

Sitzungsberichte
der
mathematisch-physikalischen Classe
der
k. b. Akademie der Wissenschaften
zu **München.**

Band XXII. Jahrgang 1892.



München.
Verlag der K. Akademie.
1893.

In Commission bei G. Franz.

Sichtbare Darstellung der æquipotentialen Linien in durchströmten Platten. Erklärung des Hall'schen Phänomens.

Von E. Lommel.

(*Eingelaufen 3. Dezember.*)

Es ist nicht schwer, einzusehen, dass die zu den Stromlinien einer leitenden dünnen Platte senkrechten Linien gleichen Potentials zugleich die zu der Strömung gehörigen magnetischen Kraftlinien sind. Streut man daher Eisenfeilspäne auf die Platte, so ordnen sich dieselben bei genügender Stromstärke zu einem schönen Bilde der Aequipotentiallinien.

Die benutzten Platten waren Kupferplatten von circa $\frac{1}{2}$ mm Dicke und von verschiedenen Formen, an deren Rand, in der Ebene der Platte liegend, die Zuleitungsdrähte angelöthet waren. Die angewendete Stromstärke betrug circa 20 Ampère. Die Feilspäne gruppiren sich immer so, wie es die Theorie für die Aequipotentiallinien verlangt; die Curven stehen namentlich stets senkrecht zu den Begrenzungslinien der Platte (die ja immer Stromlinien sind), wo sie umbiegen, um auf der Rückseite der Platte in sich zurückzulaufen. Um die Bilder festzuhalten, wurde über die Platte (bei rother Beleuchtung) photographisches Papier gebreitet und auf dieses die Eisenfeile gesiebt; die Figuren bilden sich auf dem Papier ebenso vollkommen aus, wie auf der Platte

selbst, und das Aufflammen eines Zündhölzchens genügt, um das Bild dem lichtempfindlichen Papierblatt einzuprägen. Mit Beiseitelassung der einfacheren und bekannteren Fälle seien von den zahlreichen Aufnahmen hier nur zwei minder gewöhnliche Beispiele wiedergegeben. Fig. 1 zeigt die Aequipotentialen einer ringförmigen, von zwei concentrischen Kreisen begrenzten Platte, mit Elektroden an den Endpunkten eines Durchmessers des äusseren Kreises. Da die Aequipotentiallinien nur auf der Platte selbst, nicht aber auf ihrer nichtleitenden Unterlage entstehen, so geben sie zugleich ein durch jene Linien schraffirtes Bild der Platte selbst; in derselben Weise bilden sich auch die Zuleitungsdrähte ab. Die Figur 2 wurde erzeugt über einer rechteckigen Platte mit einem kreisrunden Loch und Elektroden an zwei gegenüberliegenden Ecken; auch hier ist das Bild der Platte sammt ihren Zuleitungsdrähten deutlich zu erkennen.

Die Erkenntniss, dass die Aequipotentialen Magnetkraftlinien sind, legte den Gedanken nahe, dass die Lagenänderung der Aequipotentiallinien in einem Magnetfelde, wie sie im Hall'schen Phänomen beobachtet wird, vielleicht als eine unmittelbare Wirkung der Kraftlinien des Magnetfeldes auf die Kraftlinien der Strömung angesehen werden könne. Sind jedoch die Magnetkraftlinien zur Platte parallel, so zeigt sich das Hall'sche Phänomen bekanntlich nicht. Nähert man der durchströmten Platte in ihrer Ebene irgendwo von seitwärts einen Magnetpol, so ordnen sich die Feilspäne in Linien, welche augenscheinlich die Resultanten sind aus den beiden Systemen von Kraftlinien, deren jedes unabhängig für sich bestehen bleibt. Von einer unmittelbaren Wirkung der Magnetkraftlinien auf die Aequipotentialen kann also nicht die Rede sein.

Das Hall'sche Phänomen wird vielmehr nur hervorgerufen durch Magnetkraftlinien, welche senkrecht zur Platte

Fig. 1.

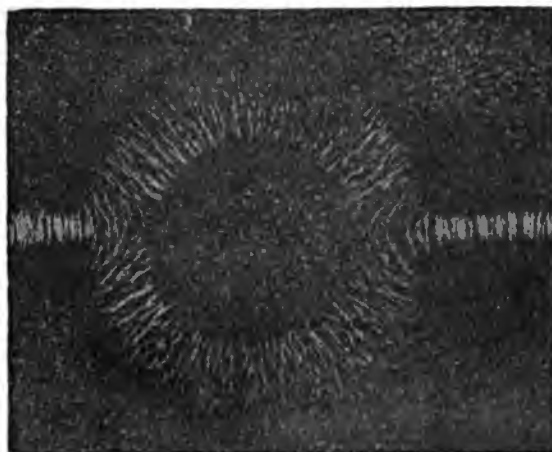
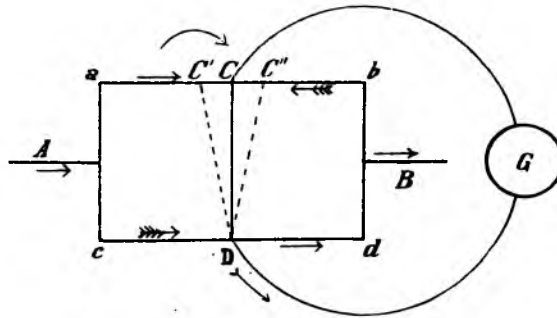


Fig. 2.



stehen, oder, bei schiefer Richtung der Kraftlinien, nur durch deren zur Platte senkrechten Componenten.

Fig. 3.



Die Art der Wirkung des Magnets auf die Platte in diesem Falle stelle ich mir vor wie folgt. Der Primärstrom durchfließe die rechteckige Platte $abcd$ (Fig. 3) in der Richtung der Pfeile bei A und B . An den Endpunkten einer Aequipotentiallinie, bei C und D , seien die nach dem Galvanometer G führenden Drähte angelegt. Nun werde ein homogenes Magnetfeld erregt, dessen Kraftlinien senkrecht zur Platte (zur Ebene der Zeichnung) gerichtet sind; der gebogene Pfeil bezeichne die Richtung der Ampère'schen Ströme des Magnets. Besteht die Platte aus einem diamagnetischen Metall, so werden in ihr nach W. Weber's Theorie des Diamagnetismus Molekularströme wachgerufen, welche den Ampère'schen Strömen des Magnets entgegen gerichtet sind, und sich in bekannter Weise zu einem resultierenden Strome zusammensetzen, welcher den Rand der Platte in der Richtung der gefiederten Pfeile umfließt. Längs ab ist dieser Molekularstrom dem Primärstrom entgegengesetzt, längs cd ihm gleichgerichtet. Der Primärstrom entlang ab wird also durch die Wirkung des Magnets geschwächt, derjenige entlang cd verstärkt. Ist die Leitfähigkeit längs ab

und cd die gleiche geblieben, so folgt, dass längs ab die elektromotorische Kraft des Primärstroms vermindert, längs cd um ebensoviel vermehrt ist. Der Punkt D hat demnach nicht mehr wie vorher das gleiche Potential wie der Punkt C , sondern ein höheres. Verbindet man daher D mit C durch ein Galvanometer, so geht durch letzteres ein Strom in der Richtung des Pfeiles bei D , der Hall'sche Strom. Ein Punkt auf ab von gleichem Potential mit D würde jetzt links von C etwa bei C' liegen müssen, und die Gerade DC' , welche diese jetzt äquipotentialen Punkte verbindet, gegen DC in der den Magnetströmen entgegengesetzten Richtung gedreht erscheinen (negative Drehung). Besteht dagegen die Platte aus einem magnetischen Metall mit praeformirten Molekularströmen, welche sich mit den Magnetströmen gleichrichten, so verstärkt der resultirende Molekularstrom den Primärstrom in ab , und schwächt ihn in cd , der Hall'sche Strom geht jetzt von dem höheren Potential in C nach dem niedrigeren in D in entgegengesetzter Richtung wie vorhin durch das Galvanometer, und die Gerade DC'' , welche man vom Punkte D nach dem jetzt mit ihm äquipotentialen Punkte C'' zieht, ist gegen DC im Sinne der Magnetströme gedreht (positive Drehung).

Wird durch diese Wirkung des Magnets auf den Primärstrom das Potential in D um den Betrag e erhöht, in C um ebensoviel erniedrigt, so ist $2e$ die Klemmenspannung der Galvanometerleitung DGC ; ist r deren Widerstand, so hat der durch das Galvanometer fließende Strom die Stärke $2e/r$. Ist ferner ε die im ganzen Stromkreis $DGCD$ wirksame elektromotorische Kraft und R der Widerstand der Platte, so ist dieselbe Stromstärke auch $\varepsilon/(R+r)$, und man findet durch Gleichsetzung dieser beiden Ausdrücke die elektromotorische Kraft des Hall'schen Stromes

$$\varepsilon = 2e \frac{R+r}{r},$$

oder genähert, wenn r gegen R klein ist (eine für das Gelingen des Hall'schen Versuches erforderliche Bedingung):

$$\varepsilon = 2e \frac{R}{r}.$$

Die Grösse $2e$ ist offenbar der Stärke M des Magnetfeldes proportional. Da sie ferner mit dem Primärstrome verschwindet, so setzen wir sie auch dessen Stromstärke J proportional. Wir denken uns nämlich die Wirkung jener Molekularströme als eine Art Reibung, welche für sich keine Bewegung hervorrufen, sondern nur vorhandene Bewegung ändern kann. Wir setzen demnach

$$2e = \kappa J M,$$

wo κ eine Art Reibungscoefficient vorstellt, der von der molekularen Beschaffenheit des Plattenmaterials abhängt. Der Widerstand R der Platte ist ihrem Querschnitt, also auch ihrer Dicke δ umgekehrt proportional. Fasst man alle beim Versuch unverändert bleibenden Grössen in einen constanten Factor K zusammen, so ergibt sich die elektromotorische Kraft des Hall'schen Stromes:

$$\varepsilon = K \cdot \frac{J M}{r \delta};$$

dieselbe ist also direct proportional der Stärke des Primärstromes und des Magnetfeldes, umgekehrt proportional der Dicke der Platte und dem Widerstande des Galvanometers, was mit den Ergebnissen der Erfahrung in vollkommenem Einklang steht.
