

ISBN 978-3-663-00557-5

ISBN 978-3-663-02470-5 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-663-02470-5

Galvanische Leitfähigkeit und Halleffekt dünner Nickelschichten.

Von **Alfred Riede** in Karlsruhe.

Mit sieben Abbildungen. (Eingegangen am 7. August 1924.)

Besprechung früherer Messungen. Herstellung der Schichten durch Kathodenzerstäubung in strömendem Wasserstoff. Dickenbestimmung mit der Wage. Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Dicke. Abhängigkeit der Hallspannung vom Magnetfeld, von der Stromdichte und von der Dicke.

I. Einleitung.

A. Leitfähigkeit. Die galvanische Leitfähigkeit dünner, d. h. weniger als 10^{-5} cm dicker Metallschichten ist oft der Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen gewesen. Für die vorliegende Arbeit sind wesentlich diejenigen von Belang, die sich mit der Abhängigkeit des Widerstandes von der Dicke befassen, die also die bekannte Gleichung für den Widerstand w eines Leiters von der Länge l und dem Querschnitt q aus einem Stoff vom spezifischen Widerstand w_s prüfen:

$$w = w_s \frac{l}{q} \text{ oder } w_s = w \frac{q}{l}. \quad (1)$$

Der nächstliegende Gedanke, solche Messungen auszuwerten, ist der, daß man wie bei dicken Leitern den spezifischen Widerstand w_s berechnet. Wenn sich die dünnen Schichten wie Leiter üblicher Ausdehnung verhalten, so muß sich w_s als unabhängig von der Dicke ergeben. Tatsächlich zeigen aber die Beobachtungen, daß der so definierte spezifische Widerstand erheblich von der Dicke abhängt.

Diese Methode der Auswertung der Beobachtungen krankt an einem schwerwiegenden Nachteil infolge der besonderen Rolle, welche die Dicke bei den Messungen spielt. Diese Größe ist für sehr dünne Schichten schwer zu messen und daher nur ungenau bekannt. Man muß auch damit rechnen, daß sie gar nicht streng definiert ist, weil vielleicht die Oberfläche nicht hinreichend eben ist. Es ist auch nicht sicher, daß sich die Schicht, auch bei unveränderter chemischer Beschaffenheit, über den ganzen Querschnitt gleich verhält. Die Oberflächenteile könnten eine andere Leitfähigkeit besitzen als die tieferen Lagen, sei es, daß

okkludierte Gase sich in wechselnder Weise über den Querschnitt verteilen, sei es, daß auch in reinen Metallen die Moleküle der Oberfläche sich anders verhalten als diejenigen der Tiefe. In diesem Fall würde der spezifische Widerstand des genauen Sinnes entbehren; er würde nur einen formal errechneten Mittelwert darstellen, in welchem unter Umständen das physikalisch Wesentliche verwischt wäre.

Geeigneter zur Darstellung der Beobachtungen erscheint mir die spezifische Flächenleitfähigkeit, d. h. der Leitwert eines Quadrates der Schicht, wenn die Stromlinien parallel einem Seitenpaar verlaufen. Die Größe des Quadrates ist gleichgültig, da doppelte Länge auch doppelte Breite bedingt. Die spezifische Flächenleitfähigkeit λ_f ist also definiert durch die Gleichung:

$$\lambda_f = \frac{1}{w} \frac{l}{b}, \quad (2)$$

wo l die Länge und b die Breite der Schicht bedeuten. Die Dicke tritt in dieser Gleichung nicht auf, sie geht also hier nicht in den errechneten Wert ein. Bei Unterschieden in dem Verhalten der einzelnen Schichtlagen wird sich die Gesamtleitfähigkeit, also der gemessene Wert, additiv aus den Leitfähigkeiten der einzelnen Lagen zusammensetzen, und die Kurve für die Abhängigkeit der spezifischen Flächenleitfähigkeit von der Dicke wird die Besonderheiten in deutlicher Weise darstellen, weil die spezifische Leitfähigkeit derjenigen Lage Metall, durch welche sich zwei Schichten benachbarter Dicken unterscheiden, durch den Differentialquotienten der Kurve gegeben ist.

Im einfachsten Fall, d. h. wenn die Gleichung (1) bis zu den kleinsten Dicken gültig bleibt, ist λ_f proportional der Dicke d , also

$$\lambda_f = kd.$$

In einem rechtwinkligen Koordinatensystem mit λ_f als Ordinate und d als Abszisse wird in diesem Fall die spezifische Flächenleitfähigkeit durch eine Gerade durch den Nullpunkt dargestellt.

Für den Fall, daß die gemessene Dicke größer ist als die für die Stromleitung maßgebende, etwa weil die Oberfläche der Schicht durch Einwirkung der Luft chemisch verändert oder durch okkludierte Gase in ihrer Leitfähigkeit beeinträchtigt ist, wird die Gerade nach größeren Werten von d verschoben erscheinen, also

$$\lambda_f = k(d - c).$$

c ist die Abszisse des Schnittpunktes der Geraden mit der Abszissenachse.

Berechnet man in einem solchen Fall den spezifischen Widerstand, so kommt man nicht auf eine Konstante, sondern auf eine hyperbolische Abhängigkeit von der Dicke

$$w_s = \frac{d}{\lambda_f} = \frac{d}{k(d-c)} = \frac{1}{k} \frac{1}{1 - \frac{c}{d}}.$$

Für große d , d. h. für dicke Schichten, ergibt sich hier der spezifische Widerstand unabhängig von der Dicke zu $\frac{1}{k}$. Mit abnehmender Dicke nimmt er aber erst langsam, dann immer schneller zu und wird für $d = c$ unendlich. Es liegt dann nahe, zu schließen, daß der Dicke, bei welcher der Anstieg des spezifischen Widerstandes merklich wird, eine wesentliche Bedeutung zukommt, während die Betrachtung der Kurve für die spezifische Flächenleitfähigkeit zeigt, daß an dieser Stelle keinerlei Besonderheit auftritt.

Die spezifische Flächenleitfähigkeit bietet noch den weiteren Vorteil, daß bei ihrer graphischen Darstellung als Funktion der Dicke der Genauigkeit der Beobachtungen besser Rechnung getragen wird, insofern, als die Werte für die dünnsten Schichten, die mit den verhältnismäßig größten Fehlern behaftet sind, durch die kleinsten Strecken dargestellt werden, während bei der Benutzung des spezifischen Widerstandes die für kleine Dicken gefundenen großen Werte zu einem kleinen Maßstab zwingen, in welchem dann die Mängel der Beobachtungen an dickeren Schichten nur wenig in Erscheinung treten.

Der erste, der wohl genauere Messungen über die Abhängigkeit des Widerstandes dünner Schichten von der Dicke angestellt hat, ist G. Vincent¹⁾. Er untersuchte die Leitfähigkeit von Silberspiegeln, die nach einem der üblichen nassen Verfahren auf Glas niedergeschlagen waren. Seine Messungen ergaben für die spezifische Flächenleitfähigkeit eine lineare Abnahme mit der Dicke bis zu etwa 50μ hinab. Die dünneren Schichten leiteten schlechter, als diesem Gesetz entsprach, solche unter 20μ überhaupt nicht mehr. Auch für die dicksten Schichten war die Leitfähigkeit geringer als für Silber in der üblichen Draht- oder Blechform.

Zu einem ähnlichen Ergebnis kam G. Moreau²⁾ bei dünnen Nickelschichten, die er durch galvanische Vernickelung von Silberspiegeln herstellte.

¹⁾ Ann. chim. phys. (7) **19**, 421, 1900.

²⁾ Journ. de phys. (3) **10**, 478, 1901.

J. Patterson¹⁾ untersuchte dünne durch Kathodenzerstäubung auf Glasplatten niedergeschlagene Schichten von Wismut, Silber und besonders von Platin. Für dieses letzte Metall sind seine Ergebnisse als Hohlkreise in Fig. 1 eingetragen. Abszisse ist die Dicke in $m\mu$, Ordinate der spezifische Flächenwiderstand. Im Anschluß an eine Überlegung von J. J. Thomson, nach welcher der spezifische Widerstand eines Leiters größer werden muß, wenn die Ausdehnung des Leiters vergleichbar mit der freien Weglänge der Elektronen wird, wenn diese also durch die unzureichende Ausdehnung des Leiters in ihrer Beweglichkeit beschränkt werden, folgerte Patterson aus seinen Messungen, daß die freie Weglänge der Elektronen im Platin etwa $5m\mu$ betrage.

Ich habe aus den Pattersonschen Angaben die spezifische Flächenleitfähigkeit berechnet und als Vollkreise in die Fig. 1 eingetragen. Man sieht, daß die so erhaltene Kurve keinerlei Besonderheit bei $5m\mu$ zeigt. Vielmehr fügen sich die Punkte ziemlich gut in eine Gerade ein. Da diese Gerade aber bereits bei positiven Dicken die Abszissenachse schneidet, ergibt sich für den spezifischen Widerstand eine Hyperbel.

In meiner Dissertation²⁾ habe ich den Widerstand dünner Schichten von Silber, Kupfer, Nickel und Platin untersucht. Die Silberschichten waren nach einem der üblichen nassen Verfahren zur Herstellung von Spiegeln auf Glasplatten niedergeschlagen worden. Die Messungsergebnisse entsprachen den oben angeführten von Vincent. Die Kupfer-, Nickel- und Platinschichten wurden durch Kathodenzerstäubung hergestellt. Für alle drei Metalle ergab sich eine ähnliche Abhängigkeit der spezifischen Flächenleitfähigkeit von der Dicke. Für Nickel, das handelsübliche Reinnickel, war der Verlauf der Kurve am ausgeprägtesten. Für dicke Schichten nahm die spezifische Flächenleitfähigkeit linear mit der Dicke ab bis etwa $60m\mu$, aber nicht proportional, sondern die Gerade schnitt die Abszissenachse bei etwa $50m\mu$. Von $60m\mu$ an nahm die Flächenleitfähigkeit langsamer ab, so daß sie erst für Schichten dünner als $5m\mu$ Null wurde.

B. Pogány³⁾ untersuchte den Widerstand dünner, durch Kathodenzerstäubung auf Glas niedergeschlagener Schichten von Platin, Palladium, Gold und Silber. Er fand eine ähnliche Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Dicke wie Patterson. In der Fig. 2 sind seine Ergebnisse für Silber als Hohlkreise eingetragen. Abszisse ist die Dicke

¹⁾ Phil. Mag. (6) 4, 652, 1902.

²⁾ Göttingen 1914. Auszug: Ann. d. Phys. (4) 45, 881, 1914.

³⁾ Ann. d. Phys. (4) 49, 531, 1916.

in $m\mu$, Ordinate der spezifische Widerstand. Ich habe die spezifischen Flächenleitfähigkeiten berechnet und als Vollkreise eingetragen. Die Figur zeigt deutlich, daß bei den zu den Punkten stärkster Krümmung der Kurve für den spezifischen Widerstand gehörigen Dicken keine Besonderheit in der Kurve für die spezifische Flächenleitfähigkeit eintritt.

Die aus den Messungen Pogány's für die Flächenleitfähigkeit der durch Kathodenzerstäubung gewonnenen Silberschichten berechneten Werte zeigen im Gegensatz zu denjenigen von Vincent (und auch den meinigen) einen einfachen Verlauf bis zu etwa $10 m\mu$ hinab. Eine Andeutung eines Knickes in der Kurve bei $50 m\mu$, wie ihn Vincent bei seinen Schichten gefunden hat, ist nicht vorhanden. Ferner fand Pogány

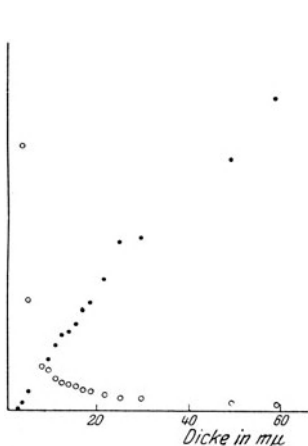


Fig. 1.

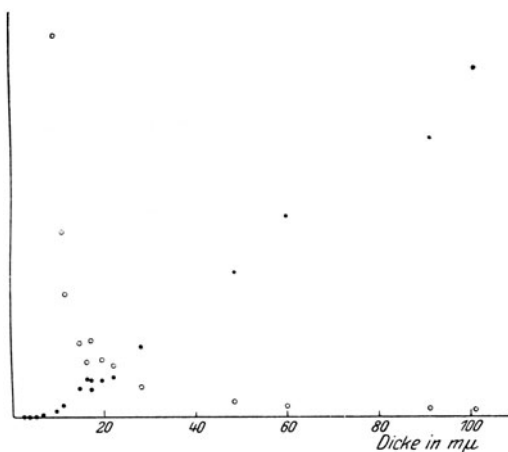


Fig. 2.

noch eine erhebliche Leitfähigkeit bei Schichtdicken, bei welchen Vincent schon unendlichen Widerstand maß. Offenbar bedingt die Herstellung der Silberspiegel auf nassem Wege Besonderheiten, die nur diesen Schichten eigen und nicht im Wesen der elektrischen Leitung begründet sind.

Ähnliche Abweichungen bestehen zwischen Moreaus und meinen Messungen an dünnen Nickelschichten. Für größere Dicken stimmen die beiden Kurven gut überein, für die geringen dagegen fällt die spezifische Flächenleitfähigkeit der Schichten Moreaus viel schneller ab als die der meinen. Schon eine Schicht von $24 m\mu$ Dicke leitete bei Moreau nicht mehr, während ich bei $7,3 m\mu$ noch eine sehr deutliche Leitfähigkeit fand. Offenbar bestehen also zwischen den galvanoplastischen Nickelschichten und den durch Kathodenzerstäubung hergestellten ähnliche Unterschiede wie die eben besprochenen bei den Silberschichten.

B. Halleffekt. Der Halleffekt, also die in einem stromdurchflossenen Leiter durch ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht auf den Stromlinien stehen, erzeugte transversale elektromotorische Kraft — sie steht auf Strom- und Kraftlinien senkrecht — ist bei dünnen Schichten bisher nur wenig untersucht worden. Für ein Blech von der Dicke d in Form eines gestreckten Rechteckes, das vom primären elektrischen Strom in Richtung der langen Seiten durchflossen wird, ist die Hallspannung e gegeben durch

$$e = RH \frac{i}{d}, \quad (3)$$

wo R eine Materialkonstante und H die Stärke des Magnetfeldes bedeuten. e ist dabei gemessen zwischen zwei gegenüberliegenden Punkten der langen Seiten, also zwischen zwei Punkten, die ohne Magnetfeld auf der gleichen Potentiallinie liegen würden.

Im allgemeinen Fall, daß die Hallspannung nicht zwischen zwei Randpunkten, sondern zwischen zwei beliebigen Punkten einer Geraden, die ohne Magnetfeld Potentiallinie sein würde, abgenommen wird, tritt an Stelle der Beziehung (3) die Gleichung

$$e = RH \frac{i}{d} \frac{a}{b}, \quad (4)$$

wo a den Abstand der Hallelektroden und b die Breite des Bleches bedeuten.

Dem Auftreten der Hallspannung entspricht eine bestimmte Verlagerung der Potentialflächen oder bei einem flächenhaften Leiter der Potentiallinien. Bei dem rechteckigen Blech, das vom Primärstrom parallel den langen Seiten durchflossen wird, sind die Potentiallinien ohne Magnetfeld Gerade, die senkrecht auf den langen Seiten stehen. Durch das Magnetfeld werden sie gedreht. Für den Drehungswinkel α gilt

$$\operatorname{tg} \alpha = RH \lambda, \quad (5)$$

wo λ die spezifische Leitfähigkeit des Bleches bedeutet. Die Drehung ist also unabhängig von der Stärke des Primärstromes. Erfolgt die Drehung im Sinne des das Magnetfeld erzeugenden Stromes, so wird der Halleffekt als positiv bezeichnet, im anderen Fall als negativ.

Die Gleichung (3) für die Hallspannung ist häufig geprüft worden und stets hat sie sich bewährt. Die ferromagnetischen Metalle zeigen für die Hallspannung in Abhängigkeit von dem äußeren Magnetfeld eine ähnliche Sättigungskurve wie für die Magnetisierung. Kundt¹⁾ hat

¹⁾ Wied. Ann. 49, 257, 1893.

nachgewiesen, daß innerhalb seiner allerdings ziemlich großen Beobachtungsfehler die Hallspannung bei Eisen, Kobalt und Nickel proportional der Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch das Magnetfeld ist, so daß man bei den ferromagnetischen Metallen in der obigen Gleichung an Stelle des äußeren Feldes offenbar die Magnetisierung des Metalles setzen muß.

Eine Lücke in den Beobachtungen klafft noch hinsichtlich der Gültigkeit der Gleichung für kleine Dicken. Zwar hat schon Hall Messungen an Silberschichten angestellt, die auf chemischem Wege auf Glas niedergeschlagen waren, aber diese Messungen bezogen sich nicht auf die Abhängigkeit des Effektes von der Dicke. G. Moreau¹⁾ untersuchte den Halleffekt in dünnen Silber- und Nickelschichten. Die Silberschichten stellte er durch chemische Versilberung von Glasplatten her, die Nickelschichten, indem er seine Silberschichten galvanisch vernickelte. Zur Darstellung seiner Messungen benutzte er diejenige Stromstärke, die erforderlich ist, um im Magnetfeld 1 in einer Schicht von der Breite 1 die Hallspannung 1 zu erzeugen, also die Größe $\frac{H i}{e} = \frac{d}{R}$.

Bei unbeschränkter Gültigkeit der Gleichung (3) müßte diese Größe der Dicke proportional sein, also als Funktion der Dicke durch eine Gerade durch den Nullpunkt dargestellt werden. Tatsächlich sind seine Kurven zwar für dickere Schichten gerade Linien, sie gehen aber nicht durch den Nullpunkt und knicken bei 50μ zu stärkerer Neigung gegen die Abszissenachse ab, ähnlich wie seine Kurven für die spezifische Flächenleitfähigkeit. Daher drängt sich der Verdacht auf, daß diese Besonderheit in dem Verlauf des Halleffektes nicht den dünnen Schichten als solchen zukommt, sondern ähnlich wie die Besonderheit in dem Verhalten der spezifischen Flächenleitfähigkeit in der Herstellungsweise der Schichten ihren Grund hat.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war es, durch möglichst genaue Messungen die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Schichtdicke und das Verhalten des Halleffektes in dünnen Schichten zu untersuchen. Als Metall habe ich Nickel gewählt, weil dieses die Besonderheiten der Leitfähigkeit am ausgeprägtesten zeigte und weil es verhältnismäßig große Hallspannungen ergibt.

Leider erst nach Abschluß der Messungen erhielt ich genauere Kenntnis von einigen amerikanischen Arbeiten auf diesem Gebiet.

¹⁾ A. a. O.

G. R. Wait¹⁾ untersuchte die Leitfähigkeit und den Halleffekt in dünnen Silberschichten, die er nach einer chemischen Methode auf Glas niederschlug. Für die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Dicke fand er eine Kurve, die mit abnehmender Dicke zunächst langsam, von etwa 30μ an aber sehr steil anstieg und bei etwa 20μ nach Unendlich ging. Sein Material scheint nicht sehr gleichmäßig gewesen zu sein, denn für Schichten fast gleicher Dicke fand er Widerstandswerte, deren Quotient 3 überstieg. Die Beobachtungen des Halleffektes schlossen sich einer Kurve, die aus Gleichung (3) mit der Konstanten für Silberblech berechnet war, mit einer Genauigkeit von etwa 25 Proz. an. Wait glaubt seinen Beobachtungen durch die Annahme genügen zu können, daß die Silberschicht aus einzelnen Körnern besteht, von der gleichen Eigenschaft wie Silber in Blech- oder Drahtform, daß aber der Übergang von Korn zu Korn einen Zusatzwiderstand bedingt.

J. C. Steinberg²⁾ maß den Widerstand an dünnen Schichten aus Silber, Kupfer und Eisen, die er durch Auffangen des von im Vakuum galvanisch geglühten Drähten ausgehenden Dampfes herstellte. Seine Kurven für den spezifischen Widerstand sind denen Waits ähnlich, jedoch entsprechen sie auffallend großen Werten (bei Eisen dem 500fachen Widerstand von Blech). Seinen Hallbeobachtungen konnte er durch die Annahme einer von der Dicke unabhängigen Konstanten mit einer Genauigkeit von etwa 10 Proz. genügen. Er sieht in seinen Messungen eine Stütze der Anschauungen Waits.

Auch S. S. Mackeown³⁾ glaubt durch seine Messungen an Goldschichten, die er durch Kathodenzerstäubung herstellte, diese Anschauung stützen zu können.

II. Die Herstellung der Schichten.

Die Schichten wurden durch Kathodenzerstäubung in einer Wasserstoffatmosphäre hergestellt. Der Apparat entsprach im wesentlichen dem, welchen ich bei meinen früheren Untersuchungen benutzt hatte. Damals hatte sich gezeigt, daß die Gleichmäßigkeit der Schichten hinsichtlich der Dicke sehr empfindlich ist gegen Unterschiede im Abstand der Wände des Bestäubungsraumes von der Auffangplatte. Ich habe daher den neuen Apparat wesentlich größer gebaut und alles vermieden, was die Gleichmäßigkeit stören konnte.

¹⁾ Phys. Rev. (2) **19**, 615, 1922.

²⁾ Ebenda (2) **21**, 22, 1923.

³⁾ Phys. Rev. (2) **21**, 708, 1923. Nur kurze Mitteilung.

Auf eine als Anode dienende Grundplatte von 50 cm Durchmesser waren zwei Glasglocken aufgesetzt, eine innere, lichte Höhe 35 cm, lichter Durchmesser 31 cm, und darüber eine äußere. Nur diese wurde durch Ramsayfett an ihrem breiten Grundflansch gedichtet. Die innere Glocke hatte oben einen Hals, in welchen ein Schliff aus Glas eingesetzt war. Dieser Schliff trug zwei Glasrohre. Das eine, von etwa 9 mm lichter Weite und 15 cm Länge, diente dazu, eine Verbindung zwischen dem Raum unter der inneren Glocke, dem Bestäubungsraum, und dem Raum zwischen den beiden Glocken herzustellen. Das andere umschloß den zur Kathode, einer Kreisscheibe aus Blech von 10 cm Durchmesser und 0,6 mm Dicke, führenden Leitungsdraht. Der Abstand der Kathode von der Grundplatte betrug 10,5 cm.

Der sich in den Raum zwischen den beiden Glocken fortsetzende Teil des Kathodenträgers ging durch eine Bohrung in der Grundplatte nach außen. An die gleiche Bohrung war die Luftpumpe, eine Gaedesche rotierende Quecksilberpumpe mit gut regelbarem Motor, angeschlossen. Folgende Vorkehrungen (Fig. 3) ermöglichten es, die innere Glocke bequem abzuheben trotz der durch sie hindurchführenden Zuleitung. Das Kathodenträgerrohr RR' mit dem Leitungsdraht L war bei G unterbrochen. Der Draht endete beidseitig in Messingzylinder von gleichem äußeren Durchmesser wie das Glasrohr RR' . Die elektrische Verbindung zwischen beiden wurde durch eine in Haken der Messingzylinder eingehängte Spiralfeder hergestellt. Über das Ganze wurde ein gut passendes Glasrohr geschoben. Diese Vorkehrung unterdrückte zuverlässig jeden Stromübergang von dieser Stelle aus. Drei in die Grundplatte eingesetzte Stifte, von denen einer in eine Lücke des Bodenflansches der inneren Glocke paßte, bewirkten, daß diese nur in bestimmter Weise aufgesetzt werden konnte.

Die zu bestäubende Glasplatte — ich will sie die Spiegelplatte nennen — wurde genau unter die Kathode auf ein Tischchen aus Messingrohr mit aufgesetzten Kreisscheiben aus Glas von abwechselnd großem und kleinem Durchmesser aufgelegt. Der Zweck dieser Glasplatten war, die Spiegelplatte von der als Anode dienenden Grundplatte zu isolieren. Die Höhe des Tischchens betrug 6 cm. Durch ein dünnes kreisförmiges Messingblech, das im Anfangszustand die Spiegelplatte bedeckte, war diese zunächst gegen Bestäubung geschützt. Durch einen kleinen von außen durch die Grundplatte hindurch wirkenden Elektromagneten konnte eine Feder ausgelöst werden, die das Schutzblech zur Seite bewegte und

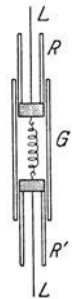


Fig. 3.

flach auf die Grundplatte legte, so daß es den Entladungsvorgang nicht mehr merklich beeinflusste. Der Schutz war so wirksam, daß selbst nach fünfständigem Stromdurchgang kein Nickel auf der Spiegelplatte nachweisbar war. Die spezifische Flächenleitfähigkeit der etwa vorhandenen Schicht lag unter 10^{-10} .

Unter die innere Glocke wurde während der Bestäubung durch eine Bohrung in der Grundplatte dauernd Wasserstoff geleitet. Die Luftpumpe arbeitete dabei beständig, so daß ein stetiger Wasserstoffstrom von der inneren Glocke zu dem Raum zwischen den beiden Glocken und von da zur Pumpe floß. Auf diese Weise wurden durch die Entladung frei gemachte Gase weggespült sowie Fett- und Quecksilberdämpfe am Eindringen in den Bestäubungsraum gehindert. Der Wasserstoffbedarf betrug 170 cm^3 in der Stunde, gemessen bei Atmosphärendruck. Durch Veränderung der Umdrehungszahl des die Pumpe treibenden Motors konnte der Gasdruck im Entladungsraum geändert werden. Er betrug etwa 0,4 mm Quecksilbersäule.

Der Wasserstoff wurde durch Elektrolyse von verdünnter Schwefelsäure gewonnen. Eine Zwischenelektrode¹⁾, die dauernd unter Spannung war, verhinderte, daß Sauerstoff von der Anode zur Kathode diffundieren konnte. Der entwickelte Wasserstoff wurde vor dem Gebrauch mindestens 24 Stunden über Phosphorpentoxyd in einer Vorratsflasche von etwa 4 Liter Inhalt aufbewahrt. Er wurde unter einem solchen Überdruck hineingepreßt, daß auch bei den längsten Versuchszeiten am Schluß immer noch Überdruck herrschte. Es war also unmöglich, daß einströmende Luft den Wasserstoff verunreinigte. In den Weg des Wasserstoffs aus der Vorratsflasche zum Bestäubungsraum war ein etwa 12 cm langes Stück einer Thermometerkapillare von $0,005 \text{ mm}^2$ lichtigem Querschnitt eingeschaltet, das die Zuströmungsgeschwindigkeit auf einen angemessenen Wert herabsetzte.

Das als Kathode dienende Blech war von der Firma W. C. Heraeus in Hanau geliefert worden. Es sollte aus sehr reinem Nickel (auch ohne Verarbeitungszusätze) bestehen.

Der Strom für die Entladung wurde einem Umformer für 1 Amp. und 1600 Volt entnommen. Im Kreis des Zerstäubungsstromes lag außer einem Milliamperemeter für 45 mA bei 150 Skt. Ausschlag ein Vorschaltwiderstand. Er bestand aus fünf hintereinander geschalteten Metallfaden-Glühlampen von 16 Kerzen für 220 Volt. Diese Lampen

¹⁾ Gaede, Ann. d. Phys. (4) **41**, 302, 1913.

zeigten bei dem durch sie hindurchgehenden schwachen Strom nur einen sehr geringen Spannungsabfall, waren aber doch imstande, beim plötzlichen Umschlagen der Entladung zu höheren Stromstärken die ganze Maschinenspannung aufzunehmen. Sie haben sich sehr gut bewährt. Obwohl das Umschlagen der Entladung häufig eintrat, besonders kurz nach dem Einschalten, ist das Milliampereometer nie beschädigt worden. Der Zeiger erreichte nur in den seltensten Fällen den doppelten Anschlag. Die Spannung am Entladungsraum wurde dauernd durch ein Drehspulvoltmeter für 1500 Volt bei 150 Skt. Ausschlag überwacht.

Als Unterlage für die Nickelschichten dienten Glasstreifen. Sie wurden in folgender Weise hergestellt. Aus alten möglichst dünnen photographischen Platten wurde zunächst eine Kreisscheibe herausgeschnitten von etwa 61 mm Durchmesser. Diese Scheibe wurde dann entsprechend Fig. 4 zerlegt und sämtliche Schnittländer durch Abschleifen so weit geglättet, daß sie sich beim Zusammenlegen wieder gut aneinanderfügten. Durch verschieden starkes Brechen der Kanten an der Unterseite wurden die zueinander passenden Ränder gekennzeichnet. Nur der mittlere rechteckige Streifen wurde für die Messungen verwandt. Bei der Bestäubung wurden die abgeschnittenen Segmente um das Rechteck herumgelegt. Auf diese Weise bildete die zur Messung benutzte Schicht den Mittelteil einer größeren Fläche, so daß ihre Gleichmäßigkeit durch Randwirkungen kaum beeinträchtigt wurde. Zu den wesentlichen Messungen wurden nur zwei solche Glasstreifen abwechselnd benutzt. Die Nickelschicht wurde stets nach den Messungen wieder mit Salpetersäure abgelöst.

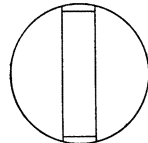


Fig. 4.

Die Herstellung einer Schicht geschah in folgender Weise. Nach Ablösung der alten Schicht und Abspülen mit destilliertem Wasser wurde der Glasstreifen samt den zugehörigen Segmenten in einem Gemisch von Schwefelsäure und Kaliumbichromat etwa eine Stunde lang im Wasserbad auf 100° erwärmt. Nach dem Erkalten wurden die Glasstücke abgespült und meistens über Nacht unter destilliertem Wasser aufbewahrt. Gewöhnlich am nächsten Morgen wurden sie herausgenommen, mit destilliertem Wasser gründlich abgespritzt, mit einem Leinentuch getrocknet und auf einer Glasplatte etwa $\frac{1}{2}$ Stunde lang auf 300 bis 400° erhitzt. Eine zweite im geringen Abstand darübergedeckte Glasplatte schützte dabei gegen Staub.

Währenddessen wurde Luft in den Bestäubungsapparat eingelassen, dieser geöffnet und das Kathodenträgerrohr von dem Nickelbelag, den es

bei der vorhergegangenen Bestäubung erhalten hatte, durch Salpetersäure gereinigt, mit destilliertem Wasser abgewaschen und getrocknet. Auf diese Weise wurde vermieden, daß der Nickelüberzug, der nach einigen Bestäubungen die ganze Innenwand der inneren Glocke bedeckte, eine leitende Verbindung zwischen der Anode und der Kathode herstellte. Nach dem Erkalten der Spiegelplatte wurde sie gewogen und dann sofort in den Bestäubungsraum auf das Tischchen gebracht. Die zu ihr gehörigen Segmente wurden um sie herumgelegt, so daß wieder die alte Kreisscheibe entstand. Nach dem Darüberdecken des Schutzbleches wurden die Glasglocken aufgesetzt und die Pumpe eingeschaltet.

Nach einigen Stunden war der Druck unter 0,01 mm Quecksilbersäule gesunken. Nun wurde die Pumpe durch einen Hahn vom Entladungsgefäß abgesperrt. Am nächsten Tag wurde geprüft, ob die Anordnung dicht gehalten hatte. Genügte die Dichtheit, so wurde der Hahn zur Wasserstoffzuleitung geöffnet und die Kapillare durch Öffnen eines weiteren Hahnes überbrückt. Auf diese Weise war die ganze Wasserstoffleitung an das Entladungsgefäß angeschlossen bis zu dem Hahn an der Vorratsflasche. Hinter diesem befand sich dann der Wasserstoff unter Überdruck. Nachdem der vom vorhergegangenen Versuch noch in den Röhren befindliche Wasserstoff wieder aus den Glocken weggepumpt und damit der letzte Luftrest hinausgespült worden war, wurde die Pumpe wieder abgesperrt. Am nächsten Tag wurde abermals auf Dichtheit geprüft. Erwies sich diese auch jetzt als ausreichend, so wurde die Herstellung eines Spiegels begonnen. Die Pumpe lief anfangs so schnell, daß der Druck im Bestäubungsraum zunächst geringer war, als zur Spiegelherstellung erforderlich. Erst nach einer Stunde wurde der elektrische Strom eingeschaltet. Vorteilhaft hält man dabei zunächst die angelegte Spannung um ein Viertel zu gering, weil die Stromstärke auch bei unverändertem Gasdruck zunächst höher ist als später und die Entladung am Anfang auch leicht zu höheren Stromstärken umschlägt. Nach etwa fünf Minuten kann man die volle Spannung anlegen. Nun wurden Pumpengeschwindigkeit und Stromquelle so eingestellt, daß bei einer gegebenen Stromstärke eine bestimmte Spannung zwischen den Elektroden herrschte. Ich habe 33 mA und 1250 Volt benutzt. Mit steigender Pumpengeschwindigkeit, also mit abnehmendem Druck stieg die Spannung. Die Einstellung ließ sich sehr scharf durchführen, wenn die Stromquellen hinreichend unveränderlich waren. Der Umformer lag an der Akkumulatorenbatterie des Instituts. Diese wurde während der Bestäubung von anderer Seite nicht beansprucht. Zunächst war auch

der Pumpenmotor an die gleiche Batterie angeschlossen. Da aber in diesem Fall eine Veränderung in der Einstellung der einen Maschine auch die andere beeinflusste, habe ich später den Pumpenmotor an das Hochschulnetz angeschlossen. Die Schwankungen dieses Netzes waren zwar störend, bei hinreichender Aufmerksamkeit aber ließen sie sich unschädlich machen, weil der Gasdruck der veränderten Pumpengeschwindigkeit nur langsam folgte.

Nachdem die Entladung einige Stunden gedauert hatte, wurde die Spiegelplatte zur Bestäubung freigegeben. Dadurch änderte sich gewöhnlich die Stromstärke und Spannung am Entladungsgefäß ein wenig. Bei einiger Übung kann man dieser Veränderung vorher Rechnung tragen, sonst genügte eine Minute, um die gewünschten Werte einzustellen. Es machte keine besondere Mühe, diese Werte bis auf $\frac{1}{2}$ Proz. einzuhalten. Die Zeiger der Instrumente standen im allgemeinen vollkommen still.

Nachdem die Bestäubung die gewünschte Zeit — sie wurde bis auf einige Sekunden genau mit der Taschenuhr gemessen — gedauert hatte, wurde ein Schalter im Stromkreis des Entladungsraumes geöffnet und dadurch die Bestäubung beendet. Die Pumpe lief nun noch mindestens 10 Minuten lang. Dann erst wurde sie und der Wasserstoffstrom durch Schließen der entsprechenden Hähne abgesperrt.

Am nächsten Tag, also nach vollständiger Abkühlung wurde geprüft, ob der Bestäubungsraum dicht geblieben war. Bei dieser Prüfung konnten aber nur Druckzunahmen von wenigstens 0,2 mm Quecksilbersäule wahrgenommen werden. Dann wurde Luft eingelassen, die Glocken abgehoben, der Spiegel herausgenommen und sofort gewogen.

Die in dieser Weise hergestellten Nickelschichten zeigten einen Hochglanz, wie er wohl bei Metallen auf keine andere Weise zu erreichen ist. Weder im auffallenden noch im durchfallenden Licht waren Ungleichmäßigkeiten oder Unterschiede in der Dicke an verschiedenen Stellen der Platte zu erkennen. Auch die später angeführten Messungen der Leitfähigkeit beweisen, daß die Abweichungen nur sehr gering waren. Unter dem Mikroskop waren auch mit Immersionssystem keine Andeutungen einer Struktur zu erkennen.

Vor den endgültigen Messungen mußte Klarheit darüber gewonnen werden, wie die Herstellungsweise auf die Leitfähigkeit der Schichten einwirkte. Die früher von mir gefundene Kurve erregt den Verdacht, daß die zu Beginn der Bestäubung niedergeschlagenen Schichtteile eine geringere Leitfähigkeit besitzen als die später abgeschiedenen. Ein solches Verhalten würde sich ungezwungen durch die Annahme erklären

lassen, daß die Nickelkathode an der Luft oberflächlich oxydiert wird, so daß zu Beginn der Bestäubung sich teilweise Nickeloxyd an Stelle des reinen Metalls niederschlägt, und erst später, wenn alles Nickeloxyd von der Kathode zerstäubt bzw. durch den Wasserstoff reduziert und der frei gewordene Sauerstoff fortgespült ist, reines Nickel sich abscheidet. Auf Grund dieses Gedankenganges muß man erwarten, daß von gleich dicken Schichten diejenigen die größte Leitfähigkeit besitzen, bei deren Herstellung die Vorbereitungszeit, das ist die Zeit vom Einschalten des elektrischen Stromes bis zum Freigeben der Spiegelplatte zur Bestäubung, am längsten war. Eine solche Meßreihe zeigt Tabelle 1. Die Bestäubungszeit betrug für alle Schichten 30 Minuten. Man sieht deutlich, wie mit wachsender Vorbereitungszeit die Leitfähigkeit erheblich zunimmt. Außerdem zeigt sich, daß auch die Schichtdicke im gleichen Sinne ansteigt, vielleicht weil die oxydierte Kathode langsamer zerstäubt als die reine, oder auch weil die durch den Strom bereits erhitzte Kathode schneller zerstäubt als die kalte.

Tabelle 1.

Schicht Nr.	Dicke m μ	Vorbereitungs- zeit Minuten	Leitfähigkeit, willkürliche Einheiten
8	50,6	58	780
9	52,2	121	920
10	56,0	180	1057
11	55,8	240	1130
13	55,2	300	1043

Die Schicht Nr. 12 mißglückte, weil das Fett unter dem Flansch der äußeren Glocke an einer Stelle hinweggesogen war, so daß Luft eindrang. Schicht Nr. 13 zeigt wieder eine geringere Leitfähigkeit. Es lag daher der Gedanke nahe, daß der Widerstand noch in anderer Weise von der Herstellungsart der Schichten abhängt, nämlich daß die Leitfähigkeit einer Schicht um so größer ist, je länger das Entladungsgefäß im Betrieb war, seitdem die Kathode längere Zeit der Luft ausgesetzt war oder im lufthaltigen Gas als Kathode diente. Die Meßreihe der Tabelle 2 bestätigte diese Vermutung. Die Bestäubungszeit betrug wieder 30 Minuten, die Vorbereitungszeit, abgesehen von der Schicht Nr. 19, 4 Stunden. Die fehlende Nr. 16 war eine Schicht, deren Herstellung 90 Minuten gedauert hatte, die also hier nicht in Betracht kommt. Bei Beginn der Meßreihe hatte die Kathode etwa einen Monat an der Luft gelegen. Schicht 19 wurde mit 5 Stunden statt 4 Stunden Vorbereitungszeit hergestellt. Man

sieht, daß die Leitfähigkeit dadurch nicht mehr merklich beeinflußt wurde. Ich habe daher bei der endgültigen Meßreihe mit einer Vorbereitungszeit von 4 Stunden gearbeitet. Möglicherweise hätte auch eine kürzere ausgereicht, aber die Klärung dieser Frage hätte mehr Zeit erfordert, als ich später im günstigsten Fall hätte sparen können.

Tabelle 2.

Schicht Nr.	Dicke m μ	Spez. Flächen- leitfähigkeit	Spez. Flächen- leitfähigkeit für 52,5 m μ Dicke
14	47,6	0,201	0,239
15	52,7	0,248	0,246
17	52,4	0,257	0,258
18	52,2	0,271	0,273
19	53,0	0,277	0,273

Bei Schichten mit einer anderen Bestäubungszeit als 30 Minuten wurde die Vorbereitungszeit so gewählt, daß die Mitte der Bestäubungszeit immer 4 Stunden und 15 Minuten nach dem Einschalten des Entladungsstromes lag. Die Kathode war nicht länger in Luft, als für das Herausnehmen der fertigen Schicht aus dem Bestäubungsraum, das Einlegen der Glasplatte für die neue Schicht und das Evakuieren erforderlich war. Das waren etwa 5 Stunden. Jeden dritten Tag wurde eine Schicht hergestellt. Die unten mitgeteilten Messungsergebnisse beweisen, daß die in dieser Weise gewonnenen Schichten gut miteinander vergleichbar waren.

III. Die Dickenmessung.

Die Dicke der Schichten wurde mit der Wage ermittelt, indem die Spiegelplatte vor und nach der Bestäubung gewogen und so das Gewicht der Schicht bestimmt wurde. Aus dem Flächeninhalt der Platte und dem spezifischen Gewicht des Belags ergab sich dann die Dicke. Als spezifisches Gewicht wurde der Wert 8,8 angenommen, wie er für Nickel gewöhnlicher Form gilt. Die Annahme, daß dieser Wert auch für das Nickel in den dünnen Schichten richtig ist, wird gestützt durch Messungen von Hagen und Rubens¹⁾. Diese Messungen lassen es als sehr wahrscheinlich erscheinen, daß das Silber dünner Schichten, die durch Kathodenzerstäubung oder auf chemischem Wege auf Glas niedergeschlagen sind, dasselbe spezifische Gewicht hat wie das Silber in gewöhnlicher Form. Außer der Dicke in m μ ist in den Tabellen noch die Flächendichte der

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 8, 437, 1902.

Schicht, also das Gewicht der Schicht je Flächeneinheit angegeben. Für diesen Wert spielt die Unsicherheit des spezifischen Gewichtes keine Rolle.

Als Wage wurde eine Mikroanalysenwage von Sartorius benutzt. Die Zungenstellung wurde mit einer Lupe abgelesen. Das Reiterlineal war durch 100 Zähne unterteilt, so daß der Reiter nur in wohlbestimmter Weise aufgesetzt werden konnte. Ein Uhrglas mit Thoriumoxyd war innerhalb des Gehäuses aufgestellt zum Schutz gegen Fehler durch elektrische Ladungen der Glaswände. Ein Ausschlag von einem Teilstrich wurde bei Belastungen von 1 bis 3 g durch ein Übergewicht von 0,020 mg erzeugt. Die Ruhelagen stimmten im allgemeinen auf etwa $\frac{1}{2}$ Skalenteil überein. Als Gewicht wurde im wesentlichen nur eine Glasplatte verwendet. Diese Glasplatte, die Gewichtsplatte, war aus der gleichen photographischen Platte geschnitten wie die als Schichtunterlage dienende Spiegelplatte. Beide Platten waren durch Schleifen so abgeglichen, daß die Gewichtsplatte etwa 1 mg schwerer war als die Spiegelplatte. Jede wog etwa 2 g. Sie wurden immer in gleicher Weise behandelt, nur wurde die Gewichtsplatte im Entladungsraum in ein aus Glasstreifen zusammengesetztes Kästchen gelegt und so gegen Bestäubung geschützt. Sonst wurde nur noch ein Zwei-Milligramm-Reiter als Gewicht benutzt.

Die Wägungen wurden in folgender Weise ausgeführt. Auf die linke Wagschale kam die Spiegelplatte, auf die rechte die Gewichtsplatte; der Reiter wurde in eine passende Zahnücke gesetzt. Aus sieben Umkehrpunkten wurde die Ruhelage der Zunge abgeleitet. Dann wurden die beiden Platten vertauscht, der Reiter in die entsprechende Lücke auf dem anderen Arm gesetzt und in gleicher Weise die Ruhelage bestimmt. Der Unterschied zwischen den beiden Ruhelagen ist ein Maß für den Unterschied in den Gewichten, unabhängig von Wagebalkenverhältnis und Auftrieb der Luft. Im ganzen wurden so mindestens fünf Ruhelagenbestimmungen ausgeführt, um etwaigen Nullpunktsverschiebungen Rechnung zu tragen. Der Fehler einer Wägung hat wohl nie 0,01 mg erreicht.

Zur Prüfung der Unveränderlichkeit des Gewichtsunterschiedes zwischen Spiegel- und Gewichtsplatte wurde folgende Messungsreihe ausgeführt. Die Platten wurden, wie zu einer Bestäubung vorbereitet, ins Vakuum gebracht, nach etwa drei Tagen herausgenommen, gewogen, wieder ins Vakuum gebracht usf. Vor der fünften Wägung wurde der Zerstäubungsstrom bei bedeckter Spiegelplatte eingeschaltet. Es ergaben sich folgende Gewichtsunterschiede in Milligramm:

0,553, 0,549, 0,552, 0,550, 0,552.

Die Abweichungen zwischen den einzelnen Werten betragen noch nicht 0,005 mg.

Um zu untersuchen, ob vielleicht durch die Bestäubung zunächst ein merklicher Gewichtsverlust der Spiegelplatte eintrat, vielleicht dadurch, daß die Platte eine ihr anhaftende Gashaut abgab, habe ich eine Scheibe nur 30 Sekunden lang bestäubt. Das Gewicht nahm dadurch um 0,001 mg ab, während es durch die niedergeschlagene Nickelschicht um etwa 0,006 mg hätte zunehmen sollen. Der Unterschied ist von der Größe der Wägefehler. Eine weitere Stütze dafür, daß die Bestäubung eine Gewichtsänderung der Spiegelplatte an sich nicht veranlaßt, wird weiter unten angeführt werden.

Rechnet man mit einem Wägefehler von 0,005 mg, so ergibt sich, da die Spiegelplatte einen Flächeninhalt von 8 cm² hatte und zur Dickenbestimmung zwei Wägungen erforderlich waren, als Fehler der Flächen-dichte 0,001 mg/cm². Das entspricht einem Fehler in der Dicke von 1 m μ .

Für sehr dünne Schichten versagt die Wage bei der Dickenbestimmung, weil das Gewicht der Schicht so gering ist, daß der Wägefehler einen erheblichen Bruchteil des Gesamtgewichtes der Schicht ausmacht. In diesem Fall habe ich die Dicke aus der Zeit abgeleitet, die die Spiegelplatte der Bestäubung ausgesetzt war. Das Verfahren setzt voraus, daß die Abhängigkeit der Dicke von der Bestäubungszeit bekannt ist. Bei gleichmäßigen Bedingungen, also gleicher Stromstärke, gleicher Spannung (also auch gleichem Gasdruck), gleicher Lage von Kathode, Spiegelplatte usw. ist anzunehmen, daß die Dicke der Bestäubungszeit proportional ist. In welchem Maße diese Annahme bei meinen Versuchen berechtigt war, zeigt Tabelle 3. Schicht Nr. 35 war fast 200 m μ dick, erforderte also eine sehr lange Bestäubungszeit; ich habe daher nicht versucht, die Bestäubungsbedingungen genau konstant zu halten.

Tabelle 3.

Schicht Nr.	Bestäubungszeit Minuten	Dicke, gemessen, in		Dicke, ber., in m μ
		mg cm ⁻²	m μ	
28	30	0,0419	47,6	47,4
29	40	0,0546	62,0	63,2
30	20	0,0276	31,4	31,6
31	30	0,0420	47,7	47,4
32	60	0,0838	95,2	94,8
33	10	0,0143	16,3	15,8
34	30	0,0417	47,3	47,4
41	30	0,0427	48,5	47,4

Die anderen fehlenden Nummern beziehen sich auf Schichten, die für eine Wägung zu dünn waren.

In der letzten Spalte der Tabelle 3 sind die Dicken eingetragen, wie sie sich mit Hilfe einer Bestäubungsgeschwindigkeit von $1,58 \text{ m}\mu/\text{min}$ ergeben. Die größte Abweichung beträgt $1,2 \text{ m}\mu$. Damit ist zugleich von neuem erwiesen, daß die Spiegelplatte an sich keine über die Wägenauigkeit hinausgehende Gewichtsänderung durch die Bestäubung erleidet.

Das Verfahren, die Dicke der sehr dünnen Schichten aus der Bestäubungszeit zu berechnen, hat natürlich nur Sinn, wenn die Proportionalität zwischen beiden für kleinere Dicken genauer erfüllt ist, als man mit der Wage nachweisen kann. Als Grund für Abweichungen könnte in Betracht kommen, daß die Nickelteilchen sich auf der reinen Glasfläche mit anderer Geschwindigkeit absetzen als auf dem Nickelbelag. Nach anderen Erfahrungen, z. B. bei dem Wegfangen von Quecksilbermolekülen im Vakuum durch gekühlte Flächen, ist es nicht unmöglich, daß die Bestäubungsgeschwindigkeit am Anfang kleiner ist als später. Die dünnsten Schichten würden also dünner sein, als der Bestäubungszeit und damit dem berechneten Wert entspricht.

Tabelle 4.

Metall	Temperaturgebiet	Siedepunkt
Quecksilber	— 140 bis — 130	357 ⁰
Cadmium	} zwischen — 183 u. — 78 {	775
Zink		910
Magnesium		1100
Kupfer		2300
Silber	zwischen 350 und 575 über 575	1950

Nach Untersuchungen von Knudsen¹⁾ ist es freilich unwahrscheinlich, daß bei Nickel unter den gegebenen Verhältnissen eine solche Erscheinung eintritt. Danach ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Dampfmolekül im Vakuum beim Auftreffen auf eine saubere Glasfläche sofort hängen bleibt, von der Temperatur abhängig, und zwar gibt es einen engen Bereich, in welchem mit steigender Temperatur die Wahrscheinlichkeit vom größten Wert 1 zu sehr kleinen Werten abfällt. Unterhalb dieses Temperaturbereiches bleibt also ein Dampfmolekül beim ersten Auftreffen hängen. Tabelle 4 gibt die Ergebnisse der Knudsenschen Messungen

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 50, 472, 1916.

wieder. Die in der letzten Spalte angeführten Siedepunkte sind den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen. Da Nickel einen sehr hohen Siedepunkt (2340° bei 30 mm Druck) hat, so ist es sehr wahrscheinlich, daß es auf der Fläche der Spiegelplatte restlos kondensierte.

IV. Die Leitfähigkeit.

A. Meßmethode. Der Widerstand der Schichten wurde nach einem Kompensationsverfahren gemessen. Durch die Schicht wurde ein elektrischer Strom geleitet, dessen Stärke mit einem genauen Amperemeter gemessen wurde. Auf den mittleren Teil der Spiegelplatte, in einem wohlbestimmten Abstand von etwa 1 cm voneinander, wurden zwei Silberspitzen aufgesetzt, welche die zu kompensierende Spannung abnahmen.

Als Kompensationsapparat diente ein Stöpselrheostat mit Fehlern unter einem Tausendstel. Die Spannung lieferte ein Akkumulator. Ein dauernd angeschaltetes Voltmeter gestattete, sie beständig zu überwachen. Dieses Voltmeter wurde nach jeder Meßreihe an das mit Vorschaltwiderstand versehene Millivolt- und Amperemeter angeschlossen, welches zur Strommessung diente.

Zur Messung wurde ein bestimmtes Widerstandsverhältnis am Rheostaten gestöpselt und so eine bestimmte Spannung an die Silberspitzen gelegt. Dann wurde der Meßstrom so eingestellt, daß das Galvanometer keinen Ausschlag zeigte, und am Amperemeter abgelesen. Da drei Kontaktspitzen vorhanden waren, standen also drei Spitzenpaare zur Verfügung. Ein Umschalter gestattete, die Meßspannung entweder an die Spitzen I und II oder II und III oder I und III zu legen. Mit jedem dieser Paare wurde eine Messung für jede Stromrichtung ausgeführt, außerdem wurde mit drei verschiedenen Spannungen gearbeitet, so daß jede Meßreihe im allgemeinen 18 Beobachtungen umfaßte. Wählt man die verschiedenen Spannungen den Meßbereichen des Amperemeters entsprechend, so erhält man nahezu gleiche Einstellungen dieses Instrumentes. Die Beobachtungen und ihre Auswertung erfordern dann nur wenig Zeit.

Ein Urteil über die Zuverlässigkeit der Widerstandsmessungen gestattet die Beobachtungsreihe der Tabelle 5. Sie bezieht sich auf eine Schicht von etwa 50 μ Dicke. Die Zahlen geben die Amperemeterausschläge an. Sie drücken also die Leitfähigkeit in willkürlichen Einheiten aus. Die drei Spalten gelten für die drei Spitzenpaare.

Die Abweichungen der einzelnen Werte voneinander bleiben sämtlich unter 1 Proz., wenn man von der ersten Zeile absieht, sogar unter 0,5 Proz. Die Einzelwerte zeigen dabei einen gewissen Gang, die Leit-

fähigkeit nimmt langsam zu, so daß die eigentlichen Meßfehler wohl nur wenige Tausendstel betragen haben. Mehr war mit den benutzten Hilfsmitteln nicht zu erreichen, da das Amperemeter nicht genauer war. Eine Steigerung der Genauigkeit wäre auch zwecklos, da die Dickenmessung größere Fehler aufwies.

Tabelle 5.

Leitfähigkeitsmessungen an der gleichen Schicht.				
15. 6.	7,00 N	114,9	111,4	56,5
	Unveränderte Wiederholung:			
16. 6.	6,00 N	115,1	111,8	56,7
	Die Spitzen wurden abgehoben und wieder aufgesetzt:			
	6,30 N	115,0	112,0	56,7
	Die Spitzen wurden stärker aufgedrückt:			
	6,40 N	115,0	112,0	56,7
	Unveränderte Wiederholung:			
17. 6.	11,30 V	115,2	112,0	56,8
	Die Schicht wurde aus dem Apparat herausgenommen und neu eingelegt, dabei wurden die Kontaktpolster vertauscht:			
	12,15 V	115,0	112,0	56,7
	Die Spitzen wurden stärker aufgedrückt:			
	12,30 V	115,0	111,9	56,7
	Unveränderte Wiederholung:			
20. 6.	4,10 N	115,4	112,2	56,8
	Die Schicht wurde aus dem Apparat herausgenommen und neu eingelegt, dabei wurden die Kontaktpolster vertauscht:			
	4,30 N	115,4	112,1	56,8

Die Schichtbreite, die gleich der Breite der Spiegelplatte war, wurde mit dem Schraubenmikrometer bis auf 0,01 mm bestimmt. Sie betrug etwa 15 mm. Die Messung des Abstandes der Silberspitzen geschah in der Weise, daß an Stelle der Spiegelplatte ein leicht berufter Glasstreifen in den Widerstandsapparat gelegt wurde. Beim Niederdrücken der Spitzen hinterließen diese Eindrücke, die im durchfallenden Licht gut unter dem Mikroskop einzustellen waren. Ihr Abstand wurde bis auf 0,01 mm genau bestimmt. Dabei war der Abstand in Richtung der Stromlinien zu messen.

Ein Beispiel für eine solche Leitfähigkeitsmessung gibt Tabelle 6. Die Werte für die spezifische Flächenleitfähigkeit in der letzten Spalte sind aus den Werten der beiden ersten Spalten berechnet. Die Abweichungen von den beobachteten in der vorletzten Spalte liegen innerhalb der Ablesefehler.

Tabelle 6.

Bestimmung der spezifischen Flächenleitfähigkeit.

A. Widerstandsmessung:

Spannung des Akkumulators zu Beginn 136,0 Skt.

Widerstands- verhältnis	Meßber. d. Amperemeters	Kompensationsstrom in Skt. d. Amp. f. Spitz.		
		I—II	II—III	I—III
100 : 6000	0,015	123,8	117,1	60,0
		123,8	117,1	60,0
200 : 6000	0,030	124,2	117,7	60,3
		124,2	117,7	60,3
500 : 6000	0,075	124,0	117,5	60,2
		124,0	117,5	60,2
Korr. d. Amperemeters . .		+ 0,1	+ 0,1	+ 0,2
Spannung des Akkumulators am Ende 136,0 Skt. = 2,000 Volt.				

B. Bestimmung der Längenmaße:

Spitzenabstand I—II:	10,65	10,67	10,67	10,67	Mittel: 10,66 mm
„ II—III:	11,56	11,55	11,56	11,55	„ 11,56 „
Plattenbreite zwischen I und II	15,44 mm, zwischen II und III				15,50 mm.

C. Spezifische Flächenleitfähigkeit:

I—II	II—III	I—III beob.	I—III ber.
0,2566	0,2624	0,2594	0,2596
0,2575	0,2637	0,2607	0,2607
0,2570	0,2633	0,2603	0,2603

Mittel: 0,260 Ohm⁻¹.

B. Änderungen des Widerstandes mit der Zeit. Die Messungen der Tabelle 5 erstreckten sich über 6 Tage, sie zeigen also auch, daß die Leitfähigkeit der Nickelschichten sich mit der Zeit nur wenig änderte. Eine Reihe weiterer Messungen an anderen Schichten führten zu demselben Ergebnis. Die Änderungen, welche die Leitfähigkeit innerhalb einiger Tage erlitt, blieben stets unter 1 Proz. Da bei allen Schichten in ziemlich gleicher Weise verfahren wurde — die Widerstandsmessung erfolgte etwa 18 Stunden nach der Herstellung —, kann auf diese Weise keine Unstimmigkeit in die Beobachtungen hineingekommen sein.

Setzt man die Schichten längere Zeit höheren Temperaturen aus, so wird die Widerstandsänderung merklicher. In Tabelle 7 ist eine Beobachtungsreihe dieser Art wiedergegeben. Die Schichten wurden in einem elektrisch geheizten Luftbad auf etwa 90° erwärmt. Die Änderung der Leitfähigkeit bei dieser Temperatur scheint also in zweierlei Weise zu geschehen. Einmal nimmt sie ab, offenbar weil das Metall von der

Luft angegriffen wird; diese Änderung macht sich naturgemäß bei den dünnsten Schichten am stärksten bemerkbar. Dann aber nimmt die Leitfähigkeit auch zu, vielleicht durch eine Art Anlaßvorgang, wie er sich ähnlich an Drähten und Blechen bemerkbar macht. Diese Zunahme kommt aber nur bei verhältnismäßig dicken Schichten zur Auswirkung, während sie bei dünnen durch die Abnahme überdeckt wird.

Tabelle 7.

Schicht Nr.	Dicke m μ	Dauer der Erwärmung Std.	Zunahme der Leitfähigkeit Proz.
35	186	15	+ 1,2
36	10,3	11	— 0,5
37	5,3	12	— 2,8
39	3,2	22	— 7
40	5,3	14	— 4,2
41	48,5	14	0,0

C. Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Dicke. In Tabelle 8 sind die Ergebnisse der Messungen an einer Reihe von Schichten verzeichnet, die in möglichst gleicher Weise, wie oben beschrieben, hergestellt wurden. Bei der Herstellung der dieser Reihe vorausgehenden Schicht Nr. 25 war Luft in den Entladungsraum eingedrungen. Die Messungen an den Schichten Nr. 26 und 27, die im Vergleich mit den späteren eine zu geringe Leitfähigkeit ergaben, sind daher nicht verwertet worden. Die durch einen Stern bezeichneten Werte für die Dicke wurden aus der Bestäubungszeit berechnet. In Spalte 5 stehen die spezifischen Flächenleitfähigkeiten, die sich aus den Messungen mit dem Spitzenpaar I und II ergaben, entsprechend in Spalte 6 und 7 diejenigen für die anderen Paare, je für drei verschiedene Meßspannungen. Spalte 8 enthält das Mittel aus den neun Werten. Die Spalten 5 und 6 sollten übereinstimmen. Tatsächlich weichen sie voneinander ab, offenbar weil die Schichtdicke nicht über die ganze Plattenfläche gleich war. Die Unterschiede sind aber so gering, höchstens 3 Proz., daß sie die Ergebnisse nicht wesentlich beeinflussen.

Die spezifischen Flächenleitfähigkeiten der Schichten mit 30 Minuten Bestäubungszeit, also die Schichten Nr. 28, 31, 34 und 41 zeigen eine geringe Zunahme in dem Sinne, daß die später hergestellten Schichten besser leiten als die zunächst niedergeschlagenen. Der Grenzzustand der Bestäubungseinrichtung war also mit der Schicht Nr. 28 noch nicht erreicht. Ich habe diesem Umstand dadurch Rechnung getragen, daß

Tabelle 8.

1	2	3		4		5	6	7	8	9		
		Schichtdicke in		Spez. Flächenleitfähigkeit in Ohm^{-1} gemessen								
		mg cm^{-2}	$\text{m}\mu$	I—II	II—III						I—III	Mittel
26	30	0,0386	43,8	0,221 0	0,222 6	0,222 2	0,222 4	—				
				0,222 2	0,223 3	0,222 9						
				0,221 3	0,223 0	0,222 7						
27	30	0,0408	46,3	0,251 0	0,254 8	0,253 0	0,253 7	—				
				0,252 2	0,256 2	0,254 7						
				0,251 7	0,255 7	0,254 0						
28	30	0,0419	47,6	0,256 6	0,262 4	0,259 4	0,260 1	0,277				
				0,257 5	0,263 7	0,260 7						
				0,257 0	0,263 3	0,260 3						
29	40	0,0546	62,0	0,381 0	0,384 0	0,381 0	0,382 9	0,401				
				0,382 7	0,386 3	0,382 0						
				0,381 8	0,385 4	0,381 7						
30	20	0,0276	31,4	0,154 2	0,156 0	0,154 5	0,155 3	0,160				
				0,155 0	0,157 0	0,155 3						
				0,154 3	0,156 6	0,155 1						
31	30	0,0420	47,7	0,273 0	0,274 0	0,273 0	0,274 0	0,278				
				0,274 2	0,275 3	0,274 2						
				0,273 4	0,274 9	0,273 8						
32	60	0,0838	95,2	0,644	0,655	0,648	0,645	0,652				
				0,647	0,657	0,652						
				0,646	0,656	0,651						
33	10	0,0143	15,8*	0,046 7	0,046 1	0,046 3	0,046 4	0,046 8				
				0,046 9	0,046 3	0,046 4						
				—	—	0,046 4						
34	30	0,0417	47,3	0,270 0	0,273 2	0,271 0	0,272 1	0,274				
				0,271 2	0,274 3	0,272 0						
				0,270 7	0,274 0	0,272 0						
35	120	0,164	186	1,362	1,378	1,370	1,373	1,372				
				1,367	1,384	1,376						
				1,365	1,382	1,376						
36	6,5	—	10,3*	0,029 80	0,030 60	0,030 20	0,030 27	0,030 0				
				0,029 95	0,030 78	0,030 35						
				0,029 83	0,030 65	0,030 28						
37	$3\frac{1}{8}$	—	5,3*	0,004 6	0,004 4	0,004 5	0,004 5	0,004 4				
				0,004 6	0,004 4	0,004 5						
38	1	—	1,6*	—	—	—	$< 10^{-10}$	$< 10^{-10}$				
39	2	—	3,2*	0,0 ₃ 304	0,0 ₃ 151	0,0 ₃ 198	0,000 22	0,000 21				
40	$3\frac{1}{8}$	—	5,3*	0,006 80	0,006 52	0,006 63	0,006 6	0,006 3				
				0,006 76	0,006 49	0,006 61						
				0,006 79	0,006 51	0,006 63						
41	30	0,0427	48,5	0,298 4	0,297 6	0,298 0	0,298 7	0,284				
				0,299 2	0,299 1	0,300 0						
				0,298 7	0,298 2	0,299 0						

ich für die Leitfähigkeit einer Schicht von 48μ Dicke den mittleren Wert 0,2800 annahm, und die gemessenen Beträge durch Interpolation entsprechend berichtigte (Spalte 9). Tabelle 9 zeigt im einzelnen, wie bei der Berechnung der berichtigten Leitfähigkeiten verfahren wurde.

Tabelle 9.

1	2	3		4	5	6
Schicht Nr.	Dicke	Leitfähigkeit		Red.-Fakt.	Berichtigter Wert	
		gemessen	reduz. a. $d = 48,0 \mu$			
31	47,7	0,2740	0,2762	1,012	0,278	
32	95,2	0,6451	—	1,010	0,652	
33	15,8	0,0464	—	1,009	0,0468	
34	47,3	0,2721	0,2774	1,008	0,274	

Aus der Tabelle 8 ergibt sich, daß die spezifische Flächenleitfähigkeit für Dicken um 50μ für 1μ Dickenzunahme um 0,0075 anwächst. Mit Hilfe dieses Wertes wurde aus den Zahlen der Spalte 3 (Tabelle 9) für Schichten mit 30 Minuten Bestäubungszeit, das sind die Schichten Nr. 31 und 34, die spezifische Flächenleitfähigkeit berechnet, welche sie zeigen würden, wenn sie genau 48μ dick wären. Die so erhaltenen Werte sind in Spalte 4 eingetragen. Spalte 5 enthält dann den Faktor, mit welchem man diese Werte multiplizieren muß, um den als Normalwert angenommenen Betrag 0,2800 zu erhalten. Die entsprechenden Faktoren für die Schichten 32 und 33 sind aus den beiden anderen interpoliert. Die berichtigten Werte in Spalte 6 ergaben sich dann als Produkt aus den Werten der Spalten 3 und 5. In Fig. 5 ist die spezifische Flächenleitfähigkeit als Funktion der Dicke aufgetragen. Es ergibt sich daraus, daß die spezifische Flächenleitfähigkeit für Schichtdicken größer als 20μ durch eine Gerade dargestellt wird. Diese Gerade geht aber nicht durch den Nullpunkt, sondern schneidet die Abszissenachse bei einer Dicke von 12μ . Dieser Betrag ist etwa das Zehnfache des Beobachtungsfehlers, er kann also nicht durch Fehler in der Dickenbestimmung erklärt werden.

Für Dicken unterhalb 20μ fügen sich die Beobachtungen nicht mehr der Geraden ein, sondern mit abnehmender Dicke nimmt die spezifische Flächenleitfähigkeit langsamer ab, als jener Geraden entspricht. Innerhalb der in diesem Bereich ziemlich großen verhältnismäßigen Fehler liegen auch hier die den Beobachtungen entsprechenden Punkte auf einer Geraden, die bei etwa 3μ die Abszissenachse erreicht, so daß also

dünnere Schichten den elektrischen Strom nicht mehr leiten. Für die Dicke von $1,6 \text{ m}\mu$ ist das durch die Schicht Nr. 38 noch besonders belegt.

Abgesehen von einer Unsicherheit von $3 \text{ m}\mu$ der Dicke verhält sich eine durch Kathodenerstäubung in strömendem Wasserstoff auf Glas niedergeschlagene Nickelschicht so, als ob sie aus zwei Teilen bestände, einem von $20 \text{ m}\mu$ Dicke und einem, der den Rest der Schicht ausmacht. Bei Schichten, die dünner als $20 \text{ m}\mu$ sind, macht der erste Teil die ganze Schicht aus, so daß der zweite Teil fehlt. Es mag dahingestellt bleiben, ob bei den dickeren Schichten der erste Teil aus zwei Lagen, eine an der Grenze Glas—Metall und eine an der Grenze Luft—Metall besteht. Die spezifische Leitfähigkeit des ersten Teils ergibt sich unter Berücksichtigung der Verschiebung der Kurve um $3 \text{ m}\mu$ nach größeren Dicken

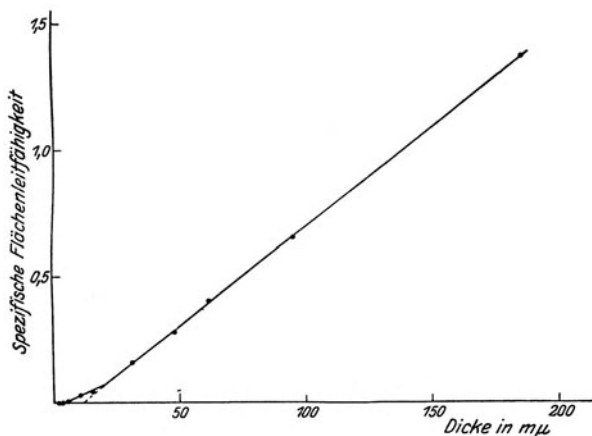


Fig. 5.

zu $3,8 \cdot 10^4 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Die spezifische Leitfähigkeit des zweiten Teils ist $7,86 \cdot 10^4 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Die Zahlenwerte sind in beiden Fällen aus der Kurve der Fig. 5 entnommen.

Die spezifische Leitfähigkeit des zweiten Teils ist der Grenzwert der spezifischen Leitfähigkeit für sehr dicke Schichten, denn in diesem Fall spielt der erste Teil keine Rolle. Man sollte also den Wert $14,4 \cdot 10^4 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ erwarten, wie er für Nickel in der üblichen Draht- oder Blechform gilt, also einen Wert, der etwa doppelt so groß ist wie der beobachtete. Es liegt nahe, aus der geringen Leitfähigkeit zu schließen, daß das Metall der dünnen Schichten nicht rein ist. Ein solcher Schluß würde auch durch die Tatsache gestützt werden, daß der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit der dünnen Schichten nur etwa

halb so groß ist wie bei reinen Metallen üblicher Form. Eine Verunreinigung könnte leicht durch den Wasserstoff bei der Bestäubung verursacht werden.

Es kommt aber noch ein anderer Grund in Betracht für die geringe Leitfähigkeit und den kleinen Temperaturkoeffizienten. Es ist bekannt, daß Drähte durch Formänderungen, z. B. durch Aufspulen, eine Verminderung ihrer Leitfähigkeit erfahren. Durch Erwärmen steigt dann die Leitfähigkeit wieder an. Beiden Behandlungsweisen einher geht eine Abnahme bzw. Zunahme des Temperaturkoeffizienten. Eine Verunreinigung bzw. Reinigung des Metalles ist mit dem Aufspulen und Erwärmen natürlich nicht verbunden, sondern es findet nur eine teilweise Zerstörung bzw. Wiederherstellung des Kristallgefüges statt. In den dünnen Schichten aber fehlt der Raum für die Ausbildung normaler Kristallite. Es ist also nicht auffällig, wenn sie eine geringere Leitfähigkeit und einen kleineren Temperaturkoeffizienten zeigen.

Als Grund dafür, daß unter $3\text{ m}\mu$ Dicke keine Leitfähigkeit vorhanden ist, kommt folgendes in Frage. Stellt man sich auf den Standpunkt, daß die Nickelschicht sich durch Kondensation von Nickeldampf bildet, so liegt es nahe, anzunehmen, daß die Kondensation damit beginnt, daß sich an diskreten Punkten Kerne bilden, die dann im weiteren Verlauf der Schichtbildung wachsen und sich schließlich berühren. Eine merkliche Leitfähigkeit tritt auf, sobald eine zusammenhängende Metallbrücke über die ganze Glasplatte besteht. Nach den Beobachtungen müßte das bei einer mittleren Dicke von etwa $3\text{ m}\mu$ eintreten. Daraus würde dann rückwärts folgen, daß die Ausgangskerne sehr dicht liegen, höchstens im Abstand von $4\text{ m}\mu$.

Auf Grund dieser Auffassung sollte man erwarten, daß nach dem Zusammenwachsen der Kerne die Flächenleitfähigkeit bei weiter steigender Dicke schnell zunähme und schließlich durch eine durch den Nullpunkt gehende Gerade dargestellt würde. Die Beobachtungen bestätigen diese Vermutung nicht.

Eine Verschiebung der Kurve für die spezifische Flächenleitfähigkeit nach größeren Dicken würde aber dadurch eintreten, daß beim Bestäuben sich die Nickelteilchen auf der reinen Glasfläche weniger leicht absetzten als auf einem bereits vorhandenen Nickelbelag, denn in diesem Fall würde der für die Dicke errechnete Wert zu klein sein. Die Betrachtungen, die oben bei der Besprechung der Dickenmessung angestellt wurden, beweisen aber, daß die auf diese Weise mögliche Verschiebung höchstens $1\text{ m}\mu$ betragen kann, so daß sich nur ein Drittel des beobachteten

Wertes so erklären läßt. Außerdem sprechen die oben angeführten Beobachtungen von Knudsen dagegen.

Eine Erklärungsmöglichkeit über die Verschiebung der Kurve nach größeren Dicken und für das Auftreten zweier Werte der spezifischen Leitfähigkeit des Nickels scheint mir mit der bereits oben angedeuteten Zerlegung der Gesamtschicht in zwei bzw. drei Lagen gegeben zu sein. Danach würde die Oberflächenschicht eines Leiters eine andere Leitfähigkeit zeigen als die tiefer liegenden Teile. Für Nickel wäre die Summe der Oberflächenschichten Glas—Nickel und Nickel—Luft im vorliegenden Fall etwa 20 μ . Die Gleichung (1) würde danach nur für große Querschnitte Gültigkeit haben, aber für kleine versagen.

Dieses Versagen muß nicht auf einer im Wesen der metallischen Leitung begründeten Eigenschaft beruhen, es läßt sich leicht durch Nebenerscheinungen erklären. Bei der Besprechung der Dickenmessung hatte ich darauf hingewiesen, daß die Spiegelplatte zu Beginn der Bestäubung vielleicht mit einer Gashaut beladen ist. Die Messungen zeigten zwar, daß keine Änderung einer solchen Haut eintrat, welche mit einer Gewichtsveränderung von mehr als 0,001 mg/cm² verbunden ist, aber sie schlossen das Vorhandensein einer solchen Haut nicht aus. Wenn die Spiegelplatte zu Beginn der Bestäubung mit Sauerstoff beladen ist, so wird der Nickelbelag vielleicht zunächst vollständig, dann teilweise so lange oxydiert werden, bis aller Sauerstoff verbraucht ist, oder bis die Schichtdicke so groß geworden ist, daß der noch vorhandene Sauerstoff nicht mehr hindurchwirken kann. Außerdem ist es auch möglich, daß die Luft auf die fertige Schicht einwirkt und den Leitwert um einen bestimmten Betrag herabsetzt. Die beobachtete Abhängigkeit der spezifischen Flächenleitfähigkeit von der Dicke würde sich auf diese Weise zwanglos erklären, ohne daß die Gültigkeit der Gleichung (1) angetastet würde. Unter Beachtung dieser Möglichkeiten stellt der oben abgeleitete Wert für den Abstand der Kondensationskerne nur eine obere Grenze dar. Der richtige Wert ist wahrscheinlich viel kleiner.

V. Der Halleffekt.

A. Magnetfeld. Zur Erzeugung des Magnetfeldes für den Halleffekt dienen eine eisenfreie Spule oder ein Elektromagnet.

Die eisenfreie Spule bestand aus etwa 1000 Windungen. Sie hatte einen lichten Durchmesser von 38 cm und eine Länge von 12 cm. Bei der Messung des Halleffektes befand sich die Nickelschicht in der Mitte der Spule. An genau der gleichen Stelle wurde mit einer auf einen

Holzylinder gewickelten Probspule mit 19 Windungen — Windungsfläche 189 cm^2 — die Stärke des Magnetfeldes mit dem ballistischen Galvanometer bestimmt. Dabei wurde Sorge getragen, daß die Achse der Probspule genau senkrecht stand auf der Ebene, in welcher sich später die Nickelschicht befand.

Einem Magnetstrom von 5 Amp. und einem Hilfsstrom von 0,0302 Amp. (zur Eichung des Galvanometers) entsprachen folgende abwechselnd gemessene ballistische Ausschläge in Zentimeter:

12,57	12,56	12,58	12,48	12,50	Mittel 12,54
12,43	12,52	12,43	12,45	„	12,46

Daraus folgte eine Feldstärke von 160 Gauß. Da die Spule kein Eisen enthielt, war damit die zu jedem Erregerstrom gehörige Feldstärke bestimmt. Der Fehler hat 1 Proz. kaum erreicht. 2 cm in Richtung der Spulenachse von der Meßstelle entfernt war das Feld 1 Proz. schwächer, in einer Entfernung von 5 cm senkrecht zur Spulenachse war es 2,5 Proz. stärker. Durch Abweichungen von der Meßstelle bei der Bestimmung des Halleffektes ist höchstens ein Fehler von $\frac{1}{2}$ Proz. bewirkt worden.

Der Elektromagnet hatte zwei gegeneinander gerichtete Spulenkerne von 10 cm Durchmesser, die durch ein U-förmiges Joch verbunden waren. Durch aufgesetzte Polschuhe wurde der Querschnitt auf $2 \times 5 \text{ cm}^2$ verjüngt. Der Abstand der Polschuhe betrug etwa 3 mm. Die magnetische Feldstärke wurde in ähnlicher Weise bestimmt wie bei der eisenfreien Spule. Die Probspule war hier auf eine rechteckige Bernsteinplatte gewickelt. Sie hatte 12 Windungen. Ihre Maße wurden mit dem Schraubenmikrometer vor und nach dem Bewickeln bestimmt. Die Windungsfläche betrug $25,46 \text{ cm}^2$. Die Zuleitungen der Spule setzten in der Mitte der einen Seite an. Sie waren auf über 1 m verseit. Die Anschlußstellen an die Leitung zu dem etwa 5 m entfernten Galvanometer waren so befestigt, daß sie sich beim Bewegen der Spule nicht mitbewegten, also auch keine Kraftlinien schnitten.

Die Spule wurde in die Mitte zwischen die Polschuhe gebracht, so daß ihre Kanten den Kanten der Polschuhe parallel waren. Sie befand sich gerade an der Stelle des Feldes, an welcher später die Hallspannung zustande kam.

Die Felder wurden am Elektromagneten in folgender Weise erzeugt. Nach Einstellen einer bestimmten Stromstärke in den Spulen wurde durch Kurzschließen der Vorschaltwiderstände die Stromstärke auf etwa 5,2 Amp. gesteigert. Die Magnetisierung der Eisenkerne wuchs dadurch bis zur Sättigung. Nach etwa 5 Sekunden wurde der Kurzschluß unter-

brochen, so daß nun die auf dem absteigenden Ast der Magnetisierungskurve zu dem eingestellten Erregerstrom gehörige Feldstärke herrschte. Bei jeder Stromstärke wurde das Feld für beide Stromrichtungen bestimmt und die Ergebnisse zum Mittel vereinigt. Der Fehler ist wahrscheinlich unter 1 Proz. geblieben. Die stärkeren Felder wurden mit einer kleineren zylindrischen Probespule gemessen. Für die Felder 13 000 und 23 000 Gauß wurden beide Spulen benutzt. Die mit den zwei Spulen gefundenen Werte wichen weniger als $\frac{1}{2}$ Proz. voneinander ab.

Um einen Anhalt für die Gleichmäßigkeit des Magnetfeldes zu gewinnen, wurde seine Stärke mit Hilfe der kleinen Spule auch an einer Stelle gemessen, die von der Mitte 7 mm in Richtung auf die lange Polschuhkante entfernt war. Hier ergaben sich für zwei verschiedene Magnetisierungsströme Werte, die 2 bzw. $\frac{1}{2}$ Proz. kleiner waren als die Werte für die Mitte. Für die bei den Messungen des Halleffektes erreichte Genauigkeit ist diese Ungleichmäßigkeit belanglos.

B. Messung des Halleffektes. Zur Untersuchung des Halleffektes dienten die gleichen Spiegel wie zu den Leitfähigkeitsbeobachtungen. Der Grundgedanke der Messung war folgender. Zunächst wurde der zur Hallspannung gehörige Galvanometerausschlag abgelesen. Dann wurde ohne Änderung des Stromkreises ein möglichst gleicher Ausschlag durch eine bekannte Spannung erzeugt, und so die zugehörige Galvanometerempfindlichkeit bestimmt. Daraus ließ sich dann die zum ersten Ausschlag gehörige Hallspannung in Volt berechnen. Würde man die beiden Spannungen gleichzeitig gegeneinander wirken lassen, so würde diese Austauschmethode zu einer Null- (Kompensations-) Methode werden. Ihre Anwendung würde aber sehr viel mehr Zeit erfordern und daher kaum genauere Ergebnisse liefern.

Zur Messung wurde die Spiegelplatte SS' (Fig. 6) auf die Hartgummipolplatte $OPQR$ gelegt. An ihren Enden wurde mit Hilfe zweier Blechstreifen A und B der Primärstrom über die ganze Breite der Schicht zu- bzw. abgeleitet. Die Hallelektroden H_1 und H_2 bestanden aus Silberdrähten, die am Ende zu einem kleinen Haken gebogen waren, so daß sie mit ihrer Mantelfläche die Schicht berührten. Sie waren an zwei

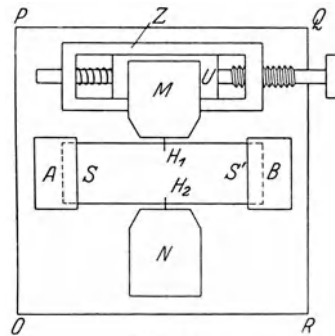


Fig. 6.

Blechen M und N angelötet und wurden mit Hilfe von Schrauben leicht auf die Schicht gedrückt. Der eine der Blechstreifen M war an einem Schlitten U befestigt, der in einem Rahmen Z mit Hilfe von Schraube und Gegenfeder parallel zur Spiegelplatte verschiebbar war. Er wurde so eingestellt, daß die Hallelektroden ohne Magnetfeld auf der gleichen Potentiallinie lagen. Nach dieser Einstellung wurde er durch zwei Schrauben (in der Figur nicht gezeichnet) festgeklemmt. An der ganzen Vorrichtung war kein Eisen; auch die Gegenfeder bestand aus Messing.

Für die Messungen im eisenfreien Feld und am Elektromagneten war je eine besondere Hartgummiplatte mit den beschriebenen Vorrichtungen versehen worden. Bei derjenigen für den Elektromagneten bedingte der enge Raum von nur 3 mm zwischen den beiden Polschuhen einige Besonderheiten mechanischer Art. Die Platte war in der Mitte durchbrochen und in die Höhlung war ein Polschuh so eingekittet, daß seine Stirnfläche mit der Oberfläche der Hartgummiplatte in einer Ebene lag. Der Polschuh wurde jedesmal, wenn eine neue Schicht eingelegt werden sollte, vom Magnetkern abgenommen. Eine Schwalbenschwanzführung an diesem erleichterte die Wiederbefestigung.

Der Abstand der Primärelektroden betrug etwa 43 mm, der Abstand der Hallspitzen 12 mm am Elektromagneten und 14 mm im eisenfreien Feld. Dieses Verhältnis ¹⁾ von mehr als 3 : 1 war zur vollen Ausbildung der Hallspannung mehr als ausreichend.

Der Primärstrom wurde mit Hilfe eines Schiebewiderstandes eingestellt und seine Stärke am gleichen Amperemeter, welches bei der Widerstandsmessung als Normalinstrument gedient hatte, abgelesen. Die Weiterleitung des Stromes zu der etwa 5 m vom Meßtisch entfernten Spiegelplatte SS' erfolgte durch eine verseilte Litze. Eine zweite verseilte Litze führte von den Hallelektroden über einen kleinen Widerstand von meist 0,1 Ohm zu einem Panzergalvanometer mit Widerständen zur Herabsetzung der Empfindlichkeit. Ein Strom, der den kleinen Widerstand durchfloß, prägte dem Galvanometerkreis eine bestimmte elektromotorische Kraft auf. Diese, bzw. ein Vielfaches von ihr, wurde mit einem Voltmeter gemessen, das nach jeder Beobachtungsreihe an das Amperemeter des Primärkreises angeschlossen wurde. Das Panzergalvanometer war erschütterungsfrei aufgehängt. (Kugelpanzergalvano-

¹⁾ Ist die Länge des Rechtecks zu klein gegen die Breite, so kommt nicht die volle Hallspannung zur Geltung, weil sie durch die Primärelektroden teilweise kurz geschlossen wird.

meter von Siemens & Halske.) Sein innerer Widerstand betrug 220 Ohm. Bei dem benutzten Skalenabstand von 1,5 m entsprach einem Ausschlag von 1 cm ein Strom von etwa 10^{-9} Amp. Es wurde mit Lichtzeiger gearbeitet. Die Ablesefehler blieben unter 1 mm.

Der Hallkreis war sehr sorgfältig isoliert (Bernstein auf geerdeten Blechen). Er hing für galvanische Ströme nur durch die beiden Hallelektroden mit der Umgebung zusammen. Die Polschuhe des Elektromagnets waren auch geerdet. Alle Erdungsbleche und Drähte waren untereinander verlötet und an die Wasserleitung angeschlossen.

Die Messungen im Feld des Elektromagneten fanden in folgender Weise statt. Nach Abgleichung des Primärstromes wurde die verschiebbare Hallelektrode so eingestellt, daß beim Schließen des Stromes höchstens ein kleiner Galvanometerausschlag entstand. Dieser wurde durch eine mit Hilfe des kleinen Widerstandes von 0,1 Ohm gegengeschaltete *i w*-Spannung rückgängig gemacht. Nun wurde das Magnetfeld mit einer bestimmten Stromstärke erregt, durch Kurzschließen des Vorschaltwiderstandes die Magnetisierung der Magnetkerne bis zur Sättigung gesteigert, der Kurzschluß wieder unterbrochen und die Dauereinstellung des Galvanometers beim Schließen des Primärstromes abgelesen. Dann wurde der Magnetstrom und damit das Magnetfeld umgekehrt und entsprechend verfahren, dann wieder umgekehrt und so fort, im ganzen fünf- bis siebenmal. Für jede Feldrichtung wurde das Mittel der Einstellungen gebildet; die Differenz zwischen beiden Mitteln war, unabhängig von Nullpunktänderungen des Galvanometers und Fehlern in der Einstellung der verschiebbaren Hallelektrode, das Doppelte des Ausschlages, der zur Hallspannung gehörte. Dann wurden entsprechende Messungen für die umgekehrte Richtung des Primärstromes ausgeführt. Beide Mittel wurden zu einem Hauptmittel vereinigt. Dieses ergab sich also im allgemeinen aus 14 Messungen. Nun wurde der Primärstrom abgeschaltet und dem Galvanometerkreis eine solche bekannte Spannung aufgeprägt, daß etwa der gleiche Galvanometerausschlag entstand. Die Einstellungen für die beiden Vorzeichen der Spannung wurden abwechselnd fünf- bis siebenmal bestimmt und zu zwei Mitteln vereinigt. Dabei erwies es sich als belanglos, ob das Magnetfeld erregt war oder nicht. Der Unterschied zwischen den beiden Mitteln war der doppelte Wert des zur aufgeprägten Spannung gehörigen Ausschlages. Die Widerstände des Galvanometerkreises spielten keine Rolle, da sie in gleicher Weise den Ausschlag für die Hallspannung und denjenigen für die bekannte aufgeprägte Spannung beeinflussten.

Ein Beispiel einer solchen Messung zeigt Tabelle 10.

Tabelle 10.

Messung der Hallspannung.

Primärstrom 10 mA, Magnetfeld $H = 7000$ Gauß. Ohne Kompensationsspannung.

I. Einstellungen des Galvanometers bei der Hallspannung.

Positiver Primärstrom		Negativer Primärstrom	
+ H	- H	+ H	- H
10,0	32,4	31,4	9,1
10,0	32,5	31,4	9,1
10,1	32,6	31,4	9,1
10,2		31,4	
	Mittel		Mittel
10,1	32,5	31,4	9,1
Doppelausschlag: 22,4		Doppelausschlag: 22,3	
Mittel des Doppelausschlags: 22,4.			

II. Einstellungen des Galvanometers bei einer Spannung $E = \frac{0,1}{750} \cdot 2,00$ Volt.

+ E :	9,4	9,4	9,4	9,4	Mittel: 9,4
- E :	32,2	32,2	32,2	„	32,2 Doppelausschlag: 22,8
Hallspannung:	$\frac{0,1}{750} \cdot 2,00 \cdot \frac{22,4}{22,8} = 0,262$ Millivolt.				

Nach jeder Meßreihe wurden die Stromquellen im Primär- und Galvanometerkreis abgeschaltet und es wurde geprüft, ob das Galvanometer für beide Richtungen des Magnetstromes die gleiche Einstellung zeigte. Das war stets der Fall. Es wirkte also weder das Magnetfeld unmittelbar auf die Galvanometernadel ein, noch trat ein Teil des Magnetstromes in die Wicklungen des Galvanometers über.

Ein Urteil über die Zuverlässigkeit der Messungen gestattet Tabelle 11. Die größte Abweichung zwischen zwei Messungen beträgt 2 Proz., sieht man von dem einen Wert der Zeile 5 ab, sogar nur 1 Proz. In anderen Meßreihen dieser Art traten ähnliche Unterschiede auf. Die Messungen im eisenfreien Feld waren erheblich unsicherer. Der Hauptgrund dafür ist, daß die sehr viel kleineren Spannungen naturgemäß schwerer zu messen sind. Innerhalb einer schnell hintereinander ausgeführten Reihe von Messungen ergab sich zwar gute Übereinstimmung, nach längerer Zeit aber, oder gar wenn die Schicht aus dem Apparate herausgenommen und wieder neu eingelegt worden war, traten erhebliche Unterschiede auf. Ich gebe daher im folgenden die Messungen im schwachen Magnetfeld nur in willkürlichen Einheiten wieder.

Tabelle 11.

Messung der Hallspannung an der gleichen Schicht.
Primärstrom 20 mA. Hallspannung in Mikrovolt für die

	Feldstärke 7000 Gauß	Feldstärke 22160 Gauß
1.	500	538
	Unveränderte Wiederholung am nächsten Tag	
2.	500	535
	Schicht aus dem Apparat genommen, neu eingelegt, dabei Kontaktpolster ¹⁾ vertauscht	
3.	500	538
	Dasselbe, aber die Schicht noch in ihrer Ebene um 180° gedreht	
4.	503	538
	Unveränderte Wiederholung am Nachmittag	
5.	495	535
	Unveränderte Wiederholung am nächsten Tag	
6.	503	538
	Schicht aus dem Apparat genommen, neu eingelegt, dabei Kontaktpolster ¹⁾ vertauscht	
7.	505	538

C. Änderungen der Hallspannung mit der Zeit. Die Messungen der Tabelle 11 lassen keinen bestimmten Gang in den Hallspannungen erkennen, obwohl sie sich über drei Tage erstreckten. Die Ergebnisse an einem anderen Spiegel von 50 μ Dicke bei 20 mA Primärstrom und einem Magnetfeld von 7000 Gauß bei Temperaturen von 18 bis 20° waren folgende:

29. 6.	9 Uhr 45 V	0,513 mV
29. 6.	5 „ 30 N	0,513 „
30. 6.	12 „ 10 N	0,514 „
1. 7.	10 „ 20 N	0,520 „

Die Werte steigen etwas an, die Unterschiede sind aber von der Größenordnung der Meßfehler.

Tabelle 12.

Schicht Nr.	Primärstrom mA	Magnetfeld Gauß	Hallspannung in Mikrovolt	
			Vor der Erwärmung	Nach der Erwärmung
36	10	3 080	2900	3090
	10	13 580	3530	3580
37	2	13 580	2300	2340
40	2	3 080	1920	1970
	2	13 580	2160	2200
41	20	3 080	260	263
	20	13 580	468	474

¹⁾ Für den Primärstrom.

Zwölfstündiges Erwärmen im Luftbad wirkte in folgender Weise auf die Hallspannung ein: Tabelle 12. Die Hallspannungen nach dem Erwärmen sind im allgemeinen größer als vorher, jedoch sind die Abweichungen sehr gering.

D. Abhängigkeit der Hallspannung vom Magnetfeld und vom Primärstrom. Für schwache Magnetfelder wuchs die Hallspannung proportional der Feldstärke. Einige Messungen dieser Art sind in Tabelle 13 wiedergegeben. Die Abweichungen zwischen den einzelnen Werten des Quotienten Hallspannung: Magnetfeld liegen innerhalb der Meßfehler.

Tabelle 13.

Schicht Nr.	Dicke $m\mu$	Magnetfeld Gauß	Hallspannung Mikrovolt	Hallspannung Magnetfeld
34	47,3	32,0	15,7	0,490
		64,0	31,2	0,488
		96,5	46,6	0,484
		136,5	66,5	0,487
		185	90,2	0,487
35	186	64,0	14,1	0,220
		128,5	27,8	0,216
		185	40,2	0,217

Tabelle 14.

Schicht Nr.	Dicke $m\mu$	Hallspannung in Mikrovolt bei einer Feldstärke von					e_1 e_5	e_2 e_5	e_3 e_5	e_4 e_5
		3080	7000	13580	22160	24300				
		e_1	e_2	e_3	e_4	e_5				
26	43,8	218	348	357	368	372	0,586	0,935	0,959	0,989
27	46,3	182,2	296	305	316	319	0,571	0,928	0,956	0,990
28	47,6	167,8	279	286	—	300	0,559	0,930	0,953	—
29	62,0	515	884	910	943	962	0,536	0,920	0,946	0,981
30	31,4	648	1024	1050	1080	1088	0,596	0,942	0,965	0,993
31	47,7	310	516	533	552	558	0,555	0,925	0,955	0,988
32	95,2	1072	1870	1952	2060	2080	0,516	0,899	0,938	0,990
33	15,8	1858	1940	1970	2008	2008	0,925	0,965	0,980	1,000
34	47,3	153,6	262	270	281	283	0,543	0,925	0,954	0,993
35	186	47,1	79,6	84,5	89,6	90,8	0,519	0,876	0,930	0,987
36	10,3	2900	3430	3530	—	3620	0,801	0,947	0,975	—
37	5,3	2020	2240	2300	—	2370	0,852	0,945	0,971	—
40	5,3	1915	2110	2160	2200	2210	0,866	0,954	0,977	0,995
41	48,5	260	453	468	487	494	0,526	0,918	0,948	0,986

Für stärkere Felder nahm die Hallspannung langsamer zu, als der Proportionalität entsprach, sie näherte sich schließlich einem Grenzwert. Tabelle 14 gibt die entsprechenden Messungen an einer Reihe von Spiegeln

wieder. Die Schichten 38 und 39 fehlen, weil die erste den elektrischen Strom nicht leitete und die zweite nur sehr ungenaue Messungen zuließ. Um festzustellen, ob die Annäherung an den Sättigungswert der Hallspannung für die verschiedenen Schichtdicken gleich schnell erfolgte, wurden die Verhältnisse der Hallspannungen für die verschiedenen Feldstärken gebildet und in die letzten vier Spalten entsprechend den Überschriften eingetragen. Es zeigt sich, daß die Sättigungswerte bei den dünneren Schichten schneller erreicht wurden als bei den dickeren, aber selbst bei den dicksten Schichten stieg die Hallspannung um weniger als 2 Proz. an, wenn die Feldstärke von 22 160 auf 24 300 Gauß erhöht wurde.

Dem Primärstrom war die Hallspannung für alle Feldstärken streng proportional. Die dünnen Schichten sind für solche Untersuchungen besonders geeignet, weil sie sehr hohe Stromdichten zulassen. Tabelle 15 enthält drei Meßreihen dieser Art. Bei den höchsten Stromwerten wurden die Schichten deutlich warm. Der Strom von 200 mA in der Schicht Nr. 33 bedeutete eine Stromdichte von $84\,000 \text{ Amp. cm}^{-2}$, der von 100 mA in der Schicht Nr. 36 eine solche von $62\,000 \text{ Amp. cm}^{-2}$. Die damit erzielte Hallspannung von 0,04 Volt ist so groß, daß ein einfaches Hörsaalzeigervoltmeter einen sehr deutlichen Ausschlag geben würde. Bei der Schicht Nr. 33 stimmen die Werte der letzten Spalte

Tabelle 15.

Schicht Nr.	Dicke m μ	Feldstärke Gauß	Primärstrom mA	Hallspannung Mikrovolt	Hallspannung
					Primärstrom
33	15,8	13 580	0,5	98,2	196,4
			1	196,3	196,3
			2,5	492	196,8
			5	990	198,0
			10	1 970	197,0
			20	3 930	196,5
			40	7 860	196,5
			100	19 740	197,4
			200	39 700	198,5
			36	10,3	13 580
5	1 775	355			
10	3 530	353			
20	6 830	342			
50	17 780	356			
100	35 500	355			
80	23,0	11,5			
5	58,5	11,7			
10	115	11,5			
20	229	11,4			
50	575	11,5			
100	1 146	11,5			

bis auf fast 1 Proz. überein. Bei der Schicht Nr. 36 gehen die Abweichungen bis zu 4 Proz., wenn man von der offenbar herausfallenden vierten Zeile absieht, bis zu 3 Proz. Sie zeigen aber keinerlei Gang, sondern verteilen sich wie Beobachtungsfehler. Das Gesetz der Proportionalität zwischen Primärstrom und Hallspannung wird also durch die Messungen bis zu Stromdichten von fast 10^5 Amp. cm^{-2} mit einer Genauigkeit von etwa 2 Proz. erhärtet. Messungen ähnlicher Art habe ich fast an jeder Schicht angestellt. Stets führten sie zu dem gleichen Ergebnis.

E. Abhängigkeit der Hallspannung von der Dicke. Aus Tabelle 14 hatte sich ergeben, daß für alle untersuchten Schichtdicken die Hallspannung bei einem Magnetfeld von 24 300 Gauß ihren Sättigungswert ziemlich erreicht hat. Selbst für die dickste Schicht von 186μ wird man bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes kaum auf eine Zunahme der Hallspannung von 5 Proz. rechnen können. Die bei 24 300 Gauß gemessenen Hallspannungen sind also offenbar für die verschiedenen Schichten gut untereinander vergleichbar. Ich habe sie daher den folgenden Betrachtungen zugrunde gelegt und in Tabelle 16 zusammengestellt. Spalte 4 enthält die auf die Einheiten von Spiegelbreite, Abstand der Hallelektroden und Primärstrom bezogenen Hallspannungen, also die Größe $\frac{b}{a} \cdot \frac{e}{i}$, wo b die Breite des Spiegels, a der Abstand der Hallelektroden, e die Hallspannung und i die Primärstromstärke bedeuten.

Tabelle 16.

1	2	3	4	5	6
Schicht Nr.	Dicke in		Hallspannung reduziert	tg α	tg α berichtigt
	mg cm^{-2}	μ			
26	0,0386	43,8	0,047 0	0,010 46	—
27	0,0408	46,3	0,039 7	0,010 07	—
28	0,0419	47,6	0,038 2	0,009 94	0,009 54
29	0,0546	62,0	0,024 3	0,009 32	0,009 04
30	0,0276	31,4	0,069 2	0,010 72	0,010 51
31	0,0420	47,7	0,034 8	0,009 52	0,009 42
32	0,0838	95,2	0,013 00	0,008 38	0,008 34
33	0,0143	15,8*	0,248	0,011 49	0,011 49
34	0,0417	47,3	0,035 16	0,009 56	0,009 60
35	0,164	186	0,055 8	0,007 68	0,007 76
36	—	10,3*	0,450	0,013 62	0,013 76
37	—	5,3*	1,45	0,006 5	0,006 6
38	—	1,6*	—	—	—
39	—	3,2*	2,38	0,000 5	0,000 5
40	—	5,3*	1,36	0,009 1	0,009 3
41	0,0427	48,5	0,030 9	0,009 24	0,009 47

Diese Größe ist aber zur Darstellung der Beobachtungen wenig geeignet, weil sie schon im einfachsten Fall, nämlich wenn die Gleichung (3) unbeschränkte Gültigkeit hat, der Dicke umgekehrt proportional ist, also durch eine Hyperbel dargestellt¹ wird. Die Hallkonstante R bzw. das Produkt RH

$$RH = \frac{b}{a} \cdot \frac{e}{i} \cdot d$$

(Feldstärke H , Dicke d) kommt auch nicht in Frage, weil zur Berechnung die Dicke, hinsichtlich welcher Unsicherheiten bestehen, erforderlich ist.

Sehr günstig zur Darstellung der Beobachtungen ist aber die Drehung der Potentiallinien, wie sie durch Gleichung (5) definiert ist:

$$\text{tg } \alpha = RH\lambda = \frac{b}{a} \cdot \frac{e}{i} \cdot d \cdot \frac{\lambda_f}{d} = \frac{b}{a} \cdot \frac{e}{i} \cdot \lambda_f,$$

wo λ_f die spezifische Flächenleitfähigkeit bedeutet. Diese Größe enthält also die Dicke nicht, sie ist also auch nicht mit deren Unsicherheiten behaftet. Bei unbeschränkter Gültigkeit der Gleichungen (1) und (3) ist sie von der Dicke unabhängig, wird also als Ordinate in einem rechtwinkligen Koordinatensystem mit der Dicke als Abszisse durch eine Parallele zur Abszissenachse dargestellt. In Spalte 5 der Tabelle 16 sind ihre Werte für die verschiedenen Schichten eingetragen. Ähnlich wie die spezifischen Flächenleitfähigkeiten der Tabelle 8, Spalte 8, enthalten diese Werte noch die kleine Unstimmigkeit, die dadurch verursacht ist, daß beim Herstellen der Schicht Nr. 28 der Grenzzustand der Bestäubungseinrichtung noch nicht erreicht war. Ich habe diesem Umstand hier in ähnlicher Weise Rechnung getragen wie bei den Werten der spezifischen Flächenleitfähigkeit. Spalte 6 enthält die entsprechend berichtigten Zahlen.

Fig. 7 stellt sie als Funktion der Dicke dar. Die Figur zeigt, daß die Drehung der Potentiallinien nicht konstant ist, wie es dem einfachen Gesetz entspricht, sondern daß sie mit abnehmender Dicke erst langsam und dann schneller ansteigt bis zu einem Maximum bei etwa 10μ und dann schnell abfällt. Dem Maximum und dem Abfall wage ich vorläufig nicht Bedeutung beizumessen, mit Rücksicht auf die hier verhältnismäßig großen Beobachtungsfehler und die Unsicherheiten, welche die Leitfähigkeitsmessungen bei den dünnsten Schichten vermuten ließen. Ein Teil des Anstiegs ist offenbar dem Umstand zuzuschreiben, daß bei der benutzten magnetischen Feldstärke die Hallspannung bei den dünneren Schichten in höherem Maße gesättigt war als bei den dickeren. Ich halte es aber für ausgeschlossen, den gesamten Anstieg von 0,00776 bei

186 $m\mu$ auf 0,0115 bei 16 $m\mu$, das sind 50 Proz., auf diese Weise zu erklären. Als Grenzwert für sehr dicke Schichten ergibt die Kurve etwa 0,007.

Der Sinn der Drehung der Potentiallinien war bei allen Schichten entgegen dem Umlaufssinn des das Magnetfeld erzeugenden Stromes.

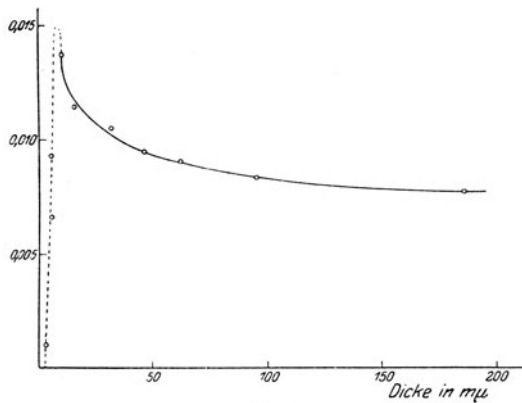


Fig. 7.

Der Halleffekt in dünnen Nickelschichten ist also negativ wie im Nickel üblicher Form.

VI. Zusammenfassung.

Durch Kathodenzerstäubung in strömendem Wasserstoff ist es möglich, Nickelschichten von vorgegebener Dicke mit einer Genauigkeit von etwa 1 $m\mu$ herzustellen.

Schon bei einer mittleren Schichtdicke von höchstens 3 $m\mu$ bildet ein in dieser Weise auf Glas niedergeschlagener Nickelbelag eine zusammenhängende, die Elektrizität leitende Schicht.

Das Gesetz, daß die elektrische Leitfähigkeit proportional dem Querschnitt ist, gilt für Nickel solcher Schichten bis zu den kleinsten Dicken mit einer Unsicherheit in der Dicke von höchstens 12 $m\mu$. Es ist wahrscheinlich, daß die beobachteten (innerhalb der angegebenen Grenze liegenden) Abweichungen mindestens teilweise in Nebenerscheinungen und nicht im Wesen der metallischen Leitung ihre Ursache haben.

Der Halleffekt in solchen Schichten ist in schwachen Magnetfeldern (kleiner als 200 Gauß) der Feldstärke proportional, in starken nähert er sich einem Grenzwert. Dem Primärstrom ist er bis zu Stromdichten von fast 10^5 Amp. cm^{-2} mit einer Genauigkeit von mindestens 2 Proz. proportional.

Die Drehung der Potentiallinien für eine in der Nähe des Sättigungsgebietes liegende Feldstärke wächst mit abnehmender Dicke bis zu 15μ hinab. Das Vorzeichen des Effektes ist negativ.

Für die vorliegende Untersuchung wurde mir von der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft ein Präzisionsmilliamperemeter mit Vorschalt- und Nebenschlußwiderständen zur Verfügung gestellt. Herr Professor Dr. Gaede überließ mir in sehr entgegenkommender Weise aus seiner Privatsammlung einen Hochspannungsumformer, eine rotierende Quecksilberpumpe und eine Reihe von einfacheren Hilfsmitteln. Auch an dieser Stelle möchte ich für die mir zuteil gewordenen Unterstützungen meinen verbindlichsten Dank sagen.

Physikalisches Institut der Techn. Hochschule Karlsruhe.
