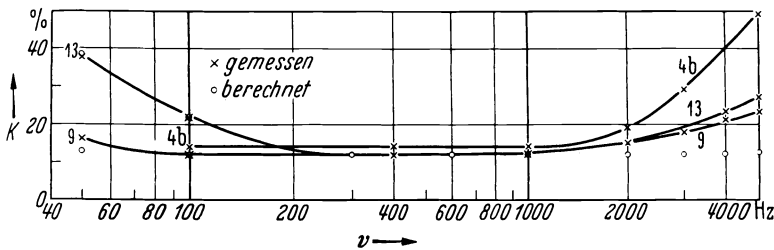


Abb. 4. Verlauf des Klirrfaktors in Abhängigkeit von der Frequenz.

Bis zu Frequenzen von 1000 Hz streuen die an fast allen Lampen gemessenen Klirrfaktoren um etwa $\pm 10\%$ um diesen Wert. Der Grund der Ungenauigkeit liegt in dem bereits vorhandenen Klirrfaktor des Heizstromes bei großer Leistungsentnahme und in dem Auftreten folgender Erscheinung: Wenn der Modulationsgrad unter 1% absinkt, kommt das durch Schroteffekt der Verstärker und der Photozelle hervorgerufene Wechsellicht immer mehr in die Größenordnung der von der Wechselstromheizung herrührenden Wechsellichtamplitude. Das ist naturgemäß bei hohen Frequenzen der Fall, da die Rauschspannung nur von den Verstärkereigenschaften und der Vorbelichtung, nicht aber von der Frequenz des Speisestromes abhängt und die eigentliche Lichtmodulation umgekehrt proportional der Frequenz ist. Diese Erscheinung kann ein Ansteigen des gemessenen Klirrfaktors, in den die Rauschspannung natürlich mit eingeht, bei Frequenzen über 1000 Hz zur Folge haben. In dem extremen Fall der Lampe 4b steigt der Klirrfaktor bei 5000 Hz scheinbar bis zu 48% an. Durch Untersuchung der Ausgangsspannung mit einem Kathodenstrahloszillographen wurde die Ursache für den Anstieg des Klirrfaktors tatsächlich in dem eben beschriebenen Einfluß der Rauschspannung festgestellt. Aus Messungen der Rauschspannungsamplitude läßt sich ebenfalls der gezeichnete Verlauf des Klirrfaktors konstruieren. Diese Erscheinung begrenzt also den Übertragungsbereich nach oben. Bei tiefen Frequenzen fallen wie vorhin die Lampen Nr. 5, 13, 14, 16, 17, 19 in den Gültigkeitsbereich der Gl. (44), in dem Messung und Theorie gut übereinstimmen, wie Kurve 13 in Abb. 4 zeigt.

Entscheidend für die technische Anwendung der direkten Glühlampenmodulation ist, abgesehen von dem nicht sehr günstigen Frequenzgang, der sich jedoch durch Schaltmittel kompensieren ließe, die absolute Größe des Modulationsgrades und des eben erwähnten Klirrfaktors. Bis zu Frequenzen von 5000 Hz bewegt sich der letztgenannte durchaus in Grenzen, die für die Sprachübertragung erträglich sind, wenn man von einigen wenigen, besonders ungünstigen Fällen absieht. Der Modulationsgrad liegt jedoch bei

Lampen, die eine optisch einigermaßen brauchbare Leuchtdichte ergeben, also bei gasgefüllten und luftleeren Wendellampen mit einem Drahtdurchmesser von mehr als 50μ bei 1000 Hz unter den Modulationsgraden, die man mit indirekten Modulationsverfahren bei gleicher Leuchtdichte erreichen kann. Durch extreme Verkürzung des Fadens kann man bei 1000 Hz den Modulationsgrad von Vakuumlampen bis auf 3,5% treiben (Lampe Nr. 5). Dieser Wert stellt das Optimum dar, das man mit Vakuumlampen überhaupt erreichen kann, da eine weitere Verkürzung des Fadens mechanisch kaum möglich sein dürfte. Eine weitere Erhöhung des Modulationsgrades bewirkt die Füllung der Lampe mit einem leichten Gas, also Wasserstoff

oder Helium. Dies lohnt sich jedoch nur dann, wenn der Leuchtkörperdurchmesser klein ist, also praktisch nur an Lampen mit geraden Fäden oder Wendeln mit geringen Durchmessern (Lampe Nr. 13, 14, 16, 17, 19), da der relative Anteil der Konvektion an der Gesamtwärmeabgabe mit steigendem Leuchtkörperdurchmesser sehr schnell abnimmt. Nun geht aber mit dem Ansteigen der Konvektion eine Beschleunigung der Fadenverdampfung und damit ein rasches Absinken der Lebensdauer der Lampe einher, so daß man, um wenigstens eine Lebensdauer von 20 bis 30 Stunden zu erreichen, die Helium- und Wasserstofflampen mit kleinen Leuchtkörperdurchmessern nur

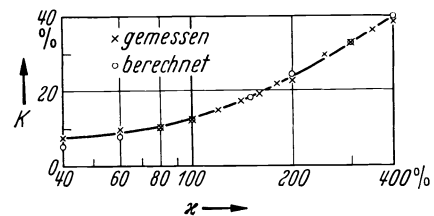


Abb. 5. Klirrfaktor k des modulierten Lichtes in Abhängigkeit von der Stromaussteuerung α des Lampenheizstromes, gemessen bei 1000 Hz; k_{ber} berechnet nach Gl. (47), theoret. Arbeit.

bei sehr niedrigen Temperaturen von etwa 1800° abs. betreiben kann. Das hat aber ein starkes Zurückgehen der Leuchtdichte zur Folge [15]. Während also in den zuletzt erörterten Fällen, in denen der Modulationsgrad bis zu 30% bei 1000 Hz ansteigen kann, die direkte Glühlampenmodulation den indirekten Verfahren ebenbürtig wird, kann sich doch diese Anwendung nur auf solche Fälle beschränken, wo man mit sehr kleinen Leuchtdichten, die Fadentemperaturen von etwa 1800° entsprechen, und gestreckten Leuchtkörperanordnungen arbeiten kann.

Es wurde nun außerdem der Klirrfaktor und der Modulationsgrad in Abhängigkeit von α bestimmt. Die Messungen wurden ausgeführt an der Lampe Nr. 9, die bei der vorangehenden Klirrfaktormessung die geringste Abweichung von der Theorie aufwies. Die Ergebnisse zeigen die Abb. 5 und 6. Die Übereinstimmung von Messung und Theorie ist in beiden Fällen gut. Der Modulationsgrad hat demnach bei

einer Stromaussteuerung von 150% ein Maximum, das aber nur wenig über dem Wert bei 100% liegt. Der Klirrfaktor nimmt mit steigender Stromaussteuerung zu.

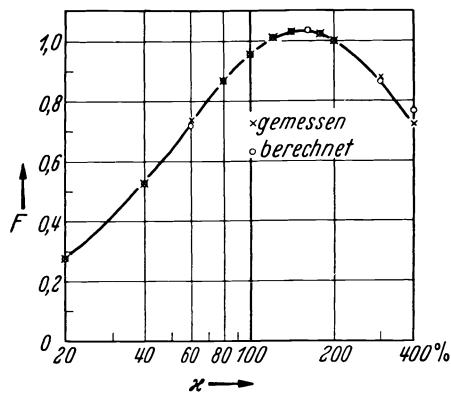


Abb. 6. Modulationsgrad des Wechsellichtes in Abhängigkeit von der Stromaussteuerung x des Lampenstromes. Es ist aufgetragen $F_{gem} = \frac{m_{eff}}{\varepsilon \vartheta_m}$; ϑ_m aus Tafel 3, F_{ber} berechnet nach Formel (46), theoret. Arbeit.

Schließlich soll noch die spektrale Verteilung des Modulationsgrades behandelt werden. Zur spektralen Zerlegung dienen die im vorigen Abschnitt beschriebenen Filtersätze. Als Strahlungsempfänger werden Photozellen benutzt, deren spektrale Empfindlichkeitsbereiche den Filtern angepaßt sind. Für das Ultrarote lassen sich Photozellen nicht mehr als Empfänger verwenden. Die Messungen mußten hier mit einem strahlungsempfindlichen Thermoelement durchgeführt werden.

Es wurde zunächst die Temperatur-Lichtabhängigkeit für Filter 1, 4 und 5 ermittelt. Die Meßergebnisse zeigt Abb. 7. Man ersieht daraus, daß mit zunehmender Lichtwellenlänge die Steigung der Kurven und damit die Größe des Strahlungsexponenten ε abnimmt. Weiterhin wurde an der Lampe Nr. 12 unter Zwischenschaltung der Filter Nr. 1 bis 4 und unter Verwendung der jeweils entsprechenden Photozellen der Modulationsgrad wie oben gemessen,

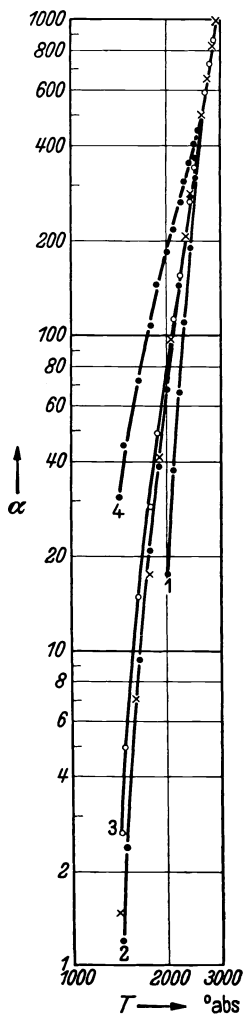


Abb. 7. Relativer Lichtfluß α in Abhängigkeit von der Fadentemperatur T .

- 1: Filter 1 mit Zelle 2, $\lambda = 0,44 \mu$,
- 2: Filter 4 mit Zelle 1, $\lambda = 0,735 \mu$,
- 3: Zelle 1 ohne Filter, $\lambda \sim 0,8 \mu$,
- ×-×-×: $1,185 \cdot 10^6 \cdot A \lambda \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$, $\lambda = 0,8 \mu$,
- 4: Filter 5 mit Thermoelement.

Verwendete Zellen: Zelle 1 Cs-Zelle, Infram G Sp I E (gasgef.); Zelle 2 K-Zelle, Infram G K E (gasgef.); Zelle 3 Cs-Zelle AEG., Pz 8 CV (Vakuum).

und zwar bei einer Frequenz von 50 Hz. Die Ergebnisse zeigt Abb. 8. Die aus den Messungen von Abb. 7 entnommenen Werte des Strahlungsexponenten ε liefern in Verbindung mit den aus Tafel 3 hervorgehenden Werten von ϑ genau dieselben Ergebnisse. Für das Ultrarote konnte der Modulationsgrad nur aus dem Strahlungsexponenten berechnet werden. Dieser Wert ist mit einem Kreuz in Abb. 8 eingetragen. Wie nach dem auf S. 155 Gesagten zu erwarten ist, liegt dieser Modulationsgrad nicht bei dem Werte, der der ausgezogenen Kurve für $2,6 \mu$ entspricht, sondern bei etwa $1,6 \mu$, was somit als effektive Wellenlänge des Filters 5 bei einer Temperatur von 2400° abs. angesprochen werden kann. Die Messung im Ultraroten liefert also lediglich einen ungefähren Anhaltspunkt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung ist sonst gut, wenn man berücksichtigt, daß Gl. (38) der theoretischen Arbeit unter nicht unerheblichen Vernachlässigungen aufgestellt wurde.

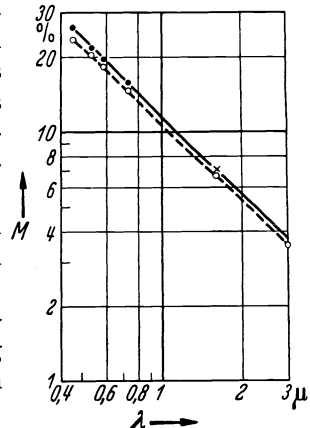


Abb. 8. Spektrale Verteilung des Modulationsgrades, ●-●-● gemessen, ○-○-○ berechnet nach Gl. (38) der theoret. Arbeit.

Zusammenfassung.

1. Eine Versuchsanordnung ist beschrieben worden, mit der Modulationsgradmessungen an verschiedenen wechselstromgeheizten Glühlampen in einem Frequenzbereich von 50 bis 7000 Hz durchgeführt wurden.
2. Es wurden 20 verschiedene Lampen untersucht, und zwar Vakuumlampen und solche mit Stickstoff-, Helium- und Wasserstofffüllung. Es zeigte sich, daß für Vakuumlampen die Theorie hinreichend erfüllt ist. Für gasgefüllte Lampen wurde der Faktor ermittelt, um den sich der Modulationsgrad gegenüber den entsprechenden Vakuumlampen ändert.
3. Für die praktische Beurteilung des untersuchten Modulationsverfahrens wurde gefunden, daß für Lampen hoher Leuchtdichte und gedrängter Leuchtkörperanordnung der Modulationsgrad bei 1000 Hz etwa 1% beträgt. Eine Erhöhung des Modulationsgrades bis zu 30% bei 1000 Hz läßt sich unter Verzicht auf hohe Leuchtdichte und gedrängte Leuchtkörperanordnung durch Helium- bzw. Wasserstofffüllung und Verkürzung des Fadens erzielen.
4. Mit derselben Versuchsanordnung wurden Klirrfaktor und Modulationsgrad bei verschiedenen Stromaussteuerungen bis zu $x = 400\%$ gemessen und mit der Theorie in Übereinstimmung befunden.
5. Der Modulationsgrad wurde schließlich an verschiedenen Stellen des Spektrums bestimmt; es wurde gefunden, daß er praktisch umgekehrt proportional der Lichtwellenlänge ist, was mit der Theorie in Einklang steht.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, Herrn Staatsrat Prof. Dr. Esau meinen herzlichsten Dank für sein reges, förderndes Interesse an der Durchführung dieser Arbeit auszusprechen. Der gleiche herzliche Dank gilt der Geschäftsleitung der Firma Carl Zeiss für die Bereitstellung von umfangreichen Mitteln. Weiterhin danke ich den Herren der Firma Osram für die Herstellung der Versuchslampen.

Schrifttum.

[1] H. Thirring, *Physik. Z.* **21**, 67 (1927). — [2] W. Du-dell, *Proc. Roy. Soc., Lond.* **68**, 512 (1901). — [3] F. Schröter u. G. Lubszynski, *Physik. Z.* **31**, 897 (1930). — [4] R. v. Radinger, *Z. techn. Physik* **14**, 197 (1933). — [5] M. Grützmaker, *ENT* **4**, 203 (1927). — [6] Thilo, *Veröff. Geb. Nachr.-Techn.*, 4. Folge

(1934). — [7] U. Bab u. Th. Schultes, *ENT* **11**, 110 (1934). — [8] J. Kessler, *Funk*, Jg. **1935**, 517. — [9] A. Schmid, *Veröff. Geb. Nachr.-Techn.*, **6**. Jg., 3. Folge, 145 (1936). — [10] M. v. Ardenne, *Funk* **1936**, 197. — [11] H. Rubens, *Wied. Ann.* **45**, 238 (1892). — [12] F. Eckert, *Jb. Radioakt. u. Elektron.* **20**, 93 (1923). — [13] Th. Dreisch, *Z. Physik* **42**, 428 (1927). — [14] H. Schering, *Handb. d. Exper. Physik*, hrsg. von v. Wien-Harms, Bd. **11** III, 110. — [15] H. Schering, *l. c.* S. 82. — [16] S. a. theoret. Arbeit, Fußn. 23: I. Langmuir u. H. A. Jones, *Gen. electr. Rev.* **30**, 310, 354, 409 (1927). — [17] C. Pulfrich, *Z. Instrumentenkde.* **1925**, 35, 61, 109. — [18] Zeiss, *Druckschr. Mess.* 430. — [19] S. a. theoret. Arbeit, Fußn. 34: I. Langmuir, S. McLane u. K. B. Blodget, *Physic. Rev.* **35**, 478 (1930). — [20] S. a. theoret. Arbeit, Fußn. 30: I. Langmuir, *Physic. Rev.* **7**, 151, 302 (1916).

(Eingegangen am 27. Januar 1938.)

Lebenslauf

Am 15. Januar 1913 bin ich als Sohn des Kaufmanns Walter Köhler und seiner Ehefrau Martha geb. Clauß in Eisenberg (Thür.) geboren. Dort besuchte ich vier Jahre die Volksschule und neun Jahre das Reformrealgymnasium bis zum Abitur. Darauf bezog ich die Friedrich-Schiller-Universität zu Jena und widmete mich acht Semester dem Studium der Physik mit Mathematik und Chemie als Nebenfächern. Im siebenten Semester, im Juni 1935, legte ich das technisch-physikalische Vorexamen ab. Seit diesem Zeitpunkte bin ich mit der Durchführung der vorliegenden Arbeit beschäftigt.