

Leitfaden der magnetischen Messungen

mit besonderer Berücksichtigung
der in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
verwendeten Methoden und Apparate

**nebst einer Übersicht über die magnetischen
Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe**

Von

Prof. Dr. Ernst Gumlich

Geh. Reg.-Rat, Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Mit 82 Abbildungen



Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

Leitfaden der magnetischen Messungen

mit besonderer Berücksichtigung
der in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
verwendeten Methoden und Apparate

**nebst einer Übersicht über die magnetischen
Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe**

Von

Prof. Dr. Ernst Gumlich

Geh. Reg.-Rat, Mitglied der Physikal.-Technischen Reichsanstalt

Mit 82 Abbildungen



Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

ISBN 978-3-663-06371-1
DOI 10.1007/978-3-663-07284-3

ISBN 978-3-663-07284-3 (eBook)

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1918

Vorwort.

An Lehrbüchern des Magnetismus, die natürlich auch die magnetischen Messungen mehr oder weniger eingehend behandeln, ist kein Mangel; namentlich enthalten die verschiedenen Lehrbücher und Kompendien der Physik von Winkelmann, Graetz, Wüllner, Pfaundler usw. sowie die spezielleren Werke von du Bois, Ewing usw. nicht nur eine reiche Fülle von wissenschaftlichem Material, sondern zum Teil auch eine gute Übersicht über die in Betracht kommenden Meßmethoden. Aber so vortreffliche Dienste diese Werke auch unzweifelhaft beim Studium der magnetischen Erscheinungen leisten können, so berücksichtigen sie doch weniger gerade die Wünsche des Praktikers, des Studenten im physikalischen Laboratorium, des Elektrotechnikers und des Hütteningenieurs. Diese bedürfen in erster Linie einer eingehenden Beschreibung der Meßapparate und deren Handhabung, die sie ohne weiteres in den Stand setzt, die notwendigen Messungen selbständig auszuführen, sowie einer Übersicht über die wesentlichsten magnetischen und elektrischen Eigenschaften der für sie in Betracht kommenden ferromagnetischen Materialien und Legierungen. Diesem Bedürfnis entsprach der „Leitfaden für Hütteningenieure“ meines früheren Kollegen Erich Schmidt („Die magnetische Untersuchung des Eisens und verwandter Metalle“), der in praktischer Anordnung alles Notwendige enthielt, was für den eng begrenzten Leserkreis, für den er in erster Linie bestimmt war, von Interesse sein mußte. Leider ist das im Jahre 1900 erschienene Buch bei den raschen Fortschritten, welche gerade die magnetischen Untersuchungen und Messungen in der Zwischenzeit gemacht haben, nach verschiedenen Richtungen hin bereits veraltet.

Ich habe deshalb gern der Aufforderung der Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig entsprochen, zur Ausfüllung der bestehenden Lücke einen „Leitfaden der magnetischen Messungen“ zu verfassen, und zwar mit besonderer Berücksichtigung der in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt verwendeten Methoden und Apparate. Für letzteren Umstand waren zwei Gründe maßgebend: Einmal wird die Reichsanstalt nicht selten, namentlich bei Streitfällen zwischen elektrotechnischen Fabriken und Eisenhütten, als maßgebende Instanz betrachtet, und es wird deshalb für die betreffenden Kreise von Interesse sein, die bei den einschlägigen Messungen in der Reichsanstalt verwendeten Apparate und Methoden kennen zu lernen;

sodann aber sind gerade in den letzten Jahren durch die Arbeiten der Reichsanstalt die hauptsächlichsten älteren Meßmethoden erheblich verbessert, sowie neue gefunden und der Technik dienstbar gemacht worden. Die Beschreibung dieser Methoden und Apparate ist aber in verschiedenen Zeitschriften zerstreut, und es erschien daher vorteilhaft, sie übersichtlich zusammenzustellen und dadurch leichter zugänglich zu machen. Dies ist in dem vorliegenden Buche geschehen.

Es enthält nach einer kurzen Übersicht über die magnetischen Grundbegriffe als Hauptteil die Beschreibung der wesentlichsten, für den Praktiker in Betracht kommenden Methoden und Apparate und bringt für die wichtigsten Messungen ausführliche Zahlenbeispiele, die es auch dem weniger Geübten ermöglichen sollen, sich leicht zurechtzufinden. Messungen an paramagnetischen und diamagnetischen Substanzen, die im wesentlichen nur wissenschaftliches Interesse haben, sind dagegen ganz unberücksichtigt geblieben.

Ein weiterer Abschnitt bringt eine Übersicht über die magnetischen Eigenschaften und den elektrischen Widerstand der ferromagnetischen Materialien, in erster Linie natürlich des Eisens und seiner Legierungen, von denen gerade in den letzten Jahren eine Anzahl in der Reichsanstalt eingehend untersucht wurde; die hauptsächlichsten Ergebnisse der in den „Wissenschaftlichen Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt“ veröffentlichten Arbeit konnten hier schon verwertet werden.

Zum Schlusse sind in Tabellenform die Magnetisierungskurven von mehr oder weniger reinem Eisen und dessen Legierungen zum Teil nach verschiedener thermischer Behandlung, sowie diejenigen von Nickel, Kobalt und einer Heuslerschen Legierung gegeben, die einerseits als Beispiele für die im vorhergehenden Abschnitte gemachten Angaben dienen, andererseits aber dem Techniker wenigstens einiges Material für seine Berechnungen und Konstruktionen liefern sollen. Wenn auch von irgendwelcher Vollständigkeit hierbei natürlich keine Rede sein kann, so habe ich doch die Beispiele so zu wählen gesucht, daß sowohl dem wissenschaftlichen Interesse als auch dem notwendigsten praktischen Bedürfnis einigermaßen Rechnung getragen sein dürfte. Etwaigen weiteren Wünschen der Herren Fachgenossen, welche dem Buche ihre Aufmerksamkeit schenken, würde ich natürlich in einer eventuellen späteren Auflage gern nachzukommen suchen, wie ich auch für alle Änderungsvorschläge, die dem Inhalt des Werkchens zugute kommen, besonders dankbar sein werde.

Charlottenburg, 1. Febr. 1917.

E. Gumlich.

Inhaltsverzeichnis.

I. Magnetische Grundbegriffe.

	Seite
§ 1. Magnetpole	1
§ 2. Magnetisches Moment; Intensität der Magnetisierung; spezifischer Magnetismus	2
§ 3. Kraftlinien; magnetisches Feld	3
§ 4. Magnetische Induktion	5
§ 5. Rückwirkung der Probe auf das Feld	6
§ 6. Entmagnetisierungsfaktor	8
§ 7. Suszeptibilität und Permeabilität	9
§ 8. Magnetisierungskurven	10
§ 9. Hystereseverlust	13

II. Magnetische Meßapparate.

Gewöhnliches Magnetometer.

§ 10. Theorie; Ableitung der Formeln	15
§ 11. Horizontalintensität des Erdmagnetismus	17
§ 12. Anordnung des Magnetometers	19
§ 13. Justierung des Apparats	21
§ 14. Korrekturen:	
a) Reduktion der Skalenablesung	23
b) Einfluß der Fadentorsion	24
c) Fehler der Skala	24
§ 15. Entmagnetisierung	25
Entmagnetisierungsapparat nach Gumlich und Rogowski	28
§ 16. Magnetische Nachwirkung (Viskosität)	30
§ 17. Wahre Feldstärke	31
§ 18. Beispiel einer Ellipsoidmessung	31
§ 19. Wahre und scheinbare Remanenz	39
§ 20. Koerzitivkraft	40
§ 21. Maximalpermeabilität und Hystereseverlust in Abhängigkeit von Remanenz und Koerzitivkraft	42
§ 22. Magnetometer mit veränderlicher Empfindlichkeit (astasiertes Magnetometer)	44

	Seite
Störungsfreies Magnetometer von Kohlrausch u. Holborn.	
§ 23. Beschreibung des Instruments	47
§ 24. Ableitung der Formeln	49
§ 25. Beispiel	53
§ 26. Das störungsfreie Magnetometer von Haupt	56
Ballistische Methode.	
§ 27. Beschreibung der Methode	57
§ 28. Berücksichtigung der Nachwirkung; Kommutierungskurve	59
§ 29. Ringmessung; magnetischer Kreis	60
Bestimmung der Feldstärke	61
Bestimmung der Induktion aus dem Galvanometerausschlag	62
§ 30. Normalspule	64
§ 31. Magnetetalon	64
§ 32. Konstantes Dämpfungsverhältnis durch Nebenschlüsse	66
§ 33. Reduktion der Skalenablesung; Korrektion wegen der Luftlinien	68
§ 34. Jochmethode; Konstruktion des Jochs	69
§ 35. Jochscherung	74
§ 36. Beispiel einer Jochmessung	80
§ 37. Untersuchung von Blechbündeln im Joch; Schneiden der Blechproben	84
§ 38. Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Walzrichtung	85
§ 39. Jochscherung für Blechuntersuchung	86
§ 40. Doppelschlußjoch von Ewing; Magnetische Brücke	87
§ 41. Kompensiertes Doppeljoch von Barrows	89
Permeameter von Picou; Universalpermeameter von Illioviçi	92
§ 42. Messung der Induktion mit dem Epsteinschen Apparat	93
§ 43. Epsteinscher Apparat nach Gumlich und Rogowski	95
§ 44. Beispiel	99
§ 45. Meßanordnung von van Lonkhuyzen zur Prüfung von Eisenblech	100
§ 46. Der magnetische Spannungsmesser von Rogowski und Steinhaus	105
§ 47. Messungen an größeren Stücken; Anordnungen von Drysdale und von Denso	110
§ 48. Untersuchung fertiger Magnete	111
Vorausberechnung des Kraftlinienflusses (der scheinbaren Remanenz) permanenter Magnete	113
§ 49. Zugkraftmethode; magnetische Präzisionswage nach du Bois	115
§ 50. Drehspulenmethode; Magnetisierungsapparat nach Köpsel-Kath	118
§ 51. Messung mit der Wismutspirale; Eisenuntersuchungsapparat von Bruger	120
§ 52. Anfangspermeabilität	121
Sättigungswerte.	
§ 53. Spule von Peirce	122
§ 54. Isthmusmethode	123
Verbesserte Isthmusmethode	124
Messung der Windungsflächen	127
Sättigungswert	128
Luftlinienkorrektion	129
Wahre Feldstärke	130

	Seite
§ 55. Messungsbeispiel	130
§ 56. Messung der Sättigung von Dynamoblech	133
§ 57. Joch-Isthmusmethode	134
Feldverteilung	136
Messung der Sättigungswerte an Ellipsoiden	138
§ 58. Sättigungswerte von Dynamoblech nach der Joch-Isthmusmethode .	138
§ 59. Beschaffenheit des Jochs für die Joch-Isthmusmethode	139
§ 60. Messungsbeispiel	140

Wattmetrische Methoden zur Bestimmung des Energieverlustes.

§ 61. Hysterese und Wirbelstromverlust	144
§ 62. Normalien für die Prüfung von Eisenblech	145
Ausführungsbestimmungen	146
§ 63. Eisenprüfapparat von Epstein (ursprüngliche Anordnung)	147
§ 64. " " Richter	148
§ 65. " " Möllinger	149
§ 66. Meßanordnung bei den Apparaten von Richter, Möllinger und Epstein (ursprüngliche Anordnung).	150
§ 67. Zahlenbeispiel	160
§ 68. Der Epsteinsche Eisenprüfapparat mit Spannungsspule	162
§ 69. Zahlenbeispiel	166
§ 70. Eisenprüfapparat von Lloyd	169

Messung des Hystereseverlustes allein.

§ 71. Methode von Searle und Bedford	169
§ 72. Hysteresemesser von Ewing und von Blondel	171
§ 73. Bestimmung des spezifischen Widerstands und der magnetischen Gleichmäßigkeit der Stoffe	173
§ 74. Beispiel	178

III. Magnetische Eigenschaften der ferromagnetischen Stoffe.

§ 75. Ferromagnetismus, Paramagnetismus, Diamagnetismus	179
§ 76. Zustandsdiagramm der Eisen-Kohlenstofflegierungen	180
§ 77. Gefügebestandteile	183
§ 78. Ausglühen und Abschrecken	186
§ 79. Entgasung und Entkohlung durch das Glühen	190
§ 80. Verschiedene Eisensorten	192
§ 81. Reines Eisen; Elektrolyteisen	193
§ 82. Walzeisen, Schmiedeeisen, Flußeisen (Flußstahl), Dynamoblech . .	196
§ 83. Gußeisen	199
§ 84. Stahl (Kohlenstofflegierungen)	200
§ 85. Material für permanente Magnete	204
§ 86. Eisen-Siliciumlegierungen	208
§ 87. Eisen-Aluminiumlegierungen	211
§ 88. Eisen-Manganlegierungen	213
§ 89. Eisen-Nickellegierungen (Nickelstahl)	215
§ 90. Eisen-Kobaltlegierungen	218

	Seite
§ 91. Legierungen von Eisen mit Arsen, Antimon, Bor, Phosphor, Schwefel	219
§ 92. Magnetit, Pyrrhotin, Hämatit	220
§ 93. Nickel, Kobalt, Mangan	221
§ 94. Heuslersche Legierungen	221
§ 95. Einfluß der Temperatur auf die magnetischen Eigenschaften des Eisens	223

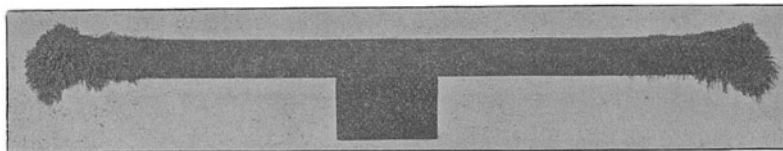
IV. Magnetisierungskurven in Tabellenform.

Tafel I: Verschiedene Eisensorten: Elektrolyteisen, Dynamostahl, Schwedisches Holzkohleneisen, schlechter Stahlguß, Gußeisen.	
Tafel II: Eisen-Kohlenstofflegierungen.	
Tafel III: Eisen-Siliciumlegierungen.	
Tafel IV: Eisen-Aluminiumlegierungen.	
Tafel V: Eisen-Manganlegierungen.	
Tafel VI: Nickel, Kobalt, Eisen-Kobaltlegierung, Heuslersche Legierungen.	
Alphabetisches Register	225

I. Magnetische Grundbegriffe.

§ 1. **Magnetpole.** Taucht man einen Magnetstab seiner ganzen Länge nach in feine Eisenfeile, so sieht man, daß ein Teil der Feilspäne am Magnet hängen bleibt, und zwar hauptsächlich an den Enden, während die Mitte, die sogenannte Indifferenzzone, nahezu freibleibt. Wir schließen daraus, daß die Wirkung des Magnets hauptsächlich von den Enden ausgeht, und wenn die Entfernung des Magnets von dem Punkte, auf den er wirkt, im Verhältnis zu seinen Dimensionen groß ist, so kann man sich ohne erheblichen Fehler die Kraft in zwei Punkten, den Polen, konzentriert denken, deren Abstand von den Stabenden etwa $\frac{1}{12}$ der Stablänge beträgt. Nach

Fig. 1.



einer anderen Betrachtungsweise lassen sich die Pole auch als die Schwerpunkte einer angenommenen magnetischen Substanz, des freien Magnetismus, auffassen, welche die Oberfläche des Magnets in verschiedener Dicke und ähnlicher Anordnung einhüllt, wie die Eisenfeilspäne; doch decken sich beide Definitionen nicht genau.

Hängen wir den Magnetstab in der Mitte an einem dünnen Faden auf, so sehen wir, daß er sich stets in eine bestimmte, nahezu nord-südliche Richtung einstellt; man nennt den Pol, welcher nach Norden zeigt, den Nordpol, den andern den Südpol. Nähern wir ferner den Enden des Magnetstabes eine kleine, freischwingernde Magnetnadel, so wird das eine Ende derselben vom einen Ende des Stabes angezogen, das andere abgestoßen, und zwar ziehen sich die ungleichnamigen Pole an, die gleichnamigen stoßen sich ab. Da nun die Pole der Magnetnadel oder unseres aufgehängten Magnetstabes auch von der Erde eine Anziehung bzw. Abstoßung erfahren,

so werden wir auch die Erde als einen großen Magnet betrachten dürfen, dessen magnetischer Südpol in der Nähe des geographischen Nordpols liegt. Der Einfachheit halber kann man dem Magnetismus des Nordpols das positive, demjenigen des Südpols das negative Vorzeichen geben.

Denkt man sich zwei isolierte Magnetpole von der Stärke m_1 und m_2 aufeinander wirkend — was man angenähert etwa dadurch verwirklichen kann, daß man zwei sehr langgestreckte Magnetnadeln so aufhängt, daß die eine nahezu in die Verlängerung der andern fällt —, so ist die Kraft f , mit der die Pole aufeinander wirken, gegeben durch die Gleichung

$$f = \frac{m_1 m_2}{r^2} \dots \dots \dots (1)$$

wenn r den Abstand der beiden Pole in Zentimetern bedeutet. Diese Wirkung wird = 1, wenn die beiden Polstärken = 1 und der Abstand $r = 1$ cm ist. Als Definition der magnetischen Polstärke im elektromagnetischen CGS-System folgt hieraus: der Pol von der Stärke 1, oder der Einheitspol, ist ein solcher, welcher auf einen gleich starken, im Abstand 1 cm befindlichen Pol mit der Kraft einer Dyne wirkt, d. h. diesem Pol eine Beschleunigung von 1 cm/sec erteilt.

§ 2. Magnetisches Moment; Intensität der Magnetisierung; spezifischer Magnetismus. Genau genommen können wir niemals einen einzelnen Magnetpol isolieren, er bildet vielmehr immer mit dem zweiten Pol ein Ganzes, und die Wirkung dieses Ganzen hängt sowohl von der Stärke m als auch von dem Abstand l der beiden gleich starken Pole ab; man bezeichnet nun die Größe $M = ml$, also das Produkt aus Polstärke und Polabstand, als das magnetische Moment des Magnets. Bricht man den Stabmagnet in der Mitte durch, so erhält man zwei neue Magnete; zwischen den beiden früheren Polen haben sich an der Stelle des früheren Indifferenzpunktes zwei neue Pole gebildet, beide Magnete sind gleich stark, ihr magnetisches Moment ist aber nur halb so groß als das frühere, da ja ihr Polabstand nur noch die Hälfte des früheren beträgt. Bei Fortsetzung dieses Verfahrens bis zu unendlich kleinen Dimensionen folgt, daß man sich den Magnet aus unendlich kleinen Molekularmagneten aufgebaut denken kann, die so angeordnet sind, daß immer zwei entgegengesetzte, aneinanderstoßende Pole sich neutralisieren und schließlich nur diejenigen Pole zur Wirkung nach außen hin kommen, die frei an den Enden liegen. Ist v das Volumen des

Magnets, so ist M/v das magnetische Moment des Kubikzentrums; dies bezeichnet man auch als Intensität der Magnetisierung J . Setzen wir, was nie ganz zutrifft, bei einem langgestreckten Magnet eine ganz gleichmäßige Magnetisierung voraus, dann würden die Pole an den Enden liegen und der Polabstand mit der Länge des Magnets übereinstimmen. Nennen wir den Querschnitt des Magnets $= q$, so daß $v = l \cdot q$, so wird

$$J = \frac{M}{v} = \frac{ml}{q \cdot l} = \frac{m}{q} \dots \dots \dots (2)$$

somit läßt sich die Magnetisierungsintensität J auch ansehen als die Polstärke pro Quadratzentimeter.

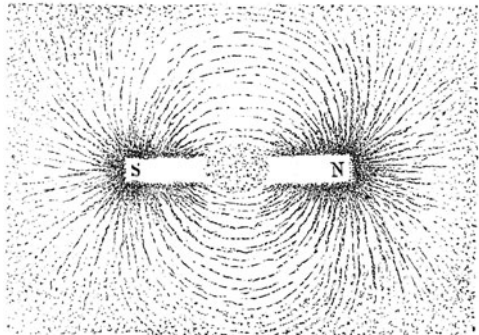
Unter spezifischem Magnetismus endlich versteht man die Magnetisierungsintensität oder das magnetische Moment pro Gramm der Substanz, d. h. also den Wert J/s , wenn s die Dichte bezeichnet.

§ 3. Kraftlinien; magnetisches Feld.

Nähern wir dem Nordpol des oben betrachteten Stabmagnets eine kleine, freibewegliche Magnetnadel, so wird ihr Südpol angezogen, die Nadel nimmt eine bestimmte Richtung im Raume an; denken wir sie nun so weit in ihrer eigenen Richtung verschoben, daß ihr Südpol

da liegt, wo vorher der Nordpol lag, so wird sie wieder eine bestimmte Richtung annehmen, die nahezu, aber nicht mehr ganz, mit der ersten zusammenfällt, da nun die Wirkung des Nordpols auf die Nadel etwas schwächer, die des Südpols etwas stärker geworden ist. Fahren wir so fort, so erhalten wir eine geschlossene Linie, die am Nordpol beginnt und am Südpol endigt, eine sogenannte Kraftlinie. Gehen wir von einem anderen Punkte des Magnetendes aus, so erhalten wir eine zweite derartige Kraftlinie usf.; wir können uns also eine sehr große Anzahl von Kraftlinien zwischen Nord- und Südpol konstruieren. Diese Kraftlinien, die man sich in einer Ebene dadurch veranschaulichen kann, daß man unter ein mit feinem Eisenpulver bestreutes Papier einen Magnet bringt (Fig. 2), divergieren also am Nordpol und konvergieren gegen den Südpol; ihre

Fig. 2.



Gesamtheit nennt man das Feld des Magnets. Die Richtung des Feldes ist in jedem Punkte gegeben durch die Richtung der Tangente an die durch diesen Punkt gehende Kraftlinie, seine Stärke durch die Resultante aus der Wirkung m/r_1^2 und m/r_2^2 der Magnetpole $\pm m$ auf einen an der betreffenden Stelle gedachten Einheitspol, dessen Abstand von den beiden Magnetpolen r_1 und r_2 ist.

Aber nicht nur die Richtung, sondern auch die Stärke des Feldes läßt sich durch die Kraftlinien darstellen, wenn man annimmt, daß deren Dichte nicht unendlich groß ist, daß also nur eine bestimmte Anzahl von Kraftlinien vom Pol einer bestimmten Stärke ausgeht. Um möglichst einfache Verhältnisse zu schaffen, hat man die Feldstärke 1 dadurch definiert, daß eine senkrecht zu den Kraftlinien stehende Fläche pro Quadratcentimeter nur von einer einzigen Kraftlinie geschnitten wird. Da nun ein Magnetpol von der Stärke 1 in der Entfernung von 1 cm auf den Einheitspol die Kraft 1 ausübt, d. h. hier die Feldstärke 1 hervorbringt, so muß er auch durch jedes Quadratcentimeter einer mit dem Radius 1 um den Pol beschriebenen Kugel eine einzige Kraftlinie senden. Nun hat die Oberfläche dieser Kugel 4π qcm, jeder Einheitspol muß also 4π Kraftlinien aussenden, jeder Pol von der Stärke m also $4\pi m$ Kraftlinien. Nehmen wir nun an, daß der Pol nicht mehr punktförmig, sondern ausgedehnt sei und sich über den ganzen Querschnitt q des Stabendes erstreckt, dann treten durch das Quadratcentimeter $4\pi m/q = 4\pi J$ Kraftlinien aus [vgl. (2)]. Jeder dieser austretenden Kraftlinien entspricht nun auch eine eintretende am anderen Pol, die wir uns innerhalb des Stabes geschlossen denken können.

Tatsächlich gehen nun aber die Wirkungen des Magnets nicht nur von seinen Enden aus, sondern in geringerem Maße auch von den Oberflächenteilen näher der Mitte; somit werden auch diese Teile Kraftlinien aussenden, und wir gelangen schließlich etwa zu folgendem Bild (Fig. 3), aus dem sich unmittelbar ergibt, daß die Kraftlinedichte im Magnet am größten und gleichmäßigsten in der Mitte ist, nach den Enden dagegen immer mehr abnimmt. Da nun durch die Dichte der Kraftlinien die Stärke der Magnetisierung charakterisiert wird, so folgt ohne weiteres, daß die Magnetisierungsintensität in der Mitte am größten, an den Enden des Stabes dagegen am geringsten ist, trotzdem die Wirkung von diesen auszugehen scheint.

Man erkennt an dieser Abbildung auch, daß das Feld in der Umgebung des Magnets vollkommen ungleichmäßig ist, denn

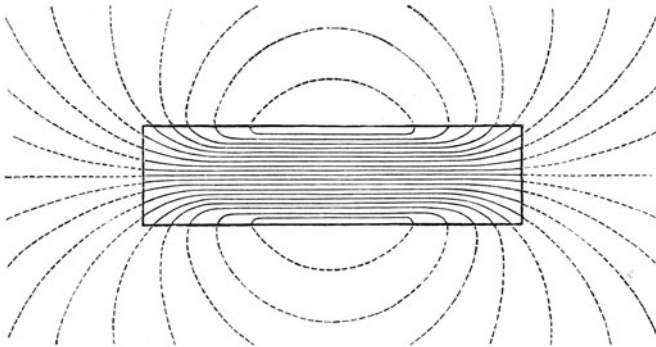
überall wechselt sowohl die Richtung wie die Dichte der Kraftlinien. Je weiter wir uns vom Magnet entfernen, um so gleichmäßiger wird es werden, aber auch um so schwächer, denn um so weniger Kraftlinien kommen auf das Quadratcentimeter einer senkrecht dazu hindurchgelegten Fläche.

Ein nahezu vollständig gleichmäßiges Feld liefert uns z. B. eine lange, gleichmäßig bewickelte, stromdurchflossene Spule von geringem Querschnitt. Ihr Feld ist gegeben durch den Ausdruck

$$\mathfrak{H} = 0,4 \pi n i \dots \dots \dots (3)$$

wenn n die Anzahl der Windungen pro Zentimeter, i die Stromstärke in A bezeichnet, d. h. jedes Quadratcentimeter des Querschnittes der Spule wird von \mathfrak{H} Kraftlinien geschnitten. Würde man

Fig. 3.



dagegen einen Stabmagnet in ein solches Feld bringen, so würde das bisher gleichmäßige Feld in der Umgebung des Stabes nunmehr stark gestört und ungleichmäßig sein, während es im Innern des Stabes noch annähernd gleichmäßig bleiben würde, denn die von der Spule herrührenden, einander parallelen Kraftlinien ändern ja nichts Wesentliches an der Kraftlinienverteilung im Innern des Stabes.

§ 4. Magnetische Induktion. Genau so, wie ein permanenter Magnet in einer Spule, wirkt nun in bezug auf die Feldverteilung ein Stab aus noch nicht magnetisiertem weichem Eisen oder hartem Stahl, denn durch das Spulenfeld wird Magnetismus im Stabe induziert, d. h. der Stab wird zum Magnet. Das in ihm hervorgebrachte magnetische Moment ml hängt ab von den magnetischen Eigenschaften des Materials, von der Gestalt der Probe und von der Höhe der Feldstärke \mathfrak{H} . Wir erhalten also im Innern des Stabes $4 \pi m/q$

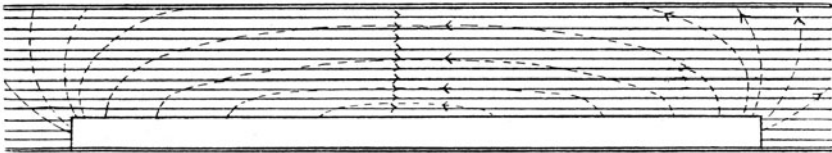
$= 4\pi J$ Linien pro Quadratcentimeter, dazu kommen noch \mathfrak{H} vom Spulenfeld herrührende Kraftlinien, insgesamt also

$$\mathfrak{B} = 4\pi J + \mathfrak{H} \dots \dots \dots (4)$$

Linien pro Quadratcentimeter, die im Innern des Stabes als Induktionslinien, in der Luft dagegen, wo sie sich vom Nordpol zum Südpol ebenso schließen, wie die Kraftlinien des permanenten Magnets, als Kraftlinien bezeichnet werden.

§ 5. Rückwirkung der Probe auf das Feld. Diese aus Feldlinien der Spule und aus Kraftlinien der Probe zusammengesetzten Linien verlaufen nun nicht mehr parallel, wie in der eisenlosen Spule, und auch erheblich weniger dicht, namentlich in direkter Nähe des Eisens. Wir können uns das folgendermaßen klarmachen: Die Richtung der von der Spule erzeugten Kraftlinien sei durch die

Fig. 4.

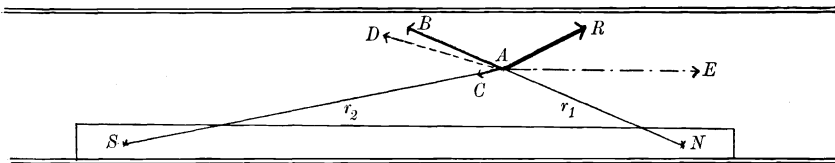


ausgezogenen Pfeile in Fig. 4 gegeben, die vom Stab herrührenden durch die punktierten Pfeile. Diese verlaufen zum Teil gegen die Feldlinien geneigt, zum Teil aber auch nahezu parallel, und es ist aus diesem Grunde schon klar, daß die resultierende Zahl der von links nach rechts verlaufenden Kraftlinien pro Quadratcentimeter kleiner sein muß als vor dem Einbringen des Stabes. Unser Feld ist also außerhalb des Stabes, namentlich aber ganz nahe am Stabe, wo die Kraftlinien des Stabes am dichtesten sind, erheblich kleiner, als das aus der Formel $\mathfrak{H}' = 0,4\pi ni$ berechnete. Nun gilt weiter der im folgenden noch öfters angewendete Satz, daß die Tangentialkomponente der Feldstärke beim Übergang aus Eisen in Luft stetig verläuft. Diese Tangentialkomponente hat aber die Richtung des Stabes, somit muß die in Richtung der Stabachse im Innern des Stabes vorhandene Feldstärke ebenso groß sein wie die entsprechende des äußeren Feldes dicht an der Staboberfläche; die letztere war aber durch die Wirkung der Kraftlinien des Stabes kleiner geworden, $\mathfrak{H} < \mathfrak{H}'$, folglich gilt dieselbe Beziehung auch für das Innere des Stabes.

Diese Anschauungsweise gibt nun nur ein ungefähres Bild; tatsächlich wird das Spulenfeld durch den Stab außerordentlich verzerrt, seine Größe müßte, wenn man sich ein richtiges Bild davon machen wollte, eigentlich von Punkt zu Punkt berechnet werden; dazu könnte man etwa folgendermaßen verfahren:

Angenommen, wir dürften uns den Magnetismus des Stabes wieder in den beiden Polen mit der Stärke $\pm m$ vereinigt denken, dann sei die Wirkung des Nordpols auf den Punkt A (Fig. 5), nämlich m/r_1^2 , der Größe und Richtung nach gegeben durch den Vektor AB , diejenige des Südpoles m/r_2^2 durch AC , die Gesamtwirkung der beiden Pole also durch die Resultante AD . Die ursprüngliche Feldstärke sei dargestellt durch AE , die aus AD und AE resultierende Feldstärke wird also $= AR$. Durch die Wirkung der beiden Pole ist somit die ursprüngliche Feldstärke AE im Punkt A in die Feldstärke AR übergegangen, sie hat nicht nur

Fig. 5.



ihre Richtung geändert, sondern auch ihre Komponente in Richtung der Spulen- bzw. Stabachse ist erheblich kleiner geworden, und es ist leicht ersichtlich, daß diese durch die Pole hervorgebrachte Änderung von Punkt zu Punkt variieren muß. Tatsächlich ist es in diesem Falle auch, streng genommen, nicht mehr erlaubt, mit Polen zu rechnen, da man sich in unmittelbarer Nähe des Stabes befindet, sondern man muß die Belegungen des Stabes mit freiem Magnetismus in unendlich schmale Zonen zerlegen und die Wirkung aller einzelnen Zonen auf den Punkt bestimmen und summieren, eine außerordentlich schwierige Aufgabe, die sich nur durch Annäherungsrechnungen lösen läßt, im allgemeinen aber auch umgangen werden kann.

Wir finden nun auch durch diese Betrachtungsweise, daß die Feldstärke \mathfrak{H} im Innern des Stabes infolge der Wirkung des freien Magnetismus an den Stabenden, den Polen, kleiner ist als die scheinbare Feldstärke der Spule $\mathfrak{H}' = 0,4 \pi n i$. Würden wir dagegen die Spule mit dem Stabe zu einem Kreise zusammenbiegen, so daß die beiden Enden des Stabes zusammenfallen, dann würde sich

natürlich die Wirkung der Pole aufheben, es entstände überhaupt kein freier Magnetismus, und in diesem Falle, dem Falle des gleichmäßig bewickelten Ringes, gilt tatsächlich die Beziehung $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' = 0,4\pi ni$. Die wahre Feldstärke läßt sich also beim geschlossenen Ring genau berechnen, und der Ring wird deshalb auch trotz der Schwierigkeit der Herstellung bzw. Bewickelung vielfach zu genauen magnetischen Messungen benutzt (vgl. z. B. den Magnetisierungsapparat von Möllinger, § 65).

§ 6. Entmagnetisierungsfaktor. Es entsteht nun die Aufgabe, aus der bekannten scheinbaren Feldstärke $\mathfrak{H}' = 0,4\pi ni$ und der ebenfalls meßbaren Magnetisierungsintensität J die wahre Feldstärke \mathfrak{H} in jedem einzelnen Falle zu berechnen. Dazu kann man setzen:

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ = \mathfrak{H}' - N \cdot \frac{(\mathfrak{B} - \mathfrak{H})}{4\pi},$$

oder (angenähert) = $\mathfrak{H}' - \frac{N\mathfrak{B}}{4\pi} \dots \dots (5)$

worin N den sogenannten Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet. Dieser hängt vom Dimensionsverhältnis der Probe ab, d. h. vom Verhältnis der Länge zum Durchmesser; ausschließlich maßgebend ist dies aber nur dann, wenn die Probe die Form eines Ellipsoids, speziell eines langgestreckten Rotationsellipsoids, hat, bei welchem die Magnetisierung im Innern vollständig gleichmäßig ist. Bezeichnet $p = \lambda/2\varrho = \text{Länge} : \text{Durchmesser}$ das Achsenverhältnis des Rotationsellipsoids, so ist¹⁾

$$N = \frac{4\pi}{p^2 - 1} \left[\frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \ln(p + \sqrt{p^2 - 1}) - 1 \right] \dots \dots (6)$$

oder, für große p :

$$N = \frac{4\pi}{p^2} (\ln 2p - 1) \dots \dots \dots (7)$$

Für eine Anzahl dieser Achsenverhältnisse sind die entsprechenden Werte von N in der folgenden Tabelle 1 zusammengestellt. Trägt man diese als Kurve auf, so lassen sich ihr auch die Zwischenwerte entnehmen; für genauere Messungen sind diese jedoch stets zu berechnen.

Beim zylindrischen Stab, wo man es nicht mit einer gleichmäßigen, sondern mit einer von Punkt zu Punkt wechselnden und auch von der Höhe der Magnetisierung abhängigen Verteilung der

¹⁾ F. Neumann, Vorlesungen über die Theorie des Magnetismus, S. 74, Leipzig 1881, und Crelles Journ. **37**, 44 (1848).

Magnetisierung zu tun hat, gilt diese Beziehung nicht mehr genau; hier hängt der Faktor N allerdings ebenfalls vom Dimensionsverhältnis ab, aber außerdem noch von der Magnetisierungsintensität, und es lassen sich daher mit einem zylindrischen Stabe in freier Spule genaue Messungen überhaupt nicht anstellen. Immerhin ist es zu Überschlagsrechnungen u. dgl. unter Umständen ganz vorteilhaft, den Faktor N in Abhängigkeit vom Dimensionsverhältnis l/d (Länge : Durchmesser) auch für zylindrische Stäbe wenigstens angenähert zu kennen. Tabelle 1 enthält daher auch die von Riborg Mann¹⁾ experimentell gefundenen Werte für N , die bis zu einer Induktion von etwa $\mathfrak{B} = 10\,000$ gültig sein werden und sich bis dahin nicht erheblich von den für das Rotationsellipsoid berechneten unterscheiden.

Tabelle 1. Entmagnetisierungsfaktoren N .

Dimensionsverhältnis p	Rotationsellipsoid (Ovoid)	Zylindrischer Stab
5	0,7015	0,6800
10	0,2549	0,2550
15	0,1350	0,1400
20	0,0848	0,0898
25	0,0587	0,0628
30	0,0432	0,0460
40	0,0266	0,0274
50	0,0181	0,0183
60	0,0132	0,0131
70	0,0101	0,0099
80	0,0080	0,0078
90	0,0065	0,0063
100	0,0054	0,0052
150	0,0026	0,0025
200	0,0016	0,0015
300	0,0008	0,0003

§ 7. Suszeptibilität und Permeabilität. Ob wir nun mit Hilfe des Magnetometers die Intensität der Magnetisierung J bestimmen oder mittels der ballistischen Methode den gesamten Induktionsfluß Φ in einem Stabe oder Ringe vom Querschnitt q und daraus die Induktion $\mathfrak{B} = \Phi/q$, so interessiert meist nicht sowohl diese gemessene Größe J oder \mathfrak{B} , sondern ihre Beziehung zu der gleichzeitig zu bestimmenden Feldstärke \mathfrak{H} , welche diese Magnetisierung

¹⁾ Charles Riborg Mann, „Über Entmagnetisierungsfaktoren kreiszylindrischer Stäbe“. Inaug.-Diss., Berlin 1895. Mayer & Müller.

hervorbringt, denn man will ja meist die magnetischen Eigenschaften des zu untersuchenden Materials kennen lernen, und diese sind — abgesehen von den Materialien für permanente Magnete —, um so besser, je höher bei gleicher Feldstärke die Magnetisierungsintensität J oder die Induktion \mathfrak{B} ist, bzw. je geringer die für ein bestimmtes J oder \mathfrak{B} aufzuwendende Feldstärke ist. Man hat deshalb für die Beziehung $k = J/\mathfrak{H}$ den Namen Suszeptibilität (auch magnetische Aufnahmefähigkeit) eingeführt, für die Beziehung $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ den Namen Permeabilität (auch magnetische Durchlässigkeit). Schreibt man $\mathfrak{B} = 4\pi J + \mathfrak{H}$ [vgl. (4)], so ergeben sich hieraus ohne weiteres die Gleichungen:

$$k = \frac{\mu - 1}{4\pi}; \quad \mu = 4\pi k + 1 \quad (8)$$

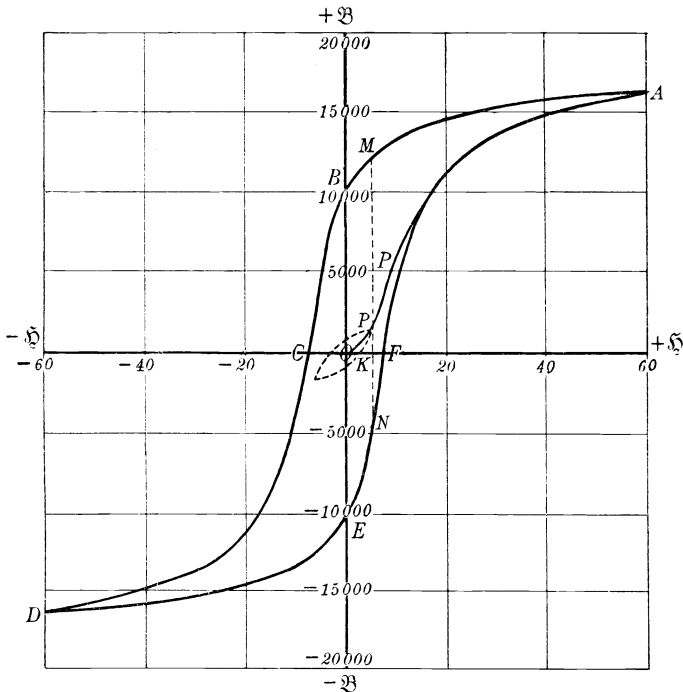
Ein Material erweist sich also um so besser — magnetisch „weicher“ —, je größer k oder μ ist.

§ 8. Magnetisierungskurven. Gehen wir mit irgend einer Probe vom unmagnetischen Zustand aus, den wir durch ein später zu beschreibendes Entmagnetisierungsverfahren erreichen können, setzen dieselbe in einer stromdurchflossenen Spule einer kleinen Feldstärke \mathfrak{H}_1 aus und messen auf irgend eine Weise die zugehörige Magnetisierungsintensität J_1 oder die Induktion \mathfrak{B}_1 , gehen dann durch Vergrößerung des Magnetisierungsstromes zu einer etwas höheren Feldstärke \mathfrak{H}_2 über, messen wieder die zugehörige Induktion \mathfrak{B}_2 usf. und tragen die erhaltenen Werte graphisch auf, und zwar die \mathfrak{H} als Abszissen, die J oder \mathfrak{B} als Ordinaten, so erhalten wir die Kurve OPA (Fig. 6), die man als „Nullkurve“ oder als „Kommutierungs“-kurve bezeichnet, je nachdem man die Feldstärke stufenweise in derselben Richtung vergrößert und die zugehörigen Zunahmen der Induktion mißt, oder den jeweiligen Magnetisierungsstrom kommutiert und auf diese Weise den zu jeder Feldstärke gehörigen doppelten Induktionswert bestimmt; beide unterscheiden sich nur wenig (vgl. später).

Bei einer derartigen Nullkurve OPA treten nun im allgemeinen drei Teile ziemlich deutlich hervor: In dem untersten Teile verläuft die Kurve ein kleines Stück nahezu geradlinig, d. h. in diesem Bereich der sogenannten „Anfangspermeabilität“ nimmt die Induktion nahezu proportional (genauer nach einer quadratischen Funktion) der Feldstärke zu. Sodann macht die Kurve eine mehr oder weniger scharfe Biegung und steigt sehr viel steiler an. Diese Biegung liegt bei magnetisch weichen Materialien (Schmiedeeisen, Flußstahl usw.)

bei einer Feldstärke von wenigen Zehntel Gauß und ist ziemlich scharf ausgeprägt, bei hartem Material (Stahl, Gußeisen) beträchtlich höher und ist hier sanft abgerundet. Der zweite Teil oberhalb dieser Biegung weist die größten individuellen Verschiedenheiten auf; er enthält das Gebiet der „maximalen Permeabilität“, die nach den bisherigen Messungen etwa vom Wert 100 beim harten Stahl bis zu dem enormen Betrag von über 30000 beim weichsten Eisen steigen kann. Diese Maximalpermeabilität liegt meist etwa zwischen

Fig. 6.



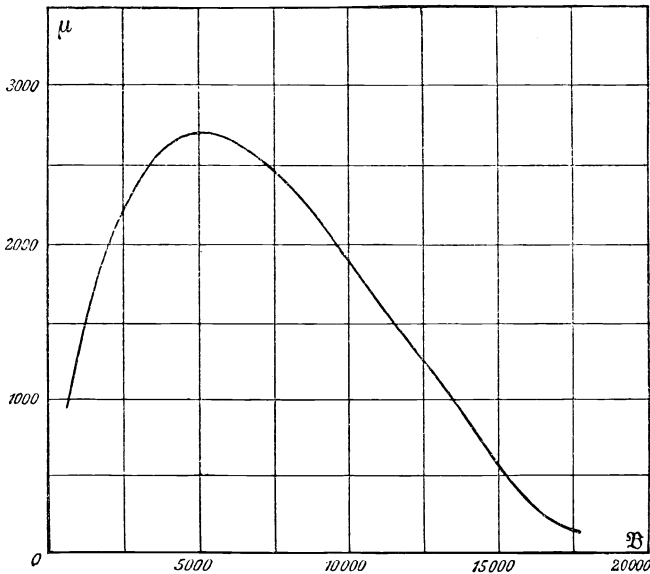
den Induktionen $B = 5000$ bis 7000 , und zwar bei einer Feldstärke, welche ungefähr den 1,4-fachen der Koerzitivkraft (vgl. unten) entspricht¹⁾. Jenseits des sogenannten „Knies“, das bei weichem Eisen bei einer Feldstärke von etwa 3 bis 5 Gauß liegt, bei hartem aber viel höher, und dessen Ausbildung auch durch den gewählten Maßstab bei der graphischen Darstellung bedingt wird, beginnt der dritte, nur noch schwach ansteigende Teil der Magnetisierungskurve, der anfangs noch stärker gekrümmt erscheint, mit zunehmender

¹⁾ E. Gumlich und E. Schmidt, Magnetische Untersuchungen an neueren Eisensorten. Elektrot. Zeitschr. 1901, S. 691.

Feldstärke immer geradliniger verläuft und etwa zwischen $\mathfrak{H} = 2000$ und 6000 in eine vollständige Gerade übergeht. Diese ist bei den J/\mathfrak{H} -Kurven parallel der Abszissenachse, bei den $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ -Kurven steigt sie gleichmäßig an; damit ist die sogenannte „Sättigung“ des Materials erreicht. Hat man den konstanten Sättigungswert $4\pi J_\infty$ einmal bestimmt, so ergibt sich hieraus nach der Beziehung $\mathfrak{B} = 4\pi J + \mathfrak{H}$ für jede beliebige höhere Feldstärke die zugehörige Induktion und Permeabilität.

Wie für die Darstellung der Induktion, so bedient man sich auch für diejenige der Suszeptibilität oder der Permeabilität in

Fig. 7.



Abhängigkeit von der Feldstärke oder von der Induktion meist der Kurvenform, von der in Fig. 7 ein Beispiel gegeben ist. Aus den Beziehungen $k = \frac{J}{\mathfrak{H}}$ und $\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}} = \frac{4\pi J + \mathfrak{H}}{\mathfrak{H}} = \frac{4\pi J}{\mathfrak{H}} + 1$ ergibt sich, daß mit unendlich wachsendem \mathfrak{H} der Wert k bis auf 0 abnimmt, der Wert μ dagegen bis auf 1.

Kehren wir nun zur Fig. 6 zurück und lassen nach Erreichen der höchsten Feldstärke den Magnetisierungsstrom (also die Feldstärke) wieder sinken, so nimmt auch die Induktion wieder ab, aber langsamer als die Feldstärke; unser darstellender Punkt beschreibt also nicht wieder die Kurve AO , sondern AB , d. h. die Probe ist,

wenn die Feldstärke wieder Null geworden ist, nicht wieder vollständig unmagnetisch geworden, sondern sie hält noch eine bestimmte Induktion OB fest, die sogenannte Remanenz des Materials. Um sie zu beseitigen, müssen wir die Richtung der Feldstärke, also des Magnetisierungsstromes, umkehren und diese wieder zur Stärke OC , der sogenannten Koerzitivkraft, anwachsen lassen. Steigern wir die Feldstärke weiter zum ursprünglichen Höchstwert, lassen sie wieder auf Null abnehmen, kehren sie nochmals um und lassen sie zum Höchstwert ansteigen, so beschreibt unser darstellender Punkt weiterhin die Kurvenstücke $CDEFA$, er hat also, von A ab gerechnet, eine vollständige Schleife durchlaufen, die sogenannte Hystereseschleife (von $\psi\sigma\tau\epsilon\rho\acute{\epsilon}\omega$, ich bleibe zurück), und zwar ist der Charakter dieser Schleife nahezu derselbe, ob man als Ordinate die Magnetisierungsintensität J oder die Induktion \mathfrak{B} aufträgt; meist wird die letztere Darstellungsweise bevorzugt. Die Teile CD und FA bezeichnet man als „aufsteigenden Ast“, die Teile AC und DF als „absteigenden Ast“.

Die Gestalt der Hystereseschleife kann bei verschiedenen Materialien sehr verschieden sein; sie wird im wesentlichen bedingt durch die Koerzitivkraft und Remanenz: Kleine Koerzitivkraft und hohe Remanenz ergeben eine sehr steil ansteigende Kurve und hohe Maximalpermeabilität, große Koerzitivkraft und niedrige Remanenz umgekehrt eine sehr schräg ansteigende mit verhältnismäßig geringer Maximalpermeabilität.

Außerdem hängt die Gestalt der Hystereseschleife bei demselben Material auch von der Höhe der maximalen Feldstärke ab: Bei ganz niedrigen Feldstärken im Bereich der Anfangspermeabilität scheint eine Hysterese vollständig zu fehlen, so daß aufsteigender und absteigender Ast zusammenfallen; tatsächlich ist jedoch wohl schon bei sehr niedrigen Feldstärken eine gewisse Hysterese vorhanden, nur ist die Schleife sehr schmal und schwer nachweisbar (durch sehr genaue Messungen in der Reichsanstalt konnte eine solche schon für eine Feldstärke von 0,008 Gauß nachgewiesen werden). Mit wachsender Feldstärke nimmt nicht nur die Höhe, sondern auch die Breite der Schleife zu; sie behält zunächst noch eine ziemlich gestreckte Form (vgl. die gestrichelte Schleife in Fig. 6) und zeigt erst bei höheren Feldstärken in ihrem Verlauf das eigentümliche, mehr oder weniger ausgeprägte „Knie“.

§ 9. **Hystereseverlust.** Wie ein Blick auf Fig. 6 lehrt, gehören zu jedem beliebigen Wert der Feldstärke, z. B. zu OK , im allgemeinen

drei verschiedene Werte der Induktion, nämlich der Wert PK der Nullkurve, der Wert MK des absteigenden und NK des aufsteigenden Astes. Der magnetische Zustand des Stabes wird also nicht eindeutig durch die Feldstärke \mathfrak{H} bestimmt, sondern hängt in hohem Maße von der sogenannten „magnetischen Vorgeschichte“ ab. Warburg¹⁾ konnte nun nachweisen, daß der Flächeninhalt einer derartigen Hystereseschleife der pro Zyklus im Eisen geleisteten Arbeit entspricht:

$$E = \int \mathfrak{H} dJ = \frac{1}{4\pi} \int \mathfrak{H} d\mathfrak{B}.$$

Da diese für praktische Zwecke, bei welchen die Ummagnetisierung Verwendung findet (Dynamomaschine, Transformatoren usw.) verloren geht, pflegt man sie als „Hystereseverlust“ oder als „Energievergeudung“ zu bezeichnen; tatsächlich erscheint sie wieder in einer degradierten Form von Energie, nämlich als Wärme. Ein Material ist also für die erwähnten Zwecke um so besser, je geringer der Hystereseverlust oder, was damit ungefähr zusammenfällt, je geringer Koerzitivkraft und Remanenz ist. Der Hystereseverlust wird gemessen entweder in Erg pro Kubikzentimeter Eisen oder in der Technik meist in Watt pro Kilogramm.

Schon aus dem oben Gesagten geht hervor, daß der Hystereseverlust im allgemeinen mit wachsender Induktion zunimmt; für diesen Zusammenhang soll nach Steinmetz²⁾ gelten:

$$E = \eta \cdot \mathfrak{B}^{1,6} \dots \dots \dots (9)$$

wobei η eine für das betreffende Material charakteristische Konstante, der sogenannte Steinmetzsche Hystereseoeffizient ist. Tatsächlich wird in der Technik noch vielfach der Hystereseverlust durch die Größe η charakterisiert, und, falls die Induktion \mathfrak{B} , für welche der Wert gelten soll, mit angegeben wird, ist dies auch ganz unbedenklich. Man kann das Gesetz auch noch gut zur Rechnung verwenden, wenn es sich nur um wenig verschiedene Induktionen handelt, aber allgemein gültig ist es nicht, und es würde meist zu großen Fehlern führen, wollte man beispielsweise auf Grund desselben mittels eines für $\mathfrak{B} = 5000$ gefundenen Wertes von η den Hystereseverlust bei $\mathfrak{B} = 15000$ berechnen. Erheblich besser bewährt sich in dieser Beziehung die Formel von Richter³⁾:

$$E = a \mathfrak{B} + b \mathfrak{B}^2 \dots \dots \dots (10)$$

doch bedarf man zur Bestimmung der Konstanten a und b natürlich mindestens zweier Messungen von E mit verschiedenen Induktionen.

¹⁾ E. Warburg, Wied. Ann. **13**, 141 (1881). — ²⁾ Chas. Steinmetz, Elektrot. Zeitschr. 1891, S. 62; 1892, S. 43 u. 55. — ³⁾ Rud. Richter, Ebenda 1910, S. 1241.

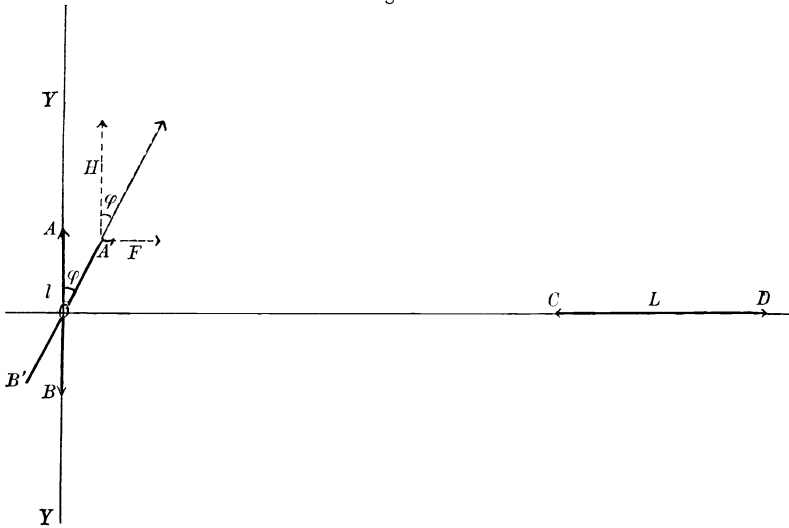
II. Magnetische Meßapparate.

Gewöhnliches Magnetometer.

§ 10. **Theorie; Ableitung der Formeln.** Absolute magnetische Messungen können entweder mit dem Magnetometer am Ellipsoid oder mit dem ballistischen Galvanometer am geschlossenen Ringe ausgeführt werden. Wir betrachten zunächst die erste Methode.

Unter einem Magnetometer versteht man einen um eine vertikale Achse drehbaren Magnet in Verbindung mit einer Vorrichtung, welche die durch die Probe hervorgebrachte Ablenkung des Magnets

Fig. 8.



von der Nord-Südrichtung zu messen gestattet. Für rohe Messungen würde schon ein Kompaß mit Teilkreis genügen, für feinere — und nur solche kommen hier in Betracht — bedient man sich eines kleinen, an einem Quarz- oder Kokonfaden aufgehängten Magnets, der mit einem Spiegel verbunden ist, und beobachtet die Ablenkung mit Fernrohr und Skala.

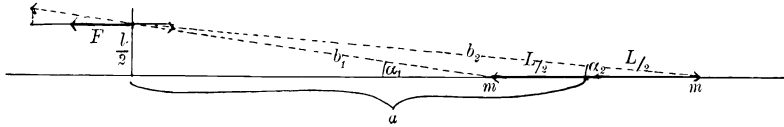
Wir nehmen an, wir hätten (Fig. 8) eine sehr kleine Magnetnadel mit den beiden Polen in A und B , dem Polabstand l , und in beträchtlichem Abstand davon die Probe in Gestalt eines Rotationsellipsoids mit den Polen C und D und dem Polabstand L . Die

Probe möge in der durch AB gelegten Horizontalebene so aufgestellt sein, daß die Verlängerung der magnetischen Achse CD genau die Mitte 0 der Nadel AB trifft, also senkrecht auf dem magnetischen Meridian YY steht (erste Gaußsche Hauptlage). Dann wirken an jedem der beiden Nadelpole zwei Kräfte, welche die Nadel zu drehen suchen, und zwar einmal die Horizontalkomponente des Erdmagnetismus H , sodann die nahezu senkrecht hierzu gerichtete Kraftkomponente F , welche von der Probe herrührt; die erstere sucht die Nadel in der Nord-Südrichtung festzuhalten, die zweite, sie senkrecht dazu zu stellen. Unter der gleichzeitigen Wirkung beider Kräfte stellt sich die Nadel in die Richtung der Resultante $A'B'$ ein, die mit der Nord-Südrichtung den Winkel φ einschließt; dann gilt

$$F = H \operatorname{tg} \varphi \dots \dots \dots (11)$$

Sind H und φ bekannt, so findet man hieraus F und kann bei bekanntem Abstand a der Mitte der Probe von der Mitte der Nadel die Stärke der Pole C und D und somit das magnetische Moment des Probekörpers berechnen.

Fig. 9.



Wir nennen die Polstärke der Probe m , den Abstand der beiden Pole von einem Nadelpol b_1 und b_2 , dann ist (Fig. 9)

$$F = \frac{m}{b_1^2} \cos \alpha_1 - \frac{m}{b_2^2} \cos \alpha_2 = m \left(\frac{a - \frac{L}{2}}{b_1^3} - \frac{a + \frac{L}{2}}{b_2^3} \right),$$

also

$$m = \frac{F}{\frac{a - \frac{L}{2}}{b_1^3} - \frac{a + \frac{L}{2}}{b_2^3}} \dots \dots \dots (12)$$

wobei sehr angenähert

$$b_1 = \sqrt{\left(a - \frac{L}{2}\right)^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}; \quad b_2 = \sqrt{\left(a + \frac{L}{2}\right)^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \quad (13)$$

Vernachlässigt man in dieser Formel die kleine Größe l im Ausdruck für b und außerdem L^2 gegen a^2 , so erhält man daraus die

vereinfachte, vielfach gebrauchte, aber weniger genaue Beziehung

$$m = \frac{F \cdot a^3}{2L} \quad \text{oder} \quad M = mL = \frac{F \cdot a^3}{2} \quad \dots \quad (14)$$

Setzen wir in dem Ausdruck für das magnetische Moment $M = mL = V \cdot J$ aus (12) den genaueren Ausdruck für m und nach (11) $F = H \cdot \operatorname{tg} \varphi$, so erhalten wir:

$$J = \frac{L \cdot H \cdot \operatorname{tg} \varphi}{\left[\frac{a - \frac{L}{2}}{b_1^3} - \frac{a + \frac{L}{2}}{b_2^3} \right]} \cdot V \quad \dots \quad (15)$$

Hierin bezeichnet V das Volumen des Ellipsoids, J das magnetische Moment der Volumeneinheit oder die Intensität der Magnetisierung (vgl. § 2); ferner ist angenommen, daß der verhältnismäßig große Abstand b_1 bzw. b_2 durch den Ausschlag der kleinen Magnetnadel keine merkliche Änderung erleidet. Im allgemeinen wird nun $\frac{l}{2}$ im Vergleich zu a sehr klein sein; dann kann man aber setzen

(13): $b_1 = a - \frac{L}{2}$; $b_2 = a + \frac{L}{2}$, und die Formel (15) geht über in die einfachere:

$$J = \frac{H \left(a^2 - \frac{L^2}{4} \right)^2 \cdot \operatorname{tg} \varphi}{2 a V} = \frac{H \left(a^2 - \frac{L^2}{4} \right)^2}{4 a V} \cdot \frac{e}{A} \quad \dots \quad (16)$$

wobei e den mit dem Fernrohr beobachteten Ausschlag bedeutet, A den Abstand zwischen Spiegel und Skala, beide in Millimetern ausgedrückt.

§ 11. Horizontalintensität des Erdmagnetismus. Die Horizontalintensität des Erdmagnetismus H kann bei Messungen, welche keine erhebliche Genauigkeit beanspruchen, den bekannten Tabellen (Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik; Physikalisch-Chemische Tabellen von Landolt und Börnstein usw.) entnommen werden. Bei genaueren Messungen muß sie bestimmt werden, da die Nähe von größeren Eisenmassen, von eisernen Trägern, Konsolen, Heizkörpern usw. den Wert von H beeinflusst, und zwar je nach der Höhe der Zimmertemperatur verschieden stark; es ist deshalb ratsam, die Bestimmung von H vor und nach jeder längeren Messungsreihe auszuführen.

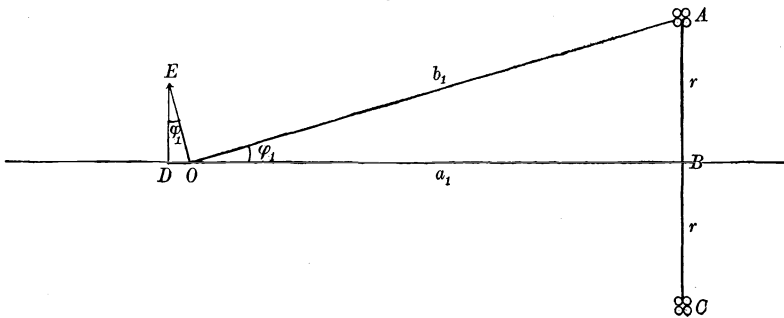
Am einfachsten und sichersten geschieht dies mit Hilfe eines elektrischen Stromkreises von großem Radius mit einer oder wenigen

Windungen aus starkem Kupferdraht oder -band; beispielsweise eignet sich hierzu der Stromkreis einer Tangentenbussole. Derselbe wird so aufgestellt, daß seine Ebene in den magnetischen Meridian fällt und das aus seinem Mittelpunkt auf die Magnetnadel gefällte Lot deren Mitte trifft. Schickt man durch diese Spule einen Strom, so erzeugt dieselbe, ebenso wie unser Ellipsoid in dem soeben betrachteten Falle, am Orte der Magnetnadel ein Feld F_1 , das senkrecht steht zur Horizontalkomponente des Erdmagnetismus H ; es möge die Nadel um den Winkel φ_1 ablenken, dann gilt wieder $F_1 = H \cdot \text{tg } \varphi_1$ [vgl. (11)] oder

$$H = \frac{F_1}{\text{tg } \varphi_1} \dots \dots \dots (17)$$

F_1 läßt sich aber aus den Dimensionen der Spule, der Stromstärke und dem Abstand von der Magnetnadel berechnen. Es sei (Fig. 10) O der Ort der wieder sehr klein angenommenen Magnet-

Fig. 10.



nadel, AC der Durchschnitt durch den senkrecht zur Bildebene gedachten Spulenkreis, i die in Ampere gemessene Stromstärke, dann ist die Wirkung eines senkrecht zur Bildebene stehenden Stromelements dl bei A auf den Magnetpol nach $OE \perp b_1$ gerichtet und gleich $\frac{dl \cdot i}{b_1^2 \cdot 10}$, die Komponente in Richtung $OD = \frac{dl \cdot i \cdot \sin \varphi_1}{b_1^2 \cdot 10} = \frac{dl \cdot i \cdot r}{b_1^2 \cdot 10 \cdot b_1}$, die Komponente der Wirkung der ganzen, aus n Windungen bestehenden Spule also $= \frac{2 r \pi \cdot n \cdot i \cdot r}{b_1^2 \cdot 10} \cdot \frac{r}{b_1} = \frac{2 r^2 \pi \cdot n \cdot i}{10 \sqrt{(a_1^2 + r^2)^3}}$; somit wird (17)

$$H = \frac{2 r^2 \pi n i}{10 \sqrt{(a_1^2 + r^2)^3} \cdot \text{tg } \varphi_1} = \frac{0,4 \cdot r^2 \pi n i \cdot A}{\sqrt{(a_1^2 + r^2)^3} \cdot e_1} \dots \dots (18)$$

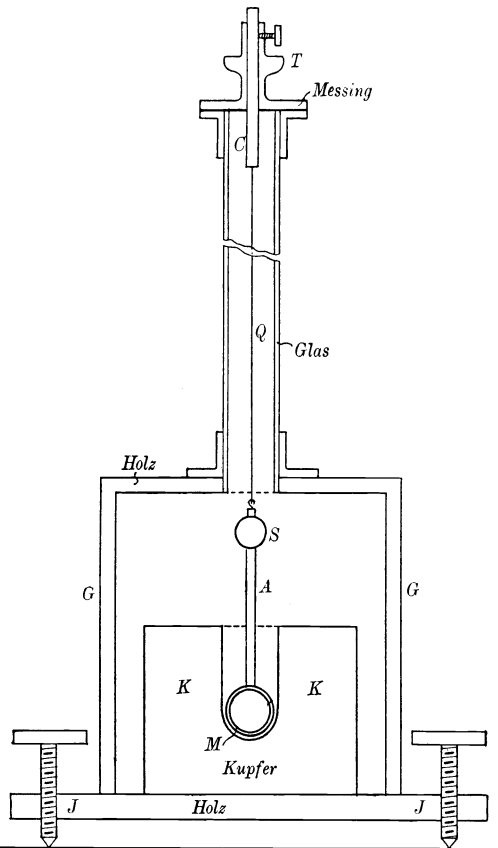
wobei e_1 den mit dem Fernrohr beobachteten Ausschlag in Millimetern

bedeutet. Die Größe r , der mittlere Radius der Spule, muß natürlich genau bekannt sein, und zwar ist bei mehreren übereinanderliegenden Windungen nicht nur die Dicke des Drahtes, sondern auch diejenige der Umspinnung zu berücksichtigen.

§ 12. Anordnung des Magnetometers. Der Hauptteil des Instrumentes, der Magnet, besteht entweder aus einem kurzen, leichten Magnetstäbchen oder besser einem kleinen, dünnen Magnetring M (Fig. 11), der mittels eines leichten Aluminiumstäbchens A , welches den drehbaren Ablesespiegel S trägt, und eines Kokon- oder Quarzfadens an einem Stabe C hängt. Durch Verschieben dieses Stabes in einer Hülse läßt sich das ganze System etwas heben und senken, durch Verbindung mit einem drehbaren, mit Teilung versehenen Torsionskopf T um einen beliebigen, aber bestimmten Winkel drehen. Der Torsionskopf wird getragen von einer auf dem Gehäuse G befestigten Glasröhre; das Gehäuse ruht auf einem mit drei Stellschrauben versehenen Tischchen J und kann durch diese ausgerichtet werden; ein Fenster aus gutem Glas gestattet den Durchblick zum Spiegel.

Der Magnetstab oder Ring M spielt in einer eng anschließenden, zylindrischen oder kugelförmigen Höhlung eines Dämpfers K aus reinem, eisenfreiem Kupfer, der am besten durch einen vertikalen Schnitt in zwei Teile zerlegt ist, um nach Ausrichten des

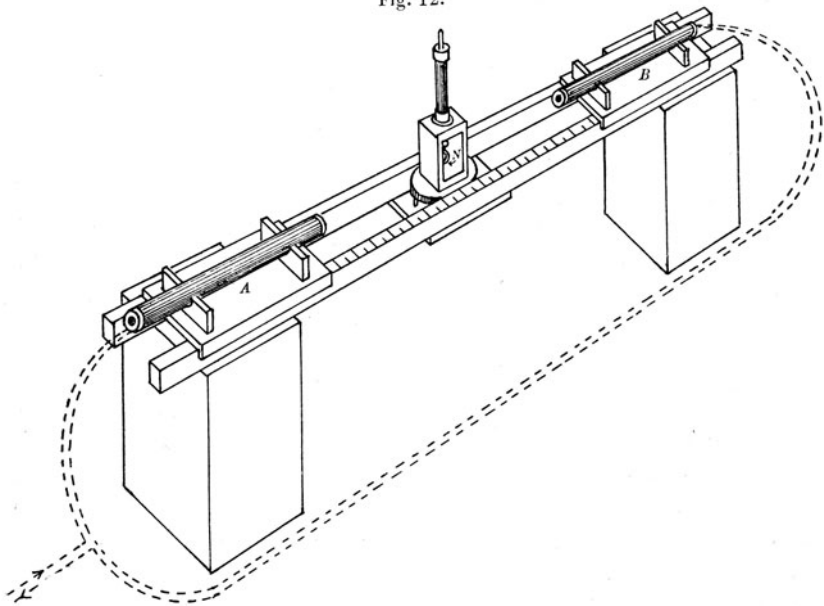
Fig. 11.



Instruments leicht an Ort und Stelle gebracht werden zu können. Man erreicht durch das sehr geringe Trägheitsmoment des schwingenden Systems in Verbindung mit einer vorzüglichen Kupferdämpfung eine außerordentlich rasche Einstellung bei den Beobachtungen und gewinnt dadurch erheblich an Zeit.

Das Magnetometer steht in der Mitte der mit Teilung versehenen Magnetometerbank, die aus einer 2 bis 3 m langen, einfachen oder doppelten Führungsschiene aus gut getrocknetem, mehrfach verleimtem Holz besteht. Sie ist noch vor Aufsetzen des Magnetometers

Fig. 12.



mit Hilfe einer längeren Bussole genau senkrecht zum magnetischen Meridian zu stellen, und zwar hat bei sehr ungleichmäßigem Erdfeld das Ausrichten an der Stelle zu erfolgen, wo das Magnetometer stehen soll. Auf der Bank rechts und links vom Magnetometer gleiten mit Index versehene Schlitten (Fig. 12), welche zwei möglichst gleich dimensionierte Spulen *A* und *B* tragen. Die eine dieser Spulen nimmt bei den eigentlichen Messungen den zu untersuchenden Probekörper, das Ellipsoid, auf; die auf der anderen Seite stehende, in denselben Stromkreis geschaltete Spule, die Kompensationsspule, wird so lange verschoben, bis sie die Wirkung der leeren Magnetisierungsspule auf das Magnetometer genau aufhebt,

so daß bei den Messungen nur noch die vom Ellipsoid allein herrührende Wirkung sichtbar wird. Hierbei hat man sich davon zu überzeugen, daß die Kompensation nicht nur für die Nullage des Magnets stimmt, sondern auch, wenn dieselbe die größte, bei der Untersuchung zu erwartende Ablenkung erfahren hat.

Zur Ablesung mit Spiegel und Skala ist eine gute geteilte Glas-skala mit Beleuchtung von hinten oder von der Seite (Martens) und ein lichtstarkes Ablesefernrohr mit reichlicher Vergrößerung erwünscht, so daß man bei einem Skalenabstand von 2 bis 3 m noch den zehnten Teil eines Millimeters scharf ablesen kann. In diesem Falle kann man sich mit geringen Ausschlägen des Magnetometers begnügen und das Ellipsoid in verhältnismäßig große Entfernung bringen, was aus verschiedenen Gründen erwünscht ist. Je größer nämlich der Abstand a zwischen Ellipsoid und Magnetometer ist, desto geringer wird der Einfluß der unvermeidlichen Fehler bei der Messung dieses Abstandes und beim Ausrichten der Spulen, desto geringer wird ferner der Einfluß des Abstandes der Nadelpole [Glied $l/2$ in Formel (13)], desto geringer endlich wird auch die Korrektion der an der Skala abgelesenen Skalenteile zur Reduktion auf die Tangente des Ablenkungswinkels (vgl. später).

§ 13. Justierung des Apparats. Nach Ausrichtung der Magnetometerbank müssen die Magnetisierungs- und die Kompensationsspule so eingestellt werden, daß ihre Achsen zusammenfallen und die Mitte der Magnetnadel bzw. des Magnetrings treffen. Mittels grober, vor die Spulenöffnungen gespannter Fadenkreuze oder dgl. läßt sich das erstere leicht erreichen, ebenso das letztere, wenn der Magnet ringförmige Gestalt hat und wenn Vorder- und Rückwand des Gehäuses zum Zweck des Durchvisierens entfernt werden können; jedenfalls müssen die durch die Spulen allein hervorgebrachten Ausschläge beim Kommutieren des Stromes nach beiden Seiten gleich sein.

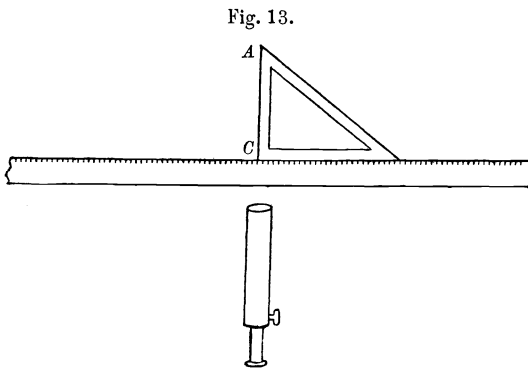
Die Stellung des Magnetometers auf der Bank läßt sich am einfachsten und genauesten ebenfalls durch Ablenkungsversuche bestimmen: Man setzt den Index der Magnetisierungsspule auf einen Teilstrich q der Bank und erzeugt durch einen Strom von geeigneter Größe einen passenden Ausschlag; sodann bringt man die um 180° gedrehte Magnetisierungsspule auf die andere Seite des Magnetometers und verschiebt die Spule so lange, bis der gleiche Strom wieder die gleiche Ablenkung hervorbringt; der Spulenindex stehe

nun auf dem Teilstrich p . Da der Magnet von beiden Spulensstellungen aus gleich starke Einwirkung erfahren hat, so muß er genau in der Mitte stehen; seine Lage entspricht also dem Teilstrich

$$q + \frac{p - q}{2}.$$

Statt die genaue Stellung p zu suchen, wird man rascher zum Ziele kommen, wenn man zwei sehr wenig verschiedene Stellungen p_1 und p_2 benutzt, welche die richtige Stellung p einschließen und daher einen etwas zu großen bzw. zu kleinen Ausschlag geben; daraus kann man die Stellung p mit dem richtigen Ausschlag interpolieren.

Bei der Bestimmung des Abstandes A von Spiegel und Skala (vgl. Formel 16 usw.) ist von der Dicke etwaiger Glasschichten, wie der planparallelen Platte am Magnetometergehäuse und des Glas-



spiegels, falls dieser an der Rückseite versilbert ist, wegen der Brechung nur $\frac{2}{3}$ in Rechnung zu setzen; bei größerem Abstand spielt die Korrektur kaum eine Rolle.

Die senkrechte Stellung der Skala zur Fernrohrachse kontrolliert man am ein-

fachsten mit einem gut gearbeiteten rechtwinkligen Dreieck (Fig. 13), dessen eine Kante man an der Skala entlang gleiten läßt, bis die andere, vom Spiegel reflektiert, in der Visierlinie des Fernrohrs erscheint; die Skala ist dann so lange zu drehen, bis der Punkt A mit C zusammenzufallen, die ganze Kante AC also zu einem Punkte zusammenzuschrumpfen scheint. Der Fehler, den eine geringe Schiefstellung der Skala hervorruft, ist nicht sehr bedeutend; er verschwindet nahezu vollständig, wenn man, was auch aus anderen Gründen ratsam ist, zwei Beobachtungsreihen mit Ausschlägen nach entgegengesetzter Richtung macht.

In Formel (15) und (16) ist nun nach Messung von a und A alles bekannt, bis auf die Größen L und V und den zu beobachtenden Winkel φ . Definiert man die Pole als diejenigen Punkte, in welchen man für die Fernwirkung den gesamten Magnetismus

konzentriert denken kann¹⁾, so ist der Polabstand L gegeben durch $0,775 \lambda$, wenn λ die Länge, also die doppelte große Achse des Ellipsoids, bezeichnet. Es empfiehlt sich übrigens, das Ellipsoid so langgestreckt und dünn zu wählen, als es die Schwierigkeit der mechanischen Herstellung usw. gestattet, da die Genauigkeit der Messung dadurch erheblich gewinnt (vgl. später). Das Volumen V des Ellipsoids ermittelt man am besten durch Wasserwägung; ein Vergleich mit dem aus den Achsenlängen berechneten Volumen $\frac{2}{3} \lambda \varrho^2 \pi$, wobei ϱ die halbe kleine Achse bezeichnet, gibt eine wertvolle Kontrolle für die bei der Herstellung des Ellipsoids erreichte Genauigkeit.

§ 14. **Korrekturen: a) Reduktion der Skalenablesung.** Mit Fernrohr und Skala wollen wir die Tangente des Winkels φ messen, um welchen die Magnetnadel abgelenkt ist; da aber der reflektierte Lichtstrahl den Winkel 2φ beschreibt, wenn sich der Spiegel um den Winkel φ dreht, so messen wir tatsächlich den Winkel 2φ , denn es ist $\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{e}{A}$, wenn e die Anzahl der abgelesenen Skalenteile und A den Abstand zwischen Spiegel und Skala bedeutet. Nun gilt

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\operatorname{tg} 2\varphi} \pm \sqrt{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 2\varphi}}.$$

Setzen wir darin $\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{e}{A}$ und entwickeln die Wurzel nach Potenzen, so erhalten wir

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{e}{2A} \left(1 - \frac{e^2}{4A^2} + \dots\right) = \frac{1}{2A} \left(e - \frac{e^3}{4A^2} + \dots\right) \quad (19)$$

Der Ablenkungswinkel φ und daher auch $\frac{e}{2A}$ ist immer eine kleine Größe; wir werden daher in der Entwicklung stets mit dem zweiten Gliede auskommen und haben demnach an der Skalenablesung e in jedem Falle nur die Korrekturengröße $\frac{e^3}{4A^2}$ anzubringen, die man der für einen bestimmten Abstand A ein für alle Mal konstruierten Korrekturkurve entnimmt. Will man diese Korrekturgröße, die natürlich immer eine gewisse Unsicherheit mit sich bringt, klein halten, so muß man dafür sorgen, daß man für kleine

¹⁾ Eine andere Definition der Pole als der Schwerpunkte des freien Magnetismus, die eine etwas andere Lage haben, kommt hier nicht in Betracht; vgl. Gans, Elektrot. Zeitschr. 1907, S. 529.

Ausschläge und einen großen Abstand A noch eine hinreichend genaue Ablesung erhält, d. h. man muß über ein Fernrohr mit gutem Auflösungsvermögen verfügen, worauf schon früher hingewiesen wurde.

b) Einfluß der Fadentorsion. Nicht nur die Richtkraft der Erde, sondern auch die Torsion des Aufhängefadens widersetzt sich der Ablenkung durch das Ellipsoid; infolgedessen wird die gefundene Ablenkung zu klein ausfallen und einer gewissen Korrektur bedürfen, die bei ganz dünnen Aufhängefäden, wie sie für sehr leichte Systeme genügen, vernachlässigt werden darf, bei dickeren dagegen experimentell bestimmt und in Rechnung gezogen werden muß.

Bezeichnet d die elastische Direktionskraft, welche zu der magnetischen D infolge der Torsion hinzukommt, so ist der beobachtete Ausschlag mit dem Verhältnis

$$\frac{D+d}{D} = 1 + \frac{d}{D} = 1 + \Theta \quad (20)$$

zu multiplizieren. Das Torsionsverhältnis Θ findet man auf folgende Weise: Man dreht den Torsionskopf des Magnetometers um eine volle Umdrehung und beobachtet die dabei auftretende Änderung der Skalenablesung. Ist diese $= \varepsilon$, so wird

$$\Theta = \frac{\varepsilon}{4\pi A - \varepsilon} \quad (A = \text{Skalenabstand}) \quad (21)$$

Es sei beispielsweise $\varepsilon = 50$ mm, $A = 2000$ mm, dann ist Θ etwa $= 0,002$, unsere Ablesung ist also noch zu korrigieren durch $e \cdot 0,002$; erst für $e = 500$ gibt diese Korrektur einen Skalenteil, trotzdem das angenommene Torsionsverhältnis recht groß ist. Arbeitet man immer bei demselben Skalenabstand, so wird man vorteilhaft die Reduktion der Skalenablesung $\frac{e^3}{4A^2}$ und die Korrektur Θ für eine Anzahl von Punkten berechnen, zusammenfassen und als Kurve auftragen, der man dann stets die Summe der beiden Korrekturen entnehmen kann.

c) Fehler der Skale. Schließlich wird man sich auch noch davon zu überzeugen haben, daß die Fernrohrskala hinreichend richtig ist, was bei aufgezogenen Papierskalen, wie sie vielfach Verwendung finden, keineswegs stets zutrifft. Erwies sich dieselbe beispielsweise um 1 mm pro Meter zu lang, so hätte man noch den Betrag $0,001 \cdot e$ zuzuschlagen; auch diese Korrektur würde man natürlich praktischerweise mit den beiden vorhergehenden vereinigen. Mißt man Horizontalintensität und Magnetisierungsintensität mit derselben

Anordnung, so fallen derartige Skalenfehler bei der Rechnung heraus und können unberücksichtigt bleiben. Von einer Bestimmung der inneren Teilungsfehler wird man in jedem Falle Abstand nehmen können.

§ 15. Entmagnetisierung. Soll, was meist der Fall sein wird, die Induktion \mathfrak{B} in Abhängigkeit von der Feldstärke von niedrigen Werten ab bestimmt werden, so muß das Ellipsoid zuvor gut entmagnetisiert, d. h. von den Rückständen der früheren Magnetisierung befreit werden. Dies ist in jedem Falle notwendig, auch bei ganz neu hergestellten Proben, denn einerseits sind diese stets durch die Einwirkung der zum Bearbeiten dienenden Werkzeuge, des Erdmagnetismus u. dgl., etwas magnetisch geworden, andererseits aber muß auch grundsätzlich jede Probe vor der Messung gründlich mit Wechselstrom durchmagnetisiert und wieder entmagnetisiert werden, da man erst dann darauf rechnen kann, reproduzierbare Magnetisierungskurven zu erhalten (sogenannte magnetische Akkommodation).

Würde man jedoch die Entmagnetisierung an einer beliebigen anderen Stelle vornehmen und das Ellipsoid dann durch das wirksame Erdfeld hindurch zum Magnetometer bringen, so würde es sich kaum vermeiden lassen, daß eine Komponente des Erdfeldes wieder von neuem magnetisierend wirkte und einen, wenn auch kleinen, remanenten Magnetismus hervorbrächte. Bei gewöhnlichen Messungen würde der hierdurch hervorgebrachte Fehler allerdings nicht erheblich ins Gewicht fallen, wohl aber bei der Bestimmung der sogenannten Anfangspermeabilität, also der Magnetisierbarkeit für sehr kleine Feldstärken, von der später noch ausführlich die Rede sein wird.

Den Vorgang der Entmagnetisierung können wir uns etwa folgendermaßen vorstellen¹⁾: Es ist wahrscheinlich, daß ein ferromagnetisches Material auch vor seiner Magnetisierung aus einer außerordentlich großen Zahl von sehr kleinen Kristallen besteht, die sämtlich schon von vornherein bis zur Sättigung magnetisiert sind, deren magnetische Achsen aber im Zustand größtmöglicher Unordnung durcheinander liegen, so daß ihre Wirkungen auf einen außerhalb gelegenen Punkt sich gegenseitig aufheben. Ein äußeres magnetisches Feld übt nun eine ordnende Wirkung aus, indem es die magnetischen Achsen dieser kleinen Kristalle mehr oder weniger in seine eigene Richtung hineinzwängt, so daß ihre Wirkung nach außen hin merklich wird. Diese Ordnung bleibt bis zu einem

¹⁾ W. Steinhaus und E. Gumlich, Archiv f. Elektrotechnik 4, 150 (1915).

gewissen Betrag auch nach dem Aufhören des Feldes noch erhalten und äußert sich als der remanente Magnetismus. Die Entmagnetisierung besteht also darin, diesen remanenten Magnetismus zu zerstören und die magnetischen Achsen wieder in den Zustand größtmöglicher Unordnung zurückzuführen. Dies erreicht man dadurch, daß man die Probe einer außerordentlich großen Zahl von vollständigen Magnetisierungszyklen mit abnehmender maximaler Feldstärke bis auf Null herunter unterwirft. Für die meisten Fälle genügt hierzu ein gewöhnlicher Wechselstrom von nicht allzugroßer Periodenzahl (bis etwa 50 pro Sekunde), den man in der das Ellipsoid enthaltenden Magnetisierungsspule pulsieren läßt und durch Einschalten von Vorschaltwiderständen gleichmäßig zum Verschwinden bringt. Bei jeder Periode des Wechselstroms durchläuft das Probenmaterial einen vollständigen magnetischen Kreisprozeß; da aber die Feldstärke immer mehr abnimmt, so werden auch diese magnetischen Kreisprozesse immer kleiner und kleiner, und die Folge ist eben der erwünschte unmagnetische Zustand.

Es ist hierbei jedoch auf einige Punkte zu achten:

1. Das zum Entmagnetisieren verwendete Maximalfeld muß höher sein als das frühere Feld, dessen Wirkung durch die Entmagnetisierung beseitigt werden soll.

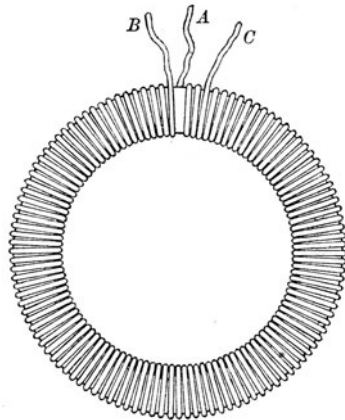
2. Das kleinste schließlich erreichte Feld darf keinen merklichen remanenten Magnetismus erzeugen. Verfügen wir beispielsweise über eine Wechselstromquelle von 100 Volt, einen Vorschaltwiderstand von 10 000 Ω und eine Magnetisierungsspule mit der Konstante 100 (bei der also das Feld \mathfrak{H} gegeben ist durch $\mathfrak{H} = 100 \times i$, wobei $i =$ Stromstärke in A), so kommen wir bei sinusförmigem Strom nur bis zu einer Feldstärke von rund 1,4 Gauß herunter; diese ist aber auch für gewöhnliche Verhältnisse noch viel zu hoch, man sollte auf etwa den hundertsten Teil zu kommen suchen. Zu diesem Zweck muß man entweder die Spulenkonstante entsprechend verringern, was deshalb nicht vorteilhaft ist, weil man dann zur Erreichung des höchsten Feldes wieder erhebliche Ströme verwenden muß, die leicht zu Störungen Veranlassung geben können, oder man muß Vorschaltwiderstände von der Größenordnung von 100 000 bis 1 000 000 Ω verwenden, oder man muß, was das bequemste ist, die Spannung des Wechselstroms je nach Bedarf heruntertransformieren. Hierzu sind natürlich die verschiedensten Anordnungen verwendbar, für den Laboratoriumsgebrauch genügt aber vollkommen ein einfacher und leicht herstellbarer Autotransformator, wie er sich in der Reichsanstalt gut bewährt hat. Derselbe besteht aus einem

Ring, der zusammengesetzt ist aus einer größeren Anzahl ausgestanzter Dynamoblechringe, am besten aus sogenanntem „legierten“ Blech. Der Ring ist seinem ganzen Umfang nach zwischen *A* und *B* (Fig. 14) mit dickem, isoliertem Kupferdraht bewickelt, beispielsweise mit etwa 100 Windungen. Legt man nun die Wechselstromzuleitung an *A* und *B* an, so hat man zwischen diesen Punkten nahezu die gesamte Spannung der Zentrale, also etwa wieder 100 Volt, zwischen *A* und jeder folgenden Windung aber ungefähr nur den hundertsten Teil, also etwa 1 Volt. Will man also bei dem obigen Beispiel nur auf rund 0,03 Gauß kommen, so nimmt man die Spannung durch eine angelötete Abzweigung *C* bereits nach der zweiten Windung ab ($\frac{1,4 \times 2 \times 100}{10\,000} = 0,028$ Gauß). Praktisch ver-

fährt man so, daß man zunächst mit der vollen Spannung zwischen *A* und *B* entmagnetisiert, dann mittels eines Kommutators auf die niedrige Spannung zwischen *A* und *C* übergeht und von neuem entmagnetisiert; man hat dann nur bei der Auswahl der niedrigen Spannung darauf zu achten, daß die damit erreichbare maximale Feldstärke noch über der mit der höheren Spannung erreichbaren minimalen Feldstärke liegt.

3. Die Entmagnetisierungszyklen müssen ganz gleichmäßig bis gegen Null abnehmen, es dürfen also keinerlei Sprünge dabei vorkommen, denn jede Unstetigkeit gibt Veranlassung zu einer größeren oder geringeren Remanenz, die durch die folgenden Zyklen nicht beseitigt wird. Hieraus geht ohne weiteres hervor, daß zur Abschwächung des Stroms bei feineren Messungen keine Kurbelwiderstände mit einer beschränkten Anzahl von Kontakten verwendet werden dürfen, denn bei jedem Übergang von einem Kontakt zum anderen findet ja naturgemäß ein größerer Sprung in der Stromstärke, also auch in der Feldstärke statt. Weit besser wirken die bekannten Ruhstrat-Widerstände, da hier die Unterteilung außerordentlich viel feiner ist, und für gewöhnliche Zwecke genügen diese auch vielfach. Ob dies der Fall ist, erkennt man am besten mit dem Magnetometer selbst: Durch das Einführen des noch nicht

Fig. 14.



entmagnetisierten Ellipsoids in die vor dem Magnetometer stehende Magnetisierungsspule wird letzteres im allgemeinen infolge der Remanenz der Probe einen Ausschlag erleiden. Verschwindet dieser völlig nach dem Entmagnetisieren, steht also das Magnetometer wieder auf dem Nullpunkt ein, so wird die Entmagnetisierung genügen. Dies wird aber nach der erwähnten Methode bei Verwendung von Ruhstrat-Widerständen stets zu erreichen sein, wenn es sich um gewöhnliche Messungen vollständiger Magnetisierungskurven bis nahe zur Sättigung handelt, bei welcher ein nicht zu kleines Ellipsoid schon in beträchtlicher Entfernung vom Magnetometer steht; dann wird auch der stets vorhandene Einfluß der unvollständigen Entmagnetisierung nicht mehr stören, da er prozentisch nur sehr wenig ins Gewicht fällt. Würden wir dagegen das so entmagnetisierte Ellipsoid auf der Bank vorsichtig immer näher an das Magnetometer heranschieben bis in einen Abstand, wie wir ihn zur Bestimmung der sogenannten Anfangspermeabilität brauchen, dann würde mit Sicherheit ein Ausschlag des Magnetometers erfolgen, der anzeigt, daß die Entmagnetisierung tatsächlich doch noch recht unvollkommen war. In diesem Falle genügt also auch nicht die Anwendung der infolge unsicherer Kontakte immerhin nicht einwandfreien Ruhstrat-Widerstände, und ebensowenig diejenige der in manchen Lehrbüchern empfohlenen Flüssigkeitswiderstände, dagegen hat sich der folgende, in der Reichsanstalt konstruierte Apparat¹⁾ in jahrelangem Gebrauch gut bewährt.

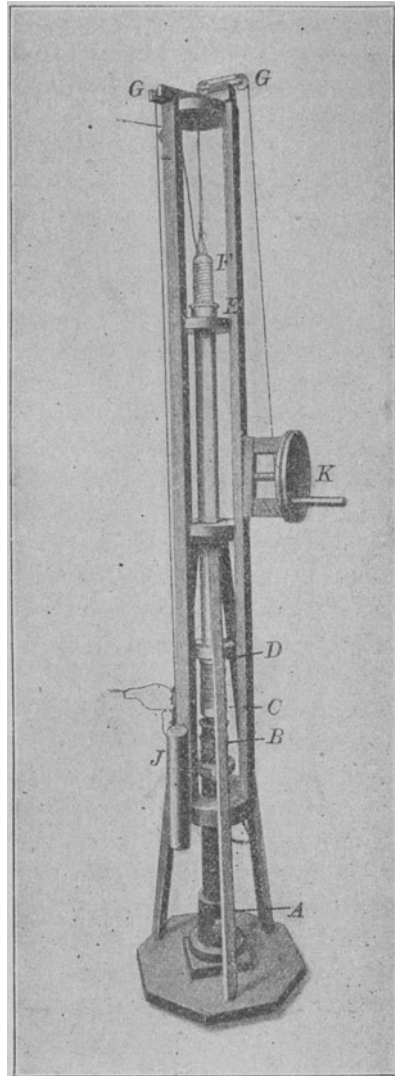
Entmagnetisierungsapparat nach Gumlich und Rogowski. Eine unter Vermittelung eines Vorschaltwiderstandes von der Wechselstromzentrale gespeiste Primärspule AB (Fig. 15) von etwa 5000 Windungen, 6 cm lichter Weite und 40 cm Länge umschließt, genau passend, eine mit der Magnetisierungsspule verbundene Sekundärspule mit einem Kern aus lamelliertem Eisen, die sich mittels eines über die Rollen GG führenden Schnurlaufs durch die Kurbel K sehr gleichmäßig hochziehen und dadurch aus dem Feld der Primärspule entfernen läßt. Befindet sich die Sekundärspule ganz innerhalb der Primärspule, so wird darin ein starker Wechselstrom induziert, der natürlich auch die das Ellipsoid enthaltende Magnetisierungsspule durchfließt. Durch langsames Heben der Induktionsspule mittels der Kurbel K und des Gegengewichts J aus dem Bereich der Primärspule bis zum Ende des Gestells (etwa EF in

¹⁾ E. Gumlich und W. Rogowski, Die Messung der Permeabilität des Eisens bei sehr kleinen Feldstärken. Ann. d. Phys. (4) **34**, 235—257 (1911). Elektrot. Zeitschr. **32**, 180—184 (1911).

Fig. 15) nimmt die induzierte Stromstärke ganz gleichmäßig bis gegen Null ab; um auch den letzten Rest der Einwirkung noch zu beseitigen, kann die Primärspule um ein bei *A* befindliches Scharnier in eine horizontale Lage herumgeklappt werden, so daß ihre Achse senkrecht zu derjenigen der Sekundärspule steht. Zur Vermeidung des schädlichen Pendelns der Sekundärspule beim Herausziehen und damit des Schwankens der Stromstärke dient als Führung das Rohr *CE*. Die auf diesem Rohre angebrachte, nach oben hin gleichmäßig abnehmende Zusatzwicklung *CD*, die mit der Primärspule in Reihe geschaltet ist, bewirkt, daß auch das Feld nach oben hin langsam abnimmt und die Änderung der Stromstärke im Sekundärkreis beim Austritt aus der Primärspule nicht ruckweise erfolgt.

Der Vorgang ist nun folgender: Man stellt zunächst bei hochzogener Sekundärspule mittels eines Vorschaltwiderstandes die notwendige höchste Stromstärke in der Primärspule her, läßt dann die Sekundärspule durch Anheben des Gegengewichts *J* in die Primärspule herabsinken, wobei man mit einem eingeschalteten Strommesser die Höhe des im Sekundärkreis entstehenden Stromes kontrolliert, und zieht durch langsames und gleichmäßiges Drehen der Kurbel *K* die Sekundärspule wieder in die Höhe, legt dann die Primärspule um und unterbricht endlich nach Einschalten des Vorschaltwiderstandes den Primärstrom. War die Probe vorher sehr hoch magnetisiert, so

Fig. 15.



empfiehlt es sich, statt des einen Entmagnetisierungsprozesses lieber deren zwei mit hoher und niedriger Stromstärke auszuführen.

Bei einem zweiten, kürzlich in der Reichsanstalt konstruierten Apparat bleibt der Eisenblechkern der Sekundärspule von dieser getrennt stets in der Achse der Primärspule stehen und bildet mit einer um die Primärspule herumgelegten Armierung aus Eisenblechbündeln einen nahezu geschlossenen Eisenweg für die Feldlinien der Primärspule, so daß nur die leere Sekundärspule gehoben zu werden braucht.

Diese neuere Anordnung hat sich aus mehreren Gründen als vorteilhaft erwiesen, doch wird der Apparat durch die Armierung natürlich erheblich schwerer.

§ 16. Magnetische Nachwirkung (Viskosität). Bei den Beobachtungen selbst hat man auch die sogenannten „Nachwirkungserscheinungen“ zu berücksichtigen, welche daher rühren, daß namentlich bei den niedrigen Induktionen und bei geringen Änderungen der Feldstärke die magnetischen Vorgänge sich nicht momentan abspielen, sondern zum vollständigen Ablaufen einer gewissen Zeit bedürfen. Sehr gut läßt sich dies mit einem stark gedämpften Magnetometer von geringer Schwingungsdauer beobachten, das seine Ruhelage innerhalb sehr kurzer Zeit annimmt. Wenn man nun ein Ellipsoid oder einen Stab aus weichem Material nur wenig magnetisiert, so sieht man das Magnetometer sehr rasch den Hauptausschlag ausführen, dann aber noch eine Zeit lang weiterkriechen, und es dauert bei ungünstigen Materialien eine ganze Anzahl von Sekunden, ja von Minuten, bis diese Erscheinungen vollständig abgelaufen sind. Sie hängen einmal ab von der Art des Materials: Beispielsweise zeigen reine Eisenproben diese Nachwirkung kurze Zeit nach dem Ausglühen in hohem Maße, dagegen viel weniger die Legierungen, wie Siliciumlegierungen u. dgl. Ferner spielt auch noch der Querschnitt eine Rolle: Die Nachwirkungsdauer dicker Stücke ist erheblich größer als diejenige dünner, lamellierter oder drahtförmiger Proben, was zum Teil auch von der Wirkung von Wirbelströmen herrührt, welche bei großem Querschnitt die Magnetisierung verzögern (sog. genannter Skin- oder Hauteffekt, auf den wir später noch gelegentlich der Wechselstrommagnetisierung zu sprechen kommen werden).

Selbstverständlich muß man bei genauen Beobachtungen stets warten, bis das Magnetometer endgültig zur Ruhe gelangt ist und nicht mehr „kriecht“, was allerdings mitunter recht erhebliche Zeit in Anspruch nimmt.

§ 17. Wahre Feldstärke. Die Aufnahme einer Magnetisierungskurve bzw. Hystereseschleife besteht nun darin, daß wir Punkt für Punkt die Beziehung zwischen der Induktion \mathfrak{B} und der Feldstärke \mathfrak{H} suchen, welche \mathfrak{B} hervorgebracht hat. Diese Feldstärke \mathfrak{H} läßt sich beim Ellipsoid genau berechnen, da die Magnetisierung des Ellipsoids vollkommen gleichmäßig ist und somit im Innern des ganzen Probekörpers auch die gleiche Feldstärke herrscht. Hat die im Verhältnis zu ihrer Länge enge Magnetisierungsspule n Windungen pro Zentimeter und wird dieselbe durchflossen von einem Strom von i A., so ist die hierdurch erzeugte Feldstärke in der Nähe der Spulenmitte $\mathfrak{H}' = 0,4\pi ni$. Diese muß über die ganze Länge des Ellipsoids hinweg hinreichend gleichmäßig sein, was dann der Fall ist, wenn die Größe $(r/a)^2$ gegen 1 verschwindet, also in gewöhnlichen Fällen etwa von der Größenordnung 0,001 ist; hierbei bezeichnet r den mittleren Radius der Spule und a den Abstand des Ellipsoidendes vom zunächst gelegenen Spulenende. Bringt man nun das Ellipsoid in dies Feld, so wird letzteres infolge des freien Magnetismus auf der Oberfläche vollständig verzerrt; im Innern des Ellipsoids dagegen ist es wieder gleichförmig, hat aber infolge der entmagnetisierenden Wirkung dieses freien Magnetismus eine geringere Größe \mathfrak{H} , die gegeben ist durch die Beziehung $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$. Hierin bezeichnet \mathfrak{H}' die oben angegebene „scheinbare“ Feldstärke $0,4\pi ni$, J die Intensität der Magnetisierung des Ellipsoids, die erst durch unsere Versuche ermittelt werden muß, und N den sogenannten Entmagnetisierungsfaktor, der sich beim Ellipsoid aus den Dimensionen berechnen läßt (vgl. § 6).

Im folgenden soll ein Beispiel für eine vollständige Messung der Hystereseschleife eines Ellipsoids Platz finden.

§ 18. Beispiel einer Ellipsoidmessung. Das Ellipsoid V 49, von etwa 33 cm Länge und 0,6 cm Durchmesser, war aus mehrfach geglühtem, weichem Dynamostahl hergestellt. Zur Bestimmung der Lage des Magnetometers (§ 13) und der Horizontalintensität des Erdmagnetismus (§ 11) diente eine auf Holzunterlage gewickelte flache Spule mit sechs in zwei Lagen angeordneten Windungen von $r = 10,159$ cm mittlerem Durchmesser. Die Spule war genau senkrecht auf einer mit Index versehenen, auf der Magnetometerbank verschiebbaren Unterlage montiert; der Abstand zwischen Index und Mitte der Wickelung betrug 15,58 cm (vgl. Fig. 16). Die Korrektur der groben Teilung der Magnetometerbank war bekannt; der Abstand

des Index von einem größeren Teilstrich der Bank wurde durch einen besonderen genauen Maßstab gemessen. Die Entfernung A zwischen Magnetometerspiegel und Fernrohrskala wurde zu 2504,5 mm bestimmt.

Zur Messung der Stromstärke diente ein Spannungszeiger von Siemens u. Halske mit 100Ω innerem Widerstand, mit Hilfe dessen die Spannung an den Enden von mehreren in den Stromkreis eingeschalteten Präzisionswiderständen (Nebenschluß!) bestimmt wurde.

Der außerordentlich geringe Einfluß der Fadentorsion konnte unberücksichtigt bleiben, ebenso der Einfluß der Teilungsfehler der Skala, der herausfällt, da man Horizontalintensität und Magnetisierung des Ellipsoids mit derselben Anordnung beobachtete.

Lage des Magnetometers.

Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

a) Spulenindex auf Strich 60 cm, rechts vom Magnetometer.

Spannungszeiger	Nebenschluß	Skalenablesung		Ausschlag
0	1	500,5		
96,8			622,8	122,4
0		500,3		
96,8 ₅			377,7	122,4 ₅
0		500,0		
96,9			622,7	122,5
0		500,4		
Mittel (korr.) . . .	96,4 ₅			122,4 ₅
Mittel (reduz. auf gleiche Spanng.)	96,4 ₅			122,4 ₅

b) Index auf Strich 30 + 1,77₅ cm, links vom Magnetometer.

Spannungszeiger	Nebenschluß	Skalenablesung		Ausschlag
0	1	499,5		
96,8 ₅			621,5	121,9 ₅
0		499,6		
96,8			377,5	122,0 ₅
0		499,5		
96,8			621,7	122,2
0		499,5		
Mittel (korr.) . . .	96,4			122,1 ₁
Mittel (reduz. auf gleiche Spanng.)	96,4 ₅			122,1 ₅

c) Index auf Strich 30 + 1,67₅ cm, links vom Magnetometer.

Spannungszeiger	Nebenschluß	Skalenablesung		Ausschlag
0	1	499,5		
96,8			621,8	122,7 ₅
0		498,6		
96,7 ₅			376,4	122,1 ₅
0		498,5		
96,7			621,5	123,0
0		498,5		
Mittel (korr.) . . .	96,3 ₅			122,6
Mittel (reduz. auf gleiche Spanng.) } 96,4 ₅				122,7

d) Index auf Strich 70 + 5,63 (rechts vom Magnetometer) vor der Messung.

Spannungszeiger	Nebenschluß	Skalenablesung		Ausschlag
0	0,5	493,4		
100,7 ₅			384,2	109,2
0		493,4		
100,7			602,0	108,5 ₅
0		493,5		
100,6 ₅			384,5	109,0 ₅
0		493,6		
Mittel (korr.) . . .	100,3			108,9

e) Index auf Strich 70 + 5,63 (rechts vom Magnetometer) nach der Messung.

Spannungszeiger	Nebenschluß	Skalenablesung		Ausschlag
0	0,5	492,8		
100,2 ₅			601,6	108,6
0		493,2		
100,2 ₅			384,7	108,6
0		493,4		
100,2 ₅			601,4	107,9 ₅
0		493,5		
Mittel (korr.) . . .	99,8 ₅			108,4

Mittel aus d) und e).

Spannungszeiger . . . 100,1 Ausschlag . . . 108,6₅.

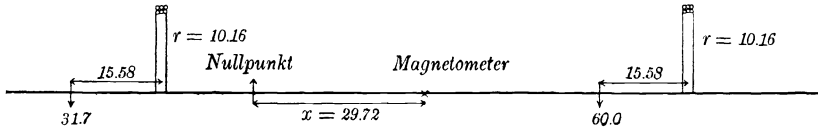
Nach a) bis c) erhält man gleiche Ausschläge, wenn der Index steht auf Strich 60 rechts vom Magnetometer und auf Strich 30 + 1,72 links vom Magnetometer, oder, korrigiert wegen der Teilungsfehler: auf Strich 59,98 rechts vom Magnetometer und auf Strich 29,99 + 1,72 = 31,71 links vom Magnetometer.

Für die Stellung des Magnetometers folgt hieraus (vgl. Fig. 16):

$$31,71 - 15,58 + x = 59,98 + 15,58 - x.$$

$$x = 29,72 \text{ cm rechts vom Nullpunkt.}$$

Fig. 16.



Abstand der Spule vom Magnetometer:

Stromstärke:

a) $59,98 + 15,58 - 29,72 = 45,84 \text{ cm}$

$i_1 = 0,9738 \text{ A}$

d) $69,96 + 5,63 + 15,58 - 29,72 = 61,45 \text{ cm.}$

$i_2 = 2,012 \text{ A}$

Horizontalintensität.

Nach (18) ist
$$H = \frac{0,4 \cdot r^2 \pi n \cdot i \cdot A}{\sqrt{(a^2 + r^2)^3} e}$$

In unserm Falle ist:

$r = 10,159$

$a_1 = 45,84$

$a_2 = 61,45$

Hieraus $H_1 = 0,1497_4$

$n = 6$

$i_1 = 0,9738$

$i_2 = 2,012$

$H_2 = 0,1493_7$

$A = 2504,5 \text{ mm}$

$e_1 = 122,4_5$

$e_2 = 108,9$

$H_M = 0,1495_5$

Ellipsoidmessung. Bei der Ellipsoidmessung verfuhr man zunächst so, daß man von der maximalen Feldstärke ausging, sodann den Strom ausschaltete (Spannungszeiger 0; der positive Magnetometerausschlag entspricht der Remanenz), hierauf die Stromrichtung umdrehte und wieder den maximalen Strom einstellte, das Magnetometer ablas, den Strom ausschaltete (der negative Ausschlag entspricht der Remanenz), den Strom umdrehte, das Maximum einstellte usf. Hierauf ging man zu einer etwas niedrigeren Feldstärke über und verfuhr genau ebenso usw. Man gewann also beim Durchlaufen einer ganzen Hystereseschleife außer den zugehörigen Werten der Remanenz nur zwei symmetrisch gelegene Punkte; dies war deshalb notwendig, weil bei den hohen Stromstärken eine längere Belastung der Spule ohne dazwischen liegende Unterbrechung eine zu starke Erwärmung hervorgebracht haben würde. Bei niedrigeren Stromstärken, von etwa 1 Amp. ab, wurden dagegen außer den zugehörigen Remanenzwerten gleich sechs Punkte hintereinander auf beiden Schleifenhälften aufgenommen. Von beiden Beobachtungsarten sind im folgenden nur einige Beispiele gegeben; die Mittelwerte der Ergebnisse sämtlicher Einzelbeobachtungen sind weiterhin im Zusammenhang wiedergegeben und die Werte von ξ und \mathfrak{B} daraus berechnet.

Den Wert des Ausschlages findet man als Differenz zwischen der entsprechenden Magnetometerablesung und dem Nullpunkt; da

Nebenschluß	Spannungszeiger	Skalenablesung	Nullpunkt	Ausschlag	Nebenschluß	Spannungszeiger	Skalenablesung	Nullpunkt	Ausschlag	Nebenschluß	Spannungszeiger	Skalenablesung	Nullpunkt	Ausschlag		
0,1	0	500,8	490,6 ₅	455,1 ₅	1,5	0	500,4	489,9 ₅	367,4 ₅	1,5	0	500,6	490,6 ₅	368,0 ₅		
	52,0	35,5	480,5	455,7 ₅		125,0	122,5	131,5	358,4 ₅		125,2	122,6	131,6	359,0 ₅		
	0	480,5	490,6 ₅	455,7 ₅		101,5	139,4	145,0	350,5 ₅		101,5 ₅	140,2	144,8	345,8 ₅		
	51,5	0	500,8	455,0 ₆		85,5 ₅	145,0	70,7	344,9 ₅		85,6	140,2	150,4	340,2 ₅		
	0	500,8	490,6 ₅	455,0 ₆		77,4 ₅	149,5	114,4 ₅	340,4 ₅		77,4 ₅	150,4	164,0	326,6 ₅		
	51,7	35,6	480,5	490,5		70,7	163,4	0	326,5 ₅		70,7	164,0	0	480,7	491,3	368,2
	0	480,5	493,5	453,0		114,4 ₅	479,5	0	367,9 ₅		114,4 ₅	480,7	1,5	125,1 ₅	849,7	358,4
	50,8	0	500,5	490,5		453,0	479,5	0	358,5 ₅		490,0 ₅	849,7	1,5	101,5 ₅	842,0	350,7
	0	500,5	493,5	453,0		500,5	848,6	0	350,7 ₅		500,5	842,0	3	85,5 ₅	836,7	345,4
	50,1	36,6	479,6	490,2		453,3	840,8	0	340,4 ₅		490,2	831,9	3	77,4 ₅	818,0	340,6
49,9	0	500,8	453,9 ₅	453,9 ₅	830,5	0	326,7 ₅	453,9 ₅	501,9	0	114,4	501,9	326,7			
0	500,8	453,9 ₅	453,9 ₅	453,9 ₅	816,8	0	500,6	453,9 ₅	Mittel.	0	0	501,9	501,9			
Mittel	51,0	500,8	490,6	448,1	490,6	51,0	500,6	490,6	Mittel.	51,0	500,6	490,6	490,6	367,9		
0,1	0	40,8	490,6	448,1	490,6	0	490,6	448,1	490,6	0	125,1 ₅	367,9	449,0	358,6		
44,6	0	480,4	490,7	448,1	490,7	44,6	490,7	448,1	490,7	44,6	101,5 ₅	350,6	449,0	350,6		
0	480,4	490,7	448,1	448,1	490,7	0	490,7	448,1	490,7	0	85,5 ₅	345,4 ₅	449,0	345,4 ₅		
44,3	0	938,8	490,4	448,9	490,4	44,3	490,4	448,9	490,4	44,3	77,4 ₅	340,4 ₅	449,0	340,4 ₅		
0	938,8	490,4	448,9	449,3	490,4	0	490,4	448,9	449,3	0	70,7	326,6 ₅	449,3	326,6 ₅		
44,6	41,5	479,8	490,0	449,3	490,0	44,6	490,0	449,3	490,0	44,6	114,4	326,6 ₅	449,3	326,6 ₅		
0	479,8	938,3	449,3	449,3	490,0	0	490,0	449,3	490,0	0	0	326,6 ₅	449,3	326,6 ₅		
44,3	0	500,2	449,0	449,0	449,0	44,3	449,0	449,0	449,0	44,3	0	326,6 ₅	449,0	326,6 ₅		
0	500,2	449,0	449,0	449,0	449,0	0	449,0	449,0	449,0	0	0	326,6 ₅	449,0	326,6 ₅		
Mittel	44,4 ₅	449,0	449,0	449,0	449,0	44,4 ₅	449,0	449,0	449,0	44,4 ₅	0	326,6 ₅	449,0	326,6 ₅		

Mittel.

Nebenschluß	Spannungszeiger	Ausschlag
1,5	125,1 ₅	367,9
	101,5 ₅	358,6
	85,5 ₅	350,6
	77,4 ₅	345,4 ₅
	70,7	340,4 ₅
3	114,4	326,6 ₅

Konstante der Magnetisierungspule Nebenschluß für \mathcal{G} :
 105,8, also: $\mathcal{G} = 105,8 \cdot i = 105,8 \left(\frac{1}{\text{Neb}} + 100 \right) \cdot 100$,
 wobei $\alpha =$ Ausschlag des Spannungszeigers.

Reduktionsfaktoren für \mathcal{G} :
 Nebenschluß: 0,1 10,621 $\times \alpha$
 " 2,1269 $\times \alpha$
 " 1,0686 $\times \alpha$
 " 0,7160 $\times \alpha$
 " 0,3688 $\times \alpha$
 " 0,1164 $\times \alpha$
 " 0,0498 $\times \alpha$

Nach (16) ist $J = \frac{H \left(a^2 - \frac{L^2}{4} \right)^2}{4 a V} \cdot \frac{e}{A}$.
 Hierbei ist
 $H = 0,1495$,
 $a = 139,6$ cm.
 $\frac{L}{2} = 11,08_4$ cm.
 $V = 10,970$ ccm (durch Wasserwägung).
 $A = 2504,5$ mm.
 Daraus $J = 3,6554 \cdot e$.

$\alpha =$ Anzahl der Skalenteile des Spannungszeigers.
 $\mathcal{G} = \mathcal{G}' - N \cdot J$.
 $N = 0,0245_3$ (vgl. Tabelle 1).

Mittelwerte und Reduktion.

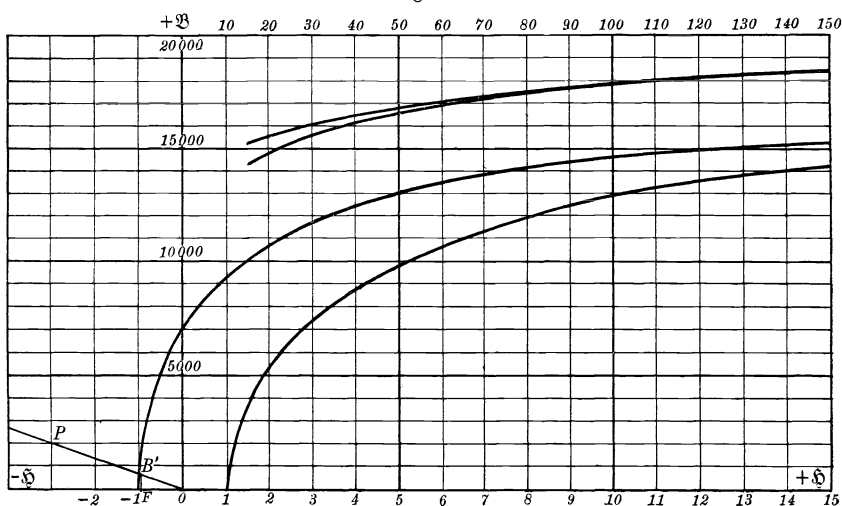
Neben- schluß	Span- nungs- zeiger (korr.)	Aus- schlag (korr.)	J	NJ	ϑ'	$4\pi J$	$\vartheta' - NJ$ $= \vartheta$	$4\pi J$ $+ \vartheta$ $= \mathfrak{B}$
0,1	50,6	450,4 ₅	1646,6	40,3 ₉	537,4 ₂	20 692	497,0	21 188
	44,1 ₅	445,6 ₅	1629,0	39,9 ₆	468,9 ₂	20 471	429,0	20 900
	40,2 ₅	441,9 ₅	1615,5	39,6 ₃	427,5 ₀	20 301	387,9	20 689
0,5	141,8	425,0	1553,5	38,1 ₁	301,6 ₀	19 522	263,5	19 786
	121,9	417,1	1524,7	37,4 ₀	259,2 ₇	19 160	221,9	19 382
	90,3	401,8 ₅	1468,9	36,0 ₃	192,0 ₆	18 459	156,0	18 615
1,0	141,8 ₅	390,1	1426,0	34,9 ₈	151,5 ₈	17 919	116,6	18 036
1,5	124,6 ₅	366,1	1338,2	32,8 ₃	89,2 ₄	16 817	56,4	16 873
	101,0 ₅	356,9 ₅	1304,8	32,0 ₁	72,3 ₅	16 397	40,3	16 473
	85,1 ₅	349,0 ₅	1275,9	31,3 ₀	60,9 ₆	16 034	29,7	16 063
3	70,3	339,0 ₅	1239,4	30,4 ₀	50,3 ₃	15 574	19,9	15 594
	113,9	325,4 ₅	1189,6	29,1 ₈	41,3 ₈	14 950	12,2	14 962
	74,2	262,6	959,9	23,5 ₅	26,9 ₅	12 063	3,4 ₀	12 066
	60,2	224,7 ₅	821,6	20,1 ₅	21,8 ₇	10 324	1,7 ₂	10 326
10	43,7	173,1	632,7	15,5 ₂	15,8 ₇	7 951	0,3 ₅	7 951
	87,6	119,0	435,0	10,6 ₇	10,1 ₉	5 466	- 0,4 ₈	5 466
	46,3	68,4	250,0	6,1 ₃	5,3 ₉	3 142	- 0,7 ₄	3 141
27	0	10,1	36,9	0,9 ₁	0	464	- 0,9 ₁	463
	19,1 ₅	0,4 ₅	1,6	0,0 ₄	- 0,9 ₅	21	- 0,9 ₉	20
	22,9	- 1,3 ₇	- 5,0	- 0,1 ₂	- 1,1 ₄	- 63	- 1,0 ₂	- 64
10	46,3	- 46,9	- 171,4	- 4,2 ₁	- 5,3 ₉	- 2 154	- 1,1 ₈	- 2 155
	87,8	- 95,2	- 348,0	- 8,5 ₄	- 10,2 ₂	- 4 373	- 1,6 ₈	- 4 375
	135,1 ₅	-145,6 ₅	- 532,4	-13,0 ₆	- 15,7 ₃	- 6 690	- 2,6 ₇	- 6 693
3	60,2 ₅	-196,9 ₅	- 719,9	-17,6 ₆	- 21,8 ₉	- 9 047	- 4,2 ₃	- 9 051
	74,4	-233,7	- 854,3	-20,9 ₆	- 27,0 ₃	-10 735	- 6,0 ₇	-10 741
	96,8 ₅	-280,9 ₅	-1027,0	-25,1 ₉	- 35,1 ₈	-12 905	- 10,0	-12 915
1,5	114,0 ₅	-305,4 ₅	-1116,5	-27,3 ₉	- 41,4 ₃	-14 031	- 14,0	-14 045
	77,2	-333,6 ₅	-1219,6	-29,9 ₂	- 55,2 ₇	-15 326	- 25,4	-15 351
	125,0	-362,4 ₅	-1324,9	-32,5 ₀	- 89,5 ₀	-16 649	- 57,0	-16 706
1,0	142,0	-389,2	-1422,7	-34,9 ₀	-151,7 ₄	-17 878	-116,8	-17 995
0,5	90,2	-400,7	-1464,7	-35,9 ₃	-191,8 ₅	-18 406	-155,9	-18 562
	121,9	-416,2 ₅	-1521,6	-37,3 ₂	-259,2 ₇	-19 120	-222,0	-19 342
	142,0 ₅	-424,8	-1552,8	-38,0 ₉	-302,1 ₃	-19 513	-264,0	-19 777
0,1	39,8 ₅	-441,3 ₅	-1613,3	-39,5 ₇	-423,2 ₅	-20 273	-333,7	-20 657
	50,6	-450,4 ₅	-1646,6	-40,3 ₉	-537,4 ₂	-20 692	-497,0	-21 188

$$E = \frac{1}{4\pi} \int \vartheta \cdot d\mathfrak{B} = \frac{172\,000}{12,56} = 13\,690 \text{ Erg pro Kubikzentimeter.}$$

$$\eta = \frac{E}{\mathfrak{B}_{1,6}} = 0,001\,63_9.$$

der letztere jedoch ständig etwas schwankt (Deklinationsschwankung, Erdströme usw.), so muß man seine Änderungen entweder dauernd durch ein zweites, in der Nähe aufgestelltes Magnetometer kontrollieren oder wenigstens hinreichend oft aus den Remanenzen berechnen, die ja bei einigermaßen homogenem Material symmetrisch zum Nullpunkt liegen, so daß sich der Nullpunkt als das arithmetische Mittel aus zwei entsprechenden Magnetometerablesungen für den Magnetisierungsstrom 0 (Spannungszeiger 0) ergibt. Diese bequemere Methode ist im vorliegenden Falle gewählt worden, da die Nullpunktänderungen verhältnismäßig klein waren; bei größeren

Fig. 17.



Störungen ist jedoch die Kontrolle durch ein zweites Magnetometer entschieden vorzuziehen.

In ganz entsprechender Weise würde auch die Beobachtung der Nullkurve bzw. Kommutierungskurve erfolgen, auf deren Wiedergabe hier verzichtet worden ist.

Die Hälfte der ganz symmetrisch gestalteten Hystereseschleife ist bis $\mathfrak{H} = 150$ in Fig. 17 in zwei verschiedenen Maßstäben dargestellt, und zwar bis $\mathfrak{H} = 15$ im größeren Maßstab, von $\mathfrak{H} = 15$ bis $\mathfrak{H} = 150$ im kleineren. Die Anwendung des größeren Maßstabes gestattet, den für die Bestimmung des Hystereseverlustes hauptsächlich wichtigen Inhalt des unteren Teils der Hystereseschleife genauer zu messen.

Wie wir nämlich bereits in § 9 sahen, ist der in den richtigen Einheiten gemessene Inhalt der Hystereseschleife, dividiert durch 4π ,

gleich der in Erg gemessenen Energie E , welche bei der einmaligen vollständigen Ummagnetisierung von 1 ccm des betreffenden Materials „vergeudet“, d. h. tatsächlich in Wärme umgesetzt wird. In dem vorstehenden Beispiel ist der Flächeninhalt an drei verschiedenen Stücken gemessen worden, nämlich: 1. an dem Stück mit großem Maßstab bis $\mathfrak{H} = 15$ mittels des Planimeters; 2. an dem Stück von $\mathfrak{H} = 15$ bis $\mathfrak{H} = 150$ (kleiner Maßstab), ebenfalls mit dem Planimeter; 3. an dem Stück von $\mathfrak{H} = 150$ bis $\mathfrak{H} = 497$ durch Rechnung. Dies letztere Stück kann nämlich als Dreieck angesehen werden mit der Basis 60 (Differenz zwischen den Induktionen des aufsteigenden und absteigenden Astes bei $\mathfrak{H} = 150$) und der Höhe $497 - 150 = 347$; es liefert uns also den Beitrag $\frac{60 \times 347}{2} = 1040$ Erg. Bei

der Berechnung der beiden ersten Stücke hat man den jeweiligen Maßstab zu berücksichtigen; entspricht, wie bei den von der Firma Siemens u. Halske (Wernerwerk) hergestellten und auch von der Reichsanstalt verwendeten Koordinatenblättern, 1 cm = 1000 Induktionslinien und 0,5 bzw. 5 Gauß, so ist der in Quadratcentimetern gemessene Flächeninhalt bei 1. noch mit 500, bei 2. noch mit 5000 zu multiplizieren. Wegen der Symmetrie der beiden Hälften der Hystereseschleifen genügt es, nur eine derselben auszumessen und den Betrag zu verdoppeln. Wir erhalten somit insgesamt den angegebenen Wert $E = 13690$ Erg, und für den in der Technik noch vielfach gebrauchten Steinmetzschen Koeffizienten η nach der Beziehung $E = \eta \cdot \mathfrak{B}^{1,6}$, wobei \mathfrak{B} der höchsten gemessenen Induktion 21190 entspricht: $\eta = 0,00163_9$.

In der Technik wird jetzt meist der Energieverbrauch W in Watt pro Kilogramm Eisen und 50 Perioden angegeben; zur Umrechnung dient die Beziehung:

$$W = \frac{n \cdot E}{s \cdot 10^4} \text{ Watt} \dots \dots \dots (22)$$

worin n die Periodenzahl, E den Hystereseverlust pro Kubikcentimeter in Erg und s das spezifische Gewicht des Eisens (etwa 7,8) bedeutet; für unser Beispiel ergibt sich daraus der Wert $W = 8,776$.

Auf einige Punkte in unserem Beispiel soll hier noch besonders hingewiesen werden; hierzu gehört namentlich der außerordentlich große Einfluß des Korrektionsgliedes NJ bei der Bestimmung der wahren Feldstärke $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$. Beispielsweise beträgt für die scheinbare Feldstärke $\mathfrak{H}' = 21,8_7$ der Wert $NJ = 20,1_5$, so daß für \mathfrak{H} nur der Wert $1,7_2$ übrig bleibt; soll dieser einigermaßen

sicher sein, so muß nicht nur \mathfrak{H}' hinreichend genau bekannt sein, was ja bei gut gewickelten Spulen leicht zu erreichen ist, sondern auch jede der beiden Größen N und J . Das erstere ist aber nur möglich, wenn das Ellipsoid sehr genau gearbeitet und hinreichend groß dimensioniert ist, das letztere nur dann, wenn die Beobachtungen ganz ungestört verlaufen, also namentlich eventuelle Nullpunktsschwankungen berücksichtigt werden. Ein Fehler von 1 Proz. in einem der beiden Faktoren würde für \mathfrak{H} schon einen Fehler von 6 Proz. bedeuten, und zwar macht sich diese bedeutsamste Fehlerquelle bei den magnetometrischen Messungen um so stärker geltend, je magnetisch weicher das betreffende Material ist.

Die gleiche Fehlerquelle beeinflußt auch die Bestimmung der Remanenz. Während die direkt gemessene scheinbare Remanenz (\mathfrak{B} für $\mathfrak{H}' = 0$) in unserem Beispiel nur 463 beträgt, ergibt sich für die wahre Remanenz (\mathfrak{B} für $\mathfrak{H} = 0$) aus der Induktionskurve der Wert 7050, also ein Betrag von ganz anderer Größenordnung. Da gerade die Remanenz für die Charakterisierung der Materialien eine erhebliche Bedeutung hat, wollen wir uns damit noch etwas allgemeiner beschäftigen.

§ 19. Wahre und scheinbare Remanenz. Durch die nach hoher Magnetisierung zurückbleibende wahre Remanenz, welche auch der in einem vollständig geschlossenen magnetischen Kreis gefundenen Remanenz entsprechen würde, wird die größere oder geringere Steilheit der Hystereseschleife bestimmt. Sie ist eine Materialeigenschaft und muß sich bei jeder einwandfreien Messung desselben Materials in der gleichen Höhe wieder ergeben, während der scheinbare remanente Magnetismus, den irgend ein Probestück aus demselben Material nach hoher Magnetisierung zurückhält, nicht nur von der Höhe der wahren Remanenz, sondern auch von der Koerzitivkraft des Materials und von der Gestalt des Probekörpers abhängt. Definitionsmäßig bezeichnet die Remanenz denjenigen Magnetismus, der von der Magnetisierung der Probe zurückbleibt, wenn innerhalb der Probe das Feld Null herrscht. Gehen wir nun mit der Stärke des Magnetisierungsstroms vom Maximum allmählich auf Null herunter, so ist stets auf der Oberfläche des Ellipsoids freier Magnetismus vorhanden (vgl. § 5), der nach allen Seiten hin wirkt, also auch ins Innere des Ellipsoids hinein und dort dem Spulenfeld entgegen, so daß das letztere verringert wird (das Glied $-NJ$ in unserer Formel $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$). Dies gilt natürlich auch dann, wenn der Magnetisierungsstrom und damit das Spulenfeld \mathfrak{H}'

Null geworden ist; dann herrscht also im Innern des Ellipsoids bereits ein negatives Feld $\mathfrak{H} = -N\mathcal{J}$, entsprechend dem Wert $-0,9_1$ in unserem Beispiel, und wir müssen, um zur wahren Remanenz zu gelangen, auch schon die höheren Feldstärken berücksichtigen und durch rechnerische oder graphische Interpolation denjenigen Wert der Induktion bestimmen, welcher dem Wert Null der wahren Feldstärke entspricht (im Beispiel 7050).

Umgekehrt liefert uns nun aber die Kenntnis von dem Verlauf der Hystereseschleife die Möglichkeit, für ein beliebig dimensioniertes Ellipsoid und angenähert auch für einen zylindrischen Stab die scheinbare Remanenz zu berechnen, was für manche Fälle, namentlich für permanente Magnete, von Wichtigkeit ist. Beispielsweise beträgt bei einem Stab von 50 cm Länge und 1 cm Durchmesser (Dimensionsverhältnis $l/d = 50$) nach Tabelle 1, § 6, der Entmagnetisierungsfaktor $N = 0,0183$; nach Aufhören des äußeren Feldes herrscht also im Innern des Stabes das Feld

$$\mathfrak{H} = 0 - 0,0183 J = -0,0183 \frac{\mathfrak{B}}{4\pi}$$

(d. h. in unserem Fall $= -10,27$). Dies ist die Gleichung einer Geraden OP (Fig. 17), welche den absteigenden Ast bei B' schneidet, und statt 7050 würde also nur $B'F = 700$ im vorliegenden Fall die gesuchte scheinbare Remanenz für den Probestab sein, denn die zur Induktion $B'F$ gehörige Feldstärke OF ist, wie nach der Konstruktion leicht ersichtlich, $= -0,0183 \times \frac{B'F}{4\pi}$.

Die Gerade OP ist überhaupt der geometrische Ort für alle negativen Felder, welche zu unserem Dimensionsverhältnis $l/d = 50$ gehören; man findet sie, da $4\pi = 12,56$ ist, am einfachsten, wenn man von dem Punkt $B_r = 12560$ die Größe $-0,0183 \times 12560/12,56 = -18,3$ nach links aufträgt und den Endpunkt mit O verbindet. (In unserem Beispiel reicht bei dem größeren Maßstab das Papier hierzu nicht aus; bei permanenten Magneten, die wegen der hohen Koerzitivkraft einen viel kleineren Maßstab erfordern, ist diese Konstruktion stets ausführbar.)

§ 20. Koerzitivkraft. Eine zweite, und zwar wohl die wichtigste Materialkonstante, ist die Koerzitivkraft, d. h. diejenige negative Feldstärke, welche nötig und hinreichend ist, um den remanenten Magnetismus des Materials zu beseitigen; man erhält sie also bei der Aufnahme einer vollständigen Hystereseschleife in der Abszisse des Punktes, in welchem der absteigende Ast die \mathfrak{H} -Achse schneidet

(in unserem Beispiel Fig. 15: $OC = 1$ Gauß), ohne weiteres von selbst. Es ist aber keineswegs notwendig, zu diesem Zweck immer die ganze Magnetisierungsschleife aufzunehmen, man muß sie nur durchlaufen, und verfährt dabei einfacher und sogar genauer folgendermaßen:

Man bringt die Magnetisierungsspule mit dem Ellipsoid oder Stab erheblich näher an das Magnetometer, so daß die scheinbare Remanenz schon einen beträchtlichen Ausschlag von etwa 100 bis 200 mm hervorbringt, kompensiert selbstverständlich die Wirkung der Magnetisierungsspule, läßt den Magnetisierungsstrom zunächst einige vollständige Zyklen durchlaufen, geht sodann von einem Maximum herunter auf Null und erhält damit den Magnetometerausschlag, welcher der scheinbaren Remanenz a_1 entspricht. Dann kehrt man die Stromrichtung um und läßt sie so lange anwachsen, bis der Ausschlag verschwunden ist, das Magnetometer also wieder auf 500 einsteht. Da die Vorschaltwiderstände meist nicht hinreichend fein unterteilt sind und auch die Nachwirkungserscheinungen vielfach stören, wird man praktisch, statt genau auf den Skalenteil 500 einzustellen, lieber zwei benachbarte wählen, welche den Skalenteil 500 einschließen, also etwa 502 und 498, und aus den dabei abgelesenen Stromstärken die genau für die Einstellung 500 geltende, meist nur sehr wenig abweichende Stromstärke interpolieren. Hierauf steigt man zum Maximum der Stromstärke an, läßt dieselbe wieder auf Null abnehmen, erhält einen zweiten, der scheinbaren Remanenz nach Richtung der kleinen Zahlen entsprechenden Ausschlag a_2 , bringt auch diesen durch einen umgekehrt gerichteten Strom zum Verschwinden usf. Da die Hystereseschleifen vollkommen symmetrisch sein sollen (bei gehärtetem oder sonst unhomogenem Material kommen Ausnahmen vor!), müssen auch die aus den Remanenzen berechneten Werte

$$\left(\frac{a_1 + a_2}{2}\right), \left(\frac{a_2 + a_3}{2}\right) \text{ usw.}$$

sehr nahe mit dem ursprünglichen Nullpunkt 500 übereinstimmen, anderenfalls liegen äußere Störungen vor, und die Messung ist unbrauchbar.

Wenn nun, wie angenommen, das Magnetometer wieder auf dem Skalenteil 500 einsteht, so ist die definitionsmäßige Bedingung erfüllt, daß die wahre Feldstärke im Eisen gerade hinreicht, um die Remanenz zu beseitigen; in unserer Formel $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$ ist dann also $J = 0$, das zweite Glied rechter Hand fällt fort und es ist die

gesuchte Koerzitivkraft $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}'$; \mathfrak{H}' ist aber durch die Beziehung $\mathfrak{H}' = 0,4\pi ni$ [vgl. (3) § 3] gegeben, also bekannt.

Diese Methode der Bestimmung der Koerzitivkraft ist bei einigermaßen störungsfreiem Magnetometer außerordentlich genau und hat den Vorteil, daß sie nicht nur auf das Ellipsoid, sondern mit hinreichender Genauigkeit auch auf Stäbe und Blechbündel von beliebigem Dimensionsverhältnis und Querschnitt angewendet werden kann. Für diese gilt im allgemeinen natürlich auch die Beziehung $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ$, aber hier ist die Größe N keine Konstante, da die Magnetisierung innerhalb des Stabes nicht gleichmäßig ist und ihre Verteilung mit der Höhe der Induktion stark variiert. Die Größe N läßt sich daher für den Stab auch nur ganz angenähert experimentell bestimmen (vgl. Tabelle 1), und deshalb sind zylindrische Stäbe zur Aufnahme von Nullkurven und Hystereseschleifen mittels des Magnetometers durchaus ungeeignet, nur zur Bestimmung der Koerzitivkraft sind sie brauchbar, weil, wie schon erwähnt, dann das ganze zweite Glied NJ mit dem unsicheren Wert von N wegfällt, so daß tatsächlich $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}'$ wird. Diese Beziehung gilt natürlich wegen der ungleichmäßigen Verteilung der Magnetisierung im Innern des Stabes auch nicht ganz streng, doch sind die dabei zu erwartenden Fehler nach Versuchen in der Reichsanstalt so gering, daß sie bei längeren Probestäben stets vernachlässigt werden können.

§ 21. Maximalpermeabilität und Hystereseverlust in Abhängigkeit von Remanenz und Koerzitivkraft. Koerzitivkraft und Remanenz bestimmen nun im wesentlichen den Charakter nicht nur der Hystereseschleife, sondern auch der Nullkurve, denn je höher die Remanenz und je geringer die Koerzitivkraft ist, desto steiler ist die Hystereseschleife, desto steiler aber auch die Nullkurve, die ja zwischen den beiden Ästen der Hystereseschleife verläuft und etwa bei der Induktion 10000 bis höchstens 15000 in den aufsteigenden Ast einzumünden pfl egt. Je steiler aber die Nullkurve verläuft, um so höher ist der höchste Wert für die Permeabilität, und tatsächlich hat sich auf Grund von umfangreichem Zahlenmaterial das für manche Fälle wichtige Gesetz ergeben¹⁾, auf das später bei anderer Gelegenheit noch zurückzukommen sein wird, daß bei Materialien gewöhnlicher Art mit großer Annäherung die Beziehung gilt:

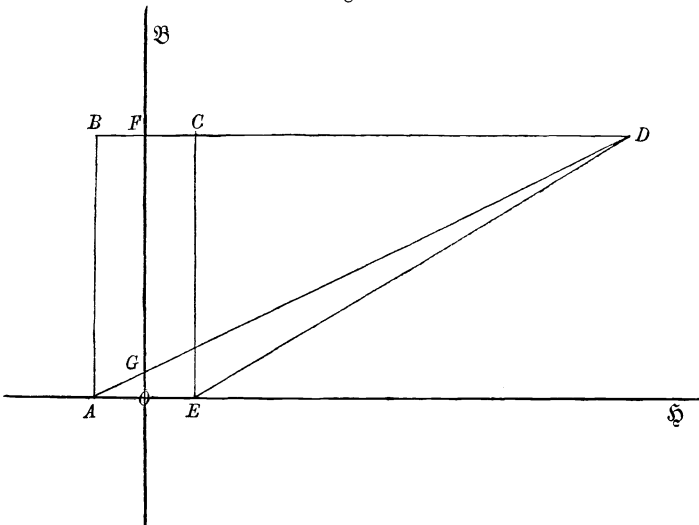
$$\mu_{\text{Max}} = \frac{\mathfrak{B}_r}{2 \mathfrak{H}_c} \cdot \dots \dots \dots (23)$$

¹⁾ E. Gumlich und E. Schmidt, Elektrot. Zeitschr. **32**, 697 (1901).

wobei μ_{Max} die Maximalpermeabilität, \mathfrak{B} , die wahre Remanenz und \mathfrak{H}_c die Koerzitivkraft bezeichnet.

Andererseits bestimmen Remanenz und Koerzitivkraft auch hauptsächlich den Inhalt der Hystereseschleife, also den Hystereseverlust. Daß im allgemeinen bei gleichbleibender Koerzitivkraft der Hystereseverlust um so höher sein wird, je größer die Remanenz ist, erkennt man am besten aus den beiden extremen, in Fig. 18 dargestellten Fällen, die wenigstens angenähert auch tatsächlich vorkommen, daß bei gleichbleibender höchster Magnetisierung die Hystereseschleife einmal die rechteckige Gestalt $ABCDCE$ mit der höchstmöglichen Remanenz OF besitzt, das andere Mal die

Fig. 18.



dreieckige Gestalt $AGDE$ mit der niedrigstmöglichen Remanenz OG ; es ist ohne weiteres ersichtlich, daß der Flächeninhalt der ersten Schleife das Doppelte von derjenigen der zweiten beträgt. Man kann also sagen, daß, abgesehen von außerdem noch möglichen Ausbuchtungen in der Nähe des sogenannten Knies, bei gleicher Koerzitivkraft infolge verschieden hoher Remanenz der Hystereseverlust vom einfachen bis zum doppelten variieren kann. Da jedoch diese extremen Fälle fast nie vollkommen verwirklicht sind, wir es vielmehr stets mit mehr oder weniger abgerundeten Hystereseschleifen zu tun haben, so ist auch der Einfluß der Remanenz auf den Hystereseverlust meist viel geringer.

Umgekehrt wird bei gleichbleibender Remanenz die Breite der Hystereseschleife durch die Koerzitivkraft bestimmt; man kann daher

unter sonst gleichen Verhältnissen den Hystereseverlust direkt proportional der Koerzitivkraft setzen, d. h. man kann die so einfach und genau bestimmbare Koerzitivkraft direkt als angenäherten Maßstab für den Hystereseverlust betrachten, und gerade darin liegt die außerordentliche Bedeutung dieser Größe, daß sie es uns ermöglicht, in kürzester Zeit und an ganz kleinen, unbearbeiteten Probestücken ein gewisses Urteil über die magnetische Güte des Materials zu gewinnen.

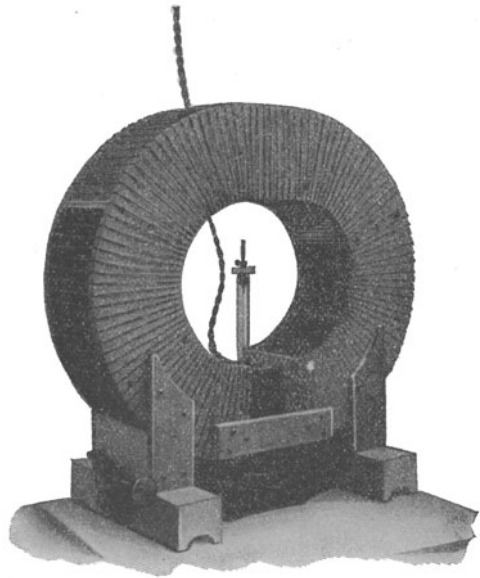
§ 22. Magnetometer mit veränderlicher Empfindlichkeit (astasiertes Magnetometer). Bisher haben wir angenommen, daß wir stets mit gleichbleibender Empfindlichkeit des Magnetometers arbeiten, die durch die Richtkraft der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus gegeben ist. Hierdurch ist man natürlich, wenn man nicht zu kleine bzw. zu große Magnetometerausschläge erhalten will, an bestimmte Abmessungen des Ellipsoids und an bestimmte Abstände gebunden, die man nur innerhalb mäßiger Grenzen verändern kann. Nur selten wird es vorkommen, daß der Probekörper so groß und seine Einwirkung auf das Magnetometer so stark ist, daß die auf der Bank zur Verfügung stehende Entfernung nicht ausreicht. Viel häufiger ist der Fall, daß man es nur mit sehr kleinen Einwirkungen zu tun hat, sei es, daß nur ein sehr kleiner Probekörper zur Verfügung steht, sei es, daß man nur die Magnetisierbarkeit bei ganz kleinen Feldstärken (Anfangspermeabilität) oder die Änderung der Magnetisierbarkeit bei geringen Feldänderungen (reversible Permeabilität usw.) messen will. Dann muß man, um auch nur einigermaßen hinreichende Ausschläge zu erhalten, mit dem Objekt so nahe an das Magnetometer heranrücken, daß nicht nur die oben erwähnten Korrektionsgrößen bei der Rechnung erheblich ins Gewicht fallen, sondern auch etwaige unvermeidliche Unsicherheiten in der Bestimmung der Abstände die Genauigkeit der Messung stark beeinträchtigen.

Diese Übelstände kann man nun dadurch vermeiden, daß man die richtende Erdkraft verringert, und zwar geschah dies früher durch einen oder mehrere in passender Entfernung angebrachte Hilfsmagnete. Dies hat jedoch erhebliche Nachteile, denn einmal wird, wenn man nicht sehr große, aus weiter Entfernung wirkende Magnete verwendet, das Feld an der Stelle des Magnetometers recht ungleichmäßig und die Empfindlichkeit ändert sich mit dem Ausschlag, sodann aber wirken derartige Hilfsmagnete natürlich auch magnetisierend auf das zu untersuchende Ellipsoid, was gerade

vermieden werden sollte; dieser Übelstand fällt bei folgender Einrichtung fort¹⁾:

Man setzt über das Magnetometer einen mit breitem Spalt versehenen Hohlring aus Holz (Fig. 19), der eine Anzahl gleichmäßig verteilter Windungen trägt (etwa eine pro Zentimeter). Der Spalt muß genau über das Magnetometergehäuse passen und die Ringebene genau in den magnetischen Meridian fallen, was man mit Hilfe einer am Fuß des Rings angebrachten Schraube *J* mit Scharnier leicht erreicht. Schickt man nun einen Strom durch die Wickelung

Fig. 19.



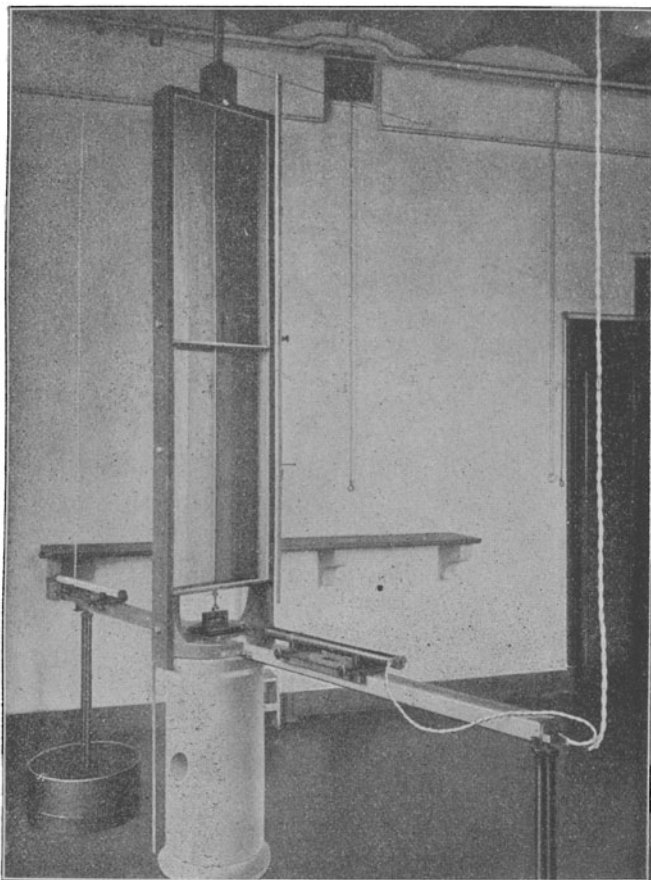
des Rings, so entsteht im Innern desselben ein Feld, das an der Stelle des Magnetometermagnets in der Horizontalebene nahezu gleichmäßig ist und je nach Richtung und Größe des Stroms die Richtkraft des Erdfelds mehr oder weniger verstärkt oder verringert. Die genaue Einstellung des Rings in den magnetischen Meridian erfolgt in einfacher Weise dadurch, daß man die Fußschraube so lange dreht, bis das Magnetometer beim Einschalten des Stroms im Ring keinen Ausschlag mehr erleidet. — Auch bei dieser Einrichtung ist das Feld innerhalb des Schlitzes infolge der dort vorhandenen geringen Streuung noch nicht ganz gleichmäßig, doch wird dies in den meisten Fällen nicht stören. Für genaueste Messungen ist a. a. O. eine vollkommen störungsfreie Anordnung beschrieben, welche jedoch ein besonders konstruiertes Magnetometer erfordert, das in den vollständig geschlossenen Ring eingebaut ist.

Mit Hilfe der einen oder der anderen Vorrichtung gelingt es nun mit einem Griff, eine beliebig hohe Empfindlichkeit herzustellen, und es kann dann die Richtkraft dieses geschwächten Erdfeldes

¹⁾ E. Gumlich, Astasierungsvorrichtung für Magnetometer. Verh. D. Phys. Ges. 1914, S. 406.

genau in derselben Weise bestimmt werden, wie diejenige des ungestörten bei der gewöhnlichen Messung. Die Anwendung einer hohen Empfindlichkeit bringt jedoch noch eine besondere und schwer zu überwindende Schwierigkeit mit sich: An jedem Ort mit elektrischen Bahnen, die mit Gleichstrom getrieben werden, sind die

Fig. 20 a.

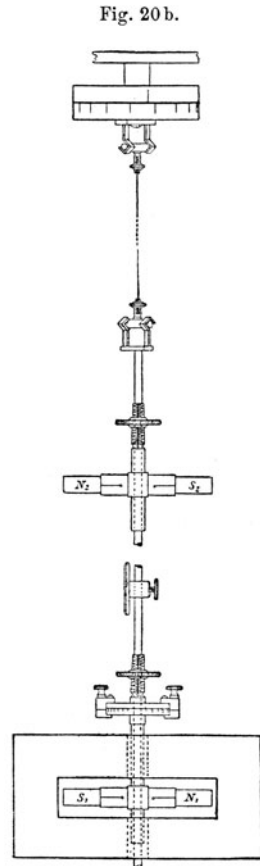


Nullpunktsschwankungen des Magnetometers infolge der Erdströme so groß, daß man meist schon bei der normalen Empfindlichkeit außerordentlich gestört wird; aber auch an völlig isolierten und technisch ungestörten Orten machen sich wenigstens die Nullpunktverschiebungen infolge von Deklinationsschwankungen und sogenannten magnetischen Gewittern geltend. Derartige Störungen

aber wachsen nahezu direkt proportional der Empfindlichkeit, sie erreichen also bei zehnfacher Empfindlichkeit auch ungefähr die zehnfache Stärke und werden daher auch an magnetisch scheinbar ruhigen Orten zu beträchtlichen Fehlerquellen, da der sich stets ändernde Nullpunkt während einer Reihe von Beobachtungen nicht kontrolliert werden kann. Es bleibt dann nichts weiter übrig, als in demselben Beobachtungsraum, aber in so großem Abstand, daß namentlich das Ellipsoid nicht mehr darauf einwirkt, ein zweites ganz entsprechend eingerichtetes Magnetometer auf die gleiche Empfindlichkeit zu bringen und durch einen zweiten Beobachter bei jedem Ausschlag des ersten Instruments die jeweilige Nullpunktänderung kontrollieren zu lassen.

**Störungsfreies Magnetometer
von Kohlrausch und Holborn.**

§ 23. **Beschreibung des Instruments.** Die großen Schwierigkeiten, welche Störungen und Deklinationsänderungen beim gewöhnlichen Magnetometer hervorbringen, werden in glücklichster Weise vermieden durch das störungsfreie Torsionsmagnetometer von Kohlrausch und Holborn¹⁾, das nur den einen Nachteil hat, daß es nicht ohne weiteres mit verschiedener Empfindlichkeit verwendet werden kann. Fig. 20a gibt die Gesamtansicht des in der Reichsanstalt verwendeten Instruments; die Konstruktion ist aus Fig. 20b ersichtlich und beruht auf folgendem Prinzip: Als Magnetometernadel dient nicht ein einziger Magnet, sondern ein System aus zwei in einem Abstand von etwa 2 m an einer leichten Stange angebrachten gleich starken Magneten, die aber um 180° gegeneinander verdreht sind. Infolgedessen ist die Richtkraft der Erde vollständig aufgehoben; sie wird ersetzt durch den Torsionswiderstand des Aufhängefadens aus Platin-



¹⁾ F. Kohlrausch und L. Holborn, Über ein störungsfreies Torsionsmagnetometer. Ann. d. Phys. (4) 10, 287 (1903).

Iridium, mit dem das System an der Zimmerdecke oder an einem sonstigen passenden Träger befestigt ist. Ein magnetischer Körper, der in mäßiger Entfernung vom unteren Magnet senkrecht zu dessen Achse aufgestellt wird, wirkt natürlich hauptsächlich in gewöhnlicher Weise auf den unteren Magnet, bis zu einem gewissen Grad aber auch auf den oberen, und zwar, je nach dem Abstand, im gleichen oder im umgekehrten Sinne (vgl. später!), so daß an den Beobachtungen eine Korrektur anzubringen ist, deren Größe von der Entfernung a des Ellipsoids und vom Abstand h der beiden Magnete abhängt. Je größer a wird, um so größer wird auch die Wirkung auf den oberen Magnet, um so mehr gleichen sich die Wirkungen auf die beiden Magnete aus, und von einer bestimmten Entfernung an wird ihre Wirkung überhaupt nicht mehr zu beobachten sein. Hierauf beruht gerade die Störungsfreiheit des Systems, denn im allgemeinen sind die Störungsquellen (Erdströme u. dgl.) verhältnismäßig weit entfernt, und sucht eine solche den unteren Magnet nach Westen zu drehen, so dreht sie den oberen Magnet mit der gleichen Kraft nach Osten, d. h. das System bleibt trotzdem in Ruhe. Je größer die Entfernung der Störungsquelle ist, um so größer kann man auch den Abstand der beiden Magnete des Systems wählen, und um so kleiner wird die an den Beobachtungen anzubringende Korrektur; je näher umgekehrt die Störungsquelle rückt, um so kleiner muß man den Abstand h nehmen, um Störungsfreiheit zu erreichen, um so größer und unsicherer wird aber das vom oberen Magnet herrührende Korrektionsglied, und hierin ist auch die Grenze für die Anwendungsfähigkeit des ganzen Systems gegeben. Gegen direkt am Gebäude vorüberfahrende Straßenbahnen mit Gleichstrombetrieb schützt auch das astatische Magnetometer nicht mehr, aber im allgemeinen hat es sich vorzüglich bewährt.

Von Einzelheiten sei noch folgendes erwähnt: Bei der Wahl des Aufhängedrahts, von dessen Durchmesser natürlich die Empfindlichkeit in hohem Maße abhängt, muß darauf geachtet werden, daß derselbe keine elastische Nachwirkung zeigt; ein geglühter Platiniridiumdraht mit 30 Proz. Iridium hat sich in dieser Hinsicht bewährt. Der Abstand der beiden Magnete von 6 cm Länge und 0,7 cm Durchmesser beträgt in der Reichsanstalt 192 cm. Die Ausrichtung der verschiebbar und drehbar angeordneten Magnete erleichtert ein Teilkreis; zur Dämpfung ist der untere Magnet mit einem starken, aus zwei Teilen bestehenden Kupferklotz umgeben. Die Aufhängevorrichtung ist hinreichend deutlich aus Fig. 20 ersichtlich. Das ganze Instrument ist vor Luftzug durch einen geeigneten Kasten zu

schützen, der Aufhängedraht durch ein oben und unten einigermaßen anschließendes geschlitztes Messingrohr, dessen Schlitz nachträglich verschlossen werden kann.

§ 24. Ableitung der Formeln. Wie oben erwähnt, ist durch die gewählte Anordnung die Wirkung der Erdriechkraft auf das System ausgeschaltet; wir können also, wenn wir vorläufig von der oberen Nadel absehen, annehmen, die untere Nadel mit dem magnetischen Moment \mathfrak{M} befinde sich nur in dem vom Ellipsoid herrührenden, senkrecht zur Nadel in deren Ruhestellung gerichteten Feld F_1 ; hierdurch wird sie eine Ablenkung erfahren, welcher die Direktionskraft D des Aufhängefadens entgegenwirkt; bei einem Ausschlagwinkel α mögen beide Kräfte sich das Gleichgewicht halten. Die Komponente des Feldes senkrecht zur Nadelachse ist dann $F_1 \cos \alpha$, das davon herrührende Drehmoment also $F_1 \cdot \mathfrak{M} \cdot \cos \alpha$; das Drehmoment, herrührend von der Torsionskraft des Fadens, die dem Torsionswinkel proportional ist, wird $D \cdot \alpha$; es gilt also für den Fall des Gleichgewichts:

$$F_1 \cdot \mathfrak{M} \cdot \cos \alpha = D \cdot \alpha \quad \dots \quad (24)$$

oder

$$F_1 = \frac{D}{\mathfrak{M} \cos \alpha} \cdot \alpha = C \cdot \frac{\alpha}{\cos \alpha} = C \alpha (1 + \frac{1}{2} \alpha^2 + \dots) \quad (25)$$

Auf die Bestimmung der Konstanten C wird später zurückzukommen sein; wir nehmen sie vorläufig als bekannt an und erhalten unter Vernachlässigung der Korrektionsglieder, welche von den endlichen Dimensionen der Nadel herrühren [vgl. (12) bis (14)]:

$$F_1 = \frac{2M}{a^3} = C \alpha \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} + \dots \right) \quad \dots \quad (26)$$

woraus wir ohne weiteres M berechnen könnten; zunächst aber müssen wir noch die etwas schwerer zu übersehende Wirkung des Ellipsoids auf die obere Nadel mit in Betracht ziehen.

Es seien in Fig. 21 A und C die beiden Pole des Ellipsoids von der Stärke m und dem Abstand L ; in O befindet sich die untere, in T die obere Magnetometernadel, beide senkrecht zur Ebene des Papiers gerichtet, aber mit umgekehrter Pollage. Dann können wir das magnetische Moment des Ellipsoids $M = mL$ in zwei Komponenten zerlegen, von denen die eine in die Richtung BT , die andere senkrecht dazu fällt; wir ersetzen also den Magnet AC durch die beiden Magnete DE und JK mit der Polstärke m und dem Polabstand $DE = L \cdot \cos \varphi$ bzw. $JK = L \cdot \sin \varphi = \lambda$. Die Wirkung des Magnets DE erfolgt dann in erster Hauptlage; im

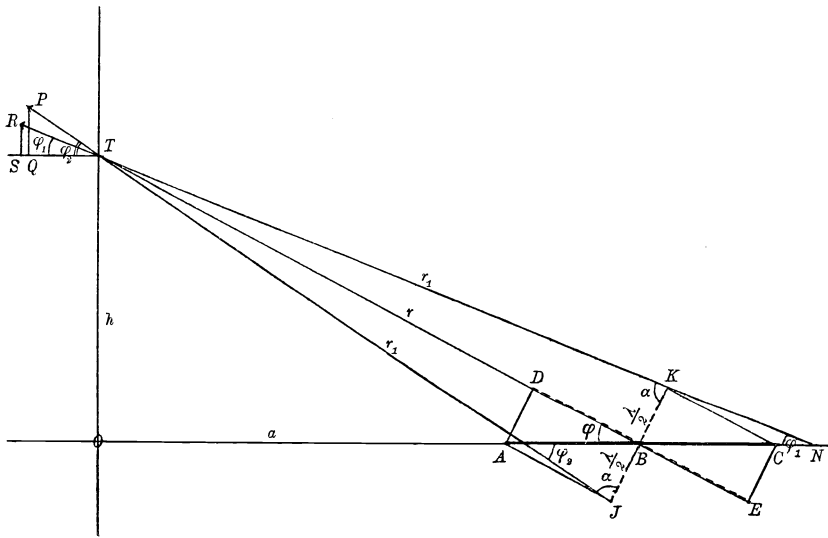
Punkt T erzeugt er in der Richtung BT das Feld $\frac{2M \cos \varphi}{r^3}$ [vgl. (14)] oder in Richtung TS senkrecht zur Ruhelage das Feld

$$f_2 = \frac{2M \cdot \cos^2 \varphi}{r^3} = \frac{2M \cdot a^2}{(a^2 + h^2)^{5/2}} \dots \dots \dots (27)$$

Die vom zweiten Magnet JK herrührende Horizontalkomponente f_3 in T ist gegeben durch

$$ST - QT = RT \cos \varphi_1 - PT \cos \varphi_2 = \frac{m}{r_1^2} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2);$$

Fig. 21.



oder, da

$$\varphi_1 = \varphi + \alpha - 90^\circ, \quad \varphi_2 = \varphi - \alpha + 90^\circ, \quad \cos \alpha = \frac{\lambda}{2r_1} = \frac{L}{2} \cdot \frac{\sin \varphi}{r_1},$$

$$r_1 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} = \sqrt{a^2 + h^2 + \frac{\lambda^2}{4}} = \sqrt{a^2 + h^2 + \frac{L^2}{4} \sin^2 \varphi},$$

$$f_3 = \frac{m}{r_1^2} [\sin(\varphi + \alpha) + \sin(\varphi - \alpha)] = \frac{2m \sin \varphi \cos \alpha}{r_1^2},$$

$$f_3 = \frac{m \cdot L \cdot \sin^2 \varphi}{\left[a^2 + h^2 + \frac{L^2}{4} \sin^2 \varphi\right]^{3/2}} = \frac{M h^2}{(a^2 + h^2)^{5/2}} \dots \dots (28)$$

wobei in der letzten Formel das Glied $\frac{L^2}{4} \sin^2 \varphi$ im Nenner vernachlässigt wurde, das gegenüber den beiden anderen keine merkliche Rolle spielt.

Wie leicht zu übersehen ist, sucht das Feld f_3 das System in derselben Richtung zu drehen, wie Feld F_1 , Feld f_2 dagegen in umgekehrter Richtung. Berücksichtigen wir dies und fassen dementsprechend die Feldbeträge zusammen, so erhalten wir insgesamt:

$$F = F_1 - f_2 + f_3 = M \left[\frac{2}{a^3} + \frac{h^2 - 2a^2}{(a^2 + h^2)^{5/2}} \right] = \frac{2M}{a^3} \left[1 + \psi \left(\frac{a}{h} \right) \right] \quad (29)$$

wobei

$$\psi \left(\frac{a}{h} \right) = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{a}{h} \right)^3 - \left(\frac{a}{h} \right)^5}{\left[1 + \left(\frac{a}{h} \right)^2 \right]^{5/2}} \dots \dots \dots (30)$$

Aus (29) geht hervor, daß das Korrektionsglied, das wegen der Wirkung des Ellipsoids auf den oberen Magnet anzubringen ist, in einem Falle Null ist, nämlich dann, wenn

$$2a^2 = h^2 \quad \text{oder} \quad a = h \sqrt{\frac{1}{2}};$$

für kleinere Werte von a ist die Korrektion positiv, für größere negativ.

Der Verlauf der Funktion $\psi \left(\frac{a}{h} \right)$ ist der folgenden Tabelle 2 oder der Fig. 22 zu entnehmen.

Fig. 22.

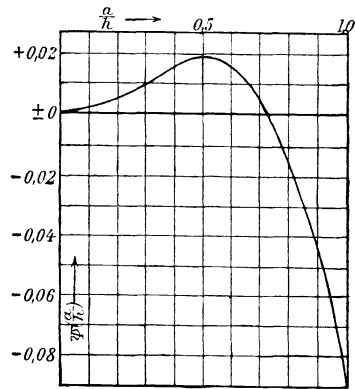


Tabelle 2.

Tabelle der Funktion $\psi(x) = \frac{1/2 x^3 - x^5}{(1 + x^2)^{5/2}}$.

	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0,00	+0,0033	+0,0089	+0,0150	+0,0179	+0,0140	+0,0013	-0,0208	-0,0513
0,01	+0,0038	+0,0096	+0,0155	+0,0179	+0,0132	-0,0005	-0,0235	-0,0547
0,02	+0,0043	+0,0102	+0,0160	+0,0177	+0,0122	-0,0024	-0,0263	-0,0582
0,03	+0,0048	+0,0109	+0,0164	+0,0176	+0,0112	-0,0044	-0,0291	-0,0618
0,04	+0,0053	+0,0115	+0,0168	+0,0173	+0,0100	-0,0065	-0,0321	-0,0654
0,05	+0,0059	+0,0121	+0,0171	+0,0170	+0,0088	-0,0086	-0,0351	-0,0691
0,06	+0,0065	+0,0127	+0,0174	+0,0166	+0,0075	-0,0109	-0,0382	-0,0729
0,07	+0,0071	+0,0133	+0,0176	+0,0160	+0,0061	-0,0132	-0,0413	-0,0767
0,08	+0,0077	+0,0139	+0,0178	+0,0155	+0,0046	-0,0157	-0,0446	-0,0805
0,09	+0,0083	+0,0145	+0,0179	+0,0148	+0,0030	-0,0182	-0,0479	-0,0844

Diese Formel bedarf nun noch einer Korrektion wegen der Dimensionen des Ellipsoids und der unteren Magnetometernadel, die

gegen den Abstand a im allgemeinen nicht zu vernachlässigen sind (für den oberen Magnet kann diese Korrektion unberücksichtigt bleiben). Wir gehen zu diesem Zweck von Formel (12) für F beim gewöhnlichen Magnetometer aus, berücksichtigen (13) und entwickeln nach Potenzen von $\left(\frac{L}{a}\right)$ und $\left(\frac{l}{a}\right)$, wobei l den Polabstand der Magnetometernadel bezeichnet (hinreichend genau $\frac{5}{6}$ der Nadellänge!). Im allgemeinen genügt es, das erste Korrektionsglied beizubehalten, so daß wir schließlich finden:

$$F = \frac{2M}{a^3} \left[1 + \frac{\frac{1}{2}L^2 - \frac{3}{4}l^2}{a^2} + \psi\left(\frac{a}{h}\right) \right] = C\alpha \left(1 + \frac{1}{2}\alpha^2 + \dots \right) \quad (31)$$

Wir haben nun noch die Konstante C zu bestimmen, um schließlich das gesuchte magnetische Moment M des Ellipsoids berechnen zu können. Am besten verwenden wir hierfür wieder, wie beim gewöhnlichen Magnetometer (§ 11), eine im Abstand a_1 aufgestellte Spule von wenig (n) Windungen und großem Radius r . Schicken wir durch diese den Strom i Amp. und erhalten damit den Ausschlag β , so gilt [vgl. (18) und (31)]:

$$F' = \frac{2r^2\pi ni}{10(a_1^2 + r^2)^{3/2}} \left[1 - \frac{\frac{3}{4}l^2}{\left(a_1^2 + \frac{r^2}{4}\right)} + \psi\left(\frac{a_1}{h}\right) \right] = C\beta \left(1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \dots \right) \quad (32)$$

Hieraus ist C zu berechnen und in die Gleichung (31) einzusetzen.

Die Winkel α und β werden nun nicht direkt abgelesen, sondern der Ausschlag e , den man auf der im Abstand A aufgestellten Skala beobachtet. Nun ist

$$\alpha = \frac{e}{2A} \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{e}{2A} \right)^2 \right];$$

bildet man hiernach noch den Ausdruck $\frac{\alpha^3}{2}$ und berücksichtigt nur noch das Glied mit der dritten Potenz von e/A , so erhält man

$$\alpha \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) = \frac{e}{2A} \left[1 - \frac{5}{6} \left(\frac{e}{2A} \right)^2 \right] \quad \dots \quad (33)$$

Setzt man endlich $M = VJ$, wobei V das Volumen des Ellipsoids, J die Intensität der Magnetisierung, so findet man schließlich

$$J = \frac{C \cdot a^3}{2V \left[1 + \frac{\frac{1}{2}L^2 - \frac{3}{4}l^2}{a^2} + \psi\left(\frac{a}{h}\right) \right]} \cdot \frac{e}{2A} \left[1 - \frac{5}{6} \left(\frac{e}{2A} \right)^2 \right] \quad \dots \quad (34)$$

Ist es angängig, so wird es sich empfehlen, das Magnetometer so einzurichten, daß man zur Empfindlichkeitsbestimmung stets vor und nach jeder Messung in bequemer Weise dieselbe Spule mit

großem Radius verwenden kann; falls dies nicht möglich ist, weil der Aufbau einer derartigen Spule zu viele Umstände macht, dann kann man sich dadurch helfen, daß man einmal die Empfindlichkeit mit der großen Spule bestimmt und gleichzeitig auch den Ausschlag beobachtet, den eine gewöhnliche Spule von passenden Dimensionen, die sich leicht auf den Magnetometerschlitten auflegen läßt (etwa die Magnetisierungsspule selbst), in bestimmter Entfernung und bei bestimmter Stromstärke hervorbringt. Hat man auf diese Weise die Beziehung zwischen den beiden Spulen festgelegt, so läßt sich natürlich auf Grund derselben die Empfindlichkeit stets durch eine Messung mit der gewöhnlichen Spule ermitteln. Die ganze Empfindlichkeitsbestimmung nur auf eine sehr lange Spule zu gründen, empfiehlt sich nicht, da die Berechnung ziemlich verwickelt und unsicher ist. Die Formeln dafür sind in der Abhandlung von Kohlrausch und Holborn abgeleitet und nötigenfalls dort zu entnehmen.

Die Empfindlichkeit des Apparats ist natürlich von der jeweiligen Zimmertemperatur abhängig, denn einmal hängt die Direktionskraft des Fadens von der Temperatur ab, sodann aber auch das magnetische Moment der beiden Magnetnadeln, und dies kann sich, falls die Temperatur oben und unten verschieden ist, was meist der Fall sein wird, bei beiden Nadeln verschieden stark ändern; beiden Fehlerquellen wird durch eine Empfindlichkeitsbestimmung vor und nach der Beobachtung hinreichend Rechnung getragen.

An sich könnte man das Magnetometer in jeder Orientierung zum magnetischen Meridian verwenden, da es ja von der Richtkraft der Erde unabhängig sein soll; tatsächlich läßt es sich aber doch nur in der angenähert nord-südlichen Orientierung verwenden, denn in der Ost-West-Anordnung macht sich jede ungleichmäßige Erwärmung der beiden Nadeln durch eine äußerst störende Nullpunktänderung bemerkbar.

§ 25. Beispiel. Im folgenden soll als Beispiel die Beobachtung und Berechnung eines Ellipsoids aus ungehärtetem Magnetstahl gegeben werden. Von der Wiedergabe der Messung zur Bestimmung der Lage des Magnetometers zur Bank, die in § 18 bereits gegeben wurde, sowie der Empfindlichkeit C , die hier auf indirektem Wege erfolgte, kann abgesehen werden.

Die Stromstärke in der Magnetisierungsspule wurde wieder durch Messung der Spannung an den Enden von Normalwiderständen mittels eines Präzisionsspannungszeigers von 100Ω Wider-

stand bestimmt, dessen Korrekturen am Mittel der Ablesungen angebracht wurden; aus dem Produkt der so korrigierten Ablesungen mit den nachfolgend für die einzelnen Nebenschlüsse angegebenen Konstanten ergibt sich die Feldstärke \mathfrak{H}' .

Die Korrekturen für die Skalenablesungen e , nämlich die Werte $\frac{5}{24} \frac{e^3}{A^2}$, wurden natürlich einer für den Abstand A berechneten Kurve entnommen und an den Mitteln aus den Ausschlägen angebracht (Spalte Mittel korrigiert).

Nach dem Durchlaufen der Nullkurve ist bei der höchsten Stromstärke eine Anzahl von Zyklen eingeschaltet worden, um einen reversiblen Zustand zu erzielen (Akkommodation); hierdurch ist die Stromstärke etwas gesunken, so daß die Hystereseschleife mit etwas niedrigerer Feldstärke begonnen wurde; für die Induktion spielt dies bei dem an dieser Stelle außerordentlich schrägen Verlauf der Kurve keine Rolle; es ist deshalb für die korrigierten Mittelwerte des Spannungszeigers der Mittelwert aus den drei Einzelbeobachtungen eingesetzt worden.

Ellipsoid V 132.

Berechnung der Feldstärke.

Konstante der Magnetisierungsspule = 57,5, also:

$$\mathfrak{H}' = 57,5 \times i = 57,5 \left[\frac{1}{\text{Neb}} + \frac{1}{100} \right] \cdot \frac{\alpha}{100},$$

wobei α = Ausschlag des Spannungszeigers.

Reduktionsfaktoren für \mathfrak{H}' :

Nebenschluß 3	0,1974 . α	Nebenschluß 0,5	1,156 . α
„ 1	0,5808 . α	„ 0,1	5,756 . α

Berechnung der Magnetisierungsintensität J :

$$J = \frac{C \cdot a^3}{4 \cdot V \cdot A \left[1 + \frac{\frac{1}{2} L^2 - \frac{3}{4} l^2}{a^2} + \psi \left(\frac{a}{h} \right) \right]} \cdot e_{\text{korr}}$$

$C = 0,3235$

$a = 88,66 \text{ cm}$

$\frac{a}{h} = \frac{88,66}{192,3} = 0,461$

$\psi \left(\frac{a}{h} \right) = + 0,0174$

$A = 2800 \text{ mm}$

$V = 6,196$ (aus den Dimensionen berechnet)

$= 6,141$ (durch Wasserwägung; zur Rechnung benutzt!)

Diff. 0,9 Proz.

$l = 5 \text{ cm}$

$L = 0,775 \times 33,07 \text{ cm} = 25,63$

Dimensionsverhältnis $\frac{l}{d} = \frac{33,07}{0,5982} = 55,3$

Demnach: $N = 0,0155$

$NJ = 0,04808 \cdot e_{\text{korr}}$

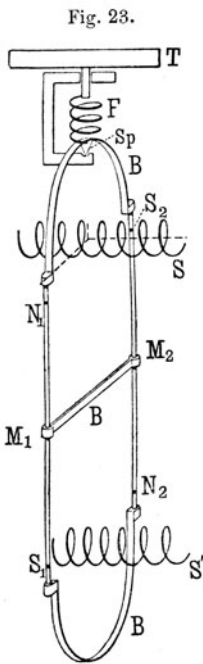
$J = 3,102 \cdot e_{\text{korr}}$
 $4 \pi J = 38,98 \cdot e_{\text{korr}}$

Neben- schluß	Spannungszeiger		Skalenablesung		Ausschlag		Aus- schlag Mittel	Aus- schlag Mittel korr.	Spannungs- zeiger Mittel korr.	\mathcal{E}	NJ	$4\pi J$	\mathcal{E}	\mathcal{B}	
	1	2	1	2	1	2									
3	0	0	500	500	31,1	31,0	31,0	31,0	85,4	+	1,49	+	1 208	+	1 223
	86,0	113,9	468,9	531,0	50,7	50,4	50,5 ₅	50,5 ₅	113,4		2,43		1 970		1 990
	61,5	86,2	378,7	621,2	121,3	121,2	121,2 ₅	121,2	61,2		5,83		4 724		4 754
1	86,2	86,3	293,2	207,4	206,8	207,4	207,1	206,9	85,8		9,95		8 065		8 105
	117,6	117,6	205,3	794,9	294,7	294,8	294,8	294,1	117,0		14,14		11 464		11 518
	143,4	143,4	158,0	842,2	342,0	342,2	342,1	341,0	142,7		16,40		13 292		13 359
0,5	92,8	92,9	114,9	885,3	385,1	385,3	385,2	383,6	92,4		18,44		14 953		15 041
	125,9	125,8	77,3	922,3	422,7	422,3	422,5	420,5	144,73		20,22		16 391		16 415
	34,2	34,5	52,2	948,0	447,8	448,0	447,9	445,5	34,1		21,42		17 366		17 541
0,1	57,7	57,8	28,4	971,1	471,6	471,1	471,3 ₅	468,2	57,1		22,51		18 250		18 556
	56,7	57,6	29,3	971,0	470,7	471,0	470,8 ₅	468,2	57,1		22,51		18 250		18 556
	34,2	34,2	48,6	951,9	451,4	451,9	451,6 ₅	449,2	34,0		21,60		17 510		17 684
0,5	125,9	125,8	65,9	934,8	434,1	434,8	434,4 ₅	432,6	125,2		20,78		16 861		16 975
	92,3	92,6	89,1	912,0	410,9	412,0	411,4 ₅	409,6	92,0		19,69		15 966		16 053
	142,8	143,0	111,0	890,2	389,0	390,2	389,6 ₅	388,0	142,2		18,66		15 124		15 188
3	99,0	99,2	144,2	856,9	355,8	356,9	355,1 ₅	352,5	98,5		17,08		13 844		13 884
	61,3	61,3	184,3	817,1	315,7	316,4	315,6 ₅	315,6	60,9		15,17		12 302		12 322
	86,3	86,2	228,0	773,4	272,0	273,4	272,7	272,1 ₅	85,8		13,08		10 608		10 612
1	0	0	278,8	722,8	221,2	222,0	221,7	221,1	0		10,66		8 642		8 631
	111,0	110,9	394,8	607,6	105,2	107,6	106,4	106,0 ₅	110,4		5,10		4 134		4 107
	55,8	55,8	499,7	502,4	0,3	2,4	1,3 ₅	1,3 ₅	55,5		0,06		52		20
0,5	67,8	67,5	570,1	433,0	70,1	67,0	68,5 ₅	68,5 ₅	39,09		3,30		2 672		2 708
	86,0	86,0	689,3	332,2	169,3	167,8	168,5 ₅	168,4 ₅	85,5		8,11		6 578		6 620
	99,2	99,1	730,0	271,3	230,0	228,7	229,0 ₅	229,0 ₅	98,6		11,01		8 928		8 974
0,5	117,3	117,1	790,6	210,6	290,6	289,4	290,0	289,3 ₅	116,6		13,91		11 278		11 331
	143,0	142,8	842,9	158,2	342,9	341,8	342,3 ₅	341,3	142,2		16,41		13 304		13 370
	92,7	92,3	886,3	114,6	386,3	385,4	385,8 ₅	384,3	92,1		18,48		14 980		15 068
0,1	125,7	125,5	77,0	922,9	423,0	423,0	422,9 ₅	420,9 ₅	125,4		20,24		16 409		16 534
	34,2	34,2	947,6	52,8	447,6	447,2	447,4	445,0 ₅	34,0		21,40		17 348		17 522
	57,6	57,5	971,0	29,2	471,0	470,8	470,9	468,2	57,1		22,51		18 250		18 556

Zyklen.

Hieraus ergibt sich die Koerzitivkraft zu 32,3, die Remanenz zu 10150.

§ 26. Das störungsfreie Magnetometer von Haupt. Auf einer ähnlichen Grundlage, wie das soeben besprochene Instrument von Kohlrausch und Holborn, beruht das störungsfreie Magnetometer von E. Haupt¹⁾. Es besteht aus zwei vertikalen, gleichen Magnetstäbchen M_1 und M_2 (Fig. 23), welche durch die Bügel und Streben B fest verbunden sind. Das System dreht sich um die Spitze Sp , und zwar wird hier die Torsionskraft des Aufhängefadens durch die Kraft der Feder F zwischen der Spitze Sp und einem mit Teilung versehenen Torsionskopf T ersetzt. Die Spule S nimmt die zu untersuchende Probe auf, deren Mitte in die Ebene $N_1 S_1 N_2 S_2$ zu liegen kommt, während die identische Spule S' die Wirkung der Spule S aufheben soll.



Es ist ohne weiteres klar, daß in bezug auf Störungsfreiheit die Anordnung hohen Anforderungen genügen kann, denn die beiden Polpaare $S_1 N_2$ und $N_1 S_2$, welche dem oberen bzw. unteren Magnet des Kohlrauschschen Systems entsprechen, liegen hier so dicht beieinander, daß auch eine in ziemlicher Nähe befindliche Störungsquelle keine erhebliche Felddifferenz zwischen oben und unten und daher auch keine merklichen Schwankungen mehr hervorbringen kann, und auch eine etwaige Verschiedenheit der magnetischen Momente der beiden Magnete M_1 und M_2 kann hier, wie leicht ersichtlich, die Konstanz der Ruhelage nicht beeinflussen. Ein weiterer Vorzug der Anordnung besteht in der großen Empfindlichkeit des Systems, denn während bei der gewöhnlichen magnetometrischen Anordnung nur die Differenz der von den Polen des

Probestücks ausgehenden Wirkungen zur Geltung kommt, addieren sich hier diese Wirkungen, da sie an dem Polsystem $N_1 S_2$ nicht von derselben Seite, sondern von entgegengesetzten Seiten angreifen; aus diesem Grunde würde sich die Anordnung nicht nur zur Untersuchung kleiner Stücke, für die sie in erster Linie bestimmt war, sondern auch zur Messung sehr geringer Induktionsänderungen, wie sie bei der Anfangspermeabilität, der Gansschen reversiblen Permeabilität usw. in Betracht kommen, besonders eignen. Endlich ist

auch die Tatsache, daß hier der Ausschlag mittels des Torsionskopfs T auf Null zurückgebracht und die hierzu notwendige Feder-
spannung F in die Rechnung eingeführt wird, ein weiterer Vorzug, da infolgedessen die relative Lage von Probe und Magnetsystem stets unverändert bleibt.

Daß trotzdem der Apparat keine weitere Verbreitung gefunden zu haben scheint, liegt wohl daran, daß es hier wegen des sehr geringen Abstands zwischen Probekörper und Magnetsystem nicht mehr gestattet ist, den Magnetismus der Probe und der Magnete in Polen konzentriert zu denken, was auch bei Verwendung von Probekörpern in Ellipsoidform komplizierte und unsichere Rechnungsoperationen erfordert¹⁾, während die Anbringung einer Scherung bei der Untersuchung kurzer, gedrungener Stäbe in freier Spule, namentlich bei gutem Material, nur unsichere Ergebnisse liefern kann.

Ballistische Methode.

§ 27. Beschreibung der Methode. Bequemer und daher weiter verbreitet als die soeben beschriebene magnetometrische Methode, die allerdings für manche Zwecke unersetzlich bleibt, ist die sogenannte ballistische Methode, deren Anwendung ein ballistisches Galvanometer erfordert. Hierbei ist es grundsätzlich einerlei, ob man ein gewöhnliches Nadel- bzw. Glockengalvanometer oder ein Drehspulengalvanometer wählt, wenn man nur dafür sorgt, daß die Schwingungsdauer nicht zu kurz ist (mindestens 5 bis 10 Sekunden). Da jedoch in allen größeren Orten mit elektrischem Straßenverkehr usw. die magnetischen Störungen so beträchtlich sind, daß das gewöhnliche Galvanometer kaum noch anwendbar ist, so wird man von vornherein zum Drehspulengalvanometer greifen, das jetzt von verschiedenen Firmen mit der wünschenswerten Empfindlichkeit und Schwingungsdauer hergestellt wird.

Bei der ballistischen Methode bildet die zu untersuchende Probe, an der sich — im Gegensatz zur magnetometrischen Methode — keine Pole ausbilden sollen, einen sogenannten magnetischen Kreis oder einen Teil eines solchen von möglichst gleichmäßigem Querschnitt. Dieser ist umgeben von einer mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Sekundärspule und einer vom Magnetisierungsstrom durchflossenen Primärspule. Schaltet man den Strom ein und

¹⁾ Vgl. H. Jordan, Über die Verwendung des astatischen Magnetometers nach Haupt zu Materialuntersuchungen, unter besonderer Berücksichtigung der Messungen an zylindrischen Stäben und aus Blech geschnittenen Ellipsen. Verh. D. Phys. Ges. **11**, 216—230 (1909).

erzeugt dadurch in der Primärspule ein Feld von bestimmter Größe, so wird die vorher unmagnetische Probe magnetisiert, und es entsteht an den Enden der die Probe umgebenden Sekundärspule eine der Windungszahl und der Größe des Induktionsflusses entsprechende Spannung, die sich in Form eines Stromstoßes ausgleicht, der das Galvanometer zum Ausschlagen bringt. Der Ausschlag wird um so größer, je höher die Feldstärke, je größer der Querschnitt und die Permeabilität der Probe, je größer die Zahl der Sekundärwindungen, je höher die Empfindlichkeit des Galvanometers und je geringer der Widerstand im Sekundärkreis ist; man wird also unter Berücksichtigung dieser im übrigen bekannten Daten aus dem Galvanometerausschlag einen Schluß auf die Permeabilität des Materials ziehen können, d. h. man wird zu der bekannten Feldstärke, welche sich aus der primären Windungszahl pro Zentimeter und der primären Stromstärke ergibt, die zugehörige Induktion der Probe finden können. Genau derselbe Vorgang spielt sich nun ab, wenn wir die Stärke des Magnetisierungsstroms, also die Größe des bestehenden magnetischen Feldes, plötzlich ändern; auch dann können wir aus der Größe des Galvanometerausschlags auf die Änderung der Induktion im Innern der Probe schließen, und dadurch sind wir in der Lage, uns mit Hilfe der gemessenen Ausschläge und der zugehörigen Stromstärken eine ganze Magnetisierungskurve bzw. Hystereseschleife zusammenzusetzen.

Zu diesem Zweck entmagnetisieren wir die Probe sauber nach der früher (§ 15) angegebenen Methode, schließen einen Strom von vorher ermittelter bekannter Stärke und notieren den zugehörigen Galvanometerausschlag. Sodann vergrößern wir die Stärke des Stroms ruckweise, am einfachsten durch Verwendung von Kurbelwiderständen, notieren wieder den Ausschlag und so fort bis zur höchsten gewünschten Stromstärke bzw. Feldstärke; dann entsprechen die aufeinanderfolgenden Summen von Ausschlägen $1, 1 + 2, 1 + 2 + 3, \dots$ den Induktionen, welche zu den Feldstärken $1, 2, 3 \dots$ gehören, und wir haben die jeweiligen Summen der Galvanometerausschläge nur noch mit einem Reduktionsfaktor zu multiplizieren, um auch die entsprechenden Induktionen, d. h. den Verlauf der ganzen Nullkurve OA (siehe Fig. 6) zu erhalten. Um den Verlauf der Hystereseschleife $ABCDEF A$ zu finden, verringern wir sprungweise die höchste Feldstärke und erhalten wiederum Galvanometerausschläge, die allerdings jetzt umgekehrt gerichtet sind, weil die Induktion im Probestab sich verringert (durch einen Kommutator im Sekundärkreis stellt man vorteilhafterweise stets die gleiche

Ausschlagrichtung her). Dies setzt man fort bis zur Stromstärke Null, welche dem Punkt B , der Remanenz, entspricht. Sodann dreht man die Stromrichtung um, schaltet wieder ein, vergrößert die Feldstärke sprungweise und erhält so durch die aufeinanderfolgenden Ausschläge den Teil BCD der Hystereseschleife (da die Stromrichtung umgekehrt wurde und anwächst, dreht sich hierbei die Richtung des induzierten Stromes zweimal um, d. h. die Ausschlagrichtung des Galvanometers bleibt ungeändert); schließlich verfährt man in gleicher Weise mit dem zweiten Hystereseast $DEFA$. Dieser liegt genau symmetrisch zu $ABCD$; man kann sich also grundsätzlich bei raschen Messungen mit der Aufnahme eines Astes begnügen, doch ist es stets vorteilhaft, die ganze Schleife aufzunehmen und die entsprechenden Ausschläge zu mitteln, da man hierdurch nicht nur eine größere Ablesegenauigkeit, sondern auch eine Kontrolle für die beiden Messungsreihen erhält. Tatsächlich wird es nämlich bei sehr steilen Hystereseschleifen häufig vorkommen, daß die entsprechenden Werte auf den Kurventeilen BC und EF erheblich differieren, was daher rührt, daß man es hier mit ziemlich labilen Magnetisierungsvorgängen zu tun hat; der Mittelwert aus zwei Ausschlägen wird also auch aus diesem Grunde entsprechend größeres Zutrauen verdienen. Die Summe der auf den beiden Hystereseasten beobachteten Ausschläge dagegen muß stets gleich groß sein, und gerade hierin liegt eine wertvolle Kontrolle dafür, daß im Verlauf der Messung nicht ein leicht mögliches Versehen vorgekommen ist.

§ 28. Berücksichtigung der Nachwirkung; Kommutierungskurve.

Grundsätzlich ist noch zu berücksichtigen, daß bei Verwendung von vielen kleinen Sprüngen die Induktionen stets etwas zu klein gemessen werden; dies rührt daher, daß der Vorgang der Änderung der Magnetisierung nicht momentan abläuft, sondern, je nach dem Material und den Versuchsbedingungen, eine mehr oder weniger lange Zeit beansprucht (vgl. § 16). Nun soll aber theoretisch bei der Messung mit dem ballistischen Galvanometer der Stromstoß schon vollständig abgelaufen sein, ehe der Magnet oder die Spule sich merklich aus der Ruhelage entfernt hat. Dies ist jedoch bei einem Galvanometer mit nur 5 bis 10 Sekunden Schwingungsdauer, wie es gewöhnlich verwendet wird, nur für den ersten Hauptstoß der Fall; einen Teil der magnetischen Nachwirkungsänderungen wird das Instrument überhaupt nicht mehr anzeigen, denn diese dauern unter Umständen noch an, wenn die Nadel oder Spule den

Umkehrpunkt bereits überschritten hat. Man mißt also jeden einzelnen Ausschlag, namentlich auf dem steilen Teil der Kurve, etwas zu klein, und je kleiner die Sprünge sind, in die man die ganze Messung unterteilt, um so stärker werden sich die Fehler addieren. Wir können jedoch dieser Fehlerquelle in einfacher Weise dadurch Rechnung tragen, daß wir jedesmal nach dem Durchlaufen der ganzen Hystereseschleife noch eine sogenannte Kommutierung vornehmen, d. h. direkt vom Maximum des positiven zum Maximum des negativen Feldes springen, — selbstverständlich unter entsprechender Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes im Sekundärkreise. Wir finden auf diese Weise das wahre Maximum der Induktion und brauchen nur dies bei der Berechnung der unterteilten Kurve zugrunde zu legen, d. h. die Konstante, mit welcher die Ausschläge zu multiplizieren sind, entsprechend zu vergrößern; der gesamte Kurvenverlauf ist dann zwar nicht vollkommen, aber doch sehr angenähert richtig.

Statt der Nullkurve beobachtet man auch vielfach die sogenannte Kommutierungskurve, die man erhält, wenn man zunächst, vom unmagnetischen Zustande ausgehend, eine kleine Feldstärke \mathfrak{H}_1 herstellt und den beim Kommutieren des Stroms entstehenden Galvanometerausschlag A_1 beobachtet, dessen Hälfte der zugehörigen Induktion \mathfrak{B}_1 entspricht, sodann zur Feldstärke \mathfrak{H}_2 übergeht, ebenso verfährt und so fort bis zum Maximum der Feldstärke. Diese Methode ist nahezu frei von Nachwirkungserscheinungen, erfordert aber vor jeder Beobachtung ein mindestens 10- bis 20maliges Kommutieren des Stroms zur „Akkommodation“, da man sonst zu große Werte erhält. Mit der reduzierten Nullkurve stimmt die Kommutierungskurve hinreichend genau überein.

§ 29. Ringmessung; magnetischer Kreis. Absolute Werte, also solche, die keiner nachträglichen Korrektur bedürfen, erhält man mit dem ballistischen Verfahren nur dann, wenn der magnetische Kreis aus einem gleichmäßig bewickelten, ungeschlitzten Ring besteht, dessen Breite klein ist im Verhältnis zum Durchmesser; es ist dann auch einerlei, ob der Querschnitt des Ringkörpers kreisförmige oder rechteckige Gestalt hat. Ausschließlich der letztere Fall kommt bei der Untersuchung von Dynamoblech in Betracht, wo der Probekörper aus ausgestanzten Blechringen aufgebaut wird. Der Eisenkörper wird zunächst mit einer guten, aber möglichst dünnen Isolationsschicht umgeben (vorzüglich bewährt sich hierzu Paragummiband, während gewöhnliches Isolierband leicht an den

scharfen Kanten durchgedrückt wird, so daß Kurzschluß entstehen kann), dann folgt die Sekundärwicklung in gleichmäßiger Verteilung, wobei meist eine einzige Lage genügen wird, hierauf eine nochmalige Isolationsschicht und auf dieser die gleichmäßig verteilten Primärwindungen, deren Anzahl, Dicke usw. durch die besonderen Verhältnisse bedingt werden. Meist wird man es im Laboratorium vorziehen, mit verhältnismäßig kleinen Strömen zu arbeiten, muß aber dann zur Erreichung einer hinreichend hohen Feldstärke die Windungszahl entsprechend vergrößern, also viel Zeit auf die Bewickelung verwenden; unter Umständen kann bei Dynamo-blech der später noch zu besprechende Moellingersche Magnetisierungsapparat zum Ersatz einer Wicklungslage verwendet werden.

Bestimmung der Feldstärke. Wir nehmen an, wir hätten in einem Ring vom mittleren Radius r und dem Querschnitt q mit Hilfe des Galvanometerausschlags den Induktionsfluß $\Phi = q\mathfrak{B}$ festgestellt und wollten nun die Feldstärke \mathfrak{H} bestimmen, die notwendig ist, um diesen Induktionsfluß zu erzeugen. Nun gilt nach dem bekannten, dem Ohmschen Gesetz analogen Grundgesetz von Hopkinson¹⁾, daß der Induktionsfluß gegeben ist durch den Quotienten aus der magnetomotorischen Kraft M und dem gesamten Widerstand des magnetischen Kreises w . Die magnetomotorische Kraft ist aber, in absoluten Einheiten ausgedrückt, $= 0,4\pi \times$ Anzahl der Amperewindungen, also

$$\Phi = q \cdot \mathfrak{B} = \frac{0,4\pi \cdot N i}{w}.$$

Nun ist der magnetische Widerstand w direkt proportional der mittleren Länge $l = 2r\pi$ des vom Induktionsfluß durchsetzten Ringes und umgekehrt proportional seinem Querschnitt q und seiner Permeabilität $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$; somit erhalten wir

$$q\mathfrak{B} = \frac{0,4\pi N i}{\frac{l}{q\mu}} = \frac{0,4\pi N i}{l} \cdot \frac{q \cdot \mathfrak{B}}{\mathfrak{H}},$$

oder schließlich

$$\mathfrak{H} = \frac{0,4\pi N i}{l} = 0,4\pi n i = \frac{0,2 N i}{r} \dots \dots (35)$$

wenn man unter N die gesamte Windungszahl, n die Anzahl der Windungen pro Zentimeter des mittleren Kreisumfangs versteht und die Stromstärke i in Ampere mißt.

Streng genommen gilt Formel (35) nur für sehr schmale Ringe, bei welchen die Breite gegenüber dem Durchmesser vernachlässigt

¹⁾ J. und E. Hopkinson, Phil. Trans. 1886, S. 331.

werden kann. Ist dies nicht der Fall, so hat man dem Umstand Rechnung zu tragen, daß das Feld auch im Innern des Ringes von innen nach außen abnimmt, weil die Windungen am inneren Umfang enger zusammengedrängt liegen als am äußeren Umfang. Die Rechnung ergibt¹⁾, daß man dann hinreichende Genauigkeit erzielt, wenn man an Stelle des mittleren Umfanges l setzt:

$$\lambda = \frac{2\pi(r_a - r_i)}{\ln r_a - \ln r_i} \dots \dots \dots (36)$$

hierin bezeichnet r_a bzw. r_i den äußeren bzw. inneren Radius des Ringes.

Bestimmung der Induktion aus dem Galvanometerausgang. Ist der Querschnitt des Eisens $= q$, die Anzahl der Sekundärwindungen $= v$, so ruft das Entstehen oder Verschwinden der Induktion \mathfrak{B} im Eisen die Spannung $\mathfrak{B}q v$ in CGS-Einheiten an den Enden der Spule hervor; diese erzeugt im Sekundärkreis vom Gesamtwiderstand w eine Elektrizitätsmenge $\frac{\mathfrak{B}q v}{w}$, die im ballistischen Galvanometer den Ausschlag α hervorbringt; wir können also setzen

$$\frac{\mathfrak{B}q v}{w} = C\alpha \dots \dots \dots (37)$$

wobei die Galvanometerkonstante C diejenige Elektrizitätsmenge bezeichnet, die einen Ausschlag von einem Skalenteil hervorbringen würde (von den zwischen Eisen und Spule verlaufenden Kraftlinien sehen wir zunächst ab).

Wir wollen uns nun denken, wir hätten das Eisen aus dem Ring entfernt, derselbe bestehe also nur aus Luft; dann würde an Stelle von \mathfrak{B} die Anzahl von Kraftlinien treten, welche die Primärspule liefert, d. h. $\mathfrak{B} = 0,4\pi n i$. Der Ausschlag würde natürlich bei demselben Vorschaltwiderstand entsprechend kleiner sein, so daß man schon aus diesem Grunde nicht von der Stromstärke 0 auf i , sondern von $+i$ auf $-i$ oder umgekehrt gehen wird, d. h. man wird den Strom kommutieren und dabei den doppelten Ausschlag erhalten; wir nennen ihn β und haben

$$2 \times \frac{0,4\pi n i q v}{w} = C\beta \dots \dots \dots (38)$$

Aus (37) und (38) folgt

$$\mathfrak{B} = 0,4\pi n i \cdot 2\alpha/\beta \dots \dots \dots (39)$$

¹⁾ Vgl. Fried. Niethammer, Einige experimentelle Untersuchungen über magnetische Hysterese. Diss., Zürich 1898, S.13. Wied. Ann., N. F., **66**, 33 (1898). Velander, Elektrot. u. Maschinenbau 1916, S.5. Niethammer, ebenda 1916, S.161.

Nun wird, da das Verhältnis $\mathfrak{B}/\mathfrak{H} = \mu$ meist recht groß ist — über hundert bis mehrere Tausend — die Anordnung in dieser Weise praktisch nicht brauchbar sein, da man hierbei einen zu kleinen Ausschlag β erhalten würde. Man kann aber natürlich auch statt der Windungszahl ν die viel größere ν_1 benutzen, statt des Querschnitts q den größeren mittleren Querschnitt q_1 und ferner statt des Vorschaltwiderstands w den kleineren Widerstand w_1 , nur muß man hierbei darauf achten, daß der gesamte Widerstand, durch welchen das Galvanometer in sich geschlossen ist, in beiden Fällen der gleiche bleibt, da sonst das Dämpfungsverhältnis und damit die Galvanometerkonstante C sich ändern würde; hierauf werden wir später noch zurückkommen. Schließlich ist man auch nicht an die Ringform gebunden, sondern kann eine gerade, sogenannte „Normalspule“ mit n Windungen pro Zentimeter verwenden, welche nur der Bedingung unterliegt, daß die Wickelung über die ganze Länge der Spule möglichst gleichförmig sein muß. Für die Feldstärke in der Mitte einer derartigen Spule gilt

$$\mathfrak{H} = \frac{0,4 \pi n i}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \varrho}{l}\right)^2}} \dots \dots \dots (40)$$

wenn ϱ und l den mittleren Radius und die Länge der Spulenwicklung bezeichnen. Unsere Gleichungen gehen über in

$$\frac{\mathfrak{B} q \nu}{w} = C \alpha \quad (37) \quad \text{und}$$

$$\frac{2 \times 0,4 \pi n i q_1 \nu_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \varrho}{l}\right)^2} w_1} = C \beta \dots \dots \dots (41)$$

und hieraus ergibt sich nicht nur die Größe C , sondern auch direkt durch Division

$$\mathfrak{B} = \frac{q_1 \cdot \nu_1 \cdot w \cdot 0,8 \pi n i}{q \cdot \nu \cdot w_1 \sqrt{1 + \left(\frac{2 \varrho}{l}\right)^2}} \cdot \frac{\alpha}{\beta} \dots \dots \dots (42)$$

Diese Größe \mathfrak{B} bezeichnet unserer Ableitung nach zunächst die ganze, von Null ab gerechnete Induktion, sie kann aber auch ebensogut eine Zunahme oder Abnahme $\mathcal{A}\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_2 - \mathfrak{B}_1$ der Induktion darstellen. Denkt man sich die ganze Nullkurve und Hystereseschleife in lauter einzelne Stücke $\mathcal{A}\mathfrak{B}$ und $\mathcal{A}\mathfrak{H}$ zerlegt, deren Größe man auf die angegebene Weise mißt, so ist leicht ersichtlich, wie man umgekehrt wieder diese Kurven aus den gemessenen Werten zusammensetzen kann.

§ 30. Normalspule. Zur Eichung des ballistischen Galvanometers und zur Bestimmung der Windungsflächen von Sekundärspulen werden in der Reichsanstalt Normalspulen benutzt, die entweder auf einen Marmorzylinder oder auf einen mit einer Hartgummischicht überzogenen Glaszylinder gewickelt sind. Die Oberflächen sind sauber abgedreht und mit einer fortlaufenden Nute als Unterlage für die aus blankem Kupferdraht bestehenden Windungen versehen, so daß die Gleichmäßigkeit der Wickelung gewährleistet ist. Die Spulen haben folgende Abmessungen:

Marmorspule $l = 82,5 \text{ cm}$ $\rho = 2,421_0 \text{ cm}$ $n = 825$ $\nu_1 = 1290$
 Glas-Hartgummispule . . $l = 78,4$ „ $\rho = 1,832$ „ $n = 784$ $\nu_1 = 1328$

Die größere Gewähr der Unveränderlichkeit bietet natürlich die Marmorspule, deren Material vorher genau auf das Fehlen magnetischer Einflüsse (Spuren von Eisen oder dgl.) untersucht sein muß; dagegen bietet die hohle Glasspule, die sich ebenfalls durchaus bewährt hat, in mehrfacher Beziehung erhebliche Vorteile. Einmal kann man sie nach Bedarf mit einer Wasserkühlung im Innern versehen und infolgedessen stärker mit Strom belasten, sodann aber kann man das außerordentlich gleichmäßige Feld im Innern, dessen Größe ja genau bekannt ist, zur Bestimmung der Windungsfläche kleinerer Sekundärspulen benutzen, wie sie zum Abtasten von Feldern, zur Isthmusemethode usw. vielfach gebraucht werden.

Bringt man eine derartige Spule von ν' Windungen mit dem unbekanntem mittleren Querschnitt q' genau koaxial in die Mitte der Normalspule, in der beim Strom i A das Feld \mathfrak{H} herrscht, verbindet die gut verdrehten (!) Zuleitungsdrähte mit dem ballistischen Galvanometer und erhält beim Kommutieren des Stroms den Ausschlag α' , so gilt nach (38) die Beziehung $\frac{2 \mathfrak{H}' q' \nu'}{w'} = C \alpha'$, wobei w' den Widerstand im Sekundärkreis bezeichnet, und man erhält hieraus die gesuchte Windungsfläche

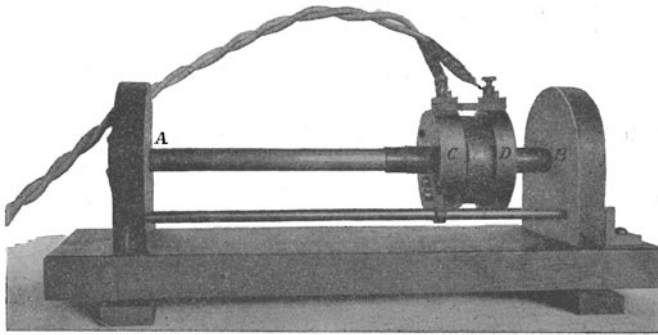
$$q' \nu' = \frac{C \cdot w' \alpha'}{2 \mathfrak{H}} \dots \dots \dots (43)$$

Die Größe C ist aus (41) bekannt.

§ 31. Magnetetalon. Durch geeignete Wahl der Dimensionen, Windungszahlen und Vorschaltwiderstände wird man es stets dahin bringen können, daß die Ausschläge α und β in (42) eine passende Größe haben (100 bis 300 Skalenteile). Kann man sich mit mäßiger Genauigkeit begnügen, so ist es ausreichend, die Messung mit der

Normalspule ein für allemal auszuführen und nur gelegentlich Kontrollmessungen zu machen. Da jedoch durch Übergangswiderstände und Temperatureinflüsse die Galvanometerwiderstände und auch die Elastizität des Aufhängerdrahtes (bei Drehspulengalvanometern) sich andauernd etwas ändern, so ist es geraten, bei genaueren Messungen vor und nach jeder Meßreihe auch die Galvanometerempfindlichkeit neu zu bestimmen. Man kann natürlich hierzu dauernd eine Normalspule verwenden, oder, falls man dies wegen der Kostbarkeit derselben vermeiden möchte, auch eine gewöhnliche, entsprechend eingerichtete Spule, die mit der Normalspule verglichen wird und nur unveränderlich sein muß, oder schließlich auch einen sogenannten Magnetetalon, bei welchem das Spulenfeld durch das Feld von einem oder zwei

Fig. 24.



permanenten Stabmagneten ersetzt ist, über welches eine bewegliche Induktionsspule geschoben wird.

Fig. 24 gibt den in der Reichsanstalt verwendeten, von Ebeling und E. Schmidt konstruierten Magnetetalon wieder: Die Messingröhre *AB*, welche von zwei Holzstützen getragen und fixiert wird, enthält zwei fest eingebaute, kurze, ziemlich starke Magnete mit Folgepolen, so daß also die beiden gleichnamigen Pole in der Mitte zusammenstoßen. Über diese Röhre gleitet die ebenfalls auf Messingrohr gewickelte, mit seitlichen Flanschen versehene Spule *CD*, die mit dem Galvanometer verbunden ist. Wird diese Spule rasch von der einen Stütze zur anderen geschoben, so entsteht in der Galvanometerleitung ein Stromstoß, und die hierdurch bewirkte Ablenkung des Galvanometers dient zur Bestimmung seiner Empfindlichkeit, vorausgesetzt, daß man stets unter denselben Bedingungen, also mit dem gleichen Vorschaltwiderstand und der gleichen Dämpfung arbeitet.

Wir wollen annehmen, der von den ν_2 Windungen der Spule geschnittene Kraftlinienfluß der Magnete sei Φ_2 (ν_2 und Φ_2 braucht man nicht zu kennen), der Widerstand im Sekundärkreis sei w_2 , die Galvanometerkonstante C_2 (C_2 nicht = C_1 wegen verschiedener Widerstände in den Sekundärkreisen), dann haben wir, wie früher bei der Normalspule [vgl. (37)]:

$$\left[\frac{\Phi_2 \nu_2}{w_2} \right] = C_2 \gamma \dots \dots \dots (44)$$

Die Messung mit der Normalspule liefert uns:

$$\frac{2 \xi q_1 \nu_1}{w_1} = C_1 \beta \dots \dots \dots (45)$$

wobei $\xi = \frac{0,4 \pi n \cdot i}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \rho}{l}\right)^2}}$, die Messung am Eisenring:

$$\frac{\mathfrak{B} q \nu}{w_1} = C_1 \alpha \dots \dots \dots (46)$$

Setzen wir noch $\left[\frac{\Phi_2 \nu_2}{w_2} \right] = c$, so folgt aus (46)/(44):

$$\frac{\mathfrak{B} q \nu}{w_1 c} = \left(\frac{C_1}{C_2} \right) \cdot \frac{\alpha}{\gamma} \dots \dots \dots (47)$$

und aus (45)/(44):

$$\frac{2 \xi q_1 \nu_1}{w_1 c} = \left(\frac{C_1}{C_2} \right) \cdot \frac{\beta}{\gamma} \dots \dots \dots (48)$$

endlich aus (48)/(47):

$$\mathfrak{B} = \left[\frac{2 \xi q_1 \nu_1}{w_1} \cdot \frac{\gamma}{\beta} \right] \cdot \frac{w_1 \alpha}{\nu q \gamma} = \frac{C w_1 \alpha}{\nu q \gamma} \dots \dots \dots (49)$$

Hierbei ist

$$C = \left[\frac{2 \xi q_1 \nu_1}{w_1} \cdot \frac{\gamma}{\beta} \right] = \left[\frac{0,8 \pi^2 n \rho^2 \nu_1 i}{w_1 \sqrt{1 + \left(\frac{2 \rho}{l}\right)^2}} \cdot \frac{\gamma}{\beta} \right] \dots \dots (50)$$

Diese Größe C wird ein für allemal für einen bestimmten Widerstand w_1 im Sekundärkreise durch Vergleichung des Magnetetalons mit der Normalspule ermittelt; will man sich nicht an einen einzigen Widerstand binden, so bestimmt man C für eine Anzahl von Widerständen und trägt die gefundenen Werte in Form einer Kurve auf, die auch zwischenliegende Werte zu entnehmen gestattet.

§ 32. Konstantes Dämpfungsverhältnis durch Nebenschlüsse. Wir hatten angenommen, daß in Formel (45) und (46) w_1 und C_1 identisch seien; das wird aber nicht immer genau der Fall sein, denn

die Messungen mit der Normalspule werden im allgemeinen zu anderer Zeit gemacht werden, als die mit dem Ring, daher kann infolge veränderter Zimmertemperatur und variabler Übergangswiderstände im Spulengalvanometer der eigentliche Galvanometerwiderstand, den man natürlich nicht immer messen wird, und somit auch der Wert w_1 in beiden Fällen etwas verschieden sein. Derartige Änderungen spielen keine Rolle bei hohen Vorschaltwiderständen, wie sie meist beim Magnetetalon verwendet werden, wohl aber bei niedrigen, können wegen der Änderung der Dämpfung auch eine gewisse Änderung der Größe C_1 bedingen und bilden somit eine schwer kontrollierbare Fehlerquelle. Man macht sich von ihr fast vollständig frei, wenn man dafür sorgt, daß das Galvanometer stets dieselbe Dämpfung hat, d. h., daß seine Spule stets über den gleichen Widerstand geschlossen ist. Dies erreicht man, allerdings unter Verminderung der Empfindlichkeit, dadurch, daß man das Galvanometer durch einen Nebenschluß w_n (Fig. 25) überbrückt, der so gewählt ist, daß der Kombinationswiderstand

$$\frac{w_v \cdot w_n}{w_v + w_n} = w'$$

konstant wird; hierbei bezeichnet w_v den eigentlichen Vorschaltwiderstand, der natürlich, den Verhältnissen entsprechend, verschieden hoch genommen werden muß. w' wird gleich dem experimentell zu bestimmenden Vorschaltwiderstand zu wählen sein, bei dessen Verwendung das Galvanometer nach dem Ausschlag direkt in die Ruhelage zurückkehrt (aperiodischer Grenzfall); den Nebenschlußwiderstand w_n findet man dann aus der obigen Beziehung zu

$$w_n = \frac{w_v \cdot w'}{w_v - w'} \dots \dots \dots (51)$$

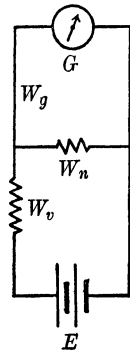
Am besten berechnet man ihn für eine ganze Reihe von Vorschaltwiderständen w_v und trägt die erhaltenen Werte in Kurvenform auf. In den Formeln (44) bis (50) muß dann für w_1 bzw. w_2 gesetzt werden:

$$w_v \left(1 + \frac{w_g}{w_n} + \frac{w_g}{w_v} \right) = w_v \left(1 + \frac{w_g}{w'} \right) \dots \dots \dots (52)$$

wobei w_v, w_g, w_n und w' die aus Fig. 25 ersichtliche Bedeutung haben.

Die Empfindlichkeit ist natürlich bei Verwendung eines derartigen Nebenschlusses erheblich kleiner als bei direkter Schaltung, was ja vielfach ganz erwünscht ist; reicht sie nicht aus, so muß man auf direkte Schaltung übergehen und $w_v = w'$ wählen.

Fig. 25.



Der Einfluß von Widerstandsänderungen durch Temperaturschwankungen u. dgl. wird aber, wie sich leicht berechnen läßt, durch eine derartige Nebenschlußschaltung auf einen kleinen Bruchteil herabgedrückt.

§ 33. Reduktion der Skalenablesung. Die in den Formeln (44) bis (50) vorkommenden Größen α , β , γ sind eigentlich die Winkel, um welche sich die Galvanometerspule (bzw. -Nadel) dreht; wir müßten also bei der Spiegelablesung, um die es sich ja hierbei stets handelt, eigentlich auf die entsprechende Skalenablesung übergehen, indem wir setzen:

$$\alpha = \frac{28,648^{\circ}}{A} \cdot e \left(1 - \frac{1}{3} \frac{e^2}{A^2} + \dots \right) \cdot \dots \cdot \quad (53)$$

Da es sich aber bei unseren Messungen stets um das Verhältnis zweier Winkel $\frac{\alpha}{\gamma}$ oder $\frac{\beta}{\gamma}$ handelt, so können wir unter α , β , γ auch direkt die verbesserten Skalenablesungen verstehen; es ist also an der beobachteten Skalenablesung α die Verbesserung $\frac{-\alpha^3}{3A^2}$ anzubringen, und ebenso an β und γ ; hierbei bedeutet A wieder den in Millimetern gemessenen Abstand zwischen Spiegel und Skala (vgl. auch § 13).

Korrektion wegen der Luftlinien. An dem mit Hilfe des ballistischen Galvanometers ermittelten Wert der Induktion \mathfrak{B} ist nun noch eine unter Umständen recht erhebliche Korrektion anzubringen. Da es nämlich nicht möglich ist, die Windungen der Induktionsspule direkt auf das Eisen aufzubringen, vielmehr stets eine Isolierschicht dazwischen liegen muß, da außerdem unter Umständen die Spule aus mehreren Lagen bestehen wird, deren mittlere nicht unerheblich vom Eisen absteht, so sind stets zwischen dem Eisen und der mittleren Lage der Spule Kraftlinien des Feldes vorhanden, welche die Windungen der Sekundärspule ebenso schneiden, wie die im Eisen verlaufenden Induktionslinien, auch in demselben Sinne wirken, wie diese, und daher in der Rechnung unrichtigerweise als Induktionslinien mit erscheinen; sie müssen infolgedessen nachträglich wieder abgezogen werden. Beträgt der mittlere Querschnitt der Sekundärspule q' qcm, derjenige des Eisens q qcm, so verlaufen in dem Luftraum zwischen Spule und Eisen (bzw. zwischen den einzelnen Platten eines aus Blech aufgebauten Rings) $(q' - q)$ §

Kraftlinien; diese sind von dem gesamten Kraftlinienfluß Φ abzuziehen, wir erhalten also $q\mathfrak{B} = \Phi - (q' - q)\mathfrak{H}$, oder

$$\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{q} - \left(\frac{q'}{q} - 1\right)\mathfrak{H} \dots \dots \dots (54)$$

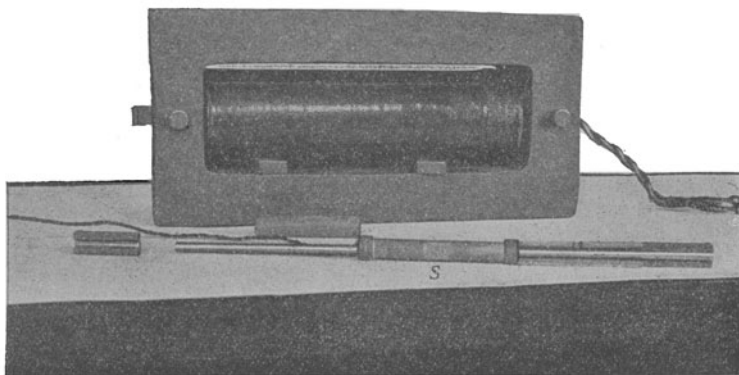
Wir werden später bei der Messung hoher Induktionen sehen, welche wichtige Rolle dort dieses Korrektionsglied spielt; aber auch bei den gewöhnlichen Messungen, bei welchen \mathfrak{H} einige 100 Gauß nicht zu überschreiten pflegt, darf die Korrektion nicht vernachlässigt werden.

§ 34. Jochmethode; Konstruktion des Jochs. Wenn auch für homogenes, isotropes Material, wie Flußstahl, Gußeisen usw., die Untersuchung in Ringform die einzige ist, welche neben der magnetometrischen Methode absolute Werte liefert und daher auch immer wieder benutzt werden wird — die Untersuchung von Dynamoblech und sonstigem gewalzten Material wird später noch zu besprechen sein —, so ist sie doch für laufende Prüfungen, welche rasch erledigt werden und keinen Anspruch auf äußerste Genauigkeit machen sollen, viel zu umständlich, da die Bewickelung eines größeren Rings recht viel Zeit in Anspruch nimmt; man hilft sich dann mit der von Hopkinson¹⁾ angegebenen sogenannten Jochmethode. Hierbei wird das Versuchsobjekt in die Form eines zylindrischen Stabes oder — bei Blechen — in die Form eines rechteckigen Bündels von gleichmäßigem Querschnitt gebracht und in einer Spule magnetisiert. Ohne weiteres würde dies Verfahren, wie wir schon bei der magnetometrischen Methode sahen, unbrauchbar sein, da die Magnetisierung außerordentlich ungleichmäßig ist. In der Mitte ist sie am größten, an den Enden am kleinsten; die Induktionslinien treten an der ganzen Oberfläche des Stabes aus und schließen sich durch die Luft, ebenso, wie bei einem permanenten Magnet in Stabform (vgl. Fig. 3). Diese Ungleichmäßigkeit verschwindet aber fast vollständig, wenn man den Induktionsfluß durch ein Joch schließt, d. h. den Stab in einen Hohlkörper von verhältnismäßig großem Querschnitt aus magnetisch weichem Eisen steckt (Fig. 26) und durch eiserne Klemmvorrichtungen („Klemmbacken“) an den Enden mit diesem Joch verbindet, so daß also ein geschlossener, wenn auch nicht gleichmäßiger magnetischer Kreis entsteht. Die Wirkung eines solchen Schlußjochs ist leicht aus dem Grundsatz zu verstehen, daß sich die Induktionslinien stets solche Wege suchen, die ihrer

¹⁾ J. Hopkinson, Magnetisation of iron. Phil. Trans. 176, II, 455 (1885).

Gesamtheit den geringsten magnetischen Widerstand bieten. Beim Stab in der freien Spule werden demnach von den Induktionslinien nur wenige die Enden des Stabes erreichen, da sie sich ja nach dem Austritt aus dem Stab durch die Luft wieder schließen müssen und der magnetische Widerstand der Luft im Vergleich mit demjenigen des Eisens im allgemeinen sehr hoch ist; somit ist es vorteilhafter, wenn sie zum Teil schon näher der Mitte austreten und nur einen kurzen Weg durch die Luft zurücklegen (vgl. Fig. 3). Beim Stab im Joch dagegen steht den Induktionslinien für ihren Schluß der sehr bequeme Weg durch das Joch zur Verfügung, der um so geringeren Widerstand bietet, je höher die Permeabilität des Joches, je größer sein Querschnitt und je besser der Schluß zwischen Stab und Joch ist.

Fig. 26.



Wäre dieser gesamte Widerstand direkt gleich Null, so erhielten wir eine ganz gleichmäßige Magnetisierung des Stabes, eine Streuung würde überhaupt nicht stattfinden, und wir könnten nicht nur die im Stab herrschende Induktion mittels des ballistischen Galvanometers, sondern auch die zugehörige Feldstärke einwandfrei ermitteln. Dies ist aber nicht der Fall, denn einesteils kann die Spule, auch wenn sie möglichst den ganzen Innenraum des Jochs ausfüllt, doch nicht die ganze freie Länge des Stabes bedecken, da die Spulenflansche und die Luftspalten zwischen Flanschen und Joch einen merklichen Raum einnehmen; hier aber ist der magnetische Widerstand wegen des geringen Querschnitts des Stabes nicht verschwindend klein. Hierzu kommt der erhebliche Widerstand der Luftspalten zwischen Stab und Joch und endlich der meist recht geringe Widerstand des Jochs selbst. Infolgedessen tritt tatsächlich eine gewisse Streuung an den Enden des Stabes ein; die Induktion

ist also nur in der Mitte des Stabes hinreichend gleichmäßig, und hier wird sie auch durch die kleine Sekundärspule s (Fig. 26) gemessen, die, wie beim Ring, über einen Vorschaltwiderstand mit dem ballistischen Galvanometer in Verbindung steht. Die Beobachtung und die Berechnung erfolgt wie beim Ring, es gelten dieselben Formeln, dagegen können wir nicht, wie dort, die zugehörige Feldstärke unmittelbar aus Stromstärke und Windungszahl pro Zentimeter ableiten, aber wir können doch eine analoge Form der Darstellung finden. Wir verfolgen dazu denselben Weg wie beim Ring (vgl. § 29) und nennen:

$\Phi = \mathfrak{B} \cdot q$ den Induktionsfluß im Stab vom Querschnitt q ;

W den Gesamtwiderstand des Induktionsflusses im magnetischen Kreis;

N die gesamte Anzahl der Windungen der Magnetisierungsspule;

l die Länge der Spule bzw. des in der Spule befindlichen Stabteiles;

λ die Länge der Stabstücke zwischen Spule und Jochwandung;

μ die Permeabilität des Stabes;

δ und q_1 die Dicke und den Querschnitt der Luftspalten zwischen Stab und Klemmbacken und zwischen Klemmbacken und Joch;

L , q_2 und μ_2 die mittlere Länge, den mittleren Querschnitt und die mittlere Permeabilität des Jochs.

Dann gilt wieder: $\Phi = \mathfrak{B} \cdot q = \frac{0,4 \pi N i}{W}$.

Sehen wir von den unwichtigeren Größen ab, wie vom veränderlichen Widerstand in den Joch- und Klemmbackenteilen in der Nähe der Stabenden, so setzt sich die Größe W zusammen aus dem magnetischen Widerstand des Stabes innerhalb der Spule, dem Widerstand des Stabes zwischen Spule und Joch, dem Widerstand der Luftschlitze und dem Widerstand des Jochs; wir erhalten also:

$$\Phi = \frac{0,4 \pi N i}{\frac{l}{q \mu} + \frac{\lambda}{q \mu} + \frac{\delta}{q_1} + \frac{L}{q_2 \mu_2}} = \frac{0,4 \pi N i}{\frac{l}{q \mu} \left[1 + \frac{\lambda}{l} + \frac{\delta q \mu}{l q_1} + \frac{L q \mu}{l q_2 \mu_2} \right]} \quad (55)$$

Da bei passender Wahl der Verhältnisse die drei Zusatzglieder im Nenner nur klein sind gegen 1, so können wir den Quotienten in eine Reihe entwickeln und erhalten schließlich, wenn wir nur Glieder erster Ordnung berücksichtigen und $\Phi = q \mathfrak{B}$, $\mu = \mathfrak{B} / \mathfrak{H}$ setzen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{H} &= \frac{0,4 \pi N i}{l} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{l} + \frac{\delta q \mu}{l q_1} + \frac{L q \mu}{l q_2 \mu_2} \right) \right] \\ &= \mathfrak{H}' - \mathfrak{H}' \left(\frac{\lambda}{l} + \frac{\delta q \mu}{l q_1} + \frac{L q \mu}{l q_2 \mu_2} \right), \end{aligned}$$

oder angenähert:

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - \mathfrak{B} \left(\frac{\lambda}{l\mu} + \frac{\delta q}{lq_1} + \frac{Lq}{lq_2\mu_2} \right) \cdot \dots \dots \dots (56)$$

Hierbei setzen wir die aus Stromstärke i und Windungszahl pro Zentimeter zu berechnende „scheinbare“ Feldstärke

$$0,4 \pi N i / l = 0,4 \pi n i = \mathfrak{H}',$$

und im Korrektionsglied $\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{B}}{\mu}$. Diese Größe \mathfrak{H}' würde, wie schon erwähnt, $= \mathfrak{H}$ sein, wenn unser Stab durch ein Joch vom Widerstand Null geschlossen, d. h. wenn $\delta = \lambda = 0$ und μ_2 unendlich groß wäre. Dies ist aber nie der Fall, und die zur Überwindung dieses Widerstands notwendige magnetomotorische Kraft entspricht gerade dem zweiten Glied rechter Hand in unserm Ausdruck für \mathfrak{H} ; wir wollen darauf noch etwas näher eingehen.

Wie der Faktor \mathfrak{B} vor dem Klammerausdruck zeigt, wächst die Scherung mit der Induktion; dies ist, wie das Experiment zeigt, richtig bis etwa $\mathfrak{B} = 15000$; für höhere Werte von \mathfrak{B} nimmt dagegen die gesamte Scherung, aus hier nicht näher zu erörternden Gründen, wieder bis zu Null ab. Sodann steht im Nenner aller drei Glieder die Größe l , d. h. die Länge der Magnetisierungsspule bzw. des in der Spule befindlichen Stabteils; unter übrigens gleichen Verhältnissen wird also das Korrektionsglied um so kleiner werden, je länger die Spule, je größer also das Joch wird. Dies Ergebnis wird nicht dadurch beeinträchtigt, daß dann auch L im dritten Glied wächst, denn da die Länge der vertikalen Jochteile beim größeren Joch unverändert bleibt, so wird mit Vergrößerung von l auch das Verhältnis L/l günstiger. Allerdings bringt eine Vergrößerung von l nicht nur eine Vermehrung des Gewichts und der Kosten des Apparats mit sich, sondern auch, was bedenklicher ist, eine Vermehrung der Herstellungsarbeit und -kosten für jeden einzelnen zu untersuchenden Probestab. Immerhin sind die Vorteile so groß, daß man für genauere Messungen diese Erschwerung nicht scheuen sollte. Andererseits kommen auch Fälle vor, wo man nicht über hinreichend lange Probestücke verfügt, oder wo die Herstellung längerer Stäbe mit Schwierigkeiten verbunden ist, z. B. bei gewissen zerbrechlichen, hochprozentigen Legierungen, bei Stahlstäben, die sich beim Härten um so stärker verziehen, je länger sie sind, u. dgl.; es ist deshalb vorteilhaft, gleich von vornherein zwei bis drei verschieden lange Jochvorrichtungen vorzusehen. Die Reichsanstalt hat ständig zwei Joche von 33 bzw. 18 cm äußerer Länge und 26 bzw.

10 cm Spulenlänge in Benutzung, von denen allerdings das erste weitaus bessere Ergebnisse liefert.

Sodann haben wir darauf zu sehen, daß das Stück λ des Stabes zwischen Spule und Joch im Verhältnis zur ganzen freien Länge l des Stabes möglichst klein ist, d. h., daß die Spule sich möglichst eng an das Joch anschließt. In dieser Hinsicht ist natürlich die bequemere Jochanordnung mit herausnehmbarer Spule, wie sie auch die Reichsanstalt besitzt, weniger günstig als ein Joch mit fest eingebauter Spule, bei der man von besonderen Flanschen an den Enden absehen kann.

Das zweite Glied betrifft die Luftschlitze, die natürlich möglichst großen Querschnitt q_1 und möglichst geringe Dicke δ haben sollen. Im allgemeinen wird es vorteilhaft sein, die Klemmbacken, mit denen der Stab im Joch festgehalten wird, als Zylinder von ziemlich großem Durchmesser auszubilden, möglichst genau der Stabdicke anzupassen und gut in die Öffnung einzuschleifen. Am einwandfreiesten sind Kugelkontakte, wie bei der du Bois'schen Wage, doch ist ihre Herstellung für den ständigen Gebrauch zu umständlich.

Im letzten Glied endlich tritt das Verhältnis der Querschnitte von Stab und Joch, sowie die Permeabilität des letzteren auf. Um das erstere möglichst günstig zu machen, bildet man gewöhnlich das Joch als Doppeljoch aus (vgl. Fig. 26), so daß dem aus dem Stab austretenden Induktionsfluß sowohl die obere wie die untere Jochhälfte zur Verfügung steht. Beim großen Joch der Reichsanstalt beträgt der Querschnitt jeder Jochhälfte etwa 32 qcm, für die gewöhnlich zur Untersuchung gelangenden Stäbe von 0,6 cm Durchmesser ist also das Verhältnis $\frac{q}{q_2}$ kleiner als $\frac{1}{200}$.

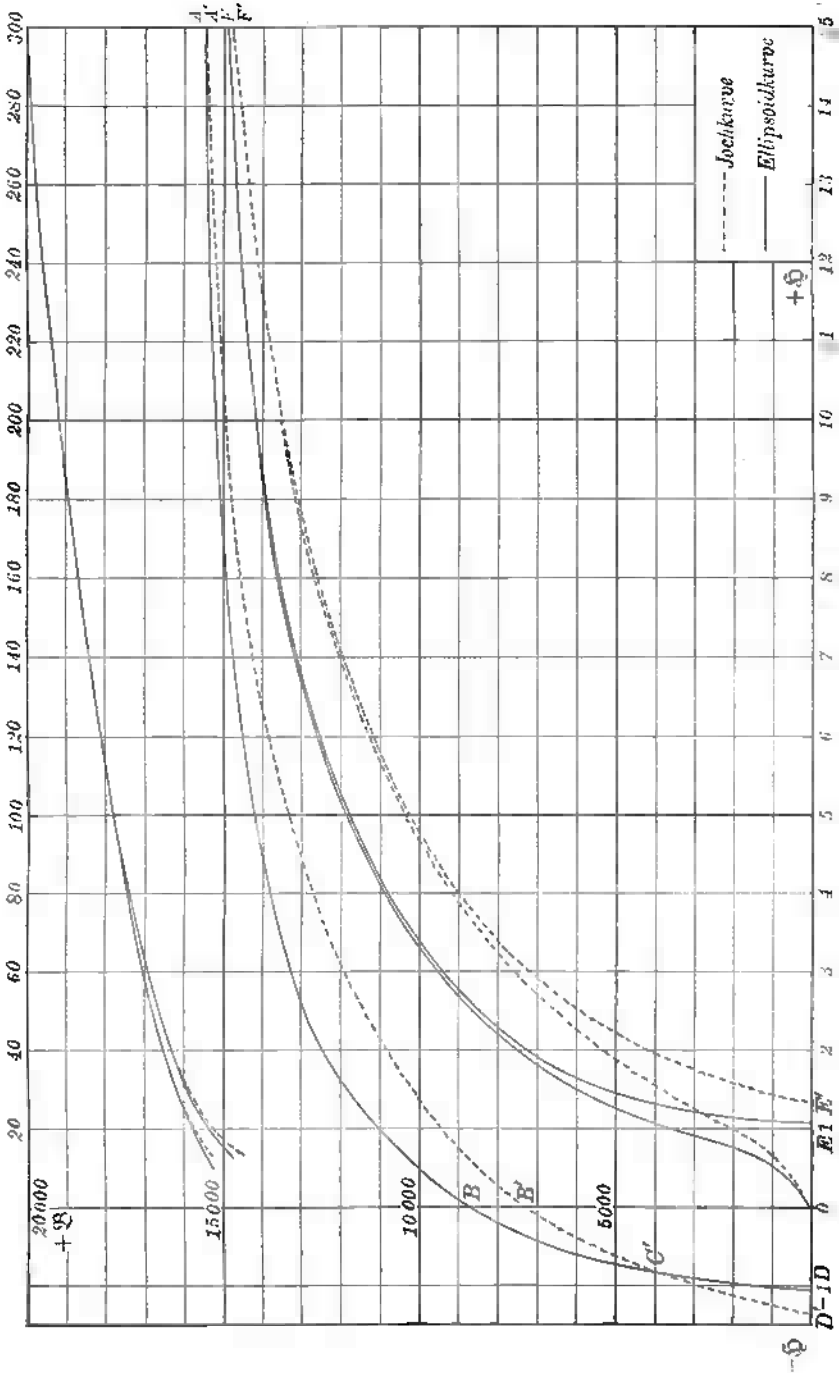
Im allgemeinen wird man bei der Untersuchung der Stäbe im Joch höchstens bis etwa $\mathfrak{B} = 20000$ gehen, der den Stab von rund 0,3 qcm Querschnitt durchsetzende Induktionsfluß beträgt also etwa 6000 Induktionslinien; dazu kommen noch ungefähr ebensoviel von der Magnetisierungsspule herrührende und in das Joch übertretende Kraftlinien¹⁾, wir haben also im Joch einen Kraftlinienfluß von etwa

¹⁾ Diese kann man leicht, wie es du Bois bei seiner magnetischen Wage getan hat, dadurch unschädlich machen, daß man durch eine Anzahl um die Spule in umgekehrter Richtung gelegter Windungen, die ebenfalls vom Magnetisierungsstrom durchflossen werden, ein entgegengesetzt gerichtetes schwaches Feld von großem Querschnitt hervorbringt, das angenähert den gleichen Kraftlinienfluß besitzt wie die Magnetisierungsspule, so daß sich beide Flüsse im Joch nahezu aufheben. Da jedoch hierdurch gleichzeitig auch das Spulenfeld etwas geschwächt wird, so ist das Verfahren aus räumlichen Gründen nicht überall anzuwenden.

$\Phi_{\max} = 12000$, d. h. im Höchsthalle eine Belastung von weniger als 200 Kraftlinien pro Quadratcentimeter. Für diese Belastung zwischen $\mathfrak{B} = 0$ und $\mathfrak{B} = 200$ soll die Jochpermeabilität μ_2 möglichst hoch sein, wir müssen also, um günstige Resultate zu erzielen, ein Material von möglichst großer Anfangspermeabilität wählen. Es ist nun keineswegs notwendig, daß ein Material von hoher Maximalpermeabilität auch eine hohe Anfangspermeabilität besitzt, und deshalb die gewöhnliche Forderung, für das Joch „ein Material mit hoher Permeabilität“ zu wählen, ungenügend und irreführend, denn auch das scheinbar weichste Material mit großer Maximalpermeabilität besitzt mitunter eine überraschend geringe Anfangspermeabilität und würde sich deshalb durchaus nicht als Jochmaterial eignen; in jedem Falle sollte man das Material vorher auf seine Anfangspermeabilität untersuchen. Eine hohe Anfangspermeabilität besitzt meist sogenanntes „hochlegiertes“ Material, d. h. reines Eisen mit 4 bis 5 Proz. Siliciumzusatz. Dies hat auch noch den großen Vorteil eines hohen elektrischen Leitungswiderstandes, der das Auftreten starker Wirbelströme verhindert und infolgedessen die sogenannte Relaxationsdauer verringert, d. h. die Zeit, bis zu welcher bei Änderung des Feldes der zugehörige Induktionsfluß sich vollständig ausgebildet hat. Dies ist aber dieselbe Zeit, während deren der Stromstoß das ballistische Galvanometer passiert, und dieser soll, wie wir bereits sahen, nach Möglichkeit schon vollständig abgelaufen sein, ehe sich das Galvanometer in Bewegung setzt. In demselben Sinne störend wie die Wirbelströme wirkt auch die sogenannte Viskosität (Nachwirkung), vgl. § 16, die ebenfalls beim legierten Material gering zu sein pflegt. Es ist also auch nach dieser Richtung hin wichtig, das richtige Jochmaterial zu wählen.

§ 35. Jochscherung. Durch derartige Überlegungen kann man sich wohl klar machen, worauf es bei zweckmäßiger Konstruktion eines Schlußjoches im wesentlichen ankommt, und man wird auch auf Grund der Gleichung (56) für \mathfrak{H} einen ungefähren Überschlag machen können über die Größe des Klammerausdrucks, also der Korrektur, welche an \mathfrak{H}' zur genauen Bestimmung von \mathfrak{H} anzubringen ist, und die man allgemein mit dem Worte Scherung bezeichnet. Es wäre jedoch unpraktisch, sie aus der Formel wirklich berechnen zu wollen, denn dazu sind die einzelnen Werte viel zu wenig genau bekannt, und außerdem ändert sich der Klammerausdruck mit jedem neuen \mathfrak{H} oder \mathfrak{B} , denn jedem dieser Werte entspricht im allgemeinen ein anderer Wert von μ , den man noch

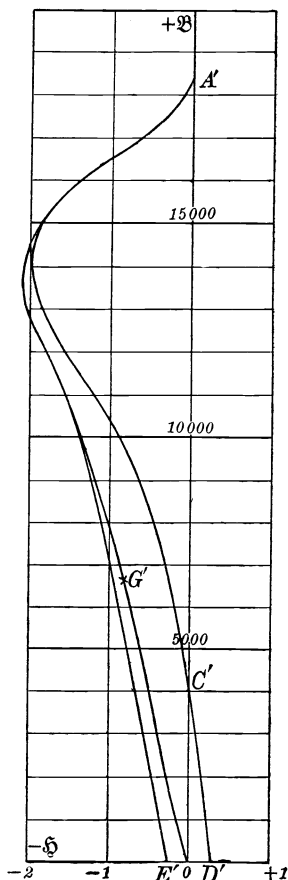
FIG. 2.



gar nicht kennt; man müßte also die Scherung, wollte man sie wirklich berechnen, für jeden einzelnen Punkt in mehrfacher Annäherung bestimmen. Erheblich einfacher ist die experimentelle Bestimmung:

Man nimmt zunächst mit einem Stab aus gleichmäßigem Material, wie es guter Flußstahl zu sein pflegt, die Nullkurve und die ganze Hystereseschleife auf (Fig. 27, Kurve I). Sodann wird der Stab zum

Fig. 28.



Ellipsoid abgedreht und mit dem Magnetometer gemessen (vgl. § 18). Diese Messung liefert uns die richtige absolute Magnetisierungskurve (Fig. 27, Kurve II). Trägt man beide Kurven I und II auf dasselbe Kurvenblatt (Millimeterpapier oder dgl.) auf, so sieht man sofort, welche Korrekturen für jede Induktion \mathfrak{B} an den Werten \mathfrak{H}' der Jochkurve anzubringen sind, um die Werte \mathfrak{H} der Magnetisierungskurve daraus zu gewinnen. Diese so gewonnenen Werte trägt man in geeignetem Maßstab für eine Anzahl von Induktionen graphisch auf und erhält so die sogenannte „Scherungskurve“ (vgl. Fig. 28). Hierbei sollen die jeweiligen Abszissen die Verbesserungen bedeuten, die an den Werten von \mathfrak{H}' anzubringen sind; dieselben sind also für Nullkurve und aufsteigenden Ast durchweg negativ, ebenso für den absteigenden Ast bis jenseits der Remanenz, dagegen zwischen Remanenz und Koerzitivkraft, wo die Werte der Feldstärke selbst negativ sind, zum Teil positiv, nämlich zwischen C' und D' (Fig. 27 und Fig. 28), zum Teil negativ zwischen B' und C' ; in diesem letzteren Falle wird also durch die Scherung die negative Feldstärke nicht verkleinert, sondern vergrößert. Wenn dies auch aus Fig. 27 deutlich hervorgeht, soll doch noch besonders darauf hingewiesen werden, da gerade hier Irrtümer leicht vorkommen.

Die so erhaltene Scherungskurve wird ziemlich genau sein bis zu den Werten oberhalb des sogenannten Knies, also bis etwa zu $\mathfrak{B} = 15000$ oder 16000 ; bei höheren Werten entspricht einem kleinen Fehler in der Bestimmung von \mathfrak{B} schon ein erheblicher Fehler in \mathfrak{H} , hier wird also der Scherungswert ziemlich unsicher

werden; dies ist aber auch unbedenklich, da hier eben nur beträchtliche Fehler von ξ in der Induktionskurve zum Ausdruck kommen. Zwischen $\mathfrak{B} = 18\,000$ und $20\,000$ wird die Scherung im allgemeinen sehr klein, man wird also die Scherungskurve von $\mathfrak{B} = 16\,000$ ab sich in geeigneter Weise der Ordinatenachse anschmiegen lassen (vgl. Fig. 28).

Die auf diese Weise gewonnene Scherungskurve ist für das zur Messung benutzte Material sowie für solches ganz ähnlicher Art ohne weiteres brauchbar. Verfahren wir dagegen ebenso bei einem ziemlich stark abweichenden Material, welches beispielsweise eine erheblich größere oder kleinere Koerzitivkraft besitzt, so finden wir auch eine ziemlich stark abweichende Scherungskurve: Die Scherung der Koerzitivkraft DD' bzw. EE' wird entsprechend größer oder kleiner, und auch die Neigung der Scherungskurve, also die Abweichung von der Ordinatenachse für bestimmte Induktionen, wird sich im allgemeinen ändern. Wir müssen also notwendigerweise für eine ganze Anzahl von Materialien verschiedener magnetischer Güte, vom weichsten Eisen bis zum Stahl, gesonderte Scherungskurven herstellen und bei der Untersuchung eines neuen Materials diejenige Scherung benutzen, welche mit Material möglichst ähnlicher Art gewonnen wurde.

Dies Verfahren wird vielfach benutzt und ist auch in der Reichsanstalt lange Zeit verwendet worden, aber es gewährt doch nicht die in vielen Fällen wünschenswerte Genauigkeit. Im allgemeinen hängt die Größe der Scherung von der Güte des Probestabs ab; beispielsweise liegt bei magnetisch weichem Material (Schmiedeeisen, Walzeisen, Flußeisen, Stahlguß, legiertem Material, Dynamoblech) die Scherung der Koerzitivkraft $EE' = DD'$ (Fig. 27 u. 28) für das große Joch der Reichsanstalt etwa zwischen $0,1$ und $0,5$ Gauß, im Mittel also bei etwa $0,3$ Gauß. Die gesamte Koerzitivkraft beträgt aber bei wirklich gutem Material jetzt nur noch etwa $0,5$ bis $0,7$ Gauß, wir würden also bei diesem Material durch schematische Verwendung einer mittleren Scherung einen Fehler von $0,3 - 0,1 = 0,2$ auf $0,5$ bis $0,7$ machen können, d. h. unsere Koerzitivkraft könnte, trotz Anwendung der Scherung, um 30 bis 40 Proz. falsch sein. Solche Fehler kommen tatsächlich vor und fallen natürlich um so schwerer ins Gewicht, je besser das zu untersuchende Material ist; man kann sie aber vermeiden, da es möglich ist, einmal die Scherung der Koerzitivkraft $DD' = EE'$ sehr genau zu bestimmen, und dann auch in der Gegend von $\mathfrak{B} = 5\,000$ bis $7\,000$ einen Scherungspunkt für die Nullkurve, etwa den Punkt G'

(Fig. 28), festzulegen. Hierdurch ist sowohl die Breite als auch die Neigung der Scherungskurve gegeben, und man kann nun eine mit ähnlichem Material aufgenommene Scherungskurve sinngemäß durch diese Punkte hindurchlegen. Die so erhaltene Scherung wird, da sie dem zu untersuchenden Material bereits angepaßt ist, allen Anforderungen genügen, die man billigerweise an derartige Jochmessungen stellen darf; die höchsten Ansprüche an Genauigkeit wird aber stets nur die Messung am Ring bzw. am Ellipsoid erfüllen.

Die Größe $DD' = EE'$ (Fig. 27 u. 28) ist die Differenz zwischen der scheinbaren, im Joch gefundenen, und der wahren Koerzitivkraft des Probestabs; die Bestimmung der letzteren mit Hilfe des Magnetometers ist aber schon in § 20 beschrieben worden (ein Zahlenbeispiel folgt in § 36); somit kann die Größe $DD' = EE'$, die Scherung der Koerzitivkraft, von Fall zu Fall in einfacher Weise und mit jeder wünschenswerten Genauigkeit ermittelt werden.

Die Neigung der Scherungskurve erhält man durch Bestimmung der wahren Feldstärke für einen Punkt in der Gegend der Maximalpermeabilität. Diese Bestimmung beruht auf einer früher vom Verfasser experimentell gefundenen Beziehung zwischen der Maximalpermeabilität μ_{Max} , der Remanenz \mathfrak{B}_r und der Koerzitivkraft \mathfrak{H}_c :

$$\mu_{\text{Max}} = \frac{\mathfrak{B}_r}{2 \mathfrak{H}_c} \dots \dots \dots (57)$$

die mit hinreichender Annäherung für alle Materialien gilt, deren Hystereseschleife nicht eine ganz besonders abweichende Gestalt hat¹⁾. Nun liegt erfahrungsgemäß μ_{Max} zumeist zwischen $\mathfrak{B} = 5000$ und 7000 , und zwar ändert sich hier, da wir es stets mit einem ziemlich flachen Maximum zu tun haben, der Wert von μ nicht erheblich mit \mathfrak{B} ; wir können also für diese Beziehung irgend einen beobachteten Wert von \mathfrak{B} zwischen 5000 und 7000 wählen und erhalten:

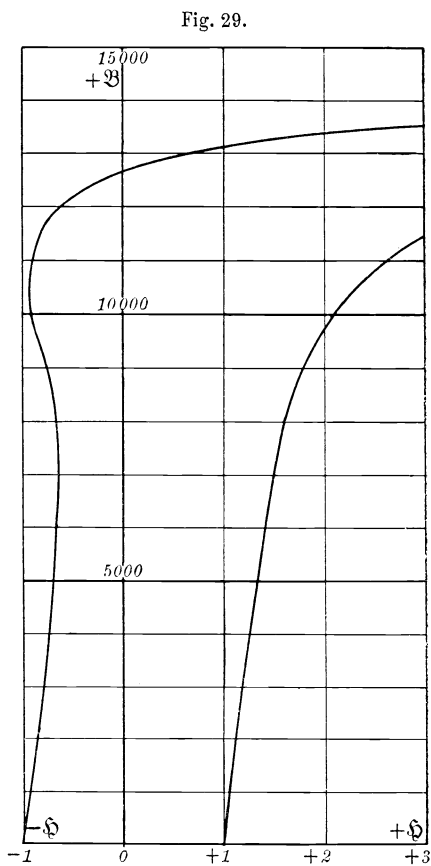
$$\mu_{\text{Max}} = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}} = \frac{\mathfrak{B}_r}{2 \mathfrak{H}_c} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H} = \frac{2 \mathfrak{H}_c}{\mathfrak{B}_r} \cdot \mathfrak{B} \dots \dots (58)$$

Auf der rechten Seite kennen wir genau \mathfrak{H}_c , die wahre Koerzitivkraft, und \mathfrak{B} , die beobachtete Induktion, \mathfrak{B}_r dagegen nur angenähert,

¹⁾ Die genauere Formel $\mu_{\text{Max}} = (0,476 + 0,0057 \mathfrak{H}_c) \frac{\mathfrak{B}_r}{\mathfrak{H}_c}$ ist zu benutzen, wenn \mathfrak{H}_c verhältnismäßig groß ist, wie bei Gußeisen oder Stahl; für weiches Material, wo \mathfrak{H}_c etwa von der Größenordnung $0,5$ bis 5 ist, genügt die angegebene Näherungsformel. Vgl. E. Gumlich und E. Schmidt, Elektrot. Zeitschr. **22**, 697 (1901).

denn unsere Jochbeobachtung liefert uns ohne weiteres nur die scheinbare Remanenz \mathfrak{B}_r , aber gerade sie ändert sich durch die Scherung meist nur unerheblich, sie wird im allgemeinen etwas vergrößert und es genügt vollkommen, mit Hilfe einer bekannten Scherungskurve für ähnliches Material die entsprechende Änderung festzustellen, also \mathfrak{B}_r sinngemäß etwas zu korrigieren. Somit können wir nach (58) die zur Induktion \mathfrak{B} gehörige wahre Feldstärke \mathfrak{H} berechnen; die scheinbare Feldstärke \mathfrak{H}' ergibt sich aus der Jochbeobachtung, wir finden also in der Differenz $(\mathfrak{H}' - \mathfrak{H})$ die gesuchte Scherung für die Induktion \mathfrak{B} , d. h. den Punkt G' der Scherungskurve Fig. 28, mit Hilfe dessen wir die Neigung der ganzen Kurve hinreichend genau festlegen können (ein Zahlenbeispiel folgt in § 36).

Wie schon mehrfach betont, darf man von der so bequemen Jochmessung nicht die äußerste Genauigkeit erwarten, denn die Scherung ist, wie wohl ohne weiteres einleuchtet, auch bei Anwendung der angegebenen Kunstgriffe nicht frei von Unsicherheit und Willkür, und man wird mitunter auch in Schwierigkeiten kommen, die man nur mit Hilfe einer gewissen Erfahrung überwinden kann. Hierzu



gibt namentlich die Gestalt und Krümmung der Scherungslinie $A'C'D'$ (Fig. 28) für den absteigenden Ast Veranlassung, für den leider kein bestimmter Punkt, sondern nur der Verlauf tatsächlich bestimmter Scherungslinien zur Verfügung steht. So kommt es namentlich bei Material mit außergewöhnlich hoher Remanenz vor, daß die normale ungescherte Kurve nach der Scherung in die Form von Fig. 29 übergeht, die zwischen Remanenz und Koerzitivkraft einen Buckel zeigt. Dieser Buckel ist unter allen Umständen falsch und nachträglich durch eine unrichtige Scherung

hineingekommen; man wird daher die Scherungslinie des absteigenden Astes sinngemäß zu ändern haben, bis der Buckel verschwindet und die Kurve wieder einen glatten Verlauf zeigt, was sich stets leicht erreichen läßt; die übrigbleibende Unsicherheit wird dann nicht mehr erheblich sein.

Die Lage der Scherungskurve des aufsteigenden Astes ist weniger unsicher, denn erfahrungsgemäß schmiegt sie sich bei etwa $\mathfrak{B} = 10\,000$ bis $12\,000$ an die Scherungslinie der Nullkurve an.

§ 36. Beispiel einer Jochmessung. Im folgenden soll nun das vollständige Beispiel der Jochmessung an einem zylindrischen Stab durchgeführt werden. Hierzu sei noch folgendes bemerkt: Die Konstante $0,01653$ bei der Bestimmung der Koerzitivkraft ist gegeben durch die Konstante der Magnetisierungsspule und den zur Strommessung benutzten Nebenschluß, also

$$= \frac{2}{100} \left[\frac{1}{N} + \frac{1}{W} \right] \times \text{Spulenconst.}$$

wobei N den Widerstand des Nebenschlusses und W denjenigen des Spannungszeigers bedeutet. Die Strommessung bei der Aufnahme der Magnetisierungskurven erfolgte durch einen Strommesser von Siemens u. Halske mit mehreren Meßreihen.

Den Wert $C_{\mathfrak{B}}$ (reduziert auf Commut) $= 18,624$, erhält man als Quotient aus dem Kommutierungswert 20392 und der Summe der ballistischen Ausschläge: $1094,95$, also $= 20392/1094,95$. Man braucht also den Wert $C_{\mathfrak{B}}$ eigentlich gar nicht zu berechnen; dies ist aber trotzdem empfehlenswert, weil man in der hinreichend guten Übereinstimmung von $C_{\mathfrak{B}} \times 1094,95 = 20321$ und dem Kommutierungswert $\mathfrak{B}_{\text{Max}} = 20392$ eine wertvolle Kontrolle dafür hat, daß größere Fehler bei der Schleifenaufnahme nicht vorgekommen sind.

Die vom Maximum abwärts berechnete Nullkurve weist einen Rest von $+149$ auf, der von Nachwirkung, Messungsunsicherheiten usw. herrührt; dieser ist proportional auf die ersten $10\,000$ Induktionslinien verteilt worden, da die hauptsächlichsten Nachwirkungserscheinungen bei niedrigen Induktionen auftreten.

Die zur Berechnung von μ_{Max} benutzte Remanenz wurde, statt zu 7280 , sinngemäß korrigiert zu 8360 angenommen;

$$\mu_{\text{Max}} = \frac{0,49 \times 8360}{1,07} = 3830$$

liegt etwa bei der Induktion 6600 , so daß gilt:

$$\frac{6600}{\mathfrak{H}} = 3830 \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H} = \frac{6600}{3830} = 1,73;$$

die gemessene scheinbare Feldstärke \mathcal{H}' für denselben Punkt betrug 2,57, also die Scherung $2,57 - 1,73 = 0,84$. Durch diesen Punkt ist die Scherungskurve für die Nullkurve hindurchgelegt worden.

Material und Form . . . Stahlguß; zylindrischer Stab.
 Länge l 33 cm.
 Durchmesser d 0,5976 [0,5966 bis 0,5984] cm.
 Querschnitt q 0,2805 qcm.
 Galvanometer Drehsulen-Galvanometer.
 Spule 270 Windungen.

Magnetetalon.

Vorschaltwiderstand . . .	3000 Ohm.	Ballistischer Ausschlag	
Nebenschluß	82,2 "	vorher: 192,6	nachher: 192,6
		" 2,6	" 2,6
		" 2,6	" 2,6
Temperatur:		Mittel: 192,6	
19,3°	19,7°	γ (korr.) = 192,1.	
19,5°			

$$\lg \frac{Cw_1}{\nu} \text{ [vgl. (49)]} = 3,00001$$

$$\lg 1/q \dots\dots = 0,55209$$

$$\lg 1/\gamma_{20} \dots\dots = 7,71647$$

$$\lg C_{33} \dots\dots = 1,26857$$

$$C_{33} \dots\dots = 18,559$$

$$\text{Red. auf Commut} = 18,624.$$

Koerzitivkraft.

Maximum des Magnetisierungsstroms = 6 A.

Spannungsmesser 1 Skalent. = 0,02 Volt		Magnetometer	Nullpunkt	Interpolation auf den Nullpunkt	
Nebenschluß	Skalenteile				
100	0	409,3	500,2 ₅	+ 1,5 ₅ - 1,0 ₅	
	64,0	498,7		+ 1,1 - 1,2	
	65,9	501,3		M + 1,3 ₃ - 1,1 ₃	
	0	591,2			
	64,0	501,3	500,2	$\left[63,8 + \frac{1,33 \times 1,9}{2,46} \right] \times 0,01653$	
	65,9	499,0			= 1,07
	0	409,2			

Koerzitivkraft (wahre) 1,07
 „ im Joch 1,34
 Scherung 0,27

Nullkurve. Vorschaltwiderstand 300 Ω, Nebenschluß 108,5 Ω.

Meßbereich	Strommesser — Skalenteile		Ballistischer Ausschlag		Φ'	Scherung	Φ	B	$\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot \Phi$	B _{corr}	μ
	I	II	Mittel korr.	Mittel korr.							
0,15	0	0	0	0	0	0	0	+ 149	—	0	2250
	8,8	8,8	76,0	83,0	0,90	-0,23	0,67	1 630	—	1 505	3720
	15,6	15,6	124,9	133,2	1,59	-0,53	1,06	4 029	—	3 940	3830
	25,1	25,1	139,9	142,0	2,57	-0,84	1,73	6 652	—	6 602	3230
	40,2	40,2	141,0	138,2	4,11	-1,25	2,86	9 248	—	9 237	2640
	57,2	57,2	56,9	104,4	5,83	-1,61	4,22	11 129	5	11 124	2080
	79,6	79,6	79,1	80,3	8,11	-2,00	6,11	12 703	—	12 696	1284
	131,0	131,0	130,0	86,6	13,3	-2,08	11,2	14 386	—	14 375	818
	20,0	20,0	49,8	47,8	20,5	-1,80	18,7	15 295	—	15 278	490
	33,3	33,3	33,3	41,8	34,1	-1,34	32,8	16 079	—	16 050	313
3	53,0	53,0	37,1	36,7	54,2	-0,85	53,4	16 766	—	16 720	220
	77,6	77,6	33,2	33,0	79,3	-0,47	78,8	17 383	—	17 316	153
	58,3	58,1	40,0	40,0	117,8	—	117,7	18 128	100	18 028	93
	78,5	78,3	34,4	34,5	158,4	0	158,4	18 769	—	18 634	77
15	102,0	101,9	33,2	33,5	206,0	0	206,0	19 390	—	19 215	66
	127,0	127,5	29,8	30,0	257,0	0	257,0	19 947	—	19 729	
	30,0	30,0	24,0	23,8	306,5	0	306,5	20 392	—	20 131	
		1094,0	1081,2	1086,9							

Kommutierungspunkt.

w = 2000 Ω, Nebenschluß 83,4 Ω.

$$\mathfrak{B}_{\max} \text{ comm} = 20\ 392$$

$$\mathfrak{B}_{\max} = 18\ 559 \times 1094,95 = 20\ 321$$

Differenz = 71

$$\mu'_{\max} = 0,49 \cdot \frac{8360}{1,07} = 3830.$$

log $\frac{Cw_{1/2}}{\nu}$	comm = 3,818 86	Strommesser		Ballistischer Ausschlag
		Meßbereich	Skalenteile	
log 1/4	= 0,552 09	15	30,0	336,0
log 1/γ ₂₀	= 7,716 47		30,0	6,0
log C _B comm	= 2,087 42		30,0	6,0
C _B comm	= 122,29			M = 336,0
				M _{corr} = 333,5}
				$\frac{C}{2} = 61,145.$

Hystereseschleife.

Meßbereich	Strommesser — Skalenteile				Ballistischer Ausschlag				Scherung	ϕ	B	$(\frac{q'}{q} - 1) \cdot \delta$	B _{corr}
	I		II		I		II						
	Mittel	korr.	Mittel	korr.	Mittel	korr.	Mittel	korr.					
15	30,0	29,9	0	0	+ 306,5	0	0	+ 306,5	0	+ 20 392	— 261	+ 20 131	
3	127,4	125,3	23,2	23,2	256,8	23,2	23,2	256,8	0	19 960	— 218	19 742	
	101,8	100,2	29,9	29,8	205,4	29,7	29,8	205,4	0	19 405	— 174	19 231	
1,5	58,0	57,3	66,5	66,3	117,4	66,3	66,4	117,3	— 0,11	18 169	— 100	18 069	
	77,7	77,0	77,0	77,0	78,9	38,0	39,6	78,9	— 0,46	17 431	— 67	17 360	
0,15	33,2	33,1	59,5	61,3	34,0	59,5	60,4	34,0	— 1,19	16 306	— 29	16 277	
	20,0	20,0	29,3	29,3	20,5	29,3	29,3	20,5	— 1,54	15 761	— 17	15 744	
0,15	130,8	129,7	25,7	26,2	13,3	25,7	25,9	13,3	— 1,80	15 277	— 11	15 266	
	79,5	79,0	40,0	41,2	8,10	40,0	40,6	8,10	— 1,99	14 521	— 7	14 514	
0,15	40,2	40,1	93,3	96,4	4,11	93,3	94,8	4,11	— 1,80	12 755	—	12 755	
	8,8	8,8	195,3	194,2	0,90	195,3	194,2	0,90	— 0,69	9 137	—	9 137	
0,15	0	0	102,0	97,8	0	102,0	99,8	0	— 0,40	7 278	—	7 278	
	8,8	8,8	224,2	201,3	0,90	224,2	212,1	0,90	— 0,03	3 327	—	3 327	
1,5	15,6	15,5	283,1	281,0	1,59	283,1	281,0	1,59	— 0,47	1 906	—	1 906	
	25,2	25,1	217,4	225,9	2,57	217,4	220,8	2,57	— 0,91	6 019	—	6 019	
0,15	40,2	40,1	164,0	169,2	4,11	164,0	166,3	4,11	— 1,27	9 116	—	9 116	
	57,0	56,7	103,0	106,3	5,81	103,0	104,5	5,81	— 1,60	11 064	—	11 059	
1,5	79,5	79,0	82,3	85,2	8,10	82,3	83,7	8,10	— 1,98	12 623	—	12 616	
	130,8	129,8	90,4	93,7	13,3	90,4	92,0	13,3	— 2,09	14 338	—	14 327	
0,15	20,0	20,0	50,1	51,1	20,5	50,1	50,6	20,5	— 1,80	15 280	—	15 263	
	33,2	33,2	42,6	42,9	34,0	42,6	42,7	34,0	— 1,34	16 076	—	16 047	
3	76,8	76,8	69,7	69,9	78,5	69,7	69,8	78,5	— 0,80	17 376	—	17 309	
	57,8	57,1	39,8	40,5	117,0	39,8	40,1	117,0	— 0,13	18 124	—	18 024	
0,15	101,2	99,9	67,2	68,2	204,8	67,2	67,7	204,8	— 0	19 385	—	19 211	
	126,8	125,0	30,2	30,2	256,2	30,2	30,2	256,2	0	19 947	—	19 729	
6 *	30,0	29,9	24,0	23,8	— 306,5	24,0	23,9	— 306,5	0	— 20 392	—	— 20 131	
			2193,8	2194,0		2193,8	2189,9						

$$\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot \delta = \left(\frac{0,52}{0,281} - 1\right) \cdot \delta = 0,85 \cdot \delta.$$

$$\frac{1}{2} = 1094,9\delta$$

§ 37. Untersuchung von Blechbündeln im Joch; Schneiden der Blechproben. Bisher war nur von der Untersuchung zylindrischer Stäbe im Joch die Rede, man kann aber natürlich nötigenfalls auch Stäbe mit quadratischem oder rechteckigem Querschnitt und ebenso auch Bündel aus Blechstreifen untersuchen, nur sind in letzterem Falle besondere Vorsichtsmaßregeln zu beachten. Zunächst wird es hier schwieriger sein, größere Luftspalten an den Einklemmstellen zu vermeiden; zwischengelegte Plättchen aus weichem Eisen aber werden meist einen genügenden magnetischen Schluß ermöglichen.

Sodann ist es außerordentlich wichtig, durch die Bearbeitung keine Härtung hervorzurufen. Während nach Versuchen in der Reichsanstalt die Bearbeitung auf der Drehbank bei Stäben von 0,6 cm Durchmesser keine erhebliche Härtung hervorbringt, sind Dynamobleche gegen jede mechanische Beanspruchung äußerst empfindlich. Im allgemeinen gilt die Regel, daß jede Bearbeitung, welche eine mechanische Härtung hervorbringt, auch in magnetischer Beziehung härtend wirkt, d. h. die Permeabilität verringert, die Koerzitivkraft und den Hystereseverlust vergrößert. Das vielfach verwendete Ausrichten verbogener Bleche durch Hämmern mit dem Holzhammer ist außerordentlich schädlich, auch das Abschmirlen unter Druck kann erhebliche Veränderungen hervorbringen, ja schon ein einfaches Verbiegen mit der Hand wirkt ungünstig. (Näheres bei der Besprechung des Magnetisierungsapparates von Richter.)

Besondere Beachtung verdient das Schneiden der Blechproben, die ja beim Joch und bei anderen noch zu besprechenden Apparaten als Streifen verschiedener Breite zur Anwendung gelangen. Gänzlich ausgeschlossen ist das Schneiden mit der Handschere, denn hierbei werden die abgeschnittenen Streifen nicht nur leicht gerollt und müssen wieder gerichtet werden, sondern sie werden auch durch die Breite der Blechschere zur Seite gedrückt und an der einen Kante gedehnt, was eine außerordentlich starke Härtung hervorbringt. Das Schneiden der Proben sollte vielmehr nur mit einer scharfen Parallelschere geschehen, oder, falls eine solche nicht zur Verfügung steht, mit einem stichelartigen „Reißer“. Aber auch diese lassen das Material nicht völlig unverändert: die dem Trennungsschnitt zunächst liegenden Teile werden zusammengepreßt und verdichtet, und die hierdurch hervorgebrachte Härtung der Probe macht sich natürlich um so stärker geltend, je schmaler die Streifen sind; es wird deshalb bei der Konstruktion des Jochs das Bestreben sein müssen, die Probebündel möglichst breit wählen zu können. Dies würde ohne weiteres möglich sein bei Verwendung von Spulen

mit rechteckigem Querschnitt. Will man dagegen für zylindrische Stäbe und Blechbündel nur eine und dieselbe Primärspule verwenden und nicht zu viel Raum einbüßen, so wird die Streifenbreite 1 cm kaum überschreiten können; man hilft sich dann folgendermaßen:

Man schneidet zunächst einen Streifen von 3 cm Breite und bestimmt mittels des Magnetometers dessen Koerzitivkraft; sie sei $= 1,0$; sodann zerlegt man diesen Streifen durch zwei weitere Schnitte in drei Streifen von der gewünschten Breite von 1 cm und bestimmt deren Koerzitivkraft aufs neue. Wäre das Material ungehärtet geblieben, so müßte sich dieselbe Koerzitivkraft ergeben wie vorher, sie wird aber im allgemeinen immer etwas höher ausfallen, etwa $= 1,1$. Nun hatte der erste Streifen zwei gehärtete Kanten, die drei Streifen von 1 cm Breite aber deren sechs, somit haben die vier hinzugekommenen gehärteten Kanten eine Vergrößerung der Koerzitivkraft um 0,1 Gauß hervorgebracht, und man wird nun geneigt sein zu schließen, daß man für die Härtung der beiden ersten Kanten auch die Hälfte, also 0,05 Gauß, in Rechnung zu setzen hätte. Dieser Betrag wäre aber zu hoch, da die Härtung mit der Verringerung der Streifenbreite unverhältnismäßig stark zunimmt, man wird vielmehr nur etwa die Hälfte, $= 0,03$ Gauß, zu nehmen haben und erhält also schließlich für die wahre Koerzitivkraft des Materials nicht den an den 1 cm-Streifen gemessenen Wert von 1,1 Gauß, sondern nur 0,97. Bei schmaleren Streifen empfiehlt sich noch eine genauere Untersuchung¹⁾.

§ 38. Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Walzrichtung. Schließlich ist bei der Blechuntersuchung auch noch die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Walzrichtung zu berücksichtigen. Durch den Walzprozeß, bei welchem das ursprünglich aus dicken Platten bestehende Material zu wiederholten Malen die Walze passiert und dabei immer gestreckter und dünner wird, entsteht — nach dem Vorstehenden leicht verständlich — eine sehr starke Härtung sowohl mechanischer als auch magnetischer Art. Ein solches Blech zeigt ohne weitere thermische Behandlung eine sehr geringe Permeabilität, große Koerzitivkraft und großen Hystereseverlust, ist also für die Verwendung zu Dynamoankern, Transformatoren usw. ganz ungeeignet; es verliert jedoch diese Härte durch mehrstündiges

¹⁾ Gumlich und Vollhardt, Über die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften des Dynamoblechs von Walzrichtung und Bearbeitung. Elektrot. Zeitschr. 1908, Heft 38.

Erhitzen auf etwa 800° (über geeignetes Ausglühen wird im dritten Teil noch Näheres mitgeteilt), nur wird es nicht vollständig isotrop, d. h. seine magnetischen Eigenschaften hängen noch von der Walzrichtung ab, die an einer Art von faseriger Struktur leicht zu erkennen ist. Fast stets ist das Material in der Walzrichtung erheblich besser als senkrecht dazu¹⁾, jedoch haben neuere Messungen im Laboratorium der Bismarckhütte (Oberschlesien), die durch solche in der Reichsanstalt bestätigt wurden, ergeben, daß die günstigsten magnetischen Eigenschaften auch nicht parallel zur Walzrichtung zu finden sind, sondern meist in einer etwa unter 45° dazu geneigten Richtung, was jedenfalls davon herrührt, daß das Blech während des Walzprozesses um 90° gedreht wird, so daß jede der beiden Richtungen einmal als „senkrecht zur Walzrichtung“ ungünstig beeinflusst wird; am meisten wirkt natürlich der letzte Walzprozeß, aber auch die vorhergehenden machen sich in der Struktur noch bemerkbar und es bleibt eine zwischen beiden liegende Richtung am meisten begünstigt, deren Orientierung gegen die letzte Walzrichtung, die als solche nicht zu verkennen ist, allerdings von Fall zu Fall variiert. Man ist nun in der Technik übereingekommen²⁾, daß jedes Probebündel aus gleichviel in der Walzrichtung und senkrecht dazu geschnittenen Streifen bestehen soll. Ein solches Bündel ist bequem und sicher herstellbar und gibt einen gewissen Mittelwert der magnetischen Eigenschaften, der aber im allgemeinen etwas schlechter sein wird als derjenige eines bewickelten Rings, weil der letztere alle Orientierungen zur Walzrichtung umfaßt, von denen der größere Teil in bezug auf die Magnetisierung verhältnismäßig günstig liegt.

§ 39. Jochscherung für Blechuntersuchung. Die erst im Laufe der letzten Jahre erkannte Tatsache, daß aus dem oben erwähnten Grund die Messungen am bewickelten Ring und an dem vorschriftsmäßig zusammengestellten Probebündel im allgemeinen etwas verschiedene Werte liefern müssen, ist von erheblicher praktischer Bedeutung, aber bis jetzt noch wenig bekannt; auf ihr beruht auch die Unmöglichkeit, zuverlässige Jochscherungen für Dynamoblech durch Vergleiche mit ringsum bewickelten Blechringen zu erhalten. Man wird geringere Fehler machen, wenn man die für kompaktes Material ähnlicher Art gefundenen Scherungskurven unter Berücksichtigung der in § 35 angegebenen Vorschriften auch für die Jochmessungen an Dynamoblech verwendet.

¹⁾ Vgl. Gumlich und Vollhardt, a. a. O. — ²⁾ Normalien für die Prüfung von Eisenblech. Elektrot. Zeitschr. 1914, S. 512.

Das für die Messung an zylindrischen Stäben in § 36 durchgeführte Beispiel kann auch ohne weiteres für die Messung an Dynamoblech benutzt werden.

§ 40. Doppelschlußjoch von Ewing. Magnetische Brücke. Die Verbesserung der Jochmessungen durch nachträgliche Anbringung einer Scherung hat, wie schon erwähnt, insofern etwas Mißliches, als sie von Willkür nie ganz frei ist und als auch die Genauigkeit für die feinsten Messungen zu wünschen übrig läßt. Es sind nun mehrfache Versuche gemacht worden, diese Verbesserungen entweder bei jeder einzelnen Messung direkt zu bestimmen oder dieselben durch die Anordnung des Jochs ganz überflüssig zu machen. Dem ersteren Zweck dient das Ewingsche Doppelschlußjoch mit verstellbaren Jochteilen. Dasselbe wird gebildet aus zwei dicken Seitenplatten aus weichem Eisen, die mit je zwei zylindrischen Bohrungen für die Aufnahme der Probestäbe versehen sind (Anordnung wie in Fig. 30), und zwei Paaren genau gleicher Magnetisierungsspulen von einfacher bzw. doppelter Länge. Als Proben dienen zwei genau gleiche Stäbe aus demselben Material, die von Sekundärspulen umgeben sind; mit diesen wird in gewöhnlicher Weise die Induktion \mathfrak{B} bestimmt; die dazu gehörige Feldstärke \mathfrak{H} findet man auf Grund folgender Überlegung:

Die Anzahl von AW , die wir zur Herstellung einer Induktion \mathfrak{B} aufwenden müssen, dient nicht nur dazu, den Induktionsfluß durch den Stab allein zu treiben, sondern auch dazu, den Widerstand des Jochs und der Stoßfugen zu überwinden, dem ja, wie oben gezeigt, im allgemeinen die Scherung Rechnung trägt. Dieser Widerstand wird aber bei hinreichender Länge der Probestäbe von deren Länge unabhängig sein. Bezeichnen wir den Widerstand eines l cm langen Stabstückes mit W , denjenigen von Joch und Stoßfugen mit w , dann werden wir zur Herstellung einer bestimmten Induktion \mathfrak{B} insgesamt $a_1 AW$ nötig haben. Verdoppeln wir aber die frühere Länge der Stäbe und verwenden genau doppelt so lange Magnetisierungsspulen, so brauchen wir zur Herstellung derselben Induktion nicht genau die doppelte Anzahl von AW , sondern etwas weniger, $a_2 < 2a_1$, denn nur der magnetische Widerstand des Stabes hat sich verdoppelt, nicht aber derjenige von Joch und Luftschlitz. Es entsprechen also

$$\begin{array}{r} a_1 AW \text{ dem Widerstand } W + w \\ a_2 AW \text{ „ „ „ } 2W + w \\ \hline (a_2 - a_1) AW \text{ dem Widerstand } W; \end{array}$$

folglich

oder es ist die zugehörige Feldstärke \mathfrak{H} gegeben durch

$$\mathfrak{H} = \frac{0,4 \pi N(2 i_2 - i_1)}{l} \dots \dots \dots (59)$$

wenn N die Windungszahl der kleineren Spule, l die entsprechende freie Stablänge, i_1 und i_2 die zugehörigen Stromstärken in Amp bezeichnen.

So überzeugend diese Methode auch auf den ersten Blick erscheint, dürfte sie doch kaum halten, was sie verspricht, und ist wohl auch in dieser Form nur selten in Gebrauch. Sie setzt nämlich einmal Probestäbe von vollkommen gleichmäßigem Material und gleichen Dimensionen voraus und nimmt ferner an, daß bei den verschiedenen Versuchen der Widerstand der Luftschlitze vollkommen ungeändert bleibt, was nur in den seltensten Fällen zutreffen wird, da schon verschieden starkes Anziehen der Klemmschrauben usw. den Widerstand der Luftschlitze verändert.

Auf dem Prinzip des Doppeljochs beruhen auch die magnetischen Brücken, die zunächst von Edison konstruiert, dann von Eickemeyer, Ewing¹⁾, Kenelly und Holden²⁾ verbessert wurden. Zwei zu vergleichende Stäbe, ein Normalstab und ein gleich dicker Stab aus dem zu untersuchenden Material, sind an den Enden durch zwei kräftige Jochstücke zu einem magnetischen Kreis verbunden und mit zwei gleich dimensionierten Magnetisierungsspulen umgeben, und es kommt nun darauf an, die Ströme in den beiden Spulen so abzugleichen, daß derselbe Induktionsfluß durch die beiden Stäbe geht. Da für die betreffende Stromstärke die Induktion \mathfrak{B}_n und die Feldstärke \mathfrak{H}_n beim Normalstab bekannt sind, beim Probestab aber die gleiche Induktion herrscht wie beim Normalstab, so verhält sich

$$\mathfrak{H}_x : \mathfrak{H}_n = i_x : i_n \dots \dots \dots (60)$$

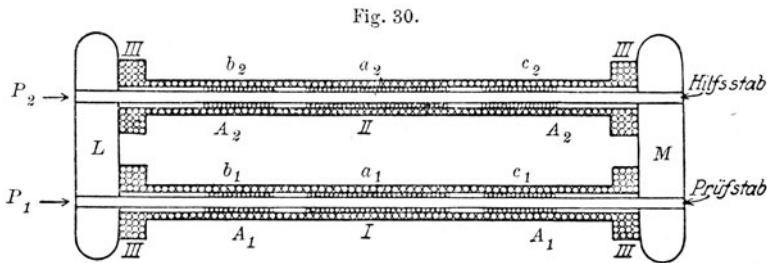
wobei \mathfrak{H}_x die gesuchte, zur Induktion $\mathfrak{B}_x = \mathfrak{B}_n$ des Probestabs gehörige Feldstärke, i_x und i_n die entsprechenden Stärken der Magnetisierungsströme bezeichnen. Man kann nun, wie Burrows (§ 41) es tut, die Gleichheit der Induktionsflüsse ballistisch mit Hilfe von Induktionsspulen messen, man kann aber auch ein anderes Kriterium dafür verwenden. Ist nämlich der gesuchte Zustand des ganz gleichmäßigen Induktionsflusses erreicht, dann bleibt derselbe ungestört, auch wenn man die beiden Joche noch durch eine aufgesetzte eiserne Brücke verbindet; es geht durch diese Brücke ebensowenig ein Induktionsfluß, wie bei der Wheatstoneschen

1) Ewing, Electrician 37, 41, 115. — 2) Holden, Electr. World 24, 617.

Brücke durch den Galvanometerzweig nach der Abgleichung ein Strom, denn die beiden Joche befinden sich, wie man sagen kann, auf gleichem magnetischen Potential, ebenso wie die beiden entsprechenden Ecken der Wheatstoneschen Brücke auf gleichem elektrischen Potential. Ist dies nicht der Fall, dann geht ein Teil des Induktionsflusses durch die aufgesetzte Brücke, und dieser kann z. B. durch eine Magnetnadel nachgewiesen werden, die in einem Luftschlitze spielt, durch den die Brücke in der Mitte geteilt ist; die Nullage der Nadel senkrecht zur Brücke wird durch einen Richtmagnet bestimmt.

An Stelle dieser Brücke könnte man in einfacher Weise auch einen magnetischen Spannungsmesser von Rogowski und Steinhäus verwenden (vgl. § 46).

§ 41. Kompensiertes Doppeljoch von Burrows; Permeameter von Picou; Universalpermeameter von Illiovi. Burrows¹⁾ geht von



derselben Anordnung aus wie Ewing, aber er sucht nicht die zur Überwindung des Widerstands von Joch und Luftschlitzen notwendige magnetomotorische Kraft experimentell zu bestimmen und nachträglich in Rechnung zu setzen, sondern er fügt dieselbe gleich in Gestalt einer Anzahl von Kompensationswindungen der Anordnung hinzu, und zwar hat es sich als vorteilhaft erwiesen, um jeden der beiden Jochteile eine Wickelung zu legen und an den Übergangstellen zwischen Stab und Joch eine ebensolche (vgl. Fig. 30). Er verwendet drei Stromkreise, von denen zwei die beiden Magnetisierungsspulen A_1 und A_2 speisen, der dritte die hintereinander geschalteten Hilfswickelungen; so läßt es sich, auch wenn das Material des Probestabes P_1 von demjenigen des Hilfsstabes P_2 erheblich abweichen würde, durch geeignete Regulierung der Strom-

¹⁾ Charles W. Burrows, The Determination of the Magnetic Induction in Straight Bars. Bulletin of the Bureau of Standards **6**, 31—88 (1909), (Nr. 117) und Magnetic Testing; Circular of the Bureau of Standards Nr. 17 (1916).

stärken stets erreichen, daß in P_1 und P_2 derselbe Induktionsfluß vorhanden ist, und daß auch an den Enden von P_1 und P_2 keine wesentliche Streuung mehr stattfindet, sondern fast der ganze Induktionsfluß durch die beiden Joche hindurchtritt. Einem gleichmäßigen Induktionsfluß in den beiden Stäben entspricht aber auch ein gleichmäßiges Feld, und dies ist dann gegeben durch den Ausdruck $0,4 \pi N i / l$, wenn N wieder die gesamte Windungszahl einer Magnetisierungsspule (ohne deren Hilfswindungen) und l die Länge derselben bezeichnet.

Ob das Ziel erreicht und der Induktionsfluß gleichmäßig geworden ist, erkennt man mit Hilfe der Sekundärspulen $a_1, b_1, c_1; a_2, b_2, c_2$; die Länge der in der Mitte der Stäbe angebrachten Spulen a beträgt etwa $1/4$ der freien Stablänge, die Länge der vier anderen, die in der Mitte zwischen den Enden der Spulen a und den Jochen angebracht sind, etwa $1/8$ der freien Stablänge; direkt an die Übergangsstellen zwischen Joch und Stab sollen sie nicht gelegt werden, da hier offenbar Störungen durch Streuungserscheinungen nicht völlig zu vermeiden sind.

Bei den Messungen kann man nun in verschiedener Weise verfahren: Einmal kann man eine Vergleichsmessung zwischen dem Probestab P_1 und einem Vergleichsstab P_2 ausführen, dessen Magnetisierungskurve bereits bekannt ist; dann wird man die beiden Sekundärspulen a_1 und a_2 gegeneinanderschalten und die drei Stromkreise so lange regulieren, bis einerseits beim gleichzeitigen Kommutieren der drei Magnetisierungsströme kein Ausschlag des ballistischen Galvanometers entsteht, und andererseits auch bei Gegeneinanderschaltung der Spulen a_1 gegen b_1 und c_1 , sowie von a_2 gegen b_2 und c_2 kein Ausschlag erfolgt, also der Induktionsfluß in beiden Stäben der ganzen Länge nach der gleiche ist. Dann ist die Feldstärke des Probestabs und des Vergleichsstabs durch die Magnetisierungsströme i_1 und i_2 gegeben, die zugehörige Induktion des Vergleichsstabs P_2 ist aber bekannt, folglich auch diejenige des Probestabs P_1 .

Sodann kann man aber auch absolut die Induktion im Probestab aus dem Ausschlag des mit der Sekundärspule a_1 verbundenen Galvanometers berechnen wie beim gewöhnlichen Joch, und man kann bei Verwendung verschieden langer Magnetisierungsspulen auch verschieden lange Stäbe mit der gleichen Anordnung untersuchen. Bei der zweiten Anwendungsart spielt offenbar der Stab P_2 nur die Rolle eines in der Länge veränderlichen Jochteils, und es liegt nahe, statt zweier Stäbe nur einen Stab und ein dem früheren ähnliches

Volljoch zu verwenden, von denen Burrows eine ganze Anzahl verschieden gestalteter untersucht hat; er empfiehlt hauptsächlich die auch in der Reichsanstalt bei den gewöhnlichen Jochmessungen gebrauchte Form (Fig. 26).

Auf Grund theoretischer Überlegungen gibt Burrows an, daß bei einer freien Stablänge von nur 20 cm die Genauigkeit der Messung der Feldstärke nach dieser Methode mindestens 1 Proz. betrage und bei längeren Stäben natürlich entsprechend noch größer sei; einen experimentellen Nachweis dafür, etwa durch Vergleich mit magnetometrischen Ellipsoidmessungen, hat er anscheinend nicht erbracht, doch kann als unzweifelhaft richtig angenommen werden, daß die erreichbare Genauigkeit erheblich größer ist als diejenige einer gewöhnlichen Jochanordnung auch unter Verwendung einer sinngemäßen Scherung. Der Hauptnachteil der Methode besteht in der Komplikation der Anordnung und der Umständlichkeit der Messung, denn es läßt sich leicht übersehen, daß die Regulierung des Kompensationskreises nicht nur für jedes Material, sondern auch für jede einzelne Induktion ausgeführt werden muß, da sich mit der Änderung des Induktionsflusses auch der Widerstand des Jochs und der Luftschlitze ändert. Verhältnismäßig bequem ist dies noch ausführbar bei der sogenannten Kommutierungskurve, weil man dann nach vollendeter Justierung vor der Beobachtung nur noch eine Anzahl von Kommutierungen vornehmen muß; unbequemer aber wird es bei der Aufnahme der Hystereseschleife, bei der man noch eine besondere Vorrichtung treffen muß, um vom Maximum der Induktion jeden einzelnen Punkt sprungweise erreichen und wieder zum Maximum zurückgehen zu können. Die hierfür notwendige, sinnreich erdachte, aber außerordentlich verwickelte Schaltung der primären und sekundären Kreise ist in dem Circular of the Bureau of Standards Nr. 17 (1916) schematisch wiedergegeben.

Etwas einfacher wird die Messung, wenn man, wie bei dem ursprünglichen Ewingschen Doppeljoch, zwei genau gleiche Stäbe als Proben benutzt; immerhin aber wird man im allgemeinen wohl nur dann zu dieser zeitraubenden Methode greifen, wenn es sich um wissenschaftliche Präzisionsmessungen handelt, für die ja auch die Ellipsoidmessung zur Verfügung steht; bei Messungen mehr technischer Art und an Material von nicht vollkommener Gleichmäßigkeit wird die gewöhnliche Jochmessung im allgemeinen vollkommen ausreichen.

Eine andere Anordnung zur Beseitigung des Widerstands von Joch und Stoßfugen, so daß die ermittelten Werte keiner Scherung

bedürfen, hat Picou¹⁾ angegeben; sie besteht aus zwei gleichen Jochen, welche an zwei entgegengesetzte Flächen des zu untersuchenden Vierkantstabes oder Blechbündels angesetzt werden. Beide Joche sind mit zwei gleichen Spulen *A* und *B*, der Stab ist mit einer dritten Spule *C* umgeben. Schaltet man zunächst *A* und *B* hintereinander, während *C* stromlos bleibt, so durchsetzt der Kraftlinienfluß nur die beiden Joche, die vier Luftschlitze zwischen dem Stab und den Jochen, sowie die doppelte Stabdicke. Dreht man dann die Stromrichtung in der Spule *B* um und schickt nun auch durch *C* einen Strom von solcher Stärke, daß der vorher beobachtete Kraftlinienfluß in den beiden Jochen ungeändert bleibt, dann gibt der durch *C* gehende Strom gerade diejenige Feldstärke, welche der in dem Probestab herrschenden Induktion entspricht, da die beiden Ströme in *A* und *B* die zur Überwindung des magnetischen Widerstands in den Jochen und in den Luftschlitzen notwendige magnetomotorische Kraft liefern.

Eine Kombination zwischen dem Permeameter von Picou und der Holdenschen magnetischen Brücke (§ 40) ist das Universalpermeameter von Illiovič²⁾. Der Verfasser verwendet ein Doppeljoch ähnlich wie das in Fig. 26 abgebildete, von dem aber nur die eine Hälfte zur Aufnahme des Induktionsflusses bestimmt ist während die zweite als Indikator für die Gleichheit des magnetischen Potentials dienen soll. Die erste Jochhälfte trägt eine Magnetisierungswicklung, durch welche gerade so viel Strom geschickt werden muß, als in jedem Falle notwendig ist, um den Widerstand von Joch und Luftschlitzen zu überwinden; in diesem Falle sollte die Magnetisierung des Stabes gleichmäßig sein, eine Streuung nicht stattfinden und die zweite Jochhälfte von Induktionslinien freibleiben. Ob dies erreicht ist, kann man leicht daraus erkennen, daß eine um diese zweite Jochhälfte gelegte Induktionsspule keinen Ausschlag des mit ihr verbundenen Galvanometers hervorbringt, wenn man gleichzeitig den Strom in der Hauptmagnetisierungsspule und in der um die eine Jochhälfte gelegten Hilfsspule kommutiert.

Alle diese Anordnungen sind zwar theoretisch einwandfrei, praktisch aber nur schwer vollständig durchführbar, da es fast ausgeschlossen ist, jede Streuung zwischen den Stabenden und den benachbarten Jochteilen zu vermeiden.

¹⁾ Picou, Bull. de la Soc. des Electriciens (2) 2, 745 (1902). — ²⁾ Illiovič, Universalpermeameter. Bull. de la Soc. Internat. des Electriciens 1913, S. 581.

§ 42. Messung der Induktion mit dem Epsteinschen Apparat.

Zur Messung des Energieverbrauchs im Dynamoblech bei Wechselstrommagnetisierung hat Epstein einen Apparat vorgeschlagen, der sich gut bewährt hat und in der Technik wohl allgemein im Gebrauch ist (vgl. § 63). Es war daher der Wunsch gerechtfertigt, diese Anordnung auch zur Messung der Induktion an denselben Blechbündeln zu verwenden, welche zur Verlustmessung bei Wechselstrom dienen, einmal, um die Herstellung neuer Proben zu vermeiden, sodann aber auch, um die Messung einheitlicher zu gestalten, da es wegen der Ungleichmäßigkeit des Blechmaterials vorteilhaft ist, die verschiedenen magnetischen Eigenschaften an einer und derselben Probe zu bestimmen. Hierzu kommt noch ein wichtiger Gesichtspunkt: Bei ganz gleichmäßigem Material wird man natürlich mit möglichst kleinen Proben, also möglichst geringem Materialverbrauch auszukommen suchen; beim Dynamoblech ändern sich infolge der Entnahme der einzelnen Tafeln aus den verschiedenen Teilen eines Gußblocks, die zumeist etwas verschiedene chemische Zusammensetzung haben, und infolge der zur Fertigstellung notwendigen Walz- und Glühprozesse die magnetischen Eigenschaften nicht nur von Tafel zu Tafel, sondern sogar innerhalb einer einzigen Tafel mitunter nicht unbedeutend. Da nun der Elektrotechniker für die Berechnung seiner Maschinen die magnetischen Eigenschaften größerer Lieferungen, meist ganzer Wagenladungen, kennen muß, so ist es vorteilhaft, zu den Messungen nicht nur kleine Bündel zu verwenden, wie sie für das Joch oder den Köpselschen Magnetisierungsapparat gebraucht werden, sondern umfangreichere Proben, deren einzelne Streifen einer größeren Anzahl von Blechtafeln entnommen werden und die so breit sind, daß die Härtung durch das Schneiden keine erhebliche Rolle mehr spielt.

Die Proben für den Epsteinschen Apparat bestehen aus 10 kg Blechstreifen von 3×50 cm, welche zur Hälfte in der Walzrichtung geschnitten sind, zur Hälfte senkrecht dazu; aus diesen werden vier Bündel zu je 2,5 kg so geschichtet, daß jedes Bündel gleichviel in der Walzrichtung und senkrecht dazu geschnittener Streifen enthält. Um sie auch unmittelbar zur Wechselstrommessung verwenden zu können, werden die Streifen nach der Beseitigung eines eventuell vorhandenen Grates am Rand in der aus Fig. 31 ersichtlichen Weise in dünnes Seidenpapier gepackt, wodurch einer gegenseitigen Berührung der Bleche und dem Entstehen stärkerer Wirbelströme in

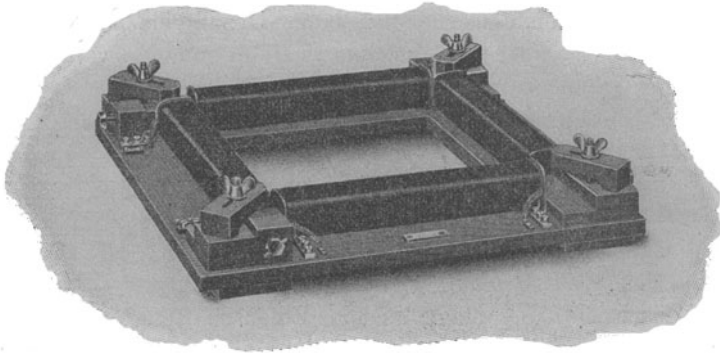
Fig. 31.



der Probe vorgebeugt wird. Die angegebene Packungsart hat nicht nur den Vorteil großer Einfachheit und Materialersparnis, sondern sie gestattet auch, die unvermeidliche Vergrößerung des Querschnitts des Bündels durch fremdes Material, die ja stets eine Reduktion der Messungen wegen der außerhalb des Eisens verlaufenden sogenannten Luftlinien erfordert, möglichst gering zu halten.

Der Epsteinsche Apparat, der diese Proben aufnimmt, besteht nun in seiner ursprünglichen und einfachsten Form¹⁾ (vgl. Fig. 32) aus vier im Quadrat angeordneten Magnetisierungsspulen von möglichst großer Länge (etwa 42 cm), einer bestimmten Anzahl von Windungen (bei den wattmetrischen Messungen je 100, bei den statischen je 400) und vier Sekundärspulen von je 100 Windungen,

Fig. 32.



welche die Proben möglichst eng umschließen und ebenfalls über die ganze freie Länge der Proben reichen. Vermittelt geeigneter Klemmvorrichtungen an jeder Ecke kann man die Enden der aneinanderstoßenden Bündel fest zusammenpressen und damit den magnetischen Widerstand der vier Luftschlitze möglichst verringern. Verbindet man nun die Sekundärspule mit dem ballistischen Galvanometer, so kann man nach dem Vorschlag von Epstein genau so verfahren wie beim bewickelten Ring: Man findet beim Kommutieren eines bestimmten Magnetisierungsstroms aus dem Galvanometerausschlag die mittlere Induktion über die ganze, von den Sekundärspulen bedeckte Länge der Probepackung, die zugehörige Feldstärke aber nach der Beziehung $\mathfrak{H} = 0,4 \pi Ni/l$, wo N die Gesamtzahl der Primärwindungen (also 1600), l die mittlere Länge

¹⁾ J. Epstein, Die magnetische Prüfung von Eisenblech. E. T. Z. 21, 303—307 (1900).

des Eisenwegs (also 200 cm) und i die Stromstärke in Amp. bezeichnet. Daß diese Beziehung nicht vollständig richtig ist, wie etwa beim bewickelten Ring, war auch Epstein von vornherein klar; ist doch hier neben dem Widerstand des Eisens auch der Luftwiderstand in den Stoßfugen zu überwinden. Andererseits bedingt die Zusammendrängung der Magnetisierungsspulen auf 42 cm bei dem Eisenweg von 50 cm Länge in der Mitte eine erheblich höhere Feldstärke bzw. Induktion, während in der Nähe der Ecken eine starke Streuung auftritt. Dies hat zur Folge, daß die berechnete Feldstärke für niedrige Induktionen zu hoch, für hohe zu niedrig wird ¹⁾.

Wie groß diese Abweichungen sind, hängt von der Güte des magnetischen Schlusses und von der Qualität der zu untersuchenden Blechprobe ab, also von Bedingungen, die sich von Fall zu Fall ändern und auch nicht angenähert von vornherein in Rechnung setzen lassen. Eingehende Messungen und Vergleichen mit bewickelten Ringen aus demselben Material, sowie mit den Messungsergebnissen einer sogleich zu beschreibenden absoluten Methode haben nun ergeben, daß diese Epsteinsche Anordnung ohne Zuhilfenahme einer immerhin unsicheren Scherung unterhalb einer Feldstärke von etwa 50 Gauß für genauere Messungen nicht in Betracht kommt und auch bei höheren Feldstärken nicht unerhebliche Abweichungen gibt. Dagegen mag sie bei Vergleichsmessungen, bei denen es weniger auf große absolute Genauigkeit als auf rasche Orientierung ankommt, wohl brauchbar sein, namentlich, wenn man nach dem Vorschlag von Sumec ²⁾ der in der Mitte der Bündel gemessenen Induktion diejenige Feldstärke zuordnet, welche sich aus dem Quotienten von AW und Spulenlänge (also nicht Länge des Kraftlinienwegs) ergibt.

§ 43. Epsteinscher Apparat nach Gumlich und Rogowski. Die Schwierigkeit, auch an Epsteinbündeln und in einem Epsteinschen Apparat Induktion und zugehörige Feldstärke einwandfrei zu messen, ist durch die von Gumlich und Rogowski ³⁾ angegebene Anordnung behoben worden. Letztere beruht, wie auch die später noch zu besprechende Isthmusemethode in ihren verschiedenen Modifikationen, auf dem Satz, daß die Tangentialkomponente der

¹⁾ Vgl. Epstein, Elektrot. Zeitschr. 1911, S. 343 u. 1314; 1912, S. 1180. Gumlich und Rogowski, Elektrot. Zeitschr. 1911, S. 613; 1912, S. 262; 1913, S. 146. — ²⁾ Sumec, Elektrot. Zeitschr. 1915, S. 145. — ³⁾ E. Gumlich und W. Rogowski, Elektrot. Zeitschr. 1912, S. 262.

magnetischen Feldstärke stetig aus dem Eisen in die Luft übergeht, daß also an einer streuungsfreien Stelle die direkt am Eisen parallel zu

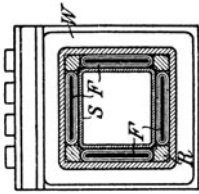
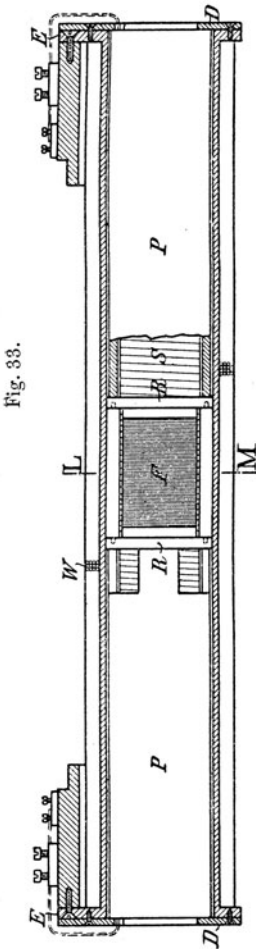
Schnitt *L M*

Fig. 33.

dessen Oberfläche in der Luft gemessenen Feldstärke mit der wahren Feldstärke innerhalb des Eisens übereinstimmt. Eine solche streuungsfreie Stelle findet sich in der Länge von etwa 10 cm in der Mitte jedes Epsteinbündels. Man wird also das angestrebte Ziel erreichen, wenn man an dieser Stelle mit einer um das Eisen selbst gelegten Induktionsspule ballistisch die Induktion mißt, und mittels einer oder mehrerer platter, auf der Oberfläche des Eisens angebrachter Spulen ebenfalls ballistisch die Feldstärke. Der ganze Apparat, welcher von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft hergestellt und in den Handel gebracht wird, ist folgendermaßen zusammengesetzt (vgl. Fig. 33).

Jedes Blechbündel wird mit dem nötigen Spielraum von einer 34×36 mm weiten rechteckigen Preßspanhülse umschlossen, welche die für die wattmetrischen Messungen (vgl. später!) notwendige Spannungsspule *S* von 100 Windungen trägt. Zwischen diesen Windungen eingebettet liegt in der Mitte die Induktionsspule von 5 bis 10 cm Länge. Die Spannungsspule wird in der Mitte umschlossen von einem rechteckigen Rahmen aus Fiber *R*, in welchem vier ebenfalls je 5 bis 10 cm lange, auf einen Fibernern von 1,5 mm Dicke gewickelte Feldstärkenspulen *F* herausnehmbar eingepaßt sind. Getragen und fixiert wird dieser mittlere Rahmen von den beiden langen Rahmen *P*, welche durch die Deckplatten *D* festgehalten werden. Eine weitere, dicht umschließende Hülse dient als Unterlage für die Primärwicklung *W*, die aus vier getrennten Lagen von je 100 Windungen aus starkem Kupferband besteht; diese

können, je nach Bedarf, mittels der Schrauben an den Flanschen *E* einzeln oder parallel bzw. hintereinander geschaltet werden, was sich

ebenso, wie der Übergang vom Wechselstrom zum Gleichstrom, durch Umlegen eines Hebels rasch bewerkstelligen läßt. Die gut verdrehten Enden der Feldstärkenspulen sind bis zu den erwähnten Klemmen herausgeführt und dort erst hintereinander geschaltet, um die Spulen nötigenfalls leicht auswechseln zu können. Der Übergang von der Spannungsspule (wattmetrische Messung) zu den Feldstärkenspulen (statische Messung) kann ebenfalls durch einen einfachen Kommutator leicht bewerkstellt werden.

Zur Ausführung der Messungen müssen die Windungsflächen der Feldstärkenspulen und der Induktionsspulen bekannt sein. Die ersteren gehen direkt in die Messung ein; es ist nämlich

$$\mathfrak{H} = \left(\frac{C}{\gamma}\right) \cdot \frac{w_s}{n \cdot q} \cdot \frac{\alpha}{2} \dots \dots \dots (61)$$

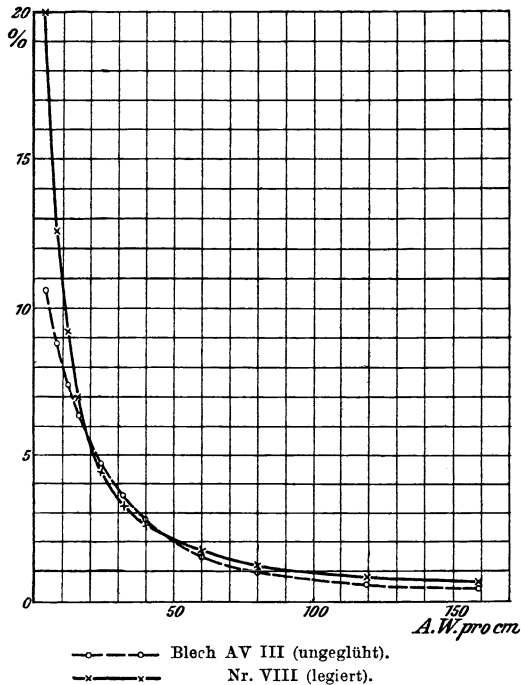
wenn man unter $\left(\frac{C}{\gamma}\right)$ die von der jeweiligen Empfindlichkeit (γ) abhängige Galvanometerkonstante, w_s den Widerstand des Sekundärkreises, α den Galvanometerausschlag beim Kommutieren des Primärstroms, n und q Anzahl und Querschnitt der Windungen der Feldstärkenspulen versteht. Der Querschnitt der Induktionsspulen tritt allerdings nur als Korrektionsgröße $\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \mathfrak{H}$ (vgl. § 33) in der Bestimmung der Induktion auf, spielt aber eine um so beträchtlichere Rolle, je höher die Feldstärke ist; bei etwa 300 ΔW ist dies Korrektionsglied von der Größenordnung 500 bis 600.

Zur Bestimmung dieser Windungsflächen kann man die Magnetisierungsspulen des Apparats selbst benutzen. Bringt man nämlich in die Mitte der Magnetisierungsspulen koaxial eine Sekundärspule von bekannter Windungsfläche $(nq)_1$, verbindet abwechselnd diese und die zu untersuchenden Feldstärkenspulen von der unbekanntem Windungsfläche $(nq)_2$ mit dem ballistischen Galvanometer und erhält man dann beim Kommutieren des Primärstroms die Galvanometerausschläge α_1 und α_2 , so verhält sich $(nq)_2 : (nq)_1 = \alpha_2 : \alpha_1$.

Nun setzt das ganze Prinzip voraus, daß die Feldstärke in unmittelbarer Nähe der Eisenoberfläche gemessen wird. Dies ist aber aus konstruktiven Gründen nicht möglich, die Feldstärkenspulen befinden sich vielmehr in einem kleinen, aber immerhin merklichen Abstand vom Eisen. Bei der eisenfreien Spule würde eine derartige Verschiebung ohne Belang sein, denn die Feldstärke ändert sich hier in verschiedenen Punkten desselben Querschnitts nicht erheblich, und dasselbe würde auch gelten bei ganz streuungsfreier Eiseneinlage (geschlossener Ring). Beim Epsteinschen Apparat

dagegen nimmt die Feldstärke nahezu linear von der Eisenfläche nach außen hin zu, und zwar prozentisch um so stärker, je niedriger die Feldstärke ist. Diese Erscheinung rührt von der Wirkung der magnetischen Belegungen in der Nähe der Ecken des Apparats her, welche durch Streuung und Änderung der Permeabilität entstehen, sie wächst also mit der Streuung, hat ein Minimum in der Nähe der Maximalpermeabilität des Blechs (also etwa bei $\mathfrak{B} = 5000$ bis 7000) und wächst, dem absoluten Betrage nach, mit der Induktion;

Fig. 34.



da aber die Feldstärke in noch viel höherem Maße mit der Induktion zunimmt, so wird das Verhältnis zwischen Feldstärke und Streuungseinfluß mit wachsender Feldstärke immer günstiger, mit abnehmender immer ungünstiger, so daß man auch mit dieser Methode nach unten zu an eine Grenze kommt, wo eine hinreichende Genauigkeit nicht mehr gewährleistet werden kann; diese Grenze liegt bei etwa 5 *AW*.

Die tatsächliche Verteilung der Feldstärke wurde nun an dem

ursprünglichen Apparat von Gumlich und Rogowski durch Heben und Senken von Hilfsspulen genau untersucht, und man konnte dann durch Extrapolation der erhaltenen Werte bis auf die Stelle der Blechoberfläche leicht feststellen, um wie viel Prozent die am Ort der Feldstärkenspulen erhaltenen Ausschläge zu verringern sind, um die Ausschläge zu finden, die man am Ort der Eisenoberfläche selbst erhalten würde. Fig. 34 gibt diese Korrektur in Kurvenform für zwei möglichst verschiedene Fälle, wo die Probe aus gutem legierten und aus besonders schlechtem ungeglühtem Blech bestand. Beide Kurven zeigen zwischen 15 und 300 *AW* innerhalb weniger

Promille einen ganz identischen Verlauf; unterhalb von 15 AW gehen sie nicht unbeträchtlich auseinander, die Unsicherheit der Messung wächst also und erreicht unterhalb von 5 AW einen solchen Betrag, daß sie für genaue absolute Messungen nicht mehr zulässig erscheint.

§ 44. **Beispiel.** Im folgenden soll an einem Zahlenbeispiel (vgl. S. 101 bis 103) der ganze Gang einer Messung vorgeführt werden. Es ist hierbei noch folgendes zu erwähnen:

Um den Einfluß der Erwärmung durch den Magnetisierungsstrom möglichst unschädlich zu machen, wurde die Messung der Induktion zwischen je zwei Messungen der zugehörigen Feldstärke ausgeführt. Der durch die Erwärmung steigende Widerstand der Sekundärspulen muß natürlich nach Bedarf von Zeit zu Zeit bestimmt werden; eine einfache Kompensationsschaltung ermöglicht dies rasch und sicher. Der Faktor $\left(1 + \frac{w_g}{80}\right)$ in den Konstanten S_F und S_J ist der Formel (52) entnommen, und zwar ist der Kombinationswiderstand $w' = \frac{w_v w_n}{w_v + w_n}$ bei diesem Galvanometer stets $= 80 \Omega$.

Mit Hilfe des Faktors $1,257 = 0,4 \pi$ im Nenner von S_F wird die Feldstärke direkt auf AW umgerechnet; man erhält dieselbe durch Multiplikation der Werte von c_{300} , c_{600} und c_{2000} mit den entsprechenden, bei Benutzung der Vorschaltwiderstände 300, 600, 2000 erhaltenen Ausschlägen des Galvanometers (z. B. $0,1977_s \times 30,7 = 6,07$ usw.); die daran anzubringende Korrektur $-0,9$ folgt aus Fig. 34. In der Formel für den Querschnitt $q = G/s \cdot l$ ist G , das Gewicht, auf 10000 g abgeglichen, l die Länge der vier Bündel $= 200$ cm, s das nach den Verbandsvorschriften angenommene spezifische Gewicht (vgl. später); wo größere Genauigkeit erwünscht ist, wird man es durch Wasserwägung gesondert bestimmen.

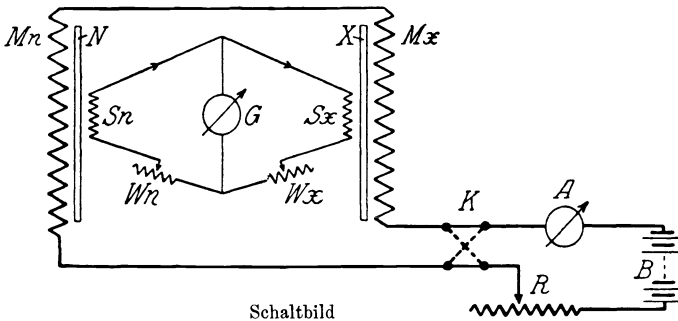
Der Wert für $\mathfrak{B}_{\text{beob}}$ ist das Produkt aus der Konstante $c_{\mathfrak{B}}$ und dem zugehörigen Galvanometerausschlag; der nach Anbringung der Luftlinienkorrektur (z. B. $-9 = -1,75_s \times 5,17$) erhaltene Wert $\mathfrak{B}_{\text{corr}}$ entspricht der gemessenen Feldstärke (z. B. $5,17 AW$) und wird mittels einer zweiten Annäherung durch die Reduktion „Red“ (z. B. -56) auf runde AW (z. B. $5,0$) reduziert.

Der ganze Apparat wird in äußerst handlicher Form von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft Berlin geliefert, und zwar läßt sich mit demselben nicht nur die Magnetisierbarkeit, sondern nach Umlegen eines Hebels auch die Verlustziffer bestimmen

(vgl. § 67). Durch die äußerst praktische Anordnung sind die gesamten Messungen so vereinfacht worden, daß sie sich nur noch auf eine Reihe rein mechanischer Handgriffe beschränken. [Näheres darüber vgl. Friedr. Goltze: Der Epsteinsche Apparat nach Gumlich und Rogowski, Archiv für Elektrotechnik, II, S. 148—155 (1913).]

§ 45. **Meßanordnung von van Lonkhuyzen zur Prüfung von Eisenblech.** Eine außerordentlich bequeme und dabei sehr genaue Meßanordnung zur Prüfung von Dynamoblech wird nach Angaben von van Lonkhuyzen durch die Firma Siemens u. Halske, Wernerwerk, hergestellt. Da sie auf der Vergleichung einer Blechprobe

Fig. 35.



von unbekanntem magnetischen Eigenschaften mit einer solchen von bekannten Eigenschaften beruht, so ist sie allerdings nur dann anwendbar, wenn solche Proben zur Verfügung stehen, was dadurch ermöglicht wird, daß die Reichsanstalt auf Antrag Epsteinbündel nach der vorbeschriebenen Methode von Gumlich und Rogowski prüft.

Das Schaltungsschema der van Lonkhuyzenschen Anordnung ist aus Fig. 35 ersichtlich. Es bedeuten darin M_n und M_x zwei in Reihe geschaltete, vollkommen gleich dimensionierte Magnetisierungsspulen mit gleicher Wicklungszahl, welche die Normalprobe N und die Vergleichsprobe X aufnehmen. In dem von der Batterie B gespeisten Stromkreise liegt außerdem noch der Vorschaltwiderstand R , der Stromwender K und der Strommesser A . Die beiden Proben werden umschlossen von den gleichdimensionierten Sekundärspulen S_n und S_x mit gleich vielen Windungen, die nach der aus Fig. 35 ersichtlichen Anordnung so geschaltet sind, daß die beim Kommutieren des Magnetisierungsstroms in den Sekundärspulen

Blechedicke: 0,5 mm.

Magnetetalon ($w = 3000/82,2$) t

193,0
3,0
3,0

$$S_F = \frac{C \cdot \left(1 + \frac{w_g}{80}\right)}{2 \cdot n \cdot q \cdot 1,257}$$

Feldstärke (AW/cm)

$\lg S_F = 9,00785$
 $\text{clg } \gamma = 7,71539$
 $\lg S/\gamma = 6,72274$

$\lg S/\gamma = 6,72274$
 $\lg w_{300+} = 2,57345$
 $\lg c_{300} = 9,29619$

$\lg S/\gamma = 6,72274$
 $\lg w_{600+} = 2,83001$
 $\lg c_{600} = 9,55275$

$\lg S/\gamma = 6,72274$
 $\lg w_{2000+} = 3,31852$
 $\lg c_{2000} = 0,04126$

Vorschaltwiderst. = 300
Spule + Zuleitung 74,5

$w = 374,5 \Omega$
 $c_{300} = 0,1977_6$

$w = 676,1 \Omega$
 $c_{600} = 0,3570_7$

$w = 2082,2 \Omega$
 $c_{2000} = 1,099_7$

Ges. M. = 193,0
 $\gamma_{\text{corr}} = 192,5_8$
Induktion $S_J = \frac{C \cdot w \left(1 + \frac{w_g}{80}\right)}{2n}$
 $\lg S_J = 4,80646$
 $\text{clg } \gamma = 7,71539$
 $\text{clg } q = 9,19038$
 $\lg c_{30} = 1,71218$
 $c_{30} = 51,54_4$

$$\text{Corr} = \left(\frac{q'}{q} - 1\right) \wp = (15,45 - 1) 1,257 \cdot AW = 1,75_6 \cdot AW$$

$$q = \frac{G}{s \cdot l} = \frac{10\,000}{7,75 \times 4 \times 50} = 6,451_7 \text{ cm}^2$$

$$s = 7,75 \text{ (nach den Verbandsvorschriften).}$$

Meßbereich	Spannungszeiger	Galvanometerausschlag	$w = 300/101,8$ Spulenwiderstand w	Spannungszeiger	Galvanometerausschlag	$w = 15\,000/80,5$
3	51,5	30,8	$AW_{\text{beob}} = 6,07$	51,5	234,4	$\wp_{\text{beob}} = 12\,086$
	51,5	30,7	Corr (-15 Proz.) = -0,9	51,5	234,5	Luftcorr. = -9
			$AW = 5,17$	51,5	234,3	$\wp_{\text{corr}} = 12\,027$
	51,5	30,8	$AW_{\text{red}} = 5,00$		234,4	Red = -56
	51,5	30,6			Corr = -0,9	$\wp = 11\,971$
		$\alpha = 30,7$			$\beta_{\text{corr}} = 233,5$	
3	80,0	55,9	$AW_{\text{beob}} = 11,08$	80,0	266,4	$\wp_{\text{beob}} = 13\,664$
	80,0	56,0	Corr (-9 Proz.) = -1,0	80,0	266,4	Luftcorr. = -18
			$AW = 10,08$		266,4	$\wp_{\text{corr}} = 13\,646$
	80,0	56,0			Corr = -1,3	Red = -17
	80,0	56,0	$AW_{\text{red}} = 10,0$		$\beta_{\text{corr}} = 265,1$	$\wp = 13\,629$
		$\alpha = 56,0$				

Induktion.

Feldstärke (AW/cm).

Meßbereich	Spannungszeiger	Galvanometerauschlag	Spulenwiderstand $w = 600/90,8$	Spannungszeiger	Galvanometerauschlag	$w = 15\,000/80,5$
15	30,5	73,2	$AW_{\text{beob}} = 26,10$	30,5	296,6	$\mathfrak{B}_{\text{beob}} = 15\,195$
	30,5	73,0	Corr (-4,5 Proz.) = -1,1	30,5	296,6	Luftcorr. = -44
	30,5	73,0	$AW = 25,0$		$\beta = 296,6$	$\mathfrak{B}_{\text{corr}} = 15\,151$
	30,5	73,0	$AW_{\text{red}} = 25,0$		Corr = -1,8	Red = 0
		$\alpha = 73,1$			$\beta_{\text{corr}} = 294,8$	$\mathfrak{B} = 15\,151$
15	55,0	143,7	$AW_{\text{beob}} = 51,28$	55,0	316,6	$\mathfrak{B}_{\text{beob}} = 16\,205$
	55,0	143,7	Corr (-2 Proz.) = -1,00	55,0	316,4	Luftcorr. = -88
	55,0	143,8	$AW = 50,28$		$\beta = 316,5$	$\mathfrak{B}_{\text{corr}} = 16\,117$
	55,0	3,8	$AW_{\text{red}} = 50,0$		Corr = -2,1	Red = -9
		$\alpha = 143,7_5$			$\beta_{\text{corr}} = 314,4$	$\mathfrak{B} = 16\,108$
		Corr = -0,15				
		$\alpha_{\text{corr}} = 143,6$				
15	79,0	212,3	$AW_{\text{beob}} = 75,52$	79,0	329,5	$\mathfrak{B}_{\text{beob}} = 16\,876$
	79,0	212,3	Corr (-1,2 Proz.) = -0,9	79,0	329,7	Luftcorr. = -131
	79,0	211,8	$AW = 74,62$		$\beta = 329,6$	$\mathfrak{B}_{\text{corr}} = 16\,745$
	79,0	212,0	$AW_{\text{red}} = 75,0$		Corr = -2,4	Red = +9
		$\alpha = 212,1$			$\beta_{\text{corr}} = 327,2$	$\mathfrak{B} = 16\,754$
		Corr = -0,6				
		$\alpha_{\text{corr}} = 211,5$				

15	103,8 103,8 103,8 103,8	281,8 281,8 281,4 281,4 " = 281,6 Corr = -1,5 "corr = 280,1	AW_{beob} Corr (-0,8 Proz.) = -0,8 AW = 99,22 AW_{red} = 100,0	103,8 103,8	340,8 341,0 β = 340,9 Corr = -2,6 β_{corr} = 338,3	$\mathfrak{B}_{\text{beob}}$ = 17 437 Luftcorr. = -174 $\mathfrak{B}_{\text{corr}}$ = 17 263 Red = +15 \mathfrak{B} = 17 278
			$w = 2000/83,2$ Spulenwiderstand $w = 77,6$			
30	102,0 102,0 102,0 102,0	183,4 183,4 183,4 183,3 " = 183,4 Corr = -0,4 "corr = 183,0	AW_{beob} Corr (-0,4 Proz.) = -0,8 AW = 200,4 AW_{red} = 200,0	102,0 102,0	377,4 377,4 β = 377,4 Corr = -3,6 β_{corr} = 373,8	$\mathfrak{B}_{\text{beob}}$ = 19 267 Luftcorr. = -352 $\mathfrak{B}_{\text{corr}}$ = 18 915 Red = -6 \mathfrak{B} = 18 909
150	30,5 30,6 30,5 30,5	275,7 276,8 275,8 275,0 " = 275,8 Corr = -1,4 "corr = 274,4	AW_{beob} Corr (-0,2s Proz.) = -0,8 AW = 301,0 AW_{red} = 300,0	30,5 30,5	402,8 402,8 β = 402,8 Corr = -4,4 β_{corr} = 398,4	$\mathfrak{B}_{\text{beob}}$ = 20 585 Luftcorr. = -528 $\mathfrak{B}_{\text{corr}}$ = 20 007 Red = -11 \mathfrak{B} = 19 996
			Spulenwiderstand $w = 86,8$			

erzeugten Induktionsstöße das Differentialgalvanometer G in entgegengesetztem Sinne beeinflussen; das letztere wird also in Ruhe bleiben, wenn die beiderseitigen Stromstöße gleich stark sind, was sich mit Hilfe der beiden Widerstände W_n und W_x leicht erreichen läßt. Bezeichnet \mathfrak{B}_n und \mathfrak{B}_x die Induktion im Normalbündel bzw. im Prohebündel, Q_n und Q_x die Querschnitte beider Bündel, W_n und W_x die Widerstände, so muß, da die beiden Sekundärspulen die gleiche Windungszahl haben, das Differentialgalvanometer beim Kommutieren des Stroms in Ruhe bleiben, wenn $\frac{\mathfrak{B}_x \cdot Q}{W_x} = \frac{\mathfrak{B}_n Q_n}{W_n}$; daraus folgt

$$\mathfrak{B}_x = \mathfrak{B}_n \cdot \frac{W_x}{W_n} \cdot \frac{Q_n}{Q_x} \quad \dots \quad (62)$$

Wählt man nun auch die Querschnitte der beiden Proben einander gleich, so folgt $\mathfrak{B}_x = \mathfrak{B}_n \cdot \frac{W_x}{W_n}$. Schließlich kann man bei hinreichender Empfindlichkeit des Galvanometers auch noch über die Widerstände W_n und W_x frei verfügen, vorausgesetzt, daß nur das Verhältnis $W_x:W_n$ ungeändert bleibt; man kann also $W_n = c \cdot \mathfrak{B}_n$ oder numerisch $= \mathfrak{B}_n$ setzen, und erhält damit

$$\mathfrak{B}_x = W_x \quad \dots \quad (63)$$

Die gesuchte Induktion \mathfrak{B}_x ist dann also numerisch gleich dem Widerstand W_x , welcher vorgeschaltet werden muß, damit das Differentialgalvanometer beim Kommutieren des Magnetisierungsstroms in Ruhe bleibt.

Der Gang der Messung ist somit nach Abgleichung der Proben auf gleichen Querschnitt folgender: Für eine bestimmte Anzahl von AW , etwa 100, entnimmt man der Tabelle oder Induktionskurve für die Normalprobe die zugehörige Induktion \mathfrak{B}_n , — sie möge 17 000 sein —, stellt den zugehörigen Widerstand W_n auf 17 000 ein und ändert den Widerstand W_x so lange, bis beim Kommutieren das Galvanometer nicht mehr ausschlägt, dann gibt der Wert W_x direkt die gesuchte Induktion \mathfrak{B}_x an.

Haben die beiden Proben, die zu untersuchende und die Normalprobe, angenähert dieselben magnetischen Eigenschaften — und dafür kann man stets sorgen, wenn man über die nötige Anzahl verschiedener Normalproben verfügt —, dann ist die angegebene Methode durchaus einwandfrei, sogar dann, wenn man zur Messung zwei einfache Bündel verwendet, und zwar empfiehlt van Lonkhuyzen für diesen Fall zwei aus Epsteinstreifen zusammengesetzte

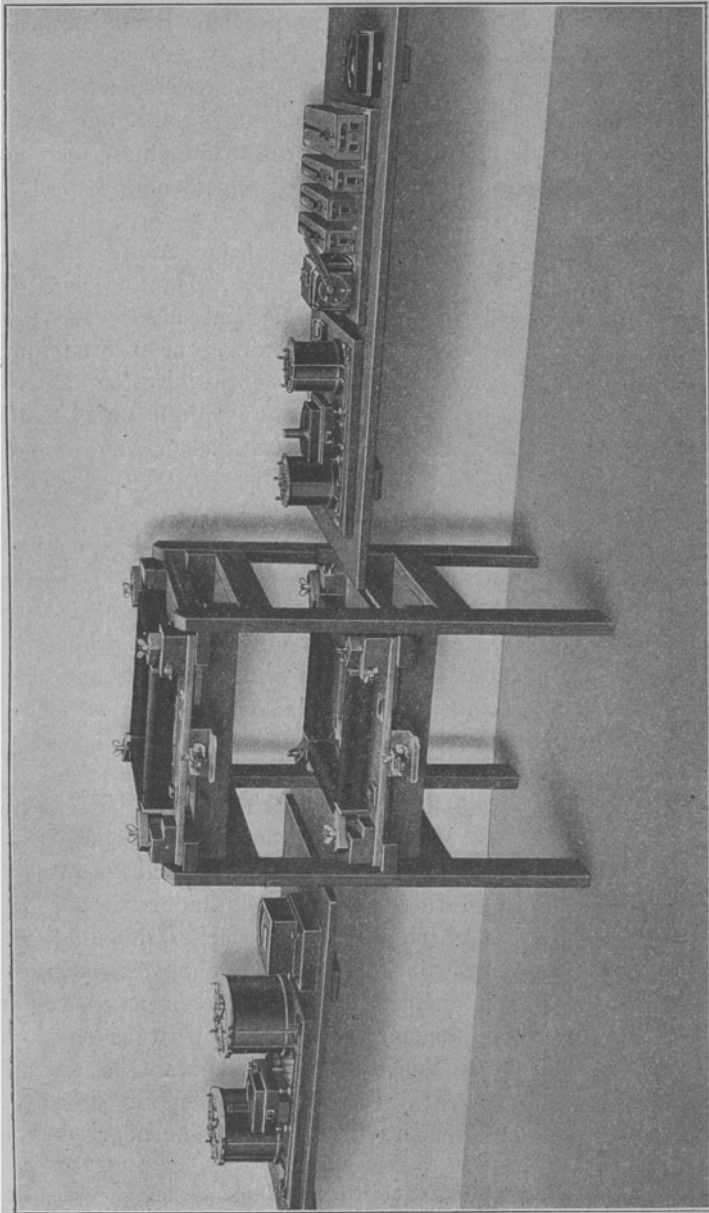
Bündel von etwa 4 mm Dicke. Vorteilhafter aber ist es, statt der zwei Spulen mit den beiden Proben zwei vollständige Epsteinapparate mit je vier zugehörigen Bündeln zu verwenden, denn einmal erhält man durch die Messung der Probe von 10 kg einen erheblich besseren Durchschnittswert als bei einer kleinen, aus wenigen Streifen bestehenden Probe, und ferner sind auch bei einem nahezu geschlossenen Eisenkreis die Fehler, welche durch die Abweichung der magnetischen Eigenschaften der beiden zu vergleichenden Proben entstehen können, viel geringer.

Eine derartige, außerordentlich bequeme Anordnung in der Ausführung von Siemens u. Halske zeigt Fig. 36 auf folgender Seite. Der Apparat dient aber nicht nur zur Bestimmung der Magnetisierbarkeit einer Eisenblechprobe, sondern auch zur Bestimmung des Wattverlustes bei Wechselstrommagnetisierung, wovon später noch die Rede sein wird, und zwar kann man durch einen einfachen Umschalter von der statischen zur wattmetrischen Anordnung übergehen.

§ 46. Der magnetische Spannungsmesser von Rogowski und Steinhaus. Daß sich die in einem bestimmten Stück eines Probekörpers vorhandene Induktion mittels einer mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Sekundärspule verhältnismäßig leicht und sicher messen läßt, wurde schon mehrfach erwähnt; dagegen ist die Messung der zugehörigen Feldstärke, falls es sich nicht gerade um einen Ring oder ein Ellipsoid handelt, meist mit einer erheblichen Unsicherheit verknüpft, da die innerhalb des Probekörpers tatsächlich vorhandene Feldstärke infolge der Einwirkung der Belegung mit freiem Magnetismus von der berechenbaren Feldstärke der Magnetisierungsspule meist recht stark abweicht und sich vielfach von Punkt zu Punkt des Probekörpers ändert. Daher bedeutet die Erfindung eines kleinen Instruments, welches die Feldstärke in bestimmten Teilen eines Probekörpers auch ohne Anwendung einer Scherung mit hinreichender Genauigkeit zu messen gestattet, nämlich des magnetischen Spannungsmessers von Rogowski und Steinhaus¹⁾, einen erheblichen Fortschritt. Der Apparat beruht auf dem Satze, daß das Linienintegral der magnetischen Feldstärke 0 oder $0,4 \pi Ni$ ist, je nachdem der Integrationsweg keine oder Ni Ampere-

¹⁾ W. Rogowski und W. Steinhaus, Die Messung der magnetischen Spannung (Messung des Linienintegrals der magnetischen Feldstärke). Mitteilung aus der Physikal.-Techn. Reichsanstalt. Archiv f. Elektrotechnik 1, 141 (1912).

Fig. 36.

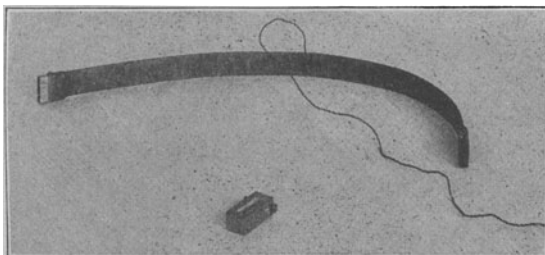


windungen umschließt, und besteht aus einer platten, biegsamen Spule von gleichmäßiger Windungszahl n pro Zentimeter und gleichmäßigem Querschnitt F , die mit dem ballistischen Galvanometer verbunden ist. Die Enden der Wickelung liegen in der Mitte der Spule (vgl. Fig. 37), die Enden der Spule sind durch kleine Holzleisten geschützt. Bringt man diese an zwei Stellen (1) und (2) des magnetischen Feldes von der Stärke \mathfrak{H} , so erhält man für den gesamten Kraftlinienfluß längs der Spulenachse den Wert

$$\Phi = Fn \int_1^2 \mathfrak{H}_x dx = k \int_1^2 \mathfrak{H}_x dx \dots \dots (64)$$

wenn \mathfrak{H}_x die Komponente des Feldes in Richtung der Spulenachse bezeichnet. Diesen Fluß kann man ballistisch mit dem Galvanometer messen, indem man entweder das Instrument plötzlich aus

Fig. 37.

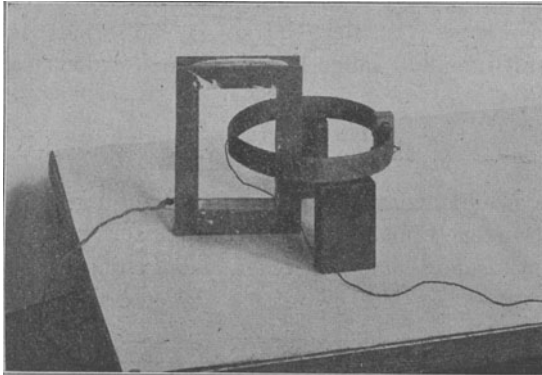


dem Felde herauszieht oder das Feld umkehrt. Zur Auswertung des erhaltenen Ausschlags muß das Instrument selbstverständlich geeicht werden. Zu diesem Zweck schließt man den Spannungsmesser um eine Anzahl stromdurchflossener Drähte kreisförmig zusammen und mißt den Ausschlag beim Kommutieren des Stroms.

Beispielsweise möge nach Fig. 38 der Spannungsmesser die vom Strom i durchflossene Spule aus N Windungen umschließen; beobachtet man dann beim Kommutieren des Stroms einen Galvanometerausschlag α , so entspricht einem Ausschlag von einem Skalenteil bei der Kommutierung ein Wert $Ni/\alpha AW$ der magnetischen Spannung. So erhielten die Verfasser für die Kommutierung eines Stroms von 1 Amp. in der Spule von $N = 458$ Windungen einen ballistischen Ausschlag von 90,6 Skalenteilen, es entspricht also einem Skalenteil bei der Kommutierung ein Wert der magnetischen Spannung von $458:90,6 = 5,6 AW$.

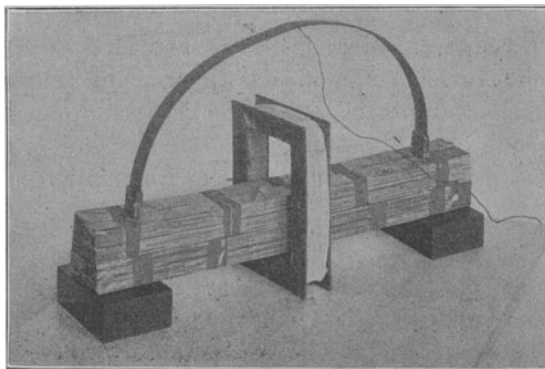
Diese Größe, also die Empfindlichkeit des Apparats, hängt offenbar einerseits vom Querschnitt des Spannungsmessers und der Anzahl seiner Windungen ab, anderseits von der Empfindlichkeit

Fig. 38.



des Galvanometers. Die beiden ersten lassen sich über ein gewisses Maß hinaus nicht wohl vermehren; man wird also, um Bruchteile einer AW noch mit einiger Sicherheit messen zu können, ein hochempfindliches ballistisches Galvanometer verwenden müssen.

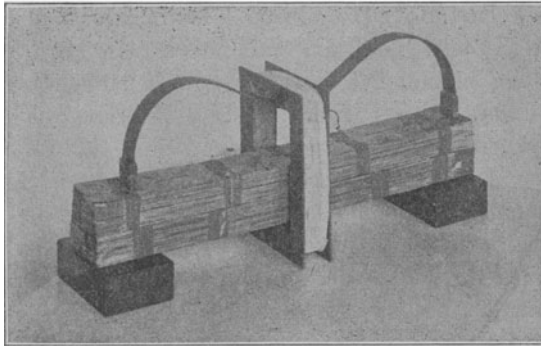
Fig. 39.



Als Beispiel mögen zwei Messungen der Verfasser hier Platz finden, welche auf zwei verschiedene Arten an Epsteinschen Blechbündeln vorgenommen wurden, die durch die oben schon erwähnte,

zur Eichung des Instruments dienende Spule gesteckt waren. Während der Spannungszeiger, wie schon angegeben, in der Anordnung Fig. 38 beim direkten Umschließen der $N. i$ Amperewindungen einen Ausschlag von 90,6 Skalenteilen geliefert hatte, gab er in der Anordnung Fig. 39 nur 84,2 Skalenteile, die magnetische Spannung zwischen den beiden Auflagepunkten beträgt also $84,2 \times 5,06 = 426,0 \text{ AW}$. In der durch Fig. 40 gekennzeichneten Lage erhielt man einen Ausschlag von $-5,8$ Skalenteilen, und zwar entspricht diesem Ausschlag eine Spannung, welche der im Eisen entgegengesetzt ist, denn der geschlossene Integrationsweg längs der Spule und zurück durch das Eisen umschließt keine stromdurch-

Fig. 40.



flossenen Windungen und muß daher insgesamt die Spannung Null ergeben. Die Ausschläge bei Anordnung von Fig. 39 u. 40 zusammengekommen ergeben 90,0 Skalenteile, also innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler denselben Betrag, den man bei der direkten Umschlingung der Spule mit dem Spannungsmesser (Fig. 38) erhalten hatte (90,6 Skalenteile), wie dies ja auch sein muß. Wir schließen also aus der Anordnung Fig. 40, daß wir einen Fehler von $5,8 \times 5,06 = 29,4 \text{ AW}$ begangen hätten, wenn wir statt des gemessenen Betrags von 426 AW die von der Spule selbst gelieferten 458 AW zugrunde gelegt hätten; der Betrag $5,8 \times 5,06 = 29,4$ entspricht also der für diese Anordnung erforderlichen Scherung, und zwar natürlich für die beiden gewählten Auflagepunkte des Spannungsmessers (die kleine numerische Unstimmigkeit rührt von den unvermeidlichen Beobachtungsfehlern her).

Wollte man die zugehörige Induktion mittels des ballistischen Galvanometers in der gewöhnlichen Weise bestimmen, so hätte man

dazu eine Induktionsspule zu verwenden, welche das ganze Stück des Bündels zwischen den beiden Auflagepunkten des Spannungszeigers umschließt.

Die angegebene Methode gestattet eine außerordentlich vielseitige Verwendung, da sich mit ihr auch der bisher der Messung unzugängliche magnetische Spannungsabfall an einzelnen Teilen fertiger Maschinen u. dgl. messen läßt¹⁾.

§ 47. Messungen an größeren Stücken; Anordnungen von Drysdale und von Denso. Nicht immer hat man die Möglichkeit, aus dem zu untersuchenden Material Probestäbe von bestimmter Form herzustellen, es ist vielmehr häufig erwünscht, die magnetischen Eigenschaften auch an größeren Blöcken zu messen. Dann kann man sich nach Drysdale²⁾ dadurch helfen, daß man aus dem zu untersuchenden Block mit dem Hohlbohrer ein Loch ausbohrt, in dessen Mitte ein kleiner zylindrischer Zapfen stehen bleibt, der als Probeobjekt dient. In den Hohlraum der Bohrung wird ein Stöpsel eingeführt, der eine Magnetisierungs- und eine Induktionsspule enthält; den Rest der Öffnung verschließt ein Eisenkern, der am freien Ende des Zapfens zwischen diesem und der umgebenden Eisenmasse einen magnetischen Schluß herstellt. Der kleine Zapfen bildet dann also den Probestab, der ganze Körper das dazu gehörige Joch, und man kann nun das ballistische Verfahren ebenso anwenden wie beim gewöhnlichen Joch.

Zur Untersuchung an fertigen Gußstücken, wie etwa am Eisengerüst einer Dynamomaschine, benutzt Denso³⁾ den Satz vom stetigen Übergang der Tangentialkomponente des magnetischen Feldes, indem er eine flache Spule von bekannter Windungsfläche an streuungsfreier Stelle dicht an das Eisen anlegt und damit ballistisch die Feldstärke am bzw. im Eisen mißt, während zur Messung der Induktion eine Spule um das ganze Stück gelegt werden muß. Die der Remanenz entsprechende Induktion ist besonders zu bestimmen, z. B. bei einer Dynamomaschine aus der Ankerspannung bei stromlosen Schenkeln. Die Methode ist im Prinzip dieselbe, welche auch Gumlich und Rogowski zur Messung der Magnetisierbarkeit von Dynamoblech im Epsteinschen Apparat verwenden (vgl. § 43).

¹⁾ W. Rogowski, Über einige Anwendungen des magnetischen Spannungsmeßers. Arch. f. Elektrot. 1, 511—527 (1913). — ²⁾ Drysdale, Bull. de la Soc. Internat. des Electriciens 1902, S. 729. — ³⁾ Denso, Inaug.-Diss., Rostock.

§ 48. Untersuchung fertiger Magnete. Vorausberechnung des Kraftlinienflusses. Die bisher besprochenen Methoden und Apparate gestatten, die Magnetisierbarkeit bzw. die Permeabilität magnetischer Materialien zu bestimmen, also sich von den magnetischen Eigenschaften der Substanzen Rechenschaft zu geben; man wird aber auch häufig in die Lage kommen, das magnetische Moment oder den Kraftlinienfluß fertiger Magnete ermitteln zu müssen. Handelt es sich um einen Magnetstab von rundem oder eckigem Querschnitt, so kann man natürlich dazu die magnetometrische Methode und die Formeln (14) und (15) benutzen. Diese gelten eigentlich für die Untersuchung eines Ellipsoids, das ja im Innern gleichmäßig magnetisiert ist, was beim Stab nicht zutrifft, und infolgedessen erhält man bei diesem für J nur einen mittleren Wert der Magnetisierungsintensität, der für die Mitte zu klein, für die Enden zu groß ausfällt, aber doch zu Vergleichszwecken verwendbar ist. Für den Polabstand L , der beim Stab ebenfalls veränderlich ist und von der Höhe der Magnetisierung abhängt, kann man mit hinreichender Genauigkeit $\frac{5}{6}$ der Länge einführen.

Bei der Beobachtung wird man den Stab natürlich um 180° umlegen, tut auch gut, ihn von beiden Seiten des Magnetometers wirken zu lassen, um Unsymmetrien möglichst zu vermeiden. Durch Beobachtung aus mehreren Abständen kann man nicht nur die Größe J , sondern auch auf Grund der Formeln (15) bzw. (16) den Polabstand L mit größerer Genauigkeit ermitteln.

Ist eine ballistische Meßeinrichtung vorhanden, so ist es einfacher und sicherer, den ganzen Kraftlinienfluß dadurch zu bestimmen, daß man eine mit dem Galvanometer verbundene Sekundärspule von passender Windungszahl von der Mitte des Stabes, also dem sogenannten Indifferenzpunkt, nach beiden Seiten hin abzieht und die beobachteten Ausschläge α mittelt; zur Rechnung dient die Formel (49).

Diese Methode eignet sich besonders für die Untersuchung von Hufeisenmagneten, bei denen man ebenfalls eine passende Sekundärspule vom Indifferenzpunkt, also hier von der Mitte der Krümmung zwischen den beiden Schenkeln, nacheinander mehrfach über die beiden Schenkel abzieht; man hat dabei nur dafür zu sorgen, daß die Spule weit genug bis außerhalb des Kraftlinienbereichs weggeführt wird; der beobachtete Galvanometerausschlag entspricht dem gesamten Kraftlinienfluß. Nun zeigt aber jeder Hufeisenmagnet eine beträchtliche Streuung, d. h. ein großer Teil der Kraftlinien geht nicht erst an den Enden von einem zum andern Schenkel über,

sondern schon erheblich früher. Diese Kraftlinienverteilung, die unter Umständen von besonderer Wichtigkeit sein kann, findet man durch dasselbe Verfahren, indem man die Spule nicht nur vom Indifferenzpunkt abzieht, sondern von verschiedenen, vorher bezeichneten Punkten der Schenkel; der jeweilige Galvanometerausschlag entspricht dann dem Kraftlinienfluß in dem von der Spule beim Abziehen überstrichenen Schenkelstück. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die gefundene Verteilung nur für den Fall gilt, daß der Magnet ungeschlossen ist. Wird er durch einen Anker vollständig oder durch einen als Anker wirkenden Eisenkörper zwischen den Schenkeln wenigstens teilweise geschlossen, dann ändert sich der Kraftlinienverlauf, die Streuung wird geringer, ja, der ganze Kraftlinienfluß steigt an. Diesen Anstieg kann man leicht messen, wenn man um den Indifferenzpunkt eine mit dem ballistischen Galvanometer verbundene Spule legt und den Magnet durch den Anker schließt; der hierbei entstehende Ausschlag entspricht direkt dem Kraftlinienzuwachs.

Auf dem beschriebenen Prinzip der ballistischen Messung des Kraftlinienflusses beruht auch das in technischen Betrieben vielfach verwendete sogenannte Fluxmeter, ein Zeigergalvanometer mit einer direkt nach Kraftlinien geteilten Skala, dessen Zeiger infolge hoher Dämpfung nach dem Ausschlag stehen bleibt und den Betrag des Kraftlinienflusses direkt abzulesen gestattet.

Andererseits haben die Firmen Siemens u. Halske, sowie Hartmann u. Braun Apparate konstruiert, welche in ganz ähnlicher Weise wie der Köpselsche Magnetisierungsapparat (vgl. § 50) auf dem Prinzip des Drehspulengalvanometers beruhen: Eine stromdurchflossene, mit Zeiger und Skala versehene Spule erleidet von dem Kraftlinienfluß zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagnets eine um so größere Ablenkung, je stärker der Strom und je größer der Kraftlinienfluß ist. Benutzt man stets den gleichen Strom, und haben die Magnete die gleiche Maulweite, so gibt der Ausschlag, den sie in einer bestimmten, durch Anschläge fixierten Lage hervorbringen, direkt ein Maß für den Kraftlinienfluß. Bei verschiedener Maulweite ist der freie Zwischenraum zwischen Magnetschenkeln und Spulengehäuse durch weiches Eisen auszufüllen, doch lassen sich immer nur genau entsprechende Magnettypen vergleichen. Die Apparate sind für Massenuntersuchungen sowie zur Bestimmung zeitlicher Änderungen usw. sehr bequem, gewähren aber natürlich keine erhebliche Genauigkeit.

Vorausberechnung des Kraftlinienflusses (der scheinbaren Remanenz) permanenter Magnete. Von Wichtigkeit kann die Aufgabe werden, für einen Magnet von bestimmter Form den Kraftlinienfluß, dessen Messung soeben besprochen wurde, auf Grund der vorhandenen Magnetisierungskurven des Materials zum voraus zu berechnen. Für den zylindrischen Stab ist die Lösung dieser Aufgabe schon in § 19 angegeben worden, auf einen Hufeisenmagnet aber läßt sich diese Betrachtungsweise nicht ohne weiteres anwenden, da man die entmagnetisierende Wirkung der Enden nicht kennt, wohl aber kommt man auf einem anderen, von Edgcumbe¹⁾ angegebenen Wege zu einer ganz entsprechenden Konstruktion.

Wir wollen annehmen, wir hätten einen bewickelten Ring von der mittleren Länge l ; die Feldstärke, welche nötig ist, um die Induktion \mathfrak{B} darin zu erzeugen, sei \mathfrak{H} .

Denken wir uns nun den Ring durch einen Spalt von der Breite λ unterbrochen, ersetzen wir also gewissermaßen das Ringstückchen λ durch Luft (vgl. Fig. 41), dann wird die zur Aufrechterhaltung der Induktion \mathfrak{B} auch in diesem Luftspalt notwendige Feldstärke sein

$\mathfrak{H}' = \mu \mathfrak{H} \cdot \frac{\lambda}{l}$; sind auch noch die Querschnitte verschieden, hat beispielsweise der Ring den Querschnitt q , die Begrenzung des Luftschlitzes (das Polstück) den Querschnitt q' , so wird die gesuchte Feldstärke

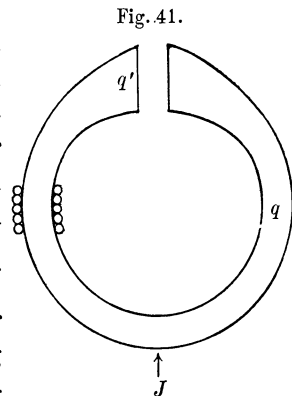


Fig. 41.

$\mathfrak{H}' = \mu \mathfrak{H} \cdot \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{q}{q'}$,

oder, da $\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$ ist:

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{B} \cdot \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{q}{q'} = \mathfrak{B} \cdot \text{tg } \alpha \dots \dots \dots (65)$$

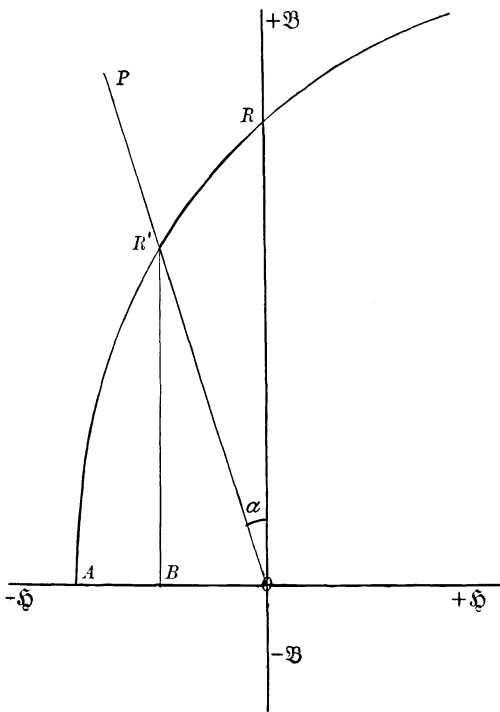
Beim permanenten Magnet müssen wir nun eine magnetomotorische Kraft im Innern annehmen, welche gleich der Koerzitivkraft \mathfrak{H}_c ist und mit Hilfe deren auch ohne äußeres Feld in einem vollständig geschlossenen Kreis die wahre Remanenz \mathfrak{B}_r aufrecht erhalten wird. Ist der Kreis durch einen Luftspalt unterbrochen, so kann nur ein Teil der magnetomotorischen Kraft zur Aufrechterhaltung der scheinbaren Remanenz \mathfrak{B}'_r verwendet werden, da der Rest zur Überwindung des magnetischen Widerstandes des Luftschlitzes mit der Kraftliniendichte \mathfrak{B}'_r verbraucht wird; dieser Rest

¹⁾ Edgcumbe, Electrician 75, 546 (1915).

ist aber offenbar nach unserer Gleichung (65) $= \mathfrak{B}' \cdot \operatorname{tg} \alpha$. Um also die scheinbare Remanenz des Hufeisenmagnets im voraus zu bestimmen, hat man in der Hystereseschleife von der \mathfrak{B} -Achse ab den Winkel α nach links abzutragen, wobei aber wohl darauf zu achten ist, daß bei den Induktionskurven meist der Maßstab von \mathfrak{H} zehn- oder hundertmal so groß gewählt wird, wie der Maßstab von \mathfrak{B} ; der Winkel α ist also gegeben durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{l} \cdot \frac{q}{q'} \cdot p \dots \dots \dots (66)$$

Fig. 42.



wobei p das gewählte Verhältnis der Maßstäbe, 10 oder 100, bedeutet (vgl. Fig. 42). Schneidet der eine Schenkel OP den absteigenden Ast der Hystereseschleife bei R' , so ist $R'B$ die im Magnet zu erwartende scheinbare Remanenz, also die zwischen den Polen pro Quadratzentimeter auftretende Kraftlinienzahl. Die Feldstärke $\mathfrak{H}' = OB$ dient dann zur Überwindung des Luftwiderstands, die Feldstärke $\mathfrak{H}_c - \mathfrak{H}' = AB$ zur Aufrechterhaltung der scheinbaren Remanenz $R'B$. Es ist ersichtlich, daß \mathfrak{H}' auch als die entmagnetisierende Kraft des auf den Polen

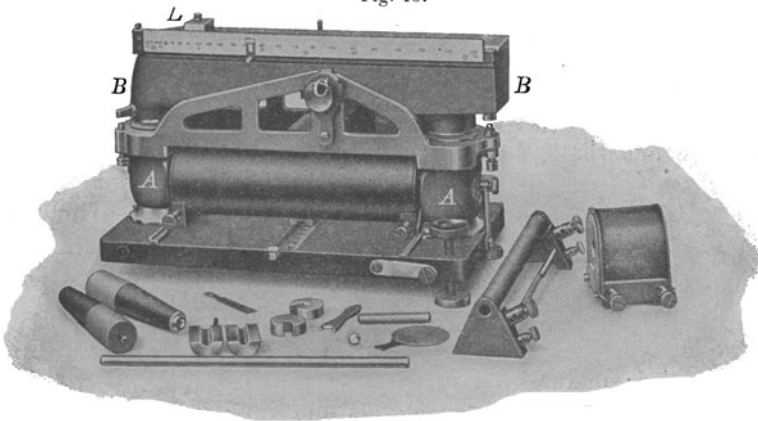
befindlichen freien Magnetismus aufgefaßt werden kann, und damit geht diese Darstellungsweise in diejenige beim freien Stab oder Ellipsoid über.

Natürlich kann eine solche Betrachtungsweise nur zu rohen Überschlagsrechnungen oder zur Bestimmung des Einflusses verschiedener Spaltbreiten u. dgl. dienen, nicht aber zur Gewinnung genauer Zahlenwerte, denn tatsächlich liegen die Verhältnisse ja so, daß die Kraftlinien nicht nur innerhalb des Spalts übertreten, sondern zum Teil schon vorher, und zwar um so stärker, je länger und schmaler der Körper des Hufeisenmagnets ist. Der berechnete

Wert kann also wohl angenähert für den remanenten Magnetismus gelten, der in der Indifferenzzone J (vgl. Fig. 41) vorhanden ist und durch Abziehen einer hier befindlichen Induktionsspule gemessen werden kann, nicht aber für den Kraftlinienfluß zwischen den beiden Polen, der stets erheblich kleiner sein wird, als die Rechnung ergibt. Über die Prüfung der Rechnung durch die Beobachtung und die experimentelle Bestimmung der Zahl dieser Streulinien vergleiche den Anfang dieses Paragraphen.

§ 49. **Zugkraftmethode. Magnetische Präzisionswage von du Bois.** Schon früher ist vielfach, namentlich bei permanenten Magneten, die Zugkraft als Maß für den Kraftlinienfluß bzw. Induktionsfluß

Fig. 43.



einer Probe verwendet worden, aber die Fehlerquellen waren im allgemeinen stets so groß, daß irgend welche genaueren Messungen auf dieser Grundlage nicht ausgeführt werden konnten. Professor du Bois¹⁾ hat in seiner magnetischen Wage diese Methode durch eingehende Untersuchungen und sinnreiche Konstruktion der Präzisionsmessung dienstbar gemacht. Leider verlangt der Apparat eine erschütterungsfreie Aufstellung und sorgfältige Behandlung, und ist daher besser für ein störungsfreies Laboratorium geeignet als für den technischen Betrieb. Er setzt sich im wesentlichen zusammen aus einer Magnetisierungsspule M (Fig. 43), welche den Probestab aufnimmt, und einem Joch; aber letzteres besteht nicht aus einem

¹⁾ H. du Bois, Magnetische Präzisionswage. Zeitschr. f. Instrk. 20, Heft 4 u. 5 (1900). (Der Apparat mit Zubehör wird von der Firma Siemens u. Halske, Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, hergestellt.)

einzigem, kompakten Körper, sondern aus zwei vertikalen Sockelstücken A und einem darüber schwebenden horizontalen Stück, das als Wagebalken ausgebildet ist. Dieser ruht auf einer exzentrischen Schneide C und wird durch einen unter der kürzeren Seite angebrachten Bleiklotz gerade im Gleichgewicht gehalten, wenn das Feld nicht erregt ist; alsdann muß das Laufgewicht L auf dem äußersten Strich 0 der am Wagebalken angebrachten Skala stehen. Wird die Spule erregt und der darin befindliche Probestab magnetisch, so durchsetzt der gleiche Kraftlinienfluß die beiden engen Luftschlitze zwischen Sockel und Wagebalken und würde somit auf einem symmetrisch gebauten Wagebalken keine Wirkung ausüben; in unserm Fall aber wirkt wegen des größeren Hebelarms der Zug auf der längeren Seite des Balkens stärker und muß durch Verschieben des Laufgewichts nach rechts kompensiert werden.

Genau genommen setzt sich nun der Kraftlinienfluß, welcher durch die Luftschlitze hindurchtritt und gemessen wird, zusammen aus dem von dem Stab herrührenden Induktionsfluß und dem von der Spule außerhalb des Stabes herrührenden Kraftlinienfluß; nur den ersteren wollen wir messen, der letztere wirkt störend und muß daher beseitigt werden. Dazu dienen einige Lagen von Windungen, welche, in größerem Abstände um die Magnetisierungsspule gelegt, im umgekehrten Sinne vom Strom durchflossen und so dimensioniert sind, daß durch sie das Feld der eigentlichen Magnetisierungsspule nur geschwächt, deren Kraftlinienfluß im Joch aber gerade aufgehoben wird; dadurch, daß die äußeren Hilfslagen eine sehr viel größere Windungsfläche besitzen als die inneren der eigentlichen Magnetisierungsspule, läßt sich dies leicht erreichen.

Auch die Wirkung der Vertikalkomponente des Erdfeldes muß kompensiert werden, denn wenn sie auch auf beide Hebelarme des Jochs in der gleichen Richtung wirkt, so würde sie doch wegen der Ungleicharmigkeit der Wagebalken einen Ausschlag hervorbringen; hierzu dienen zwei dem Apparat beigegebene kleine Magnetstäbchen verschiedener Stärke, welche in einer Hülse auf der Grundplatte des Apparats aufgestellt und nach Bedarf verschoben werden. Zum Schutz gegen die Horizontalkomponente des Erdfeldes wird der Apparat senkrecht zum magnetischen Meridian justiert. Ist jeder Einfluß des Erdfeldes beseitigt, dann zeigt ein normaler Probestab für gleich große positive und negative Feldstärken auch eine gleich hohe Induktion; dies wird als Kriterium benutzt.

Da der Zug zwischen zwei sich gegenüberliegenden, von einem Induktionsfluß durchsetzten Flächen dem Quadrate der Induktion

proportional ist $\left(P = \frac{g \cdot \mathfrak{B}^2}{4 \pi}\right)$, so muß natürlich auch die Teilung der Skala auf der Wage quadratisch sein, und zwar ist sie der Bequemlichkeit halber so ausgeführt, daß der Zeiger des Laufgewichts bei vorgeschriebener Dimension des Stabes direkt die jeweilige Induktion desselben angibt. Zur Steigerung der Genauigkeit sind zwei Laufgewichte mit zwei verschiedenen Skalen angebracht, ein leichteres für niedrige und ein schwereres für hohe Induktionen. Die zur abgelesenen Induktion gehörige Feldstärke ist, entsprechend der Windungszahl der Magnetisierungsspulen, durch das Hundertfache des in Amp. gemessenen Stroms gegeben. Da die maximale Belastung 5 A beträgt, so ist also der Apparat bis zu Feldstärken von 500 Gauß verwendbar.

Die Luftschlitze zwischen den oberen, auf Hochglanz polierten ebenen Flächen der beiden vertikalen Seitenteile A und den unteren ebensolchen Endflächen des Wagebalkens B sind durch zwei Anschlagschrauben aus Phosphorbronze rechts und links regulierbar; die Abstände sollen möglichst gleich sein und etwa 0,25 mm betragen; Anschläge an den Enden des Wagebalkens verhindern eine direkte Berührung der Flächen. Da das Gleichgewicht stets labil ist, muß diejenige Stellung des Laufgewichts ermittelt werden, bei welcher der Wagebalken gerade von der einen Anschlagschraube losgerissen wird, was sich bei einiger Übung mit großer Sicherheit ausführen läßt.

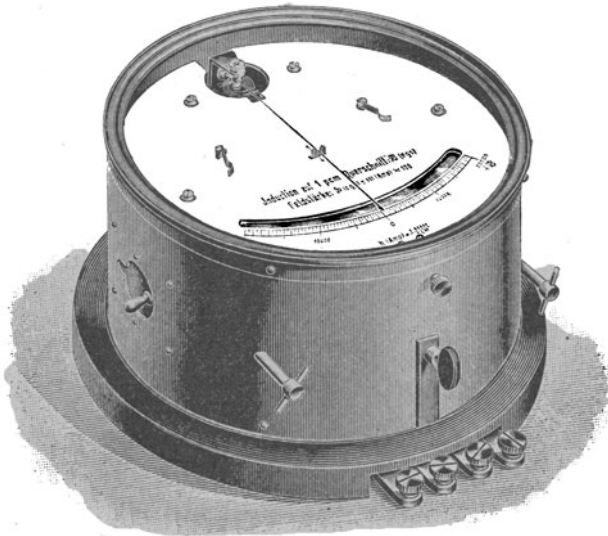
Die 33 cm langen Probestäbe müssen genau einen Durchmesser von 0,798 cm bei kreisförmigem, eine Kantenlänge von 0,707 cm bei quadratischem Querschnitt besitzen. Zur Befestigung im Sockel dienen entweder ähnliche Klemmbacken, wie beim Schlußjoch, oder besser Backen mit Kugelkontakten. Zu diesem Zweck sind an die Enden des Stabes Kugelflächen von 0,5 cm Radius angeschliffen, welche in entsprechende Hohlschliffe der Vollbacken passen. Der hierdurch erzielte gleichmäßige Verlauf der Induktionslinien beim Übergang aus dem Stab in das Joch trägt erheblich zur Verbesserung der Scherung bei, deren natürlich auch dieser Apparat bedarf, da auch hier, wie beim gewöhnlichen Joch, von der magneto-motorischen Kraft nicht nur der magnetische Widerstand des Stabes, sondern auch derjenige der Jochteile und der Luftschlitze überwunden werden muß. Auch hier wird die Scherung dadurch gewonnen, daß man entweder einen Stab mit bekannter Magnetisierungskurve in der Wage untersucht oder einen Stab mit noch unbekanntem

Eigenschaften nach der Messung in der Wage zum Ellipsoid abdreht und magnetometrisch untersucht (vgl. § 18).

Durch Ausfüllen der beiden Luftschlitze unter dem Wagebalken mit zwei dünnen, weichen Eisenplättchen, welche dem Apparat beigegeben sind, läßt sich die Wage auch sofort in ein gewöhnliches, zu ballistischen Messungen brauchbares Joch verwandeln.

§ 50. Drehspulenmethode. Magnetisierungsapparat nach Köpsel-Kath¹⁾. Den von der Technik wegen seiner außerordentlich bequemen Handhabung vielfach benutzten Magnetisierungsapparat, der von

Fig. 44.



Dr. Köpsel²⁾ konstruiert und von Dr. Kath³⁾ später noch verbessert wurde, zeigt Fig. 44 in einer Gesamtansicht, während aus Fig. 45 das Konstruktionsprinzip ersichtlich ist.

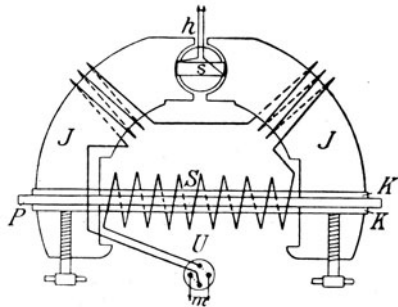
Der Stab P und die Magnetisierungsspule S werden auch hier durch ein Joch J geschlossen; dies ist in der Mitte durch eine zylindrische Bohrung unterbrochen, die durch einen zylindrischen Kern aus weichem Eisen nur so weit ausgefüllt wird, daß zwischen Joch und Kern ein schmaler Hohlzylinder aus Luft bleibt. In diesem

¹⁾ Der Apparat wird von der Firma Siemens u. Halske, Wernerwerk, hergestellt. — ²⁾ A. Köpsel, Elektrot. Zeitschr. **15**, 214 (1894); Zeitschr. f. Instrk. **14**, 391 (1894). — ³⁾ Hubert Kath, Elektrot. Zeitschr. **19**, 411 (1898); Zeitschr. f. Instrk. **18**, 33 (1898).

spielt eine aus wenigen Windungen bestehende Spule s , die einen langen Zeiger aus Aluminium trägt und durch eine schwache Feder in der Nulllage festgehalten wird, so daß die Windungsebene der Spule mit der Mittelachse des Jochs zusammenfällt. Magnetisiert man nun den Stab, dessen Induktionsfluß das Joch und den Eisenzylinder durchsetzt, und schickt außerdem einen Strom durch die Spule s , so wird diese letztere sich so zu drehen suchen, daß ihre Windungsebene senkrecht zum Induktionsflusse des Jochs steht, und zwar wächst das Drehungsmoment mit der Stärke des Induktionsflusses und der Stromstärke in s .

Der Induktionsfluß war geliefert vom Probestab P und von den Kraftlinien der Spule S ; letztere sollen bei der Messung außer Betracht bleiben; es wäre deshalb theoretisch richtig gewesen, auch hier, wie bei der Wage von du Bois (§ 49), mit der Spule S eine zweite von größerem Querschnitt so zu verbinden, daß die von beiden Spulen erzeugten Kraftlinienflüsse gleich groß, aber entgegengesetzt gerichtet sind. Dieser Zweck wird in erheblich einfacherer, wenn auch nicht vollkommen einwandfreier Weise durch einige in Fig. 45 erkennbare, mit der Magnetisierungsspule in Reihe geschaltete, entgegengesetzt wirkende Zusatzwindungen um das Joch J erreicht.

Fig. 45.



Genau genommen kann man allerdings mit einer solchen Anordnung eine vollständige Kompensation des Kraftlinienflusses der Spule nur für eine einzige Feldstärke erreichen, da die Magnetisierung des Jochmaterials durch die Zusatzwindungen nicht proportional der Stromstärke ist; bei der geringen magnetischen Belastung des Jochs aber gilt diese Proportionalität wenigstens angenähert, und etwa verbleibende Abweichungen werden von der ohnehin notwendigen Scherung mitberichtigt.

Der Querschnitt der Probe und die Stromstärke in der Spule s sind so gewählt, daß dem maximalen Ausschlag des mit der Spule verbundenen Zeigers die Induktion $\pm 20\,000$ entspricht, also ein für praktische Zwecke hinreichend hoher Wert der Induktion; dann gilt für die Beziehung zwischen Stromstärke h und Querschnitt q des Stabes die Gleichung

$$h = \text{const}/q \dots \dots \dots (67)$$

Im allgemeinen werden Stäbe von 0,6 cm Durchmesser und 27 cm Länge verwendet; längere herausragende Stabenden, welche zu Streufeldern Veranlassung geben, sind zu vermeiden, ebenso starke Magnetfelder in der Nähe des Apparats. Bleche werden in Form von Bündeln untersucht, die aus 0,5 cm breiten Streifen bestehen. Schon früher wurde darauf hingewiesen, daß derartige schmale Streifen ohne starke magnetische Härtung nicht hergestellt werden können; der Apparat eignet sich also in dieser Form wenig zur Untersuchung von Blechen, wenigstens soweit die Bestimmung des Hystereseverlusts und der Permeabilität für niedrige Feldstärken in Betracht kommt; die Bestimmung der Permeabilität bei hohen Feldstärken wird dadurch weniger beeinflußt.

Die Messung selbst ist außerordentlich einfach, indem der Zeiger direkt die Induktion angibt, der hundertfache Betrag der Stromstärke in Amp. aber die zugehörige Feldstärke. Die Firma Siemens u. Halske, Wernerwerk, liefert den Apparat in Verbindung mit Kurbelwiderständen und anderem Zubehör in bequemer Anordnung auf einem Grundbrett, so daß er auch von wenig geübten Händen bedient werden kann.

Für einigermaßen genauere Messungen ist natürlich auch hier die Ermittlung von Scherungskurven in der bereits mehrfach erwähnten Weise Vorbedingung; für Präzisionsmessungen im eigentlichen Sinn aber ist der Apparat weder geeignet noch bestimmt.

§ 51. Messung mit der Wismutspirale; Eisenuntersuchungsapparat von Brugger. Der von Brugger¹⁾ konstruierte, von der Firma Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.-Bockenheim, hergestellte Apparat beruht auf der Eigenschaft des Wismuts, seine elektrische Leitfähigkeit im Magnetfeld stark zu ändern. Diese Eigenschaft kann mit Vorteil benutzt werden, um Magnetfelder an sonst schwer zugänglichen Stellen, z. B. in Spalten u. dgl., zu messen, indem man die Widerstandsänderung einer flachen, schmalen Spule aus Wismutdraht beobachtet, die an der betreffenden Stelle in das Feld gebracht wird, natürlich aber vorher mit Hilfe bekannter Felder geeicht sein muß. Zur Messung der Induktion dient eine Jochvorrichtung, bei welcher aber der Probestab auf der einen Seite nicht ganz bis an das Joch herangeschoben wird, so daß ein enger Luftschlitz bleibt, der die Wismutspirale aufnehmen kann, oder man verwendet zwei Probestäbe von halber Länge, die den notwendigen Luftschlitz in der Mitte freilassen; der im Luftspalt herrschende Kraftlinienfluß

¹⁾ Brugger, Elektrot. Zeitschr. 15, 469 (1894).

ist dann nahezu gleich dem Induktionsfluß im Probestab. Infolge des sehr erheblichen Widerstandes des Luftschlitzes kann der Apparat natürlich auch nicht angenähert richtige Werte geben, sondern bedarf einer starken Scherung, die zwar mit Hilfe von Normalstäben mit bekannten magnetischen Eigenschaften ermittelt werden kann, die aber, wie sich leicht übersehen läßt, ziemlich erheblich von den magnetischen Eigenschaften des zu untersuchenden Stabes abhängen muß; der Apparat kommt daher für genaue Messungen wohl nicht in Betracht.

§ 52. Anfangspermeabilität. Die bisher beschriebenen Methoden eignen sich zur Bestimmung der Permeabilität etwa innerhalb der Grenzen der Feldstärke von 0,5 Gauß bis zu höchstens 500 Gauß, für ganz niedrige und ganz hohe Feldstärken sind sie nicht mehr verwendbar. Bei den ersteren, dem Gebiet der sogenannten „Anfangspermeabilität“, beruht dies darauf, daß es auf keine Weise gelingt, das ganze Joch zusammen mit dem Stab vollkommen zu entmagnetisieren, auch nicht mit Hilfe des in § 15 beschriebenen Entmagnetisierungsapparats. Die bei der Entmagnetisierung in dem dicken Joch entstehenden Wirbelströme, die Viskosität und die Ungleichmäßigkeit des Materials, die Ungleichmäßigkeit seiner Magnetisierung usw. verhindern das Zustandekommen eines vollkommen unmagnetischen Zustands; stets bleibt ein kleiner Rest von remanentem Magnetismus im Joch zurück, der sich auch dann dem Stabe mitteilen würde, wenn man denselben außerhalb des Jochs entmagnetisieren und erst nachher einlegen wollte, was aber auch aus anderen Gründen (Wirkung des Erdfeldes usw.) nicht empfehlenswert ist. Für die Messung der Permeabilität bei Feldstärken von einigen Tausendstel bis einigen Zehnteln Gauß, die nicht nur für die wissenschaftliche, sondern auch für einige technische Fragen, wie Schutzpanzer von hochempfindlichen Galvanometern, Meßtransformatoren usw., in Betracht kommt, empfiehlt sich entweder die Verwendung des astasierten Magnetometers (vgl. § 22), oder auch der ballistischen Methode mit freier, senkrecht zum magnetischen Meridian ausgerichteter Magnetisierungsspule, in welcher auch die Probe mittels des in § 15 beschriebenen Apparats vollkommen sauber entmagnetisiert wird.

Die Magnetisierungsspule soll nur wenige Windungen pro Zentimeter haben, da sonst für die geringen Feldstärken zu kleine Ströme erforderlich sind, deren Herstellung und Messung Schwierigkeiten macht.

Die Messung mit dem Magnetometer bietet nichts grundsätzlich Neues. Bei der Messung mit dem ballistischen Galvanometer verwendet man am einwandfreiesten und sichersten das Versuchsmaterial in Gestalt eines sehr langgestreckten Ellipsoids, über dessen Mitte man eine kurze Induktionsspule von mehreren tausend Windungen aus sehr dünnem Draht schiebt, die über einen entsprechenden Vorschaltwiderstand mit dem ballistischen Galvanometer verbunden ist. Dies System wird in einer langen Magnetisierungsspule zentriert, und man verfährt nun genau so, wie bei den Jochmessungen. Bei der Berechnung der Induktion ist hierbei noch speziell zu berücksichtigen, daß das unter der Sekundärspule liegende Stück des Ellipsoids schwach gekrümmt ist, so daß man mit einem mittleren Durchmesser zu rechnen hat. Sodann spielt auch die Korrektion wegen der Luftlinien (§ 33) hier eine nicht unerhebliche Rolle, denn die in Betracht kommende Feldstärke ist zwar außerordentlich klein, dafür aber der mittlere Querschnitt der Sekundärspule q' wegen der notwendigen großen Windungszahl unverhältnismäßig groß. Nehmen wir beispielsweise an, er sei zehnmal so groß als derjenige des Ellipsoids q , wir hätten eine Feldstärke von $\mathfrak{H} = 0,01$ und eine Induktion von $\mathfrak{B} = 3,0$ (also $\mu = 300$), so würde die Luftlinienkorrektion $\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \mathfrak{H} = 9 \times 0,01 = 0,09$ betragen, d. h. 3 Proz. der gemessenen Induktion; sie ist also nicht zu vernachlässigen.

Die zugehörige Feldstärke findet man wieder aus der bei den magnetometrischen Messungen stets verwendeten Beziehung

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - NJ = \mathfrak{H}' - \frac{N \cdot \mathfrak{B}}{4\pi}$$

(vgl. § 17).

Hat man es mit zahlreichen Messungen derselben Art zu tun, so kann man statt des Ellipsoids auch Stäbe verwenden, muß jedoch nachträglich noch systematische Verbesserungen vornehmen, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann ¹⁾.

Eine Zusammenstellung von Werten, die an Materialien verschiedener Zusammensetzung beobachtet wurden, wird im Anhange gegeben werden.

Sättigungswerte.

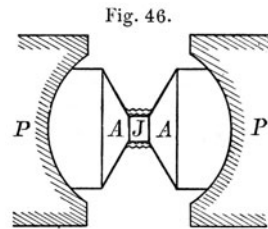
§ 53. Spule von Peirce. Auch zur Messung der Permeabilität bei ganz hohen Feldstärken, welche neuerdings, abgesehen vom theoretischen Interesse, auch noch erhebliche praktische Bedeutung

¹⁾ E. Gumlich und W. Rogowski, Die Messung der Permeabilität des Eisens bei sehr kleinen Feldstärken („Anfangspermeabilität“). Ann d. Physik (4) **34**, 235 (1911); Elektrot. Zeitschr. **32**, 180 (1911).

gewonnen hat, da namentlich die Zähne der Dynamoanker sehr hoch — auf $\mathfrak{B} = 25\,000$ bis $27\,000$ — magnetisiert werden, bedarf man besonderer Einrichtungen, denn die gewöhnlichen Jochspulen halten ohne besondere Kühlvorrichtungen die nötigen starken Strombelastungen nicht aus.

Zur praktischen Ausführung derartiger Untersuchungen sind bis jetzt zwei grundsätzlich verschiedene Methoden verwendet worden: Einmal hat man durch kolossale Vergrößerung gewöhnlicher Magnetisierungsspulen hohe Felder erzeugt, in denen zylindrische Stäbe nach dem ballistischen Verfahren untersucht werden können. So benutzte Osgood Peirce¹⁾ eine mit 300 kg Kupfer bewickelte Spule, welche Stäbe von 1 m Länge und 1,25 cm Durchmesser aufnehmen konnte und Feldstärken bis zu 4600 Gauß lieferte. Da die entmagnetisierende Wirkung der Stabenden bei so hohen Feldstärken und diesem Dimensionsverhältnis vernachlässigt werden kann, ist die Messung theoretisch wohl einwandfrei, für den praktischen Gebrauch aber zu kostspielig und unbequem, denn infolge der hohen Selbstinduktion der Spulen und der damit verbundenen großen Relaxationsdauer mußte ein ballistisches Galvanometer von 156 Sek. Schwingungsdauer verwendet werden.

§ 54. Isthmismethode. Sehr viel bequemer ist die von Ewing²⁾ angegebene Isthmismethode; sie besteht im wesentlichen darin, daß man zwischen die Pole PP (Fig. 46) eines kräftigen Elektromagnets einen um eine vertikale Achse drehbaren Doppelkegel AB aus dem zu untersuchenden Material einsetzt, dessen einander zugewendete Spitzen durch ein kurzes und dünnes Stäbchen J , den „Isthmus“, verbunden sind. In diesen Isthmus werden die Kraftlinien des Elektromagnets zusammengedrängt, es herrscht also hier eine beträchtliche Induktion, deren Höhe von den speziellen Verhältnissen, den Dimensionen des Magnets, dem Öffnungswinkel des Kegels, der Länge und dem Durchmesser des Isthmus usw. abhängt. Der Isthmus ist mit zwei Lagen umsponnenen Drahts von gleicher Windungszahl bewickelt, von denen die innere den Eisenkern eng umschließt, während die äußere durch einen kleinen Zwischenraum von ihm



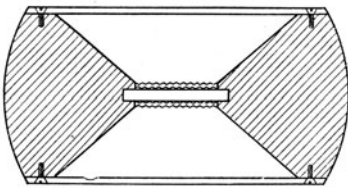
¹⁾ Osgood Peirce, Proceedings American Acad. **49**, 115–146 (1913). —

²⁾ J. A. Ewing, Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen. Deutsche Ausgabe von Holborn und Lindeck 1892, S. 131.

getrennt ist. Verbindet man nun die innere Spule mit einem ballistischen Galvanometer und dreht den aus einem Stück hergestellten Doppelkegel um 180° , so erhält man einen Galvanometerausschlag, welcher direkt der Anzahl der im Isthmus erzeugten Induktionslinien proportional ist. Schaltet man dagegen beide Spulen gegeneinander, so ist der entstehende Ausschlag proportional dem in dem Zwischenraum zwischen den Spulen vorhandenen Kraftlinienfluß, welcher der Feldstärke in dieser Ringzone entspricht. Man mißt also durch die beiden Ausschläge hintereinander sowohl die Induktion wie auch die dazu gehörige Feldstärke, wenn man letztere für den Isthmus und für die Ringzone als identisch ansehen darf.

Diese Methode, mit Hilfe deren es Ewing gelang, eine Anzahl interessanter Messungen der Sättigungswerte verschiedener Eisensorten mit einer für die damalige Zeit bemerkenswerten Genauigkeit auszuführen, hat allerdings in ihrer ursprünglichen Form einige

Fig. 47.



erhebliche praktische Nachteile, welche der technischen Verwendung im Wege stehen und auch die Genauigkeit verringern. Dahin gehört die Tatsache, daß zu jeder Messung immer ein neuer Doppelkegel mit doppelter Wickelung angefertigt werden muß, daß weiter die Größe der Windungsflächen der aufgebrauchten Spulen, welche das Messungsergebnis stark beeinflußt, nur aus den Dimensionen und daher ziemlich ungenau bestimmt werden kann; daß ferner kein Beweis dafür gegeben ist, daß die Feldstärke zwischen den beiden Spulen tatsächlich gleich derjenigen an der Stelle des Isthmus ist, und daß endlich bei der relativ geringen Empfindlichkeit der ballistischen Galvanometer und der geringen Windungsfläche der aufgebrauchten Spulen die Messung nur bei verhältnismäßig hohen Feldstärken möglich ist, also der Anschluß an die Messungen nach der Jochmethode bei niedrigen Induktionen fehlt. Diese Nachteile lassen sich zumeist dadurch vermeiden.¹⁾ daß man stets dieselben Kegelstücke aus weichem Eisen verwendet und nur das auswechselbare Isthmusstäbchen von 28 mm Länge und 3 mm Dicke aus dem zu untersuchenden Material anfertigt (Fig. 47); die notwendigen Spulen werden auf fester, dünner Unterlage gewickelt und jedesmal über die Stäbchen geschoben; ihre entsprechend der Länge größere Windungsfläche, die magnetisch ausgemessen werden kann, gibt

¹⁾ E. Gumlich, Elektrot. Zeitschr. 30, 1065 (1909).

auch bei niedrigen Feldstärken hinreichend große Ausschläge, so daß der Anschluß an die Jochmessungen gewährleistet ist.

Dies letztere ist um so wichtiger, als die Feldstärke längs des Stäbchens recht beträchtlich variiert und man daher nicht ohne weiteres berechtigt sein würde, die erhaltenen Beziehungen zwischen Feldstärke und Induktion als richtig anzusehen, trotzdem die Wahrscheinlichkeit dafür von vornherein schon deshalb groß ist, weil es sich bei Feldstärke und bei Induktion um Mittelwerte handelt, welche beide über die ganze freie Länge des Probestäbchens gemessen werden.

Nun haben zahlreiche, in der Reichsanstalt ausgeführte Messungen gezeigt, daß die bei der Feldstärke $\mathfrak{H} = 130$ nach der Isthmusemethode gefundenen Induktionen im Mittel nur ungefähr um 0,5 Proz. von den mit dem Joch erhaltenen abwichen, so daß auch bei den höheren Feldstärken, zumal bei der guten inneren Übereinstimmung der Messungen, eine hinreichende Genauigkeit anzunehmen ist. Den ausschlaggebenden Beweis für diese Annahme aber lieferte die sehr befriedigende Übereinstimmung der Isthmusemessungen mit den Messungen nach der später zu beschreibenden Joch-Isthmusemethode, bei welcher die fraglichen Fehlerquellen nur in verschwindend geringem Maße auftreten.

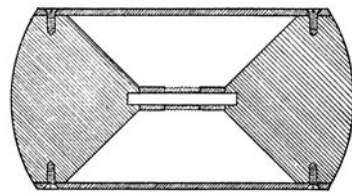
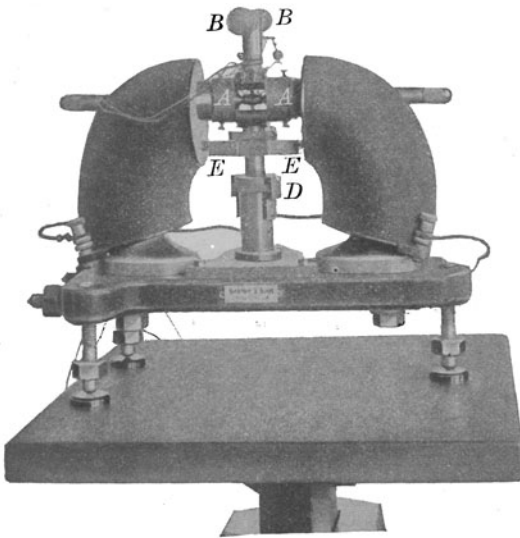


Fig. 48.

Die beschriebene Vorrichtung gestattet, bei Verwendung des kleinen du Bois'schen Halbringelectromagnets (von Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.) und einer freien Länge des Isthmus von 20 mm Feldstärken von etwa 4500 Gauß zu erreichen, was für weiches Material (Stahlguß, Dynamoblech usw.), bei welchem die Sättigung bei etwa 2000 Gauß eintritt, einer Induktion von etwa 25 000 bis 26 000 entspricht und für technische Zwecke meist ausreicht. Will man die Feldstärke noch steigern, so muß man zu einem größeren Elektromagnet greifen oder das Interferrikum verkürzen. Dies geschieht entweder dadurch, daß man Kegelstücke mit tieferen Bohrungen verwendet, so daß man die beiden Polstücke näher aneinander schieben kann, oder am einfachsten, indem man in der durch Fig. 48 angedeuteten Weise Ringe aus weichem Eisen über die beiden Enden des Stäbchens schiebt. In beiden Fällen braucht man dazu natürlich eine zweite kürzere Spule, deren Eichung allerdings infolge der geringen Windungsfläche nur mit

einem hochempfindlichen Galvanometer oder unter Verwendung eines „Magnetetalons für hohe Feldstärken“ möglich ist, wie sie Gans und Gmelin ¹⁾ hergestellt haben. Steht beides nicht zur Verfügung, so kann man folgendermaßen verfahren: Man führt mit der längeren Induktionsspule an einem Stäbchen aus weichem Eisen eine Anzahl von Messungen zwischen 2000 und 4000 Gauß aus und wiederholt dieselben dann mit der kürzeren Induktionsspule. Die bekannten Konstanten der längeren Spule liefern die genauen Feldstärken, aus denen man dann umgekehrt die Konstanten der kürzeren Spule, also namentlich die Windungsflächen, berechnen kann. Dies wird

Fig. 49.



bei einer Anzahl von Proben kontrolliert, bis man sicher ist, daß die erhaltenen Werte richtig sind. Die Länge der in der Physikalisch - Technischen Reichsanstalt benutzten Ringe beträgt 6,5 mm, diejenige der kürzeren Spule 7 mm, die damit erreichbare Feldstärke etwa 6500 Gauß. Will man also eine Messung von 0,5 Gauß bis zu 6500 Gauß durchführen, so benutzt man einen zylindrischen Stab für das Joch und ein Stäb-

chen für die Isthmusmethode, welches dem Probematerial möglichst nahe derjenigen Stelle entnommen wurde, die der Mitte des zylindrischen Stabes entspricht. Mit dem letzteren führt man Jochmessungen durch bis zu etwa $\xi = 300$ Gauß, mit der längeren Isthmusspule von etwa 150 bis 4500 Gauß, mit der kürzeren solche von 3000 bis 6500 Gauß. Sorgt man dafür, daß man in den übergreifenden Teilen der drei verschiedenen Meßbereiche stets bei ungefähr den gleichen Induktionen beobachtet, so erhält man damit eine wichtige Kontrolle für die Richtigkeit der gefundenen Werte.

Fig. 49 gibt eine Ansicht des ganzen Apparats, dessen Hauptteil nach Beseitigung der zwischen den Magnetschenkeln aufgeschraubten

¹⁾ Gans und Gmelin, Ann. d. Phys. (4) 28, 927 (1909).

Drehvorrichtung und Einsetzen von zwei anderen, mit Bajonettverschluß versehenen Polstücken ohne weiteres wieder als Elektromagnet für andere Zwecke verwendet werden kann. In der Mitte zwischen den Polen sind die Enden der beiden Kegel mit der dazu gehörigen Doppelspule sichtbar, welche durch eine feste Messinghülse AA , mit der sie verschraubt sind, zusammengehalten werden. Die Hülse trägt oben den zum Drehen bestimmten Handgriff BB , unten einen konischen Fortsatz, dessen Ende in ein ebensolches Lager eingeschliffen ist. Letzteres ist mittels einer Stütze und einer Fußplatte mit der Fußplatte des Elektromagnets verschraubt. Die genaue Regulierung der Höhe ermöglicht eine bei D befindliche Schraube mit Klemmvorrichtung, während der mit zwei Schrauben versehene Fortsatz EE den Abstand der Magnetschenkel auch bei starkem Feld und daher beträchtlichem Zuge sichert. Hierdurch ist erreicht, daß sich das zylindrisch abgeschliffene Doppelkegelstück (vgl. Fig. 47) trotz kleinsten Luftschlitzes doch ohne Reibung zwischen den Zylinderflächen bewegen läßt. Die Endstellungen des drehbaren Teils sind durch Anschläge bestimmt.

Besonders wichtig ist die Herstellung und Eichung der beiden das Probestäbchen umschließenden Induktionsspulen. Bei der Herstellung muß genau darauf geachtet werden, daß die Spulen gleich viel Windungen haben und nicht der geringste Nebenschluß zwischen benachbarten Windungen vorhanden ist, der die ganze Feldstärkenbestimmung unmöglich machen würde. Da wegen der Ungleichmäßigkeit des Feldes der Durchmesser der äußeren Spule noch etwas kleiner sein muß als derjenige der Endflächen der Kegel, so kann der Zwischenraum zwischen den beiden Spulen nur sehr klein sein. Bei dem Apparat der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beträgt der Durchmesser der Kegelendflächen 6 mm, derjenige des Stäbchens 3 mm, die Dicke der Wickelung zusammen mit dem Luftraum zwischen den Spulen durfte also nirgends 1,5 mm übersteigen. Jede Spule hat zwei Lagen von je 70 Windungen eines seidenbesponnenen Drahtes von 0,15 mm Kupferdurchmesser. Die innere Spule ist auf Pausleinwand gewickelt, die äußere auf ein dünnes Hartgummiröhrchen, das vorher natürlich auf Magnetisierbarkeit geprüft werden muß; beide Spulen sind durch Schellack miteinander verkittet. Die Zuleitungsdrähte müssen sorgfältig verdreht sein, da auch kleine Schleifen schon erhebliche Fehler verursachen können.

Messung der Windungsflächen. Bei der Messung der Windungsflächen wird der oben bereits erwähnte Magnetetalon für hohe Feldstärken von Gans und Gmelin — ein geschlitzter, stark

bewickelter Eisenring von großem Querschnitt, in dessen Schlitz ein ziemlich gleichmäßiges und hohes Feld herrscht — gute Dienste tun. Nötigenfalls kann man auch eine gut geeichte Jochspule dazu benutzen, nur muß die Eichung bei ungefähr derselben Stromstärke erfolgt sein, bei der die Messung der Induktionsspule erfolgen soll, da wegen der Abhängigkeit der Permeabilität des Jochs von der Belastung die Konstante der Jochspule von der Stromstärke nicht ganz unabhängig ist. Am sichersten bleibt stets die Messung der Windungsfläche in einer ganz eisenlosen Normalspule oder einer an eine solche angeschlossenen Hilfsspule, die — nötigenfalls mit Hilfe einer Wasserkühlung im Innern — ein hinreichend hohes, gleichmäßiges Feld liefert (vgl. § 30).

Eine derartige Messung der Windungsfläche hat man nun für beide kombinierte Sekundärspulen, die äußere (a) und die innere (i), durchzuführen, aus der Differenz ergibt sich der Querschnitt des Luftraums zwischen den beiden Spulen a und i , der, wie oben bemerkt, zur Messung der Feldstärke dient; zur Kontrolle wird man daher auch diesen Querschnitt noch direkt magnetisch messen, indem man die Spulen a und i gegeneinander schaltet; dann entspricht der Galvanometerausschlag α nur noch dem in dem Zwischenraum zwischen den beiden Spulen wirkenden Kraftlinienfluß, denn der im Innern der Spule i herrschende Kraftlinienfluß, der auf die beiden Spulen gleich stark, aber in entgegengesetzter Richtung, wirkt, fällt bei der Messung heraus. Da bei der eigentlichen Messung der hohen Induktionen, wie schon oben erwähnt, die Feldstärke aus der Zahl der im Zwischenraum zwischen den beiden Spulen vorhandenen Kraftlinien berechnet wird, so geht ein Fehler in der beschriebenen Bestimmung des Zwischenraums zwischen den beiden Spulen voll in die Feldstärkenbestimmung ein, der Querschnitt des Zwischenraums sollte also bei genaueren Messungen wenigstens bis auf einige Promille bekannt sein. Dies ist namentlich von Bedeutung für die Bestimmung des sogenannten Sättigungswertes.

Sättigungswert. Die bisherigen Messungen sprechen dafür, daß nicht nur weiches Eisen, sondern auch dessen Legierungen, sowie Nickel und Kobalt nicht über alle Grenzen hinaus magnetisierbar sind, sondern einem gewissen Sättigungswert J zustreben, der bei weichem Eisen praktisch ungefähr bei der Feldstärke $\mathfrak{H} = 2000$ erreicht wird, bei gehärtetem Stahl und gewissen Legierungen dagegen erst bei erheblich höheren Feldstärken. Genau genommen wird man dies allerdings so aufzufassen haben, daß bei den genannten Feldstärken nicht jeder Zuwachs der Magnetisierung mit

wachsender Feldstärke ausgeschlossen ist, sondern daß derselbe nur so klein geworden ist, daß er auch bei starken Änderungen der Feldstärke gegenüber den unvermeidlichen Messungsfehlern nicht mehr in Betracht kommt. Kennen wir den Sättigungswert J_∞ , dann können wir für jede beliebig hohe Feldstärke \mathfrak{H} die zugehörige Induktion \mathfrak{B} und Permeabilität μ nach den Beziehungen $\mathfrak{B} = 4\pi J_\infty + \mathfrak{H}$, $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H} = \frac{4\pi J_\infty + \mathfrak{H}}{\mathfrak{H}}$ berechnen; umgekehrt werden wir aus unseren Messungen, mit denen wir gerade die Größe \mathfrak{B} bestimmen, J aus der Beziehung $J = \frac{\mathfrak{B} - \mathfrak{H}}{4\pi}$ finden.

Dieser Wert J , oder bequemer $4\pi J$, soll also mit wachsendem \mathfrak{H} allmählich konstant und gleich dem Sättigungswert werden. Dies kann aber niemals der Fall sein, wenn der Querschnitt der Fläche zwischen den beiden Spulen und damit auch die Größe \mathfrak{H} falsch bestimmt ist, denn entweder wächst dann J auch bei hohen Feldstärken langsam aber unbegrenzt, wenn nämlich der Querschnitt der Spule zu groß, die jeweilige Feldstärke also systematisch zu klein bestimmt wurde, oder J erreicht im umgekehrten Falle ein Maximum und nimmt von da an wieder stetig ab. Man wird also aus der Tatsache, daß es gelingt, bei weichem Material für ein großes Feldstärkenbereich einen konstanten Sättigungswert zu erhalten, auf die Richtigkeit der Eichung des Apparats schließen dürfen.

Korrektion wegen der Luftlinien. Von ausschlaggebender Bedeutung ist in unserem Falle auch die schon früher bei den Ring- und Jochmessungen (§ 33) erwähnte Korrektion wegen der Luftlinien zwischen Spule und Stäbchen, denn wenn man auch aus anderen Gründen dafür zu sorgen hat, daß die innere Sekundärspule das Stäbchen möglichst eng umschließt, die Größe $(q' - q)$ also verhältnismäßig klein bleibt, so ist doch auch der Querschnitt des Stäbchens q sehr klein, und daher kann der in Betracht kommende Quotient $\left(\frac{q'}{q} - 1\right)$ nicht erheblich niedriger gehalten werden als beim Joch, wird also von der Größenordnung 0,7 sein. Bei einer Feldstärke von 4000 bis 5000 Gauß beträgt also die Korrektion $\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \mathfrak{H}$ etwa 3000 bis 3500, d. h. mehr als 10 Proz. der gemessenen Induktion; hieraus folgt ohne weiteres die Wichtigkeit einer genauen Bestimmung des mittleren Querschnitts q' der inneren Spule.

Wahre Feldstärke. Das Prinzip der Messung beruht auf dem Satz vom stetigen Übergang der Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke von Eisen in Luft, der uns dazu berechtigt, diese Tangentialkomponente in der beschriebenen Weise außerhalb des Stäbchens zu messen und mit der innerhalb des Stäbchens herrschenden zu identifizieren. Genau genommen gilt dies aber natürlich nur für unendlich kleine Entfernungen von der Eisenoberfläche, die wir praktisch nicht herstellen können; vielmehr befindet sich die Ringzone, innerhalb deren wir die Feldstärke messen, in einem nicht unbeträchtlichen Abstand von der Oberfläche des Stäbchens, der bedingt ist durch die Dicke der Spulenunderlage und der Spulenumwicklung, und es entsteht die Frage, ob und wie stark die Feldstärke sich vom Stäbchen nach außen hin ändert. Diese Frage suchte man beim ursprünglichen Apparat dadurch zu beantworten, daß man die zur Aufnahme der Stabenden bestimmten Höhlungen der Pole mit weichem Eisen ausfüllte, das Feld mit einer sehr kleinen Probestule von innen nach außen abtastete und die Korrekturen auf diese Weise ermittelte. Spätere eingehende Versuche haben jedoch gezeigt, daß durch die Einführung des Probestäbchens auch die Feldverteilung beeinflußt wird, und daß man die auf dem angegebenen Wege gefundenen Korrekturen nur dann anwenden darf, wenn man durch den Anschluß an die Jochmessungen auch noch einen prozentischen Zuschlag für die gemessene Induktion bestimmt, wie dies bei der ursprünglichen Untersuchung auch geschehen ist. Wesentlich einfacher kommt man zum Ziel, wenn man für eine größere Anzahl von Proben in der oben erwähnten Weise mit übergreifenden Meßbereichen die Isthmusmessungen direkt an Jochmessungen anschließt und die entsprechenden prozentischen Feldstärkenkorrekturen, die sich mit der Feldstärke nicht erheblich ändern, daraus feststellt; sie wurden zu $-0,7$ Proz. ermittelt.

§ 55. Im folgenden soll ein Beispiel für die Messung wiedergegeben werden.

Für die Berechnung der Feldstärke gilt

$$\mathfrak{H} = \frac{C_{30} \cdot w_s}{2n(q_a - q_i)\gamma_{30}} \cdot \alpha = \frac{A_H}{\gamma_{30}} \cdot \alpha.$$

Das Galvanometer soll durch 30Ω geschlossen sein; somit setzt sich w_s , der Widerstand im Galvanometerkreis, zusammen aus dem Galvanometerwiderstand $32,72 \Omega$, dem Widerstand der äußeren Spule $w_a = 4,41$, dem Widerstand der inneren Spule $3,25 \Omega$, dem Widerstand der Zuleitungen $0,37 \Omega$ und dem Vorschaltwiderstand $= 22 \Omega$,

also $w_s = 32,72 + 30,03 = 62,75 \Omega$. Die Galvanometerkonstante $C_{30} = 872,4$; die Differenz der Windungsflächen $nq_a - nq_i = 18,00$ qcm. $\gamma_{30} =$ Ausschlag des Magnetetalons für einen Schließungswiderstand des Galvanometers von 30Ω .

Für die Berechnung der Induktion gilt

$$\mathfrak{B} = \frac{C_{60} \cdot w_s}{2 n_i} \cdot \frac{\beta}{q \cdot \gamma_{60}} = \frac{A_B}{q \cdot \gamma_{60}} \cdot \beta.$$

Das Galvanometer soll durch 60Ω geschlossen sein, und zwar mittels eines Vorschaltwiderstandes w_v und eines Nebenschlusses w_n [vgl. § 32, Formel (51) und (52)]; der gesamte Sekundärwiderstand $w_s = w \left(1 + \frac{w_g}{60}\right) = 1,5457 \cdot w = 314,74$.

$w =$ Widerstand der inneren Spule + Widerstand der Zuleitung + Vorschaltwiderstand $= 3,25 + 0,37 + 200,00 = 203,62 \Omega$; der Galvanometerwiderstand $w_g = 32,72$.

$C_{60} = 1178,3$; $n_i =$ Windungszahl der inneren Spule $= 140$.

$\gamma_{60} =$ Ausschlag des Magnetetalons für einen Schließungswiderstand des Galvanometers von 60Ω .

$q =$ Querschnitt des Stäbchens; $q' =$ Querschnitt der inneren Spule $= 0,12410$ qcm.

Zur Reduktion der gemessenen Feldstärke auf diejenige an der Eisenoberfläche hat man von ersterer $0,7$ Proz. abziehen.

Die Messung der Stärke des Erregerstroms durch den Spannungszeiger am Nebenschluß dient nur zur Kontrolle dafür, daß die Erregung, also das Feld, bei der Feldmessung und der Induktionsmessung unverändert geblieben ist; nötigenfalls ist nachzuregulieren. Die Werte M_c sind die korrigierten Mittelwerte der Galvanometerausschläge.

Stäbchen *AV 1 b*.

Messung nach der verbesserten Isthmismethode mit dem Halbringelektromagnet nach du Bois.

$$\text{Magnetetalon } t = \left\{ \begin{array}{l} 17,3^0 \\ 18,5^0 \end{array} \right\} 17,9^0.$$

$w = 2000/61,8$	$w = 2000/30,5$
225,8	137,2
5,8	7,2
5,8	7,2
<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>
225,8	137,2
<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>
225,8	137,2

$$\gamma_{60} \text{ (corr)} = 224,8.$$

$$\gamma_{30} \text{ (corr)} = 136,88.$$

Neben- schluß	Span- nungs- zeiger	Galvanometer- ausschlag α	δ	Span- nungs- zeiger	Galvanometer- ausschlag β	\mathfrak{B}	$4 \pi J$
10	29,1	12,3	135,5	29,1	225,9	18 573	18 338
	9,1	12,2	0,7% = -1,0	9,1	225,9	- 100	
	9,1	12,1	134,5	$M_c: 225,1$	18 473	- 135	
	$M: 12,2$				20 321		
10	70,1	25,8	285,2	70,1	247,3	20 321	19 829
	0,1	5,6	- 2,0	0,1	7,3	- 209	
	0,1	5,6	283,2	$M_c: 246,3$	20 112	- 283	
	$M: 25,6_7$				21 534		
10	119,1	42,1	467,4	119,1	262,3	21 534	20 728
	9,1	42,0	- 3,3	9,1	2,2	- 342	
	9,1	42,1	464,1	$M_c: 261,0$	21 192	- 464	
	$M: 42,0_7$				23 284		
3	99,0	107,2	1190	99,0	283,7	23 284	21 230
	9,0	7,2	- 8	9,0	3,7	- 872	
	9,0	7,1	1182	$M_c: 282,2$	22 412	- 1 182	
	$M_c: 107,0_7$				24 406		
3	150,0	164,0	1820	150,0	297,5	24 406	21 266
	0,0	4,2	- 13	0,0	7,7	- 1 333	
	0,0	4,2	1807	$M_c: 295,8$	23 073	- 1 807	
	$M_c: 163,8_3$				25 346		
1	68,9	212,7	2356	68,9	309,1	25 346	21 279
	8,9	2,8	- 16	8,9	9,3	- 1 727	
	8,9	2,8	2340	$M_c: 307,2$	23 619	- 2 340	
	$M_c: 212,1$				27 747		
1	147,8	339,0	3737	147,8	339,0	27 747	21 298
	7,8	9,0	- 26	7,8	8,8	- 2 738	
	7,8	9,0	3711	$M_c: 336,3$	25 009	- 3 711	
	$M_c: 336,4$				28 337		
0,5	92,0	370,7	4076	92,0	346,3	28 337	21 302
	2,0	0,2	- 28	2,0	6,2	- 2 987	
	2,0	0,2	4034	$M_c: 343,4_5$	25 350	- 4 048	
	$M_c: 366,9$				29 735		
0,5	145,0	445,8	4886	145,0	363,7	29 735	21 303
	5,0	5,8	- 34	5,0	3,5	- 3 580	
	5,0	5,5	4852	$M_c: 360,4$	26 155	- 4 852	
	$M_c: 439,7_5$						

$$M: 4 \pi J_{\infty} = 21 290$$

Vorschaltwiderstand für $\mathfrak{B} = 200/85,1$
 „ „ \mathfrak{H} (direkt) = 22,0.

Durchmesser des Stäbchens 0,3015₃. $q = 0,07141$ qcm.

$$\left(\frac{q'}{q} - 1\right) = \frac{0,12410}{0,07141} - 1 = 0,7379.$$

$$C_H = \frac{A_H}{\gamma} = 11,110; \quad \mathfrak{H} = 11,110 \cdot \alpha.$$

$$C_B = \frac{A_B}{q \cdot \gamma} = 82,507; \quad \mathfrak{B} = 82,507 \cdot \beta.$$

Die Werte von $4\pi J$ steigen zuletzt nur noch sehr wenig, der Anstieg ist sicherlich nur durch die Unvollkommenheit der Korrektion bedingt und liegt bei den letzten fünf Messungen weit unterhalb der möglichen Messungsfehler; es ist deshalb gerechtfertigt, als Sättigungswert $4\pi J_\infty$ den Mittelwert aus diesen fünf letzten Messungen = 21 290 anzunehmen. Eine Messung desselben Materials mit dem später zu besprechenden Joch-Isthmusverfahren ergab den fast identischen Wert $4\pi J_\infty = 21\,308$.

§ 56. Messung der Sättigung von Dynamoblech. Für die Technik ist es von erheblicher Wichtigkeit, die Magnetisierung bis zur Sättigung nicht nur für kompaktes Material, sondern auch für Dynamoblech zu kennen, da die Zähne der besonders hoch magnetisierten Dynamoanker aus Dynamoblech hergestellt werden. Dies gelingt dadurch, daß man kleine, rechteckige Streifen des meist 0,3 bis 0,5 mm dicken Blechs durch Abbeizen und sanftes Abschmirlgeln sauber von der Oxydschicht, dem sogenannten Glühspan, befreit und mit möglichst wenig Zinn aufeinander lötet. Das entsprechende rechteckige Stäbchen dreht man dann zylindrisch zu den gewünschten Dimensionen ab und unterwirft es genau demselben Meßverfahren wie ein kompaktes Stäbchen. Während man jedoch bei dem letzteren den Eisenquerschnitt q einfach durch Dickenmessung ermitteln kann, ist das hier nicht möglich, da ja die Fugen zwischen den einzelnen Blechstreifen mit Zinn ausgefüllt sind, das einen erheblichen, schwer bestimmbareren Bruchteil des gesamten Querschnitts in Anspruch nimmt. Man muß daher zur Bestimmung des wahren Eisenquerschnitts zu einer indirekten Methode greifen, und zwar liefert uns das Mittel dazu wieder der Anschluß an die Jochmessungen.

Gesetzt, wir hätten im Joch mit einem Bündel von Streifen des gleichen Materials für eine Anzahl von Feldstärken, etwa $\mathfrak{H}_1 = 150$, $\mathfrak{H}_2 = 250$, $\mathfrak{H}_3 = 350$ Gauß, die Induktionen \mathfrak{B}_1 , \mathfrak{B}_2 , \mathfrak{B}_3

festgestellt, dann brauchen wir nur mit dem Isthmusstäbchen die Messungen bei denselben Feldstärken durchzuführen; erhalten wir die Galvanometerausschläge $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, so gelten nach (49) die Beziehungen

$$\mathfrak{B}_1 = \frac{Cw \cdot \alpha_1}{2q\nu\gamma}; \quad \mathfrak{B}_2 = \frac{Cw \cdot \alpha_2}{2q\nu\gamma} \text{ usw.},$$

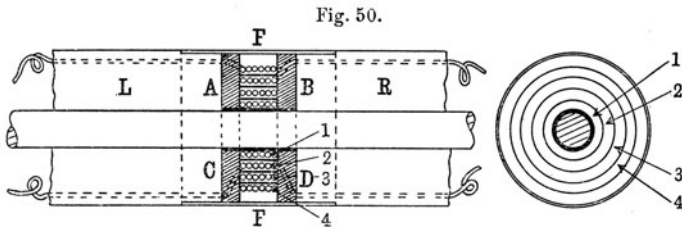
und wir können nun daraus mehrfach die gesuchte Größe q berechnen, wobei allerdings die Korrektur $\left(\frac{q'}{q} - 1\right)\mathfrak{B}$ natürlich ebenfalls zu berücksichtigen ist. Aus der Übereinstimmung der verschiedenen Werte von q läßt sich dann auf die Güte der Beobachtungen schließen; der gefundene Mittelwert wird zur Berechnung der weiteren Induktionen \mathfrak{B} in der oben angegebenen Weise benutzt.

§ 57. Joch-Isthmusemethode. Die soeben beschriebene Isthmusemethode ist nicht nur von historischem Interesse, sondern sie wird überall da zur Anwendung kommen, wo man nur über kleine Proben von der notwendigen Gleichmäßigkeit verfügt. Immerhin aber lassen sich auch einige Bedenken dagegen erheben, die nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen sind. Dahin gehört einmal die Frage, ob die an einem derartig kleinen Stäbchen gefundenen magnetischen Eigenschaften auch auf größere Gußstücke übertragen werden dürfen, und man wird im Hinblick auf die bisweilen mangelhafte Gleichmäßigkeit des Materials jedenfalls gut tun, die Messung mit mehreren, möglichst verschiedenen Stellen des Gusses entnommenen Stäbchen zu wiederholen. Sodann wurde oben schon auf die Schwierigkeit hingewiesen, die Feldstärke in unmittelbarer Nähe des Stäbchens zu bestimmen bzw. eine Korrektur zu finden, welche es gestattet, die in einigem Abstand vom Stäbchen beobachtete Feldstärke in einwandfreier Weise zu reduzieren. Der oben angegebene Weg der Reduktion durch Vergleich mit der Jochmessung ist insofern nicht vollständig befriedigend, als damit auch die der Jochmessung selbst noch anhaftenden Unsicherheiten übernommen werden. Schließlich kann man auch nie ganz sicher sein, ob Jochstab und Isthmusstäbchen als genau identisches Material angesehen werden dürfen, auch wenn sie direkt nebeneinanderliegenden Teilen des Gußstückes entnommen sind. Diese Erwägungen führten zur Ausarbeitung von noch einer anderen Meßanordnung, welche von diesen Bedenken nahezu völlig frei ist, der sogenannten Joch-Isthmusemethode¹⁾. Man

¹⁾ E. Gumlich, Vorrichtung zur Messung hoher Induktionen im Joch. Arch. f. Elektrot. **2**, 465 (1914); Verh. D. Phys. Ges. **16**, 395 (1914).

bedarf dazu nur einer gewöhnlichen Jochanordnung (vgl. § 59) mit einer Magnetisierungsspule von etwa 25 bis 30 cm lichter Weite, in welche ein in Fig. 50 im Durchschnitt dargestellter zylindrischer Einsatz eingeschoben wird. Derselbe besteht bei dem Apparat der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus zwei je 17 cm langen Hohlzylindern *L* und *R* aus magnetisch weichem Eisen von 25 mm äußerem und 6 mm innerem Durchmesser, in welchem der 6 mm dicke Probestab Platz findet. Beide Eisenzylinder sind getrennt durch einen Zwischenraum *ABCD* von 12 mm Breite, welcher die Meßspulen aufnimmt, und zusammengehalten durch ein dünnes Messingrohr *FF*, welches über die verjüngten inneren Enden der beiden Zylinder geschoben und mit diesen durch Schrauben verbunden ist.

Das im Interferriktum angebrachte Spulensystem ist auf einem Spulenkörper aufgewickelt, dessen Unterlage aus einer 12 mm langen



dünnen Messingröhre von 6 mm innerem Durchmesser besteht, während die Wände, welche auch die kleinen Klemmschrauben zur Verbindung der Spulenden mit den Zuleitungsdrähten tragen, aus Hartgummi hergestellt sind. Die Zuleitungen aus etwas dickerem Draht werden gut verdreht und durch Hartgummiröhrchen isoliert in vier kleinen, in die Zylinder eingefrästen Nuten nach außen geführt. Das Spulensystem selbst besteht aus vier verschiedenen, 6 mm langen Spulen 1, 2, 3, 4 von je zwei Lagen zu je 20 Windungen dünnen, seidenumsponnenen Kupferdrahtes. Spule 1 ist, gut isoliert, direkt auf das Messingrohr gewickelt, die anderen Spulen sind voneinander durch Papierzwischenlagen von geeigneter Dicke getrennt. Die äußerste Spule 4 ist etwa noch 2 mm vom äußeren Rand des Eisenzylinders entfernt. Die Lage der einzelnen Spulen, die für die Messung von Wichtigkeit ist, läßt sich sehr genau durch die magnetische Ausmessung der Windungsfläche ermitteln.

Wir haben es also auch hier wieder mit einem Isthmus zu tun, bei dem jedoch die Polflächen eine verhältnismäßig große Ausdehnung besitzen, so daß schon von vornherein damit gerechnet

werden darf, daß die Feldänderung über die Spulen hin verhältnismäßig gering sein wird. Diese Feldänderung läßt sich aber in der

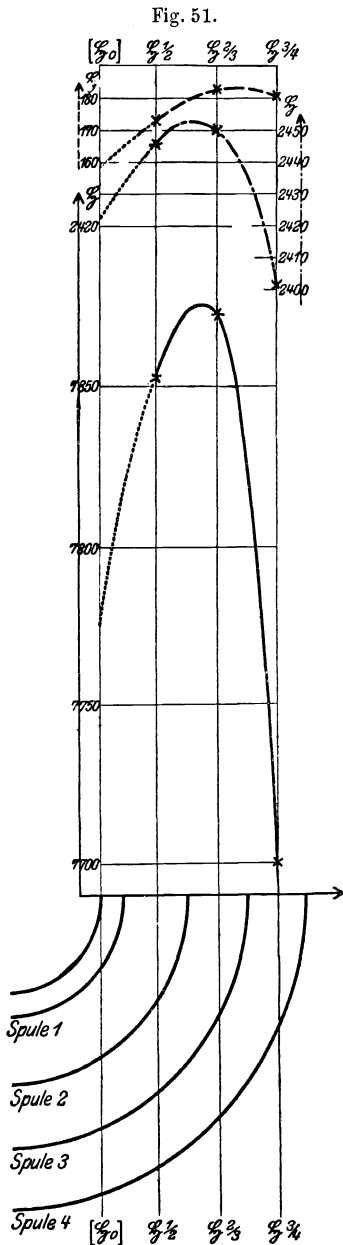
vorliegenden Anordnung und im Gegensatz zu den bisherigen Isthmusemethoden direkt messend verfolgen.

Wie sonst dient auch hier die Spule 1 allein zur Messung der Induktion im Stab, nur daß hier nicht die Probe im jeweiligen Feld um 180° gedreht werden kann, sondern das Feld selbst kommutiert werden muß. Schaltet man die Spulen 1 und 2 gegeneinander, so ist der beim Kommutieren des Magnetisierungsstroms entstehende Ausschlag des ballistischen Galvanometers proportional der in dem Zwischenraum zwischen beiden Spulen herrschenden Feldstärke; dasselbe gilt natürlich auch bei den Spulen 2/3 und 3/4. Man erhält also für drei bestimmte ringförmige Zonen des symmetrischen Feldes von innen nach außen drei Werte der Feldstärke und kann nunmehr durch graphische Extrapolation mit ziemlicher Sicherheit auch die Feldstärke $[H_0]$ feststellen, welche an der Stelle der Oberfläche des Stabes herrscht.

Zur Auswertung der erhaltenen Galvanometerausschläge bedarf man natürlich noch der genauen Kenntnis der Windungsflächen der vier Spulen, die in der in § 53 beschriebenen Weise ermittelt werden.

Feldverteilung. Fig. 51 gibt als Beispiel die Feldverteilung für drei Feldstärken von etwa 160, 2200 und 7600 Gauß wieder, die mittels der Spulenkombinationen 1/2, 2/3 und 3/4

an den durch Kreuze bestimmten Stellen gemessen wurden. Indem man diese drei Punkte möglichst zwanglos durch eine Kurve



verbindet, welche man bis zu der Stelle fortsetzt, an der sich die Eisenoberfläche befindet (Fig. 50, innerer Ring), läßt sich mit hinreichender Genauigkeit die Feldstärke $[\mathfrak{H}_0]$ extrapolieren, welche an der Oberfläche des Eisens selbst herrscht; diese hat man dann der gemessenen Induktion \mathfrak{B} zuzuordnen.

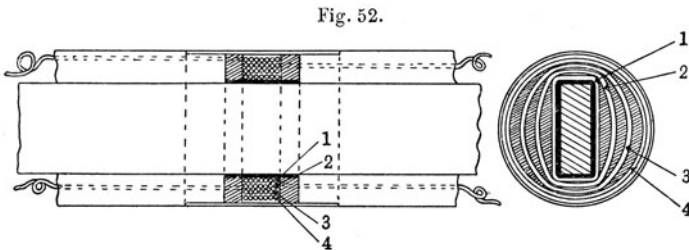
Aus dem Kurvenverlauf Fig. 51 ergibt sich, daß nicht etwa, wie man erwarten sollte, in der Mitte dicht am Stab die höchste Feldstärke herrscht und von da nach außen zu ständig abnimmt; der höchste Wert der Feldstärke liegt vielmehr in einer Ringzone zwischen dem Stab und der äußeren Spule und fällt nach beiden Seiten nicht unerheblich ab (über den Grund der eigentümlichen Erscheinung vergleiche a. a. O.). Diese Tatsache zeigt aber auch, daß es unrichtig wäre, für die Feldstärke, welche bei der Korrektion wegen der Luftlinien $\left(\frac{q'}{q} - 1\right)\mathfrak{H}$ anzuwenden ist, genau denselben Wert zu nehmen, der für die Staboberfläche ermittelt wurde; man muß vielmehr den im allgemeinen etwas höheren Wert ebenfalls den Kurven entnehmen, und zwar an dem Punkt, der etwa der Mitte zwischen Stab und Spule 1 entspricht.

Im Gegensatz zur oben besprochenen Isthmusemethode hat man also hier die Möglichkeit, für jede einzelne Messung die Änderung der Feldstärke mit dem Abstand der Meßspule vom Stab zu bestimmen und die wahre Feldstärke am Stab selbst durch Extrapolation zu ermitteln. Beim praktischen Gebrauch jedoch, wo man sich meist mit einer etwas geringeren Genauigkeit begnügen kann, wird man ein einfacheres Verfahren einschlagen: Man wird nämlich zunächst an einigen Proben die gesamten Messungen mit allen Spulen durchführen, um die Feldverteilung kennen zu lernen, dann aber nur noch die Spulenkombination 1/3 benutzen und die entsprechende Feldkorrektion anbringen, so daß man nun sowohl zur Bestimmung der Induktion wie auch der zugehörigen Feldstärke nur noch je einer Beobachtung bedarf und erheblich an Zeit spart; die ganze Messung und Rechnung von $\mathfrak{H} = 150$ bis $\mathfrak{H} = 6$ bis 7000 Gauß beansprucht dann nur noch wenige Stunden. Außerdem hat die Verwendung der Kombination 1/3 auch noch den Vorteil, daß die Galvanometerausschläge infolge der größeren Windungsfläche erheblich größer und genauer werden. Eine Zusammenstellung sämtlicher mit dem Originalapparat in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gewonnenen Beobachtungswerte hat ergeben, daß man mit hinreichender Genauigkeit die gesuchten Werte $[\mathfrak{H}_0]$ erhielt, wenn man an dem gemessenen Werte \mathfrak{H} 1/3 eine Korrektion von $-0,8$ Proz. anbrachte.

Allerdings ist dies abgekürzte Verfahren nur dann einwandfrei, wenn es sich nicht um besonderes Material mit einer voraussichtlich außergewöhnlichen Feldverteilung handelt.

Messung der Sättigungswerte an Ellipsoiden. Spezielle Versuche haben gezeigt, daß man mit dem Apparat auch den Sättigungswert von Ellipsoiden von 6 mm Durchmesser bestimmen kann, die ja bei wissenschaftlichen Untersuchungen eine große Rolle spielen, aber nach der magnetometrischen Methode ohne besondere Vorrichtungen nicht wohl über 500 Gauß hinaus gemessen werden können. Man hat damit die Möglichkeit, die Magnetisierungskurven in einwandfreier Weise von den niedrigsten überhaupt meßbaren Feldstärken bis zu den Sättigungswerten zu bestimmen.

§ 58. **Sättigungswerte von Dynamoblech nach der Joch-Isthmusemethode.** Das beschriebene Prinzip hat sich auch zur Bestimmung



der Sättigungswerte von Dynamoblech brauchbar erwiesen, was insofern besonders erwünscht war, als die sonst allein in Betracht kommende verbesserte Isthmusemethode (§ 56) die beschriebene, etwas mühsame Herstellung der Probestäbchen aus Dynamoblech erfordert und sich daher weniger zu fortlaufenden Messungen eignet. Der für das Blech notwendige Jocheinsatz (Fig. 52) entspricht äußerlich genau demjenigen der Stäbe, hat aber nicht eine kreisförmige, sondern eine rechteckige Öffnung von 16×5 mm zur Aufnahme der Probestreifen, deren Breite eine erhebliche Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften durch das Schneiden ausschließt. Die Spulenkombination ist um einen Kern aus dünnem Messingblech gewickelt; die Induktionsspule 1 umschließt gut isoliert diesen Kern direkt, die drei anderen Spulen sind durch sichelförmige Zwischenlagen voneinander getrennt. Jede Spule besteht auch hier aus zwei Lagen von je 20 Windungen und ist 6 mm breit. Die Bestimmung der Windungsfläche der einzelnen Spulen und damit auch des Flächenraums zwischen den beiden Spulen erfolgt ebenfalls in einer

Normalspule, wie bei den Spulen für zylindrische Stäbe; aber während sich dort genau bestimmen läßt, zu welchem Punkt der jeweiligen Ringzone die gegebene mittlere Feldstärke gehört, ist dies hier nur angenähert der Fall, und auch das Feld, in dem sich die Probe befindet, ist hier erheblich ungleichmäßiger, da ein Teil der Probe bereits bis in die Nähe der Randzone heranreicht, wo der Feldabfall schon merklich ist. Immerhin genügt für die Bedürfnisse der Technik auch diese Anordnung vollkommen.

Was die Menge des der Messung unterworfenen Materials betrifft, so ist dasselbe auch bei der hier beschriebenen Anordnung recht klein, denn die Messung beschränkt sich ja tatsächlich nur auf die 6 mm langen, unter der Meßspule liegenden Stücke des Probestabs oder des Blechbündels. Gleichwohl bietet die Anordnung auch in dieser Beziehung einen erheblichen Vorteil gegenüber der eigentlichen Isthmusemethode, da man ja den Probestab oder das Prohebündel ohne weiteres innerhalb der Spule um beträchtliche Strecken verschieben und einzelne Messungen wiederholen kann, wenn man nur durch passende Einsatzstücke dafür sorgt, daß die frei werdende Öffnung wieder mit Eisen ähnlicher Art ausgefüllt wird. Man kann auf diese Weise also auch die Gleichmäßigkeit des Materials in einfachster Weise kontrollieren.

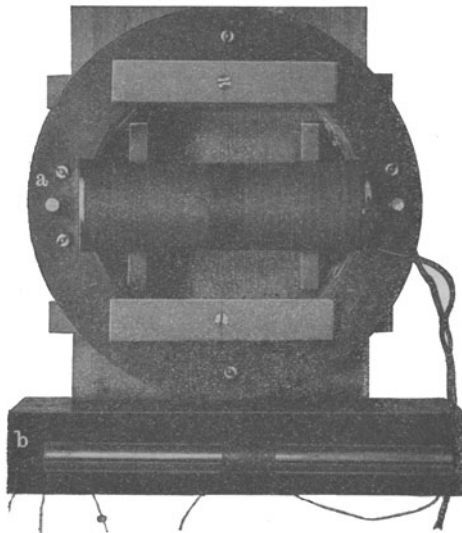
§ 59. Beschaffenheit des Jochs für die Joch-Isthmusemethode.

Das für die Messung der hohen Induktionen verwendete Joch (vgl. Fig. 53) wird, falls ein Galvanometer mit hoher Schwingungsdauer nicht zur Verfügung steht, vorteilhaft aus legiertem Blech zusammengesetzt, da bei Benutzung eines Jochs aus kompaktem Material infolge der zu erwartenden erheblichen Relaxationsdauer Fehler entstehen könnten, denn der ganze Induktionsstoß soll ja bereits abgelaufen sein, ehe sich das Galvanometer merklich aus seiner Ruhelage entfernt. Diese Relaxationsdauer beruht nun im wesentlichen auf drei Ursachen, nämlich auf der Selbstinduktion der Spulen mit dem nicht unbeträchtlichen Eisenkern, auf den in letzterem und im Joch bei der Kommutierung hervorgerufenen Wirbelströmen und auf den sogenannten Nachwirkungserscheinungen des Eisens; die beiden letzteren Ursachen aber lassen sich erfahrungsgemäß sehr stark verringern durch Verwendung gut unterteilten legierten Blechs.

Tatsächlich hat sich durch besondere Versuche ergeben, daß dann der Stromstoß im Sekundärkreis so rasch abläuft, daß auch bei Verwendung eines Galvanometers von nur 4 sec Ausschlagsdauer

keine Fehler entstehen. Allerdings hat diese Verwendung eines lamellierten Jochs den Nachteil einer außerordentlich schlechten Ökonomie, die wieder die Erzielung relativ niedriger Feldstärken zur Folge hat, da ein großer Teil der aufgewendeten magnetischen Energie zur Überwindung des magnetischen Widerstands im Joch verbraucht wird. Immerhin sind bei dem Originalapparat in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Feldstärken von etwa 8000 Gauß erreicht worden, ein in Anbetracht der verwendeten einfachen Mittel außerordentlich hoher Betrag, der nötigenfalls durch Verengerung des Luftschlitzes zwischen den beiden Eisenzylindern (Interferrikum), durch Vergrößerung des Jochquerschnitts und

Fig. 53.



der Windungszahl/cm der Magnetisierungsspule noch gesteigert werden kann.

Eine erhebliche Erwärmung der Jochspule und damit des zu untersuchenden Probestabs muß deshalb vermieden werden, weil der Sättigungswert ferromagnetischer Materialien im allgemeinen mit der Temperatur abnimmt, so daß ohne Berücksichtigung dieser Fehlerquelle die erwartete Konstanz des Wertes $4\pi J$ auch bei sonst einwandfreien Messungen nicht erreicht werden könnte.

§ 60. Im folgenden sollen zwei Messungsbeispiele gegeben werden, und zwar unter A einige Messungen mit allen vier Spulen, unter B eine ganze Messungsreihe mit der Spulenkombination $1/3$

(abgekürztes Verfahren). Für die Berechnung von \mathfrak{H} und \mathfrak{B} gelten die Formeln von § 55, nur mit dem Unterschied, daß für die Messung der höheren Feldstärken ebenfalls Nebenschlußwiderstände verwendet werden, wie bei der Beobachtung der Induktion. Die Kontrolle der Unveränderlichkeit des Magnetisierungsstroms durch einen passenden, am Nebenschluß angelegten Spannungszeiger hat hier natürlich ebenso stattgefunden, wie bei der Messung in § 55, doch sind die Werte hier nicht besonders aufgeführt worden.

Für die Windungsflächen der vier Spulen bzw. deren Differenzen wurde gefunden:

$$\begin{aligned}
 n q_1 &= 17,583 \text{ qcm}; & q_1 &= 0,4396 \text{ qcm}; \\
 n (q_a - q_i) &\text{ für Kombination } 1/2 & &= 25,413 \text{ qcm} \\
 & & \text{„ } & 2/3 & = 32,827 \text{ „} \\
 & & \text{„ } & 3/4 & = 42,437 \text{ „} \\
 & & \text{„ } & 1/3 & = 58,240 \text{ „}
 \end{aligned}$$

Aus den beobachteten Werten \mathfrak{H} 1/2, \mathfrak{H} 2/3, \mathfrak{H} 3/4 sind die Werte $[\mathfrak{H}_0]$ für die Feldstärke an der Eisenoberfläche und \mathfrak{H}_L für die Luftlinienkorrektur durch graphische Extrapolation ermittelt worden.

A. Stab AV 1b.

Messung nach der Joch-Isthmusemethode.

Magnetetalon $t = 17,6^0; 18,6^0$.

$w = 2000/61,8$	$w = 2000/30,5$
225,7	137,0
5,6	7,1
5,7	7,1
225,6 ₇	137,0 ₇
225,6 ₀	137,0 ₃
$\gamma_{60} \text{ (corr)} = 224,6_5$	$\gamma_{30} \text{ (corr)} = 136,8_0$

Const. für die Induktion:	\mathfrak{B}	=	74,383	\times	β
„ „ „	Feldstärke:	\mathfrak{H} 1/2	=	7,8698	$\times \alpha_1$
„ „ „	„	\mathfrak{H} 2/3	=	6,0923	$\times \alpha_2$
„ „ „	„	\mathfrak{H} 3/4	=	4,7125	$\times \alpha_3$

Querschnitt des Stabes $q = 0,27488 \text{ qcm}$. $\left(\frac{q_1}{q} - 1\right) = \left(\frac{0,4396}{0,27488} - 1\right) = 0,5992$

Induktionsmessung: $w = 200/85,4$. Feldstärkenmessung: $w = 30$.

Induktion Galvanometer- auschlag β	Spule 1/2 Galvanometer- auschlag α_1	Spule 2/3 Galvanometer- auschlag α_2	Spule 3/4 Galvanometer- auschlag α_3	$\mathfrak{G} \ 1/2$	$\mathfrak{G} \ 2/3$	$\mathfrak{G} \ 3/4$	\mathfrak{G}_L für Luftlinien- Corr	$[\mathfrak{G}_0]$	\mathfrak{B}	$4 \pi J$
252,1	19,3 ₆	26,8 ₆	34,3	152,9	163,5	161,6	142	139	18 670	
2,1	9,5	6,8	4,3						— 85	
$M_c : 251,0$	19,4 ₃	26,8 ₃	34,3						18 585	
									— 139	18 446
273,6	37,7 ₆	50,8	64,6	296,9	309,2	304,4	283	279	20 247	
3,6	7,7	0,7	4,6						— 170	
$M_c : 272,2$	37,7 ₃	50,7 ₅	64,6						20 077	19 798
									— 279	
290,9	60,8	80,9	103,0	478,5	492,6	484,9	464	459	21 515	
1,0	0,8	0,9	3,0						— 278	
:	:	:	:	:	:	:	:	:	21 237	
:	:	:	:	:	:	:	:	:	— 459	20 778
:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:

B. Stab V 144. Messung nach der abgekürzten Joch-Isthmumethode (Spule 1/3).

Magnetetalon $t = 19,0; 19,4$.

$w = 2000/61,8$	$w = 2000/30,5$
225,8	137,2
5,8	7,2
5,8	7,2
225,8	137,2
$\gamma_{90}(\text{corr}) = 224,90$	$\gamma_{90}(\text{corr}) = 136,94$

Mittlerer Durchmesser: $d = 0,6004$ cm

" Querschnitt: $q = 0,2831$ "

Querschnitt der Spule 1: $q_1 = 0,4396$ "

$$\left(\frac{q_1}{q} - 1\right) = 0,5530$$

Const. für die Induktion $\mathfrak{B} = 72,01 \times \beta$

Const. für die Feldstärke (direkte Schaltung) $\mathfrak{G} = 3,4305 \times \alpha$

" " " (Nebenschlußschaltung) $\mathfrak{G} = 14,166 \times \alpha$

Bei der ersten Feldstärkenmessung war das Galvanometer direkt durch 30 Ω geschlossen, bei den übrigen, wie auch bei den Induktionsmessungen, durch einen Vorschaltwiderstand von 200 Ω und einen Nebenschluß von 85,5 Ω , also durch einen Kombinationswiderstand von 60 Ω .

Zur Reduktion des gemessenen Wertes der Feldstärke auf denjenigen an der Oberfläche des Eisens wird eine Korrektur von — 0,8 Proz. angebracht.

Induktion Spule 1 Ausschlag β	Feldstärke Spule 1/3 Ausschlag α	\mathfrak{G}	\mathfrak{B}	$4 \pi J$
318,8 8,8	303,3 3,2	1034 — 8	22 798 — 567	21 205
$M_c : 316,6$	301,3 ₅	1026	22 231 — 1 026	
331,8 1,7	110,7 0,7	1567 — 12	23 713 — 860	21 298
$M_c : 329,3$	110,6	1555	22 853 — 1 555	
354,0 4,0	181,2 1,2	2561 — 20	25 276 — 1 405	21 330
$M_c : 351,0$	180,8	2541	23 871 — 2 541	
379,7 9,6	262,5 2,6	3702 — 29	27 072 — 2 031	21 368
$M_c : 375,9_5$	261,3	3673	25 041 — 3 673	
397,9 7,8	322,5 2,3	4535 — 36	28 343 — 2 488	21 356
$M_c : 393,6$	320,1	4499	25 855 — 4 499	
416,2 6,2	382,4 2,4	5363 — 43	29 618 — 2 942	21 356
$M_c : 411,3$	378,6	5320	26 676 — 5 320	
442,5 2,6	469,7 9,3	6553 — 52	31 447 — 3 595	21 351
$M_c : 436,7$	462,6	6501	27 852 — 6 501	
				$M : 4 \pi J_\infty = 21 358$

Die letzten vier oder auch fünf Werte von $4\pi J$ sind innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler als konstant anzusehen; ihr Mittelwert liefert den Sättigungswert $4\pi J_\infty$.

Nicht immer ist dies so deutlich ausgesprochen, namentlich dann nicht, wenn der Sättigungswert erst bei höheren Feldstärken eintritt, wie beim Stahl, bei Legierungen usw., wo nur wenige Werte von $4\pi J$, die bei hinreichend verschiedenen Feldstärken gewonnen wurden, zur Vergleichung stehen. Man kann sich dann, nach einem Vorschlag von W. Steinhaus, folgendermaßen helfen: Man bildet die Werte $\frac{4\pi J}{\mathfrak{H}} = 4\pi k$, die mit wachsendem \mathfrak{H} gegen Null abnehmen, und trägt sie als Ordinaten, die Werte $4\pi J$ selbst als Abszissen auf; durch die Punkte $4\pi k$ legt man zwanglos eine Kurve, die man bis zur Abszissenachse verlängert; der Punkt, in welchem die Kurve die Abszissenachse schneidet, also $4\pi k = 0$ wird, entspricht dem Wert von $4\pi J$ für $\mathfrak{H} = \infty$, also dem Sättigungswert $4\pi J_\infty$. Selbstverständlich kann auch diese Darstellung nur dann einigermaßen befriedigende Ergebnisse liefern, wenn die zufälligen Beobachtungsfehler nicht sehr groß sind, und systematische, wie Einfluß von Erwärmung usw., nicht vorhanden sind.

Wattmetrische Methoden zur Bestimmung des Energieverlustes.

§ 61. **Hysterese- und Wirbelstromverlust.** Fast ebenso wichtig, wie die Bestimmung der Permeabilität, welcher die bisher besprochenen Apparate dienen, ist für die Technik die Bestimmung der Energie, die bei jedem Magnetisierungszyklus vergeudet, d. h. in Wärme umgesetzt wird, denn diese Energie spielt für die Leistung der Dynamomaschinen und Transformatoren eine erhebliche Rolle. In § 9 wurde bereits darauf hingewiesen, daß man die Ummagnetisierungsarbeit, den sogenannten Hystereseverlust, aus dem Flächeninhalt der Hystereseschleife durch Planimetrierung derselben finden kann. Aber diese Arbeit ist zeitraubend und, falls man es nicht mit einem bewickelten Ring oder einem Ellipsoid zu tun hat, mit den Fehlern der Scherung behaftet. Außerdem aber kommt bei den genannten Maschinen auch noch der Verlust durch Wirbelströme in Betracht, welche in jedem Eisenkern einer von Wechselströmen durchflossenen Spule auftreten, und auch dieser kann unter Umständen sehr erhebliche Beträge erreichen.

Die Wirbelströme hängen einmal ab von der Periodenzahl des Wechselstroms, sodann von der Höhe der im Kern pulsierenden

Induktion, endlich von dem Widerstand, den der Kern ihrem Entstehen entgegensetzt. Um diesen möglichst groß zu machen, also die Wirbelströme möglichst zu verringern, pflegt man den Eisenkern zu unterteilen und statt massiver Kerne solche aus isoliertem Blech, unter Umständen auch aus Eisendraht, zu verwenden, so daß die Wirbelströme auf die geringen Querschnitte des Blechs oder Drahtes mit ihrem verhältnismäßig großen Widerstand beschränkt bleiben. Andererseits verwendet man neuerdings auch Material mit besonders hohem spezifischen Widerstand, das sogenannte „legierte“ Blech, das einen Zusatz bis zu 4 Proz. Silicium enthält. Immerhin läßt sich natürlich der Wirbelstromverlust in keinem Falle völlig vermeiden und muß gemessen und bei der Konstruktion der Apparate in Rechnung gezogen werden. Auf Anregung und unter tätiger Mitwirkung von Prof. Epstein ¹⁾ hat der Verband Deutscher Elektrotechniker in Verbindung mit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt die Vorarbeiten zur Vereinheitlichung der magnetischen Prüfungen von Eisenblech durchgeführt und die gewonnenen Erfahrungen in der Form von Normalien zusammengefaßt; die neueste Fassung derselben ²⁾ hat folgenden Wortlaut:

§ 62. Normalien für die Prüfung von Eisenblech. Gültig ab 1. Juli 1914.

1. Für die Messung der Eisenverluste und der Magnetisierbarkeit dient ein magnetischer Kreis, welcher nur Eisen der zu prüfenden Qualität enthält und den Ausführungsbestimmungen gemäß zusammengesetzt ist.

2. Die Probe soll 10 kg wiegen und mindestens vier Tafeln entnommen sein. Der Eisenverlust soll bei 20° C gemessen werden.

3. Der Eisenverlust soll in Watt pro Kilogramm, bezogen auf rein sinusförmigen Verlauf der induzierten Spannung, bei den Maximalwerten der magnetischen Induktion $\mathfrak{B}_{\max} = 10\,000$ CGS und $\mathfrak{B}_{\max} = 15\,000$ CGS angegeben werden. Diese Zahlen heißen Verlustziffern. (Abgekürzte Bezeichnung V_{10} und V_{15} .)

4. Unter „Alterungskoeffizient“ soll die prozentuale Änderung der Verlustziffern für $\mathfrak{B}_{\max} = 10\,000$ CGS nach 600 Stunden erstmaliger Erwärmung auf 100° C verstanden werden.

5. Zur Beurteilung der Magnetisierbarkeit soll die Induktion \mathfrak{B} bei zwei verschiedenen Feldstärken im Eisen angegeben werden, und

¹⁾ J. Epstein, Über die Regelung der Untersuchung von Eisenblech. Elektrot. Zeitschr. 1899, S. 590. Die magnetische Prüfung von Eisenblech. Ebenda 1900, S. 303. — ²⁾ Ebenda 1914, S. 512.

zwar bei zweien der Werte 25, 50, 100 oder 300 AW pro Zentimeter. (Abgekürzte Bezeichnung: \mathfrak{B}_{25} , \mathfrak{B}_{50} , \mathfrak{B}_{100} , \mathfrak{B}_{300} .)

6. Für das spezifische Gewicht des Eisens sollen die Werte nach folgender Tabelle gelten:

V_{10} (garantierter Wert)		Spezifisches Gewicht
Blechstärke 0,35 mm	Blechstärke 0,5 mm	
über 2,60	über 3,00	7,80
„ 2,20 bis 2,60	„ 2,60 bis 3,00	7,75
„ 1,60 „ 2,20	„ 1,85 „ 2,60	7,65
1,60 und darunter	1,85 und darunter	7,55

Diese Gewichte verstehen sich für ungebeizte Bleche. Für gebeizte, also zunderfreie Bleche erhöhen sich die Gewichte um 0,05.

7. Als normale Blechstärken gelten 0,35, 0,5 und 1,0 mm. Abweichungen der Blechstärken dürfen an keiner Stelle ± 10 Proz. der vorgeschriebenen überschreiten. (Dabei ist gemeint, daß es sich um Abweichungen von meßbarer Ausdehnung handelt, nicht um kleine Grübchen oder Wärzchen, wie sie bei der Fabrikation unvermeidlich sind.)

8. In Zweifelsfällen gilt die Untersuchung durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Ausführungsbestimmungen.

a) Die zur Prüfung verwendeten Blechstreifen, 500 mm lang und 30 mm breit, sollen zur Hälfte parallel und zur Hälfte senkrecht zur Walzrichtung mit einem scharfen Werkzeug gratfrei geschnitten werden und dürfen einer weiteren Behandlung nicht unterliegen. Für hinreichende Isolation der Streifen gegeneinander durch Papierzwischenlagen ist Sorge zu tragen.

b) Zur Feststellung der Verlustziffern wird ein Apparat nach Epstein benutzt, an dem zwischen Eisen und Erregerwicklung gleichmäßig verteilte Hilfswicklungen angebracht sind.

c) Die Bestimmung der Magnetisierbarkeit wird nach dem Kommutierungsverfahren ebenfalls in einem Apparat nach Epstein vorgenommen.

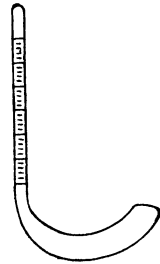
d) Wird eine Untersuchung durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt nach diesen Normalien gewünscht, so ist dies in dem Prüfungsantrag ausdrücklich anzugeben, und zwar unter Hinzufügung der garantierten Verlustziffer V_{10} .

§ 63. Eisenprüfapparat von Epstein (ursprüngliche Anordnung).
Der Apparat von Epstein in seiner ursprünglichen Form wurde bereits in § 42 kurz beschrieben und in Fig. 32 wiedergegeben.

Es ist hier nur hinzuzufügen, daß die direkte Berührung zwischen den Paketen an den Stoßfugen, welche bei Gleichstrommessungen sogar erwünscht ist, bei den Wechselstrommessungen durch eingelegte dünne Preßspanstückchen verhindert werden muß. Vier mit Schrauben versehene Deckbretter und vier mit rechteckiger Einkerbung versehene Holzbacken, welche entweder durch sanfte Schläge mit einem Holzhammer angetrieben oder besser durch Holzschrauben angepreßt werden, sorgen für einen möglichst guten magnetischen Schluß, der dann erreicht ist, wenn der Magnetisierungsstrom für eine bestimmte Einstellung und auch das brummende Geräusch möglichst gering geworden ist.

Da der Widerstand des Eisenblechs und somit auch der Wirbelstromverlust in hohem Maße von der Temperatur abhängt, so ist die Messung der Temperatur des Eisenkerns besonders bei „normalem“ (unlegiertem) Blech mit verhältnismäßig hohem Temperaturkoeffizient von erheblicher Bedeutung. Sie kann entweder mit einem zwischen die Bleche geklemmten Thermoelement von Kupfer-Konstantan oder bequemer und doch hinreichend genau mit einem in Fig. 54 abgebildeten Thermometer erfolgen, das zur Vermeidung der im Quecksilber etwa auftretenden Wirbelströme mit Toluol oder dergleichen gefüllt ist. Das ziemlich lange, plattgedrückte und etwas gekrümmte Gefäß gestattet eine bequeme Einführung in den engen Zwischenraum zwischen Eisenkern und Spule nach Beendigung des Aufbaues des Apparats.

Fig. 54.

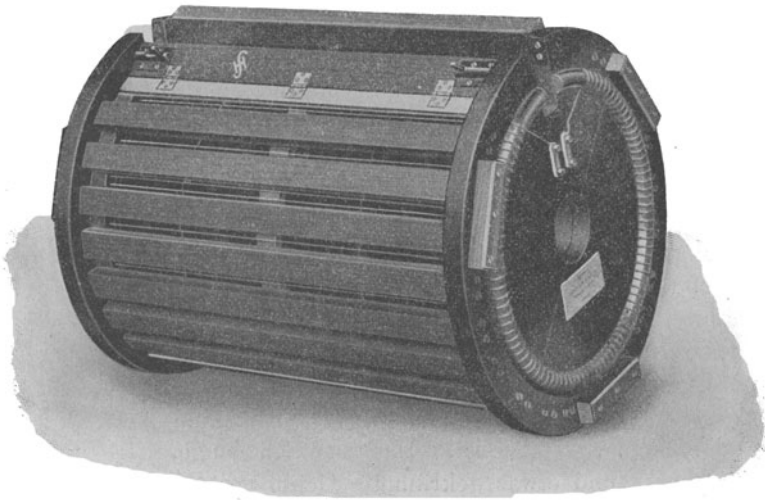


Wenn auch der Apparat von Epstein als der bequemste und für die praktische Messung geeignetste in der letzten Fassung der „Normalien“ namentlich für den Verkehr zwischen Eisenhütten und elektrotechnischen Fabriken als maßgebend betrachtet wird und schon aus diesem Grunde besondere Beachtung verdient, so sollen doch an dieser Stelle noch zwei andere Apparate von Richter und von Möllinger, von denen jeder besondere Vorzüge aufweist, an der Hand der Untersuchungen von Gumlich und Rose¹⁾ besprochen werden.

¹⁾ Gumlich und Rose, Vergleichende magnetische Untersuchungen mit den Eisenprüfapparaten von Epstein, Möllinger und Richter. Elektrot. Zeitschr. 1905, S. 403.

§ 64. Eisenprüfapparat von Richter¹⁾. Der Richtersche Apparat (Fig. 55) erlaubt, vier ganze Blechtafeln von 100×200 cm auf einmal zu messen und hat also den Vorzug, daß er ohne jeden Materialverschnitt arbeitet; dem stehen allerdings auch erhebliche Nachteile gegenüber, welche einer allgemeinen Verbreitung hinderlich waren. Der Apparat besteht aus einer Trommel mit 120 Windungen aus dickem Kupferdraht, zwischen welche die zu einem Paket vereinigten Tafeln auf einmal eingeschoben werden, was leider mit beträchtlichen Schwierigkeiten verbunden ist und meist drei Leute erfordert. Die beiden Enden der Blechtafeln werden über-

Fig. 55.



einandergelegt und durch zwei in Scharnieren drehbare Bretter festgeklemmt.

Die Bildung dieser Stoßfuge, eine schwache Seite des Apparats, kann in verschiedener Weise vorgenommen werden: Das einfachste, aber in bezug auf das Messungsergebnis ungünstigste Verfahren besteht darin, daß man die vier eingeschobenen Tafeln als Ganzes betrachtet und die beiden Enden übereinanderlegt. Ziemlich mühsam herzustellen, aber dafür am günstigsten, ist diejenige Überlappungsart, bei welcher immer die beiden Enden eines und desselben Blechs übereinander gelegt werden, so daß also die Enden der einen Seite einzeln zwischen je zwei Enden der anderen Seite zu liegen kommen.

¹⁾ R. Richter, Elektrot: Zeitschr. 1902, S. 491; 1903, S. 341.

Vorteilhaft ist es, den Blechen zur Verringerung der Wirbelstromverluste nicht nur auf einer Seite einen vollständigen Papierüberzug zu geben, sondern sie auch an den Rändern durch Papiermanschetten gegen Berührung zu schützen.

Zur Temperaturmessung genügt auch hier die Angabe eines auf das Blech gelegten und mit Watte oder dergleichen bedeckten Toluolthermometers.

Da das Eisen nur einen Teil des von den Spulen umschlossenen Luftraumes einnimmt, so müssen hier bei der Reduktion der Messungen unter allen Umständen die im freien Luftraum zwischen Eisen und Spule verlaufenden Kraftlinien berücksichtigt werden.

Nach neueren Untersuchungen von Campbell und Booth¹⁾ kann schon eine solche Biegung des Blechs, wie sie im Richterschen Apparat erforderlich ist, unter Umständen eine erhebliche Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften hervorbringen, und da diese Verschlechterung für verschiedene Blechsorten und Dicken verschieden groß sein wird, so liegt hierin noch ein weiteres Bedenken gegen die Verwendung des für manche Zwecke so praktischen Apparats.

§ 65. Eisenprüfapparat von Möllinger²⁾. Der Kern des Möllingerschen Apparats besteht aus 10 kg ausgestanzter, aufeinandergeschichteter und durch Seidenpapier von einander isolierter Blechringe, die durch Isolierband zusammengehalten werden. Er ist von 100 Windungen aus dickem Kupferkabel umgeben, deren jede einen etwas konisch geformten Stöpselkontakt trägt; je zehn Kontakte sind mittels einer Fiberplatte zu einem Ganzen vereinigt und können durch einen unter dem Apparat angebrachten Exzenter auf einmal gelöst werden (vgl. Fig. 56). Nach Einlegen der Ringprobe werden die Kabel wieder umgebogen und die Kontakte durch einen Druck mit der Hand oder durch sanfte Schläge mit einem kleinen Holzhammer fest geschlossen; der Übergangswiderstand ist dann recht gering und ziemlich konstant und gibt zu Bedenken keine Veranlassung.

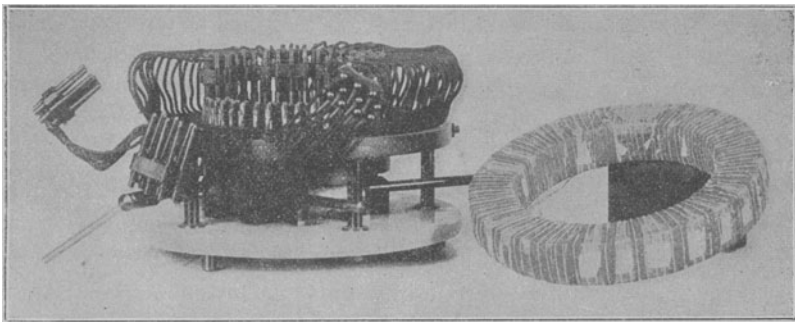
Die Ringe, für welche der Apparat ursprünglich vorgesehen ist, haben einen äußeren Durchmesser von 32,3 und einen inneren von 21,9 cm, doch finden auch etwas größere oder kleinere Ringe Platz.

¹⁾ Alb. Campbell und H. C. Booth, On Errors in Magnetizing Testing, due to Elastic Strain. Proc. Phys. Soc. London **25**, 192, 1913. — ²⁾ Möllinger, Elektrot. Zeitschr. 1901, S. 379.

Der Umstand, daß auch hier der Eisenquerschnitt nur einen Teil des Spulenquerschnitts ausfüllt, ist von geringerer Bedeutung als beim Richterschen Apparat, muß aber bei höheren Induktionen doch berücksichtigt werden. Zur Temperaturmessung genügt wohl im allgemeinen wieder ein auf das Eisen gelegtes Toluolthermometer, bei genaueren Messungen ist ein Thermoelement vorzuziehen, dessen Lötstelle zwischen die Bleche gesteckt wird.

Selbstverständlich ist zu beachten, daß die Proben bei den Messungen mit den drei erwähnten Apparaten stets in verschiedenen Orientierungen zur Walzrichtung untersucht werden, nämlich im Richterschen Apparat nur parallel zur Walzrichtung, im Epsteinischen zur Hälfte parallel zur Walzrichtung, zur Hälfte senkrecht dazu, und im Möllingerschen in allen möglichen Orientierungen

Fig. 56.

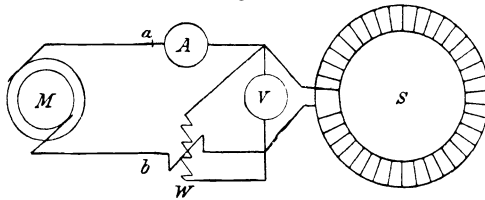


zur Walzrichtung. Im allgemeinen wird man also auch bei Verwendung identischer Blechproben nicht genau dieselben Werte mit den drei Apparaten erwarten dürfen, ganz abgesehen von der tatsächlichen Ungleichmäßigkeit des Blechs, in Folge deren auch verschiedene Stellen ein und derselben Tafel erheblich verschiedene magnetische Eigenschaften aufweisen können.

§ 66. Meßanordnung bei den Apparaten von Richter, Möllinger und Epstein (ursprünglicher Typus). In dem Stromkreis befindet sich außer der Stromquelle M die mit S bezeichnete Magnetisierungsspule (vgl. Fig. 57), das Amperemeter A und das Wattmeter W ; an den Klemmen der Spule zweigt sich die Leitung nach dem Voltmeter V und der Spannungsspule des Wattmeters ab. Als Stromquelle dient am besten eine durch Aufsetzen von zwei Schleifringen zur Entnahme von Wechselstrom eingerichtete Gleichstrommaschine,

die eine möglichst sinusförmige Spannungskurve geben muß, und zwar auch bei der Belastung mit einem geschlossenen, bewickelten Ring, dem ungünstigsten Fall. Sie ist deshalb, namentlich wenn Messungen bei höheren Induktionen ($\mathfrak{B} = 15\,000$ oder mehr) ausgeführt werden sollen, möglichst groß zu nehmen, da sonst bei voller Ausnutzung der Leistungsfähigkeit eine erhebliche Verzerrung der Spannungskurve eintritt. Aus demselben Grunde dürfen Vorschaltwiderstände in den Stromkreis nicht eingeführt werden, damit nicht ein erheblicher Ohmscher Spannungsabfall auftritt, der mit dem Strom, nicht mit der Spannung, in Phase ist und daher eine Verzerrung der Spannungskurve hervorbringen würde; deshalb wird bei gegebener Tourenzahl die notwendige Spannung an den Polen der Maschine nur durch entsprechende Erregung der Feldmagnete, nicht durch Einschalten irgend welcher Vorschaltwiderstände hervorgebracht, und auch der Ohmsche Widerstand des ganzen Strom-

Fig. 57.



kreises einschließlich der Magnetisierungsspule muß möglichst klein gehalten werden.

Bei rein technischen Messungen, bei denen es auf besondere Genauigkeit nicht ankommt, kann man das Voltmeter und die Spannungsspule des Wattmeters auch an die Punkte *a* und *b* (Fig. 56) anlegen; man mißt in diesem Falle den Wattverbrauch in beiden Instrumenten nicht mit, wird also unabhängig von den hierfür notwendigen Korrekturen; dafür ist in den Korrektionsgliedern, welche vom Widerstand *w* abhängen (vgl. unten), für *w* die Summe der Widerstände vom Ring, Amperemeter und Stromspule des Wattmeters zu setzen, und da es sich hierbei um Widerstände aus Kupfer mit hohem Temperaturkoeffizient handelt, so ist das betreffende Korrektionsglied unter Umständen mit einer unerwünschten Unsicherheit behaftet, falls man nicht vor und nach jeder Messung den Widerstand tatsächlich bestimmt. Für das folgende Messungsschema ist daher die erstgenannte Schaltungsweise vorgezogen worden, aus der sich ja die Rechnung für die andere Schaltung ohne weiteres ergibt. In unserm Falle ist nun in den Angaben *W*

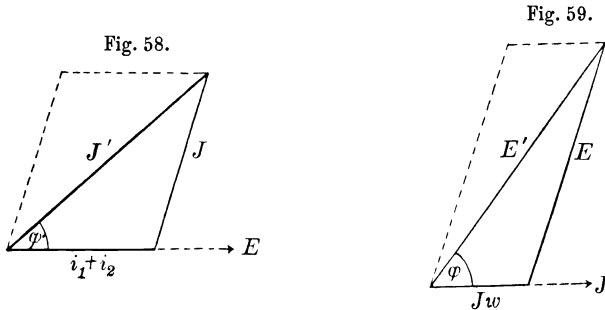
des Wattmeters neben dem zu bestimmenden Energieverbrauch im Eisen durch Ummagnetisierung W_E enthalten und daher abzuziehen:

1. der Energieverbrauch im Voltmeter $\frac{E'^2}{w_1}$,
2. derjenige in der Spannungsspule des Wattmeters $\frac{E'^2}{w_2}$,
3. der Verlust durch Stromwärme in der Magnetisierungsspule $J^2 w$,

wobei E' die abgelesene Spannung, w_1, w_2, w die Ohmschen Widerstände von Voltmeter, Spannungsspule des Wattmeters und Magnetisierungsspule, J den in der letzteren pulsierenden Strom bezeichnen; es wird also:

$$W_E = W - \frac{E'^2}{w_1} - \frac{E'^2}{w_2} - J^2 w \dots \dots \dots (68)$$

Die Stromstärke J in der Magnetisierungsspule findet man,



wenn man von dem durch das Amperemeter angezeigten Strom J' unter Berücksichtigung der Phasendifferenz die Stromkomponenten $i_1 = \frac{E'}{w_1}$ und $i_2 = \frac{E'}{w_2}$ im Spannungszeiger und in der Spannungsspule des Wattmeters abzieht; da diese Ströme mit der Spannung in Phase sind, so ist (vgl. Fig. 58)

$$J = \sqrt{J'^2 - 2(i_1 + i_2)J' \cos \varphi' + (i_1 + i_2)^2},$$

oder hinreichend genau

$$J = J' - (i_1 + i_2) \cos \varphi' + \frac{1}{2} \left(\frac{i_1 + i_2}{J'} \right)^2 (1 - \cos^2 \varphi') \dots (69)$$

Hierbei ist die Verschiebung φ' zwischen Strom und Spannung gegeben durch die Gleichung:

$$W = E' J' \cos \varphi' \dots \dots \dots (70)$$

(W = abgelesene Wattmeterangabe).

Der auf diese Weise gewonnene Wert für den Wattverbrauch W_E im Eisen (68) entspricht nun einer bestimmten Induktion, welche sich aus der am Voltmeter abgelesenen Spannung E' berechnen läßt, doch ist in der letzteren noch der Ohmsche Spannungsabfall in der Magnetisierungsspule und die Spannung mit enthalten, welche von den zwischen Eisen und Spule in der Luft pulsierenden Feldlinien herrühren; beide Fehlerquellen müssen berücksichtigt werden. Bezeichnet wieder w den Widerstand der Magnetisierungsspule, J den darin fließenden Strom (vgl. 69), so ist nach Fig. 59 die dem Kraftlinienfluß entsprechende Spannung E gegeben durch

$$E = \sqrt{E'^2 - 2 E' J w \cos \varphi + J^2 w^2} \dots \dots \dots (71)$$

oder, da Jw gegen E' verhältnismäßig klein ist, hinreichend genau

$$E = E' - Jw \cos \varphi = E' - \frac{w \cdot W_a}{E'} \dots \dots \dots (72)$$

Hierin bedeutet aber φ , genau genommen, nicht die Phasenverschiebung zwischen dem totalen Strom und der Spannung, sondern die Phasenverschiebung innerhalb der Magnetisierungsspule; man erhält dieselbe aus der Formel

$$W_a = E' \cdot J \cos \varphi \dots \dots \dots (73)$$

wenn man unter W_a den Wattverbrauch in der Magnetisierungsspule versteht, also den gesamten abgelesenen Wattverbrauch, vermindert um denjenigen im Spannungszeiger und in der Spannungsspule des Wattmeters. Für viele praktische Zwecke wird der Unterschied zwischen φ und φ' zu vernachlässigen sein, im folgenden Beispiel ist er der Vollständigkeit halber berücksichtigt worden.

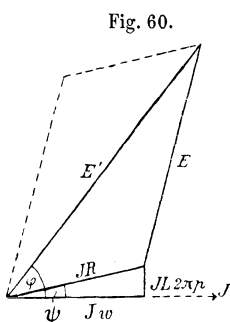
Ebenso wie die im Eisen pulsierenden Induktionslinien, so sind an der Spannung E aber auch noch die in der Luft zwischen Eisenkern und Spulenwindungen pulsierenden Kraftlinien beteiligt. Dieser Anteil wird naturgemäß um so geringer sein, je enger die Windungen den Eisenkern umschließen und je kleiner die Feldstärke ist. Beim Epsteinschen Apparat ist dieser Einfluß bis zur Induktion $\mathfrak{B} = 10\,000$ ohne weiteres zu vernachlässigen, bei $\mathfrak{B} = 15\,000$ jedoch nicht mehr; bei dem Möllingerschen Apparat mit seinem erheblich größeren Luftraum wird die Korrektur bei $\mathfrak{B} = 10\,000$ noch eben merklich, beim Richterschen Apparat muß sie jedenfalls berücksichtigt werden.

Mitunter wird es ganz vorteilhaft sein, sich einen Überschlag über die Größenordnung der hierfür zu erwartenden Korrektur zu

machen; dies kann man leicht auf Grund folgender Überlegung: Beträgt der Luftquerschnitt das n fache des Eisenquerschnitts und ist die Permeabilität des Eisens bei der zu verwendenden Induktion $= \mu$ — ein Wert, der angenähert der Permeabilitätskurve eines ähnlichen Materials entnommen werden kann —, so pulsieren im Innern der Spule $\frac{n}{\mu}$ mal so viel Kraftlinien als Induktionslinien; die von ihnen herrührende Spannung steht aber senkrecht zum Strom, somit ist der Bruchteil der von den Luftlinien herrührenden Spannung ungefähr gleich

$$\frac{n}{\mu} \cdot \sin \varphi \cdot E \dots \dots \dots (74)$$

Für genauere Messungen, namentlich bei höheren Feldstärken, genügt dies jedoch nicht; man kann dann aber die beiden Korrekturen wegen des Ohmschen Spannungsabfalls in der Spule und wegen der Luftlinien hinreichend genau folgendermaßen zusammenfassen:



Es möge wieder der Luftquerschnitt das n fache des Eisenquerschnitts betragen, dann ist er gleich $n/(n + 1)$ des gesamten Spulenquerschnitts. Bezeichnen wir nun mit L' den Selbstinduktionskoeffizienten der ganzen

Magnetisierungsspule und setzen

$$L = [n/(n + 1)] L',$$

nennen ferner p die Periodenzahl, J den Magnetisierungsstrom, w den Spulenwiderstand, dann wird der scheinbare Widerstand R der Spule (Fig. 60) $R = \frac{w}{\cos \psi}$, wobei der Winkel ψ gegeben ist durch die Beziehung

$$\text{tg } \psi = \frac{L \cdot 2 \pi p}{w}.$$

Setzt man dies in die hinreichend genaue Gleichung

$$E = E' - JR \cos (\varphi - \psi)$$

ein, so folgt:

$$E = E' - \frac{Jw \cdot \cos(\varphi - \psi)}{\cos \psi} = E' - Jw(\cos \varphi + \sin \varphi \text{tg } \psi) \dots (75)$$

In dieser Form läßt sich die an der abgelesenen Spannung E' anzubringende Korrektur leicht mit der trigonometrischen Tabelle und dem Rechenschieber bestimmen.

Der so gefundene Wert der Spannung E hängt nun, in Volt ausgedrückt, mit der Induktion \mathfrak{B} des Eisens zusammen durch die Formel:

$$E = 4q\mathfrak{B}n p f \cdot 10^{-8} \dots \dots \dots (76)$$

Hierin bezeichnet q den aus Gewicht, Dichte und Dimensionen der Probe zu ermittelnden Querschnitt, n die gesamte Windungszahl der Spule, p die Periodenzahl des Wechselstroms und f den sogenannten Formfaktor, d. h. das Verhältnis der effektiven zur mittleren Spannung, zu dessen Bestimmung sich die Methode von Rose und Kühns¹⁾ empfiehlt, der aber wegen der leicht eintretenden Verzerrung der Spannungskurven, namentlich bei höheren Induktionen, eine nicht zu unterschätzende Fehlerquelle darstellt. Er wird für denselben Apparat und dieselbe Dynamomaschine am besten in Abhängigkeit von der Magnetisierungsstromstärke ein für allemal bestimmt und kann dann einer Tabelle oder Kurve entnommen werden. Aus (76) ergibt sich

$$\mathfrak{B} = \frac{10^8}{4qnf} \cdot \frac{E}{p} = C \cdot \frac{E}{p} \dots \dots \dots (77)$$

Nun läßt sich der pro Kubikzentimeter und Erg gemessene Wattverlust im Eisen W_E bei der Induktion \mathfrak{B} und der Periodenzahl p ausdrücken durch die bekannte Formel von Steinmetz:

$$W_E = \eta p \mathfrak{B}^{1,6} + \xi p^2 \mathfrak{B}^2 \dots \dots \dots (78)$$

hierin bezeichnet das erste Glied rechter Hand den Hystereseverlust, das zweite den Wirbelstromverlust. Genau genommen sind allerdings weder der Steinmetzsche Koeffizient η noch der Wirbelstromkoeffizient ξ Konstanten; da es sich aber hier bei jedem Versuch nur um ganz bestimmte Induktionen handelt, so kommt eine Änderung von η und ξ nicht in Betracht. Dividiert man diese Gleichung durch p , so erhält man in

$$\frac{W_E}{p} = \eta \mathfrak{B}^{1,6} + \xi p \mathfrak{B}^2 \dots \dots \dots (79)$$

die Gleichung einer Geraden. Dasselbe gilt natürlich auch, wenn man, wie dies bequem ist, statt des in Erg gemessenen Energieverlusts pro Kubikzentimeter den in Watt gemessenen Verlust pro 100 kg Eisen einführt; man hat dann

$$\frac{W_{100}}{p} = A [\eta \mathfrak{B}^{1,6} + \xi p \mathfrak{B}^2] \dots \dots \dots (80)$$

¹⁾ Rose und Kühns, Elektrot. Zeitschr. 1903, S. 992.

worin A einen Zahlenfaktor bedeutet. Mißt man also den Wattverlust für eine Anzahl möglichst verschiedener Perioden, etwa zwischen 20 und 50, und trägt die Periodenzahl als Abszissen, die Werte $\frac{W_{100}}{p}$ als Ordinaten auf, so sollten die gefundenen Punkte auf einer Geraden liegen.

Dies ist nun meist nicht ohne weiteres der Fall, denn einmal ist es nicht möglich, die Spannung stets so zu regulieren, daß \mathfrak{B} während der ganzen Messungsreihe konstant bleibt, da sich die Tourenzahl der Maschine im Lauf der Messungen mitunter etwas ändert, sodann aber gilt die Beziehung (80) auch nur für ein und dieselbe Temperatur; tatsächlich aber steigt diese, namentlich bei normalem Blech von größerer Dicke, infolge des in Wärme umgesetzten Hysterese- und Wirbelstromverlusts erheblich; dadurch wird die Leitfähigkeit des Eisens verringert, die Wirbelströme nehmen ab und die für W_{100}/p gefundenen Werte liegen bei höheren Temperaturen zu tief, die aufgetragenen Punkte fallen somit im allgemeinen nicht in eine Gerade, sondern in eine nach unten schwach konkave Kurve. Man hat also die gefundenen Werte W_E noch auf die genaue, in den „Normalien“ vorgesehene Temperatur $t = 20^\circ$ zu reduzieren; außerdem aber wird auch die Induktion meist nicht genau der gewünschten Induktion $\mathfrak{B} = 10000$ oder 15000 entsprechen, weil es schwer ist, die notwendigen Korrekturen der Spannung von vornherein vollkommen zu berücksichtigen; es muß also auch hier eine Reduktion auf genaue Induktionen vorgenommen werden.

Da die tatsächlich verwendeten Induktionen nur wenig von den gewünschten abweichen werden, so kann man unter vorläufiger Vernachlässigung des Temperatureinflusses durch sämtliche Punkte in erster Annäherung eine Gerade HG (Fig. 61) ziehen, welche auf der Ordinatenachse eine dem Hystereseverlust pro Periode entsprechende Größe $CD = a = A\eta\mathfrak{B}_1^{1,6}$ abschneidet, während der zugehörige Wirbelstromverlust pro Periode für jeden einzelnen Wert p durch die entsprechende Größe LH oder $FG = b = A\xi p\mathfrak{B}^2$ gegeben ist.

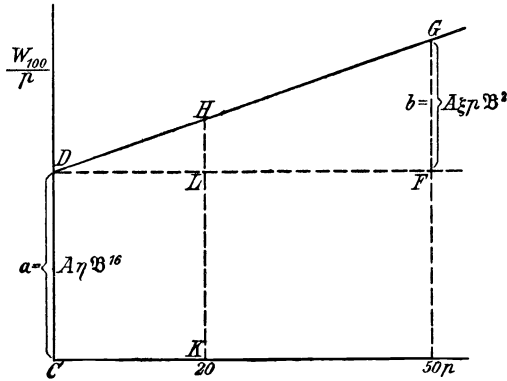
Angenommen nun, wir hätten für eine Induktion \mathfrak{B}_1 in der Nähe von 10000 den Wert $W_1 = A[\eta\mathfrak{B}_1^{1,6} + \xi p\mathfrak{B}_1^2]$ pro Periode gefunden, wir suchten aber den genauen Wert W für $\mathfrak{B} = 10000 = (\mathfrak{B}_1 \pm \delta)$, so erhält man diesen, wenn man in dem Ausdruck für W_1 die Größe \mathfrak{B}_1 durch $(\mathfrak{B}_1 \pm \delta)$ ersetzt, nach dem binomischen

Lehrsatz entwickelt und nur die linearen Glieder berücksichtigt, da die quadratischen bei einigermaßen guter Einstellung außer Betracht bleiben können. Es ergibt sich dann:

$$W = W_1 \pm 1,6 \cdot \frac{\delta}{\mathfrak{B}_1} A \eta \mathfrak{B}_1^{1,6} \pm 2 \frac{\delta}{\mathfrak{B}_1} A \xi p \mathfrak{B}_1^2 \dots \quad (81)$$

man hat also zu dem gefundenen Wert W_1 die beiden Korrekturen rechter Hand zu addieren bzw. zu subtrahieren, je nachdem der benutzte Wert \mathfrak{B}_1 zu klein oder zu groß war. Die Größe $\frac{\delta}{\mathfrak{B}_1}$ wird meist nur einige Promille betragen, selten ein Prozent erreichen; die Werte $A \eta \mathfrak{B}_1^{1,6}$ und $A \xi p \mathfrak{B}_1^2$ sind aber direkt gegeben durch die Abschnitte a und b (Fig. 60) der in erster Annäherung durch die gefundenen Punkte gelegten Geraden. Sollte ausnahmsweise diese

Fig. 61.



erste Korrekturenrechnung noch nicht genügen, so kann natürlich in derselben Weise eine zweite Verbesserung durchgeführt werden.

Zur Reduktion der Werte für den Wattverbrauch auf die Temperatur 20° bedarf man des Temperaturkoeffizienten des Widerstands des betreffenden Blechs. Bei den „normalen“ Blechsorten, die im allgemeinen 0,3 Proz. Mn und auch sonst noch verschiedene Verunreinigungen enthalten, nimmt der Widerstand mit steigender Temperatur pro Grad um etwa 0,45 Proz. zu; beträgt also die Temperatur bei der Messung t^0 , so ist zu dem gemessenen Wert W die Größe

$$(t - 20) \cdot 0,0045 \cdot A \xi p \mathfrak{B}_1^2 \dots \dots \dots \quad (82)$$

zuzuschlagen, wobei wieder der Wert $A \xi p \mathfrak{B}_1^2$ direkt der Figur zu

entnehmen ist. Dagegen besitzen die sogenannten „legierten“ Bleche einen sehr viel geringeren Temperaturkoeffizienten, der von der Höhe des Siliciumgehalts abhängt und, falls dieser bekannt ist, der nachfolgenden Tabelle entnommen werden kann; hierbei ist allerdings angenommen, daß das Eisen keine erheblichen sonstigen Verunreinigungen enthält, welche ebenfalls den Temperaturkoeffizienten herabsetzen.

Tabelle 3.

Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstands
von legierten Blechen.

Si Proz.	Temperatur- koeffizient Proz.	Si Proz.	Temperatur- koeffizient Proz.
0	0,57	3,0	0,10 ₅
0,5	0,33	3,5	0,09
1,0	0,24	4,0	0,07 ₅
1,5	0,19	4,5	0,06 ₅
2,0	0,15	5,0	0,06
2,5	0,12 ₅		

Im technischen Betrieb kann bei hochlegierten Blechen, welche meist 3,5 bis 4 Proz. Silicium enthalten, von der Temperaturkorrektur im allgemeinen vollständig abgesehen werden.

Nach der Definition der Normalien des Verbands Deutscher Elektrotechniker hat man nun unter „Verlustziffer“ V_{10} bzw. V_{15} den Wattverlust zu verstehen, den 1 kg Blech während einer Sekunde, also während 50 Perioden, bringt; wir haben also den gefundenen Betrag $\frac{W_{100}}{p}$ noch mit 100 zu dividieren und mit 50 zu multiplizieren, d. h. insgesamt mit 2 zu dividieren.

Aber auch diese Verlustziffer bedarf unter Umständen noch einer Korrektur, wenn nämlich die Spannungskurve der mit dem Apparat belasteten Maschine keine reine Sinusform hat, also der Formfaktor f von 1,11 abweicht. Tatsächlich hängt nämlich derjenige Teil des Wattverbrauchs, welcher von den Wirbelströmen herrührt, nicht direkt von der Höhe der Induktion, sondern von der im Eisen hervorgebrachten Spannung ab, ist also proportional E^2 . Nun dient zur Herstellung einer bestimmten Induktion von etwa $\mathfrak{B} = 10\,000$ bei der Periodenzahl p eine Gleichung der Form

$\mathfrak{B} = \frac{C' \cdot E}{f}$ (vgl. 77), wobei C' eine Konstante, E die effektive Spannung und f den Formfaktor bedeutet. Je größer also der Formfaktor f , d. h. je spitzer die Spannungskurve ist, um so höher muß für dieselbe Induktion die Spannung E gewählt werden, um so größer ist somit auch der Wirbelstromverlust. Um nun bei verschiedenen Kurvenformen vom Formfaktor f_1 vergleichbare Werte zu erhalten und den Wirbelstromverlust auf eine sinusförmige Kurve mit dem Formfaktor $f = 1,11$ zu beziehen, hat man den Wert für den Wirbelstromverlust noch mit dem Faktor $\left(\frac{f}{f_1}\right)^2$ zu multiplizieren, oder man hat von dem Wert für die Verlustziffer die Größe

$$\left[1 - \left(\frac{f}{f_1}\right)^2\right] \cdot W'_w \dots \dots \dots (83)$$

abzuziehen, worin W'_w den Wirbelstromverlust pro Kilogramm und 50 Perioden bedeutet, also nach Fig. 60 $= b \times \frac{50}{100} = \frac{1}{2} A \xi p \mathfrak{B}^2$ ist.

Auch der Steinmetzsche Koeffizient η und der Wirbelstromkoeffizient ξ (vgl. 79) läßt sich aus den durch die Messung gefundenen, in Watt ausgedruckten Werten für den Hysterese- bzw. Wirbelstromverlust pro Periode und 100 kg Eisen $a = A \eta \mathfrak{B}^{1,6}$ und $b = A \xi p \mathfrak{B}^2$ (Fig. 61) einfach berechnen. Da nämlich $\eta \mathfrak{B}^{1,6}$ und $\xi p \mathfrak{B}^2$ den in Erg pro Kubikzentimeter Eisen ausgedrückten Hysterese- bzw. Wirbelstromverlust bezeichnen, so ist unter Annahme des spezifischen Gewichts s der Zahlenfaktor $A = \frac{100\,000}{s}$, folglich wird:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{a \cdot s \cdot 10^7}{10^5 \cdot \mathfrak{B}^{1,6}} &= \frac{a \cdot s \cdot 10^2}{\mathfrak{B}^{1,6}} \\ \xi &= \frac{b \cdot s \cdot 10^7}{10^6 \cdot p \cdot \mathfrak{B}^2} \left(\frac{f}{f_1}\right)^2 &= \frac{b \cdot s \cdot 10^2}{p \cdot \mathfrak{B}^2} \left(\frac{f}{f_1}\right)^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots (84)$$

Im folgenden ist der besseren Übersicht halber ein vollständiges Beobachtungsschema mit sämtlichen zur Anwendung gebrachten Korrekturen wiedergegeben, und zwar für den Richterschen Apparat, bei dem die Korrektur für die Luftlinien einen erheblichen Betrag annimmt; dasselbe Schema gilt natürlich auch für den Apparat von Möllinger und von Epstein in der älteren Anordnung ohne Spannungsspule.

§ 67. Zahlenbeispiel. Normales Dynamoblech

p	Voltmeter 1 Skalenteil = 0,5 $w_1 = 309 \text{ Ohm}$	Wattmeter II 1 Skalenteil = 1,5 $w_2 = 1500 \text{ Ohm}$
51,18	191,1	100,8
	9,1	0,8
	9,1	0,7 ₅
	9,1	0,7
	9,2	0,7
	9,2	0,7
51,23	9,2	0,7
	9,1 ₅	0,6
Mittel: 51,21	119,1 ₄	100,7 ₂
	Skalenkorr.: -0,3 ₆	-0,1
	118,7 ₈	<u>100,6₂ - 0,14 %</u> 100,48 × 1,5

$$J \cdot w (\cos \varphi + \sin \varphi \operatorname{tg} \psi) = -1,19$$

$$E' = 59,39$$

$$E = 58,20$$

$$\mathfrak{B} = \frac{10^8}{4 q n a} \cdot \frac{E}{p} = 9987$$

$$G = 32,676 \text{ kg}$$

$$1,6 \cdot \frac{\delta}{\mathfrak{B}} \cdot A \gamma \mathfrak{B}^{1,6} = 1,6 \cdot 0,13 \% \cdot 4,2 = +0,009$$

$$2 \cdot \frac{\delta}{\mathfrak{B}} \cdot A f p \mathfrak{B}^2 = 2 \cdot 0,13 \% \cdot 3,6 = +0,009$$

$$+0,018$$

$$(t-20) 0,45 \% \cdot A f p \mathfrak{B}^2 = +5,1 \cdot 0,45 \% \cdot 3,6 = +0,082$$

$$+0,100$$

$$W_t = 150,72$$

$$\frac{E'^2}{w_1} + \frac{E'^2}{w_2} = -13,77$$

$$W_a = 136,95$$

$$J^2 w = -5,65$$

$$W_E = 131,30$$

$$\frac{100}{G} \cdot \frac{W_E}{p} = \frac{W_{100}}{p} = 7,847$$

$$+0,100$$

$$\frac{W_{100}}{p_{50}} (\text{corr}) = 7,947$$

$$\frac{W_{100}}{p_{20}} = 5,777$$

$$\frac{W_{100}}{p_0} = 4,330 = a$$

$$\frac{W_{100}}{p_{50}} - \frac{W_{100}}{p_0} = 3,617 = b$$

Dicke 0,5 mm, Dichte 7,80, Formfaktor $f_1 = 1,13$.

Amperemeter 1 Skalenteil = 0,1	Thermometer
43,3	24,8
3,2 ₅	
3,2 ₅	
3,2 ₅	25,3
43,2 ₆ + 0,0 ₄ ----- 43,30	25,1

$$\begin{aligned}
 J' &= 4,33_0 & i_1 &= \frac{E'}{w_1} = 0,192 \\
 (i_1 + i_2) \cos \varphi' &= -0,13_6 & i_2 &= \frac{E'}{w_2} = 0,040 \\
 \frac{1}{2} \frac{(i_1 + i_2)^2}{J'} (1 - \cos^2 \varphi') &= +0,00_4 & &= 0,232 \\
 J &= 4,19_8 \\
 \\
 \frac{E'^2}{w_1} &= 11,415 & \cos \varphi' &= \frac{W_t}{E' \cdot J'} = 0,586 \\
 \frac{E'^2}{w_2} &= \frac{2,351}{13,766} & \cos^2 \varphi' &= 0,34 \\
 \frac{W_{100}}{p_{50}} &= 7,947 & \cos \varphi &= \frac{W_a}{E' \cdot J} = 0,550 \\
 \left[1 - \left(\frac{1,11}{1,13} \right)^2 \right] \times 3,617 &= \frac{-0,127}{7,820} & \sin \varphi &= 0,835 \\
 & & \operatorname{tg} \psi &= \frac{L \cdot 2 \pi \cdot p}{w} = 0,402 \\
 \\
 V_{10} &= 3,910 & w &= 0,32 \\
 \eta &= 0,00134_5 & J \cdot w (\cos \varphi + \sin \varphi \operatorname{tg} \psi) &= 1,19 \\
 \xi &= 5,44 \times 10^{-7}
 \end{aligned}$$

§ 68. Der Epsteinsche Eisenprüfapparat mit Spannungsspule.

Auf Vorschlag von Prof. Epstein hat der von ihm konstruierte Apparat dadurch noch eine erhebliche Verbesserung erfahren, daß die Spannung für Voltmeter und Wattmeter nicht mehr an den Enden der Magnetisierungsspule von 400 Windungen abgenommen wird, sondern an den Enden einer besonderen Sekundärspule von ebensoviel Windungen, welche den Eisenkern möglichst eng umschließt und sich über die gleiche Länge erstreckt wie die Magnetisierungsspule. Dadurch wird einmal die recht beträchtliche und ziemlich unsichere Korrektion für den Wattverbrauch in der Magnetisierungsspule vermieden, sodann fällt auch bei der Berechnung der wahren „Eisenspannung“ der Ohmsche Spannungsabfall in der Magnetisierungsspule $Jw \cos \varphi$ fort, dafür aber treten allerdings einige andere, kleinere Korrekationen auf, die von Dr. Rogowski für den internen Gebrauch in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt berechnet, aber bisher noch nicht veröffentlicht wurden.

Es sei mit bezug auf Fig. 62:

M	die Maschine	}	(85)
W	das Wattmeter		
A	„ Amperemeter		
V	„ Voltmeter		
$W_g = J_1 \cdot E_{2k} \cos \varphi'$	die gemessene Wattzahl		
i_1	der Primärstrom (Momentanwert)		
J_1	„ „ (Effektivwert)		
i_2	„ Sekundärstrom (Momentanwert)		
J_2	„ „ (Effektivwert)		
i_{2v}	„ „ im Voltmeter		
i_{2w}	„ „ „ Wattmeter		
$i_2 = i_{2v} + i_{2w}$			
w_v	der Widerstand des Voltmeters		
w_w	„ „ der Spannungsspule des Wattmeters		
w_2	„ „ „ Sekundärspule		
e_{2k}	die sekundäre Klemmspannung (Momentanwert)		
E_{2k}	„ „ „ (Effektivwert)		
e_2	„ vom Eisen herrührende Spannung (Momentanwert)		
E_2	„ „ „ „ (Effektivwert)		
$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_v} + \frac{1}{w_w}$			

Da Magnetisierungs- und Spannungsspule die gleiche Windungszahl haben, so können wir setzen:

$$i_1 + i_2 = i_0 \dots \dots \dots (86)$$

wobei i_0 den Momentanwert des idealen Magnetisierungsstroms bezeichnet, welcher in einer einzigen Magnetisierungsspule die Wirkung der beiden anderen Ströme i_1 und i_2 ersetzen würde; dann ist der Momentanwert des Wattverlusts im Eisen $= i_0 e_2 \cdot dt$. Nun ist die Eisenspannung e_2 gegeben durch die abgelesene Klemmspannung und den Ohmschen Spannungsabfall in der Sekundärspule, also

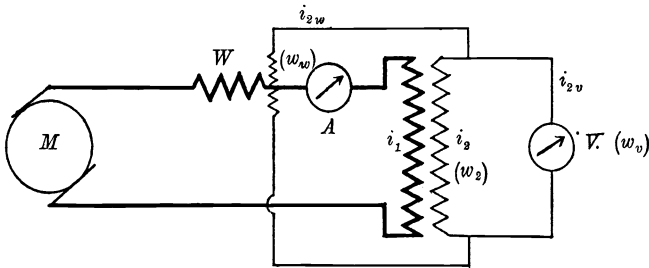
$$e_2 = e_{2k} + i_2 w_2 \dots \dots \dots (87)$$

Man erhält also für den Momentanwert des Wattverlusts im Eisen

$$\begin{aligned} i_0 e_2 dt &= (e_{2k} + i_2 w) (i_1 + i_2) dt \\ &= i_1 e_{2k} dt + i_1 i_2 w_2 dt + i_2 e_{2k} dt + i_2^2 w_2 dt \dots \dots (88) \end{aligned}$$

Da der Strom im Sekundärkreis wegen der geringen Selbstinduktion der Meßinstrumente fast genau mit der Spannung in

Fig. 62.



Phase ist, so haben wir

$$i_2 = e_{2k} \left(\frac{1}{w_v} + \frac{1}{w_2} \right) = \frac{e_{2k}}{w} \dots \dots \dots (89)$$

somit geht (88) über in:

$$i_0 e_2 dt = i_1 e_{2k} dt + \frac{i_1 e_{2k}}{w} \cdot w_2 dt + \frac{e_{2k}^2 dt}{w} + \frac{e_{2k}^2}{w^2} \cdot w_2 dt \dots (90)$$

Hierin bezeichnet das Glied linker Hand den Momentanwert des gesuchten reinen Energieverbrauchs beim Ummagnetisieren, das erste Glied rechter Hand die entsprechende Momentanangabe des Wattmeters, die drei anderen Glieder Korrektionswerte. Geht man nun von den Momentanwerten zu den zeitlichen Mittelwerten bzw. den Effektivwerten über, so hat man zu bedenken, daß die Spannung im Sekundärkreis gegen denjenigen Teil der primären Klemmspannung, welcher die induktive Spannung im Primärkreis kompensiert, um 180° verschoben ist, daß also auch die Phasenverschiebung zwischen Strom i_1 und Spannung e_2 nicht, wie im Primärkreis, einem Winkel φ entspricht, sondern $(180^\circ - \varphi)$. Hierdurch tritt, da $\cos(180 - \varphi) = -\cos \varphi$, bei dem Glied auf der linken Seite und

den beiden ersten Gliedern auf der rechten Seite das negative Vorzeichen auf, und wir erhalten schließlich für den gesuchten Wattverbrauch W_e den Ausdruck:

$$W_e = W_g \left(1 + \frac{w_2}{w}\right) - \frac{E_{2k}^2}{w} \left(1 + \frac{w_2}{w}\right) = \left(W_g - \frac{E_{2k}^2}{w}\right) \left(1 + \frac{w_2}{w}\right) \quad (91)$$

Hierbei bezeichnet W_g den gesamten, vom Wattmeter angegebenen Energieverbrauch, während das Korrektionsglied $\frac{E_{2k}^2}{w}$ den durch das Wattmeter mitgemessenen Verbrauch im Voltmeter und in der Spannungsspule des Wattmeters angibt, das Korrektionsglied $\frac{w_2}{w}$ aber von dem Ohmschen Spannungsabfall in der Sekundärspule herrührt. Die erste Korrektion ist natürlich bedingt durch den Widerstand der verwendeten Meßinstrumente und wird um so geringer, je größer der Kombinationswiderstand w derselben ist. Damit das zweite Korrektionsglied möglichst wenig Unsicherheit bringt, hat man dafür zu sorgen, daß der Widerstand der Sekundärspule w_2 im Verhältnis zum Kombinationswiderstand w möglichst klein bleibt, da andernfalls auch die durch die unvermeidlichen Temperaturänderungen während des Messens bedingte Widerstandsänderung der Sekundärspule merkliche Fehler hervorbringen könnte.

Es ist nun noch der Einfluß der Kraftlinien zu berücksichtigen, welche zwischen dem Eisen und der Spule in der Luft pulsieren (sogenannte Luftlinienkorrektion) und die aus der Spannung abgeleitete Induktion zu hoch erscheinen lassen. Die hierdurch bedingte Korrektion, die namentlich beim Apparat von Richter und auch von Möllinger eine Rolle spielt, ist schon in § 66 abgeleitet worden, und sie ist natürlich ohne weiteres auch für den vorliegenden Fall anwendbar, man kann aber hier meist auch mit einem wesentlich einfacheren Verfahren auskommen, zumal die Korrektion nur bei hohen Induktionen merkliche Beträge erreicht.

Zunächst wird es vielfach vorkommen, daß man nach den „Normalien des V. D. E.“ das Material im Epsteinschen Apparat auch statisch untersucht. Hat man dann gefunden, daß zur Erreichung der betreffenden Induktion $\mathfrak{B} = 10000$ oder 15000 etwa $a \cdot AW = a \times 1,257$ Gauß erforderlich sind, und ist der Querschnitt der Spannungsspule $= q'$, derjenige des Eisens $= q$ qcm, so verlaufen zwischen Eisen und Spule, sowie in den Luftspalten zwischen den einzelnen Blechstreifen $(q' - q) \mathfrak{H} = (q' - q) \cdot 1,257 a AW$ Kraftlinien. Bei den Wechselstrommessungen ist nun die von diesen

Luftlinien herrührende Spannung nicht vollkommen in Phase mit der Eisenspannung, die Phasendifferenz beträgt ungefähr $(90^\circ - \varphi)$, es kommt also, genau genommen, nur der $\cos(90 - \varphi)$ von der berechneten Luftlinienzahl in Betracht; da aber bei den höheren Induktionen über $\mathfrak{B} = 10000$ der Winkel φ zwischen Strom und Spannung schon nahezu 90° beträgt, so ist dieser Faktor unbedenklich $= 1$ zu setzen. Um diesen Betrag ist also der für den gesamten Eisenquerschnitt berechnete Induktionsfluß zu hoch, oder, da wir ja die Induktion pro Quadratcentimeter zu bestimmen haben, so ist diese um den Betrag $\left(\frac{q' - q}{q}\right) \mathfrak{S} = \left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot 1,257 \cdot a AW$ zu verkleinern.

Diese Korrektion ist für den vorliegenden Zweck hinreichend genau, sie läßt sich aber leider in allen den Fällen nicht verwenden, wo das Blech nur wattmetrisch, nicht auch statisch untersucht wird, denn hier kennt man nicht die wahre, zur Erzeugung der betreffenden Induktion notwendige Feldstärke, sondern nur den Effektivwert des Magnetisierungsstroms, den man noch mit dem Verhältnis Scheitelwert/Effektivwert zu multiplizieren hätte, um zur oben verwendeten Größe $a AW$ zu gelangen. Dies Verhältnis ist aber nicht bekannt, es ändert sich von Fall zu Fall, da sich die Stromkurve außerordentlich stark verzerrt, und da diese Verzerrung wiederum abhängig ist von den uns ja nicht bekannten magnetischen Eigenschaften des Blechs. Man kann sich jedoch in diesem Falle folgendermaßen helfen:

Für eine größere Anzahl von Blechen, die sowohl statisch als auch wattmetrisch untersucht sind, bildet man das Verhältnis

$c = \frac{a_s}{a_e}$, wobei a_s und a_e die bei der statischen bzw. wattmetrischen

Messung erhaltenen Stromstärken in Amp. bezeichnen, erstere in Gleichstrom, letztere in Effektivwerten des Wechselstroms ausgedrückt. Aus diesen Werten c , die sich natürlich um eine Anzahl von Prozenten unterscheiden werden, nimmt man das Mittel; es sei C ; dann hat man angenähert:

$$\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot 1,257 \cdot C \cdot a_e = \left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot 1,257 \cdot a AW. \quad \dots \quad (92)$$

Nun ordnen die „Normalien des V. D. E.“ die Bleche von 0,5 mm Dicke in vier verschiedene Sorten ein, nämlich solche, deren Verlustziffer V_{10} beträgt (vgl. § 62): I über 3,0, II von 2,60 bis 3,0, III von 1,85 bis 2,60, IV unter 1,85. Diese unterscheiden sich im allgemeinen durch einen bis zu 4 Proz. zunehmenden Zusatz von Silicium, der bewirkt, daß nicht nur die Dichte, sondern auch die

Permeabilität für höhere Feldstärken abnimmt; man hat also, um die Induktion $\mathfrak{B} = 15\,000$ oder dergl. zu erhalten, immer höhere Feldstärken zu verwenden, und es ist daher nicht ohne weiteres zulässig, die Größe C für alle Blechsarten gleich anzunehmen, da die Stromverzerrung mit der Höhe des Stromes wächst. Wohl aber kann man für die vier verschiedenen Blechsarten in der angegebenen Weise vier verschiedene Werte von C bestimmen und diese dann gleich mit dem Faktor $\left(\frac{q'}{q} - 1\right) \cdot 1,257$ zusammenfassen, wobei für den in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt vorhandenen Apparat die Größe $\left(\frac{q'}{q} - 1\right)$ rund $= 2$ zu setzen ist, was auch für alle nach derselben Art gebauten Epstein-Apparate angenähert zutreffen dürfte. Man erhält dann, wiederum unter Vernachlässigung der geringen Phasendifferenz zwischen der durch die Eisen- und die Luftlinien hervorgebrachten Spannung, für die abzuziehenden Luftlinien folgende Werte:

Tabelle 4.

Blechsorte	Dichte	Abzuziehende Anzahl der Kraftlinien
I	7,80	$6 \times a_e$
II	7,75	$7 \times a_e$
III	7,65	$8 \times a_e$
IV	7,55	$9 \times a_e$

Hierbei bezeichnet a_e die jeweils bei der wattmetrischen Messung abgelesene effektive Stromstärke.

Genau genommen gilt diese Tabelle auch nur für die Verlustziffer V_{15} , also für die Induktion $\mathfrak{B} = 15\,000$, sie wird aber mit hinreichender Genauigkeit auch für alle Induktionen bis zu etwa $\mathfrak{B} = 16\,000$ hinauf gültig sein. Für die Induktionen bis zu $\mathfrak{B} = 10\,000$ einschließlich kann man ohne erheblichen Fehler beim Epsteinschen Apparat auf die Anbringung der Luftlinienkorrektur überhaupt verzichten. Im folgenden ist ein Zahlenbeispiel mit allen Korrekturen wiedergegeben.

§ 69. Zahlenbeispiel (betrifft die Reduktionen vgl. auch § 66).

Schwach legiertes Blech von 0,5 mm Dicke; Dichte $s = 7,65$; Gewicht $G = 10,0$ kg; Querschnitt $Q = 6,536$ qcm; Formfaktor $f_1 = 1,141$. n_2 (Zahl der Sekundärwindungen) $= 400$.

$$\mathfrak{B}_{\max} = \frac{10^8}{4 \cdot f_1 n_2 Q} \cdot \frac{E_2}{p} = \frac{10^6}{16 \cdot f_1 Q} \cdot \frac{E_2}{p} = 8380,8 \cdot \frac{E_2}{p}.$$

Frequenz	Spannung 1° = 1 Volt $w_v = 618,4 \text{ Ohm}$	Leistung 1° = 6 Watt $w_w = 3000 \text{ Ohm}$	Strom 1° = 2 A.	Temperatur des Eisens °C
50,2	90,5	14,9 ₅	4,79	20,1
50,2	0,4	14,9		21,0
50,2	0,4	14,9	4,80	21,1
$M: 50,2$	90,4 ₃ Corr $-0,5$ <hr/> 89,9 ₃	14,9 ₂ $-0,0_5$ <hr/> 14,8 ₇ × 6	4,79 ₅ × 2	20,7
	$E_{2k} = 89,9_3 \text{ Volt}$ $E_{2k} \frac{w_2}{w} = +0,2_7$ $E_2 = 90,2_0 \text{ Volt}$	$W_g = 89,2_2 \text{ Watt}$ $\frac{E_{2k}^2}{w} = -15,7_7$ <hr/> 73,4 ₅	$J_1 = 9,59 \text{ A.}$	$t' = 20,7^\circ \text{ C}$
	$(W_g - \frac{E_{2k}^2}{w}) \frac{w_2}{w} = +0,2_2$	$W'_e = 73,6_7 \text{ Watt}$	$+0,13 \times 1,6 \times 11,2_5 \times 10^{-2} = +2,3 \times 10^{-2}$ $+0,13 \times 2 \times 3,3_4 \times 10^{-2} = +0,9 \times 10^{-2}$ $+0,2 \times 0,7 \times 3,4_3 \times 10^{-2} = +0,5 \times 10^{-2}$ <hr/> $+3,7 \times 10^{-2}$	

Luftlinien corr $\mathfrak{B}_{\max} = 15\ 058$
 $8 \times 9,6 = -77$
 $\mathfrak{B}_{\text{corr}} = \underline{14\ 981}$

$\frac{W'_e}{p} \cdot \frac{100}{G} = 14,67_5 \text{ Watt pro } 1 \sim \text{ und } 100 \text{ kg}$
 Corr = $+0,03_7$ (Reduktion auf $\mathfrak{B} = 15\ 000$ und $t = 20^0$)

$\frac{1}{w} = 0,195 \times 10^{-2}$

$\frac{W_e}{p} \cdot \frac{100}{G} = 14,71_2 \text{ Watt pro } 1 \sim \text{ und } 100 \text{ kg}$
 bei $\mathfrak{B} = 15\ 000$ und $t = 20^0$

$\frac{w_2}{w} = 0,304 \times 10^{-2}$

2. Reihe = 14,68₅

$\frac{W_{100}}{p_{50}} = 14,68_5$
 $\left[1 - \left(\frac{1,11}{1,14_1}\right)^2\right] \cdot 3,32_7 = \frac{-0,17_8}{14,50_7}$

$M = 14,69_9 \text{ Watt bei } 50,2 \text{ Perioden}$
 Corr = $-0,01_4$

$V_{10} = 7,25$

$\frac{W_{100}}{p_{50}} = 14,68_5 \text{ Watt bei } 50,0 \text{ Perioden}$

$\eta = 0,00181$

$\frac{W_{100}}{p_{20}} = 12,68_9$

$\xi = 2,14 \times 10^{-7}$

$\frac{W_{100}}{p_0} = 11,35_8 = a \text{ (Fig. 60)}$

$\frac{W_{100}}{p_{50}} - \frac{W_{100}}{p_0} = 3,32_7 = b \text{ (" 60)}$

Frequenz	Spannung 1° = 0,5 Volt $w_v = 618,4 \text{ Ohm}$	Leistung 1° = 3 Watt $w_w = 1500 \text{ Ohm}$	Strom 1° = 2 A.	Temperatur des Eisens °C
20,0 ₅	72,0	10,0 ₅	46,4	22,0
20,0 ₅	72,0	10,0 ₅	46,4	22,1
M: 20,0 ₅	72,0 Corr - 0,5 <u>71,5</u>	10,0 ₅ 0,0 <u>10,0₅ × 3</u>	46,4	22,1
	$E_{2k} = 35,7_5 \text{ Volt}$	$W_g = 30,1_5 \text{ Watt}$	$J_1 = 9,2_8$	$t' = 22,1^0 \text{ C}$
	$E_{2k} \frac{w_2}{w} = +0,2_2$	$\frac{E_{2k}^2}{w} = -4,9_8$		
	$E_2 = 35,9_7 \text{ Volt}$	25,1 ₇		
	$(W_g - \frac{E_{2k}^2}{w}) \frac{w_2}{w} = +0,1_5$	$W'_e = 25,3_2 \text{ Watt}$		
			$+ 0,27 \times 1,6 \times 11,25 \times 10^{-2} = +4,8 \times 10^{-2}$	
			$+ 0,27 \times 2 \times 1,38 \times 10^{-2} = +0,7 \times 10^{-2}$	
			$+ 0,2 \times 2,1 \times 1,38 \times 10^{-2} = +0,6 \times 10^{-2}$	
			<u>+ 6,1 × 10⁻²</u>	

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_{\max} &= 15\,035 \\ \text{Luftliniencorr } 8 \times 9,3 &= -74 \\ \mathfrak{B}_{\text{corr}} &= \underline{\underline{14\,961}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{W'_e}{p} \cdot \frac{100}{G} &= 12,62_8 \text{ Watt pro } 1 \sim \text{ und } 100 \text{ kg} \\ \text{Corr} &= +0,06_1 \text{ (Reduktion auf } \mathfrak{B} = 15000 \\ &\text{ und } t = 20^0) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{w} = 0,390 \times 10^{-2}$$

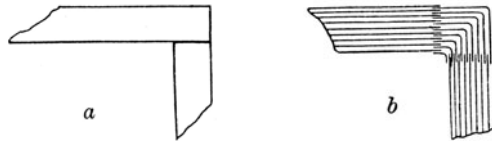
$$\begin{aligned} \frac{W_e}{p} \cdot \frac{100}{G} &= \frac{W_{100}}{p_{20}} = 12,68_9 \text{ Watt pro } 1 \sim \text{ und } 100 \text{ kg} \\ &\text{ bei } \mathfrak{B} = 15000 \text{ und } t = 20^0 \end{aligned}$$

$$\frac{w_2}{w} = 0,609 \times 10^{-2}$$

Genau genommen müßte auch hier, wie bei der Beobachtung mit 50 Perioden, dem tatsächlichen Formfaktor durch eine Korrektion des Wirbelstromverlusts Rechnung getragen werden. Der Einfachheit halber ist von dieser kleinen Korrektion, die nur eine geringfügige Änderung der Werte von η und ξ zur Folge gehabt haben würde, Abstand genommen worden.

§ 70. **Eisenprüfapparat von Lloyd.** In England und Amerika wird neben dem Apparat von Epstein auch noch ein solcher von Lloyd¹⁾ verwendet, der sich von dem Epsteinschen im wesentlichen dadurch unterscheidet, daß die vier Probepäckchen nicht direkt aneinanderstoßen (Fig. 63a), sondern durch rechteckig gebogene Eckstücke aus ähnlichem Material, welche zwischen die Fugen der einzelnen Bleche eingesetzt werden (Fig. 63b), verbunden sind, um den Übergangswiderstand der Luftschlitze zu verringern. Der hierdurch erzielte Vorteil wird aber zum Teil durch die geringere Länge der Streifen und Spulen (25 cm gegen 50 cm bei Epstein) wieder aufgehoben, außerdem erfordert natürlich die Messung noch besondere Berücksichtigung des durch die Eckstücke in den magnetischen Kreis eingeführten fremden Eisens und des an den Überlappungsstellen veränderten Betrags der Induktion und der Wirbelströme. Eine im Jahr 1912 durchgeführte Vergleichung²⁾ identischer Blechproben zwischen den im Bureau of Standards, dem National Physical

Fig. 63 a u. 63 b.



Laboratory in Teddington und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt verwendeten Methoden hat eine recht befriedigende Übereinstimmung der mit dem Epsteinschen und dem Lloyd'schen Apparat gewonnenen Werte ergeben, so daß ein Grund, von der Epsteinschen Meßanordnung abzugehen, nicht vorliegt.

Messung des Hystereseverlusts allein.

§ 71. **Methode von Searle und Bedford.** Die zuletzt besprochenen wattmetrischen Methoden erlauben einerseits, den gesamten, bei der Ummagnetisierung vergeudeteten Energieverbrauch zu messen, andererseits, den jeweiligen Anteil von Hysteresee- und Wirbelstromverlust zu bestimmen, sie haben deshalb in der Technik weiteste Verbreitung gefunden. Immerhin sollen der Vollständigkeit halber hier noch einige Methoden Erwähnung finden, welche nur der Bestimmung des Hystereseverlusts dienen. Daß man diesen durch Ausmessung des Flächeninhalts der Hystereseschleife finden

¹⁾ Vgl. Circular Nr. 17 of the Bureau of Stand. 1916, S. 23. — ²⁾ Elektrot. Zeitschr. **33**, 555 (1912).

kann, wurde schon mehrfach erwähnt (vgl. § 9 und § 61). Searle und Bedford¹⁾ haben eine interessante Anordnung angegeben, welche diese mühsame Arbeit außerordentlich vereinfacht:

Der zu untersuchende Eisenring vom Querschnitt q ist mit einer gleichmäßigen Magnetisierungswicklung von N Windungen pro Zentimeter versehen, die mit der Primärspule eines Dynamometers in Reihe geschaltet ist, während eine Sekundärwicklung von n Windungen mit der beweglichen Spule des Dynamometers verbunden ist. Läßt man nun den Magnetisierungsstrom einen vollständigen Zyklus in so kurzer Zeit durchlaufen, daß sich die bewegliche Spule des Dynamometers noch nicht merklich aus der Ruhelage entfernt hat, ehe der Zyklus beendigt ist, so ist der entstehende Dynamometerausschlag α proportional dem Hystereseverlust während dieses Zyklus. Zur Eichung des Instruments schickt man durch die feste Dynamometerspule einen konstanten Strom von der Größe i und verbindet die bewegliche Spule mit einem Erdinduktor oder der Sekundärwicklung einer Normalspule, wodurch man eine meßbare Momentanspannung an den Enden der beweglichen Spule erzeugen kann. Erfolgt beim Umlegen des Induktors oder beim Kommutieren des Stroms in der Normalspule der Ausschlag β , so erhält man für den Hystereseverlust E_h pro cm^3 Eisen in Erg den Ausdruck

$$E_h = \frac{NiP}{qn} \cdot \frac{\alpha}{\beta} \dots \dots \dots (93)$$

Hierin bezeichnet P das Produkt aus dem bei der Eichung verwendeten Kraftlinienfluß und der Anzahl der von demselben geschnittenen Sekundärwindungen der Normalspule bzw. der Windungszahl des Erdinduktors. Die Methode schließt sich also einerseits an die wattmetrische Methode mit Verwendung einer Spannungsspule an, andererseits auch, was die Eichung betrifft, an die früher besprochene ballistische Methode, die natürlich zur Bestimmung der im Ring herrschenden Induktion ebenfalls verwendet werden muß. Sie erscheint auf den ersten Blick außerordentlich bestechlich, setzt aber voraus, daß der Induktionsstrom im Sekundärkreis die Magnetisierung nicht beeinflusst, daß die Wirbelströme beim Durchlaufen des Magnetisierungszyklus keine Rolle spielen usw., was, genau genommen, nicht der Fall ist und Korrekturen erfordert, so daß die von den Verfassern vollständig behandelte Theorie keineswegs einfach ist.

¹⁾ G. F. C. Searle and T. G. Bedford, The measurement of magnetic hysteresis. Phil. Transact. Roy. Soc. London 198, 33—104 (1902). Electrician 36, S. 800.

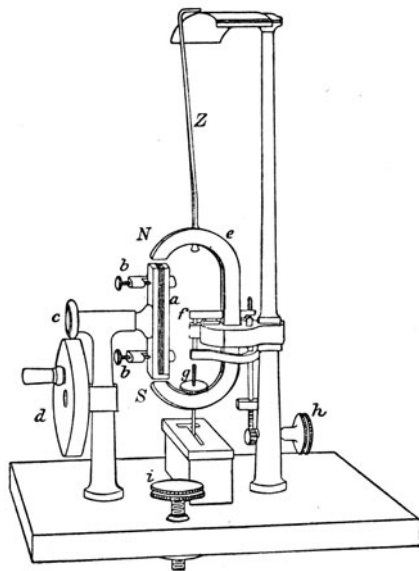
Die zahlreichen, a. a. O. mitgeteilten Vergleiche zwischen den Ergebnissen dieses Verfahrens mit den Werten, welche durch Ausmessung der entsprechenden Hystereseschleifen gewonnen wurden, sind ganz befriedigend; gleichwohl scheint die Methode, die sich wohl mehr für wissenschaftliche Zwecke eignen würde, keine weitere Verbreitung gefunden zu haben.

§ 72. **Hysteresemesser von Ewing und von Blondel.** Ein in technischen Betrieben viel benutzter, jetzt in Deutschland wenig mehr verwendeter Apparat zur Bestimmung des Hystereseverlusts ist der in Fig. 64 abgebildete Hysteresemesser von Ewing¹⁾:

Der Hufeisenmagnet *e* ist auf den Schneiden *f* gelagert und um diese drehbar; die Größe der Drehung kann mittels des über einer Teilung spielenden Zeigers *z* abgelesen werden. Die Drehung wird durch das Probepäckchen *a* aus dem zu untersuchenden Blech hervorgebracht, das mit Hilfe eines Getriebes *d* und der Reibungsrolle *c* in rasche Umdrehung versetzt wird. Der Vorgang ist nun folgender:

In der gezeichneten Stellung wird der Kraftlinienfluß des Magnets durch das Bündel nahezu geschlossen, dem Nordpol *N* des Magnets gegenüber entsteht im Bündel ein Südpol und umgekehrt, und bei der Drehung im Sinn des Uhrzeigers wird das Bündel den Magnet in demselben Sinne mitzunehmen suchen. Diese Anziehung wirkt so lange, bis das Bündel zum Magnetfeld senkrecht steht; dann ist aber der Induktionsfluß im Bündel zurückgegangen bis auf die scheinbare Remanenz, die ebenfalls noch einem schwachen Südpol entspricht. Nähert sich dieser bei weiterer Drehung dem Südpol des Magnets, so tritt zwischen beiden zunächst eine Abstoßung ein, infolge deren der Magnet sich in der früheren Richtung weiter zu

Fig. 64.



¹⁾ Ewing, Elektrot. Zeitschr. 16, 292 (1895).

drehen strebt; mit wachsender Annäherung an den Südpol aber wird die Remanenz vernichtet, und zwar um so langsamer, je höher die Koerzitivkraft der Probe ist, und der Induktionsfluß in der Probe wird umgekehrt. Nunmehr ist der frühere Südpol zum Nordpol geworden, der auf den Südpol des Magnets in einer der früheren entgegengesetzten Richtung drehend wirkt usf. Es ist somit klar, daß ein Material mit Hysterese, und nur ein solches, eine Drehung des Magnets hervorbringen muß. Hätte das Material diese Hysterese nicht, so würde bei der Annäherung der Streifenenden an die Pole der umgekehrte Drehungseffekt hervorgebracht werden, wie bei der Entfernung, beide Effekte würden sich aufheben. Der tatsächlich hervorgebrachte Effekt beruht also wirklich auf der Hysterese, nämlich der scheinbaren Remanenz und der Koerzitivkraft, und da das Produkt beider angenähert als ein Maß für den Hystereseverlust angesehen werden kann, so wird schon bei der soeben angestellten oberflächlichen Betrachtungsweise klar, daß sich der kleine Apparat tatsächlich zur angenäherten Messung des Hystereseverlusts verwenden läßt.

Zu diesem Zweck muß natürlich die Probe ganz bestimmte Dimensionen erhalten und der Apparat muß mit einer Normalprobe geeicht sein, deren Hystereseverlust für die in Frage kommende Induktion bereits auf andere, einwandfreie Weise bestimmt wurde. Aber auch so kann man von dem Apparat keine genauen Werte erwarten; das würde nur der Fall sein, wenn auch die Formen der Hystereseschleifen von Probebündel und Normalbündel angenähert übereinstimmen, was ja im allgemeinen nicht der Fall sein wird. Dagegen ist der Apparat ganz brauchbar zur schnellen relativen Vergleichung von Proben ähnlicher Art, z. B. von Bündeln, welche zur Feststellung der Ungleichmäßigkeit des Materials oder des Einflusses der Walzrichtung u. dgl. verschiedenen Teilen einer Blechtafel oder verschiedenen Tafeln derselben Lieferung entnommen sind.

Ein besonderer Nachteil des Apparats liegt noch darin, daß er sich nur für niedrige Induktionen von etwa 4000 bis 6000 verwenden läßt, da diese Grenze von der Stärke des permanenten Magnets abhängt, die sich nicht unbegrenzt steigern läßt. Diesen Nachteil haben Blondel und Carpentier¹⁾ mit ihrem Hysteresemesser vermieden, der auf demselben Prinzip beruht wie der Ewingsche, nur daß hier nicht das Probebündel, sondern der Magnet um das ringförmige, zwischen seinen Polen aufgehängte Probebündel gedreht

¹⁾ Blondel und Carpentier, Bull. Soc. Intern. des Électr. (2) 2, 751 (1902). Elektrot. Zeitschr. 20, 178 (1899).

wird. Da hier an Stelle des permanenten Magnets auch ein Elektromagnet verwendet werden kann, so läßt sich natürlich das Meßbereich willkürlich verändern und erheblich vergrößern (bis etwa $\mathfrak{B} = 10\,000$).

Trotz der großen Ähnlichkeit im Betrieb der beiden Hysteresemesser ist doch ein erheblicher grundsätzlicher Unterschied vorhanden: Bei dem Apparat von Ewing wird die Probe einem Wechselfeld unterworfen, etwa wie beim Transformator, beim Apparat von Blondel dagegen dreht sich die ringförmige Probe zwischen den Magnetpolen wie der Anker einer Dynamomaschine, es ändert sich dabei nicht der gesamte Induktionsfluß, sondern nur die Richtung. Wir haben es also im ersten Fall mit der sogenannten wechselnden, im zweiten mit der sogenannten drehenden Hysterese zu tun, die bei gleicher Induktion im allgemeinen verschiedene Werte geben, so daß auch bei richtigem Funktionieren der Blondelsche Apparat für gleiches Material und gleiche Induktion höhere Werte liefern wird als der Ewingsche. Auch in Abhängigkeit von der Induktion verhalten sich die Hystereseverluste verschieden: Während bei wechselnder Hysterese der Verlust mit wachsender Induktion stetig und erheblich ansteigt, erreicht er nach den neueren Versuchen von Gans und Loyarte¹⁾ etwa bei $\mathfrak{B} = 14\,000$ ein Maximum, um dann wieder zu sinken; doch kommt dies im vorliegenden Fall nicht in Betracht, da die Induktion mit dem Apparat von Blondel stets unterhalb des Maximums bleibt.

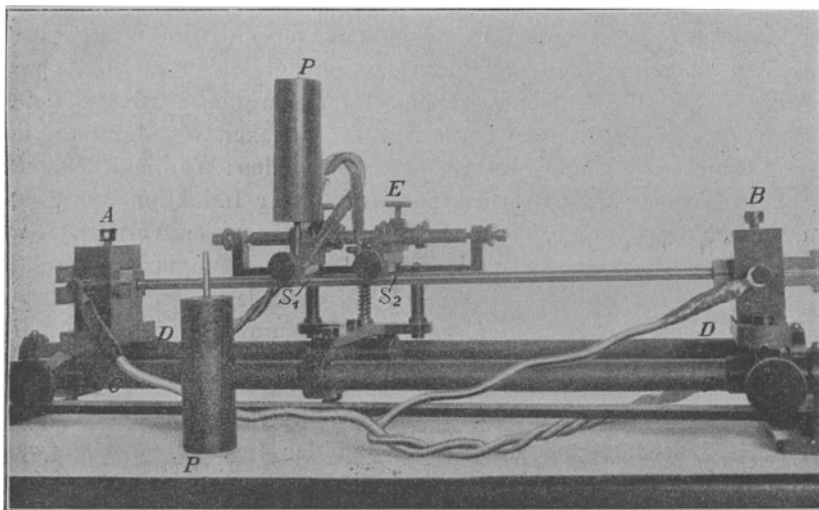
§ 73. Bestimmung des spezifischen Widerstands und der magnetischen Gleichmäßigkeit der Stoffe. Bei der Besprechung der wattmetrischen Messungsmethoden ist bereits mehrfach darauf hingewiesen worden, daß neben dem Hystereseverlust auch der Wirbelstromverlust bei der Konstruktion von Dynamomaschinen und hauptsächlich von Transformatoren eine beträchtliche Rolle spielt; er wird um so geringer, je kleiner der Querschnitt und je höher der spezifische Widerstand des betreffenden Materials ist. Es ist deshalb, namentlich bei Proben von unbekannter Zusammensetzung, wichtig, auch den spezifischen Widerstand der zylindrischen Probestäbe oder der Blechstreifen rasch und genau bestimmen zu können, und zwar läßt sich dies in einfacher Weise mit einem Verfahren zur Bestimmung der magnetischen Gleichmäßigkeit verbinden.

Zunächst wird es sich darum handeln, den absoluten Widerstand eines bestimmten Teils des Probestabs zu messen; hierzu dient der

¹⁾ Gans und Loyarte, Arch. f. Elektrot. **3**, 139 (1915).

in Fig. 65 dargestellte, von Dr. Ebeling angegebene Apparat. Er besteht aus zwei mit Stromzuführungen versehenen Seitenteilen *A* und *B*, welche mit Klemmbacken zur Aufnahme des Stabs oder Blechs versehen sind; damit Stäbe ganz verschiedener Länge untersucht werden können, läßt sich das Seitenteil *B* auf den röhrenförmigen Stützen *CC* und *DD* verschieben und in einem passenden Abstand von *A* festklemmen. Außerdem gleitet auf *DD* ein Aufsatz mit zwei in Schneiden *S*₁ und *S*₂ endigenden Fortsätzen, deren Abstand ebenfalls veränderlich ist; sie lassen sich nach Festklemmen der Schraube *E* um eine gemeinsame Achse drehen, so daß beide Schneiden auf dem Stab aufliegen; vorübergehendes Lösen der

Fig. 65.



Schrauben *E* und Belasten der Schneiden mit Gewichten *PP* sichert einen guten Kontakt zwischen dem Stab und den Schneiden, die mit einem empfindlichen Spannungsmesser oder mit einem Spiegelgalvanometer in Verbindung stehen.

Schickt man nun durch den Stab einen Strom von i A. und ist der absolute Widerstand des Stabstückes zwischen den beiden Schneiden $= w_x$, so ist der mit dem Spannungsmesser bzw. Galvanometer zu bestimmende Spannungsfall $e = i w_x$; bei einem Abstand der beiden Schneiden $= l$ cm und einem Querschnitt des Stabes $= q$ cm ergibt sich hieraus für den Widerstand w_s des Materials pro m/mm²

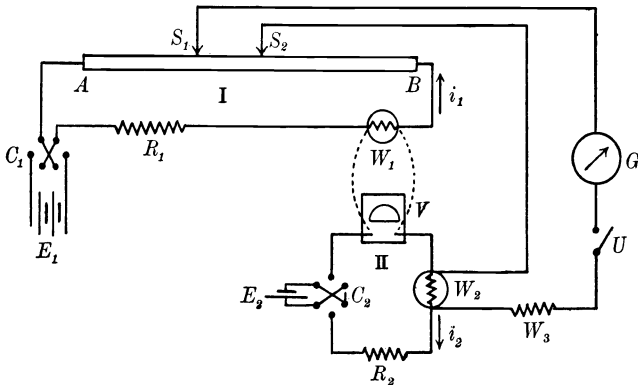
$$w_s = \frac{e}{i} \frac{q}{l} \cdot 10^4 \dots \dots \dots (94)$$

Benutzt man zur Spannungsmessung ein Spiegelgalvanometer, so kann man dasselbe dadurch in einfacher Weise eichen, daß man es mit den Enden eines von einem Strom von i' A durchflossenen Normalwiderstands w' verbindet; der Galvanometerausschlag α' entspricht dann der bekannten Spannung $e' = i'w'$; da die Spannungen e und e' den entsprechenden (korrigierten!) Galvanometerausschlägen α und α' proportional sind, so gilt also $e:i'w' = \alpha:\alpha'$, also $e = \frac{\alpha}{\alpha'} \cdot i'w'$, und es wird nach (94)

$$w_s = \frac{\alpha}{\alpha'} \cdot \frac{i'w'}{i} \cdot \frac{q}{l} \cdot 10^4 \dots \dots \dots (95)$$

Man kann nun die Stromstärke bei der Eichung des Galvanometers so groß wählen, daß der Ausschlag $\alpha' = \alpha$ ist, dann wird der Quotient α/α' in der obigen Formel = 1, und endlich kann

Fig. 66.



man beide Ströme i und i' bzw. beide Spannungen e und e' gleichzeitig, aber in entgegengesetzter Richtung, auf das Galvanometer wirken lassen, dann wird das Galvanometer überhaupt nicht mehr ausschlagen, und wir gelangen auf diese Weise zu der von Lindeck angegebenen Kompensationsmethode, welche die bekannten Vorteile aller Nullmethoden hat, von einer Anzahl von Fehlerquellen frei zu sein. Außerdem kann man die Genauigkeit der Messung verhältnismäßig weit treiben, da man ja an einen Ausschlag des Galvanometers überhaupt nicht mehr gebunden ist und deshalb viel höhere Spannungen verwenden kann, als bei der Ausschlagsmethode zulässig wären.

In Fig. 66 ist die Anordnung schematisch wiedergegeben. Die Batterie E_1 liefert im Hauptstromkreis mittels des Regulierwiderstands R_1 im Probestab AB den gewünschten Strom i_1 , dessen

Richtung mittels des Kommutators C_1 umgedreht werden kann. An den Punkten S_1 und S_2 wird die Spannung abgenommen, welche durch die Spannung an den Enden eines in dem Hilfsstromkreis II liegenden Normalwiderstands w_2 kompensiert wird. Dieser Hilfskreis enthält außerdem noch das Element E_2 , den Regulierwiderstand R_2 , den Kommutator C_2 und den hier als Amperemeter verwendeten Spannungszeiger V . Man hat nun nur durch R_2 den Strom i_2 im Hilfskreis so zu regulieren, daß das Galvanometer G keinen Ausschlag zeigt, was mittels der Kommutatoren und des Stromschlüssels U ohne Gefährdung des Galvanometers leicht zu erreichen ist, namentlich wenn man zunächst unter Benutzung eines Widerstands w_3 mit geringerer Empfindlichkeit arbeitet.

Die Stromstärke i_1 im Hauptkreise I läßt sich vor und nach der eigentlichen Messung mit Hilfe des Normalwiderstands w_1 und des in den Hilfskreis II eingebauten Spannungszeigers aus der Beziehung $w_1 \cdot i_1 = e_1$ ermitteln, nur hat man dafür zu sorgen, daß man nach Unterbrechung der Verbindung zwischen w_1 und V den durch V gebildeten Nebenschluß zu w_1 durch einen anderen gleicher Größe ersetzt, da sonst die Stromstärke i_1 sinken würde; man kann aber natürlich auch dauernd ein Amperemeter in I einbauen.

Bleibt das Galvanometer unter der Wirkung der beiden Spannungen in Ruhe, dann hat man $i_1 w_x = i_2 w_2$, oder $w_x = \frac{i_2 w_2}{i_1}$; hieraus folgt, wenn man wieder mit l den Abstand der Schneiden S_1 und S_2 und mit q den Querschnitt des Probestabs bezeichnet, für den Widerstand des Materials pro m/mm² die Beziehung

$$w_s = \frac{i_2 w_2}{i_1} \frac{q}{l} 10^4 \dots \dots \dots (96)$$

In den meisten Fällen wird die Genauigkeit der Messung, deren Unsicherheit bei passender Wahl von Stromstärke und Widerstand nur wenige Promille beträgt, vollkommen ausreichen, andernfalls muß man den Kompensationsapparat zu Hilfe nehmen. Ein mangelhafter Kontakt der Schneiden S_1 und S_2 mit dem Stab, welcher bei der ersterwähnten Ausschlagsmethode die Messung direkt fälschen würde, wirkt bei der beschriebenen Kompensationsmethode nur als Vorschaltwiderstand für das Galvanometer, vermindert also die Empfindlichkeit, gibt aber nicht zu direkten Fehlern Veranlassung.

Setzt man den Apparat abwechselnd in ein kaltes und ein heißes Bad, etwa aus Öl oder dergleichen, dann läßt sich natürlich damit in einfacher Weise auch der Temperaturkoeffizient des Widerstands bestimmen.

Aber auch ein Urteil über die Gleichmäßigkeit des Materials läßt sich mit dieser Anordnung rasch und sicher gewinnen. Wollte man dazu eine magnetische Methode verwenden, so könnte man einen längeren Stab in einem kürzeren Joch verschieben und an verschiedenen Stellen messen, oder man könnte eine Sekundärspule innerhalb einer langen Jochspule längs des Stabes verschieben und durch Kommutierungen die Induktion an verschiedenen Punkten bestimmen, oder man könnte sich endlich der von Sanford¹⁾ beschriebenen, konstruktiv allerdings nicht einwandfreien Anordnung bedienen, bei welcher der Stab mit Klemmbacken in den durchbohrten Polstücken eines Elektromagnets befestigt und die Streuung beim Kommutieren des Magnetisierungsstroms mit einer Kombination aus zwei gegeneinandergeschalteten, identischen, mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Sekundärspulen gemessen wird, die sich ebenfalls längs des Stabes verschieben läßt; alle diese Methoden, besonders aber die letztere, leiden daran, daß Streuungserscheinungen, welche hier zum Nachweis von magnetischen Ungleichmäßigkeiten dienen sollen, auch schon bei ganz gleichmäßigem Material auftreten müssen und sich schwer nachträglich in Rechnung setzen lassen.

Nun wird sich aber jede magnetische Ungleichmäßigkeit auch in einer Ungleichmäßigkeit des Widerstands äußern, denn wir haben es entweder mit größeren oder kleineren Poren zu tun, oder mit Ungleichmäßigkeiten der chemischen Zusammensetzung oder der Struktur, die sämtlich auf den spezifischen Widerstand noch einen größeren Einfluß haben als auf die Magnetisierbarkeit. Zur Bestimmung der Gleichmäßigkeit der Probe, bei der allerdings ein überall gleicher Querschnitt vorausgesetzt werden muß, verschiebt man einfach die beiden in festem Abstand von einigen Zentimetern festgeklemmten Schneiden nach und nach über die ganze Länge des Stabes und bestimmt für jede einzelne Stellung entweder den direkten Ausschlag des Galvanometers, wenn man nach der Ausschlagmethode arbeitet, oder die Spannung $i_2 w_2$ bzw. den Strom i_2 , wenn man die Kompensationsmethode wählt. Die Abweichung der Ausschläge β des Galvanometers oder des Voltmeters V an den verschiedenen Stellen des Stabes ergibt dann direkt ein Maß für die Ungleichmäßigkeit des Materials. Bei gutem Material wird man über eine Länge von 20 bis 25 cm nicht mehr als 0,5 bis 1 Proz.

¹⁾ Raymond L. Sanford, Determination of the degree of uniformity of bars for magnetic standards. Scientific papers of the Bureau of Standards Nr. 295 (1916).

Abweichungen erwarten dürfen. Größere Poren machen sich durch stärkere Differenzen in den Ausschlägen bemerkbar, auch ihre Lage läßt sich in leicht ersichtlicher Weise angenähert feststellen.

Im folgenden ist ein Beispiel für eine derartige Messung durchgeführt.

§ 74. **Beispiel.** Probestab (2206) von 33 cm Länge aus Flußeisen; Querschnitt $q = 0,2822 \text{ cm}^2$; Schneideabstand $l = 4 \text{ cm}$. Das zur Strommessung dienende Voltmeter hatte einen Meßbereich von 3 V für 150 Skalenteile, es entspricht also einem Skalenteil $\frac{1}{50}$ Volt; der Widerstand w_v betrug $229,0 \Omega$. Der Meßwiderstand w_1 im Stromkreis I war $= 1,5 \Omega$, im Stromkreis II $w_2 = 0,05 \Omega$. Bezeichnet man die Ausschläge des Voltmeters in beiden Stromkreisen mit β_1 bzw. β_2 , so erhält man für die Stromstärken i_1 und i_2 die Werte:

$$i_1 = \frac{e_1}{w_1 \cdot w_v} = \frac{\beta_1}{50 \cdot \frac{w_1 \cdot w_v}{w_1 + w_v}}; \quad i_2 = \frac{e_2}{w_v} = \frac{\beta_2}{50 w_v}.$$

Dies in Formel (96) eingesetzt, gibt

$$w_s = \frac{w_1 \cdot w_2 \cdot 10^4}{w_1 + w_2} \cdot \frac{q}{l} \cdot \frac{\beta_2}{\beta_1} = C \cdot \frac{q \cdot \beta_2}{l \cdot \beta_1}.$$

Messung.

Zur Vermeidung von Fehlern durch Thermokräfte u. dergl. wird bei jeder Stellung der Schneiden die Stromrichtung in I und II umgekehrt und die Messung wiederholt. Das Mittel aus beiden Ablesungen wird der Rechnung zugrunde gelegt, die Strommessung im Kreis I wird vor und nach den eigentlichen Messungen vorgenommen.

Hauptstromkreis I. Meßwiderstand $w_1 = 1,5 \Omega$.

Voltmeter Skalenteile		
	Mittel	
104,2		Anfang
	104,2	
104,2	Corr — 0,4	Ende
	$\beta_1 \text{ corr} : 103,8$	

Hilfsstromkreis II. Meßwiderstand $w_2 = 0,05 \Omega$.

Index	Voltmeter Skalenteile			Temperatur °C
	1	2	Mittel	
0	88,0	88,0	88,0	18,3
40	88,0	88,0	88,0	
80	88,2	88,0	88,1	
120	88,5	88,4	88,4 ₅	
160	88,7	88,5	88,6	
200	88,7	88,5	88,6	
240	89,0	89,3	89,1 ₅	
			Gesamtmittel: 88,4 ₁	
			Skalen-Corr: - 0,4	
			$\beta_2 = 88,0_1$	
				18,5
				18,4

Maximale Abweichung = 1,1₅ Skalenteil = 1,3 Proz.

$w_s (18,4^\circ) = 0,1946$; daraus unter Annahme eines Temperaturkoeffizienten von 0,003: $w (20^\circ) = 0,1955$.

III.

Magnetische Eigenschaften der ferromagnetischen Stoffe.

§ 75. **Ferromagnetismus, Paramagnetismus, Diamagnetismus.** Die ferromagnetischen Stoffe, deren magnetische Eigenschaften im folgenden übersichtlich betrachtet werden sollen, erkennt man in einfachster Weise daran, daß sie von einem kräftigen Magnet stark angezogen werden; es ist dies der Fall beim Eisen mit einer Reihe seiner Legierungen, dem Nickel, Kobalt und bestimmten Modifikationen des Mangans, namentlich in der Form der sogenannten Heuslerschen Legierungen. Aber auch die anderen Körper sind nicht durchaus unempfindlich gegen die Wirkungen des Magnets, nur muß man sie zum Nachweis davon in gestreckter Gestalt leicht drehbar zwischen den Polen eines starken Elektromagnets aufhängen; werden sie dann angezogen, d. h. stellen sie sich mit ihrer Längsachse in die Richtung der Magnetpole, so nennt man sie paramagnetisch (para = längs), werden sie abgestoßen, d. h. stellen sie sich mit ihrer Längsachse quer zur Verbindungslinie der Pole, so bezeichnet man sie als diamagnetisch (dia = quer).

Das eigentliche Wesen der drei Eigenschaften, die wohl durch bestimmte Bewegungsvorgänge der Elektronen bedingt werden, ist noch nicht völlig geklärt. Nach den augenblicklichen Ansichten wird man annehmen müssen, daß wohl alle Körper diamagnetische

Eigenschaften besitzen, die aber zum Teil von den stärkeren paramagnetischen bzw. ferromagnetischen Eigenschaften überdeckt werden. Die beiden letzteren lassen sich nicht streng scheiden, namentlich sind die früheren Unterscheidungen, nach welchen die paramagnetischen Körper im Gegensatz zu den ferromagnetischen eine von der Feldstärke unabhängige Permeabilität besitzen und hysteresefrei sein sollten, nicht mehr haltbar, seitdem einerseits durch Kamerlingh Onnes¹⁾ an paramagnetischen Substanzen unter gewissen Bedingungen eine beginnende Sättigung nachgewiesen wurde, und es andererseits gelungen ist²⁾, reines Elektrolyteisen mit im übrigen durchaus ferromagnetischen Eigenschaften durch geeignete thermische Behandlung von der Hysterese nahezu vollständig zu befreien (vgl. auch § 81).

Andererseits lassen sich alle ferromagnetischen Substanzen in paramagnetische überführen, entweder durch Legierung mit anderen Substanzen, die unter Umständen sogar ebenfalls ferromagnetischen Charakter haben können, oder durch Erwärmung des Körpers auf höhere Temperaturen über den sogenannten magnetischen Umwandlungspunkt. So gewinnt man durch Legierung von Eisen mit 25 bis 27 Proz. des ebenfalls ferromagnetischen Nickels eine Legierung, die bei gewöhnlicher Temperatur nahezu unmagnetisierbar ist und annähernd paramagnetische Eigenschaften besitzt, dagegen bei Abkühlung auf tiefe Temperaturen den ferromagnetischen Charakter wiedergewinnt und hochmagnetisierbar wird (vgl. § 89), während andererseits beispielsweise gewöhnliches Eisen beim Überschreiten des sogenannten zweiten Umwandlungspunkts zwischen 760 und 770° vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand übergeht und umgekehrt. Wir haben es also hier, und genau genommen auch bei den oben erwähnten Nickelstählen, mit verschiedenen Modifikationen des Eisens zu tun, deren Existenzbedingungen an bestimmte Temperaturen geknüpft sind, und es wird deshalb vorteilhaft sein, für reines und für mehr oder weniger kohlenstoffhaltiges Eisen an der Hand des Zustandsdiagramms der Eisen-Kohlenstofflegierungen die bei Temperaturänderungen zwischen 1000° und 600° eintretenden Zustandsänderungen zu überblicken.

§ 76. Zustandsdiagramm der Eisen-Kohlenstofflegierungen. Das von den Linien *G O S E* (Fig. 67) nach unten begrenzte Bereich umfaßt das sogenannte γ -Eisen, das bei 1150° etwa 1,7 Proz. Kohlenstoff in fester Lösung halten kann, bei niedrigerer Temperatur aber

¹⁾ H. Kamerlingh Onnes, Proceedings Amsterdam 17, 283 (1914). —

²⁾ E. Gumlich und W. Steinhaus, Elektrot. Zeitschr. 36, 675, 691 (1915).

entsprechend weniger, bei 700° nur noch etwa 0,9 Proz. (sogenannte eutektische oder eutektoide Legierung). Das γ -Eisen ist in diesem Temperaturbereich außerordentlich schwach magnetisch, etwa von der Art der paramagnetischen Körper; bei langsamer Abkühlung ist es unterhalb von 700° nicht existenzfähig.

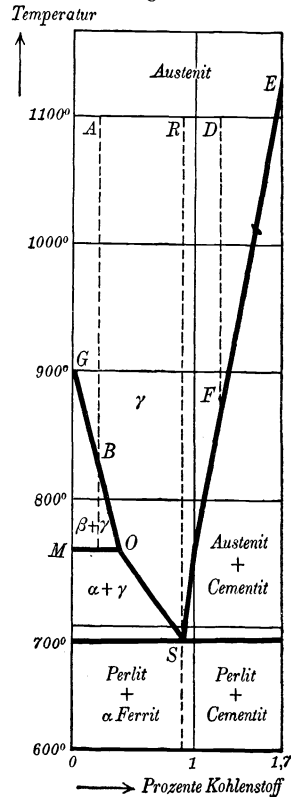
Unterhalb der Linie GO , also im Gebiet des Dreiecks GOM , haben wir es mit dem sogenannten β -Eisen zu tun, einer Modifikation, die sich unter Wärmeerscheinungen aus dem γ -Eisen gebildet hat, wenig oder gar keinen Kohlenstoff in Lösung halten kann und unmagnetisch ist. Bei etwa 760 bis 770° verwandelt sich dies β -Eisen ebenfalls unter gewissen thermischen Erscheinungen in das hochmagnetisierbare α -Eisen, das als Gefügebestandteil den Namen Ferrit trägt.

Nehmen wir nun beispielsweise an, wir kühlten vollkommen reines Eisen von 1100° an ab, so wird es zunächst bis 900° unverändert im Zustande des γ -Eisens verharren, bei 900° , im Punkte G , den man als dritten Umwandlungspunkt Ar_3 bezeichnet, wird es sich in β -Eisen verwandeln, bei etwa 760° , also beim Punkte M , der als zweiter Umwandlungspunkt die Bezeichnung Ar_2 trägt, in α -Eisen und von da ab wieder unverändert bleiben bis zu beliebig tiefer Temperatur.

Kühlen wir dagegen eine Legierung von 0,9 Proz. Kohlenstoff, die eutektoide Legierung, ab, so wird diese der gestrichelten Geraden RS folgen; bis zu etwa 700° wird keine besondere Erscheinung eintreten, bei dieser Temperatur dagegen, dem ersten Umwandlungspunkt Ar_1 , wird unter bedeutender Wärmeentwicklung die Lösung plötzlich zerfallen in α -Eisen und in Eisenkarbid Fe_3C , und zwar in lamellarer Anordnung, so daß Blätter von Eisenkarbid durch Blätter von α -Eisen getrennt sind; es entsteht so der sogenannte Perlit, der ebenfalls stark magnetisierbar ist.

Eine feste Lösung mit etwa 0,2 Proz. Kohlenstoff wird beim Abkühlen zunächst die Gerade AB verfolgen, vom Punkte B ab, zwischen 800 und 900° , wird, wie beim Umwandlungspunkt Ar_3 , eine Abspaltung von β -Eisen erfolgen, es wird sich aber nicht, wie

Fig. 67.



beim reinen Eisen, das gesamte γ -Eisen plötzlich in β -Eisen umwandeln, sondern nur ein Teil; ebenso scheidet sich beim weiteren Sinken der Temperatur immer reines Eisen längs der Linie GOS ab; etwa bei der Temperatur 700° ist so viel reines Eisen ausgeschieden, daß die übrige Kohlenstofflösung wieder 0,9 Proz. Kohlenstoff enthält, also ebenfalls eine eutektoide Legierung darstellt, die sich bei weiterem Sinken der Temperatur plötzlich in Perlit umsetzt. Das vorher vom Punkte B an abgeschiedene β -Eisen setzt sich bei der Temperatur 760° (Gerade MO) in α -Eisen um, während die Abscheidung des reinen Eisens zwischen 760 und 700° längs OS aus dem γ -Eisen direkt in Form von α -Eisen erfolgt. Wir erhalten also bei dieser 0,2proz. Kohlenstofflegierung unterhalb der Temperatur von 700° ein Gemenge von α -Eisen und Perlit.

Betrachten wir schließlich noch eine sogenannte „übereutektoide“ Legierung von etwa 1,2 Proz. Kohlenstoff, so wird diese bei der Abkühlung der Linie DF folgen. Bei der durch den Punkt F charakterisierten Temperatur (etwa 880°) wird die Lösung nicht mehr den gesamten Kohlenstoff festhalten können, es wird bei sinkender Temperatur ein Teil desselben in Gestalt von Eisenkarbid ausgeschieden, aber hier in Form von kompakten Platten oder Körnern, welche als Gefügebestandteile den Namen Zementit tragen. Bei der weiteren Verfolgung der Linie FS wird also die Lösung immer kohlenstoffärmer, bis sie etwa bei der Temperatur 700° (S) wieder die Konzentration 0,9 Proz. erreicht hat und sich nun ebenfalls plötzlich in Perlit umsetzt. Das entstandene Gefüge besteht also nunmehr aus Perlit und freiem Zementit; es ist natürlich ebenfalls magnetisch.

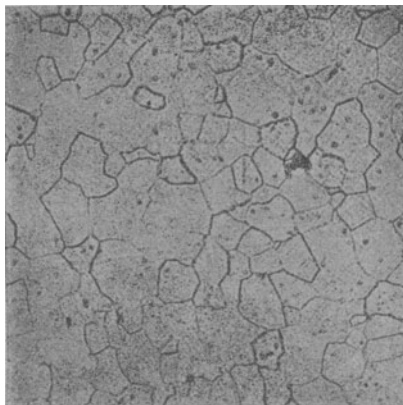
Geht der Prozeß des Abkühlens nicht langsam, sondern plötzlich vor sich, dann können diese erwähnten Prozesse der Abscheidung ganz oder teilweise unterdrückt werden. In der Regel erhält man dann den magnetisierbaren Gefügebestandteil Martensit; dieser ist jedoch als erstes Zerfallsprodukt der festen Lösung zu betrachten, die ihrerseits nur unter besonderen Bedingungen als unmagnetisierbarer Austenit erhalten bleibt.

Genau die umgekehrten Prozesse spielen sich bei der Erwärmung ab: Hier wird beispielsweise bei der Temperatur 700° das Eisenkarbid des Perlits in Lösung gehen und bei höheren Temperaturen auch der ausgeschiedene Zementit, man wird also von der Temperatur 880° ab wieder die ursprüngliche Lösung in ihrer früheren Konzentration vor sich haben. Die den Punkten Ar_1 , Ar_2 und Ar_3 entsprechenden Umwandlungspunkte bei steigender Temperatur werden als Ac_1 , Ac_2 und Ac_3 bezeichnet.

Was die Lage des hier besonders interessierenden magnetischen Umwandlungspunkts A_2 betrifft, so mag noch erwähnt werden, daß derselbe unter Umständen außerordentlich stark durch fremde Beimengungen beeinflußt, und zwar im allgemeinen erniedrigt wird, so daß er unter Umständen unter Zimmertemperatur sinken kann; hierauf wird später noch zurückzukommen sein. In betreff der Untersuchungsmethoden muß auf die einschlägige Literatur verwiesen werden¹⁾.

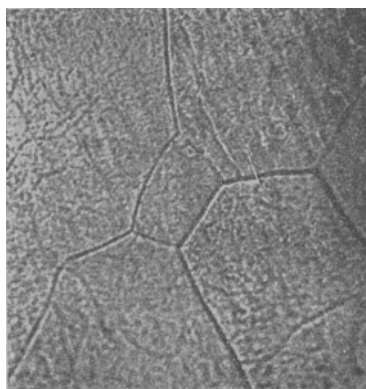
§ 77. **Gefügebestandteile.** Die im vorigen Abschnitt besprochenen Zustandsänderungen beeinflussen nun auch das Gefüge des Materials in hohem Maße. Durch die bedeutenden Fortschritte, welche die

Fig. 68.



Ferrit (C unter 0,05 Proz.)
× 100

Fig. 69.



Ferrit.
× 500

Metallographie in letzter Zeit gemacht hat, ist es gelungen, dies Gefüge, soweit es bei gewöhnlicher Temperatur überhaupt existenzfähig ist, auch an besonders vorbereiteten und geätzten Schliften unter dem Mikroskop sichtbar zu machen. Es mögen hier an der Hand einiger von Herrn Prof. Goerens, Aachen, aufgenommenen Mikrophotographien die hauptsächlichsten Gefügebestandteile des Eisens kurz besprochen werden.

Das reine α -Eisen, als Gefügebestandteil Ferrit genannt, zeigen Fig. 68 u. 69. Es ist der eigentliche, hochmagnetisierbare Teil des

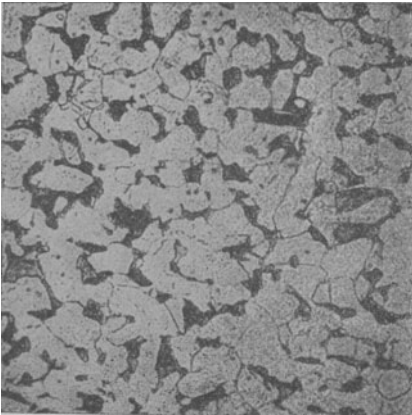
¹⁾ Vgl. u. a. P. Goerens, Leitfaden der Metallographie. Verlag von Knapp, Halle a. S., 2. Aufl., dem auch die im folgenden mitgeteilten Abbildungen der Gefügebestandteile mit Genehmigung des Verfassers und des Verlags entnommen sind.

weichen Eisens, der aus kristallinen Körnern zusammengesetzt ist. Die Größe der Körner hängt von der vorhergehenden thermischen Behandlung ab; lange andauernde Erhitzung auf hohe Temperaturen mit nachfolgendem langsamen Abkühlen läßt die einzelnen Kristalle, deren Begrenzung sich durch den Ätzprozeß deutlich hervorhebt, sehr beträchtlich anwachsen. Die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Korngröße ist noch nicht mit Sicherheit festgestellt.

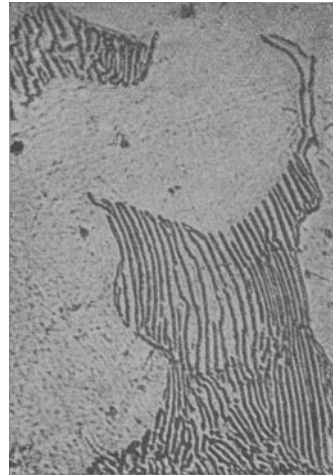
Einem Material mit wenig Kohlenstoff entspricht nach langsamem Abkühlen etwa längs der Linien *ABOS* (Fig. 67) Ferrit mit

Fig. 71.

Fig. 70.



Ferrit (hell) + Perlit (dunkel)
(C = 0,2 Proz.)
× 100



Ferrit (hell)
+ Perlit (lamellares Aggregat).
× 750

Perlitinseln (Fig. 70). Dieser Perlit, der in starker Vergrößerung durch Fig. 71 wiedergegeben ist, besteht aus abwechselnden Lamellen von weichem Ferrit und hartem Eisenkarbid, Fe_3C , und hat seinen Namen von dem durch derartige geschichtete Struktur bedingten Perlmutterglanz. Da auch das Eisenkarbid bis zu einem gewissen Grad magnetisierbar ist, so ist es erst recht der Perlit, wenn auch erheblich schwächer als der reine Ferrit (vgl. § 84).

Mit wachsendem Kohlenstoffgehalt wächst auch der Prozentgehalt des Perlits in dem Gemenge, bis er bei 0,9 bis 1 Proz. C, der eutektischen oder eutektoiden Legierung, das ganze Gefüge

zusammensetzt und der reine Ferrit völlig verschwunden ist (Fig. 72). Steigt der Kohlenstoff noch mehr und findet die Abkühlung etwa längs des Linienzugs DFS (Fig. 67) statt, so scheidet sich der 0,9 Proz. übersteigende Kohlenstoffgehalt vom Punkte F des Diagramms an ebenfalls als Eisenkarbid ab, aber in Form kompakter Platten oder Körner von großer mechanischer Härte, die den Namen Zementit tragen und in dem eutektoiden Perlit eingebettet liegen, wie Fig. 73 zeigt.

Das γ -Eisen in der Form von Austenit läßt sich nur durch Abschrecken und nur unter besonderen Bedingungen bei Zimmer-

Fig. 72.



Perlit: Eutektoid mit 0,9 Proz. C.
 $\times 750$

Fig. 73.



Zementit (hell) + Perlit (lamellar).
 $\times 400$

temperatur erhalten, besonders bei Zusatz von reichlich Nickel oder Mangan; es ist ein ziemlich weicher, nicht magnetisierbarer Gefügebestandteil, der durch Fig. 74 u. 75 wiedergegeben wird. Das gewöhnlich beim Abschrecken auftretende Gefüge ist der Martensit (Fig. 76), der sich durch eigentümliche, in der Form von gleichschenkeligen Dreiecken angeordnete nadelartige Gebilde auszeichnet (vgl. auch Fig. 74 u. 75). Er ist der Bestandteil, der dem gehärteten Stahl seinen besonderen Charakter gibt, besitzt außerordentliche Härte und ist magnetisierbar; er wird neuerdings als Zerfallsprodukt des Austenits angesehen.

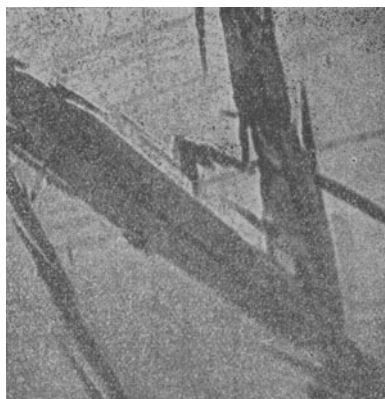
Auf andere, weniger wichtige Gefügebestandteile, wie den „körnigen“ Perlit, Troostit, Sorbit usw., die nur unter bestimmten

Bedingungen entstehen und zum Teil als Umwandlungsprodukte anderer Gefügebestandteile anzusehen sind, soll hier nicht eingegangen werden.

Fig. 74.



Fig. 75.



Austenit (hell) + Martensit (dunkel).
× 50

Austenit (hell) + Martensit (dunkel).
× 400

Fig. 76.

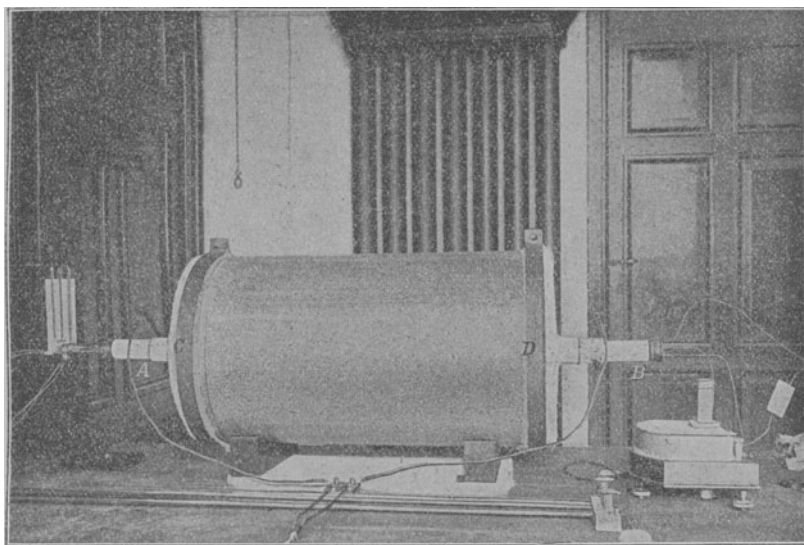


Martensit (0,5 Proz. C, bei 950° in Wasser abgeschreckt).
× 300

§ 78. Ausglühen und Abschrecken. Aus dem vorigen Abschnitt geht hervor, welch großen Einfluß auf das Gefüge und damit auch auf die magnetischen Eigenschaften die thermische Behandlung

ausübt; andererseits wurde schon früher darauf hingewiesen, daß auch die mechanische und magnetische Härtung, welche durch äußere Eingriffe, wie Walzen, Schneiden usw. hervorgebracht wird, durch geeignetes Glühen beseitigt werden kann. Infolgedessen wird das Ausglühen technisch vielfach angewendet; beispielsweise werden in den Eisenwalzwerken die für Dynamomaschinen und Transformatoren bestimmten Bleche in besonders konstruierten Glühöfen in großen Stapeln etwa sechs Stunden lang einer Temperatur von rund 800° ausgesetzt und langsam abgekühlt, aber auch größere, für magnetische Zwecke bestimmte Gußstücke, wie Joche, Panzer zum

Fig. 77.

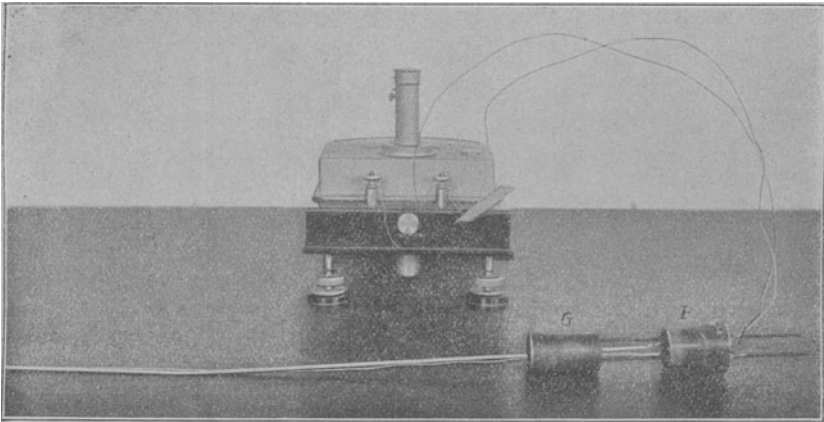


Panzergalvanometer, Gestelle der magnetischen Wage u. dgl. pflegt man meist durch ein Ausglühverfahren zu verbessern (vgl. § 79). Zu wissenschaftlichen Untersuchungen im Laboratoriumsbetrieb eignen sich besonders elektrisch geheizte Röhrenöfen mit Wicklung von Nickeldraht oder besser Platinband, wie sie in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bei ausgedehnten Ausglühversuchen nach den verschiedensten Richtungen hin erprobt wurden. In Fig. 77 ist ein derartiger Ofen, der sich gut bewährt hat, abgebildet.

Das eigentliche Heizrohr AB aus Marquardt'scher Masse trägt zwischen C und D die von Heraeus, Frankfurt a. M., gelieferte zweckentsprechende Wicklung aus dünnem Platinband; es enthält

im Innern eine zweite Röhre aus doppelt glasiertem Porzellan, welches von der ersteren an den noch ziemlich kühlen Stellen *C* und *D* durch Bunde aus Asbestpappe getrennt ist, so daß dadurch die gleichmäßige Temperaturverteilung nicht gestört wird. Zur besseren Wärme-Isolation ist das eigentliche Heizrohr noch von mehreren konzentrisch angeordneten und durch dünne Luftschichten voneinander getrennten Tonröhren umgeben, so daß die Strahlung des Ofens nach außen nur gering, seine Trägheit in thermischer Beziehung groß ist; die Abkühlung geht deshalb auch bei nicht ganz regelmäßiger Änderung des Heizstroms doch langsam und

Fig. 78.

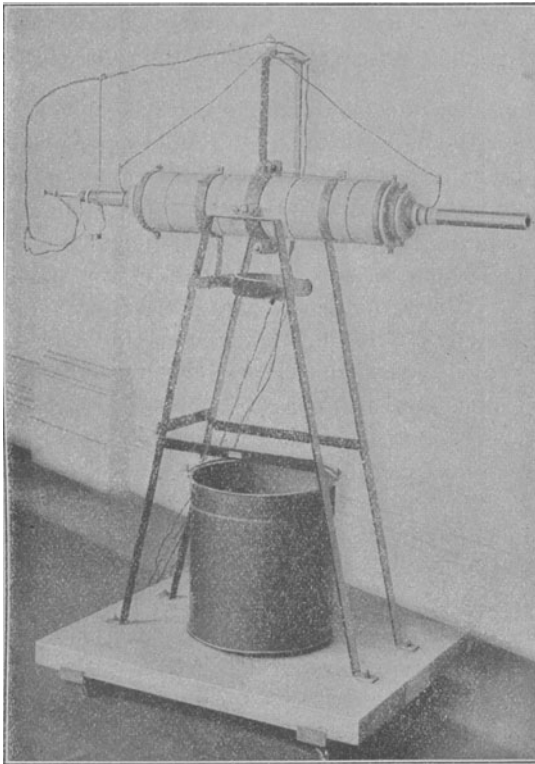


gleichmäßig vor sich, was meist erwünscht ist; braucht man rasche Abkühlung, so muß man natürlich die äußeren Schutzröhren weglassen.

Zum Schutz gegen Oxydation muß zum mindesten eine erhebliche Menge von Eisen- oder Kupferdrehspänen vorgelegt werden, vorteilhafter aber ist es, das Glühen im Stickstoff oder noch besser im Vakuum vorzunehmen. Zu diesem Zweck werden die beiden Röhrenenden mit Gummipfropfen verschlossen, von denen der eine mit einer Bohrung zur Aufnahme der T förmigen Glasröhre versehen ist, welche die Verbindung mit Luftpumpe und Quecksilbermanometer herstellt, während den anderen Pfropfen die beiden Drähte des Thermoelements durchsetzen (Fig. 78). Zum Schutz gegen die Wärmestrahlung, welche bei hohen Temperaturen die inneren Flächen der Pfropfen *P* ansengen würde, sind diesen hartgelötete Kühlgefäße *G* aus Kupferblech vorgelagert, deren Zu- und Ableitungen

ebenfalls die Pfropfen durchsetzen. Das eine Kühlgefäß wird noch von einem röhrenförmigen Kanal zur Aufnahme des Thermoelements durchsetzt, das zum Schutz gegen Eisendampf von einem hier nicht wiedergegebenen dünnwandigen Porzellanrohr umgeben ist, während der eine Schenkel noch durch eine besondere Porzellankapillare isoliert ist. Zur Dichtung der Öffnungen in den Pfropfen eignet

Fig. 79.



sich Gummilösung, zur Dichtung der Fugen zwischen Pfropfen und Rohr eine Lösung von Paraffin in Benzin; vor dem Dichten ist der Ofen schon nach Möglichkeit auszupumpen, so daß die Lösung besser eindringen kann.

Für das Abschrecken hat sich der in Fig. 79 abgebildete Röhrenofen bewährt, der im geeigneten Augenblick um die in der Mitte befindliche horizontale Achse gekippt werden kann, so daß der Stab aus der innersten Röhre, die hier der besseren Haltbarkeit wegen aus weichem Eisen besteht, in kürzester Zeit in den untergestellten,

mit Eiswasser gefüllten Eimer fällt. Als vorteilhaft hat es sich erwiesen, im Innern des Eimers noch einen nach oben kegelförmig erweiterten, auf der Figur nicht angegebenen Hohlzylinder von etwa 6 bis 8 cm Durchmesser einzubauen; er dient einerseits als Führung für den fallenden Stab, so daß dieser stets mit der Stirnseite voran das Wasser durchsetzt, was ein stärkeres Verziehen verhindert, andererseits kann man ihn durch Schlauchverbindung mit der Wasserleitung im Moment des Umkippen von stark sprudelndem Wasser durchströmen lassen, das für eine außerordentlich rasche Abkühlung und für Beseitigung etwa entstehender Dampfblasen sorgt.

§ 79. Entgasung und Entkohlung durch das Glühen. Die neueren Versuche der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt haben bewiesen, daß das Ausglühen neben den beiden genannten Wirkungen, der Beseitigung der mechanischen Härte und der Änderung des Gefüges, noch eine weitere hat, nämlich die Beseitigung des Gasgehalts, die auch für die magnetischen Eigenschaften von ausschlaggebender Bedeutung ist. Im wesentlichen enthält fast jedes Eisen mehr oder weniger Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff, deren Mengen für eine Anzahl von Eisensorten in verschieden feiner Verteilung von Boudouard¹⁾ und von Belloc²⁾ gemessen wurden. Alle drei Gase wirken in dem Sinne, daß sie die Koerzitivkraft des Eisens vergrößern, die Permeabilität verringern. Der Wasserstoff findet sich namentlich in großen Mengen im Elektrolyteisen, das vor der thermischen Behandlung deshalb auch vielfach mechanisch spröde und brüchig ist und außerordentlich schlechte magnetische Eigenschaften besitzt (vgl. auch § 81), er läßt sich jedoch durch Glühen rasch und wohl auch ziemlich vollständig entfernen.

Weniger genau ist man von den Wirkungen des Stickstoffs auf die magnetischen Eigenschaften des Eisens unterrichtet, doch zeigen die Versuche von B. Strauß³⁾ an künstlich ziemlich hoch nitriertem Eisen, daß hoher Stickstoffgehalt ebenfalls die Hystereschleifen verbreitert, unter Umständen sogar stark verzerrt, und die Permeabilität erniedrigt; da jedoch der Stickstoff im gewöhnlichen Eisen nur in geringen Mengen vorzukommen pflegt, so ist er auch im allgemeinen weniger gefährlich. Dagegen spielt der Sauerstoff insofern eine erhebliche Rolle, als er bei ähnlichen ungünstigen Wirkungen, wie

¹⁾ O. Boudouard, Extraction des gaz contenus dans les métaux. *Compt. rend.* **145**, 1283 (1907).

²⁾ G. Belloc, Gaz occlus dans les aciers. *Compt. rend.* **145**, 1280 (1907).

³⁾ B. Strauß, Mikroskopische Stahluntersuchungen. *Stahl und Eisen* **34**, 1814 (1914).

die beiden anderen Gase, in fast allen Eisensorten in erheblichen, quantitativ bis jetzt noch nicht mit Sicherheit feststellbaren Mengen enthalten ist und auch durch Zusätze von Mangan, Silicium u. dgl. bei der Herstellung nicht vollständig beseitigt werden kann. Dies ist an sich auch nicht möglich durch nachträgliches Ausglühen; ein reines, sauerstoffhaltiges Material gibt diesen Sauerstoff nicht ab, wohl aber Eisen, das gleichzeitig auch noch Kohlenstoff enthält, wie dies bei allen technischen Materialien mehr oder weniger der Fall ist. Die Versuche in der Reichsanstalt haben gezeigt, daß durch das Glühen derartigen Materials, namentlich im Vakuum, beide schädlichen Verunreinigungen, die sich einzeln nicht entfernen lassen, zusammen in Gestalt von CO oder CO₂ beseitigt werden können; es findet also durch das Glühen eine Entgasung und gleichzeitig eine Entkohlung statt. Hierdurch erklärt es sich ohne weiteres, daß die Wirkung des Ausglühens bei verschiedenen Eisensorten durchaus verschieden sein kann, je nach dem Verhältnis, in welchem Kohlenstoff und Sauerstoff vorhanden sind, und daß man wegen der ungleichmäßigen Verteilung auch bei dem gleichen Material mit anscheinend derselben chemischen Zusammensetzung, trotz gleicher thermischer Behandlung, nie auf ganz identische magnetische Eigenschaften rechnen darf. Andererseits hat sich die Wirkung andauernden Glühens, namentlich bei hohen Temperaturen, auf die Molekularstruktur des Eisens in magnetischer Beziehung als außerordentlich schädlich erwiesen. Wir haben es also bei jedem Glühprozeß tatsächlich mit zwei entgegengesetzten Wirkungen zu tun, einer verbessernden durch Beseitigung von Sauerstoff und Kohlenstoff usw. und einer verschlechternden durch Veränderung der Molekularstruktur; anfänglich überwiegt fast in jedem Fall die verbessernde Wirkung, von einem gewissen Zeitpunkt an aber die verschlechternde.

Als Beispiel sind in Tabelle 5 die Werte der Koerzitivkraft zusammengestellt, welche bei gewöhnlichem Dynamoblech nach wiederholtem Glühen in Stickstoff gefunden wurden.

Tabelle 5.

Bezeichnung der Probe	Koerzitivkraft vor dem Glühen	Koerzitivkraft nach dem Glühen				Koerzitivkraft nach dem Altern (vgl. § 82)
		1mal	2mal	3mal	4mal	
A V 1	2,42	0,92	0,94	0,88	0,93	1,01
3	3,44	1,09	0,99	1,02	1,13	1,87
5	3,52	1,01	0,92	0,91	1,00	1,24

Es ergibt sich hieraus deutlich, daß der zweite Glühprozeß allgemein noch eine Verbesserung gebracht hat, der dritte kaum mehr, der vierte dagegen durchweg eine merkliche Verschlechterung; man sollte daher das Glühen nicht länger fortsetzen, als unbedingt notwendig ist, d. h. bis die Entgasung hinreichend weit fortgeschritten ist.

Im allgemeinen wirkt wiederholtes kürzeres Glühen von wenigen Stunden günstiger, als tagelanges ununterbrochenes Glühen. Als geeignete Glühtemperatur hat sich eine solche von etwa 780° bis 800° ergeben.

§ 80. Verschiedene Eisensorten. Der Begriff „Eisen“ ist außerordentlich dehnbar, denn es hat in magnetischer wie in mechanischer Beziehung, je nach dem Grad der Reinheit und der Art der thermischen und mechanischen Behandlung, sehr verschiedene Eigenschaften. Reines Eisen findet sich in der Technik so gut wie nie; auch das reinste Schmiede- oder Walzeisen enthält immer noch kleine Beimengungen von Kohlenstoff, Mangan, Silicium, Phosphor, Schwefel, Kupfer usw., sowie von Schlacken, — Verunreinigungen, die freilich bei guten Sorten insgesamt 0,1 bis 0,2 Proz. nicht übersteigen. Derartiges Schmiedeeisen, das nicht nur mechanisch zäh und schmiegsam ist, sondern auch in magnetischer Beziehung früher von keinem Material übertroffen wurde, ist infolge der schwierigen Herstellungsart recht kostspielig und zeigt nebenbei auch meist noch Ungleichmäßigkeiten im Gefüge, die zum Teil auf die bisweilen nur mikroskopisch kleinen Einschlüsse von Schlacken, Graphit und dergleichen zurückzuführen sind und sich in einfacher Weise durch die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit ermitteln lassen (vgl. § 73). Es war deshalb ein beträchtlicher Fortschritt, als es gelang, mittels der Bessemer- und der Thomasbirne sowie des Siemens-Martinofens schmiedbaren Guß herzustellen, welcher nahezu dieselbe Reinheit besitzt, als das Schmiedeeisen, aber eine viel größere Gleichmäßigkeit, und der direkt in die gewünschte Form gegossen werden kann; namentlich der Siemens-Martinofen liefert heutzutage große Mengen des für den Bau von Dynamomaschinen, Transformatoren usw. notwendigen Grundmaterials, das zum Teil auch zu 0,3 bis 0,5 mm dicken Blechen ausgewalzt wird. Im allgemeinen enthält dasselbe nur wenige hundertstel Prozent von Kohlenstoff, Silicium, Phosphor und Schwefel, dagegen 0,2 bis 0,4 Proz. Mangan zur Erzielung eines blasenfreien Gusses; es wird meist als „Flußeisen“ oder „Flußstahl“ bezeichnet, um

durch die Bezeichnung „Stahl“ die besonders feine Qualität des Materials anzudeuten, im Gegensatz zu dem gewöhnlichsten Gußmaterial, dem Gußeisen, mit seinen in jeder Beziehung minderwertigen Eigenschaften.

In früherer Zeit war die Bezeichnung „Stahl“ für eine Legierung von Eisen mit 0,5 bis 1,5 Proz. Kohlenstoff reserviert, dem je nach Bedarf noch andere Zusätze zur Veränderung seiner mechanischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften gegeben wurden. Er läßt sich gießen, schmieden, aber außerdem durch Eintauchen in kaltes Wasser oder Öl im glühenden Zustand härten, und gerade durch das letztere Verfahren werden die magnetischen Eigenschaften außerordentlich stark beeinflusst.

Zwischenlegierungen mit einem Kohlenstoffgehalt von 0,1 bis 0,5 Proz. kommen im elektrotechnischen Betrieb wohl nur vereinzelt zu besonderen Zwecken vor, wenn beispielsweise neben verhältnismäßig hoher Magnetisierbarkeit eine beträchtliche mechanische Festigkeit verlangt wird.

Das gewöhnlichste und magnetisch minderwertigste Material, das aber gleichwohl seiner Billigkeit und Leichtflüssigkeit halber noch vielfach zu größeren Gußstücken, wie Magnetgestellen von Dynamomaschinen usw. verwendet wird, ist das Gußeisen, das bekanntlich neben mehreren Prozent Mangan, Silicium usw. bis zu 4 Proz. Kohlenstoff als Verunreinigungen enthält und nicht mehr schmiedbar ist.

Wir wollen nun die magnetischen Eigenschaften dieser verschiedenen Eisensorten der Reihe nach kurz besprechen.

§ 81. Reines Eisen; Elektrolyteisen. Die Herstellung von reinem Eisen ohne alle Verunreinigungen ist außerordentlich schwierig, zumal hier auch die gasförmigen Verunreinigungen eine erhebliche Rolle spielen. Aus diesem Grund sind offenbar seine magnetischen Eigenschaften noch nicht sicher festgestellt, man ist vielmehr teilweise noch auf Vermutungen angewiesen.

Mehrfache Versuche, aus käuflichem, von erstklassigen chemischen Fabriken bezogenem pulverförmigem Eisen ohne merkliche Spuren fester Verunreinigungen durch Schmelzen in verschiedenen Gasatmosphären, durch nachträgliches Schmieden usw. magnetisch vorzügliches Material in Stab- oder Drahtform zu gewinnen, sind sämtlich mißglückt, denn die magnetischen Eigenschaften ergaben sich als geringwertiger als bei gutem Flußeisen; wahrscheinlich spielt hierbei ein erheblicher, schwer bestimmbarer Gehalt an Eisenoxyd eine Hauptrolle.

Der zweite Weg zur Herstellung reinen Eisens, der schon seit langer Zeit auch zur Erzielung magnetisch hervorragenden Materials beschritten wurde, aber bis vor wenigen Jahren ohne Erfolg, ist die Elektrolyse. Diese lieferte früher ein zwar an festen Verunreinigungen armes, gleichwohl aber hartes, sprödes und brüchiges Material, das in magnetischer Beziehung einen stahlähnlichen Charakter trug, namentlich aber eine unverhältnismäßig große Koerzitivkraft besaß. Neuere Versuche von Kaufmann und Meier¹⁾ haben ergeben, daß die magnetischen Eigenschaften des in dünnen Schichten frisch niedergeschlagenen Elektrolyteisens ganz eigentümlich sind: Der aufsteigende Ast der Hystereseschleife steigt fast senkrecht in die Höhe, bildet ein außerordentlich scharfes Knie und steigt bei hoher Feldstärke nur noch wenig an, so daß die recht breite Hystereseschleife mit ihrer auch hier hohen Koerzitivkraft eine nahezu rechteckige Gestalt besitzt. Dies ist aber nach den erwähnten Versuchen nicht auf die molekulare Beschaffenheit, sondern auf die Wirkung des im Eisen vorhandenen Wasserstoffs zurückzuführen, denn nicht nur ging schon bei bloßem Lagern offenbar infolge von Wasserstoffabgabe die eigentümliche Form der Hystereseschleife durch Abrundung der Ecken usw. immer mehr in die gewöhnliche über, sondern man konnte dann durch nachträgliche kathodische Polarisation die ursprüngliche eckige Form der Schleife wieder hervorrufen.

Einen außerordentlichen Fortschritt erzielte dann Tr. D. Yensen²⁾ in Amerika durch Schmelzen des ursprünglich magnetisch minderwertigen Elektrolyteisens im Vakuum, durch das er offenbar die gasförmigen Verunreinigungen in weitgehendem Maße beseitigen konnte. Das so behandelte Material zeigte hervorragende magnetische Eigenschaften, nämlich die sehr geringe Koerzitivkraft = 0,29 Gauß, Remanenz = 12000, Maximalpermeabilität = 19000, und entsprechend niedrigen Hystereseverlust: für $\mathfrak{B} = 10000$ 813 Erg/cm³, für $\mathfrak{B} = 15000$: 1640 Erg/cm³, und lieferte bei seiner großen Reinheit einen vortrefflichen Ausgangsstoff für die Herstellung von Legierungen mit verschiedenen anderen Elementen, deren magnetische Eigenschaften Yensen untersucht hat (vgl. später).

In Deutschland gelang bereits vorher Franz Fischer die Herstellung eines hervorragenden Materials durch ein besonderes

¹⁾ W. Kaufmann und W. Meier, Magnetische Eigenschaften elektrolytischer Eisenschichten. Physikal. Zeitschr. **12**, 513—522 (1911). — ²⁾ Tr. D. Yensen, Magnetic and other properties of electrolytic iron melted in vacuo. Bull. University of Illinois Nr. 72. Stahl und Eisen 1914, S. 1637.

elektrolytisches Verfahren, dessen Einzelheiten nicht bekannt sind¹⁾. Das Material erwies sich zwar im ungeglühten Zustande ebenfalls noch als magnetisch ziemlich hart, ließ sich aber durch wiederholtes Glühen im Vakuum außerordentlich verbessern. Zunächst ergab sich auf Grund ausgedehnter Versuche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt²⁾, daß bei einem Streifen von direkt niedergeschlagenem Elektrolyteisen die offenbar durch einen beträchtlichen Wasserstoffgehalt bedingte hohe Koerzitivkraft 2,83 bereits nach dem ersten Glühen auf 0,37 und weiterhin noch erheblich tiefer sank, und daß ferner die Gestalt der Magnetisierungskurven von der Abkühlungsgeschwindigkeit abhing. Sehr langsames Abkühlen ergab eine steile Hystereseschleife mit hoher Remanenz und Maximalpermeabilität, aber auch verhältnismäßig hohem Hystereseverlust, sehr rasches Abkühlen eine sehr schräge Schleife mit geringer Remanenz und Maximalpermeabilität, aber auch geringerem Hystereseverlust, eine mittlere Abkühlungsgeschwindigkeit lieferte auch eine mittlere Steigung. Diese Verhältnisse waren anfangs durchaus willkürlich reproduzierbar und voneinander unabhängig, doch verlor sich diese Eigenschaft im Lauf der Wiederholungen der Glühprozesse und es trat eine neue Erscheinung ein: Nicht nur die Koerzitivkraft, sondern auch die Remanenz sank in einer bisher noch unbekanntem Weise, so daß nach etwa 15 bis 20maliger Wiederholung ein fast hysterese freies Material gewonnen war. Die folgende Tabelle 6 gibt einen Überblick über die beobachteten Veränderungen, die übrigens an die Bedingung außergewöhnlicher

Tabelle 6. Wirkung mehrfachen Glühens auf Elektrolyteisen.

	\mathfrak{H}_c	\mathfrak{B}_r	μ_{Max}
Vor dem Ausglühen	2,83	11 450	1 850
Nach dem 1. Glühen (24 Std. bei 800°) im Vakuum u. langsamem Abkühlen	0,37 ₅	10 850	14 400
Nach dem 5. Erhitzen (920°) und raschem Abkühlen	0,22 ₅	5 000	11 600
Nach dem 13. Erhitzen (830°) und raschem Abkühlen	0,15 ₅	850	4 800

(\mathfrak{H}_c = Koerzitivkraft, \mathfrak{B}_r = Remanenz, μ_{Max} = Maximalpermeabilität.)

¹⁾ Die technische Fabrikation hat die Firma Langbein - Pfanhauser in Leipzig übernommen. — ²⁾ E. Gumlich und W. Steinhaus, Über willkürliche Beeinflussung der Gestalt der Magnetisierungskurven und über Material mit außergewöhnlicher geringer Hysterese. Elektrot. Zeitschr. **36**, 675, 691 (1915).

Reinheit und homogener Struktur gebunden zu sein scheinen, denn entsprechende Versuche an gewöhnlichem Dynamoblech und auch an dünn gewalztem Elektrolyteisen mißlingen vollständig.

Weiter ergaben sich nach den neuesten Messungen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ¹⁾ für vollständig reines Eisen folgende Werte:

Der Sättigungswert $4\pi J_\infty = 21\,620$; die Dichte $s = 7,87_6$; der Widerstand pro m/mm^2 bei $20^\circ = 0,099_4$; der Temperaturkoeffizient des Widerstands zwischen 20 und $100^\circ = 0,0057_3$.

§ 82. Walzeisen, Schmiedeeisen, Flußeisen (Flußstahl), Dynamo-blech. Von dem oben erwähnten idealen Zustand der nahezu völligen Hysteresefreiheit ist man allerdings beim heutigen technischen Material noch ziemlich weit entfernt, wie die Zusammenstellung in Tabelle 7 zeigt, aber es ist doch im Verlauf der letzten Jahre auch bei diesem ein großer Fortschritt erzielt worden, denn noch vor 10 bis 15 Jahren galt ein Material mit einer Koerzitivkraft von etwa 1,5 als recht gut, heute verlangt man bereits die Hälfte und kommt unter Umständen noch weiter. Die Werte innerhalb der verschiedenen Eisensorten bei Tabelle 7 sind nach wachsender Koerzitivkraft geordnet; man erkennt, daß bei Nr. 3 bis 12 ungefähr in derselben Reihenfolge die Induktion \mathfrak{B} für $\mathfrak{H} = 100$ abnimmt, der hier nicht bestimmte Sättigungswert wird also ebenfalls sinken, das gleiche ist der Fall bei der Maximalpermeabilität, während umgekehrt der Hystereseverlust η (vgl. S. 155) zunimmt und ebenso der elektrische Widerstand. Diese Erscheinungen sind wohl sämtlich auf den mit steigender Koerzitivkraft zunehmenden Gehalt an Verunreinigungen, besonders durch Kohlenstoff, zurückzuführen. Für die Remanenz dagegen läßt sich hier keinerlei Regel aufstellen, ihre Beziehung zu den übrigen magnetischen und elektrischen Eigenschaften ist noch völlig dunkel; dasselbe gilt für die Anfangspermeabilität μ_0 , die beim Flußeisen, je nach Qualität, von etwa 200 bis 500 variiert.

Ein ähnliches Verhalten zeigen auch die aus dem Flußstahl durch Auswalzen hergestellten Dynamobleche (Tabelle 7, Nr. 13 bis 21). Diese erfahren zunächst durch den Walzprozeß eine starke mechanische Härtung, sie „federn“, wie es ja bekanntlich auch

¹⁾ E. Gumlich, Über die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften, des spezifischen Widerstands und der Dichte der Eisenlegierungen von der chemischen Zusammensetzung und der thermischen Behandlung. Mit mikrographischen Untersuchungen von P. Goerens. Wissenschaftl. Abhandl. der Physikal.-Techn. Reichsanst. IV, Heft 3, 1918. Verlag von Julius Springer, Berlin.

Tabelle 7. Magnetisierbarkeit verschiedener Eisensorten. Nach Beobachtungen in der Reichsanstalt.

Lfd. Nr.	Material	ϕ_{Max}	$\mathfrak{B}_{\text{Max}}$	\mathfrak{H} für $\phi = 100$	Remanenz	Koerzitivkraft	H_{Max}	Energievergeudung (Erg)	$\eta =$	Widerstand für m/mm ² (Ohm)	
1	Walzeisen	129	18 190	17 700	10 300	0,6 ₀	8 350	4 900	0,000 75	0,113	
2		145	18 370	17 650	9 000	1,6 ₀	2 850	12 300	0,001 85	0,148	
3		129	17 950	17 470	8 000	0,8 ₀	5 240	10 100	0,001 58	0,143	
4		129	17 700	17 200	7 500	0,9 ₀	4 070	9 400	0,001 50	0,154	
5		128	18 040	17 570	7 200	1,0 ₄	3 200	10 700	0,001 66	0,142	
6	Gegossenes Material (Flußstahl, Flußeisen Dynamostahl)	128	18 080	17 600	7 500	1,3 ₅	2 610	11 400	0,001 76	0,167	
7		145	18 250	17 500	10 200	1,5 ₀	3 380	13 600	0,002 07	0,148	
8		127	18 190	17 700	9 200	1,8 ₂	2 460	14 700	0,002 25	0,154	
9		129	18 190	17 670	11 700	2,0 ₀	1 900	15 700	0,002 40	0,129	
10		129	17 940	17 400	11 700	2,4 ₂	2 250	20 300	0,003 17	0,158	
11	Dynamoblech, im Vakuum geglüht	128	17 790	17 300	11 080	3,2 ₇	1 620	24 200	0,003 83	0,217	
12		129	17 270	16 750	9 550	4,3 ₃	1 100	30 200	0,005 02	0,196	
13		130	17 660	—	—	14 300	0,64	14 300	—	0,136	
14		130	17 360	—	—	13 760	0,88	7 470	—	0,135	
15		129	17 430	16 900	9 800	9 800	1,1 ₅	4 950	9 400	0,001 54	—
16	Dynamoblech (geglüht)	128	19 540	19 100	7 550	1,3 ₇	2 940	10 700	0,001 46	0,144	
17		146	18 490	17 700	8 300	1,6 ₂	2 660	11 200	0,001 67	0,144	
18		146	18 500	17 730	8 800	2,3 ₉	1 840	16 200	0,002 41	0,144	
19		129	17 440	17 000	10 000	10 000	2,9 ₀	1 740	17 600	0,002 88	—
20		127	18 320	17 800	10 150	10 150	3,3 ₈	1 410	22 000	0,003 32	—
21	Dynamoblech, (schwach. legiert { stark ungeglüht dass. gegl. ungeglüht dass. gegl.	124	18 880	18 450	11 550	11 550	4,1 ₈	1 220	28 800	0,004 15	—
22		150	18 220	17 430	9 400	9 400	1,3 ₀	3 300	12 600	0,001 92	—
23		150	17 550	16 740	9 850	9 850	0,7 ₇	6 200	8 090	0,001 31	—
24		155	10 320	9 030	4 630	4 630	11,3	200	34 600	0,013 10	0,878
25		155	10 930	9 900	5 560	5 560	4,0 ₆	800	14 900	0,005 15	0,798
26	Stahl, gehärtet	154	10 080	8 800	4 630	13,2	200	36 600	0,014 50	0,989	
27		155	10 640	9 600	5 060	4,6 ₈	560	16 100	0,005 80	—	
28		234	16 220	13 900	11 700	11 700	52,6	195	—	0,325	
29		235	15 120	12 200	10 500	10 500	61,7	125	—	0,360	
30		238	13 370	9 500	8 880	8 880	69,7	—	—	0,422	

gelingt, andere weiche Materialien, z. B. Kupfer, Messing usw., durch Hämmern, Pressen usw. zu härten, und auch magnetisch zeigen sie so schlechte Eigenschaften (Koerzitivkraft 3 bis 6), daß sie in diesem Zustand nicht verwendet werden könnten. Sie verlieren jedoch, wie schon erwähnt, diese Härte durch mehrstündiges Glühen bei etwa 800°, wobei man gleichzeitig auch sonst noch eine magnetische Verbesserung zu erzielen pflegt (vgl. § 79), so daß das geglühte Blech vielfach besser ist, als das Ausgangsmaterial vor dem Walzen. Immerhin kann auch mehrfaches Glühen nicht alle Spuren des Walzprozesses verwischen, denn man findet nunmehr, namentlich bei dünnen Blechen, eine deutliche Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Walzrichtung; am größten ist μ meist unter einem Winkel von 45° gegen die Walzrichtung, und zwar können die Differenzen oft sehr beträchtlich werden; bei der Konstruktion von Transformatoren und bei der Prüfung von magnetischem Material (vgl. § 62) ist auf diesen Umstand, der erst neuerdings erkannt und gewürdigt wurde, wohl zu achten.

Eine eigentümliche Erscheinung, welche manche Dynamobleche zeigen, ist das sogenannte „Altern“. Man bezeichnet damit die Erscheinung, daß die magnetischen Eigenschaften desselben Materials sich beim dauernden Gebrauch in Transformatoren verschlechtern, so daß der Wirkungsgrad der Transformatoren sinkt und die Hystereseverluste steigen. Diese außerordentlich unwillkommene Erscheinung, welche unter Umständen auch schon beim bloßen Lagern bei Zimmertemperatur eintreten kann, ist bei den Transformatoren, wie Versuche gezeigt haben, eine Folge nicht der fortwährenden Ummagnetisierung, sondern der damit verbundenen mäßigen Erwärmung. Sie äußert sich magnetisch in einer Vergrößerung der Koerzitivkraft, also einer Verbreiterung und Abflachung der Hystereseschleife, und somit einer Vergrößerung des Hystereseverlusts und einer Verringerung der Permeabilität, während der Sättigungswert ziemlich unverändert bleibt. In Tabelle 5 (§ 79) sind als Beispiel in der letzten Spalte die Werte der Koerzitivkraft nach dem „Altern“, d. h. nach 600stündiger Erwärmung auf 100°, eingetragen, woraus ersichtlich ist, daß z. B. für AV3 die Zunahme nahezu 50 Proz. beträgt, ja, es sind in anderen Fällen sogar Zunahmen von 150 Proz. beobachtet worden.

Die eigentliche Ursache der Erscheinung ist noch nicht völlig aufgeklärt, dürfte aber wohl in molekularen Vorgängen zu suchen sein; auch der Sauerstoffgehalt des Materials scheint ungünstig zu wirken.

§ 83. **Gußeisen.** Im Gegensatz zu dem besonders reinen und magnetisch weichen Flußeisen steht als magnetisch minderwertig das Gußeisen, das bis zu 10 Gewichtsprozent Verunreinigungen enthalten kann. Diese Tatsache allein würde schon zur Erklärung des Umstandes hinreichen, daß der Sättigungswert des Gußeisens sehr viel geringer ist, als derjenige des reinen Eisens, denn es ist ja dabei zu berücksichtigen, daß das spezifische Gewicht der Verunreinigungen nur ungefähr den dritten Teil von demjenigen des reinen Eisens beträgt, so daß bei 10 Gewichtsprozent Verunreinigungen etwa 30 Proz. des wirksamen Eisenquerschnitts durch unmagnetische Substanzen oder schwach magnetisierbare Legierungen ersetzt werden.

Hierzu aber kommt noch der verschlechternde Einfluß des bis zu 4 Proz. betragenden Kohlenstoffgehalts (vgl. § 84), der die Induktion bzw. Permeabilität noch weiter herabdrückt. Eine Übersicht über die hauptsächlichsten Magnetisierungswerte geben die Nummern 24 bis 27 von Tabelle 7; es ist hieraus ersichtlich, daß durch Ausglühen und langsames Abkühlen auch beim Gußeisen die Koerzitivkraft und der sehr bedeutende Hystereseverlust außerordentlich verringert, die Maximalpermeabilität beträchtlich erhöht werden kann. Tatsächlich hat man in dem rasch abgekühlten sogenannten „weißen“ Gußeisen ein mechanisch und magnetisch sehr hartes Material, das in vieler Beziehung dem gehärteten Stahl nahesteht und teilweise auch zum Ersatz desselben herangezogen wird. So lassen sich z. B. aus derartigem gehärteten Gußeisen auch permanente Magnete anfertigen, deren einziger Vorzug freilich die Billigkeit ist, denn in jeder anderen Beziehung stehen sie weit hinter den Magneten aus hartem Stahl zurück. Diese Härte verliert sich beim Ausglühen und langsamen Abkühlen, die Maximalpermeabilität kann bis zum Vierfachen steigen, die Koerzitivkraft auf weniger als die Hälfte sinken, so daß in dieser Modifikation das Gußeisen für manche Zwecke, namentlich bei den schweren Magnetgestellen der Dynamomaschinen, zum Ersatz des teureren Flußstahls verwendet wird.

In der Technik bezeichnet man diese Modifikation als „graues“ Gußeisen; seine dunklere Farbe rührt davon her, daß beim Glühprozeß ein großer Teil des Kohlenstoffgehalts als Temperkohle bzw. Graphit ausgeschieden wird, die, wie die mikroskopische Untersuchung zeigt, in Form von kleinen Nestern oder Adern zwischen den Eisenpartikelchen eingelagert ist. Hierdurch erklärt sich, wie wir demnächst sehen werden, die weitaus bessere Magnetisierbarkeit, aber auch die viel geringere mechanische Festigkeit. Einen weiteren

Fortschritt nach dieser Richtung hat Nathusius erzielt, dem es gelang, durch besondere, wohl hauptsächlich aus Silicium bestehende Zusätze zum Rohmaterial und durch geeignete Behandlung die Koerzitivkraft und den Hystereseverlust noch weiter zu verringern, die Permeabilität beträchtlich zu erhöhen.

§ 84. Stahl (Kohlenstofflegierungen¹). Mit dem Namen „Stahl“ pflügt man eine Eisen-Kohlenstofflegierung mit 0,5 bis etwa 1,5 Proz. Kohlenstoff zu bezeichnen; das sind jedoch künstliche Grenzen, die nur durch den praktischen Gebrauch eingeführt wurden und keine innere Berechtigung haben. Richtiger ist es, die Kohlenstofflegierungen bis zu etwa 1,7 Proz. hinauf, dem Maximalbetrag des Kohlenstoffgehalts, den das Eisen bei etwa 1150° in Lösung halten kann, in ihrer Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt und von der thermischen Behandlung im Zusammenhang zu betrachten, und zwar im Anschluß an das in § 76 besprochene Zustandsdiagramm und die in § 77 beschriebenen Gefügebestandteile. Von ausschlaggebender Bedeutung ist es dagegen, ob das Material nach der Erhitzung langsam abgekühlt oder abgeschreckt wurde; im ersteren Falle erhält man den sogenannten „weichen“, im zweiten den „harten“ Stahl.

a) Weicher Stahl. Kühlt man eine Legierung mit einem Kohlenstoffgehalt bis zu 0,9 Proz. von einer höheren Temperatur, etwa 900°, langsam ab, so erhält man, wie bereits früher erwähnt (§ 77), ein sogenanntes „perlitisches“ Gefüge, das aus einer Grundmasse von mechanisch und magnetisch sehr weichem α -Eisen (Ferrit) mit eingesprengten Perlitinseln besteht. Diese Inseln werden um so zahlreicher, je größer der Kohlenstoffgehalt ist, und nehmen schließlich bei 0,9 bis 1 Proz. Kohlenstoff den ganzen Raum ein. Bei noch weiter steigendem Kohlenstoffgehalt scheiden sich zwischen dem perlitischen Grundgefüge noch längliche Zementitkörner aus, die aus mechanisch und magnetisch hartem Eisenkarbid (Fe_3C) bestehen.

Die Dichte s des von etwa 900° langsam abgekühlten perlitischen Eisens in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt läßt sich darstellen durch die Beziehung

$$s = 7,876 - 0,03 p$$

(p = Kohlenstoffgehalt in Gewichtsprozenten), der Widerstand w pro m/mm^2 bei 20° C durch

$$w = 0,1 + 0,03 p + 0,02 p^2.$$

¹) E. Gumlich, Wissensch. Abh. d. Physikal.-Techn. Reichsanst. 4, H. 3, 1918.

Bei etwa 1 Proz. C liegt ein Knick, oberhalb dessen die Widerstandszunahme langsamer erfolgt; hierin kommt offenbar das Auftreten des Zementits zum Ausdruck. Dies ist auch bei der Koerzitivkraft der Fall: Auch sie steigt bis zu etwa 0,9 Proz. C nahezu gleichmäßig an und läßt sich wiedergeben durch die Beziehung

$$\mathfrak{H}_c = 0,7 + 7,5 p;$$

oberhalb von 0,9 Proz. wird der Anstieg langsamer.

Die Anfangspermeabilität, die Maximalpermeabilität und die Höhe der Induktion für eine bestimmte Feldstärke nehmen mit wachsendem Kohlenstoffgehalt ab, die Koerzitivkraft und somit auch die Breite der Hystereseschleife zu, das Material wird also magnetisch härter. Der Sättigungswert läßt sich darstellen durch die Beziehung:

$$4 \pi J_\infty = 21620 - 1580 p \text{ bis etwa } p = 0,96 \text{ Proz. C}$$

und durch

$$4 \pi J_\infty = 20100 - 930 p \text{ für höhere Werte von } p.$$

Die Remanenz schwankt um 10000 herum, eine Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt ist nicht nachweisbar.

Charakteristisch für die Eigenschaften des weichen Stahls in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt ist also sowohl für den spezifischen Widerstand als auch für Koerzitivkraft und Sättigungswert, daß das von 0,9 Proz. C ab als Zementit auftretende Eisenkarbid weniger stark verschlechternd wirkt, als das im Perlit vorhandene lamellare Eisenkarbid, was durchaus verständlich erscheint.

b) Harter Stahl. Außerordentlich viel stärker als in Form von Perlit oder Zementit wirkt der Kohlenstoff in gelöstem Zustand. Wie das Zustandsdiagramm (§ 76) zeigt, kann das Eisen bei 700° etwa 0,9 Proz. Kohlenstoff in Lösung halten, bei höheren Temperaturen aber entsprechend mehr; der jeweilige Prozentgehalt für eine bestimmte Temperatur wird durch die zu dem entsprechenden Punkte der Linie *SE* gehörige Abszisse gegeben (vgl. Fig. 67); er kann durch rasche Abkühlung in Lösung gehalten werden, während der den betreffenden Prozentgehalt übersteigende Kohlenstoff wieder in Form von Zementit aus der Grundsubstanz ausgeschieden wird. Letztere hat keinen einheitlichen Charakter: Bei sehr rascher Abkühlung aus sehr hohen Temperaturen und bei verhältnismäßig hohem Kohlenstoffgehalt besteht dieselbe der Hauptsache nach aus Austenit (vgl. Fig. 74 u. 75), der unmagnetisierbar ist, aber sich offenbar als Produkt der Unterkühlung in einem außerordentlich labilen Zustande befindet, so daß er nur unter ganz besonderen

Umständen rein zu erhalten ist; zumeist zersetzt er sich bereits während des Abschreckens und bildet Martensit (vgl. Fig. 76), den Gefügebestandteil, der für harten Stahl und speziell auch für die permanenten Magnete charakteristisch ist.

Schon aus dieser kurzen Übersicht läßt sich erkennen, daß man es beim gehärteten Stahl auch in magnetischer und elektrischer Beziehung unzweifelhaft mit außerordentlich komplizierten Verhältnissen zu tun hat, die jedoch durch die Untersuchungen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und die parallel laufenden mikrographischen Untersuchungen von Prof. Goerens (Aachen) ziemlich geklärt zu sein scheinen. Für die Herstellung gelten folgende Richtlinien: Will man vollkommen martensitisches Gefüge erhalten, wie es sich für die permanenten Magnete allein eignet, so hat man die Abschrecktemperatur so hoch zu wählen, daß aller Kohlenstoff im Eisen gelöst ist, und durch rasche Abkühlung dafür zu sorgen, daß kein Perlit entsteht (vgl. § 78); andererseits aber muß man die Abschrecktemperatur möglichst niedrig wählen, so daß sich möglichst wenig Austenit dauernd erhalten kann. Im einzelnen haben die Versuche in der Reichsanstalt folgendes ergeben:

Bei den von 850° abgeschreckten Legierungen ist die Dichte s erheblich geringer, der Widerstand w pro m/mm² bei 20° wesentlich größer, als bei den langsam abgekühlten; sie lassen sich in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt darstellen durch die Beziehungen

$$s = 7,876 - 0,14 p,$$

$$w = 0,103 + 0,016 p + 0,236 p^2,$$

wobei p die Anzahl der im Eisen gelösten Gewichtsprocente Kohlenstoff bezeichnet; für den Rest des ungelösten, in Zementitform vorhandenen Kohlenstoffs scheint angenähert die für perlitisches Eisen angegebene Beziehung zu gelten. Man erhält also auch hier einen — und zwar außerordentlich scharfen — Knick, der aber, wie leicht zu verstehen, um so mehr nach höheren Prozentgehalten Kohlenstoff hinrückt, je höher die Abschreckungstemperatur ist, und bei der Abschreckungstemperatur 1100° ganz verschwindet, falls der Kohlenstoffgehalt 1,7 Proz. nicht übersteigt. Entsprechende Verhältnisse treten auch beim Temperaturkoeffizienten des Widerstands auf, der nach der Härtung bei 850° von etwa 0,0056 bei 0 Proz. C auf 0,0013 bei etwa 1,1 Proz. C sinkt und von da ab nahezu konstant bleibt.

Die Anfangspermeabilität, Maximalpermeabilität und die Höhe der Hystereseschleife nehmen bei den von 850° abgeschreckten Kohlen-

stofflegierungen mit wachsendem Kohlenstoffgehalt außerordentlich stark ab, die Breite der Schleife (Koerzitivkraft) ungemein stark zu, bis zu etwa 60 Gauß. Der Sättigungswert läßt sich bis zu etwa 1,2 Proz. C darstellen durch die Beziehung

$$4 \pi J_{\infty} = 21\,620 - 3200 p.$$

Zwischen 1,1 und 1,2 Proz. C zeigt die Kurve einen Knick und nimmt dann, entsprechend dem Zementitgehalt, erheblich langsamer ab.

Remanenz und Koerzitivkraft verhalten sich entgegengesetzt: Erstere sinkt, letztere steigt mit Zunahme des gelösten Kohlenstoffgehalts; es ist daher bei permanenten Magneten aus reinen Kohlenstofflegierungen nicht möglich, gleichzeitig hohe Remanenz und hohe Koerzitivkraft hervorzubringen. Die graphische Darstellung der Koerzitivkraft in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt zeigt wieder den schon mehrfach erwähnten, beim Beginn der Zementitausscheidung liegenden Knick, der mit wachsenden Härtungstemperaturen zu immer höheren Kohlenstoffgehalten hinaufrückt, so daß sich bei 1000° Abschrecktemperatur eine Koerzitivkraft von 70 Gauß ergeben hat, allein gleichzeitig runden sich mit wachsenden Härtungstemperaturen bis gegen 1000° die Kurven für die Koerzitivkraft immer mehr ab; dem entspricht die Tatsache, daß der Anstieg der Koerzitivkraft für niedrige Kohlenstoffgehalte bei hohen Härtungstemperaturen unverhältnismäßig stark ist.

Die ganze Erscheinung spricht deutlich für eine mit höheren Kohlenstoffgehalten und höheren Härtungstemperaturen immer zunehmende Austenitbildung, die sich bei der höchsten in der Reichsanstalt verwendeten Härtungstemperatur 1100° schon sehr erheblich bemerkbar machte. Hier liegt die Abnahme der Dichte und die Zunahme des Widerstands mit wachsendem Kohlenstoffgehalt zwischen denjenigen des langsam abgekühlten und des bei 850° abgeschreckten Materials; sie lassen sich angenähert darstellen durch die Beziehungen

$$s = 7,876 - 0,08 p,$$

$$w = 0,103 + 0,093 p + 0,074 p^2,$$

wobei wieder p den Prozentgehalt des im Eisen gelösten Kohlenstoffs bezeichnet.

Für die Sättigungswerte nach der Härtung bei 1100° gilt bis zu 1,1 Proz. C angenähert die Beziehung

$$4 \pi J_{\infty} = 21\,620 - 2060 p;$$

sie sinken also bis dahin erheblich langsamer, als nach der Härtung bei 850°, nehmen aber für höhere Legierungen außerordentlich stark ab, worin sich deutlich wieder der Einfluß der Austenitbildung

kundgibt, der natürlich auch bei zwischenliegenden Härtungstemperaturen schon mehr oder weniger bemerkbar wird.

§ 85. Material für permanente Magnete. Von einem guten permanenten Magnet verlangen wir hohe Leistungsfähigkeit, möglichst Unveränderlichkeit gegen Erwärmungen und Erschütterungen und zumeist auch einen geringen Temperaturkoeffizienten des magnetischen Moments (der scheinbaren Remanenz). Unter der Leistungsfähigkeit können wir die scheinbare Remanenz R' verstehen, die ja nach § 19 nicht eine Materialeigenschaft ist, wie die wahre Remanenz R , sondern außer von dieser in hohem Maße auch noch von der Koerzitivkraft C und von der Gestalt des Magnets abhängt. Je geringer die Koerzitivkraft, je kürzer und gedrungenere der Stabmagnet, je kürzer die Schenkel des Hufeisenmagnets und je größer seine Maulöffnung, um so niedriger wird bei gleicher wahrer Remanenz die scheinbare Remanenz werden, und umgekehrt. Wir müssen also für praktische Zwecke darauf sehen, daß das Material für permanente Magnete neben großer wahrer Remanenz auch große Koerzitivkraft besitzt, und können als ungefähres Maß für die Leistungsfähigkeit das Produkt $R.C$ aus Remanenz und Koerzitivkraft annehmen. Wenn wir uns nun hierauf die reinen Kohlenstoffstähle ansehen, so zeigt es sich, daß zwar die Koerzitivkraft in einzelnen Fällen bis zu 70 Gauß ansteigen kann (bei 1,7 Proz. C und 1000° Härtungstemperatur), daß aber die zugehörige wahre Remanenz R nur 4000 beträgt, das Produkt $R.C$ also nur $280 \cdot 10^3$. Erheblich günstiger liegen die Verhältnisse bei der Härtungstemperatur 850°, wo bei einem Kohlenstoffgehalt von 1,1 Proz. eine Koerzitivkraft von 62 Gauß und eine wahre Remanenz von 7600 erzielt wurde, also $R.C = 471 \times 10^3$; aber gegenüber den Werten, welche gute Wolfram- und Chromstähle liefern, nämlich $R.C = 600$ bis 700, ist auch dieser noch recht gering. Gleichwohl wird man annehmen müssen, daß das Wesentliche beim Material für permanente Magnete immer der Gehalt an gelöstem Kohlenstoff ist, denn Legierungen von reinem Eisen mit Wolfram, Chrom u. dgl. sind völlig unbrauchbar. Die Wirkung dieser Zusätze scheint in erster Linie dahin zu gehen, daß sie das bei den reinen Kohlenstoffstählen mit wachsendem Kohlenstoffgehalt eintretende Sinken der Remanenz verhindern oder wenigstens verringern, während ihre Wirkung auf die Koerzitivkraft nicht erheblich ist.

In der allgemeinen Übersicht, Tabelle 7, § 82, finden sich auch einige Werte für gehärteten Stahl. In der folgenden Tabelle 8 sind

Tabelle 8.

Material	Kohlenstoff Proz.	t^0	$C_{r,s}$	R_s	R_r	\mathfrak{R}_r	E_r	$R_p \cdot C$
Messungen von Frau Curie:								
Kohlenstoffstahl von Firminy	{ 0,06	1000	3,4	400	7 850	20 100	28 000	27×10^3
	{ 0,49	770	23	2800	10 490	19 650	108 000	241×10^3
	{ 1,21	770	60	5800	8 110	15 580	182 000	487×10^3
Kohlenstoffstahl von { weich	{ 0,70	800	49	5300	—	—	—	—
Böhler (Steierm.) { extra zäh, hart	{ 0,99	800	55	5200	—	—	—	—
	{ 1,17	800	63	5800	—	—	—	—
Kupferstahl von Chatillon u. Commentry, 3,9 Proz. Cu	0,87	730	66	6200	—	—	—	—
Chromstahl von Assailly, 3,4 Proz. Cr	1,07	850	57	6700	—	—	—	—
Wolframstahl von Assailly, 2,7 Proz. W	0,76	850	66	6400	10 050	16 080	260 000	668×10^3
Wolframstahl von (Spezialst., sehr hart, 2,9 Proz. W	1,10	850	74	6700	—	—	—	—
Böhler (Steierm.) { Boreasstahl, gehärt., 7,7 " "	1,96	800	85	4700	—	—	—	—
Stahl von Allevard, 5,5 Proz. W	0,59	770	72	7000	10 680	16 080	280 000	769×10^3
Molybdänstahl von { 3,5 Proz. Mo	0,51	850	60	6700	—	—	—	—
Chatillon u. Commentry { 4,0 " "	1,24	800	85	6700	—	—	—	—
	{ 3,9 " "	800	78	7000	—	—	—	—
Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.								
Chromstahl	{ A	—	57,4	—	10 900	—	—	626×10^3
	{ B	—	59,2	—	10 380	—	—	615×10^3
	{ C	—	64,6	—	9 920	—	—	641×10^3
	{ D	—	63,1	—	9 560	—	—	603×10^3
	{ E	—	72,5	—	9 200	—	—	666×10^3
Wolframstahl	{ 1876	—	58,1	—	10 200	—	—	593×10^3
	{ 1877	—	61,5	—	9 700	—	—	596×10^3
	{ 1615	—	63,0	—	10 250	—	—	646×10^3
	{ 1614	—	62,3	—	10 880	—	—	679×10^3
	{ 1739	—	66,4	—	10 880	—	—	723×10^3

die von Frau Curie¹⁾ bestimmten charakteristischen Werte verschiedener Magnetstahlsorten mit einigen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beobachteten zusammengestellt, von welchen leider die chemischen Analysen und die Härtungstemperaturen nicht bekannt sind; darin bedeutet t die günstigste Härtungstemperatur, C die Koerzitivkraft, R die Remanenz, \mathfrak{B} die Induktion für die Feldstärke 500 Gauß, E den Hystereseverlust pro Kubikzentimeter; die Indizes s und r geben an, ob die betreffenden Werte an Stäben von 20 cm Länge und 1 qcm Querschnitt, die nahe bis zur Sättigung magnetisiert waren, oder an geschlossenen Ringen gewonnen wurden. Die außerordentlich große Differenz zwischen dieser scheinbaren und wahren Remanenz zeigt sich namentlich bei den beiden ersten Proben, wo die wahre Remanenz 7850 und 10490 CGS Einheiten beträgt, die scheinbare dagegen nur 400 und 2800, weil die Koerzitivkraft nur relativ gering ist. Bei dem Stahl von Allevard dagegen, welcher ungefähr auch nur die gleiche wahre Remanenz besitzt, wie das zweite Material von Firminy, wohl aber die dreifache Koerzitivkraft, ist auch die scheinbare Remanenz 2,5 mal so groß.

Als weitere Bedingung für die Güte eines permanenten Magnets nannten wir seine Unveränderlichkeit bei Temperaturänderungen und Erschütterungen, wie sie beim gewöhnlichen Gebrauch vorkommen. Beide Störungen können in doppelter Weise wirken: Einmal können sie das Gefüge des Magnets und dadurch auch seine magnetischen Eigenschaften, also die Magnetisierbarkeit, dauernd ändern, sodann aber können sie ohne weitergehende Änderung des Gefüges nur den gerade vorhandenen remanenten Magnetismus schwächen. Beides wird bei einem nicht vorbehandelten Magnet im allgemeinen schon bei längerem Gebrauch bei Zimmertemperatur in mehr oder weniger hohem Maße eintreten, man kann aber durch künstliches „Altern“ nach dem Verfahren von Strouhal und Barus²⁾ den Vorgang so beschleunigen, daß eine weitere beträchtliche Veränderung nach der Behandlung nicht mehr zu befürchten ist. Zu diesem Zweck setzt man die fertigen Magnete schon vor der Magnetisierung einer längeren, etwa 24stündigen Erwärmung auf 100° aus, was ein geringes Anlassen des Materials zur Folge hat; nach dem Magnetisieren werden sie noch mehrere Male (6- bis 10mal) kürzere Zeit abwechselnd auf 100° erwärmt

¹⁾ Skłodowska Curie, Bull. de la Soc. d'encouragement pour l'industrie nat. (2) 3, 36 (1897). Compt. rend. 125, 1165 (1897). L'éclairage élect. 15, 471—477, 501—508; 16, 117—126, 151—155 (1898). — ²⁾ Strouhal u. Barus, Wied. Ann. 20, 662—684 (1883).

und wieder abgekühlt, außerdem auch stärkeren Erschütterungen durch sanfte Schläge mit einem Holzhammer oder dergleichen unterworfen. Durch ein derartiges Verfahren wird weiteren irreversiblen Änderungen vorgebeugt, und es treten dann nur noch die reversiblen thermischen Änderungen auf. Bis zu einem gewissen Grad kann man die zyklische thermische Behandlung nach den Versuchen von Frau Curie¹⁾ auch dadurch ersetzen, daß man einen Teil der Remanenz durch Magnetisieren im umgekehrten Sinne wieder beseitigt, also die Magnetisierungskurve auch über die Remanenz hinaus noch ein Stück fortsetzt.

In jedem Falle empfiehlt es sich, Magnete, auf deren Unveränderlichkeit man besonderen Wert legt, während und nach der Behandlung dauernd zu kontrollieren. Bei Stabmagneten geschieht dies am einfachsten dadurch, daß man den Ausschlag beobachtet, welchen der Stab aus einer bestimmten fixierten Entfernung auf das Magnetometer hervorbringt (um von Unsymmetrie frei zu werden, legt man dabei den Stab um, so daß einmal der Nordpol, das andere Mal der Südpol wirksam ist); bei Hufeisenmagneten kann, wenn es sich um fabrikmäßige Herstellung handelt, das früher erwähnte Fluxmeter oder die Apparate von Siemens u. Halske und von Hartmann u. Braun (§ 48) gute Dienste tun, andernfalls genügt das Abziehen einer schmalen, aus wenig Windungen bestehenden, mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Spule von der Indifferenzzone aus über die beiden Schenkel. Die Änderungen durch die erwähnten Erwärmungen können bei reinen Kohlenstoffmagneten 30 bis 40 Proz., durch die Erschütterungen 5 bis 6 Proz. erreichen, sie werden aber außerordentlich abgeschwächt durch den Zusatz von 3 bis 6 Proz. Wolfram, Chrom oder Molybdän und halten sich dann insgesamt in der Höhe von wenigen Prozent; auch aus diesem Grunde also empfiehlt sich der genannte Zusatz, der, wie schon erwähnt, dem Sinken der Remanenz entgegenwirkt. Eingehende Untersuchungen über diese noch ziemlich wenig geklärten Verhältnisse sind in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Gange.

Schließlich ist beim permanenten Magneten die Höhe des Temperaturkoeffizienten von Wichtigkeit, denn ein hoher Temperaturkoeffizient kann namentlich bei den in Meßinstrumenten, wie Elektrizitätszählern u. dgl. eingebauten Magneten äußerst störend wirken. Der Temperaturkoeffizient hängt einerseits in gewissem Maße von der Gestalt des Magnets ab, hauptsächlich aber von der

¹⁾ Sklodowska Curie, a. a. O.

Beschaffenheit des Materials. Nach Ergebnissen von Ashworth¹⁾, die durch Versuche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bestätigt wurden, nimmt bei Stabmagneten der Temperaturkoeffizient unter übrigens gleichen Verhältnissen mit wachsendem Dimensionsverhältnis (Länge: Durchmesser) des Stabes ab, und in gleichem Sinne, wie großes Dimensionsverhältnis beim Stab, dürften beim Hufeisenmagnet größere Schenkellänge und geringere Maulweite wirken, doch liegen hierüber Versuche noch nicht vor.

Bei reinen Kohlenstoffstählen nimmt nach den Untersuchungen in der Reichsanstalt der Temperaturkoeffizient mit der Zunahme an gelöstem Kohlenstoffgehalt ab; er läßt sich in Abhängigkeit vom Kohlenstoffgehalt darstellen durch

$$\alpha = 0,00063 - 0,00042 p \text{ (Härtungstemperatur } 850^\circ)$$

und

$$\alpha = 0,00050 - 0,00034 p \text{ (Härtungstemperatur } 1100^\circ),$$

wobei p die Anzahl der Gewichtsprocente von gelöstem Kohlenstoff bezeichnet. Bei der Härtungstemperatur 1100° gelang es, Stabmagnete ohne merklichen Temperaturkoeffizienten herzustellen, doch ist, wie schon oben erwähnt, die Wirksamkeit eines bei 1100° gehärteten Magneten sehr gering.

Die Temperaturkoeffizienten von Magneten mit Wolfram- oder Chromgehalt liegen gewöhnlich zwischen den Grenzen 0,0003 und 0,0006, im Mittel wird man mit einem Wert 0,0004 rechnen dürfen; auch hierüber sind Versuche in der Reichsanstalt im Gange.

§ 86. Eisen-Siliciumlegierungen. Nach den Kohlenstofflegierungen dürften in magnetischer Beziehung die größte Bedeutung für die Technik zurzeit die Siliciumlegierungen besitzen, auf deren Verwendbarkeit zu Dynamomaterial und namentlich zu Transformatorenblech der Verfasser im Jahre 1902 aufmerksam machte, und die speziell auf dem Gebiete des Transformatorenbaues das reine, sogenannte „normale“ Eisenblech vollkommen verdrängt haben. Der Grund hierfür ist in folgendem zu suchen:

Bei der Ummagnetisierung der Transformatorenkerne, welche in Deutschland meist 50mal in der Sekunde erfolgt, wird nicht nur durch diesen Vorgang selbst ein Teil der aufgewendeten Energie in Wärme verwandelt (Hystereseverlust), sondern auch durch die sogenannten Wirbelströme, die durch den wechselnden Induktionsfluß

¹⁾ R. Ashworth, Proc. Roy. Soc. London **57**, 210 (1898).

im Eisen hervorgerufen werden. Dieser letztere Energieverlust, der proportional dem Quadrat der Induktion und dem Quadrat der Periodenzahl des Wechselstroms pro Sekunde wächst, wird um so größer, je dicker das Blech und je besser die elektrische Leitfähigkeit ist. Bei der ziemlich beträchtlichen Leitfähigkeit von reinem Eisen (der Widerstand pro m/mm^2 gewöhnlichen technischen Materials ist von der Größenordnung 0,12 bis 0,14 Ω) suchte man diesen Teil des Energieverlustes früher durch mögliche Verringerung der Blechdicke herunterzudrücken, was aber nur auf Kosten der Festigkeit und der Raumausnutzung möglich war, da die unvermeidliche oberflächliche Oxydschicht (technisch „Zunderschicht“ genannt) der geglühten Bleche einen verhältnismäßig um so größeren Raum einnimmt, je dünner die Bleche sind.

Nun hatten die Engländer Baret, Brown und Hadfield¹⁾ in einer Untersuchung über die physikalischen Eigenschaften der Eisenlegierungen gefunden, daß Legierungen von Eisen mit Silicium oder Aluminium gute magnetische Eigenschaften mit hohem elektrischen Leitwiderstand verbanden. In richtiger Würdigung der Bedeutung dieser Tatsache für den Transformatorenbau, die offenbar den genannten englischen Gelehrten entgangen war, veranlaßte die Physikalisch-Technische Reichsanstalt einige leistungsfähige deutsche Firmen zur Anstellung von Versuchen, dies spröde Material zu Blech auszuwalzen, die nach Überwindung beträchtlicher technischer Schwierigkeiten auch gelangen, so daß es neuerdings sogar möglich geworden ist, für besonders schnelle Schwingungen, wie sie die drahtlose Telegraphie usw. verwendet, legiertes Blech von nur 0,05 mm Dicke herzustellen, während die Dicke der Transformatorenbleche meist 0,3 bis 0,5 mm beträgt.

Neben diesem einen Vorzug ergab sich nun im Lauf der Zeit noch ein zweiter unvorhergesehener, daß auch die Koerzitivkraft und somit der Hystereseverlust der Siliciumlegierungen meist kleiner ist als bei reinem Eisen, und daß die Permeabilität für niedrige Feldstärken beträchtliche Werte annimmt, während allerdings die Permeabilität bei hohen Feldstärken und der Sättigungswert mit zunehmendem Siliciumgehalt abnimmt. Dies letztere ist darauf zurückzuführen, daß das Silicium auch in seiner Verbindung mit dem Eisen als unmagnetischer Körper wirkt und dadurch den wirkamen Eisenquerschnitt verringert.

¹⁾ Baret, Brown and Hadfield, Scientific transactions of the Roy. Dublin Soc. (2) 7 (1900). Journ. of the instit. of the electr. engineers 1902, S. 674.

Schon hieraus geht hervor, daß die verbessernde Wirkung des Siliciums auf das Eisen auch in den unteren Feldstärken nicht eine direkte, sondern nur eine indirekte sein kann, und tatsächlich haben neuere, in der Reichsanstalt ausgeführte Versuche¹⁾ ergeben, daß sie hauptsächlich auf der Beseitigung des schädlichen Einflusses der Verunreinigung durch Kohlenstoff beruht, indem das Silicium offenbar beim Glühen die Ausscheidung eines Teils des Kohlenstoffs in Form der unschädlichen Temperkohle, einer graphitartigen Masse, veranlaßt oder begünstigt. Hierzu scheint allerdings ein beträchtlicher Zusatz von Silicium zu gehören — meist enthalten die sogenannten „hochlegierten“ Bleche etwa 4 Proz. —, welcher bei nicht ganz geeigneter thermischer Behandlung ungünstige mechanische Eigenschaften im Gefolge hat, das Blech spröde und brüchig macht und die zur Bearbeitung dienenden Instrumente angreift. Immerhin ist es auf diese Weise gelungen, die sogenannte „Verlustziffer“ (vgl. § 62) auf etwa den dritten Teil von derjenigen guten „normalen“ Blechs herabzudrücken. In Tabelle 7 sind unter Nr. 22 und 23 zwei Beispiele für schwach und stark legiertes Blech gegeben, welche die geschilderten Eigenschaften auch zahlenmäßig zum Ausdruck bringen.

Als weiterer Vorzug der legierten Bleche ist hervorzuheben, daß die höheren Legierungen wenig oder gar nicht „altern“ (vgl. § 82).

Endlich ist noch zu erwähnen, daß die Anfangspermeabilität μ_0 vielfach diejenige der besten reinen Eisensorten noch übertrifft und etwa bis zum Wert 500 ansteigt.

Auf Grund der in der Reichsanstalt ausgeführten Versuche mögen hier noch einige Einzelheiten Platz finden:

Die Dichte der Siliciumlegierungen s in Abhängigkeit vom Siliciumgehalt in Gewichtsprozenten p läßt sich angenähert darstellen durch die Formel

$$s = 7,874 - 0,0622 p,$$

der Widerstand w pro m/mm^2 bei 20° bis zu etwa 4 Proz. Si angenähert durch

$$w = 0,099 + 0,12 p.$$

Der Temperaturkoeffizient des Widerstands sinkt bei 4 Proz. Si auf 0,0008.

Für den Sättigungswert ergibt sich bis zu etwa 5 Proz. Silicium die Beziehung

$$4 \pi J_\infty = 21\,600 - 480 p.$$

¹⁾ E. Gumlich, *Wissensch. Abh. d. Physikal.-Techn. Reichsanstalt* 4, H. 3, 1918.

Als Glühtemperatur empfiehlt sich auch hier bei möglichst reinen, kohlenstoffarmen Legierungen, wie sie die heutige Technik herzustellen vermag, eine Temperatur von etwa 800°; man kann dann auf eine Koerzitivkraft von 0,4 bis 0,5 Gauß rechnen. Beispielsweise ergaben sich für die Koerzitivkraft, Remanenz, Maximalpermeabilität μ_{Max} , die Verlustziffern und die Werte η und ξ (Steinmetz'scher Hysteresekoeffizient und Wirbelstromkoeffizient, vgl. § 61 und 66) bei einem Blech von 0,35 mm Dicke nach dem Glühen bei 800° die Werte:

Koerzitivkraft	Remanenz	μ_{Max}	V_{10}	V_{15}
0,47	7800	7500	1,27	3,39
η_{10}	η_{15}	ξ_{10}	ξ_{15}	
$0,58 \times 10^{-3}$	$0,80 \times 10^{-3}$	$0,89 \times 10^{-7}$	$1,09 \times 10^{-7}$	

Die Abkühlungsgeschwindigkeit spielt, wenn sie in mäßigen Grenzen gehalten wird, keine erhebliche Rolle beim Ausglühen.

Außerordentlich günstige Verhältnisse erzielte Yensen¹⁾ durch Zusammenschmelzen von reinem Elektrolyteisen mit verschiedenen hohen Prozentgehalten reinen Siliciums und Umschmelzen im Vakuum, wodurch offenbar eine weitgehende Beseitigung von Verunreinigungen, namentlich von Sauerstoff, erzielt wurde. Die durch Ausschmieden der Schmelzen hergestellten Probestäbe hatten zunächst noch keine besonders guten Eigenschaften, gewannen dieselben aber durch Ausglühen im Vakuum bei 900° und 1100°. Die besten Ergebnisse lieferten Legierungen mit 0,15 und 3,4 Proz. Si. Die vor dem Glühen außerordentlich flach verlaufenden Kurven (die Remanenz war bis auf 1000 gesunken!) wurden nach dem Glühen sehr steil, die Remanenz wuchs auf 12000 bis 14000, und demgemäß betrug hier die Maximalpermeabilität mehr als 50000, der Hystereseverlust für $\mathfrak{B} = 10000$ bzw. 15000 rund 300 bzw. 1000 Erg pro Kubikzentimeter, was einem Wattverbrauch von ungefähr 0,2 bzw. 0,7 pro Kilogramm und 50 Perioden entsprechen würde, also etwa dem fünften bzw. dem dritten Teil von demjenigen des besten käuflichen legierten Materials. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß diese vorzüglichen Laboratoriumsergebnisse mit der Zeit auch der Technik dienstbar gemacht werden können.

§ 87. Eisen-Aluminiumlegierungen²⁾. Aluminium in Legierung mit Eisen wirkt ganz ähnlich wie Silicium: Es verringert unter

¹⁾ Tr. D. Yensen, Magnetic and other properties of iron-silicon alloys, melted in vacuo. University of Illinois Bull. Nr. 83 (1915). — ²⁾ E. Gumlich, Wissensch. Abh. d. Physikal.-Techn. Reichsanstalt 4, H. 3, 1918.

Umständen Koerzitivkraft und Hystereseverlust, sowie, infolge der Vergrößerung des elektrischen Widerstands, auch den Wirbelstromverlust, drückt aber den Sättigungswert herab.

Die Abhängigkeit der Dichte vom Gehalt in Gewichtsprozenten p läßt sich bis zu etwa 5,4 Proz. Al darstellen durch die Beziehung

$$s = 7,865 - 0,117 p,$$

diejenige des Widerstands pro m/mm^2 bei 20° bis zu etwa 4 Proz. Al durch

$$w = 0,099 + 0,11 p.$$

Außerordentlich stark sinkt der Temperaturkoeffizient des Widerstands, und zwar bei einer 10proz. Legierung bis auf 0,00035, während der absolute Widerstand pro m/mm^2 hier rund 1Ω beträgt. Dies Material eignet sich also, in Blechform ausgewalzt, vorzüglich zu technischen Vorschaltwiderständen. Der Wirbelstromverlust dieser hohen Legierungen ist natürlich entsprechend gering, nicht in gleichem Maße jedoch der Hystereseverlust, da die magnetischen Eigenschaften wenigstens bei den in der Reichsanstalt untersuchten Proben weit hinter denjenigen guter Siliciumlegierungen zurückstehen.

Die Sättigungswerte nehmen mit steigendem Aluminiumgehalt in ganz ähnlicher Weise ab, wie diejenigen der Siliciumlegierungen; sie lassen sich darstellen durch die Beziehung

$$4 \pi J_\infty = 21\,640 - 570 p.$$

Eigentümlich ist die außerordentlich starke Abnahme der Remanenz mit steigendem Aluminiumgehalt und steigender Glüh-temperatur; sie betrug bei Stäben mit 10,7 Proz. Al nach längerem Glühen bei 1100° nur noch 1550. Leider ergab sich die zugehörige Koerzitivkraft noch zu 0,84; wäre sie niedriger, so hätte man trotz der verhältnismäßig geringen Magnetisierbarkeit (Maximalpermeabilität rund 1000) darin ein vorzügliches Material zur Verwendung in Meßtransformatoren und sonstigen Meßinstrumenten, die bisher wegen der hysteretischen Eigenschaften des Eisens ohne Eisenkern gebaut werden mußten. Versuche, diese relativ hohe Koerzitivkraft durch weitere Reinigung des Materials, namentlich vom Kohlenstoffgehalt, erheblich zu verringern, mißlangen leider.

Alterungserscheinungen zeigen die aus den Aluminiumlegierungen hergestellten Bleche ebensowenig, wie die aus Siliciumlegierungen.

Alle Versuchsergebnisse, namentlich aber die Tatsache, daß auch die Aluminiumlegierungen keine dem Kohlenstoffgehalt entsprechende Härtung beim Abschrecken annehmen, sprechen dafür, daß der Aluminiumzusatz, ebenso wie der Siliciumzusatz, in magne-

tischer Beziehung nur indirekt verbessernd wirkt, indem er die Bildung von Härtungskohle verhindert und die Umwandlung von perlitischer Kohle in eine andere, magnetisch weniger schädliche Form veranlaßt, die aber nicht Temperkohle zu sein scheint.

Allgemeinere technische Anwendung haben die Aluminiumlegierungen zurzeit noch nicht gefunden, doch ist es nicht ausgeschlossen, daß die bisherigen Mißerfolge auf Schwierigkeiten in der technischen Herstellung zurückzuführen sind.

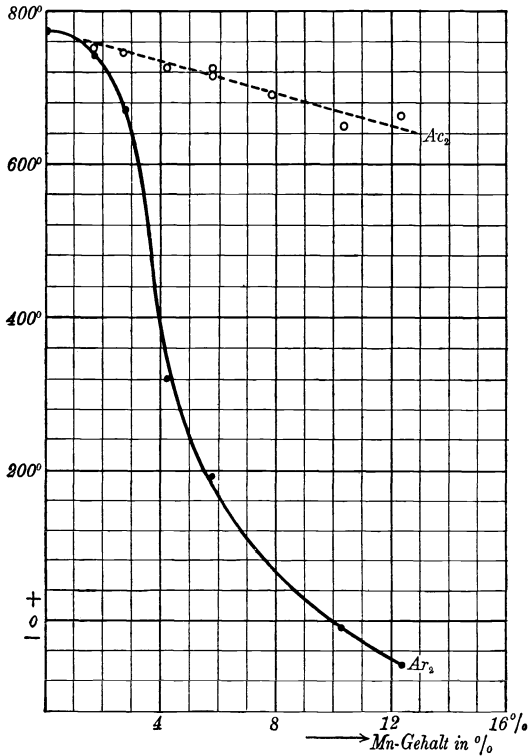
§ 88. **Eisen-Manganlegierungen** ¹⁾. In kleineren Mengen wird Mangan auch dem gewöhnlichen Flußeisen stets als Desoxydationsmittel zugesetzt, um dadurch die Neigung zur Bildung von Gasblasen zu beseitigen; infolgedessen weist fast alles käufliche Material, auch das normale Dynamoblech, einen Mangangehalt von 0,2 bis 0,5 Proz. auf, ohne daß die magnetischen Eigenschaften erheblich darunter leiden, nur wird man bei gleichzeitigem Vorhandensein von etwas Kohlenstoff für langsame Abkühlung sorgen müssen, da das Mangan die Perlitbildung erschwert und die Martensitbildung begünstigt.

Höhere Manganlegierungen dagegen zeigen nach den Versuchen in der Reichsanstalt außerordentlich interessante und schwer erklärbare elektrische und magnetische Eigenschaften: Dichte, spezifischer Widerstand, Temperaturkoeffizient des Widerstands und Sättigungswert zeigen sämtlich etwa zwischen 8 und 10 Proz. Mn sehr starke Unstetigkeiten, die sich in der Kurve für die Dichte in einem plötzlichen Sprung von mehr als 1 Proz., bei den übrigen durch scharf ausgeprägte Knicke kundgeben. Es hängt dies wahrscheinlich mit dem Auftreten von austenitischen unmagnetisierbaren Gefügebestandteilen zusammen, die bei 12 bis 14 Proz. Mn ein nahezu unmagnetisierbares Material ergeben. Gleichzeitig zeigt der zweite, magnetische Umwandlungspunkt eine mit wachsendem Prozentgehalt an Mangan zunehmende sogenannte Temperaturhysterese, die durch Fig. 80 dargestellt ist. Die Temperatur Ac_2 , bei welcher das Material bei der Erwärmung unmagnetisierbar wird, sinkt mit wachsendem Mangangehalt bis 12 Proz. Mn von 760° um rund 100° , die Temperatur Ar_2 dagegen, bei welcher bei der Abkühlung die Magnetisierbarkeit wieder eintritt und die beim reinen Eisen ebenfalls etwa 760° beträgt, sinkt hier um mehr als 800° , also auf Temperaturen weit unter Null. Dies hat zur Folge, daß derartige Legierungen

¹⁾ E. Gumlich, Wissensch. Abt. der Physikal.-Techn. Reichsanstalt 4, H. 3, 1918.

mit 10 bis 12 Proz. Mn bei Zimmertemperatur nahezu unmagnetisierbar sind, bei der Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft aber noch ziemlich stark magnetisierbar werden; der Grund hierfür ist offenbar der, daß ein Teil des austenitischen Gefüges bei tiefer Temperatur in martensitisches übergeht. Legierungen mit 14 Proz. Mn und mehr bleiben jedoch auch bei der Abkühlung auf die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs dauernd unmagnetisierbar.

Fig. 80.



Außerordentlich stark ist ferner die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Art der thermischen Behandlung: Nach langsamer Abkühlung zeigen die Legierungen mit steigendem Mangangehalt immer mehr den Charakter des harten Stahls, indem die Koerzitivkraft zunimmt und bei 10 Proz. Mn etwa den Wert 60 Gauß erreicht, während gleichzeitig Magnetisierbarkeit und Remanenz — letztere bis auf etwa 2400 — abnehmen.

Durch Abschrecken werden die höheren Legierungen magnetisch weicher, als durch langsames Abkühlen. Die Sättigungswerte ordnen

sich ziemlich genau in zwei sich schneidenden Geraden an, deren Schnittpunkt ungefähr bei 8 Proz. Mn liegt, ungefähr an derselben Stelle, wo die Unstetigkeiten von Dichte und spezifischem Widerstand liegen. Zahlenmäßig läßt sich bis 7,8 Proz. Mn die Abnahme des Sättigungswertes nach dem Abschrecken von 800° darstellen durch

$$4 \pi J_{\infty} = 21425 - 210 p,$$

von da ab für höhere Legierungen durch

$$4 \pi J_{\infty} = 19800 - 2830 p;$$

von 8 Proz. Mn ab fällt also der Sättigungswert außerordentlich stark, während er bis dahin so langsam sinkt, daß das Mangan nur die Rolle eines unmagnetisierbaren Fremdkörpers im Eisen zu spielen scheint.

Abschrecken von höheren Temperaturen bis zu 1100° ergab keine wesentlichen Änderungen der magnetischen Eigenschaften, dagegen zeigten die mit Legierungen von rund 6, 8 und 10 Proz. Mn zwischen 500 und 700° gemachten Abschreckversuche eine ganz außerordentliche Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Höhe der Abschrecktemperatur, und zwar nimmt mit steigender Abschrecktemperatur bis zur Umwandlungstemperatur A_{c_2} die Magnetisierbarkeit sehr stark ab, die Koerzitivkraft dagegen außerordentlich stark zu (bis zu 130 Gauß!), während beim Abschrecken von Temperaturen oberhalb A_{c_2} das Umgekehrte eintritt; es ist somit möglich, beim Abschrecken aus dieser Umwandlungstemperatur einen nahezu unmagnetischen oder wenigstens schwach magnetischen Zustand dauernd festzuhalten, so daß hierfür jedenfalls die Theorie von P. Weiß nicht zutrifft, daß das Verschwinden der Magnetisierbarkeit bei der Umwandlungstemperatur nur von der hohen thermischen Agitation der Moleküle herrührt. Besondere Messungen ergaben, daß dem unmagnetisierbaren Zustand eine größere Dichte und ein geringerer spezifischer Widerstand entsprechen, als dem magnetisierbaren (vgl. auch § 89); man hat es also hier offenbar mit zwei verschiedenen allotropen Modifikationen desselben Materials zu tun.

§ 89. Eisen-Nickellegierungen (Nickelstahl). Ähnlich wie beim hochprozentigen Manganstahl liegen in vieler Beziehung die Verhältnisse beim Nickelstahl: Auch hier haben wir bei hohem Nickelgehalt eine außerordentlich starke Temperaturhysterese. Die Temperatur A_{c_2} , bei welcher das Material seine Magnetisierbarkeit verliert, rückt mit steigendem Nickelgehalt tiefer und liegt bei

22 Proz. Nickel bei etwa 500° , der zugehörige Punkt A_{r_2} dagegen sinkt, wie beim Manganstahl, bis zur Zimmertemperatur und darunter, so daß ein Material mit 25 bis 27 Proz. Nickel bei gewöhnlicher Temperatur praktisch unmagnetisierbar ist und eine Maximalpermeabilität von nur etwa 1,02 bis 1,1 besitzt. Es hat in diesem Falle ein vollkommen austenitisches Gefüge (vgl. Fig. 81); kühlt man es dagegen in flüssiger Luft ab, so geht dasselbe momentan unter einem knackenden Geräusch in martensitisches Gefüge über (vgl. Fig. 82), das noch außerordentlich hoch magnetisierbar ist.

Fig. 81.



Bei einem Versuch in der Reichsanstalt wurde eine Induktion von $\mathfrak{B} = 12\,650$ für $\mathfrak{H} = 330$ gefunden, während eine Abkühlung auf -78° eine mittlere Magnetisierbarkeit von etwa $\mathfrak{B} = 8000$ für $\mathfrak{H} = 330$ ergab. Auch hier trat eine Änderung der Dichte und des spezifischen Widerstands mit der Magnetisierbarkeit ein, die ungefähr proportional der Änderung des beobachteten Höchstwertes von \mathfrak{B} war, doch hatte die Änderung des elektrischen Widerstands das umgekehrte Vorzeichen wie bei der 12proz. Manganlegierung, und zwar nahm der Widerstand durch die Abkühlung beim Manganstahl um 1,2 Proz. zu, beim Nickelstahl um etwa 46 Proz. ab.

Durch weitere Zusätze, außer dem Nickel, ist es möglich, den Umwandlungspunkt noch erheblich weiter herunterzusetzen bis unterhalb der Temperatur der flüssigen Luft, so daß ein im weitesten

Temperaturbereich praktisch völlig unmagnetisierbares Material entsteht, das technisch für unsere Kriegsmarine eine hohe Bedeutung gewonnen hat. Durch die mächtigen Stahlmassen der Panzerschiffe wurden nämlich die Kompasserartig stark beeinflusst, daß ihre Angaben trotz der verschiedensten Schutzmittel unzuverlässig wurden. Der Ersatz des Stahles in der Nähe der Kompasser durch andere Metalle oder Holz kam aus Festigkeitsgründen nicht in Betracht, dagegen bewährte sich die erwähnte unmagnetische Nickelstahllegierung, die sich mechanisch durch außerordentlich große Festig-

Fig. 82.



keit und Zähigkeit auszeichnet und schon aus diesem Grunde technisch auch anderweit Verwendung findet.

Diese ganze Klasse der Nickelstahllegierungen bis zu 27 Proz. hinauf pflegt man als „irreversible“ Legierungen zu bezeichnen, da das Verschwinden und Wiederauftreten der magnetischen Eigenschaften nicht bei den gleichen Temperaturen erfolgt, also nicht umkehrbar ist; im Gegensatz dazu stehen die höheren Legierungen als „reversible“, die wieder normales Verhalten zeigen.

Die außerordentlich verwickelten Verhältnisse sind durch eingehende magnetische Messungen schon früher von Hopkinson, Dumas, Dumont, Guillaume und anderen, neuerdings noch von Hegg, Weiß und Foëx sowie von Hilpert und Colver-Glauert untersucht worden, ohne daß es gelungen wäre, eine vollständige

Klärung herbeizuführen, doch sprechen die Messungen der Sättigungswerte usw. durch Hegg, Weiß und Foëx dafür, daß die chemische Verbindung Fe_2Ni eine wesentliche Rolle spielt: Man würde es danach mit zwei verschiedenen Arten von Lösungen zu tun haben, nämlich einer zwischen Fe und Fe_2Ni und einer zweiten zwischen Fe_2Ni und Ni; für die Unterscheidung der reversiblen und der irreversiblen Legierungen scheint aber auch dieser Gesichtspunkt nicht ohne weiteres maßgebend zu sein, da die Verbindung Fe_2Ni ungefähr 34 Proz. Nickel enthalten würde, der Übergang von den irreversiblen zu den reversiblen Legierungen aber bei etwa 27 Proz. Ni stattfindet; allerdings ist dieser Übergang nicht ganz scharf ausgeprägt. Eine sehr eingehende Darstellung der magnetischen, elektrischen und thermischen Eigenschaften des Nickelstahls findet sich im Zirkular 58 des Bureau of Standards 1916 (Invar and related nickel steels).

§ 90. Eisen-Kobaltlegierungen. Erhebliches Interesse auch in technischer Beziehung haben neuerdings die Legierungen von Eisen mit Kobalt gewonnen. Während nämlich Legierungen von Eisen mit irgend welchen anderen Stoffen durchweg niedrigere Sättigungswerte liefern als reines Eisen, so daß gerade die Höhe des Sättigungswertes als Maßstab für die Reinheit des Eisens benutzt werden kann, fand Preuß, ein Schüler von P. Weiß, für Legierungen mit Kobalt noch erheblich höhere Sättigungswerte, und zwar die höchsten für eine Legierung mit rund 34,5 Proz. Co, welche der Verbindung Fe_2Co entspricht. Yensen¹⁾ hat kürzlich an einer solchen Legierung, zu deren Herstellung reines Elektrolyteisen verwendet wurde, festgestellt, daß die Permeabilität bis zu einer Feldstärke von $\mathfrak{H} = 7$ Gauß geringer ist, als diejenige des zur Legierung verwendeten reinen Eisens, dann aber bis 25 Proz. darüber steigt. Der von Williams ballistisch mit sehr kleinen Ellipsoiden und daher wohl weniger genau gemessene Sättigungswert ergab sich zu $4\pi J_\infty = 25\,840$; die nach der verbesserten Isthmismethode in der Reichsanstalt ausgeführten Messungen an einer von der Firma Krupp hergestellten 34proz. Legierung lieferten dafür nur den Wert $4\pi J_\infty = 23\,680$, also rund 10 Proz. mehr als für reines Eisen. Ob diese erhebliche Differenz auf die von Williams verwendete Meßanordnung zurückzuführen ist oder auf mangelnde Reinheit des Kruppschen Materials, oder darauf, daß das von Williams unter-

¹⁾ Tr. D. Yensen, Die Eisen-Kobaltlegierung Fe_2C und ihre magnetischen Eigenschaften. Elektrot. Zeitschr. **36**, 589 (1915).

suchte Material vorher noch im Vakuum umgeschmolzen wurde, bedarf noch weiterer Aufklärung.

Die Eisenkobaltlegierung dürfte insofern eine gewisse technische Bedeutung erhalten, als sie zunächst zur Verbesserung von Elektromagneten erheblich beitragen wird; denn wenn auch nur die Polspitzen, also gerade derjenige Teil, in welchem sich der Induktionsfluß sammelt, aus Eisenkobalt hergestellt wird, so ergibt sich infolge der höheren Permeabilität ein erheblich geringerer magnetischer Widerstand dieses wichtigsten Teils des magnetischen Kreises, und der ganze Induktionsfluß und damit auch das Feld zwischen den Polen wird bei gleicher Erregung steigen; dies ist tatsächlich von P. Weiß durch praktische Versuche bestätigt worden. Auch für die Ankerzähne von Dynamomaschinen, bei welchen ebenfalls Induktionen von 25 000 und mehr vorkommen, dürfte unter Umständen die Verwendung des Eisenkobalts in Frage kommen; leider ist der spezifische Widerstand des Materials für eine Legierung unerwartet niedrig; es hat sich nämlich für das in der Reichsanstalt untersuchte Material pro m/mm^2 bei 20° der Wert $0,1148 \Omega$ mit einem Temperaturkoeffizienten $\alpha = 0,0021_5$ ergeben, der Widerstand ist also nur von der Größenordnung ziemlich reinen Eisens, so daß in diesem Falle mit erheblichen Wirbelströmen gerechnet werden müßte.

§ 91. Legierungen von Eisen mit Arsen, Antimon, Bor, Phosphor, Schwefel. Arsen scheint nach den Untersuchungen von Liedgens¹⁾ auf die Magnetisierbarkeit des Eisens ganz ähnlich zu wirken wie Silicium, d. h. den Kohlenstoff in eine unschädlichere Form überzuführen und den spezifischen Widerstand zu vermehren, aber die erzielte Verbesserung ist erheblich geringer.

Die Magnetisierbarkeit von Eisen-Antimonlegierungen nimmt nach Messungen von P. Weiß mit steigendem Antimongehalt außerordentlich stark ab; für eine Feldstärke von 300 Gauß beträgt hiernach die Suszeptibilität κ bei 43 Proz. Sb nur 0,5, bei 74 Proz. Sb nur noch 0,000 09 gegen etwa 5,5 beim reinen Eisen.

Der Zusatz von Bor in kleinen Mengen wirkt nach den Versuchen von Yensen²⁾ günstig, in größeren Mengen dagegen ungünstig: Wir haben es offenbar auch hier wieder, wie beim Silicium, mit einer direkt verschlechternden, indirekt aber ver-

¹⁾ Liedgens, Stahl und Eisen 1912, S. 2109. — ²⁾ Tr. D. Yensen, University of Illinois Bull. Nr. 77, 1915.

bessernden Wirkung des Bors zu tun, indem dasselbe den Sauerstoffgehalt des Eisens verringert oder beseitigt. So gelang es, durch Zusatz von nur 0,04 Proz. B, das mit dem Sauerstoff fast vollständig wieder ausgeschieden wurde, stark sauerstoffhaltiges Elektrolyteisen so zu verbessern, daß die Koerzitivkraft nur noch 0,3 Gauß, die Maximalpermeabilität aber 16 000 betrug. Der Widerstand pro m/mm^2 wird durch 1 Gewichtsproz. B um ungefähr 0,06 Ω vergrößert.

Phosphor wirkt nach den Versuchen von d'Amico¹⁾ auf kohlenstoffarmes Flußeisen je nach der zugesetzten Menge und der thermischen Behandlung sehr verschieden. Im geglühten Zustand bleibt die Maximalpermeabilität bis zu einem Zusatz von 0,5 Proz. P nahezu unverändert, nimmt aber bei den höheren Prozentgehalten plötzlich bis auf das Doppelte zu, und entsprechend sinkt die Koerzitivkraft. Bei abgeschrecktem Material stieg anfangs mit wachsendem Phosphorgehalt (bis 0,21 Proz. P) die Koerzitivkraft von 13 auf 26 Gauß, sank aber dann durch weitere Zusätze, und zwar bei 1,24 Proz. P bis auf 2,9; hiernach scheint also hoher Phosphorgehalt die Löslichkeit des Kohlenstoffs im Eisen zu verringern.

Schwefel gilt in geringen Mengen für unschädlich, in größeren dagegen für außerordentlich schädlich; systematische Versuche hierüber scheinen noch nicht vorzuliegen.

§ 92. Magnetit, Pyrrhotin, Hämatit. Von natürlich vorkommenden magnetisierbaren Eisenverbindungen sei noch erwähnt der Magnet-eisenstein (Magnetit) von der chemischen Zusammensetzung Fe_3O_4 , auf dessen Vorkommen in der Nähe der Stadt Magnesia die Entstehung des Namens „Magnet“ zurückgeführt wird. Er hat nach den Messungen von P. Weiß einen Sättigungswert $4\pi J_\infty = 7200$, eine beträchtliche Koerzitivkraft (etwa 50 Gauß) und kann vermöge seines remanenten Magnetismus kleine Gegenstände, wie Eisenfeile, Nägel usw., festhalten; ähnlich der Pyrrhotin, der Hämatit und andere. Alle diese Substanzen haben keinerlei praktisches Interesse, wohl aber ein theoretisches, da wir es bei ihnen nicht mit amorpher oder kristallinischer Struktur zu tun haben, sondern mit wohl ausgebildeten Kristallen mit einer gegebenen und bekannten Gruppierung der Moleküle, und gerade die Anordnung der Atome und Moleküle dürfte bei den magnetischen Vorgängen, die ihrem eigentlichen Wesen nach noch wenig bekannt sind, eine Hauptrolle spielen.

¹⁾ E. d'Amico, Ferrum 1913, H. 10; Elektrotechnik u. Maschinenbau 36, 752 (1913).

§ 93. **Nickel, Kobalt, Mangan.** Auch die beiden anderen bekannten Vertreter des Ferromagnetismus, Nickel und Kobalt, haben als magnetische Materialien eine ganz untergeordnete Bedeutung und finden in reiner Form technisch wohl kaum eine Anwendung. Ihre Magnetisierungskurve ähnelt der des Gußeisens, namentlich diejenige des Kobalts, während die Kurve des Nickels wesentlich flacher verläuft. Einzelheiten sind aus Tabelle 9 zu ersehen.

Tabelle 9¹⁾.

	Nickel	Kobalt
\mathfrak{B} für $\mathfrak{H} = 100$	5100	9 300
$4 \pi J_{\infty}$	6000	17 700
μ_{Max}	300	175
Remanenz	3400	3 100
Koerzitivkraft	7,5	12

Der magnetische Umwandlungspunkt von Nickel wird sehr verschieden zwischen 320 und 380° angegeben; seine Lage wird offenbar durch Verunreinigungen stark beeinflusst. Der Umwandlungspunkt des Kobalts liegt bei etwa 1100°.

Ob Mangan unter gewöhnlichen Umständen als magnetische oder unmagnetische Substanz aufzufassen ist, scheint noch zweifelhaft zu sein. Früher hatte es sich stets zwar als stark paramagnetisch, aber keineswegs als ferromagnetisch erwiesen, und auch P. Weiß²⁾ fand Manganpulver nur paramagnetisch. Als er dasselbe jedoch in einem Magnesiagefäß im elektrischen Ofen schmolz, zeigte es eine vollständig ferromagnetische Natur, einen Sättigungswert $4 \pi J_{\infty}$ von etwa 200 und eine Koerzitivkraft, welche diejenige des Magnetstahls um das Zehnfache übertraf (vgl. auch die Versuche mit Eisen-Manganlegierungen § 88). Auch hier dürfte wohl der molekulare bzw. Kristallisationszustand eine ausschlaggebende Rolle spielen.

§ 94. **Heuslersche Legierungen.** Für die ferromagnetische Natur des Mangans spricht auch die interessante Tatsache, daß es Heusler im Jahre 1908 gelang, beim Zusammenschmelzen des scheinbar unmagnetischen Mangans mit Kupfer und Aluminium etwa in der Zusammensetzung 30 Proz. Mn und 15 Proz. Al eine Legierung mit vollkommen ferromagnetischen Eigenschaften herzustellen, und zwar war die Magnetisierbarkeit von der Größenordnung

¹⁾ Nach Versuchen von Ewing; die Sättigungswerte nach Messungen von P. Weiß. — ²⁾ P. Weiß, Transact. of the Faraday Soc. 8, 64 (1912).

von derjenigen des Gußeisens, der Sättigungswert etwa $\frac{3}{4}$ mal so groß. Während nun in der obengenannten Legierung das Aluminium durch eine große Anzahl anderer Metalle vertreten werden kann, selbst durch das diamagnetische Wismut, wobei natürlich jede Legierung wieder ihren besonderen magnetischen Charakter besitzt, läßt sich das Mangan nicht ersetzen, es muß also wohl als der tatsächliche Träger der magnetischen Eigenschaften angesehen werden, die aber erst unter besonderen Umständen, insbesondere durch Verbindung mit anderen Elementen, in Erscheinung treten. Trotz der eingehenden Untersuchungen, welche außer von Heusler selbst namentlich von Richarz und dessen Schülern durchgeführt wurden, sind die außerordentlich verwickelten chemischen und physikalischen Verhältnisse doch bis heute noch nicht völlig geklärt.

Der magnetische Umwandlungspunkt der Heuslerschen Legierungen liegt, je nach der Art der Zusammensetzung, zwischen 350° und Zimmertemperatur. Beispielsweise hat die Legierung aus Kupfer mit 6 Proz. Blei, 16 Proz. Mangan und 8 Proz. Aluminium den Umwandlungspunkt bei 60° bis 70° , sie liefert also ein außerordentlich brauchbares Objekt für Demonstrationszwecke, da sie schon im Wasserbad ihren remanenten Magnetismus verliert; für Legierungen mit 12 Proz. Mangan und 25 Proz. Aluminium ist der Umwandlungspunkt bis auf 5° herabgedrückt.

Mit den übrigen magnetischen Eigenschaften ändert sich natürlich auch die Koerzitivkraft und der Flächeninhalt der Hystereseschleife von Fall zu Fall, ohne daß diese Verhältnisse besonderes Interesse erregen würden, wenn nicht Starck und Asteroth bei besonders behandelten Legierungen ganz eigentümliche Erscheinungen gefunden hätten. Es ergab sich nämlich, daß schmiedbare Legierungen mit etwa 17 Proz. Mangan und 9 Proz. Aluminium, wenn sie über ihren bei 200° liegenden Umwandlungspunkt erhitzt, dann in kaltem Wasser oder Quecksilber abgeschreckt und längere Zeit auf 140° erwärmt („gealtert“) wurden, fast alle Hysterese verloren hatten, besonders, wenn die Proben nicht gegossen, sondern geschmiedet waren. Bei nochmaligem Erwärmen bis über den Umwandlungspunkt und langsamem Abkühlen zeigten die Proben umgekehrt eine um so größere Hysterese, je langsamer die Abkühlung stattfand. Es tritt also hier, ebenso wie bei den höheren Eisen-Manganlegierungen, gerade die entgegengesetzte Erscheinung auf, als bei den Eisen-Kohlenstofflegierungen. Take hat diese verwickelten Verhältnisse genau untersucht und bis zu einem gewissen Grade aufgeklärt.

Die Wichtigkeit der Entdeckung der Heuslerschen Legierungen besteht nicht sowohl in ihrer technischen Verwendbarkeit, denn diese dürfte kaum großen Umfang erreichen, sondern in der wissenschaftlichen Ausbeute, welche sie bereits geliefert haben und noch weiter zu liefern versprechen. Ist doch durch sie der Nachweis erbracht worden, daß die ferromagnetischen Eigenschaften nicht, wie man bis dahin annehmen mußte, auf drei Metalle und deren Legierungen beschränkt sind, sondern daß sie auch bei einer Anzahl von anderen Substanzen auftreten, falls die nötigen Vorbedingungen hierfür erfüllt sind. Diese Bedingungen zu finden und zu ordnen sind zahlreiche Hilfskräfte in Bewegung, und es läßt sich hoffen, daß es unter diesen Umständen in absehbarer Zeit gelingen wird, Licht in die bisher noch so dunkeln Vorgänge der Magnetisierung zu bringen.

§ 95. Einfluß der Temperatur auf die magnetischen Eigenschaften des Eisens. Der Einfluß mäßiger Temperaturschwankungen auf die Permeabilität ist bei Zimmertemperatur im allgemeinen nur gering und kann für die meisten Zwecke vernachlässigt werden; sehr stark dagegen wird er in der Nähe der magnetischen Umwandlungspunkte, und zwar nimmt die Magnetisierbarkeit für sehr kleine Feldstärken mit wachsender Temperatur außerordentlich zu, für hohe Feldstärken sogar ab. Beispielsweise fand Hopkinson durch Messungen an einem Eisenring für eine Feldstärke $\mathfrak{H} = 0,075$ bei verschiedenen Temperaturen folgende Werte der Induktion \mathfrak{B} :

Temperatur . . .	10°	378°	494°	603°	670°	722°	744°	763°	775°	778°
\mathfrak{B}	17	41	45	59	120	144	203	294	494	512

während für $\mathfrak{H} = 50$ die Induktion bei der höchsten Temperatur noch nicht die Hälfte von derjenigen bei der tiefsten betrug.

Der Sättigungswert nimmt nach den Versuchen von P. Weiß von Zimmertemperatur bis zu der tiefsten erreichbaren Temperatur nur um ungefähr 2 Proz. zu, für höhere Temperaturen dagegen in immer wachsendem Maße ab. Starke Erwärmung der Magnetisierungsspulen bildet daher auch bei der Bestimmung der Sättigungswerte, namentlich nach der Joch-Isthmusmethode, eine recht störende Fehlerquelle und ist möglichst zu vermeiden.

Bei kohlenstoffhaltigem Eisen tritt auf der Kurve, welche die Abhängigkeit der Induktion oder Permeabilität von der Temperatur darstellt, zwischen 200 und 300° eine deutliche Unstetigkeit auf, die auf die magnetische Umwandlung des Eisenkarbids Fe_3C zurückzuführen ist; außerdem findet sich eine Unstetigkeit zwischen 400

und 500°, deren Natur noch nicht geklärt ist. Diese letztere Unstetigkeit zeigt sich auch bei der Koerzitivkraft, welche nach den Untersuchungen von Gans¹⁾ im übrigen im Temperaturbereich — 185 bis + 720 eine eindeutige, von der Vorgeschichte unabhängige Funktion der Temperatur ist, die für tiefe Temperaturen einem bestimmten Grenzwert zustrebt und welche Gans auch durch eine Formel darstellen konnte.

Die Tatsache, daß die Koerzitivkraft mit wachsender Temperatur erheblich abnimmt, macht sich natürlich in demselben Sinne auch beim Hystereseverlust bemerkbar, der nach Maclaren²⁾ für $\mathfrak{B} = 10\,000$ bei normalem Blech nahezu proportional der Temperatur abnimmt, bei legiertem anfangs etwas langsamer, von 550° ab aber viel rascher. Da auch der Wirbelstromverlust wegen des Wachsens des spezifischen Widerstands mit der Temperatur abnimmt, so werden die Verluste bei den im Gebrauch befindlichen Transformatoren und Dynamomaschinen im allgemeinen geringer ausfallen als bei Zimmertemperatur, wo sie gemessen wurden.

Auch die Remanenz sinkt mit wachsender Temperatur; das Gesetz, nach welchem das Sinken erfolgt, konnte Weiß³⁾ unter der Annahme ableiten, daß neben der richtenden Kraft des äußeren Feldes auf die Moleküle bei den ferromagnetischen Substanzen auch noch ein inneres Feld wirkt, das von den jeweiligen Nachbarmolekülen erzeugt wird und der Magnetisierungsintensität gleichgerichtet und proportional ist. Bei Magneten, welche nach dem Strouhal-Barusschen Verfahren behandelt wurden (vgl. § 84), bringen kleine Temperaturschwankungen nur noch reversible Änderungen der Remanenz hervor, denen man durch Bestimmung des Temperaturkoeffizienten Rechnung tragen kann.

¹⁾ R. Gans, Ann. d. Phys. (4) 48, 514—520 (1915). — ²⁾ Malcolm Maclaren, The Electrician 70, 516 (1912). — ³⁾ P. Weiß, Journ. de phys. (4) 6, 661—690 (1907).

Alphabetisches Register.

(Die arabischen Ziffern geben die Seitenzahlen, die römischen die Nummern der Tafeln am Schlusse des Buches an.)

- A**bschrecken, Ofen zum 189.
Akkommodation, magnetische 25.
 α -Eisen 181.
Altern von Dynamoblechen 198.
— — Magneten 206.
Aluminiumlegierungen IV, 211.
d'Amico, Einfluß des Phosphors 220.
Anfangspermeabilität 10, 121.
Antimonlegierungen 219.
Arsenlegierungen 219.
Ashworth, Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten vom Dimensionsverhältnis 208.
Ast, aufsteigender und absteigender 13.
Asteroth, Heuslersche Legierungen 222.
Aufnahmefähigkeit, magnetische 10.
Ausglühen, Ofen zum 186.
—, Wirkung 191.
Austenit 182, 185.
Autotransformator 26.
- B**allistische Methode 57.
Barett, Siliciumlegierungen 209.
Barus, Altern von Magneten 206.
Bedford, Messung des Hystereseverlusts 169.
Belloc, Gasgehalt des Eisens 190.
Bessemerbirne 192.
 β -Eisen 181.
Blechbündel, Untersuchung im Joch 84.
—streifen, Schneiden der 85.
Blondel, Hysteresemesser 171.
du Bois, Kugelkontakte 73.
—, magnetische Präzisionswage 115.
—, Halbring-Elektromagnet 125.
Booth, Härtung durch Biegung 149.
Borlegierungen 219.
Boudouard, Gasgehalt des Eisens 190.
Brown, Siliciumlegierungen 209.
Brücke, magnetische 87.
- B**ruger, Eisenuntersuchungsapparat 120.
Burrows, kompensiertes Joch 89.
- C**ampbell, Härtung durch Biegung 149.
Carpentier, Hysteresemesser 172.
Chromstahl 205.
Colver-Glauert, Nickelstahl 217.
Curie, Frau Skl., permanente Magnete 205, 206, 207.
- D**ämpfungsverhältnis, konstantes 66.
Densio, Untersuchung größerer Gußstücke 110.
Diamagnetismus 179.
Dimensionsverhältnis 8.
Doppelschlußjoch 87.
—, kompensiertes 89.
Drehspulenmethode 118.
Drysdale, Messung an großen Stücken 110.
Dumas, Nickelstahl 217.
Dumont, Nickelstahl 217.
Dynamoblech 196.
Dynamostahl I.
- E**beling, Widerstandsmessung 174.
Edgecumbe, Kraftlinienfluß permanenter Magnete 113.
Edison, magnetische Brücke 88.
Eickemeyer, magnetische Brücke 88.
Einheitspol 2.
Eisen, reines 193.
Eisenkarbid 181, 184.
Eisenprüfapparat nach Epstein 147, 162.
— — Gumlich und Rogowski 95.
— — Lloyd 169.
— — Möllinger 149.
— — Richter 148.

- Eisensorten 192.
 Elektrolyteisen I, 193.
 Ellipsoidmessung, Beispiel 31.
 Energievergeudung(-verlust) 14, 38, 144.
 Entgasung 190.
 Entkohlung 190.
 Entmagnetisierung 25.
 Entmagnetisierungsapparat 28.
 Entmagnetisierungsfaktor 8.
 Epstein, Eisenprüfapparat 94, 147, 162.
 Eutektische Legierung 180.
 Eutektoider Legierung 180.
Fadentorsion beim Magnetometer 24.
 Feld, magnetisches 4.
 Feldstärke, scheinbare und wahre 31.
 — im bewickelten Ring 62.
 — im Isthmus 130.
 Feldverteilung (Joch-Isthmusemethode) 136.
 Feldverzerrung 7.
 Ferrit 181, 183.
 Ferromagnetismus 179.
 Fischer, Elektrolyteisen 194.
 Flußeisen I, 192, 196.
 Flußstahl 192, 196.
 Fluxmeter 112.
 Foëx, Nickelstahl 217, 218.
 Formfaktor 154.
Gans, drehende Hysterese 173.
 —, Koerzitivkraft und Temperatur 224.
 —, Magnetetalon für hohe Feldstärken 126, 127.
 —, Polabstand 23:
 Gasgehalt 190.
 Gefügebestandteile 183.
 Gleichmäßigkeit des Materials 139, 177.
 Gmelin, Magnetetalon für hohe Feldstärken 126, 127.
 Goerens, Metallographie 183.
 —, mikrographische Untersuchungen 196, 202.
 Goltze, der Epsteinsche Apparat nach Gumlich-Rogowski 100.
 Guillaume, Nickelstahl 217.
 Gumlich, Anfangspermeabilität 122.
 —, Eisenlegierungen 196, 200, 210, 211, 213.
 —, Eisensorten, magnetische Eigenschaften der 11.
 —, Elektrolyteisen, nahezu hysterese-freies 180, 195.
 —, Entmagnetisierungsapparat 28.
 Gumlich, Epsteinscher Apparat für statische Messungen 95.
 —, Joch-Isthmusemethode 134.
 —, Isthmusemethode, verbesserte 124.
 —, Maximalpermeabilität, Remanenz u. Koerzitivkraft 42, 78.
 —, Walzrichtung, Einfluß der 85.
 Guß, schmiedbarer 192.
 Gußeisen, I, 193, 199.
Hadfield, Siliciumlegierungen 209.
 Hämatit 220.
 Halbringelektromagnet 125.
 Hartmann und Braun, Elektromagnet 125.
 — — — Magnetisierungsapparat 120.
 Haupt, störungsfreies Magnetometer 56.
 Hegg, Nickelstahl 217, 218.
 Heräus, Platinbandwicklung 187.
 Heusler, Legierungen VI, 221.
 Hilpert, Nickelstahl 217.
 Holborn, störungsfreies Magnetometer 47.
 Holden, magnetische Brücke 88.
 Holzkohleneisen, schwedisches I.
 Horizontalintensität des Erdmagnetismus 17.
 Hopkinson, Grundgesetz 61.
 —, Induktion und Temperatur 223.
 —, Jochmethode 69.
 —, Nickelstahl 217.
 Hufeisenmagnete, Untersuchung der 111.
 Hysteresekoeffizient 155.
 Hysteresemesser (Blondel) 172.
 — (Ewing) 171.
 Hystereseschleife 13.
 Hystereseverlust 14, 144, 155, 169.
 Hystereseverlust, Remanenz und Koerzitivkraft 42.
Illiovici, Universalpermeameter 92.
 Indifferenzzone 1.
 Induktion, magnetische 5.
 Induktionslinien 6.
 Intensität der Magnetisierung 3.
 Joch-Isthmusemethode 134.
 Jochmaterial 74.
 Jochmaterial zur Joch-Isthmusemethode 139.
 Jochmessung, Beispiel 80.
 Jochmethode 69.
 Jochscherung 74, 86.
 Jordan, störungsfreies Magnetometer 57.

- Isthmushmethode, ursprüngliche 123.
 —, verbesserte 125.
- K**ath, Magnetisierungsapparat 118.
 Kaufmann, Elektrolyteisen 194.
 Kenelly, magnetische Brücke 88.
 Klembacken 69.
 Knie, der Magnetisierungskurve 11.
 Kobalt VI, 221.
 Kobaltlegierungen VI, 218.
 Koerzitivkraft, Definition 13.
 —, Messung 40.
 —, scheinbare und wahre 78.
 Kohlenstofflegierungen II, 200.
 Kohlenstoffstahl (Magnetstahl) 205.
 Kohlrausch, störungsfreies Magnetometer 47.
 Kommutierungskurve 10, 60.
 Kompensationsmethode 175.
 Köpsel, Magnetisierungsapparat 118.
 Korngröße 184.
 Kraftlinien 3.
 Kraftliniendichte 4.
 Kühns Formfaktor 155.
- L**angbein, Elektrolyteisen 195.
 Liedgens, Arsenlegierungen 219.
 Lindeck, Kompensationsmethode 175.
 Lloyd, Eisenprüfapparat 169.
 Lonkhuyzen, van, Eisenprüfapparat 100.
 Loyarte, drehende Hysterese 173.
 Luftlinienkorrektur 68, 129, 164.
- M**aclaren, Hystereseverlust u. Temperatur 224.
 Magnete, Material für permanente 204.
 —, Untersuchung fertiger 111.
 —, Vorausberechnung des Kraftlinienflusses 113.
 Magneteseisenstein 220.
 Magnetetalon 65.
 — für hohe Feldstärken 126.
 Magnetischer Kreis 61.
 — Widerstand 61.
 Magnetisierungsapparat von Brugger 120.
 — — Epstein 93.
 — — Gumlich-Rogowski 95.
 — — Köpsel-Kath 118.
 — — van Lonkhuyzen 100.
 — — Möllinger 148.
 — — Richter 148.
 Magnetisierungsintensität 3.
 Magnetisierungskurven 10.
- Magnetismus, spezifischer 3.
 Magnetit 220.
 Magnetometer, astasiertes (Gumlich) 44.
 —, gewöhnliches 15.
 —, störungsfreies (Haupt) 56.
 —, — (Kohlrausch u. Holborn) 47.
 Mangan 221.
 Manganlegierungen V, 213.
 Mann, Entmagnetisierungsfaktoren 9.
 Marquardt'sche Masse 187.
 Martens, Skalenbeleuchtung 21.
 Martensit 182, 185.
 Maximalpermeabilität 11.
 —, Remanenz und Koerzitivkraft 42.
 Meier, Elektrolyteisen 194.
 Möllinger, Magnetisierungsapparat 148.
 Molybdänstahl 205.
 Moment, magnetisches 2.
- N**achwirkung, magnetische 30, 59.
 Nathusius, Verbesserung des Gußeisens 200.
 Neumann, Entmagnetisierungsfaktor 8.
 Nickel VI, 221.
 Nickelstahl 215.
 Niethammer, Feldstärke im Ring 62.
 Normalien des Verbands Deutscher Elektrotechniker 145.
- O**fen zum Abschrecken 189.
 — — Ausglühen 187.
 Onnes, Kamerlingh, Sättigung paramagnetischer Stoffe 180.
- P**aramagnetismus 179.
 Peirce, Bestimmung der Sättigung 123.
 Perlit 181, 184.
 Permeabilität 10.
 Permeameter 89, 92.
 Pfanhauser, Elektrolyteisen 195.
 Phosphorlegierungen 220.
 Picou, Permeameter 89, 92.
 Pole 1.
 Polstärke 2.
 Präzisionswaage, magnetische 115.
 Preuß, Eisenkobaltlegierungen 218.
 Pyrrhotin 220.
- R**elaxationsdauer 74.
 Remanenz 13.
 —, wahre und scheinbare 39.

- Richarz, Heuslersche Legierungen 222.
 Richter, Formel für den Hysterese-verlust 14.
 —, Magnetisierungsapparat 148.
 Ringmessung 60.
 Rogowski, Anfangspermeabilität 122.
 —, Entmagnetisierungsapparat 28.
 —, Epsteinscher Apparat für statische Messungen 95.
 —, magnetischer Spannungsmesser 105.
 Rose, magnetische Untersuchungen 147.
 —, Formfaktor 155.
 Ruhstrat, Widerstände 27.
Sanford, Gleichmäßigkeit des Materials 177.
 Sättigung, bestimmt an Dynamoblech 133, 138.
 — — — Ellipsoiden 138.
 — — — Stäben 123, 134, 141.
 Sättigungswert 128.
 Scherung beim Joch 74.
 Schmidt, Erich, magnetische Eigenschaften der Eisensorten 11, 42, 78.
 Schmiedbarer Guß 192.
 Schmiedeeisen 192, 196.
 Schwefellegierungen 220.
 Searle, Messung des Hystereseverlusts 169.
 Siemens-Martinofen 192.
 Siemens u. Halske, Magnetisierungsapparate 100, 112, 115, 118.
 Siliciumlegierungen III, 208.
 Skalenreduktion beim ballistischen Galvanometer 68.
 — — Magnetometer 23.
 Sorbit 185.
 Spannungsmesser, magnetischer 105.
 Spezifischer Magnetismus 3.
 Stahl 193, 200.
 Starck, Heuslersche Legierungen 222.
 Steinhaus, Elektrolyteisen, nahezu hysteresefrei 180, 195.
 —, Entmagnetisierungsvorgang 25.
 —, magnetischer Spannungsmesser 105.
 Steinmetz, Hystereseoeffizient 14, 155.
 Strauß, Eisenstickstofflegierungen 190.
 Strouhal, Altern von Magneten 206.
 Sumec, statische Messung mit dem Epsteinschen Apparat 95.
 Suszeptibilität 10.
- T**ake, Heuslersche Legierungen 222
 Temperatureinfluß auf die magnetischen Eigenschaften 223.
 Temperaturhysterese 213.
 Temperaturkoeffizient permanenter Magnete 207.
 — des spezifischen Widerstands von legierten Blechen 157.
 Thomasbirne 192.
 Troostit 189.
- Ü**bereutektoide Legierung 182.
 Universalpermeameter 89.
- V**elander, Feldstärke im Ring 62.
 Viskosität 30.
 Vollhardt, Einfluß von Walzrichtung und Bearbeitung 85.
 Vorgeschichte, magnetische 14.
- W**age, magnetische 115.
 Walzeisen 196.
 Walzrichtung, Einfluß auf die Magnetisierbarkeit 85, 198.
 Warburg, Hysteresegesetz 14.
 Weichheit, magnetische 10.
 Weiß, Magnetisierbarkeit des Mangans 221.
 —, Magnetpole aus Eisenkobaltlegierung 219.
 —, Nickelstahl 217, 218.
 —, Remanenz und Temperatur 224.
 —, Sättigungswert u. Temperatur 223.
 —, Theorie der magnetischen Umwandlung 215.
 Williams, Sättigungswert von Eisenkobalt 218.
 Windungsfläche von Sekundärspulen, Bestimmung 64, 127.
 Wirbelstromkoeffizient 155, 159.
 Wirbelstromverlust 144, 155.
 Wismutspirale 120.
 Wolframstahl 205.
- Y**ensen, Schmelzen im Vakuum 194, 211.
 —, Eisenborlegierungen 219.
 —, Eisenkobaltlegierungen 218.
- Z**ementit 182, 185.
 Zugkraftmethode 115.
 Zunderschicht von Blechen 209.
 Zustandsdiagramm der Eisenkohlenstofflegierungen 180.

Additional information of this book

(*Leitfaden der magnetischen Messungen*; 978-3-663-06371-1) is provided:



<http://Extras.Springer.com>