stand von $2{,}2 \cdot 10^5\ \Omega$ bei 1250°. Leider schmolz auch dieser Diamant im *Ni* fest unter Karburierung desselben. Diese Kohle löste sich im Brodieschen Reagenz ($KClO_3 + HNO_3 + H_2SO_4$), war also kein Graphit, obwohl die Bedingungen dazu bei Gegenwart des *Ni* sehr günstig waren. Herr Doelter macht mit Recht in seiner Abhandlung auf diesen wichtigen Punkt aufmerksam.

Als Resultat dieser Untersuchung läßt sich also zusammenfassen, daß der Diamant bis 1350° wenigstens einen spez. Widerstand von $1 \cdot 10^6\ \Omega$ hat, vermutlich aber einen noch größeren.

Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 10. Oktober 1912.)

Relativitätsprinzip und Gravitation.

Von Gunnar Nordström.

Die Hypothese Einsteins, daß die Geschwindigkeit c des Lichts vom Gravitationspotential abhänge[1]), führt, wie aus der Diskussion zwischen Einstein und Abraham[2]) hervorgeht, zu erheblichen Schwierigkeiten für das Relativitätsprinzip. Es fragt sich deshalb, ob es nicht möglich ist, die Einsteinsche Hypothese durch eine andere zu ersetzen, die c konstant läßt und doch die Theorie der Gravitation in solcher Weise dem Relativitätsprinzip anpaßt, daß schwere und träge Masse gleich werden[3]). Eine solche Hypothese glaube ich gefunden zu haben und will im folgenden dieselbe darstellen.

Es seien x, y, z, u die vier Koordinaten;

$$u = ict.$$

Mit Abraham[4]) setze ich, indem ich die Ruhdichte der Materie mit γ, das Gravitationspotential mit Φ bezeichne

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial u^2} = 4\pi f\gamma. \quad (1)$$

Sowohl Φ wie γ sind vierdimensionale Größen; f ist die Gravitationskonstante. Im Gravitationsfelde haben wir einen Vierervektor

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{F}_x &= -\frac{\partial\Phi}{\partial x}, & \mathfrak{F}_y &= -\frac{\partial\Phi}{\partial y}, \\ \mathfrak{F}_z &= -\frac{\partial\Phi}{\partial z}, & \mathfrak{F}_u &= -\frac{\partial\Phi}{\partial u}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

von welchem die Beschleunigung eines im Felde befindlichen Massenpunktes herrühren muß. Faßt man aber den Vierervektor $\mathfrak{F}$ als die bewegende Kraft auf, die auf eine unveränderliche Einheitsmasse wirkt, so kann man die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nicht aufrecht halten. Es würde nämlich in diesem Falle $\mathfrak{F}$ gleich dem vierdimensionalen Beschleunigungsvektor eines Massenpunktes sein, und dieser könnte nicht bei beliebiger Bewegungsrichtung auf dem Bewegungsvektor $\mathfrak{a}$ senkrecht stehen, wie die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit es fordert[1]).

Indem man die Lichtgeschwindigkeit konstant hält, kann man aber doch die Schwierigkeit beseitigen, sogar in zweierlei Weise. Entweder faßt man nicht $\mathfrak{F}$, sondern nur den auf den Bewegungsvektor senkrechten Teil desselben als bewegende Kraft auf[2]), oder man nimmt die Masse eines Massenpunktes nicht als konstant, sondern als von dem Gravitationspotential abhängig an. Durch jede dieser beiden Annahmen wird die Parallelität der beiden Vierervektoren $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{a}$ aufgehoben; im ersten Falle durch eine zu $\mathfrak{F}$ tretende Zusatzkraft, im zweiten Falle durch die Veränderlichkeit der Masse. Wie wir sehen werden, geben die beiden Methoden dieselben Gesetze für die Bewegung eines Massenpunktes, sie entsprechen aber zwei verschiedenen Auffassungen des Kraftbegriffs.

Entsprechend dem Standpunkt der meisten Forscher auf dem Gebiete der Relativitätstheorie will ich zunächst die zweite Methode benutzen, also

$$m\mathfrak{F}_x = -m\frac{\partial\Phi}{\partial x} \text{ usw.}$$

als die Komponenten der auf einen Massenpunkt wirkenden bewegenden Kraft auffassen, die Ruhmasse m des Punktes aber als veränderlich ansehen. Wenn $\mathfrak{a}_x$, $\mathfrak{a}_y$, $\mathfrak{a}_z$, $\mathfrak{a}_u$ die Komponenten des Bewegungsvektors sind, τ die Eigenzeit, lauten die Bewegungsgleichungen des Massenpunktes

$$\left.\begin{aligned} -m\frac{\partial\Phi}{\partial x} &= \frac{d}{d\tau}(m\mathfrak{a}_x) = m\frac{d\mathfrak{a}_x}{d\tau} + \mathfrak{a}_x\frac{dm}{d\tau}, \\ -m\frac{\partial\Phi}{\partial y} &= \frac{d}{d\tau}(m\mathfrak{a}_y) = m\frac{d\mathfrak{a}_y}{d\tau} + \mathfrak{a}_y\frac{dm}{d\tau}, \\ -m\frac{\partial\Phi}{\partial z} &= \frac{d}{d\tau}(m\mathfrak{a}_z) = m\frac{d\mathfrak{a}_z}{d\tau} + \mathfrak{a}_z\frac{dm}{d\tau}, \\ -m\frac{\partial\Phi}{\partial u} &= \frac{d}{d\tau}(m\mathfrak{a}_u) = m\frac{d\mathfrak{a}_u}{d\tau} + \mathfrak{a}_u\frac{dm}{d\tau}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **35**, 898, 1911.
2) Siehe Ann. d. Phys. **38**, 355, 1056, 1059; **39**, 444, 1912.
3) Mit der Gleichheit zwischen träger und schwerer Masse verstehe ich jedoch nicht, daß jede Trägheitserscheinung durch die träge und schwere Masse bedingt sein würde. Für elastisch gespannte Körper erhält man ja nach Laue (vgl. unten) eine Bewegungsgröße, die sich überhaupt nicht auf eine Masse zurückführen läßt. Auf diese Fragen werde ich in einer künftigen Mitteilung zurückkommen.
4) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 1, 1912.

1) M. Abraham, l. c., Gl. (5).
2) In entsprechender Weise verfährt Minkowski bei der Behandlung der elektrodynamischen Kraft. Vgl. Gött. Nachr. 1908, S. 98, Gl. (98).

Wir multiplizieren die Gleichungen der Reihe nach mit a_x, a_y, a_z, a_u und addieren. Weil

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} a_x + \frac{\partial \Phi}{\partial y} a_y + \frac{\partial \Phi}{\partial z} a_z + \frac{\partial \Phi}{\partial u} a_u = \frac{d\Phi}{d\tau},$$

$$a_x \frac{da_x}{d\tau} + a_y \frac{da_y}{d\tau} + a_z \frac{da_z}{d\tau} + a_u \frac{da_u}{d\tau} = 0,$$

$$a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 + a_u^2 = -c^2,$$

erhalten wir

$$-m \frac{d\Phi}{d\tau} = -c^2 \frac{dm}{d\tau},$$

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{d\tau} = \frac{1}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}. \qquad (4)$$

Die Integration ergibt

$$\log m = \frac{1}{c^2} \Phi + \text{const}$$

oder

$$m = m_0 e^{\frac{\Phi}{c^2}}. \qquad (5)$$

Diese Gleichung zeigt, daß die Masse m nach einem einfachen Gesetz vom Gravitationspotential abhängt.

Nach (4) kann man die Bewegungsgleichungen (3) auch in folgender Form schreiben,

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \frac{da_x}{d\tau} + \frac{a_x}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}, \\ -\frac{\partial \Phi}{\partial y} &= \frac{da_y}{d\tau} + \frac{a_y}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}, \\ -\frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \frac{da_z}{d\tau} + \frac{a_z}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}, \\ -\frac{\partial \Phi}{\partial u} &= \frac{da_u}{d\tau} + \frac{a_u}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Die Masse m fällt, wie man sieht, aus den Gleichungen aus. Die Gesetze, nach denen sich ein Massenpunkt in einem Gravitationsfelde bewegt, sind also von der Masse des Punktes vollständig unabhängig.

Die bisherigen Betrachtungen fußen auf der Annahme, daß $m\mathfrak{F}$ die bewegende Kraft ist. Wir wollen nun für einen Augenblick voraussetzen, daß nicht $m\mathfrak{F}$ selbst, sondern der auf dem Bewegungsvektor $\mathfrak{a}$ senkrechte Teil desselben die bewegende Kraft ausmacht. Dieser Teil von $m\mathfrak{F}$ ist ein Vierervektor mit der x-Komponente[1])

$$m\mathfrak{F}_x + m \frac{a_x}{c^2} \{\mathfrak{F}_x a_x + \mathfrak{F}_y a_y + \mathfrak{F}_z a_z + \mathfrak{F}_u a_u\}.$$

Das zweite Glied ist die x-Komponente einer zu $m\mathfrak{F}$ tretenden Zusatzkraft. Nach (2) läßt sich der Ausdruck in den folgenden umformen,

$$-m \left\{\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{a_x}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}\right\}.$$

1) Vgl. H. Minkowski, l. c.

Da wir nun m als konstant auffassen, lautet die erste der Bewegungsgleichungen eines Massenpunktes

$$-m \left\{\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{a_x}{c^2} \frac{d\Phi}{d\tau}\right\} = m \frac{da_x}{d\tau}.$$

Das ist aber nichts anderes als die erste der Bewegungsgleichungen (6).

Durch die beiden alternativen Annahmen erhalten wir also genau dieselben Gesetze für die Bewegung eines Massenpunktes im Gravitationsfelde, nur werden die Kraft und die Masse in den beiden Fällen verschieden aufgefaßt. Die zuletzt betrachtete Auffassungsweise entspricht der ursprünglichen Minkowskischen, die zuerst behandelte der von Laue und Abraham vertretenen[1]).

Wir haben bisher einen isolierten Massenpunkt betrachtet. Nun wollen wir die Bewegung beliebiger Körper im Gravitationsfelde untersuchen und den Energiesatz für den Vorgang aufstellen. Wir setzen nur voraus, daß der Masse jedes Teilchens der Körper wirklich eine reale Bedeutung zukommt, so daß wir von der Ruhdichte γ der Raum-Zeit-Punkte sprechen können. Das ist sicher der Fall, wenn in den Körpern keine Tangentialspannungen vorkommen[2]). Es ist natürlich die Ruhdichte γ eine Funktion der vier Koordinaten

$$\gamma = \gamma(x, y, z, u).$$

Wir sehen wieder die Masse als veränderlich an und akzeptieren den der Gl. (3) zugrunde gelegten Kraftbegriff. Dann sind die Komponenten der von der Gravitation auf die Volumeneinheit der Materie ausgeübten Kraft[3])

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x &= -\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad \mathfrak{K}_y = -\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ \mathfrak{K}_z &= -\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad \mathfrak{K}_u = -\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial u}. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Der Allgemeinheit wegen nehmen wir an, daß außer der Gravitation noch eine „äußere" Kraft $\mathfrak{K}'$ mit den Komponenten

$$\mathfrak{K}_x', \mathfrak{K}_y', \mathfrak{K}_z', \mathfrak{K}_u'$$

auf die Volumeneinheit der Materie wirkt. Die Bewegungsgleichungen der Materie können wir dann in folgender allgemeinen Form schreiben[4]),

1) Vgl. auch die Diskussion zwischen Abraham und dem Verfasser, diese Zeitschr. **10**, 681, 737, 1909; **11**, 440, 527, 1910. Ich stelle mich jetzt auf den damals von Abraham eingenommenen Standpunkt.

2) Vgl. M. Laue, Das Relativitätsprinzip, Braunschweig 1911, S. 151 u. f.; G. Nordström, diese Zeitschr. **12**, 854, 1911.

3) Wird der Vierervektor $\mathfrak{K}$ als bewegende Kraft aufgefaßt, ist derselbe als „bewegende Kraft pro Ruhvolumeneinheit" zu bezeichnen.

4) G. Nordström, diese Zeitschr. **11**, 441, Gl. (4'), 1910.

$$\left.\begin{aligned}
-\gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}+\mathfrak{K}_x' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x^2+\frac{\partial}{\partial y}\gamma a_x a_y\\
&\quad+\frac{\partial}{\partial z}\gamma a_x a_z+\frac{\partial}{\partial u}\gamma a_x a_u,\\
&\text{- - - - - - - - - -}\\
&\text{- - - - - - - - - -}\\
-\gamma\frac{\partial\Phi}{\partial u}+\mathfrak{K}_u' &= \frac{\partial}{\partial x}\gamma a_u a_x+\frac{\partial}{\partial y}\gamma a_u a_y\\
&\quad+\frac{\partial}{\partial z}\gamma a_u a_z+\frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u^2.
\end{aligned}\right\}\quad(8)$$

Wollen wir die gewöhnliche, dreidimensionale Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ und die gewöhnliche Massendichte ϱ einführen, haben wir zu setzen

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

wo der Einfachheit halber $\mathfrak{q}=\frac{\mathfrak{v}}{c}$ gesetzt ist.

Wir multiplizieren die letzte der Gleichungen (8) mit $-ic$ und führen auf die rechte Seite die obenstehenden Ausdrücke ein. Benutzen wir weiter die Bezeichnungen der dreidimensionalen Vektoranalysis, wird die Gleichung lauten

$$\left.\begin{aligned}
\gamma\frac{\partial\Phi}{\partial t}-ic\mathfrak{K}_u' &= c^2\,\mathrm{div}\frac{\varrho\mathfrak{v}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}+\\
&\quad+c^2\frac{\partial}{\partial t}\frac{\varrho}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.
\end{aligned}\right\}\quad(9)$$

Das erste Glied links wollen wir umformen. Gl. (1) gibt

$$4\pi f\gamma=\mathrm{div}\nabla\Phi-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2},$$

also

$$\gamma\frac{\partial\Phi}{\partial t}=\frac{1}{4\pi f}\left\{\frac{\partial\Phi}{\partial t}\mathrm{div}\nabla\Phi-\frac{1}{c^2}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)\right\}$$
$$=\frac{1}{4\pi f}\left\{\mathrm{div}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\nabla\Phi\right)-\nabla\Phi\cdot\frac{\partial}{\partial t}\nabla\Phi-\frac{1}{2c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2\right\},$$

$$\gamma\frac{\partial\Phi}{\partial t}=\frac{1}{4\pi f}\mathrm{div}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\nabla\Phi\right)-\frac{1}{8\pi f}\frac{\partial}{\partial t}\left\{(\nabla\Phi)^2+\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2\right\}.$$

Diesen Ausdruck führen wir in Gl. (9) ein und erhalten so folgende Gleichung, die den Energiesatz ausdrückt,

$$\left.\begin{aligned}
-ic\mathfrak{K}_u' &= -\frac{1}{4\pi f}\mathrm{div}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\nabla\Phi\right)\\
&\quad+\frac{1}{8\pi f}\frac{\partial}{\partial t}\left\{(\nabla\Phi)^2+\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2\right\}\\
&\quad+c^2\,\mathrm{div}\frac{\varrho\mathfrak{v}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}+c^2\frac{\partial}{\partial t}\frac{\varrho}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.
\end{aligned}\right\}\quad(10)$$

Die Größe $-ic\mathfrak{K}_u'$ gibt die durch die äußere Kraft $\mathfrak{K}'$ bedingte Energiezufuhr pro Volumen- und Zeiteinheit an. Von den Gliedern rechts beziehen sich die zwei ersten auf das Gravitationsfeld, die zwei letzten auf die Materie der Körper. Wir setzen

$$\mathfrak{S}^g=-\frac{1}{4\pi f}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\nabla\Phi.\quad(11)$$

$$\psi^g=\frac{1}{8\pi f}\left\{(\nabla\Phi)^2+\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2\right\}.\quad(12)$$

$$\mathfrak{S}^m=\frac{c^2\varrho\mathfrak{v}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}},\quad(13)$$

$$\psi^m=\frac{c^2\varrho}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.\quad(14)$$

Es ist ψ^g die Energiedichte des Gravitationsfeldes, $\mathfrak{S}^g$ der Energiestrom in diesem Felde, ψ^m und $\mathfrak{S}^m$ sind Energiedichte und konvektiver Energiestrom der Materie; für diese Größen haben wir die schon früher bekannten Ausdrücke (13) und (14) gefunden[1]).

Wir bemerken, daß nach (12) die Energiedichte des Feldes immer positiv ist.

Die Energiegleichung lautet nun schließlich

$$-ic\mathfrak{K}_u'=\mathrm{div}(\mathfrak{S}^g+\mathfrak{S}^m)+\frac{\partial}{\partial t}(\psi^g+\psi^m).\quad(15)$$

Wir sehen, daß das Gesetz der Erhaltung der Energie erfüllt ist.

Die Größen $\mathfrak{S}^g$ und ψ^g hängen von einem vierdimensionalen Tensor ab, der auch fiktive Spannungen für die Gravitationskraft $\mathfrak{K}$ gibt. Dieser Tensor ist genau derselbe, den Abraham unter anderen Voraussetzungen erhalten hat[2]). Die zehn Komponenten des Gravitationstensors sind

$$\left.\begin{aligned}
X_x &= \frac{1}{4\pi f}\left\{-\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2+\Psi\right\},\\
&\text{- - - - - - - -}\\
&\text{- - - - - - - -}\\
U_u &= \frac{1}{4\pi f}\left\{-\left(\frac{\partial\Phi}{\partial u}\right)^2+\Psi\right\},\\
X_y &= Y_x=-\frac{1}{4\pi f}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\frac{\partial\Phi}{\partial y},\\
&\text{- - - - - - - -}\\
&\text{- - - - - - - -}\\
&\text{- - - - - - - -}\\
&\text{- - - - - - - -}\\
Z_u &= U_z=-\frac{1}{4\pi f}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\frac{\partial\Phi}{\partial u},
\end{aligned}\right\}\quad(16)$$

wo Ψ folgender vierdimensionaler Skalar ist,

1) G. Nordström, l. c., Gl. (11) und (12); M. Laue, l. c., § 24.
2) M. Abraham, l. c., S. 3.

$$\psi = \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial u}\right)^2\right\}. \tag{16a}$$

Man findet leicht, daß wirklich

$$-\gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} + \frac{\partial X_u}{\partial u},$$

usw.,

$$\mathfrak{S}_x^x = icU_x, \quad \mathfrak{S}_y^x = icU_y, \quad \mathfrak{S}_z^x = icU_z, \quad \psi^x = U_u.$$

Weil der Gravitationstensor symmetrisch ist, ist die Impulsdichte gleich dem durch c^2 dividierten Energiestrom.

Die Gleichung (4), die die Veränderlichkeit der Masse eines Massenpunktes ausdrückt, läßt sich leicht auf ausgedehnte Massen verallgemeinern. Zu dem Zweck haben wir das Gleichungssystem (8) in derselben Weise zu behandeln, wie früher das Gleichungssystem (3). Wir multiplizieren die Gl. (8) der Reihe nach mit a_x, a_y, a_z, a_u und addieren. Wenn keine anderen Ursachen als das Gravitationsfeld eine Veränderlichkeit der Masse bewirken, ist die äußere Kraft $\mathfrak{K}$ senkrecht auf a, und man bekommt nach einiger Umformung

$$\frac{\partial}{\partial x}\gamma a_x + \frac{\partial}{\partial y}\gamma a_y + \frac{\partial}{\partial z}\gamma a_z + \frac{\partial}{\partial u}\gamma a_u = \frac{\gamma}{c^2}\frac{d\Phi}{d\tau}, \tag{17}$$

oder

$$\operatorname{div}\varrho \mathfrak{v} + \frac{\partial \varrho}{\partial t} = \frac{\varrho}{c^2}\left\{\mathfrak{v}\nabla\Phi + \frac{\partial \Phi}{\partial t}\right\} \tag{18}$$

oder noch

$$\frac{d}{dt}(\varrho\, dv) = \frac{\varrho\, dv}{c^2}\frac{d\Phi}{dt} \tag{18a}$$

(dv ein Volumenelement). Diese drei miteinander identischen Gleichungen drücken allgemein das Gesetz der Veränderung der Masse durch das Gravitationsfeld aus.

Die Gleichung (1) läßt sich in bekannter Weise integrieren. Man erhält die bekannte Formel für das retardierte Potential,

$$\Phi(x_0, y_0, z_0, t) = -f \cdot \int \frac{dx\,dy\,dz}{r}\gamma_{t-\frac{r}{c}} + \text{const}, \tag{19}$$

wo $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$.

Die Integration bezieht sich auf den dreidimensionalen Raum, und für γ ist der Wert für die Zeit $t - \frac{r}{c}$ zu nehmen.

Man sieht aus (5) und (19), daß es keine wirklich punktförmigen Massen geben kann, denn in einem solchen Massenpunkte selbst würde $\Phi = -\infty$, und also die Masse Null sein. Wenn ein Körper sich zusammenzieht, vermindert sich seine Masse, und bei verschwindendem Volumen würde auch die Masse verschwinden. Soweit ich sehe, führen diese Konsequenzen der Theorie nicht zu Widersprüchen.

Wie man sieht, hat die hier entwickelte Theorie mit derjenigen vieles gemeinsam, die Abraham in dieser Zeitschr. **13**, 1, 1912 gegeben, aber später wieder verworfen hat[1]). Die hier entwickelte Theorie ist aber von allen den Übelständen frei, die in den Theorien von Einstein und Abraham die Veränderlichkeit der Lichtgeschwindigkeit mit sich bringt.

Nachtrag bei der Korrektur. Aus einer brieflichen Mitteilung von Herrn Prof. Dr. A. Einstein erfahre ich, daß er sich bereits früher mit der von mir oben benutzten Möglichkeit befaßt hat, die Gravitationserscheinungen in einfacher Weise zu behandeln, daß er aber zu der Überzeugung gekommen ist, daß die Konsequenzen einer solchen Theorie der Wirklichkeit nicht entsprechen können. Er zeigt an einem einfachen Beispiel, daß nach dieser Theorie ein rotierendes System im Schwerkraftfelde eine kleinere Beschleunigung erhalten wird als ein nichtrotierendes.

Diese Folgerung finde ich an sich nicht bedenklich, da der Unterschied zu klein ist, um einen Widerspruch mit der Erfahrung zu geben. Wohl zeigt aber die besprochene Folgerung, daß meine Theorie mit der Einsteinschen Äquivalenzhypothese nicht vereinbar ist, nach welcher ein unbeschleunigtes Bezugssystem im homogenen Gravitationsfelde einem beschleunigten Bezugssystem im gravitationsfreien Raume äquivalent wäre.

In diesem Umstand sehe ich aber keinen hinreichenden Grund die Theorie zu verwerfen. Denn obwohl die Einsteinsche Hypothese außerordentlich geistreich ist, bietet sie doch anderseits große Schwierigkeiten. Es sind deshalb auch andere Versuche, die Gravitation zu behandeln, wünschenswert, und ich will mit meiner Mitteilung zu diesen einen Beitrag liefern.

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 793, 1912.

Helsingfors, 20. Oktober 1912.

(Eingegangen 23. Oktober 1912.)

Über einen Versuch zum Vergleiche der Relativitätstheorie mit den mechanischen Anschauungen über die Lichtausstrahlung.

Von Michele La Rosa.

Jetzt, wo die Relativitätstheorie einer Krisis entgegengeht, wäre es von höchstem Interesse,