4. *Electrische Schwingungen molecularer Gebilde;* *von H. Ebert.*¹⁾

Die Auffassung, dass die optischen Erscheinungen ihrem Wesen nach electriche sind, bricht sich mehr und mehr Bahn, seit die Maxwell'sche Theorie auf dem Gebiete der Electricitätslehre das Uebergewicht errungen hat. Eine einfache Uebertragung der ursprünglichen Maxwell'schen Feldgleichungen auf die von Lichtbewegungen durchsetzten Medien reichte freilich vielfach nicht aus, um die Erscheinungen vollkommen zu erklären; so boten sich Schwierigkeiten in allen den Fällen, wo die specielle Natur der Molecüle in Betracht kam.

Für eine Reihe von Phänomenen, so für die Absorptions- und Dispersionserscheinungen, genügte allerdings bereits eine Erweiterung der Maxwell'schen Feldgleichungen unter Zugrundelegung ganz allgemeiner Vorstellungen über die Beziehungen zwischen den schwingenden Molecülen und dem Aether, da diese Beziehungen hier erst eine Rolle bei der Bestimmung der Integrationsconstanten spielen.²⁾

Bei einer Reihe anderer Erscheinungen dagegen ist es nothwendig, von vornherein bestimmtere Vorstellungen über die Art der Betheiligung der kleinsten Theilchen an den electromagnetischen Vorgängen des Feldes sich zu bilden und in die Betrachtungen einzuführen. Ich möchte mir in dieser Beziehung erlauben, eine Anschauung zu entwickeln, die ich zum Theil schon in anderer Form vor zwei Jahren l. c. ausgesprochen habe. Dieselbe stützt sich auf bekannte That- sachen und möglichst einfache Voraussetzungen.

1. *Valenzladungen und Valenzschwingungen.* Dass die Molecüle, aus denen die Körper aufgebaut sind, electriche

1) Theilweise im Anszuge mitgetheilt in den Arch. de Genève (3) 25. p. 489 vom 15. Mai 1891.

2) Vgl. die Arbeiten von F. Kolářček, Wied. Ann. 32. p. 224, 429. 1887; 34. p. 673. 1888; D. A. Goldhammer, ebd. 47. p. 93. 1892; H. v. Helmholtz, Berl. Ber. p. 1093. 1892; H. Ebert, Wied. Ann. 48. p. 1. 1893; P. Drude, ebd. 48. p. 536. 1893.

Kräfte auszuüben vermögen, wird durch die Electrolyse bewiesen, welche zeigt, dass jede Valenzstelle eines Atomes mit einer ganz bestimmten Quantität e positiver oder negativer Electricität geladen sein muss, mit der „Valenzladung“. ¹⁾ Die Grösse dieser Ladung berechnet Hr. F. Richarz ²⁾ aus den electrolytischen Bestimmungen der Hrn. F. und W. Kohlrausch zu

$$e = 12,9 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1};$$

Hr. G. J. Stoney ³⁾ gibt dieselbe Electricitätsmenge, das „electron“, zu rund

$$e = 3 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$$

an, sich ebenfalls auf electrolytische Bestimmungen stützend. Hr. H. v. Helmholtz zeigte, dass die von diesen Ladungen ausgeübten electricischen Kräfte bei weitem unter den Atomkräften überwiegen. ⁴⁾ Daher werden die Molecüle auch hauptsächlich durch die electrostatische Wirkung der + Ladung des einen und der - Ladung des anderen Bestandtheiles zusammengehalten.

Gewisse Erscheinungen lehren nun, dass diese electricischen Ladungen an verschiedenen Stellen desselben Atomes und namentlich an den Valenzstellen chemisch verschiedener Atome verschieden stark haften und ihnen je nach Umständen eine verschieden starke „Verschiebbarkeit“ zukommt; hierauf lassen sich vielleicht mit Armstrong z. B. auch die Erscheinungen der residuellen Affinität und der stabilen Molecularverbindungen zurückführen. ⁵⁾ Die Valenzladungen können sich also unter dem Einfluss von äusseren Kräften mehr oder weniger weit aus ihren Gleichgewichtslagen entfernen; dies muss bis zu einem gewissen Grade immer geschehen, wenn Atome oder zu Molecülen vereinigte Atomcomplexe in ihre gegenseitige Wirkungssphäre gerathen. Unter dem Einflusse der Wirkungen der Valenzladungen aufeinander stellt sich dann auf der freien Wegstrecke zwischen dem letzten und dem nächstfolgenden

1) Vgl. namentlich H. v. Helmholtz in der Faraday-Rede (1881). Vorträge und Reden. 2. p. 272. Braunschweig 1884.

2) F. Richarz, Sitzungsber. d. Niederrh. Ges. 12. Jan. 1891. p. 21.

3) G. Johnstone Stoney, Trans. Dubl. Soc. (2) 4. p. 563. 1891.

4) H. v. Helmholtz, l. c. p. 316.

5) Vgl. u. a. Henry E. Armstrong, Phil. Mag. (5) 25. p. 21. 1888.

Zusammenstosse der Gleichgewichtszustand zum Theil wieder her, im allgemeinen aber erst nach einer grösseren oder geringeren Zahl von „Schwingungen“.

Beim nächsten Zusammenstoss, bei dem im allgemeinen die Verschiebung noch einen gewissen von Null verschiedenen Werth hat, werden diese Schwingungen wieder neu angeregt etc.

Die Verschiebungen der Valenzladungen haben also Schwingungen derselben zur Folge. Dadurch, dass die Ladungen derselben im Molecül ihre Lage verändern, wird das geändert, was man das „electrische Moment des Molecüls“ nennen kann; denn positive und negative Ladungen werden abwechselnd in verschiedene Entfernungen von einander gebracht. Bewegen sich aber electrische Quantitäten periodisch relativ zum Aether, so rufen sie in diesem entsprechende Wellen electromagnetischer Strahlung hervor. Hierdurch ist ganz allgemein ein Zusammenhang hergestellt zwischen periodischen Vorgängen im Molecül und im Aether, auch wenn wir die electrische Auffassung zu Grunde legen.

Wir wollen zunächst zeigen, dass die durch die periodischen electrischen Molecülladungen hervorgerufenen Aetherbewegungen immer aufgefasst werden können als herrührend von einem System einfacher Hertz'scher Schwingungen.

2. *Oscillatoren von molecularen Dimensionen.* Die electrischen Polarisationszustände des Aethers gemessen durch die ihnen entsprechenden electrischen Momente an jeder Stelle des Raumes sind durch eine nach Ort und Zeit veränderliche Richtungsgrösse, durch einen Vector bestimmt¹⁾; wir können annehmen, dass auch bei den wechselnden electrischen Zuständen des Molecüls einige Richtungen vor anderen ausgezeichnet sind, auch bei ihnen sind also die electrischen Zustände durch Vektoren $ix + jy + kz$ darstellbar. Hier sind x, y, z im allgemeinen periodische Functionen der Zeit, z. B. solche, dass die betreffenden Vektoren Rotationen ausführen. Alle zu einem Molecül gehörigen Vektoren können wir zu einem einzigen $iX + jY + kZ$ zusammensetzen, welcher dann das electrische Gesamtmoment des Molecüls darstellt.

1) Vgl. H. Hertz, Wied. Ann. 40. p. 580. 1890 oder Untersuchungen p. 211. 1892.

Dieser „Molecülvector“ erfährt infolge der Valenzschwingungen periodische Aenderungen, welche namentlich bei zusammengesetzteren Molecülen sehr complicirt sind; sie hängen von der Natur der vereinigten Atome sowie der Art ihrer Verkettung, kurz der Natur der Substanz ab.

Wir beschränken unsere Betrachtungen auf die Vorgänge, die sich in dem Molecül abspielen, während es sich auf seiner freien Wegstrecke befindet; dann können wir die periodischen Veränderungen in ihm immer durch eine endliche oder unendliche Summe einzelner harmonischer Aenderungen, d. h. durch eine Fourier'sche Reihe darstellen.

Dabei lassen wir dahingestellt, ob diese Entwicklung noch convergiren würde, falls wir sie auch über die Zeit des Zusammenstosses hinaus erstrecken wollten, was eine unbegrenzte Interferenzfähigkeit der emittirten Schwingungen zur Folge haben würde. Denn dann würden wir immer aus dem zu einem sehr langen Spectrum ausgebreiteten Gesamtlichte so schmale Spectralbezirke ausblenden können, dass die erhaltenen Elemente der gesamten Strahlung homogen genug wären, immer wieder Interferenzerscheinungen zu liefern selbst bei noch so hohen Gangunterschieden. In diesem Falle würde aber der Begriff der Cohärenz der Strahlen gegenstandslos werden, und man müsste, wenn man nur genügend starke Dispersionen anwendet, auch von zwei verschiedenen Lichtquellen Interferenzerscheinungen erhalten.

Es sei $\epsilon \cdot \sin \pi t/T$ ein Glied dieser Entwicklung, welches der Periode T entspricht. Ein solches Element des Schwingungszustandes stellt sich also als Moment in der Richtung des electrischen Molecülvectors dar, welches zwischen den extremen Werthen $-\epsilon$ und $+\epsilon$ harmonisch hin- und herschwankt; es ruft eine electrische Aetherschwingung von der Periode T hervor, welche zu einer ganz bestimmten Spectrallinie Veranlassung gibt.

Ein besonders einfaches Beispiel stellt ein aus zwei entgegengesetzt geladenen Atomen bestehendes Molecül, z. B. das Molecül (CH) dar. Nach der hier vorgetragenen Anschauung
 $\begin{array}{c} - \\ + \end{array}$
 strahlt dasselbe, weil sich die in ihm enthaltenen Valenzladungen $+e$ und $-e$ periodisch verschieben. Dass es über-

haupt strahlt, zeigen die Versuche über die strahlende Wärme der Gase, wenn es auch bis jetzt noch nicht gelungen zu sein scheint, lediglich durch Temperaturerhöhung ein unzersetztes Gas zum Aussenden von Lichtstrahlen zu bringen.¹⁾

In dem Momente ϵ ist also der eine Factor die Ladung e , der andere ist die maximale Entfernung, welche die beiden Ladungen bei der Schwingung von einander annehmen können. Eine obere Grenze hierfür ist offenbar der Molecüldurchmesser, definirt als Durchmesser der Wirkungssphäre des Molecüls. Setzen wir also $\epsilon = ed$, so erhalten wir einen oberen Grenzwert für das Moment.

Im allgemeinen ist $\epsilon = k.ed$, wo k ein Factor kleiner als 1 ist, dessen Werth davon abhängt, wie sich die Verschiebungen auf dem Molecül vertheilen; setzen wir ihn $= 1$, so erhalten wir den oberen Grenzwert; bei Berechnung der Grössenordnung der hier auftretenden Grössen können wir dies offenbar immer thun, da dieselbe hierdurch nicht wesentlich geändert wird. Unter dieser Voraussetzung kommen wir dann zu folgendem einfachen Bilde des electrischen Vorganges im Molecül.

Wir haben ein Gebilde von molecularen Dimensionen, auf dem sich die Electricitätsmengen $+e$ und $-e$ so nach dem Gesetze $\sin \pi t/T$ hin- und herbewegen, dass sie abwechselnd zusammenliegen und sich in ihrer Wirkung nach aussen vollkommen aufheben, sich dann von einander entfernen und im Maximum die Enden der Strecke d bis zu $+e$ resp. $-e$ laden etc., kurz, wir haben einen electrischen Doppel-

1) Nach Salet leuchtet Joddampf, wenn er erhitzt wird und gibt ein Emissionsspectrum, welches genau dem Absorptionsspectrum entspricht (Salet, Spectroskopie p. 373, Paris 1888). Wenn man auch hier die mit steigender Temperatur sich vollziehende Dissociation des Joddampfes als Ursache der Lichtemission heranziehen könnte, so zeigt doch die Wärmestrahlung der Gase, dass jedenfalls kein principieller Grund dagegen spricht, dass nicht gelegentlich die Temperaturerhöhung so weit getrieben werden kann, dass auch Strahlen kürzerer Perioden in genügender Menge ausgestrahlt werden. Den Schluss, den Hr. E. Pringsheim aus seinen schönen Versuchen zieht (Wied. Ann. 45. p. 428. 1892): „Die Annahme, dass leuchtende Gase durch blosse Temperaturerhöhung leuchten können, ist eine weder aus experimentellen, noch aus theoretischen Gründen nothwendige Hypothese“, scheint mir daher in dieser Allgemeinheit etwas zu weitgehend.

punkt, dessen Moment $ed \sin \pi t/T$ mit der Periode T zwischen den extremen Werthen $+ed$ und $-ed$ harmonisch hin- und herschwankt. Hr. H. Hertz hat nachgewiesen, dass eine Electricitätsbewegung, wie die hier geschilderte, den allgemeinen Feldgleichungen der Maxwell'schen Theorie genügt und hat die Vertheilung der electrischen und magnetischen Kräfte in der Umgebung einer solchen „geradlinigen electrischen Schwingung“ untersucht. Experimentell können wir den Vorgang im grossen durch einen Oscillator nachahmen, wie er in den verschiedensten Formen neuerdings so vielfach zur Erzeugung und zum Studium electromagnetischer Wellen, deren Länge nach Metern misst, verwendet wird.

Statt mit einem Oscillator kann man das Molecül auch mit einem polarisirten Theilchen vergleichen, an dessen um die Strecke d entfernte Enden abwechselnd die Electricitätsmengen $+e$ und $-e$ verschoben werden. Diese Vorstellung legt Hr. H. v. Helmholtz seinen Betrachtungen zu Grunde.¹⁾

Hr. Hertz hat gezeigt, dass die Energie, welche bei einer solchen electrischen Schwingung auf den umgebenden Aether übertragen wird und als Welle fortwandert, für jede Halbschwingung gleich ist

$$(1) \quad \pi^4 e^2 d^2 / 3 \lambda^3,$$

wo λ die Länge der entsprechenden Welle ist. Unter Halbperiode ist hier die Zeit von einer maximalen Elongation bis zur nächsten zu verstehen.

Da e nur im Quadrat vorkommt, so macht es keinen Unterschied, wenn bei dem Molecül $+e$ immer nach der einen $-e$ nach der anderen verschoben wird, bei dem Oscillator dagegen dasselbe Ende abwechselnd mit $+e$ und $-e$ geladen erscheint.

Bei einem einzelnen Atom kann man ebensogut von Valenzschwingungen sprechen; da es nur *eine* Ladung von bestimmtem Vorzeichen hat, so ist es etwa mit einem Hertz'schen Oscillator zu vergleichen, dessen eine Seite zur Erde abgeleitet ist. Schwankt z. B. die Ladung $+e$ von einem Ende eines Durchmessers zum anderen und zurück, so wäre das Atom unter besonders einfachen Verhältnissen einem Oscillator zu vergleichen, dessen

1) H. v. Helmholtz, Wied. Ann. 48. p. 391 u. 392.

Enden abwechselnd bis zur Höhe $+\frac{1}{2}e$ und $-\frac{1}{2}e$ geladen werden. Hier würde der oben (p. 655) eingeführte Factor k , also selbst in dem Falle $=\frac{1}{2}$ zu setzen sein, wo die Schwingung sich über den ganzen Durchmesser erstrecken würde. Bei dem weiter unten zu behandelnden Beispiele des leuchtenden Natriumatoms, welches diesem Specialfalle schon ziemlich nahe kommen dürfte, setzen wir aber k ebenfalls gleich 1, da es uns hier nur auf Festhaltung der Grössenordnung ankommt.

3. *Numerische Controlle; Berechnung der Valenzladungen aus Strahlungserscheinungen.* Wir werden weiter unten sehen, wie die hier gegebene Auffassung der molecularen Leuchtbewegungen als Hertz'sche electrische Schwingungen eines sehr kleinen Oscillators qualitativ eine Reihe optischer Erscheinungen ungezwungen erklären lässt. Zunächst möchte ich aber zeigen, dass auch in quantitativer Hinsicht diese Auffassung den Thatsachen genügt. Eine Controlle unserer Annahme besteht offenbar darin, dass wir aus gemessenen Werthen der Strahlung mit Hilfe des aus der kinetischen Gastheorie wenigstens der Grössenordnung nach bekannten Moleculardurchmessers nach der Hertz'schen Strahlungsformel (1) die schwingende Electricitätsmenge e berechnen; wir müssen dabei auf eine Zahl geführt werden, welche der Grössenordnung nach mit den aus der Electrolyse gewonnenen, oben p. 657 angeführten Werthen übereinstimmt, aber kleiner als diese ist. Denn da in die Strahlungsformel eine Potenz des Productes von e und d eingeht, so muss e zu klein gefunden werden, wenn wir d zu gross annehmen. Nun ist der Durchmesser der Wirkungssphäre d , wie erwähnt, nur der obere Grenzwert für die Valenzverschiebungen; berechnen wir also e aus der gegebenen Strahlung unter Einführung dieses oberen Grenzwertes für die Valenzverschiebungen, so müssen wir kleinere Werthe, als die Electrolyse gibt, erhalten.

Eine solche Rechnung bei dem Beispiele eines in der Bunsenflamme verdampften Natriumsalzes wirklich durchzuführen, gestatten die von Hrn. E. Wiedemann für die bei diesem Leuchtprocess auftretende Strahlung bestimmten absoluten Werthe. Da wir sowohl hier wie weiter unten eine Reihe von Begriffen und Formeln brauchen, welche derselbe

für die „Mechanik des Leuchtens“ aufgestellt hat ¹⁾, möchte ich dieselben hier kurz recapituliren: Die Strahlungsintensität i für eine gewisse Wellenlänge hängt ab a) von der Energiezufuhr, welche die die Strahlung bedingenden intramolecularen Bewegungen erfährt, z. B. beim Zusammenstosse aus dem Energievorrathe der translatorischen, d. h. der Wärmebewegungen des Körpers, b) von der Schnelligkeit, mit welcher diese intramolecularen Bewegungen abklingen, in der Weise, dass

$$(2) \quad i = \frac{1}{b} (\varphi - C e^{-bt})$$

ist, wenn φ das Verhältniss der durch die Energiezufuhr bedingten Intensitätsänderung zu dem Zeitelement dt ist, in dem sie sich vollzieht, b die für die „Abklingung“ maassgebende Constante, offenbar der reciproke Werth der Zeit, in welcher die Einheit der Intensität abgegeben wird, wenn der strahlende Körper auf der Intensität Eins erhalten wird. Unter Intensität der Strahlung ist hier die Energiemenge E verstanden, welche die von den Körpermoleculen ausgehenden Lichtschwingungen mit sich führen, ebenso unter Intensität der Leuchtbewegungen ihre Energie.

Für b findet Hr. E. Wiedemann nach verschiedenen Methoden 10^8 oder Zahlen, die doch etwa in dieser Grössenordnung liegen (l. c. p. 233 ff.). Wenn man von der Erneuerung der intramolecularen Bewegungsenergie absieht und sein Augenmerk nur auf die Umwandlung derselben in Strahlung richtet, also $\varphi = 0$ setzt, so erhält man aus (2) für das „sich selbst überlassene Molecül“

$$(3) \quad E = E_0 e^{-bt},$$

wo E_0 den Anfangswerth der intramolecularen Energie bezeichnet und die Zeit von dem Momente an gerechnet ist, in dem man die Energiezufuhr als abgeschnitten betrachtet. Die Energieabgabe ist wesentlich durch die Constante b bestimmt; dieselbe erscheint hier als das Reciproke der Zeit, in der der anfangs vorhandene intramoleculare auf Strahlung verwendete Energievorrath auf seinen e ten Theil herabgesunken ist.

Endlich wird ein wichtiger Begriff erhalten, wenn man nach dem Betrage des in einem Molecül überhaupt in Strah-

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. **37**. p. 177. 1889.

lung verwandelbaren Energievorrathes fragt. Hr. E. Wiedemann hat diesen Betrag den „Leuchtenergieinhalt L “ genannt. Wir erhalten ihn, wenn wir die gesammte Strahlung addiren, welche von dem Molecül ausgeht, wenn es ohne Neuzufuhr von Energie aus seinem augenblicklichen Schwingungszustand sich selbst überlassen, allmählich in den der Ruhe übergeht; nach unendlich langer Zeit muss sich das vollzogen haben und wir erhalten:

$$(4) \quad L = \int_0^{\infty} E_0 e^{-bt} dt = \frac{E_0}{b}.$$

Auch diese Grössen hat Hr. E. Wiedemann für verschiedene Fälle numerisch in absolutem Maasse bestimmt. So wurde für Natrium $L = 3,2 \cdot 10^{-5}$ Grammc calorien oder in Ergs umgerechnet: $L = 1,34 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$ gefunden.

Wir wollen nun mit Hülfe dieser Zahlen die oben ange deutete Rechnung für das Natrium durchführen und zwar nach zwei verschiedenen Methoden, von denen die eine eine Schätzung der oberen Grenze der Interferenzfähigkeit des gelben Natriumlichtes benutzt, die andere dagegen nur Zahlen einführt, welche durch directe Messungen erhalten worden sind:

a) Wir bringen Na Cl in die Flamme eines Bunsenbrenners. Die während jeder halben Schwingung von jedem einzelnen Molecül nach allen Seiten hin ausgestrahlte Energiemenge ist nach Formel (1) p. 656:

$$\pi^4 e^2 d^2 / (3 \lambda^3) \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2},$$

und die von einem Gramm ausgestrahlte Menge

$$S = \pi^4 N e^2 d^2 / (3 \lambda^3) \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2},$$

wenn N die Zahl der Molecüle in der Gewichtseinheit bedeutet.

Das Licht der gelben Natriumlinien ist noch interferenzfähig bei Gangunterschieden von 200 000 Wellenlängen. Nach ebenso vielen Schwingungen muss die Energie der Oscillationen zahlreicher Molecüle des leuchtenden Natriumdampfes noch einen solchen Betrag haben, dass sie mit den um 200 000 Perioden früher ausgegangenen Strahlen noch deutliche Interferenzerscheinungen hervorrufen können. Nehmen wir also mit Hrn. E. Wiedemann an, dass nach 400 000 halben Schwingungen

die Energie nur auf die Hälfte ihres ursprünglichen Werthes herabgesunken sei, so ist

$$(5) \quad 4 \cdot 10^5 S = \frac{1}{2} L,$$

wo L , der Leuchtenergieinhalt pro Gramm Natrium am Anfang der genannten Zeit gleich $1,34 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$ ist. Mit Rücksicht auf die Gleichung (5) ergibt sich hieraus $S = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}$. Nun ist $N = 6 \cdot 10^{20}$ (vgl. E. Wiedemann l. c. p. 213, wo das Gewicht des Natriumatoms zu $1,7 \cdot 10^{-21} \text{ g}$ angegeben ist), $d = 10^{-8} \text{ cm}$ und $\lambda = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, folglich

$$e = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Die Electrolyse gibt (vgl. p. 652)

$$e = 12,9 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

also in der That einen etwas grösseren, aber in der Grössenordnung noch vollkommen mit dem Unserigen übereinstimmenden Werth. Die hier durchgeführte, schon in der früheren Arbeit mitgetheilte, Rechnung benutzt eine Annahme über die obere Grenze der Interferenzfähigkeit des Natriumlichtes, welche einigermaassen hypothetisch erscheinen kann mit Rücksicht darauf, dass diese Grenze experimentell äusserst schwierig festzustellen ist; auch theoretisch ist die Frage noch als offen betrachtet worden, ob man bei immer weiter gesteigerter Dispersion des die Schwingungen auseinanderlegenden Apparates die Gangunterschiede bei hohen Interferenzen nicht immer weiter werde treiben können (vgl. w. o. p. 654). Ausserdem wurde d während der hier betrachteten Zeit, die zur Ausstrahlung nothwendig ist, constant gesetzt, was in erster Annäherung zur Berechnung der Grössenordnung als erlaubt gelten kann, da ja die Einführung von d überhaupt nur einen oberen Grenzwert zu berechnen gestattet. Streng gültig ist aber diese Annahme nicht. Es war daher wünschenswerth, die Rechnung noch auf einem ganz anderen Wege und auf gänzlich einwurfsfreien Grundlagen zu wiederholen. Das Mittel hierfür gibt die von Hrn. E. Wiedemann für den „Leuchtenergieinhalt L “ abgeleitete Formel (4), die weiter unten auch vom Standpunkte der electromagnetischen Lichttheorie abgeleitet werden wird.

b) Nach Formel (4) ist $L = E_0/b$, d. h. der gesammte

in einem Molecül oder Atom zu irgend einer Zeit vorhandene und während der ungestörten Bewegung derselben als Strahlung erscheinende Betrag an Energie ist proportional der anfänglichen Strahlungsintensität und umgekehrt proportional der Abklingungsconstante b , welche die Dimension einer reciproken Zeit hat. Hierbei ist unter E_0 diejenige Energiemenge zu verstehen, welche in einer Secunde ausgestrahlt werden würde, wenn die Leuchtbewegungen durch irgend welches Mittel in derjenigen Intensität erhalten werden könnten, welche sie im Anfange des Strahlungsvorganges besaßen. Im Anfange des Processes ist die Strahlungsintensität eines Grammes Natriumdampfes gleich S ; da das Natriumatom insofern, als es zur Entstehung der von uns hier allein in Betracht gezogenen gelben Linie Veranlassung gibt, 10^{15} halbe Schwingungen in der Secunde ausführt, so ist bei uns $E_0 = 10^{15} S$. Wir haben also

$$e^2 \frac{10^{15} \pi^4 N d^2}{3 \lambda^3 \cdot b} \text{ cm}^3 \text{ g sec}^{-2} \frac{\text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^2}{\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}} = L \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-2}.$$

Setzen wir die oben angeführten Zahlen ein, so erhalten wir

$$e = 0,15 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1},$$

also einen Werth, der in der Grössenordnung mit dem vorigen übereinstimmt; der Sinn der Abweichung von dem aus der Electrolyse gewonnenen Werthe ist ebenfalls richtig; wir werden zu einem kleineren Werthe geführt, wie zu erwarten war.

Wir haben für b hierbei den Werth 10^8 zu Grunde gelegt; nach Hrn. E. Wiedemann ist $b < 10^9$ und $> 10^7$ (l. c. p. 234); eine geringe Unsicherheit in diesem Werthe macht nicht viel aus, da e im Quadrat in der Abklingungsformel auftritt. Aus diesen Berechnungen folgt also: *Mag man die Strahlungserscheinungen auf elastische Kräfte zurückführen, wo dann die materiellen Theile der Molecüle und Atome periodische Bewegungen ausführen, oder mag man sie auf electrische Kräfte zurückführen, wo dann die mit den Atomen verbundenen electrischen Valenzladungen das sich Bewegende sind, immer wird man auf dieselbe Grössenordnung der hierbei beteiligten Factoren geführt, sodass die electromagnetische Lichttheorie im Stande ist, nicht nur in qualitativer, sondern auch in*

*quantitativer Beziehung vollkommen von den Erscheinungen der Mechanik des Leuchtens Rechenschaft zu geben.*¹⁾

4. *Electrische und mechanische Auffassung der Leuchterscheinungen.* Der Grund dafür, dass wir die hier angedeutete electrische Auffassung der Leuchtprocesse an Stelle der gewöhnlichen mechanischen setzen können, ohne mit der Grössenordnung der in Frage kommenden Factoren in Widerspruch zu gerathen, liegt in der Grössenordnung der hierzu erforderlichen Electricitätsmengen einerseits und der bei den Leuchtprocessen betheiligten Massen andererseits. Hr. E. Wiedemann hat nachgewiesen, dass es bei den Leuchtprocessen nicht Schwingungen in den Aetherhüllen der Molecüle und Atome sein können, welche wir als Sitz der Energie, welche allmählich bei dem Strahlungsvorgang in den umgebenden Raum übergeht, betrachten dürfen, weil die bewegten Massen des Aethers viel zu klein ausfallen würden, um die Grösse der thatsächlich in der Energie der Strahlung wiedergefundenen kinetischen Energie zu erklären. Er zeigte, dass das Schwingende vielmehr von der Grössenordnung desjenigen Factors sein müsste, der als Masse in den Bewegungsgleichungen auftritt, dass es also in der Sprache der elastisch-mechanischen Optik die materiellen Molecüle selbst sein müssten, welche sich deformiren und durch ihre Schwingungen, als primäre secundär zu den Lichtschwingungen des umgebenden Aethers Veranlassung geben. Im Sinne der hier ausgeführten Uebertragung der Ergebnisse der electromagnetischen Lichttheorie auf die einzelnen Molecüle sind oscillirende Ladungen mit freier Electricität das Schwingende. Dass wir hierbei nur verhältnissmässig kleine Ladungen brauchen,

1) In einem am 21. März 1890 in der Royal Institution gehaltenen Vortrage über electromagnetische Strahlung gibt Hr. G. F. Fitzgerald (p. 5 u. vgl. auch Beibl. 17. p. 359. 1893) an, dass „die mögliche strahlende Kraft eines Atoms, wenn wir sie in der Voraussetzung berechnen, dass die Atomladung längs des Atomdurchmessers oscillire, billionenmal grösser sein kann, als Hr. E. Wiedemann für die Strahlung eines Natriumatoms im Bunsenbrenner gefunden hat.“ Leider fehlt jede nähere Angabe, sowohl über die Voraussetzungen, die sonst dieser Rechnung zu Grunde gelegt sind, als auch über diese selbst, sodass ein Vergleich mit der hier durchgeführten Berechnung, die auf keine derartigen Widersprüche führt, unmöglich ist.

deren Grösse mit anderen Erscheinungen z. B. denen der Electrolyse im Einklang steht, hat darin seinen Grund, dass für die hier in Frage kommenden Erscheinungen sehr kleine Electricitätsmengen schon grossen ponderablen Massen äquivalent sind, gerade so, wie die electrostatische Wirkung der Valenzladungen der gravitirenden Wirkung von ponderablen Massen aufeinander entspricht, die viele mal grösser sind als die materiellen Träger der Valenzladungen selbst.¹⁾

Diese electrische Auffassung der Leuchterscheinungen hat vor der gewöhnlichen viele nicht unwesentliche Vortheile. Wir entgehen bei ihr z. B. einer Reihe von Schwierigkeiten, welche bei der elastischen Optik auftreten. Zunächst ist es schwierig, sich vorzustellen, dass das Atom, welches allen chemischen Eingriffen widersteht, gleichzeitig einen solchen Grad von Elasticität haben soll, dass es den häufig sehr verwickelten Schwingungscomplex liefern kann, der uns in dem Spectrum entgegentritt. Diese Schwierigkeit ist besonders gross bei den Metallen, die fast alle sehr complicirte und linienreiche Spectra liefern, und von denen sich andererseits nachweisen lässt, dass sie im Dampfzustande wohl alle in ihre einzelnen Atome zerfallen sind, wie dies für Hg und Cd schon länger bekannt war.

Ferner würde, worauf u. a. Lord Kelvin (Sir W. Thomson) hinweist, bei Atomen von so grosser Elasticität, dass wir ihren elastischen Deformationen die Spectra zuschreiben könnten, sehr bald die ganze translatorische Energie eines Gases in oscillatorische Energie der Molecüle, und zwar von immer höherer Schwingungszahl umgewandelt werden.²⁾

5. *Grundgleichungen der Mechanik des Leuchtens vom Standpunkte der electromagnetischen Lichttheorie aus.* Wir wollen nun untersuchen, welche Bedeutung die oben definirten, die Leuchtprocesse bestimmenden Grössen, also namentlich die Abklingungsconstante b , in der electrischen Theorie haben und wie sich auch hier die Grundgleichungen der Mechanik des Leuchtens (p. 658) ergeben.

1) Vgl. H. v. Helmholtz, Vorträge und Reden 2. p. 316.

2) Sir William Thomson, Constitution of matter, p. 231. Nature Series. London 1889.

Die Hertz'sche Theorie gibt unmittelbar für eine sich selbst überlassene electrische Kraftcomponente X die Gleichung

$$(6) \quad \varepsilon \frac{dX}{dt} = -4\pi\lambda X. {}^1)$$

Hier ist ε eine reine Zahl, die dielectricische Polarisirbarkeit des Mediums charakterisirend, und λ „die specifische electrostatisch gemessene Leitfähigkeit des Körpers“, von der Dimension einer reciproken Zeit. Aus (6) folgt unmittelbar

$$(7a) \quad X = X_0 e^{-\frac{4\pi\lambda}{\varepsilon}t};$$

führen wir statt der Kräfte die ihnen proportionalen Polarisationen ²⁾ ein, so erhalten wir

$$(7b) \quad \mathfrak{X} = \mathfrak{X}_0 e^{-\frac{4\pi\lambda}{\varepsilon}t},$$

Relationen, die unmittelbar mit der Gleichung (3) p. 658 vergleichbar sind. Dort waren E_0 und E die zur Zeit $t=0$ und $t=t$ im Molecül vorhandenen in Strahlung umwandelbaren Energiemengen der elastischen Deformationen, hier stehen die die Lage der Valenzladungen bestimmenden Kräfte zur Zeit $t=0$ und $t=t$, bez. die Momente der dielectricischen Polarisationen der leuchtenden Theilchen in demselben Zusammenhange. An Stelle der Abklingungsconstante b ist hier der Ausdruck $4\pi\lambda/\varepsilon$ getreten; dies ist das Reciproke der Zeit, in der die sich selbst überlassene Kraft auf den ε ten Theil ihres Anfangswerthes herabsinkt, die sog. „Relaxationszeit“.

Auch bei der älteren, Maxwell'schen Fassung der Theorie, wo die Vorgänge der dielectricischen Polarisation und der electrischen Leitung zunächst gesondert zum Ausdruck gebracht werden, und die gesammte electrische Bewegung dann durch Superposition beider erhalten wird, gelangt man zu denselben Beziehungen:

Bei der absoluten Nulltemperatur liegen alle Valenzladungen in ihren Gleichgewichtslagen fest. Steigt die Temperatur, so entsteht Bewegung der einzelnen Ladungen gegeneinander, sie werden aus ihren Gleichgewichtslagen gestossen, Verschiebungen der Valenzladungen treten ein. Es sei $\mathfrak{D}$ der

1) Hertz, Wied. Ann. 40. p. 587. 1890 und Untersuch. p. 218.

2) Hertz, Wied. Ann. 40. p. 592 bez. Untersuch. p. 223.

Vector dieser Verschiebungen mit den von Ort zu Ort variablen Componenten f, g, h . Die Valenzladungen üben Kräfte aufeinander aus; die Componenten f, g, h sind in der Maxwell'schen Theorie mit den Componenten P, Q, R der electrischen Gesamtkraft durch die Gleichungen:

$$(8) \quad f = \frac{K}{4\pi} P, \quad g = \frac{K}{4\pi} Q, \quad h = \frac{K}{4\pi} R$$

verbunden (K Dielectricitätsconstante). Für die in Strahlung umwandelbare electrische innere Energie kommen nur die in jedem Augenblick vorhandenen Verschiebungen der Valenzladungen gegen einander in Betracht. Dem E der elastischen Auffassung in Formel (3) entspricht hier also die Raumvariation des Vectors $\mathfrak{D}$, d. h.

$$(9) \quad H = -S(\nabla \mathfrak{D}),$$

wo ∇ die Vektorenoperation

$$i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$$

bezeichnet.¹⁾ Dies ist nichts anderes als des Ausdruck

$$(9a) \quad H = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z},$$

d. h. die „wahre räumliche Dichte der Electricität“.

Zu demselben Resultate gelangt man auch, wenn man von vornherein von dem specielleren Bilde eines dielectrisch polarisirten kleinsten Theilchens ausgeht, wie es z. B. H. v. Helmholtz in der oben citirten Arbeit p. 391 (vgl. p. 656) thut.

Es erübrigt nur noch, zu zeigen, dass für diese Grösse auch aus der Maxwell'schen Theorie eine analoge Gleichung wie (3) folgt. Für die Electricitätsbewegung gibt die Theorie ganz allgemein

$$u = CP + K/4\pi \cdot dP/dt, \quad v = CQ + K/4\pi \cdot dQ/dt, \\ w = CR + K/4\pi \cdot dR/dt,$$

wo C die Leitfähigkeit ist. Da die Componenten u, v, w der Continuitätsgleichung $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0$ genügen müssen, so erhalten wir durch Differentiiren und Addiren mit Rücksicht auf (8)

1) Maxwell, Treatise 2. § 619. p. 240 d. 2. Ausgabe 1881.

$$0 = 4\pi C/K(\partial f/\partial x + \partial g/\partial y + \partial h/\partial z) + d/dt(\partial f/\partial x + \partial g/\partial y + \partial h/\partial z),$$

oder mit Rücksicht auf die Bedeutung der Klammerausdrücke nach (9a):

$$(10a) \quad H = H_0 e^{-\frac{4\pi C}{K} t}$$

und den Leuchtenergieinhalt wie oben:

$$L = H_0/b, \quad b = 4\pi C/K;$$

b ist also wieder gleich der Relaxationszeit. Es entsprechen sich also die Begriffe: Strahlungsintensität oder Energie der Leuchtbewegungen E der alten Theorie und durch dielectriche Polarisisation pro Volumeneinheit verschobene Electricitätsmenge H oder „wahre Electricität“ oder Moment der dielectriche Polarisisation pro Volumeneinheit (vgl. auch Tumliarz, Electromagnetische Lichttheorie p. 9. 1883) der neuen, sowie Abklingungsconstante und Relaxationszeit.

Die electriche Theorie der Leuchterscheinungen führt hiernach zugleich zu bemerkenswerthen, einfachen Relationen zwischen den das Leuchten bestimmenden Grössen und den electriche Constanten. Freilich beziehen diese sich zunächst auf das Molecül und sind so den gewöhnlichen Messmethoden nicht direct zugänglich. Aber es bietet sich hier umgekehrt ein Weg dar aus den so vollkommen studirten optischen Erscheinungen auf die noch unbekannten electriche Eigenschaften der kleinsten Theile der Körper zurückzuschliessen. Dabei müssen den Grössen C und K diejenigen Werthe gegeben werden, die sie in der erweiterten Maxwell'schen Theorie¹⁾ haben, denn unsere Formeln gelten, wie oben schon gesagt, zunächst nur für eine bestimmte Schwingungszahl.

Zum Schluss möchte ich mir noch erlauben, über Anwendungen der hier entwickelten Anschauungen einiges anzudeuten.

6. *Anwendung auf die Luminescenztheorie.* Regen wir die electriche Schwingungen primär an, indem wir z. B. über die Molecüle eines verdünnten Gases in einer Geissler'schen Röhre

1) Vgl. die Arbeiten von Goldhammer u. H. Ebert, Wied. Ann. 47. p. 93. 1892, und 48. p. 1. 1893.

electrische Entladungen hingehen lassen¹⁾, so können wir die oscillatorische Energie und damit die Energie der abgegebenen Strahlung erheblich über die Grösse hinaus steigern, welche sie nach Maassgabe der translatorischen Energie, d. h. der Temperatur des Gases haben könnte²⁾; für alle Fälle, wo dieses der Fall ist, hat Hr. E. Wiedemann die zweckmässige Bezeichnung eingeführt: „die Molecüle luminesciren“. Da nach der electromagnetischen Lichttheorie das Licht selbst nur aus Wellen electrischer und magnetischer Kräfte besteht, so können wir „Luminescenz“ auch durch Belichtung erzeugen; falls die dabei erregten, das normale Maass überschreitenden Oscillationen im Molecül selbst oder bei den Zusammenstössen nicht zu schnell gedämpft werden, erhalten wir die Erscheinungen der „Photoluminescenz“, d. h. der Fluorescenz im weitesten Sinne des Wortes.³⁾

Viel heftiger als durch den Zusammenprall der Molecüle müssen die Valenzladungen erschüttert werden, wenn man den Bau des Molecüls durch chemische Einwirkungen vollkommen zerstört und unter der Wirkung chemischer Affinitäten neue Molecüle entstehen lässt. Werden Salzmolecüle, etwa die des NaCl unter dem Einfluss von Reductionsmitteln zerstört, indem man z. B. die Salzmolecüle in eine Bunsenflamme einführt, in der dann der in dieser enthaltene H reducirend wirkt, so werden hierbei Valenzschwingungen von solcher Amplitude erregt, dass auch die sehr hohen Oberschwingungen, die den Lichtschwingungen entsprechen, hinreichend kräftig sind, um die den Metallen eigenthümlichen Spectra zu ergeben bei Temperaturen, bei denen sonst noch kein Leuchten eintritt.⁴⁾

1) Vgl. hierzu die Theorie von Hrn. E. Wiedemann, Wied. Ann. 10. p. 245. 1880, und 20. p. 788. 1883; ferner E. Wiedemann und H. Ebert, Sitzungsber. der Physik.-Med. Soc. zu Erlangen 1892 u. 1893.

2) E. Wiedemann, Wied. Ann. 6. p. 298. 1879.

3) Die Fälle der Balmain'schen Leuchtfarbe, die man gewöhnlich als Typus für die „Phosphorescenz“ als einer nur graduell verschiedenen „Fluorescenz“ anführt, gehören nicht hierher, da es nach den Untersuchungen von Hrn. E. Wiedemann wohl chemische, durch die Belichtung hervorgerufene Umsetzungen sind, welche die Energie für das Nachleuchten liefern (Wied. Ann. 37. p. 222. 1889).

4) Schon früher hat Hr. E. Wiedemann das Leuchten der an ultravioletten Strahlen so reichen und doch verhältnissmässig so kühlen

Bei dieser Erregung von Valenzschwingungen von viel grösseren Amplituden, als der mittleren translatorischen Moleculargeschwindigkeit entspricht, durch chemische Einwirkungen (Chemiluminescenz) spielt die von H. v. Helmholtz aus Betrachtungen der Arbeitsleistungen bei der Electrolyse erschlossene Eigenschaft der Atome eine Hauptrolle, dass die Elementarquanta der Electricität $+e$ und $-e$ von den verschiedenen Atomen verschieden stark angezogen werden; Wasserstoff und die Metalle üben eine grössere Anziehung auf die $+e$, als auf die $-e$ aus; umgekehrt ziehen Sauerstoff und die Halogene die $-e$ stärker an und zwischen diesen sind wieder die Anziehungen verschieden.

7. *Anwendungen auf die geometrische Optik.* Betrachten wir die Lichtschwingungen als herrührend von molecularen Electricitätsbewegungen, die nach der Art der Bewegungen in einem Hertz'schen Oscillator verlaufen, so können wir hier die von Hrn. Hertz für diesen Fall entwickelten Formeln zur Anwendung bringen.¹⁾

Da wir uns bei allen optischen Untersuchungen in Entfernungen vom leuchtenden Molecül befinden, die sehr gross gegenüber den Dimensionen der Molecüle selbst sind, so können wir höhere Potenzen des reciproken Abstandes r von ihnen gegen die erste vernachlässigen. Sind die Componenten der electricischen Kraft Z und R , die der magnetischen P und N , so gelten für die durch r und ϑ (Poldistanz) bestimmten Raumpunkte die Formeln:

$$(11) \quad \begin{cases} Z = -e d \pi^2 / \lambda^2 \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin^2 \vartheta / r \\ R = e d \pi^2 / \lambda^2 \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin \vartheta \cos \vartheta / r \\ P = A e d \pi^2 / (\lambda T) \cdot \sin(r/\lambda - t/T) \pi \sin \vartheta / r \\ N = 0, \end{cases}$$

Flammen des Alkohols oder des Bunsenbrenners auf Chemi Luminescenz zurückgeführt, und zwar auch für den Fall, dass Natrium in der Bunsenflamme leuchtet (Wied. Ann. 37. p. 182 und 215. 1889). Vgl. auch die Arbeiten von H. Ebert „Ueber das Leuchten der Flammen“ (Sitzungsber. der Physik.-Med. Soc. zu Erlangen. 21. p. 6. 1889; „Ueber das Wesen der Flammenstrahlung“ (Eder's Jahrb. f. Photogr. u. Reprod. techn. 5. p. 592. 1891, und E. Pringsheim, Wied. Ann. 45. p. 428. 1892.

1) H. Hertz, Wied. Ann. 36. p. 1. 1888 oder Untersuchungen p. 147.

wo λ die Wellenlänge, A die reciproke Lichtgeschwindigkeit ist. Die resultirende electrische Gesamtkraft ist

$$(12) \quad e d \pi^2 \sin(r/\lambda - t/T) \pi \cdot \sin \vartheta / r \lambda^2;$$

sie steht senkrecht zum Radiusvector r .

Schon aus der Form dieses Kraftgesetzes ergeben sich ganz allgemein bei seiner Anwendung auf Molecülschwingungen unmittelbar einige wichtige Consequenzen:

α) Die Ausbreitung der Wirkung erfolgt als reine Transversalwelle; die in die Richtung von r fallende longitudinale Componente, deren Auftreten in der elastischen Optik so grosse Schwierigkeiten macht und zur Einführung von Nebenhypothesen nöthigt, erscheint hier überhaupt nicht. Hierdurch zeichnet sich die electromagnetische Theorie wesentlich vor der elastischen, ganz abgesehen von der hier gegebenen specielleren Fassung aus, und es kann die Frage aufgeworfen werden, worin es ganz allgemein begründet liegt, dass bei dem Gleichungssystem der electromagnetischen Lichttheorie die Frage bezüglich der Longitudinalwelle überhaupt gar nicht auftritt. Da sie nicht erst a posteriori durch besondere ad hoc gemachte Nebennahmen entfernt zu werden braucht, so muss der Grund ein tiefer liegender sein. Derselbe scheint mir auf Folgendem zu beruhen: Lord Kelvin hat gezeigt, dass ein „rotationeller“, d. h. von Wirbelfäden erfüllter Aether, der sich im übrigen ganz wie eine incompressible Flüssigkeit verhält, sich periodisch wirkenden Kräften gegenüber ganz so wie ein elastischer *fester* Körper verhält, d. h. nur Transversalwellen zu Stande kommen lässt.¹⁾ Setzt man also voraus, dass der Aether mit in sich zurücklaufenden, d. h. mit „cyklischen Bewegungen“ im Sinne des Hrn. H. v. Helmholtz erfüllt ist, so erhält er die Eigenschaft, nur transversale Lichtwellen fortzupflanzen („gyrostatischer Aether“). Nun ist aber die ganze Maxwell'sche Feldtheorie und somit auch die Hertz'sche, welche aus dieser durch rein formale Operationen folgt, auf der Voraussetzung begründet, dass den electrischen Erscheinungen irgendwelche „cyklisch“ in sich zurücklaufende Bewegungen im Aether zu

1) Sir W. Thomson, Phil. Mag. (5) 24. p. 342. 1887; vgl. auch G. F. Fitzgerald, Nature 40. p. 32. 1889 u. Royal Institut. 21. März 1890. p. 8.

Gründe liegen.¹⁾ In dem allgemeinen mechanischen Typus der zu Grunde gelegten Bewegungen, nämlich des „cyklischen“ (H. v. Helmholtz) oder des „gyrostatischen“ (Lord Kelvin) liegt die Ursache des Nichtauftretens der störenden Longitudinalwelle.

Dass auch der „quasielastische“ Aether bei dem die Deformationsarbeit nicht wie bei den gewöhnlichen elastischen Körpern durch Volumendilatationen und die Scheerungen (Axenwinkeländerungen), sondern durch die Verdrehungen bestimmt ist, zu diesem Typus gehört, ist leicht zu erkennen. Jede (Cykel-)Kreis-Bewegung setzt einer einfachen Translation keinen Widerstand entgegen, wohl aber einer Drehbewegung. Um also ein Volumenelement, welches mit solchen gyrostatischen Bewegungen erfüllt ist, zu drehen, muss eine Arbeit geleistet werden; dieselbe wird durch das Quadrat der herbeigeführten Drehung gemessen. Diese Quasielasticität wird also auch hier durch die cyklische Natur der zu Grunde liegenden Bewegungen bedingt. Daher gelangt man zu den Maxwell'schen Gleichungen, wenn man von diesem quasielastischen Aether ausgeht, wie durch die Untersuchungen von Lord Kelvin²⁾ und der Hrn. A. Sommerfeld³⁾, L. Boltzmann⁴⁾ und R. Reiff⁵⁾ gezeigt worden ist.

β) Da in constanten Entfernungen r die Kraft wie $\sin \vartheta$, d. h. wie der senkrechte Abstand von der Axe der Oscillation variirt, so wird sie für Punkte in der Richtung des Oscillators gleich Null; es fällt hier also die Frage nach der Art der Wirkung in der Richtung der Schwingung ganz fort, welche in den elastischen Theorien als Druckkraft erscheinen würde, deren Vorhandensein indessen schwierig mit den optischen Erscheinungen in Einklang zu bringen ist.

γ) Die Form des Ausdrucks (12) gibt verbunden mit dem Huygens'schen Princip den Satz, dass die Kraft der Schwingung einzelner Zonen der Wellenoberfläche wie der

1) H. v. Helmholtz, Wied. Ann. **47**, p. 1. 1892 (namentlich p. 25 ff.)
u. H. Ebert, Wied. Ann. **48**, p. 1. 1893.

2) Sir William Thomson, Math. and Phys. Papers **3**, p. 442 ff.

3) A. Sommerfeld, Wied. Ann. **46**, p. 137. 1892.

4) L. Boltzmann, Wied. Ann. **48**, p. 78. 1893.

5) R. Reiff, Elasticität u. Electricität, Freiburg i. Br. u. Leipzig 1893.

Cosinus des Winkels zwischen der Wellennormale und der Richtung, nach welcher man die Elementarwellen verfolgt, abnimmt; diesen Satz benutzen wir in der Theorie gewisser Beugungserscheinungen. Die Analogie der nach der Hertz'schen Formel ablaufenden electrischen Bewegungen mit der dynamischen Theorie der Beugung hat Hr. W. König¹⁾ genauer verfolgt.

Die vorstehenden Betrachtungen dürften zeigen, dass sich die hier vorgetragene electrische Theorie der Lichtschwingungen auf den verschiedensten Gebieten der Optik bewährt. Dieselbe legt nur bekannte Erscheinungen zu Grunde, indem sie von den durch die Electrolyse verbürgten electrischen Ladungen der kleinsten Theilchen ausgeht und auf diese die Hertz'schen Gleichungen für einen Oscillator molecularer Dimensionen anwendet; sie steht damit vollkommen auf dem Boden der Vorstellungen, die man sich in neuester Zeit über die Vorgänge im Felde rasch wechselnder electrischer Kräfte überhaupt gebildet hat.

Erlangen, März 1893.

1) W. König, Wied. Ann. **37**. p. 651. 1889.