die an den Wassertröpfchen vorbeigehenden Strahlen erzeugt werden. Die Wasserstreifen geben natürlich dabei dem Streifen folgende mehr oder weniger gebogene Beugungslinien.

Beim Durchsehen durch eine befeuchtete Glasfläche nach einer entfernten Lichtquelle sieht das kurzsichtige Auge auch sehr viel Stellen, welche sich, wenn die Glasfläche ausserhalb deutlicher Sehweite ist, als kleine *helle* Scheiben umgeben von 1 bis 2 hellen Ringen darstellen; mit dem Nähern der Glasfläche werden die hellen Scheiben kleiner, in der deutlichen Sehweite sind nur noch kleine helle Punkte wahrnehmbar und innerhalb der deutlichen Sehweite gehen sie in mit der Nähe immer gröfser werdende, mit Interferenzringen umgebene kleine *dunkle* Scheiben über. Diese Stellen werden durch auf der Glasfläche befindliche Staubtheilchen erzeugt, an welchen die Feuchtigkeitsschicht in die Höhe steigt, Taf. I Fig. 10. Auch kleine Gallen im Glase zeigen diese Erscheinung.

---

*X. Allgemeine Methode zur Bestimmung der elektrischen und magnetischen Induction;
von Beer in Bonn.*

Eines der wichtigsten Probleme in der Statik der Electricität und des Magnetismus besteht darin, die Vertheilung auf oder in einem Körper zu finden, der keine Coërcitivkräfte hat und unveränderlichen vertheilenden Kräften unterworfen ist; auf dasselbe läfst sich die Bestimmung der Vertheilung bei einem Systeme zurückführen, das aus inducirenden und inducirten Körpern beliebig zusammengesetzt ist. Ich habe mich bisher vergebens nach einer

allgemeinen und directen Methode, jene Aufgabe zu lösen, umgesehen, und theile daher hier eine solche mit, auf die ich durch das Princip der elektrischen und magnetischen Bilder hingeführt wurde, mittelst dessen Thomson auf äußerst elegante Weise die elektrischen Verhältnisse zweier Kugeln, sowie die magnetische Vertheilung in einer unbegrenzten ebenen Platte behandelt hat. Ich betrachte zunächst die *elektrische Induction*.

Es sey also S eine leitende Fläche; eine solche verhält sich wie die Oberfläche eines Conductors, wenn die vertheilenden Massen aufserhalb des letzteren liegen, und sie verhält sich, wenn sie abgeleitet wird, wie die Fläche einer Höhlung, welche inducirende Massen einschließt. Das Potential des vertheilenden Idioelectricums sey V . Das Element des Raumes, der von der Fläche S umschlossen wird, heisse dK , das der Fläche selbst dS . Die von irgend einem Punkte ausgehenden Leitstrahlen mögen mit r bezeichnet werden. Ferner werde eine Differentiation nach der von Innen nach Aussen gerichteten Normale durch $\partial \dots$, sowie die Operation $\frac{d^2 \dots}{dx^2} + \frac{d^2 \dots}{dy^2} + \frac{d^2 \dots}{dz^2}$ durch $\Delta^2 \dots$ angedeutet.

Wenn nun *erstlich* der idioelektrische Körper aufserhalb der Fläche S liegt, so verschwindet in der ganzen Ausdehnung des von ihr umschlossenen Raumes der Ausdruck $\Delta^2 V$, und man hat dem bekannten Green'schen Satze gemäß für jeden Punkt des erwähnten Raumes:

$$1) \quad V = \int \frac{\partial \left(\frac{V}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + V',$$

$$V' = - \int V \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot dS.$$

Die Function V' ist offenbar selbst wiederum eine Potentialfunction, und der Ausdruck $\Delta^2 V'$ verschwindet allenthalben im Innern von S . Dabei leuchtet ein, daß V' — welches innerhalb S zwischen dem größten und kleinsten Werthe liegt, den die Function V auf der Fläche S selbst annimmt — im Allgemeinen gleichförmiger als V verläuft.

Wenden wir auf V' den Satz 1) an, so kommt:

$$V' = \int \frac{\partial \left(\frac{V'}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + V'',$$

$$V'' = - \int V' \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot dS,$$

und die Function V'' zeigt innerhalb S eine geringere Veränderlichkeit als V' .

Die Fortsetzung der bisher vorgenommenen Operationen und die Combination der allmählich zum Vorscheine kommenden Gleichungen liefert:

$$V = \int \frac{\partial \left(\frac{V}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \int \frac{\partial \left(\frac{V'}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \int \frac{\partial \left(\frac{V''}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \dots$$

$$\pm \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int \dots \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot V.$$

Wenn die Anzahl der Operationen wächst, so nähert sich der letzte Ausdruck linkerhand einer constanten Gröfse C , und somit ergibt sich folgende bemerkenswerthe Entwicklung der Potentialfunction:

$$V = C + \Sigma \int \frac{\partial \left(\frac{V^{(n)}}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS,$$

wo man hat:

$$C = \lim. \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int \dots \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot V$$

$$V^0 = V$$

$$V' = - \int V \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot dS$$

$$V'' = - \int V' \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot dS = + \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \cdot V$$

u. s. w.

Ohnè Weiteres ergibt sich aus Obigem für die Dichtigkeit ϱ derjenigen particulären Ladung des Conductors, bei welcher im Inneren des Conductors das Potential den Werth C hat:

$$\varrho = - \frac{1}{4\pi} \Sigma \partial V^{(n)}.$$

Und eben diese Ladung erzeugt in einem aufserhalb des Leiters gelegenen Punkte das Potential:

$$W = - \sum \int \frac{\partial \left(\frac{V^{(s)}}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS.$$

Wenn die inducirenden Massen *zweitens* innerhalb der Fläche S liegen, so findet man für die aufserhalb gelegenen Punkte mittelst des Green'schen Satzes die Gleichung:

$$\begin{aligned} -V = & \int \frac{\partial \left(\frac{V'}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \int \frac{\partial \left(\frac{V''}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \int \frac{\partial \left(\frac{V'''}{4\pi} \right)}{r} \cdot dS + \dots \\ & \pm \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) \int \dots \int dS \cdot \partial \left(\frac{1}{4\pi r} \right) V. \end{aligned}$$

Im Gegensatze zu dem vorher behandelten Falle nähert sich hier das letzte vielfache Integral bei Fortsetzung der Operationen stets der Gränze Null. Es ergibt sich uns also hier, wie dies auch zu erwarten war, nur eine einzige Lösung, nämlich:

$$V = - \sum \int \frac{\partial \left(\frac{V^{(s)}}{4\pi} \right)}{r} dS.$$

Für die Dichtigkeit der Elektricität, die auf der Fläche S inducirt wird, wenn letztere abgeleitet wird oder als Begränzung einer Höhlung anzusehen ist, findet man ferner

$$\varrho = + \frac{1}{4\pi} \sum \partial V^{(s)}.$$

Und das Potential der inducirten Elektricität für den ganzen aufserhalb S befindlichen Raum ist gleich $-V$.

Zur Verification der obigen Resultate eignet sich vorzüglich ein sphärischer Conductor. Bei einem solchen läßt sich für V stets eine Entwicklung mit den Laplace'schen Kugelfunctionen nehmen und kann man mit Hülfe der für diese bestehenden Theoreme die sämtlichen Integrationen leicht ausführen.

Eine besonders nahe liegende Anwendung findet die gelieferte Entwicklung der Potentialfunction bei der Frage nach der Anordnung der Elektricität auf einem Systeme von

geladenen Conductoren. So ergibt sich z. B. Folgendes für einen einzigen isolirten Conductor. Man denke sich die Oberfläche desselben gleichförmig mit positiver Elektrizität von der Dichtigkeit 1 belegt. Das aus dieser Belegung entspringende Potential sey V . Alsdann drückt sich die Dichtigkeit ρ der Ladung, welche allenthalben im Innern des Leiters das Potential p erzeugt, wie folgt aus:

$$\rho = \frac{p}{C} \left(1 - \frac{1}{4\pi} \sum \partial V^{(\omega)} \right).$$

Hier bedeuten C und $V^{(\omega)}$ dieselben Größen, wie früher.

In Betreff der *magnetischen* Induction begnügen wir uns hier mit der Mittheilung des Resultates, welches sich in dem Falle ergibt, wo der inducirte Körper nicht krystallinisch ist, und der inducirende Körper ganz aufserhalb des inducirten liegt.

Es sey wiederum V das vertheilende Potential, S die Oberfläche des inducirten Körpers. Die Inductionsconstante, solche in dem Sinne genommen, wie sie Green in seinem Essay nimmt, werde durch k bezeichnet. Zunächst findet man, dann, daß Alles sich genau so verhält, als ob das einzelne Element des inducirten Körpers für sich genommen, lediglich dem folgenden Potentiale ausgesetzt wäre:

$$\frac{1}{4\pi} \left[x V + x^2 V' + x^3 V'' + \dots \right],$$

wo zu setzen ist:

$$x = \frac{4\pi k}{1 + 2 \cdot \frac{4\pi k}{3}}$$

$$V' = - \int V \cdot \partial \frac{1}{4\pi r} \cdot dS,$$

$$V'' = - \int V' \cdot \partial \frac{1}{4\pi r} \cdot dS,$$

u. s. w.

Ferner ergibt sich folgende einfache Darstellung der Wirkung des inducirten und des inducirenden Körpers. Man belege die Oberfläche S mit magnetischem Fluidum von der Dichtigkeit:

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi} \sum x^n \cdot \partial V^{(n)},$$

und bezeichne das von dieser Belegung herrührende Potential durch W . Außerhalb des inducirten Körpers herrscht alsdann das Gesamtpotential

$$V + W.$$

Und der magnetische Zustand des einzelnen Elementes im inducirten Körper ist genau derselbe, als ob das Element keinem anderen Einflusse unterworfen wäre, als dem des Potentials

$$\frac{3-2x}{3(1-x)} (V + W).$$

Die drei letzten Formeln gehen natürlich, wenn $x = 1$ gesetzt wird, in die für die statische Elektrizität geltenden Ausdrücke über.

Wendet man die obige Methode auf den Fall einer unbegrenzten ebenen Platte an, so stößt man sofort auf die von Thomson für solche gelieferte Entwicklung.

XI. Ueber die chemische Zusammensetzung des Leucits und seiner Zersetzungsprodukte; von C. Rammelsberg.

Unstreitig gehört der Leucit durch seine Eigenschaften und sein Vorkommen zu den interessantesten Mineralien. Fast immer krystallisirt, und zwar nur in einer einzigen Form, unschmelzbar im gewöhnlichen Feuer ¹⁾, durch Säuren aber leicht zersetzbar, spielt er in der Geschichte der Mineralchemie eine denkwürdige Rolle, weil Klaproth im J. 1796 in ihm das Kali zuerst als einen Mineralbestand-

1) Ich habe ihn vermittelst des Knallgasgebläses zu einem durchsichtigen Glase geschmolzen, doch erfolgt die Schmelzung fast ebenso schwer wie die der Thonerde.