Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe

Band: 37 (1959)

Heft: 11

Artikel: Eigenschaften und Anwendungen dünner metallischer Schichten im Mikrowellenbereich

Autor: Schneider, Martin

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-875472

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Nº 11 - BERN, 1. XI. 1959 - JAHRGANG - ANNÉE - ANNO XXXVII

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicato dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

MARTIN SCHNEIDER, Zürich

Eigenschaften und Anwendungen dünner metallischer Schichten im Mikrowellenbereich

621.372.8.018.44

Zusammenfassung. *Reduziert man mindestens eine lineare Dimension eines metallischen Körpers, der sich in einem Mikrowellenfeld befindet, so entstehen bei der Unterschreitung einer kritischen geometrischen Grösse (Skintiefe) verschiedene neuartige Effekte. Die vorliegende Arbeit behandelt systematisch die Wechselwirkungen, die zwischen einem elektromagnetischen Feld und einer dünnen metallischen Schicht auftreten. Es wird gezeigt, dass mehrere Erscheinungen sich besonders für den Nachweis und die Messung von Mikrowellenfeldern eignen und dass damit neue Möglichkeiten für die Messtechnik entstehen.*

Von den zahlreichen Systemen, deren Untersuchung von allgemeinem Interesse ist, werden zwei Problemkreise eingehend behandelt.

Der Schichtkoppler beruht auf der Eigenschaft der Halbdurchlässigkeit einer genügend dünnen metallischen Schicht und gestattet, zwei getrennte Hohlleitersysteme stetig miteinander zu verbinden. Es wird gezeigt, dass die charakteristische Kenngrösse des Kopplungsvorganges bei geeigneter Dimensionierung praktisch frequenzunabhängig wird und dass die Feldverluste in der Schicht die Konstruktion eines extrem breitbandigen Kalorimeters ermöglichen.

Der Schichtdetektor beruht auf der Erscheinung, dass die Wechselwirkung zwischen Feld und Schicht mit einer teilweisen Umsetzung von Feldenergie in thermische Energie verbunden ist. Die Widerstandsänderung infolge der Erwärmung der absorbierenden Schicht kann elektrisch nachgewiesen werden. Ein Vergleich mit den bisher üblichen Drahtdetektoren zeigt, dass der Schichtdetektor bei geeignetem Aufbau verschiedene günstige Vorteile besitzt.

Résumé. *Si l'on réduit au moins une dimension linéaire d'un corps métallique qui se trouve dans un champ hyperfréquence, différents effets d'un genre nouveau apparaissent lorsque l'on descend au-dessous d'une grandeur géométrique critique (profondeur de pénétration). Le présent travail traite systématiquement les interactions qui se produisent entre un champ électromagnétique et une couche métallique mince. L'on démontre que plusieurs phénomènes sont spécialement appropriés pour la détection et la mesure de champs hyperfréquences, et par-là ouvrent de nouvelles possibilités pour la technique des mesures.*

Deux séries de problèmes, choisies parmi les nombreux systèmes dont l'étude offre un intérêt général, sont traitées en détail.

Le coupleur à couche repose sur la propriété de semi-perméabilité d'une couche métallique suffisamment mince, et permet de relier entre eux continûment deux systèmes de guides d'ondes séparés. L'on montre que la grandeur caractéristique du processus de couplage est pratiquement indépendante de la fréquence lorsque les dimensions du coupleur sont judicieusement choisies, et que les pertes de champ dans la couche rendent possible la construction d'un calorimètre à bande extrêmement large.

Le détecteur à couche repose sur le phénomène que l'interaction entre champ et couche est liée à une transformation partielle d'énergie de champ en énergie thermique. Le changement de résistance dû à l'échauffement de la couche absorbante peut être décelé électriquement. Une comparaison avec les détecteurs à fils, usuels jusqu'à maintenant, montre que le détecteur à couche possède plusieurs avantages favorables, s'il est construit de façon appropriée.

1. Einleitung

Die dünne metallische Schicht spielt in der Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik eine wichtige Rolle bei der Herstellung von Dämpfungsgliedern (Attenuatoren). Das Arbeitsprinzip dieser Schaltelemente beruht bekanntlich auf der Herabsetzung der in einem Leitungssystem übertragenen Leistung durch elektrische Verluste in der Schicht. Aufgabe und Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, zu zeigen, dass eine sorgfältige Analyse der physikalischen Schichteigenschaften zu weiteren fruchtbaren Anwendungsmöglichkeiten führt, die besonders für die Mikrowelllenmesstechnik von Bedeutung sind. Man gelangt so zu drei Gruppen von Elementen, die sich kurz folgendermassen kennzeichnen lassen:

a) Systeme, welche die elektrischen Leitungsverluste in der Schicht zur Erzielung einer Leistungsanzeige oder auch bloss einer Dämpfung benützen.

b) Systeme, bei welchen das elektromagnetische Feld die Schicht bei geeigneter Dicke teilweise durchdringt und so Strukturen ermöglicht, die halbdurchlässig sind.

c) Systeme, bei denen die Kraftwirkung des elektromagnetischen Feldes auf die Schicht in Erscheinung tritt.

Die Fülle der sich bietenden Möglichkeiten lässt sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht vollständig ausschöpfen. Es werden daher zunächst nur zwei konkrete Beispiele, nämlich der Schichtkoppler und der Schichtdetektor, eingehend behandelt. Beide stellen Schaltelemente dar, die als spezifische Mikrowellenkomponenten bezeichnet werden können und sich für die Durchführung bestimmter Messaufgaben besonders eignen.

Der Aufbau der Arbeit enthält in logischer Reihenfolge eine Übersicht der einzelnen Problemkreise. Die Grundlage bildet das 2. Kapitel mit einer Behandlung der Bedeutung dünner Schichten für die Mikrowellentechnik. Nach einer Beschreibung der Schichtherstellung und der Schichteigenschaften im 3. und 4. Kapitel folgt eine eingehende Darstellung des Schichtkopplers und des Schichtdetektors in den beiden Schlusskapiteln. Weitere Anwendungsmöglichkeiten müssen infolge des Umfanges des Stoffgebietes in späteren Publikationen behandelt werden.

2. Die Bedeutung dünner Schichten in der Mikrowellentechnik

2.1. Das Dämpfungsglied

Die von einem Mikrowellengenerator abgegebene Leistung wird gewöhnlich variiert, indem an einer bestimmten Stelle des Wellenleiters ein reaktives oder ein dissipatives, d. h. verlustbehaftetes Element eingesetzt wird. Aus Anpassungsgründen gibt man den Bauteilen mit elektrischen Leitungsverlusten den Vorzug. Es ist jedoch zu bemerken, dass für die Hohlleitertechnik nur eine einzige Konstruktionsart bekannt ist, die ein frequenzunabhängiges Dämpfungsglied ohne Phasenverzerrungen liefert. Die Grundform geht zurück auf das bemerkenswerte Patent von *Arnold E. Bowen* [1] aus dem Jahre 1937. Das Arbeitsprinzip wurde später von *Hunt* [2] sowie neuerdings von *Steinhart* [3] eingehend beschrieben; auf eine Wiedergabe kann daher hier verzichtet werden.

Es hat nicht an Lösungsversuchen für das allgemeine Randwertproblem gefehlt, das sich beim Einführen einer verlustbehafteten Schicht in einen Hohlleiter ergibt. Mit Ausnahme des frequenzunabhängigen Attenuators von Bowen ist dies jedoch bis heute nur in den einfachsten Fällen gelungen. So liegen für sämtliche von *Weber* und *Griesheimer* [4] angegebenen Konstruktionen nur experimentelle Daten vor, und erst *Buseck* und *Klages* [5] haben versucht, eine theoretische Lösung für den Fall eines homogenen Rechteckrohres mit axialer Dämpfungsfolie zu erhalten. Die Übereinstimmung mit den Messresultaten ist aber nicht befriedigend. Es ist dies auf das Fehlen leitender Kontakte zwischen Folie und Hohlleiterwand zurückzuführen sowie auch auf die von *Papadopoulos* [6] diskutierte Erscheinung der Feldstreuung an den Folienenden.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass für die Praxis zahlreiche Dämpfungsglieder auf dissipativer Grundlage zur Verfügung stehen, zugleich aber eine genaue Berechnung der Dämpfungscharakteristik nur für einfachste Spezialfälle vorliegt.

2.2. Der Schichtdetektor

Die von einer dünnen metallischen Schicht absorbierte elektromagnetische Strahlung wird in Wärme umgewandelt, woraus sich die Möglichkeit ergibt, diese Erscheinung für den Strahlungsnachweis, das heisst als Grundlage der Bolometerkonstruktion zu benützen.

Die Entdeckung des Bolometers geht zurück auf *Langley* [7], [8], der im Jahre 1881 die Widerstandsänderung von Eisenfolien erstmals als Strahlungsindikator verwendete. Bis zu diesem Zeitpunkt hatte man sich mit den um 1830 entwickelten *Seebeck*schen Detektoren behelfen müssen, die von *Melloni* [9] zu ausgedehnten Messungen verwendet und später als Thermoelemente bzw. Thermosäulen bezeichnet wurden. Mit der zunehmenden Bedeutung der Infrarot-Spektroskopie entstanden später neue Detektorsysteme, die in den zusammenfassenden Artikeln von *Sutherland* und *Lee* [10] sowie von *Williams* [11] beschrieben sind. Es zeigt sich, dass das Bolometer nicht nur in bezug auf mechanischen Aufbau und Empfindlichkeit, sondern bei geeigneter Konstruktion auch infolge der kleinen thermischen Trägheit eine Vorzugsstellung einnimmt. Dabei ist die Feststellung von Interesse, dass die Änderung des elektrischen Widerstandes mit der Schichttemperatur während langer Zeit als einzige mögliche Nachweismethode angesehen wurde. Erst im Jahre 1958 hat *Jones* [12] mit Erfolg die mit der Erwärmung der Schicht verbundene mechanische Ausdehnung zur Strahlungsanzeige verwendet.

Die sehr rasche Entwicklung der Mikrowellentechnik hatte zur Folge, dass die wertvollen Ergebnisse und Erfahrungen der Infrarot-Spektroskopie weitgehend übersehen wurden und dass man sich vorerst mit thermischen Drahtdetektoren behalf, die allerdings einiges zu wünschen übrig liessen. Diese Systeme sind heute unter dem Namen Barretter bekannt und werden kommerziell hergestellt. Der Detektordraht mit einem Durchmesser von 1–2 μ besteht aus Platin, das nach dem Verfahren von *Wollaston* [13] gezogen und nach der von *Angerer* und *Ebert* [14] angegebenen Methode präpariert werden kann. Es ist aber wahrscheinlich, dass der *Taylor*-Prozess [15] bessere Resultate ergeben dürfte.

Gegenüber dem Barretter hat nun die dünne metallische Schicht folgende Vorteile:

a) Sie weist bei genügend kleiner Schichtdicke keinen Skineffekt auf, das heisst es entsteht

bei hohen Frequenzen keine Stromverdrängung. Diese Erscheinung kann bei Drähten nicht vermieden werden, weil der Drahtdurchmesser mit der Eindringtiefe des Feldes vergleichbar ist.

b) Die dünne Schicht kann als zweidimensionales Gebilde geometrischen Anforderungen in Mikrowellenbauteilen weitgehend besser angepasst werden, als dies für die Drähte der Fall ist. Sie eignet sich deshalb besonders für breitbandige Strukturen.

c) Bei den meisten Metallen lassen sich dünnste Schichten nach einfachen und bewährten Verfahren herstellen; für Haardrähte bestehen in dieser Hinsicht zahlreiche Einschränkungen.

Die eingehende Untersuchung der Verwendung dünnster metallischer Schichten als Mikrowellendetektoren ist deshalb eine berechtigte Forderung. Auf die Resultate soll in einem späteren Kapitel eingegangen werden.

2.3. Der photographische Nachweis von Mikrowellenfeldern

Selbstverständlich kann es sich bei der photographischen Aufnahme von Mikrowellenfeldern nicht um die direkte Auslösung chemischer Prozesse durch die geringen Energiequanten der Mikrowellen handeln, sondern es muss wiederum über den Umweg der Wärmeerzeugung nach einem geeigneten Nachweisverfahren gesucht werden. Es ist leicht einzusehen, dass in diesem Fall eine verlustbehaftete Schicht als Übertragungselement verwendet werden muss.

Als erster hat Sir *John Herschel* [16] 1840 ein Verfahren beschrieben, das später unter dem Namen Evaporographie bekannt wurde und zur Aufnahme von Infrarotfeldern dient. Ein mit Russ geschwärztes Papier wird mit Alkohol durchtränkt und der Strahlung ausgesetzt. Die Stellen hoher Feldstärke bilden sich, im Gegensatz zu den Stellen geringer Feldstärke, als helle Flecken ab, da dort eine raschere Verdampfung des Benetzungsmittels erfolgt. *Czerny* und *Mollet* [17] haben später das Verfahren stark verbessert. Auf einer straff gespannten und geschwärzten Membrane wird ebenfalls ein Benetzungsmittel gleichmässig aufgetragen. Die Intensität der Einstrahlung bestimmt die Verdampfungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit, und es entstehen bei abnehmender Dicke des Benetzungsmittels Interferenzfarben. Nach *Gobrecht* und *Weiss* [18] genügen schon Intensitäten von 10^{-5} Watt/cm^2, um eine bildmässige Darstellung zu erhalten.

Die beschriebene Methode wurde bis heute im Mikrowellengebiet nicht angewendet. Wohl haben *Kock* und *Harvey* [19] sowie *Sakamoto* und *Hasegawa* [20] versucht, geeignete photographische Verfahren zu entwickeln, die Resultate waren aber nur teilweise befriedigend. Unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Infrarottechnik dürfte es jedoch nicht schwer fallen, mit einer dünnen metallischen Schicht als absorbierendem Element und einem geeigneten Benetzungsmittel Mikrowellenfelder zu photographieren. Es ist zu hoffen, dass diese vielversprechende Möglichkeit nicht ungenutzt bleiben wird.

2.4. Der Schichtkoppler

Unter einem Koppler versteht man in der Mikrowellentechnik ein Schaltelement, das die Entnahme eines bestimmten Leistungsbetrages aus einem Wellenleitersystem gestattet. Der Koppler kann demnach allgemein als Leistungsteiler verwendet werden. Von besonderer Bedeutung sind die symmetrischen Richtkoppler (bi-directional coupler), die sich zur Bestimmung des Stehwellenverhältnisses auf einer Leitung eignen.

Infolge der vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten besteht eine umfangreiche Literatur über Koppler, die beispielsweise in der Bibliographie von *Schwartz* [21], [22] zusammengefasst ist. Bezüglich der Klassifikation hat *Sferrazza* [23] eine Einteilung angegeben, die sich auf die Vorstellungen der Leitungstheorie stützt und eine elektrische und eine magnetische Kopplung unterscheidet. Es scheint uns jedoch zweckmässiger, den Koppler vom Standpunkt der Feldtheorie aus zu betrachten. So entsteht ein Ordnungsprinzip mit einer allmählichen Abstufung von starker und schwacher Wechselwirkung, das wir kurz beschreiben wollen.

Wesentlich für die Systematik auf Grund der Feldvorstellung ist die triviale Erkenntnis, dass die Entnahme von Energie aus einem homogenen Leitungssystem stets mit einer unvermeidlichen Störung des Feldes verbunden ist. Insbesondere entstehen durch Löcher und Schlitze in der Wand eines Hohlleiters neue und höhere Schwingformen (Modi), die Energie in den Aussenraum bzw. in einen anschliessenden Hohlleiter abstrahlen können. Die Erzeugung neuer Feldformen ist besonders ausgeprägt, wenn die Wandstromverteilung durch die vorhandenen Öffnungen stark gestört wird, zum Beispiel wenn Längsströme durch Querschlitze unterbrochen werden. Es ist deshalb naheliegend, folgende drei Kopplungstypen zu unterscheiden.

a) Systeme mit direkter Unterbrechung des Wandstromflusses.

b) Systeme, bei denen die Konturen der Öffnungen parallel mit den Wandströmen bzw. senkrecht zum magnetischen Feld verlaufen.

c) Systeme mit Schichtkopplung. Die Randbedingungen werden für diesen Typus in erster Näherung streng eingehalten, indem die gemeinsame Wand zweier Hohlleitersysteme oder ein Teil davon durch eine dünne leitende Schicht ersetzt wird.

Im Schicht- oder Skinkoppler werden demnach die Eigenschaften einer halbdurchlässigen Schicht zur Übertragung von elektromagnetischer Strahlung verwendet. Zugleich ist es möglich, die Feldstörungen im Kopplungsgebiet sehr klein zu halten. Figur 1 zeigt den schematischen Aufbau eines Skinkopplers.

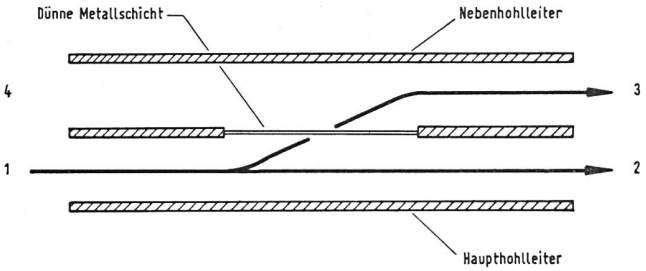

Fig. 1. Schichtkoppler

Obschon eine genauere Untersuchung dieses neuen Elementes erst im 5. Kapitel erfolgen kann, ist es schon hier notwendig, durch Definition einiger Grundbegriffe den Unterschied zwischen Systemen vom Typus a) und vom Typus c) abzuklären. Wird am Eingang 1 des Kopplers die Energie P_1 eingespeist und bezeichnet man mit P_n (n = 2,3,4) die an den betreffenden Ausgängen verfügbare Leistung, falls überall angepasst wird, so versteht man unter Kopplungsdämpfung C und Richtdämpfung D die Grössen

$$C = 10 \log \frac{P_1}{P_3} \quad \text{Kopplungsdämpfung}$$

$$D = 10 \log \frac{P_3}{P_4} \quad \text{Richtdämpfung}$$

Figur 2 enthält den Verlauf der Kopplungsdämpfung mit zunehmender Frequenz für ein System von zwei Rechteckhohlleitern WR 90 (a = 22,86 mm, b = 10,16 mm), die mit je einer Seitenwand aneinandergefügt werden. Die genauen Masse der Kopplungsöffnung in der gemeinsamen Seitenwand sind in der Figur angegeben. Bleibt diese Öffnung leer, so entsteht ein äusserst unregelmässiger Verlauf der Kopplungsdämpfung mit unerwünschten Resonanzstellen. Ein entsprechend «wildes» Verhalten mit mehreren Nullstellen zeigt auch die Richtdämpfung, die der Übersicht halber nicht dargestellt ist. Setzt man nun in die Öffnung eine dünne metallische Schicht (Chrom-Nickel auf Glimmer, Flächenwiderstand R_F = 28 Ω), so werden die Verhältnisse schlagartig besser, und es entsteht ein gleichmässiger Verlauf von C. Zugleich steigt die Richtdämpfung für sämtliche Frequenzen auf über 30 dB, was bedeutet, dass weniger als 1 ‰ der Leistung im Nebenhohlleiter nach rückwärts gestreut wird.

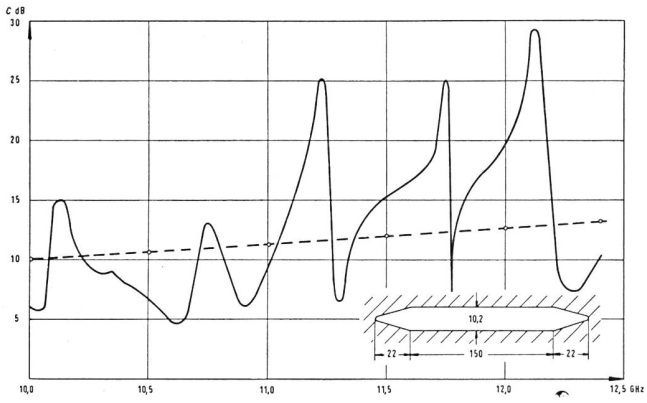

Fig. 2. Seitenwandkoppler
——— Ohne Schicht
-------- Mit Schicht

Das angegebene Verfahren bietet demnach neue, wertvolle Möglichkeiten beim Bau von Mikrowellenbestandteilen. Einerseits entstehen durch den stetigen Übergang zwischen zwei Leitersystemen übersichtliche und klare Verhältnisse im Verlauf der charakteristischen Kenngrössen, und anderseits können Singularitäten teilweise oder ganz vermieden werden. Es ist ferner anzunehmen, dass bei geeigneter Konstruktion besonders breitbandige Elemente entstehen dürften, eine Erwartung, die sich auch bestätigt (vgl. Kapitel 5).

2.5. Das Problem der stetigen Beugung

Das heute bestehende, bedeutende Interesse für fundamentale Beugungsfragen ist, wie schon *Bouwkamp* [24] bemerkt hat, einzig und allein auf die zunehmende Wichtigkeit der Übertragung durch Radio- und Mikrowellen zurückzuführen. Die umfangreiche Literatur ist in ständigem Wachsen begriffen. Es muss jedoch festgestellt werden, dass es sich bei den bis heute behandelten Randwertaufgaben durchwegs um die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischem Feld und ideal metallischer Struktur, das heisst mathematisch gesprochen um Konfigurationen mit unstetigen Sprüngen in der elektrischen Leitfähigkeit (σ = O oder ∞) handelt. Es ist leicht einzusehen, dass die Einführung eines stetigen Verlaufs der elektrischen Leitfähigkeit an bestimmten Stellen neue Möglichkeiten eröffnet, die unter anderem für Schlitzantennen von Bedeutung sind. Figur 3 zeigt ein einfaches System, um diesen Gedankengang näher zu erläutern. Wie bei klassischen Beugungsproblemen befindet sich in einer Ebene ein metallischer Schirm, der den Raum in zwei Gebiete trennt, Durch einen stetigen Verlauf der Schichtdicke am Rand der Beugungsöffnung wird erreicht, dass die Flächenleitfähigkeit allmählich auf Null absinkt.

Schon *Bethe* [25] hat gezeigt, dass für den Fall einer kreisförmigen Öffnung beim sprunghaften Übergang auf einen ideal leitenden Schirm die Felder am Rand divergieren, und zwar gilt für die Normalkomponente des elektrischen Feldes am Rand

$$E_n = \frac{\text{const.}}{\sqrt{a-r}} \tag{1}$$

wobei a den Kreisradius und r den Abstand vom Mittelpunkt darstellt. Entsprechende Verhältnisse gelten für die Tangentialkomponente des gestreuten H-Feldes, wobei jedoch das totale magnetische Feld endlich bleibt. Eine eingehende Behandlung dieser Randprobleme stammt von *Heins* und *Silver* [26], die davon ausgehen, dass die totale Energie für ein endliches Volumenelement endlich bleiben muss.

Es steht auf alle Fälle fest, dass komplizierte Divergenzfragen bei Verwendung einer dünnen und stetig verlaufenden Schicht nicht nur vermieden wer-

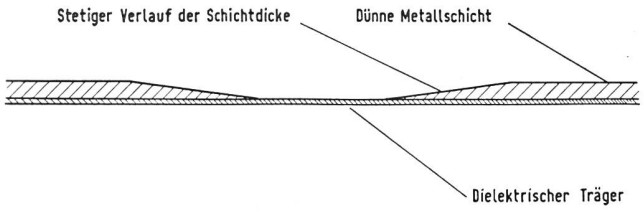

Fig. 3. Stetige Beugung

den, sondern dass neue Richtdiagramme und Strahlungscharakteristiken entstehen, die mit blossen Sprungfunktionen nicht zu erreichen sind. Eine Anwendung dünner Schichten als stetige Beugungselemente ist deshalb unbedingt wünschbar.

2.6. Die Kraftwirkung des elektromagnetischen Feldes auf dünne Schichten

Untersucht man die heute gebräuchlichen Messverfahren zum Nachweis von Mikrowellenfeldern, so zeigt es sich, dass dieselben durchwegs aus indirekten Methoden bestehen. Sowohl beim thermischen Detektor wie auch bei der Kristalldiode muss vorerst eine Energieumwandlung des Feldes stattfinden, bevor die eigentliche Anzeige erfolgen kann. Dieser Umweg lässt sich vermeiden, wenn man direkt die Kraftwirkung des elektromagnetischen Feldes auf metallische Leiter benützt, ein Verfahren, das beim Bau von Anzeigeinstrumenten im Niederfrequenzgebiet altbekannt ist. Für ein beliebiges Feld lassen sich die Kräfte aus dem *Maxwell*schen Spannungstensor [27] bzw. dem Energie-Impuls-Tensor des elektromagnetischen Feldes

$$(T_{\mu\nu}) = \begin{Bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} + \frac{i}{c} S_x \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} + \frac{i}{c} S_y \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} + \frac{i}{c} S_z \\ -\frac{i}{c} S_x & -\frac{i}{c} S_y & -\frac{i}{c} S_z \quad u \end{Bmatrix} \tag{2}$$

ableiten. Darin bedeuten die Grössen S_x, S_y, S_z die Komponenten des *Poynting*-Vektors, u die Energiedichte des Feldes und T_{ik} die Komponenten des klassischen Spannungstensors, der sich aus elektrischen und magnetischen Feldanteilen vom Betrage E und H zusammensetzt:

$$T_{ik} = T_{ik}^{(e)} + T_{ik}^{(m)} \tag{3}$$

$$T_{ik}^{(e)} = \varepsilon_0 \left(E_i E_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} E^2 \right) \tag{4}$$

$$T_{ik}^{(m)} = \mu_0 \left(H_i H_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} H^2 \right) \tag{5}$$

Durch Bilden der Divergenz kann der Strahlungsdruck auf eine beliebige Auffallfläche berechnet werden. Für den Fall metallischer Leiter steht der mechanische Kraftvektor senkrecht zur Leiteroberfläche und erzeugt einen magnetischen Druck p_m und einen elektrischen Zug p_e vom Betrage

$$p_m = \frac{\mu_0}{2} H^2 \tag{6}$$

$$p_e = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \tag{7}$$

Da diese Ausdrücke, die bekanntlich die Energiedichte des Feldes darstellen, quadratisch sind, können Wechselfelder mit geeigneten Anordnungen direkt nachgewiesen werden.

Eine vorzügliche Ausführung zur Leistungsmessung auf Grund der beschriebenen pondermotorischen Effekte stammt von *Cullen*, *Rogal* und *Okamura* [28], die allerdings schon früher von *Cullen* [29], [30] beschrieben wurde. Die Anlage besteht aus einer an einem Quarzfaden aufgehängten dünnen Folie, die sich in einem Hohlleiter befindet. Das auf die Folie wirkende Drehmoment wird über einen Spiegel – ähnlich wie bei einem Galvanometer – zur Anzeige gebracht. Auch *Bomke* und *Schmidt* [31] haben verschiedene Anordnungen beschrieben, es fehlt jedoch bis heute eine eindeutige und klare Untersuchung über die Grenzempfindlichkeit, die mit Messinstrumenten dieser Art erreicht werden kann. Es sei hier nur auf die Angabe von *Norton* [32] verwiesen, der mit einer dünnen Schicht als Teil der Aussenwand eines Koaxialkabels und einer Art Kondensatormikrophon Leistungen bis zu 1 mW messen konnte. Das Feld muss zu diesem Zweck mit Niederfrequenz moduliert werden, und die Bandbreite des Detektorsystems beträgt 10 Hz. Es ist festzuhalten, dass sich diese Angaben auf ein durchlaufendes Wellenleitersystem mit relativ kleiner Dämpfung beziehen und ein direkter Vergleich mit üblichen Detektortypen deshalb unzulässig ist. Ein solcher ist erst dann möglich, wenn sich die Folie in einem angepassten Hohlraumresonator befindet, wo die Felder durch Mehrfachreflexion wesentlich höhere Werte erreichen. Gelingt es ferner, ein System zu entwickeln, für welches das Rauschen – verursacht durch die spontanen Druckschwankungen der Luft – das elektrische Netzwerkrauschen übertrifft, so kann durch Evakuieren eine weitere Verbesserung erzielt werden.

Die kurzen Angaben dürften genügen, um zu zeigen, dass noch mehrere Probleme zu lösen sind, bevor die dünne metallische Schicht mit genügender Empfindlichkeit als direkter mechanischer Detektor des elektromagnetischen Feldes eingesetzt werden kann.

3. Die Herstellung der Schichten

3.1. Herstellungsmethoden

Dünne metallische Schichten können durch verschiedene bewährte Verfahren auf metallischen oder nichtmetallischen Trägern niedergeschlagen werden:

a) Einbrennen
b) Aufdampfen
c) Kathodenzerstäuben
d) Chemisches Niederschlagen
e) Galvanisches Auftragen

Die Zusammenstellung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, sie enthält jedoch die üblichen Methoden, die in der einschlägigen Literatur, zum Beispiel von *Strong* [33], besprochen werden. Die im Verlaufe der Arbeit zur Anwendung gelangten Verfahren werden in der Folge diskutiert, und es wird auf eine neue Methode auf photographischer Grundlage hingewiesen.

3.2. Der Einbrennprozess

Edelmetallschichten mit grosser Haftfestigkeit auf Glimmer oder Glas erhält man durch Reduktion einer geeigneten Metallsalzlösung. Die Flüssigkeit wird zuerst durch Tauchen, Giessen, Spritzen oder einfach mit dem Pinsel auf den Träger gebracht. Durch Erhitzen wird das Metallsalz anschliessend zerstört und das freigewordene Metall in die Unterlage eingebrannt. Geeignete Präparate unter den Namen «Einbrennsilber», «Glanzplatin» und «Glanzgold» sind kommerziell erhältlich (*Degussa*, Frankfurt am Main, und *Dürrwächter*, Pforzheim) und gelangen in der Industrie bei der Fertigung von Kondensatoren und leitenden Kontakten zur Anwendung.

Die beschriebene Technik wurde zur Herstellung von Dämpfungsgliedern im K-Band (18,0...26,5 GHz) verwendet, und es zeigte sich, dass sich die Methode zur raschen und billigen Produktion von Attenuatoren durchaus eignet. Etwas schwieriger wird der Fall beim Bau von Präzisionsbestandteilen, beispielsweise geeichten Dämpfungsgliedern oder Fixwiderständen in Koaxialleitungen. Es treten dann zwei schwerwiegende Nachteile in Erscheinung, die nicht vermieden werden können. Vorerst ist es verständlich, dass die Grösse des Flächenwiderstandes nicht im voraus genau festgelegt werden kann. Ferner ist die Homogenität der Schicht oft nicht genügend. Es mussten deshalb besonders in Hinsicht auf den Schichtkoppler weitere Verfahren auf ihre Eignung für reproduzierbare und homogene Schichteigenschaften geprüft werden.

3.3. Die Herstellung von Silberschichten durch ein photographisches Verfahren

Belichtet man eine photographische Schicht, so kann durch den anschliessenden Entwicklungsprozess das aktivierte Bromsilber in Silber umgewandelt werden. Durch geeignete Wahl der Belichtungszeit lässt sich der Silbergehalt der Schicht in weiten Grenzen steuern. Mehrere Vorversuche zeigten, dass der Anteil an Silber in handelsüblichen Filmen und Papieren zu klein ist, um nützliche Resultate zu ergeben. Wünscht man nämlich einen besonders hohen Verlustwinkel tg δ, so kann dies nur erreicht werden, wenn die niedergeschlagenen Silberkörner bzw. Fadenknäuel sich gegenseitig berühren, das heisst wenn ein leitender Strompfad in der Schicht entsteht. Es mussten deshalb Spezialfilme mit besonders hohem Gehalt an Bromsilber beschafft werden.

In der Korpuskularphotographie benützt man schon lange Schichten und Platten mit extrem hohem Silbergehalt. Diese werden als Kernemulsionen bezeichnet und sind von *Teucher* [34] eingehend beschrieben worden. Die *Tabelle I* gibt ein Bild über die quantitativen Verhältnisse:

Tabelle I Kernemulsionen

Zusammensetzung der Schicht	Kodak Harrow	Ilford
AgBr (Gewichtsprozent)	86%	84%
Gelatine (Gewichtsprozent)	14%	16%
AgBr in 500 μ-Schicht	170 mg/cm²	162 mg/cm²

Zur Anwendung kamen Ilford-Schichten G 5 mit einer Ausgangsdicke von 50 μ und 100 μ. Da das Sonnenlicht nicht durchdringt, musste die Emulsion mit einer Ra-Be-Quelle bestrahlt werden. Wird bis zur vollständigen Schwärzung belichtet, so entstehen beim Entwicklungsprozess durchgehende Strompfade in der Schicht, und man erhält Flächenwiderstände, die im Ohmbereich liegen. Für den Endwert ist der genaue Entwicklungsvorgang entscheidend.

Die erreichten Resultate zeigten, dass sich die Methode für Attenuatoren oder Abschlusswiderstände eignet, sofern die Schicht vorher auf einen Glasträger aufgezogen wird. Für Präzisionsglieder ist aber auch diese Technik ziemlich heikel, so dass wir auf weitere Angaben verzichten können.

3.4. Das Aufdampfen von dünnen Schichten

Die Verdampfung metallischer und nichtmetallischer Materialien im Hochvakuum ist eine Methode, die gestattet, Schichten unter genau kontrollierbaren und weitgehend variierbaren Bedingungen herzustellen. Das Verfahren geht auf *Nahrwold* [35] zurück und hat mit der Entwicklung der Hochvakuumtechnik an Bedeutung ständig zugenommen.

Die Technik ist in den Grundzügen relativ einfach: Das zu verdampfende Material wird auf einen Träger gebracht und im Hochvakuum aufgeheizt, bis eine Verdampfung eintritt. Der Dampfstrahl wird auf der gewünschten Unterlage kondensiert, und es entsteht auf dieser eine dünne Schicht. Dicke und Homogenität der Schicht können durch Verdampfungsgeschwindigkeit und Zeitdauer sowie geometrische Form und Anordnung von Verdampfer und Kondensator festgelegt werden.

Damit die Schicht für die speziellen Anforderungen im Mikrowellenbereich brauchbar ist, müssen verschiedene Bedingungen erfüllt sein, die bei den üblichen technischen Anwendungen (Spiegel, Metallisierung von Fernsehbildröhren, Entspiegelung von Linsen) gewöhnlich ausser Betracht fallen. Es sind nämlich nicht nur die Eigenschaften der Schicht allein, sondern auch die relative dielektrische Konstante des Trägers $\varkappa' - i\varkappa''$ im betrachteten Frequenzbereich für das Verhalten des Gesamtsystems im Mikrowellenfeld massgebend. Eine Untersuchung unter Berücksichtigung der Daten von *Hippel* [36]

zeigt, dass Glimmer, sowohl elektrisch wie mechanisch, durchaus geeignet ist. Die Grösse $\varkappa'$ beträgt allerdings im cm-Bereich 7–8, der Einfluss kann jedoch durch Reduktion der Trägerdicke klein gehalten werden. In dieser Hinsicht wären gewisse Kunststoffolien, die beispielsweise in der Kondensatorindustrie verwendet werden, geeigneter. Versuche an Mylar-Polyesterfilmen mit $\varkappa' = 2$ zeigten jedoch, dass sie für den Aufdampfprozess infolge der Entgasung des Bedampfungsgutes weniger zweckmässig sind. Die metallische Schicht selbst, die auf den Träger aufgebracht wird, muss ebenfalls bestimmte Eigenschaften besitzen, damit sie im Mikrowellenbereich verwendbar ist. Abgesehen davon, dass der Aufdampfprozess eindeutig reproduzierbar sein muss, soll die Schicht möglichst homogen und gegen atmosphärische und mechanische Einflüsse stabil sein. Zusätzlich muss eine bestimmte Beziehung zwischen der Gleichstromimpedanz und der Impedanz der Schicht im Mikrowellenfeld bestehen. Ist diese Relation erfüllt, so spielt die mikroskopische Schichtstruktur nur noch eine sekundäre Rolle. Dieser wesentliche Punkt wird im 4. Kapitel behandelt.

Die ersten Schichten wurden auf Glimmer durch Verdampfen von Ni-Cr (Chromel) aus Molybdänschiffchen hergestellt. Die Untersuchung dehnte sich ferner auf Aluminium- und Silberschichten aus. Aluminium bildet bei Lufteinlass nach dem Bedampfungsprozess eine Oxydhaut an der Oberfläche. Die Schicht bleibt nachträglich aber stabil und kann zudem noch verquarzt werden. Silberschichten sind auf die Dauer empfindlich gegen atmosphärische Einflüsse (Schwefel) und zeigen normalerweise eine geringere Haftfestigkeit. Aus diesen Gründen wurden die Serienmessungen mit Chromel durchgeführt, das zudem einen relativ kleinen Temperaturkoeffizienten aufweist. Wie schon *Holland* [37] gezeigt hat, kann bei diesem Material bei genügender Schichtdicke auf das Auftragen einer Schutzschicht verzichtet werden. Bei Flächenwiderständen über einigen hundert Ohm ist allerdings zusätzliches Aufdampfen einer Siliziumdeckschicht notwendig.

Wie schon angedeutet, ist für sorgfältige Untersuchungen die Homogenität der Schicht wesentlich. Für Elemente im K-Band (18,0...26,5 GHz) und auch für höhere Frequenzbereiche kann infolge der kleinen Abmessungen des Trägers die Schichtdicke über das ganze System konstant gehalten werden. Es genügt, mit einer «punktförmigen» Verdampfungsquelle (Schiffchen) zu arbeiten und den Glimmerträger in genügendem Abstand während des Prozesses zu bewegen. Wesentlich schwieriger sind die Verhältnisse für das X-Band (8,2...12,4 GHz). Für gewisse Schichtkoppler darf die maximale Schwankung der Schichtdicke über eine Distanz von 200 mm nur einige Prozent betragen. Diese Forderung kann relativ einfach erfüllt werden, wenn genügend grosse Apparaturen zur Verfügung stehen, wie sie zum Beispiel von *Bas* [38] beschrieben werden. Da in unserem Fall der Innendurchmesser der Bedampfungsglocke 250 mm und die Höhe nur 350 mm betrug, musste ein Verfahren entwickelt werden, um auf verhältnismässig kleinem Raum die erfoderliche Homogenität zu erreichen. Zu diesem Zweck wurden eine Reihe von Drähten parallel zu der zu bedampfenden Glimmerfolie aufgespannt, wie dies aus Figur 4 ersichtlich ist.

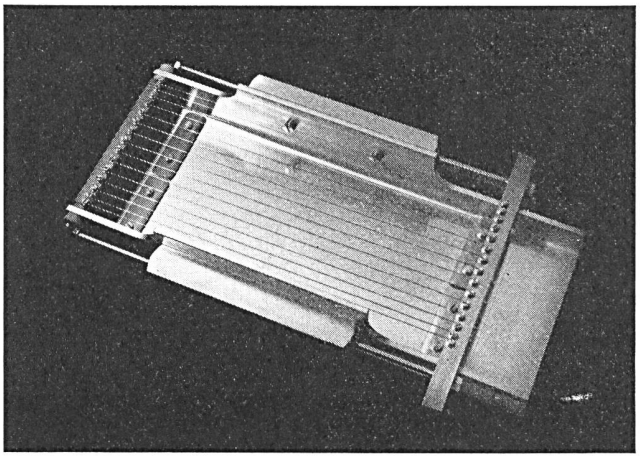

Fig. 4. Bedampfungstrog. Die zu bedampfende Glimmerfolie ist auf dem Boden des Bedampfungstroges eingespannt. Die parallelen Chrom-Nickel-Drähte (Durchmesser 0,3 mm) befinden sich 25 mm über der Glimmerfolie und verbinden die beiden Schienen für die Stromzuführung

Diese Drähte werden durch Stromdurchgang erhitzt und können direkt verdampfen, sofern die nötige Verdampfungsgeschwindigkeit unter dem Schmelzpunkt erreicht wird. Andernfalls genügt es, den Draht als Träger zu benützen und mit dem zu verdampfenden Material galvanisch zu überziehen. Setzt man voraus, dass eine isotrope Verdampfung des Drahtes erfolgt, so kann man die Schichtverteilung auf dem Träger ohne besondere Schwierigkeiten berechnen. Figur 5 zeigt einen Draht von der Gesamtlänge $2L$, dessen Durchmesser vernachlässigbar klein gegen den Abstand H von der Grundebene sein soll. Die Dicke

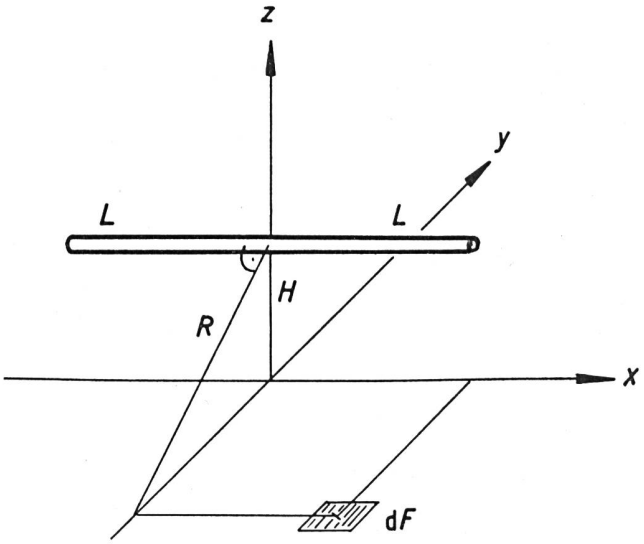

Fig. 5. Drahtbedampfung

der je Zeiteinheit auf der x-y-Ebene niedergeschlagenen Schicht beträgt unter Einführung der Grössen

$\delta(x, y)$ = Dicke des Niederschlages pro Zeiteinheit
ϱ = Dichte des Verdampfungsmaterials
w = Verdampfungsgeschwindigkeit, Verdampfungsmenge pro Zeit- und Längeneinheit des Drahtes

$$\delta = \frac{wH}{2\pi^2\varrho R}\left[\frac{L+x}{(L+x)^2+R^2} + \frac{L-x}{(L-x)^2+R^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{R}\operatorname{arctg}\frac{L+x}{R} + \frac{1}{R}\operatorname{arctg}\frac{L-x}{R}\right] \qquad (8)$$

für die Verteilung in der Mittelebene $x = 0$ wird insbesondere

$$\delta(x=0) = \frac{wH}{\pi^2\varrho R}\left(\frac{L}{L^2+R^2} + \frac{1}{R}\operatorname{arctg}\frac{L}{R}\right) \qquad (9)$$

Lässt man L gegen Unendlich streben, so verschwindet das erste Glied im Klammerausdruck, und es bleibt

$$\delta_0 = \frac{w}{2\pi\varrho}\,\frac{H}{R^2} = \frac{w}{2\pi\varrho}\,\frac{H}{H^2+y^2} \qquad (10)$$

Durch Einführen der reduzierten Verdampfungsgeschwindigkeit $w_0 = w/H$, lässt sich die letzte Gleichung als Funktion von $u = y/H$ schreiben

$$\delta_0 = \frac{w_0}{2\pi\varrho\,(1+u^2)} \qquad (11)$$

Eine genaue Untersuchung der allgemeinen Formel für δ ergibt, dass eine hohe Längshomogenität erreicht werden kann, falls der Quotient H/L entweder sehr gross oder sehr klein gegen Eins ist. Wir wollen bloss den letzten Fall qualitativ beschreiben: Für $y = 0$ bleibt die Schichtdicke im Bereich $-L < x < +L$ praktisch konstant. Sie fällt im Gebiet $x \approx \pm L$ stark ab und strebt für zunehmende Absolutwerte von x asymptotisch gegen Null.

Bedeutend unangenehmer sind die Verhältnisse in der Querrichtung. Für einen unendlich langen Draht beträgt die Halbwertsbreite nur

$$D = 2H \qquad (12)$$

wobei hier als Halbwertsbreite die von Null verschiedene Distanz auf der y-Achse verstanden wird, für welche die Schichtdicke auf die Hälfte des Maximalwertes gesunken ist.

Durch ein einfaches Verfahren ist es nun möglich, die Homogenität in der Querrichtung erheblich zu verbessern. Dies gelingt, indem man ein System von mehreren Drähten parallel nebeneinander spannt. Weisen die Drähte dieselbe Verdampfungsgeschwindigkeit und denselben Abstand von der Grundebene auf, so entsteht eine totale Schichtdicke

$$\delta_0 = \frac{w_0}{2\pi\varrho}\sum_{n=1}^{k}\frac{1}{(u-u_n)^2+1} \qquad (13)$$

$u_n = y_n/H$ (n = 1,2...k) gibt die entsprechende Koordinate des betreffenden Drahtes an. Um eine

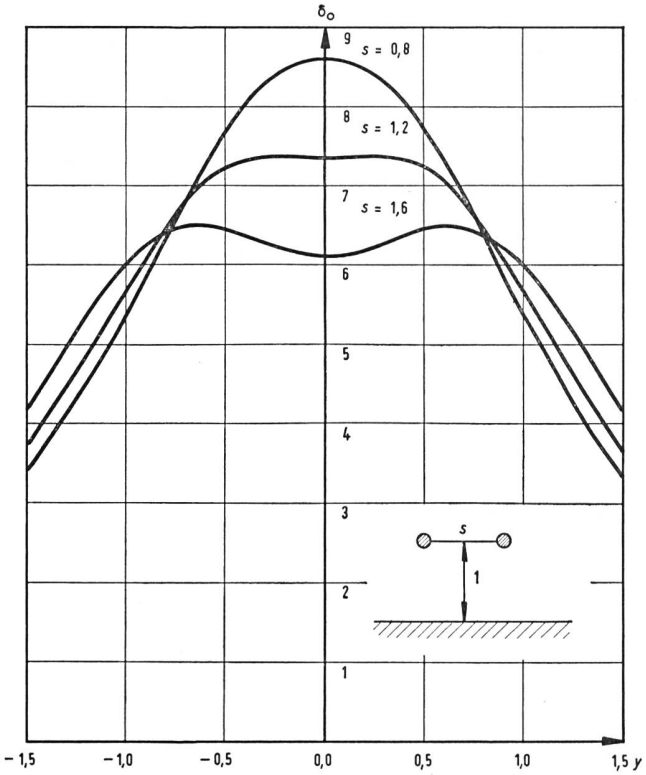

Fig. 6. Bedampfung mit zwei Drähten

Vorstellung über den Verlauf der Schichtdicke zu erhalten, sind in der Figur 6 die Verhältnisse für zwei Drähte im Einheitsabstand von der Grundebene und im gegenseitigen Abstand s eingetragen. Die Normierung der Schichtdicke ist aus *Tabelle II* ersichtlich.

Bedampfung mit zwei Drähten, $H = 1$, $L \to \infty$

Tabelle II.

Drahtabstand s	Max. Schichtdicke δ_{Max}	Halbwertsbreite D
0,0	1,00	2,00
0,8	0,86	2,48
1,2	0,74	3,00
1,6	0,65	3,52

Bei variablem s entsteht eine Reihe von Kurven, die eine äussere Ähnlichkeit mit den Resonanzcharakteristiken gekoppelter Hochfrequenzschwingkreise aufweisen. Für die «kritische Kopplung» s = 1,2 erhält man eine maximal flache Struktur, während für zunehmenden Abstand s die «Kopplung» zu stark wird und zwei Maxima der Schichtdicke entstehen.

Durch günstige Kombination einer Mehrzahl von Drähten kann die Homogenität in der Querrichtung über eine grössere Strecke konstant gehalten werden. Es wurden «Filterkurven» bis zu 15 Drähten gerechnet und die Resultate bei der Dimensionierung des Aufdampftroges berücksichtigt.

3.5. *Resultate der Drahtbedampfung*

Es wurden eine Reihe von Chrom-Nickel-Schichten (80% Ni, 20% Cr) durch Drahtbedampfung hergestellt. Als Träger dienten Glimmerfolien mit einer Dicke von $25 \pm 5 \mu$. Die Reinigung erfolgte zuerst in Isopropyl-Alkohol nach der Vorschrift von *Holland* [39], anschliessend durch Glimmen im Vorvakuum. In einer Distanz von 25 mm über der Glimmerfolie wurden 15 Chrom-Nickel-Drähte mit einem Durchmesser von 0,3 mm und einer Länge von je 300 mm aufgespannt. Der gegenseitige Abstand betrug 8 mm, aussen jedoch nur 5 mm. Da das ganze Gewicht des in Figur 4 abgebildeten Bedampfungstroges an den Drähten hing, blieben dieselben trotz Ausdehnung bei der Erwärmung straff gespannt. Ferner erfolgte die Aufheizung in Parallelschaltung, so dass sich eine Stabilisierung der von den Drähten abgestrahlten Verdampfungsmenge ergab. Es wurde absichtlich nicht im Bereich der beschriebenen «kritischen Kopplung», sondern mit «schwacher Kopplung» gearbeitet, damit die Gleichmässigkeit der Schicht noch weiter erhöht werden konnte.

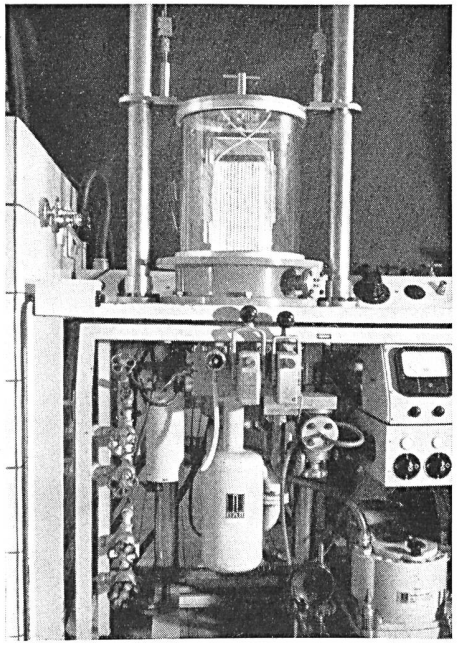

Fig. 7. Bedampfungsanlage
Unterer Bildteil: Hochvakuum-Pumpstand
Oberer Bildteil: Bedampfungsglocke mit eingeschlossenem Bedampfungstrog und glühenden Chrom-Nickel-Drähten

Mit einer einstufigen Öldiffusionspumpe war es möglich, im zylindrischen Vakuumbehälter aus Glas einen Enddruck von mindestens $3 . 10^{-5}$ Torr zu erreichen. Durch Aufheizen der Drähte konnte die nötige Verdampfungsgeschwindigkeit noch unter dem Schmelzpunkt erreicht werden. Die Glimmerunterlage erreichte während des Bedampfungsprozesses eine Temperatur von über 350° C und wurde nach Erreichen der gewünschten Schichtdicke durch schwächeres Heizen der Drähte für etwa 30 Minuten über 300° C gehalten. Diese Temperaturbehandlung geht auf *Alderson* und *Ashworth* [40] zurück und hat sich zur Herstellung besonders stabiler und fest haftender Schichten bestens bewährt. Während der Bedampfung erfolgte eine laufende Messung des Flächenwiderstandes der niedergeschlagenen Schicht. Für Präzisionsmessungen müssen hierzu die Zuleitungskontakte versilbert werden; es genügt jedoch als Kontakt ein Leitsilberraster, falls ein Fehler von bis zu 5% in Kauf genommen wird.

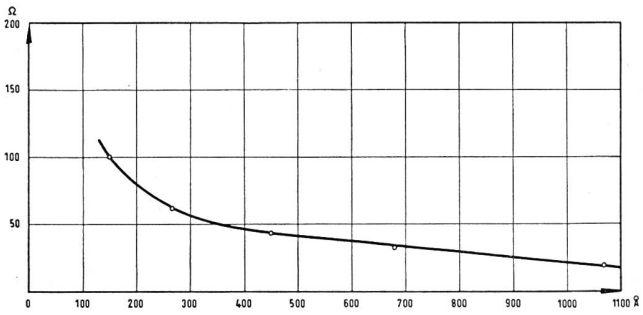

Fig. 8. Schichtdicke und Flächenwiderstand

Figur 8 zeigt nun die Abhängigkeit des Flächenwiderstandes als Funktion der Schichtdicke. Diese wurde auf Grund einer Wägemethode bestimmt, und die Resultate dürfen nach *Mayer* [41] deshalb nur als ungefähre Anhaltspunkte dienen. Wie wir noch sehen werden, ist die Schichtdicke jedoch für das Verhalten im Mikrowellenfeld in keiner Weise massgebend, so dass eine genaue Messung derselben nicht notwendig ist.

Wesentlich wichtiger ist die Bestimmung der Schichthomogenität, die sowohl auf elektrischem wie auch auf optischem Weg erfolgen kann. Zu diesem Zweck wurde eine eigene Konstruktion entwickelt, die in Figur 9 abgebildet ist. Als Kontaktflächen dienen zwei Rundkupferstücke mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von je 20 mm. Diese sind in einem Abstand von 10 mm in ein Plexiglasstück eingebaut und können auf die Schicht aufgepresst werden. Es zeigte sich, dass die Widerstandsschwankung über ein erforderliches Gebiet von 150×30 mm maximal einige Prozent beträgt. Dasselbe Resultat ergab eine optische Methode. Die Bestimmung der Schichtdurchlässigkeit erfolgte zu diesem Zweck mit einem Photomultiplier (RCA JAN 931–A, λ_{Max} 500 mμ).

Figur 10 b enthält die Darstellung der optischen Längshomogenität einer Folie. Die erhöhte optische Durchlässigkeit an den Rändern ist nicht nur auf die endliche Drahtlänge allein, sondern auch auf die Wärmeableitung der Stromzuführungen zurückzuführen. Auch so liegt die Schwankung im untersuchten Bereich innerhalb von $\pm$ 2,5%, was für die meisten Zwecke genügen dürfte. Für kürzere Strecken kann ohne weiteres eine Homogenität von $\pm$ 1% erreicht werden. Entsprechende Resultate gelten für die Querhomogenität, die in der Figur nicht eingetragen ist. Es ist lediglich darauf hinzuweisen, dass zum

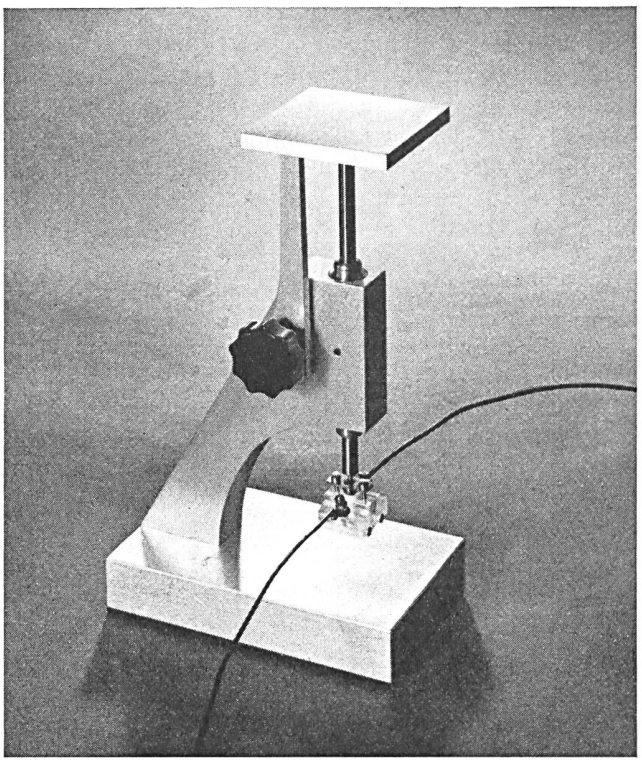

Fig. 9. Gerät zur Messung von Flächenwiderständen. Das isolierte Halterungsstück enthält zwei Rundkupferstücke, die auf die Schicht aufgepresst werden. Vom Halterungsstück führen die beiden Zuleitungen zu einer Messbrücke. Die aufgedampfte Schicht mit Träger wird auf die untere Grundplatte aufgelegt. Die Platte im oberen Bildteil kann ähnlich wie eine Briefwaage mit Zusatzgewichten beschwert werden

Beispiel für das X-Band eine Streifenbreite von maximal 22,8 mm für Elemente erforderlich ist, welche die gesamte Hohlleiterbreite ausnützen.

Figur 10 a zeigt elektrische Homogenitätsmessungen an Schichten der International Resistance Company, und Figur 10 c enthält Resultate von *Severin* [42]. Diese Schichten werden ausdrücklich für Anwendungen im Mikrowellenbereich empfohlen, ihre Herstellung erfolgt allerdings durch Aufspritzen von Aquadag auf einen Träger. Der Vergleich zeigt deutlich den Vorteil des Aufdampf- bzw. Drahtbedampfungsverfahrens. Auch *Phair* [43] konnte durch Aufspritzen keine besseren Resultate erreichen, und ein Abkratzen des zu dicken Schichtbelages erwies sich allgemein als unwirtschaftlich.

Abschliessend ist ein wichtiger Punkt zu erwähnen, der beim Verdampfen von Legierungen berücksichtigt werden muss. *Espe* [44] hat darauf hingewiesen, dass sich Legierungen nur dann direkt aufdampfen lassen, wenn ihre Komponenten gleichen Dampfdruck bei der gewählten Verdampfungstemperatur haben. Da nun Chrom bedeutend flüchtiger ist als Nickel, ist zu befürchten, dass die dünne Schicht eine unerwünschte Zusammensetzung aufweist. Eine mikroanalytische Untersuchung von Schichten, die durch Verdampfen eines garantiert eisenfreien Nichrom-Drahtes (80 ± 1% Ni, 20 ± 1% Cr) gewonnen wurden, ergab eine Schichtzusammensetzung von 21,4 ± 1% Cr bzw. 78,6 ± 1% Ni und bestätigte zugleich die hohe Genauigkeit des Wägeverfahrens. Für die Durchführung dieser Analyse sind wir Herrn Prof. Dr. *O. Gübeli* (Anorganisch-chemisches Laboratorium der ETH) zu besonderem Dank verpflichtet. Eine Variation der Verdampfungsgeschwindigkeit beeinflusst die Resultate nicht. Die überraschende Übereinstimmung ist so so zu erklären, dass vorerst Chrom bevorzugt verdampft und die gute Haftfestigkeit verursacht, dann aber die Diffusionsgeschwindigkeit des Chroms an die Drahtoberfläche zu klein wird und deshalb keine Trennung der Komponenten erfolgen kann. Bei den meisten Legierungen dürfte jedoch in dieser Hinsicht grösste Vorsicht geboten sein, ist es doch zum Beispiel bekannt, dass sich Zn in ziemlich reiner Form von Messing verdampfen lässt.

3.6. Die galvanische Erzeugung dünner Schichten

Für die Herstellung von thermischen Detektoren ist es notwendig, freitragende Schichten, das heisst Folien ohne Träger zu erzeugen. Zu diesem Zweck kann man ebenfalls das Aufdampfverfahren benützen und die Unterlage nachträglich weglösen. *Prugne, Garin* und *Lechauguette* [45] haben eine geeignete Methode mit Formvar als Schichtträger ausgearbeitet. Weitere Möglichkeiten bildet das Bedampfen von Napthalin nach *Howe* und *Purcell* [46] oder von polierten NaCl-Kristallen nach *Fenner* [47] sowie *Lauch* und *Ruppert* [48]. Es empfiehlt sich aber in diesen Fällen, wenn möglich mit Kathodenzerstäuben zu arbeiten, um den Träger nicht zu erhitzen.

Ein anderes Verfahren, das in verschiedener Hinsicht Vorteile aufweist, besteht in der galvanischen Erzeugung der Schicht mit nachträglichem Ablösen der Unterlage. Die ersten Erfolge von *Müller* [49], [50] im Jahre 1925 blieben leider längere Zeit unberücksichtigt. 1946 hat *Brockman* [51] das Verfahren im Hinblick auf die Herstellung von Infrarotdetektoren neu untersucht, und *Bashkin* und *Goldhaber* [52] haben später die experimentelle Technik weiter ausgebaut. Heute sind Nickelschichten auf galvanischer Grundlage kommerziell erhältlich (Chromium Corporation of America) und werden für kernphysi-

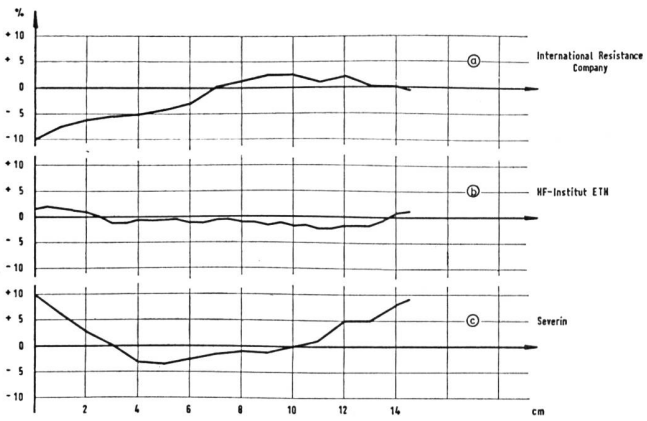

Fig. 10. Schichthomogenität

kalische Zwecke (Fenster) verwendet. Die Nickelschicht entsteht in einem galvanischen Bad auf einer Kupferfolie von maximal $3\,\mu$ Dicke. Die Festlegung der Schichtdicke erfolgt durch Bestimmen der gesamten transportierten Strommenge, und der Kupferträger kann nachträglich in Chromsäure nach den Angaben von *Bashkin* und *Goldhaber* [52] aufgelöst werden. Bessere Resultate erreicht man jedoch mit einer an Trichloressigsäure gesättigten Ammoniaklösung.

Es wurden mehrere Schichten der Chromium Corporation of America im Bereich von 250 Å–2500 Å Dicke untersucht und festgestellt, dass die Flächenwiderstände für verschiedene Lieferungen infolge Schwankung der Schichtdicke um maximal 10% von einem Nominalwert abweichen. Für die Herstellung von Schichtdetektoren ist dies, wie wir noch sehen werden, vollständig genügend. Genaue Angaben über den Aufbau und die Eigenschaften der entwickelten Schichtdetektoren folgen im Kapitel 6.

4. Die metallische Schicht im Mikrowellenfeld

4.1. Der Einfall ebener Wellen auf ein ebenes Schichtsystem

Um eine Vorstellung über den einfachsten Fall der Wechselwirkung zwischen dünner metallischer Schicht und elektromagnetischem Feld zu erhalten, ist es unerlässlich, die Verhältnisse bei ebenen Wellen und planparallelen Schichten genau zu überblicken.

Die monochromatische Welle der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ wird dargestellt durch

$$\vec{E} = \vec{E}_m \, e^{i(\omega t - \gamma \vec{k}\vec{r})} \tag{14}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \, e^{i(\omega t - \gamma \vec{k}\vec{r})} \tag{15}$$

γ = Ausbreitungskonstante
$\vec{k}$ = Einheitsvektor in Fortpflanzungsrichtung
$\vec{r}$ = Ortsvektor des Feldpunktes bzw. Aufpunktes

Für die Ausbreitungskonstante γ gilt

$$\gamma^2 = \omega^2 \mu_r \varepsilon_r \mu_0 \varepsilon_0 - i\,\omega \mu_r \mu_0 \sigma \tag{16}$$

und für den Brechungskoeffizienten

$$n^2 = \frac{\gamma^2}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0} = \mu_r \varepsilon_r - i\,\frac{\mu_r \sigma}{\varepsilon_0 \omega} \tag{17}$$

Für den Fall einer ebenen, unendlich ausgedehnten Trennfläche können die Felder aus Stetigkeitsbedingungen berechnet werden. Hierbei führt die Bedingung der Phasengleichheit auf das *Snelliuss*che Brechungsgesetz, während die Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten die *Fresnel*schen Gleichungen ergibt. Die in Figur 11 eingezeichneten Feldamplituden A_m und B_m müssen also ein Gleichungssystem befriedigen, das die Berechnung der reflektierten und transmittierten Felder gestattet. Es lautet für die Grenzfläche zwischen den Medien m und m+1:

$$A_{my}\, e^{\beta_m z_m} + B_{my}\, e^{-\beta_m z_m} = A_{m+1,y}\, e^{\beta_{m+1} z_m} + B_{m+1,y}\, e^{-\beta_{m+1} z_m} \tag{18}$$

$$g_m A_{my} e^{\beta_m z_m} - g_m B_{my} e^{-\beta_m z_m} = g_{m+1} A_{m+1,y} e^{\beta_{m+1} z_m} - g_{m+1} B_{m+1,y} e^{-\beta_{m+1} z_m} \tag{19}$$

Die Phasenkonstante β_m und die verallgemeinerte Impedanz g_m sind definiert als

$$\beta_m = i\gamma_m \cos\alpha_m \tag{20}$$

$$g_m = \frac{\gamma_m \cos\alpha_m}{\omega \mu_0 \mu_m} = \frac{\cos\alpha_m}{Z_m} \qquad E \perp \text{Einfallsebene} \tag{21}$$

$$g_m = \frac{\omega \mu_0 \mu_m \cos\alpha_m}{\gamma_m} = Z_m \cos\alpha_m \qquad H \perp \text{Einfallsebene} \tag{22}$$

und die Einfallswinkel α genügen der Bedingung

$$n_m \sin\alpha_m = n_{m+1} \sin\alpha_{m+1} \tag{23}$$

Die obigen Gleichungen, welche die Beziehungen zwischen den Feldamplituden enthalten, wurden in etwas abgeänderter Form schon von *Drude* 1891 [53] aufgestellt und haben ihren Niederschlag in einer umfangreichen Literatur über Reflexion und Transmission an Mehrfachschichten gefunden, die auch in Zukunft kaum versiegen wird. Wir können deshalb auf eine Wiedergabe, wie sie bei *Mayer* [41], *Haefer* [54] und *Wolter* [55] in ausgezeichneter Form zu finden ist, verzichten und uns bloss auf die Verhältnisse bei einer dünnen metallischen Schicht beschränken.

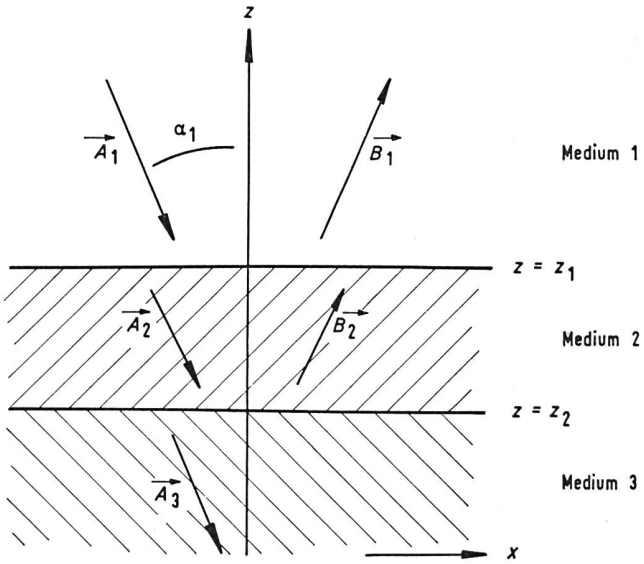

Fig. 11. Reflexion und Transmission an planparalleler Schicht

Unter dem Reflexionskoeffizienten r und dem Transmissionskoeffizienten t werden wir die entsprechenden Verhältnisse der Feldstärkekomponenten senkrecht zur Einfallsebene verstehen. Es sollen durchwegs die an den Grenzflächen vorhandenen Wellenamplituden eingesetzt werden, was eine koordinatenfreie Formulierung gestattet. Für eine Grenzfläche zwischen zwei unendlich ausgedehnten Medien erhält man auf Grund der obigen Gleichungen sofort

$$r_1 = \frac{g_1 - g_2}{g_1 + g_2} \qquad t_1 = \frac{2 g_1}{g_1 + g_2} \tag{24}$$

Für zwei Grenzflächen gemäss Figur 11 und $z_1 - z_2 = d$ ergibt dieselbe Methode

$$r_2 = \frac{1}{p}\left[(g_1-g_2)(g_2+g_3)\,e^{\beta_2 d} + (g_1+g_2)(g_2-g_3)\,e^{-\beta_2 d}\right] \quad (25)$$

$$t_2 = \frac{4 g_1 g_2}{p} \quad (26)$$

$$p = (g_1+g_2)(g_2+g_3)\,e^{\beta_2 d} + (g_1-g_2)(g_2-g_3)\,e^{-\beta_2 d} \quad (27)$$

Für diesen Fall werden die Verhältnisse schon recht kompliziert. Eine erste Vereinfachung entsteht, wenn für Medium 1 und für Medium 3 Luft angenommen wird. Hat das Medium 2 dann die relativen Permeabilitäten μ_2 und ε_2, so gilt mit $\alpha \equiv \alpha_1$ und $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$

$$\beta_2 = \frac{i\omega}{c}\sqrt{\mu_2\varepsilon_2 - \sin^2\alpha - i\frac{\mu_2\sigma_2}{\varepsilon_0\omega}} \quad (28)$$

$$g_2 = \frac{1}{\mu_2\mu_0 c}\sqrt{\mu_2\varepsilon_2 - \sin^2\alpha - i\frac{\mu_2\sigma_2}{\varepsilon_0\omega}} \quad E \perp \text{Einfallsebene} \quad (29)$$

$$g_2 = \frac{\mu_2}{\varepsilon_0 c}\,\frac{\sqrt{\mu_2\varepsilon_2 - \sin^2\alpha - i\frac{\mu_2\sigma_2}{\varepsilon_0\omega}}}{\mu_2\varepsilon_2 - i\frac{\mu_2\sigma_2}{\varepsilon_0\omega}} \quad H \perp \text{Einfallsebene} \quad (30)$$

Wir nehmen weiter an, das Medium 2 sei metallisch und verstehen darunter im Mikrowellengebiet

$$\sigma \gg \varepsilon_0\omega \quad (31)$$

Wir definieren demnach ein metallisches System lediglich als ein Gebilde, für welches der Verschiebungsstrom gegenüber dem Leitungsstrom vernachlässigt werden kann. Unter dieser Voraussetzung wird

$$\beta_2 = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_2\sigma\omega}{2}}\,(1+i) = \frac{1+i}{s} \quad (32)$$

$$g_2 = \sqrt{\frac{\sigma}{2\mu_0\mu_2\omega}}\,(1+i) \quad E \perp \text{Einfallsebene} \quad (33)$$

$$g_2 = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_2\omega}{2\sigma}}\,(1+i) \quad H \perp \text{Einfallsebene} \quad (34)$$

Für die Medien 1 und 3 (Vakuum) gilt durchwegs unter Weglassung der Indizes

$$\beta = \frac{i\omega}{c}\cos\alpha \quad (35)$$

$$g = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\cos\alpha \quad E \perp \text{Einfallsebene} \quad (36)$$

$$g = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\cos\alpha \quad H \perp \text{Einfallsebene} \quad (37)$$

Die Grösse s wird allgemein als Skin- oder Eindringtiefe bezeichnet und entspricht für $d \gg s$ der Distanz von der Leiteroberfläche, für welche die Feldamplituden um den Faktor $1/e = 0{,}368$ abgeklungen sind.

Um den Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zu berechnen, ist es vorteilhaft, folgende Fälle zu unterscheiden:

a) Die Schichtdicke ist klein gegen die Skintiefe, d. h. $|\beta_2 d| \ll 1$
b) Die Schichtdecke ist gross im Vergleich zur Skintiefe, das heisst $|\beta_2 d| \gg 1$

Ist keine der beiden Bedingungen erfüllt, so ist eine weitere Vereinfachung nur durch eine Reihenentwicklung möglich.

Für den ersten Fall $d \ll s$ erhalten wir mit $e^{\pm\beta_2 d} \approx 1 \pm \beta_2 d$ ohne weiteres

$$r = -\frac{1}{1+\cos\alpha\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{2}{\sigma d}} \quad E \perp \quad (38)$$

$$t = +\frac{1}{1+\frac{1}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma d}{2}} \quad E \perp \quad (39)$$

$$r = +\frac{1}{1+\frac{1}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{2}{\sigma d}} \quad H \perp \quad (40)$$

$$t = +\frac{1}{1+\cos\alpha\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma d}{2}} \quad H \perp \quad (41)$$

Die Einfachheit dieses äusserst wichtigen Resultates ist in verschiedener Hinsicht überraschend. Vorerst treten die Materialkonstanten ε_2 und μ_2 nicht in Erscheinung, ferner ist keine explizite Abhängigkeit der Reflexion und Transmission von der Frequenz festzustellen. Im übrigen ist noch festzustellen, dass nicht die Schichtdicke direkt, sondern die Flächenleitfähigkeit σd das Verhalten der Schicht im Feld festlegt.

Um die Verhältnisse in einer graphischen Darstellung zu überblicken, führen wir die Quadrate $R = r^2$ und $T = t^2$ ein. Infolge des Energiesatzes gilt mit V als Verlustfaktor

$$R + T + V = 1 \quad (42)$$

Führt man ferner zur Vereinfachung den Parameter z ein

$$z = \frac{1}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma d}{2} \quad E \perp \quad (43)$$

$$z = \cos\alpha\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma d}{2} \quad H \perp \quad (44)$$

so wird für beide Polarisationen

$$V = \frac{2z}{(1+z)^2} \quad (45)$$

Der Verlustfaktor beschreibt die Leitungsverluste in der Schicht und ist mit T und R zusammen in Figur 12 eingetragen. Für die «kritische Schichtdicke» ($z = 1$) betragen die Schichtverluste 50%, während die transmittierte und reflektierte Energie je 25% ergeben. Bei senkrechter Inzidenz entspricht dies einem Flächenwiderstand von $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 188{,}36\,\Omega$. Die wohlbekannte Impedanz von 376,72 Ω ist von Bedeutung, wenn hinter der Schicht in einem Abstand von $\frac{\lambda}{4}$ ein Kuzschluss angebracht wird. Durch Mehrfachreflexionen entsteht dann eine Anpassung,

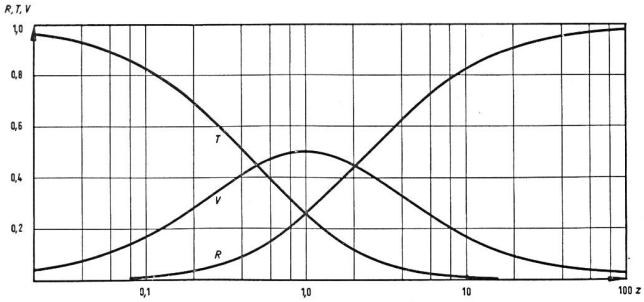

Fig. 12. Reflexion, Transmission und Verluste in einer ebenen Metallschicht
z = Schichtdickeparameter (Definition siehe Text)

das heisst Reflexionsfreiheit. Figur 13 enthält zusätzlich den genauen Verlauf des Verlustfaktors in linearer Darstellung.

Im zweiten Fall $d \gg s$ ist eine Vereinfachung unserer allgemeinen Beziehungen möglich, da

$$\left| e^{+\beta_2 d} \right| \gg \left| e^{-\beta_2 d} \right| \tag{46}$$

Reflexions- und Transmissionsfaktoren werden komplex, und zugleich tritt nun eine explizite Frequenzabhängigkeit in Erscheinung. Die Resultate lauten:

$$r = -1 + \cos\alpha \sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\mu_2\omega}{\sigma}}\,(1+\mathrm{i}) \quad E \perp \tag{47}$$

$$t = 2\cos\alpha \sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\mu_2\omega}{\sigma}}\,(1+\mathrm{i})\,e^{-\beta_2 d} \quad E \perp \tag{48}$$

$$r = +1 - \frac{1}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\mu_2\omega}{\sigma}}\,(1+\mathrm{i}) \quad H \perp \tag{49}$$

$$t = \frac{2}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\mu_2\omega}{\sigma}}\,(1+\mathrm{i})\,e^{-\beta_2 d} \quad H \perp \tag{50}$$

Auch diese Resultate sind bemerkenswert. Es fällt auf, dass die Schichtdicke in erster Näherung den von ± 1 nur wenig abweichenden Reflexionskoeffizienten überhaupt nicht beeinflusst. Es bleibt somit eine von d unabhängige reaktive Komponente bestehen, was bedeutet, dass die Schicht neben ihren schwach dissipativen Eigenschaften als Energiespeicher wirkt. Der Transmissionskoeffizient fällt mit der Schichtdicke exponentiell ab und erleidet zugleich eine periodische Phasenänderung. Es ist noch festzuhalten, dass für die H-Polarisation der Einfallswinkel α von $\frac{\pi}{2}$ verschieden sein muss.

Jackson und *Huxley* [56], *Smith* [57] und *Howe* [58] haben das Problem der halbdurchlässigen Schicht vom Standpunkt der Leitungstheorie aus betrachtet. Diese Arbeiten behandeln das impedanzmässige Verhalten von Schichten für den Spezialfall der senkrechten Inzidenz (TEM-Modus auf einer Leitung), wobei aber eine Diskussion der einschränkenden Bedingungen fehlt. Ferner haben *Barnes* und *Czerny* [59] sowie *Murmann* [60] und *Goos* [61] die Eigenschaften dünner Metallschichten im optischen Bereich experimentell und theoretisch untersucht. Erschwerend ist in diesem Frequenzgebiet, dass sich neben Dispersionserscheinungen die elektrischen Verschiebungsströme bemerkbar machen und bei einer genauen Diskussion Zusatzglieder berücksichtigt werden müssen. Die Verhältnisse sind deshalb im cm-Bereich bedeutend einfacher, was im nächsten Abschnitt durch Messungen belegt werden soll.

4.2. Impedanzmessungen an dünnen Schichten

Für das Verhalten einer dünnen metallischen Schicht im elektromagnetischen Feld ist in erster Linie die Flächenleitfähigkeit σd massgebend. Es stellt sich nun die berechtigte Frage, ob σd ohne weiteres aus Gleichstrommessungen in den Mikrowellenbereich übertragen werden kann. Bis heute existieren nur recht spärliche Untersuchungen über dieses Problem. Ausser den Messungen von *Tischer* [62] an Silber bei einer konstanten Wellenlänge von 10 cm hat *Speirs* [63] noch einige qualitative Angaben für 24 GHz veröffentlicht. Der zweite Autor gibt lediglich an, dass sich für diese Frequenz die Flächenleitfähigkeit um einen Faktor zwischen 1 und 2 gegenüber dem Gleichstromwert erhöht. Ob und für welche Substanzen eine Übereinstimmung gefunden wurde, ist nicht angegeben. Zu einem entsprechenden Resultat gelangt Tischer mit einer prozentualen Zunahme von 3% bis 25% für Ag im Bereich von 170–600 Å Schichtdicke. Eine systematische Abhängigkeit dieser Erscheinung als Funktion der Schichtdicke ist leider nicht zu erkennen.

Eine äusserst einfache Anordnung zur Messung der Schichtimpedanz zeigt Figur 14. Die auf eine $25 \pm 5\,\mu$

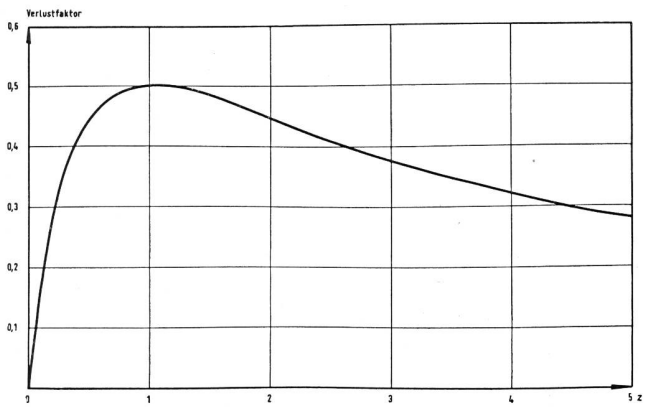

Fig. 13. Schichtverluste
z = Schichtdickeparameter (Definition siehe Text)

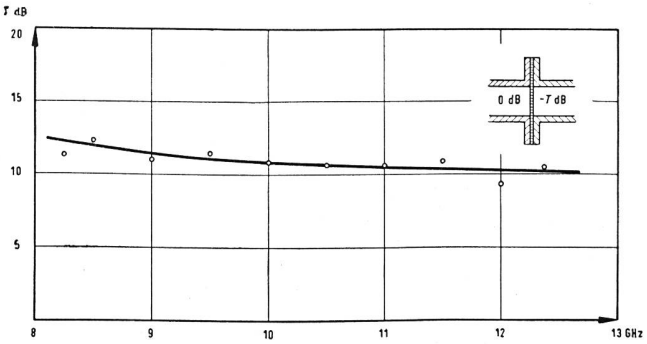

Fig. 14. Transmission
R_F = 101 Ω — gerechnet o gemessen

dicke Glimmerfolie aufgedampfte Schicht wird transversal in einen Rechteckhohlleiter eingespannt. Die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten erfolgt mit einer Messleitung bei angepasstem Ausgang. Es ist zu berücksichtigen, dass für den Grundmodus H_{10} der Einfallswinkel frequenzabhängig wird, und zwar gilt

$$\cos\alpha = \frac{\lambda}{\lambda_g} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}} \tag{51}$$

Für $d \ll s$ erhalten wir deshalb

$$r = \frac{1}{1 + \frac{\lambda}{\lambda_g}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{2}{\sigma d}} \tag{52}$$

$$t = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_g}{\lambda}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\sigma d}{2}} \tag{53}$$

$$SWV = \frac{1+r}{1-r} = 1 + \frac{\lambda_g}{\lambda}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\sigma d \tag{54}$$

Bei hoher Welligkeit, d. h. $SWV \gg 1$, entsteht die interessante Beziehung

$$SWV \cdot t = 2 \tag{55}$$

Figur 14 enthält eine Messung der Transmission $T = t^2$ als Funktion der Frequenz. Die ausgezogene Kurve entspricht den theoretisch gerechneten Werten, vorausgesetzt, dass in den obigen Formeln die Flächenleitwerte für Gleichstrom eingesetzt werden. Die Übereinstimmung in der Bandmitte darf als sehr gut bezeichnet werden. Die immerhin noch kleinen Abweichungen an den Bandgrenzen sind auf die Erzeugung von Radialwellen zurückzuführen. Wird die Trägerdicke reduziert, so verkleinert sich der Abstand der Hohlleiterflansche. Zugleich können aber aus mechanischen Gründen viel leichter Falten in der Folie entstehen, so dass immer noch die Erzeugung von Störfeldern möglich ist.

Der Einfluss des Trägers selbst wurde berechnet und abgeschätzt. Für die angegebene Dicke der Glimmerunterlage kann die Korrektur vernachlässigt werden. Ferner ist auch die einschränkende Bedingung $d \ll s$ erfüllt. Für Chrom-Nickel-Schichten beträgt die Skintiefe für 10 GHz auf Grund des spezifischen Widerstandes $\varrho = 1{,}09 \cdot 10^{-4}\ \Omega\,\mathrm{cm}$

$$s = \sqrt{\frac{2\varrho}{\mu_0\omega}} = 5{,}2\,\mu \tag{56}$$

Eine Schicht von der Dicke $d = s$ mit dem angegebenen spezifischen Widerstand ϱ würde einen Flächenwiderstand von $R_F = 0{,}21\ \Omega$ aufweisen. Allerdings darf, wie schon früher angedeutet, für aufgedampfte Schichten nicht ohne weiteres der Wert von ϱ für den massiven festen Körper übertragen werden.

Tabelle III enthält einen Vergleich der gemessenen und der gerechneten Durchlässigkeits- und Reflexionswerte für einige Chrom-Nickel-Schichten bei 10 GHz. Mit dem in Figur 9 gezeigten Gerät und einer geeigneten Messbrücke kann der Flächenwiderstand auf 1% genau bestimmt werden, so dass die Eingangswerte sehr genau stimmen.

Reflexion und Transmission dünner Chrom-Nickel-Schichten
Tabelle III.

Flächenwiderstand	Transmission $-T$ dB		Reflexion 20 log SWV	
$R_F\Omega$	Theorie	Messung	Theorie	Messung
473	3,68	3,7	6,26	6,0
243	6,14	6,2	9,69	9,4
101	10,81	10,8	15,48	15,0
48,0	15,85	16,2	21,13	20,3
18,9	22,41	22,8	28,75	27,0

Experimentell ist somit der Verlauf der Kurvenscharen in Figur 12 gesichert und zugleich nachgewiesen, dass der Flächenwiderstand für Gleichstrom und für 3 cm Wellenlänge derselbe bleibt. Bei der Dimensionierung halbdurchlässiger oder auch stark dissipativer Strukturen ist diese Eigenschaft äusserst nützlich, und es müssen nur Korrekturen für extrem niederohmige Systeme berücksichtigt werden.

5. Der Schichtkoppler

5.1. Definition und Aufbau des Schichtkopplers

Unter einem Schicht- oder Skinkoppler versteht man ein Gebilde von mindestens zwei Leitungssystemen, die durch eine halbdurchlässige, metallisch leitende Schicht voneinander getrennt sind. Die bis heute verwendeten Kopplungsstrukturen sind deshalb als Spezialfall für verschwindende Schichtdicke aufzufassen.

Der schematische Aufbau eines Schichtkopplers wurde schon in Figur 1 dargestellt und näher erläutert. Es ist daraus ersichtlich, dass aus konstruktiven Gründen Schichtkoppler besonders für Rechteckhohlleiter geeignet sind, da die Schicht in einer Ebene montiert werden kann. Naturgemäss lassen sich deshalb zwei Grundtypen unterscheiden, nämlich der Seitenwandkoppler und der Deckelwandkoppler. Beide sind im Schnitt in Figur 15 dargestellt. Selbstverständlich ist es möglich, nur einen Teil der gemeinsamen Wand als Koppelstrecke zu benützen, wie dies für den Deckelwandkoppler angedeutet ist. Ferner wäre auch eine Erweiterung auf mehrfach zusammenhängende Gebiete zulässig, so dass eine unübersichtliche Fülle von Formen entsteht. Es sollen deshalb nur die in Figur 15 gezeigten Grundtypen behandelt werden.

Wir werden uns bei der mathematischen Behandlung auf zwei Spezialfälle beschränken. Es sind dies der offene Koppler und der Schichtkoppler mit einer Schichtdicke, die wesentlich über dem kritischen Wert $z = 1$ (siehe Abschnitt 4.1) liegt. Die Bedeutung dieser Einschränkung kann aus Figur 12 ersehen werden. Für grosse Schichtdicken ($z \gg 1$) werden nicht nur die Feldstörungen im Haupthohlleiter klein gehalten, sondern es entstehen auch kleine Leitungsverluste in der Schicht. Allerdings sind die Verluste

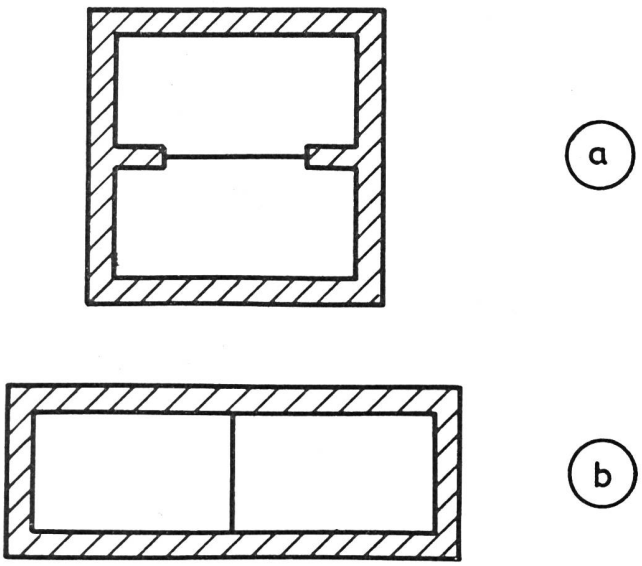

Fig. 15. Deckelwandkoppler und Seitenwandkoppler. Dünne Schicht als Trennwand
a) Deckelwandkoppler
b) Seitenwandkoppler

auch gering für Systeme mit extrem dünner Schicht ($z \ll 1$). Diese unterscheiden sich aber nur wenig von offenen Strukturen und bieten deshalb keine wesentlichen Neuerkenntnisse. Trotzdem soll vorerst kurz der Deckelwandkoppler mit verschwindender Schichtdicke untersucht werden, um ein genaues Bild der Verhältnisse zu erhalten. Eine solche Behandlung erübrigt sich selbstverständlich für den Seitenwandkoppler, was aus Figur 2 deutlich hervorgeht.

5.2. Der offene Langschlitzkoppler (Deckelwandkoppler)

Unter einem Langschlitzkoppler versteht man in der Literatur ausschliesslich ein System mit Deckelwandkopplung, wobei der Energieaustausch normalerweise über einen hexagonalen Schlitz in der Mitte der gemeinsamen Deckelwand erfolgt.

Leider sind nur wenige Publikationen über diesen einfachen Kopplungstyp zur Veröffentlichung gelangt. Der Artikel von *Kyhl* [64] enthält nur eine einzige Messung ohne eine theoretische Untersuchung, und nur *Schuon* [65] hat in verdienstvoller Weise das Dimensionierungsproblem behandelt. Seine Lösung ist halbempirisch, indem die Eigenwerte des Randwertproblems mit Hilfe eines Modellkondensators experimentell nach der Methode von *Clement* und *Johnson* [66] bestimmt werden. In den Grundzügen besteht also eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Vorgehen von *Cohn* [67], der z. B. Polarisierbarkeiten mit Hilfe eines elektrolytischen Troges bestimmt. Es besteht deshalb unbedingt das Bedürfnis, Randwertprobleme dieser Art soweit als möglich streng zu rechnen, ohne Zuflucht zu einer Transformation zu nehmen, die dann nachträglich trotzdem experimentell durchgemessen werden muss.

Die Beziehungen der Feldamplituden in zwei gekoppelten Leitungssystemen können mit Hilfe der Gleichungen von *Bethe* [68] berechnet werden, sofern gewisse einschränkende Bedingungen erfüllt sind:

a) Dimensionen der Kopplungsöffnung klein im Vergleich zur Wellenlänge.
b) Begrenzungslinien der Kopplungsöffnung nicht zu nahe an den Kanten des Wellenleitersystems.
c) Dünne Trennwand.

Die Gleichungen enthalten dann drei frequenzunabhängige Grössen, die nur von der Geometrie der Öffnung abhängig sind. Sie werden als elektrische und magnetische Polarisierbarkeiten P bzw. M bezeichnet und können für einfache Schlitzformen berechnet werden. Benützt man dieselbe Indizierung der Ein- und Ausgänge wie in Figur 1, so gelten für einen Rechteckhohlleiter der Dimensionen a und b folgende Beziehungen für die Amplitudenverhältnisse:

$$A = \frac{A_3}{A_1} = \frac{2\pi i}{a\,b\,\lambda_g}\left(PE_1 E_2 - M_T H_{1T} H_{2T} - M_L H_{1L} H_{2L}\right) \tag{57}$$

$$B = \frac{A_4}{A_1} = \frac{2\pi i}{a\,b\,\lambda_g}\left(PE_1 E_2 + M_T H_{1T} H_{2T} - M_L H_{1L} H_{2L}\right) \tag{58}$$

a, b = Dimensionen des Rechteckhohlleiters
λ_g = Wellenlänge im Hohlleiter
P = Elektrische Polarisierbarkeit
M_T = Transversale magnetische Polarisierbarkeit
M_L = Longitudinale magnetische Polarisierbarkeit

Die elektrischen Felder E_1 und E_2 wie auch die entsprechenden transversalen und longitudinalen Magnetfelder H_T und H_L im Schwerpunkt des Schlitzes beziehen sich auf die Feldstärken im Primär- und Sekundärhohlleiter, sofern die Öffnung durch eine ideal metallisch leitende Wand ersetzt wird.

Für den Langschlitzkoppler kann nun bei kleiner Schlitzbreite die Longitudinalkomponente des H-Feldes gegenüber der Transversalkomponente vernachlässigt werden, vorausgesetzt, dass der Schlitz selbst in der Mitte der Deckelwand liegt und die Anregung im Grundmodus erfolgt. Zugleich spielt die erste einschränkende Bedingung im Hinblick auf die Längsrichtung keine Rolle. Die Gleichungen von Bethe lauten dann für einen Aufbau gemäss Figur 15 ohne Trennschicht

$$A = \frac{2\pi i}{a\,b\,\lambda_g}\left(PE^2 - M_T H_T^2\right) \tag{59}$$

$$B = \frac{2\pi i}{a\,b\,\lambda_g}\left(PE^2 + M_T H_T^2\right) \tag{60}$$

Nach *Bethe* [69] gilt für einen rechteckigen Schlitz der Breite $2d$ und der Länge Δl

$$M_T = P = \frac{\pi}{4} d^2 \Delta l \tag{61}$$

Variiert d über die Kopplungsstrecke mit $d = \varphi(x)$, so ergibt die Integration über eine Gesamtlänge L der Kopplungsöffnung

$$A = \frac{\pi^2 \mathrm{i}}{2\,a\,b\,\lambda_g} \int_0^L (E^2 - H_T^2)\,\varphi^2(x)\,\mathrm{d}x \qquad (62)$$

$$B = \frac{\pi^2 \mathrm{i}}{2\,a\,b\,\lambda_g} \int_0^L (E^2 + H_T^2)\,\varphi^2(x)\,\mathrm{d}x \qquad (63)$$

Für den Grundmodus H_{10} sind E und H_T in Phase, und ihre Beträge sind gleich λ_g/λ bzw. 1 gleichzusetzen. Selbstverständlich kann auch eine andere Normalisierung erfolgen, sofern die Konstante vor dem Integral entsprechend geändert wird. Berücksichtigt man zusätzlich noch die Phasenänderung bei der Addition der rücklaufenden Partialwellen, so wird mit $\beta = 2\,\pi/\lambda_g$

$$A = \frac{\pi^2 \mathrm{i}}{2\,a\,b\,\lambda_g}\left(\frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} - 1\right) \int_0^L \varphi^2(x)\,\mathrm{d}\,x \qquad (64)$$

$$B = \frac{\pi^2 \mathrm{i}}{2\,a\,b\,\lambda_g}\left(\frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} - 1\right) \int_0^L \varphi^2(x)\,\mathrm{e}^{2\,\mathrm{i}\,\beta\,x}\,\mathrm{d}\,x \qquad (65)$$

Kopplungsdämpfung C und Richtdämpfung D sind definiert als

$$C = -20 \log |A| \qquad (66)$$

$$D = -20 \log B/A \qquad (67)$$

Sie können bei bekanntem Verlauf der Funktion $\varphi\,(x)$ direkt berechnet werden.

5.3. Die Messungen am offenen Langschlitzkoppler

Zur Überprüfung der im letzten Abschnitt erhaltenen Resultate wurde ein Koppler mit hexagonaler Schlitzstruktur verwendet. Die entsprechenden Bezeichnungen sind in Figur 16 eingetragen. Die Schlitzbreite d ist variabel und bleibt nur über die Strecke mL konstant. Unter B verstehen wir demnach die maximale Schlitzbreite dieser Struktur. Aus konstruktiven Gründen empfiehlt es sich, die Schlitzenden abzurunden. Für eine streng hexagonale Öffnung mit zugespitzten Enden kann die Integration im letzten Abschnitt ohne besondere Schwierigkeiten durchgeführt werden und liefert mit $\beta = \dfrac{2\pi}{\lambda_g}$

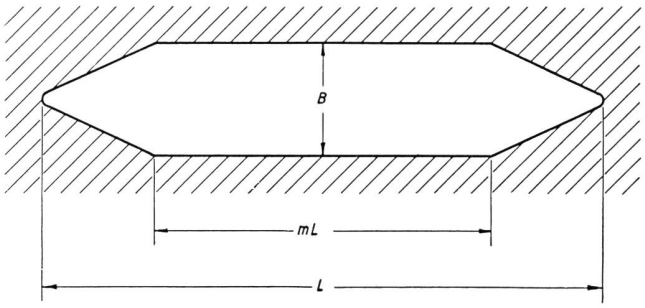

Fig. 16. Kopplungsschlitz
L = 200 mm, m = 0,70
Krümmungsradius der Enden R = 0,75 mm

$$C = -20 \log \left\{ \frac{2\,m^3 - 3\,m^2 + 1}{(1-m)^2}\;\frac{\pi^2\,L\,B^2}{24\,a\,b\,\lambda_g}\left(\frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} - 1\right)\right\} \qquad (68)$$

$$D = -20 \log \left\{ \frac{6\,F\,(\beta, L, m)}{(1-m)^2\,(1+2\,m)}\;\frac{\lambda_g^2 + \lambda^2}{\lambda_g^2 - \lambda^2}\right\} \qquad (69)$$

$$\mathrm{F}\,(\beta, L, m) = \frac{1-m}{\beta^2\,L^2}\cos\beta\,m\,L + \frac{1}{\beta^3\,L^3}\,(\sin\beta\,m\,L - \sin\beta\,L) \qquad (70)$$

Sind beide Enden abgerundet, so müssen zusätzliche Korrekturgrössen hinzugefügt werden. Ihre Berechnung würde hier zu weit führen.

Die Formel für C zeigt, dass die Kopplungsdämpfung stark frequenzabhängig wird. Massgebend für den Verlauf ist der einfache Ausdruck

$$\Phi\,(\lambda_g) = \frac{1}{\lambda_g}\left(\frac{\lambda_g^2}{\lambda^2} - 1\right) \qquad (71)$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \dfrac{\lambda^2}{4\,a^2}}} \qquad (72)$$

Die Kopplungsdämpfung wird dann

$$C = -20 \log \Phi + \text{const.} \qquad (73)$$

wobei die zusätzliche Konstante nur geometrieabhängig ist. Die nachfolgende Tabelle enthält Werte, die für das X-Band (WR 90) berechnet worden sind und ein deutliches Bild über den Kopplungsverlauf geben.

Berechnung der Kopplungsdämpfung

Tabelle IV.

GHz	Φ cm^{-1}	$-20 \log \Phi$
8,2	0,291	10,72
9,0	0,233	12,67
10,0	0,190	14,43
11,0	0,162	15,79
12,0	0,143	16,91
12,4	0,136	17,31

Auf Grund der *Tabelle IV* ist mit einer Gesamtvariation der Kopplung von 6,6 dB über das ganze X-Band zu rechnen, eine Erwartung, die durch die Messungen weitgehend bestätigt wird. Figur 17 enthält eine Reihe von Messwerten mit m = 0,7 und verschiedenen Schlitzbreiten B. Will man die erhaltenen Kurven mit der theoretischen Formel für C vergleichen, so ist die von Null verschiedene Wandstärke der Trennwand unbedingt zu berücksichtigen. Die gemeinsame Wand der beiden Hohlleiter besteht aus einem Antikorodalblech von 0,6 mm Dicke, und die tabellierten Werte von *Sferrazza* [23] ergeben mit einer Resonanzwellenlänge $\lambda_R = 2B$ einen zusätzlichen Dämpfungswert α_c, der in *Tabelle V* eingetragen ist. Da der in Figur 17 eingezeichnete Frequenzverlauf mit dem Verhalten der Funktion $-20 \log \Phi$ ziemlich genau übereinstimmt, enthält die Tabelle nur den Vergleich zwischen gerechneter und gemessener Kopplungsdämpfung für eine fixe Frequenz von 10 GHz.

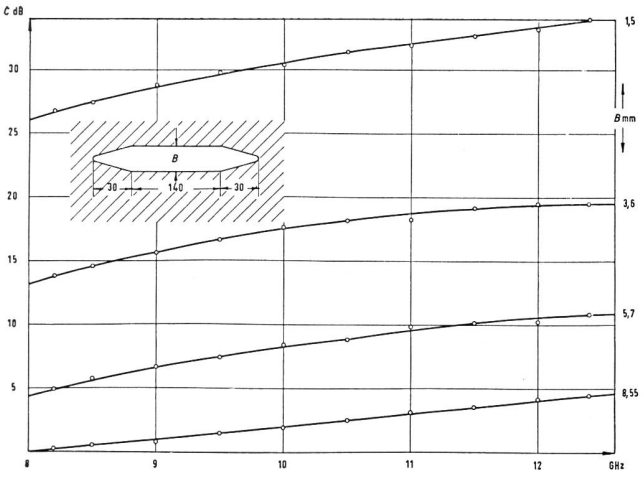

Fig. 17. Deckelwandkoppler. Leermessung
1 Blech 0,6 mm

Gerechnete und gemessene Kopplungsdämpfung

Tabelle V.

B mm	α_c dB	C dB	
		Gerechnet	Gemessen
8,55	3,40	1,86	1,95
5,70	4,85	9,98	8,40
3,60	6,82	20,0	17,7

Berücksichtigt man die zahlreichen einschränkenden Bedingungen im Verlaufe der Ableitung, so darf die Übereinstimmung als befriedigend bezeichnet werden. Figur 18 enthält eine Kurvenschar von Kopplungswerten für eine leicht abgeänderte Konstruktion. Wie schon erwähnt, besteht die gemeinsame Trennwand im Fall der Figur 17 aus einem Blech von 0,6 mm Stärke. Beabsichtigt man, in den offenen Kopplungsschlitz eine dünne Schicht einzusetzen, so ist es notwendig, an Stelle eines 0,6 mm Bleches zwei identische Bleche von je 0,3 mm Stärke zu verwenden, um die dünne Schicht mit Träger dazwischen einspannen zu können. Figur 18 zeigt nun, dass sich der Kopplungsverlauf für zwei Bleche von je 0,3 mm Stärke leicht ändert, trotzdem der Schlitz leer bleibt und die Dimensionen der Öffnung dieselben sind. Der Vollständigkeit halber wurde nachträglich noch eine

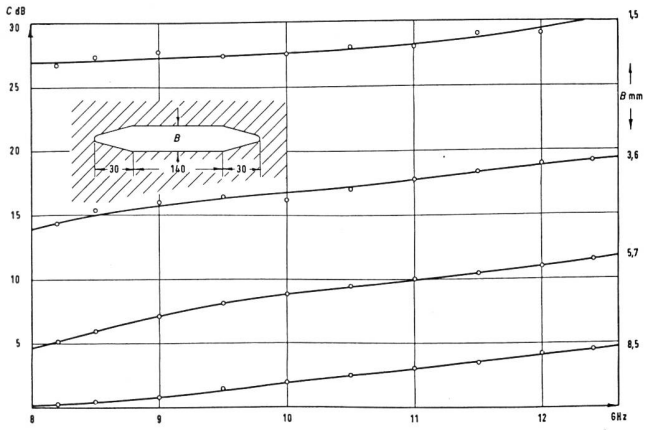

Fig. 18. Deckelwandkoppler. Leermessung. 2 Bleche 0,3 mm

Glimmerfolie von 25μ Stärke zwischen die Bleche eingeführt und festgestellt, dass sich praktisch dieselben Kopplungswerte wie in Figur 18 ergaben.

Schliesslich wurden durch eine umfangreiche Untersuchung der Richtwirkung besonders interessante Resultate erzielt. Obschon der offene Langschlitzkoppler bei üblichen Längen keine Spitzenwerte der Richtdämpfung erwarten lässt, sollen kurz die Ergebnisse erläutert werden. Vorerst ist auffallend, dass die zu Beginn des Abschnittes 5.3 angegebene Formel für die Richtdämpfung D die Schlitzbreite B nicht enthält. Da aber mit zunehmender Schlitzbreite die Querströme stark gestört werden, ist in der Praxis bei wachsendem B zugleich eine Verschlechterung der Richtdämpfung zu erwarten. Zugleich entstehen bei kleinen Schlitzbreiten Störungen zufolge des zunehmend ungünstigeren Verhältnisses zur Wandstärke. Um sich ein Bild über diese Erscheinung machen zu können, wurden die Mittelwerte der Richtdämpfung bei konstantem B für je 12 feste Frequenzpunkte, die gleichmässig über das ganze

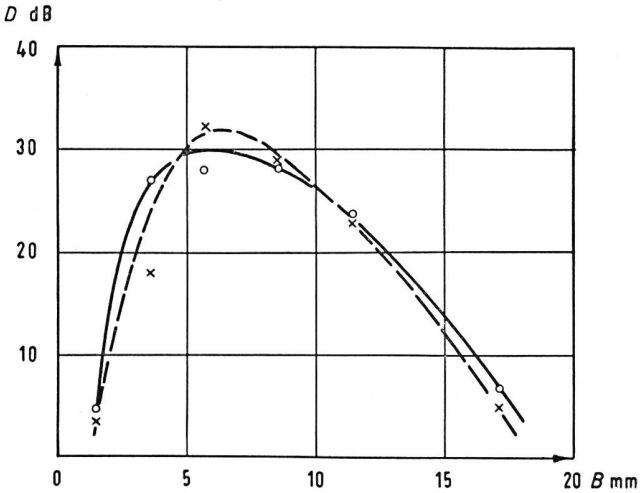

Fig. 19. Mittlere Richtdämpfung
——— 0,6-mm-Blech
--------- Doppelblech je 0,3 mm
(Gleiche Schlitzdimensionen wie in Fig. 17 und Fig. 18)

Band verteilt waren, aus den experimentellen Werten berechnet. Da die Richtdämpfung für sämtliche Messpunkte unter 45 dB lag, kann bei diesem Verfahren erwartet werden, dass bei Variation von B ein gleichmässiger Kurvenverlauf entsteht. Figur 19 zeigt, dass diese Vermutung berechtigt ist.

Weitere Verbesserungen sind möglich, wenn die Grösse m noch zusätzlich variiert wird. Zu diesem Zweck kann der theoretisch abgelcitete Ausdruck für D untersucht werden. Wie erwartet, entsteht ein Optimum für die Richtdämpfung, das experimentell ebenfalls nachgewiesen werden konnte. Der günstigste Wert liegt im Bereich von $m = 0{,}3$ bis $m = 0{,}4$. Ein neuer Freiheitsgrad entsteht ferner, wenn man die Hexagonalstruktur verlässt und auf allgemeinere Kurvenformen übergeht. Untersuchungen in dieser Richtung wurden im K-Band (18,0...26,5 GHz) vor-

genommen. Da diese Messungen aber den Rahmen dieser Arbeit überschreiten, wird auf eine Besprechung verzichtet.

5.4. Die Berechnung des Schichtkopplers

Wie schon zu Beginn des Kapitels erwähnt, sollte es möglich sein, für den Fall mit schwacher Feldstörung das Verhalten des Skinkopplers zu berechnen. Es bestehen verschiedene Möglichkeiten, das Problem anzupacken, und es wurden mehrere voneinander unabhängige Wege eingeschlagen. So wurde eine Theorie entwickelt, die sich auf die Ergebnisse der Arbeiten von *Marcuvitz* und *Schwinger* [70] stützt und die von den im Sekundärhohlleiter angeregten Wandströmen ausgeht. Ein entsprechendes Verfahren stammt ebenfalls von *Freeman* [71] und *Honerjäger* [72], wobei allerdings der Rechenaufwand beträchtlich wird.

Die in der Folge gegebene Darstellung bezieht sich auf die triviale Erkenntnis, dass beim Skinkoppler Schichtverluste und Kopplungsdämpfung eng miteinander verknüpft sind. Dieser Zusammenhang ermöglicht es, bei schwacher Ankopplung auf Grund der Schichtverluste die Kopplungsdämpfung direkt zu bestimmen. Zu diesem Zweck muss vorerst im nächsten Abschnitt die Dämpfung im verlustbehafteten Hohlleiter behandelt werden.

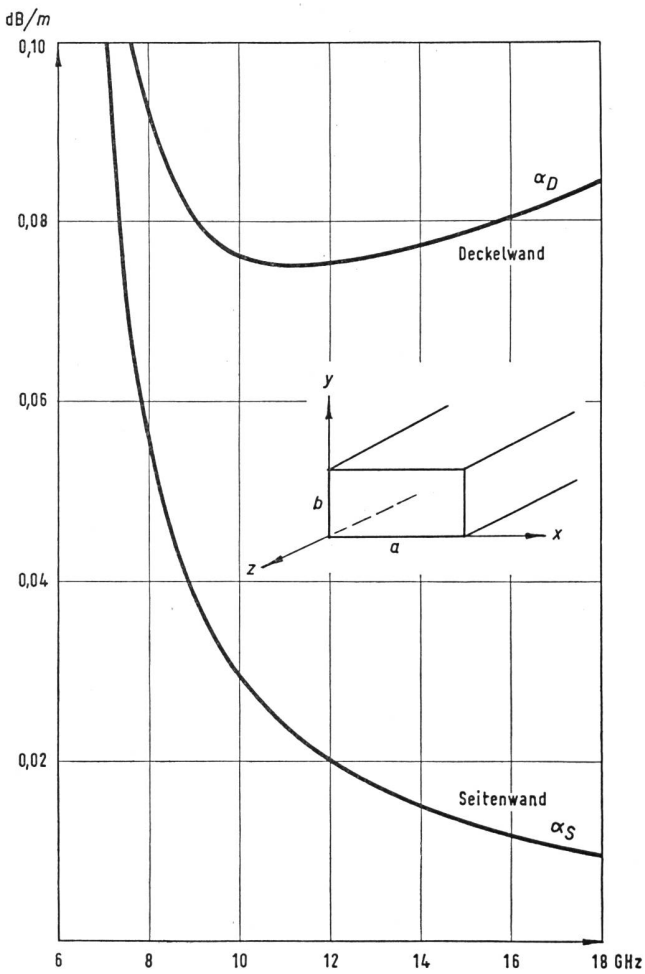

Fig. 20. Dämpfung im Rechteckhohlleiter.
WR 90 Reinsilber
$\sigma = 0{,}615 \cdot 10^{+6}\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$

5.5. Die Wandverluste im Rechteckhohlleiter

Angaben über Wandverluste im Rechteckhohlleiter für den Grundmodus H_{10} sind in vielen Lehrbüchern der Mikrowellentechnik zu finden. Leider beziehen sich diese Daten ausschliesslich auf die Totalverluste, und der Einfluss einzelner Wandgebiete wird überhaupt nicht diskutiert.

Hat der Grundmodus die elektrische Feldkomponente $E_y = E_0 \sin \frac{\pi x}{a}$, so gilt für die Komponenten der Flächenstromdichte in der Deckelwand mit den Bezeichnungen der Figur 20:

$$J_x = \mathrm{i}\, E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda}{2a} \cos \frac{\pi x}{a} \tag{74}$$

$$J_z = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda}{\lambda_g} \sin \frac{\pi x}{a} \tag{75}$$

und in der Seitenwand mit der Breite b

$$J_y = \mathrm{i}\, E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda}{2a} \tag{76}$$

Die Fortpflanzung der Energie erfolgt in der $+z$-Richtung, sofern die drei Achsen x, y und z ein Rechtssystem bilden. Die mittlere Verlustleistung pro Längeneinheit der Fortpflanzungsrichtung lässt sich nun bei bekanntem Oberflächenwiderstand $\varrho_F = \frac{1}{\sigma s}$ berechnen. Hierbei bedeutet wie früher σ die spezifische Leitfähigkeit des Wandmaterials und s die äquivalente Leitschichtdicke (Skintiefe). Bezeichnet man mit P_S und P_D die entsprechenden Verluste in Seiten- und Deckelwand, so wird

$$P_S = \frac{\varrho_F}{4} \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \frac{b\,\lambda^2}{a^2} E_0^2 \tag{77}$$

$$P_D = \frac{\varrho_F}{4} \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} a\, E_0^2 \tag{78}$$

Die vom Hohlleiter transportierte Gesamtleistung beträgt

$$P = \frac{a\,b}{4} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda}{\lambda_g} E_0^2 \tag{79}$$

und das Dämpfungsmass α

$$\alpha = \frac{1}{P} \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}z} = \frac{P_S + P_D}{P} \tag{80}$$

$$\alpha = \frac{2\,\varrho_F}{b} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda_g}{\lambda} \left(1 + \frac{b\,\lambda^2}{2a^3}\right) \tag{81}$$

Das Dämpfungsmass α kann daher in zwei Anteile α_S und α_D aufgespalten werden, die sich aus Seitenwand- und Deckelwandanteilen zusammensetzen. Figur 20 zeigt die Zerlegung für das Hohlleiterprofil WR 90 mit Reinsilber als Wandmaterial ($\sigma = 0{,}615 \cdot 10^{+6}\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$). Die Grösse α_D lässt sich aber noch

weiter auflösen und zwar derart, dass sich das Gesamtdämpfungsmass α als Linienintegral über die volle Querschnittsberandung darstellen lässt. Aus Figur 21 kann das differentielle Dämpfungsmass Γ

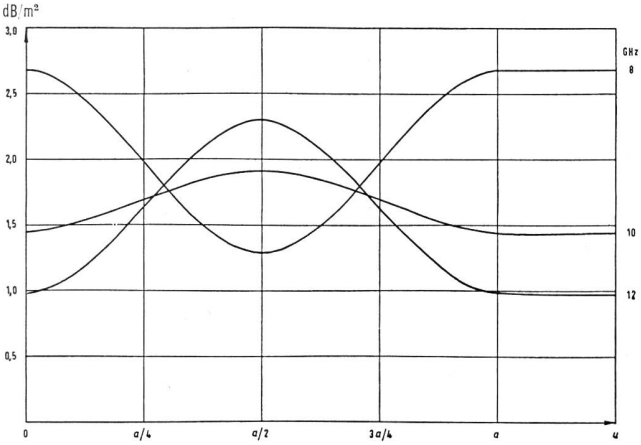

Fig. 21. Differentielle Dämpfung
$\Gamma = \Gamma(u)$ $\alpha = \oint \Gamma \, \mathrm{d}\mu$

(Reinsilber, WR 90) für jeden Wandpunkt herausgelesen werden. Für Γ gilt die Beziehung

$$\Gamma(x) = \frac{2\,\varrho_F\,\lambda\lambda_g}{a\,b}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left\{\frac{1}{4a^2}\cos^2\frac{\pi x}{a} + \frac{1}{\lambda_g^2}\sin^2\frac{\pi x}{a}\right\} \quad (82)$$

$$\Gamma(y) = \frac{\varrho_F\,\lambda\lambda_g}{2a^3 b}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \quad (83)$$

$$\alpha = 2\int_0^a \Gamma(x)\,\mathrm{d}x + 2\int_0^b \Gamma(y)\,\mathrm{d}y = \oint \Gamma(u)\,\mathrm{d}u \quad (84)$$

Besonders auffallend ist in Figur 21 der Einfluss der Längsströme, der sich mit zunehmender Frequenz als erhöhte Dämpfung in der Wandmitte bemerkbar macht. Dieser Effekt wird teilweise durch die Querströme in der Seitenwand kompensiert, so dass für α und α_D ein Minimum entstehen kann. Aus den Formeln für Γ folgt ferner, dass das differentielle Dämpfungsmass für $\lambda_g = 2a$ bzw. $\lambda = \sqrt{2}\,a$ in jedem Wandpunkt dasselbe ist. Stellt man den Grundmodus als Überlagerung von ebenen Wellen dar, so entspricht dies einem Einfallswinkel von genau 45° in bezug auf die Seitenwand.

Wird ein Stück der Seitenwand durch eine dünne metallische Schicht ersetzt, so gelten bei schwacher Ankopplung an den Aussenraum (Sekundärhohlleiter oder freier Raum) die genau gleichen Beziehungen für die Grösse Γ. Ist die Schichtdicke zugleich noch klein gegen die Skintiefe s, so kann an Stelle von ϱ_F der Flächenwiderstand der Schicht eingesetzt werden, so dass eine wesentliche Vereinfachung entsteht.

5.6. Wandverluste und Schichtkopplung

Unter Zuhilfenahme der im letzten Abschnitt abgeleiteten Formeln kann die Kopplungsdämpfung berechnet werden. Wir beschränken uns auf eine Struktur, wie sie in Figur 16 dargestellt ist, das heisst wir ersetzen einen hexagonalen Ausschnitt in der Deckelwandmitte zweier aneinandergefügter Hohlleitersysteme durch eine dünne Schicht. Das Dämpfungsmass α_B im Teilstück der Breite B kann unter der schon erwähnten Voraussetzung durch eine Integration über Γ ermittelt werden.

$$\alpha_B = \int_{\frac{1}{2}(a-B)}^{\frac{1}{2}(a+B)} \Gamma(x)\,\mathrm{d}x \quad (85)$$

Das Resultat lautet:

$$\alpha_B = \frac{\varrho_F\,\lambda\lambda_g}{a\,b}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left\{\frac{B}{\lambda^2} + \frac{a}{\pi}\left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{2a^2}\right)\sin\frac{\pi B}{a}\right\} \quad (86)$$

Da wir das Dämpfungsmass α_B zur Bestimmung der Kopplungsdämpfung noch benötigen werden, ist der Frequenzverlauf von α_B für verschiedene Schlitzbreiten B und für einen Flächenwiderstand von $\varrho_F = 1\ \Omega$ in Figur 22 eingetragen. Infolge des Zusammenwirkens von Längs- und Querströmen entsteht ein unterschiedliches Verhalten bei grossen und bei kleinen Schlitzbreiten, so dass durch geeignete Wahl von B eine extrem breitbandige Struktur erreicht werden kann. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass sich die Gesamtdämpfung α aus einem Dämpfungs-

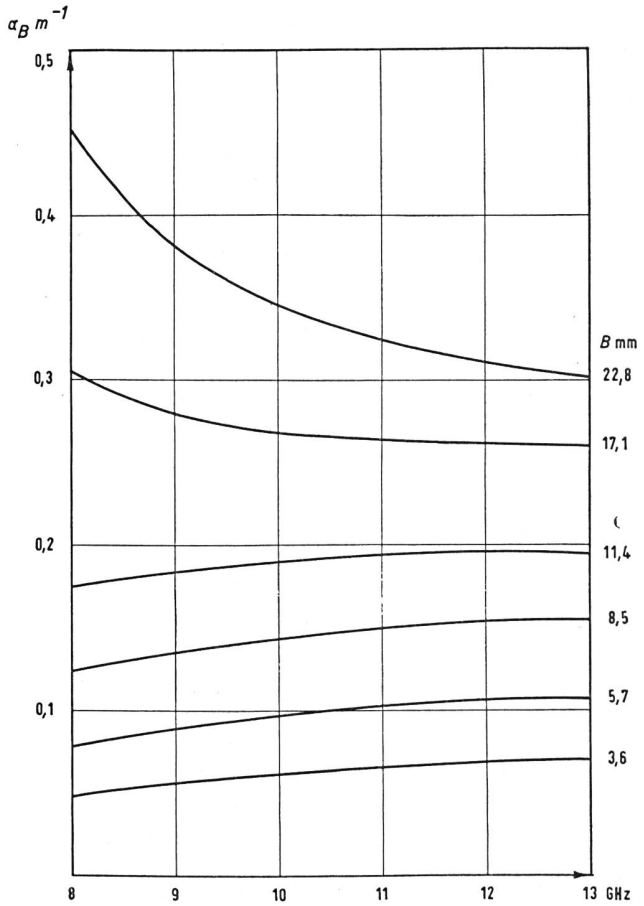

Fig. 22. Dämpfungsmass α_B
$\varrho_F = 1\ \Omega$

betrag α_1 des Mittelstückes der Länge mL sowie einem Anteil α_2 der beiden zugespitzten Endstücke zusammensetzt.

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = m\,L\,\alpha_B + \alpha_2 \tag{87}$$

$$\alpha_2 = \frac{\varrho_F\,\lambda\,\lambda_g}{a\,b}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(1-m)\,L\left\{\frac{B}{2\lambda^2}+\frac{a^2}{\pi^2 B}\left(\frac{1}{\lambda^2}-\frac{1}{2a^2}\right)\left(1-\cos\frac{\pi B}{a}\right)\right\} \tag{88}$$

Die Kopplungsdämpfung lässt sich aus $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ nun sehr einfach berechnen, wenn man von der Annahme ausgeht, dass sich das Lokalfeld an den beiden Grenzflächen der Schicht als Überlagerung ebener Wellensysteme darstellen lässt. Es gelten dann unverändert und ohne Einschränkungen die in Abschnitt 4.1 abgeleiteten Beziehungen. Insbesondere gilt für die reflektierten und transmittierten Energieanteile R und T, unabhängig von Einfallswinkel, Schichtdicke und Frequenz:

$$\sqrt{T} + \sqrt{R} = 1 \tag{89}$$

und somit für schwache Kopplung

$$\sqrt{T} = 1 - e^{-\frac{\alpha}{2}} \tag{90}$$

Die Kopplungsdämpfung wird dann

$$C = -20\log\left(1 - e^{-\frac{\alpha}{2}}\right)\text{dB} \tag{91}$$

Für $\alpha \ll 1$ kann die Exponentialfunktion durch die zwei ersten Glieder der Reihenentwicklung ersetzt werden, und man erhält

$$C = 6{,}0206 - 20\log\alpha\,\text{dB} \tag{92}$$

Die Berechnung der Richtdämpfung kann nach der in Abschnitt 5.2 angegebenen Methode erfolgen und führt auf eine ähnliche Beziehung, wie sie für den offenen Langschlitzkoppler abgeleitet wurde.

5.7. Die Messungen am Schichtkoppler

Es wurden an verschiedenen Strukturen umfangreiche Untersuchungen über Kopplungsdämpfung, Richtdämpfung und Reflexion durchgeführt. Die Messungen erstreckten sich hierbei über das X- und das K-Band, und mit Hilfe eines speziell entwickelten Frequenzvervielfachers mit extrem hohem Wirkungsgrad konnten sogar Systeme im J-Band (26,5–40,0 GHz) ausgemessen werden. Die nachfolgenden Daten sind nur ein stark reduzierter Ausschnitt der ausgedehnten Meßserien, die Unterlagen dürften jedoch genügen, um eine Optimalisierung verschiedener charakteristischer Kenngrössen beim Nachbau oder bei weiteren Untersuchungen zu erhalten.

Von grundlegendem Interesse dürfte vorerst die Frage der Übereinstimmung der Messungen mit den im letzten Abschnitt abgeleiteten Beziehungen sein. Figur 23 enthält eine Kurvenschar, die zeigt, dass nicht nur die Frequenzabhängigkeit, sondern auch der Absolutwert der Kopplungsdämpfung sehr genau berechnet werden kann. Es handelt sich um einen

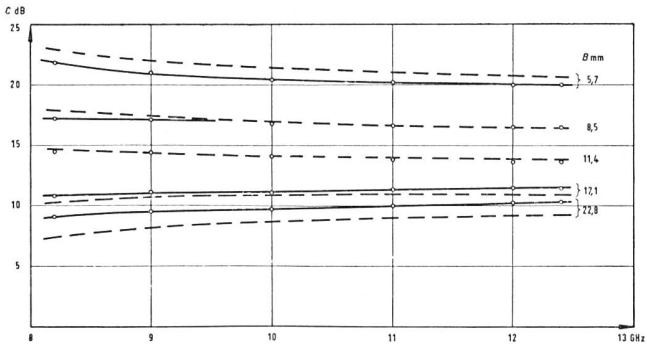

Fig. 23. Kopplungsdämpfung für Schichtkoppler
R_F = 18,90 Ω ------ Theorie —·— Messung

Deckelwandkoppler, dessen Aufbau in Figur 24 gezeigt wird. Die Kopplungsöffnung hat die in Figur 16 angegebene Form und enthält eine auf Glimmer (Dicke 25μ) aufgedampfte Chrom-Nickel-Schicht mit einem Flächenwiderstand von R_F = 18,90 Ω. Die Folie wird durch zwei Antikorodalbleche von je 0,3 mm Stärke symmetrisch in der Deckelwand eingespannt. Aus dem Flächenwiderstand lässt sich dann $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ berechnen und die Kopplungsdämpfung direkt bestimmen. Hierbei muss jedoch zusätzlich ein reaktiver Dämpfungswert berücksichtigt werden, dessen Bedeutung schon bei der Auswertung der Tabelle V zur Sprache kam.

Die Richtdämpfung liegt für alle Schlitzbreiten bedeutend höher, als dies beim offenen Langschlitzkoppler der Fall ist. Bei sorgfältigem Einbau der Folie ist es möglich, eine Richtdämpfung von über 30 dB über das ganze Band zu erhalten, wobei allerdings für extrem schmale Schlitze infolge stark zunehmender Feldstörungen eine Verschlechterung erfolgt. Einerseits läuft nämlich der Kopplungsschlitz nicht in eine ideale Spitze aus, und andererseits wird die Schlitzbreite mit der Schlitztiefe (0,6 mm) vergleichbar. Es ist jedoch festzuhalten, dass die Grösse

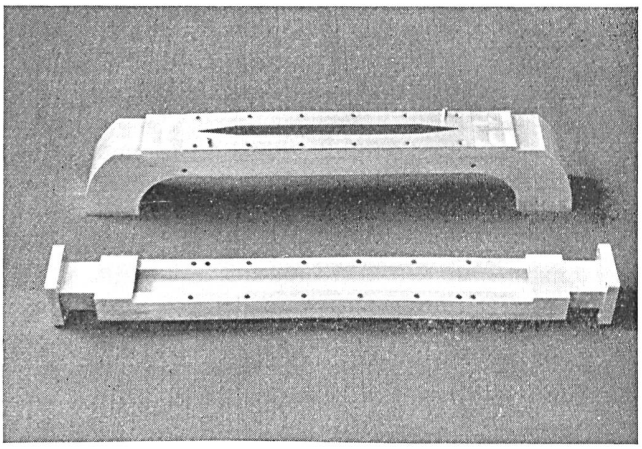

Fig. 24. Schichtkoppler, X-Band (Deckelwandkoppler). Das brückenförmige Element im oberen Bildteil enthält den Nebenhohlleiter und wird auf das gerade Werkstück (Haupthohlleiter) aufgeschraubt. Die hexagonale Form des Kopplungsschlitzes ist deutlich sichtbar. Die dünne Schicht mit Träger ist zwischen zwei Blechen (je 0,3 mm Stärke) eingespannt

m nicht optimal gewählt wurde und zusätzliche Verbesserungen ohne weiteres möglich sind. Im weiteren beträgt das Stehwellenverhältnis des Kopplers bei angepassten Ausgängen und mittleren Schlitzbreiten maximal 1,04 und in speziellen Fällen sogar 1,03 über das ganze Band, ein Wert, der mit der Richtdämpfung des Systems eng zusammenhängt.

Einen weiteren Vorteil des Schichtkopplers bildet die Erscheinung, dass die Kopplungsdämpfung bei geeignet gewählter Schlitzbreite praktisch frequenzunabhängig wird. Figur 25 zeigt die Messungen für verschiedene Schichtdicken bzw. Flächenwiderstände für einen konstanten Wert B von 17,1 mm. Diese Qualität wird von den besten im Handel erhältlichen Präzisionskopplern nicht erreicht. *Tabelle VI* enthält die maximale Kopplungsvariation ΔC über das ganze X-Band für verschiedene bekannte Typen.

Maximale Kopplungsvariation ΔC für X-Band

Tabelle VI.

Firma	Typ	ΔC dB
Hewlett-Packard	X752	± 0,5
Polytechnic	408	± 0,6
Philips	4090X	± 0,5
Narda	1070	± 0,5
HF-Institut ETH	Schicht	± 0,25

Es ist ferner zu berücksichtigen, dass der konstruktive Aufwand für die oben angeführten handelsüblichen Typen ausserordentlich hoch ist, ein Faktor, der sich sehr deutlich im Preis äussert. Überdies braucht nicht weiter erläutert zu werden, dass durch eine Verkleinerung von B die Grösse ΔC für den Schichtkoppler unter jede vernünftige Nachweisgrenze sinkt. Eine Betrachtung der Figur 22 zeigt nämlich, dass die optimale Breite B zwischen 11,4 und 17,1 mm liegen muss. Diese Aussage bleibt auch richtig, wenn der Einfluss der beiden zugespitzten Endstücke des Kopplungsschlitzes berücksichtigt wird.

Die ausserordentlich günstigen Eigenschaften müssen dadurch erkauft werden, dass elektrische Leitungsverluste in der Schicht nicht vermieden werden können. Für eine Kopplungsdämpfung von 20 dB betragen die Schichtverluste ungefähr 1 dB, für $C = 30$ dB etwa 0,4 dB, und für noch höhere Kopplungsdämpfungen sinken die Verluste rasch ab. Es liegt auf der Hand, diesen Effekt nutzbringend anzuwenden, indem die teilweise Umsetzung der Mikrowellenenergie in thermische Energie zugleich als Leistungsanzeige verwendet wird. Die Widerstandsänderung der dünnen Schicht infolge der Erwärmung kann in einer Brücke elektrisch nachgewiesen werden und bildet direkt ein Mass für die im Haupthohlleiter transportierte Leistung. Damit entsteht ein vollständig neues Schaltelement der Mikrowellentechnik, das wir als Koppel-Kalorimeter bezeichnen wollen. Das Koppel-Kalorimeter erfüllt demnach verschiedene Aufgaben gleichzeitig, da es nicht nur als Leistungsteiler allein, sondern gleichzeitig als Leistungsmesser dient. Es dürfte kaum nötig sein, zu begründen, dass diese Leistungsanzeige ebenfalls ausserordentlich breitbandig dimensioniert werden kann. In der Messtechnik entstehen durch diesen kombinierten Aufbau neue Möglichkeiten, indem z. B. die von einer Antenne abgestrahlte Leistung über die Hauptleitung ständig überwacht und die Frequenz gleichzeitig in der Nebenleitung ohne Rückwirkung gemessen werden kann.

Abschliessend darf noch erwähnt werden, dass die Messungen in höheren Bändern die für das X-Band durch Experiment und Theorie erhaltenen Erkenntnisse ebenfalls in vollem Umfang bestätigen. Für Deckelwandsysteme ist lediglich auf eine besondere konstruktive Vorschrift zu achten, um gute Resultate erreichen zu können. Da die Schicht für übliche Materialien an den Rändern mit dem Gesamtsystem nicht verlötet werden kann, muss sie mit dem Träger immer zwischen zwei metallischen Blechen eingespannt werden. So entstehen bei der in Figur 26 abgebildeten Konstruktion leicht Störfelder, welche die

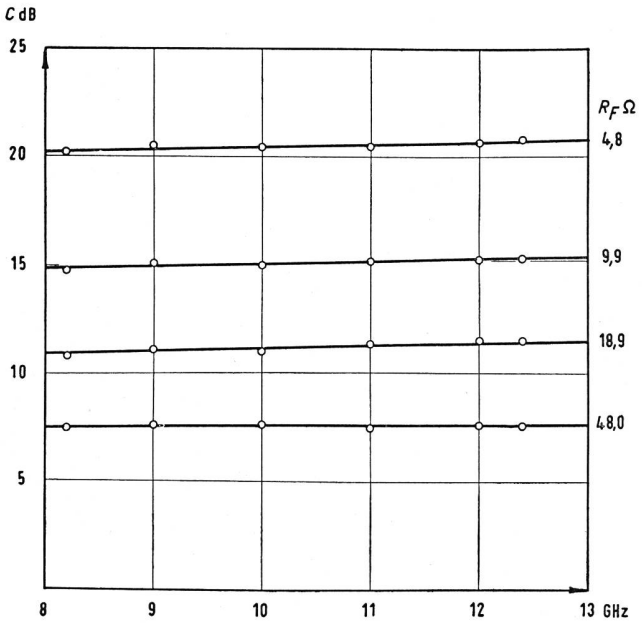

Fig. 25. Kopplungsdämpfung für Schichtkoppler $B = 17{,}1$ mm

Kopplungscharakteristik verfälschen können. Für Seitenwandstrukturen, wie zum Beispiel für den in Figur 27 dargestellten K-Band-Koppler, darf allerdings die Folie in der Seitenwand des einen Hohlleiters direkt aufliegen, ohne dass merkliche Störfelder entstehen. Im übrigen dürften allerdings Seitenwandstrukturen höchstens von theoretischem Interesse sein, da die starke Dämpfungsvariation als Funktion der Frequenz sich auch auf die Kopplungsdämpfung auswirkt. Die in Figur 2 eingezeichnete Messkurve zeigt dieses Verhalten recht deutlich.

Da durch unsere bisherigen Ausführungen der enge Zusammenhang zwischen Schichtverlusten und Kopplungsdämpfung genau nachgewiesen wurde, kann das Verschwinden der Resonanzstellen beim offenen

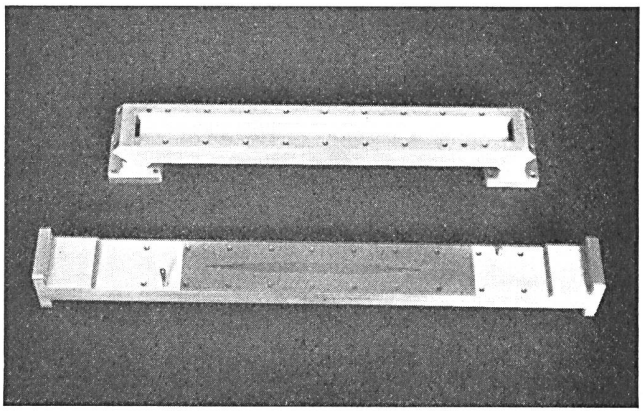

Fig. 26. Schichtkoppler, X-Band (Deckelwandkoppler). Der Nebenhohlleiter im oberen Bildteil wird auf den Haupthohlleiter aufgesetzt. Die dünne Schicht mit Träger überdeckt den Kopplungsschlitz

Koppler der Figur 2 einfach erklärt werden. Es ist dies eine Folge der stetigen Ankopplung zweier Leitungssysteme, deren Randbedingungen durch die dünne Schicht teilweise eingehalten werden. In diesem Sinne bildet der Schichtkoppler oder das

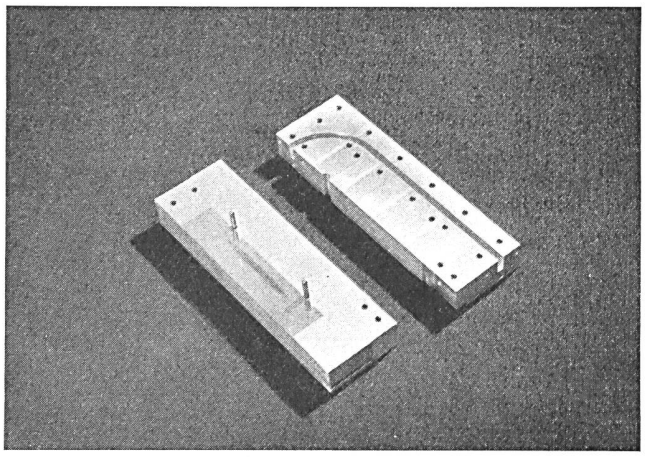

Fig. 27. Schichtkoppler, K-Band (Seitenwandkoppler). Das Hohlleiterprofil ist in einen Anticorodalblock eingefräst. Die beiden Teilstücke, die den Haupthohlleiter und den Sekundärhohlleiter enthalten, werden durch eine 50-μ-Aluminiumfolie voneinander getrennt und mit zwei Paßstiften zusammengefügt. Die Aluminiumfolie enthält eine hexagonale Öffnung als Kopplungsschlitz. Darüber liegt die dünne Schicht mit Träger

Koppel-Kalorimeter ein stetiges Element, das mit seinem äusserst einfachen Aufbau eine Vielzahl neuer Anwendungsmöglichkeiten eröffnet.

6. Der Schichtdetektor

6.1. Aufbau und Anwendungsbereich

Während es sich bei dem im letzten Kapitel besprochenen Koppel-Kalorimeter um ein Instrument handelt, welches sich ähnlich wie das von *Jaeger* und *Schneider* [73] entwickelte Messgerät für mittlere und hohe Leistungen eignen wird, wollen wir nun zur Betrachtung von Anordnungen zum Nachweis kleiner Leistungsbeträge übergehen. Dabei soll die Bedingung möglichst vollständiger Absorption der eingestrahlten Feldenergie in der Schicht gestellt werden, was die Zahl der konstruktiven Lösungen stark einschränkt.

Zahlreiche Vorversuche führten zu zwei Lösungen, welche in Figur 28 dargestellt sind. In beiden Fällen wird eine dünne Schicht in der Form eines schmalen Streifens zentrisch in einen Rechteckhohlleiter einge-

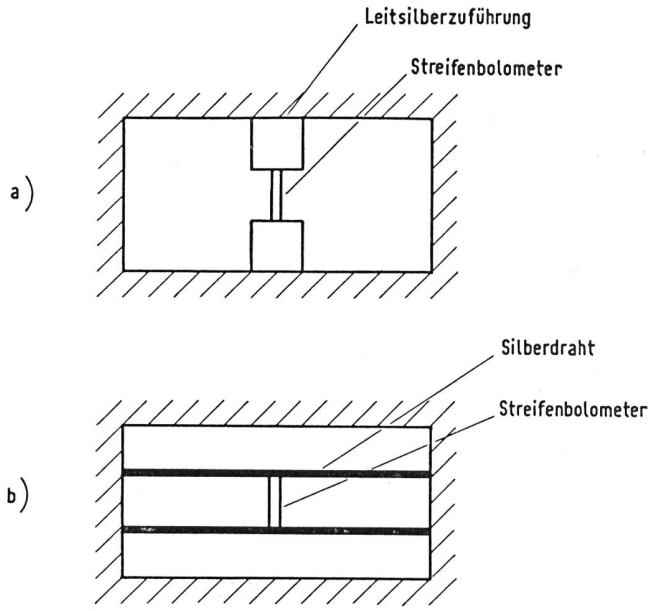

Fig. 28. Schichtdetektor im Rechteckhohlleiter

baut. Die Eigenschaften einer solchen Anordnung werden durch die Impedanz der Schicht sowie die Form der Zuleitungen bestimmt. Im Falle a) bestehen die Kontakte aus einer Leitsilberschicht, die auf einem dielektrischen Träger (Glimmer) aufgebracht und wenn nötig eingebrannt ist. Das Streifenbolometer bildet dann die Verbindung der beiden Zuleitungen. Im Falle b) wird die dünne Schicht zwischen

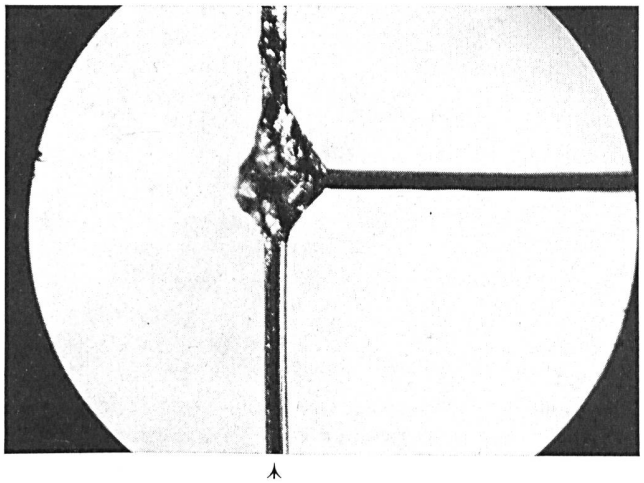

Fig. 29. Schichtdetektor mit Stromzuführung
Drahtdurchmesser 50 μ — Streifenlänge 3,0 mm
Schichtbreite 40 μ — ⅄ = Stromzuführung
Schichtdicke 2000 Å — ⊀ = Nickelschicht

zwei Silberdrähten aufgespannt, die zugleich als Stromzuführungen dienen.

Zur besseren Veranschaulichung zeigt Figur 29 einen Detektor vom Typus b) mit einer Streifenbreite von 40 μ und einem Durchmesser des Silberdrahtes von 50 μ. Der Zuleitungsdraht ist deutlich am Schlaglicht erkennbar, während die Schicht von 2000 Å Dicke als dunkler Streifen erscheint. Der Streifen selbst kann mit etwas Übung mit einer Rasierklinge geschnitten werden. Bedeutend schwieriger ist die einwandfreie Verbindung mit der Zuleitung. Sie kann aber ohne besondere Hilfsmittel mit einem Haarpinsel und etwas Leitsilber bewerkstelligt werden.

Der Herstellungsprozess für eine freitragende Schicht wurde schon im Abschnitt 3 beschrieben. Im Gegensatz zu den bekannten Infrarotdetektoren ist eine nachträgliche Schwärzung der Empfängerfläche nicht nötig.

Der Anwendungsbereich des Schichtdetektors für messtechnische Aufgaben ist ausserordentlich vielseitig. Man darf ihn als das breitbandigste Element zum Nachweis elektromagnetischer Strahlung bezeichnen, da eine Anzeige bis in den optischen Bereich möglich ist. Es ist bekannt, dass die häufig verwendete Kristalldiode schon im Submillimeterbereich erhebliche Schwierigkeiten bereitet. Auch ist ihre Anzeige nur bis zu Leistungen von 0,05 mW quadratisch, so dass eine Leistungsmessung kaum in Frage kommt. Diese Nachteile werden weiter vergrössert durch die hohe Empfindlichkeit der Kristalldiode gegen mechanische Beanspruchung sowie durch den hohen Rauschfaktor bei tiefen Frequenzen. Die genaue Untersuchung der Eigenschaften des thermischen Schichtdetektors ist deshalb ebenso notwenig wie vielversprechend.

6.2. Das thermische Randwertproblem

In der Regel befindet sich der Schichtdetektor in einem Kühlgas, so dass eine Kühlung sowohl durch Wärmeleitung als auch durch Konvektion erfolgt. Die Berandung der Detektorfassung beeinflusst den Kühlvorgang, und es ist unschwer einzusehen, dass eine genaue Lösung der Randwertaufgabe nur in den einfachsten Fällen möglich ist. Trotzdem vermag die Untersuchung der Wärmeleitungsgleichung unter bestimmten Annahmen auf wichtige Erkenntnisse zu führen.

Die Temperaturverteilung des Bolometerstreifens wird durch eine partielle Differentialgleichung beschrieben, die als Variable ausser der Zeit t in sehr guter Näherung bloss noch die Längskoordinate x besitzt. Die Gleichung lautet

$$k F \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c \varrho F \frac{\partial T}{\partial t} = \Gamma (T, T_0) \qquad (93)$$

k = Wärmeleitfähigkeit des Schichtmaterials
F = Schichtquerschnitt
T = Schichttemperatur
T_0 = Umgebungstemperatur
c = Spezifische Wärme des Schichtmaterials
ϱ = Dichte des Schichtmaterials

Die Funktion $\Gamma (T, T_0)$ enthält zusätzliche Wärmeverluste wie auch Wärmequellen je Längeneinheit des Bolometers. Die Wärmeverluste $\Phi_0 (T, T_0)$ setzen sich aus der Temperaturstrahlung der Schicht sowie der zusätzlichen Kühlung durch Querableitung in die Gasatmosphäre zusammen. Fliesst durch die Schicht selbst ein Vorstrom I, so addiert sich zur absorbierten Mikrowellenleistung P_0 pro Längeneinheit die erzeugte *Joul*sche Wärme. Es gilt deshalb

$$\Gamma (T, T_0) = \Phi_0 (T, T_0) - R_0 I^2 \{ 1 + \alpha (T - T_0) \} - P_0 \qquad (94)$$

R_0 = Widerstand des Streifens pro Längeneinheit bei der Temperatur T_0
α = Temperaturkoeffizient des Schichtwiderstandes

Die Funktion $\Phi_0 (T, T_0)$ ist von *Langmuir* [74] für dünne Drähte mit kreisförmigem Querschnitt experimentell bestimmt worden; ihre Auswertung ergibt für Luftkühlung

$$\Phi_0 (T, T_0) = \varkappa (T - T_0)^{\chi} \qquad (95)$$

Die Konstante $\varkappa$ nimmt bei wachsendem Drahtdurchmesser äusserst langsam zu und hat für einen Durchmesser von einigen μ den Wert von ungefähr $3 \cdot 10^{-4}$ Wcm^{-1} Grad^{-1}. Für den Exponenten gilt $\chi \approx 1{,}2$, das heisst die Funktion Φ_0 wird nichtlinear. Entsprechende Beziehungen gelten auch in einer Wasserstoffatmosphäre und können ebenfalls aus den Messungen von *Linder* [75] abgeleitet werden. Ferner folgt aus den Angaben von *Warburg, Leithäuser* und *Johansen* [76], dass für eine dünne Schicht an Stelle des Drahtes dieselbe Gesetzmässigkeit gelten muss, solange die Streifenbreite b klein gegen die Schichtlänge l und den Durchmesser der Langmuirschen Grenzschicht ist.

Für die Messgenauigkeit der Mikrowellenleistung ist nun eine möglichst konstante Temperaturverteilung längs dem Bolometerstreifen von entscheidender Bedeutung. *Weber* [77] hat theoretisch gezeigt, dass für einen im Verhältnis zur Detektorlänge genügend kleinen Querschnitt und bei dem angegebenen Kühlgesetz die Temperaturverteilung über die ganze Drahtlänge praktisch konstant ist, und erst in unmittelbarer Nähe der Enden ein rascher Abfall von T auf T_0 infolge der Wärmeableitung durch die Halterung erfolgt. Bezüglich weiterer Einzelheiten muss auf diese Publikation verwiesen werden; es ist aber festzustellen, dass bei sämtlichen Ausführungen der beschriebenen Typen a) und b) die Längsableitung vernachlässigt werden kann. Diese Forderung lässt sich allerdings für einen evakuierten Detektor nicht erfüllen, da die Strahlungsverluste bei optimaler Betriebstemperatur zu klein sind.

Um den Einfluss der absorbierten Mikrowellenleistung $P = l P_0$ (l = Streifenlänge) auf die Schichttemperatur zu berechnen, setzen wir zur Vereinfachung

$$W = l R_0 I^2 \{ 1 + \alpha (T - T_0) \} \qquad (96)$$

$$C = c \varrho l F \qquad (97)$$

$$\Phi = l \Phi_0 \qquad (98)$$

Ferner besitze die Schicht für $P = 0$ die Temperatur T und für $P \neq 0$ die Temperatur $T + \Delta T$, wobei die Mikrowellenleistung klein gegenüber der Heizleistung W sein soll. Eine einfache Rechnung ergibt, wenn wir die Ableitung der Temperatur nach der Längskoordinate weglassen

$$C \frac{\mathrm{d}\,\Delta T}{\mathrm{d}\,t} + \left(\frac{\mathrm{d}\,\Phi}{\mathrm{d}\,T} - \frac{\mathrm{d}\,W}{\mathrm{d}\,T}\right) \Delta T = P \qquad (99)$$

Wir können C als thermische Kapazität und den Koeffizienten von ΔT

$$G = \frac{\mathrm{d}\,\Phi}{\mathrm{d}\,T} - \frac{\mathrm{d}\,W}{\mathrm{d}\,T} \qquad (100)$$

als thermische Konduktanz bezeichnen, wobei der Zusatzterm $\frac{\mathrm{d}\,W}{\mathrm{d}\,T}$ durch den Aufbau des elektrischen Netzwerkes bestimmt wird, in welchem sich das Bolometer befindet.

Besonders häufig gelangt die sogenannte L-Schaltung zur Anwendung, bei welcher das Bolometer über einen Vorwiderstand R von einer Spannungsquelle gespiesen wird. Das Signal kann dann direkt über den Klemmen des Bolometers mit dem Gesamtwiderstand R_B bei der Temperatur T abgegriffen werden. Für diese Schaltung gilt

$$\frac{\mathrm{d}\,W}{\mathrm{d}\,T} = \frac{R - R_B}{R + R_B} \alpha\, \Phi \qquad (101)$$

Ist P insbesondere eine periodische Einstrahlung mit einer Grundkomponente $P \exp(\mathrm{i}\omega t)$, so ändert sich auch die Temperatur des Streifens periodisch. Die *Fourier*zerlegung der zeitlichen Temperaturvariation ergibt dann eine Grundkomponente $\Delta T \exp(\mathrm{i}\omega t)$. Die maximale Temperaturamplitude ΔT berechnet sich dann aus der letzten Differentialgleichung unter Einführung der thermischen Zeitkonstanten $\tau = \frac{C}{G}$ zu

$$\Delta T = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \frac{P}{G} \qquad (102)$$

Die Widerstandsänderung $\alpha R_B\, \Delta T$ ruft über den Klemmen des Detektors eine Wechselspannung hervor mit der Maximalamplitude

$$e = \frac{R\, R_B}{R + R_B} \frac{\alpha\, P\, I}{G \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \qquad (103)$$

Wählt man ferner $R \gg R_B$, so wird die Spannungsempfindlichkeit

$$\frac{e}{P} = \frac{\alpha\, R_B\, I}{G \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \qquad (104)$$

Diese Formel bildet die Grundlage zur Dimensionierung des Detektorkreises. Sie besagt, dass eine hohe Spannungsempfindlichkeit erreicht wird, indem man ein Material mit einem möglichst hohen Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes, einen hohen Bolometerwiderstand sowie eine kleine thermische Konduktanz anstreben soll. Ferner ist auch der Betriebsstrom I hoch zu wählen, wobei allerdings die Oxydationstemperatur oder die Schmelztemperatur des Detektors nicht überschritten werden darf.

Von zahlreichen Autoren wird fälschlicherweise angenommen, dass durch eine möglichst hohe Spannungsempfindlichkeit auch die Grenzempfindlichkeit des Detektorsystems auf ein Optimum gebracht werden kann. Die Behandlung der Rauschursachen im nächsten Abschnitt wird zeigen, dass in dieser Hinsicht Vorsicht geboten ist.

6.3. Die Bestimmung der Grenzempfindlichkeit

Unter der Grenzempfindlichkeit versteht man diejenige Signalleistung, die über den Klemmen des Messkreises eine der mittleren Rauschspannung äquivalente Signalspannung erzeugt.

In der einschlägigen Mikrowellenliteratur wird durchwegs von der Annahme ausgegangen, dass die verfügbare Rauschleistung des Detektorsystems einzig und allein durch das *Nyquist*- [78] oder *Johnson*-Rauschen [79] bestimmt wird, dessen Ursache nach *van der Ziel* [80] in der spontanen Schwankung der Feldenergie der reaktiven Komponenten des betrachteten Netzwerkes liegt. Trotz der grundlegenden Arbeiten von *Lewis* [81], *Jones* [82] und weiteren Autoren wird das elektrische Rauschen in vielen Publikationen als einzige Rauschquelle postuliert.

Nach *Fowler* [83] führt ein System der thermischen Kapazität C spontane Temperaturschwankungen Δu aus. Das mittlere Schwankungsquadrat beträgt

$$\overline{\Delta u^2} = \frac{k\, T^2}{C} \qquad (105)$$

und die spektrale Dichte der Rauschtemperatur

$$\mathrm{S}(\nu) = \frac{4\, k\, T^2}{\mathrm{d}\,\Phi / \mathrm{d}\,T} \qquad (106)$$

wobei $\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}T}$ wie schon früher erwähnt die Ableitung der Kühlfunktion nach der Temperatur darstellt. Die spontane Temperaturschwankung des Bolometers ist einer entsprechenden quadratischen Mikrowellenrauschleistung $\overline{P_1^2}$ äquivalent und verursacht eine zusätzliche Spannungsschwankung im Detektorkreis, die zur elektrischen Rauschspannung addiert werden muss. Für die Bandbreite $\Delta\nu$ beträgt $\overline{P_1^2}$ unter Berücksichtigung von $\mathrm{S}(\nu)$

$$\overline{P_1^2} = 4\, k\, T^2 \frac{\mathrm{d}\,\Phi}{\mathrm{d}\,T} \Delta\nu \qquad (107)$$

Das *Johnson*- oder *Nyquist*-Rauschen ($\Delta \mathrm{v}^2 = 4kT\, R_B \Delta\nu$) kann ebenfalls mit Hilfe der im letzten Abschnitt berechneten Spannungsempfindlichkeit auf ein äquivalentes Rauschleistungsquadrat $\overline{P_2^2}$ umgerechnet werden.

$$\overline{P_2^2} = \frac{4\, k\, T}{\alpha^2 I^2 R_B} G^2 (1 + \omega^2 \tau^2) \Delta\nu \qquad (108)$$

Die Grenzempfindlichkeit berechnet sich nun zu

$$P^2_{\text{Min}} = \overline{P_1^2} + \overline{P_2^2} \tag{109}$$

$$P^2_{\text{Min}} = 4\,k\,T\,\Delta\nu \left\{ T \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}T} + \frac{G^2\,(1+\omega^2\tau^2)}{\alpha^2 I^2 R_{\text{B}}} \right\} \tag{110}$$

Um dieses äusserst wichtige Resultat zu diskutieren, müssen wir uns auf eine bestimmte Kühlfunktion beschränken. Wir nehmen vorerst an, die Funktion Φ sei linear und setzen als gute Näherung für klassische Metalle $\alpha = \frac{1}{T}$. Ferner soll die Modulationsfrequenz genügend klein sein, sodass $\omega\tau$ vernachlässigt werden kann. Es gilt dann

$$P^2_{\text{Min}} = 4\,k\,T\,\Delta\nu \left\{ T - T_0 + \frac{T\,T_0}{T - T_0} \right\} \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}T} \tag{111}$$

Um zu zeigen, dass die Formel für P_{Min} bei zunehmender Temperatur auf ein Minimum führt, definieren wir die Funktion $\Theta\,(T)$:

$$\Theta\,(T) = \sqrt{T\,(T - T_0) + \frac{T^2\,T_0}{T - T_0}} \tag{112}$$

und schreiben

$$P_{\text{Min}} = 2\sqrt{k \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}T}\,\Delta\nu}\,\Theta\,(T) \tag{113}$$

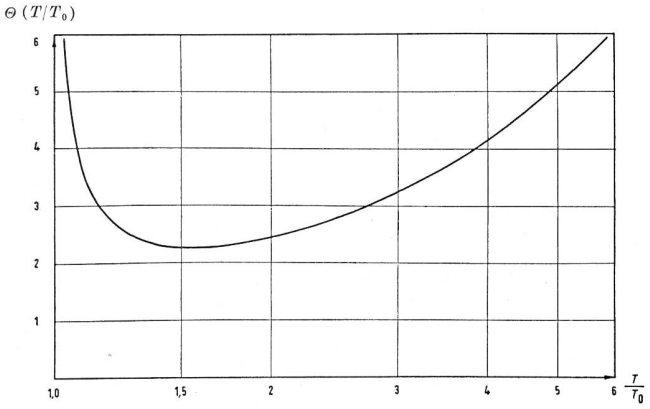

Fig. 30. Funktion $\frac{\Theta\,(T/T_0)}{T_0}$ für lineares Kühlgesetz

Figur 30 zeigt den Verlauf von Θ als Funktion von T/T_0. Für $T = 1{,}54\ T_0$ entsteht ein Minimum der Grenzempfindlichkeit. Wird diese kritische Temperatur überschritten, so überwiegt das eigentliche Temperaturrauschen, während der Einfluss des elektrischen Netzwerkrauschens allmählich abnimmt. Ist die Kühlung vorwiegend auf Strahlungsverluste zurückzuführen, so existiert ebenfalls eine optimale Betriebstemperatur, die, wie man leicht zeigen kann, durch $T = 1{,}25\ T_0$ festgelegt wird.

Es ist besonders erfreulich, dass *Bühler* [84] die in diesem Abschnitt angegebenen theoretischen Ergebnisse durch seine eigenen Messungen bestätigt hat. Diese ergaben für ein Narda-Bolometer ein maximales Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei einem Vorstrom von $I = 5{,}5$ mA. Berechnet man aus diesem Wert unter Berücksichtigung der Materialkonstanten von Pt die Betriebstemperatur des Bolometers, so ergibt sich $T/T_0 = 1{,}47$ gegenüber einem theoretischen Erwartungswert von $T/T_0 = 1{,}54$.

Neuere sorgfältige Messungen von *Barth* und *Maier* [93] an Infrarotdetektoren zeigen, dass tatsächlich das Temperaturrauschen bei steigender Übertemperatur deutlich in Erscheinung tritt. Der Anstieg ist allerdings bedeutend grösser als theoretisch erwartet wird, und die Autoren vermuten, dass Änderungen im Übergangswiderstand der Kristallite einen zusätzlichen Rauschanteil ergeben.

6.4. Empfindlichkeit und Zeitkonstante des Schichtdetektors

Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, wie eine hohe Grenzempfindlichkeit eines Schichtdetektors erreicht werden kann. Da die Grenzempfindlichkeit nicht das einzige Kriterium der Brauchbarkeit eines Detektors für praktische Messzwecke bildet, müssen nunmehr weitere Kenndaten besprochen werden.

Zur Untersuchung gelangte der folgende Standardtyp:

Schichtdicke	500 Å
Streifenbreite	25 μ
Streifenlänge	3,0 mm
Material	Nickel

Diese Dimensionen wurden allerdings innerhalb bestimmter Grenzen variiert, um den Anwendungsbereich der erhaltenen Resultate zu überprüfen. So konnte z. B. festgestellt werden, dass der Temperaturkoeffizient des Widerstandes der verwendeten Nickelstreifen im Bereich von 500 Å...2000 Å den Wert 0,0045...0,0050 bei Zimmertemperatur hat und für Schichtdicken unter 500 Å ein Abfall entsteht.

Bis heute sind in der Mikrowellentechnik Schichtdetektoren kaum hergestellt worden. Die wenigen kommerziellen Typen weisen neben einer äusserst kleinen Widerstandsempfindlichkeit (S_{R}) eine sehr grosse Trägheit auf. Die nachfolgende *Tabelle VII* enthält einen Vergleich mit dem soeben beschriebenen Standardtyp.

Tabelle VII Daten von Schichtdetektoren

Typus	$R_{\text{B}}\ \Omega$	$S_{\text{R}}\ \Omega$/mW	τ ms
PRD 631-D	200	0,045	>10
Lane [85]	580	<0,060	>3000
HF-Institut ETH	300	6,0	0,26

Man pflegt deshalb im allgemeinen an Stelle von Schichtdetektoren die bekannten Elemente mit Wollastondrähten zu verwenden, muss aber damit gleichzeitig mehrere Nachteile in Kauf nehmen. Erstens macht sich bei den in Frage kommenden Drahtdurchmessern der Skineffekt störend bemerkbar. Es ändert sich deshalb mit der Frequenz nicht nur die eigentliche Drahtimpedanz, sondern es entsteht infolge der lokalisierten Erwärmung an der Oberfläche

ein Messfehler, der sich bei Präzisionsbestimmungen der Leistung auswirkt. Es ist ferner bekannt, dass für Drahtdetektoren eine nichtlineare Beziehung zwischen der Heizleistung W und der Widerstandserhöhung ΔR_B des Bolometers besteht [86].

$$\Delta R_B = \text{const.} \cdot W^{0,9} \qquad (114)$$

In Figur 31 ist der Bolometerwiderstand eines Drahtdetektors (Sperry 821) als Funktion der Heiz-

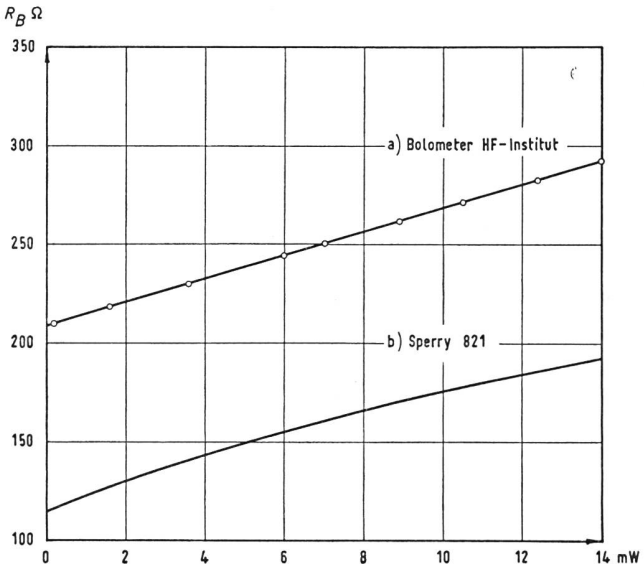

Fig. 31. Linearität des Schichtdetektors für Luftkühlung
a) Schichtdetektor aus Ni
b) Drahtdetektor aus Pt

leistung W eingetragen. Die für den Schichtdetektor (Standardtyp) aufgenommene Kennlinie zeigt eine sehr hohe Linearität, so dass für Leistungsmessungen die klassische Substitutionsmethode nicht unbedingt erforderlich ist. Da diese Eigenschaft von besonderer Bedeutung ist, wurden mehrere Kennlinien für Nickel-Schichtdetektoren mit einer Streifenbreite von 20–50 μ und einer Schichtdicke von 500...2000 Å aufgenommen. Die Streifenlänge betrug durchwegs 3 mm. Es ergab sich eine Abweichung des als Funktion der Heizleistung gemessenen Bolometerwiderstandes um nicht mehr als $\pm$ 2 ‰ von der Linearität unterhalb der Oxydationstemperatur des Nickels. Eine Überprüfung der Messungen durch Herrn *Aeschlimann* am Institut für HF-Technik an der ETH führte zu denselben Ergebnissen.

Die thermische Zeitkonstante $\frac{C}{G}$ unseres Standardtyps betrug 240...270 μs. Da eine Reduktion der Schichtdicke allein nur die thermische Kapazität erniedrigt, muss die Zeitkonstante proportional mit der Schichtdicke abnehmen. Zu diesem Zweck wurde ein 250-Å-Schichtdetektor mit den gleichen Abmessungen wie unser Standardtyp untersucht. Figur 32 a zeigt den zeitlichen Verlauf des Bolometerwiderstandes, wenn ein rechteckförmiger Impuls über den Klemmen des vorgeheizten Bolometers angelegt wird. Der Rechteckimpuls hat eine Breite von 50 μs und kann gleichzeitig mit dem Verlauf des Bolometerwiderstandes auf dem Schirm eines Kathodenstrahloszillographen abgebildet werden. Da die Pulsbreite kleiner als die Zeitkonstante ist, bleibt der Anstieg des Widerstandes zu Beginn des Signaleinsatzes linear. Nach Abschalten des Pulses geht der Widerstand exponentiell auf den Ausgangswert zurück. Die Zeitkonstante beträgt auf Grund einer Analyse dieses Kurvenverlaufs 130 μs, also ungefähr die Hälfte des Wertes für den Standardtyp mit der doppelten Schichtdicke. Als Vergleich ist zu erwähnen, dass der häufig verwendete Drahtdetektor Sperry 821 eine Zeitkonstante von 320 μs besitzt.

Es ist aus mechanischen Gründen nicht ratsam, zum Zwecke der Verkleinerung der Zeitkonstante die Schichtdicke weiter zu reduzieren. Die gleiche Wirkung kann durch eine kleinere Streifenbreite erreicht werden. Es genügt aber auch, an Stelle der Luftkühlung ein Füllgas mit einem höheren Wärmeleitungskoeffizienten zu verwenden. Figur 32 b zeigt den zeitlichen Verlauf des Widerstandes desselben Detektors wie für Figur 32 a mit Wasserstoffkühlung. Die Zeitkonstante sinkt auf den erstaunlich kleinen Wert von 25 μs. Damit sind aber die Grenzen des Möglichen noch lange nicht erreicht, da die Streifenbreite mit speziellen Hilfsmitteln (Mikrotom) noch bedeutend reduziert werden kann.

Abschliessend sollen noch die verschiedenen Daten für unseren Standardtyp in Luft und Wasserstoff sowie unter Vakuum verglichen werden. *Tabelle VIII* enthält nicht nur die Widerstandsempfindlichkeit,

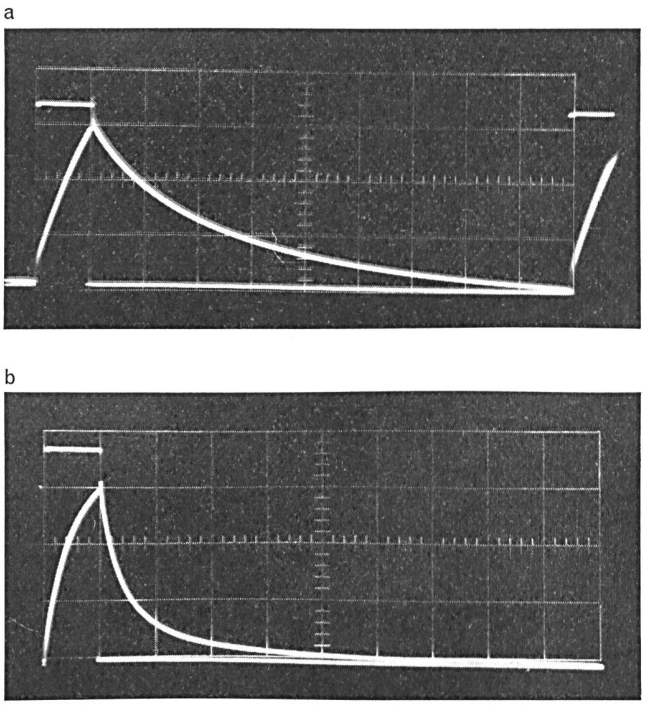

Fig. 32. Zeitkonstante eines Schichtdetektors
a) Luftkühlung τ = 130 μs
b) Wasserstoffkühlung τ = 25 μs
1 Skalenteil = 50 μs Abmessungen im Text

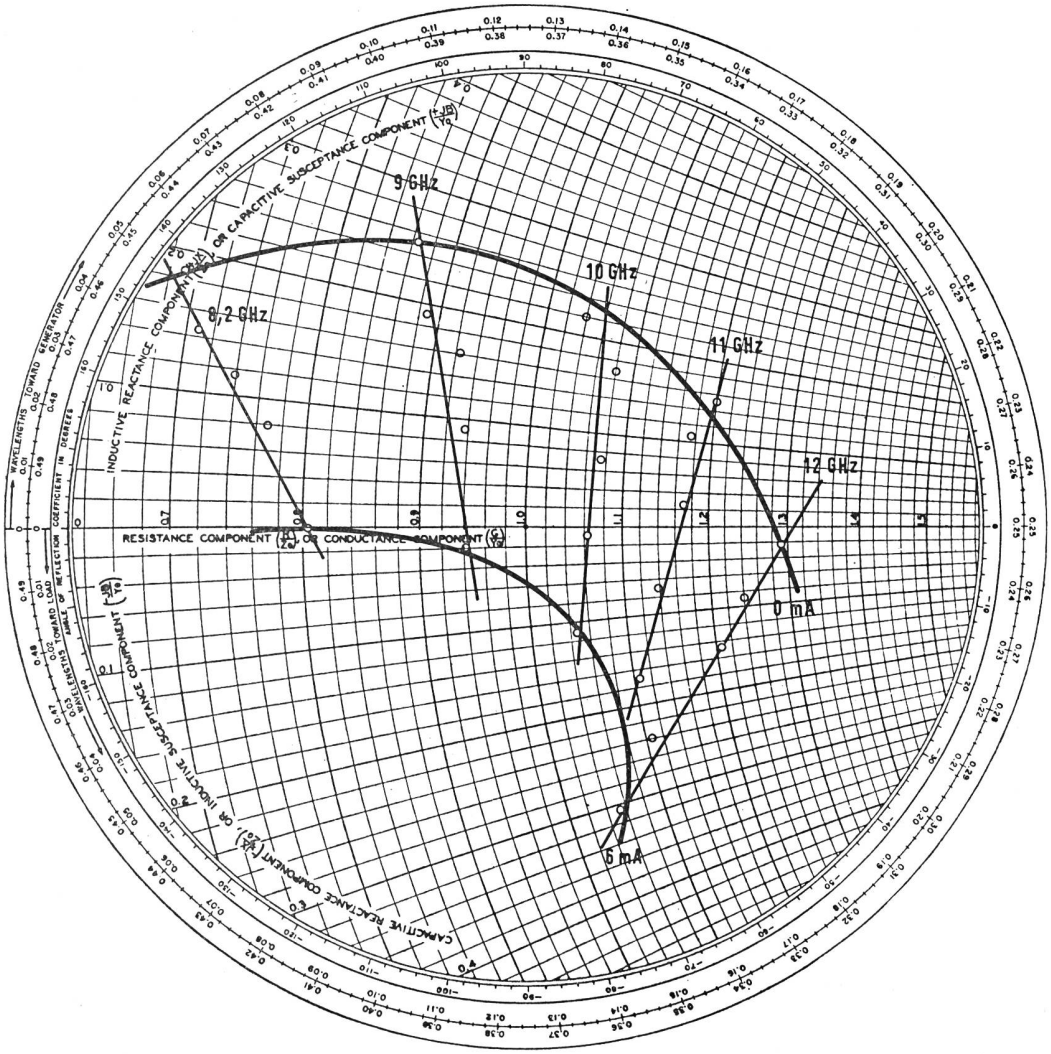

Fig. 33. Impedanz eines Schichtdetektors im X-Band. Bolometervorstrom von 0 mA und 6 mA

sondern auch die Spannungsempfindlichkeit $\frac{e}{P}$, wie sie in Abschnitt 6.2 definiert wurde. Es handelt sich bei den Messungen um ein und dasselbe Bolometer mit einem Widerstand von 140 Ω bei Zimmertemperatur und einem Betriebswiderstand von R_B = 200 Ω. Der dazu nötige Betriebsstrom I ist in der *Tabelle VIII* ebenfalls angegeben.

Empfindlichkeit und Zeitkonstante eines Schichtdetektors (Standardtyp)

Tabelle VIII

Betriebsart	$R_B\,\Omega$	Ω/mW	I mA	$\frac{e\,\text{mV}}{P\,\text{mW}}$	$\tau\,\mu$s
Vakuum	200	390	0,8	310	5000
Luft	200	4,8	8,0	38	280
Wasserstoff	200	0,63	21,6	14	60

In der von *Bühler* [84] angegebenen Betriebsart mit Luftkühlung weist das erwähnte Narda-Bolometer (Drahtdetektor) eine Spannungsempfindlichkeit von 25 mV/mW auf.

Es ist bloss noch zu erwähnen, dass die Herstellung von Schichtdetektoren für den Vakuumbetrieb besondere Sorgfalt erfordert. Falls sich der Streifen bei der Montage an den Rändern leicht einrollt oder sich sogar in der Mitte faltet, kann die Widerstandsempfindlichkeit infolge kleinerer Abstrahlung noch erheblich zunehmen.

6.5. Impedanz und Wirkungsgrad des Schichtdetektors im Mikrowellenfeld

Die Anpassung des Streifens im Mikrowellenfeld ist eine Aufgabe, die auf analytischem Weg nicht gelöst werden kann. Es blieb nichts anderes übrig, als durch Versuchsreihen einen möglichst günstigen Aufbau zu finden. Es können hier bloss die in den Figuren 28 a und 28 b gezeichneten Ausführungen besprochen werden. Zur Bestimmung der Impedanz wurde in einem Abstand von $\lambda_g/4$ hinter dem Detektor ein Kurzschluss angebracht.

Figur 33 zeigt den Impedanzverlauf eines Streifenbolometers im Smith-Diagramm mit einem Widerstand von 260 Ω bei Zimmertemperatur und 363 Ω bei einem Vorstrom von 6 mA. Die Länge des Strei-

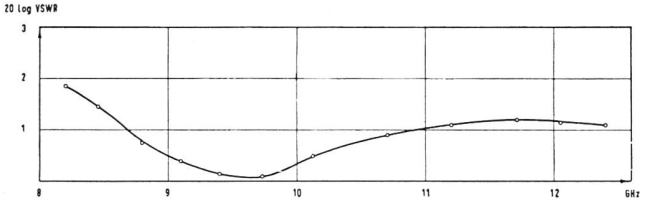

Fig. 34. Stehwellenverhältnis eines Schichtdetektors im X-Band
Optimale Anpassung mit Kurzschlußschieber

fens betrug 3,0 mm, und die rechteckförmige Zuführung aus Leitsilber (Fig. 28 a) hatte eine Länge von je 3,5 mm und eine Breite von je 4,0 mm. Die Impedanzwerte sind für 5 verschiedene Frequenzen im X-Band eingetragen und schliessen den Mittelpunkt des Diagramms ein. Besonders aufschlussreich ist ferner die in Figur 34 gewählte Darstellung. Bei einem konstanten Vorstrom von $I = 6$ mA wurde die Frequenz variiert und die Kurzschlussebene auf optimale Anpassung eingestellt. Die graphische Darstellung enthält das Stehwellenverhältnis der gesamten Anordnung; es liegt über den ganzen Frequenzbereich unter 1,24. Durch Abrunden der Leitsilberkontakte war es sogar möglich, diesen Maximalwert auf 1,20 über das ganze Band zu bringen.

Eine genaue Betrachtung des Impedanzdiagrammes zeigt, dass eine Erhöhung des Bolometerwiderstandes in erster Linie nur den reaktiven Anteil beeinflusst. Es war deshalb wünschenswert, eine Struktur zu entwickeln, die eine direkte Beziehung zwischen dem Bolometerwiderstand und der Resistanz im Mikrowellenfeld aufweist. Zu diesem Zweck müssen die niederohmigen Stromzuführungen senkrecht zum E-Feld des Grundmodus angelegt werden, damit die Schicht selbst direkt an das Feld angekoppelt werden kann. Figur 28 b enthält eine Skizze des Aufbaus, und die genauen Masse gehen aus den Erläuterungen zu Figur 29 im Text hervor. Die Schichtdicke betrug 2500 Å und die Streifenlänge 3 mm, so dass ein relativ niederohmiges System entsteht. Der Widerstand des Bolometers betrug bei Zimmertemperatur 28 Ω. Durch Variation des Vorstromes konnten zusätzliche Impedanzkennlinien für 32 Ω und 37 Ω aufgenommen werden (Fig. 35). Wie erwartet, zeigt die Verschiebung der Impedanzpunkte bei konstanter Frequenz, dass sich nur die Resistanz des Systems ändert. Man

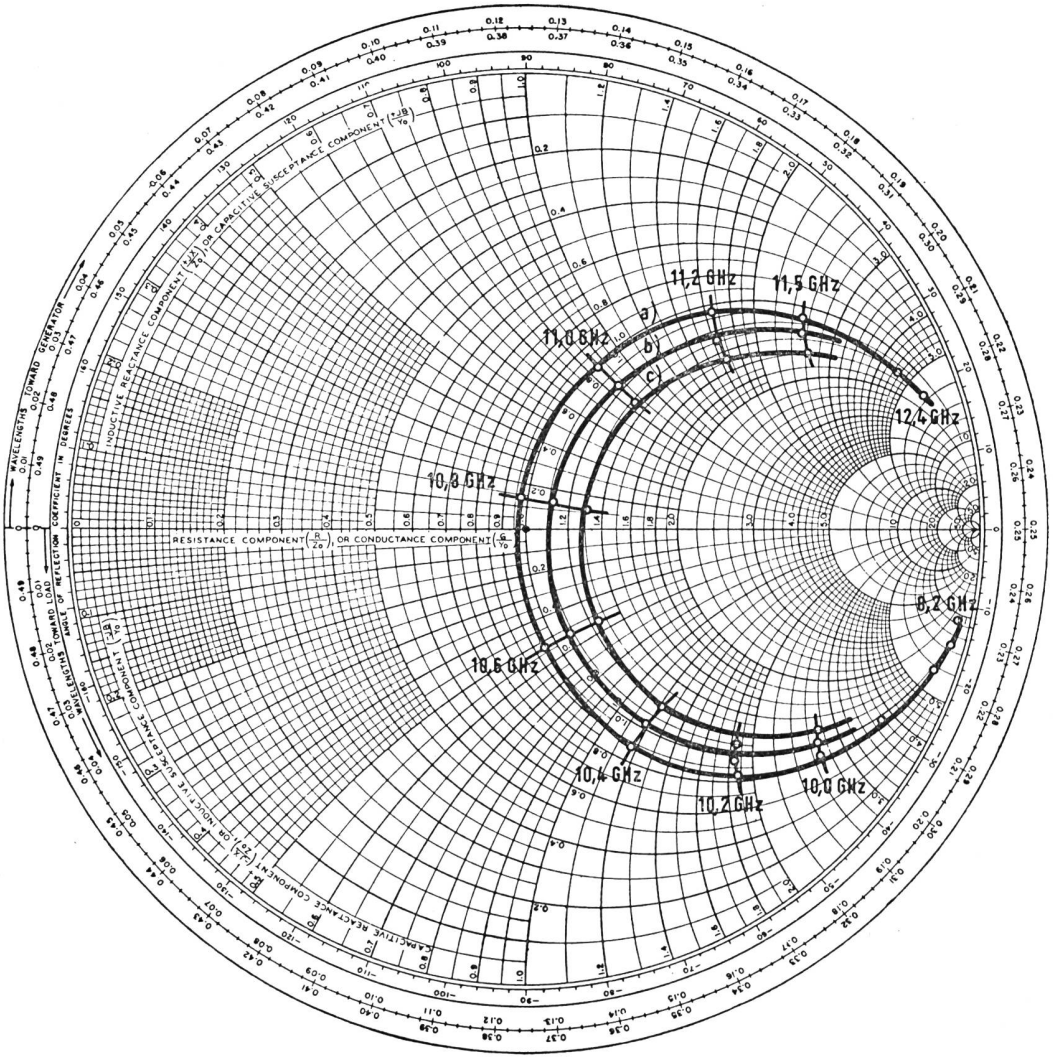

Fig. 35. Impedanz eines Schichtdetektors im X-Band. a) 28 Ω b) 32 Ω c) 37 Ω

beachte besonders die Verhältnisse bei 10,8 GHz, wo für eine Zunahme des Gleichstromwiderstandes von 28 Ω auf 37 Ω (32%) im Smith-Diagramm zwar eine Zunahme der Resistanz um 30% erfolgt, die Reaktanz aber konstant bleibt. Variiert ferner die Frequenz, so folgt die Impedanzkurve für 28 Ω einem Grosskreis im Smith-Diagramm. Dies hängt damit zusammen, dass die Schicht keinen Skineffekt aufweist.

Unter dem Wirkungsgrad eines thermischen Detektors versteht man den prozentualen Umsatz von elektrischer Feldenergie in thermische Energie im Detektor. Ein geeignetes Verfahren zur Bestimmung des Wirkungsgrades η ist von *Kerns* [87] sowie von *Beatty* und *Reggia* [88] beschrieben worden. Bedingung ist, dass für einen bestimmten Bolometerwiderstand vollständige Anpassung möglich ist. Es wird

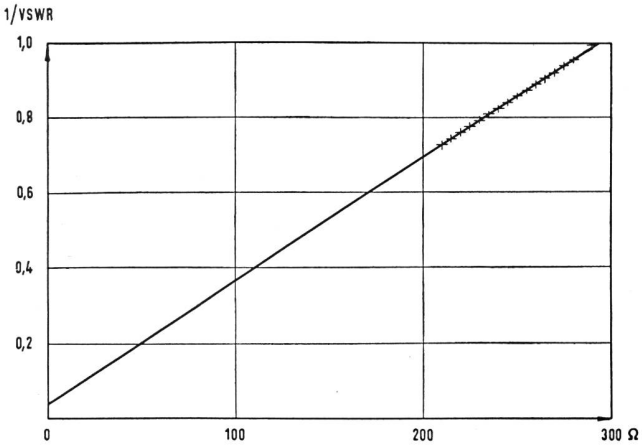

Fig. 36. Bestimmung des Wirkungsgrades eines Schichtdetektors (Grundtypus) für η = 9,5 GHz

dann durch Verändern des Vorstromes der Bolometerwiderstand variiert und das Stehwellenverhältnis möglichst genau gemessen. Um ein befriedigendes Resultat zu erhalten, ist eine Widerstandsmessbrücke mit veränderlichem Vorstrom unerlässlich. Figur 36 enthält eine Messreihe nach der Methode von *Kerns* [87]. Der Wirkungsgrad beträgt mit den Bezeichnungen von *Ginzton* [89]

$$\eta = \frac{1}{1 + Z_i / wS} \tag{115}$$

Z_i = Reziprokes Stehwellenverhältnis für den extrapolierten Bolometerwiderstand $R_B = 0$
w = Bolometerwiderstand bei Anpassung (294,0 Ω)
S = Neigung der in Figur 36 eingezeichneten Geraden

Für einen sehr hohen Wirkungsgrad gilt in guter Näherung

$$\eta = 1 - \frac{Z_i}{wS} \tag{116}$$

Der Fehler wird in erster Linie durch die Genauigkeit bestimmt, mit welcher der Schnittpunkt der extrapolierten Geraden mit der Ordinate ermittelt wird. Im vorliegenden Fall gilt

$$\Delta \eta \approx 0{,}04 \frac{\Delta S}{S} \tag{117}$$

Hält man z. B. den Widerstandswert von 294 Ω (Anpassung) fest und misst man das Stehwellenverhältnis bei 210 Ω auf ± 1% genau, so ergeben diese beiden Punkte allein $\Delta\eta = \pm 0{,}025$. Aus einer genaueren Untersuchung folgte

$$\eta = 96 \pm 2\,\% \tag{118}$$

Die Richtigkeit dieses Resultates wurde an zahlreichen Anordnungen vom Typus der Figur 28 a bestätigt.

Zum Schluss sei bemerkt, dass eine möglichst vollständige Umsetzung der Feldenergie in thermische Energie zu einer genauen Leistungsmessung noch nicht genügt. *Gainsborough* [90], *Carlin* und *Sucher* [91] sowie *Wind* [92] haben die Fehlerquellen im Hinblick auf den Drahtdetektor diskutiert. Es ist lediglich beizufügen, dass für den Schichtdetektor zwei störende Einflüsse wegfallen, nämlich einerseits das Fehlen des Skineffektes und anderseits die Tatsache, dass für die im Rahmen dieser Untersuchung entwickelten Systeme eine lineare Beziehung zwischen Bolometerwiderstand und Heizleistung besteht. Es ist dies einer der Hauptgründe, der die Verwendung von Schichtdetektoren zu Messzwecken rechtfertigt.

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Hochfrequenztechnik an der ETH, unter der Leitung meines verehrten Lehrers, Herrn Prof. *Dr. F. Tank*. Für die wertvollen Anregungen sowie das rege Interesse bin ich ihm zu besonderem Dank verpflichtet. Ferner danke ich der *Stiftung Hasler-Werke* in Bern (Arbeitsgemeinschaft für elektrische Nachrichtentechnik) und der *Fritz-Hoffmann-La-Roche-Stiftung* für die Gewährung von Mitteln, aus denen diese Arbeit durchgeführt werden konnte.

Bibliographie

[1] *Bowen, A. E.* Guided wave transmission. Amerikanische Patentschrift Nr. 2 197 122; 16. April 1940.
[2] *Hunt, B. P.* A precision waveguide attenuator which obeys a mathematical law. Hewlett-Packard J. **6** (1955), No. 5.
[3] *Steinhart, R.* Ein frequenzunabhängiges und weitgehend phasenreines Dämpfungsglied der Mikrowellentechnik. Nachrichtentechn. Z. **10** (1957), 294...297.
[4] *Weber, E.*, and *R. N. Griesheimer*. Microwave attenuators. Technique of microwave measurements. New York 1947.
[5] *Buseck, H.*, und *G. Klages*. Das homogene Rechteckrohr mit Dämpfungsfolie. A.E.Ü. **12** (1958), 163...168.
[6] *Papadopoulos, V. M.* Scattering by a semi-infinite resistive strip of dominant-mode propagation in a infinite rectangular wave-guide. Proc. Cambridge Phil. Soc. **52** (1956), 553...563.
[7] *Langley, S. P.* The bolometer and radiant energy. Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **16** (1881), 342...358.
[8] *Langley, S. P.* The bolometer. Nature **25** (1881), 14...16.
[9] *Melloni, M.* Über den Durchgang der Wärmestrahlen durch verschiedene Körper. Ann. Physik **28** (1833), 371...378.

[10] *Sutherland, G. B. B. M.*, and *E. Lee.* Developments in the infra-red region of the spectrum. Rep. Progr. Phys. **11** (1946), 144...177.

[11] *van Zandt, W.* Infra-red instrumentation and techniques. Rev. sci. Instrum. **19** (1948), 135...178.

[12] *Jones, R.V.* A possible infra-red detector using thermal expansion. Proc. Phys. Soc. (London). **71** (1958), 280...283.

[13] *Wollaston, W. H.* A method of drawing extremely fine wires. Phil. Trans. **103** (1813), 114...118.

[14] *von Angerer, E.*, und *H. Ebert.* Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Braunschweig 1957.

[15] *Taylor, G. F.* A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses. Phys. Rev. **23** (1924), 655...660.

[16] *Herschel, Sir John F. W.* On the chemical action of the rays of the solar spectrum on preparations of silver and other substances, both metallic and non-metallic, and on some photographic processes. Phil. Trans. **130** (1840), 1...59.

[17] *Czerny, M.*, und *P. Mollet.* Neue Versuche zur Photographie im Ultraroten. Z. Phys. **108** (1938), 85...100.

[18] *Gobrecht, H.*, und *W. Weiss.* Zur photographischen Aufnahme im Ultrarot nach der Methode von Czerny. Z. angew. Phys. **5** (1953), 207...211.

[19] *Kock, W. E.*, and *F. K. Harvey.* A photographic method for displaying sound wave and microwave space patterns. Bell Syst. Tech. J. **30** (1951), 564...587.

[20] *Sakamoto, T.*, and *T. Hasegawa.* On a new method of observing electromagnetic fields at microwave frequencies by the use of test paper. Rep. Microwave Res. Committee Japan (1955), 11...13.

[21] *Schwartz, R. F.* Bibliography on directional couplers. Transact. Inst. Radio Engrs MTT-**2** (1954), 58...63.

[22] *Schwartz, R. F.* Addenda to «bibliography on directional couplers.» Transact. Inst. Radio Engrs MTT-**3** (1955), 42...43.

[23] *Sferrazza, P.* Directional couplers. I.R.E. Nat. Convention Record Part 8 **2** (1954), 115...124.

[24] *Bouwkamp, C. J.* Diffraction theory. Rep. Progr. Phys. **17** (1954), 35...100.

[25] *Bethe, H. A.* Theory of diffraction by small holes. Phys. Rev. **66** (1944), 163...182.

[26] *Heins, A. E.*, and *S. Silver.* The edge conditions and field representation theorems in the theory of electromagnetic diffraction. Proc. Cambridge Phil. Soc. **51** (1955), 149...161.

[27] *Maxwell, J. C.* A treatise on electricity and magnetism. Oxford 1873.

[28] *Cullen, A. L.*, *B. Rogal* and *S. Okamura.* A wide-band double vane torque-operated wattmeter for 3-cm microwaves. Transact. Inst. Radio Engrs MTT-**6** (1958), 133...136.

[29] *Cullen, A. L.* Absolute power measurement at microwave frequencies. Proc. Instn Elect. Engrs **99** IV (1952), 100...111.

[30] *Cullen, A. L.* A general method for the absolute measurement of microwave power. Proc. Instn Elect. Engrs **99** IV (1952), 112...120.

[31] *Bomke, H. A.*, und *T. Schmidt.* Pondermotorische Effekte im Gebiet der Zentimeterwellen und die Möglichkeit ihrer Verwendung zu Messzwecken. A.E.Ü. **4** (1950), 33...35, 105...111, 219...222, 377...381.

[32] *Norton, L. E.* Broad-band power measuring methods at microwave frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs **37** (1949), 759...766.

[33] *Strong, J.* Modern physical laboratory practice. New York 1944.

[34] *Teucher, M.* Technik und Anwendung der Kernemulsionen. Erg. exakt. Naturwissenschaften **28** (1955), 407...471.

[35] *Nahrwold, R.* Über Luftelektrizität. Ann. Physik N.F. **31** (1887), 448...473.

[36] *von Hippel, A. R.* Dielectric materials and applications. New York 1954.

[37] *Holland, L.* The production, properties and uses of thin films in vacuo. Vacuum **1** (1951), 23...36.

[38] *Bas, E. B.* Vakuumtechnik. Neue Zürcher Zeitung 1959, Nr. 257.

[39] *Holland, L.* Vacuum deposition of thin films. London 1956.

[40] *Alderson, R. H.*, and *F. Ashworth.* Vacuum-deposited films of nickel-chromium alloy. Brit. J. appl. Phys. **8** (1957), 205...210.

[41] *Mayer, H.* Physik dünner Schichten. Stuttgart 1950.

[42] *Severin, H.* Flächenwiderstände in der Zentimeterwellentechnik. Techn. Mitt." PTT 1954, Nr. 6, S. 209...218.

[43] Phair, *R. J.* Conductive and resistive coatings. Bell Lab. Record **35** (1957), 331...335.

[44] *Espe, W.* Über Aufdampfung von dünnen Schichten im Hochvakuum. Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten. Stuttgart 1957.

[45] *Prugne, P.*, *P. Garin* et *G. Lechauguette.* Préparation par évaporation thermique sous vide de films minces de nickel sans support. Vide No. 74 (1958), 82...83.

[46] *Howe, J. D.*, and *E. M. Purcell.* A new method of making extremely thin films. Phys. Rev. **47** (1935), 329.

[47] *Fenner, E.* Die Herstellung dünner Metallfolien. Z. techn. Phys. **20** (1939), 295...296.

[48] *Lauch, L.* und *W. Ruppert.* Ein neues Verfahren zur Herstellung durchsichtiger, frei ausgespannter Metallhäutchen. Phys. Z. **27** (1926), 452...455.

[49] *Müller, C.* Über sehr dünne, durchsichtige Metallfolien. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys.-math. Kl. (1925), 464...470.

[50] *Müller, C.* Über sehr dünne, durchsichtige Metallfolien. Naturwissenschaften **14** (1926), 43...46.

[51] *Brockman, F. G.* Production and properties of nickel bolometers. J. Opt. Soc. Amer. **36** (1946), 32...35.

[52] *Bashkin, S.*, and *G. Goldhaber.* A note on thin nickel foils. Rev. sci. Instr. **22** (1951), 112...113.

[53] *Drude, P.* Über die Reflexion und Brechung ebener Lichtwellen beim Durchgang durch eine mit Oberflächenschichten behaftete planparallele Platte. Ann. Physik N.F. **43** (1891), 126...157.

[54] *Haefer, R.* Beitrag zur Theorie der Reflexion und Transmission von planparallelen isotropen Mehrfachschichten. Ergebnisse der Hochvakuumtechnik und der Physik dünner Schichten. Stuttgart 1957.

[55] *Wolter, H.* Optik dünner Schichten. Handbuch der Physik Vol. 24. Berlin 1956.

[56] *Jackson, W.*, and *L. G. H. Huxley.* The solution of transmission-line problems by use of the circle diagram of impedance. J. Instn Elect. Engrs **91** III (1944), 105...127.

[57] *Smith, D. H.* The non-reflecting termination of a transmission-line. Proc. Phys. Soc. (London) **57** (1945), 90...96.

[58] *Howe, G. W. O.* The non-reflecting termination of a concentric line. Wireless Engineer **21** (1944), 409...411.

[59] *Barnes, B.*, and *M. Czerny.* Concerning the reflection power of metals in thin layers for the infra-red. Phys. Rev. **38** (1931), 338...345.

[60] *Murmann, H.* Der spektrale Verlauf der anomalen optischen Konstanten dünnen Silbers. Z. Phys. **101** (1936), 643...648.

[61] *Goos, F.* Durchlässigkeit und Reflexionsvermögen dünner Silberschichten von Ultrarot bis Ultraviolett. Z. Phys. **100** (1936), 95...112.

[62] *Tischer, F. J.* Die elektrischen Eigenschaften dünner aufgedampfter Silberschichten bei 3000 MHz. Z. angew. Phys. **5** (1953), 413...415.

[63] *Speirs, L.* Surface resistance of metal films at a frequency of 24 000 Mc./s. Nature **161** (1948), 601.

[64] *Kyhl, L.* Directional couplers. Technique of microwave measurements. New York 1947.

[65] *Schuon, E.* Eigenschaften und Bemessung des Langschlitz-Richtkopplers. A.E.Ü. **12** (1958), 237...243.

[66] *Clement, P. R.*, and *W. C. Johnson.* A distributed electrical analog for waveguides of arbitrary cross section. Proc. Inst. Radio Engrs **43** (1955), 89...92.

[67] *Cohn, S. B.* Determination of aperture parameters by electrolytic-tank measurements. Proc. Inst. Radio Engrs **39** (1951), 1416...1421.

[68] *Bethe, A. H.* Theory of side windows in wave guides. MIT Radiation Laboratory Report No. 43–22 (194), 1943.

[70] *Marcuvitz, N.*, and *J. Schwinger.* On the representation of the electric and magnetic fields produced by currents and discontinuities in wave guides. J. appl. Phys. **22** (1951), 806...819.

[71] *Freeman, J. J.* The field generated by an arbitrary current distribution within a waveguide. J. Res. Nat. Bur. Stand. **44** (1950), 193...198.

[72] *Goubau, G.* Elektromagnetische Wellenleiter und Hohlräume. Stuttgart 1955.

[73] *Jaeger, T.*, und *M. V. Schneider.* Ein breitbandiges Mikrowellenkalorimeter für hohe Leistungen. A.E.Ü. **13** (1959), 21...25.

[74] *Langmuir, I.* Convection and radiation of heat in gases. Trans. Amer. Electrochem. Soc. **23** (1913), 299...330.

[75] *Linder, G.* The use of gas-filled lamps as high-dissipation, high-frequency resistors, especially for power measurements. R.C.A. Rev. **4** (1939), 83...88.

[76] *Warburg, E., G. Leithäuser* und *W. Johansen.* Über das Vakuumbolometer. Ann. Physik (4) **24** (1907), 25...42.

[77] *Weber, E.* On microwave power measurements. Elektrotech. und Maschinenbau **71** (1954), 254...259.

[78] *Nyquist, H.*, and *J. B. Johnson.* Thermal agitation of electric charge in conductors. Phys. Rev. **32** (1928), 110...113.

[79] *Johnson, J. B.*, and *F. B. Llewellyn.* Limits to amplification. Bell. Syst. tech. J. **14** (1935), 85...96.

[80] *van der Ziel, A.* Noise. New York 1954.

[81] *Lewis, W. B.* Fluctuations in streams of thermal radiation. Proc. Phys. Soc. (London) **59** (1947), 34...40.

[82] *Jones, R. C.* The ultimate sensitivity of radiation detectors. J. Opt. Soc. Amer. **37** (1947), 879...890.

[83] *Fowler, R. H.* Statistical mechanics. University Press, Cambridge 1936.

[84] *Bühler, R.* Bau und Analyse eines Mikrowellenspektrographen für K-Band-Frequenzen. Diss. ETH, Zürich 1958.

[85] *Lane, J. A.* Transverse film bolometers for the measurement of power in rectangular waveguides. Proc. Instn Elect. Engrs **105** B (1958), 77...80.

[86] *Griesheimer, R. N.* Microwave power measurements. Technique of microwave measurements. McGraw-Hill Book Co., New York 1947.

[87] *Kerns, M. V.* Determination of efficiency of microwave bolometer mounts from impedance data. J. Res. Nat. Bur. Stand. **42** (1949), 579...585.

[88] *Beatty, R. W.*, und *F. Reggia.* An improved method of measuring efficiencies of ultra-high-frequency and microwave bolometer mounts. J. Res. Nat. Bur. Stand. **54** (1955), 321...327.

[89] *Ginzton, E. L.* Microwave measurements. McGraw-Hill Book Co., New York 1957.

[90] *Gainsborough, G. F.* Some sources of error in microwave milliwattmeters. Proc. Inst. Elect. Engrs **95** III (1948), 229...238.

[91] *Carlin, H. J.*, and *M. Sucher.* Accuracy of bolometric power measurements. Proc. Inst. Radio Engrs **40** (1952), 1042...1048.

[92] *Wind, M.* Analysis of errors in power measurement. PRD Reports Nr. 3 **5** (1957), 1...8.

[93] *Barth, G.*, und *W. Maier.* Empfindlichkeit und Nachweisgrenze beim Nickelbolometer. Ann. Physik (7) **3** (1959), 260...282.

Adresse des Verfassers: *Martin Schneider*, dipl. phys. ETH, Hölderlinstrasse 3, Zürich 7

Wohlstand und Zufriedenheit einer Nation werden um so grösser sein, je mehr diese Nation bereit ist, die Ergebnisse ihrer Arbeit und insbesondere ihrer technischen Fortschritte neu in «Klassenzimmern» zu investieren. Wie die Erziehung die wichtigste Aufgabe des Staates ist, ist umgekehrt der Staat selbst das Spiegelbild, ja das Produkt eben dieser seiner Erziehungsarbeit.

HANS HELMUT KUHNKE

In: «Die Technik prägt unsere Zeit»
VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1956