

Ueber die Herstellung einer mit Tonfrequenzen modulierbaren thermischen Lichtquelle

Von der

Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich

zur Erlangung der

Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften

genehmigte

Promotionsarbeit

vorgelegt von

MAX LATTMANN

von Winterthur

Referent: Herr Prof. Dr. F. FISCHER

Korreferent: Herr Prof. Dr. P. SCHERRER

Die vorliegende Promotionsarbeit wurde auf Grund einer Anregung von Herrn Prof. Dr. F. Fischer unter seiner persönlichen Leitung am Institut für technische Physik der Eidg. Technischen Hochschule durchgeführt.

Ich bin Herrn Prof. Dr. Fischer für das grosse Interesse, das er den Problemen entgegenbrachte, sowie für die wertvollen Ratschläge, mit denen er mich unterstützt hat, zu grossem Dank verpflichtet. Die Firma Albiswerk Zürich A. G. ist mir bei der Beschaffung materieller Mittel zur Durchführung der Arbeit an die Hand gegangen, wofür ich ihr gleichfalls meinen besten Dank ausspreche. Ebenso verdanke ich den Angestellten des Instituts ihre wertvolle Hilfe bei der Herstellung von Elektronenröhren.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	5
Erster Teil.	
Theoretische Grundlagen für die Herstellung einer modulierbaren thermischen Lichtquelle	6
a) Allgemeine Gesichtspunkte	6
b) Daten der für einen thermischen Strahler in Frage kommenden hochschmelzenden Stoffe	7
c) Berechnung des Aussteuerungsfaktors für einen einseitig durch Elektronenbombardement erhitzten homogenen Körper	10
1. Die Wärmeableitung erfolge durch Strahlung auf beiden Seiten einer erhitzten Folie	11
2. Die Rückseite der Folie sei durch Kühlung auf eine konstante Temperatur T_0 gebracht	13
d) Berechnung des Aussteuerungsfaktors für ein geschichtetes Material, bei Berücksichtigung des Wärmeüberganges durch Strahlung und Leitung	14
1. Der Wärmeübergang erfolge durch Strahlung	15
2. Wärmeausbreitung durch Strahlung und Leitung	16
e) Zusammenstellung der in den Berechnungen verwendeten Bezeichnungen und Zahlenwerte	21
Zweiter Teil.	
Die Herstellung des Anodenmaterials	23
a) Ausgangsprodukt für die Herstellung eines Gerüstes	23
b) Die Herstellung eines Kohlegerüstes	23
c) Die Herstellung eines Wolframgerüstes	23
1. Aus löslichem Wolframsalz	23
2. Aus Wolframdioxyd im Vakuum	25
d) Die Herstellung eines Zellengerüstes aus Tantalkarbid	26
Dritter Teil.	
Experimentelle Untersuchungen an thermischen Strahlern, deren Leuchtkörper Zellengerüste sind	30
a) Untersuchung der Zellengerüste auf Verdampfung und Stabilität	30
b) Untersuchungen über den Aussteuerungsfaktor von Anodenmaterial mit Zellstruktur	30
1. Messung der Modulierbarkeit eines Zellengerüstes aus reiner Kohle	34
2. Untersuchung eines Zellengerüstes aus Wolfram, hergestellt aus löslichem Natriumwolframat	34
3. Untersuchung eines Zellengerüstes aus Tantalkarbid, hergestellt aus Tantalchlorid	34
4. Untersuchung einer Tantalkarbid-Anode mit Wärmeableitung durch Kupferunterlage	35
Literaturübersicht	36

Leer - Vide - Empty

Ueber die Herstellung einer mit Tonfrequenzen modulierbaren thermischen Lichtquelle

Einleitung

Für die Zwecke der Tonphotographie sind verschiedene Methoden zur Erzeugung von moduliertem Licht entwickelt worden. Die leistungsfähigen Verfahren benötigen aber einen erheblichen apparativen Aufwand, so dass ein direkt modulierbarer Strahler mit genügender Trägheitslosigkeit im ganzen Tonfrequenzbereich erhebliche Vorteile bieten würde. Besonders wichtig ist aber die Realisierung eines thermischen Wechselstrahlers für die Lichttelephonie, weil hierfür alle indirekten Modulationsverfahren wenig geeignet sind.

An die Lichtquelle eines Lichttelephoniegerätes müssen nämlich bestimmte Anforderungen gestellt werden, die etwa wie folgt formuliert werden können:

1. Die Lichtquelle soll eine möglichst grosse Leuchtdichte aufweisen. Für die auf der Empfangsseite aufgenommene Lichtmenge ist nicht die Ausdehnung der Lichtquelle auf der Sendeseite, sondern nur die spezifische Flächenhelle des Strahlers massgebend, denn es findet durch die sende- und empfangsseitig verwendete Optik (Parabolspiegel) eine Abbildung der Lichtquelle am Empfangsort statt, wobei die pro Flächeneinheit am Empfangsort auftretende Lichtmenge der Leuchtdichte proportional und dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist.
2. Die Modulation des von der Lichtquelle ausgehenden Lichtes muss in jedem Moment über den gesamten Querschnitt des Lichtbündels gleich sein. Diese Forderung entsteht dadurch, dass von der Optik am Empfangsort nur ein sehr kleiner Ausschnitt des gesamten Lichtbündels erfasst werden kann. Bei ungleicher Modulation, etwa durch bewegte Blenden oder Spiegel im Strahlengang, ist zwar die Gesamtheit des ausgesandten Lichtbündels moduliert, ein einzelner Ausschnitt aus dem Lichtbündel wird aber im allgemeinen nur unvollständig oder verzerrt moduliert sein.
3. Die strahlende und modulierte Fläche der Lichtquelle soll etwa von der Grösse der Brennfläche des auf der Sendeseite verwendeten Spie-

gels, d. h. etwa die Grösse eines Quadratmillimeters aufweisen.

4. In dem für die Sprachübermittlung benötigten Tonfrequenzbereich soll die Aussteuerung (Modulationstiefe) des Lichtstromes möglichst gross sein.

Während die ersten drei Forderungen sich mit einem thermischen Strahler auf relativ einfache Weise erfüllen lassen, ist die letzte Bedingung nur bei Verwendung ganz besonders wärmeträgheitsarmer Stoffe in ausreichendem Masse zu erfüllen.

In einer unveröffentlichten Arbeit von *F. Fischer* und *F. Strecker* [1] wurden bereits verschiedene Berechnungen über modulierbare thermische Strahler geliefert. Dabei ergab sich als günstigste Lösung ein Strahler, bei dem ein poröser, schwer schmelzbarer Körper als Anode in einer Elektronenröhre angeordnet und durch Elektronenbombardement erhitzt wird. Das Anodenmaterial muss von ausserordentlich poröser Struktur sein, um die notwendige geringe Wärmeträgheit zu erzielen. Als besonders günstig erwies sich ein zellenartiger Aufbau, wie er durch Verkohlen von pflanzlichen Stoffen, insbesondere Holundermark, erhalten werden kann. Infolge der leichten Verdampfbarkeit des Kohlenstoffs im Vakuum muss die Betriebstemperatur eines solchen Kohlestrahlers verhältnismässig niedrig gehalten werden. Die abgestrahlte Leistung wächst mit einem hohen Exponenten der Temperatur; es wäre daher wünschenswert, an Stelle des porösen Aufbaues aus Kohle, einen solchen aus einem hochschmelzbaren Metall, beispielsweise Wolfram, zu verwenden.

Im ersten Teil vorliegender Arbeit soll versucht werden, die mit thermischen Strahlern dieser Art zu erwartenden Vorteile zu berechnen und insbesondere ihre Verwendung als modulierbare Lichtquelle zu prüfen.

In einem zweiten Teil wird die praktische Realisierung eines solchen Anodenmaterials aus hochschmelzenden Stoffen dargestellt.

Im dritten Teil wird auf Versuchsergebnisse mit abgeschmolzenen Röhren, ihre Modulierbarkeit und praktische Verwendung eingegangen.

Theoretische Grundlagen für die Herstellung einer modulierbaren thermischen Lichtquelle

a) Allgemeine Gesichtspunkte.

Ein erhitzter Körper vermag infolge seiner Wärmekapazität bei rasch wechselnder Leistungszufuhr die entsprechenden Temperaturschwankungen nicht mitzumachen, mit wachsender Frequenz nimmt daher bei gleicher Leistungszufuhr die Aussteuerung ab. Die Wärmeträgheit von Glühfäden, wie sie in normalen Glühlampen Verwendung finden, ist bereits so gross, dass der für Sprachfrequenzen erreichbare Modulationsgrad nicht ausreichend ist. Um eine grössere Modulierbarkeit zu erzielen, muss ein Körper hergestellt werden, bei dem eine sehr geringe Masse die Wärmeschwankungen mitmacht. Das naheliegendste Vorgehen ist die Verwendung sehr dünner Drähte oder Metallfolien, welche durch Joulesche Wärme erhitzt werden. Es kann aber leicht gezeigt werden, dass so geringe Abmessungen in der Dicke der Drähte oder Folien benötigt werden, wie sie praktisch nicht hergestellt werden können. *)

Um eine verzerrungsfreie Uebermittlung der Sprachfrequenzen vom Sender zum Empfänger zu ermöglichen, muss zwischen der auf der Senderseite dem Strahler zugeführten elektrischen Leistung und dem Photostrom am Empfänger ein linearer Zusammenhang bestehen. Wenn auf der Empfängerseite eine über den ganzen Spektralbereich empfindliche Photozelle Verwendung finden würde, so wäre der Zusammenhang zwischen dem Photostrom und der aufgenommenen Strahlungsleistung linear. Auf der Senderseite ist aber bei einem thermischen Strahler ein linearer Zusammenhang zwischen der dem Strahler zugeführten elektrischen und der abgestrahlten Strahlungsleistung nicht ohne weiteres gewährleistet.

Bei einem idealen thermischen Strahler ohne Wärmekapazität und Wärmeableitung durch die Halterung etc. würde die gesamte zugeführte Leistung in Form von Strahlungsleistung abgehen, so dass naturgemäss ein linearer Zusammenhang bestehen würde. Ein solcher Strahler lässt sich aber nicht realisieren, insbesondere bei der Be-

trachtung von Wechselvorgängen haben wir immer mit Ausbreitungsvorgängen ins Innere des erhitzten Körpers zu rechnen. Bei der Untersuchung dieser Vorgänge interessieren die Beziehungen zwischen der Temperatur τ und dem Wärmestrom q . Der Wärmestrom q hat die Dimension einer Leistung und wird bei unseren Berechnungen in Watt/cm² angegeben. Für homogene Materialien gelten die bekannten Grundgleichungen der Wärmeleitung

$$(1) \quad \frac{\partial q}{\partial x} = -C \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

$$(2) \quad \frac{\partial \tau}{\partial x} = -\frac{1}{\lambda} \cdot q$$

λ = Wärmeleitfähigkeit,

C = Wärmekapazität.

Von der dem Strahler zugeführten Leistung dringt ein Teil, entsprechend den vorstehenden Gleichungen, in den Körper ein und nur ein Bruchteil wird abgestrahlt. Während für die in den Körper eindringende Wärme die erwähnte lineare Abhängigkeit von der Temperatur gilt, ist dagegen die abgestrahlte Leistung keine lineare Funktion der Temperatur des strahlenden Körpers. Nach dem Planckschen Gesetz gilt für die von einem erhitzten Körper abgestrahlte Leistung

$$(3) \quad q_s = \sigma e_t \cdot \tau^4$$

σ = Plancksche Strahlungskonstante.

e_t = totaler Emissionskoeffizient.

Bei der Betrachtung von stationären Vorgängen oder langsamen Temperaturänderungen ist die Temperatur τ an der Oberfläche des Strahlers so zu berechnen, dass sowohl die in den Körper eindringende Wärme q_1 als auch die abgestrahlte Leistung q_s berücksichtigt werden. Es folgt dann als Wärmebilanz für die Oberfläche des Strahlers:

$$(4) \quad q_z = |q_1| + |q_s|$$

$$(5) \quad \text{mit } |q_1| = \lambda \cdot \frac{\partial \tau}{\partial x} = C \cdot \int \frac{\partial \tau}{\partial t} \cdot dx$$

(q_z = zugeführte Leistung).

Wie aus den Gleichungen (3) und (4) hervorgeht, ist die stationäre Temperatur keine lineare Funktion der zugeführten Leistung. Für rasche Wechselvorgänge dagegen ist q_1 in allen praktisch realisierbaren Fällen weitaus grösser als q_s , so dass

*) Vgl. Literatur [19]. In dieser kürzlich erschienenen Arbeit wird erwähnt, dass für Lampen hoher Leuchtdichte und gedrängter Leuchtkörperanordnung der Modulationsgrad bei 1000 Hz etwa 1% beträgt. Eine Erhöhung bis zu 30% lässt sich nur unter Verzicht auf hohe Leuchtdichte und gedrängte Anordnung durch Helium bzw. Wasserstoff-Füllung und Verkürzung des Fadens erzielen.

q_s gegenüber q_1 vernachlässigt werden kann. In diesem Fall wird aber der Zusammenhang zwischen der Temperatur des Strahlers und der zugeführten Leistung linear, d. h. bei sinusförmigen Schwankungen von q_z ergeben sich sinusförmige Schwankungen der Temperatur.

Bei der Uebertragung von Wechselvorgängen wird auf der statischen Kennlinie ein Arbeitspunkt gewählt, so dass die Wechselvorgänge einem Gleichstromanteil überlagert sind.

Der Augenblickswert q_z der zugeführten Leistung kann in folgender Weise durch einen stationären und einen sinusförmig schwankenden Anteil ausgedrückt werden

$$(6) \quad q_z = Q_z + \Omega_z \cdot \varepsilon^{j\omega t}$$

Hierin bedeutet Ω_z die Amplitude der zugeführten Wechselleistung.

In analoger Weise schreiben wir für den Augenblickswert der Temperatur

$$(7) \quad \tau = T + \mathfrak{I} \cdot \varepsilon^{j\omega t}$$

Dabei ist zu beachten, dass der stationäre Anteil T nach der exakten Gleichung (3) zu berechnen ist, wogegen für die Amplitude \mathfrak{I} mit guter Näherung der lineare Zusammenhang

$$(8) \quad \Omega_z = -j\omega C \int \mathfrak{I} dx = -\lambda \cdot \text{grad } \mathfrak{I}$$

benützt werden kann.

Für die abgestrahlte Leistung folgt aus den Gleichungen (3) und (7)

$$(9) \quad q_s = \sigma e_t (T + \mathfrak{I} \varepsilon^{j\omega t})^4$$

Aus Gleichung (8) geht hervor, dass für hohe Frequenzen ω die Amplitude \mathfrak{I} sehr klein wird. Wir können daher Gleichung (9) entwickeln und mit der ersten Potenz von \mathfrak{I} abbrechen. Damit wird

$$(10) \quad q_s = \sigma e_t T^4 + 4 \sigma e_t \cdot T^3 \cdot \mathfrak{I} \cdot \varepsilon^{j\omega t}$$

Im folgenden bezeichnen wir die Grösse $4 \sigma e_t \cdot T^3$ abkürzend mit g_s , dem Strahlungsleitwert. Der Strahlungsleitwert g_s ist von der Amplitude der Wechselstrahlung unabhängig, er ist aber durch den gewählten Ruhepunkt (stationäre Temperatur T) festgelegt.

Wir haben damit die nichtlineare Funktion (9) ersetzt durch die Tangente im betreffenden Arbeitspunkt. Für kleine Aussteuerungsfaktoren der Temperatur

$$p_\tau = \frac{\mathfrak{I}}{T}$$

kann der dadurch entstehende Fehler in der Berechnung vernachlässigt werden.

Die Aussteuerung darf mit Rücksicht auf die entstehenden Verzerrungen der Sprechströme ein zulässiges Mass nicht überschreiten. Der Klirrfaktor der abgestrahlten Leistung, bei sinusförmiger Modulation der zugeführten Leistung, kann für hohe Frequenzen durch den Ansatz

$$(11) \quad q_s = \sigma e_t \cdot T^4 (1 + p_\tau \cdot \sin \omega t)^4 \\ = Q_s (1 + p_\tau \sin \omega t)^4$$

auf einfache Weise berechnet werden, denn es ist für rasche Wechselvorgänge die Temperatur an-

genähert linear von der zugeführten Leistung abhängig.

Aus Gleichung (9) wird durch Berechnung der Potenz und Einführung der Frequenzvielfache

$$(12) \quad q_s = Q_s \cdot \left\{ 1 + 3 p_\tau^2 + \frac{3}{8} p_\tau^4 + (4 p_\tau + 3 p_\tau^3) \right. \\ \left. \cdot \sin \omega t - (3 p_\tau^2 + \frac{1}{2} p_\tau^4) \cos 2 \omega t \right. \\ \left. - p_\tau^3 \sin 3 \omega t + \frac{1}{8} p_\tau^4 \cdot \cos 4 \omega t \right\}$$

Der Klirrfaktor ist definiert als Verhältnis der geometrischen Summe der Oberwellen-Amplituden zur Amplitude der Grundwelle:

$$(13) \quad k = \frac{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + A_4^2}}{A_1}$$

$$(14) \quad k = \frac{\sqrt{9 p_\tau^2 + 4 p_\tau^4 + \frac{17}{64} p_\tau^6}}{4 + 3 p_\tau^2}$$

In *Abb. 1* ist der Klirrfaktor als Funktion des Aussteuerungsfaktors p_τ nach Gleichung (14) aufgetragen. Aus den nachfolgenden Berechnungen und den Versuchen mit thermischen Strahlern geht hervor, dass auch bei vollständiger Aussteuerung der zugeführten Leistung mit Tonfrequenzen die Aussteuerung der Temperatur kleiner ist als 10%. Für diese Aussteuerung beträgt aber der Klirrfaktor, wie aus *Abb. 1* hervorgeht, nur ca. 8%, d. h. es ist eine gute Verständlichkeit der Sprache noch gewährleistet. Wie im folgenden Abschnitt dargestellt wird, entspricht aber einer zehnpromzentigen Aussteuerung der Temperatur bereits eine 70prozentige Aussteuerung des Photostromes am Empfänger.

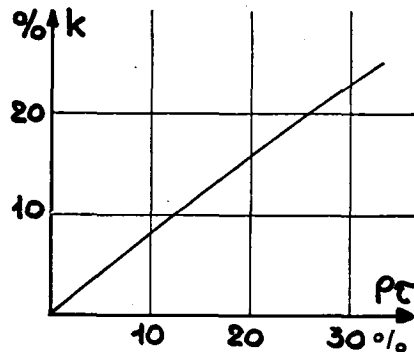


Abb. 1. Klirrfaktor der abgestrahlten Leistung als Funktion der Aussteuerung der Temperatur.

b) Daten der für einen thermischen Strahler in Frage kommenden hochschmelzenden Stoffe.

Die von einem glühenden Körper abgestrahlte Leistung wächst mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur. Es ist daher ausserordentlich wichtig, als Glühkörper ein Material zu verwenden, welches eine hohe Betriebstemperatur zulässt. In erster Linie kommen die aus der Glühlampentechnik bekannten Materialien (Kohle, Tantal und Wolfram) und einige hochschmelzende Karbide (insbeson-

dere Tantalkarbid) in Frage. Die thermischen Daten von Kohle, Tantal und Wolfram sind schon sehr genau untersucht worden (vgl. Handbuch der Physik XIX, S. 356 [2]). Ueber die Eigenschaften der hochschmelzenden Karbide sind in neuerer Zeit verschiedene Arbeiten erschienen [3, 4]. Die Schmelzpunkte aller dieser Stoffe liegen über 3000 ° C, infolge der Verdampfbarkeit im Vakuum sind aber nur erheblich geringere Temperaturen zulässig. Die Verdampfung des Materials bewirkt bei längerem Betrieb eine Schwärzung des Glaskolbens, wodurch ein grosser Teil der Strahlung absorbiert wird. In der Glühlampentechnik wird das Material nur so hoch belastet, dass nach einer Betriebsdauer von 1000 Stunden die Absorption in der Glaswand zirka 10–20 % des Lichtes beträgt. Bei einer Glühlampe mittlerer Grösse ist dann die abgetragene Wolframmenge zirka 0,1 mg, was bei einer normalen Wolfram-Vakuumlampe etwa einer zulässigen Verdampfung von $2 \cdot 10^{-9}$ g/cm²/sek oder einer Betriebstemperatur von 2440 ° abs entspricht.

In unserem Falle ist die durch das Abdampfen des Materials auftretende Veränderung des strahlenden Körpers ein Umstand, der noch in besonderem Masse die zulässige Betriebstemperatur vorschreibt. Das Volumen der erhitzten Materie wird bei einem modulierbaren Strahler zur Erzielung einer geringen Wärmekapazität möglichst klein gehalten und durch die Verdampfung darf naturgemäss nur ein Bruchteil dieses Volumens abgetragen werden. Für die Grösse der Wärmekapazität eines Körpers ist das Volumen der erhitzten Materie massgebend, weil das Produkt aus spezifischem Gewicht und spezifischer Wärme für die in Frage kommenden Stoffe annähernd konstant ist. Bei einem Vergleich zwischen der Verdampfungsgeschwindigkeit verschiedener Stoffe ist daher nicht die auf das Gewicht bezogene Verdampfung, sondern die auf das Volumen bezogene massgebend.

Wenn als glühender Körper ein poröses, durch Anodenbombardement erhitztes Material Verwendung findet, so können wir im Hinblick auf die Konstanz der Charakteristik der Röhre eine grösste Abtragung der Anode von zirka 0,25 mm als zulässig erachten. Bei einer Porosität des Materials von 1 : 100 (Verhältnis vom spezifischen Gewicht des porösen zu dem des kompakten Materials) entspricht das einer Schichtdicke von 2,5 μ des kompakten Materials.

Die Lebensdauer des Strahlers soll zu zirka 300 Std. angenommen werden. Dann beträgt, bei Annahme der erwähnten maximalen Deformation, die zulässige, auf das Volumen bezogene Verdampfungsgeschwindigkeit

$$V_v = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \text{ sek}$$

Aus den Tabellen über die Verdampfungsgeschwindigkeit verschiedener Materialien entnimmt man zu diesem auf das Volumen bezogenen Wert für die auf das Gewicht bezogene Ver-

dampfung und für die zugehörigen Temperaturen folgende Daten:

Tabelle I.

	Temperatur- grad abs.	Verdampfungsgeschwindigkeit g/cm ² sek
Kohle	2170	$4,47 \cdot 10^{-10}$
Wolfram	2540	$4,4 \cdot 10^{-9}$ [5]
Ta C	2550	$3,2 \cdot 10^{-9}$ [3]

Aus der Tabelle geht hervor, dass die zulässige Temperatur für Wolfram und Tantalkarbid erheblich höher ist als diejenige für Kohle; dagegen liegt die zulässige Temperatur für Tantalkarbid nur unwesentlich über der für Wolfram. Die Verdampfungsgeschwindigkeit von Tantalkarbid wird in die Literatur [3] zu zirka 30 % unter der für Wolfram angegeben; da aber gleichzeitig das spezifische Gewicht von Tantalkarbid zirka 30 % geringer ist, so ist die auf das Volumen bezogene Verdampfung für beide Stoffe annähernd gleich gross.

Die in Tab. 1 angegebenen maximalen Betriebstemperaturen gelten nur für den Fall des unmodulierten Strahlers. Da die Verdampfungsgeschwindigkeit mit einem grossen Exponenten der Temperatur ansteigt, so ist bei Modulation die Beanspruchung des Materials viel grösser. Die zulässige mittlere Temperatur ist daher umso geringer, je grösser die Amplitude der überlagerten Wechseltemperatur ist. Im folgenden sollen die bei verschiedenen Aussteuerungsfaktoren zulässigen mittleren Temperaturen unter Annahme der erwähnten Verdampfungsgeschwindigkeit von

$$2,3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{cm}^2 \text{ sek}$$

welche eine Lebensdauer von zirka 300 Std. ergibt, berechnet werden.

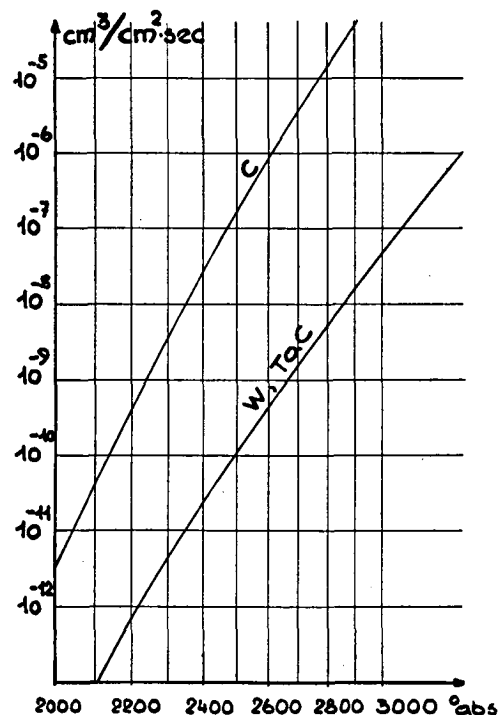


Abb. 2. Verdampfungsgeschwindigkeit für Kohle, Wolfram und Tantalkarbid als Funktion der Temperatur.

Wie aus Abb. 2 hervorgeht, kann die Funktion für die Verdampfungsgeschwindigkeit in der Umgebung eines Arbeitspunktes mit guter Näherung durch ein Potenzgesetz dargestellt werden.

Es sei:

$$(15) \quad \log V = K \cdot \log \tau + \log a$$

oder

$$(16) \quad V = a \cdot \tau^K$$

Die Temperatur τ besteht aus einem stationären Anteil T und den sinusförmigen Schwankungen mit der Amplitude \mathfrak{T} .

$$(17) \quad \tau = T + \mathfrak{T} \sin \omega t$$

oder durch den Aussteuerungsfaktor

$$(18) \quad p\tau = \frac{\mathfrak{T}}{T}$$

ausgedrückt wird

$$(19) \quad \tau = T (1 + p\tau \sin \omega t).$$

Nach Einsetzen von (19) in Gleichung (16) lässt sich die Verdampfung durch folgendes Integral darstellen:

$$(20) \quad V = \frac{1}{2\pi} \cdot a \cdot T^K \cdot \int_0^{2\pi} (1 + p\tau \cdot \sin \omega t)^K \cdot d(\omega t)$$

Durch Entwicklung der Klammer wird

$$(21) \quad V = \frac{1}{2\pi} \cdot a \cdot T^K \int_0^{2\pi} \sum_{n=0}^K \binom{K}{n} p\tau^n \sin^n \omega t \cdot d(\omega t)$$

Die Integration der einzelnen Glieder dieser Summe ergibt für ungerades n :

$$(22) \quad \int_0^{2\pi} \sin^n \omega t \cdot d(\omega t) = 0$$

für gerades n :

$$(23) \quad \int_0^{2\pi} \sin^n \omega t \cdot d(\omega t) = 2\pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (n-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots n}$$

Damit wird V :

$$(24) \quad V = a \cdot T^K \sum_{v=0}^{K/2} \binom{K}{2v} p^{2v} \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2v-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots 2v}$$

Aus den Kurven der Abb. 2 über die Verdampfungsgeschwindigkeit, bezogen auf das Volumen,

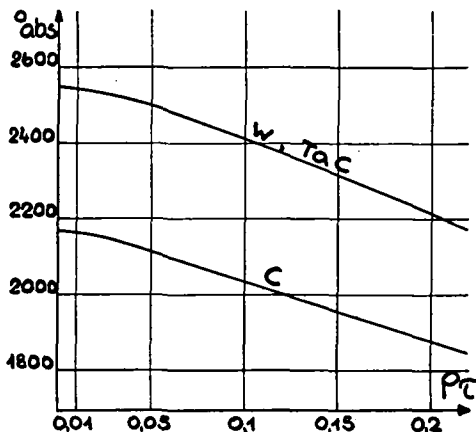


Abb. 3. Zulässige Temperatur als Funktion der Aussteuerung.

können für die Konstanten der Gleichung (15) folgende Werte entnommen werden:

Für Kohle: $K = 53 \quad \log a = -186,40$

Für Wolfram und Ta C: $K = 42 \quad \log a = -152,69$

Mit diesen Konstanten kann aus Gleichung (24) die zulässige stationäre Temperatur T berechnet werden, wenn die Verdampfung V bezogen auf das Volumen vorgeschrieben ist. Die Auswertung ergibt die in Abb. 3 dargestellten Kurven für den Verlauf von T in Abhängigkeit vom Aussteuerungsfaktor $p\tau$.

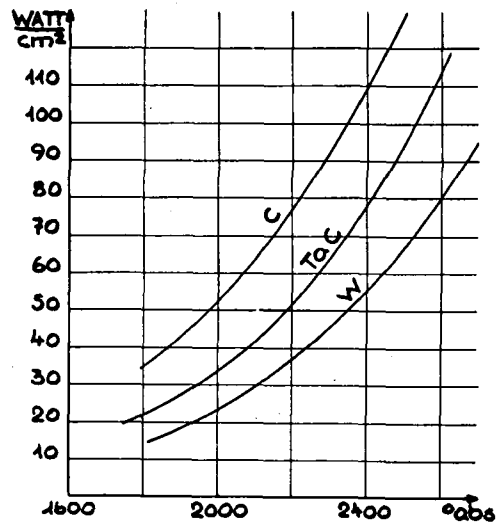


Abb. 4. Abgestrahlte Leistung als Funktion der Temperatur.

Die von einem glühenden Körper abgestrahlte Leistung ist ausser von der Temperatur auch noch vom totalen Emissionskoeffizienten e_t abhängig. Dieser beträgt beispielsweise für

Kohle $e_t = 0,58$ [2]

Wolfram $e_t = 0,26$ bis $0,32$ für Temperaturen von 2000 bis 2500° abs [2]

Tantalcarbide $e_t \approx 0,43$ [3].

Die Berechnung der abgestrahlten Leistung als Funktion der Temperatur mit den vorstehenden Werten für den Emissionskoeffizienten liefert die in Abb. 4 aufgezeichneten Kurven. Man erkennt daraus, dass die Kohle als Strahler, infolge des grossen Emissionskoeffizienten, trotz der niedrigen Betriebstemperatur ausserordentlich günstig ist. Um mit einem Strahler aus Wolfram dieselbe Leistung abzustrahlen, muss dessen Temperatur um einige hundert Grad höher sein als der Kohlestrahler. In Abb. 5 ist anhand dieser Kurven die zu den für einen bestimmten Aussteuerungsfaktor zulässigen Temperaturen gehörende Leistung aufgetragen. Es zeigt sich, dass für Wolfram trotz der erheblich grösseren zulässigen Temperatur die abgestrahlte Leistung kaum grösser ist als bei einem Kohlestrahler; dagegen liegt sie für Tantalcarbide um zirka 30 % höher.

Bestimmend für die Beurteilung eines modulierbaren Strahlers ist aber nicht allein die abgestrahlte Leistung, sondern die tatsächlich von

der Photozelle aufgenommene und in elektrische Ströme umgeformte Leistung. Infolge der Verschiedenheit in der Empfindlichkeit der Photozellen über das Frequenzgebiet der ausgesandten Energie steigt der Photostrom aller bekannten Photozellen mit einer höheren als der ersten Potenz der ausgesandten Strahlungsleistung an. Bei Temperaturänderungen des Strahlers ändert sich entsprechend dem Wienschen Verschiebungsgesetz die Energieverteilung über das Frequenzspektrum, so dass bei höheren Temperaturen der Anteil der von der Photozelle aufgenommenen Strahlung grösser wird. In *Abb. 6* sind die aus Messungen erhaltenen Kurven für die Abhängigkeit des

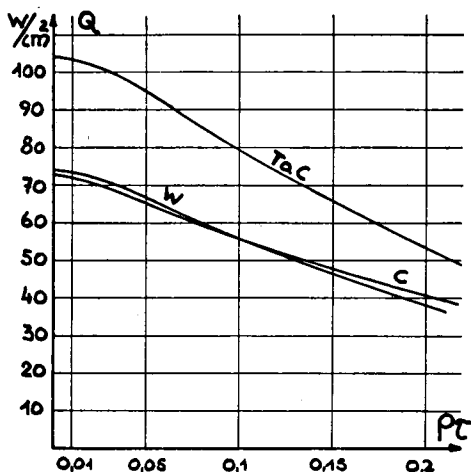


Abb. 5. Maximale Strahlungsleistung für vorgeschriebene Verdampfungsgeschwindigkeit als Funktion der Aussteuerung.

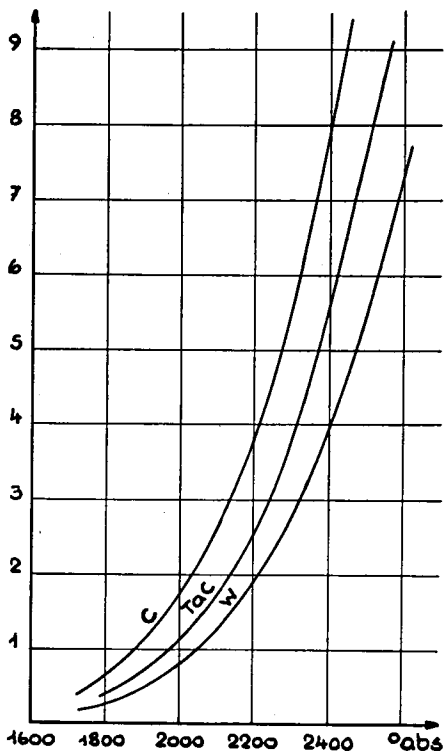


Abb. 6. Photostrom einer Cäsiumoxyd-Photozelle als Funktion der Temperatur eines Strahlers (in relativem Maßstab).

Photostromes als Funktion der wahren Temperatur am Strahler dargestellt. Als Ordinate ist ein willkürlicher Maßstab gewählt, da es auf Grund der angestellten Versuche nicht möglich ist, den Anteil der von der Photozelle in elektrische Leistung umgeformten Strahlungsleistung zu bestimmen. Die Kurven für die einzelnen Materialien wurden so aufgetragen, dass bei 2000° abs das Verhältnis der Ordinaten gleich dem Verhältnis der totalen Emissionskoeffizienten ist. Mit Hilfe dieser Kurven und denen der *Abb. 3* für die zulässige Temperatur, können zu jedem Aussteuerungsfaktor p_τ in der Temperatur die zugehörigen Amplituden des Photostromes berechnet werden.

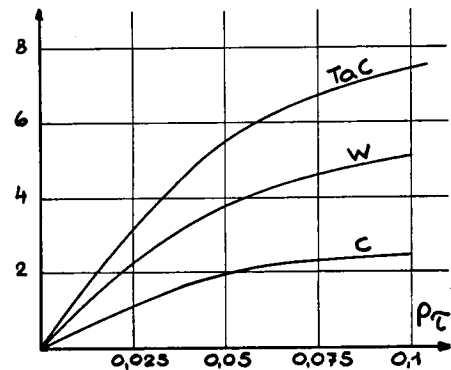


Abb. 7. Amplitude des Photostromes als Funktion der Aussteuerung am Strahler unter der Voraussetzung gleicher Lebensdauer für alle drei Materialien.

Sie sind in der *Abb. 7* dargestellt und man erkennt daraus, dass sowohl der Wolframstrahler als auch insbesondere der Tantalkarbidstrahler gegenüber dem Kohlestrahler ganz erhebliche Vorteile bietet. Es ist beispielsweise für Tantalkarbid bei gleicher Aussteuerung die maximal erreichbare Amplitude des Photostromes zirka dreimal grösser als beim Kohlestrahler. Wie aus den folgenden Berechnungen hervorgeht, ist aber für den Tantalkarbidstrahler auch eine günstigere Aussteuerung und damit eine weitere Verbesserung gegenüber dem Kohlestrahler zu erwarten.

c) Berechnung des Aussteuerungsfaktors für einen einseitig durch Elektronenbombardement erhitzten homogenen Körper.

Bei einem durch Elektronenbombardement erhitzten Körper ist ein günstigerer Wirkungsgrad zu erwarten als bei Erhitzung durch Joulesche Wärme, weil bei raschen Aenderungen der Leistungszufuhr in erster Linie die äusserste Zone des bombardierten Körpers Temperaturschwankungen mitgemacht. Es soll zunächst eine dünne Folie untersucht werden, welche auf einer Seite durch Elektronenbombardement erhitzt wird und nach beiden Seiten die Energie abstrahlt.

1. Die Wärmeableitung erfolge durch Strahlung auf beiden Seiten einer erhitzten Folie.

Wir denken uns die Folie als ebene, unendlich ausgedehnte Platte; die Aufgabe kann dann als ein-dimensionales Problem betrachtet werden.

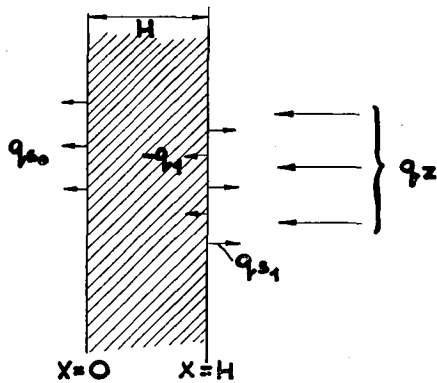


Abb. 8. Schnitt durch das Anodenmaterial (schematisch).

Es bedeuten (als Augenblickswerte):

- q_z = die durch Elektronenbombardement an der Stelle $x = H$ erzeugte Wärme.
- q_{s_1} = die an der Stelle $x = H$ abgestrahlte Wärme.
- $-q_1$ = die an der Stelle $x = H$ in den Körper eindringende Wärme.
- q_{s_0} = die an der Stelle $x = 0$ (Rückseite) abgestrahlte Wärme.
- τ_1 = die Temperatur an der Stelle $x = H$.
- τ_0 = die Temperatur an der Stelle $x = 0$.

(Die zu den Augenblickswerten gehörenden stationären Anteile werden mit entsprechenden grossen lateinischen, die Amplituden der Wechselvorgänge mit deutschen Buchstaben gekennzeichnet.)

Für die Wärmeausbreitung im homogenen Material gelten die bekannten Differentialgleichungen:

$$(25) \quad \frac{\partial q}{\partial x} = -C \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

$$(26) \quad \frac{\partial \tau}{\partial x} = -\frac{1}{\lambda} \cdot q,$$

welche auf die partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$(27) \quad \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} = \frac{C}{\lambda} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

führen.

Die beiden Gleichungen (25) und (26) haben eine analoge Form wie die bekannten Telegraphengleichungen für die Ausbreitung von elektrischen Strömen über Leitungen, und zwar entsprechen sie den Vorgängen auf einem Kabel ohne Induktivitäten und Ableitung. Wir können daher unser Wärmeleitungsproblem als elektrisches Problem auffassen und die aus der Elektrotechnik geläufige

Schreibweise für die Ströme und Spannungen übernehmen.

Das elektrische Ersatzbild kann in folgender Form dargestellt werden:

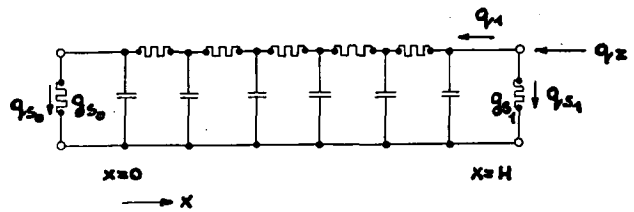


Abb. 9.

Hierin sind die Wärmeströme als elektrische Ströme, die Temperaturen als Potentialdifferenzen aufzufassen. Der Abschluss des homogenen, induktivitäts- und ableitungsreichen Kabels wird auf jeder Seite durch den entsprechenden Strahlungsleitwert (g_{s_0}, g_{s_1}) gebildet.

Lösung für den stationären Fall. Die Lösung der Differentialgleichung (27) für den stationären Fall liefert

$$Q = \text{konst.},$$

d. h. die in den Körper eindringende Wärme ist in jedem Querschnitt gleich gross und tritt an der Stelle $x=0$ wieder aus. Aus Gleichung (27) folgt sofort für den Temperaturverlauf

$$(28) \quad T = T_1 - \frac{1}{\lambda} \cdot Q \cdot (H - x)$$

oder

$$(29) \quad T = T_0 + \frac{x}{H} (T_1 - T_0)$$

d. h. die Temperatur ist eine lineare Funktion von x .

Bei gegebener Temperatur T_1 kann die Temperatur T_0 aus (28) für $x=0$ berechnet werden, wenn der Wärmestrom Q , welcher auf der Rückseite austritt, bekannt ist.

Die Wärmeabgabe durch Strahlung ist

$$(30) \quad Q_{s_0} = \sigma e_t \cdot T_0^4$$

damit aus (28)

$$(31) \quad T_1 = \left(\frac{H}{\lambda} \sigma e_t \cdot T_0^3 + 1 \right) T_0$$

Die zahlenmässige Berechnung zeigt, dass für Dicken (H) kleiner als 50μ die Temperatur T_1 praktisch gleich ist der Temperatur T_0 . Die gesamte zugeführte mittlere Wärme Q_z ist gleich der gesamten ausgestrahlten Wärme, also wird für $H \ll 1$:

$$(32) \quad Q_z = Q_{s_0} + Q_{s_1}$$

$$(33) \quad \approx 2 \sigma e_t \cdot T_1^4$$

Lösung der Differentialgleichung für sinusförmige Schwankungen.

Wir setzen für die Temperatur

$$(34) \quad \tau = \mathfrak{T} \cdot e^{j\omega t}$$

Dann geht die Gleichung (27) über in

$$(35) \quad \frac{d^2 \mathcal{I}}{dx^2} = \frac{j\omega C}{\lambda} \cdot \mathcal{I}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung schreiben wir in Analogie mit den Gleichungen für ein homogenes induktivitäts- und ableitungsfreies Kabel in der Form:

$$(36) \quad \mathcal{I} = \mathcal{I}_0 \cdot \text{Cos} \gamma x - \mathcal{Z} \cdot \mathcal{Q}_0 \cdot \text{Sin} \gamma x \\ \mathcal{Q} = -\frac{\mathcal{I}_0}{\mathcal{Z}} \cdot \text{Sin} \gamma x + \mathcal{Q}_0 \cdot \text{Cos} \gamma x$$

Hierin bedeuten:

$$(37) \quad \mathcal{Z} = \sqrt{\frac{1}{\lambda \cdot j\omega C}} \quad (\text{Wellenwiderstand}) \\ \gamma = \sqrt{\frac{j\omega C}{\lambda}} \quad (\text{Fortpflanzungsmass})$$

Für die Stelle $x = 0$ ist der Wärmefluss \mathcal{Q}_0 gegeben durch die Gleichung

$$(38) \quad -\mathcal{Q}_0 = \mathcal{Q}_{s_0} = g_{s_0} \cdot \mathcal{I}_0$$

wobei g_0 der Strahlungsleitwert für die mittlere Temperatur T_0 bedeutet.

Für die Vorderseite der Platte ($x = H$) wird aus (36) und (37):

$$(39) \quad \mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_0 (\text{Cos} \gamma H + \mathcal{Z} g_{s_0} \text{Sin} \gamma H) \\ \mathcal{Q}_1 = \mathcal{I}_0 \left(-\frac{1}{\mathcal{Z}} \text{Sin} \gamma H - g_{s_0} \cdot \text{Cos} \gamma H \right)$$

oder bei Elimination von \mathcal{I}_0 aus den Gleichungen (39):

$$(40) \quad \mathcal{I}_1 = \mathcal{Q}_1 \frac{\text{Cos} \gamma H + g_{s_0} \mathcal{Z} \cdot \text{Sin} \gamma H}{-\frac{1}{\mathcal{Z}} \cdot \text{Sin} \gamma H - g_{s_0} \cdot \text{Cos} \gamma H}$$

Wenn wir das Verhältnis $\frac{-\mathcal{Q}_1}{\mathcal{I}_1}$ mit g_1 bezeichnen, so stellt diese Grösse in unserem elektrischen Ersatzbild gewissermassen den Eingangsleitwert des Kabels dar. Anhand des Ausdruckes für g_1 , der auch in folgender Form geschrieben werden kann:

$$(41) \quad g_1 = \frac{1}{\mathcal{Z}} \cdot \frac{\mathcal{Z} \cdot g_{s_0} + \mathcal{I}g(\gamma \cdot H)}{1 + \mathcal{Z} \cdot g_{s_0} \mathcal{I}g(\gamma \cdot H)}$$

kann die Aussteuerung des Strahlers in einfacher Weise berechnet werden. Es gilt für die Amplitude der an der Vorderseite abgestrahlten Wechselleistung:

$$(42) \quad \mathcal{Q}_{s_1} = \mathcal{I}_1 g_{s_1}$$

für die in den Körper eindringende Wärme:

$$(43) \quad -\mathcal{Q}_1 = \mathcal{I}_1 \cdot g_1$$

und für die durch Elektronenbombardement zugeführte Wärme:

$$(44) \quad \mathcal{Q}_z = \mathcal{Q}_{s_1} - \mathcal{Q}_1$$

Aus den drei Gleichungen folgt für die abgestrahlte Leistung:

$$(45) \quad \mathcal{Q}_{s_1} = \mathcal{Q}_z \cdot \frac{1}{1 + \frac{g_1}{g_{s_1}}}$$

Um den maximalen Aussteuerungsfaktor zu erhalten, müssen wir für \mathcal{Q}_z den grösstmöglichen

Wert einsetzen. Bei vollständiger Aussteuerung ist aber \mathcal{Q}_z so gross wie der Mittelwert \mathcal{Q}_z , es ist daher

$$(46) \quad \mathcal{Q}_{z_{\max}} = \mathcal{Q}_z = 2 \sigma e_t \mathcal{I}_1^2 = 2 \mathcal{Q}_{s_1}$$

Damit wird der maximale Aussteuerungsfaktor:

$$(47) \quad p_{\max} = \left| \frac{\mathcal{Q}_{s_1}}{\mathcal{Q}_{s_1}} \right| = 2 \cdot \left| \frac{1}{1 + \frac{g_1}{g_{s_1}}} \right|$$

Aus Gleichung (41) kann für g_1 folgendes entnommen werden:

Für grosse Werte von $(H \cdot \gamma)$

$$H \cdot \sqrt{\frac{j\omega C}{\lambda}} \gg 1$$

wird angenähert:

$$(48) \quad g_1 \approx \frac{1}{\mathcal{Z}} \approx \sqrt{j\omega C \cdot \lambda}$$

und es folgt für den Aussteuerungsfaktor:

$$(49) \quad p_{\max} \approx 2 \cdot \frac{4 \sigma e_t \cdot T_1^3}{\sqrt{j\omega C \cdot \lambda}}$$

Im elektrischen Analogon entspricht das einem sehr langen Kabel, bei dem der Eingangswiderstand vom Abschlusswiderstand unabhängig ist. Beim Einsetzen der Zahlenwerte für Wolfram erkennt man, dass das bei $f = 2000$ Hz für Folien über 500μ Stärke ($H > 0,05$ cm) zutrifft. Mit diesen Dimensionen wird aber bei der Annahme von praktisch realisierbaren Temperaturen die Aussteuerung p_{\max} kleiner als 1‰ , so dass solche Folien praktisch nicht in Frage kommen.

Für sehr dünne Folien kann in Gleichung (41) der Tangens durch das Argument ausgedrückt werden. Es wird dann

$$(50) \quad g_1 = \frac{1 + \frac{j\omega C \cdot H}{g_{s_0}}}{1 + \frac{H \cdot g_{s_0}}{\lambda}} \cdot g_{s_0}$$

welchen Ausdruck wir für grosse Werte von ω vereinfacht in der Form:

$$(51) \quad g_1 \approx j\omega C \cdot H$$

schreiben können. Im elektrischen Analogon entspricht dies einem Kabel mit sehr grosser Querkapazität und kurzer Länge, bei dem daher der Eingangsleitwert durch den Scheinleitwert der Kapazität ersetzt werden kann.

Der Aussteuerungsfaktor wird in diesem Fall:

$$(52) \quad p_{\max} = 2 \cdot \frac{4 \sigma e_t T_1^3}{\omega \cdot C \cdot H}$$

Die Auswertung dieser Formel ergibt beispielsweise für eine Frequenz von 2000 Hz und eine Dicke der Folie von 20μ ($0,02$ mm) einen grössten Modulationsgrad von $0,18 \%$. Erst bei Folienstärken unter 3μ steigt der Aussteuerungsfaktor über 1% , praktisch lassen sich aber so dünne Folien aus Wolfram oder einem anderen hochschmelzenden Metall gar nicht herstellen.

Der maximale Aussteuerungsfaktor ist um so grösser, je grösser die zugeführte stationäre Leistung gemacht wird. Letztere ist durch die gesamte

abgestrahlte Leistung begrenzt. Es ist naheliegend, durch eine besondere Wärmeableitung die zuführbare Leistung zu vergrössern. Es könnte beispielsweise durch eine ringförmige Halterung der Folie ein Teil der Wärme nach der Seite abgeleitet werden. Eine von *F. Fischer* [1] durchgeführte Rechnung hat aber gezeigt, dass bei dünnen Folien die auf diese Weise abgeleitete Wärme, verglichen mit der abgestrahlten Wärme, sehr gering ist, so dass ein wesentlicher Gewinn nicht erzielt wird. Auch die Wärmeableitung durch eine Wasserstoffatmosphäre bringt keine ausreichende Verbesserung.

Im folgenden soll der Fall berechnet werden, bei dem die Rückseite der Folie gekühlt und dadurch die Wärmeableitung vergrössert wird.

2. Die Rückseite der Folie sei durch Kühlung auf eine konstante Temperatur T_0 gebracht.

Der stationäre Wärmefluss für einen auf der Vorderseite durch Elektronenbombardement erhitzten und auf der Rückseite gekühlten Körper kann aus Gleichung (28) berechnet werden zu

$$(53) \quad Q_1 = \frac{(T_1 - T_0) \lambda}{H}$$

Die gesamte zugeführte stationäre Leistung wird

$$(54) \quad Q_2 = (T_1 - T_0) \frac{\lambda}{H} + \sigma_{e1} \cdot T_1^4$$

Die Amplitude der Wechseltemperatur können wir infolge der Kühlung an der Stelle $x = 0$ als verschwindend klein ansehen.

Es wird dann aus den Gleichungen (36)

$$(55) \quad \begin{aligned} \mathcal{I} &= -\mathfrak{J} \cdot \Omega_0 \cdot \text{Sin}(\gamma x) \\ \Omega &= \Omega_0 \cdot \text{Cos}(\gamma x) \end{aligned}$$

wobei Ω_0 die Amplitude der auf der Rückseite austretenden Wärmemenge bezeichnet.

Aus den beiden Gleichungen folgt für die Temperaturschwankung an der Stelle $x = H$:

$$(56) \quad \mathcal{I}_1 = -\mathfrak{J} \cdot \Omega_1 \cdot \mathcal{I}g(\gamma H)$$

Es ist die nach vorn abgestrahlte Wechselleistung

$$(57) \quad \Omega_s = \mathcal{I}_1 \cdot g_s = \mathcal{I}_1 \cdot 4 \sigma_{e1} \cdot T_1^3$$

Oder mit Gleichung (44) durch die zugeführte Wechselleistung ausgedrückt wird Ω_s :

$$(58) \quad \Omega_s = \Omega_z \frac{1}{1 + \frac{1}{g_s \cdot \mathfrak{J} \cdot \mathcal{I}g(\gamma H)}}$$

Für Ω_z wird $\Omega_{z \max} = Q_z$ entsprechend Gleichung (54) eingesetzt, dann ist

$$(59) \quad \Omega_{s \max} = \left[\frac{\lambda(T_1 - T_0)}{H} + \sigma_{e1} \cdot T_1^4 \right] \frac{1}{1 + \frac{1}{g_s \cdot \mathfrak{J} \cdot \mathcal{I}g(\gamma H)}}$$

und für den maximalen Aussteuerungsfaktor erhält man

$$(60) \quad p_{\max} = \left| \frac{\Omega_{s \max}}{Q_s} \right| = \left(1 + \frac{\lambda(T_1 - T_0)}{\sigma_{e1} \cdot H T_1^4} \right) \cdot \left| \frac{1}{1 + \frac{1}{g_s \cdot \mathfrak{J} \cdot \mathcal{I}g(\gamma H)}} \right|$$

Für hohe Frequenzen ω wird $\gamma \cdot H \gg 1$, so dass aus Gleichung (60) folgende angenäherte Beziehung hervorgeht:

$$(61) \quad p_{\max} \approx \left(1 + \frac{\lambda(T_1 - T_0)}{\sigma_{e1} \cdot T_1^4 \cdot H} \right) \frac{g_s}{\sqrt{\omega C \cdot \lambda}}$$

Aus Gleichung (61) geht hervor, dass der Aussteuerungsfaktor erheblich vergrössert werden kann bei Wahl einer geringen Schichtdicke H . Dieser Wert darf aber infolge der begrenzten Wärmemenge, welche auf der Rückseite weggeführt werden kann, nicht beliebig verkleinert werden. Die Kühlung auf der Rückseite der Folie kann praktisch nur durch einen festen, gut wärmeleitenden Körper (beispielsweise Kupfer) erfolgen. Das Wärmeleitvermögen von Kupfer ist aber nur etwa 3,1mal grösser als dasjenige von kompaktem Wolfram. Demgemäss ist bei gleichem Wärmestrom im Wolfram und Kupfer der Temperaturgradient im Kupfer etwa dreimal geringer als derjenige im Wolfram. Wenn wir annehmen, dass die Kupferunterlage durch Strahlung gekühlt werde, so ist der grösste Wärmestrom, den man einem Quadratmillimeter zuführen kann, ohne die Oberfläche über 1000°C zu erhitzen, ca. 36 Watt. Mit diesem Wärmestrom folgt bei einer Temperatur $T_0 = 1000^\circ \text{abs.}$ und $T_1 = 2300^\circ \text{abs.}$ aus Gleichung (1) für H :

$$(62) \quad H \gg \frac{T_1 - T_0}{Q_0} \cdot \lambda \approx 0,4 \text{ cm}$$

Eine Schicht dieser Stärke von kompaktem Wolfram würde nach Gleichung (60) einen sehr niedrigen Aussteuerungsfaktor ergeben, so dass auch diese Möglichkeit praktisch nicht in Frage kommt.

Wenn wir dagegen an Stelle des kompakten Materials einen porösen Körper betrachten, dessen spezifisches Gewicht beispielsweise $1/100$ von dem des kompakten Körpers betragen soll, so werden die Verhältnisse erheblich anders. Die auf das Volumen bezogene Wärmekapazität C wird in diesem Fall ebenfalls auf $1/100$ reduziert. Die Wärmeleitfähigkeit wird auch geringer, ihr Wert ist aber abhängig vom Aufbau des porösen Körpers. Der Wärmeübergang erfolgt innerhalb eines porösen Körpers sowohl durch Leitung als auch durch Strahlung über die Zwischenräume hinweg.

Der Anteil der durch Strahlung übertragenen Wärme ist um so grösser, je grösser die Hohlräume und je dünner die Zwischenwände innerhalb des porösen Materials sind. Da es sich bei unseren Berechnungen darum handelt, diejenigen Dimensionen für ein Zellengerüst zu finden, welche die grösste Modulierbarkeit ergeben, so muss für diese Diskussion auch der Wärmeübergang durch Strahlung berücksichtigt werden. Im folgenden Abschnitt ist diese Berechnung für einen porösen Körper mit Hohlräumen von kubischer Form durchgeführt. Aus der Untersuchung geht hervor, dass in allen für unsere Zwecke praktisch brauchbaren Fällen der Wärmeübergang durch Strahlung gegenüber dem durch Wärmeleitung vernachlässigt werden kann, wir werden daher für die weitere Diskussion auf Gleichung (61) zurückgreifen.

d) Berechnung des Aussteuerungsfaktors für ein geschichtetes Material, bei Berücksichtigung des Wärmeüberganges durch Strahlung und Leitung.

Wie die vorhergehende Berechnung gezeigt hat, ist es nicht möglich, ein homogenes Material zu finden, welches eine so geringe Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit besitzt, dass es als Anodenmaterial eines Wechselleuchters geeignet wäre. Dagegen ist zu erwarten, dass bei einem porösen Material, das auf der einen Seite durch Elektronenbombardement erhitzt und auf der Rückseite durch eine wärmeleitende Unterlage gekühlt wird, erhebliche günstigere Verhältnisse auftreten.

Im folgenden soll die Wärmeausbreitung in einem geschichteten Material untersucht werden, und zwar sowohl unter Berücksichtigung des Wärmeüberganges durch Wärmeleitung, als auch durch Strahlung über die Zwischenräume des porösen Körpers hinweg.

Für die Berechnung denken wir uns das geschichtete Material aus kubischen Zellen zusammengesetzt.

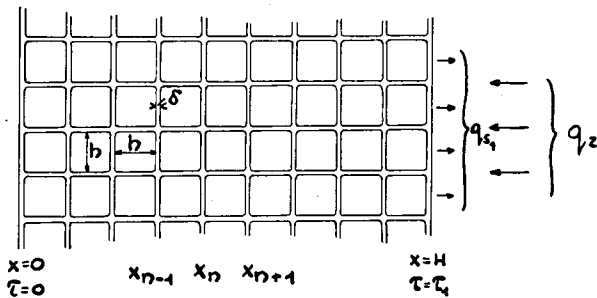


Abb. 10. Querschnitt durch geschichtetes Material (schematisch).

Der Abstand der einzelnen Schichten voneinander sei in jeder Richtung gleich h , ihre Dicke soll mit δ bezeichnet werden.

Für die Berechnung der durch Wärmeleitung in der x -Richtung sich ausbreitenden Wärme muss der effektive Querschnitt senkrecht zur x -Richtung berechnet werden. Er ist unter der Annahme von kubischen Zellformen und bei relativ zum Abstand h kleiner Schichtdicke δ

$$(63) \quad F = \frac{2\delta}{h} \quad (\text{pro cm}^2)$$

Wenn λ_0 die Wärmeleitfähigkeit des kompakten Materials bezeichnet, so ist die effektive Leitfähigkeit des porösen Körpers:

$$(64) \quad \lambda^* = \lambda_0 \frac{2\delta}{h}$$

Für die Berechnung denken wir uns die Wärmekapazität der Schichten parallel zur x -Achse, in den Schichten senkrecht zur x -Achse konzentriert. Wenn $c \cdot s$ die Wärmekapazität des kompakten Materials pro Volumeneinheit bedeutet, so beträgt die Wärmekapazität des porösen

Materials pro Volumeneinheit: $C^* = c \cdot s \cdot \frac{3\delta}{h}$ und es wird die Kapazität einer einzigen Schicht:

$$(65) \quad K = C^* \cdot h = c \cdot s \cdot 3\delta$$

Wir betrachten eine Schicht an der Stelle x_n . Durch Strahlung wird in der Zeit dt von den benachbarten Schichten die Wärmemenge

$$(66) \quad (\sigma_{el} \tau_{n+1}^4 + \sigma_{el} \tau_{n-1}^4) dt$$

zugeführt und die Wärmemenge

$$(67) \quad 2 \sigma_{el} \tau_n^4 dt$$

nach beiden Seiten der Schicht abgestrahlt. Dabei bedeuten $\tau_n, \tau_{n+1}, \tau_{n-1}$ die Momentanwerte der Temperatur für die Schichten an der Stelle x_n, x_{n+1}, x_{n-1} .

Durch Wärmeleitung wird folgende Wärmemenge zu-, resp. weggeführt:

$$(68) \quad \left\{ \frac{\lambda^*}{h} (\tau_{n+1} - \tau_n) + \frac{\lambda^*}{h} (\tau_{n-1} - \tau_n) \right\} dt$$

Durch Addition der Gleichungen (66), (67), (68) ergibt sich die Temperaturerhöhung der Schicht an der Stelle x_n .

$$(69) \quad \left\{ \sigma_{el} (\tau_{n+1}^4 + \tau_{n-1}^4 - 2\tau_n^4) + \frac{\lambda^*}{h} (\tau_{n+1} + \tau_{n-1} - 2\tau_n) \right\} dt = C^* \cdot h \cdot d\tau$$

Für kleine Schichtabstände h kann diese Differenzgleichung in eine Differentialgleichung umgeformt werden.

Durch Entwicklung nach Taylor wird:

$$(70) \quad \begin{aligned} \tau_{n+1} &= \tau_n + \left[\frac{\partial \tau}{\partial x} \right]_{x=x_n} \cdot h + \\ &+ \frac{1}{2} h^2 \left[\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} \right]_{x=x_n} + \dots \\ \tau_{n-1} &= \tau_n - \left[\frac{\partial \tau}{\partial x} \right]_{x=x_n} \cdot h + \\ &+ \frac{1}{2} h^2 \left[\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} \right]_{x=x_n} + \dots \\ \tau_{n+1}^4 &= \tau_n^4 + 4h \left[\frac{\partial \tau}{\partial x} \right]_{x=x_n} \tau_n^3 + \\ &+ \frac{1}{2} h^2 \left\{ 12 \tau_n^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 + 4 \tau_n^3 \left[\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} \right] \right\}_{x=x_n} + \dots \\ \tau_{n-1}^4 &= \tau_n^4 - 4h \left[\frac{\partial \tau}{\partial x} \right]_{x=x_n} \tau_n^3 + \\ &+ \frac{1}{2} h^2 \left\{ 12 \tau_n^2 \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 + 4 \tau_n^3 \left[\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} \right] \right\}_{x=x_n} + \dots \end{aligned}$$

Die Glieder, welche h in höherer als zweiter Ordnung enthalten, können vernachlässigt werden. Durch Einsetzen in Gleichung (69) wird für beliebiges x

$$(71) \quad \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} (\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot \tau^3) + \\ + 12 \sigma_{e_t} \cdot h \tau^2 \cdot \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 = C^* \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

oder in anderer Schreibweise:

$$(72) \quad \frac{\partial (\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot \tau^3) \frac{\partial \tau}{\partial x}}{\partial x} = C^* \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

woraus die beiden simultanen Gleichungen erster Ordnung

$$(73) \quad \frac{\partial \tau}{\partial x} = - \frac{1}{\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot \tau^3} \cdot q \\ \frac{\partial q}{\partial x} = - C^* \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

hervorgehen.

Die Gleichungen (73) unterscheiden sich von den Gleichungen (25) und (26) nur dadurch, dass an Stelle der Konstanten λ der von der Temperatur τ abhängige Ausdruck $\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot \tau^3$ tritt.

Die Gleichung (72) ist in dieser allgemeinen Form nicht lösbar. Wir müssen uns daher mit der Betrachtung von vereinfachten Fällen begnügen.

1. Der Wärmeübergang erfolge durch Strahlung.

Für den Fall

$$(74) \quad \lambda^* = \lambda_0 \frac{2 \delta}{h} \ll 4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot \tau^3$$

d. h. wenn der Wärmeübergang innerhalb des porösen Materials ausschliesslich durch Strahlung erfolgt, kann die Wärmeausbreitung berechnet werden. Diese Voraussetzung trifft zu für sehr kleine Werte von δ/h , d. h. bei gegenüber dem Schichtabstand h sehr geringer Schichtdicke δ . Die Differentialgleichung (84) vereinfacht sich in diesem Fall folgendermassen:

$$(75) \quad \frac{\partial \left\{ 4 \sigma_{e_t} \cdot h \tau^3 \frac{\partial \tau}{\partial x} \right\}}{\partial x} = C^* \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

Für diesen Fall wurde von *F. Fischer* [1] eine Lösung auf folgende Weise gefunden:

Mit Hilfe der Substitution

$$(76) \quad u = \tau^4$$

geht (75) über in

$$(77) \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{C^*}{4 \sigma_{e_t} \cdot h \cdot u^{3/4}} \cdot \frac{\partial u}{\partial t}$$

Den Augenblickswert von u können wir in gleicher Weise wie vorher τ in einen stationären Anteil mit überlagerten sinusförmigen Schwankungen zerlegen.

$$(78) \quad u = U + \mathfrak{U} \cdot \varepsilon^{j\omega t}$$

so dass aus (77) die beiden totalen Differentialgleichungen

$$(79) \quad \frac{d^2 \mathfrak{U}}{dx^2} = 0 \quad \text{und}$$

$$(80) \quad \frac{d^2 \mathfrak{U}}{dx^2} = j\omega C^* \cdot \frac{1}{4 \sigma_{e_t} \cdot h U^{3/4}} \cdot \mathfrak{U}$$

hervorgehen, wobei an Stelle von $u^{3/4}$ der stationäre Wert $U^{3/4}$ eingesetzt wurde.

Aus (79) wird für den stationären Anteil:

$$(81) \quad U = U_1 \cdot \frac{x}{H}$$

d. h. es wird die stationäre Temperatur

$$(82) \quad T = T_1 \left(\frac{x}{H} \right)^{1/4}$$

(T_1 = Temperatur an der Stelle $x = H$,
 $T = 0$ für $x = 0$).

Für $U^{3/4}$ kann nach Gleichung (81) in (80) eingesetzt werden, worauf mit der Abkürzung

$$(83) \quad \vartheta = \sqrt{\frac{\omega C^* \cdot h}{4 \sigma_{e_t} \cdot U^{3/4}}} = \sqrt{\frac{3 \omega c \cdot s \cdot \delta}{4 \sigma_{e_t} \cdot T_1^3}}$$

die Gleichung

$$(84) \quad \frac{d^2 \mathfrak{U}}{d \left(\frac{x}{H} \right)} - j \frac{\vartheta^2}{h^2} \cdot H^2 \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{-3/4} \cdot \mathfrak{U} = 0$$

hervorgeht.

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist die Zylinderfunktion der Ordnung $4/5$:

$$(85) \quad \mathfrak{U} = \sqrt{\frac{x}{H}} \cdot Z_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} H \cdot \frac{\vartheta}{h} \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{5/8} \cdot \sqrt{-j} \right\}$$

Es wird daraus für \mathfrak{I} , unter Berücksichtigung der Randbedingungen

$$x = 0 : \mathfrak{I} = 0 \\ x = H : \mathfrak{I} = \mathfrak{I}_1$$

$$(86) \quad \mathfrak{I} = \mathfrak{I}_1 \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{1/2} \frac{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} H \cdot \frac{\vartheta}{h} \left(\frac{x}{H} \right)^{5/8} \sqrt{-j} \right\}}{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} \vartheta \cdot H \cdot \sqrt{-j} \right\}}$$

Dabei wurde die Proportionalität zwischen \mathfrak{I} und \mathfrak{U} vorausgesetzt, was für $\frac{\mathfrak{I}}{T} \ll 1$ ohne weiteres zutrifft.

Zur Berechnung der in den Körper eindringenden Wechselleistung müssen wir auf das unstetige Problem zurückgehen und die Wärmebilanz für die äusserste Schicht ($x = H$) aufstellen. Die Betrachtung des kontinuierlichen Problems anhand der Lösung (86) für \mathfrak{I} würde einen kleineren Eingangsleistungswert für den bombardierten Körper ergeben, als es tatsächlich beim geschichteten Material der Fall ist, bei dem ja die gedachte mittlere Wärmekapazität für die Abmessungen der Hohlräume in einer äussersten Schicht konzentriert ist.

Von der der Schicht an der Stelle $x = H$ zugeführten Leistung wird ein Teil nach vorne abgestrahlt

$$(87) \quad \mathfrak{Q}_{s_1} = 4 \sigma_{e_t} T_1^3 \mathfrak{I}$$

ein Teil der Wärme wird für die Erhitzung der ersten Schicht benötigt

$$(88) \quad \mathfrak{Q}_c = j\omega c \cdot s \cdot \delta \cdot \mathfrak{I}$$

und ein dritter Teil dringt in den Körper ein.

$$\begin{aligned}
Q_1 &= -4\sigma_{e1} \cdot h \cdot T_1^3 \cdot \left[\frac{d\mathcal{I}}{dx} \right]_{x=H} \quad (89) \\
&= -\mathcal{I}_1 \cdot 4\sigma_{e1} \cdot h \cdot T_1^3 \cdot \\
&\quad \cdot \left[\frac{\vartheta}{h} \cdot \sqrt{-j} \left(\frac{x}{H} \right)^{1/8} \cdot \frac{J_{-1/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{5/8} \sqrt{-j} \right\}}{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} \right\}} \right]_{x=H} \\
&= -\mathcal{I}_1 \cdot 4\sigma_{e1} \cdot T_1^3 \cdot \vartheta \cdot \sqrt{-j} \cdot \frac{J_{-1/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} \right\}}{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} \right\}}
\end{aligned}$$

Zur Berechnung des maximalen Aussteuerungsfaktors benötigen wir noch die Kenntnis der zugeführten Gleichstromleistung, sie ist gleich der Summe der abgestrahlten und der in den Körper eindringenden Gleichstromleistung:

$$\begin{aligned}
(90) \quad Q_z &= Q_s + Q_1 = \sigma_{e1} \cdot T_1^4 + \sigma_{e1} \cdot T_1^4 \cdot \frac{h}{H} = \\
&= \sigma_{e1} \cdot T_1^4 \cdot \left(1 + \frac{h}{H} \right)
\end{aligned}$$

Der maximale Aussteuerungsfaktor

$$(91) \quad p_{\max} = \frac{Q_{s, \max}}{Q_s}$$

ist definiert für $Q_z = Q_s$, d. h. es wird aus (87), (88), (89) und (90)

$$\begin{aligned}
(92) \quad p_{\max} &= \left| \frac{Q_z}{Q_s} \cdot \frac{1}{\frac{Q_{s1} + Q_c + (-Q_1)}{Q_{s1}}} \right| = \left(1 + \frac{h}{H} \right) \cdot \\
&\quad \cdot \left| \frac{1}{1 + \vartheta \sqrt{-j} \frac{J_{-1/5} \left\{ \frac{8}{5} H \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} \right\}}{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} H \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} \right\}} + j \frac{\vartheta^2 h^2}{3}} \right|
\end{aligned}$$

Für hohe Frequenzen ist $\vartheta/h \gg 1$, so dass die Besselschen Funktionen durch Kreisfunktionen dargestellt werden können; es wird dann

$$\begin{aligned}
(93) \quad \frac{J_{-1/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} H \cdot \sqrt{-j} \right\}}{J_{4/5} \left\{ \frac{8}{5} \frac{\vartheta}{h} H \cdot \sqrt{-j} \right\}} &\approx \frac{-\sin \left\{ \frac{8}{5} H \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} - \frac{13}{20} \pi \right\}}{\cos \left\{ \frac{8}{5} H \frac{\vartheta}{h} \sqrt{-j} - \frac{13}{20} \pi \right\}} \approx j
\end{aligned}$$

woraus nach Bildung des Absolutwertes für p_{\max} hervorgeht

$$(94) \quad p_{\max} \approx \left(1 + \frac{h}{H} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + \vartheta \cdot \sqrt{2} + \vartheta^2 + \frac{\sqrt{2}}{3} \vartheta^3 + \frac{\vartheta^4}{9}}}$$

Wenn man nach Gleichung (94) den maximalen Aussteuerungsfaktor berechnet, so erhält man beispielsweise für ein Material aus Kohleschichten von $0,1 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke, d. h. etwa der Wandstärke von Holundermarkkohle bei 2000 Hz noch 16 %. Dieser Wert kann als sehr günstig angesprochen werden im Vergleich zu modulierbaren Glühfäden

oder Folien aus dünnem Metall, bei denen die Modulierbarkeit für 2000 Hz 1 % kaum übersteigt.

Infolge des Faktors $\left(1 + \frac{h}{H} \right)$ ist die Aussteuerung bei einer kleinen Anzahl von Schichten $M = \frac{H}{h}$ etwas grösser, als im Falle einer unendlichen Dicke der Schichtenfolge. Die geringe Verbesserung wird durch die gekühlt gedachte Unterlage hervorgerufen. Da aber bei diesen Berechnungen nur der Wärmeübergang durch Strahlung berücksichtigt wurde, so ist die nach der Rückseite abgeführte Wärme höchstens so gross wie die nach vorne abgestrahlte Wärme (für $\frac{h}{H} = 1$).

Durch Verkohlen von pflanzlichen Zellgeweben können praktisch Zellengerüste mit beliebig dünner Wandstärke und von annähernd beliebiger Zellengrösse hergestellt werden. Für Zellengerüste unter $0,1 \mu$ Wandstärke ist aber die mechanische Festigkeit sehr gering, zudem ist die infolge der Verdampfung benötigte Materialreserve klein, so dass die Verwendung solcher Zellengerüste wenig zweckmässig ist. Es ist aber zu erwarten, dass ein wesentlicher Gewinn erzielt werden kann, wenn die Zellwände so dick gemacht werden, dass eine Wärmeabführung nach der Rückseite durch direkte Wärmeleitung innerhalb der Zellwände zustande kommt. Insbesondere bei der Betrachtung eines zellenartigen Gerüsts aus Wolfram ist die Wärmeleitung durch die Zellwände von wesentlichem Einfluss, weil bei diesem Material die Wärmeleitfähigkeit erheblich grösser ist als bei Kohle und andererseits infolge des niedrigen Emissionskoeffizienten die durch Strahlung übertragene Wärme geringer ist als bei einem geschichteten Material aus Kohle.

Um die Richtigkeit dieser Annahme und die Brauchbarkeit zellenartiger Gerüste aus metallischen Stoffen zu untersuchen, soll im folgenden eine angenäherte Lösung der Differentialgleichung (72) abgeleitet werden, welche sowohl den Wärmeübergang durch Strahlung als auch denjenigen durch Leitung berücksichtigt.

2. Wärmeausbreitung durch Strahlung und Leitung.

Wir gehen aus von der partiellen Differentialgleichung (72) für die Augenblickswerte der Temperatur

$$(72) \quad \frac{\partial (\lambda^* + 4\sigma_{e1} \cdot h \cdot \tau^3)}{\partial x} \frac{\partial \tau}{\partial x} = C^* \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

Diese Gleichung kann zunächst für stationäre Vorgänge $\left(\frac{\partial \tau}{\partial t} = 0 \right)$ gelöst werden, woraus der Verlauf der mittleren Temperatur $T = f(x)$ hervorgeht.

Für die sinusförmigen zeitlichen Schwankungen müssen wir zur Lösung an Stelle der nichtlinearen Gleichung, mit einer linearen Gleichung rechnen. Da wir es bei den Wechselvorgängen nur mit relativ kleinen, einem Gleichstromanteil über-

lagerten Schwankungen zu tun haben, so ist es möglich, an Stelle des vom Augenblickswert der Temperatur abhängigen Ausdruckes

$$\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h \tau^3$$

mit dem nur vom Mittelwert (T) der Temperatur abhängigen Ausdruck

$$\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} \cdot h T^3$$

zu rechnen. Der letztere kann aus der stationären Temperaturverteilung $T = f(x)$ als Funktion von x dargestellt werden, so dass das Problem auf eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung mit nicht konstanten Koeffizienten von folgender Form zurückgeführt ist:

$$(95) \quad \frac{\partial \left\{ g(x) \frac{\partial \mathfrak{I}}{\partial x} \right\}}{\partial x} = j \omega C^* \cdot \mathfrak{I}$$

($g(x)$ = Verlauf des Wärmeleitwertes längs der x -Achse).

I. Berechnung der stationären Temperaturverteilung.

An Stelle des Augenblickswertes τ in Gleichung (72) setzen wir den Mittelwert T der Temperatur ein. Dann gilt für T die Gleichung:

$$(96) \quad \frac{d(\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} h T^3) \frac{dT}{dx}}{dx} = 0$$

oder integriert

$$(97) \quad (\lambda^* + 4 \sigma_{e_t} h T^3) \frac{dT}{dx} = \text{const.} = -Q_1$$

d. h. der stationäre Wärmefluss ist in jedem Querschnitt derselbe.

Durch Integration der Gleichung (97) und unter Berücksichtigung der Randbedingungen

$$\begin{aligned} x = 0 : T = 0 \\ x = H : T = T_1 \end{aligned}$$

bekommt man für die stationäre Temperaturverteilung

$$(98) \quad -Q_1 \cdot x = \lambda^* \cdot T + \sigma_{e_t} \cdot h \cdot T^4$$

wobei Q_1 durch die Temperatur T_1 festgelegt ist durch

$$(99) \quad Q_1 = - \frac{\lambda^* T_1 + \sigma_{e_t} h \cdot T_1^4}{H}$$

Es geht daher als Beziehung zwischen der Temperatur T und der Koordinate x die folgende Gleichung hervor:

$$(100) \quad \frac{x}{H} = \frac{T}{T_1} \cdot \frac{\lambda^* + \sigma_{e_t} h T^3}{\lambda^* + \sigma_{e_t} h T_1^3}$$

Aus dieser Gleichung lässt sich T nicht explizit als Funktion von x ausdrücken, und es kann daher auch der Ausdruck für die effektive Wärmeleitfähigkeit

$$(101) \quad g(x) = \lambda^* + 4 \sigma_{e_t} h T^3$$

nicht ohne weiteres als Funktion von x dargestellt werden.

Wenn wir abkürzend das Verhältnis des Strahlungswärmeleitwertes zum Leitwert der Wärmeleitung mit ε

$$(102) \quad \varepsilon = \frac{\sigma_{e_t} \cdot h \cdot T_1^3}{\lambda^*} = \frac{\sigma_{e_t} \cdot h^2 \cdot T_1^3}{2 \delta \lambda_0}$$

bezeichnen, so wird aus (100) und (101)

$$(103) \quad g(x) = \lambda^* \left[1 + 4 \varepsilon \left(\frac{T}{T_1} \right)^3 \right]$$

$$(104) \quad \frac{x}{H} = \frac{T}{T_1} \cdot \frac{1 + \varepsilon \left(\frac{T}{T_1} \right)^3}{1 + \varepsilon}$$

In unserem Falle interessiert insbesondere der Verlauf des Wärmeleitwertes in der Umgebung von $x = H$, d. h. in kleinen Abständen von der erhitzten Oberfläche. Wie später gezeigt wird, ist bei hohen Frequenzen die Eindringtiefe der Wechseltemperatur in das Material sehr gering, so dass tatsächlich nur der Verlauf des Wärmeleitwertes in diesem Gebiet für die Ausbreitung der Wechseltemperatur massgebend ist.

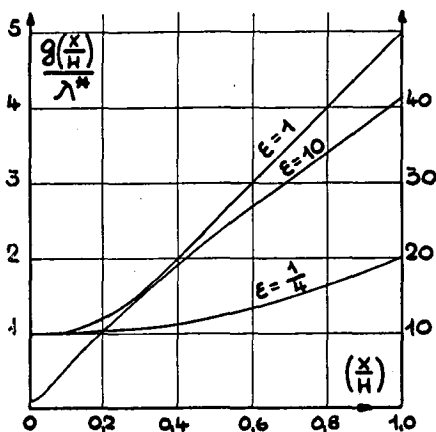


Abb. 11. Verlauf des Wärmeleitwertes als Funktion von $\left(\frac{x}{H}\right)$ für verschiedene ε . Für $\varepsilon = 1$ und $\frac{1}{4}$ gilt als Ordinate der Maßstab links, für $\varepsilon = 10$ der Maßstab rechts.

In Abb. 11 ist für einige Werte von ε der exakte Verlauf von $g(x)$ berechnet worden (für $\varepsilon \gg 1$ geht das Problem in das im vorigen Abschnitt behandelte über). Wie man aus den Kurven erkennt, ist $g(x)$ in allen Fällen in der Umgebung von $x = H$ angenähert eine Gerade. Es ist daher ohne Einbusse an Genauigkeit möglich, die Funktion $g(x)$ in eine Reihe zu entwickeln und diese nach dem Gliede erster Ordnung abzurechnen.

Aus den Gleichungen (103) und (104) erhält man leicht folgende Entwicklung:

$$(105) \quad g(x) = g(H) + g'(H) (x - H) = \lambda^* \left\{ 1 + 4 \varepsilon + \frac{12 \varepsilon (1 + \varepsilon)}{H \cdot (1 + 4 \varepsilon)} (x - H) \right\}$$

II. Berechnung der Wärmeausbreitung für Wechselvorgänge.

Wir gehen aus von der Grundgleichung (95) und setzen für $g(x)$ den Ausdruck (105) ein, der in der Umgebung von $x = H$ den Verlauf des Wärmeleitwertes mit guter Näherung wiedergibt. Damit wird aus (95)

$$d\lambda^* \left\{ 1 + 4\varepsilon + \frac{12\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+4\varepsilon} (x-H) \right\} \frac{d\mathfrak{T}}{dx} = j\omega C^* \cdot \mathfrak{T} \quad (106)$$

Durch die Substitution

$$(107) \quad z = 1 + 4\varepsilon + \frac{12\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+4\varepsilon} \left(\frac{x}{H} - 1 \right)$$

und mit $C^* = c \cdot s \cdot \frac{3\delta}{h}$ und $\lambda^* = \lambda_0 \frac{2\delta}{h}$ wird aus (106)

$$(108) \quad \frac{d \left\{ z \frac{d\mathfrak{T}}{dz} \right\}}{dz} = j \cdot \frac{3\omega \cdot c \cdot s}{2\lambda_0} \cdot H^2 \cdot \frac{(1+4\varepsilon)^2}{144\varepsilon^2(1+\varepsilon)^2} \cdot \mathfrak{T}$$

Wir führen die Bezeichnung

$$(109) \quad a^2 = \frac{2\lambda_0}{3 \cdot c \cdot s} \cdot \left(\frac{12 \cdot \varepsilon (1 + \varepsilon)}{1 + 4\varepsilon} \right)^2$$

ein. Diese Grösse hat die Bedeutung einer Fortpflanzungskonstanten der Wärmeausbreitung und ist nur von den thermischen Daten des porösen Materials abhängig. Die Differentialgleichung (108) geht damit über in

$$(110) \quad z \cdot \frac{d^2\mathfrak{T}}{dz^2} + \frac{d\mathfrak{T}}{dz} - j\omega \cdot H^2 \cdot \frac{1}{a^2} \cdot \mathfrak{T} = 0$$

Die Integration dieser Differentialgleichung führt auf die Lösung

$$(111) \quad \mathfrak{T} = Z_0 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \sqrt{-j\omega z} \right\}$$

wobei mit Z_0 die allgemeine Zylinderfunktion nullter Ordnung bezeichnet wird.

Da für $z=0$ die Temperatur \mathfrak{T} endlich bleiben muss, so scheidet die Neumannsche Funktion als Lösung aus und es bleibt mit der Randbedingung

$$(112) \quad [z]_{x=H} = z_1 = 1 + 4\varepsilon : \mathfrak{T} = \mathfrak{T}_1$$

für die Ausbreitung der Wechseltemperatur der Ausdruck

$$(113) \quad \mathfrak{T} = \mathfrak{T}_1 \cdot \frac{J_0 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \sqrt{-j\omega z} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega (1+4\varepsilon)} \right\}}$$

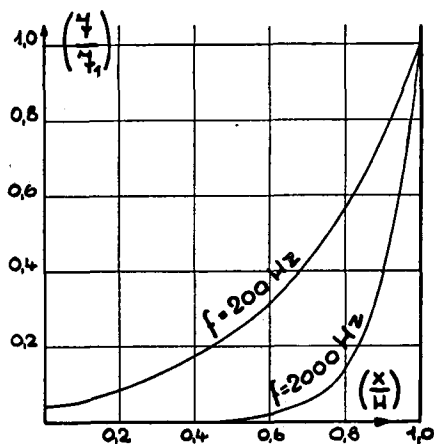


Abb. 12. Die Ausbreitung der Wechseltemperatur in einem porösen Körper.

Für die Frequenzen $f = \frac{\omega}{2\pi} = 200$ Hz und $f = 2000$ Hz wurde aus Gleichung (113) der Verlauf von $\mathfrak{T} = f \left(\frac{x}{H} \right)$ berechnet und in Abb. 12 aufgetragen.

Es wurden dabei die thermischen Konstanten von Wolfram zugrundegelegt. (Dicke der Schichten $\delta = 0,15 \mu$; Abstand der Schichten $h = 60 \mu$; Anzahl der Schichten $\frac{H}{h} = 10$.)

Aus der Darstellung geht hervor, dass für die höhere Frequenz, die uns besonders interessiert, die Eindringtiefe sehr gering ist. Die Amplitude der Wechseltemperatur ist für $\frac{x}{H} = 0,5$ praktisch Null, so dass der Verlauf des Wärmeleitwertes für kleinere Werte von $\frac{x}{H}$ auf das Resultat keinen Einfluss hat. Es stört daher auch nicht, dass wir die Randbedingung für die Stelle $x=0$ nicht genauer definiert haben (was unter Mitbenutzung der Neumannschen Funktion möglich gewesen wäre). Analog wie in einem sehr langen Kabel ist der Ausbreitungsvorgang vom Abschlusswiderstand annähernd unabhängig.

Für die tiefere Frequenz $f=200$ Hz trifft das nicht mehr in dem Masse zu, die Lösung würde nur gelten für einen Abschluss bei $x=0$ mit dem Wellenwiderstand der betreffenden Stelle, wogegen in Wirklichkeit für $x=0$ $\mathfrak{T}=0$ zu setzen wäre. Da es uns aber in erster Linie darauf ankommt, die Modulierbarkeit für hohe Sprachfrequenzen zu untersuchen (für tiefe Frequenzen liegen die Verhältnisse auf alle Fälle günstiger), so soll im folgenden nur die Untersuchung für Frequenzen über 1000 Hz weitergeführt werden.

Zur Berechnung des Aussteuerungsfaktors müssen wir analog wie im vorhergehenden Fall die Wärmebilanz für die äusserste Schicht aufstellen. Es gilt für die zugeführte Wechselleistung

$$(114) \quad \mathfrak{Q}_z = \mathfrak{Q}_s + (-\mathfrak{Q}_1) + \mathfrak{Q}_c$$

Dabei bedeuten:

$$(115) \quad \mathfrak{Q}_s = 4\sigma e_t \cdot T_1^3 \cdot \mathfrak{T}$$

die nach vorn abgestrahlte Wechselleistung,

$$-\mathfrak{Q}_1 = \left[g(x) \cdot \frac{d\mathfrak{T}}{dx} \right]_{x=H} \quad (116)$$

$$= - \left[\frac{2\delta\lambda_0}{h} \cdot z \cdot \mathfrak{T}_1 \cdot \frac{J_1 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \cdot \sqrt{-j\omega z} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \cdot \sqrt{-j\omega (1+4\varepsilon)} \right\}} \right]$$

$$\cdot \left. \frac{H}{a} \cdot \frac{\sqrt{-j\omega}}{\sqrt{z}} \cdot \frac{12\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+4\varepsilon} \cdot \frac{1}{H} \right]_{z=z_1} = - \sqrt{-j} \frac{2\delta\lambda_0}{h}$$

$$\cdot \sqrt{1+4\varepsilon} \sqrt{\frac{3\omega c \cdot s}{2\lambda_0}} \cdot \frac{J_1 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \sqrt{-j\omega (1+4\varepsilon)} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \left(\frac{H}{a} \right) \sqrt{-j\omega (1+4\varepsilon)} \right\}}$$

die in den Körper eindringende Wechselleistung, und

$$(117) \quad \Omega_c = j\omega \cdot c \cdot s \cdot \delta \cdot \mathcal{I}_1$$

die von der ersten Schicht aufgenommene Scheinleistung.

Zur Berechnung des maximalen Aussteuerungsfaktors ist noch die Kenntnis der zugeführten Gleichstromleistung notwendig. Es wird mit Benutzung von Gleichung (99) und (102):

$$(118) \quad Q_z = \Omega_{z_{\max}} = Q_{s_1} + (-Q_1) = T_1 \left(\sigma_{e_1} T_1^3 + \frac{2\delta\lambda_0}{h} \frac{1+\varepsilon}{H} \right)$$

Aus der Definitionsgleichung für den maximalen Aussteuerungsfaktor

$$(119) \quad p_{\max} = \left| \frac{\Omega_{s_{\max}}}{Q_s} \right| = \left| \frac{\Omega_{z_{\max}}}{Q_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Omega_c - \Omega_1}{\Omega_{s_1}}} \right|$$

folgt mit den Gleichungen (114) bis (118)

$$(120) \quad p_{\max} = \left(1 + \frac{2\delta\lambda_0(1+\varepsilon)}{\sigma_{e_1} h T_1^3 H} \right) \cdot \left| \frac{1}{1 - \sqrt{-j} \frac{2\lambda_0\delta\sqrt{1+4\varepsilon}}{4\sigma_{e_1} h T_1^3} \sqrt{\frac{3\omega c s}{2\lambda_0}} \cdot \frac{J_1 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}} + \frac{j\omega c s}{4\sigma_{e_1} T_1^3}} \right|$$

Wenn wir wie im vorigen Abschnitt die Abkürzung

$$\vartheta = \sqrt{\frac{3\omega c \cdot s \cdot \delta}{4\sigma_{e_1} \cdot T_1^3}}$$

einführen, so wird aus (120)

$$(121) \quad p_{\max} = \left[1 + \frac{h}{H} \cdot \left(1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) \right] \cdot \left| \frac{1}{1 - \sqrt{-j} \cdot \vartheta \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{4\varepsilon}} \cdot \frac{J_1 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}} + j \frac{\vartheta^2}{3}} \right|$$

Bei Betrachtung hoher Frequenzen

$$\left(f = \frac{\omega}{2\pi} > 1000 \right)$$

können für die Besselschen Funktionen die Näherungsformeln für grosses Argument benutzt werden, damit wird

$$\frac{J_1 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}}{J_0 \left\{ 2 \frac{H}{a} \sqrt{-j\omega(1+4\varepsilon)} \right\}} \approx j$$

so dass aus (121) hervorgeht

$$(122) \quad p_{\max} = \left[1 + \frac{h}{H} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) \right] \cdot \left| \frac{1}{1 + \sqrt{j} \vartheta \sqrt{1 + \frac{1}{4\varepsilon}} + j \frac{\vartheta^2}{3}} \right|$$

Für grosse Werte von ε , d. h. wenn der Strahlungsleitwert gross ist gegenüber dem Leitungswert, geht Gleichung (122) über in die im vorigen Abschnitt abgeleitete Formel (94).

Wir bilden noch den Absolutwert und erhalten für den Aussteuerungsfaktor der abgestrahlten Leistung bei maximaler Aussteuerung der zugeführten Leistung

$$(123) \quad p_{\max} = \left[1 + \frac{h}{H} \cdot \left(1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \sqrt{2} \cdot \vartheta \sqrt{1 + \frac{1}{4\varepsilon}} + \vartheta^2 \left(1 + \frac{1}{4\varepsilon} \right) + \frac{\sqrt{2}}{3} \vartheta^3 \sqrt{1 + \frac{1}{4\varepsilon}} + \frac{\vartheta^4}{9}}}$$

Aus Gleichung (123) geht hervor, dass auch hier die Aussteuerung wächst für grosse Werte von $\frac{h}{H}$ d. h. für eine geringe Anzahl Schichten. Der Faktor $\frac{h}{H}$ ist aber zum Unterschied gegenüber Gleichung (94) noch multipliziert mit der Grösse $\left(1 + \frac{1}{4\varepsilon} \right)$, es ist daher für kleine ε ein grösserer Aussteuerungsfaktor zu erwarten.

Im Gegensatz zur Formel (94) ist nach Gleichung (123) der Aussteuerungsfaktor nicht nur von der Schichtdicke δ und der Schichtzahl $M = \frac{H}{h}$ abhängig, sondern auch noch von ε , d. h. vom Verhältnis δ/h^2 ; bei der Diskussion der günstigsten Abmessungen des Zellenaufbaus wären daher die drei Parameter δ , h , H unabhängig voneinander zu verändern.

Für die praktische Realisierung des Strahlers besteht aber, infolge der Verdampfung des Materials, eine Grenze für die Abmessungen des Zellengerüsts, weil eine gewisse Materialreserve vorhanden sein muss. Das Volumen des kompakten Materials, das den porösen Körper aufbaut, ist

$$V = 3\delta \cdot \frac{H}{h}$$

Der Aussteuerungsfaktor nimmt sowohl bei Verringerung von δ als auch von $\frac{H}{h}$ bestimmt zu, wie aus Gleichung (123) ohne weiteres hervorgeht, die günstigsten Verhältnisse treten daher bei dem kleinsten möglichen Volumen V auf. Im Abschnitt b wurden die Betriebstemperaturen für verschiedene Materialien berechnet, unter der Annahme, dass nach 300 Stunden eine Schichtdicke von $2,5 \mu$ des kompakten Materials abgedampft werde. Wenn wir für unseren Strahler das doppelte Volumen als Anfangswert vorschreiben, so wird das Volumen V des Zellwandmaterials pro Quadratzentimeter Oberfläche

$$(124) \quad V = 3\delta \cdot \frac{H}{h} \geq 5 \cdot 10^{-4}$$

Mit diesem Wert für $3\delta \frac{H}{h}$ wurden für verschiedene Werte von δ und h die maximalen Aussteuerungsfaktoren berechnet und in Abb. 13 dargestellt. Wie aus den Kurven hervorgeht, nimmt die Aussteuerung mit wachsender Schichtdicke nicht mehr monoton ab, sie wächst vielmehr für $\delta > 10^{-5}$ cm stark an. Für die praktische Realisierung des Zellengerüsts ist gerade diese Tatsache ausserordentlich wertvoll, denn die Herstellung von Zellengerüsten mit geringerer Zellwandstärke als 10^{-5} cm bereitet ausserordentliche Schwierigkeiten und zudem ist ein Betrieb mit solchen Materialien infolge der geringen mechanischen Festigkeit sehr erschwert.

Wir betrachten daher im folgenden insbesondere Zellengerüste mit Zellwandstärken δ über 10^{-5} cm und Zellenabständen h kleiner als 10^{-2} cm. Für diese Abmessungen wird aber

$$(125) \quad \varepsilon = \frac{\sigma e_t \cdot h^2 \cdot T_1^3}{2\lambda_0 \cdot \delta} \ll 1$$

wodurch sich Gleichung (123) wie folgt vereinfacht:

$$(126) \quad p_{\max} \approx \left[1 + \frac{h}{H} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \right]$$

$$\sqrt{1 + \delta \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{4\varepsilon}} + \delta^2 \frac{1}{4\varepsilon} + \delta^3 \frac{1/\sqrt{2}}{3\sqrt{4\varepsilon}} + \frac{\delta^4}{9}}$$

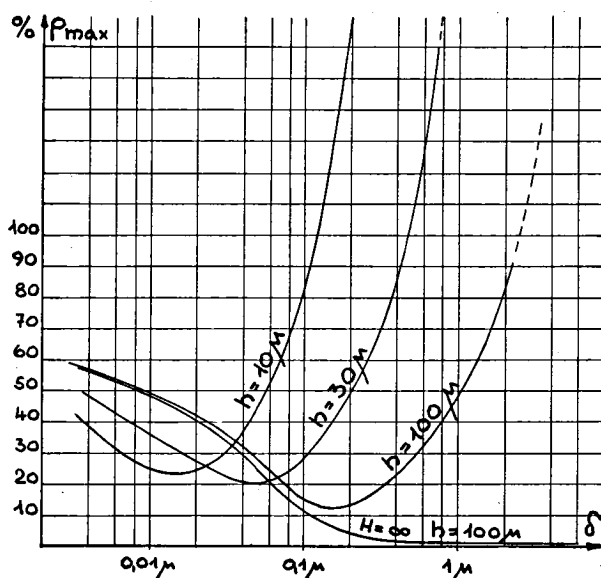


Abb. 13. Maximale Aussteuerung der abgestrahlten Leistung für die Frequenz $f = 2000$ Hz als Funktion von Schichtdicke δ und Schichtabstand h .

Wie aus den Kurven der Abb. 13 hervorgeht, kann für grosse Werte von δ/h ein sehr grosser Aussteuerungsfaktor erreicht werden. In Wirklichkeit ist für das Verhältnis δ/h eine Grenze dadurch festgelegt, dass nur ein beschränkter stationärer Wärmestrom von der Kupferunterlage fortgeleitet und ebenso durch das Elektronenbombardement bei praktisch anwendbaren Anodenspannungen nur eine beschränkte Wärme zugeführt werden kann. Praktisch wird man über eine stationäre Leistungsdichte von 10 Watt/mm² nicht hinausgehen können, weil sonst die Kühlung der Kupferunterlage, die im allgemeinen nur durch Strahlung erfolgen kann, Schwierigkeiten bereitet. Mit vorgeschriebenem Q_1 kann aus den Gleichungen (99) und (74) folgende Beziehung zwischen den Abmessungen δ , h , H aufgestellt werden

$$(127) \quad -Q_1 \geq \lambda_0 \frac{2\delta}{h \cdot H} \cdot T_1$$

$$\text{oder mit } -Q_1 = 10 \frac{\text{Watt}}{\text{mm}^2} = 10^3 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$$

$$\lambda_0 = 0,9 \frac{\text{W}}{\text{grad cm}}$$

$$T_1 = 2000^\circ$$

$$\text{wird (128) } \frac{\delta}{h \cdot H} \leq 2,8$$

Wenn wir noch die Beziehung (124) für minimales Volumen einführen, so ergibt sich als Grenze für das Verhältnis δ/h :

$$(129) \quad \frac{\delta}{h} \leq 2,2 \cdot 10^{-2}$$

In Abb. 13 sind die Gebiete, für welche diese Schranke überschritten wird, gestrichelt eingezeichnet.

Wie aus der graphischen Darstellung hervorgeht, ist für kleine Zellgrössen (ca. 10 – 30μ) und Zellwandstärken von ca. $0,1$ – $0,4 \mu$ die erreichbare

Aussteuerung ausserordentlich gross. Unsere ganze Berechnung ist aber unter der Voraussetzung kleiner Aussteuerungen durchgeführt worden, die Diskussion ist daher beispielsweise richtig, wenn die zugeführte Leistung nur zu einem Bruchteil ausgesteuert wird. In diesem Falle erniedrigen sich alle berechneten Werte um den Faktor p_z der Aussteuerung der zugeführten Leistung. Die Unterschiede in der Aussteuerung der abgestrahlten Leistung, wie sie aus den Kurven der *Abb. 13* hervorgehen, bleiben dadurch erhalten, so dass eine qualitative Diskussion anhand der *Abb. 13* möglich ist. Praktisch werden die berechneten Daten bis zu Aussteuerungen von ca. 40 % richtig sein; in den Fällen, bei denen die Berechnung eine grössere maximale Aussteuerung ergibt, ist das ein Zeichen dafür, dass eine geringere als die maximal mögliche Amplitude der zugeführten Leistung genügt, um diese Aussteuerung von beispielsweise 40 % zu erreichen. Wenn wir bedenken, dass eine 40-prozentige Aussteuerung der abgestrahlten Leistung ungefähr eine 70prozentige Aussteuerung des Photostromes am Empfänger bedeutet, so sind die Ergebnisse der Berechnung als überraschend günstig zu bezeichnen.

Diese Resultate sind naturgemäss nur dem Umstand zu verdanken, dass eine ideale Wärmeableitung an der Rückseite des Anodenmaterials vorausgesetzt wurde. Wenn wir beispielsweise eine unendliche Dicke der Schichtenfolge annehmen, so nimmt die Aussteuerung mit wachsender Schichtdicke sehr stark ab, wie aus der in *Abb. 13* eingezeichneten Kurve für $H = \infty$ hervorgeht.

Aus den andern Kurven der *Abb. 13* geht aber hervor, dass beispielsweise für ein Zellengerüst mit einer Zellwandstärke von $\delta = 0,2 \mu$, einer Zellengrösse $h = 10 \mu$ und einer gesamten Dicke der Schichtenfolge von

$$H = \frac{h}{\delta} \cdot \frac{5}{3} \cdot 10^{-4} = 83 \mu$$

e) Zusammenstellung der in den Berechnungen verwendeten Bezeichnungen und Zahlenwerte.

τ	Augenblickswert der Temperatur		q	Augenblickswert des Wärmestroms (Wärmemenge, welche pro Flächen- und Zeiteinheit im Sinne wachsender x fliesst)	
τ_1	Temperatur an der Oberfläche des erhitzten Körpers ($x = H$)	[° Kelvin]	q_z	Die dem Körper zugeführte Wärme	[$\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$]
τ_0	Temperatur an der Rückseite des erhitzten Körpers ($x = 0$)		$-q_1$	Die an der erhitzten Oberfläche in den Körper eindringende Wärme	
T, T_1, T_0	Stationärer Wert (arithmetischer Mittelwert) der Temperatur		q_0	Die auf der Rückseite austretende Wärme	
$\mathfrak{I}, \mathfrak{I}_1, \mathfrak{I}_0$	Amplitude der sinusförmigen Schwankungen	q_s	Die abgestrahlte Wärme		
c	Spezifische Wärme Wolfram: $c = 0,2$ Kohle: $c = 1,66$	[$\frac{\text{Joule}}{\text{grad gramm}}$]	Q, Q_z, Q_s	Stationärer Wert des Wärmestroms	
s	Spezifisches Gewicht Wolfram: $S = 18$ Kohle: $S = 1,8$	[$\frac{\text{gramm}}{\text{cm}^3}$]	$\Omega, \Omega_z, \Omega_s$	Amplitude der sinusförmigen Schwankungen	
C	Wärmekapazität vom kompakten Material pro Volumeneinheit	[$\frac{\text{Joule}}{\text{grad cm}^3}$]	$\lambda (\lambda_0)$	Wärmeleitfähigkeit von kompaktem Material Wolfram: $\lambda = 0,9$ Kohle: $\lambda = 0,6$ (bei 2100 °K)	[$\frac{\text{Watt cm}}{\text{cm}^2 \text{ grad}}$]
a^2	Ausbreitungskonstante für kompaktes Material.	für [$\frac{\text{cm}^2}{s}$]	σ	Stefan-Bolzmannsche Strahlungskonstante $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12}$	[$\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ grad}^4}$]

die zugeführte Leistung nur zu 22,6 % ausgesteuert werden muss, um eine 40prozentige Aussteuerung der abgestrahlten Leistung zu erhalten, oder wenn wir an Stelle der Frequenz $f = 2000 \text{ Hz}$ mit $f = 10'000 \text{ Hz}$ rechnen, so ist sogar für diese hohe Frequenz bei 100prozentiger Aussteuerung der zugeführten Leistung die abgestrahlte Leistung zu 79 % moduliert.

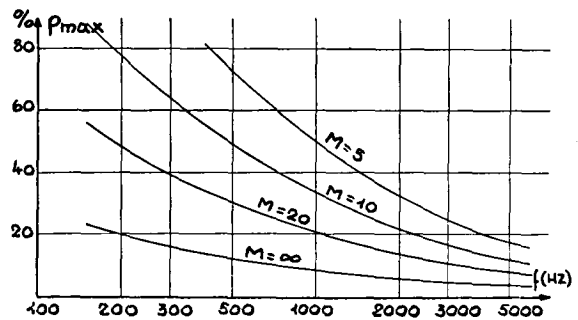


Abb. 14. Maximale Aussteuerung als Funktion der Frequenz für Schichtdicke $\delta = 0,15 \mu$ und Schichtabstand $h = 60 \mu$.

Diesem optimalen Fall wird man allerdings bei der praktischen Ausführung der Zellenmaterialien kaum nahekommen, denn die Herstellung der porösen Materialien mit genau vorgeschriebenen Dimensionen bereitet sehr grosse Schwierigkeiten. Wie aus den folgenden Beschreibungen hervorgeht, sind Materialien mit einer Zellwandstärke von ca. $0,15 \mu$ und Zellengrössen von ca. $60-100 \mu$ hergestellt worden. Für einen solchen Körper ist in *Abb. 14* der nach Gleichung (123) berechnete Frequenzgang für den maximalen Aussteuerungsfaktor aufgezeichnet worden. Aus der *Abbildung* geht z. B. hervor, dass eine 40prozentige Aussteuerung der abgestrahlten Leistung bei einer Dicke der Schichtenfolge über $10 h$ nur für Frequenzen unterhalb von 700 Hz möglich ist.

e_t	Totaler Emissionskoeffizient Wolfram (2500° abs.) $e_t = 0,30$ Kohle (2100° abs.) $e_t = 0,58$	$r = \sqrt{\frac{j\omega C}{\lambda}}$	Fortpflanzungskonstante in homogenen Materialien. $[\text{cm}^{-1}]$
δ	Dicke der Schichten (Zellwände) bei porösen Materialien $[\text{cm}]$	$z = \sqrt{\frac{1}{\lambda \cdot j\omega C}}$	Wellenwiderstand für die Wärmeausbreitung in homogenem Material $[\frac{\text{grad cm}^2}{\text{Watt}}]$
h	Abstand der Schichten $[\text{cm}]$	$\vartheta = \sqrt{\frac{3\omega \cdot c \cdot s \cdot \delta}{4\sigma e_t \cdot T_1^3}}$	Anpassungskennzahl (Verhältnis des kapazitiven Leitwertes zum Strahlungsleitwert)
H	Dicke des erhitzten Körpers, resp. der Schichtenfolge $[\text{cm}]$	$\varepsilon = \frac{\sigma e_t \cdot h^2 T_1^3}{2\delta \lambda_0}$	Verhältnis des Strahlungsleitwertes zum Leitwert durch Wärmeleitung
$M = \frac{H}{h}$	Anzahl der Schichten	$g(x)$	Verlauf des effektiven Wärmeleitwertes längs der x -Koordinate
V	Volumen des kompakten Materials, das den geschichteten Körper aufbaut $[\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2}]$	$\alpha = \sqrt{\frac{2\lambda_0}{3 \cdot c \cdot s} \cdot \frac{12 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \varepsilon)}{1 + 4\varepsilon}}$	Ausbreitungskonstante für geschichtete Materialien $[\text{cm s}^{-1/2}]$
$C^* = \frac{3\delta}{h} c \cdot s$	Effektive Kapazität von geschichtetem Material pro Volumeneinheit $[\frac{\text{Joule}}{\text{grad cm}^3}]$	p_r	Aussteuerungsfaktor der Temperatur $= \frac{\mathfrak{I}}{T}$
$\lambda^* = \frac{2\delta}{h} \cdot \lambda_0$	Effektive Leitfähigkeit von geschichtetem Material $[\frac{\text{Watt cm}}{\text{grad cm}^2}]$	$p_q = p$	Aussteuerungsfaktor der abgestrahlten Leistung $= \frac{\Omega_s}{Q_s}$
$g_s = 4\sigma e_t \cdot T^3$	Strahlungsleitwert für Wechselvorgänge $[\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \text{ grad}}]$ Wolfram (2500°): $g_s = 0,108$ Kohle (2100°): $g_s = 0,123$	p_e	Aussteuerung des Photostromes am Empfänger $= \frac{\mathfrak{I}}{I}$
$K = 3 \cdot c \cdot s \cdot \delta$	Kapazität einer Schicht $[\frac{\text{Joule}}{\text{grad cm}^2}]$		
ω	Kreisfrequenz $= 2\pi f$ $[\text{s}^{-1}]$		

Die Herstellung des Anodenmaterials

a) Ausgangsprodukt für die Herstellung eines Gerüsts.

Die vorhergehenden Berechnungen haben ergeben, dass der Glühkörper für einen mit Tonfrequenzen modulierbaren thermischen Strahler aus einer hochschmelzenden Substanz, wie z. B. Wolfram oder Tantalkarbid, bestehen muss, die zudem zum Zwecke der Verringerung der Wärmekapazität die Form eines sehr porösen Zellengerüsts aufweisen sollte. Die technische Herstellung eines porösen Aufbaus aus Schichten mit der Dicke von zirka $0,1-0,2 \mu$ ist auf direkte Weise nicht möglich. Dagegen stellt uns die Natur im Zellaufbau der Pflanzen die gewünschte Struktur zur Verfügung und es entsteht die Aufgabe, die organischen Substanzen der Zellwände in die hochschmelzenden Stoffe überzuführen. Man wird sich dabei nach einem pflanzlichen Gewebe umsehen, das eine möglichst regelmässige Struktur aufweist bei geringster Zellwanddicke. Diese Forderung ist am besten erfüllt beim Holundermark oder ähnlichen Geweben, die als Mark von Staudenpflanzen vorkommen.

Die Zellen des Holundermarks sind nicht sehr regelmässig gebaut. Bei der Betrachtung eines Schnittes durch das Zellgewebe unter dem Mikroskop erkennt man neben unregelmässigen Schnittfiguren eine grosse Zahl von Sechsecken mit annähernd regelmässiger Form. Der mittlere Durchmesser einer Zelle, als Kugel betrachtet, schwankt je nach der Herkunft des Materials zwischen 60μ und 100μ , die Dicke der Zellwände ist kleiner als 1μ .

Bei allen andern untersuchten pflanzlichen Geweben (verschiedene Hölzer, Mark von verschiedenen Stauden) hat sich ergeben, dass der Zellaufbau weniger regelmässig ist oder in andern Fällen erheblich dickere Zellwände aufweist. Für die weiteren Versuche wurde daher als Ausgangsprodukt immer Holundermark verwendet.

b) Die Herstellung eines Kohlegerüsts.

Die Herstellung eines Kohlegerüsts aus Holundermark ist sehr einfach. Man erhitzt zu diesem Zweck das Holundermark in einer reduzierenden Atmosphäre langsam auf Temperaturen über 300°C . Dabei verflüchtigen sich die Kohlenwasserstoffe der organischen Verbindungen und es bleibt die amorphe Kohle zurück. Der ursprüngliche Zellaufbau wird dabei in keiner Weise verändert.

Es bleiben aber auch die anorganischen Bestandteile der Zellen zurück. Diese Salze lassen sich zum grössten Teil entfernen, wenn das verkohlte Holundermark längere Zeit im Vakuum oder in einem Wasserstoffstrom bei zirka 900°C geglüht wird, weil die meisten Metallsalze bei dieser Temperatur flüchtig sind.

Bei diesem Prozess ist darauf zu achten, dass der Wasserstoff, welcher als Schutzgas verwendet wird, keinen Sauerstoff, Wasserdampf oder Kohlendioxyd enthält.

Beim Verkohlen des Holundermarks tritt eine geringe Schrumpfung der Zellen ein. Im Mittel beträgt der Durchmesser einer Zelle (als Kugel betrachtet) zirka $60-80 \mu$. Die Dicke der Zellwände, welche uns beim Anodenmaterial besonders interessiert, kann nicht direkt mit dem Mikroskop gemessen werden, weil sie kleiner ist als das Auflösungsvermögen der besten Objektive. Wir können daher die Dicke der Zellwände nur auf folgende Weise abschätzen:

Es ist im Mittel das spezifische Gewicht eines Kohlegerüsts aus Holundermark $s^* = 0,015 \text{ g/cm}^3$. Wenn wir uns das Gerüst aus lauter Würfeln mit der Kantenlänge 60μ aufgebaut denken, so berechnet sich pro Kubikzentimeter die gesamte Fläche der Zellwände zu 500 cm^2 . Das spezifische Gewicht der Kohle, aus der die Zellwände zusammengesetzt sind, wird in der Literatur mit 1,8 angegeben. Die Dicke der Zellwände wird damit

$$d = \frac{0,015}{500 \cdot 1,8} \text{ cm} = 0,17 \mu$$

c) Die Herstellung eines Wolframgerüsts.

1. Aus löslichem Wolframsalz.

Bei diesem Verfahren gelangt das Wolfram in Form einer Lösung durch Diffusion in die Zellen und Zellwände des Holundermarks. Durch Ausfällen der Wolframsäure und nachträgliche Reduktion des Wolframoxyds zu reinem Metall wird ein zellenartiger Aufbau aus metallischem Wolfram gewonnen.

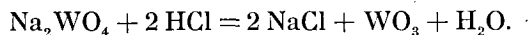
Als wasserlösliches Wolframsalz wird Natriumwolframat (Na_2WO_4) verwendet. Das Holundermark muss zunächst so vorbereitet werden, dass es vollständig vom Lösungsmittel, in unserem Falle Wasser, durchtränkt ist. Es wird deshalb zuerst längere Zeit in destilliertem Wasser gekocht. Das Wasser dringt im Verlauf von einigen Tagen in die

Zellen ein, wobei ausser der Zellulose die meisten Zellbestandteile gelöst werden. Um zugleich die schwerer löslichen anorganischen Verbindungen (Asche) entfernen zu können, wurde das Holundermark auch kurzzeitig mit H_2SO_4 und nachträglich mit NaOH behandelt. Auf diese Weise wurde der Aschegehalt von 1 % beim ungewaschenen Holundermark auf zirka 0,2 % heruntersetzt.

Wenn das Wasser vollständig in die Zellen des Holundermarks eingedrungen ist, was in kochendem Wasser nach zirka 4—6 Tagen der Fall ist (für runde Stücke von zirka 6—10 mm Durchmesser), so wird das Mark in eine Lösung von kochendem Na_2WO_4 gebracht. Die Konzentration dieser Lösung wurde nach folgender Ueberlegung bestimmt:

Um in die Zellen des Holundermarks so viel Wolfram zu bringen, als für den Aufbau eines Wolframgerüsts mit analoger Zellwandstärke wie das Kohlegerüst nötig ist (gleiche Zellengrösse vorausgesetzt), muss die Lösung pro Kubikzentimeter 0,18 g Wolfram enthalten; das entspricht einer Konzentration von 0,29 g wasserfreiem Na_2WO_4 pro Kubikzentimeter. Bei den Versuchen ergab sich aber, dass mit der berechneten Konzentration von 0,29 g/cm³ kein brauchbares Zellengerüst erhalten werden konnte, weil sich beim Ausfällen die Hohlräume der Zellen selbst mit Wolframsäure ausfüllen. Die günstigsten Resultate wurden mit Konzentrationen von 0,04—0,06 g/cm³ erhalten.

Damit das Natriumwolframat vollständig in die Zellwände eindringt, wird die Lösung während 24 Stunden gekocht. Nach dem Erkalten wird kurz mit frischem Wasser gespült und danach mit Salzsäure die Wolframsäure ausgefällt. Die Reaktion erfolgt nach der Gleichung



Die Konzentration der Säure ist ausserordentlich wichtig, sie muss so gross sein, dass beim Eindringen der Säure in die Holundermarkstücke auch bei der teilweisen Neutralisation durch das Natriumwolframat ein Säureüberschuss vorhanden ist, andernfalls hat das Natriumwolframat Zeit, aus dem Innern der Stücke an die Oberfläche zu diffundieren. Bei zu grosser Konzentration der Säure wiederum ist die Ausflockung so grob, dass ein einwandfreier Aufbau des Gerüsts nach der Reduktion nicht erhalten wird.

Bei Holundermark, welches mit einer Lösung von 0,06 g Na_2WO_4 pro Kubikzentimeter versetzt wurde, hat sich eine 4/1 normale Säure als günstig erwiesen.

Die Säure dringt im Verlauf von zirka 48 Stunden vollständig in die Zellwände ein. Um eine möglichst feine Verteilung (Kolloidbildung) der ausgefallten Wolframsäure zu begünstigen, ist es zweckmässig, der Wolframatlösung von Anfang an eine geringe Menge eines Schutzkolloides, beispielsweise Gelatine, beizufügen. Aus demselben Grunde ist die Fällung mit Salzsäure zweckmässiger als mit Schwefelsäure und die Reaktion bei tiefer Temperatur vorzunehmen.

Zur Entfernung der überschüssigen Säure und des entstandenen NaCl wird das nunmehr gelb gefärbte Holundermark während einiger Tage in destilliertem H_2O gewässert.

Nach dem Trocknen wird das wolframhaltige Holundermark im Wasserstoffstrom verkohlt. Die Temperatur wird bei diesem Prozess innerhalb drei Stunden von 200° auf 700° C gesteigert. Die Kohlenwasserstoffe verflüchtigen sich und es bleibt ein wolframhaltiges Kohlegerüst zurück. Aus diesem wolframhaltigen Kohlegerüst kann auf verschiedene Weise das reine Wolframgerüst erhalten werden:

1. Das Kohlegerüst wird in einem Verbrennungsröhr bei einer Temperatur von zirka 500° C verbrannt. Die Luft darf dabei nur in geringen Mengen zugelassen werden, weil bei einer heftigen Verbrennung der Kohle der Aufbau vollständig zerstört würde. Nach dem Verbrennen bleibt ein Gerüst aus reinem Wolframtrioxyd übrig. Es findet im allgemeinen eine geringe Schrumpfung statt. Das spezifische Gewicht des Oxydgerüsts ist im Durchschnitt 0,25 g/cm³, der Zelldurchmesser zirka 30—50 μ . Der zellenartige Aufbau ist im Mikroskop gut erkennbar, die mechanische Festigkeit ist aber sehr gering.

Das Oxydgerüst wird nun in einer Wasserstoffatmosphäre reduziert. Die Reduktion muss so ausgeführt werden, dass die Korngrösse des entstehenden Wolframs möglichst klein ist. Man erreicht das dadurch, dass bei tiefen Temperaturen und mit geringer Wasserstoffdurchflussmenge gearbeitet wird. Es hat sich als günstig erwiesen, die Reduktion im Verlauf von zirka 3 Stunden bei allmählicher Steigerung der Temperatur von 600—1000° C durchzuführen.

Auch bei diesen Versuchen wurde mit technischem Wasserstoff gearbeitet, der in bekannter Weise von Sauerstoff und Wasserdampf gereinigt wurde.

Nach diesem Prozess ist das Oxydgerüst in ein reines Metallgerüst übergeführt. Die mechanische Festigkeit ist aber noch sehr gering und es muss durch ein längeres Sintern bei höherer Temperatur eine Verfestigung erzielt werden. Das Sintern erfolgt zweckmässig im Vakuum bei einer Temperatur von 1200° C (6 Stunden), darauf 1600° C (6 Stunden) und 2000° C (12 Stunden). Zu diesem Zweck wurde ein Kathodenstrahlrohr konstruiert, der es gestattet, in einem Wolframschiffchen eine Temperatur bis zu 2400° abs. zu erreichen. Durch das Sintern erhält das lockere Wolframgerüst ein metallisch glänzendes Aussehen. Es findet dabei aber eine beträchtliche Schrumpfung statt, im allgemeinen auf ca. $\frac{1}{2}$ — $\frac{1}{4}$ der ursprünglichen Grösse. Dadurch wird das spezifische Gewicht des Zellgerüsts auf ca. 1 g/cm³ erhöht.

2. Das wolframhaltige Kohlegerüst wird zunächst in reinem Wasserstoff bei ca. 800° C gegläht. Bei dieser Temperatur beginnt bereits die Reduktion des Wolframtrioxyds zu Wolfram-

dioxyd [8]. Die Temperatur wird darauf auf 1000°C und nach einiger Zeit bis 1200°C gesteigert und bei dieser Temperatur der Glühprozess während ca. 4 Stunden fortgesetzt. Die Kohle wird dabei vom Wasserstoff unter Bildung von Kohlenwasserstoff allmählich weg gelöst und es bleibt schliesslich ein reines Wolframgerüst zurück. Es ist aber auch hier ein Sintervorgang analog wie im vorhergehenden Fall erforderlich, um die nötige mechanische Festigkeit zu erzielen.

Bei beiden Herstellungsverfahren hat das Endprodukt infolge der Schrumpfung beim Sintern nicht genau die Eigenschaften, wie sie auf Grund der Berechnungen gefordert werden müssen, und zwar ist trotz der gewählten niedrigen Konzentration der Wolframatlösung das spezifische Gewicht des entstandenen Wolframgerüsts zu gross, resp. die Zellen sind zu dickwandig. Es wurde auch geprüft, ob mit geringeren Konzentrationen der Wolframatlösung bessere Ergebnisse zu erzielen seien. Dabei ergab sich, dass bei geringeren Konzentrationen das Oxydgerüst zwar gut erhalten war, beim Sintern erfolgte jedoch eine stärkere Schrumpfung, so dass das Endprodukt noch ungünstiger ausfiel als im vorhergehenden Falle.

2. Aus Wolframdioxyd im Vakuum.

Wie schon erwähnt wurde, hat die Herstellung eines Wolframgerüsts über das Oxydgerüst den Nachteil, dass nach der Reduktion des Oxydes zu reinem Metall eine so starke Schrumpfung eintritt, dass der zellenartige Aufbau nicht mehr den Anforderungen für eine geringe Wärmeträgheit entspricht. Die starke Schrumpfung ist in erster Linie darauf zurückzuführen, dass die spezifische Dichte von Wolframdioxyd erheblich geringer ist als diejenige von reinem Wolfram. Es tritt daher bei der Reduktion eine Verminderung des Volumens ein, welche naturgemäss nicht nur in Richtung einer Reduktion der Zellwandstärke, sondern auch in der Verkleinerung der Zellengrösse sich auswirkt.

Um diese starke Schrumpfung zu vermeiden, musste daher ein Verfahren gefunden werden, bei dem sich direkt metallisches Wolfram in der Weise an die Zellwände des Holundermarks anlagert, dass ein stabiler Aufbau entsteht. Dieses Ziel konnte auf folgende Weise erreicht werden:

In einem geschlossenen Tiegel werden zusammen mit einer geringen Menge Wolframdioxyd einige Stücke von aus Holundermark gewonnenem Kohlegerüst im Vakuum geglüht. Das Wolframdioxyd hat die Eigenschaft, bei Temperaturen über 900°C zu verdampfen. Es entsteht daher bei dieser Temperatur im geschlossenen Tiegel eine Wolframoxymosphäre. An allen Stellen, wo das Wolframoxym mit Kohle in Berührung kommt, wird es unter Bildung von Kohlenmonoxyd zu reinem Wolfram reduziert und bleibt daher an der betreffenden Stelle liegen. Durch das Arbeiten im Vakuum bei ständig laufender Hochvakuumpumpe wird das entstehende Kohlenmonoxyd weggeführt,

die Konzentration des Wolframoxymdampfes bleibt aber infolge weiterer Verdampfung dauernd erhalten.

Der ganze Prozess muss sehr langsam vor sich gehen, weil sonst die Konzentration des Kohlenmonoxyds zu sehr ansteigt und das bereits reduzierte Wolfram wieder in Wolframoxym zurück-

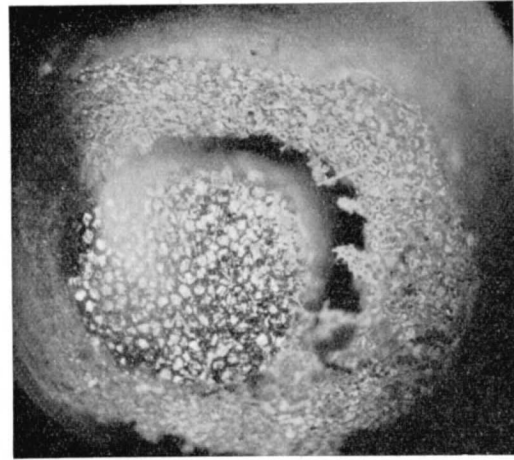


Abb. 15. Mikroaufnahme eines Wolfram-Zellengerüsts. (Vergrösserung 20fach.)



Abb. 16. Mikroaufnahme eines Wolframoxym-Gerüsts. (Vergrösserung 120fach.)

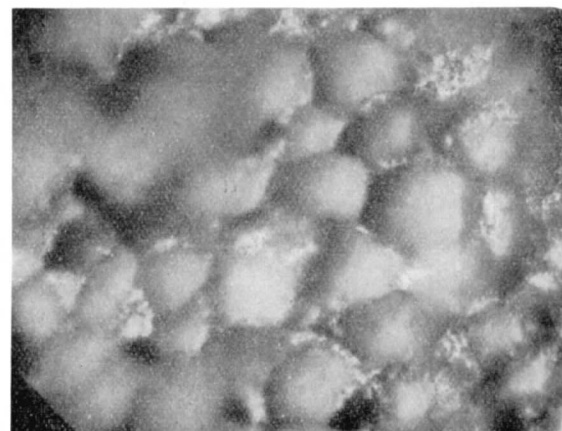


Abb. 17. Mikroaufnahme nach der Reduktion zu reinem Wolfram. (Vergrösserung 250fach.)

geführt wird. Aus dem gleichen Grunde ist die Verwendung von normalem gelbem Wolframtrioxyd nicht möglich. Das Wolframtrioxyd wurde nach der von *van Liempt* [9] angegebenen Weise aus dem Wolframtrioxyd durch Ueberleiten von wasserdampfhaltigem Wasserstoff hergestellt. Der Glühvorgang dauert ca. 12 Stunden, bei einer Temperatur im Vakuumofen von 1100°C und einem Druck von ca. 5×10^{-4} mm Hg. Als Vakuumofen wurde eine Konstruktion verwendet, wie sie für das Ausglühen von Metallen bei der Herstellung von Elektronenröhren gebraucht wird.

Nach Beendigung des Prozesses im Vakuum ist an Stelle der äussersten Kohleschichten Wolfram getreten. Es muss nun die überschüssige Kohle entfernt und Spuren von oxydiertem Wolfram wieder in metallisches Wolfram übergeführt werden. Das geschieht am zweckmässigsten durch Glühen in reinem Wasserstoffstrom, und zwar bei allmählicher Steigerung der Temperatur von 750° bis 1500°C innerhalb von ca. 3 Stunden. Es bleibt dann ein reines Metallgerüst übrig, welches weiterhin im Kathodenstrahlrohr bis auf ca. 2000°C erhitzt werden kann, ohne dass eine Deformation eintritt.

Nach dieser Methode ist es möglich, ein Wolframgerüst zu erhalten von genau gleichem Aufbau wie das ursprüngliche Kohlegerüst. Da das Wolframoxyd nur langsam in das Holundermark eindringt, so ist die Abscheidung in grösseren Tiefen des Holundermarks sehr gering. Praktisch können daher nur Gerüste mit einer Dicke bis zu ca. 0,3 bis 0,4 mm auf diese Weise hergestellt werden. Wie die Berechnungen ergeben haben, ist aber gerade bei diesen Dimensionen ein günstiger Wirkungsgrad bei der Modulation zu erwarten.

Abb. 15 zeigt eine Mikroaufnahme eines nach diesem Prinzip hergestellten Wolframgerüsts vor der Entfernung der überschüssigen Kohle. Man erkennt eine hellere Randpartie, welche aus reinem Wolfram besteht und die tiefer liegenden Schichten aus reiner Kohle.

d) Die Herstellung eines Zellengerüsts aus Tantalcarbid.

Die Herstellung eines Zellengerüsts aus Tantalcarbid kann nicht nach dem gleichen Verfahren durchgeführt werden wie beim Wolfram. Eine Lösung von Tantal, z. B. in Form von Kaliumhexatantalat, hat einen stark basischen Charakter, so dass während der Zeit, in der das Tantalat in die Zellwände eindringt, die Zellulose so stark aufgeweicht wird, dass die Gewebe beim späteren Trocknen einschrumpfen. Auch die Abscheidung von Tantal aus gasförmigen Oxyden, analog wie beim Wolfram, ist nicht möglich, weil die Oxyde des Tantals erst bei sehr hohen Temperaturen flüchtig sind.

In Anlehnung an das von *van Arkel* [12] angegebene Verfahren zur Abscheidung von hochschmelzenden Metallen aus gasförmigen Chloriden musste daher eine Methode ausgearbeitet werden,

bei der das Tantal sich direkt aus der Gasphase an den Zellwänden eines Holundermark-Kohlegerüsts abscheidet. (Vgl. Literatur 13—15.)

Bei diesem Verfahren wird das verkohlte Holundermark in einer Atmosphäre von Tantalchlorid durch Stromdurchgang erhitzt und dadurch an den glühenden Zellwänden eine Abscheidung des Tantals herbeigeführt.

Die Kohlegerüste werden zu diesem Zweck auf die Form kleiner prismatischer Stäbe zugeschnitten. Die Halterung und Stromzuführung erfolgt mit kleinen Klemmbacken. Der Uebergangswiderstand zwischen den Klemmbacken und der Kohle ist zunächst infolge von Verunreinigungen der Kohle (Ueberzug von Salzen) sehr gross, so dass kein Stromdurchgang zustande kommt. Durch längeres Glühen der Kohlegerüste im Vakuum (bei ca. 900°C) können diese soweit gereinigt werden, dass die Erhitzung durch Stromdurchgang möglich wird. Für prismatische Stäbe von 25 mm Länge und 6×6 mm Querschnitt ist dazu eine Spannung von ca. 10 Volt bei einem Strom von ca. 1 Ampère erforderlich. Als Schutzatmosphäre wird reiner Wasserstoff verwendet, wodurch die Abscheidung des Tantals begünstigt wird. Besonderes Augenmerk ist auf die Reinigung, insbesondere die Entfernung von Sauerstoff, zu legen, weil durch Spuren von Sauerstoff oder Wasserdampf das Tantalchlorid zerstört wird. Die Herstellung des Tantalchlorids und die Abscheidung des Tantals erfolgt in der in Abb. 18 schematisch dargestellten Appa-

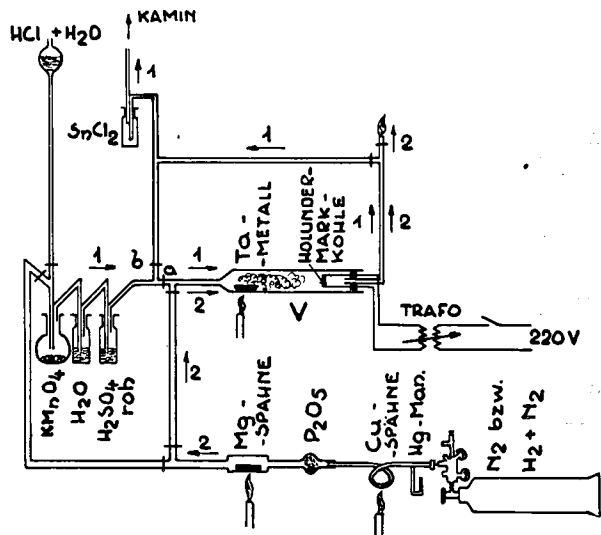


Abb. 18. Herstellung von TaC durch Abscheidung aus der Gasphase.

ratur. Diese ist so ausgeführt, dass das Tantalchlorid nach seiner Herstellung aus Tantalmetall nicht mit der Luft in Berührung kommt, da es sonst zu Tantalpentoxyd oxydiert wird.

Zu Beginn des Versuches befindet sich in der Verbrennungsröhre V ca. 200 mg Tantalmetall und zugleich in einiger Entfernung das in die Stromzuführungen eingespannte Holundermark. Nach längerem Spülen der ganzen Anlage mit Schutzgas (explosionssicheres $\text{H}_2 + \text{N}_2$ -Gemisch), das in der

angegebenen Weise gereinigt wird, folgt die Erzeugung von Chlorgas aus Kaliumpermanganat und Salzsäure. Dabei wird der Schutzgasstrom abgestellt und nur in Richtung der Pfeile (1) Chlorgas durchgeschickt. Das Tantalmetall wird darauf zum Glühen gebracht. Es bildet sich eine Wolke von weissem $TaCl_5$, welches sich sofort an den kälteren Partien des Glasrohres niederschlägt. Darauf wird Hahn a geschlossen, zugleich b und c geöffnet und zuerst mit Schutzgas, darauf mit reinem Wasserstoff gespült (Pfeile 2). Das Kohlegerüst wird zum Glühen gebracht und dabei die Glaswand des Verbrennungsrohres erwärmt, wodurch das niedergeschlagene $TaCl_5$ verdampft.

Nach Beendigung des Aufwachs Vorganges kann ein neues Kohlestück eingesetzt werden, ohne dass das noch vorhandene $TaCl_5$ zerstört wird, weil das durchströmende Wasserstoffgas eine Oxydation verhindert. Es ist daher möglich, mit nur einmaliger Herstellung von Tantalchlorid auf mehreren Kohlegerüsten das Tantal abzuschneiden.

Beim Aufheizen des Kohlegerüsts kann man erreichen, dass zunächst nur eine Abscheidung an den tiefer liegenden Schichten erfolgt, indem die Temperatur niedrig gehalten wird. Infolge des Wärmeverlustes durch Strahlung an der Oberfläche des Kohlegerüsts ist die Temperatur im Innern erheblich grösser als an der Oberfläche, so dass das Chlorid, welches erst oberhalb einer bestimmten Temperatur (ca. $500^\circ C$) zersetzt wird, zu den tiefer liegenden Schichten gelangen kann. Bei allmählicher Erhöhung der Temperatur erfolgt auch eine Anlagerung des Tantals an den äusseren Schichten. Bei geeigneter Ausführung dieses Prozesses wird das Kohlegerüst bis in eine Tiefe von 1–2 mm mit Tantal überzogen.

An und für sich wäre es möglich, durch höheres Erhitzen des so präparierten Gerüsts aus dem aufgewachsenen Tantal mit der Kohle direkt Tantalcarbide zu erhalten. In diesem Falle ist aber immer mit geringen Ueberschüssen von Kohle oder Tantal zu rechnen, weil eine ganz genaue Dosierung des aufgewachsenen Tantals nicht möglich ist [16].

Um ein Gerüst aus reinem Tantalcarbide zu erhalten, muss durch Glühen in reinem Wasserstoff bei ca. $1200^\circ C$ die Kohle vollständig entfernt werden.

Die Ueberführung des Tantalgerüsts in ein solches aus hochschmelzendem Tantalcarbide erfolgt in einem Wasserstoffstrom, dem geringe Mengen eines Kohlenwasserstoffgases beigegeben werden. Die für die Ueberführung in Tantalcarbide notwendige Konzentration an Kohlenwasserstoff ist aus der Arbeit von Becker und Ewest [3] bekannt. Die Angaben beziehen sich aber auf die Karburierung von reinem Metall, bei Temperaturen über $2000^\circ C$. Da es sich dabei um die Karburierung von Drähten handelt, so kann diese Temperatur durch direkte elektrische Heizung leicht erzeugt werden. In unserem Fall hat der Prozess in einem Ofen zu erfolgen, dessen Konstruktion für so hohe Temperaturen erhebliche Schwierigkeiten be-

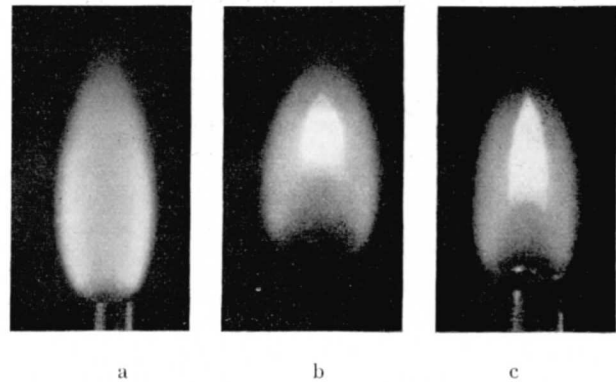


Abb. 19. Färbung der Wasserstoff-Flamme durch Kohlenwasserstoffgehalt.

reiten würde. Die Karburierung wurde daher bei Temperaturen von 1100 – $1500^\circ C$ in einem Kohlerohr-Ofen durchgeführt. Bei dieser Temperatur ist die dem Wasserstoff beigegebene Kohlenwasserstoff-Konzentration ziemlich kritisch. Sie kann am bequemsten dadurch reguliert werden, dass ein Teil des Wasserstoffs in einer Nebenschlussleitung durch flüssiges Benzol geführt wird. Die richtige Konzentration des Benzol-Wasserstoff-Gemisches wurde durch Versuche ermittelt und an der Färbung der Flamme festgestellt. In Abb. 19 sind die Photographien von drei Wasserstoff-Flammen mit Benzoldampfbeimischung zusammengestellt, von denen die erste eine ungenügende, die zweite die richtig dosierte und die dritte eine zu grosse Benzolbeimischung angibt. Diese Angabe bezieht sich auf eine Temperatur von $1400^\circ C$, das Aufheizen des Kohlerohrofens bis auf diese Temperatur hat aber sehr langsam zu erfolgen, damit jede Spur von Fremdgasen entfernt wird. Die Benzolbeimischung

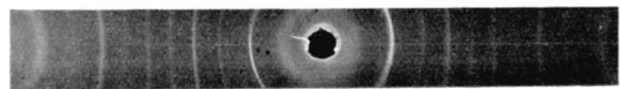


Abb. 20. Röntgenogramm von reinem Tantal.

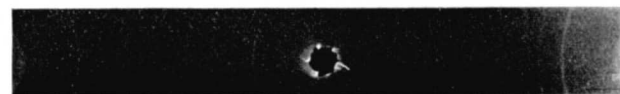


Abb. 21.

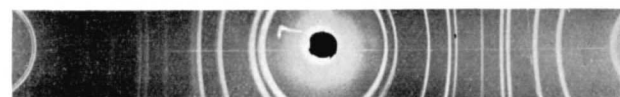


Abb. 22.

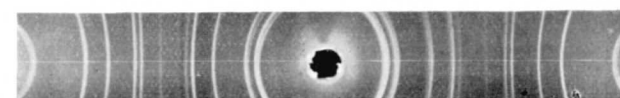


Abb. 23. Röntgenogramm von reinem Tantalcarbide.

beginnt erst bei 1400°C , weil bei tieferen Temperaturen eine Kohleabscheidung kaum zu vermeiden ist.

Die Kontrolle des Endproduktes in bezug auf die Reinheit des erhaltenen Karbides wurde auf röntgenographischem Wege vorgenommen.

Abb. 20 zeigt eine röntgenographische Aufnahme von reinem Tantal, wie sie erhalten wird, wenn gar keine oder zu geringe Mengen Benzoldampf beigegeben werden. Die Interferenzlinien entsprechen einer kubischen Gitterstruktur. Die daraus berechnete Gitterkonstante ist 3,40, d. h. um ca. 10% grösser als die des reinen Tantals (3,33). Nach Becker und Ebert [17] ist die Dehnung des Gitters darauf zurückzuführen, dass das Tantal beim Glühen Stickstoff aufgenommen hat.

Abb. 21 zeigt das hexagonale Gitter von Tantalkarbid. Bei Berechnung der Gitterkonstanten ergibt sich aber ein um 10% zu kleiner Wert, was nach Burgers [16, 18] darauf zurückzuführen ist, dass Einlagerungen von reinem Tantal eine Kontraktion des Tantalkarbid-Gitters bewirken. Die Einlagerungen können bis zu 20% betragen. Es leuchtet ein, dass solche Präparate für die Verwendung als Anodenmaterial nicht brauchbar sind, weil das Tantal bei den hohen Temperaturen verdampft, so dass eine Deformation der Anode und Schwärzung des Glaskolbens eintritt (vgl. die Versuche III. Teil).

In Abb. 22 ist eine weitere Aufnahme eines Tantalkarbid-Gitters dargestellt, bei dem aber die



Abb. 24. Mikroaufnahme eines TaC-Gerüsts. (Vergrößerung 200fach.)

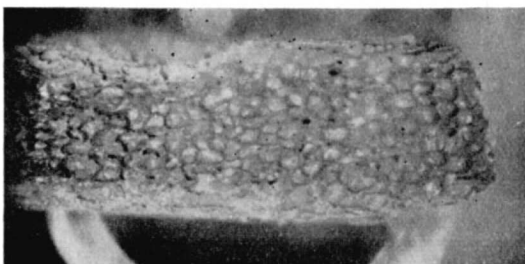


Abb. 25. (Vergrößerung 20fach.)



Abb. 26. Tantalgerüst nach Entfernung der Kohleunterlage. (Vergrößerung 120fach.)

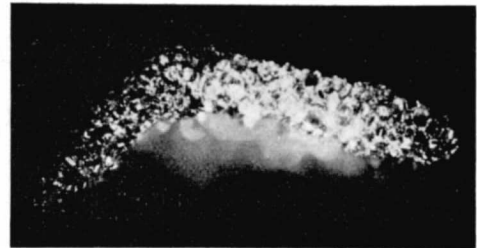


Abb. 27. Ansicht des Tantalgerüsts. (Vergrößerung 20fach.)

Gitterkonstante um ca. 4% zu gross ist (4,62 statt 4,49). Diese Abweichung kann nach Burgers und Basart [16] durch Wasserstoff-Aufnahme des Tantalkarbides erklärt werden. Um diese Annahme zu bestätigen, wurde das gleiche Material längere Zeit im Hochvakuum bei ca. 2400°abs. geglüht. Die Aufnahme des Röntgenogrammes zeigt nun wieder dieselbe Struktur, aber mit einem Abstand der Linien, der die richtige Gitterkonstante von 4,49 [4] ergibt.

Die röntgenographische Untersuchung ist bei der Herstellung von Tantalkarbid ausserordentlich wichtig, weil schon eine ganz geringe Abweichung der Temperatur oder des Benzol-Zusatzes zu Verunreinigung des Tantalkarbides führt. Bei zu grosser Konzentration des Benzoldampfes oder zu tiefer Temperatur beim Karburierungsprozess findet eine Ablagerung von reiner Kohle statt, welche röntgenographisch schwierig festzustellen ist, weil die Intensität der vom Kohlegitter herrührenden Linien neben denen des Tantalkarbids verschwindet. Verunreinigungen durch Kohle können aber durch chemische Analyse leichter festgestellt werden als diejenigen durch Tantal, z. B. durch Oxydation und Gewichtsbestimmung.

Der Aufbau des Zellengerüsts aus Tantalkarbid, welches nach dem beschriebenen Verfahren erhalten wird, entspricht genau dem ursprünglichen Kohlegerüst. Man wird beim Aufwachs Vorgang im allgemeinen die Temperatur so bemessen, dass das Tantal nur so weit in das Kohlegerüst ein-

dringt, dass eine Schicht von ca. $\frac{3}{10}$ mm Stärke entsteht. Das Kohlegerüst wird so zugeschnitten, dass sich das Tantal an ebenen Flächen abscheidet, so dass das entstehende Tantalgerüst auf einer Unterlage befestigt werden kann.

Das spezifische Gewicht der Tantalkarbidgerüste, welche nach diesem Verfahren erhalten werden, kann bis $0,05 \text{ g/cm}^3$ betragen. Für ein solches Gerüst berechnet sich die Dicke der Zellwände bei Annahme eines spezifischen Gewichts des kompakten Tantalkarbids von $14,0 \text{ g/cm}^3$ und einer mittleren Zellengröße von 60μ zu

$$d = \frac{0,05}{14,0 \cdot 500} = 0,07 \mu$$

Im allgemeinen wird man als Anodenmaterial nicht so dünnwandige Zellengerüste verwenden, weil, wie die Versuche mit solchen Materialien ergeben haben, bei Temperaturen von 2500° abs. bereits eine Deformation stattfindet, so dass die Betriebstemperatur erheblich niedriger gewählt werden muss.

Die günstigsten Resultate wurden mit Zellengerüsten vom spezifischen Gewicht $0,1 \text{ g/cm}^3$, d. h. mit einer Zellwandstärke von $d = 0,14 \mu$ erhalten.

Experimentelle Untersuchungen an thermischen Strahlern, deren Leuchtkörper Zellengerüste sind

a) Untersuchung der Zellengerüste auf Verdampfung und Stabilität.

Im vorhergehenden Teil dieser Arbeit wurde die Herstellung von Zellengerüsten aus Wolfram und aus Tantalkarbid beschrieben, welche eine so geringe Wärmeträgheit besitzen, dass sie als Anodenmaterial für einen mit Tonfrequenzen modulierbaren Wechselleuchter geeignet sind. Da diese porösen Materialien eine sehr geringe mechanische Festigkeit aufweisen, so wurde das Verhalten der Materialien unter der Einwirkung eines Elektronenbombardements und bei hohen Temperaturen in einer besonderen Versuchsröhre untersucht. Deren Aufbau ist in *Abb. 28* schematisch dargestellt.

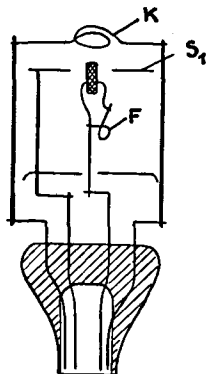


Abb. 28. Aufbau einer Versuchsröhre zur Untersuchung von Anodenmaterial.

Der Versuchskörper hat die Gestalt eines kleinen Zylinders von ca. 2 mm Durchmesser. Er wird von zwei Molybdändrähten gehalten, welche durch eine Feder *F* zusammengedrückt werden. Die Halterung der sehr porösen und brüchigen Materialien bereitet im allgemeinen Schwierigkeiten, obwohl das Material an sich infolge seines geringen Gewichtes sehr stabil ist.

Als Kathode *K* ist ein Wolframdraht angeordnet. Die Schirme *S*₁ und *S*₂ verhindern, dass die Elektronen auf die Zuführungsdrähte gelangen und diese erhitzen. Um eine genügende Erhitzung des Anodenmaterials zu erreichen, muss an die Anode eine Spannung von ca. 1000 Volt gelegt werden.

Die Untersuchung einer zellenartigen Wolfram-anode, welche aus löslichem Na-Wolframat hergestellt war, ergab kein befriedigendes Verhalten des Materials. Trotzdem die Stücke vorher während längerer Zeit in einem Kathodenstrahlrohr bei

ca. 2600° abs. gesintert worden waren, so zeigte sich doch beim Aufheizen in der Versuchsröhre auf dieselbe Temperatur eine weitere Deformation des Zellengerüsts. Infolge dieses Zusammensinterns wird die Wärmeträgheit des Anodenmaterials zu gross, so dass seine Verwendung für den Wechsel-leuchter nicht möglich ist.

Die Untersuchung einer Tantalkarbidanode, welche durch Abscheidung von Tantal aus Tantalkchlorid und nachträgliche Karburierung hergestellt worden war, ergab erheblich günstigere Resultate.

Bei Temperaturen unterhalb 2900° abs. war innerhalb der Versuchsdauer keine Veränderung der Anode wahrnehmbar. Bei 2980° abs. konnte nach 30 Minuten ein Rückgang des Anodenstroms festgestellt werden, eine merkliche Schwärzung des Glaskolbens trat aber nicht ein. Nach dem Glühen mit 3050° abs. und 3110° abs. (je 30 Minuten) war das Absinken des Anodenstroms schon sehr beträchtlich. (Der innere Widerstand erhöhte sich um 50 %.) Nach den Versuchen war ein Abtrag des Materials von 0,3 mg, resp. $\frac{1}{10}$ mm Schichtdicke zu beobachten. Ein Vergleich mit den aus der Literatur bekannten Werten für die Verdampfungsgeschwindigkeit zeigt eine gute Uebereinstimmung mit den Versuchen. Die Deformation ist bei dieser Anode nur auf die Abtragung infolge Verdampfung zurückzuführen, ein Sintern des Materials bei hohen Temperaturen findet nicht statt.

Andere Messungen mit Tantalkarbidanoden ergaben teilweise sehr viel ungünstigere Resultate. Es wurde beispielsweise schon bei 2100° C am Pyrometer abgelesener Temperatur eine Schwärzung des Kolbens beobachtet. Durch Verbrennen des Anodenmaterials und Gewichtsbestimmung konnte in diesen Anoden ein überschüssiger Kohlegehalt festgestellt werden. In andern Fällen war bei der Temperatur von ca. 2300° C eine starke Deformation der Anode und Schwärzung des Kolbens zu beobachten. Durch röntgenographische Analyse wurde in diesem Falle reines Tantal als Einlagerung in das Tantalkarbid-Gitter festgestellt. (Vgl. *Abb. 21.*)

b) Untersuchungen über den Aussteuerungsfaktor von Anodenmaterial mit Zellstruktur.

Zur Erhitzung des Anodenmaterials durch Elektronenbombardement ist eine relativ hohe Leistungsdichte erforderlich. Sie kann nach Gleich-

chung (54) berechnet werden, wenn die thermischen Daten und Abmessungen des Anodenmaterials bekannt sind. Es beträgt beispielsweise für ein Tantalcarbid- oder Wolframgerüst, bei einer Schichtdicke von $H = 0,3$ mm, die benötigte Leistung

$$Q_z = (T_1 - T_0) \frac{\lambda}{H} + \sigma \cdot e_t \cdot T_1^4$$

$$(T_1 = 2550^\circ \text{ abs.}$$

$$T_0 = 500^\circ \text{ abs.})$$

$$= 308 + 105 = 413 \text{ Watt/cm}^2.$$

Der erste Wert gibt die durch Wärmeableitung, der zweite die durch Strahlung weggeführte Leistung an. Für 1 mm^2 strahlende Fläche ist somit eine stationäre Leistung von ca. 4 Watt durch Elektronenbombardement zuzuführen und bei vollständiger Aussteuerung der stationären Leistung ist ein Spitzenwert von 8 Watt erforderlich. Bei der Anwendung von Anodenspannungen unter 1000 Volt muss mit einem Anodenstrom von ca. 8 bis 20 mA gerechnet werden.

Dieser Anodenstrom wird nur erreicht, wenn eine im Vergleich zur Anodenoberfläche grossflächige Kathode Verwendung findet. Es ist dann naturgemäss für den Betrieb eine relativ hohe Anodenspannung erforderlich, weil sonst die Feldstärke an der Kathodenoberfläche zur Ueberwindung der Raumladung nicht ausreicht.

Um störendes Nebenlicht zu vermeiden, muss als Kathode eine Oxydkathode mit niedriger Arbeitstemperatur gewählt werden. Zu diesem Zweck wurden Barium-Strontium-Oxydkathoden auf Platin-Nickelunterlage hergestellt. Für diese ist im Betrieb eine Stromdichte von ca. $0,1 \text{ Amp./cm}^2$ zulässig. Die notwendige Oberfläche der Kathode beträgt daher 20 mm^2 . Es wurde in den Versuchsröhren ein Kerndraht mit dem Querschnitt $0,1 \times 0,5 \text{ mm}$ und einer Länge von 25 mm verwendet. Für die elektrische Heizung sind in diesem Fall ca. 3 Watt erforderlich.

Der Aufbau der Versuchsröhre hat im Hinblick auf die spätere Verwendung in parabolischen Scheinwerfern so zu erfolgen, dass die strahlende Fläche der Anode in einem Raumwinkel von annähernd 120° durch keinerlei Elektroden verdeckt wird. Aus dieser Forderung heraus ergibt sich der

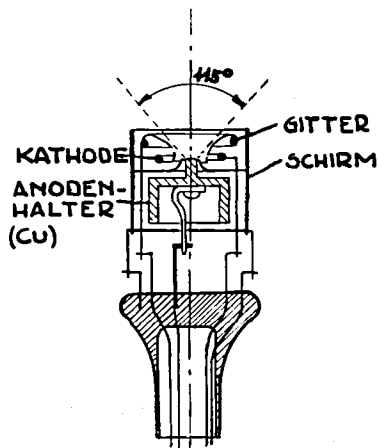


Abb. 29. Schematischer Aufbau eines Wechselleuchters.

in Abb. 29 dargestellte Aufbau einer Versuchsröhre.

Die Kathode K ist kreisförmig um die Anode A angeordnet. Dazwischen ist ein Gitter G zur Steuerung des Anodenstromes angebracht. Es wäre an

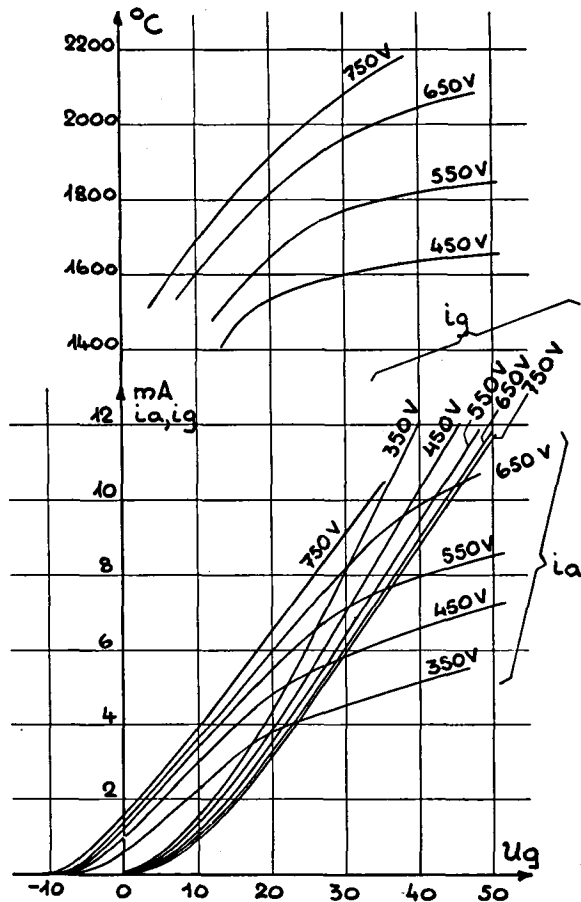


Abb. 30. Anodenstrom- und Gitterstromkennlinien einer Versuchsröhre.

und für sich möglich, mit negativen Gittervorspannungen zu arbeiten. In diesem Falle sind aber sehr hohe Anodenspannungen (über 1000 Volt) erforderlich, weil der Durchgriff der Anode durch das Steuergitter infolge der ungünstigen Feldverteilung sehr klein ist. Um mit Anodenspannungen von ca. 500 Volt einen ausreichenden Anodenstrom zu erzielen, muss an das Gitter eine positive Vorspannung von ca. 20–50 Volt gelegt werden.

Der Schirm S_1 dient zur Abschirmung der Anodenzuführung. Zugleich wird mit dessen Hilfe die Formierung der Kathode vorgenommen. Bei diesem Prozess muss die Kathode mit ca. 300 mA belastet werden, welcher Strom naturgemäss nur von einer grossflächigen Anode aufgenommen werden kann.

In Abb. 30 ist die experimentell aufgenommene Charakteristik einer Versuchsröhre dargestellt. Aus den Kurven geht hervor, dass bei negativen Gittervorspannungen ein ausreichender Anodenstrom nur bei sehr hoher Anodenspannung erzielt werden könnte. Wenn mit positiven Gittervorspannungen gearbeitet wird, so sind die erforderlichen Anodenspannungen erheblich geringer. Der Nachteil von

positiven Gittervorspannungen ist die Leistungsaufnahme durch das Gitter. Der Gitterstrom wächst nicht genau linear mit der Gitterspannung, es ist daher im allgemeinen bei einer Steuerung im Gebiete positiver Gitterspannungen mit Verzerrungen zu rechnen. Wie aus den ebenfalls in *Abb. 30* eingezeichneten Gitterkennlinien hervorgeht, ist es möglich, durch geeignete Anordnung der Gitterstäbe eine ziemlich lineare Gitterkennlinie zu erzeugen. Da bei negativen Gitterspannungen kein Gitterstrom fließt, so ist aber eine Krümmung der Kennlinie bei der Spannung 0 nicht zu vermeiden. Es wurde daher bei der Konstruktion der Röhre darauf geachtet, dass die vollständige Durchsteuerung des Anodenstromes bei positiver Gitterspannung möglich ist (Kurve für $U_a = 750$ Volt in *Abb. 30*).

Der Leistungsverbrauch des Gitters bei voller Aussteuerung der Anodenleistung beträgt je nach der Dicke der Gitterstäbe ca. 50–200 mW. Die Steuerspannungen sind dabei relativ gross (ca. 25 Volt eff.), der Eingangswiderstand der Röhre kann daher mit ca. 3000 Ohm angenommen werden. Wenn die Steuerleistung mittels Uebertrager oder einer Drossel-Kondensator-Kombination auf das Steuergitter übertragen wird, so ist darauf zu achten, dass der Gleichstromwiderstand im Gitterkreis des Wechselleuchters gering ist, weil sonst infolge der Nichtlinearität der Gitterkennlinie bei grossen Steueramplituden eine Verlagerung des Arbeitspunktes eintritt.

Der geringen Nichtlinearität der Gitterkennlinie kann auch durch geeignete Dimensionierung des vorgeschalteten Verstärkers Rechnung getragen werden, und zwar dadurch, dass mit Hilfe einer Rückkopplung der Ausgang des Verstärkers auf den innern Widerstand 0 kompensiert wird.

Es wurden Versuchsröhren gebaut mit einer Halterung, welche keine zusätzliche Wärmeableitung bewirkt und solche, bei denen eine dünne Schicht des Anodenmaterials auf einer Kupferunterlage befestigt wird. Die erste Ausführung ist in *Abb. 31* dargestellt, die zweite in *Abb. 32*.

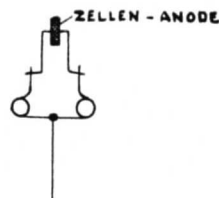


Abb. 31. Halterung einer Zellenanode unter Vermeidung zusätzlicher Wärmeableitung.

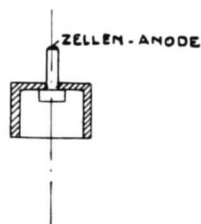


Abb. 32. Halterung einer Zellenanode mit Wärmeableitung durch Kupferunterlage.

Die Kühlung des ganzen Anodenhalters kann naturgemäss nur durch Strahlung erfolgen, es ist daher eine ausreichend grosse strahlende Fläche vorgesehen. Wenn wir eine maximale Temperatur von 500°C für die Kupferunterlage zulassen, so ist pro Watt abstrahlender Leistung eine Fläche von ca. $0,5\text{ cm}^2$ erforderlich. Bei unseren Versuchsröhren betrug die wirksame strahlende Fläche der Anodenhalterung ca. 6 cm^2 .

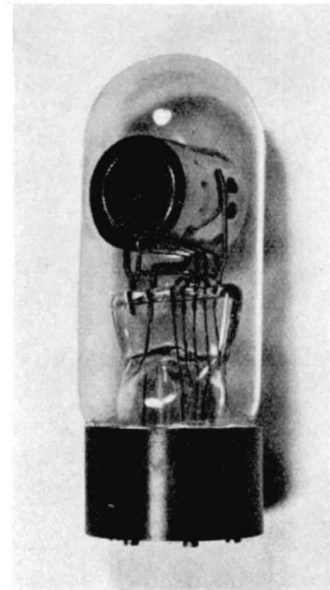


Abb. 33. Wechselleuchter mit horizontalem System.

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Konstruktion der Röhre ist der, dass das Elektronenbombardement auf der Anodenfläche bei Intensitätsänderungen des Elektronenstromes immer homogen bleiben soll. Bei der Versuchsröhre mit nur einem positiven Gitter ist gerade diese Forderung schwer zu erfüllen, weil bei Veränderung der Gitterspannung notwendigerweise die Feldverteilung zwischen Anode und Kathode sich stark ändert. Es hat sich gezeigt, dass die Modulation nicht an allen Stellen der glühenden Anodenfläche gleich tief ist. Immerhin sind die Unterschiede in der Helligkeitsverteilung der Anode bei Verwendung geeigneter engmaschiger Gitter und präzisiertem Aufbau der Röhre gering.

In *Abb. 33* ist eine photographische Aufnahme einer Versuchsröhre dargestellt, bei der mit Rücksicht auf den Einbau der Röhre in einen Scheinwerfer, die Strahlung senkrecht zur Achsrichtung der Röhre erfolgt.

Die Untersuchung des Anodenmaterials bezüglich Modulierbarkeit wurde an solchen abgeschmolzenen Röhren durchgeführt.

Wie in der Einleitung erwähnt wurde, ist sowohl der Absolutwert der pro Flächeneinheit abgestrahlten Wechselleistung als auch das Verhältnis der Amplitude der Wechselstrahlung zur Ruhestrahlung für die Güte des Wechselleuchters massgebend. Die letztere Grösse, der maximale Aussteuerungsfaktor, ist als relative Grösse ohne

weiteres im Laboratorium zu messen, dagegen kann der Absolutwert der abgestrahlten Leistung nur indirekt festgestellt werden. Wenn die Kenntnis des totalen Emissionskoeffizienten für die Anodenmaterialien vorausgesetzt wird, so kann aus der mit dem Pyrometer festgestellten Temperatur des Strahlers die abgestrahlte Leistung ermittelt werden. In Wirklichkeit sind für die porösen Anodenmaterialien mit Zellstruktur die Emissionskoeffizienten nicht bekannt, denn es ist anzunehmen, dass die porösen Gebilde infolge ihrer inhomogenen Oberfläche erheblich grössere Emissionskoeffizienten aufweisen als es für die kompakten Materialien der Fall wäre. Da es bei den vorliegenden Untersuchungen vor allem darauf ankommt, einen Vergleich zwischen den Anodenmaterialien aus Kohle, Wolfram und Tantalkarbid anzustellen, so wurden den Berechnungen die Emissionskoeffizienten der kompakten Materialien zugrundegelegt. Die berechneten Absolutwerte sind daher offenbar mit einem Fehler behaftet; dagegen kann man den Unterschieden zwischen den drei Materialien auf diese Weise am ehesten gerecht werden.

Nach diesem Gesichtspunkt sind in der *Abb. 5* (I. Teil) für Kohle, Wolfram und Tantalkarbid die Absolutwerte der abgestrahlten Leistung berechnet worden für den Fall, dass eine gewisse Verdampfung nicht überschritten werden darf. Man erkennt aus der Darstellung die Ueberlegenheit eines Tantalkarbid-Strahlers gegenüber dem Kohlestrahler. Es soll nun experimentell festgestellt werden, welche Aussteuerungsfaktoren mit den Zellengerüsten der drei Materialien erreicht werden können, worauf dann z. B. aus *Abb. 7* die Unterschiede der zu erwartenden Amplitude des Photostromes am Empfangsort ermittelt werden können.

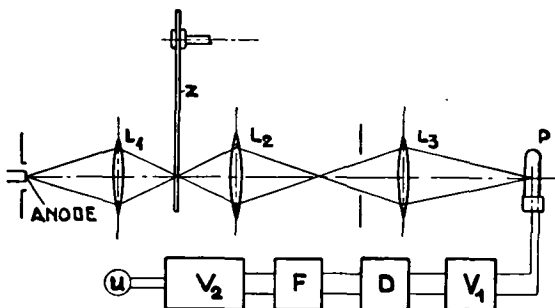


Abb. 34. Versuchsanordnung zur Messung der Modulation eines Wechselleuchters.

In *Abb. 34* ist die Apparatur, welche zur Messung des Aussteuerungsfaktors verwendet wurde, schematisch dargestellt. Als Empfänger P wurde eine Photozelle mit grosser Empfindlichkeit im ultraroten Spektralgebiet (Phonopress-Zelle) benutzt.

Die Anode A des Strahlers wird durch die Linse L_1 in die Ebene der Zerschalterscheibe Z abgebildet. Durch die Linsen L_2 und L_3 erfolgt eine Abbildung der Anode auf die empfindliche Schicht der Photozelle. Die Zerschalterscheibe Z ist mit rechteckigen

Ausschnitten versehen. Sie ermöglicht die Erzeugung von Wechsellicht, so dass die Photoströme mit normalen Verstärkern verstärkt werden können. Die Photoströme werden im Vorverstärker V_1 verstärkt, dem Dämpfungsglied D und dem Tiefpassfilter F zugeführt und nach weiterer Verstärkung im Verstärker V_2 mit einem normalen Tonfrequenz-Voltmeter U gemessen. Bei der Messung wird mit Hilfe des geeichten Dämpfungsgliedes D das Voltmeter U auf gleichen Ausschlag eingestellt und an D die Dämpfungsänderung in Neper abgelesen.

Der Strahler wird zunächst auf eine Ruhetemperatur eingestellt und bei Modulation des Lichtes durch die Zerschalterscheibe und voll eingeschaltetem Dämpfungsglied der Ausschlag am Voltmeter U abgelesen. Die Grenzfrequenz des Tiefpassfilters wird so eingestellt, dass die durch die rechteckige Zerschaltung des Lichtes erzeugten Oberwellen eliminiert werden; das Anzeigeelement misst daher nur die Amplitude der Grundwelle.

Nachher wird bei stillstehender Zerschalterscheibe der zugeführten Gleichstromleistung eine Wechselleistung überlagert und durch Reduktion der Dämpfung D am Voltmeter der gleiche Ausschlag eingestellt. Auf diese Weise können die durch die beiden Modulationsarten entstehenden Grundwellen miteinander verglichen werden.

Die Modulation der dem Strahler zugeführten Leistung erfolgte mit Hilfe des Steuergitters. Dabei muss im angesteuerten Bereich eine lineare $u_g - i_a$ -Kennlinie vorausgesetzt werden. Bei der Messung des Aussteuerungsfaktors wurde daher zuerst die Kennlinie der Röhre aufgenommen. Wie aus den Messwerten (*Abb. 30*) hervorgeht, sind die Kennlinien in einem grossen Bereich linear. Die einzelnen Versuchsröhren wurden aber sowohl in der Anordnung der Gitterstäbe, als auch in der Formgebung des Schirmes und der Kathode nicht genau gleich konstruiert, weil die günstigste Anordnung ermittelt werden sollte. Aus diesem Grunde sind erhebliche Abweichungen im Kennlinienverlauf der einzelnen Röhren festzustellen. Da es sich hier in erster Linie darum handelt, die Modulierbarkeit der Anodenmaterialien festzustellen, dürfen die elektrischen Daten der Röhren in das Messresultat nicht mit eingehen. Das kann in einfacher Weise dadurch erreicht werden, dass die elektrische Aussteuerung des Strahlers so klein gehalten wird, dass praktisch in einem linearen Gebiet der Anodenstrom- und Gitterstromkennlinie gearbeitet wird. Aus der Charakteristik der Röhre kann für einen bestimmten Arbeitspunkt bei gegebener Gitterwechselspannung die Modulationstiefe berechnet werden. Es ist der Aussteuerungsfaktor der zugeführten Leistung

$$p_z = \frac{\sqrt{2} \cdot u_g \cdot S_A}{I_a}$$

wenn u_g den Effektivwert der Gitterwechselspannung, S_A die Steilheit der Kennlinie im Arbeitspunkt und I_a den Anoden-Ruhestrom bezeichnet.

Bei der Messung des Aussteuerungsfaktors werden die Wechselspannungen verglichen, welche am Photostromverstärker entstehen, wenn einerseits das Licht durch die Zerhackerscheibe Z moduliert wird und andererseits mit Gitterspannungsmodulation am Strahler gearbeitet wird. Dabei ist naturgemäß die Aussteuerung p_z der dem Strahler zugeführten elektrischen Leistung mit zu berücksichtigen.

Durch die rechteckige Zerhackung eines Gleichlichtes Q entsteht nach Elimination der Oberwellen eine Wechsellicht-Amplitude von der Grösse

$$\Omega_1 = \frac{2}{\pi} Q = 0,637 Q$$

Die Einstellung des Dämpfungsgliedes bei dieser Messung sei D_1 . Bei stillstehender Zerhackerscheibe und sinusförmiger Modulation des Strahlers sei die Amplitude des Photostromes Ω_2 , was durch die Einstellung D_2 des Dämpfungsgliedes festgestellt werde.

Es ist dann die Aussteuerung des Photostromes:

$$p_e = \frac{\Omega_2}{Q} = \frac{\Omega_2}{\frac{\pi}{2} \cdot \Omega_1} = 0,637 \cdot \frac{D_2}{D_1}$$

Bezogen auf hundertprozentige Modulation der dem Strahler zugeführten Leistung, wird die maximale Aussteuerung am Empfänger

$$p_{e_{\max}} = \frac{1}{p_z} \cdot 0,637 \cdot \frac{D_2}{D_1}$$

1. Messung der Modulierbarkeit eines Zellengerüsts aus reiner Kohle.

Um einen Vergleich zwischen einem Anodenmaterial aus Kohle und einem solchen aus Tantalcarbidge oder Wolfram zu ermöglichen, wurde die maximale Aussteuerung für ein Zellengerüst aus verkohltem Holundermark bestimmt. Der Anodenstrom der Versuchsröhre wurde durch Gitterspannungsmodulation zu 25 % moduliert und die gemessenen Aussteuerungsfaktoren auf hundertprozentige Modulation der zugeführten elektrischen Leistung umgerechnet. In Abb. 35 sind die gemessenen Werte aufgetragen. (Halterung der Anode nach Abb. 31 ohne Wärmeableitung.)

Aus der Darstellung geht hervor, dass beispielsweise bei einer Frequenz von 2000 Hz noch eine

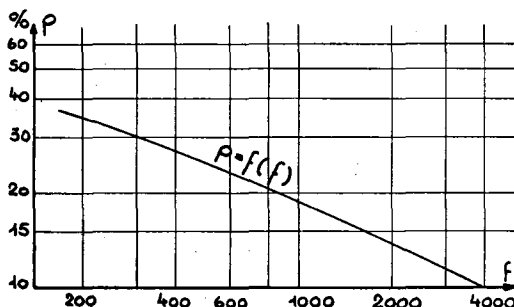


Abb. 35. Maximale Modulationstiefe einer Kohleanode bei verschiedenen Frequenzen. Mittlere Temperatur der Anode $T = 1850^\circ \text{C}$.

Modulationstiefe von 14 % erreicht werden kann. Aus Abb. 6 entnehmen wir für diese gemessene Aussteuerung des Photostromes eine Aussteuerung der Temperatur von 2,1 %. Es geht dann aus Abb. 7 für die Amplitude des Photostromes der Wert 0,9 hervor, den wir als Vergleichsgrösse für die Strahler mit Wolfram und Tantalkarbid-Anode festhalten wollen.

2. Untersuchung eines Zellengerüsts aus Wolfram, hergestellt aus löslichem Natriumwolframat.

Wie im vorhergehenden Teil dieser Arbeit erwähnt wurde, gelang es nach diesem Verfahren nicht, genügend fein aufgebaute Zellengerüste zu erhalten. Die in der Abb. 36 aufgezeichneten Messwerte für den Aussteuerungsfaktor zeigen daher keine sehr günstigen Resultate. Das spezifische Gewicht des Zellengerüsts betrug ca. 0,9 (kompaktes Wolfram 18), d. h. es ist etwa fünfmal grösser als der Berechnung zugrunde gelegt worden ist. Die Modulierbarkeit wird dadurch so sehr herabgesetzt, dass das Anodenmaterial praktisch nicht mehr verwendbar ist.

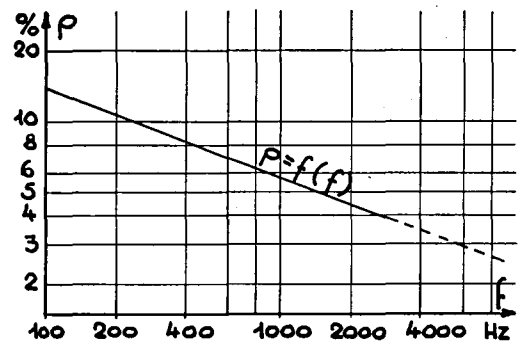


Abb. 36. Maximale Aussteuerung einer Wolfram-Anode vom spez. Gewicht 0,9. Halterung nach Abb. 31.

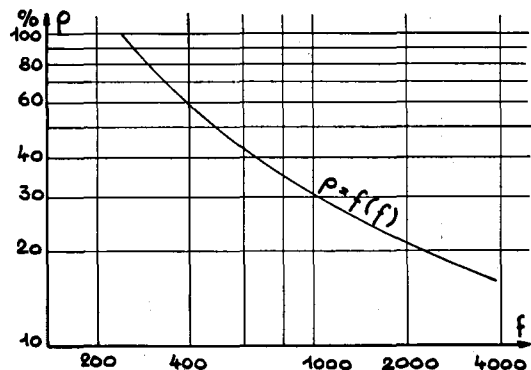


Abb. 37. Maximale Aussteuerung für eine Tantalkarbid-Anode. Mittlere Temperatur $T = 1900^\circ \text{C}$.

3. Untersuchung eines Zellengerüsts aus Tantalkarbid, hergestellt aus Tantalschlorid.

Abb. 37 zeigt die gemessenen maximalen Aussteuerungsfaktoren für eine Tantalkarbid-Anode von sehr geringem spezifischem Gewicht ($0,05 \text{ g/cm}^3$). In bezug auf die Dicke der Zellwände stellt dieses Zellengerüst einen Grenzwert dar, weil bei noch geringeren Dimensionen die mechanische Stabilität des Aufbaues zu gering ist, als dass die praktische

Verwendung möglich wäre. Trotz des äusserst porösen Aufbaues sind die gemessenen Aussteuerungsfaktoren nicht günstiger als bei der Versuchsröhre mit Kohle-Anode. Das ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die äussersten Schichten des Zellgerüsts vielfach durchlöchert waren, so dass auch die tiefer liegenden Teile durch das Anodenbombardement erhitzt wurden. Die Dicke des verwendeten Zellgerüsts konnte infolge der geringen Stabilität des Materials nicht unter 0,6 mm gewählt werden, infolgedessen ist die durch die Kupferunterlage weggeführte Wärmemenge klein, was den maximal erreichbaren Aussteuerungsfaktor ebenfalls verringert.

Der gemessene maximale Aussteuerungsfaktor von 21 % bei 2000 Hz ergibt aus den Kurven der Abb. 6 und 7 eine Amplitude des Photostromes von 3,6. Verglichen mit dem für eine Kohle-Anode angegebenen Wert (0,9), ist eine Verbesserung um das Vierfache zu konstatieren.

4. Untersuchung einer Tantalkarbid-Anode mit Wärmeableitung durch Kupferunterlage. (Halterung nach Abb. 32.)

Wie aus den Messwerten der Abb. 38 hervorgeht, liegen die Aussteuerungsfaktoren, verglichen mit allen andern untersuchten Anodenmaterialien, ausserordentlich günstig. Dies ist wohl in erster Linie der Kühlung durch die Kupferunterlage und der hierfür geeignet dimensionierten Zellwandstärke zuzuschreiben (spezifisches Gewicht des Materials 0,12 g/cm³). Es kann beispielsweise bei der Frequenz 2000 Hz noch eine Modulationstiefe von 37 % erreicht werden. Verglichen mit den Berechnungen des ersten Teils ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung (vgl. Abb. 14) für den Fall, dass die Dicke des Anodenmaterials etwa fünf

Zellgrössen beträgt. Aus den Abb. 6 und 7 des ersten Teils kann wieder die maximale Amplitude des Photostromes ermittelt werden, man erhält für $p_e = 37\%$ den Wert 5,7. Ein Vergleich mit dem für eine Kohle-Anode angegebenen Wert ergibt eine Verbesserung um das Sechsfache.

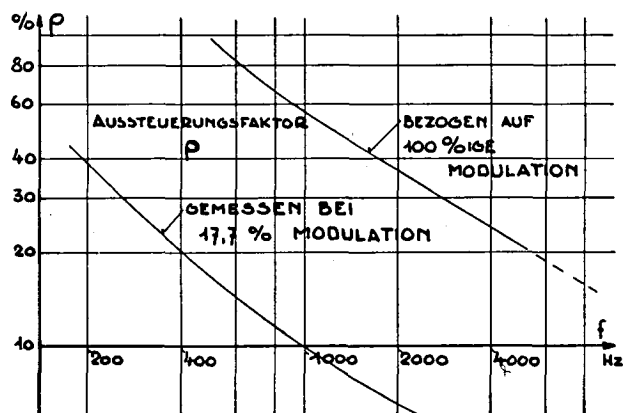


Abb. 38. Maximaler Aussteuerungsfaktor für eine Tantalkarbidanode auf Kupferunterlage.

Das Ergebnis der Berechnungen, wie sie im ersten Teil dieser Arbeit durchgeführt wurden, wird somit durch die Messungen bestätigt. Durch die Modulation eines porösen Anodenmaterials geeigneter Struktur durch Elektronenbombardement können Aussteuerungsfaktoren bei höheren Tonfrequenzen erreicht werden, wie sie bisher mit keiner thermischen Modulation möglich waren. Da es nach dieser Methode zudem auf einfache Weise möglich ist, leuchtende Flächen grosser Leuchtdichte herzustellen, so ist sie in ganz besonderem Masse zur Herstellung eines Strahlers für Licht-telephonie geeignet.

Literaturübersicht

- [1] *F. Fischer* und *F. Strecker*: Unveröffentlichte Arbeit.
- [2] Handbuch der Physik XIX.
- [3] *Becker* und *Ewest*: Zeitschr. f. techn. Phys. 11, 148 (1930).
- [4] *Becker*: Phys. Zeitschr. 34, 185 (1933), mit ausführlicher Literaturangabe über Herstellung und Eigenschaften hochschmelzender Karbide.
- [5] *Langmuir*: Physik. Zeitschr. XIV, 1273 (1913).
- [6] *Landolt-Börnstein*: Physikalisch-chemische Tabellen. Eg. 15, 721.
- [7] *Treadwell*: Analytische Chemie, Bd. 1.
- [8] *Alterthum*: Wolfram. Sammlung Vieweg, Heft 77. mit ausführlicher Literaturzusammenstellung über die physikalischen und chemischen Eigenschaften.
- [9] *van Liempt*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 126, 183 (1923).
- [10] *O. Ruff* und *F. Thomas*: Zt. f. anorg. Chemie 156, 213 (1926).
- [11] *E. Friedrich* und *L. Sittig*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 144, 174 (1925).
- [12] *van Arkel*: Physica 4, 286 (1924).
- [13] *A. E. van Arkel* und *J. H. de Boer*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 148, 345 (1925).
- [14] *K. Moers*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 198, 243 (1931).
- [15] *W. G. Burgers* und *J. C. M. Basart*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 216, 223 (1934).
- [16] *W. G. Burgers* und *J. C. M. Basart*: Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie 216, 209 (1934).
- [17] *Becker* und *Ebert*: Zeitschr. f. Physik 31, 268 (1925).
- [18] *W. G. Burgers*: Philipps Techn. Rundschau 1, 252 (1936).
- [19] *H. Köhler*: ENT. 15 (1938), S. 111 und 154.

Lebenslauf

Als Sohn des Karl Lattmann und der Lina geb. Schönenberger am 25. August 1910 in Winterthur geboren, besuchte ich in Oberwinterthur sechs Jahre die Primarschule. Der Unterricht der Mittelstufe genoss ich am Gymnasium und der Oberrealschule der Kantonsschule in Winterthur, wo mir 1929 das Reifezeugnis erteilt wurde. Anschliessend erfolgte die Immatrikulation an der Abteilung für Maschineningenieurwesen und Elektrotechnik der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich. Nach dem zweiten Semester übersiedelte ich an die Technische Hochschule Berlin, wo ich mich speziell dem Studium der Fernmeldetechnik widmete. Nach sechs weiteren Studiensemestern wurde mir im Frühjahr 1935 das Diplom als Elektroingenieur erteilt. Einen einjährigen Urlaub im Studiengang verwendete ich zur praktischen Ausbildung in den Werkstätten der Gebr. Sulzer A. G. in Winterthur und der Albiswerk Zürich A. G. in Zürich.

Die vorliegende Arbeit wurde im Frühjahr 1935 begonnen und im Juli 1937 beendet.