

mit Abnahme des Lichts verringern. In solchem Falle würde indeß das Medium erhitzt werden.

Auch Stokes nimmt an, die Molecularbewegungen des absorbirenden Mediums seyen nicht unendlich klein, aber er zieht daraus den ganz entgegengesetzten Schlufs: dafs die Bewegungsperioden des Mediums länger werden als die der sie erregenden der Aetherwellen, während nach meinen Untersuchungen gerade das Gegentheil eintreten mufs, vorausgesetzt übrigens, dafs die Theile des Mediums isochron mit dem Aether schwingen und nicht übereinstimmend mit der eigenen Elasticität desselben.

IX. *Beitrag zur Theorie der Gaugain'schen Tangentenbussole; von Dr. Victor Pierre,*

K. K. Professor.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Sitzungsberichten d. Wien. Akad.)

Der glückliche Einfall Gaugain's zu untersuchen, ob die in den bisher angewendeten Weber'schen Tangentenbussolen nur mit einem ziemlich geringen Grade von Annäherung stattfindende, einfache Proportionalität zwischen Stromstärke und Tangente des Ablenkungswinkels, nicht vielleicht dadurch erzielt werden könne, dafs man den Drehungspunkt der Nadel aus der Ebene des Kreisstromes um eine bestimmte Gröfse herausrücken läfst, hat, von günstigem Erfolge begleitet, einem Instrumente Entstehung gegeben, dessen Theorie Bravais in den *Comptes rendus* der Pariser Academie T. XXXVI, p. 193 mitgetheilt hat ¹⁾. Aus dieser ganz allgemeinen Untersuchung geht hervor, dafs, wenn die Nadellänge $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{3}$ des Durchmessers des Kreisstromes nicht übersteigt, das Gaugain'sche Instrument mit einem für practische Zwecke völlig genügenden Grade von Annäherung die Stromintensität der Tangente des Ab-

1) Siehe Ann. Bd. 88, S. 446.

lenkungswinkels der Nadel proportional finden läßt, selbst in dem Falle, daß die Ablenkungswinkel bedeutend groß würden, wo die Angaben der Weber'schen Tangentebussolen schon sehr unzuverlässig sind. Durch diesen Umstand ist die Gauss'sche Bussole in bedeutendem Vortheile gegen die bisher üblichen, und dürfte daher die letzteren bald verdrängt haben, ihre Theorie aber in der Form, wie sie Bravais gegeben hat, würde wegen der Anwendung des höheren Calculs für das größere Publikum unzugänglich bleiben. Ich glaube daher manchem Freunde oder Lehrer der Naturwissenschaften einen kleinen Dienst zu erweisen durch die Mittheilung einer auf die einfachsten mathematischen Hilfsmittel sich beschränkenden Darstellung, auf welche ich durch eine von der Bravais'schen etwas abweichende Anlage der Rechnung geführt wurde. Bezeichnet X die auf der Stromebene normale, Y die ihr parallele Componente der Stromaction, so lassen sich allgemein X und Y in Reihenform darstellen; die einzelnen Glieder der Reihe für X erscheinen sämmtlich mit Potenzen des Quotienten aus der halben Nadellänge in einer Größe, welche größer ist als der Abstand des Poles der Nadel vom Centrum des Kreisstromes multiplicirt. Der Ausdruck für X enthält aber ein von diesem Quotienten unabhängiges Glied. Wenn man daher die Nadellänge sehr klein werden läßt, verschwinden die Componenten Y für jeden Pol der Nadel, während die Componenten X sich auf einen Ausdruck reduciren, der ohne alle Integralrechnung mittelst elementarer Betrachtungen sich erhalten läßt, und auch in mehreren Lehrbüchern sich entwickelt findet¹⁾. Diels vorausgeschickt kommt die Sache darauf hinaus, die Bedingungsgleichung des Gleichgewichtes aufzustellen für eine Magnetnadel, deren Mittelpunkt in einer auf die Ebene des Kreisstromes im Centrum des letzteren senkrechten Geraden liegt, während ihre Pole einen zu vernachlässigenden Abstand von eben dieser Senkrechten haben.

1) Kunzek, Lehrbuch der Physik S. 567. — Ettingshausen's Anfangsgründe, 2te Auflage, S. 369 etc.

Ist sodann x_1 der Abstand des einen, x_2 der des zweiten Poles von der Stromebene, $2l$ der gegenseitige Abstand beider Pole, $2mi$ das magnetische Moment der Magnetnadel, ϱ der Halbmesser des Kreisstromes, so wirkt auf den einen Pol der Nadel normal zur Stromebene die Kraft:

$$X_1 = \frac{2\pi k \varrho^2 m i}{(x_1^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}}$$

auf den zweiten Pol hingegen die Kraft:

$$X_2 = \frac{-2\pi k \varrho^2 m i}{(x_2^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}}$$

wobei i die Stromintensität und k ein von der Wahl der Einheit dieser Intensitäten abhängiger constanter Factor ist. Die der Stromebene parallelen Componenten reduciren sich auf Null. Denken wir uns die Stromebene dem magnetischen Meridian parallel und die Nadel um den Winkel w aus diesem abgelenkt, so ist

$$(X_1 + X_2) l \cos w$$

das Drehungsmoment, mit welchem der Strom auf die Nadel wirkt, während

$$2Hml \sin w$$

das Drehungsmoment ist, mit welchem die Horizontal-Componente des Erdmagnetismus die Nadel in den magnetischen Meridian zurückzudrehen strebt. Im Zustande des Gleichgewichtes ist:

$$(X_1 + X_2) \cos w = 2Hm \sin w.$$

Substituirt man statt X_1 und X_2 die obigen Werthe, und vollführt die nöthigen Reductionen, so erhält man

$$i = \frac{H \tan w}{\pi k \varrho^2} \cdot \frac{(x_1^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}} (x_2^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}}{(x_1^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}} + (x_2^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{H \tan w}{\pi k \varrho^2} F.$$

Unsere Aufgabe ist nun, zu zeigen, daß, wenn wie bei Gauss's Bussole der Abstand des Nadel-Centrums von jenem des Kreises ein Viertel des Kreisdurchmessers ist, F ein von dem Ablenkungswinkel w unabhängiger, con-

stanter Ausdruck ist. Es sey nun x der Abstand des Mittelpunktes der Magnetnadel von der Stromebene, so daß

$$x_1 = x + l \sin w; \quad x_2 = x - l \sin w.$$

Substituirt man diese Werthe in F und setzt zur Abkürzung

$$x^2 + \varrho^2 + l^2 \sin^2 w = A$$

so erhält man, wenn man die Ausdrücke für $(x^2_1 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}$ und $(x^2_2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}$ nach dem binomischen Satze bis inclusive der Glieder mit $\sin w^2$ entwickelt:

$$F = \frac{A^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{4x^2 l^2 \sin w^2}{A^2} \right)^{\frac{3}{2}}}{2 \left(1 + \frac{3x^2 l^2 \sin w^2}{A^2} \right)}.$$

Es ist aber auch

$$A = (x^2 + \varrho^2) \left(1 + \frac{l^2 \sin w^2}{x^2 + \varrho^2} \right)$$

und man kann daher, wenn man nur die Glieder behält, die $\sin w^2$ enthalten, statt $\frac{x^2 l^2 \sin w^2}{A^2}$ setzen: $\frac{x^2 l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2}$.

Auf diese Weise erhält man:

$$F = \frac{(x^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{l^2 \sin w^2}{x^2 + \varrho^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{4x^2 l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right)^{\frac{3}{2}}}{2 \left(1 + \frac{3x^2 l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right)}.$$

Wenn man auch bei den weiteren Entwicklungen bei den Gliedern mit $\sin w^2$ stehen bleibt, hat man:

$$F = \frac{1}{2} (x^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{l^2 \sin w^2}{x^2 + \varrho^2} \right) \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{4x^2 l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right) \left(1 - \frac{3}{2} \frac{x^2 l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right).$$

Durch wirkliche Multiplication ergibt sich, wenn man überdies das Glied $\frac{3}{2} \frac{l^2 \sin^2 w^2}{x^2 + \varrho^2}$ im Zähler und Nenner mit $x^2 + \varrho^2$ multiplicirt:

$$F = \frac{1}{2} (x^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{3}{2} (\varrho^2 - 4x^2) \frac{l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right],$$

oder

$$i = \frac{(x^2 + \varrho^2)^{\frac{3}{2}}}{2\pi k \varrho^2} H \tan w \left[1 + \frac{3}{2} (\varrho^2 - 4x^2) \frac{l^2 \sin w^2}{(x^2 + \varrho^2)^2} \right],$$

woraus sich für $x = \frac{\varrho}{2}$ sogleich die Proportionalität zwischen i und $\tan g w$ für jeden Werth von w (natürlich innerhalb gewisser Gränzen) ergibt.

Der in den Klammern stehende Ausdruck stimmt nicht völlig mit dem von Bravais überein, vielmehr enthält dieser noch einige Glieder, die in unserem Ausdrucke fehlen; es rührt dies davon her, daß wir die der Stromebene parallelen Componenten $Y = 0$ setzten und auch in den Ausdrücken für X gewisse Glieder vernachlässigten, die bei Bravais noch berücksichtigt sind; da aber die in obiger Formel nicht erscheinenden Glieder bei diesem mit dem Factor $(\varrho^2 - 4x^2)$ multiplicirt sind, und somit für $x = \frac{\varrho}{2}$ verschwinden, ist diese Verschiedenheit nicht der Art, daß sie das von uns angestrebte Resultat zu beeinträchtigen vermöchte.

X. Ueber den bei Linum, unweit Fehrbellin in der Mark Brandenburg, niedergefallenen Meteorstein; von G. Rose.

(Aus den Monatsberichten d. Akademie, October 1854.)

Nach Vorzeigung des Meteorsteins, der von Sr. Majestät dem Könige dem K. mineralogischen Museum geschenkt und für dasselbe von Hrn. A. v. Humboldt dem Berichterstatter übergeben worden war, las dieser den Bericht des Torfgräbereibesitzers Friedrich Kelch, mit welchem derselbe den Stein an Sr. Maj. den König übersandt hatte und der folgendermaßen lautet:

»Nachstehende Darstellung ist der Aussage des Torfmeisters Kohle aus Fehrbellin, welcher die Auswerbung der Gräberei Carwe von Friedrich Kelch ¹⁾ aus Fehrbellin leitet, entnommen.

1) Die Torfgräberei Carwe von Friedrich Kelch in Fehrbellin liegt am sogenannten Bütz-Rhin, welchen Namen der Rhinfluß vom Bütz-See bis zum Punkte, von wo aus er sich westlich wendet, führt.