Skizzen zur Physik in der Geochronometrie

Teil I

H. Frank

Berichte aus der Mathematik

Herbert Frank

Skizzen zur Physik in der Geochronometrie

Teil I

Shaker Verlag
Aachen 2014

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

Copyright Shaker Verlag 2014
Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungs-anlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-2723-5
ISSN 0945-0882

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen
Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9
Internet: www.shaker.de • E-Mail: info@shaker.de

VORWORT

Zunächst wird im Kapitel I der axiomatische Aufbau der Geochronometrie (mit disjunkten Zeitfolgen) um die Axiomengruppe V erweitert, und zwar um die Axiome der Bewegung (13 Axiome). Dabei handelt es sich um eine Erweiterung der elementaren geochronometrischen Beziehungen zwischen den Körpern des Kosmos in Gestalt einfachster Bewegungen als Beschreibung der Lage eines Körpers oder seiner Punkte in einem Intervall seiner Eigenzeit bezüglich eines anderen Körpers (nicht im mathematischen Sinne als Abbildung). Der Vorläufer dieses Kapitels wurde 1979 veröffentlicht (s. Frank, H. [5]). Hier liegt nun eine stark überarbeitete Fassung vor, insbesondere wurde die Anzahl der Axiome stark reduziert und nur drei Axiome sind neu oder in modifizierter Gestalt aufgenommen worden. Den in [4] eingeführten Grundelementen und Grundbeziehungen werden keine weiteren hinzugefügt. Die Widerspruchsfreiheit der Axiomengruppe V in Verein mit den früheren Axiomengruppen I-IV ist gewährleistet; der Nachweis erfolgt an Hand des in [4] dargelegten Modells.

Eingeleitet wird das Kapitel I durch Untersuchungen, die an ein Kriterium für die Identität der Eigenzeiten zweier Körper und damit der Identität der Körper selbst heranführen sollen, welches dann im Axiom V,1 – dem Identitätsaxiom – als Bedingung für die Identität zweier Körper postuliert wird. Durch dieses Identitätsaxiom wird ausgeschlossen, daß die Grundbeziehung „ist synchron“ für die Momente verschiedener Zeitfolgen die identische Abbildung sein kann, also keine Zeitdilatation auftritt, was natürlich vermieden werden sollte.

Die anschließend eingeführte Untergruppe der Axiome der geradlinigen Bewegung (4 Axiome) bedarf bis auf das Axiom V,5 keines Kommentars. Das Axiom V,5 wurde einerseits unter dem Gesichtspunkt ausgewählt, auch für den allgemeineren Fall der Zugehörigkeit dreier Punkte verschiedener Körper zur selben Geraden bezüglich eines dieser Körper unter gewissen Bedingungen in den Dreiecksungleichungen die Gleichheit zu garantieren (s. Punkt I; 2.4). Zum anderen sollte gewährleistet werden, daß die Anordnung der Punkte auf den Bahngeraden bei geradliniger Bewegung mit den Verhältnissen kompatibel sind, die aus den metrischen Signalaxiomen – insbesondere aus Axiom [4]; III,11 – resultieren (vgl. Punkt [4]; III, 3.3).

In der Untergruppe der Axiome der ebenen Bewegung (6 Axiome) stellen die ersten drei Axiome V,6-8 nur eine Verallgemeinerung der entsprechenden Axiome V,2-4 aus der Untergruppe der Axiome der geradlinigen Bewegung auf die ebene Bewegung dar, während die Axiome V,9-11 einige spezifische Eigenschaften der ebenen Bewegung festlegen.

Die Axiomengruppe V wird durch die Untergruppe der Axiome der Äquidistanz (2 Axiome) abgeschlossen, die die Grundeigenschaften einer solchen äquidistanten Bewegung eines Körpers bezüglich eines anderen Körpers festlegen, bei der sich einer seiner Äquidistanzpunkte in geradliniger Bewegung befindet. Zu den äquidistanten Bewegungen eines Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ bezüglich eines anderen Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ in einem Intervall $\mathcal{T}_B$ seiner Eigenzeit gehört auch der relative Ruhezustand eines Körpers. In den angeführten Sätzen muß dabei der Körper $\mathcal{K}(T_A)$ immer als starrer Körper vorausgesetzt werden. Insbesondere befindet sich ein Körper in einem Intervall seiner

Eigenzeit zu sich selbst genau dann in Ruhe, wenn er ein starrer Körper ist.

Das Kapitel II wird durch Untersuchungen zur Kinematik eingeleitet, die einen Vergleich mit der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie gestatten. Es wird zunächst der Begriff der Radialgeschwindigkeit eines Punktes eingeführt und sodann für geradlinige Bewegungen und bei Isometrie der Eigenzeiten näher untersucht.

Die Radialgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B})$ eines Punktes B zu einem Punkt A bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ unterscheidet sich im allgemeinen von der Radialgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A)$ des Punktes A zum Punkt B bezüglich desselben Körpers $\mathcal{K}(T_A)$. Lediglich für den Fall der Konstanz des Synchronisationsfaktors (ε- Koeffizienten) $\varepsilon_{AB}(\tau_A)$ ergibt sich sofort ein einfacher Zusammenhang:

$$\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) = \frac{\varepsilon_{AB}}{1-\varepsilon_{AB}}\mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A),$$

der speziell für den Wert $\varepsilon_{AB} = \frac{1}{2}$, der der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie zu Grunde liegt, in die Gleichheit

$$\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) = \mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A)$$

übergeht.

Für die Radialgeschwindigkeiten lassen sich allgemein nur die Abschätzungen

$$\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) \leq c_A, \quad \mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A), \geq -c_A$$

angeben, wobei das Gleichheitszeichen in diskreten Momenten, nicht aber in einem Teilintervall des Definitionsbereiches Gültigkeit haben kann. Für $\varepsilon_{AB}(\tau_A) = const$ bestehen wegen der oben genannten Beziehung zwischen den Radialgeschwindigkeiten die Abschätzungen

$$-\frac{\varepsilon_{AB}}{1-\varepsilon_{AB}}c_A \leq \mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) \leq c_A, \quad -c_A \leq \mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A) \leq \frac{1-\varepsilon_{AB}}{\varepsilon_{AB}}c_A,$$

die für den Wert $\varepsilon_{AB} = \frac{1}{2}$ in das Analogon der aus der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie bekannten Beschränkung des Wertebereichs der Radialgeschwindigkeit eines Punktes übergehen

$$-c_A \leq \mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) = \mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A) \leq c_A,$$

wobei allerdings das Gleichheitszeichen im allgemeinen nur in einzelnen Momenten zugelassen ist.

Die Körper werden in der Geochronometrie nicht generell als starre Körper aufgefaßt, sondern es ist noch eine gewisse innere Bewegung zugelassen (s. [4]). Deshalb sind die Radialgeschwindigkeiten eines Punktes B bei geradliniger Bewegung zu zwei verschiedenen Punkten A_* und A der Geraden, längs derer sich der Punkt B bewegt, nicht gleich (s. II; 1.3). Bemerkenswert ist dabei, daß es in einem nicht starren Körper nicht differenzierbare zeitliche Veränderungen der mittels Suprasignalpeilungen gemessenen Abstände seiner Punkte geben muß (s. Folgerungen aus Satz II,2).

Von besonderem Interesse für den Vergleich mit der speziellen Relativitätstheorie Einsteins ist der Fall der Isometrie der Eigenzeit eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ zur Eigenzeit eines Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ in einem Intervall $\mathcal{T}_B$ von T_B, d. h., wenn kongruenten Intervallen von $\mathcal{T}_B$ kongruente Intervalle in T_A synchron sind. (s. Kapitel I); denn die Isometrie der Eigenzeiten tritt insbesondere für $\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) = const$, $\mathfrak{v}_{BA}(\tau'_A) = const$ auf (s. II; 1.6). Als notwendige und hinreichende Bedingung für die Isometrie einer Zeitfolge T_A zu einer Zeitfolge T_B in einem Intervall $\mathcal{T}_B$ von T_B ist nachgewiesen:

$$\frac{d\tau_{A/B}}{d\tau_B} = \lambda_{AB} = const > 0$$

($t_{A/B}$ sind die den Momenten $t_B \epsilon \mathcal{T}_B$ synchronen Momente von T_A). Dieses Kriterium ist zugleich die Differentialform der Zeitdilatation in diesem speziellen Falle. Insbesondere ergibt sich für

$$\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B}) = const, \quad \varepsilon_{AB}(\tau_A) = const$$

als Faktor der Zeitdilatation (s. II; 1.6):

$$\lambda_{AB} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\mathfrak{v}_{AB}}{c_A}\right)\left(1 + \frac{1-\varepsilon_{AB}}{\varepsilon_{AB}}\frac{\mathfrak{v}_{AB}}{c_A}\right)}},$$

woraus speziell für $\varepsilon_{AB} = \frac{1}{2}$ folgt:

$$\lambda_{AB} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mathfrak{v}_{AB}^2}{c_A^2}}},$$

also das Analogon des bekannten Einsteinschen Gesetzes der Zeitdilatation.

Hier ist zugleich ein Unterschied zur Auffassung der speziellen Relativitätstheorie anzumerken. Im Falle der Isometrie der Eigenzeit eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ zur Eigenzeit eines Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ in einem Intervall $\mathcal{T}_B$ hat für ein beliebiges Punktepaar B, C mit $B \epsilon \mathcal{K}(T_B)$ die Längendilatation bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ ganz allgemein die Gestalt (s. Satz I,5)

$$\varrho_{BC/B}(\tau_{A/B/C}) = \frac{c_A}{c_B}\lambda_{AB}\varrho_{BC}(\tau_{B/C}), \quad \varrho_{CB/B}(\tau'_{A/B}) = \frac{c_A}{c_B}\lambda_{AB}\varrho_{CB}(\tau'_B),$$

d. h., es besteht dieselbe Gesetzmäßigkeit wie bei der Zeitdilatation, was allerdings nicht verwunderlich ist, da es hier um die Abstandsmessung mittels Signalpeilungen geht, die in Zeiteinheiten erfolgt, und nicht um die in Längeneinheiten rechnende Stabmessung, die in der vorliegenden Theorie nur innerhalb eines Körpers ausführbar ist (s. [4]).

Ein weiteres Beispiel, in dem sich eine Abweichung der vorliegenden relativistischen Mechanik von der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie kundtut, ist die sogenannte „Relativgeschwindigkeit“ zweier Punkte B und C in geradliniger Bewegung längs derselben Geraden $A_1A_2(t_{A\backslash B})$ bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$. In der vorliegenden Theorie wird diese Geschwindigkeit in folgender Weise ausgedrückt (s. (2.103), vgl. a. (2.34) im Zusammenhang mit (2.86)):

$$\mathfrak{v}_{BC}(\tau_{B/C}) = \frac{c_B}{c_A}\frac{\mathfrak{v}_{AC}(\tau_{A/C}) - \mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B})}{1 - \frac{\mathfrak{v}_{AB}(\tau_{A/B})}{c_A}},$$

wobei $A\epsilon A_1A_2(t_{A\backslash B})$, $A\epsilon\mathcal{K}(T_A)$, $C\epsilon\vec{AB}(t_{A\backslash B})$ und T_A isometrisch T_B (die letzte Bedingung ist insbesondere im Falle der Quasiinertialbewegung des Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ zum Körper $\mathcal{K}(T_A)$ gestellt), während in denselben Bezeichnungen bei sinngemäßer Übertragung in der speziellen Relativitätstheorie Einsteins die Beziehung

$$\mathfrak{v}_{BC} = \frac{\mathfrak{v}_{AC} - \mathfrak{v}_{AB}}{1 - \frac{\mathfrak{v}_{AB}\mathfrak{v}_{AC}}{c_A^2}}$$

besteht (s. z.B. W.A. Fok [3], S. 70). Ein Vergleich beider Ausdrücke zeigt, daß für die „Relativgeschwindigkeit“ die relativistische Korrektur an der Newtonschen Mechanik in der vorliegenden Theorie größer ist als in der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie.

Um einen grundlegenden Vergleich mit der speziellen Relativitätstheorie zu erhalten, ist natürlich die Inertialbewegung eines Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ in einem Intervall $\mathcal{T}_B$ seiner Eigenzeit zu untersuchen (s. II; 1.7). Laut Definition liegt in der Geochronometrie eine solche Bewegung vor, wenn sich ein Punkt $B_\bullet$ des Körpers $\mathcal{K}(T_B)$ im Intervall $\mathcal{T}_B$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ in einer geradlinigen Bewegung längs einer Geraden $A_1A_2(t_{A\backslash B})$ befindet und für einen Punkt $A_\bullet\epsilon\mathcal{K}(T_A)$ dieser Geraden gilt:

$$\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}(\tau_{A/B}) = const, \quad \varepsilon_{AB}(\tau_A) = const$$

und außerdem die Zeitfolge T_A der Zeitfolge T_B im Intervall $\mathcal{T}_B$ isometrisch ist; im Spezialfall $\varepsilon_{AB} = \frac{1}{2}$ liegt dann eine Einsteinsche Inertialbewegung vor. Für einen beliebigen Punkt C der Verlängerung der Strecke $\overline{A_\bullet B_\bullet}(t_{A\backslash B})$ über $B_\bullet$ hinaus – also der Geraden $A_1A_2(t_{A\backslash B})$ – gilt dann in einem wohl bestimmten Intervall $\mathcal{T}_C$ seiner Eigenzeit die Gleichung (s. (2.110)):

$$\varrho_{A_\bullet C}(\tau_{A/C}) = \lambda_{AB}\left(\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}\tau_B + \frac{c_A}{c_B}\varrho_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})\right) + \nu, \quad \nu = const.$$

Speziell für $\varepsilon_{AB} = \frac{1}{2}$, $c_B = c_A$ und $\nu = 0$ wäre dies eine Gleichung der Lorentz-Transformation. Die zweite dieser Gleichungen müßte in unseren Bezeichnungen die Gestalt

$$\tau_A = \lambda_{AB}\left(\tau_B + \frac{\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}}{c_Ac_B}\varrho_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})\right)$$

haben, während aber tatsächlich die Beziehung (2.101)

$$\tau_A = \lambda_{AB}\left(\tau_B - \frac{\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}}{c_A}\tau_{B/C} + \frac{\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}}{c_Ac_B}\varrho_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})\right)$$

gilt. Eine volle Übereinstimmung besteht somit nur für den trivialen Fall $\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet} = 0$. Die Existenz der geochronometrischen Lorentz-Transformation ist folglich im betrachteten Fall ausgeschlossen.

Dasselbe Resultat ist zu verzeichnen, wenn der Punkt C der Strecke $\overline{A_\bullet B_\bullet}(t_{A\backslash B})$ im Intervall $\mathcal{T}_C$ seiner Eigenzeit angehört. In diesem Falle gilt die Gleichung (2.111) und es müßte zu ihrer Ergänzung die Gleichung (2.119) bestehen, während aber tatsächlich die Gleichung (2.102) Gültigkeit hat, woraus wiederum $\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet} = 0$ folgt.

Ein anderer Sachverhalt zeigt sich, wenn die Punkte $B_\bullet$ und C im Intervall $\mathcal{T}_B$ bzw. $\mathcal{T}_C$ ihrer Eigenzeit auf der Bahngeraden $A_1A_2(t_{A\backslash B})$ des Inertialpunktes $B_\bullet$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ im Intervall $\mathcal{T}_{A\backslash B}$, dem das Intervall $\mathcal{T}_B$ synchron ist, auf verschiedenen Seiten des Punktes $A_\bullet$ liegen. Dann bestehen die Gleichungen (2.121) mit $\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet} \neq 0$:

$$\left.\begin{aligned} \varrho_{A_\bullet C}(\tau_{A/C}) &= \lambda_{AB}\left(-\mathfrak{v}_{B_\bullet A_\bullet}\tau_B + \tfrac{c_A}{c_B}\varrho_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})\right) \\ \tau_A &= \lambda_{AB}\left(-\tau_B + \tfrac{\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}}{c_A c_B}\varrho_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})\right) \end{aligned}\right\},$$

allerdings unter der einschränkenden Bedingung

$$\frac{\mathfrak{v}_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})}{c_B} = 1 - \frac{\mathfrak{v}_{A_\bullet B_\bullet}}{2c_A} = const,$$

wobei die Konstante Radialgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_{B_\bullet C}(\tau_{B/C})$ nur in den Schranken

$$\frac{1}{2}c_B < \mathfrak{v}_{B_\bullet C}(\tau_{B/C}) < c_B$$

variieren kann.

Im Punkt 2 des Kapitels II wird ein der Geochronometrie adäquater Massebegriff eingeführt. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Masse kein geochronometrischer Begriff ist, sondern ein physikalischer Begriff, der nur mit gewissen geochronometrischen Größen in Beziehung steht, aber ohne Einbeziehung physikalischer Experimente nicht definiert werden kann. Außerdem wird davon ausgegangen, daß im Prinzip jeder Körper des geochronometrischen Kosmos einen gewissen Einfluß auf die Masse jedes anderen Körpers ausübt, worin man eine spezielle Ausprägung des Machschen Prinzips sehen mag, nämlich als eine gewisse Wechselwirkung zwischen den Körpern, die Einfluß auf die Masse der Körper nimmt (s. dazu [8]). Da jedoch ein Massebegriff, der den Einfluß aller Körper des Kosmos berücksichtigen wollte, nicht handhabbar wäre, wird nur der Einfluß einer zwar beliebigen, aber nur endlichen Anzahl n von Körpern berücksichtigt. Es wird deshalb von der Masse eines Körpers bezüglich eines Körpers, gemessen über n Körper, gesprochen. In diesem Sinne ist der vorgeschlagene allgemeine Massebegriff eines Körpers bezüglich eines Körpers eine approximative Größe.

Nach Einführung der radialen Suprageschwindigkeit $\mathfrak{c}_{AA_*}(\tau_A)$ vom Punkt A zum Punkt A_* im Körper $\mathcal{K}(T_A)$ (s. Definition 4):

$$\mathfrak{c}_{AA_*}(\tau_A) = \frac{\delta(AA_*)}{\tau_{A_*} - \tau_A} = \frac{c_A}{r_{AA_*}(\tau_A)}$$

mit

$$r_{AA_*}(\tau_A) = \frac{\varrho_{AA_*}(\tau_A)}{\delta(AA_*)}$$

– d. i. die der Lichtgeschwindigkeit vergleichbare Größe –, wird zunächst die Ruhmasse eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, bezogen auf den Durchstich $\mathcal{K}_{A_0A_E}(T_A)$, im Moment t_A seiner Eigenzeit – $\overline{A_0A_E}$ ist die auf dem Körperdurchstich gewählte Einheit der Stabmessung – definiert (s. Definition 5):

$$M_{A_0A_E}(\tau_A) = \frac{c_A^2 r_{A_0A_E}(\tau_A)}{\gamma_{A_0A_E}(\tau_A)}$$

mit

$$\gamma_{A_0A_E}(\tau_A) = \kappa_A \sqrt{\frac{G_A}{h_A \mathfrak{c}^3_{A_0A_E}(\tau_A)}},$$

wobei G_A die Newtonsche Gravitationskonstante und h_A die Planksche Konstante bezeichnet; κ_A ist eine dimensionslose Konstante, die sogenannte Kopplungskonstante. In den Ausdruck für die Ruhmasse eines Körpers gehen also sowohl geochronometrische Größen ein, als auch physikalische Konstanten sowie ein freier Parameter κ_A. Dabei fiel die Wahl mit Vorbedacht auf die beiden physikalischen Konstanten G_A und h_A, deren bekannte Werte als die für die Erde gültigen Werte angesehen werden und zunächst die Möglichkeit offen bleibt, daß auf anderen Körpern durch gleichartige Experimente vielleicht auch andere Werte ermittelt werden könnten. Die Art und Weise, in der die genannten physikalischen Konstanten zusammen mit der radialen Suprageschwindigkeit in den Ausdruck der Ruhmasse eines Körpers eingehen, ist maßgeblich auch durch den formalen Gesichtspunkt diktiert, die Dimension der Masse zu erhalten. Offen bleibt somit in der Definition der Ruhmasse eines Körpers noch die Bestimmung der Kopplungskonstanten κ_A. Das wird für gewisse Körper durch das Postulat 1 ermöglicht, in dem festgelegt ist, daß für einen Isotropiekörper die auf ihm durch wohlbestimmte physikalische Experimente in einem Moment t_A seiner Eigenzeit ermittelte Masse – das schließt die Bedingung an den Körper ein, daß auf ihm das notwendige Experiment prinzipiell durchführbar ist – mit der durch Definition 5 eingeführten Ruhmasse im Moment t_A identisch ist. Damit erhält die eingeführte Ruhmasse eines Körpers erst einmal für eine gewisse Art von Körpern einen wohlbestimmten physikalischen und geochronometrischen Sinn.

Der allgemeine Begriff der Masse eines Körpers bezüglich eines Körpers (s. Kap. II, Punkt 2.3) entsteht in Verallgemeinerung des Ausdrucks für die Ruhmasse eines Körpers, wobei jetzt das Prinzip in Kraft tritt, daß jeder Körper einen gewissen Einfluß auf die Größe der Masse jedes anderen Körpers ausüben kann.

Der Massebegriff der Geochronometrie führt mit Notwendigkeit auf einen allgemeinen Geschwindigkeitsbegriff – auf die Normativgeschwindigkeit $\mathfrak{V}_{AC}(\tau_A)$ eines Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ (bezogen auf einen Durchstich $\mathcal{K}_{C_0C_E}(T_C)$) bezüglich (eines Durchstichs $\mathcal{K}_{A_0A_E}(T_A)$) eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ (s. Kap.II,Punkt 2.4). Sie ist ebenso wie die Radialgeschwindigkeit eine dimensionslose Größe, entsteht aber nicht durch Differentiation eines Abstandes nach einer Eigenzeit; außerdem kann die Normativgeschwindigkeit in üblicher Weise beschränkt sein:

$$-c_A < \mathfrak{V}_{A_0C_0}(\tau_A) < c_A,$$

kann aber fallweise auch beliebige Werte annehmen. Dennoch stimmen Normativgeschwindigkeit und Radialgeschwindigkeit im Spezialfall überein, nämlich zumindest für den Fall zweier Körper $\mathcal{K}(T_A)$ und $\mathcal{K}(T_C)$ mit konstanter Radialgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_{A_0C_0}(\tau_{A/C})$ eines Punktes $C_0\epsilon\mathcal{K}(T_C)$ zu einem Punkt $A_0\epsilon\mathcal{K}(T_A)$ und konstantem Synchronisationsfaktor $\varepsilon_{A_0C_0}(\tau_A)$ bei Isometrie der Eigenzeit T_A von $\mathcal{K}(T_A)$ zur Eigenzeit T_C von $\mathcal{K}(T_C)$ kann für die Einsteinsche Synchronisation $\varepsilon_{A_0C_0} = \frac{1}{2}$ die Gleichheit $\mathfrak{V}_{A_0C_0} = \mathfrak{v}_{A_0C_0}$ erreicht werden.

In diesem sehr speziellen Fall besteht für die Masse des Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ (bezogen auf den Durchstich $\mathcal{K}_{C_0C_E}(T_C)$) bezüglich (des Durchstichs $\mathcal{K}_{A_0A_E}(T_A)$) des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$) (im Moment t_A), gemessen über n Körper $\mathcal{K}(T_{B^{(1)}})$, …,$\mathcal{K}(T_{B^{(n)}})$ die Beziehung (vgl. (2.164) und (2.165))

$$\begin{aligned}&M_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)\\ &\quad= \frac{c_A^3\delta(C_0C_E)}{c_C^3\delta(A_0A_E)} \frac{\left(1+\frac{\Phi_{A_0C_0A_E}(\hat{\tau}_{A_E})}{c_A^2}\right)\Pi_{i=1}^n\left(1+\frac{\Phi_{A_0B^{(i)}C_E}(\hat{\tau}^{(i)}_{A/C_E})}{c_A^2}\right)}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2_{A_0C_0}}{c_A^2}}} M_{C_0C_E}(\tau_C),\end{aligned}$$

während unter Verwendung der Normativgeschwindigkeit in jedem Falle für die Masse $M_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)$ gilt (s. (2.193)):

$$\begin{aligned}&M_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)\\ &\quad= \frac{\mathfrak{c}_{C_0C_E}(\tau_C)}{\mathfrak{c}_{A_0A_E}(\tau_A)} \frac{\left(1+\frac{\Phi_{A_0C_0A_E}(\hat{\tau}_{A_E})}{c_A^2}\right)\Pi_{i=1}^n\left(1+\frac{\Phi_{A_0B^{(i)}C_E}(\hat{\tau}_{A/C_E^{(i)}})}{c_A^2}\right)}{\sqrt{1-\iota\frac{\mathfrak{V}^2_{A_0C_0}}{c_A^2}}} M_{C_0C_E}(\tau_C).\end{aligned}$$

Wird schließlich noch der Begriff der Ruhmasse eines Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper eingeführt (s.Kap. II, Punkt 2.5), der sich auch im weiteren als sehr sinnvoll erweist, so ergibt sich der gewohnte Zusammenhang der Masse des Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper, mit dieser Ruhmasse des Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper, und der Normativgeschwindigkeit des Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, allerdings mit dem Vorzeichen $\iota = \pm 1$ behaftet (s. (2.195)):

$$M_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A) = \frac{M_{(C_0C_E)_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)}{\sqrt{1-\iota\frac{\mathfrak{V}^2_{A_0C_0}(\tau_A)}{c_A^2}}}.$$

Der skizzierte Massebegriff der Geochronometrie bedingt auch eine geochronometrische Fassung des Energiebegriffs eines Körpers, während der Impuls eines Körpers in direkter Anlehnung an den üblichen Impulsbegriff, allerdings mit Hilfe der Normativgeschwindigkeit, eingeführt wird (s. Kap.II, Punkt 3, Definitionen 9 und 11). Die (Gesamt-)Energie eines Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper, wird definitorisch aufgeschlüsselt – s. Definition 10 – in Ruhenergie, kinetische Energie und Wechselwirkungsenergie des Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich des Körpers $\mathcal{K}(T_A)$ gemessen über dieselben n Körper, so daß sie sich als Summe dieser Bestandteile darstellen läßt, wobei die kinetische Energie allerdings mit dem oben eingeführten Vorzeichen ι eingeht (vgl. (2.203)). Der Ruhenergie eines Körpers bezüglich eines Körpers, gemessen über n Körper, entspricht in der Einsteinschen

Relativitätstheorie die Ruhenergie des Körpers selbst (die Ruhenergie des Körpers bezüglich sich selbst und gemessen über sich selbst), für die Wechselwirkungsenergie aber gibt es dort kein Äquivalent.

Das Analogon der bekannten Energie-Masse-Äquivalenz ($E = mc^2$) gilt in der vorliegenden Theorie für die Ruhenergie und die Ruhmasse eines Körpers laut Definition, während sie für die Ruhenergie und die Ruhmasse eines Körpers bezüglich eines Körpers, gemessen über n Körper, wie auch für die Differenz von Energie und Wechselwirkungsenergie (der sogenannten freien Energie) und die Masse eines Körpers bezüglich eines Körpers gemessen über n Körper, aber auch für die kinetische Energie und die Differenz der Masse eines Körpers und dessen Ruhmasse bezüglich eines Körpers, beide gemessen über n Körper, hergeleitet wird (s. (2.198), (2.209), (2.208) bzw. (2.210)). Schließlich läßt sich im Zusammenhang mit dem Begriff des Impulses eines Körpers bezüglich eines Körpers, gemessen über n Körper, auch das Analogon zur Hamiltonschen Funktion angeben (s. (2.215) und (2.216), vgl. auch (2.290)).

Im abschließenden Unterpunkt 3.3 wird das geochronometrische Gravitationspotential eines Körpers $\mathcal{K}(T_C)$ bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper $\mathcal{K}(T_{B^{(1)}}), \ldots, \mathcal{K}(T_{B^{(n)}})$ durch die Definitionsgleichung

$$\Psi_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A) = \frac{U_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)}{M_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)}$$

eingeführt. Bemerkenswert ist der Zusammenhang des Gravitationspotentials mit den einschlägigen Körperaberrationen, der sich hieraus ergibt, und zwar – s. (2.220) – gilt:

$$1 + \frac{\Psi_{\{C\}_A/B^{(1)},\ldots,B^{(n)}}(\tau_A)}{\mathfrak{c}^2_{A_0A_E}(\tau_A)} = \left(1 + \frac{\Phi_{A_0C_0A_E}(\hat{\tau}_{A_E})}{c_A^2}\right) \prod_{i=1}^{n} \left(1 + \frac{\Phi_{A_0B^{(i)}C_E}(\hat{\tau}^{(i)}_{A/C_E})}{c_A^2}\right).$$

Im Spezialfall $n = 1$ mit $\mathcal{K}(T_{B^{(1)}}) \equiv \mathcal{K}(T_A)$ oder $\mathcal{K}(T_{B^{(1)}}) \equiv \mathcal{K}(T_C)$, also über den Körper $\mathcal{K}(T_A)$ oder $\mathcal{K}(T_C)$ gemessen, folgt hieraus die direkte Beziehung zwischen Gravitationspotential $\Psi_{\{C\}_A}(\tau_{A_E})$ und der Zweikörperaberration $\Phi_{A_0C_0A_E}(\hat{\tau}_{A_E})$:

$$\Psi_{\{C\}_A}(\tau_A) = \Psi_{\{C\}_A/A}(\tau_A) = \Psi_{\{C\}_A/C}(\tau_A) = \frac{\mathfrak{c}^2_{A_0A_E}(\tau_A)}{c_A^2} \Phi_{A_0C_0A_E}(\hat{\tau}_{A_E}).$$

Damit erweist sich, daß Masse, Energie und Impuls in unmittelbarem Zusammenhang – s. (2.222)-(2.225) – mit dem Gravitationspotential stehen.

In Punkt 4 wird die Übertragung der Begriffe Masse, Energie und Impuls auf ein Körpersystem vorgenommen. Diese Definitionen der Masse, der Energie, der Wechselwirkungsenergie und des Impulses eines N-Körpersystems bezüglich eines Körpers $\mathcal{K}(T_A)$, gemessen über n Körper, beinhalten zugleich die Erhaltungsgesetze der Masse, der Energie, der Wechselwirkungsenergie und des Impulses eines N-Körpersystems (s. (2.226), (2.245), (2.248) bzw. (2.256)). Durch eine sinnvolle Definition des Begriffs der Normativgeschwindigkeit für Körpersysteme lassen sich alle Gesetzmäßigkeiten für Masse, Energie und Impuls eines Körpersystems bezüglich eines Körpers, gemessen über n Körper, in gleicher Weise ausdrücken wie für einen Körper, so daß ein einzelner Körper als ein Spezialfall eines Körpersystems behandelt werden kann.

Der Punkt 5 dient im wesentlichen nur dazu, für jeden Körper und jedes Körpersystem, der Grundidee von de Broglie folgend, die Grundzüge einer geochronometrischen Wellenmechanik darzulegen und in einem einheitlichen Verfahren ihre grundlegenden Gleichungen bereitzustellen.

Im Punkt 6 schließlich wird der Versuch unternommen, an Hand einer Modellrechnung, die sich auf die eingeführten geochronometrischen Begriffe der Masse und des Gravitationspotentials eines Körpers bezüglich eines Körpers stützt, für gewisse zyklische seismische oder tektonische Aktivitäten auf der Erde, über deren Ursachen es bisher noch keine befriedigende Erklärung gibt, vielleicht eine einfache teilweise Antwort geben zu können, indem einmal angenommen wird, daß sich hierin der gravitative Einfluß der Sonne im Laufe eines Jahres zeigt oder – was die tektonischen Bewegungen betrifft – gar die gravitative Einwirkung des Kerns der Galaxis auf die Erde im Laufe eines galaktischen Jahres ($\sim$ 250 Mill. Jahre). Als Ausgangsdaten werden zum einen die jahreszeitlichen Schwankungen der Dauer des mittleren Sonnentages herangezogen, eine Erscheinung, die im wesentlichen als Resultat des gravitativen Einflusses der Sonne auf die Erde angesehen wird, und zum anderen das gegenwärtig beobachtbare säkulare Wachstum der Dauer des mittleren Sonnentages als mögliches Resultat der Gravitationswirkung des Kerns der Galaxis auf die Erde.

In der Modellrechnung ergibt sich, was doch recht bemerkenswert erscheint, daß unter dem gravitativen Einfluß der Sonne im Laufe eines tropischen Halbjahres die Erdmasse wächst und sich zugleich der mittlere Erdradius verkürzt, und zwar erreicht die Erdmasse zwischen Aphel und Perihel irgendwann (wahrscheinlich im Perihel) ihren größten Wert und der mittlere Erdradius zugleich seinen kleinsten Wert; die tägliche Veränderung dieser Größen ist zu diesem Zeitpunkt gleich Null. Danach nimmt im Laufe des anschließenden tropischen Halbjahres die Erdmasse wieder ab, während sich der mittlere Erdradius verlängert, und zwar erreicht die Erdmasse irgendwann zwischen Perihel nd Aphel (wahrscheinlich im Aphel) ihren kleinsten Wert und der mittlere Erdradius zugleich seinen größten Wert, wobei die tägliche Veränderung dieser Größen zu diesem Zeitpunkt wieder gleich Null ist. Hierin könnte somit durchaus eine Ursache für die beobachtbare Zyklizität der seismischen Aktivität der Erde liegen.

Ein analoger Sachverhalt zeigt sich in der Modellrechnung bei der gegenwärtig beobachtbaren säkularen Verlängerung der Dauer des mittleren Sonnentages. Auch hier verkürzt sich – unter dem hypotetischen gravitativen Einfluß des Kerns der Galaxis – der mittlere Erdradius, während zugleich die Erdmasse anwächst. Es ist zu vermuten, daß diese Tendenz im jetzigen galaktischen Halbjahr, das gerade begonnen hat, anhält, im anschließenden galaktischen Halbjahr aber der umgekehrte Sachverhalt eintritt, also eine Verlängerung des mittleren Erdradius mit der Verringerung der Erdmasse einhergeht. Damit könnte durchaus die geotektonische Pulsationstheorie gestützt werden.

Abschließend sei noch angemerkt, daß zum vorstehend referierten Teil des Kapitels II (Punkt 2-6) wesentliche Anregungen von L. Brillouin [2], . W. Gulia [7] und P. N. Kropotkin [9] ausgingen.

Das Kapitel III enthält die unmittelbaren Vorarbeiten, die noch nötig sind, um schließlich das geochronometrische Modell der Elementarteilchen aufbauen zu können, was im Kapitel IV axiomatisch geschieht. Mit der Axiomengruppe E, I (5 Axiome) werden zunächst die Elementarkörper eingeführt, die mit den μ-Neutrinos (ν_μ) und μ-Antineutrinos ($\bar{\nu}_\mu$) identifiziert werden. Alle übrigen Elementarteilchen - stabile und instabile - werden als Elementarsysteme von Elementarkörpern definiert (s. Kap. IV, Def. 4 und 5). Insbesondere unter den stabilen Elementarteilchen - das sind neben den Elementarkörpern und Photonen jene Elementarteilchen, die aus genau drei Elementarkörpern bestehen, welche ein zentrisches System vom Typ $\mathcal{Z}_{1,3}$, $\mathcal{Z}_1$, $\mathcal{Z}_3$ oder $\mathcal{Z}_{1/3}$ bilden (s. [4], Kap. III) -, die zwei μ-Neutrinos und ein μ-Antineutrino enthalten, werden

die zentrischen Systeme $\mathcal{Z}_{1,3}$ als Elektronen (e^-) erkannt,
die zentrischen Systeme $\mathcal{Z}_1$ als e-Neutrinos (ν_e),
die zentrischen Systeme $\mathcal{Z}_3$ als τ-Neutrinos (ν_τ) und
die zentrischen Systeme $\mathcal{Z}_{1/3}$ als Antiprotonen ($\bar{p}$),

während unter ihnen diejenigen, die zwei μ-Antineutrinos und ein μ-Neutrino enthalten, die

Positronen (e^+) sind, falls in ihnen zentrische Systeme $\mathcal{Z}_{1,3}$ vorliegen,
e-Antineutrinos ($\bar{\nu}_e$), wenn zentrische Systeme $\mathcal{Z}_1$ vorliegen,
τ-Antineutrinos ($\bar{\nu}_\tau$), wenn zentrische Systeme $\mathcal{Z}_3$ vorliegen und
Protonen (p), wenn seine Elementarkörper ein zentrisches System $\mathcal{Z}_{1/3}$ bilden.

Zu den instabilen Elementarteilchen gehören alle jene Elementarteilchen, deren sämtliche Körper ein zentrisches System vom Typ $\mathcal{Z}_{\{2\}}$ bilden, außerdem alle Elementarteilchen, die aus mehr als drei Elementarkörpern bestehen, die ein zentrisches System vom Typ $\mathcal{Z}_{1,3}$, $\mathcal{Z}_1$, $\mathcal{Z}_3$ oder $\mathcal{Z}_{1/3}$ bilden und schließlich Elementarteilchen, die aus zwei Elementarkörpern bestehen, die ein zeitsymmetrisches System bilden, das jedoch nicht Teilsystem eines stabilen Elementarteilchens ist. Ein instabiles Elementarteilchen, das aus zwei Elementarkörpern besteht, die ein zeitsymmetrisches System $\mathcal{Z}_0$ bilden, heißt neutrales Pion (π°); diese Teilchen nehmen in der geochronometrischen Theorie der Elementarteilchen einen besonderen Platz ein. Die nähere Beschreibung der inneren Struktur der Elementarteilchen erfolgt in den Auswahlaxiomen (E, II.1 – E, II.14), und zwar sowohl ihrer geochronometrischen Grundstruktur als auch ihrer Spinstruktur nach. Dabei sind nicht alle Axiome gleichermaßen durch experimentelle Daten unterlegt und zwingend notwendig; einige wenige davon haben der besseren Handhabbarkeit wegen nur den Zweck, die übergroße Vielfalt und Fülle an Elementarteilchen, die von den Axiomen zugelassen wird, erst einmal künstlich etwas zu beschränken. Eine Reihe wichtiger Eigenschaften der Elementarteilchen werden in Sätzen bewiesen.

Der zweiten Axiomengruppe schließt sich noch die Axiomengruppe der elektrischen Ladung (E, III.1 – E, III.4) an sowie die Axiomengruppe des spontanen Zerfalls (E, IV.1 – E, IV.3) in Sekundär- und Tertiärbestandteile der instabilen Elementarteilchen. Die Tabellen über den spontanen Zerfall der instabilen Elementarteilchen geben die jeweils prinzipiell möglichen Zerfallsweisen an, von denen sich natürlich bei jedem Zerfallsereignis nur eine Möglichkeit realisieren kann.

Vielfalt und Anzahl der instabilen Elementarteilchen sind im vorliegenden Modell unbegrenzt. In Kap. IV wird eine größere, aber dennoch sehr eingeschränkte Auswahl vorgestellt. Es ist aber überhaupt nicht schwer, weitere instabile Elementarteilchen zu kreieren. Komplizierter wird es schon, an Hand der experimentellen Daten die entsprechenden Teilchen im Modell zu beschreiben.

Es dürfte in diesem Modell auch die Antwort auf das Rätsel der dunklen Materie stecken. Vielleicht läßt sich auch die Masse wenigstens der von der inneren Struktur her einfachsten Elementarteilchen berechnen; der Zugang ist in Kapitel III angedeutet.

Da mein Sehvermögen altersbedingt inzwischen sehr stark eingeschränkt ist, liegt die gesamte technische Bearbeitung des Buches in den Händen meiner Frau B. Frank. Ohne ihre Mitarbeit wäre seine Herausgabe unmöglich gewesen. Dafür herzlichen Dank.

Der vorgesehene zweite Teil dieser Monographie schließt sich unmittelbar an den ersten Teil an; er ist ausschließlich den Resonanzen gewidmet.

Berlin, Februar 2014 H. Frank

Inhaltsverzeichnis

VORWORT **i**

KAPITEL I. Axiomengruppe V: Die Axiome der Identität und linearen Bewegung **1**

1 Die Identität von Körpern 1
1.1 Isometrische Zeitfolgen 1
1.2 Invarianten isometrischer Zeitfolgen 8
1.3 Das Identitätsaxiom 12
2 Die geradlinige Bewegung 14
2.1 Die Axiome der geradlinigen Bewegung 14
2.2 Eigenschaften der Grundbeziehung „ist synchron“ bei geradliniger Bewegung 17
2.3 Anordnung der Punkte auf den Bahngeraden bei geradliniger Bewegung 22
2.4 Metrische Eigenschaften der geradlinigen Bewegung 27
3 Die ebene Bewegung 38
3.1 Die Axiome der ebenen Bewegung 38
3.2 Über die Lage von Bahngeraden und Bahnebenen 41
4 Die Bewegungen fester Körper 47
4.1 Feste Körper und ihre Eigenschaften 47
4.2 Die geradlinige Bewegung fester Körper 56
4.3 Die Translation fester Körper 60
5 Die Rotationen beliebiger Körper 63
5.1 Die Schraubenbewegung eines Körpers 63
5.2 Die Axialrotation eines Körpers 65
5.3 Die Zentralrotation eines Körpers 68
5.4 Die planare Rotation eines Körpers 69
6 Die äquidistante Bewegung 70
6.1 Die Axiome der Äquidistanz 70
6.2 Äquidistante Bewegung und gebundene Rotation eines Körpers 77
6.3 Der relative Ruhezustand eines Körpers 79
6.4 Die Quasiinertialbewegung eines Körpers 81
7 Zur Widerspruchsfreiheit der Axiomengruppen I-V 83

KAPITEL II. Grundzüge der geochronometrischen Mechanik **84**
1 Die Radialgeschwindigkeit 84
1.1 Einführung der Radialgeschwindigkeit eines Punktes 84
1.2 Die Abschätzung des Wertebereichs der Radialgeschwindigkeit eines Punktes 86
1.3 Die Radialgeschwindigkeit eines Punktes bei geradliniger Bewegung 87
1.4 Die mittelbare Radialgeschwindigkeit eines Punktes bei geradliniger Bewegung 91
1.5 Die mittelbare Radialgeschwindigkeit eines Punktes längs der Schraubachse zweier Körper in Schraubenbewegung 95
1.6 Die Radialgeschwindigkeit eines Punktes zu einem Punkt bei Isometrie ihrer Eigenzeiten 98
1.7 Die Bewegung eines Punktes längs der Bahngeraden eines Quasiinertialpunktes eines Körpers in Quasiinertialbewegung . . . 101
1.8 Die geochronometrische Lorentz-Transformation 105
2 Die Masse eines Körpers 107
2.1 Die Radialgeschwindigkeit eines Suprasignals 107
2.2 Die Ruhmasse eines Körpers 110
2.3 Die Masse eines Körpers bezüglich eines Körpers 112
2.4 Die Normativgeschwindigkeit eines Körpers bezogen auf einen Körper 114
2.5 Die Ruhmasse eines Körpers bezüglich eines Körpers 119
3 Energie und Impuls eines Körpers 120
3.1 Die Energie eines Körpers bezüglich eines Körpers 120
3.2 Der Impuls eines Körpers bezüglich eines Körpers 123
3.3 Das Gravitationspotential 124
4 Masse, Energie und Impuls eines N-Körpersystems 126
4.1 Die Masse eines N-Körpersystems bezüglich eines Körpers . . 126
4.2 Normativgeschwindigkeit und Ruhmasse eines N-Körpersystems bezüglich eines Körpers 128
4.3 Die Energie eines N-Körpersystems bezüglich eines Körpers . 130
4.4 Der Impuls eines N-Körpersystems bezüglich eines Körpers . 132
4.5 Die Massendefekte eines N-Körpersystems 134
5 De-Broglie-Wellen eines Körpersystems 136
5.1 Wellenfrequenz, Wellenlänge und Wellengeschwindigkeit eines Körpersystems bezüglich eines Körpers 136
5.2 Die Wirkungsfunktion und die Spinfunktion eines Körpersystems bezüglich eines Körpers 138
5.3 Differentialgleichungen 2. Ordnung der Wirkungsfunktion . . 141
5.4 Das spezielle Wellenpotential eines Körpersystems bezüglich eines Körpers 143
5.5 Die universelle Wellenfunktion eines Körpersystems bezüglich eines Körpers und ihre Gleichungen 146
5.5.1 Die Schrödinger-Gleichung 1. Ordnung 146
5.5.2 Die Spinwellengleichung 147

5.5.3 Die Schrödinger-Gleichung 2. Ordnung 148
5.5.4 Die Klein-Gordon-Gleichung 149
5.6 Nachbemerkung 150
6 Die Zyklizität der seismischen Aktivität und der tektonischen Bewegung der Erde 152
6.1 Der gravitative Einfluß der Sonne auf die Erde 152
6.2 Der gravitative Einfluß des Kerns der Galaxis auf die Erde . 158

KAPITEL III. Grundzüge der inneren Physik von Körpersystemen 163
1 Geschlossene und stationäre Körpersysteme 163
1.1 Gravitativ und kinetisch geschlossene Körpersysteme 163
1.2 Gravitativ und kinetisch stationäre Körpersysteme 165
1.3 Gravitativ und kinetisch voll- und absolutstationäre Körpersysteme 169
2 Körpersysteme mit eichbarer Masse 178
2.1 Körpersysteme mit additiv eichbarer Masse 180
2.2 Körpersysteme mit multiplikativ eichbarer Masse 187
2.3 Körpersysteme mit additiv und multiplikativ eichbarer Masse. 189
3 Elektrische Ladung und magnetisches Moment 190
3.1 Die elektrische Paarladung und das magnetische Paarmoment zweier Körper 190
3.2 Die elektrische Ladung und das magnetische Moment eines Körpersystems 192
4 Symmetriebedingungen für die elektrische Paarladung in Semielementarsystemen 193
4.1 Auswertung der Bedingungen für die 2-partiale additive Eichbarkeit der inneren Masse 198
4.2 Notwendige Bedingungen für die Symmetrie der elektrischen Paarladung 213
5 Der Spin 225
5.1 Der Spin eines Körpers bezüglich eines Körpers in einem Körpersystem 225
5.2 Zur Normierbarkeit des Spins eines Körpers in einem Körpersystem 228
5.3 Der Spin eines Körpersystems bezüglich eines seiner Körper . 231
6 Das magnetische Spinmoment 232
6.1 Das magnetische Spinmoment eines Körpers in einem Körpersystem 232
6.2 Das magnetische Spinmoment eines Körpersystems bezüglich eines seiner Körper 235
7 Elementarsysteme 236

KAPITEL IV. Die geochronometrische Theorie der Elementarteilchen 249
1 Die geochronometrische Struktur der Elementarteilchen 249
1.1 Die Elementarkörper 249

1.2 Die Auswahlaxiome 251
1.2.1 Die Auswahlaxiome der geochronometrischen Grundstruktur . 251
1.2.2 Die Auswahlaxiome der Spinstruktur 252
1.2.3 Die geochronometrische Struktur und die Spinzustände der stabilen Elementarteilchen 255
1.2.4 Die Nichtexistenz gewisser instabiler Elementarteilchen 259
1.2.5 Die geochronometrische Struktur und die Spinzustände der W-Leptonen 260
1.2.6 Über die Spinzustände der instabilen Elementarteilchen vom Typ $\mathcal{Z}_{\{2\}}$ 263
1.2.7 Die Auswahlaxiome der höheren geochronometrischen Strukturen 271
1.3 Die elektrische Ladung der Elementarteilchen 273
1.4 Die geochronometrische Sekundärstruktur und die Spinzahlen der instabilen Elementarteilchen vom Typ $\mathcal{Z}_{\{2\}}$ ohne tertiäre Hüllenteilchen 277
1.4.1 Die instabilen Leptonen 277
1.4.2 Die ordinären Mesonen 285
1.4.3 Die Hyperonen 288
1.4.4 Die μ-Hyperonen 293
1.4.5 Die Hypermesonen 303
1.4.6 Die Hyperleptonen 306
1.4.7 Die τ-Teilchen 309
2 Der spontane Zerfall der instabilen Elementarteilchen 343
2.1 W-Leptonen 343
2.2 Ordinäre Mesonen 344
2.2.1 Reguläre ordinäre Mesonen ($\bar{n}_e = n_e^-$, $n_e = n_e^+$) 344
2.2.2 Irreguläre ordinäre Mesonen 348
2.3 μ-Mesonen 351
2.3.1 Reguläre μ-Mesonen ($\bar{n}_e = n_e^-$, $n_e = n_e^+$) 351
2.3.2 Irreguläre μ-Mesonen 358
2.4 Hyperonen 368
2.4.1 Reguläre Hyperonen ($\bar{n}_e = n_e^-$, $n_e = n_e^+$) 368
2.4.2 Irreguläre Hyperonen 400
2.5 μ-Hyperonen 425
2.5.1 Reguläre μ-Hyperonen ($\bar{n}_e = n_e^-$, $n_e = n_e^+$) 425
2.5.2 Irreguläre μ-Hyperonen 435
2.6 Hypermesonen 443
2.6.1 Reguläre Hypermesonen ($\bar{n}_e = n_e^-$, $n_e = n_e^+$) 444
2.6.2 Irreguläre Hypermesonen 459
2.7 τ-Teilchen 467
2.7.1 Reguläre idiomorphe τ-Leptonen (s. Satz 17) 468
2.7.2 Reguläre idiomorphe τ-Mesonen (s. Satz 18) 477
2.7.3 Reguläre idiomorphe τ-Hyperonen (s. Satz 19) 485
2.7.4 Reguläre idiomorphe τ-Pseudohyperonen (s. Satz 20) 492
2.7.5 Reguläre idiomorphe τ-Hypermesonen (s. Satz 21) 496