© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

ALS (NeHR, Archief H. A. Lorentz). [16 449]. There are perforations for a loose-leaf binder at the head of the document.

[1]See *Einstein 1916e* (Vol. 6, Doc. 30), sec. 15. In *Einstein 1916o* (Vol. 6, Doc. 41), which was submitted 26 October to the Prussian Academy, Einstein succeeded in deriving the conservation laws without having to specify the form of the Lagrangian.

[2]See the preceding document of two days earlier.

[3]*Einstein 1915i* (Vol. 6, Doc. 25).

[4]Lorentz had postulated a Lagrangian proportional to the covariant divergence of the metric tensor (see H. A. Lorentz to Paul Ehrenfest, 22 January 1916, NeHR, Ehrenfest Archive, ESC:7, 250).

185. To Paul Ehrenfest

Berlin Montag. [24 January 1916 or later][1]

Lieber Ehrenfest!

Heute endlich sollst Du mit mir zufrieden sein. Ich freue mich sehr über das grosse Interesse, das Du der Sache widmest. Ich stütze mich gar nicht auf die Arbeiten, sondern rechne Dir alles vor.[2] Sollte dann immer noch etwas unverständlich bleiben, so kann die Lücke leicht ausgefüllt werden.—

1) Lagrange'sche Form der Gleichungen.

Behauptung: Es sei $\sqrt{-g} = 1$. Ausserdem sei $L = g^{\sigma\tau}\begin{Bmatrix}\sigma\beta\\ \alpha\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}\tau\alpha\\ \beta\end{Bmatrix}$ Dann ist, wenn L als Funktion der $g^{\sigma\tau}$ und $g^{\sigma\tau}_{\alpha} = \dfrac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_\alpha}$ aufgefasst wird:[3]

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial L}{\partial g^{\sigma\tau}} &= \begin{Bmatrix}\sigma\beta\\ \alpha\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}\tau\alpha\\ \beta\end{Bmatrix}\\ \frac{\partial L}{\partial g^{\sigma\tau}_{\alpha}} &= -\begin{Bmatrix}\sigma\beta\\ \alpha\end{Bmatrix}\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Bemerkung: Summationszeichen lasse ich immer weg. Über einen Index ist stets zu summieren, wenn er zweimal auftritt.[4]

Beweis. Durch Differenziation von L—immer als Funkt von $g^{\sigma\tau}$ & $g^{\sigma\tau}_{\alpha}$ betrachtet—folgt

$$dL = \begin{Bmatrix}\sigma\beta\\ \alpha\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}\tau\alpha\\ \beta\end{Bmatrix}dg^{\sigma\tau} + 2g^{\sigma\tau}\begin{Bmatrix}\sigma\beta\\ \alpha\end{Bmatrix}d\begin{Bmatrix}\tau\alpha\\ \beta\end{Bmatrix}$$

(Zwei nur durch die Benennung der Indizes verschiedene Glieder sind zusammengefasst)

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

Hieraus folgt weiter wegen $g^{\sigma\tau} d\left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} = d\left(g^{\sigma\tau} \left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \right) - \left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} dg^{\sigma\tau}$

$$dL = -dg^{\sigma\tau} \cdot \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} + 2 \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} d\left(g^{\sigma\tau} \left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \right)$$

$$= -dg^{\sigma\tau} \{\ \}\{\ \} + 2 \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} d\left(g^{\sigma\tau} g^{\beta\lambda} \left[\begin{matrix} \tau\alpha \\ \lambda \end{matrix} \right] \right)$$

Es ist ausserdem

$$\left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} \beta\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} \qquad \ldots (\alpha)$$

Mit Rücksicht darauf, dass sich das zweite Glied nicht ändert, wenn man die Summ. Indizes σ & β und gleichzeitig λ und τ vertauscht, ist das zweite Glied auch gleich

$$\left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} d\left(g^{\sigma\tau} g^{\beta\lambda} \left(\left[\begin{matrix} \tau\alpha \\ \lambda \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \lambda\alpha \\ \tau \end{matrix} \right] \right) \right)$$

oder gleich
$$\left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} d\left(g^{\sigma\tau} g^{\beta\lambda} \frac{\partial g_{\lambda\tau}}{\partial x_\alpha} \right)$$

oder gleich[5]
$$-\left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} dg^{\sigma\tau}_{\alpha}$$

Aus $g_{\rho\sigma} g^{\sigma\tau} = \delta^{\tau}_{\rho} = 1$ oder 0 folgt nämlich

$$\frac{\partial g_{\rho\sigma}}{\partial x_\alpha} g^{\sigma\tau} = -g_{\rho\sigma} \frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_\alpha} \qquad (\beta)$$

& hieraus durch Multiplikation mit $g^{\rho\lambda}$

$$\left. \begin{aligned} g^{\rho\lambda} g^{\sigma\tau} \frac{\partial g_{\rho\sigma}}{\partial x_\alpha} &= -\frac{\partial g^{\lambda\tau}}{\partial x_\alpha} \\ \text{analog auch} \qquad g_{\rho\lambda} g_{\sigma\tau} \frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_\alpha} &= -\frac{\partial g_{\lambda\tau}}{\partial x_\alpha} \end{aligned} \right\} \qquad (\beta')$$

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

Es folgt also[6]

$$dL = -\left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\}\left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} dg^{\sigma\tau} - \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} dg_{\alpha}^{\sigma\tau},$$

woraus die Behauptung (1) folgt. Hieraus folgt, dass man die Gravitationsgleichungen in der Form

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(\frac{\partial L}{\partial g_\alpha^{\sigma\tau}}\right) - \frac{\partial L}{\partial g^{\sigma\tau}} = -\kappa\left(T_{\sigma\tau} - \frac{1}{2} g_{\sigma\tau} T\right) \qquad \ldots (2)$$

schreiben kann.[7]

2) Erhaltungssätze.

Multipliziert man (2) mit $g_\beta^{\sigma\tau}$, so erhält man nach partieller Differenziations-Umformung des ersten Gliedes[8]

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g_\beta^{\sigma\tau} \frac{\partial L}{\partial g_\alpha^{\sigma\tau}}\right) - \underbrace{\left(\frac{\partial L}{\partial g^{\sigma\tau}} g_\beta^{\sigma\tau} + \frac{\partial L}{\partial g_\alpha^{\sigma\tau}} \frac{\partial g_\alpha^{\sigma\tau}}{\partial x_\beta}\right)}_{\frac{\partial L}{\partial x_\beta}} = -\kappa T_{\sigma\tau} g_\beta^{\sigma\tau}$$

Das zweite Glied der rechten Seite verschwindet, wegen

$$g^{\sigma\tau} \frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_\beta} = -g^{\sigma\tau} \frac{\partial g_{\sigma\tau}}{\partial x_\beta} = -\frac{\partial \lg g}{\partial x_\beta} = 0$$

Nun schreibe ich den Erhaltungssatz für die Materie, indem ich ihn formal einführe, ohne seine Gültigkeit vorauszusetzen[9]

$$\frac{\partial T_\mu^\sigma}{\partial x_\sigma} + \frac{1}{2} g_\mu^{\alpha\tau} T_{\alpha\tau} = A_\mu \qquad \ldots (3)$$

Das zweite Glied der linken Seite kann wegen (β) in die Form $-\frac{1}{2}\frac{\partial g_{\alpha\tau}}{\partial x_\mu} T^{\alpha\tau}$ gebracht werden. Ebenso lässt sich die { } einführen, was ich aber hier nicht brauche. Mit Hilfe davon lässt sich die rechte Seite der letzten Gleichung durch

$$2\kappa \frac{\partial T_\beta^\alpha}{\partial x_\alpha} - 2\kappa A_\beta$$

ersetzen, und man erhält:

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(\underbrace{\frac{1}{2\kappa}\left[L\delta_\beta^\alpha - g_\beta^{\sigma\tau} \frac{\partial L}{\partial g_\alpha^{\sigma\tau}}\right]}_{t_\beta^\alpha} + T_\beta^\alpha\right) = A_\beta \qquad \ldots (4)$$

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

Würden die A_β verschwinden, so wäre dies die Erhaltungsgleichung für Materie und Gravitation zusammen. Einstweilen operieren wir mit (4). Mit Rücksicht auf (1)[10] folgt aus der Definition der t_β^α

$$t_\alpha^\alpha = t = \frac{1}{\kappa} L \qquad \ldots (5)$$

3) *Gemischte Form der Gravitationsgleichungen.* Wir schreiben letztere in der Form

$$-\frac{\partial \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\}}{\partial x_\alpha} + \left\{ \begin{matrix} \sigma\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \tau\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} = -\kappa \left(T_{\sigma\tau} - \frac{1}{2} g_{\sigma\tau} T \right) \qquad \ldots (2a)$$

und multiplizieren mit $g^{\tau\nu}$. Das erste Glied links liefert durch partielle Diff. Umformung

$$-\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\tau\nu} \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \right) + \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial g^{\tau\nu}}{\partial x_\alpha},$$

wovon das zweite Glied mit Hilfe der nebenstehend abgeleiteten Gleichung (γ) umgeformt werden kann,[11] sodass man erhält

$$-\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\tau\nu} \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \right) - g^{\tau\varepsilon} \left\{ \begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \tau\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} - g^{\nu\varepsilon} \left\{ \begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \tau \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\}$$

Hilfsrechnung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g^{\tau\nu}}{\partial x_\alpha} &= -g^{\tau\varepsilon} g^{\nu\xi} \frac{\partial g_{\varepsilon\xi}}{\partial x_\alpha} \text{ (wegen } \beta'\text{)} \\ &= -g^{\tau\varepsilon} g^{\nu\xi} \left(\left[\begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \xi \end{matrix} \right] + \left[\begin{matrix} \xi\alpha \\ \varepsilon \end{matrix} \right] \right) \end{aligned}$$

also

$$\frac{\partial g^{\tau\nu}}{\partial x_\alpha} = -g^{\tau\varepsilon} \left\{ \begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \nu \end{matrix} \right\} - g^{\nu\varepsilon} \left\{ \begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \tau \end{matrix} \right\} \qquad \ldots (\gamma)$$

Das dritte dieser Glieder[12] hebt sich gegenüber dem aus dem zweiten von (2a) entstehenden weg. Man erhält also zunächst

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\tau\nu} \left\{ \begin{matrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{matrix} \right\} \right) + g^{\varepsilon\tau} \left\{ \begin{matrix} \varepsilon\alpha \\ \nu \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \tau\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\} = \kappa \left(T_\sigma^\nu - \frac{1}{2} \delta_\sigma^\nu T \right) \qquad \ldots (6)$$

Aus der Definition von t_β^α und den Gleichungen (1) & (5) erhält man

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

$$t_\beta^\alpha = \frac{1}{2} t \delta_\beta^\alpha + \frac{1}{2\kappa} \begin{Bmatrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{Bmatrix} \frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x_\beta}$$

Nach Umformung des zweiten Gliedes gemäss (γ) und Vereinigung beider so entstehender Glieder

$$t_\beta^\alpha - \frac{1}{2}\delta_\beta^\alpha t = -\frac{1}{\kappa} g^{\sigma\varepsilon} \begin{Bmatrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon\beta \\ \tau \end{Bmatrix} \qquad \ldots (7)$$

Abgesehen vom Faktor $-\frac{1}{\kappa}$ und der Bezeichnung der Indizes stimmt die rechte Seite von (7) mit dem zweiten Glied in (6) überein, sodass man schreiben kann

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\tau\nu} \begin{Bmatrix} \sigma\tau \\ \alpha \end{Bmatrix}\right) = \kappa\left((T_\sigma^\nu + t_\sigma^\nu) - \frac{1}{2}\delta_\sigma^\nu (T + t)\right) \qquad \ldots (8)$$

Diese Gleichung ist interessant, weil sie zeigt, dass das Entspringen der Gravitationslinien allein durch die Summe $T_\sigma^\nu + t_\sigma^\nu$ bestimmt ist, wie man ja auch erwarten muss.[13]

(Zweites Blatt)

4) *Beweis, dass die* A_μ *verschwinden.* Jetzt kommt noch die Hauptsache.

a) Multipliziert man (8) mit δ_ν^σ so erhält man die skalare Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\tau\nu} \begin{Bmatrix} \nu\tau \\ \alpha \end{Bmatrix}\right) = -\kappa(T + t) \qquad \ldots (9)$$

Die linke Seite lautet ausführlich

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(g^{\nu\tau} g^{\alpha\beta}\left(\frac{\partial g_{\beta\nu}}{\partial x_\tau} + \frac{\partial g_{\beta\tau}}{\partial x_\nu} - \frac{\partial g_{\nu\tau}}{\partial x_\beta}\right)\right)$$

Das dritte Glied liefert nichts, weil $g^{\nu\tau}\frac{\partial g_{\nu\tau}}{\partial x_\beta} = \frac{\partial \lg g}{\partial x_\beta} = 0$. Die beiden ersten gehen durch Vertauschung von ν und τ in einander über, sodass sie sich vereinigen lassen. Durch Anwendung von (β') erhält man endlich

$$-\frac{\partial^2 g^{\alpha\tau}}{\partial x_\alpha \partial x_\tau}.$$

Aus (9) wird also

$$\frac{\partial^2 g^{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} - \kappa(T + t) = 0 \qquad \ldots (9a)$$

Wir führen an (8) die Operation $\frac{\partial}{\partial x_\nu}$ aus und erhalten mit Rücksicht auf (4)[14]

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\frac{\partial}{\partial x_\nu}\left(g^{\tau\nu}\left\{\begin{matrix}\sigma\tau\\ \alpha\end{matrix}\right\}\right) = -\frac{1}{2}\frac{\partial(T+t)}{\partial x_\sigma} + \kappa A_\sigma \qquad \ldots (10)$$

Die linke Seite ist ausführlicher

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\frac{\partial}{\partial x_\nu}\left(g^{\tau\nu}g^{\alpha\beta}\left(\frac{\partial g_{\sigma\beta}}{\partial x_\tau} + \frac{\partial g_{\tau\beta}}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial g_{\sigma\tau}}{\partial x_\beta}\right)\right.$$

Vertauscht man im ersten Glied α und ν so wie β und τ, so geht es abgesehen vom Vorzeichen ins dritte über. Es bleibt nur das zweite, welches mit Rücksicht auf (β') in

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial^3 g^{\alpha\nu}}{\partial x_\alpha \partial x_\nu \partial x_\sigma} \text{ übergeht}$$

Man erhält daher anstelle von (10)[15]

$$\frac{\partial}{\partial x_\sigma}\left(\frac{\partial^2 g^{\alpha\nu}}{\partial x_\alpha \partial x_\nu} - (T+t)\right) = -2\kappa A_\sigma \qquad \ldots (10a)$$

Aus (9a) und (10a) ergibt sich $A_\sigma = 0$, d. h. gemäss (3) der Erhaltungssatz der Materie als Konsequenz der Feldgleichungen (2).—

Du wirst nun wohl keine Schwierigkeit mehr finden. Zeige die Sache auch Lorentz, der die Notwendigkeit der Struktur der rechten Seite der Feldgleichungen auch noch nicht empfindet. Es wäre mir lieb, wenn Du mir diese Blätter dann wieder zurückgäbest, weil ich die Sachen sonst nirgends so hübsch beisammen habe.

Mit besten Grüssen Dein

Einstein.

ALS. [9 369]. The presentation here departs from that in the original, where some comments and equations are placed to the side of the text.

[1]This letter is dated on the assumption that it was written after Docs. 179 and 182.

[2]In Docs. 179 and 182, Einstein had not given self-contained derivations, but referred to *Einstein 1915f* and *1915i* (Vol. 6, Docs. 21 and 25).

[3]The first of the two equations below should have a minus sign on the right-hand side. In the second equation, β should be τ. In fact, β has been deleted in red pencil and replaced by a τ in red pencil outside of the bracket. The correction was presumably made by the recipient.

[4]This is the first document in which Einstein formulates this convention, which first appeared in print in *Einstein 1916e* (Vol. 6, Doc. 30) and is now called the "Einstein summation convention."

[5]In the following expression, τ should be β.

[6]In the second term on the right-hand side of the equation below, β should be τ.

[7]This conclusion follows from the gravitational field equations in the form of eq. (2a) below, which is eq. (6) in *Einstein 1915i* (Vol. 6, Doc. 25).

[8]Above the right-hand side of the equation below and with an arrow pointing to the second factor in the third term on the left, Einstein has added: "wegen Vertauschbarkeit von α und β."

[9]Under A_μ on the right-hand side of eq. (3) below, with a line pointing to it, Einstein has added the phrase: "unbekannte Raumfunktionen."

[10]Einstein also uses the property that the covariant derivative of the metric tensor vanishes.

[11]The derivation of eq. (γ) is presented below ("Hilfsrechnung") rather than to the side as in the original.

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998

[12]In the expression above "Hilfsrechnung."

[13]This observation is fully exploited in *Einstein 1916e* (Vol. 6, Doc. 30), received by *Annalen der Physik* on 20 March 1916, in which Einstein first derives eq. (8) for the matter-free case in a manner completely analogous to the derivation given here (sec. 15, pp. 804–806; see especially eq. (51)). He then adds the terms with the energy-momentum tensor for matter, arguing that T_ν^σ has to enter the field equations in the same way as t_ν^σ (sec. 16, pp. 807–808; see especially eq. (52)). This is also true in the "Entwurf" theory (see *Einstein and Grossmann 1913* [Vol. 4, Doc. 13], p. 17), and a similar result holds in the earlier theory for static fields (see *Einstein 1912d* [Vol. 4, Doc. 4], p. 457).

[14]In eq. (10) below, a factor κ is missing in the first term on the right-hand side.

[15]In eq. (10a) below, a factor κ is missing in the second term on the left-hand side.

186. To Arnold Sommerfeld

[Berlin,] 2. II. 16.

Lieber Sommerfeld!

Ihr Brief hat mir viel Kopfzerbrechen gemacht, zumal ich gar manches, was Sie sagen, als richtig anerkennen muss. Fr.[1] gehört mehr oder weniger zu der Spezies, die ein guter Bekannter von mir als „Windhund" bezeichnet. Auch die Art und Weise des Auskneifens ist nicht gerade nobel. Ich kenne die Schwächen dieses Menschen seit langem[2]—habe mich auch schon mehr oder weniger darüber aufgehalten. Es ist wohl berechtigt, die Frage aufzuwerfen: Hat Einstein Recht, wenn er sich bemüht, diesem Menschen die Arbeitshindernisse aus dem Wege zu räumen?[3] Sie verneinen die Frage. Ich überlegte eingehend und besprach die Sache auch mit einem intelligenten und wohlwollenden Menschen, dem ich das „Material" unterbreitete, und dessen Objektivität in der Sache über jeden Zweifel erhaben ist.[4]

Zuerst die Charaktereigenschaften. Ich würde mir Fr. *nicht* zum intimen Freunde auserwählen sondern ihn stets so und so weit vom Leibe halten. Und doch komme ich zum Urteil: Wenn der Teufel alle Kollegen von den Lehrkanzeln holte, deren Selbstkritik und Anständigkeit nicht höher steht, als die Freundlichs, dann würden die Reihen der Getreuen bedenklich gelichtet werden. Ja—horribile dictu—auch für Ihren Gewährsmann S.[5] würde ich fürchten! Andererseits hat Freundl. etwas aufzuweisen, was goldeswert ist—eine begeisterte Hingabe an die Sache; das ist eine seltene Eigenschaft, die er nicht mit sehr vielen teilt.

Nun die sachlichen Qualitäten. Freundl. ist nicht gerade schöpferisch begabt, aber intelligent und findig. Seine oben erwähnte Windhund-Qualität kommt zum grossen Teil von dem Herzklopfen, in das ihn eine wissenschaftlich wichtige Sache versetzt, wenn er ihr nachgeht. Es darf Fr. nicht vergessen werden, dass er die statistische Methode erdacht hat, die gestattet, Fixsterne heranzuziehen bei der Beantwortung der Frage der Linienverschiebung. Wenn ihm auch der üble Rechenfehler unterlaufen ist, und auch sonst manches dabei windhündlich ist (Dichtebestimmung), so darf deshalb der Wert der ganzen Sache nicht vergessen werden.[6] Feh-

© The Collected Papers of Albert Einstein Volume 8 Princeton University Press, 1998