

Zur Frage nach der physikalischen Bedeutung der Relativitätstheorie.

Von N. v. Raschevsky in Prag.

(Eingegangen am 9. Juni 1922.)

In einer Reihe in letzter Zeit erschienener Abhandlungen hat Herr Guillaume¹⁾ den interessanten Versuch gemacht, der Lorentz-Transformation samt allen anderen daraus sich ergebenden Schlüssen der Relativitätstheorie im Sinne der klassischen Vorstellungen über Raum und Zeit eine physikalische Interpretierung zu geben. In seinen Betrachtungen behält Herr Guillaume das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und ihrer Unabhängigkeit von der Geschwindigkeit der lichtemittierenden Quelle bei. Neben dieser konstanten Lichtgeschwindigkeit führt Herr Guillaume noch eine „momentane Übergangsgeschwindigkeit“²⁾ im Augenblick der Lichtemission ein, deren physikalische Auffassung unseres Wissens einige Schwierigkeiten und Bedenken bietet. Unter diesen Voraussetzungen kommt Herr Guillaume zum Schluß, daß die Relativitätstheorie nicht wahre Bewegungen, sondern scheinbare Bewegungen mit Aberrationen³⁾ darstellt. Der Zusammenhang der scheinbaren Geschwindigkeiten mit den wahren ist dabei nicht näher festgestellt.

Das Hodograph der momentanen Lichtgeschwindigkeit ist ein Rotationsellipsoid mit der großen Achse parallel zur Translationsrichtung und der Leuchtquelle im hinteren Brennpunkte. Die Übergangsgeschwindigkeit selbst hat bei Herrn Guillaume eine rein formelle, mehr geometrische Bedeutung und muß sogar in gewissem Sinne als eine rein mathematische Fiktion⁴⁾ angesehen werden. Zweck der vorliegenden Untersuchung ist, eine physikalische Interpretierung der Relativitätstheorie zu geben, wobei von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit Abstand genommen wird. Auf der von dem Verfasser⁵⁾ veröffentlichten Hypothese des verstorbenen Paschsky fußend, hat er versucht, die Elektrodynamik bewegter Systeme zu

¹⁾ Guillaume u. Willigeus, Phys. ZS. **22**, 909, 1921. Dort ist auch die weitere Literatur angegeben.

²⁾ Phys. ZS. **22**, 386, 1921. Guillaume, La théorie de la Relativité, Lausanne, F. Rouge & Co., Éditeurs, 1921, S. 15—16.

³⁾ Phys. ZS. **22**, 113, 1921.

⁴⁾ Ebenda, S. 387.

⁵⁾ N. Raschevsky, Lightemission from a moving source. Phys. Rev. **18**, 369, November 1921.

begründen¹⁾. Das Paschsky-Prinzip lautet, daß das Hodograph der Lichtgeschwindigkeit, auf mit der Lichtquelle fest verbundene Achsen bezogen, ein Rotationsellipsoid mit der großen Achse parallel der Translationsrichtung, dem Leuchtpunkte in einem der Brennpunkte und der Exzentrizität gleich einer unbestimmten Funktion der absoluten Geschwindigkeit ist. Dabei ist aber von der reellen Lichtgeschwindigkeit in gewöhnlichem Sinne des Wortes die Rede, so daß diese Lichtgeschwindigkeit auf andere Achsen bezogen eine Funktion der absoluten Geschwindigkeit der Quelle sowohl wie dieser Achsen ist.

Wir beabsichtigen nun zu zeigen, daß unter Zugrundelegung dieser Anschauung und Berücksichtigung der Tatsache, daß wir die wahre, „unidirektionale“ (s. weiter unten) Lichtgeschwindigkeit nicht messen können, der Übergang von einem bewegten System zum anderen sich durch eine der Lorentzschen analoge Transformation darstellt.

1. Begründung des Paschsky-Prinzips. Wir geben in diesem Paragraphen kurz die Begründung des Prinzips, ungefähr in der Weise, wie sie in den Manuskripten des Verstorbenen enthalten ist²⁾.

Im Gegensatz zu der Voraussetzung der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit legen wir unseren Betrachtungen das folgende Postulat zugrunde: die Geschwindigkeit des von einer bewegten Quelle ausgesandten Lichtes sei, bezogen auf absolut ruhende Achsen, gleich

$$c + f_1(v)$$

in der Richtung der Geschwindigkeit und

$$c + f_2(v)$$

in der entgegengesetzten Richtung, wobei

$$f_1(v) \text{ und } f_2(v)$$

zwei beliebige Funktionen, endliche und stetige, der absoluten Translationsgeschwindigkeit v sind, mit der einzigen Bedingung, daß

$$f_1(0) = f_2(0) = 0 \quad (1)$$

c bedeutet dabei die Lichtgeschwindigkeit von einer ruhenden Quelle, auf ruhende Achsen bezogen.

In bezug auf ein mit den Achsen bewegtes Koordinatensystem werden diese Geschwindigkeiten gleich

$$\left. \begin{aligned} c + v + f_2(v) &= \mathfrak{U}_2(v) = \sigma + F_2(v) \\ c - v + f_1(v) &= \mathfrak{U}_1(v) = \sigma + F_1(v) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

In diesen Ausdrücken bedeutet σ eine Funktion von v mit der Eigenschaft, daß

$$\sigma(0) = c$$

¹⁾ Phys. ZS. 23, 2, 1922.

²⁾ Vgl. Phys. Rev., 1. c.

ist und $F_1(v)$ und $F_2(v)$ zwei andere beliebige stetige Funktionen von v mit der Eigenschaft

$$F_1(0) = F_2(0) = 0.$$

Hier wird es von Nutzen sein, genauer zu definieren, was wir unter dem Wort „Lichtgeschwindigkeit“ zu verstehen haben. Alle bis jetzt benutzten Methoden, um diese Geschwindigkeit zu ermitteln, beruhen auf den Prinzipien des Fizeauschen oder Foucaultschen Versuchs. In beiden durchläuft das Licht einen gegebenen Weg zweimal in entgegengesetzten Richtungen.

Die Zeit, welche das Licht braucht, um von einem Punkte ausgehend nach erfolgter Reflexion wieder nach dem Anfangspunkt zurückzukehren, wird durch die Formel

$$T = \frac{2l}{\sigma}$$

gegeben, worin l die Länge des Weges bedeutet.

σ ist jedoch keineswegs die wahre Lichtgeschwindigkeit, da die Geschwindigkeiten in beiden Richtungen verschieden sein können. Die so gefundene Geschwindigkeit nennen wir die „berechnete Lichtgeschwindigkeit“ zum Unterschied von der „wahren Lichtgeschwindigkeit“, die nur durch eine Methode ermittelt werden könnte, welche die Lichtfortpflanzung in einer Richtung benutzt.

Unsere bisherigen physikalischen Methoden liefern nur die „berechnete Lichtgeschwindigkeit“. Das ist sehr wichtig.

Da aber unsere Hypothese den Ergebnissen des Michelson-Versuchs Rechnung tragen muß, welches eigentlich nichts mehr aussagt, als daß die „berechnete Lichtgeschwindigkeit“ von der Richtung unabhängig ist, müssen wir fordern, daß die Zeit, welche das Licht bedarf, um von einem Punkt A zum anderen Punkt B zu gelangen, unabhängig davon ist, ob das System sich in der Richtung AB oder BA bewegt (wenn AB parallel v ist) und den Wert

$$T = \frac{2l}{\sigma}$$

hat, also haben wir

$$\frac{l}{\sigma + F_1(v)} + \frac{l}{\sigma + F_2(v)} = \frac{2l}{\sigma} \quad (3)$$

oder nach Umrechnung

$$-\sigma/2[F_1(v) + F_2(v)] = F_1(v)F_2(v). \quad (4)$$

Setzen wir

$$F_1(v) + F_2(v) = 2\psi(v), \quad (5)$$

wo $\psi(v)$ eine beliebige endliche stetige Funktion von v sein muß mit der Bedingung

$$\psi(0) = 0, \quad (5a)$$

so erhalten wir

$$\left. \begin{aligned} -\sigma \psi(v) &= F_1(v) \cdot F_2(v) \\ 2\psi(v) &= F_1(v) + F_2(v) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Daraus folgt, daß $F_1(v)$ und $F_2(v)$ die Wurzeln der quadratischen Gleichung

$$-F^2 + 2\psi(v)F + \sigma\psi(v) = 0$$

sind. Also

$$\left. \begin{aligned} F_1(v) &= \psi(v) + \sqrt{\psi^2(v) + \sigma\psi(v)} \\ F_2(v) &= \psi(v) - \sqrt{\psi^2(v) + \sigma\psi(v)} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

und für Lichtgeschwindigkeiten in bezug auf mitbewegte Achsen bekommen wir

$$\left. \begin{aligned} \sigma + \psi + \sqrt{\psi^2 + \sigma\psi} \\ \sigma + \psi - \sqrt{\psi^2 + \sigma\psi} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

[Hier ist anstatt $\psi(v)$ wie auch in weiterem ψ gebraucht.]

Wir sehen aber aus (3), daß wir die Rollen der Funktionen $F_1(v)$ und $F_2(v)$ vertauschen können. Also bekommen wir

$$\left. \begin{aligned} \sigma + \psi \pm \sqrt{\psi^2 + \sigma\psi} \\ \sigma + \psi \mp \sqrt{\psi^2 + \sigma\psi} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Bisher ließen wir die Lichtgeschwindigkeit in den Richtungen, welche einen beliebigen Winkel mit der Translationsrichtung bilden, unberücksichtigt. Wir können aber zeigen, daß man mit dem Michelsonschen Versuch nicht in Widerspruch kommt, falls man folgende Hypothese macht:

Das Hodograph der Lichtgeschwindigkeiten, bezogen auf ein mitbewegtes Achsensystem, sei ein Rotationsellipsoid mit der großen Achse als Rotationsachse, welche auch parallel der Translationsrichtung liegt. Die Quelle liege in einem der Brennpunkte des Ellipsoids, die Lichtgeschwindigkeiten parallel der Translationsgeschwindigkeit seien durch (9) gegeben.

Dann haben wir für die große Halbachse

$$a = \sigma + \psi. \quad (10)$$

Die lineare Exzentrizität ist gleich

$$e = \sqrt{\psi^2 + \sigma\psi}. \quad (10a)$$

Der Parameter, welcher die Lichtgeschwindigkeit in der zur Translationsrichtung senkrechten Richtung angibt, ist gleich

$$p = \sigma \quad (10b)$$

und die numerische Exzentrizität wird

$$\frac{e}{a} = \sqrt{\frac{\psi}{\sigma + \psi}} = k. \quad (10c)$$

Aus diesen Formeln folgt, daß die Lichtgeschwindigkeit in einer Richtung, welche mit der Translationsrichtung den Winkel φ einschließt, durch

$$\sigma_{\varphi} = \frac{\sigma}{1 \pm \sqrt{\frac{\psi}{\sigma + \psi}} \cos \varphi} \quad (11)$$

gegeben ist.

Das positive Zeichen im Nenner entspricht der Annahme, daß die Quelle im Vorderbrennpunkte, das negative, daß sie im Hinterbrennpunkte liegt. Falls wir annehmen, daß jeder reflektierende Punkt sich wie eine unabhängige Quelle verhält (Huygenssches Prinzip), so können wir leicht einsehen, daß unsere Hypothese den Michelsonschen Versuch erklärt.

Die Zeit, welche das Licht braucht, um vom Zentrum bis zu einem gegebenen Punkte A einer mit der Lichtquelle mitbewegten Kugel zu kommen, ist in der Tat gleich

$$T_1 = \frac{l}{\sigma_{\varphi}} = \frac{l(1 + k \cos \varphi)}{\sigma},$$

wobei φ der Winkel ist, welchen der vom Mittelpunkt gezogene Radius mit v bildet. Der zweite Teil des Weges wird in der Zeit

$$T_2 = \frac{l}{\sigma_{\varphi + \pi}} = \frac{l(1 - k \cos \varphi)}{\sigma}$$

durchlaufen. Die Vorzeichen bei k sind vertauscht, weil

$$\cos(\varphi + \pi) = -\cos \varphi$$

ist. Die Gesamtzeit, welche der Lichtstrahl braucht, um hin und her zu laufen, ist gleich

$$T = T_1 + T_2 = \frac{2l}{\sigma} \quad (12)$$

und unabhängig von der Richtung des Strahles.

Formel (12) zeigt auch, daß, falls wir die Lichtgeschwindigkeit mit den üblichen Methoden messen, sie immer gleich σ gefunden wird.

σ ist die „berechnete“ Lichtgeschwindigkeit im System und ist innerhalb des gegebenen Systems eine Konstante. Ist allgemein

$$\sigma = \text{Const} = c,$$

so sind wir nicht imstande, durch Ermittlung des absoluten Betrages der „berechneten“ Lichtgeschwindigkeit die absolute Bewegung des Systems festzustellen. Anderenfalls ist es prinzipiell möglich, aber auch nur unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit des Systems zeitlich nicht immer denselben Wert behält, also zuerst einen Wert v_1 hatte und dann einen anderen Wert v_2 annimmt.

Da

$$\psi \text{ und } k = \sqrt{\frac{\psi}{\sigma + \psi}}$$

beliebige, endliche, stetige Funktionen sind, die nur der Bedingung

$$\psi(0) = k(0) = 0$$

unterworfen sind, so haben wir eine unendliche Zahl von Lösungen des Michelsonschen Problems gefunden.

2. Stellen wir uns jetzt ein gleichförmig geradlinig bewegtes System vor. Die sich in diesem System befindenden Beobachter können, wie wir gesehen haben, nur die „berechnete Lichtgeschwindigkeit“ σ ermitteln. Die wirklich vorhandene optische Anisotropie des Raumes bleibt ihnen verborgen. Da nichts zu einer entgegengesetzten Annahme zwingt, werden unsere Beobachter natürlich glauben, daß die „wahre“ Lichtgeschwindigkeit auch nach allen Richtungen denselben Wert σ hat, und daß der Raum optisch nicht nur scheinbar, sondern wirklich ganz isotrop ist.

Diese Annahme ist aber einer anderen äquivalent, nämlich derjenigen, daß eine Uhr, deren Abszisse relativ zum Leuchtpunkte gleich x ist, nicht die wahre universelle Zeit t anzeigt, sondern eine andere lokale Zeit τ' , die mit t durch die Gleichung verknüpft ist

$$\tau' = t \mp \frac{k}{\sigma} x. \quad (13)$$

In der Tat betrachten wir eine Kugel vom Radius l in unserem System, deren Mittelpunkt mit dem Koordinatennullpunkt zusammenfällt und in dem sich der Leuchtpunkt befindet. Im Zeitmoment 0 emittiere unser Leuchtpunkt ein Lichtsignal. Die Ankunftszeit des Signals auf der Kugel ist durch

$$\frac{l(1 \pm k \cos \varphi)}{\sigma}$$

gegeben; führen wir jetzt die lokale Zeit τ' ein, so wird das betrachtete Zeitintervall gleich

$$\frac{l(1 \pm k \cos \varphi)}{\sigma} \mp \frac{k}{\sigma} l \cos \varphi = \frac{l}{\sigma}.$$

Bei Benutzung der Lokalzeit τ' ist also wirklich die „wahre Geschwindigkeit“ nach allen Richtungen gleich σ .

Die Beobachter in unserem System gebrauchen somit bei allen ihren physikalischen Messungen und bei der Beschreibung aller physikalischen Erscheinungen nicht die universelle, sondern die lokale Zeit.

Daher werden allgemein alle beobachteten Geschwindigkeiten nur scheinbar sein, denn sie werden durch die Derivierte $dx/d\tau'$

gegeben, während die wahre Geschwindigkeit durch dx/dt ausgedrückt ist.

Untersuchen wir nun, wie sich diese scheinbaren Geschwindigkeiten durch die wahren ausdrücken.

Betrachten wir dazu zwei Systeme S_1 und S_2 . Wir wählen dabei das Achsenkreuz so, daß die x -Achsen parallel der relativen Geschwindigkeit von S_1 und S_2 sind. Zwecks Vereinfachung betrachten wir zuerst den Fall, daß $v_1 \parallel v_2 \parallel v_{12}$ ist. Später werden wir diese Beschränkung fallen lassen. Seien die Koordinaten, Lokalzeiten, absolute Geschwindigkeiten und die betreffenden Funktionen k und σ bzw. gleich

$$x_1, y_1, z_1, \tau'_1, v_1, k_1, \sigma_1 \quad \text{und} \quad x_2, y_2, z_2, \tau'_2, v_2, k_2, \sigma_2,$$

und bezeichnen wir ferner

$$v_2 - v_1 = v_{12} = -v_{21}.$$

Wir nehmen noch die Richtung von v_1 als positiv an und zählen jede Geschwindigkeit positiv oder negativ, je nachdem sie zu v_1 gleich oder entgegengerichtet ist.

k muß dann auch positiv oder negativ sein, je nachdem v negativ oder positiv ist. Ist also z. B. v_1 dem absoluten Betrage nach gleich v_2 , aber entgegengerichtet, so müssen wir für das Hodographellipsoid haben

$$\sigma_1 \varphi = \frac{\sigma}{1 \pm k_1 \cos \varphi}; \quad \sigma_2 \varphi = \frac{\sigma}{1 \pm k_2 \cos \varphi} = \frac{\sigma}{1 \mp k_1 \cos \varphi}.$$

Wir nehmen k immer vom gleichen Vorzeichen wie v an.

Dann haben wir die Relationen

$$\left. \begin{aligned} v_{12} &= \frac{dx_1}{dt}; \\ \tau'_1 &= t \mp \frac{k_1}{\sigma_1} x_1; \quad \tau'_2 = t \mp \frac{k_2}{\sigma_2} x_2 \\ t &= \tau'_1 \pm \frac{k_1}{\sigma_1} x_1 = \tau'_2 \pm \frac{k_2}{\sigma_2} x_2 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Die zugehörigen scheinbaren Geschwindigkeiten bezeichnen wir durch

$$u'_{12}; \quad u'_{21}.$$

Es ist also

$$u'_{12} = \frac{dx_1}{d\tau'_1}.$$

Nun haben wir aber

$$\frac{dx_1}{d\tau'_1} = \frac{dx_1}{dt} \cdot \frac{dt}{d\tau'_1} = \frac{dx_1}{dt} \left(1 \pm \frac{k_1}{\sigma_1} \frac{dx_1}{d\tau'_1} \right)$$

oder

$$u'_{12} = v_{12} \left(1 \pm \frac{k_1}{\sigma_1} u'_{12} \right). \quad (15)$$

Daraus erhalten wir leicht

$$u'_{12} = \frac{v_{12}}{1 \mp \frac{k_1}{\sigma_1} v_{12}}. \quad (16)$$

Analog

$$u'_{21} = \frac{v_{21}}{1 \mp \frac{k_2}{\sigma_2} v_{21}} = \frac{-v_{12}}{1 \pm \frac{k_2}{\sigma_2} v_{12}}. \quad (17)$$

Wir sehen, daß allgemein $u'_{12} \leq u'_{21}$.

Um die Symmetrieeigenschaft zu erhalten, um also $u'_{12} = -u'_{21}$ schreiben zu können, müssen wir

$$1 \mp \frac{k_1}{\sigma_1} v_{12} = 1 \pm \frac{k_2}{\sigma_2} v_{12} \quad \text{oder} \quad \frac{k_1}{k_2} = -\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$$

setzen, was physikalisch sinnlos ist.

Wir werden nun aber sehen, daß die Symmetrie erhalten werden kann bei einer etwas verschiedenerer Betrachtung des Problems der Zeitbestimmung.

Das σ kann nur dann als Funktion von v angesehen werden, wenn wir uns als „Zentraluhr“ eines Vorganges bedienen, der unabhängig von der Lichtfortpflanzungsgeschwindigkeit ist. So ist z. B. die Erde die Zentraluhr der mechanischen Vorgänge¹⁾. Nehmen wir aber, analog den Betrachtungen Guillaumes, das Licht als Zentraluhr aller physikalischen Vorgänge an, so definieren wir unsere Zeiteinheit dadurch, daß wir für die Lichtgeschwindigkeit einen gewissen konstanten Wert σ_0 setzen. In der Wahl dieses Wertes σ_0 sind wir natürlich ganz frei und wir setzen

$$\sigma_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} = c. \quad (18)$$

Wir betonen aber hier, daß die oben erwähnte Behauptung nur eine willkürliche ist, und dieser willkürliche, sozusagen konventionelle Charakter haftet daher auch den folgenden Schlüssen an.

Dies vorausgesetzt, sehen wir, daß unsere Beobachter im bewegten System für die wahre Lichtgeschwindigkeit den Wert σ_0 annehmen werden.

Daher wird auch die von diesen Beobachtern festgesetzte Zeiteinheit von der oben betrachteten Lokalzeiteinheit verschieden sein. Der Zusammenhang dieser neuen Zeit τ mit der Lokalzeit τ' ist aber leicht zu ermitteln. Wir haben nämlich nach Definition

$$\tau'_1 = \frac{l}{\sigma_1}; \quad \tau_1 = \frac{l}{\sigma_0},$$

wo l der Lichtweg ist. Daraus

$$\tau_1 = \tau'_1 \frac{\sigma_1}{\sigma_0}. \quad (19)$$

¹⁾ Vgl. Guillaume, Phys. ZS. 22, 112, 1921.

Jetzt sind also die Raum- und Zeitkoordinaten in unseren Systemen S_1 und S_2 bzw.

$$\left. \begin{aligned} x_1 y_1 z_1 \tau_1 &= \frac{\sigma_1}{\sigma_0} \tau'_1 = \frac{\sigma_1}{\sigma_0} t + \frac{k_1}{\sigma_0} x_1 \\ x_2 y_2 z_2 \tau_2 &= \frac{\sigma_2}{\sigma_0} t + \frac{k_2}{\sigma_0} x_2. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Also

$$t = \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \tau_1 \pm \frac{k_1}{\sigma_1} x_1 = \frac{\sigma_0}{\sigma_2} \tau_2 \pm \frac{k_2}{\sigma_2} x_2. \quad (21)$$

Wie oben, definieren wir auch hier die scheinbaren Geschwindigkeiten durch

$$u = \frac{dx}{d\tau} \quad (22)$$

und erhalten daher

$$\frac{dx_1}{d\tau_1} = \frac{dx_1}{dt} \cdot \frac{dt}{d\tau_1} = \frac{dx_1}{dt} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_1} \pm \frac{k_1}{\sigma_1} \frac{dx_1}{dt} \right)$$

oder

$$u_{12} = v_{12} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_1} \pm \frac{k_1}{\sigma_1} u_{12} \right). \quad (23)$$

Daraus

$$u_{12} = \frac{\sigma_0 v_{12}}{\sigma_1 \mp k_1 v_{12}}. \quad (24)$$

Wir leiten noch folgende Formel ab, die uns später von Nutzen sein wird

$$\frac{u_{12}}{v_{12}} \frac{\sigma_1}{\sigma_0} = 1 \pm \frac{k_1}{\sigma_0} u_{12} = \frac{1}{1 \mp \frac{k_1}{\sigma_1} v_{12}}. \quad (25)$$

Analog (24) haben wir

$$u_{21} = \frac{\sigma_0 v_{21}}{\sigma_2 \mp k_2 v_{21}} = \frac{-\sigma_0 v_{12}}{\sigma_2 \pm k_2 v_{12}}. \quad (26)$$

Damit $u_{12} = -u_{21}$ ist, müssen wir setzen $\sigma_1 \mp k_1 v_{12} = \sigma_2 \pm k_2 v_{12}$ oder nach Umrechnung

$$\sigma_1 - \sigma_2 = \pm (k_1 + k_2) v_{12}, \quad (27)$$

woraus sich ergibt

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 1 \pm \frac{k_1 + k_2}{\sigma_2} v_{12}. \quad (28)$$

Nehmen wir an, S_1 sei in absoluter Ruhe. Dann haben wir

$$\sigma_1 = \sigma_0; \quad k_1 = 0; \quad v_{12} = v_2$$

und (28) ergibt

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_2} = 1 \pm \frac{k_2}{\sigma_2} v_2. \quad (29)$$

In derselben Weise erhalten wir, indem wir jetzt S_2 als ruhend annehmen,

$$\sigma_2 = \sigma_0 \quad k_2 = 0 \quad v_{12} = -v_1 \quad \frac{\sigma_1}{\sigma_0} = 1 + \frac{k_1}{\sigma_0} v_1. \quad (30)$$

Suchen wir jetzt das Additionstheorem der scheinbaren Geschwindigkeiten.

Aus (24) und (26) haben wir

$$u_{12} = \frac{\sigma_0 v_{12}}{\sigma_1 + k_1 v_{12}}; \quad u_{23} = \frac{\sigma_0 v_{23}}{\sigma_2 + k_2 v_{23}}; \quad u_{13} = \frac{\sigma_0 v_{13}}{\sigma_1 + k_1 v_{13}} \quad (31)$$

und aus (23)

$$v_{12} = \frac{\sigma_1 u_{12}}{\sigma_0 + k_1 u_{12}}; \quad v_{23} = \frac{\sigma_2 u_{23}}{\sigma_0 + k_2 u_{23}}. \quad (32)$$

Da für die wahren Geschwindigkeiten offenbar $v_{13} = v_{12} + v_{23}$ gilt, so ist ferner

$$u_{13} = \frac{\sigma_0 (v_{12} + v_{23})}{\sigma_1 + k_1 (v_{12} + v_{23})}. \quad (33)$$

Setzen wir für v_{12} und v_{23} ihre Werte aus (32) ein, so erhalten wir nach Umrechnung

$$u_{13} = \frac{\left(u_{12} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} u_{23}\right) \pm \left(\frac{k_2}{\sigma_0} + \frac{\sigma_2 k_1}{\sigma_1 \sigma_0}\right) u_{12} u_{23}}{1 \pm \left(\frac{k_2}{\sigma_0} - \frac{\sigma_2 k_1}{\sigma_1 \sigma_0}\right) u_{23} - \frac{k_1^2 \sigma_2}{\sigma_0^2 \sigma_1} u_{12} u_{23}}. \quad (34)$$

Um von dieser Formel Gebrauch machen zu können, führen wir die vereinfachenden Annahmen ein, daß für kleine u das Verhältnis σ_1/σ_2 annähernd gleich 1 gesetzt, und daß das letzte Glied im Nenner wegen des Faktors $1/\sigma_0^2$ vernachlässigt werden kann; dann bekommt unsere Formel die Gestalt

$$u_{13} = \frac{u_{12} + u_{23} \pm \frac{k_1 + k_2}{\sigma_0} u_{12} u_{23}}{1 \pm \frac{k_2 - k_1}{\sigma_0} u_{23}}. \quad (35)$$

Diese Näherungsformel wenden wir auf den Fizeau-Fresnel'schen Versuch an. Es sei w die Geschwindigkeit des Wassers, n sein Brechungskoeffizient, q die gesuchte resultierende Geschwindigkeit.

Wir setzen

$$u_{13} = q; \quad u_{12} = w; \quad u_{23} = \frac{\sigma_0}{n};$$

dann erhalten wir

$$q = \frac{w + \frac{\sigma_0}{n} \pm \frac{k_1 + k_2}{n} w}{1 \pm \frac{k_2 - k_1}{n}}. \quad (36)$$

Entwickeln wir diesen Ausdruck in eine Potenzreihe, wobei wir die Größen zweiter Ordnung vernachlässigen, so bekommen wir

$$q = w + \frac{\sigma_0}{n} \mp \frac{\sigma_0(k_2 - k_1)}{n^2} \pm \frac{k_1 + k_2}{n} w \mp \frac{k_2 - k_1}{n} w \mp \frac{k_1^2 - k_2^2}{n^2} w. \quad (37)$$

Da die Funktion k im Vergleich mit w sehr klein ist, sehen wir leicht ein, daß die drei letzten Glieder vernachlässigt werden können. Ist dabei annähernd $k_2 - k_1$ gleich w/σ_0 , so erhalten wir

$$q = \frac{\sigma_0}{n} + w \left(1 \mp \frac{1}{n^2} \right). \quad (38)$$

Für den Fall des Minuszeichens ergibt sich die bekannte Fresnel'sche Formel. Das Experiment zwingt uns also das Minuszeichen anzunehmen, welches dem Pluszeichen in der Gleichung (11) entspricht. Wir können also behaupten, daß die Lichtquelle im vorderen Brennpunkte des Ellipsoidhodographs liegt. Die Funktion k kann auch näherungsweise von der Größenordnung v/σ_0 angenommen werden; über ihre wahre Gestalt sind wir aber zurzeit noch im Dunkeln.

In den folgenden Betrachtungen beschränken wir uns, um uns nicht in den Allgemeinheiten zu verlieren, auf den Fall, daß die Symmetriebedingungen (28), (29) und (30) erfüllt sind, obwohl auch diese Einschränkung nicht zwingend ist.

Die wahre relative Bewegung der beiden Systeme S_1 und S_2 ist durch die Galileische Transformation dargestellt

$$x_2 = x_1 - v_{12}t; \quad y_2 = y_1; \quad z_2 = z_1; \quad t = t. \quad (39)$$

Führen wir in die erste dieser Gleichungen für t seinen Wert in τ_1 aus (21) ein, wobei wir jetzt nur das erste Vorzeichen gebrauchen, so erhalten wir nach Umrechnung

$$x_2 = \left(1 - \frac{k_1}{\sigma_1} v_{12} \right) x_1 - v_{12} \frac{\sigma_0}{\sigma_1} \tau_1$$

oder mit Berücksichtigung von (24)

$$x_2 = \left(1 - \frac{k_1}{\sigma_1} v_{12} \right) (x_1 - u_{12} \tau_1)$$

oder nach (25)

$$x_2 = \frac{x_1 - u_{12} \tau_1}{1 - \frac{k_1}{\sigma_0} u_{12}}. \quad (40)$$

Die Analogie mit der ersten Lorentz'schen Transformationsgleichung ist auffallend.

Fassen wir jetzt die Gleichung (21) ins Auge, die wir hier noch einmal hinschreiben

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_1} \tau_1 + \frac{k_1}{\sigma_1} x_1 = \frac{\sigma_0}{\sigma_2} \tau_2 + \frac{k_2}{\sigma_2} x_2;$$

setzen wir für x_2 in dieser Formel seinen Ausdruck (40), in den wir noch

$$\frac{1}{1 + \frac{k_1}{\sigma_0} u_{12}} = \gamma_1 = \frac{1}{\vartheta_1} \quad (41)$$

einführen, so bekommen wir

$$\tau_2 = \frac{\tau_1 + \frac{\sigma_2 \vartheta_1^2 - \sigma_1}{\sigma_1 u_{12}} x_1}{1 + \frac{k_1}{\sigma_0} u_{12}}.$$

Setzen wir noch

$$\frac{\sigma_2 \vartheta_1^2 - \sigma_1}{\sigma_1 u_{12}} = \chi(u_{12}, v_1), \quad (42)$$

so erhalten wir, falls wir die lokale Zeit und die scheinbare Geschwindigkeit benutzen, folgendes System von Transformationsgleichungen

$$x_2 = \gamma_1 (x_1 - u_{12} \tau_1); \quad y_2 = y_1; \quad z_2 = z_1; \quad \tau_2 = \gamma_1 (\tau_1 + \chi x_1). \quad (43)$$

Wir sehen, daß wir hier, wie auch in der Relativitätstheorie, die Formel im Sinne einer Kontraktion im Verhältnis $1/\gamma_1$ interpretieren können. Aus der Ableitung der Formel aber geht hervor, daß von einer physischen, reellen Kontraktion gar keine Rede sein kann. Sie kann nur als mathematische Fiktion angesehen werden.

Um von den erhaltenen Transformationsgleichungen Gebrauch zu machen, berücksichtigen wir folgendes. Die Experimente lehren uns, daß bei Benutzung der lokalen Zeit, die uns eigentlich nur zugänglich ist, alle physikalischen Erscheinungen sich so abspielen, als ob das System in Ruhe wäre, d. h. daß es innerhalb des Systems unmöglich ist, seine absolute Bewegung zu entdecken. Indem wir also in die Gleichung eines physikalischen Vorganges, wie sie für ein ruhendes System lautet, für die x_1, y_1, z_1, τ_1 als gültig annehmen und dann diese Gleichung mit Hilfe unserer Transformationsgleichungen (43) transformieren, finden wir, wie sich dieser Vorgang, vom System S_2 aus gesehen, abspielt.

Bevor wir zu weiteren Betrachtungen übergehen, sei hier noch untersucht, wie sich die Verhältnisse verändern, falls die absoluten Geschwindigkeiten beider Systeme einen beliebigen Winkel miteinander bilden.

Wählen wir die Achsenkreuze in der Weise, daß die X-Achsen parallel zu der relativen Geschwindigkeit v_{12} sind und bezeichnen

wir mit δ_1, δ_2 bzw. die Winkel zwischen v_{12} und v_1 bzw. v_2 , so ist offenbar anstatt der Ausdrücke (20) für τ_1 und τ_2 folgendes zu setzen

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= \frac{\sigma_1}{\sigma_0} t - \frac{k_1}{\sigma_0} (x_1 \cos \delta_1 - \sqrt{y_1^2 + z_1^2} \sin \delta_1) \\ \tau_2 &= \frac{\sigma_2}{\sigma_0} t - \frac{k_2}{\sigma_0} (x_2 \cos \delta_2 - \sqrt{y_2^2 + z_2^2} \sin \delta_2) \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Führen wir

$$\left. \begin{aligned} k_1 \cos \delta_1 &= \kappa_1; & \frac{k_1}{\sigma_0} \sqrt{y_1^2 + z_1^2} \sin \delta_1 &= A \\ k_2 \cos \delta_2 &= \kappa_2; & \frac{k_2}{\sigma_0} \sqrt{y_2^2 + z_2^2} \sin \delta_2 &= B \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

ein, so ist

$$\tau_1 = \frac{\sigma_1}{\sigma_0} t - \frac{\kappa_1}{\sigma_0} x_1 + A \quad \tau_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_0} t - \frac{\kappa_2}{\sigma_0} x_2 + B \quad (45a)$$

Für gegebene Werte von y und z sind A und B Konstanten, die, wegen der Unabhängigkeit der y und z von der Zeit, auch von dieser unabhängig sind. Beachtet man dies, so zeigt eine einfache Rechnung, daß unsere Transformationsgleichungen die Gestalt annehmen

$$\begin{aligned} x_2 &= \gamma'_1 [x_1 - u_{12}(\tau_1 - A)]; \quad \tau_2 = \gamma'_1 (\tau_1 + \chi' x_1 + C); \quad y_2 = y_1; \quad z_2 = z_1, \\ \gamma'_1 &= \frac{1}{1 + \frac{\kappa_1}{\sigma_0} u_{12}} = \frac{1}{\vartheta'_1}; \quad C = \frac{\sigma_2}{\sigma_0} B + A; \quad \chi' = \frac{\sigma_2 \vartheta_1'^2 - \sigma_1}{\sigma_1 u_{12}}. \end{aligned}$$

Beobachten wir also vom System S_2 aus physikalische Vorgänge, die sich im System S_1 abspielen, so findet bezüglich der Transformationsgleichungen eine Anisotropie des Raumes statt, weil γ'_1 jetzt von der Richtung abhängt. Diese Anisotropie ist aber, wie wir sehen werden, sehr klein.

Es sei nun das System S_2 in absoluter Ruhe. Dann haben wir in unseren Formeln (43)

$$\begin{aligned} v_2 &= k_2 = 0; \quad \sigma_2 = \sigma_0; \quad \tau_2 = t; \\ u_{12} &= -u_{21} = -v_{21} = -v_1 = -v \end{aligned}$$

zu setzen, und erhalten

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= \frac{x_1 + v \tau_1}{1 - \frac{k_1}{\sigma_0} v}; & y_2 &= y_1 \\ \tau_2 &= \frac{\tau_1 + \frac{k_1}{\sigma_0} x_1}{1 - \frac{k_1}{\sigma_0} v}; & z_2 &= z_1 \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Dies ist bis auf Größen dritter Ordnung mit der Lorentztransformation identisch, falls wir setzen $k_1 = \frac{v_1}{\sigma_0}$, denn wir erhalten dann:

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= \frac{x_1 + v\tau_1}{1 - \frac{v^2}{\sigma_0^2}}; & y_2 &= y_1 \\ \tau_2 &= \frac{\tau_1 + \frac{v}{\sigma_0^2}x_1}{1 - \frac{v^2}{\sigma_0^2}}; & z_2 &= z_1 \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

In unseren Betrachtungen hielten wir dabei an den durch (27) bis (30) ausgedrückten Symmetriebedingungen fest.

Unter diesen Annahmen gibt also die Transformation (46) an, wie in einem bewegten System sich abspielende physikalische Vorgänge, von einem ruhenden System aus betrachtet, erscheinen, falls in diesem bewegten System die scheinbare Zeit gebraucht wird. Unter der Annahme des Paschskyschen Prinzips ist aber, beim heutigen Stande der experimentellen Wissenschaft, *diese Zeit die einzige experimentell faßbare*, die wir daher fortwährend gebrauchen. Daher ist auch der Übergang von einem bewegten zu einem ruhenden System nicht durch eine Galileitransformation, sondern durch die Transformation (46) dargestellt. Dabei ist die Lorentztransformation als eine Annäherung anzusehen.

Alles dies gilt aber unter Beibehaltung des absoluten Raumes und der absoluten Zeit.

Wir können mit Hilfe unserer Transformationsgleichungen in üblicher Weise die Frage z. B. nach der longitudinalen oder transversalen Masse eines bewegten Körpers stellen. Für die longitudinale Beschleunigung erhalten wir

$$\frac{d^2x_2}{d\tau_2^2} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2 \gamma_1^3 \frac{d^2x_1}{d\tau_1^2}. \quad (48)$$

Daraus könnte man analog der Relativitätstheorie auf die Veränderlichkeit der Masse im Verhältnis $(\sigma_1/\sigma_2)^2 \gamma_1^3$ schließen.

Hier muß aber prinzipiell folgendes zu dieser wichtigen Frage bemerkt werden.

Wir beobachten vom System S_2 aus zwei auf der x -Achse liegende, sich im System S_1 befindende Körper, und es erhalte jeder dieser Körper unter der Einwirkung des anderen die Beschleunigung $d^2x_1/d\tau_1^2$. Vom System S_2 aus betrachtet wird diese Beschleunigung durch (48) gegeben.

Es sind nun zwei Annahmen möglich, entweder sind die Massen der Körper im Verhältnis $(\sigma_1/\sigma_2)^2 \gamma_1^3$ größer geworden, oder die zwischen ihnen wirkende Kraft in demselben Verhältnis kleiner.

Bei dieser Betrachtung gehört, wenn man sich so ausdrücken darf, die auf den Körper wirkende Kraft dem bewegten Systeme an.

Ganz anders aber steht die Frage, wenn wir die Beschleunigung eines zu uns relativ bewegten Körpers betrachten, die dieser Körper durch die von ruhenden Körpern ausgeübte Kraft erhält. In diesem Fall kann es geschehen und das ist sogar die allgemeinste Annahme, daß die Kraftwirkung zwischen zwei bewegten Körpern von ihrer gegenseitigen Geschwindigkeit abhängt, und wenn wir die Art dieser Abhängigkeit nicht wissen, können wir nichts über die Veränderlichkeit der Masse aussagen. In dem Fall der Relativitätstheorie steht die Sache etwas anders. Betrachten wir z. B. die Argumentation, welche Herr Einstein in seiner grundlegenden Arbeit¹⁾ anführt, so sehen wir, daß neben der Veränderung der Beschleunigung durch die Lorentztransformation noch die durch die Invarianz der Maxwell'schen Gleichungen gegenüber dieser Transformation, bedingte Tatsache vorkommt, daß die von S gedachte ponderomotorische Kraft,

$$X, \quad Y - \frac{v}{V} N, \quad Z - \frac{v}{V} M,$$

von S' betrachtet, sich als elektrostatische Kraft X', Y', Z' , äußert²⁾. Dies ist aber nur dann der Fall, wenn wir an der absoluten Richtigkeit der Maxwell-Lorentz'schen Gleichungen festhalten. Tun wir das nicht, so können alle Versuche über die elektromagnetische Masse in ganz anderer Weise interpretiert werden, indem man die Abhängigkeit der ponderomotorischen Kraft von der Geschwindigkeit nicht linear annimmt³⁾. Nehmen wir aber sogar an, daß in unserm Fall die Kraft X sich so transformiert, daß X_1 gleich X_2 ist, so daß die Gleichungen

$$m \frac{d^2 x_1}{d\tau_1^2} = X_1; \quad m \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^2 \gamma_1^3 \frac{d^2 x_2}{d\tau_2^2} = X_2 = X_1$$

offenbar im Sinne der Veränderung der Masse interpretiert sein müssen. Da die Geschwindigkeit der Erde nur etwa $\frac{1}{10\,000}$ der Lichtgeschwindigkeit beträgt, so können wir diese Geschwindigkeit in allen Fällen, wo wir mit sehr großen Geschwindigkeiten zu tun haben, annähernd gleich Null setzen. (Versuche von Herrn Bucherer, Hupka u. a.)

¹⁾ Ann. d. Phys. 17, 891, 1905.

²⁾ l. c., S. 919.

³⁾ N. v. Raschewsky, Phys. ZS. 23, 2, 1922. Auch Malmström, Phys. ZS. 19, 43, 1918.

Dann gelten mit großer Annäherung bis in die vierte Dezimalstelle die Transformationsgleichungen (46). Durch ihre Anwendung erhalten wir für die longitudinale bzw. transversale Masse Ausdrücke, welche die Funktion k enthalten. Durch die Wahl einer bestimmten Gestalt für k können dann diese Ausdrücke immer mit dem Experiment in Einklang gesetzt werden. In dieser Weise können die Versuche mit sehr schnellen Elektronen zur Aufklärung der Gestalt von k beitragen.

Allerdings können die bisherigen Versuche keineswegs weder als experimentelle Bestätigung der Relativitätstheorie noch als Widerlegung unserer Anschauungen¹⁾ angesehen werden.

3. Wir möchten nun noch einiges über den Zusammenhang dieser Betrachtungen mit der allgemeinen Relativitätstheorie und der Einsteinschen Gravitationstheorie vorbringen. Die letzte fußt eigentlich auf drei Grundannahmen:

Annahme I: Eine jede beliebige Bewegung des Körpers verkürzt seine Dimensionen in der Richtung der momentanen Geschwindigkeit, und zwar in dem von der speziellen Relativitätstheorie geforderten Verhältnis; dies gilt auch bezüglich des zeitlichen Verlaufes, der sich in dem bewegten Körper abspielenden Vorgänge.

Annahme II: Ein Gravitationsfeld ist einer Beschleunigung äquivalent.

Annahme III: Die Gravitationsfeldgleichungen müssen invariant gegen beliebige Koordinatentransformationen sein.

Die erste Annahme führt zu dem Schluß, daß eine geodätische Durchmessung des Raumes eines beschleunigten Systems mit beschleunigten Maßstäben eine Abweichung von dem euklidischen Raume geben²⁾ werde, und zwar wegen der Beeinflussung der Maßstäbe durch die Bewegung. Die Beschleunigung bewirkt also eine Krümmung, eine Verzerrung des Raumes und sogar allgemeiner, der ganzen vierdimensionalen Welt.

Die Annahme II führt dazu, daß eine gleichartige Krümmung im Gravitationsfelde vorhanden ist.

Einstein nimmt an, daß das Gravitationsfeld durch die Komponenten g_{ik} des metrischen Fundamentaltensors vollständig definiert wird, und da die einzige Differentialinvariante zweiter Ordnung der g_{ik} die Riemannsche Krümmung³⁾ ist, so gelangt man schließlich,

¹⁾ Vgl. Prinzipielles dazu von H. Dingler, Phys. ZS. 21, 672—673 und besonders 674, 1920.

²⁾ Vgl. das Einsteinsche Beispiel der rotierenden Scheibe.

³⁾ H. Weyl, Raum, Zeit, Materie. Berlin, Springer, 1921. Anhang II.

wenn man noch die Forderung aufstellt, daß die gesuchten Gleichungen zweiter Ordnung¹⁾ seien, nach einigen Überlegungen zu der Einsteinschen Grundgleichung

$$[\mathfrak{G}]_i^k = -\mathfrak{T}_i^k, \quad (49)$$

welche die Krümmung der Welt durch die Verteilung des Energie-Impuls-Tensors ausdrückt.

Sind nun die Bahnen der materiellen Körper geodätische Linien, sozusagen nicht-euklidische Gerade in der gekrümmten Welt, so ergeben sich daraus die Gesetze der Planetenbewegungen usw.

Von unserem Standpunkte aus kann von einer wahren, physischen Kontraktion der Körper durch Bewegung keine Rede sein. In einem beschleunigten System bleiben also unsere Maßstäbe starr²⁾, und alle geodätischen Abmessungen werden, ganz wie im ruhenden System keine Abweichung von dem euklidischen Raume ergeben. Die Beschleunigung verzehrt den Raum nicht. Behält man also die Annahme II, das berühmte Äquivalenzprinzip, bei, so gelangt man nicht mehr zu den Einsteinschen Gravitationsgleichungen.

Daher muß das Äquivalenzprinzip aufgegeben werden, und wir beabsichtigen zu zeigen, daß unter der Voraussetzung allein der Annahme III des Prinzips der allgemeinen Invarianz, man ebensogut zu den Einsteinschen Gleichungen gelangen kann.

Unter der Einwirkung der Gravitation bewegen sich alle Körper auf krummlinigen Bahnen. Durch die Feldgleichungen der Gravitation, kombiniert mit den Bewegungsgleichungen der Körper, sind die Gestalten dieser Bahnen gegeben.

Nun kann aber jede krumme Linie als geodätische Linie, als nicht-euklidische Gerade, eines entsprechend gekrümmten Raumes angesehen werden; dasselbe gilt natürlich auch für die vierdimensionale Welt.

Führen wir also in unsere Betrachtung als mathematisches Hilfsmittel solch eine fiktiv gekrümmte Welt ein und suchen nach dem Gesetz, welches die Krümmung dieses fiktiven Raumes mit der Verteilung der Materie verknüpft, so gelangen wir, die Annahme III berücksichtigend, nach analogen Überlegungen, wie Einstein, formell zu denselben Gleichungen; die physikalische Interpretation dieser Gleichungen ist aber eine ganz andere. Die g_{ik} sind hier nur als das Feld bestimmende Potentiale anzusehen und stehen in keinem Zusammenhang mit der Raummetrik.

¹⁾ l. c., S. 208.

²⁾ Über den Begriff „starr“, vgl. Dingler, Phys. ZS. **21**, 487, 1920.

Nach dieser Auffassung muß also eine geodätische Ausmessung des Raumes im Gravitationsfelde keine Abweichung vom euklidischen Raume ergeben. Solch eine Abweichung ist auch nicht ausgeschlossen. Würde aber eine genügend genaue Messung einmal ergeben, daß z. B. das Verhältnis der Kreislänge zum Durchmesser kleiner als π ist, so würden wir den Schluß ziehen¹⁾, daß die Maßstäbe durch das Gravitationsfeld so beeinflußt werden, daß ein senkrecht zu den Kraftlinien stehender Maßstab länger ist, als derselbe Maßstab parallel zu ihm gelegt. Dieser Einfluß folgt aber keineswegs aus den Feldgleichungen und ist von ihnen ganz unabhängig.

Es ist natürlich, wie schon Poincaré²⁾ gezeigt hat, ganz gleichgültig, ob man die euklidische Geometrie beibehält und die physikalischen Gesetze verändert, oder das entgegengesetzte tut.

Wir bemerken noch, daß wegen der Erhaltung der Einsteinschen Feldgleichungen, die auf der Erdoberfläche herrschende Zentrifugalkraft, gleich gut durch die absolute Rotation der Erde, wie durch die relative Bewegung der Fixsternenwelt erklärt werden kann³⁾.

Doch ist hier wegen der Aufgabe des Äquivalenzprinzips eine experimentelle Entscheidung prinzipiell immer möglich. Allerdings setzt diese Möglichkeit eine andere, nämlich die der unidirektionalen Lichtgeschwindigkeitsmessung voraus. Solange uns diese Möglichkeit entzogen ist, operieren wir nur mit scheinbarer Zeit und scheinbaren Geschwindigkeiten, für welche das klassische Additionstheorem nicht mehr gilt. Daher wird auch die Bewegung eines starren Körpers nicht durch eine Galileische, sondern durch eine Lorentzsche — im verallgemeinerten Sinne — Transformation ausgedrückt.

Zum Schluß möchte ich dem Institutsdirektor Herrn Professor Dr. F. Závíska meinen tiefsten Dank aussprechen. Nur durch die lebenswürdige Aufnahme in seinem Institut ist es mir möglich geworden, diese Arbeit auszuführen.

Prag, Institut f. Theoret. Physik d. Böhm. Universität, April 1922.

¹⁾ H. Dingler, l. c., S. 490.

²⁾ H. Poincaré. *La science et l'hypothèse*. Paris, E. Flammarion, 1918, S. 93.

³⁾ H. Thirring, *Phys. ZS.* **19**, 33, 1918; auch A. Kopff, *Phys. ZS.* **22**, 24 und 179, 1921; vgl. die Kritik dazu von E. Reichenbacher, *Phys. ZS.* **22**, 234, 1921.