

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 11.

1. *Über Beziehungen des Reflexions- und Emissionsvermögens der Metalle zu ihrem elektrischen Leitvermögen¹⁾;*
von E. Hagen und H. Rubens.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die Maxwell'sche elektromagnetische Theorie des Lichtes, welche in ihrer ursprünglichen Gestalt die molekularen Eigenschwingungen der Körper nicht berücksichtigt und somit die Optik einer *einzig* Wellenlänge darstellt, fordert, daß bezüglich der Durchsichtigkeit der Metalle analoge Beziehungen bestehen müssen, wie zwischen ihrem elektrischen Leitvermögen. Diese Beziehungen sind mehrfach geprüft worden²⁾, haben sich aber in keiner Weise bestätigt, weder in Hinsicht auf den absoluten Betrag der Durchsichtigkeit, noch bezüglich der Reihenfolge, in die sich die Metalle nach ihrer Durchsichtigkeit ordnen lassen, und welche zugleich die Reihenfolge ihrer spezifischen Widerstände sein müßte.

In einer früheren Arbeit³⁾ haben wir nun gezeigt, daß einige dieser Widersprüche sich zu lösen beginnen, wenn man nicht das ultraviolette oder sichtbare Spektrum in den Bereich der Untersuchung zieht, sondern zu größeren Wellenlängen fortschreitet. Wir fanden, daß Platin, welches im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiet sehr viel undurchlässiger ist als Gold und Silber, im Ultraroten diese Metalle an Durchlässigkeit übertrifft. Dasselbe gilt in noch höherem

1) Vorliegende Arbeit ist eine weitere Ausführung der in den Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 269 u. 410. 1903 und den Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 113 u. 145. 1903 abgedruckten Mitteilungen.

2) Vgl. u. a. W. Wien, Wied. Ann. 35. p. 48. 1888 u. E. Cohn, Wied. Ann. 45. p. 55. 1892.

3) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 432. 1902.

Maße vom Wismut, wie wir uns neuerdings überzeugt haben. Ein etwa $90 \mu\mu$ dicker ¹⁾ Wismutspiegel, welcher im Rot kaum $\frac{1}{1000}$ hindurchläßt, besitzt nämlich bereits bei $\lambda = 4 \mu$ eine Durchlässigkeit von 10 Proz. Es war hiernach nicht unwahrscheinlich, daß man beim Übergang auf größere Wellenlängen zu Werten für die Durchlässigkeit der Metalle gelangt, die mit der Maxwellschen Theorie im Einklang sind. Es würde dies, die Richtigkeit jener Theorie vorausgesetzt, besagen, daß der Einfluß der molekularen Eigenschwingungen der verschiedenen Metalle im Ultrarot mit wachsender Wellenlänge allmählich verschwindet.

Ganz ähnliche Beziehungen, wie sie die Maxwellsche Theorie für die *Durchlässigkeit* der Metalle verlangt, lassen sich für die *Intensität der in die Metalle eindringenden Strahlung* und für die *Emission* voraussehen. Diese Größen aber sind viel leichter zu bestimmen als die Durchlässigkeit. Zu Untersuchungen der letzten Art sind nämlich erstens erheblich größere Strahlungsintensitäten erforderlich. Zweitens existieren in dem in Betracht kommenden Spektralgebiet keine für Wärmestrahlen hinreichend durchsichtigen Körper, welche man als Träger für die dünnen zu untersuchenden Metallschichten verwenden könnte.²⁾ Endlich ist man bezüglich der Zahl der für die Untersuchung der Durchlässigkeit verwendbaren Metalle wesentlich größeren Beschränkungen unterworfen als bei der Messung der eindringenden Strahlung, da man viel leichter gut reflektierende Spiegel als gleichmäßig dicke, noch merklich durchlässige Metallschichten herstellen kann.

Die in die Metalle eindringende Strahlungsintensität läßt sich auf verschiedene Weisen experimentell ermitteln, am einfachsten wohl durch die Messung des Reflexionsvermögens der Metalle, oder durch die Untersuchung ihres Emissionsvermögens.

Wird das Reflexionsvermögen R für normale Inzidenz in Prozenten der einfallenden Strahlung ausgedrückt, so ist die

$$1) \mu = \frac{1}{1000}, \quad \mu\mu = \frac{1}{1\,000\,000} \text{ mm.}$$

2) Steinsalz, Sylvin und Chlorsilber, welche hinreichend durchsichtig sind, eignen sich aus chemischen Gründen nicht als Träger der Metallschichten. Glimmer absorbiert schon jenseits 7μ sehr stark.

in die Metalle eindringende Strahlungsintensität $J = (100 - R)$. In denjenigen Spektralgebieten, in welchen die Energie für genaue Messungen genügend groß und R hinreichend von 100 verschieden ist, wird daher die Bestimmung der Größe J zweckmäßig durch Messung des *Reflexionsvermögens* erfolgen. Gerade aber in dem Gebiet der größten erreichbaren Wellenlängen sind diese Bedingungen nicht mehr hinreichend erfüllt, und es empfiehlt sich dann J aus dem *Emissionsvermögen* der Metalle zu ermitteln. Ist nämlich E die Emission einer undurchsichtigen blanken Metallfläche, e diejenige eines gleich temperierten schwarzen Körpers für dieselbe Wellenlänge, so wird nach dem Kirchhoffschen Gesetz $J = E/e$.

Unsere Untersuchung zerfällt hiernach in zwei Teile; in dem ersten wird die Größe J mit Hülfe des Reflexionsvermögens bestimmt, in dem zweiten wird sie aus dem Emissionsvermögen der Metalle abgeleitet.

Erster Teil.

Das Reflexionsvermögen der Metalle im Ultrarot.

Messungen des Reflexionsvermögens der Metalle sind im ultraroten Spektrum bereits mehrfach vorgenommen worden.

Außer der Arbeit des Einen¹⁾ von uns, in welcher derselbe auf Grund seiner Beobachtungen den Schluß ziehen konnte, daß das Reflexionsvermögen der guten Leiter für Wärme und Elektrizität (Silber, Kupfer, Gold) im ultraroten Spektrum größer ist als dasjenige der übrigen Metalle, ist die Arbeit von A. Trowbridge²⁾ sowie unsere eigene neuere Untersuchung³⁾, zu nennen. An der Hand der Resultate dieser Arbeiten ließ sich indes noch kein einwandfreier Vergleich mit der Maxwell'schen Theorie geben, weil das Material und die Oberflächenbeschaffenheit der verwendeten Spiegel bei den älteren

1) H. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 249. 1889.

2) A. Trowbridge, Wied. Ann. 65. p. 595. 1898. Die Arbeiten der Herren S. P. Langley (Phil. Mag. 27. p. 10. 1889), E. F. Nichols (Wied. Ann. 60. p. 401. 1897) und F. Paschen (Ann. d. Phys. 4. p. 304. 1901) beziehen sich nur auf Silber.

3) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902.

Untersuchungen zu unvollkommen war und sich unsere eigenen Messungen bisher nur auf Wellenlängen bis $1,5 \mu$ erstreckten.

Beobachtungsmethode.

Die Versuchsanordnung ist in der Fig. 1 dargestellt. In derselben bedeutet H den Spalt eines Spektrometers, welches durch Einsetzen der beiden vorn versilberten Hohlspiegel K und L in ein Spiegelspektrometer umgestaltet war. K war fest am Spektralapparat, L drehbar an dessen beweglichem, zugleich die lineare Thermosäule T tragenden Arm angebracht.

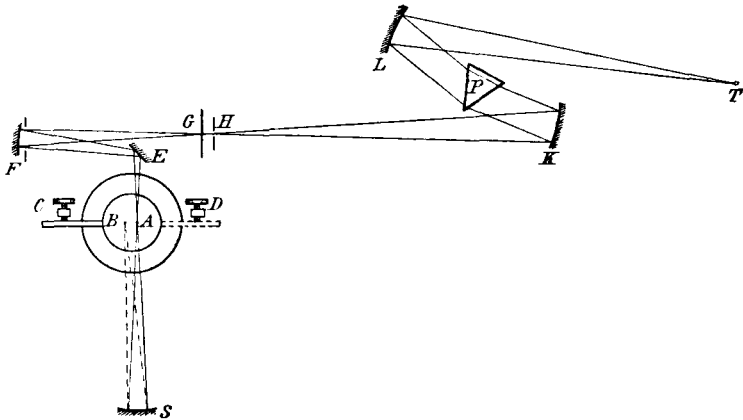


Fig. 1.

HK stellt demnach den Kollimator, LT das Beobachtungsrohr des Spektrometers dar. Das Prisma P desselben bestand bei den Versuchen für das Wellenlängengebiet $1-8 \mu$ aus Flußspat und für $8-14 \mu$ aus Sylvin.

Die bereits erwähnte Thermosäule¹⁾ war die zu unseren früheren Arbeiten²⁾ benutzte. Als zugehöriges Meßinstrument diente ein gegen äußere magnetische Störungen geschütztes du Bois-Rubenssches Panzergalvanometer³⁾. Vom Beobach-

1) H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. 18. p. 65. 1898.

2) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1 u. p. 432. 1902.

3) H. du Bois u. H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. 20. p. 65. 1900.

tungsplatze des letzteren aus konnte der dicht vor dem Spalte des Spektrometers aufgestellte Klappschirm *G* nach Bedarf gehoben und gesenkt werden.

In der Figur bedeuten ferner *E* und *F* zwei Hülfs-
spiegel, *A* die Lichtquelle und *S* den zu untersuchenden Metall-
spiegel.

Als *Lichtquelle* wurde ein 2 mm breiter und 1 mm dicker, ver-
tikal gestellter Nernstkörper verwendet, der auf einem Dreh-
tischchen etwas *exzentrisch* befestigt war. Das letztere war,
wie es die Figur zeigt, zwischen dem zu untersuchenden
Spiegel *S* und dem Hülfs Spiegel *E* aufgestellt. Es war mit
zwei festklemmbaren Anschlägen *C* und *D* versehen, welche
es erlaubten, den Faden der Nernstlampe aus der Lage *A* in
die punktiert gezeichnete Lage *B* überzuführen und umgekehrt.
Unmittelbar vor dem Nernstkörper war ein kleiner *Spalt* von
2 mm Breite angebracht, in den im Abstand von 8 mm über-
einander zwei schräg gestellte Fadenkreuze aus sehr feinem
Platindraht eingezogen waren. Die Exzentrizität des Nernst-
körpers und die Lage des vor ihm angebrachten, soeben er-
wähnten Spaltes konnten durch zwei besondere mikrometrische
Vorrichtungen eingestellt werden.

Die Aufstellung der Lichtquelle *A*, des Planspiegels *E*
und des Hohlspiegels *F* wird nun so gewählt, daß die von *A*
ausgehenden und von *E* nach dem Hohlspiegel *F* hin reflek-
tierten Strahlen von diesem auf dem Spalt *H* des Spektro-
meters zu einem Bilde *gleicher Größe* vereinigt werden. Ist
dies geschehen und die Exzentrizität der Nernstlampe an-
genähert richtig gewählt, so wird der zu untersuchende Spiegel
S so aufgestellt, daß seine Symmetrieachse horizontal liegt und
durch die Umdrehungsachse des Drehtischchens hindurchgeht.
Alsdann wird das letztere um 180° gedreht und dadurch die
Nernstlampe und der vor ihr befindliche kleine Spalt in die
Lage *B* gebracht. Es bleibt dann nur noch übrig den Ab-
stand des zu untersuchenden Spiegels *S* und erforderlichenfalls
die Exzentrizität der Nernstlampe so zu regulieren ¹⁾, daß von

1) Als optische Bank und Spiegelhalter etc. dienten die früher von
uns beschriebenen Einrichtungen, vgl. Zeitschr. f. Instrumentenk. 19.
p. 299. 1899.

B ein reelles Bild von gleicher Größe in A , d. h. genau an dem Orte des Raumes entworfen wird, an dem sich vorher die Nernstlampe mit ihrem Spalte befand. Der weitere Verlauf der Strahlen von diesem reellen Bilde A aus, wird dann genau der gleiche sein, wie im vorher gedachten Falle. Als Kriterium dafür, daß der zu untersuchende Spiegel S ein Bild genau der gleichen Größe von B in A entwirft, ist dadurch gegeben, daß nur in diesem Falle das jetzt auf dem Spektrometerspalt H entworfenene Bild der erwähnten zwei Fadenkreuze aus Platindraht die gleiche Schärfe besitzen kann, wie im ersteren Falle, wo die Nernstlampe und ihr Spalt sich in A selbst befanden.

Hinsichtlich der übrigen Einzelheiten der Anordnung und Ausführung der Versuche möge noch erwähnt werden, daß der Spektrometerspalt 6 mm hoch und 1 mm weit, sowie daß vor den Hülfs Spiegel F (Krümmungsradius 300 mm) eine 24×24 mm große Blende vorgesetzt war, um sowohl für die Stellung A wie B der Nernstlampe immer nur den gleichen mittleren Teil des Strahlenkegels zur Verwendung gelangen zu lassen.

Aus dem Gesagten geht hervor, daß der Strahlengang in den beiden gedachten Fällen nur insofern verschieden ist, als im einen Falle der Weg $B S A$ hinzukommt. Dividiert man den in diesem Falle am Galvanometer beobachteten Ausschlag durch den im ersteren Falle erhaltenen, so ergibt sich daraus unmittelbar das Reflexionsvermögen des betreffenden Spiegels. Die Methode gibt, ebenso wie das von uns seinerzeit im sichtbaren Spektralgebiet benutzte optische Verfahren, ohne weiteres absolute Werte des Reflexionsvermögens. Dies wurde durch eine Reihe von Vergleichsversuchen festgestellt, die unter Verwendung des Sylvinprismas an einer größeren Zahl von früher bereits untersuchten Spiegeln für die Wellenlängen $\lambda = 0,60, 0,65, 0,70 \mu$ ausgeführt wurden.

Die Messungen wurden im allgemeinen an 15 Stellen des Spektrums vorgenommen. Bei der Stellung A des Nernstkörpers betrug der Luftweg des Strahlenganges 210 cm, bei der Stellung B hingegen 270 cm. Daraus ergab sich die Notwendigkeit, die Beobachtungen auf solche Wellenlängen zu beschränken, bei denen die Absorption der Strahlen durch den

Wasserdampf und die Kohlensäure¹⁾ der Luft *unerheblich*²⁾ ist. Nur die Wellenlänge $\lambda = 7 \mu$ bildete hiervon eine Ausnahme, an dieser Stelle mußte wegen der Wasserdampfabsorption eine Korrektion im Betrage von 3,1 Proz. angebracht werden. Infolge hiervon sind die für $\lambda = 7 \mu$ angegebenen Reflexionsvermögen weniger genau als die übrigen.

Die Inzidenz, unter welcher die Reflexion an den zu untersuchenden Spiegeln (δ der Figur) erfolgte, war $0,7^\circ$.

Metallspiegel.

Sämtliche Metalle kamen in Form von Hohlspiegeln von 30 cm Radius und 4 cm Öffnung zur Verwendung. Die Spiegel waren, soweit es sich um massive Stücke handelt, meist in der optischen Werkstatt von Zeiss geschliffen und poliert.

Sie sind zum Teil mit denen identisch, welche zu unseren früheren Untersuchungen über das Reflexionsvermögen einiger Metalle für sichtbare, ultraviolette und ultrarote Strahlen gedient hatten. Es gilt dies für die Hohlspiegel aus Stahl, Nickel, Magnalium, Rossescher und Brandes u. Schöne-mannscher Legierung. Die übrigen wurden durch Nachschleifen und Polieren der früher benutzten Spiegel erhalten, oder für die vorliegende Untersuchung aus möglichst reinem Material neu angefertigt. Die Metalle Silber, Gold und Platin kamen, wie dies aus der Tab. 1 hervorgeht, in drei Modifikationen, Nickel in zwei Modifikationen zur Untersuchung.

Die chemisch auf Hohlgläsern niedergeschlagenen Metallspiegel waren von verschiedenen Firmen hergestellt; die durch Kathodenzerstäubung entstandenen Metallschichten wurden mit Hilfe der Boasschen Anordnung³⁾ angefertigt. Sämtliche Hohlspiegel, mit Ausnahme des Spiegels aus gegossenem Wismut zeigten tadellose Oberflächen und gaben vortreffliche Bilder.

Vor jedem Versuch wurden die Spiegel geputzt. Am besten geschieht dies mit dem Ballen der Hand, auf den

1) Vgl. F. Paschen, Wied. Ann. 51. p. 1; 52. p. 209; 53. p. 335. 1894; H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 64. p. 598. 1898.

2) Diese Bedingung ist tatsächlich an *fast allen* Stellen des Spektrums hinreichend erfüllt, da das Hinzukommen einer im Verhältnis zur Gesamtlänge des Strahlenganges *kurzen* Luftstrecke nur eine *geringe* Vermehrung der schon vorhandenen Absorption bewirkt.

3) H. Boas, DRP. 85485 vom 6. Februar 1895.

äußerst fein geschlemmtes Pariser Rot aufgerieben wird. Alles lose auf dem Handballen zurückbleibende Pulver wird mittels einer Bürste sorgfältig wieder abgebürstet, bis man beim Berühren mit dem Finger keinerlei lose Partikelchen mehr wahrzunehmen vermag.

Nachstehende Tabelle gibt einen Auszug aus zwei Beobachtungsreihen.

Auszug aus zwei Beobachtungsreihen für *reines Silber*.

Wellenlänge λ in μ	Benutztes Prisma	Galvanometeraus schläge						Reflexionsvermögen R
		α für die direkte Strahlung			β nach der Reflexion			
0,65	Sylvin	$\alpha = 31,8$	31,7	31,5	31,9	31,6	31,5	$\frac{30,42}{31,67} \cdot 100 = 96,0\%$
		$\beta = 30,5$	30,3	30,3	30,3	30,6	30,5	
0,65	Flußspat	$\alpha = 240$	240	239,4				$\frac{229,0}{239,8} \cdot 100 = 95,5\%$
		$\beta = 231,5$	228,5	227				
5	Flußspat	$\alpha = 83,7$	84,0	84,0				$\frac{81,6}{83,9} \cdot 100 = 97,2\%$
		$\beta = 81,3$	81,6	81,9				
8	Sylvin	$\alpha = 101,2$	100,7	101,0	101,5			$\frac{100,08}{101,1} \cdot 100 = 99,0\%$
		$\beta = 100,3$	99,9	100,1	100,0			
12	Sylvin	$\alpha = 16,9$	17,1	17,0	17,1	17,1	17,3	$\frac{16,91}{17,0_9} \cdot 100 = 98,9\%$
		$\beta = 17,0$	17,0	16,5	16,9	16,8	17,1	

Resultate der Beobachtung.

Die Ergebnisse unserer Messungen sind für sieben reine Metalle, und zwar Silber, Kupfer, Gold, Platin, Nickel, Stahl Wismut, und für sechs Legierungen, nämlich Konstantan, zwei Patentnickelarten¹⁾, Brandes und Schönemannsche Legierung, Rossesche Legierung und Magnalium in der Tab. 1 enthalten. Außerdem ist die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Wellenlänge für zehn unserer Spiegel in den Kurven der Fig. 2 graphisch dargestellt. Im Rot, wo unsere neuen Messungen beginnen und in den benachbarten Gebieten des Ultrarot stimmen unsere Beobachtungen mit den

1) In den Ber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1903 auf p. 274 u. 276 und in den Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 5. 1903 auf p. 116 sind die zum Patentnickel *P* und *M* zugehörigen Zahlenwerte irrtümlich verwechselt.

Tabelle 1.
Reflexionsvermögen R der Metalle.

λ in μ	Silber		Kupfer, reinstes des Handels	Gold		Platin		Nickel		Stahl, Wis- unge- härtet	Konstan- tan 60 Cu + 40 Ni	Patentnickel		Brandes und Schläumannsche Legierung	Kossische Legierung 68,2 Cu + 31,8 Sn	Magnesium 69 Al + 36 Mg	
	massiv, rein	chem. nieder- geschlagen		zerstäubt	elektrolytisch	zerstäubt	chem. nieder- geschlagen	zerstäubt	elektrolytisch ²⁾			massiv, rein	elektrolytisch				M 75 Cu + 25 Ni
0,65 ¹⁾	95,6	95,9	94,6	88,9	89,6	89,1	66,8	63,8	67,2	67,3	56,8	70,0	71,0	73,0	51,2	65,3	83,2
0,70	96,1	96,2	—	92,3	91,3	—	—	—	—	—	—	71,2	71,4	73,8	—	—	—
1,0	96,4	97,5	95,5	—	94,7	93,6	72,9	70,4	73,0	72,0	63,1	72,4	72,6	75,0	69,8	70,5	84,1
1,5	97,3	97,9	—	—	97,3	94,8	77,7	75,3	79,9	78,6	70,8	77,8	79,3	79,9	79,1	75,0	85,5
2,0	97,3	97,8	96,8	96,8	96,5	94,9	80,6	79,8	83,5	83,5	76,7	82,3	83,5	84,1	82,3	80,4	86,7
3,0	97,3	98,1	97,4	—	96,7	95,6	88,8	88,5	88,1	88,7	83,0	85,6	89,1	89,8	85,8	86,2	87,4
4,0	97,7	98,5	97,6	96,0	97,2	96,0	91,5	91,6	92,5	91,1	87,8	88,3	91,4	92,1	87,1	88,5	88,7
5,0	97,3	98,1	97,3	97,0	96,9	95,7	93,5	90,8	94,7	94,4	89,0	89,5	92,2	92,2	87,3	89,1	89,0
7,0	98,5	98,5	98,3	98,3	97,3	95,7	95,5	93,0	94,8	94,3	92,9	92,7	92,3	92,1	88,6	90,1	90,0
8,0	99,0	98,5	98,1	97,8	96,8	96,1	95,1	92,5	95,0	95,7	93,0	92,7	93,5	92,5	89,8	91,0	90,9
9,0	98,9	98,7	98,1	98,0	96,7	96,1	95,4	92,5	95,6	95,6	92,9	93,0	93,7	92,2	90,3	92,2	90,6
10,0	99,0	98,7	98,5	97,8	97,7	96,4	95,9	93,1	95,4	95,6	93,5	94,0	93,0	92,6	90,6	92,9	91,8
11,0	99,0	98,8	98,8	98,3	97,7	96,5	95,6	92,7	95,9	95,9	94,0	93,2	93,0	93,8	90,2	92,9	90,7
12,0	98,9	98,8	98,1	97,8	97,9	97,2	96,5	94,9	95,7	96,1	95,1	94,0	93,0	94,3	90,9	92,9	92,5
14,0	98,8	98,3	—	97,9	98,7	96,7	96,4	94,7	95,6	97,2	96,0	94,2	92,6	93,4	90,3	93,6	92,2

1) Bei 0,65 und 0,7 μ war eine Wasserzelle in den Strahlengang eingeschaltet.

2) Die Werte für 8—14 μ folgen aus Beobachtungen an massivem Platin.

früher von uns gewonnenen Zahlen gut überein. Nur beim Silber sind die neuen Zahlen in Rot etwas höher, was darin seinen Grund hat, daß die früher von uns benutzte Versilberung ein geringeres Reflexionsvermögen besitzt als die nunmehr verwendete. Auch für den Spiegel aus chemisch reinem,

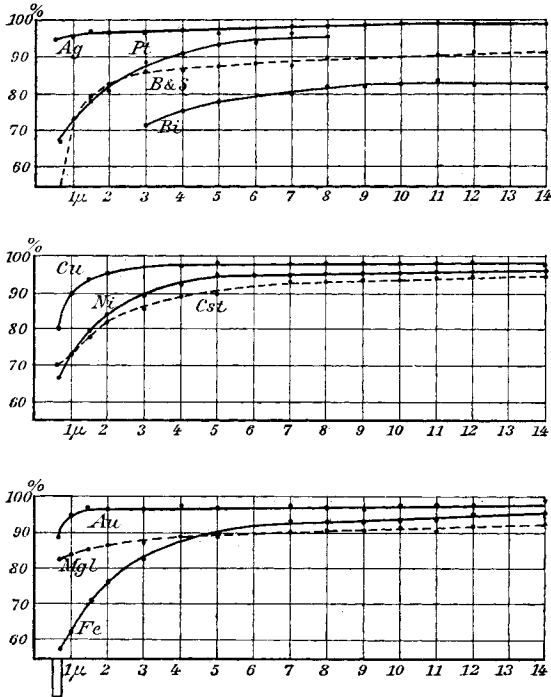


Fig. 2.

Cst bedeutet Konstantan, *Mgl* Spiegel-Magnalium, *B u. S* die Brandes und Schönemansche Legierung. Die Kurven für Patentnickel *M* und *P* fallen mit der des Konstantans sehr nahe zusammen. Der kleine vertikal abwärts gerichtete Doppelstreifen links unten an der Kurventafel deutet das Bereich des sichtbaren Spektralgebietes (0,45 bis 0,7 μ) an.

massivem Silber und die durch Kathodenzerstäubung erhaltenen Silberspiegel ergaben sich dieselben höheren Werte, so daß an deren Richtigkeit kein Zweifel bestehen kann.

Aus der Form der Kurven der Fig. 2 ist zu ersehen, daß das Reflexionsvermögen der Metalle, welches im ultravioletten und sichtbaren Gebiet bekanntlich sehr erheblichen Schwan-

kungen unterworfen ist, im Ultrarot bei sämtlichen Metallen und Legierungen einen sehr einfachen Verlauf zeigt. In allen Fällen nähert sich die Kurve asymptotisch der Geraden $R = 100$ Proz.¹⁾ Vergleicht man ferner die Werte des Reflexionsvermögens für die verschiedenen Metalle im Gebiet größerer Wellenlängen, so zeigt es sich, daß sich die Metalle bezüglich ihres Reflexionsvermögens überall in der gleichen Reihenfolge ordnen. Noch deutlicher tritt diese Gesetzmäßigkeit hervor, wenn man nicht die Größe R , sondern den Prozentsatz der eindringenden Intensität ($100 - R$) ins Auge faßt. Diese Größe nimmt zwar mit wachsender Wellenlänge ständig ab, aber für lange Wellen bei allen Metallen nahezu in demselben Verhältnis, so daß es hier wenig in Betracht kommt, an welcher Stelle dieses Spektralgebietes der Vergleich der Werte vorgenommen wird.

Die Tab. 2 enthält eine Zusammenstellung der Größe $(100 - R)$ bei $\lambda = 4 \mu$, 8μ und 12μ für die sämtlichen untersuchten reinen Metalle und für fünf Legierungen, von denen das elektrische Leitungsvermögen zuverlässig bekannt war. Die angegebenen Zahlen für $(100 - R)$ sind, falls mehrere Modifikationen desselben Metalles untersucht worden waren, stets die Mittelwerte. Nur die Ergebnisse der durch Kathodenzerstäubung hergestellten Spiegel haben wir nicht dabei berücksichtigt. Die letzteren reflektieren sämtlich etwas weniger als die übrigen Metallmodifikationen. Dieser Unterschied ist beim Silber kaum merklich, er beträgt bei dem Gold etwa 1 Proz., bei dem Platin 2—3 Proz. Wir lassen es dahingestellt, ob diese Differenzen von einer abweichenden Molekularstruktur der zerstäubten Schichten oder von geringen Verunreinigungen der Metalle, etwa durch Oxyde, herühren.

1) Von einem Maximum des Reflexionsvermögens bei $\lambda = 1,5 \mu$, wie es früher beobachtet wurde (vgl. H. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 249. 1889), ist bei den von uns untersuchten Goldspiegeln nichts zu bemerken. Vielleicht ist der Grund der 1889 beobachteten Tatsache darin zu suchen, daß der eine der damals benutzten Goldspiegel unter Zusatz von 2 Proz. *Wismutsalz* auf Glas eingebrannt war. Der andere Spiegel war eine mit Wismutoxyd polierte Goldplatte.

Tabelle 2.

	Leit-	$\sqrt{\kappa_{18}}$	$\lambda = 4 \mu$		$\lambda = 8 \mu$		$\lambda = 12 \mu$	
	vermögen κ_{18}		$(100-R)$	$C_4 = \frac{(100-R)\sqrt{\kappa_{18}}}{(100-R)}$	$(100-R)$	$C_8 = \frac{(100-R)\sqrt{\kappa_{18}}}{(100-R)}$	$(100-R)$	$C_{12} = \frac{(100-R)\sqrt{\kappa_{18}}}{(100-R)}$
Silber	61,4	7,85	1,9	14,9	1,25	9,8	1,15	9,0
Kupfer	57,2	7,56	2,7	20,6	1,4	10,6	1,6	12,1
Gold	41,3	6,43	3,4	21,9	2,7	17,4	2,15	13,8
Platin	9,24	3,04	8,5	25,8	4,6	14,0	3,5	10,6
Nickel	8,5	2,92	8,2	23,9	4,65	13,6	4,1	12,0
Stahl	5,02	2,24	12,2	27,3	7,0	15,7	4,9	11,0
Wismut	0,84	0,916	(24,8)	(32,7)	(18,5)	(16,9)	(17,8)	(16,3)
Patentnickel <i>P</i>	3,81	1,95	7,9	15,4	7,5	14,6	5,7	11,1
Patentnickel <i>M</i>	2,94	1,71	8,6	14,8	6,5	11,1	7,0	12,0
Konstantan	2,04	1,43	11,7	16,7	7,3	10,6	6,0	8,6
Rosesehe Legierung	2,07	1,44	11,5	16,6	9,0	13,0	7,1	10,2
Brandes und Schünmann- sche Legierung	1,48	1,22	12,9	15,7	10,2	12,3	9,1	11,1
Mittelwert von <i>C</i> für 4, 8, 12 μ	—	—	—	$C_4 = 19,4$	—	$C_8 = 13,0$	—	$C_{12} = 11,0$
Mittlere Abweichung δ vom Mittelwert von <i>C</i>	—	—	—	$\delta_4 = 21,0\%$	—	$\delta_8 = 14,5\%$	—	$\delta_{12} = 9,6\%$
Theoretischer Wert von <i>C'</i> berechnet nach Formel (4)	—	—	—	$C'_4 = 18,25$	—	$C'_8 = 12,90$	—	$C'_{12} = 10,54$

Außer der Größe $(100 - R)$ enthält die Tabelle ¹⁾ die elektrischen Leitvermögen ²⁾ κ sowie die Quadratwurzeln hieraus, endlich die Produkte $(100 - R) \cdot \sqrt{\kappa}$ für die Wellenlängen 4, 8 und 12 μ . Man erkennt, daß dieses Produkt für $\lambda = 12 \mu$ bei allen Metallen angenähert denselben Wert hat, d. h. die eindringenden Intensitäten im Gebiet langer Wellen verhalten sich umgekehrt wie die Wurzeln aus dem elektrischen Leitvermögen:

$$(1) \quad (100 - R) \sqrt{\kappa} = \text{konst.}$$

Aber auch bei 8 μ und selbst noch bei 4 μ ist diese Gesetzmäßigkeit angenähert erfüllt. Die Produkte $(100 - R) \cdot \sqrt{\kappa}$ schwanken bei $\lambda = 4 \mu$ mit einer mittleren Abweichung von 21 Proz. um den Mittelwert $C_4 = 19,4$. Bei $\lambda = 8 \mu$ beträgt die mittlere Abweichung der Produkte von dem Mittelwert $C_8 = 13,0$ noch 14,5 Proz. Bei $\lambda = 12 \mu$ endlich ist die mittlere Abweichung nur noch 9,6 Proz., der Betrag des Mittelwertes $C_{12} = 11,0$.

Die in der Tab. 2 für Wismut angegebenen Werte sind eingeklammert und bei der Berechnung des Betrages von C nicht berücksichtigt, da sie mit einer erheblich größeren Unsicherheit behaftet sind als die übrigen Zahlen. Diese Abweichung findet ihre Erklärung in der Mangelhaftigkeit der Form und Politur der zu den Versuchen hergestellten Wismutspiegel.³⁾ Dadurch war bedingt, daß der massive Wismutspiegel nur zur Ermittlung des Verlaufes der Kurve des Reflexionsvermögens benutzt, die absoluten Werte des letzteren aber durch Zuhülfenahme von Spiegeln, die durch Kathodenzerstäubung hergestellt waren, ermittelt werden mußten. Letztere besaßen eine gute sphärische Form, aber waren weder ganz oxydfrei noch auch dick genug zu erhalten, so daß sie notwendigerweise zu kleine Reflexionsvermögen lieferten.

1) R ist in Prozenten der auffallenden Strahlung angegeben.

2) W. Jäger u. H. Diesselhorst, Wissensch. Abhandl. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 3. p. 269. 1900.

3) Gegossenes Wismut läßt sich infolge seiner kristallinen Struktur und der voraussichtlich hierdurch bedingten ungleichmäßigen Härte der Oberfläche nur sehr schlecht schleifen und polieren.

Vergleich mit der Theorie.

Die ursprüngliche Maxwell'sche Theorie, welche, wie bereits im Eingang erwähnt, von den Molekülen und deren Eigenschwingung abstrahiert, führt, wie dies von den Herren Drude¹⁾, Planck²⁾ u. a. abgeleitet worden ist³⁾, zu dem einfachen Ausdruck für das *Reflexionsvermögen*⁴⁾

$$R = 100 - \frac{200}{\sqrt{\Delta \tau}},$$

bez. für die *eindringende Intensität*

$$2) \quad (100 - R) = \frac{200}{\sqrt{\Delta \tau}},$$

worin Δ das elektrische Leitvermögen des betreffenden Metalles im absoluten elektrostatischen Maß bedeutet und τ die Schwingungsdauer in Sekunden. Die Formeln gelten nur für hinreichend große Δ , so daß das Produkt $\Delta \tau$ sehr groß gegen 1 wird, eine Bedingung, die hier stets mit genügender Annäherung erfüllt ist. Führt man in Gleichung (2) statt der Schwingungsdauer τ die Wellenlänge λ in μ ein und statt des in elektrostatischem Maß gemessenen Leitungsvermögens Δ die Größe κ der Tab. 2, so folgt⁵⁾

$$(3) \quad (100 - R) = \frac{36,5}{\sqrt{\kappa \lambda}},$$

oder

$$(4) \quad (100 - R) \cdot \sqrt{\kappa} = \frac{36,5}{\sqrt{\lambda}} = C_{\lambda}.$$

Die von uns experimentell aufgefundene Tatsache, daß das Produkt aus der eindringenden Strahlungsintensität und der Wurzel aus dem elektrischen Leitvermögen im Gebiet

1) P. Drude, Physik des Äthers, p. 574, Formel (66) 1894; vgl. auch Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 142. 1903.

2) M. Planck, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 278. 1903.

3) Auch aus der letzten Formel auf p. 444 des Werkes von E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, 1900 läßt sich die obige Relation herleiten.

4) R ist in Prozenten der auffallenden Strahlung gerechnet.

5) κ ist der reziproke Wert des Widerstandes eines Leiters von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt in Ohm.

langer Wellen eine von der Natur des Metalles unabhängige, nur von der Wellenlänge abhängige Größe ist, wird also von der Maxwell'schen Theorie gefordert. Die Größe der Konstanten $C_\lambda = (100 - R)\sqrt{\kappa}$ ergab sich laut Tab. 2 zu

19,4	bei	$\lambda = 4 \mu$,
13,0	„	$\lambda = 8 \mu$,
11,0	„	$\lambda = 12 \mu$.

Die entsprechenden Werte der Konstanten C_λ , berechnet nach der aus der Maxwell'schen Theorie folgenden Gleichung (4) sind: 18,25 für 4μ , 12,90 für 8μ , 10,54 für 12μ und zeigen eine Übereinstimmung mit den obigen Werten, welche besser ist, als man es hätte erwarten und hoffen dürfen.

Eine Kontrolle gleicher Art für die Übereinstimmung des Experimentes und der Theorie geht aus nachstehender Zusammenstellung hervor. In derselben sind die von uns experimentell gefundenen Werte von $(100 - R)$ neben die aus der Formel (4) lediglich unter Zugrundelegung des elektrischen Leitvermögens und der Wellenlänge $\lambda = 12 \mu$ errechneten Werte gesetzt.

Abgesehen von den für Wismut angegebenen Werten ist die Übereinstimmung eine gute, im besonderen, wenn man berücksichtigt, daß die nach der Formel (4) ausgerechneten Zahlen *absolute* Werte sind und keinen willkürlich gewählten Proportionalitätsfaktor enthalten.

Tabelle 3.

	(100 - R) für $\lambda = 12 \mu$	
	beob.	ber.
Ag	1,15	1,3
Cu	1,6	1,4
Au	2,1	1,6
Pt	3,5	3,5
Ni	4,1	3,6
Fe (Stahl)	4,9	4,7
Bi	(17,8)	11,5
Patentnickel P	5,7	5,4
Patentnickel M	7,0	6,2
Konstantan	6,0	7,4
Rosseeche Legierung	7,1	7,8
Brandes und Schönemann	9,1	8,6

Zweiter Teil.

Das Emissionsvermögen der Metalle für $\lambda = 25,5 \mu$.

Stellt man sich die Aufgabe, die durch unsere Reflexionsversuche aufgefundene und aus der Maxwellschen Theorie folgende Formel (4) für Strahlen von wesentlich größerer Wellenlänge, z. B. für die *Reststrahlen von Flußpat*, zu prüfen, so ist, wie wir bereits in der Einleitung hervorgehoben haben, die Ermittlung der Größe $(100 - R)$ aus dem Reflexionsvermögen nicht der geeignete Weg. Diese letztere Größe nähert sich bei allen Metallen mit zunehmender Wellenlänge asymptotisch¹⁾ dem Werte 100 Proz. und dementsprechend wächst die Schwierigkeit der Bestimmung von $(100 - R)$.

Macht man aber nicht das Reflexionsvermögen, sondern das *Emissionsvermögen* zum Gegenstand der Untersuchung, so handelt es sich nur darum, die zu untersuchenden Metallflächen auf dieselbe Temperatur zu bringen und ihre Wärmestrahlung mit der eines absolut schwarzen Körpers für lange Wellen zu vergleichen²⁾,

1) Vgl. H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 418. 1897.

2) Ein dem Prinzip nach ähnliches Verfahren, bei dem jedoch die untersuchten Strahlungsintensitäten nicht auf den schwarzen Körper bezogen wurden, hat O. Wiedeburg (Wied. Ann. 66. p. 92. 1898) benutzt, um das Verhältnis der *Gesamtstrahlung* zu ermitteln, welche einerseits von Silber und andererseits von den verschiedenen Metallen bei der gleichen Temperatur emittiert wird. Er gelangt dabei zu Zahlenreihen, durch die er die schon von H. Rubens (Wied. Ann. 37. p. 249. 1889) beobachtete Tatsache, daß die guten Leiter für Wärme und Elektrizität ein stärkeres Reflexionsvermögen zeigen als die schlechten, bestätigt findet. Nach unseren Reflexionsversuchen sind jedoch Wiedeburgs Angaben so unwahrscheinlich, daß wir für einige Metalle seine Versuche wiederholten. Vermutlich waren die letzteren durch fremde Strahlungen in erheblichem Maße beeinträchtigt. Als Beweis dessen möge nachstehende Tabelle angeführt werden, welche die Strahlungsintensitäten von vier Metallen bei 100°, bezogen auf Silber gleich 1, einerseits nach O. Wiedeburgs Angaben und andererseits nach unseren Kontrollversuchen enthält. Bei den letzteren war jegliche fremde Strahlung mit Sicherheit ausgeschlossen.

Beobachter	Gesamtstrahlung bei 100°			
	Silber	Platin	Stahl	Manganin
Wiedeburg . . .	1,00	1,23	1,31	1,32
Hagen und Rubens	1,00	4,65	6,66	8,00

was, sofern genügende Energie vorhanden ist, keinerlei Schwierigkeiten bietet.

Zu den Versuchen wurde ein drehbar aufgestellter, kupferner Kasten *A* (Fig. 3) benutzt, der an seinen vier Seitenflächen mit runden Öffnungen und Verschraubungen versehen war, in welche die zu vergleichenden Metallplatten¹⁾ (strahlende Fläche 50 mm Durchmesser), bez. der „schwarze Körper“, eingesetzt werden konnten.²⁾ Letzterer bestand aus einem mit

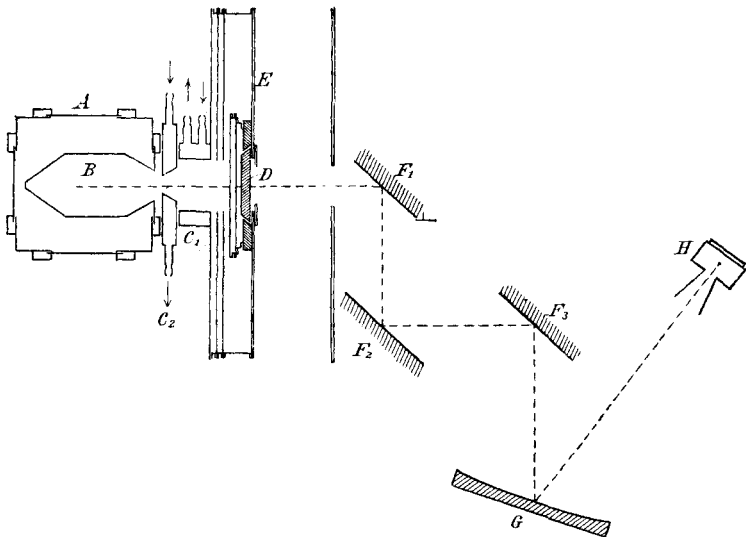


Fig. 3.

konischen Enden versehenen, mit Mattlack geschwärzten Kupferzylinder *B* von 47 mm Innendurchmesser. Seine Öffnung am einen Ende war 22 mm weit. Als Heizflüssigkeit, welche obigem zufolge die zu erheizenden Flächen direkt umspülte, diente Anilin. Die Heizung geschah elektrisch mittels einer in den Kupferkasten eingebauten Heizspirale aus Konstantan-

1) Ein besonderer Vorteil dieser Methode ist, daß die zur Untersuchung verwendeten Metallplatten nur blank und metallisch rein, aber *nicht* eben zu sein brauchen.

2) Als Dichtungsmaterial wurden Ringe aus sogenannten Klingerit verwandt. Dieselben halten auch bei hohen Temperaturen unverändert dicht. (Bezugsquelle: Richard Klinger in Gumpoldskirchen bei Wien.)

band. Die Temperatur wurde in der Regel auf 170° gehalten. Der Heizkasten wurde vor einem wassergespülten Diaphragma C_1 bez. C_2 aufgestellt, hinter dem sich ein auf Zimmertemperatur gehaltener Klappschirm D befand. Wurde letzterer gehoben, so fiel die zu messende Strahlung nacheinander auf drei bez. vier in passender Lage aufgestellte Flußspatflächen F_1, F_2, F_3 , wurde an ihnen reflektiert und gelangte dann auf einen großen, vorn versilberten Hohlspiegel G , der sie auf eine Rubenssche Thermosäule H konzentrierte. Von der Gesamtemission wurden dadurch die etwa der Wellenlänge 26μ entsprechenden Flußspatreststrahlen¹⁾ ausgesondert.

Da eine direkte Vergleichung der Strahlungen der Metallflächen mit der des erwähnten schwarzen Körpers wegen der verschiedenen Größe der strahlenden Fläche beider unmöglich war, so mußte dabei folgendes Verfahren eingeschlagen werden. Es wurde in eine der Öffnungen des Heizkastens eine dünne, berußte Kupferscheibe eingesetzt und ihr dicht anliegend eine 5 cm große Scheibe aus mikroskopischem Deckglas. Sodann wurde das Verhältnis der Strahlungsintensität des schwarzen Körpers zu der der Glasplatte unter Benutzung des kleinen wassergespülten Diaphragmas C_2 (14 mm Durchmesser) ermittelt. Der gefundene Wert ergab sich zu 1,29. Für alle weiteren Versuche wurde dann stets die Strahlungsintensität der verschiedenen Metallflächen mit der der gedachten Glasplatte unter Verwendung des 32 mm großen, runden Diaphragmas C_1 verglichen. Die so erhaltenen Verhältniszahlen brauchten alsdann nur noch durch 1,29 dividiert zu werden, um auf diese Weise unmittelbar den Vergleich mit der absolut schwarzen Strahlung zu ergeben. In dieser Weise sind die in der nachstehenden Tab. 4 aufgeführten Zahlen erhalten.

Nur bei dem Quecksilber mußte anders und zwar folgendermaßen verfahren werden. Hier wurde nahe vor dem Dia-

1) H. Rubens, Wied. Ann. 69. p. 576. 1899. Die nach dreimaliger Reflexion an Flußspatflächen zurückbleibende Reststrahlung hat ihr Energiemaximum bei $24,0 \mu$. Wegen des asymmetrischen Abfalles der Energiekurve muß jedoch die mittlere Wellenlänge des Strahlenkomplexes zu $25,5 \mu$ angenommen werden, bei viermaliger Reflexion zu Flußspatflächen ist die genannte Schwerpunktsverschiebung noch etwas größer und ergibt $\lambda = 26 \mu$.

phragma, etwas unterhalb desselben, eine große Porzellanschale mit auf 100° erhitztem Quecksilber aufgestellt und über diesem in der Höhe des Diaphragmas eine als Spiegel dienende, schräggestellte Flußspatplatte. Die von dem Quecksilber ausgehende Strahlung wurde dadurch nach dem Diaphragma hin reflektiert. Um dann weiter den Vergleich dieser Strahlung mit der des gleich warmen schwarzen Körpers vorzunehmen, ließ man auf dem erhitzten Quecksilber eine große Scheibe desselben mikroskopischen Deckglases schwimmen, wie solches zu den zuvor beschriebenen Versuchen gedient hatte, und benutzte jene als Vergleichskörper.

Daß bei keinem der Versuche fremde Strahlungen das Resultat gefälscht hatten, wurde in jedem Einzelfalle durch nachträgliches Einschalten einer 1 cm dicken Steinsalz- oder einer Flußspatplatte konstatiert. Eine solche absorbierte die benutzte Strahlung vollständig.¹⁾

In der Tab. 4 sind die Werte für $(100 - R)$ in Kolonne 6 mit Hülfe der Formel (3) für $\lambda = 25,5 \mu$ berechnet. In Kolonne 7 sind die von uns direkt durch Beobachtung gefundenen Beträge neben die aus der Formel (3) errechneten Werte für $(100 - R)$ gestellt. Beide zeigen eine so weitgehende Übereinstimmung, daß schon dadurch die von uns gefundene Gesetzmäßigkeit

$$(100 - R)\sqrt{\kappa} = \text{konst.}$$

eine volle Bestätigung gefunden hat. Das Gleiche geht aus Kolonne 8 hervor²⁾, welche das aus unseren Beobachtungen abgeleitete Produkt $(100 - R)\sqrt{\kappa}$ enthält. Der Betrag dieser Konstanten ergibt sich für die reinen Metalle im Mittel zu

1) H. Rubens u. A. Trowbridge, Wied. Ann. 60. p. 724. 1897.

2) Von den Zahlen der Kolonne 8 stimmen diejenigen für Zn, Cd, Ni, Sn, Hg, Rotgüß, Manganin und Konstantan besonders gut mit dem theoretischen Wert 7,23 überein.

Der Grund hierfür liegt höchstwahrscheinlich darin, daß gerade bei diesen Metallen das Leitvermögen sehr genau bekannt war. Bei den genannten drei Legierungen und bei dem Quecksilber, welches im Vergleich zu den festen Metallen leicht außerordentlich rein zu erhalten ist, war dies sicher der Fall. Bezüglich des Goldes ist zu bemerken, daß dessen Leitvermögen bei 18° nur in ganz reinem Zustande gleich 41,3 ist. Schon bei einer Verunreinigung mit nur $\frac{1}{1000}$ Eisen oder Kupfer geht aber sein Leitvermögen, wie uns Hr. Diesselhorst mitteilt, bei 18° auf 24,7 und der Temperaturkoeffizient von 3,68 auf 2,03 hinab.

Tabelle 4.

1	2	3	4	5	6	7	8
	Leitungsvermögen bei 18° κ ₁₈	Temperaturkoeffizient des Widerstandes 10³ · α	Leitungsvermögen bei 170° κ ₁₇₀	$\sqrt{\kappa_{170}}$	Emissionsvermögen für λ = 25,5 μ ber. aus Formel (3)	beob.	Produkt der in Kolumne 5 und 7 enthaltenen Werte (100 - R) √κ = C
Silber	61,4	4,0	39,2	6,26	1,15	1,13	7,07
Kupfer	51,8	4,2	32,5	5,70	1,27	1,17	6,67
Gold	41,3	3,68	27,2	5,21	1,39	1,56	8,10
Aluminium	31,6	3,90	20,4	4,52	1,60	1,97	8,91
Zink	15,83	3,94	10,2	3,19	2,27	2,27	7,24
Kadmium	13,13	4,25	8,40	2,86	2,53	2,55	7,29
Platin	9,24	3,84	5,98	2,44	2,96	2,82	7,33
Nickel	8,50	4,38	5,26	2,29	3,16	3,20	7,33
Zinn	8,28	4,65	5,01	2,24	3,23	3,27	7,32
Stahl	5,02	3,69	3,30	1,81	3,99	3,66	6,62
Quecksilber	1,044	0,92	0,916 ¹⁾	0,957	7,55	7,66	7,33
Wismut	0,84	4,54	0,513	0,716	10,09	(25,6)	(18,3)
Rotgub	7,89	0,8	7,05	2,65	2,73	2,70	7,16
Manganin	2,38	0,08	2,37	1,54	4,69	4,63	7,16
Konstantan	2,04	0,01	2,04	1,43	5,05	5,20	7,43
Patentnickel P	3,81	0,25	3,69	1,92	3,77	4,05	7,77
Patentnickel M	2,94	0,20	2,86	1,69	4,28	4,45	7,53

1) Bei 100°.

7,33
im Mittel

7,41

7,33, für die Legierungen zu 7,41, während der aus der Formel (4) berechnete *theoretische* Wert $36,5/\sqrt{25,5} = 7,23$ ist. Nur bei dem Aluminium ist die Abweichung einigermaßen beträchtlich und bei dem Wismut¹⁾ stimmt Theorie und Versuch gar nicht. Letzteres kann uns aber bei dem abweichenden Verhalten, das das Wismut auch in anderer Hinsicht vielfach zeigt²⁾, kaum Wunder nehmen.

Nachstehende Zusammenstellung gibt ein Beispiel einer Beobachtungsreihe und deren Berechnung.

Abhängigkeit des Emissionsvermögens der Metalle von der Temperatur.

Die gute Übereinstimmung zwischen den von uns beobachteten und den aus der Maxwell'schen Theorie berechneten Emissionswerten $(100 - R)$ läßt bereits erkennen, daß die Änderung des Leitvermögens der Metalle mit der Temperatur eine entsprechende Änderung des Emissionsvermögens für lange Wellen zur Folge hat.³⁾ Andernfalls hätte die Konstante $C = (100 - R)\sqrt{\kappa_{170}}$ für reine Metalle etwa 25 Proz. kleiner ausfallen müssen als diejenige für die Legierungen mit verschwindendem Temperaturkoeffizienten und als die theoretisch berechnete Zahl 7,23. Man kann also aus Emissionsversuchen die Größe und Richtung der Widerstandsänderung mit der Temperatur direkt berechnen, und zwar muß dabei die Emission proportional der Quadratwurzel aus dem Widerstand zunehmen. Um diese Beziehung noch weiter zu prüfen, haben wir folgende Versuche angestellt.

1) Sowohl die Aluminium- wie die Wismutoberfläche waren nicht auf die Dauer oxydfrei zu erhalten. Daß die beobachtete Abweichung hierauf zurückzuführen ist, ist bei dem Aluminium ziemlich sicher. Bei dem Wismut aber liegen offenbar auch noch andere Gründe vor.

2) Vgl. P. Lenard, Wied. Ann. **39**, p. 626. 1890.

3) Im sichtbaren Spektralgebiet ist die Änderung der optischen Konstanten der Metalle mit der Temperatur äußerst gering, wie aus den Beobachtungen der Herren R. Sissingh (Arch. Néerland. **20**, p. 172. 1886), P. Drude (Wied. Ann. **39**, p. 538. 1890), B. Zeeman (Commun. of the Lab. of Physics at the univers. of Leyden Nr. 20. 1895) und A. Pflüger (Wied. Ann. **58**, p. 493. 1896) hervorgeht.

Galvanometerausschläge bei Benutzung des 14 mm weiten Diaphragmas.

Vergleichsglasplatte	„Schwarzer Körper“
29,9	38,3 (171 ^o)
30,0	38,9
30,0 (171 ^o)	38,6
30,5	39,0
30,6	38,3
30,0 (171 ^o)	38,1 (171 ^o)
30,0	38,8
30,2	38,5
30,1	38,5
30,0	38,4
Im Mittel = 30,13	38,54

Galvanometerausschläge für $\lambda = 25,5 \mu$ bei Benutzung des 32 mm weiten Diaphragmas.

Vergleichsglasplatte	Silber	Kadmium	Nickel (nicht rein)
156,5 (172 ^o)	2,5	5,1 (170 ^o)	6,8
156	2,2	5,2	6,6
156	2,5	5,3	6,8
156,5	2,3 (171,5 ^o)	5,5	6,9
157,0	2,4	5,1 (171 ^o)	6,6 (172 ^o)
—	2,2	4,9 (172 ^o)	6,6 (172 ^o)
154,5 (171 ^o)	2,1	5,3	6,4
154,0	2,3	5,0	6,8
155,5	2,1	5,1	6,4
154,5	2,1 (171,8 ^o)	5,1	6,4
Im Mittel = 155,6	2,27	5,16	6,63

Reduktionsfaktor für die Emission der Vergleichsglasplatte auf den „schwarzen Körper“

$$f = \frac{38,54}{30,13} = 1,28$$

desgl. nach einem früheren Versuch = 1,30

Mittel: $f = 1,29$

Folglich Emissionsvermögen der untersuchten 3 Metalle:

für Silber $E = \frac{2,27 \cdot 100}{155,6 \cdot 1,29} = 1,13$ Proz.

„ Kadmium $E = \frac{5,16 \cdot 100}{155,6 \cdot 1,29} = 2,57$ „

„ Nickel (nicht rein) $E = \frac{6,63 \cdot 100}{155,6 \cdot 1,29} = 3,30$ „

Vor dem 32 mm weiten Diaphragma C_1 unserer Versuchsanordnung (Fig. 3) wurde ein elektrisch erhitzter, kastenförmiger, flacher Hohlkörper aus blankem Platinblech aufgestellt von der Form, wie ihn die Herren Lummer und Kurlbaum ¹⁾ bei Versuchen über die Emission des blanken Platins angewandt haben. Die Temperatur des Platinhohlkörpers konnte durch ein in seinem Innern befindliches Le Chateliersches Thermoelement gemessen werden. Für höhere Temperaturen (800 bis 1560°) wurde der Hohlkörper durch einen einfachen, aus demselben Platinblech geschnittenen Streifen ersetzt, dessen Temperatur mit Hilfe des Holborn und Kurlbaumschen ²⁾ optischen Pyrometers bestimmt wurde. Die hiermit direkt beobachtete „schwarze“ Temperatur wurde nach der von den genannten Herren aufgestellten Korrekturstabelle auf die Celsiuskala umgerechnet. Bei den Versuchen mit hohen Temperaturen (über 800°) war es erforderlich, die Zahl der reflektierenden Flußspatflächen von drei auf vier zu vermehren, da sonst die Reststrahlen nicht genügend rein waren. Die dann noch vorhandenen geringen Verunreinigungen derselben durch Strahlung kurzer Wellenlänge wurden durch Einschalten einer Steinsalzplatte in den Strahlengang ermittelt und der Betrag in Abrechnung gebracht. Ferner wurde für die höheren Temperaturen das nur 14 mm weite Diaphragma C_2 angewandt, welches einen direkten Vergleich der Strahlung des glühenden Platinbleches mit derjenigen unseres schwarzen Körpers bei 170° C. ermöglichte. Ist aber die Strahlung des schwarzen Körpers für Reststrahlen von Flußspat für *eine* Temperatur bekannt, so läßt sie sich ohne weiteres für *alle* Temperaturen angeben, da nach Rubens und Kurlbaum ³⁾ die Intensität der beobachteten Reststrahlung bei Temperaturen oberhalb 20° C. proportional der Temperaturdifferenz zwischen dem schwarzen Körper und der Thermosäule ist, eine Tatsache, welche durch die von Hrn. Planck ⁴⁾ abgeleitete Strahlungsgleichung ihre Begründung gefunden hat. Dadurch war man in der Lage, die

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898.

2) L. Holborn u. F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. 10. p. 225. 1903.

3) H. Rubens u. F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. 4. p. 649. 1901.

4) M. Planck, Ann. d. Phys. 4. p. 553. 1901.

Strahlung des glühenden Platinbleches stets auf die Strahlung eines gleich temperierten schwarzen Körpers zu beziehen, d. h. die Größe $(100 - R)$ direkt ermitteln zu können. Der Anschluß dieser Versuche bei hoher Temperatur an diejenigen bei tieferer geschah in der Weise, daß zwischen 700° und 800° C. mit *beiden* erwähnten Versuchsanordnungen Galvanometerausschläge beobachtet wurden. Bildet man das Verhältnis zweier Ausschläge, die in beiden Versuchsanordnungen derselben Temperatur der Strahlungsquelle entsprechen, so erhält man einen Reduktionsfaktor, mit welchem die bei höherer Temperatur beobachteten Ausschläge zu multiplizieren sind, um denjenigen bei niedriger Temperatur direkt vergleichbar zu werden. Die Resultate unserer Versuche nach Durchführung dieser Umrechnung sind in der Tab. 5 zusammengestellt.

Tabelle 5.

Temperatur des Platinbleches t° Celsius	Beobachteter Ausschlag	Bemerkungen	
1556	200	Glühender Platinstreifen vor dem engen Diaphragma C_2 , 4 Fluoritflächen, Temperaturmessung mit dem optischen Pyrometer. ¹⁾ Der schwarze Körper ergab bei 170° C. einen (reduzierten) Galvanometerausschlag von 196 mm.	
1438	177		
1320	153		
1214	130		
1100	109,5		
976	89,7		
858	74,6		
762	63,6		
804	68,0		Platinhohlkörper vor dem weiten Diaphragma C_1 , 3 Fluoritflächen, Temperaturmessung mit dem Thermoelement.
695	53,2		
614	45,4		
493	32,2		
404	24,4		
323	18,2		
261	12,4		
169	6,5		

1) Die Temperaturmessungen mit dem optischen Pyrometer hat Hr. Günther Schulze, diejenigen mit dem Thermolement Hr. Rud. Rothe ausgeführt.

Die direkte Bestimmung der elektrischen Konstanten des von uns benutzten Platinbleches ergab das Leitungsvermögen $\kappa_0 = 6,5$ (spezifischer Widerstand gleich 0,154) und zwischen 18 und 65° den Temperaturkoeffizienten $\alpha = 0,0024$. Diese Zahlen lassen erkennen, daß das benutzte Platin nicht rein war; es ist dies jedoch für den vorliegenden Zweck belanglos.

Sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Emissionswerten des Platinbleches erhält man, wenn man setzt

$$(5) \quad w_t = w_0 (1 + \alpha t + \beta t^2),$$

worin

$$w_0 = 0,154$$

$$\alpha = 0,0024$$

$$\beta = 0,000\,003\,3$$

ist.

Es wird dies durch die Tab. 6 bewiesen, welche in ihrer ersten Kolumne einige Temperaturen in Celsiusgraden, in der zweiten die aus Formel (5) berechneten hierzu gehörigen spezifischen Widerstände, in der dritten die entsprechenden Leitvermögen κ_t , in der vierten das aus der Gleichung

$$(100 - R) = \frac{7,23}{\sqrt{\kappa_t}}$$

berechnete Emissionsvermögen des benutzten Platins enthält. Die fünfte Kolumne gibt die Strahlung γ_t des schwarzen Körpers, wie sie sich für die betreffende Temperatur aus der Strahlung des schwarzen Körpers bei 170° ableitet. Die sechste Kolumne enthält diejenigen Galvanometerausschläge α für die Emission des erhitzten Platinbleches, welche aus den Zahlen der Tab. 5 für die verschiedenen Temperaturen durch *Interpolation* unmittelbar folgen. Dividiert man nun die mit 100 multiplizierten Zahlen der Kolumne 6 durch die Zahlen der Kolumne 5, so erhält man die in Kolumne 7 aufgeführten „beobachteten“ Emissionsvermögen. Die Übereinstimmung dieser Zahlen mit den „berechneten“ der Kolumne 4 ist um so beweisender, als sie *absolute Werte* sind und *keinen willkürlichen Faktor enthalten*.

Tabelle 6.

1	2	3	4	5	6	7
Temperatur t in Celsiusgraden	Spezifischer Widerstand $w_t = w_0 \cdot (1 + \alpha t + \beta t^2)$	Leitungsvermögen κ_t	Emissionsvermögen ber. ($100 - R$) $= \frac{7,23}{\sqrt{\kappa_t}}$	Emission des schwarzen Körpers γ_t	Ausschlag α beob.	Emissionsvermögen ($100 - R$) beob.
170	0,233	4,31	3,49	196	6,6	3,36
220	0,260	3,84	3,68	261	9,6	3,68
300	0,312	3,22	4,04	366	15,7	4,29
600	0,559	1,79	5,40	758	42,8	5,65
900	0,900	1,11	6,86	1150	79,6	6,93
1200	1,33	0,751	8,34	1540	128,0	8,32
1500	1,85	0,540	9,84	1940	189,5	9,78

Die Koeffizienten w_0 und α der Gleichung (5) sind den elektrischen Bestimmungen unmittelbar entnommen. In dem Gebiet tieferer Temperaturen (bis etwa 250°), wo der Einfluß des quadratischen Gliedes nur gering ist, stimmen die beobachteten Emissionswerte mit den aus dem elektrischen Leitungsvermögen berechneten völlig überein, und zwar sowohl bezüglich ihres absoluten Betrages, als auch hinsichtlich ihrer Änderung mit der Temperatur. Dagegen ist die Annahme eines quadratischen Gliedes mit dem Koeffizienten β unbedingt notwendig, um auch im Gebiet der hohen Temperaturen Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Emissionswerten hervorzubringen.

Der Koeffizient $\beta = 0,0000033$ hat in der Gleichung (5) ein positives Vorzeichen, was auf ein schnelleres Wachsen des Widerstandes bei hohen Temperaturen hinweist. Es steht dies im Widerspruch mit Messungen der Herren Benoît¹⁾, L. Callendar²⁾, sowie von L. Holborn und W. Wien³⁾, welche sämtlich eine geringe *Abnahme* der Widerstandsänderung mit wachsender Temperatur beobachteten, was einem kleinen, negativen Wert von β entspricht.

1) R. Benoît, Compt. rend. **76**. p. 342. 1873.

2) L. Callendar, Phil. Mag. (5) **47**. p. 191. 1899.

3) L. Holborn u. W. Wien, Wied. Ann. **56**. p. 360. 1895.

Es ist hiernach zu vermuten, daß das aus unseren Emissionsbeobachtungen berechnete stärkere Anwachsen des Widerstandes bei höheren Temperaturen nur ein scheinbares ist, und daß dort noch andere Faktoren auf die Änderung der Emission des Platins einwirken. Insbesondere ist es nicht unwahrscheinlich, daß bei hohen Temperaturen eine Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit (Rauhwerden der Oberfläche) eintritt, welche eine merkliche Erhöhung des Emissionsvermögens bedingt. Auch ist nicht ausgeschlossen, daß die beobachteten Abweichungen mit der immerhin unvollkommenen Homogenität der Reststrahlen im Zusammenhang stehen.

Ergebnisse der Untersuchung.

1. Die *Reflexionsvermögen* der untersuchten Metalle für $\lambda = 0,65$ bis 14μ sind in Tab. 1 (p. 881), die *Emissionsvermögen* für $\lambda = 25,5 \mu$ und 170°C . in Tab. 4 (p. 892) enthalten.

2. Die in die Metalle eindringende Strahlungsintensität $(100 - R)$ und die Emission ist für lange Wellen umgekehrt proportional der Wurzel aus dem elektrischen Leitvermögen κ und umgekehrt proportional der Wurzel aus der Wellenlänge λ der auffallenden Strahlung. Diese Gesetzmäßigkeit, welche mit den Forderungen der Maxwellschen Theorie im Einklang ist, gilt um so genauer, je längere Wellen man verwendet. Es wird dies durch die Tab. 7 bewiesen, welche für vier Wellenlängen des ultraroten Spektrums die Mittel aus den beobachteten Werten der Konstanten $C_\lambda = (100 - R)\sqrt{\kappa}$, ferner die durchschnittliche Abweichung in Prozenten der für die einzelnen Metalle beobachteten Produkte von diesem Mittelwert, endlich die Werte C_λ enthält, wie sie sich aus der Gleichung (4) nach der Maxwellschen Theorie ergeben.

Tabelle 7.

λ	$C_\lambda = (100 - R)\sqrt{\kappa}$ beob.	Durchschnittliche Abweichung vom Mittel	$C_\lambda = \frac{36,5}{\sqrt{\lambda}}$ ber.
4 μ	19,4	21,0 Proz.	18,25
8	13,0	14,5	12,90
12	11,0	9,6	10,54
25,5	7,36	4,9	7,23

3. Die Größe $(100 - R)$ zeigt die von der Maxwell'schen Theorie wegen der Widerstandsänderung der Metalle geforderte Abhängigkeit von der Temperatur.

Diese beiden Tatsachen bilden eine wichtige Bestätigung der Maxwell'schen Theorie, und zwar auf einem Gebiet, auf welchem bisher kein Zusammenhang zwischen den beobachteten Erscheinungen und den theoretisch hergeleiteten Gesetzmäßigkeiten zu erkennen war.

4. Aus unseren Beobachtungen muß geschlossen werden, daß die Eigenschwingung der Moleküle das optische Verhalten der Metalle in dem Gebiet langer Wellen nicht mehr wesentlich beeinflussen.

5. Ein Einfluß der magnetischen Eigenschaften von Eisen und Nickel¹⁾ auf ihr Verhalten diesen Strahlen gegenüber ist nicht zu konstatieren. Anderenfalls hätte der Wert $(100 - R)$ für diese Metalle erheblich größer ausfallen müssen, als er sich nach der Formel (4) aus dem Leitvermögen für stationären Strom berechnet.²⁾

6. Man wird daher berechtigt sein, in dem Gebiet langer Wellen die Übereinstimmung auch der übrigen optischen Konstanten mit den aus der Maxwell'schen Theorie berechneten Größen anzunehmen. Nach derselben ergeben sich, wie bereits Hr. Drude³⁾ gezeigt hat, der Extinktionskoeffizient (g) und der Brechungsindex (ν) der Metalle für normale Inzidenz als numerisch gleich und zwar *angenähert*⁴⁾ zu:

$$(6) \quad g = \nu = 5,48 \sqrt{\kappa \lambda}.$$

1) Nach Hrn. P. Drude kann dies zu Gunsten der von ihm ausgearbeiteten Theorie des Magnetismus durch zirkular schwingende Elektronen gedeutet werden (vgl. Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 143 u. 148. 1903).

2) Nach den Versuchen von Hrn. V. Bjerknes (Wied. Ann. 47. p. 69. 1892) zeigt sich der Magnetismus der ferromagnetischen Metalle bei einer Schwingungszahl von der Ordnung 10^8 pro Sekunde bereits sehr stark.

3) P. Drude, Physik des Äthers, p. 575, Formel (68). 1894.

4) In Formel (6) ist κ das spezifische Leitvermögen des Metalles für die betreffende Temperatur, so daß $1/\kappa = w$ den Widerstand eines Leiters von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt in Ohm bedeutet. λ ist die Wellenlänge in μ .

Ferner ist

$$(7) \quad R = 100 \left(1 - \frac{2}{\nu} \right) = 100 \left(1 - \frac{2}{g} \right)$$

folglich

$$(8) \quad g = \nu = \frac{200}{100 - R}.$$

Beide Größen sind mithin aus dem Emissionsvermögen allein bestimmbar.

7. Eine weitere Folge, welche sich aus der Übereinstimmung unserer Versuche mit der elektromagnetischen Lichttheorie ergibt, verdient besonders hervorgehoben zu werden. In die theoretische Berechnung der Konstante C geht außer Zahlenfaktoren nur die Lichtgeschwindigkeit und die Wellenlänge ein, welche durch Strahlungsversuche ermittelt werden können. Dividiert man nun das Emissionsvermögen eines Metalles für die Wellenlänge λ (die Emission des schwarzen Körpers gleich 100 gesetzt) durch die Konstante C und quadriert den Quotienten, so erhält man den elektrischen Leitungswiderstand in Ohm, den ein Draht aus dem betreffenden Metall bei 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt besitzt. Man ist dadurch also jetzt in der Lage, *absolute* elektrische Widerstandsbestimmungen lediglich mit Hülfe von Strahlungsmessungen vornehmen zu können.

(Eingegangen 26. April 1903.)
