

## IV.

$\frac{\Delta W}{4 \pi r^2}$	0,02185	0,02133
$\frac{D W}{4 \pi r^2}$	0,00667	0,00630
$h_{100} - h_0$	0,01518	0,01503

In den so von der Leitung des Gases befreiten Werthen von  $h_{100} - h_0$  ist eine Abhängigkeit von dem Durchmesser der bestrahlten Kugel nicht mehr erkennbar.

Wenn wir nun auch durchaus nicht behaupten wollen, daß dieser Umstand eine hinreichende Rechtfertigung für die sämtlichen zu Grunde gelegten Annahmen giebt, so zeigt sich doch, daß das Eiscalorimeter in der hier benutzten Form für die Untersuchung des Emissionsvermögens der Körper ein sehr brauchbarer Apparat ist. Wenn die Versuche bei völliger Luftleere des Ballons in mannigfach variirter Form weiter geführt werden, so wird es möglich seyn, die Differenz des Emissionscoëfficienten schwarzer Körper für  $0^\circ$  und  $100^\circ$  oder eine über oder unter  $100^\circ$  liegende Temperatur in ziemlich engen Grenzen mit Sicherheit zu ermitteln. <sup>1)</sup>

Straßburg, am 31. Juli 1872.

1) Berichtigung zu diesem Aufsätze:

S. 96, Zeile 13 von oben lies absolute statt absorbirte.

## V. *Theorie der elastischen Nachwirkung;* *von O. E. Meyer.*

Der Unterschied zwischen einem vollkommen und einem unvollkommen elastischen Körper besteht darin, daß für die Bewegungen eines vollkommen elastischen Körpers das Gesetz der Erhaltung der lebendigen Kraft unbedingt gilt, für diejenigen eines unvollkommen elastischen nicht, wenigstens nicht ohne Rücksicht auf die aus dem Kraftverlust entstehende Erwärmung.

Wenn also in einem unvollkommen elastischen Stoffe bei jeder Formveränderung und bei jeder inneren Bewegung mechanische Energie verloren geht, so kann für einen solchen Stoff die Hypothese, nach welcher die Kräfte der Elasticität nur von den Verrückungen abhängig gedacht werden, nicht streng richtig seyn. Es muß vielmehr, damit ein Verlust an Kraft erklärt werden könne, angenommen werden, *dafs die elastischen Kräfte in Körpern unvollkommener Elasticität nicht nur von den Verrückungen, sondern auch von der Geschwindigkeit abhängen, mit welcher erstere vor sich gehen.*

Dieser Grundsatz genügt, um ohne Rechnung die Fundamentalformeln für die Theorie unvollkommener Elasticität aus den bekannten für vollkommene Elasticität zu bilden, wenn nur die relativen Verrückungen der Theilchen, wie es gewöhnlich in der Theorie der Elasticität geschieht, so klein angenommen werden, dafs deren Quadrate und höhere Potenzen gegen die erste vernachlässigt werden dürfen. Diese Annahme über die Verrückungen macht nämlich die entsprechende nothwendig, dafs auch die Geschwindigkeiten, die ja nichts anderes als die Differentialquotienten jener sind, so klein seyen, dafs nur ihre ersten Potenzen beibehalten werden müssen.

Für unvollkommen elastische Stoffe wird man also Formeln erhalten, und zwar sowohl Formeln für die Componenten der elastischen Druckkräfte, als auch Differentialgleichungen für die elastischen Bewegungen, welche nicht allein in Beziehung auf die Verrückungen, sondern auch auf die Componenten der Geschwindigkeit linear gestaltet sind. Weiter erkennt man ohne Rechnung, dafs diese Formeln die Geschwindigkeiten in genau derselben Weise unter einander verbunden, nur mit anderen Werthen der constanten Coëfficienten, enthalten müssen, wie in den bekannten Grundformeln der Elasticität die Verrückungen mit einander combinirt sind <sup>1)</sup>.

1) Zu demselben Schlusse bin ich durch eine Rechnung gelangt, welche von einer fundamentaleren Hypothese über die von den kleinsten

Die für unvollkommene Elasticität hinzutretenden Glieder der Formeln haben also ganz dieselbe Gestalt, wie die mathematischen Ausdrücke, welche in der Theorie der *inneren Reibung* auftreten.<sup>1)</sup> Hiernach erscheint die unvollkommene Elasticität eines Stoffes als die aus der gleichzeitigen Wirkung der Elasticität und inneren Reibung resultirende Kraft; oder kürzer, *es ist unvollkommene Elasticität eine durch den Einfluss der inneren Reibung des Mediums gestörte Elasticität.*

Die beste Bestätigung für die Richtigkeit dieser theoretischen Auffassung<sup>2)</sup> erhalten wir, wenn wir durch dieselbe jene auffallendste Form der unvollkommenen Elasticität, welche W. Weber<sup>3)</sup> entdeckt und als *elastische Nachwirkung* bezeichnet hat, zu erklären im Stande sind. In der That giebt unsere Theorie von jener bisher höchst räthselhaften Erscheinung auf das vollständigste Rechenschaft. Dies zu beweisen und somit die elastische Nachwirkung auf eine ihrem Gesetze nach längst bekannte Ursache zurückzuführen, ist der Zweck der vorliegenden Abhandlung.

Für jetzt muß ich mich leider darauf beschränken, diesen Nachweis in allgemeinen Zügen zu führen, ohne auf eine numerische Vergleichung der Formeln mit Beobachtungen eingehen zu können. Denn es sind weder

Theilchen eines elastischen Stoffes auf einander ausgeübte Wirkung ausgeht. Diese Untersuchung wird demnächst in Crelle-Borchardt's Journal für Mathematik Bd. 77, erscheinen.

- 1) Vergl. die von Navier (*Mém. Ac. Paris*, Bd. VI, 1823), Cauchy, (*Exerc. de Math. T. 3*, 1828, p. 183), Poisson (*Journ. de l'école pol. cah. 20, T. 13*, 1831, p. 139), Barré de St. Venant (*Compt. rend.* Bd. 17, 1843, p. 1240), Stokes (*Cambr. phil. Tr.* Bd. 8, 1849, p. 287), Stefan (Wiener Sitzungsab. Bd. 46, Abth. 2, 1862, S. 8) veröffentlichten Theorien der inneren Reibung.
- 2) Dieselbe findet sich bereits in Petri van Musschenbroek *Introductio ad philosophiam naturalem*, Lugd. Bat. 1762, §. 763: „perfecta elasticitas esse nequit: nam partes subjiciuntur attritu, hoc attritu vis quaedam perit.“
- 3) Diese Ann. Bd. XXXIV, S. 247; Bd. LIV, S. 1. Gött. gel. Anz. 1835. St. 8. *Comm. soc. Gott. rec. VIII*, p. 45.

die von W. Weber, noch die von F. Kohlrausch <sup>1)</sup> angestellten Messungen für diesen Zweck zu verwerthen, weil für die Stoffe, welche beide zu ihren Versuchen benutzten, Seiden- und Glasfäden, der Werth des Reibungscoëfficienten unbekannt ist, auch aus den Versuchen nicht hergeleitet werden kann.

Ich beabsichtige deshalb, selbst Beobachtungen über diese Erscheinung anzustellen. Da aber diese eine ziemlich lange Zeit erfordern, so halte ich es für geräthen, vorläufig die nachfolgenden Rechnungen zu veröffentlichen, welche, wie ich glaube, neues Licht auf den Zusammenhang der beobachteten Thatsachen werfen.

In § 1 stelle ich zunächst die allgemeinen Formeln zusammen, wende sie in § 2 auf die von Weber beobachtete Nachwirkung bei der Dehnung, ebenso in § 3 auf die von Kohlrausch untersuchte Nachwirkung bei der Torsion an und discutire endlich in § 4 die Bedeutung dieser Formeln in Worten.

### §. 1.

#### Allgemeine Formeln.

Nach der in der Einleitung begründeten Hypothese sind die Differentialgleichungen, welche die Componenten der elastischen Verrückungen  $u$ ,  $v$ ,  $w$ , als Functionen der Zeit  $t$  und des Ortes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  bestimmen, für unvollkommen elastische Stoffe so zu vervollständigen, daß sie für isotrope Medien lauten:

$$\varepsilon \frac{d^2 u}{dt^2} = \mu \Delta u + \mu' \frac{ds}{dx} + \eta \Delta \frac{du}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dx dt},$$

$$\varepsilon \frac{d^2 v}{dt^2} = \mu \Delta v + \mu' \frac{ds}{dy} + \eta \Delta \frac{dv}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dy dt},$$

$$\varepsilon \frac{d^2 w}{dt^2} = \mu \Delta w + \mu' \frac{ds}{dz} + \eta \Delta \frac{dw}{dt} + \eta' \frac{d^2 s}{dz dt}.$$

Hierin ist zur Abkürzung

$$s = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}$$

1) Diese Ann Bd. CXIX, S. 337.

gesetzt, und es bedeutet  $\Delta$  die durch die Gleichung

$$\Delta u = \frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{d^2 u}{dz^2}$$

angegebene Operation; ebenso ist

$$\Delta \frac{du}{dt} = \frac{d^3 u}{dx^2 dt} + \frac{d^3 u}{dy^2 dt} + \frac{d^3 u}{dz^2 dt} = \frac{d \Delta u}{dt}.$$

In den Formeln bezeichnet  $\varepsilon$  das spezifische Gewicht der Substanz;  $\mu$  und  $\mu'$  sind 2 constante Größen, die als Elasticitätsconstanten zu bezeichnen sind; zu diesen treten für unvollkommen elastische Stoffe die beiden Constanten  $\eta$  und  $\eta'$ , welche wir als Reibungscoëfficienten zu betrachten haben.

Außer diesen Differentialgleichungen habe ich für die Werthe, welche den Componenten des elastischen Druckes im Inneren des Körpers zukommen, die unter Rücksicht auf die unvollkommene Elasticität verbesserten Formeln aufzustellen. Bediene ich mich dabei der üblichen Bezeichnung, nach welcher den Componenten  $X, Y, Z$  der elastischen Druckkräfte derjenige Buchstabe  $x, y, z$ , welcher die gegen die Druckfläche senkrecht gelegene Richtung anzeigt, als Index angehängt wird, so lauten diese Gleichungen:

$$-X_x = 2\mu \frac{du}{dx} + (u' - u)s + 2\eta \frac{d^2 u}{dx dt} + (\eta' - \eta) \frac{ds}{dt}$$

$$-X_y = -Y_x = \mu \left( \frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right) + \eta \frac{d}{dt} \left( \frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right)$$

und entsprechend die 4 übrigen.

## §. 2.

Elastische Nachwirkung bei der Dehnung.

Wir denken uns einen elastischen Faden, Drath oder Stab, der plötzlich durch ein angehängtes Gewicht belastet werde und dadurch sich allmählich dehnt.

Verfügen wir über die Lage des Coordinatensystems so, daß die Axe der  $x$  mit der Längsrichtung des Fadens zusammenfällt, und daß sein Ursprung in dem Punkte liegt, in welchem der Faden befestigt ist, so reduciren

sich die Differentialgleichungen des § 1, da  $v$  und  $w=0$  werden und  $u$  nur von  $x$  und  $t$  abhängt, auf die einfache Formel

$$\varepsilon \frac{d^2 u}{dt^2} = (\mu + \mu') \frac{d^2 u}{dx^2} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx^2 dt},$$

welche mit der Bedingung aufzulösen ist, daß für

$$x=0 \quad \text{auch} \quad u=0$$

werde. Ebenso vereinfacht sich der Ausdruck der Druckcomponenten

$$-X = (\mu + \mu') \frac{du}{dx} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx dt},$$

während

$$Y_x = 0 \quad \text{und} \quad Z_x = 0$$

wird; die übrigen kommen nicht in Betracht. Berücksichtigen wir nun, daß am unteren Ende des Fadens der von dem angehängten Gewichte  $P$  ausgeübte Zug dem auf den Querschnitt  $Q$  wirkenden elastischen Drucke das Gleichgewicht hält, so haben wir hiernach, falls  $\lambda$  die Länge des Fadens bedeutet, die Bedingung zu erfüllen, daß für  $x=\lambda$

$$P = Q \left\{ (\mu + \mu') \frac{du}{dx} + (\eta + \eta') \frac{d^2 u}{dx dt} \right\}.$$

werde. Hierzu kommen endlich noch die für den Anfang des Versuches, also für den Moment  $t=0$  gültigen Bedingungen

$$u=0 \quad \text{und} \quad \frac{du}{dt}=0,$$

welche aussagen, daß der Faden sich im Zustande der Ruhe befand und noch keine elastische Dehnung erlitten hatte.

Diese Gleichungen, welche das Problem,  $u$  als Function von  $x$  und  $t$  zu finden, vollständig bestimmen, erfahren durch die Substitutionen

$$u = \frac{Px}{Q(\mu + \mu')} + \omega$$

$$\mu + \mu' = \varepsilon a$$

$$\eta + \eta' = 2 \varepsilon b$$

eine erhebliche Vereinfachung, so daß wir erhalten:

1) die Differentialgleichung

$$\frac{d^3 \omega}{dt^3} = a \frac{d^2 \omega}{dx^2} + 2b \frac{d^3 \omega}{dx^2 dt};$$

2) die Grenzbedingungen, daß

$$\begin{aligned} \text{für } x=0 \quad 0 &= \omega \\ \text{„ } x=\lambda \quad 0 &= a \frac{d\omega}{dx} + 2b \frac{d^2 \omega}{dx dt}; \end{aligned}$$

3) die Bedingungen, daß für  $t=0$

$$-\frac{Px}{sQa} = \omega \quad \text{und} \quad 0 = \frac{d\omega}{dt}$$

werde.

Eine Function, welche diesen Anforderungen entspricht, läßt sich durch die Reihe

$$\omega = \omega_1 \sin \frac{\pi x}{2\lambda} + \omega_2 \sin \frac{3\pi x}{2\lambda} + \dots \omega_n \sin \frac{2n-1}{2} \frac{\pi x}{\lambda} + \dots$$

darstellen, in welcher die Coëfficienten Functionen der Zeit von der Form

$$\omega_n = A_n e^{-\alpha t} + B_n e^{-\beta t}$$

sind. Die hierin vorkommenden Größen  $\alpha$  und  $\beta$  aber sind die Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$0 = \alpha^2 - \left( \frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 (2b\alpha - a).$$

Für  $A$  und  $B$  findet man, unter Benutzung der Formel

$$\frac{\pi}{4} = \frac{\sin \psi}{1} - \frac{\sin 3\psi}{9} + \frac{\sin 5\psi}{25} - \dots,$$

aus dem Anfangszustande die Werthe

$$A_n = (-1)^{n+1} \frac{8}{(2n-1)^2 \pi^2} \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{P\lambda}{sQa},$$

$$B_n = (-1)^n \frac{8}{(2n-1)^2 \pi^2} \frac{\alpha}{\alpha - \beta} \frac{P\lambda}{sQa}.$$

Damit ist  $\omega$  und folglich auch  $u$  vollständig bestimmt. Für die allmählich mit der Zeit wachsende Verlängerung des Fadens erhält man, indem man in  $u$   $x = \lambda$  setzt, schließ- lich den Werth

$$u = \frac{P\lambda}{sQa} \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum \frac{1}{(2n-1)^2} \frac{\alpha e^{-\beta t} - \beta e^{-\alpha t}}{\alpha - \beta} \right\},$$

dessen Bedeutung ich in § 4 näher untersuchen werde.

## §. 3.

Elastische Nachwirkung bei der Torsion.

Es sey ein Faden oder dergleichen von der Länge  $\lambda$  an dem einen Ende ( $x=0$ ) fest eingespannt; an dem anderen ( $x=\lambda$ ) werde er durch eine, etwa magnetische oder elektrische Kraft, deren Drehungsmoment  $D$  ist, tordirt.

Zur Lösung der Aufgabe, die allmählich zunehmende Drillung des Fadens zu bestimmen, setzen wir in den allgemeinen Gleichungen des § 1

$$u=0 \qquad v=-\varphi z \qquad w=\varphi y$$

und verstehen unter  $\varphi$  den nur von  $x$  und  $t$  abhängigen Drehungswinkel.

Es bleibt dann die einzige Differentialgleichung

$$\varepsilon \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \mu \frac{d^2 \varphi}{dx^2} + \eta \frac{d^3 \varphi}{dx^2 dt}$$

zu integrieren, welche der Form nach mit der früheren übereinstimmt. Zu derselben tritt ebenso die Bedingung, daß

$$\text{für } x=0 \qquad \varphi=0$$

werde; dagegen ist für  $x=\lambda$  die Bedingung zu erfüllen, daß das Drehungsmoment

$$D = \iint (Z_x y - Y_x z) dy dz$$

werde, wo das Integral über den kreisförmigen Querschnitt des Fadens auszuführen ist; nennen wir den Halbmesser  $R$ , so ergibt sich für  $x=\lambda$

$$D = \frac{1}{2} \pi R^4 \left( \mu \frac{d\varphi}{dx} + \eta \frac{d^2 \varphi}{dx dt} \right).$$

Endlich haben wir für  $t=0$

$$\varphi=0 \qquad \text{und} \qquad \frac{d\varphi}{dt}=0.$$

Substituiren wir in diesen Gleichungen, ähnlich wie früher,

$$\varphi = \frac{2Dx}{\pi \mu R^4} + \omega,$$

$$\mu = \varepsilon a, \qquad \eta = 2\varepsilon b,$$

so hat die neue Function  $\omega$ , abgesehen von den verschie-



denen Werthen der Constanten, dieselben Gleichungen zu erfüllen, wie bei der Aufgabe des vorigen §. Die dort gegebenen Formeln enthalten also ebenfalls die Auflösung des jetzt vorliegenden Problems.

Für die Beobachtung hat das grösste Interesse der Drehungswinkel am unteren freien Ende des Fadens. Dieser beträgt nach Verlauf der Zeit  $t$

$$\varphi = \frac{2D\lambda}{\pi\mu R^4} \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum \frac{1}{(2n-1)^2} \frac{\alpha e^{-\beta t} - \beta e^{-\alpha t}}{\alpha - \beta} \right\},$$

wo jetzt  $\alpha$  und  $\beta$  die Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$0 = \varepsilon \alpha^2 - \left( \frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 (\eta \alpha - \mu)$$

bedeuten, während sie im ersten Probleme der Gleichung

$$0 = \varepsilon \alpha^2 - \left( \frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 ([\eta + \eta'] \alpha - [\mu + \mu'])$$

zu genügen hatten.

#### §. 4.

Interpretation der Formeln.

Um die Bedeutung der erhaltenen Formeln zu verstehen, haben wir die Wurzeln der quadratischen Gleichung, welche wir in der allgemeinen Form

$$0 = \alpha^2 - m(2b\alpha - a)$$

darstellen, näher zu untersuchen. Hier bedeutet also

$$m = \left( \frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda} \right)^2,$$

und es ist für die Dehnungselasticität

$$\varepsilon a = \mu + \mu' \quad \text{und} \quad 2\varepsilon b = \eta + \eta',$$

dagegen für die Torsionselasticität

$$\varepsilon a = \mu \quad \text{und} \quad 2\varepsilon b = \eta.$$

Die Wurzeln jener quadratischen Gleichung sind

$$\alpha = mb + \sqrt{m^2 b^2 - ma},$$

$$\beta = mb - \sqrt{m^2 b^2 - ma}.$$

Es kommt also auf den Werth von  $m$  und weiter auf den der ganzen Zahl  $n$  an, ob diese Wurzeln reelle oder complex imaginäre Gröfsen sind. Auf jeden Fall aber ist

der reelle Theil dieser Gröfsen, da  $a$  und  $b$  nur positive Werthe besitzen können, positiv.

Daraus folgt, daß die unter dem Summenzeichen  $\Sigma$  stehenden Glieder in den Ausdrücken  $u$  und  $\varphi$  mit wachsender Zeit sich dem Werthe 0 nähern. Die ersten Glieder bestimmen also die schließliche neue Gleichgewichtslage, und die Summe der übrigen stellt die Bewegungen dar, durch welche der Faden diese neue Gewichtslage erreicht. Die Bewegungen sind von zweierlei Art.

Untersuchen wir zunächst die ersten Glieder <sup>1)</sup> jener Reihe, in denen die Zahl  $n$ , folglich auch  $m$  einen kleinen Werth hat, so ist für diese Glieder die in  $\alpha$  und  $\beta$  enthaltene Quadratwurzel eine imaginäre Gröfse, so lange  $mb^2 < a$  ist. Die Exponentialfunctionen der Zeit in den Ausdrücken für  $u$  und  $\varphi$  verwandeln sich also in periodische Functionen. Die physikalische Bedeutung dieses Umstandes ist die, daß jene Glieder periodische Schwingungen darstellen. Die Dauer einer solchen (einfachen) Schwingung beträgt

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{ma - m^2 b^2}};$$

die Gröfse der Schwingungsweite nimmt in geometrischer Progression ab, deren logarithmisches Decrement für die Zeiteinheit

$$mb = \left(\frac{2n-1}{2} \frac{\pi}{\lambda}\right)^2 b$$

mit wachsendem  $n$  rasch zunimmt. Daraus folgt, daß in der schon an sich stark convergirenden Reihe nach Verlauf einiger Zeit alle Glieder gegen das erste fortgelassen werden dürfen, so daß die Schwingungen durch den einfachen Ausdruck

$$-\frac{8}{\pi^2} \left( \cos pt - \frac{p}{q} \sin pt \right) e^{-qt}$$

dargestellt werden, in welchem gesetzt ist:

$$p = \frac{\pi}{2\lambda} \sqrt{a - \left(\frac{\pi}{2\lambda} b\right)^2} \quad q = \left(\frac{\pi}{2\lambda}\right)^2 b.$$

1) Bereits früher einmal ähnlich behandelt. Diese Ann. Bd. 113. 78—82.

Die spätern Glieder der Reihe, für welche

$$mb^2 > a$$

ist, stellen nicht mehr Schwingungen, sondern, da sie stetig abnehmende Functionen sind, allmählich verschwindende elastische Verschiebungen dar. In ihnen wird also der Ausdruck der elastischen Nachwirkung zu suchen sein.

Jedes Glied besteht aus zwei Theilen, die sich durch verschiedene Werthe des Exponenten unterscheiden. Diejenigen Theile, welche den größeren Exponenten  $\alpha t$  enthalten, können aus demselben Grunde, wie die besprochenen periodischen Glieder, und mit noch größerem Rechte für mäßige Werthe von  $t$  vernachlässigt werden. Nicht so diejenigen Theile, in welchen der kleinere Exponent

$$\beta t = (mb - \sqrt{m^2 b^2 - ma}) t$$

vorkommt; denn  $\beta$  wächst nicht, wie die früher besprochenen Decremente, mit zunehmendem  $m$  und  $n$  ins Unendliche, sondern es nimmt mit wachsendem  $n$  stetig ab und nähert sich dem für  $n = \infty$  erreichten Grenzwert

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{a}{b},$$

also für den Fall der Dehnung dem Werthe

$$\beta = \frac{\mu + \mu'}{\eta + \eta'}$$

und für den der Torsion der Grenze

$$\beta = \frac{\mu}{\eta}.$$

Diesem Minimalwerthe steht auf der anderen Seite als Maximalwerth derjenige gegenüber, für welchen die Quadratwurzel nahezu verschwindet; derselbe beträgt

$$mb = \frac{a}{b}.$$

Die Exponenten sämtlicher Glieder dieser unendlichen Reihe liegen also zwischen endlichen Grenzen, wenn wir den Fall eines vollkommen elastischen Körpers, für welchen  $b = 0$  ist, ausnehmen; und es können für Stoffe mit kleinem Elasticitätscoëfficienten und großer innerer Reibung

kleinere Werthe auftreten, als der soeben für die Schwingungen hergeleitete Werth des Decrements

$$q = \left(\frac{\pi}{2\lambda}\right)^2 b.$$

Auf diese Weise erklärt es sich einfach und ungezwungen, daß die elastische Nachwirkung bedeutend länger andauern kann, als die Schwingungen, zumal wenn die letzteren, wie es bei den angestellten Versuchen geschah, durch äußere, auf den Apparat wirkende Widerstände rascher vernichtet werden.

Damit ist das einzige, was an der Erscheinung räthselhaft war, ohne eine neue Hypothese erklärt und dieselbe auf eine bekannte Kraft zurückgeführt. Es bleibt noch übrig, eine *numerische* Vergleichung der Formeln mit der Beobachtung vorzunehmen; leider aber ist dieselbe für jetzt nicht möglich, weil es unthunlich erscheint, zwei Constanten *a* und *b* mittelst einer unendlichen Reihe aus den Beobachtungen zu berechnen. Daß Weber und Kohlrausch ihre Resultate in andere Formeln gebracht haben, kann kein Einwand gegen die Richtigkeit der meinigen seyn, hat doch Weber selbst seine Beobachtungen durch zwei ganz verschiedene Interpolationsformeln dargestellt.

Breslau, Neujahr 1874.

## VI. *Die graphische Darstellung der Absorptionsspectren; von K. Vierordt.*

Die in den einzelnen Regionen eines Absorptionsspectrums übrigbleibenden Lichtstärken lassen sich in ihren, in der Regel enorm verschiedenen Werthen, auf einen Blick übersehen, wenn man die Abstände der wichtigsten Fraunhofer'schen Linien auf eine Horizontale verzeichnet, und die, nach dem Durchgang durch das absorbirende Medium