widerstand zwischen einem Messingzylinder von den Dimensionen der Kristalle und den Flächen der amalgamierten Goldplatten nicht nachzuweisen war.

Die beiden amalgamierten Goldflächen hafteten zuerst mit 223 g/cm², nach 16stündiger Berührung dagegen mit 500 g/cm² aneinander.

Aus der Darstellung dürfte hervorgehen, daß die Bestimmung des Widerstandes eines Kristalls zu den schwierigsten Aufgaben der messenden Physik gehört. Man wird, soweit die vorliegenden Beobachtungen einen allgemeinen Schluß gestatten, auf feste Zuleitungen überhaupt verzichten müssen und nur flüssige metallische in Anwendung bringen dürfen. Und auch dabei hat man vorsichtig darauf zu achten, daß der Widerstand sich vollkommen unabhängig von der jeweiligen Stromstärke ergibt. Der Widerstand darf ferner vom Drucke, unter dem der Kristall steht, nicht beeinflußt werden. Diese beiden letzten Bedingungen scheinen erfüllt zu sein, wenn zwischen Kristall und flüssiger Zuleitung eine gewisse, nicht zu geringe Haftfestigkeit vorhanden ist.

Graz, Technische Hochschule, August 1911.

(Eingegangen 14. August 1911.)

Zur Relativitätsmechanik deformierbarer Körper.

Von Gunnar Nordström.

Wie die Untersuchungen verschiedener Forscher gezeigt haben, kommt man in der Relativitätsmechanik nicht weit, solange man sich auf „starre" Körper beschränkt. Zu einer befriedigenden Fassung dieser Mechanik kann man nur gelangen, wenn man die Deformierbarkeit der Körper berücksichtigt. Die Mechanik für Körper, die unter einem allseitigen Normaldruck stehen, ist von Planck[1]) in thermodynamischer Hinsicht behandelt. Auch durch rein mechanische Betrachtungen lassen sich aber über das Verhalten solcher Körper einige Schlüsse ziehen, wie ich unten zu zeigen suche. In einer folgenden Mitteilung beabsichtige ich, die Betrachtungen auf Körper, in denen auch Tangentialspannungen auftreten, auszudehnen.

Die Betrachtungen will ich auf die von Abraham[2]) modifizierte Minkowskische Mechanik gründen, und in Anschluß hierzu annehmen, daß die auftretenden Kräfte sich aus vierdimensionalen Tensoren ableiten. Ich bin früher für einen von dem Abrahamschen abweichenden Kraftbegriff aufgetreten[1]), der aber, wie Abraham gezeigt hat[2]), mit der Planckschen Relativitätsthermodynamik nicht vereinbar ist. Im folgenden werde ich, wie gesagt, den Abrahamschen Kraftbegriff benutzen, will aber hierdurch keine bestimmte Ansicht über die Richtigkeit des einen oder anderen der beiden Begriffe aussagen.

Abraham betrachtet in den zitierten Arbeiten nur Körper, deren jedes Teilchen sein Ruhvolumen mit der Zeit nicht verändert. Damit seine Bewegungsgleichungen bei beliebiger Deformation des Mediums gelten sollen, hat man nach meiner Ansicht dieselben etwas zu modifizieren, und diese Verallgemeinerung habe ich in der zitierten Mitteilung gemacht [l. c. Gl. (4′)].

Wir bezeichnen mit $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_y$, $\mathfrak{K}_z$, $\mathfrak{K}_u$ ($u = ict$) die vier Komponenten der ponderomotorischen Kraft pro Volumeneinheit, die ein Vierervektor ist, mit $\mathfrak{a}_x$, $\mathfrak{a}_y$, $\mathfrak{a}_z$, $\mathfrak{a}_u$ die Komponenten des Minkowskischen Bewegungsvektors und mit γ die Ruhmassendichte (vierdimensionaler Skalar). Dann lauten die allgemeinen Bewegungsgleichungen, auf die wir uns stützen wollen,

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma\,\mathfrak{a}_x^2 + \frac{\partial}{\partial y}\gamma\,\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma\,\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_z \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma\,\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_u, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \mathfrak{K}_u &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma\,\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma\,\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma\,\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_z \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial u}\gamma\,\mathfrak{a}_u^2. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wir betrachten nun ein materielles Fluidum, innerhalb dessen ein örtlich und zeitlich veränderlicher Normaldruck p herrscht. Der Normaldruck ist, wie Planck[3]) und Sommerfeld[4]) gezeigt haben, bei Lorentz-Transformationen invariant, also ein vierdimensionaler Skalar. Es drückt — wenigstens für den Fall der Ruhe — der negative Druckgradient $-\nabla p$ die von dem Druck p herrührende ponderomotorische Kraft pro Volumeneinheit aus. Nehmen wir nun nach dem früher Gesagten an, daß diese ponderomotorische Kraft sich allgemein aus einem vierdimensionalen Tensor ableitet, indem

---

1) M. Planck, Berl. Sitzungsber. 1907, S. 542.
2) M. Abraham, diese Zeitschr. 10, 737, 1909; Rend. Circ. Matem. Palermo, 30, 1910: Sull' elettrodinamica di Minkowski, § 4.

1) G. Nordström, diese Zeitschr. 11, 440, 1910.
2) M. Abraham, diese Zeitschr. 11, 527, 1910.
3) M. Planck, l. c.
4) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 32, 773, 1910.

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x}+\frac{\partial X_y}{\partial y}+\frac{\partial X_z}{\partial z}+\frac{\partial X_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x}+\frac{\partial Y_y}{\partial y}+\frac{\partial Y_z}{\partial z}+\frac{\partial Y_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x}+\frac{\partial Z_y}{\partial y}+\frac{\partial Z_z}{\partial z}+\frac{\partial Z_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_u &= \frac{\partial U_x}{\partial x}+\frac{\partial U_y}{\partial y}+\frac{\partial U_z}{\partial z}+\frac{\partial U_u}{\partial u},\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wo

$$X_y = Y_x,\ X_z = Z_x,\ X_u = U_x \text{ usw.},$$

so ist in dem betrachteten Falle der Ruhe

$$\left.\begin{aligned}X_x = Y_y = Z_z &= -p,\\ X_y = X_z = X_u = Y_z = Y_u = Z_u &= 0.\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Durch eine Lorentz-Transformation gehen wir zu dem Falle der Bewegung über. Durch diese Transformation soll, wie gesagt, der Normaldruck p sich nicht verändern. Die einfachste Annahme, die das bewirkt, ist, daß man für den Fall der Ruhe annimmt,

$$U_u = -p. \quad (4)$$

Dann ist der vierdimensionale Tensor in (2) ein vierdimensionaler Skalar $-p$, und man findet, wenn man eine Lorentz-Transformation vornimmt, daß die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_x = -\frac{\partial p}{\partial x},\ \mathfrak{K}_y = -\frac{\partial p}{\partial y},\ \mathfrak{K}_z = -\frac{\partial p}{\partial z},\\ \mathfrak{K}_u = -\frac{\partial p}{\partial u}\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

auch für bewegte Medien gelten. Wir wollen nun zuerst untersuchen, zu welchen Konsequenzen die Annahme (4) führt. Später wollen wir diese Annahme fallen lassen und die Verhältnisse unter allgemeineren Voraussetzungen behandeln.

Zu dem erstgenannten Zweck haben wir die Gleichungen (5) mit den Bewegungsgleichungen (1) zu verknüpfen, indem wir annehmen, daß innerhalb des Fluidums keine anderen Kräfte wirken, als die von dem Druck p herrührenden. Die letzte der Gleichungen (1) lautet, wenn man die gewöhnliche Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ und die gewöhnliche Massendichte δ einführt und die Bezeichnungen der dreidimensionalen Vektoranalysis benutzt,

$$-ic\mathfrak{K}_u = c^2\left\{\operatorname{div}\frac{\delta\mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}}+\frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta}{\sqrt{1-q^2}}\right\}. \quad (6)$$

Es ist hier der Einfachheit halber $q = \frac{\mathfrak{v}}{c}$ gesetzt, und weiter ist

$$a_x = \frac{\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-q^2}},\ \ldots,\ a_u = \frac{ic}{\sqrt{1-q^2}},$$

$$\gamma = \delta\sqrt{1-q^2}.$$

Für $-ic\mathfrak{K}_u$ erhält man noch, wie ich in der zitierten Mitteilung [Gl. (8′)] gezeigt habe, den allgemeinen Ausdruck

$$-ic\mathfrak{K}_u = \mathfrak{K}\mathfrak{v}+c^2\sqrt{1-q^2}\left\{\operatorname{div}\delta\mathfrak{v}+\frac{\partial\delta}{\partial t}\right\}. \quad (7)$$

Wenn das Volumen eines Massenelements mit dv bezeichnet wird, so ist

$$dv\left\{\operatorname{div}\delta\mathfrak{v}+\frac{\partial\delta}{\partial t}\right\} = \frac{d}{dt}(\delta dv) = \frac{d}{dt}dm$$

die zeitliche Veränderung der Masse $dm = \delta dv$ des Teilchens. Gl. (7) zeigt also, daß die ponderomotorische Kraft im Falle der Ruhe nur dann eine energetische Komponente $\mathfrak{K}_u$ haben kann, wenn die Masse der Materie sich zeitlich verändert. Nach der letzten der Gleichungen (5) muß also eine Druckveränderung eine Veränderung der Masse hervorrufen. Wegen

$$\mathfrak{K} = -\nabla p,\quad -ic\mathfrak{K}_u = \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (5a)$$

erhält man

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\mathfrak{v}\nabla p = c^2\sqrt{1-q^2}\left\{\operatorname{div}\delta\mathfrak{v}+\frac{\partial\delta}{\partial t}\right\}$$

oder, wenn man die zeitliche Veränderung des Druckes in einem mitbewegten Punkte mit $\frac{dp}{dt}$ bezeichnet,

$$\frac{dp}{dt}dv = c^2\sqrt{1-q^2}\frac{d}{dt}(\delta dv). \quad (8)$$

Es ist $\delta dv = dm$ ein vierdimensionaler Skalar; wenn man die Eigenzeit τ und das Ruhvolumen $dv_0 = \frac{dv}{\sqrt{1-q^2}}$ des Teilchens einführt, so hat man

$$\frac{dp}{d\tau}dv_0 = c^2\frac{d}{d\tau}(\gamma dv_0) = c^2\frac{d}{d\tau}dm. \quad (9)$$

Die Gleichungen (8) und (9) drücken das Gesetz der Massenveränderung aus[1]).

Wir wollen uns nun zum Energiesatz wenden und behandeln hierbei nur adiabatische Vorgänge. Der Energiesatz wird durch folgende Gleichung ausgedrückt, welche unmittelbar aus (6) und (5a) hervorgeht,

$$\operatorname{div}\frac{c^2\delta\mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}}+\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-q^2}}-p\right\} = 0. \quad (10)$$

Es ist hier

$$\frac{c^2\delta\mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}} = \mathfrak{S} \quad (11)$$

der Energiestrom und

$$\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-q^2}}-p = \psi \quad (12)$$

die Energiedichte. Daß die Gleichung (10) wirklich den Energiesatz ausdrückt, erhellt sofort,

1) Eine mit (8) identische Gleichung hat W. v. Ignatowsky abgeleitet, auf die Planckschen thermodynamischen Betrachtungen sich stützend: diese Zeitschr. 12, 442, Gl. (40), 1911. Oben ist die Gleichung rein aus der Mechanik gefunden.

wenn man sie mit dv multipliziert und etwas umformt. Man hat bekanntlich

$$\frac{\partial p}{\partial t}dv = \frac{d}{dt}(p\,dv) - \operatorname{div} p\mathfrak{v}\cdot dv,$$

und die mit dv multiplizierte Gleichung (10) schreibt sich

$$-\operatorname{div} p\mathfrak{v}\cdot dv = \frac{d}{dt}\left\{\left(\frac{c^2\delta}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}} - p\right)dv\right\}. \quad (13)$$

Es ist ja $-\operatorname{div} p\mathfrak{v}\cdot dv$ die auf das betrachtete Teilchen von außen durch den Druck p ausgeübte Arbeit, welche bei adiabatischer Deformation dem Energiezuwachs des Teilchens gleich sein muß.

Im Ausdruck (12) für die Energiedichte ist das Auftreten von p mit negativem Vorzeichen zu bemerken. Der Zuwachs der Masse durch Druckvermehrung bringt es doch mit sich, daß eine adiabatische Kompression immer eine Vergrößerung der Energie zur Folge hat.

Wir wollen noch bemerken, daß die gefundenen Resultate in vollem Einklang mit den von Planck[1]) abgeleiteten Transformationsgleichungen für die Energie und die Bewegungsgröße stehen. Die Dichte $\mathfrak{g}$ der Bewegungsgröße ist, wie man aus den Bewegungsgleichungen sieht, gleich dem durch c^2 dividierten Energiestrom; es ist

$$\mathfrak{g}_x = \frac{\delta\mathfrak{v}_x}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \quad \mathfrak{g}_y = \frac{\delta\mathfrak{v}_y}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}, \quad \mathfrak{g}_z = \frac{\delta\mathfrak{v}_z}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}. \quad (14)$$

Wenn man die Gleichungen (12) und (14) mit dv multipliziert und dieselben dann einer Lorentz-Transformation unterwirft, findet man leicht ihre Übereinstimmung mit den in der zitierten Arbeit von Planck angegebenen Transformationsgleichungen (33), (28) und (29).

Die bisherigen Betrachtungen stützen sich auf die Annahme (4). Diese Annahme ist aber nicht notwendig, um die Forderung aufrecht zu erhalten, daß der Druck ein vierdimensionaler Skalar sein soll. Wenn nämlich eine von dem Druck verursachte Bewegungsgröße auftritt, deren Dichte $\mathfrak{g}^p$ nach (2) die Komponenten

$$\mathfrak{g}^p_x = \frac{i}{c}X_u, \quad \mathfrak{g}^p_y = \frac{i}{c}Y_u, \quad \mathfrak{g}^p_z = \frac{i}{c}Z_u \quad (15)$$

hat, so sind nicht mehr $-X_x$, $-Y_y$, $-Z_z$ gleich dem Normaldruck p. Der Druck ist in diesem Falle so zu berechnen, wie der Druck auf bewegte Flächen in der Elektrodynamik. Die Druckkraft auf ein Flächenelement, das wir als einen Vektor $d\mathfrak{f}$ auffassen, hat die Komponenten

$$p\,d\mathfrak{f}_x = -X_x d\mathfrak{f}_x - X_y d\mathfrak{f}_y - X_z d\mathfrak{f}_z - \mathfrak{g}^p_x\cdot\mathfrak{v}\,d\mathfrak{f},$$
$$p\,d\mathfrak{f}_y = -Y_x d\mathfrak{f}_x - Y_y d\mathfrak{f}_y - Y_z d\mathfrak{f}_z - \mathfrak{g}^p_y\cdot\mathfrak{v}\,d\mathfrak{f}, \quad (16)$$
$$p\,d\mathfrak{f}_z = -Z_x d\mathfrak{f}_x - Z_y d\mathfrak{f}_y - Z_z d\mathfrak{f}_z - \mathfrak{g}^p_z\cdot\mathfrak{v}\,d\mathfrak{f}.$$

Indem wir also nunmehr die Annahme $U_u = -p$ fallen lassen, bezeichnen wir U_u für den Fall der Ruhe mit U_0. Da jeder Punkt der Materie sich auf Ruhe transformieren läßt, ist U_0 für jeden Raumzeitpunkt der Materie eine bestimmte Größe: ein vierdimensionaler Skalar. U_0 kann als „die vom Druck verursachte Ruhenergiedichte" bezeichnet werden und ist als eine Funktion von den Zustandsvariablen der Ruhe zu betrachten.

Für den Fall der Ruhe setzen wir also voraus:

$$X_x = Y_y = Z_z = -p, \quad U_u = U_0,$$
$$X_y = X_z = X_u = Y_z = Y_u = Z_u = 0.$$

Durch eine Lorentz-Transformation finden wir nun für den Fall der Bewegung

$$X_x = -p - \frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x^2, \quad Y_y = -p - \frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_y^2,$$
$$Z_z = -p - \frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_z^2, \quad U_u = -p - \frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_u^2,$$
$$X_y = -\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_y, \quad X_z = -\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_z,$$
$$X_u = -\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_u \quad \text{usw.} \quad (17)$$

Hieraus ergibt sich nach (15) für die Dichte der Bewegungsgröße $\mathfrak{g}^p$

$$\mathfrak{g}^p = \frac{(p+U_0)\mathfrak{v}}{c^2(1-\mathfrak{q}^2)}. \quad (18)$$

Wenn wir die Ausdrücke (17) und (18) in die Gleichungen (16) einführen, finden wir, daß diese Gleichungen identisch erfüllt werden, und daß also in der Tat die auf ein Flächenelement $d\mathfrak{f}$ ausgeübte Kraft ein Normaldruck ist, dessen Betrag pro Flächeneinheit vom Bezugssystem unabhängig ist. Wir sehen auch hierdurch, daß, wie Sommerfeld gezeigt hat, die Invarianz des Druckes eine allgemeine Folgerung des Relativitätsprinzips ist.

Für die ponderomotorische Kraft pro Volumeneinheit finden wir nach (2)

$$\mathfrak{K}_x = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x^2 - \frac{\partial}{\partial y}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_y - \frac{\partial}{\partial z}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_z - \frac{\partial}{\partial u}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_x\mathfrak{a}_u.$$

— — — — — — — — — — — — — —

— — — — — — — — — — — — — —

$$\mathfrak{K}_u = -\frac{\partial p}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial x}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_x - \frac{\partial}{\partial y}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_y - \frac{\partial}{\partial z}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_u\mathfrak{a}_z - \frac{\partial}{\partial u}\frac{p+U_0}{c^2}\mathfrak{a}_u^2, \quad (19)$$

1) M. Planck, l. c.

und wenn wir das Gleichungssystem mit den Bewegungsgleichungen (1) verknüpfen, ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\gamma + \frac{p+U_0}{c^2}\right)a_x^2 \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}\left(\gamma + \frac{p+U_0}{c^2}\right)a_x\, a_y \\ &+ \frac{\partial}{\partial z}\left(\gamma + \frac{p+U_0}{c^2}\right)a_x\, a_z \\ &+ \frac{\partial}{\partial u}\left(\gamma + \frac{p+U_0}{c^2}\right)a_x\, a_u, \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

und drei entsprechende Gleichungen für die übrigen Weltachsenrichtungen. Ein Vergleich mit (1) zeigt nun, daß die Bewegung genau so stattfindet, als ob die ponderomotorische Kraft nicht durch die Gl. (19), sondern durch die Gl. (5) angegeben wäre, und die Ruhmassendichte

$$\gamma' = \gamma + \frac{p+U_0}{c^2} \quad (21)$$

wäre. Alle Verhältnisse in dem nun betrachteten allgemeinen Falle sind genau dieselben wie die aus der Annahme (4) folgenden, nur werden die Kraft und die Masse anders aufgefaßt. An Stelle der Dichte δ in unseren früheren Gleichungen tritt die Größe

$$\delta' = \delta + \frac{p+U_0}{c^2\sqrt{1-q^2}}, \quad (22)$$

der also nun dieselbe physikalische Bedeutung zukommt, wie früher der Dichte.

Die Größe

$$\gamma'\, dv_0 = \delta'\, dv = dm',$$

die als Summe der „wahren Masse“ γdv_0 und der „scheinbaren Masse“

$$\frac{p+U_0}{c^2}\, dv_0 = \frac{p+U_0}{c^2\sqrt{1-q^2}}\, dv$$

eines Teilchens aufgefaßt werden kann, verändert sich mit der Zeit nach genau denselben Gesetzen wie die Masse $\gamma dv_0 = dm$ in der aus der Annahme (4) folgenden Theorie. Man hat entsprechend Gl. (9)

$$\frac{dp}{d\tau}\, dv_0 = \frac{d}{d\tau}\left\{(c^2\gamma + p + U_0)\, dv_0\right\} = c^2\frac{d}{d\tau}\, dm'. \quad (23)$$

Die Größe U_0 ist, wie früher gesagt, allgemein als eine Funktion der Zustandsvariablen für den Fall der Ruhe zu betrachten, und nach der allgemeinen Elastizitätstheorie hat diese Funktion die Eigenschaft, daß für adiabatische Prozesse

$$-p\frac{dv_0}{d\tau} = \frac{d}{d\tau}(U_0\, dv_0)$$

ist. Dann verändert sich, wie man aus (23) leicht sieht, bei solchen Prozessen nicht die wahre Masse γdv_0, sondern nur die scheinbare.

Als Energiegleichung erhält man eine Gleichung, die mit (10) identisch ist, nur δ' anstatt δ enthält. Es ist der gesamte Energiestrom

$$\mathfrak{S} = \frac{c^2\delta' \mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}} = \frac{c^2\delta\mathfrak{v}}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{(p+U_0)\mathfrak{v}}{1-q^2}, \quad (24)$$

und die gesamte Energiedichte

$$\psi = \frac{c^2\delta'}{\sqrt{1-q^2}} - p = \frac{c^2\delta}{\sqrt{1-q^2}} + \frac{p+U_0}{1-q^2} - p. \quad (25)$$

Die Gesamtdichte der Bewegungsgröße ist gleich $\frac{1}{c^2}\mathfrak{S}$. Die Transformationsgleichungen von Planck sind natürlich auch nun erfüllt.

Wir haben nun gezeigt, daß in der im Anfang gemachten Annahme (4) keine Spezialisierung der Theorie liegt, sondern nur eine Spezialisierung der Begriffe. Diese Annahme ist also vollkommen berechtigt. Ihre Folgerung, daß eine Druckveränderung eine Massenveränderung bewirken muß, hat ja nach den jetzigen Anschauungen an sich auch nichts Bedenkliches.

Als das Obenstehende geschrieben war, ist das Buch von Laue „Das Relativitätsprinzip“ erschienen, wo in § 24 u. f. dieselben Aufgaben wie hier behandelt sind. Soweit ich sehe, stehen meine Resultate im Einklang mit den von Laue gefundenen. In mancher Hinsicht unterscheiden sich aber unsere Betrachtungen voneinander, und deswegen dürfte auch die Veröffentlichung des Obenstehenden gerechtfertigt sein.

Göttingen, 30. Juni 1911.

(Eingegangen 3. Juli 1911.)

Bestimmung des Ionengehaltes auf dem Atlantischen Ozean.

Von Georg Berndt.

Bei der Rückkehr von Europa nach Buenos Aires im März dieses Jahres mit dem Dampfer „Gotha“ des Norddeutschen Lloyd nahm ich Gelegenheit, eine Reihe luftelektrischer Messungen an Bord auszuführen. Nach der Ebertschen Theorie[1]) sollte man, unter sonst gleichbleibenden Bedingungen, eine Abnahme des Ionengehaltes mit der Entfernung vom Lande erwarten, da nach den bisher vorliegenden Untersuchungen die durch den Wind vom Lande her übers Meer getragene Emanation die hauptsächliche, wenn nicht die ausschließliche Quelle der Ionisierung ist[2]). Um diese Frage zu prüfen, bestimmte ich vor allem den Ionengehalt. Zu diesem Zweck stand mir ein Ebertscher Ionenaspirator von Günther & Tegetmeyer mit Wulfschem Elektrometer und eingebautem Anemo-

1) H. Ebert, diese Zeitschr. 5, 135, 1904.
2) Siehe z. B: A. S. Eve, diese Zeitschr. 8, 286, 1907.