($\overline{B}_0$ ist der Werth des Barometerstandes B im unteren Niveau für den Zustand der gleichförmigen Bewegung). Fragt man z. B., wie gross b im Falle der oben angewandten Werthe für $\overline{B}_0$ und B werden wird, wenn die Relation $\overline{B}_0 \,.\, 748{,}1 = B_0\, 748{,}0$ besteht, die Druckdifferenz im Zustande der beschleunigten Bewegung also um 0,1 mm grösser ist als im Zustande der Ruhe oder gleichförmigen Bewegung, so ergibt sich eine aufwärts gerichtete Beschleunigung von $b = 0{,}007$ m pro Sec.

(Hat die Luft gleichzeitig eine ostwestliche Componente der Geschwindigkeit im Betrage von 25 bis 30 m, so wird die Druckabnahme von unten nach oben um $0{,}10 + 0{,}04 = 0{,}14$ mm grösser sein müssen als im Zustande der Ruhe.)

Wird auf irgend eine Weise, z. B. durch aufwärts gerichtete Abfuhr der Luft in der Höhe eine Zunahme der verticalen Druckdifferenz von 0,1 mm erzeugt und erhalten, so muss ein Aufsteigen der Luft eintreten, und man kann durch Integration der obigen Gleichung $d^2h\,/\,dt^2 = b$ die Geschwindigkeit ermitteln, welche die Lufttheilchen bei Zurücklegung einer Strecke $h - h_0$ von $1^1/_2$ km erlangen. Da b als constant vorausgesetzt wurde, so ergibt sich:

$$\frac{dh}{dt} = \sqrt{2\,b\,(h - h_0)}\,.$$

Für den obigen Werth von b erhält man $dh/dt = 4{,}58$ m pro Sec. Bei dieser verticalen Bewegung tritt bekanntlich infolge der Erdrotation wieder eine horizontale Componente der Bewegung auf, falls dieselbe nicht durch Druckdifferenzen verhindert wird. Die Tendenz, bei einer aufsteigenden Bewegung nach Westen abzuweichen, wird durch den Ausdruck $2(dh\,/\,dt)\ \omega \cos\varphi$ repräsentirt, wie mit Hülfe des Princips der Erhaltung der Flächen leicht nachgewiesen werden kann.

Hamburg, Juni 1881.

XI. *Ueber die Vermittelung der Fernewirkungen durch den Aether; von Georg Helm in Dresden.*

Schon vielfach ist die Aufmerksamkeit der Physiker auf die eigenthümliche Erscheinung hingelenkt worden, dass die mathematischen Formen, auf welche die Potentialtheorie, insbesondere die Theorie der magnetischen und electrischen Erscheinungen führt, sich in der Hydrodynamik und Elasticitätslehre wiederfinden; oft lässt sich ja dieselbe Formel aus dem einen Gebiete in das andere umdeuten, aus der Theorie der Fernewirkungen in die Theorie des stetig den Raum erfüllenden Mediums. Englische Physiker haben versucht, diese innigen mathematischen Beziehungen zu neuen physikalischen Anschauungsweisen zu verwerthen: grundlegend in den allgemeinen Umrissen hat Faraday, in bestimmter mathematischer Ausdrucksweise Maxwell[1]) electrische und magnetische Erscheinungen dem Einflusse eines Mediums zugeschrieben, und von Thomson ist versucht worden, auf die Helmholtz'schen Integrale der hydrodynamischen Differentialgleichungen einen neuen Atomismus zu gründen.

Als Fortschritte inductiver Erkenntniss werden derartige Untersuchungen besonders dann angesehen werden können, wenn sie die Fernewirkungen zu dem Medium in Beziehung setzen, dessen Annahme bereits zur Erklärung der Strahlung erforderlich ist, zum Aether. Der Versuch, sich des Aethers zur Erklärung noch anderer Erscheinungen als der optischen zu bedienen, erscheint von vornherein als aussichtsvoll. Man muss ja, um die optischen Erscheinungen zu erklären, annehmen, dass der Aether ein Stoff sei, der sich nach den Differentialgleichungen des elastisch festen Körpers bewegt, bedient sich aber dann nur der transversalen Wellen, welche durch diese Gleichungen zugelassen sind. Aber dieselben Differentialgleichungen lassen noch mannichfache andere Vorgänge, longitudinale Wellen, statische Spannungszustände zu: es fragt sich, ob diese zur Erklärung nicht optischer Phänomene herangezogen werden können. Das Problem, das in diesem Aufsatze in Angriff genommen worden ist, stellt sich also zunächst in der Form dar: Haben die Begriffe und Functionen, auf welche die Gravitation, die electrischen und magnetischen Wirkungen zurückgeführt worden sind (z. B. Dichtigkeit, Potential, dielectrisches Moment, electrische Strömung u. s. f.), Bedeutung für den Aether, d. h. für einen

1) Maxwell, A treatise on electricity and magnetism. Oxford 1873.

Körper, der sich den Differentialgleichungen des elastisch festen Körpers gemäss bewegt. Ist dies der Fall, so wird sich daraus eine Auffassungsweise der Naturerscheinungen ergeben, welche die Fernewirkungen und die Strahlung umfasst, indem sie beide aus einheitlichen Gesichtspunkten mathematisch zu beschreiben vermag.

Die Optik stellt über ihren Aether fest, 1) nach welchen Gleichungen er sich bewegt, 2) dass es Aether von verschiedener Beschaffenheit gibt, dass nämlich die Bewegungsconstanten des Aethers der verschiedenen physischen Körper verschiedene Grösse besitzen, 3) dass zwischen dem Aether und den ponderablen Molecülen Energieübertragung stattfindet. Ueber die Art dieser Uebertragung lassen sich aber verschiedene Hypothesen bilden, die zur Erklärung der Emission, Absorption, Dispersion u. s. w. genügen. Für uns kommt nun auf diese Energieübertragung alles an, wenn wir eine Vermittelung der Fernewirkungen durch den Aether begründen, wenn wir nur überhaupt die Bewegung der Molecüle im Aether untersuchen wollen, oder mathematisch ausgedrückt: es kommt ausser auf die Differentialgleichungen des Aethers noch auf die zu erfüllenden Grenzbedingungen an. Es wird daher zunächst nöthig sein, dass wir uns eine bestimmte Vorstellung bilden über die Bewegung der Molecüle im Aether überhaupt, und dann wird es bei der Untersuchung der einzelnen Fernewirkungen erforderlich sein, Annahmen über die Energieübertragungen zu machen, welchen diese Wirkungen entspringen.

I. Die Bewegung der Molecüle im Aether. — Die Aberration des Lichtes nöthigt zu der Annahme, dass die Atome sich durch den Aether hindurchbewegen können, sodass dort, wo Aether ist, nach beliebig kurzer Zeit ponderable Materie (und umgekehrt) sein kann, ohne dass dabei ein Widerstand merklich wird. Nun darf man sich diese Bewegung der Atome keinesfalls vorstellen, wie die Bewegung eines starren Körpers in einer Flüssigkeit. Der Aether ist eben keine Flüssigkeit: seine Bewegungsgleichungen lassen nur unendlich kleine Verrückungen aus der Gleichgewichtslage zu, keine Aufhebung des Zusammenhanges der benachbarten Theile auf die Zeit des Atomdurchganges durch das betreffende Raumelement. Es bleibt wohl kaum etwas anderes übrig, als die Annahme, dass alle Atome für den Aether durchdringlich sind. Diese Durchdringung darf jedoch nicht etwa so vorgestellt werden, dass Aether und Atome sich überhaupt gar nicht beeinflussen, dass die letzteren sich bewegen, als wäre der erstere nicht vorhanden. Denn dann wäre nicht nur Emission, Absorption, Dispersion unmöglich, es würde auch sogar eine mit der Aberration in innigster Beziehung stehende Erscheinung unerklärt bleiben, die Entrainirung[1]), wonach das Licht in bewegten Körpern eine andere, vom Brechungsexponenten und der Geschwindigkeit abhängige Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzt, als in ruhenden. Eine klare anschauliche Vorstellung von dem Vorgange der Durchdringung der Atome durch den Aether gewinnt man, wie mir scheint, wenn man sich einer anderen Hypothese erinnert, zu der die Aberration nöthigt. Denken wir uns die Erde auf ihrer Bahn um die Sonne. Der Aether des freien Weltraumes wird nach einiger Zeit Aether der Erdatmosphäre sein, und nach wenigen Secunden ist diese selbe Aethergruppe Aether des Objectivs eines Beobachtungsfernrohres u. s. f. Wir müssen daher annehmen, dass der Aether ausserordentlich rasch seinen Zustand zu wechseln vermag, da ja doch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für Transversalwellen in dem angeführten Beispiele sich rasch ändert. Die ponderablen Molecüle, welche durch den Aether hindurchstreichen, ändern den Zustand seiner Beweglichkeit (seine Dichtigkeit oder seine Elasticität). Der Aether in den verschiedenen Körpern ist hiernach als überall aus gleichartiger Substanz bestehend zu denken, die nur unter dem Einflusse von Kräften, welche jenen Körpern charakteristisch sind, einen verschiedenen Grad der Beweglichkeit, verschiedene Werthe der Constanten ihrer Bewegungsgleichungen anzunehmen fähig ist. Nun ist ein physischer Körper im Sinne der Optik ein Conglomerat aus Aether von gewisser Beschaffenheit und aus Molecülen. Was man von dem einen dieser Bestandtheile behauptet, warum kann man es nicht

1) Vergl. Ketteler, Astronomische Undulationstheorie. Bonn 1873.

auch von dem anderen annehmen, warum nicht jedes Molecül sich denken als aus jener universellen Substanz bestehend, die einen anderen Grad der Beweglichkeit im freien Aether des Weltraumes, einen anderen im Aether eines Körpers — und eben abermals einen anderen Zustand im Molecül selbst besitzt? Denkt man sich Aether und Molecül als verschiedene Substanzen, so muss man 1) dem letzteren Durchdringlichkeit für den Aether, und 2) dem Aether die Fähigkeit, seine Dichtigkeit oder Elasticität, seine Beweglichkeit ändern zu können, zuschreiben. Denkt man sich aber Aether und Molecül als aus derselben Substanz bestehend, so bleibt nur die zweite dieser Annahmen erforderlich.

Ich nehme also an, dass die Molecüle kleine Volumina (in isotropen Körpern, von denen allein die Rede ist, Kugeln) seien, die mit demselben Stoffe, dem Aether, erfüllt sind, der sich auch ausserhalb derselben, den ganzen Raum stetig erfüllend, befindet. Dieser Stoff besitzt einen anderen Grad der Beweglichkeit im freien Weltraume, einen anderen in der Nähe der Molecüle, einen anderen in den Molecülen. Ausserhalb der Molecüle bewegt sich dieser Stoff gemäss den Differentialgleichungen des elastisch festen Körpers, aber die Constanten der Bewegungsgleichungen sind verschieden im freien Weltraume und in der Nähe der Molecüle, d. i. in den physischen Körpern. In den Molecülen, nehme ich an, bewegt sich der Stoff nach den Differentialgleichungen des flüssigen Körpers; ich mache diese Annahme in Rücksicht auf die magnetischen und electrischen Erscheinungen, die sich aus ihr, wie ich zeigen werde, herleiten lassen. Ich werde kurz den Aether ausserhalb der Molecüle als fest, den in ihnen als flüssig bezeichnen, ohne damit andere Analogien heranziehen zu wollen, als die der Beweglichkeit der kleinsten Theile. Ich kann dann kurz das Molecül als eine Stelle im Raume bezeichnen, wo der Aether verflüssigt wird; bewegt es sich, so bewegt sich die Ursache dieser Verflüssigung, und Stellen, die vorher fest waren, werden flüssig, und umgekehrt. Damit ist noch nichts ausgesagt über die Gesetze, nach denen sich diese Molecüle bewegen. Wir nehmen die Axiome der Mechanik für sie ebenso in Anspruch, wie für die materiellen Punkte der gewöhnlichen Vorstellungsweise. Materielle Punkte sind eben nach unserer Hypothese solche Punkte des Raumes, die in ihrer Umgebung den Aether verflüssigen und sich den mechanischen Axiomen gemäss bewegen. Eine andere Frage ist es freilich, ob die Mechanik des Aethers aus einer umfassenderen Annahme diese Axiome wie unsere weiteren Hypothesen herleiten kann. Dieses Problem liegt tiefer und ist in der vorliegenden Arbeit nirgends berührt. — Die Geschwindigkeit eines ponderablen Körpers ist nun nicht etwa die Geschwindigkeit des in ihm befindlichen Aethers, weder der festen Aetherelemente, noch der flüssigen Elemente seiner Molecüle: die Geschwindigkeit des Körpers ist vielmehr nur die Geschwindigkeit, mit welcher der Aether seinen Bewegungszustand ändert. Wie rasch sich auch der Körper bewegt, die Aethertheilchen in ihm sind nur unendlich kleiner Verrückungen fähig, der bewegte Körper ist in jedem Momente aus anderen Aethertheilchen constituirt; nicht die Substanz, aus der er besteht, ist charakteristisch für ihn, sondern die Spannungen, Schwingungen, Strömungen in seinem festen Aether und in seinen Molecülen; nicht die Substanz bewegt sich, sondern ihr Zustand, die Kraftwirkung, welcher sie unterliegt. Mit anderen Worten, ich schlage vor, bez. der Bewegung ponderabler Körper denselben Schritt zu thun, der bez. des Lichtes von der Emissions-, zur Undulationshypothese geführt hat.

II. Die Energieübertragung zwischen den Molecülen und dem äusseren Aether. — Ein leuchtendes Molecül versetzt den umgebenden Aether in transversale Schwingungen, wobei Energie vom Molecül an den Aether abgegeben wird. Die Erfahrung findet eine Analogie zu dieser Energieübertragung in der Reibung. Man wird zur Annahme einer reibungsartig an der Oberfläche des Molecüls wirkenden Kraft genöthigt, um die Lichtemission zu erklären, und leuchtend würde man nach der oben dargelegten Anschauungsweise ein Molecül nennen, in welchem der flüssige Aether in hin und her wirbelnder Bewegung durch innere Kräfte erhalten wird. Umgekehrt, schwingt der Aether transversal in der Nachbarschaft eines Molecüls, so wird dessen

Inhalt durch jene Reibung in Bewegung versetzt, es findet Absorption statt. Für uns kommt nun alles auf die nähere Beschaffenheit jener reibungsartigen Kraft an, neben der auch noch weitere Energieübertragungen an der Oberfläche des Molecüls denkbar sind, solche, die der Optik, welche nur von transversalen Wellen redet, entgehen, oder solche, welche bei den verschiedenen Versuchen, die Dispersion und die Absorptionserscheinungen zu erklären, herangezogen worden sind. Ich werde zeigen, wie jede Art der Fernewirkung durch eine Art der Energieübertragung an der Molecüloberfläche ersetzt werden kann, wie an die Stelle jeder Hypothese über Fernewirkungen eine Hypothese über solche Energieübertragung an der Grenzfläche des inneren und äusseren Aethers treten kann. So wird z. B. im nächsten Abschnitt der Gleichgewichtszustand des Aethers betrachtet, welcher eintritt, wenn ein (kugelförmig gedachtes) Molecül auf den umgebenden Aether allseitig gleiche Zugspannungen ausübt, welche nach dem Mittelpunkte des Molecüls gerichtet sind. Es wird sich dort ergeben — was übrigens auch auf einem mehr populären Wege leicht dargelegt werden kann —, dass unter diesen Umständen Verrückungen der Aetherelemente stattfinden, die umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes vom Molecül sind. Um daher die Gravitation durch Energieübertragung im Aether zu erklären, muss man 1) annehmen, dass jedes Molecül gewisse Zugspannungen auf die benachbarten Aetherelemente ausübt, und 2) dass jedes Molecül sich verhält, wie ein materieller Punkt, welcher von einer beschleunigenden Kraft erfasst wird, die proportional und gleichgerichtet den Verrückungen der benachbarten Aetherelemente ist. Die zweite Hypothese hat dann zur Folge, dass ein im Aether vorhandenes zweites Molecül einer Kraftwirkung unterliegt, die dem Gravitationsgesetze gemäss ist. (Diese Hypothese ist übrigens nahe verwandt einer von Helmholtz[1]) zur Erklärung der Absorptionserscheinungen angewendeten.) Es bedarf also zweier Hypothesen zur Ableitung der Gravitation, einer Emissions- und einer Re-

1) Helmholtz, Pogg. Ann. **154.** p. 582. 1875. Berl. Ber. 1874. p. 667. Referat in Klein, Theorie der Elasticität u. s. w.

ceptionshypothese. Man wird daher, wenn man die Gravitation allein ins Auge fasst, unsere Auffassung nicht eine vereinfachende Erklärung derselben nennen können, der Werth dieser Auffassung der Gravitation liegt nur in der Verknüpfung der Fernewirkung mit den Aethererscheinungen. Aehnlich wiederholt sich dieses Auftreten einer Emissions- und einer Receptionshypothese bei den anderen Fernewirkungen, wobei dahingestellt bleibt, ob ein tieferes Eindringen in die Mechanik der Energieübertragung zwischen flüssigem und festem Aether diese verschiedenen Hypothesen und die Gültigkeit der mechanischen Principien für die Molecüle, wie für materielle Punkte auf gemeinsame Wurzeln zurückzuführen vermag.

So liegt es z. B. nahe, die Annahme flüssigen Aethers in den Molecülen nur als eine Folge der zum Zwecke der Gravitationserklärung angewendeten Hypothese anzusehen, dass die Molecüle central gerichtete Spannungen ausüben. Denn da aus letzterer Hypothese folgt, dass die Verrückungen der Aetherelemente dem Quadrate der Entfernung vom Molecüle umgekehrt proportional sind, so müssen die Verschiebungen in der Nähe des Molecüls ausserordentlich wachsen und grösser sein, als es mit der Erhaltung des festen Zustandes vereinbar ist. Das dadurch entstehende flüssige Aethergebiet wäre dann eben das Molecül. Hierbei würde ein allmählicher Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand stattfinden, der Aether an der Molecüloberfläche sich also wie eine reibende Flüssigkeit verhalten, eine Annahme, aus der sich in der That die Coërcitiverscheinungen erklären zu lassen scheinen. Da ich jedoch meine Hypothesen lediglich an den Fernewirkungen, den am genauesten festgestellten physikalischen Erscheinungen entwickeln will, so bedarf ich der Annahme dieser Uebergangsschicht nicht und nehme provisorisch einen sprungweisen Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand an.

III. Die Gravitation. — Sind uvw die Projectionen der Verrückung eines Aethertheilchens aus der natürlichen Gleichgewichtslage, bezogen auf drei senkrechte Coordinatenaxen xyz, ist ferner:

$$(1^a)\qquad \sigma = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

die Dilatation, welche am Orte xyz hervorgebracht wird, so bestimmen sich, wenn äussere Kräfte nicht wirken, die Beschleunigungscomponenten an dieser Stelle durch die Gleichungen:

$$(1)\left\{\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= c^2 \Delta u + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = c^2 \Delta v + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial y}, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= c^2 \Delta w + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial z}, \end{aligned}\right.$$

wobei Cc die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten longitudinaler und transversaler Wellen bezeichnen und Δ die Operation $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$. Die Differentiation der Gleichungen nach xyz und die Addition ergibt noch:

$$(1^b)\qquad \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = C^2 \Delta \sigma.$$

Diesem Gleichungssysteme genügen bekanntlich die beiden Lösungen:

$$(2)\qquad u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

$$(3)\qquad u = \frac{\partial \Gamma}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z}, \quad v = \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial \Gamma}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial y},$$

wenn die neu eingeführten Functionen bis auf eine additive Constante den Bedingungen:

$$(2^a)\qquad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = C^2 \Delta \varphi;$$

$$(3^a)\qquad \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = c^2 \Delta A, \quad \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = c^2 \Delta B, \quad \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial t^2} = c^2 \Delta \Gamma$$

entsprechen. Die Lösung (3) führt zu den Transversalwellen der Optik, wenn die Functionen $AB\Gamma$ von der Zeit abhängig sind, also Wellen stattfinden. Sie wird uns später zu den magnetischen Erscheinungen führen für den Fall der Unabhängigkeit jener Functionen von der Zeit, also für den Fall, dass ein statischer Spannungszustand stattfindet.

Aus der Lösung (2) wollen wir jetzt die Gravitationserscheinungen herleiten. Während sich die Optik mit den Schwingungen beschäftigt, die im Aether auftreten können, werden uns besonders die von der Zeit unabhängigen Verrückungen interessiren, welche im Aether möglich sind, Thatsächlich werden beide Erscheinungen gleichzeitig stattfinden: jedes Theilchen wird aus seiner natürlichen Gleichgewichtslage gerückt werden und im allgemeinen um eine neue Gleichgewichtslage schwingen, in welche es übergeht, sobald es seine Schwingungsenergie an die benachbarten Theilchen abgegeben hat. Es seien $u_0 v_0 w_0$ die Componenten der von der Zeit unabhängigen Verrückungen, also die Projectionen des Abstandes der neuen Gleichgewichtslage von der natürlichen Gleichgewichtslage, $u_t v_t w_t$ die Componenten der mit der Zeit veränderlichen Elongation, dann muss sein:

$$(4^a) \qquad \begin{cases} u_0 = \dfrac{\partial \varphi_0}{\partial x}, & v_0 = \dfrac{\partial \varphi_0}{\partial y}, & w_0 = \dfrac{\partial \varphi_0}{\partial z}, \\ u_t = \dfrac{\partial \varphi_t}{\partial x}, & v_t = \dfrac{\partial \varphi_t}{\partial y}, & w_t = \dfrac{\partial \varphi_t}{\partial z}, \end{cases}$$

und bis auf eine additive Constante:

$$(4^b) \qquad \Delta \varphi_0 = \sigma_0 = 0, \;\; C^2 \Delta \varphi_t = \frac{\partial^2 \varphi_t}{\partial t^2}.$$

Zu denselben Resultaten gelangt man, wenn man die Gleichungen (1) zerfällt in:

$$(5) \qquad \left\{ \begin{array}{ll} \Delta u = \dfrac{\partial \sigma}{\partial x} & \dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C^2 \dfrac{\partial \sigma}{\partial x} = C^2 \Delta u \\ \Delta v = \dfrac{\partial \sigma}{\partial y} & \dfrac{\partial^2 v}{\partial t^2} = C^2 \dfrac{\partial \sigma}{\partial y} = C^2 \Delta v \\ \Delta w = \dfrac{\partial \sigma}{\partial z} & \dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} = C^2 \dfrac{\partial \sigma}{\partial z} = C^2 \Delta w \end{array} \right\} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = C^2 \Delta \sigma$$

und diese für $u_0 v_0 w_0$ anwendet, wobei sich ergibt:

$$(6) \qquad \Delta u_0 = \frac{\partial \sigma_0}{\partial x} = 0, \;\; \Delta v_0 = \frac{\partial \sigma_0}{\partial y} = 0, \;\; \Delta w_0 = \frac{\partial \sigma_0}{\partial z} = 0,$$

also σ_0 eine Constante.

Da ich im Folgenden lediglich die von der Zeit unabhängigen Verschiebungen betrachten werde, die Schwingungen also ausser Betracht lasse, welche vor Eintritt einer neuen Ruhelage stattfinden werden, so will ich, den Index 0 unterdrückend, die Projectionen des Abstands der neuen Gleichgewichtslage von der natürlichen Lage mit $u v w$ bezeichnen. Ich setze also:

$$(7^a) \qquad u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \; v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \; w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \; \sigma = \Delta \varphi; \; \Delta \sigma = 0$$

und wähle nun die Function φ so, dass ausserhalb der Molecüle:

$$(7^b) \qquad \varphi = \Sigma \frac{m}{r}, \quad \varDelta \varphi = \sigma = 0$$

ist. Hierbei bedeutet $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ den Abstand der Stelle xyz des Aethers vom Mittelpunkte $\xi\eta\zeta$ eines Molecüls, m eine dem Molecüle eigenthümliche Constante, Σ eine über alle vorhandenen Molecüle zu erstreckende Summation. Durch diese Wahl von φ wird erreicht, dass uvw und σ überall ausserhalb der Molecüle eindeutig und stetig sind und im Unendlichen verschwinden. Offenbar befriedigt φ nicht die Grenzbedingungen, welche an der Oberfläche der Molecüle eingehalten werden müssten, wenn diese sich wie starre Kugeln in einer Flüssigkeit verhielten. Es treten vielmehr Theile des festen Aethers in das flüssige Gebiet des Molecüls ein, andere aus diesem aus, gemäss der oben auseinandergesetzten Anschauungsweise. Letztere erinnert übrigens an eine von Riemann[1]) zuerst angewendete Hypothese, welche auch den Zweck hatte, jener für die Gravitation wesentlichen Function φ physikalische Bedeutung, und zwar für ein incompressibles flüssiges Medium, beizulegen.

Die Bedeutung der für das Molecül charakteristischen Constante m ergibt sich aus der Berechnung der an der Oberfläche des Molecüls nach unserer Hypothese stattfindenden Spannungen. Der Druck, welcher auf ein Flächenelement ausgeübt wird, das im Punkte xyz normal zur X-Axe der Coordinaten liegt, habe die Componenten $X_x\, Y_x\, Z_x$, und analoge Bedeutung mögen die mit $y\,z$ und n indicirten Kraftcomponenten haben, wobei n eine beliebige Richtung bezeichnet. Dann ist, wenn μ die Dichtigkeit des elastischen Mediums im Punkte xyz, $E = \mu c^2$ seine Elasticitätsconstante bezeichnet, allgemein:

$$(8)\begin{cases} X_x = -2E\left\{\dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{C^2 - 2c^2}{2c^2}\sigma\right\}, \quad Y_z = Z_y = -E\left\{\dfrac{\partial v}{\partial z} + \dfrac{\partial w}{\partial y}\right\}, \\ Y_y = -2E\left\{\dfrac{\partial v}{\partial y} + \dfrac{C^2 - 2c^2}{2c^2}\sigma\right\}, \quad Z_x = X_z = -E\left\{\dfrac{\partial w}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial z}\right\}, \\ Z_z = -2E\left\{\dfrac{\partial w}{\partial z} + \dfrac{C^2 - 2c^2}{2c^2}\sigma\right\}, \quad X_y = Y_x = -E\left\{\dfrac{\partial u}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial x}\right\}, \end{cases}$$

1) Weber's Ausgabe der Werke. p. 502. Vgl. auch eine Bemerkung des Verf. dazu in der Ztschr. f Math. u. Phys. **23**, p. 261. 1878.

also in unserem Falle, wo die Verrückungen $u v w$ ein Potential φ besitzen:

$$(9)\begin{cases} X_x = -2E\left\{\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{C^2-2c^2}{2c^2}\Delta\varphi\right\}, & Y_z = Z_y = -2E\frac{\partial^2\varphi}{\partial y\,\partial z}, \\ Y_y = -2E\left\{\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{C^2-2c^2}{2c^2}\Delta\varphi\right\}, & Z_x = X_z = -2E\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\,\partial x}, \\ Z_z = -2E\left\{\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \frac{C^2-2c^2}{2c^2}\Delta\varphi\right\}, & X_y = Y_x = -2E\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\,\partial y}. \end{cases}$$

Daraus folgt wegen $\Delta\varphi = 0$,

$$X_n = X_x \cos xn + X_y \cos yn + X_z \cos zn = -2E\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial\varphi}{\partial n}$$

und analog: $Y_n = -2E\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial\varphi}{\partial n}$, $Z_n = -2E\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial\varphi}{\partial n}$.

Wäre nur ein Molecül vorhanden, hätten die Aetherverrückungen also das Potential $\varphi = m/r$, so würde das Oberflächenelement des kugelförmig gedachten Molecüls, dessen Radius a heisse, den Normaldruck erleiden:

$$N = \frac{4Em}{a^3}, \qquad \text{woraus folgt:}$$

$$(10)\qquad m = \frac{N}{E}\,\frac{a^3}{4}.$$

Die Hypothese, dass das Verschiebungspotential φ existire, ist also gleichbedeutend mit der, dass jedes Molecül eine Aetherspannung an seiner Oberfläche erzeugt. Die Constante m ist dem Verhältniss dieser dem Molecül eigenthümlichen Spannung zur Elasticitätsconstante des Aethers und ausserdem dem Volumen des Molecüls proportional.

Da wir das Molecül als ein Gebiet flüssigen Aethers auffassen, so muss in ihm der Druck constant sein, wenn im Innern Gleichgewicht herrschen soll. Nehmen wir an, dass der innere Druck immer gleich dem eben berechneten N sei, so wird sich ein Gleichgewichtszustand im Molecül wie im äusseren Aether herstellen, falls nur ein Molecül vorhanden ist. Treten noch andere Molecüle hinzu, so ist der innere Druck N nicht mehr im Stande, dem äusseren Aetherdrucke das Gleichgewicht zu halten, es wird also Aether in das Molecül ein- und aus ihm heraustreten. Die dabei auftretenden Aenderungen in der Dichtigkeit des flüssigen Aethers dürfen vernachlässigt werden, wenn der Radius des

Molecüls gegen den Abstand der Molecüle vernachlässigt werden kann. Ist dies nicht zulässig, wie bei molecularen Vorgängen, so muss der Einfluss dieser Dichtigkeitsveränderungen berücksichtigt werden, und ich werde weiter unten zeigen, dass sich solche Störungen als electrische Erscheinungen äussern müssen. Keineswegs kann der Druck, welcher an der Oberfläche des Molecüls wirkt, dasselbe wie eine beschleunigende Kraft bewegen; man erinnere sich der in Abschnitt 1 vorausgeschickten Grundlage unserer Entwickelungen: den Aether bewegen, der ein Molecül momentan constituirt, heisst nicht nothwendig das Molecül bewegen.

Zu der beschleunigenden Kraft führt uns vielmehr — dem in Abschnitt 2 dargelegten Plane zufolge — eine besondere Receptionshypothese. Man muss annehmen, das Molecül verhalte sich wie ein materieller Punkt, welcher von einer Kraft erfasst wird, die von den Verschiebungen des Aethers, der das betrachtete Molecül umgibt, abhängt, nämlich, dass die Componenten der beschleunigenden Kraft seien:

$$X = m\frac{\int u\,ds}{4\pi a^2}, \quad Y = m\frac{\int v\,ds}{4\pi a^2}, \quad Z = m\frac{\int w\,ds}{4\pi a^2}, \tag{11}$$

wo die Integrationen über die Oberflächenelemente ds des Molecüls zu erstrecken sind. Die Werte $u v w$ bestehen je aus zwei Antheilen: einem von dem betrachteten Molecül selbst herrührenden, der bei der Integration verschwindet, und einem von allen übrigen Molecülen veranlassten:

$$\frac{\partial}{\partial x}\sum\frac{m'}{r}, \quad \frac{\partial}{\partial y}\sum\frac{m'}{r}, \quad \frac{\partial}{\partial z}\sum\frac{m'}{r},$$

wo die Summation über alle Molecüle, das betrachtete ausgeschlossen, zu erstrecken ist. Diese Antheile sind für alle Oberflächenelemente des betrachteten Molecüls constant, wenn der Radius des Molecüls klein ist gegen den Abstand der Molecüle. Unter dieser Voraussetzung wird:

$$X = m\frac{\partial}{\partial x}\sum\frac{m'}{r}, \quad Y = m\frac{\partial}{\partial y}\sum\frac{m'}{r}, \quad Z = m\frac{\partial}{\partial z}\sum\frac{m'}{r},$$

d. h. die beschleunigende Kraft ist die Gravitation.

IV. Der Magnetismus. Unserer Auffassung der Fernewirkungen fügt sich die Maxwell'sche Behandlung des

Magnetismus naturgemäss ein. Am Eingange des vorigen Abschnitts wurde bereits darauf hingewiesen, dass den elastischen Differentialgleichungen noch durch eine zweite allgemeine Lösung genügt wird. Indem wir wieder wie dort Schwingungen unberücksichtigt lassen und lediglich die mit den Gleichgewichtsbedingungen des Aethers vereinbaren Verrückungen $u\,v\,w$ behandeln, setzen wir unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen:

$$(1)\quad \begin{cases} u = \frac{\partial \Gamma}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z} = \sum \frac{1}{r}\left[(y-\eta)\frac{\partial \Gamma}{\partial r} - (z-\zeta)\frac{\partial B}{\partial r}\right], & \Delta A = 0, \\ v = \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial \Gamma}{\partial x} = \sum \frac{1}{r}\left[(z-\zeta)\frac{\partial A}{\partial r} - (x-\xi)\frac{\partial \Gamma}{\partial r}\right], & \Delta B = 0, \\ w = \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial y} = \sum \frac{1}{r}\left[(x-\xi)\frac{\partial B}{\partial r} - (y-\eta)\frac{\partial A}{\partial r}\right], & \Delta \Gamma = 0, \end{cases}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \sigma = 0.$$

Hierdurch werden die Gleichgewichtsbedingungen erfüllt:

$$(2)\quad \begin{cases} 0 = c^2 \Delta u + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial x}, & 0 = c^2 \Delta w + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial z}, \\ 0 = c^2 \Delta v + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial y}, & 0 = \Delta \sigma. \end{cases}$$

Es bedeutet $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ den Abstand des Aethertheilchens im Orte $x\,y\,z$ von einem Molecül, dessen Centrum die Coordinaten $\xi\,\eta\,\zeta$ besitzt. Die Summation Σ erstreckt sich über alle Molecüle. Wir genügen den Bedingungen für die Functionen $A\,B\,\Gamma$, wenn wir setzen:

$$(1^b)\quad A = -2\sum \frac{\omega\alpha}{r}, \quad B = -2\sum\frac{\omega\beta}{r}, \quad \Gamma = -2\sum\frac{\omega\gamma}{r},$$

wo $\alpha\,\beta\,\gamma$ die Richtungscosinus einer Linie N bedeuten, die wir uns durch den Mittelpunkt $\xi\,\eta\,\zeta$ des Molecüls gezogen denken, und deren Richtung für das Molecül ebenso eine charakteristische Constante ist, wie die Grösse ω oder die früher eingeführte Zahl m. Nun ist:

$$(1^c)\quad \begin{cases} u = 2\sum \frac{\omega}{r^3}\left[(y-\eta)\gamma - (z-\zeta)\beta\right], \\ v = 2\sum \frac{\omega}{r^3}\left[(z-\zeta)\alpha - (x-\xi)\gamma\right], \\ w = 2\sum \frac{\omega}{r^3}\left[(x-\xi)\beta - (y-\eta)\alpha\right]. \end{cases}$$

Befindet sich nur ein Molecül im Raume, so reduciren sich diese Summen auf je ein Glied, und es gelten die Beziehungen:

$$(1^d)\qquad \begin{cases} u(x-\xi)+v(y-\eta)+w(z-\zeta)=0, \\ u\alpha \qquad +v\beta \qquad +w\gamma \qquad =0, \end{cases}$$

d. h. die Verschiebungen $u v w$ stehen senkrecht zu r und zu der charakteristischen Richtung N, sie können also betrachtet werden als hervorgegangen durch eine unendlich kleine Rotation des Aethers um die Axe N, wobei freilich die Winkelbewegung $2\,\omega/r^3$ für Theile in verschiedenem Abstande r vom Molecül eine verschiedene ist, nämlich umgekehrt proportional der dritten Potenz des Abstands. Sind beliebig viele Molecüle im Raume vorhanden, so erleidet jedes Aethertheilchen eine Rotation, deren Componenten sind:

$$(3)\begin{cases} \xi=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right)=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial y}+\frac{\partial \Gamma}{\partial z}\right)-\frac{1}{2}\Delta A=-\frac{\partial}{\partial x}\sum\frac{\partial}{\partial N}\frac{\omega}{r}, \\ \eta=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial y}+\frac{\partial \Gamma}{\partial z}\right)-\frac{1}{2}\Delta B=-\frac{\partial}{\partial y}\sum\frac{\partial}{\partial N}\frac{\omega}{r}. \\ \zeta=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial A}{\partial x}+\frac{\partial B}{\partial y}+\frac{\partial \Gamma}{\partial z}\right)-\frac{1}{2}\Delta \Gamma=-\frac{\partial}{\partial z}\sum\frac{\partial}{\partial N}\frac{\omega}{r}. \end{cases}$$

Die Rotation ω' selbst, die das Aethertheilchen erleidet, hat daher, wenn ihre Axe die Richtung N' hat, die Grösse:

$$(3^a)\qquad \omega'=-\frac{\partial}{\partial N'}\sum\frac{\partial}{\partial N}\frac{\omega}{r}.$$

Die physikalische Bedeutung der Constanten ω und N erhellt, wenn man die Kräfte aufsucht, welche an der Oberfläche eines Molecüls ausgeübt werden, das sich allein im Raume befindet. Man findet durch eine Rechnung, die analog der im vorigen Abschnitt ausgeführten verläuft, unter Beibehaltung der dortigen Zeichen:

$$(4)\qquad \begin{cases} X_n=6\,E\frac{\omega}{a^3}\big(\gamma\cos(yn)-\beta\cos(zn)\big), \\ Y_n=6\,E\frac{\omega}{a^3}\big(\alpha\cos(zn)-\gamma\cos(xn)\big), \\ Z_n=6\,E\frac{\omega}{a^3}\big(\beta\cos(xn)-\alpha\cos(yn)\big), \end{cases}$$

als Componenten der auf das Oberflächenelement des Molecüls, dessen Normale n heisst, ausgeübten Kraft. Wie man sieht, ist dies eine Schubkraft, parallel zum Oberflächenelement, senkrecht zur Axe N gerichtet. Nennt man S die Grösse des Schubes, der in grösster Entfernung von der Axe, am Aequator der Molecülkugel stattfindet, so ergibt sich:

$$(5) \qquad S = 6\,E\frac{\omega}{a^3}\,, \quad \omega = \frac{S}{E}\cdot\frac{a^3}{6}\,.$$

Die Constante ω ist daher proportional dem Verhältniss der grössten Schubkraft, welche an der Molecüloberfläche wirkt, zur Elasticitätsconstante des Aethers und proportional dem Volumen des Molecüls. Die Richtung N ist die Richtung der Axe, um welche die Schubkräfte zu drehen streben.

Wenn es also Molecüle gibt, welche Schubkräfte dieser Art auf den umgebenden Aether ausüben, so wird der durch die Gleichungen (1) charakterisirte Zustand des Aethers eintreten. Solche Molecüle heissen magnetische, die Aetherumgebung ein Magnetfeld. Man braucht noch nicht näher auf die Mechanik des flüssigen Aethers in den Molecülen einzugehen, um zu erkennen, dass in einem magnetischen Molecül ein Wirbel um die Axe N existiren muss, dessen Bewegung durch innere, dem magnetischen Molecül eigenthümliche Kräfte erhalten wird, welche unzerstörbar sind, wie die Gravitationsspannungen, die allen Molecülen eigenthümlich sind. Durch Reibung an der Molecüloberfläche erzeugt die Rotation im Innern des Molecüls jene Schubspannungen im Aether. Umgekehrt, wo der Aether in den dadurch hervorgerufenen Zustand versetzt ist, wird durch dieselbe Reibung eine Rotation im Innern eines zweiten Molecüls hervorgerufen, dasselbe wird diamagnetisch, sein Aether wirbelt nämlich um eine der Axe des magnetischen Molecüls entgegengesetzt parallele so, dass an der Molecüloberfläche seine Winkelgeschwindigkeit proportional dem oben berechneten ω' ist. Der Proportionalitätsfactor hängt von der Grösse der reibenden Kraft an beiden Molecülen ab.

Es erübrigt noch, die ponderomotorische Kraft festzustellen, welche zwischen magnetischen oder diamagnetischen Molecülen wirksam ist. Man muss annehmen, dass sich zwei derselben, deren Constanten $\omega\,N$, bez. $\omega'\,N'$ sind, verhalten wie materielle Punkte, zwischen welchen eine beschleunigende Kraft wirkt, deren Potential proportional ist mit:

$$(6) \qquad \omega' \frac{\partial}{\partial N'} \frac{\partial}{\partial N} \frac{\omega}{r} = \frac{\partial}{\partial N'} \frac{\partial}{\partial N} \frac{\omega \omega'}{r}.$$

Man erkennt, wie die eben dargelegte Auffassungsweise der magnetischen Erscheinungen durchaus auf dem Boden der Weber-Ampère'schen Hypothese über den Magnetismus und Diamagnetismus steht. An Stelle der Molecularströme treten Wirbel in den flüssigen Molecülen, Wirbel von unveränderlicher Rotationsgeschwindigkeit an Stelle der Ströme in magnetischen Molecülen, dagegen an Stelle der Inductionsströme diamagnetischer Molecüle Wirbel, welche durch die Schubspannungen des umgebenden Aethers hervorgerufen sind.

V. Leiter und Dielectrica. Die electrische Strömung. — Nach der im ersten Abschnitt entwickelten Hypothese ist jeder physische Körper ein Aggregat von Molecülen aus flüssigem Aether, welche in festen Aether eingelagert sind, dessen Eigenschaften von jenen Molecülen mitbedingt werden. Die Fortpflanzung der Energie durch ein solches Aggregat hindurch wird daher von der Fortpflanzung im festen Aether und von der Fortpflanzung in den flüssigen Theilen bedingt sein. Dabei sind zwei Grenzfälle denkbar. Es kann erstens der Einfluss der flüssigen Theile verschwindend klein sein gegen den des festen Aethers, was man sich dadurch anschaulich machen kann, dass man sich die Zwischenräume zwischen den Molecülen sehr gross denkt gegenüber den Dimensionen derselben. Ein solcher Körper wird z. B. Licht nur unmerklich absorbiren. Wir nennen ihn ein Dielectricum. Es kann zweitens der Einfluss der festen Theile auf die Energiefortpflanzung verschwindend klein sein, was man sich etwa so vorstellen könnte, dass die flüssigen Aethergebiete zu grösseren Complexen zusammenhängen, nicht jedes flüssige Gebiet rings von festem Aether, sondern umgekehrt die festen Stellen rings von Verflüssigungsgebieten umgeben sind. Einen solchen Körper nennen wir einen Leiter. In ihm wird sich der Einfluss des festen Aethers auf die Energiefortpflanzung nur dadurch geltend machen, dass er die im flüssigen Aether stattfindenden Bewegungen an den Grenzflächen reibungsartig beeinflusst. Der flüssige Aether wird sich daher nahe-zu wie eine Flüssigkeit mit innerer Reibung bewegen, da ja solche Grenzflächen, an denen sich Reibung äussert, den ganzen Körper durchsetzen. Helmholtz hat in der That gezeigt,[1] dass die Bewegungsgleichungen des reibenden Gases mit denen der Electricität in Leitern übereinstimmen.

Hier ist nun der Ort, wo die Reibung, welche zwischen dem flüssigen Aether des Molecüls und dem äusseren festen Aether an der Grenzfläche stattfindet, definirt werden muss. So lange der innere Aether an einem Element der Grenzfläche ruht oder mit constanter Geschwindigkeit sich bewegt, wird offenbar auch der äussere Aether in der Gleichgewichtslage sein oder um ein constantes Stück aus derselben verschoben. Aendert sich aber die innere Strömung, so verschiebt sich der äussere Aether aus seiner bisherigen Lage. Sind daher XYZ die Componenten der auf den äusseren Aether ausgeübten Kraft, $X' Y' Z'$ die Componenten der Kraft, welcher der benachbarte flüssige Aether unterliegt, so wird es am einfachsten sein, anzunehmen, dass die letzteren Componenten den Aenderungen, welche die ersteren im Zeitelement erleiden, proportional sind, was unter der Annahme kleiner Geschwindigkeiten ausgedrückt wird durch:

$$(1)\qquad X' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial X}{\partial t}, \quad Y' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial Y}{\partial t}, \quad Z' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial Z}{\partial t}.$$

Freilich, wenn man nur ein Grenzelement betrachtet, so dürfte man, an der Analogie mit der Reibung festhaltend, nur die dem Element parallelen Componenten der gesammten beiderseitig wirkenden Kräfte in solcher Weise einander proportional setzen. Aber man erwäge, dass es sich um Uebertragung in einem Conglomerat flüssiger und fester Bestandtheile handelt, welches auf sehr kleinem Raume Grenzflächenelemente in allen denkbaren Stellungen enthält, auf so kleinem Raume, dass sich die darin wirkenden Kräfte nicht merklich unterscheiden. Dieselbe Erwägung berechtigt auch dazu, sich die Energieübertragung durch Reibung

1) Crelle's Journ. 72, p. 1. 1870. Referat in G. Wiedemann, Galvanismus II, 2.

überall, stetig, stattfindend zu denken. Heisst nun die Dichtigkeit des äusseren festen Aethers μ, so ist:

$$X = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \mu (C^2 - c^2) \frac{\partial \sigma}{\partial x} + c^2 \mu \Delta u,$$

$$X' = \frac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\varkappa}{4\pi} c^2 \mu \Delta \frac{\partial u}{\partial t},$$

und in analoger Weise ergeben sich Y' und Z'. Die Differentialgleichungen für die Bewegung einer Flüssigkeit lauten aber:

$$(2)\quad \begin{cases} \mu' \dfrac{du'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial x} + X', \ \mu' \dfrac{dv'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial y} + Y', \ \mu' \dfrac{dw'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial z} + Z' \\ \dfrac{d\mu'}{dt} + \mu' \left(\dfrac{\partial u'}{\partial x} + \dfrac{\partial v'}{\partial y} + \dfrac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0, \ p' = C'^2 . \mu', \end{cases}$$

wo μ' die Dichtigkeit im Punkte xyz, $u'v'w'$ die dort herrschenden Geschwindigkeitscomponenten, p' der daselbst ausgeübte Druck, $X'\,Y'\,Z'$ die Componenten der dort angreifenden äusseren Kräfte, endlich C' die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen bezeichnen. Es folgt daher für den inneren flüssigen Aether:

$$(3)\quad \begin{cases} \mu' \dfrac{du'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial x} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial}{\partial x} \dfrac{\partial \sigma}{\partial t} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta \dfrac{\partial u}{\partial t}, \\ \mu' \dfrac{dv'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial y} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial}{\partial y} \dfrac{\partial \sigma}{\partial t} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta \dfrac{\partial u}{\partial t}, \\ \mu' \dfrac{dw'}{dt} = -\dfrac{\partial p'}{\partial z} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial}{\partial z} \dfrac{\partial \sigma}{\partial t} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta \dfrac{\partial w}{\partial t}. \end{cases}$$

Diese Gleichungen gehen über in die des reibenden Gases, wenn:

$$(4)\quad \frac{\partial u}{\partial t} = u', \ \frac{\partial v}{\partial t} = v', \ \frac{\partial w}{\partial t} = w' \text{ folglich } \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \sigma'$$

gesetzt wird. Wir machen diese Substitutionen, d. h. wir nehmen an, dass die Geschwindigkeiten in den festen und flüssigen Körperelementen unmerklich verschieden sind. Sie sind daher auch durchgehends so klein, dass d/dt mit $\partial/\partial t$ vertauscht werden darf, weil dies für die Bewegungsgleichungen des festen Aethers Voraussetzung ist. Wir setzen also:

$$(5)\quad \begin{cases} X' = \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial \sigma'}{\partial x} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta u', \\ Y' = \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial \sigma'}{\partial y} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta v', \\ Z' = \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu (C^2 - c^2) \dfrac{\partial \sigma'}{\partial z} + \dfrac{\varkappa}{4\pi} \mu c^2 \Delta w', \end{cases}$$

und haben die Gleichungen (2) für diese Werthe von $X'Y'Z'$ zu erfüllen. Zu der Lösung, die den electrischen Phänomenen entspricht, gelangen wir, indem wir statt der Grössen $X'\,Y'\,Z'\,p'$ neue, ihnen proportionale Functionen einführen:

$$(6)\quad U' = -\frac{X'}{\varkappa\mu c^2},\quad V' = -\frac{Y'}{\varkappa\mu c^2},\quad W' = -\frac{Z'}{\varkappa\mu c^2},\quad \varphi = \frac{p'}{\mu c^2}\,\frac{\mu C^2}{\mu_0' C'^2},$$

wo μ_0' einen Specialwerth der wenig veränderlichen Dichtigkeit μ' des flüssigen Aethers bezeichnet, und nun setzen:

$$(7)\quad \begin{cases} u' = -\dfrac{C^2-c^2}{4\pi C^2}\dfrac{\partial}{\partial x}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dt}\,d\tau_1 + \int \frac{U'}{r}\,d\tau_1, \\ v' = -\dfrac{C^2-c^2}{4\pi C^2}\dfrac{\partial}{\partial y}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dt}\,d\tau_1 + \int \frac{V'}{r}\,d\tau_1, \\ w' = -\dfrac{C^2-c^2}{4\pi C^2}\dfrac{\partial}{\partial z}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dt}\,d\tau_1 + \int \frac{W'}{r}\,d\tau_1, \end{cases}$$

wo die Integrationen über den leitererfüllten Raum, dessen Element $d\tau_1$ heisse, zu erstrecken sind. Diese Werthe von $u'v'w'$ erfüllen zunächst die Gleichungen, die man durch Substitution von (6) in (5) erhält, da unter der oben gemachten Annahme über die Kleinheit der Veränderungen aller Geschwindigkeiten, also auch der Dichtigkeit und des Drucks im flüssigen Aether:

$$(8)\quad \sigma' = \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = -\frac{1}{\mu'}\frac{d\mu'}{dt} = -\frac{1}{\mu_0'}\frac{d\mu'}{dt} = -\frac{1}{p_0'}\frac{dp'}{dt} = -\frac{c^2}{C^2}\frac{d\varphi}{dt}$$

gesetzt werden darf, wo p_0' der zur Dichtigkeit μ_0' gehörige besondere Werth des Druckes ist, also nach (2) $p_0' = C'^2\mu_0'$.

Durch die Substitutionen (6) gehen aber die Gleichungen (2) über in die Gleichungen der electrischen Strömung:

$$(9)\quad \begin{cases} \varkappa U' = -\dfrac{\mu_0' C'^2}{\mu C^2}\dfrac{\partial\varphi}{\partial x} - \dfrac{\mu'}{\mu c^2}\dfrac{du'}{dt}, \\ \varkappa V' = -\dfrac{\mu_0' C'^2}{\mu C^2}\dfrac{\partial\varphi}{\partial y} - \dfrac{\mu'}{\mu c^2}\dfrac{dv'}{dt}, \quad \dfrac{\partial u'}{\partial x} + \dfrac{\partial v'}{\partial y} + \dfrac{\partial w'}{\partial z} = -\dfrac{c^2}{C^2}\dfrac{d\varphi}{dt}, \\ \varkappa W' = -\dfrac{\mu_0' C'^2}{\mu C^2}\dfrac{\partial\varphi}{\partial z} - \dfrac{\mu'}{\mu c^2}\dfrac{dw'}{dt}, \end{cases}$$

die in der gewöhnlichen Form erscheinen, wenn $\mu = \mu_0'$, $C = C'$ ist. Wir haben nur $\varkappa$, den Coëfficienten, von dem die Energieübertragung zwischen festem und flüssigem Aether abhängt, den specifischen Leitungswiderstand zu nennen, sowie die den übertragenen Kräften proportionalen Grössen $U' V' W'$ als die Strömungscomponenten aufzufassen.

Die Geschwindigkeitscomponenten $u' v' w'$ des Aethers sind dann die Componenten des electrodynamischen Potentials, wie die Gleichungen (7) lehren, deren erste Glieder rechts bei der Integration über geschlossene Ströme verschwinden. Dass auch die dem Drucke p' proportionale Function φ das electrostatische Potential darstellt, beweist folgende Rechnung, die sich einer von Helmholtz a. a. O. ausgeführten anschliesst. — Zufolge (7) ist:

$$\sigma' = \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = \frac{C^2 - c^2}{C^2} \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \int \left\{ U' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + V' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} + W' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right\} dt_1.$$

Man setze $\dfrac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} = - \dfrac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x_1}$ ein und integrire partiell:

$$\sigma' = \frac{C^2 - c^2}{C^2} \frac{d\varphi}{dt} + \int \frac{1}{r} \left(\frac{\partial U'}{\partial x_1} + \frac{\partial V'}{\partial y_1} + \frac{\partial W'}{\partial z_1} \right) dt_1$$
$$+ \int \frac{1}{r} \left[U' \cos(x_1 n) + V' \cos(y_1 n) + W' \cos(z_1 n) \right] ds_1,$$

wo die letzte Integration über die Leiteroberfläche erstreckt wird, deren Elemente ds die innere Normale n haben. Die zunächst noch nöthigen Integrationen über eine kleine Kugel, deren Centrum xyz und über die Kugelfläche mit unendlich wachsendem Radius sind nach bekannten Schlüssen auf das Resultat ohne Einfluss. Führt man nun ein:

$$(10) \qquad \begin{cases} -\dfrac{d\varepsilon}{dt} = \dfrac{\partial U'}{\partial x} + \dfrac{\partial V'}{\partial y} + \dfrac{\partial W'}{\partial z}, \\ -\dfrac{de}{dt} = U' \cos(xn) + V' \cos(yn) + W' \cos(zn), \end{cases}$$

so findet man:

$$\sigma' = \frac{C^2 - c^2}{C^2} \frac{d\varphi}{dt} - \frac{d}{dt} \left\{ \int \frac{\varepsilon}{r} dt_1 + \int \frac{e}{r} ds_1 \right\},$$

und diese Gleichung ist nach (8) erfüllt, wenn:

$$(11) \qquad \varphi = \int \frac{\varepsilon}{r} dt_1 + \int \frac{e}{r} ds_1,$$

φ ist also nach den Festsetzungen über $U' V' W'$ als electrostatisches Potential zu bezeichnen, da nach (10) die Functionen ε und e electrische Dichtigkeiten genannt werden müssen.

Statt der von Helmholtz zur Verallgemeinerung des Ampère'schen Gesetzes eingeführten Constante k erscheint in unseren Gleichungen c^2/C^2, das Quadrat des Verhältnisses der beiden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. Dieselbe Grösse wird weiter unten als die Dielectricitätsconstante $1 + 4\pi K$ erscheinen, womit eine Aussicht auf experimentelle Prüfung der vorliegenden Theorie eröffnet ist.

Endlich ergeben die Gleichungen (9), falls $\mu = \mu_0'$, $C = C'$ angenommen wird, als das Verhältniss der electrostatischen zu den electrodynamischen Maasseinheiten die Grösse c^2, das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit. Das ist auch nach Maxwell's Theorie der Fall und steht bekanntlich mit Messungen von Weber, Maxwell und Thomson in guter Uebereinstimmung.

Zu den Differentialgleichungen (9) treten noch Grenzbedingungen. Zu den von Helmholtz a. a. O. benutzten, führt die Annahme, dass an den Leiteroberflächen die Verrückungen und Normaldrucke stetig sind, und dass der Aether in unendlicher Ferne ruht.

Die oben eingeführten Kräfte $X Y Z X' Y' Z'$ wirken auf die Aetherelemente, beschleunigen also nicht die Molecüle. Die Kräfte, welche auf die letzteren wie auf materielle Punkte ausgeübt werden, äussern sich als Wärme und ponderomotorische electrodynamische Wirkung. Ob sie sich aus jenen auf die Aetherelemente ausgeübten Kräften mittelst eines allgemeinen Princips herleiten lassen, bleibt auch hier eine offene Frage. Wir stellen nur hypothetisch fest, dass:

$$\varkappa (U'^2 + V'^2 + W'^2)$$

die pro Zeit- und Volumenelement entwickelte Wärme ist, und dass die electrodynamische Wirkung das Potential besitzt:

$$\iint \frac{1}{r} (U_1' U_2' + V_1' V_2' + W_1' W_2')\, d\tau_1\, d\tau_2.$$

VI. Der dielectrische Zustand. — Jede Störung des Druckes in dem flüssigen Aether der Molecüle veranlasst Strömungen dieses flüssigen Aethers, die sich durch Reibung auf den umgebenden festen Aether übertragen, d. h. mit anderen Worten, jede electrische Strömung erzeugt Schwingungen im festen Aether. In den Dielectrica brauchen nur diese Schwingungen berücksichtigt zu werden, nicht die gleichzeitig auftretenden Strömungen in den Molecülen. Durch die Dielectrica werden sich also Transversal- und Longitudinalwellen fortpflanzen. Hat die electrische Strömung zu einem Gleichgewichtszustande des flüssigen Aethers geführt, haben sich also die Druckdifferenzen ausgeglichen, so hört auch diese Wellenbewegung auf, und der feste Aether befindet sich auch in einem gewissen Gleichgewichtszustande. Das ist sein electrostatischer Zustand. Den Differentialgleichungen für das Gleichgewicht des festen elastischen Körpers:

$$(1)\quad \begin{cases} c^2 \Delta u + (C^2 - c^2)\dfrac{\partial \sigma}{\partial x} = 0, \\ c^2 \Delta v + (C^2 - c^2)\dfrac{\partial \sigma}{\partial y} = 0, \\ c^2 \Delta w + (C^2 - c^2)\dfrac{\partial \sigma}{\partial z} = 0, \end{cases} \qquad \sigma = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \Delta \sigma = 0,$$

wird genügt durch die Annahme:

$$(2)\quad \begin{cases} \Delta u = -\dfrac{C^2 - c^2}{c^2}\dfrac{\partial \sigma}{\partial x}, & u = \dfrac{C^2 - c^2}{4\pi c^2}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{\partial \sigma}{\partial \xi}\, d\tau_1 + u_0, \\ \Delta v = -\dfrac{C^2 - c^2}{c^2}\dfrac{\partial \sigma}{\partial y}, & v = \dfrac{C^2 - c^2}{4\pi c^2}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{\partial \sigma}{\partial \eta}\, d\tau_1 + v_0, \\ \Delta w = -\dfrac{C^2 - c^2}{c^2}\dfrac{\partial \sigma}{\partial z}, & w = \dfrac{C^2 - c^2}{4\pi c^2}\displaystyle\int \frac{1}{r}\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}\, d\tau_1 + w_0, \end{cases}$$

wo die Integration über den ganzen, mit festem Aether erfüllten Raum zu erstrecken ist, dessen Element $d\tau_1$ heisst, und wieder $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ den Abstand dieses Elementes $d\tau_1$ im Punkt $\xi\eta\zeta$ von dem Punkte xyz bezeichnet, in welchen die Verrückung uvw entsteht. $u_0 v_0 w_0$ bedeuten Functionen, die im Integrationsraume den Bedingungen genügen:

$$(2b)\qquad \Delta u_0 = 0, \quad \Delta v_0 = 0, \quad \Delta w_0 = 0.$$

Ueber diese Functionen muss nun so verfügt werden, dass der Ausdruck $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z$, gebildet aus den Gleichungen (2), den Werth σ annimmt. Setzt man:

$$(2c)\qquad \sigma_0 = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z}, \qquad \text{so wird:}$$

$$\sigma = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{C^2-c^2}{4\pi c^2}\int\left(\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial x}\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial y}\frac{\partial\sigma}{\partial\eta} + \frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial z}\frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right)d\tau_1 + \sigma_0$$

$$= -\frac{C^2-c^2}{4\pi c^2}\int\left(\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial\xi}\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial\eta}\frac{\partial\sigma}{\partial\eta} + \frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial\zeta}\frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right)d\tau_1 + \sigma_0$$

$$= +\frac{C^2-c^2}{4\pi c^2}\int\frac{1}{r}\Delta\sigma\,d\tau_1 + \frac{C^2-c^2}{4\pi c^2}\int\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma}{\partial n}ds + \sigma_0$$

zufolge des Green'schen Satzes. Hier ist die zweite Integration über alle Elemente ds der Grenzfläche des festen Aethers, also über alle Leiteroberflächenelemente zu führen. Die nach aussen gerichtete Normale der letzteren heisst n. Bei dieser Anwendung des Green'schen Satzes ist zunächst eine kleine um $x\,y\,z$ beschriebene Kugel vom Integrationsraume auszuschliessen; eine bekannte Schlussweise zeigt, dass das Resultat dadurch nicht beeinflusst wird. Die Integration über die Kugelfläche mit unendlich wachsendem Radius R kann ebenfalls unterdrückt werden, wenn $\partial\sigma/\partial n$ stärker als $1/R$ gegen die Null convergirt. Da nun im äthererfüllten Raume $\Delta\sigma = 0$ sein muss, wenn Gleichgewicht bestehen soll, so fragt es sich, ob σ_0 so gewählt werden kann, dass:

$$\sigma = \frac{C^2-c^2}{4\pi c^2}\int\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma}{\partial n}ds + \sigma_0. \tag{3}$$

Das erste Glied der rechten Seite ist ein Flächenpotential, und zwar ein Potential der Leiteroberflächen. Der Sprung, den $\partial\sigma/\partial n$ an diesen Flächen erleidet, ist $\partial\sigma/\partial n$ selbst, denn im Innern der Leiter kann Gleichgewicht nur herrschen, wenn dort σ constant, also die Ableitung nach der inneren Normale gleich Null ist. Somit ist:

$$-\frac{1}{4\pi}\int\frac{1}{r}\frac{\partial\sigma}{\partial n}ds = \sigma, \tag{4}$$

und Gleichung (3) wird:

$$\sigma = \frac{c}{C^2}\sigma_0. \tag{5}$$

Wir wollen noch definiren:

$$-4\pi e = \frac{\partial\sigma}{\partial n}, \qquad -4\pi e_0 = \frac{\partial\sigma_0}{\partial n}, \tag{6}$$

wodurch wir erhalten:

$$\text{(6b)} \qquad \sigma = \int \frac{e}{r}\, ds, \qquad \sigma_0 = \int \frac{e_0}{r}\, ds, \qquad e = \frac{c^2}{C^2}\, e_0.$$

Die Function σ_0 hat sämmtliche Eigenschaften des electrostatischen Potentials, welchem also in unserer Theorie die Dilatation des Aethers proportional ist. Der Proportionalitätsfactor ist als die sogenannte Dielectricitätsconstante anzusehen:

$$\text{(7)} \qquad \frac{c^2}{C^2} = 1 + 4\pi K; \quad 4\pi K = -\frac{C^2 - c^2}{C^2}.$$

In Medien, in welchen $C = c$ ist, würde eine dielectrische Polarisation nicht stattfinden.

Die Gleichungen für das dielectrische Moment erhalten wir, wenn wir dessen Componenten UVW definiren durch:

$$\text{(8)} \quad \begin{cases} \Delta u = -4\pi U, & u = \int \frac{U}{r}\, d\tau_1 + u_0, & \Delta u_0 = 0, \\ \Delta v = -4\pi V, & v = \int \frac{V}{r}\, d\tau_1 + v_0, & \Delta v_0 = 0, \\ \Delta w = -4\pi W, & w = \int \frac{W}{r}\, d\tau_1 + w_0, & \Delta w_0 = 0. \end{cases}$$

Denn dann wird mit Benutzung von (2), (5) und (6):

$$\text{(9)} \quad \begin{cases} U = \frac{C^2 - c^2}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial x} \int \frac{e}{r}\, ds = \frac{C^2 - c^2}{4\pi C^2} \frac{\partial}{\partial x} \int \frac{e_0}{r}\, ds, \\ V = \frac{C^2 - c^2}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial y} \int \frac{e}{r}\, ds = \frac{C^2 - c^2}{4\pi C^2} \frac{\partial}{\partial y} \int \frac{e_0}{r}\, ds, \\ W = \frac{C^2 - c^2}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial z} \int \frac{e}{r}\, ds = \frac{C^2 - c^2}{4\pi C^2} \frac{\partial}{\partial z} \int \frac{e_0}{r}\, ds. \end{cases}$$

Der hier auftretende Factor $(C^2 - c^2)/4\pi C^2$ ist nach (7) gleich $-K$.

Die Grössen e und e_0 lassen sich noch durch die dielectrischen Momente ausdrücken, welche an den Leiteroberflächen vorhanden sind:

$$\text{(10)} \begin{cases} e = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \sigma}{\partial n} = -\frac{c^2}{C^2 - c^2} (U \cos(xn) + V \cos(yn) + W \cos(zn)), \\ e_0 = -\frac{C^2}{C^2 - c^2} (U \cos(xn) + V \cos(yn) + W \cos(zn)). \end{cases}$$

So lange der electrische Gleichgewichtszustand nicht eingetreten ist, gelten für den Aether der Dielectrica die elastischen Differentialgleichungen, welche, wenn man durch die Gleichungen (8) das dielectrische Moment einführt, die Maxwell'sche Form annehmen:

$$(11)\quad \left\{\begin{aligned} 4\pi U &= \frac{C^2-c^2}{c^2}\frac{\partial\sigma}{\partial x} - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -4\pi K\frac{\partial\sigma_0}{\partial x} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ 4\pi V &= \frac{C^2-c^2}{c^2}\frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -4\pi K\frac{\partial\sigma_0}{\partial y} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ 4\pi W &= \frac{C^2-c^2}{c^2}\frac{\partial\sigma}{\partial z} - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -4\pi K\frac{\partial\sigma_0}{\partial z} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}. \end{aligned}\right.$$

Die hier entwickelte Theorie der Dielectrica schliesst sich den von Faraday herrührenden und von Maxwell mathematisch durchgeführten Vorstellungen an. Sie bietet eine sehr durchsichtige Auffassung der Uebertragung electrischer Energie. Ein electrisch geladener Körper ist ein solcher, der das umgebende Medium in einen Zustand der Spannung versetzt. Ist der Körper nicht gleichzeitig durchströmt, so geht überhaupt nichts in ihm vor, der electrostatische Vorgang findet (wie besonders Maxwell scharf hervorhebt) im wesentlichen nur im Dielectricum statt. Nennen wir einen Körper positiv electrisch, der das umgebende Medium verdünnt, negativ einen, der es verdichtet. Die Verdünnung (bez. Verdichtung) σ ist der Entfernung r vom Leiter umgekehrt proportional und direct proportional dem „Gefälle" an der Leiteroberfläche, d. h. dem Differentialquotienten $= -1/4\pi\cdot\partial\sigma/\partial n$. Dieses Gefälle stellt die electrische Dichtigkeit, die Verdünnung das electrische Potential dar. Ein positiv electrischer Körper hat ein positives Gefälle, da er den umgebenden Aether verdünnt, und diese Verdünnung nach dem Unendlichen hin zu 0 abnimmt. In der Umgebung eines solchen positiven Körpers herrscht also überall positives Gefälle in der Richtung vom Körper fort, negatives in der entgegengesetzten. Ein zweiter Leiter wird daher an der dem ersten zugewandten Seite negatives, an der abgewandten positives Gefälle besitzen und demgemäss electrisch influirt sein.

Die electrische Anziehung und Abstossung erfordert die Annahme, dass an der Leiteroberfläche eine beschleunigende Kraft auf die Molecüle des Leiters wie auf materielle Punkte übertragen wird, deren Componenten sind:

$$(12)\begin{cases} \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\sigma}{\partial n}\cdot\frac{\partial\sigma}{\partial x} = -e_1\frac{\partial}{\partial x}\int\frac{e_2}{r}ds, \quad \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\sigma}{\partial n}\cdot\frac{\partial\sigma}{\partial y} = -e_1\frac{\partial}{\partial y}\int\frac{e_2}{r}ds, \\ \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\sigma}{\partial n}\cdot\frac{\partial\sigma}{\partial z} = -e_1\frac{\partial}{\partial z}\int\frac{e_2}{r}ds. \end{cases}$$

Schliesslich sei bemerkt, dass nach Formel (7) (abweichend von dem Maxwell'schen Ergebniss) die Dielectricitätsconstante $1+4\pi K$ nur dann dem Quadrate des Brechungsindex proportional ist, wenn in allen Medien die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für Longitudinalwellen die gleiche ist. Ob dies der Fall, kann daher durch Vergleichung der Dielectricitätsconstante und des Brechungsindex experimentell entschieden werden.

Die dargelegte Auffassung der Naturerscheinungen erklärt die sogenannten Fernewirkungen durch eine Fortpflanzung der Energie in demselben Medium, in welchem sich die Energie fortpflanzt, die wir als Licht und strahlende Wärme kennen. Durch gewisse transversale Schwingungen um die natürliche Gleichgewichtslage pflanzt der Aether die letztgenannten Formen der Energie fort, während die Fernewirkungen bedingt werden durch bleibende Verrückungen der Aethertheile in eine neue, die betreffende Fernewirkung charakterisirende Gleichgewichtslage. Der Uebergang aus einer Gleichgewichtslage in die andere wird durch Transversal- und Longitudinalschwingungen herbeigeführt.

In ihrem hier dargelegten Stadium ist unsere Auffassungsweise noch eine mangelhafte, sie ist nach zwei Richtungen hin weiterer Entwickelung bedürftig. Die ponderomotorischen Wirkungen müssen auch nach obiger Darlegung noch durch so viel Receptionshypothesen erklärt werden, als es verschiedene Arten solcher Fernewirkungen gibt. Auch muss hypothetisch angenommen werden, dass sich die Molecüle wie materielle Punkte nach den Axiomen der Mechanik bewegen. Ein tieferes Eindringen in die Mechanik des Aethers dürfte eine Verminderung der Anzahl dieser Hypothesen herbeiführen. Ferner erübrigt es, die molecularen Vorgänge der dargelegten Auffassung zu unterwerfen. Eine flüchtige Betrachtung einzelner derselben lässt erwarten, dass für ihre Erklärung gerade die Mechanik des Aethers sich von besonderem Werthe erweisen wird. Dabei wird sich eine Erweiterung unserer Principien nöthig machen, indem noch radiale Schwingungen der Molecüle, bei denen sich das Volumen periodisch ändert, heranzuziehen sind.

Aber in dem jetzigen Stadium bereits scheinen mir die vorgetragenen Anschauungen ein erhebliches Stück dem Ziele der mathematischen Physik näher zu führen: alle qualitativen Unterschiede der Materie auf Unterschiede des Bewegungszustandes zu reduciren. Denn meine Darlegung zeigt, dass zur Erklärung der Fernewirkungen und der Strahlung nur die Annahme eines einzigen Stoffes (des Aethers) erforderlich ist, d. h. dass für diese Erscheinungen alle Qualitäten, die man einem Stoffe zuschreiben kann, einflusslos sind, ausser der einen, dass er sich bewegt, oder dass im Begriffe Aether nichts anderes gedacht zu werden braucht, als „das Bewegliche“.

XII. *Bemerkung zu der Abhandlung: Ueber ein neues Volumenometer*[1]*; von A. Paalzow.*

Herr Dr. v. Baumhauer schreibt mir, dass er in seinen Archiv. Néerland. III. p. 385. 1868 ein Volumenometer beschrieben habe, welches dem meinigen identisch gleich sei.

Ich habe weder die Beschreibung noch das Instrument selbst gekannt, finde auch in den Fortschritten der Physik keinen Bericht darüber.

Herr Dr. v. Baumhauer, der mir jetzt einen Abdruck seiner Beschreibung zusendet, sagt von dem betreffenden Instrument selbst, dass es dem von Regnault construirten ähnlich sei. Ich kann ihm daher nur die Priorität in Bezug auf die Anwendung des Kautschukschlauches zuerkennen, was ich hiermit gern thue.

Selbst wenn ich das Instrument gekannt hätte, würde ich keinen Anstand genommen haben, auch das meinige, dem Rüdorff'schen ähnliche, zu beschreiben, da ich es bequemer finde, und das schon vor Jahren construirte jetzt auf Wunsch einiger Collegen, die es sich angeschafft haben, zu publiciren.

1) Paalzow, Wied. Ann. 13. p. 332. 1881.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.