Burkhard Heim

Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite

Resch

INSTITUT FÜR GRENZGEBIETE DER WISSENSCHAFT

BURKHARD HEIM

EINHEITLICHE BESCHREIBUNG DER WELT

Herausgegeben von Andreas Resch

1. B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 1
2. B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 2
3. B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite (u. Mitarb. v. W. Dröscher)
4. B. Heim/W. Dröscher/A. Resch: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs-, Formel- und Gesamtregister

RESCH VERLAG INNSBRUCK 2007

Burkhard Heim

Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite

Unter Mitarbeit von

Walter Dröscher

2., veränderte Auflage

RESCH VERLAG INNSBRUCK 2007

Printed in Austria
Gesamtherstellung: Andreas Resch Verlag, Innsbruck 2007
ISBN: 978-3-85382-080-3

VORWORT

Nach der Veröffentlichung des zweibändigen Standardwerkes von Burkhard Heim: *Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation* (Bd. 1, ^{2}1989 / Bd. 2, 1984) mit dem Begleitbuch von Burkhard Heim / Walter Dröscher: *Einführung in Burkhard Heim: Elementarstrukturen der Materie mit Begriffs- und Formelregister* (1985) werden die genannten Publikationen nunmehr in der Reihe „Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt" neu aufgelegt. Als 3. Band dieser Reihe folgt hier die aus der Zusammenarbeit von W. Dröscher und B. Heim entstandene Erweiterung des Geometrisierungsprogramms der Heimschen Theorie. Wie in Heim [1] und [2] bereits angedeutet, konnte nach W. Dröscher eine Erweiterung des sechsdimensionalen Koordinatenraumes auf einen Koordinatenraum mit acht bzw. zwölf Dimensionen hergeleitet werden, was gestattet, alle bekannten und noch unbekannten Wechselwirkungsfelder zu erhalten.

Die Heimsche Theorie ist nämlich als Rahmenwerk aufzufassen, deren Fundamentaleigenschaft die Geometrisierung der physikalischen Letzteinheiten ist. Sie weist folgende Grundmerkmale auf:

1. *Unterscheidung von drei realen* (Höhe, Breite, Tiefe) und *drei imaginären* (Zeit, Entelechie, Äon) *Koordinaten.* Das gängige Raum-Zeit-Modell, also die vierdimensionale Betrachtung der Welt, wird um zwei Dimensionen erweitert: die *Dimension* x_5 (Entelechie), welche die offenbar sich ständig in x_4 (Zeit) aktualisierenden Organisationszustände wertet, und die *Dimension* x_6 (Äon), die die mehrdeutige Aktualisierungsrichtung in x_4 steuert. Dementsprechend wird zwischen *manifesten* und *latenten* Ereignissen unterschieden.

2. *Quantelung* des mehrdimensionalen Raumes infolge einer nicht unterschreitbaren geometrischen Flächeneinheit τ, die größenordnungsmäßig dem Quadrat der Planckschen Länge entspricht.

3. *Neuartige Kosmologie* und daraus resultierende hermitesche Vielfachgeometrie. Der im R_6 liegende hermitesche Fundamentaltensor setzt sich kompositiv aus den die Vielfachgeometrie beschreibenden nicht hermiteschen Fundamentaltensoren zusammen.

4. *Geometrisierung der Elementarteilchen,* physikalische Interpretation geometrischer Terme. Im mikromaren Bereich kann der Energie-Impuls-Tensor proportional zu einer den Christoffel-Symbolen analogen geometrischen Größe gesetzt werden. Die Analogien zu den Einsteinschen Feldgleichungen bilden dann ein Äquivalenzprinzip, aber keine Proportionalität, und werden im Mikrobereich in rein geometrische Eigenwertgleichungen überführt.

5. Als nicht abgeleitete empirische *Naturkonstanten* werden in der gesamten Theorie nur γ, $\hbar$, ε_0 und μ_0 verwendet.

6. *Aufbau eines Elementarteilchens* aus stark strukturierten, hierarchisch geordneten geometrischen Größen, die im Sinne einer Dynamik interner Art zyklisch ihre Struktur ändern.

7. *Ableitung* der für Elementarteilchen streng gültigen Symmetriegesetze und Bestimmung von deren Ruhemassen.

8. *Existenz* einer „Weltgleichung", deren eine Näherungskette die Einsteinschen Feldgleichungen der ART, eine andere Kette von Approximationen aber die Diracschen Gleichungen der Quantenelektrodynamik liefert.

Bei der hier vorgelegten weiterführenden Darlegung des Koordinatenraumes handelt es sich um eine mathematische Beziehung, die aufzeigt, ob ein Bezugsraum, der aus p Dimensionen aufgespannt ist und in dem ein erweitertes mathematisches Gleichungssystem als Vereinheitlichung geometrisierter physikalischer Strukturen gilt, als Unterraum einem höher dimensionalen Hyperraum (n-dimensional mit $n > p$) angehört. Das Relativitätsprinzip zeigt, daß weder der dreidimensionale physische Raum noch die physische Zeit für sich existieren, wohl aber ihre Verbindung zur physischen Raumzeit (in 4 Dimensionen). Für diese Raumzeit ist also $p = 4$ in das Dimensionsgesetz einzusetzen, was $n = 6$ ergibt. Daraus folgt, daß diese Raumzeit nicht vollständig ist. Jenseits der Raumzeit muß es also noch zwei Dimensionen geben, so daß die materielle, also energetische Welt der Physis auf einen sechsdimensionalen Raum zu beziehen ist. Für $p = 5$ und alle $p > 6$ gibt es keine Hyperräume mehr. Nur für $p = 6$ folgt noch ein Hyperraum der Welt, der von $n = 12$ Dimensionen aufgespannt wird.

So kann die gesamte Quantentheorie in ihrer indeterministischen Form futurischer Wahrscheinlichkeitsaussagen des Möglichen aus diesem Abbildungsprozeß hergeleitet werden, was auch für eine einheitliche Beschreibung *sämtlicher* Wechselwirkungen und die Kosmogonie der Materie gilt. Diese Universalität geht darauf zurück, daß die Abbildungskette immer dann als Steuerungsprozeß erscheint, wenn ein Geschehen im Sinn einer nichtstationären Dynamik relative zeitliche Nullpunkte setzt, wobei die Steuerung nichtenergetischer (oder auch nichtmaterieller) Art eben über diese Wahrscheinlichkeitsfelder erfolgt und im Bereich der Physis vorhandene Materie in ihrem zeitlichen Verhalten umstrukturiert.

Diese quantitative Untersuchung stellt offenbar eine logische Gerüststruktur dar, die zwar (trotz der nichtmateriellen Seite der Welt) nur quantitative Aussagen gestattet, aber zur Prüfung nicht hinterfragbarer Thesen von Weltbildern geeignet ist, weil die betreffende These auf jeden Fall diesem quantitativen „Schatten" der Welt genügen muß.

Ich darf daher den beiden Autoren für ihre überaus wohltuende Zusammenarbeit danken, die Grundvoraussetzung einer solchen Veröffentlichung war. Frau Gerda Heim gilt der Dank für das Schreiben des Manuskriptes und Frau Mag. Priska Kapferer für Satz und Gestaltung des Bandes.

Es ist mir wohl bewußt, daß diese Arbeit an den Leser größte Anforderungen stellt. Die *„Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs- und Formelregister"* soll die Lektüre erleichtern.

Wem das Durcharbeiten des genannten Hauptwerkes als Einstiegshilfe nicht möglich ist, der kann auf die allgemeinverständlichen Veröffentlichungen Heims: *Der kosmische Erlebnisraum des Menschen; Der Elementarprozeß des Lebens; Postmortale Zustände? Die televariante Area integraler Weltstrukturen sowie Einheitliche Beschreibung der Materiellen Welt: Informatorische Zusammenfassung von „Elementarstrukturen der Materie", Band 1 und Band 2* (Resch Verlag, Innsbruck), zurückgreifen.

So wünsche ich dem Leser viel Freude an dieser außergewöhnlichen Arbeit.

Innsbruck, am 27. Januar 1996 Andreas Resch

VORWORT ZUR ZWEITEN AUFLAGE

Die erste Auflage erschien unter der Autorschaft Walter Dröscher/Burkhard Heim. Wir wollten damit in alphabetischer Namensfolge die Mitarbeit von Dröscher hervorheben, ohne zu bedenken, daß dadurch der Eindruck entstehen könnte, Dröscher sei der eigentliche Verfasser des Textes und Heim sein Mitarbeiter. In Wirklichkeit wurde der gesamte Text von Heim verfaßt, wenngleich der Gedanke eines Koordinatenraumes mit 8 bzw. 12 Dimensionen von Dröscher vorgeschlagen wurde. Damit rannte Dröscher bei Heim nur offene Türen ein, denn der Inhalt dieses mathematischen Konstrukts war Heim von vornherein geläufig, wie aus seinen Vorträgen auf den IMAGO MUNDI-Kongressen: *Der kosmische Erlebnisraum des Menschen* (1974), *Der Elementarprozess des Lebens* (1976), die dann auch als Broschüren erschienen, hervorging. Besonders offen wird dieser Aspekt in der Schrift *Postmortale Zustände* (1980) angesprochen.

Heim wollte in seiner Arbeit „Elementarstrukturen der Materie", die später als Band 1 und 2 in das Hauptwerk „Einheitliche Beschreibung der Welt" eingebaut wurde, bewußt nur den Bereich der materiellen Welt beschreiben, um von der offiziellen Physik überhaupt beachtet zu werden. Sein Grundanliegen war aber immer schon die nichtmaterielle Seite der materiellen Welt.

Es ist mir daher als Verleger seiner Werke eine besondere Verpflichtung, diesem Sachverhalt durch die neue Titelgestaltung Rechnung zu tragen. Heim darf in keinem Fall auf den einseitigen Blick auf die materielle Welt reduziert werden, verband er diesen doch stets mit der Frage nach dem Hintergrund der Welt. Zudem war Heim intellektuell wie menschlich eine Ausnahmegestalt, der man nur staunend begegnen kann.

Walter Dröscher hat durch sein Korrekturlesen der einzelnen Bände und die intensive Zusammenarbeit mit Heim in den letzten Jahren seines Schaffens wesentlich dazu beigetragen, daß die Werke in dieser Form erscheinen konnten, wofür ihm hier besonders gedankt sei. Geschrieben hat Heim seine Werke selbst.

Möge mit dieser Klarstellung Burkhard Heim die ihm zustehende Würdigung zuteil werden.

Innsbruck, 19. März 2007

Andreas Resch

INHALTSVERZEICHNIS

KAPITEL V
KONSEQUENZEN UND ZUSAMMENFASSUNG

EINFÜHRUNG

Soll Physik von ihrem Ursprung her verstanden werden, wird es erforderlich, eine nicht mehr logisch weiter reduzierbare Basis zu finden, aus welcher die ganze überaus breite Palette phänomenologischer Erscheinungsformen der materiellen Welt verstanden werden kann. Erst dann wird es möglich, nicht nur die Physik energetischer Felder zu verstehen, wie sie sich in den vier empirischen Klassen von Wechselwirkungsfeldern zeigt, sondern darüber hinaus auch nichtenergetische Felder zu erklären, die beispielsweise (und zwar empirisch abgesichert) in der Quantenphysik als „Wahrscheinlichkeitsfelder“ erscheinen.

Als besonders geeignet erwies sich die Methode einer allgemeinen Geometrisierung; denn dann erscheint der Raum und das Ding in diesem Raum nicht mehr als wesensfremd, sondern das Ding im Raum wird im Rahmen der Geometrisierung als nichteuklidische Struktur des Raumes erklärbar. Dieser Weg wurde erstmals von A. EINSTEIN beschritten, dessen SRT einerseits aufzeigte, daß die reellen Dimensionen des physischen Raumes R_3 durch eine vierte Dimension, nämlich die imaginäre Lichtzeit, zur vierdimensionalen Raumzeit R_4 zu ergänzen ist, während die Erweiterung dieser SRT zur ART schließlich zur Geometrisierung des Phänomens der Gravitation führte, derart, daß ein Gravitationsfeld als raumzeitliche Struktur Riemannscher Geome-trie aufzufassen ist. Allerdings erscheint die materielle Feldquelle nicht i geometrisierter Form, sondern in den Beziehungen als phänomenologische Größe. Diese Gedanken wurden von Th. KALUZA, O. KLEIN, P. JORDAN, aber auch R. PENROSE u. a. weitergeführt und in radikaler Form von B. HEIM [1] sowie [2] bis in den Mikrobereich des Quantenprinzips getrieben. Hierbei zeigte sich, daß der R_4 aus Gründen algebraischer Symmetrie durch zwei weitere Koordinaten imaginärer Art zu einem sechsdimensionalen Raum R_6 zu erweitern ist, so daß $R_4 \subset R_6$ ein Unterraum dieses R_6 ist, der offenbar als Bezugsraum der materiellen Welt verstanden werden muß, weil die Koordinaten des R_6 wegen dieser Symmetrieprinzipien energetisch definiert sind. Ganz allgemein konnte ein Dimensionsgesetz hergeleitet werden, welches aufzeigt, ob ein empirischer Raum $R_p \subset R_n$ der Unterraum eines Hyperraumes $n > p$ ist. Im R_6 konnten die Feldgleichungen $(R_4 \rightarrow R_6)$ vollständig geometrisiert und gelöst werden [1]. Die möglichen Lösungsmannigfaltigkeiten bedingen eine eindeutige Verallgemeinerung, was schließlich in [2] über eine Neuformulierung des kosmologischen Problems zur Herleitung fundamentaler Quantenzahlensätze führt, von denen jeder ein Massenspektrum möglicher ponderabler Massenterme (Ruhemassen) als Resonanzen eines Grundzustandes liefert, wobei der Grundzustand, aber auch die obere Resonanzgrenze des betreffenden Spektrums durch den jeweiligen fundamentalen Quantenzahlensatz bestimmt werden. Diese Quantenzahlensätze werden dabei auf eine Fundamentalsymmetrie sehr geringen Umfanges reduziert. Zwar ist die Übereinstimmung der theoretischen Aussagen mit der Empirie hochenergiephysikalischer Meßdaten verblüffend, doch sind alle Herleitungen in [1] und [2] halbklassischer Natur, aber es ist der Ansatz zu weiterführenden Untersuchungen bereits in [1] als das erwähnte Dimensionsgesetz zu sehen. Es zeigte sich dort nicht nur $R_4 \subset R_6$, sondern die Existenz eines Hyperraumes $R_{12} \supset R_6$, doch gibt es weiter keine Hyperräume, die aus dem Dimensionsgesetz herleitbar wären. Eine Analyse der R_{12}-Koordinaten nach [1, Kap. IV, 4 und 5] zeigte, daß der Energiebegriff nur im Tensorium $R_6 \subset R_{12}$ der materiellen Welt definiert ist, nicht aber in den Hyperraumdimensionen $x_7 \dots x_{12}$, so daß die Vermutung naheliegt, daß nichtmaterielle Hyperraumprozesse das Geschehen der materiellen Welt R_6 beeinflussen können. In der vorliegenden Schrift soll derartigen Fragen nachgegangen werden. Es sei hier noch bemerkt, daß immer dann, wenn numerische Größen phänomenologischer Art zur Diskussion stehen, das internationale Maßsystem (kg, m, s), ergänzt durch die elektromagnetischen Einheiten (V, A) und die absolute Temperaturskala (Kelvin), Anwendung findet. Damit erscheinen als fundamentale empirische Naturkonstanten das Wirkungsquant $h = 2\pi\hbar$, ferner die Gravitationskonstante (Newton) γ und die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c bzw. die Influenzkonstante ε_0 und die Induktionskonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (als Definition der Maßeinheit des Ampere A) mit den Dimensionierungen $[h] = VAs^2 = Ws^2$ sowie $[\gamma] = m^3kg^{-1}s^{-2}$ oder $[\varepsilon_0] = AsV^{-1}m^{-1}$ und $[\mu_0] = VsA^{-1}m^{-1}$ bzw. $[c] = m/s$.

Eine kurze Zusammenfassung des Inhaltes dieser Schrift, die nach den bearbeiteten Kapiteln gegliedert ist, soll als Überblick den Einstieg erleichtern.

Kapitel I: *Problemstellung und Ansatz*

Zunächst werden die gegenwärtig diskutierten Ansätze zur mathematischen Beschreibung materieller Letzteinheiten und ihrer Wechselwirkungen dargelegt und das empirische Phänomen der Wechselwirkungen umrissen, die bekanntlich durch gemessene undimensionierte Zahlen beschrieben werden, welche bislang als empirische Fakten hingenommen, aber noch nicht aus der Sicht eines übergeordneten Betrachtungsniveaus hergeleitet werden konnten.
Der Ansatz hierzu beruht neben [1, Gl. **3d**] auf der Tatsache, daß die Koordinaten der materiellen Welt R_6 wegen der Lösungsmannigfaltigkeiten von [1, Gl. **19**], also der vier Hermetrieformen a bis d, als Menge strukturiert sind und daß sich diese Koordinatenstrukturierung in den Hyperraum R_{12} der Welt fortsetzt. Eine Betrachtung der durch diese Strukturierung der Koordinatenmenge des R_{12} bedingten Unterraumstruktur dieses Hyperraumes legte eine Untersuchung von Abbildungen der Unterräume ineinander nahe, was zwangsläufig zu einer Dynamik des Geschehens im R_{12}, also zu einer Hyperraumdynamik führt.

Kapitel II: *Hyperraumdynamik*

Zunächst werden in diesem Kapitel allgemeine Abbildungen der Unterräume des R_{12} in Zeit und Raum (also die quantifizierten Kategorien menschlicher Anschauung) untersucht. Die $1 \leq k \leq 12$ Koordinaten x_k des R_{12} spannen dabei die Unterräume in folgender Form auf:
$R_3 (x_1, x_2, x_3)$ als physischen Raum, dessen Dimensionen vertauschbar sind und algebraisch reell zählen, während alle übrigen Koordinaten $k > 3$ imaginärer Natur sind. Die Zeitstruktur $T_1 (x_4)$ ergänzt den R_3 nach der speziellen Relativitätstheorie zur Raumzeit R_4, die ihrerseits durch den Unterraum organisatorischer Koordinaten $S_2 (x_5, x_6)$ zum R_6 der materiellen Welt komplettiert wird. In den Unterräumen informatorischer Art $I_2 (x_7, x_8)$ und dem Unterraum nichtinterpretierbarer Koordinaten $G_4 (x_9, \ldots ,x_{12})$ sind die Begriffe von Materie oder Energie nicht mehr definiert, so daß I_2 und G_4 als ein nichtmaterieller Hintergrund der materiellen Welt R_6 verstanden werden muß.

Abbildungen der Art $I_2 \to S_2$ sind unproblematisch, während $S_2 \to R_4$ nur über die Zeitstruktur $S_2 \to T_1$ möglich ist. Da im R_4 aber jeder Punkt eines R_3-Volumens auf einer Raumzeitlinie liegt, wirkt durch diese als einen „Rheomorphismus" anzusprechende Abbildung $S_2 \to T_1$ bei ihrer Aktualisierung im Sinne einer Änderung des betreffenden R_3-Bereiches. Hingegen erwies sich die Abbildung $G_4 \to I_2$ als problematisch, denn die Strukturen des G_4 können nur in einen „Vermittlerraum" abgebildet werden, der als Abschnitt eines allgemeinen abstrakten Funktionenraumes aufgefaßt werden kann. Die Abbildung aus diesem Vermittlerraum in den I_2 erfolgt dann über mehrdimensionale Fourierreihen.

An sich erscheinen die Strukturen in G_4 und I_2 zeitlos, doch wird über $G_4 \to I_2 \to S_2 \to T_1$ der Zugriff auf jeden Zeitschnitt des raumzeitlichen Kosmos möglich. Dies bedeutet, daß immer dann, wenn sich ein stationäres Geschehen im R_4 ändert, im Rahmen dieses Zugriffes R_6 in den R_{12} öffnet und nach dem zeitlich dynamischen Prozeß als $R_6' \neq R_6$ verändert wieder erscheint. Kritische Zeitpunkte waren das raumzeitliche Ursprungsereignis $t = 0$ gemäß [2, Kap. V] sowie der Zeitpunkt $t = T_1$ (nicht zu verwechseln mit der Zeitstruktur T_1 (x_4) als Unterraum) einer Materiekosmogonie.

Wesentlich erschien die Frage, in welcher Form diese über die aufgezeigte Abbildungskette $G_4 \to R_4$ in der physischen Welt erscheinen. Das deduzierbare Ergebnis zeigt, daß alle sich abbildenden Strukturen des G_4 in der physischen Raumzeit stets als superpositions- und interferenzfähige Wahrscheinlichkeitsamplituden erscheinen, durch die offensichtlich im R_4 vorhandene Materie (bzw. Energie) im Mikrobereich gesteuert wird. So erscheint die gesamte indeterministische Quantentheorie als eine Konsequenz dieser Hyperraumdynamik der Abbildungskette $G_4 \to R_4$, wobei sich die Prämissen sowohl der abstrakten als auch der konkreten Quantentheorie aus dem Abbildungsprozeß von selbst ergeben.

Es wird hierdurch die Möglichkeit einer einheitlichen Theorie der Wechselwirkungen ebenso nahegelegt wie die Möglichkeit einer allgemeinen Kosmogonie der Materie.

Kapitel III: *Wechselwirkungen*

Der zeitliche kosmogonische Ursprung $t = 0$ war das erste nichtstationäre Ereignis, bei dem der hyperraumdynamische Zugriff $G_4 \to R_4$ erfolgte, was durch [2, Gl. **37**] beschrieben wird, während das letzte Ereignis dieser Art die Endzeit nach [2, Kap. V] des Universums (R_3) kennzeichnet. Es ergibt sich daher die Frage nach urtümlichen raum- und zeitlosen Wahrscheinlichkeiten.

Die Anwendung der Methoden abstrakter Mengentheorie auf die Lösungen der algebraischen Beziehung [2, Gl. **37**], die auch als ein Galois-Polynom 7. Grades geschrieben werden kann, liefert zunächst eine Aussage hinsichtlich präformierender, also präexistenter algebraischer einfachster Strukturen in dem philosophisch als Apeiron bezeichneten Bereich „vor" dem kosmogonischen Ursprung bzw. „nach" dem eschatologischen Endereignis. Der Eintritt präexistenter algebraischer Strukturen in die Zeitlichkeit zeigt, daß $t = 0$ durch einen Symmetriebruch charakterisiert wird. Nach diesem Symmetriebruch erscheint die strukturierte Urmenge aus raum- und zeitlosen undimensionierten reinen Zahlen, die in eindeutiger Weise verknüpft werden können. Diese Verknüpfungen begleiten also wegen ihrer Raum- und Zeitlosigkeit die gesamte kosmische Bewegung des R_3 zwischen dem Ursprungs- und Endereignis. Die numerische Untersuchung zeigt, daß es sich bei dieser Zahlenmenge tatsächlich um Wahrscheinlichkeiten handelt, die empirisch im gegenwärtigen Zustand (quadriert) sämtliche Wechselwirkungskonstanten des materiellen Mikrogeschehens, also das Baugesetz der Materie beinhalten, obgleich die Kosmogonie der Materie wesentlich später als $t = 0$ lag. Die empirischen Kopplungen der vier bekannten Kräfte energetischer Art werden richtig wiedergegeben, doch zeigt sich, daß es insgesamt 6 energetische Kopplungen im R_4 gibt; aber darüber hinaus weitere 6 transformatorische Kopplungen, durch welche die Wechselwirkungsquanten im energetischen Bereich bestimmt werden.

Kapitel IV: *Steuerung der Zeitstruktur*

Hier werden nach einer Diskussion transformatorischer Kopplungskonstanten im Zusammenhang mit der Menge der energetischen Kopplungen in der Raumzeit insbesondere die Abbildung $G_4 \rightarrow I_2$ und der Zugriff
$I_2 \rightarrow S_2 \rightarrow T_1$ aus dem nichtmateriellen Hintergrund der Welt auf die Zeitstruktur untersucht, was sich auf jeden beliebigen Zeitschnitt des raumzeitlichen Kosmos beziehen kann. Diese Abbildungskette erweist sich dabei wegen der Semantik von I_2 und S_2 als eine durch die Strukturen des G_4 be-

dingte Steuerung der Zeitstruktur T_1 der Raumzeit durch injizierte Wahrscheinlichkeitsamplituden, die sich als superpositions- und interferenzfähig erweisen. Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, neben den fundamentalen Zugriffen an den Grenzen des zeitlichen Definitionsintervalles der Welt auch den dritten möglichen Zugriff innerhalb dieses Intervalles zu untersuchen, der sich im Sinne einer Kosmogonie der Materie ausdrückt. Diese Kosmogonie vollzog sich demnach in einem relativ kleinen Zeitintervall als ein inflationärer lawinenartiger Prozeß. Große Energiebeträge brachen explosionsartig in den physischen R_3 ein, was zu Materiekonzentrationen führte, die sich in einer Kondensationsphase der Materie zu Galaxien in Galaxienhaufen wandelten, welche aufgrund ihrer Herkunft radial expandierende Kugelschalen belegen, die gegenwärtig noch schwach expandieren und das Bild einer Zellenstruktur des Makrobereiches bieten. Es konnte gezeigt werden, in welchen Grenzen Galaxien entstehen können, wie groß die Masse des ganzen beobachtbaren Elementaruniversums ist, warum es keine gravitativ-attraktiven Systeme höherer Ordnung als Galaxienhaufen gibt, warum weiter die Zellenstruktur weiträumig beobachtbar ist und daß die Durchmesser dieser sogenannten „Weltraumblasen" im Mittel bei ca. 52 Mpc liegen, sofern unterstellt wird, daß bei diesem Prozeß eine elektromagnetische Strahlung von 2,75 K° als Folge der Generierung dieser Zellenstruktur entsteht.

Kapitel V: *Konsequenzen und Zusammenfassung*

In diesem Schlußkapitel werden gewisse Fragen, die sich aus Konsequenzen dieser Untersuchungen ergeben haben, wie z. B. die Existenzzeiten der Elementarkorpuskeln oder die Prinzipien allgemeiner Wechselwirkungen usw., zur Diskussion gestellt. Eine kurze Zusammenfassung soll die gemachten Ausführungen noch einmal überblicksmäßig hervorheben.

Zum Nachschlagen der angeführten Begriffe und Formeln dient der „Einführungsband".

KAPITEL I

PROBLEMSTELLUNG UND ANSATZ

1. Gegenwärtiger Stand physikalischer Wechselwirkungstheorien

Das Streben nach Vereinheitlichung, d. h., die unterschiedlichen Erscheinungsformen der unbelebten Natur von einem gemeinsamen Ordnungsprinzip her erklären zu können, beherrscht die Physik in besonderem Maße.

Bereits in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts gelang es, die verschiedenen möglichen Kräfte, die auf Elementarpartikel oder auf makroskopische Körper wirken können, auf nur vier empirische Wechselwirkungen (oder auch Wechselwirkungsklassen) zurückzuführen. Zu den bereits bekannten Wechselwirkungen der Gravitation und des Elektromagnetismus kamen noch die schwache und starke Wechselwirkung im Mikrobereich hinzu.

Von einer Theorie der Wechselwirkungen muß also gefordert werden, daß diese vier empirisch bekannten Wechselwirkungen durch einen einheitlichen mathematischen Formalismus beschrieben werden, der aus allgemeinen Prinzipien deduzierbar sein muß, so daß ein übergeordnetes Niveau der Betrachtung entsteht. So wurde es z. B. möglich, mit Hilfe des Weinberg-Salam-Modells die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung gruppentheoretisch durch die Symmetrie $U(1) \times SU(2)$ zur elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinen. Die ebenfalls diskutierte Quantenchromodynamik, die einer SU(3)-Symmetrie genügt, wäre der starken Wechselwirkung zuzuordnen und ist in der Lage, die verhältnismäßig große Zahl von Hadronen verständlich zu machen, die im Rahmen der Hochenergiephysik empirisch aufgefunden wurden. Diese Quantenchromodynamik wurde indes analog zur bewährten Quantenelektrodynamik konzipiert.

Diese drei Wechselwirkungen sollten nun gemäß der GUT ("Grand Unification Theory") bei einer Partikelenergie von ca. 10^{15} GeV weiter vereinigt werden können, wobei als zugehörige Symmetriegruppe die $SU(5)$ und somit $U(1) \times SU(2) \times SU(3) \subset SU(5)$ angenommen wird.

Die Gravitation, als letzte der vier Wechselwirkungen, unterscheidet sich jedoch in ihren Eigenschaften wesentlich von den drei anderen. Letztere liegen eingebettet in einer euklidischen Raumzeit. Die Gravitation hingegen kommt der allgemeinen Relativitätstheorie (ART) entsprechend durch eine Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit zustande. Um alle vier Wechselwirkungen auf eine gemeinsame Basis bringen zu können, kann der geometrische Weg der Vereinheitlichung beschritten werden, den A. EINSTEN mit der ART erstmals aufgezeigt hat. Ihm gelang es, die Gravitation auf eine Verformung des Raumes und der Zeit zurückzuführen; der Versuch jedoch, die Gravitation mit dem Elektromagnetismus mit Hilfe einer nichthermiteschen Metrik zu vereinen, schlug fehl. Th. KALUZA und O. KLEIN setzten dann die Geometrisierung der Wechselwirkungsfelder weiter fort. Th. KALUZA ersetzte den vierdimensionalen Raum durch einen fünfdimensionalen und konnte somit das gravitative und elektromagnetische Feld in der bekannten Raumzeit erklären, während O. KLEIN noch den quantenmechanischen Aspekt einbezog. Die Lösungen einer fünfparametrigen Schrödingergleichung lieferten Wellen, die sich in der vierdimensionalen Raumzeit in Gravitationsfeldern bzw. elektromagnetischen Feldern bewegten und als Teilchen interpretiert werden konnten.

Alle vier Wechselwirkungen theoretisch zu vereinigen, schien erst in letzter Zeit möglich.

Unter Benutzung einer Supersymmetrie, die Fermionen mit Bosonen (Teilchen mit halbzahligen und ganzzahligen Spin) in einheitlicher Darstellung ermöglicht, wurde nunmehr die ART in der Sprache der Quantentheorie formuliert.

Diese Theorie ist unter dem Namen Supergravitationstheorie bekanntgeworden. Zumindest 11 Raumzeitkoordinaten sind zur vollständigen Beschreibung aller 4 Wechselwirkungen (WW) notwendig, wobei 4 Koordinaten ausgebreitet und 7 zusammengerollt (kompaktifiziert) sind. Damit wäre erklärbar, warum letztere bisher in der Natur nicht beobachtet werden konnten. Der Durchmesser der einem vierdimensionalen Raumzeitpunkt zugeordneten Hyperkugel wird nur einige Planck'sche Längen (ca. 10^{-33} m) betragen, was quantenmechanisch etwa 10^{18} Protonenmassen entsprechen würde. Diese Partikelenergie wird auch mit Beschleunigern der fernen Zukunft nicht erreicht werden können. Bei einer größeren Dimensionszahl als 11 scheint die Theorie zu versagen.

Andererseits erscheint die Supergravitationstheorie noch problematisch; denn nach dieser Theorie müßten Neutrinos mit gleicher Häufigkeit sowohl in linker als auch in rechter Chiralität erscheinen. Tatsächlich werden jedoch nur solche linker Chiralität beobachtet. Auch ist nicht erklärbar, wie die durch die Transkoordinaten verursachten Partikel, die erst bei Energien von 10^{15} bis 10^{17} GeV vorkommen, in den bekannten niederenergetischen Partikelbereich hineinwirken sollen.

Anstelle der Supergravitationstheorie wurde die zehndimensionale Superstring-Theorie entwickelt, in der das Chiralitätsproblem nicht mehr erscheint. Sechs der zehn Koordinaten sind hier wieder kompaktifiziert. Auch in dieser Theorie tritt – wie in der Supergravitationstheorie – das Problem auf, die niederenergetischen Partikelmassen zu erklären und richtig vorauszusagen. Insgesamt ist nicht zu erkennen, wie die niedrigen, empirisch gemessenen Partikelmassen in Form einheitlicher Spektren zusammen mit den die Partikel kennzeichnenden Quantenzahlen aus diesen Theorien hervorgehen sollen. Schließlich ist in keiner Weise zu erkennen, ob und wie die Kopplungskonstanten der verschiedenen Wechselwirkungen zusammen mit ihren Symmetriegruppen aus diesen Theorien gewonnen werden können.

2. Vorschlag eines strukturtheoretischen Ansatzes

Im Rahmen einer Geometrisierung physikalischer Elementarstrukturen ist auch die Theorie von B. HEIM [1 und 2] einzuordnen. HEIM geht ebenfalls von den Feldgleichungen der ART aus, verallgemeinert und geometrisiert diese aber in noch radikalerer Weise als KALUZA.

Nach den Feldgleichungen der ART hängt der Ricci-Tensor (Spur des Krümmungstensors) R_{ik} mit dem Energiedichte-Tensor T_{ik} gemäß $R_{ik} = \alpha(T_{ik} - g_{ik}T/2)$ zusammen. Hierin ist g_{ik} der metrische Fundamentaltensor einer Raumzeit in einem $R_4(x_1,...x_4)$ mit $x_4 = ict$ und $i,k = 1...4$. (Bei einer Abhängigkeit von $1 \leq i \leq n$ Elementen α_i werde zur Kürzung $(\alpha_1, ... ,\alpha_n)$ gesetzt, weil auf i stets $i+1$ folgt.) Für den Faktor α gilt bekanntlich $\alpha c^4 = 8\pi\gamma$ mit c als Lichtgeschwindigkeit und γ als Gravitationskonstante (nach NEWTON). Im Fall der Einstein'schen Metrik gilt für den Fundamentaltensor die Riemann'sche Symmetrie $g_{ik} = g_{ki}$.

Nach [1] werden diese Beziehungen verallgemeinert. Zunächst wird bei diesem Ansatz nicht nur das Gravitationsfeld betrachtet, sondern die Gesamtheit aller möglichen Wechselwirkungen. Die Felder werden mit ihren Quellen als Einheit verstanden. Dies bedeutet, daß ein Übergang von der Symmetrie $g_{ik} = g_{ki}$ in eine allgemeine Nichthermitezität $g_{ik} \neq g_{ki}^{*}$ erfolgt, wobei die nichthermiteschen Raumzeitbeziehungen nach einem Korrespondenzprinzip in den Mikrobereich fortzusetzen sind [1, 28 – 37]. Wird der Übergang der Christoffel-Symbole in den Mikrobereich durch $\Gamma^{i}_{km} \rightarrow \varphi^{i}_{km}$ symbolisiert, dann zeigt sich zunächst, daß die φ^{i}_{km} im Gegensatz zu den Makrogrößen Γ^{i}_{km} zu Komponenten echter Tensorfelder werden, sofern im Mikrobereich die Poincaré-Gruppe gilt. Andererseits wäre zu bemerken, daß die Komponenten φ^{i}_{km} als einheitliche Zustandsfunktionen aller Wechselwirkungsfelder (dem gedanklichen Ansatz entsprechend) verstanden werden müssen, aber geodätische Koordinaten stets nur für ein Wechselwirkungsfeld gefunden werden können, so daß zwar $\varphi^{i}_{km} = 0$ die Nichtexistenz irgendwelcher Feldstrukturen im betreffenden R_4-Bereich bedeutet, nicht jedoch eine allgemeine Geodäsie; denn der Geodäsiebegriff kann sich nur auf jeweils eine Feldstruktur beziehen. Ganz entsprechend kann für den phänomenologischen Teil der Feldgleichungen wegen des Tensorcharakters von $\overset{i}{\varphi}_{km}$ ein ähnlicher Übergang, nämlich $\alpha\,(T_{ik} - g_{ik}T/2) \longrightarrow \lambda_p\,(k, m)\,\overset{p}{\varphi}_{km}$ in den Mikrobereich durchgeführt werden. Wegen der allgemeinen Nichthermitezität sind die $\overset{i}{\varphi}_{km} \neq \overset{i}{\varphi}{}^{\times}_{km}$ nicht explizit durch die $g_{ik} \neq g^{\times}_{ik}$ ausdrückbar, doch sind sie nur von diesen g_{ik} abhängig, so daß sie rein geometrische R_4-Zustände beschreiben. Geeignet gewählte Kroneckerelemente, die mit den Tensorkomponenten $\overset{i}{\varphi}_{km}$ überschoben werden, zusammen mit nichtlinearen Operatoren ausgedrückt durch die genannten Tensorkomponenten, lassen den Tensor $R^p_{kmp} = R_{km}$ im Mikrobereich entstehen. Für den Übergang in den Mikrobereich folgt daraus $R_{km} \longrightarrow C_p\,\overset{p}{\varphi}_{km}$ als Operatordarstellung durch die nichtlinear wirkenden Operatoren C_p, wobei der algebraische Charakter der R_{km} im Mikrobereich erhalten bleibt, weil die Summenkonvention für Produkte eines ko- mit einem kontravarianten Faktor gleicher Indizierung bei den Tensortermen sowohl des Makrobereiches als auch des Mikrobereiches gilt. Durch die Überschiebung mit Kronecker-Elementen wird der Tensor $\overset{p}{\varphi}_{km}$ herausgehoben, so daß schließlich die nichthermitesche Beziehung $C_p\,\overset{p}{\varphi}_{km} = \lambda_p\,(k, m)\,\overset{p}{\varphi}_{km}$ als System nichtlinearer Gleichungen entsteht. Zwar gilt die Nichthermitezität $\overset{p}{\varphi}_{km} \neq \overset{p}{\varphi}{}^{\times}_{km}$, doch erweisen sich in der Operatorbeziehung die Faktoren $\lambda_p\,(k, m) = (\lambda_p\,(k, m))^*$ als reell. Die Gesamtindizierung dieser $\lambda_p = \lambda_p^*$ durch (k, m) kennzeichnet ihre Zugehörigkeit zur kovarianten Indizierung der Tensorkomponente $\overset{p}{\varphi}_{km}$.

Die radikale Geometrisierung führt also im Mikrobereich zu dem System $(C_p - \lambda_p\,(k, m))\,\overset{p}{\varphi}_{km} = 0$, welches sozusagen als ein System nichtlinearer Eigenwertbeziehungen aufgefaßt werden kann, das metrische Strukturzustände durch nichtlineare Beziehungen tensoriell beschreibt. Darüber hinaus wurde in [1] gezeigt, daß eine geometrische Letzteinheit τ (als Metron bezeichnet) existiert, für welche $8\,\tau c^3 = 3\,\gamma h$ gesetzt werden muß, wenn mit h das Wirkungsquant bezeichnet wird. Demnach wären im ungestörten euklidischen Fall die R_4-Koordinaten x_i stets ganzzahlige Vielfache des geometrischen Längenelementes $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$, wobei δs_0 bis auf den Faktor $\sqrt{3/8}$ der Planck'schen Länge entspricht.

Einerseits wird $(C_p - \lambda_p\,(k, m))\,\overset{p}{\varphi}_{km} = 0$ gliedweise erfüllt, so daß $C_{(p)}\,\overset{(p)}{\varphi}_{km} = \lambda_{(p)}\,(k, m)\,\overset{(p)}{\varphi}_{km}$ gilt, wenn (p) bedeutet, daß die Summenkonvention aufgehoben wurde. Andererseits bleiben beim Übergang $R_{km} \longrightarrow C_p\,\overset{p}{\varphi}_{km}$ die algebraischen Eigenschaften des Ricci-Tensors erhalten.

Dies bedeutet, da die Indizes i, k und m die Ziffern der R_4-Dimensionen durchlaufen, daß es $4^3 = 64$ tensorielle Strukturgleichungen $C_{(p)}\,\varphi^{(p)}_{km} = \lambda_{(p)}(k, m)\,\varphi^{(p)}_{km}$ gibt. Von diesen Beziehungen werden aber als Folge der erwähnten algebraischen Symmetrien insgesamt 28 zu $C_{(p)}\,\varphi^{(p)}_{km} = 0$, was auch $\lambda_{(p)}(k, m)\,\varphi^{(p)}_{km} = 0$ bedeutet. Da stets $\varphi^{p}_{km} \neq 0$ gilt, wenn eine nichteuklidische R_4-Struktur vorliegt, werden diese 28 Gleichungen allein durch $\lambda_{(p)}(k, m) = 0$, also durch leere Eigenwertspektren metrischer Strukturstufen des R_4 erfüllt, was in [1, 44] erläutert wird. Da die $\lambda_{(p)}(k, m)\,\varphi^{(p)}_{km} \neq 0$ offensichtlich metrische Strukturstufen darstellen, die phänomenologischen Energiedichten äquivalent sind, müssen diese $64 - 28 = 36$ Komponenten nicht verschwindender Eigenwertspektren die Komponenten eines Tensors sein, dessen quadratische Matrix nur vom Typ $\sqrt{36} = 6$ sein kann, was aber einen energetisch bedingten Bezugsraum $R_6 \supset R_4$ voraussetzt, der die Raumzeit als Unterraum enthält.

Im Makrobereich wird dann der Energiedichtetensor des R_6 zu einem Matrixschema, welches als raumzeitlichen Abschnitt näherungsweise den phänomenologischen Energiedichtetensor der ART enthält, der aber mit einer doppelten Ränderung versehen ist.

Neben den verwendeten algebraischen Symmetrien (die von der jeweiligen Symmetrie der g_{ik} unabhängig sind) existiert eine weitere Symmetrie [1], die erscheint, wenn man die Existenz der $\lambda_p(k, m)$ als Eigenwerte herleitet. Aufgrund dieser Symmetrie ergibt sich die weitere Aussage, daß von den 36 Komponenten des R_6-Tensors weitere 12 Komponenten verschwinden. Es kann sich dabei nur, wie in [1] gezeigt wurde, um die 12 raumartigen Komponenten der doppelten Ränderung handeln. Werden diese Komponenten mit 0 identifiziert, dann verschwindet hierdurch die Determinante des Tensors nicht.

Da in dem so ergänzten Tensorschema nur die beiden zeitartigen Reihen, die den Index 4 enthalten, das ganze Matrixschema durchlaufen, kann das Bildungsgesetz des R_6 aus dem R_4 im Sinne eines Dimensionsgesetzes hergeleitet werden. Wenn ein R_n existiert und in diesem metrische Strukturen der Form [1, Gl. 3] vorhanden sind, dann existiert immer ein Hyperraum $R_N \supset R_n$, wenn das Dimensionsgesetz [1, Gl. **3d**], also $N = 1 \pm \sqrt{1+n(n-1)\,(n-2)}$ so erfüllt ist, daß $N(n)$ sich als eine positive ganze

Zahl erweist. Setzt man z. B. für n die Ziffern 0,1 oder 2 ein, dann folgt für alle drei Fälle für den positiven Zweig $N = 2$ und für den negativen Zweig $N = 0$. Für alle $n > 2$ hingegen entfällt der negative Zweig. Für den R_3 mit $n = 3$ gilt $N(n)$ nicht, doch folgt für $n = 4$ als Hyperraum $N = 6$, also $R_4 \subset R_6$. Liegt $n = 5$, bzw. $n > 6$ vor, dann gilt das Dimensionsgesetz nicht mehr, jedoch ergibt sich für $n = 6$ die Dimensionszahl $N = 12$, woraus folgt, daß es noch einen Hyperraum R_{12} geben muß, der die Raumzeit als auch den energetisch bedingten R_6 als Unterräume $R_4 \subset R_6 \subset R_{12}$ umfaßt.

Die Eigenwertbeziehungen im R_4 mit $g_{ik} \neq g^{\times}_{ik}$ können nunmehr im R_6 in hermitescher Form mit $g_{ik} = g^{*}_{ki}$ geschrieben werden [1, 61]. Allerdings müssen die infinitesimalen Beziehungen in die Fassung eines Differenzenkalküls gebracht werden, weil als geometrische Letzteinheit ein Flächenelement hergeleitet wurde, für welches sich der numerische Wert $\tau \approx 6{,}15 \cdot 10^{-70}\,m^2$ nach [1, Gl. **15**] ergibt. Der Formalismus dieses Differenzenkalküls wurde in [1, Kap. III] in allgemeiner Fassung entwickelt.

Das auf diese Weise hergeleitete System von Differenzengleichungen im R_6 als [1, Gl. **19**] kann gelöst werden, wobei sich herausstellt, daß es 4 Klassen von Lösungen gibt, die als „Hermetrieformen" bezeichnet werden und sich auf die Unterräume $R_3\,(x_1, x_2, x_3)$ sowie $T_1\,(x_4)$ und $S_2\,(x_5, x_6)$ beziehen. Im folgenden werde für das äußere Mengenprodukt zur Kürzung das Zeichen $\cup$ verwendet. Es wäre also $F = a \cup b$ mit $a \subset F$, aber auch $b \subset F$ zu verwenden, was auch für hermetrische Unterräume gilt, so daß der $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ eine Strukturierung seiner Koordinatenmenge durch diese semantischen Einheiten der Hermetrieräume erfährt. Hier erweist sich die Semantik von x_5 und x_6 gemäß [2, Kap. V, 2] zur Interpretation der 4 Lösungsmannigfaltigkeiten als besonders geeignet; denn x_5 und x_6 kommt die Bedeutung organisatorischer Koordinaten zu. Während die reellen vertauschbaren Koordinaten x_1, x_2 und x_3 den physischen, hinsichtlich der Drehgruppe kompakten R_3 aufspannen, sind die imaginär zählenden Koordinaten x_4 bis x_6 nicht vertauschbar.

Die 4 möglichen Hermetrieformen a bis d erweisen sich als nichteuklidische Strukturen in den jeweiligen Unterräumen: a in S_2, b in $T_1 \cup S_2$, c in $R_3 \cup S_2$ und d im $R_3 \cup T_1 \cup S_2$. Die Interpretation dieser Hermetrieformen wurde in [1, Kap. IV, 1 – 3] hergeleitet. Diese Hermetrieformen sind als Urform materiellen Geschehens schlechthin anzusprechen.

Die Analyse dieser Urformen [1, Kap. IV, 1 – 3] zeigt, daß die Form a im Schnitt mit der vierdimensionalen Raumzeit physikalisch das Gravitationsphänomen bedingt, so daß die Quanten der Form a als Folge dieses Schnittes im R_4 als Gravitonen erscheinen. Hingegen erscheint die Form b stets als ein Phänomen, welches im Asymptotenkonus der Raumzeitkonstruktion durch Quanten mit geodätischen Nullinien gekennzeichnet ist, d. h., die Form b ist mit dem physikalischen Begriff des Photons identisch. Durch die Einbindung des reellen R_3 erscheint das Phänomen der Ponderabilität, also die Existenz energetischer Ruhemassen, so daß die Formen c und d Partikelmassen darstellen. Während c elektrisch neutrale Korpuskeln beschreibt, sind die Partikel der Form d elektrisch geladen, was nach [1, Kap. IV, 3] eine empirisch prüfbare Aussage hinsichtlich eines elementaren elektrischen Ladungsfeldes bzw. der Feinstrukturkonstante des Lichtes gestattet.

Das sich als Lösung von [1, Kap. IV, Gl. **19**] ergebende Massenspektrum [1, Gl. **27** und Gl. **27a**] ist zur Beschreibung der Spektren möglicher c- und d-Terme unbrauchbar, weil es aufgrund seiner Herleitung die Energiemassen aller Hermetrieformen a bis d wiedergibt und daher als Pseudokontinuum erscheint. Es mußte also eine Trennung der in dieser Lösung superponierten Spektren angestrebt werden, so daß die Formen c und d separat untersucht werden können. Diese Separation der Spektren wird durch den Begriff des Gitterkernselektors und der Polymetrie möglich, was in [1, Kap. III] entwikkelt wurde. Betrachtet man die Unterraumstruktur des R_6, dann zeigt sich, daß die den R_6 strukturierenden Unterräume $R_3\,(x_1, x_2, x_3)$, $T_1\,(x_4)$, $S_2\,(x_5, x_6)$ jeweils einen tensoriellen Gitterkernselektor definieren, wobei diese Selektoren durch ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ mit den Indizierungen von $\mu = 1$ bis $\mu = 3$ symbolisiert werden. Die Überstreichung bedeutet hier, daß ein Tensor vorliegt, wobei der linke Index 2 den Tensorgrad bezeichnet.

Der Begriff „Selektor" steht hier für die Auswählerfunktion einer Zahlenfolge aus der Menge natürlicher Zahlen, da wegen der nicht unterscheidbaren Elementarlängen δs_0 koordinatenmäßig nur Vielfache von δs_0 und somit z. B. für ${}^2\overline{\kappa}_{(3)}(n_1, n_2, n_3)$ als gleichwertiger Ausdruck ${}^2\overline{\kappa}_{(3)}; n$ geschrieben werden kann, wenn ${}^2\overline{\kappa}_{(3)}\,(()_1, ()_2, ()_3)$ der betreffende Selektor ist. Der Zusammenhang mit einem „partiellen Fundamentaltensor" ${}^2\overline{g}_{(\mu\nu)} = {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}; n$ wäre durch ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)})$ gegeben, der in Komponentenform $\gamma_{ik}^{(\mu\nu)} = \sum_m \kappa_{im}^{(\mu)}\ \kappa_{mk}^{(\nu)}$ zu schreiben ist.

Die Abhängigkeit der $\gamma_{ik}^{(\mu\nu)};n$ bzw. $\kappa_{im}^{(\mu)};n$ und $\kappa_{mk}^{(\nu)};n$ von den euklidischen und nichteuklidischen Koordinaten des R_6 kann unterschiedlicher Art sein und definiert damit eine bestimmte Metrik. Um hier die Bedeutung und die Eigenschaften des Gitterkernselektors, der in [2] eine wesentliche Rolle spielt, näher erfassen zu können, wird dieser an der nachfolgenden Metrik erklärt.

Es wird davon ausgegangen, daß nichteuklidische Koordinaten $y'_k(k = 1, 2 \ldots 6)$ von nichteuklidischen Koordinaten $x'_n(n = 1, 2 \ldots 6)$ abhängig sind: $y'_k = y'_k(x'_1, x'_2 \ldots x'_6) = y'_k(x'_n)_{n=1}^{6}$. In jedem Punkt von $R_6(y'_1, y'_2 \ldots y'_6)$ kann ein euklidischer Tangentialraum mit den Koordinaten $x_1, x_2 \ldots x_6$ und somit $x_m = x_m(y'_1(x'_1 \ldots x'_6), y'_2(x'_1 \ldots x'_6) \ldots) = x_m(y'_k(x'_n))_{k,n=1}^{6}$ konstruiert werden. Die Bildung des totalen Differentials liefert mit $dx_m = \frac{\partial x_m}{\partial y'_k} \frac{\partial y'_k}{\partial x'_r} dx'_r$ die Metrik $ds^2 = dx_m\, dx_m = \left(\frac{\partial x_m}{\partial y'_k} \frac{\partial y'_k}{\partial x'_r}\right)\left(\frac{\partial x_m}{\partial y'_l} \frac{\partial y'_l}{\partial x'_s}\right) \cdot dx'_r\, dx'_s = g_{rs} dx'_r dx'_s$, wobei über doppelt vorkommende Indizes summiert wird. Für die Komponenten des Fundamentaltensors gilt daher

$$g_{rs} = \sum_m \left(\sum_k \frac{\partial x_m}{\partial y'_k} \frac{\partial y'_k}{\partial x'_r}\right)\left(\sum_j \frac{\partial x_m}{\partial y'_j} \frac{\partial y'_j}{\partial x'_s}\right) \text{ explizit.}$$

Werden hier die Kürzungen

$$a_{mr}^{(1)} = \frac{\partial x_m}{\partial y'_4} \cdot \frac{\partial y'_4}{\partial x'_r} \quad \text{sowie} \quad a_{mr}^{(2)} = \sum_{i=5}^{6} \frac{\partial x_m}{\partial y'_i} \frac{\partial y'_i}{\partial x'_r} \quad \text{und}$$

$a_{mr}^{(3)} = \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial x_m}{\partial y'_k} \cdot \frac{\partial y'_k}{\partial x'_r}$ eingeführt, dann wird deutlich, daß diese $a_{mr}^{(\mu)}$ sich auf die Hermetrieräume $R_3(y'_1, y'_2, y'_3)$ für $\mu = 3$, aber $T_1(y'_4)$ für $\mu = 1$ und $S_2(y'_5, y'_6)$ für $\mu = 2$ beziehen. Unter Verwendung dieser $a_{mr}^{(\mu)}$ der Hermetrieräume wird dann $g_{rs} = \sum_{\mu,\nu=1}^{3} \sum_{m=1}^{6} a_{mr}^{(\mu)} \cdot a_{ms}^{(\nu)}$, was für einen partiellen Fundamentaltensor $g_{rs}^{(\mu\nu)} = \sum_{m=1}^{6} a_{mr}^{(\mu)} \cdot a_{ms}^{(\nu)}$ nahelegt. Wird diese Darstellungsweise angenommen, dann wird das Kompositionsgesetz $g_{rs} = \sum_{\mu,\nu} g_{rs}^{(\mu\nu)}$ zur einfachen Superposition der Partialstrukturen, was offensichtlich ein Sonderfall der Komposition aus [1, Kap. III] ist. Werden die y'_m-Koordinaten als euklidisch vorausgesetzt, dann wird aus g_{rs} der symmetrische Fundamentaltensor $g_{rs} = g_{sr}$ einer Riemannschen Geometrie, deren vierdimensionale Fassung die raumzeitliche ART begründet.

Der aus dem Infinitesimalkalkül gewonnene Tensor $\kappa_{ik}^{(\mu)}$ kann schon wegen der Näherung $\tau \rightarrow 0$ nicht direkt mit den Gitterkernselektoren ${}^2\overline{\kappa}^{(\mu)}_{;n}$ verglichen werden, weil nach [1, Gl. **15**] die Konstante $\tau > 0$ das Kalkül [1, Kap. III] fordert. Andererseits wird jedoch aus dem Infinitesimalkalkül $\tau \rightarrow 0$ bereits deutlich, daß die Polymetrie metronischer Partialstrukturen [2, Kap. VI] in vereinfachter Form (additive Überlagerung der ${}^2\overline{g}_{(\mu\nu)}$) bereits aus der basishermetrischen Unterraumstruktur $R_3 \cup T_1 \cup S_2$ des R_6, also dem Kardinalzahlenkomplex $\{3; 1; 2\}$ der strukturierten Menge der Weltkoordinaten hervorgeht.

Für $\tau > 0$ nach [1, Gl. **15**] folgt für die Lösung des Weltselektors [1, Gl. **19**] nach seiner polymetrischen Separation der Hermetrieformen c und d in [2] das Bild der aus prototropen Elementen (elementare Kondensorflüsse) strukturierten dynamischen Flußaggregate, die im R_6 während gewisser zeitlicher Stabilitätsintervalle als die Hermetrieformen c oder d erscheinen. Ein solches Aggregat hat stets im physischen $R_3 \subset R_6$ im baryonischen Fall 3, aber im mesonischen Fall 2 Komponenten im R_3, die hochenergiephysikalisch als Elementarkorpuskeln (also als Mq mit Ruhemasse) erscheinen. Auch liegt der Gedanke nahe, daß sich zwei derartige Flußaggregate elementarer c- oder d-Hermetrie bei räumlicher Annäherung wechselseitig strukturell stören, so daß sich die internen Korrelationen ändern. Dies kann dann einen nicht stationären, korrespondenzhaften Übergriff der Flußaggregate zur Folge haben. Auf diese Weise könnte also die allgemeine Wechselwirkung gemäß [2, Kap. VII, 5] als strukturelle Korrespondenz verstanden werden, wenn durch den Übergriff der elementaren Flußaggregate das Flußsystem einer übergeordneten Struktur (wie z. B. ein Nuklid) entsteht. Dieser Ansatz zur strukturellen Beschreibung der Wechselwirkungen kann jedoch nur sekundärer Art sein; denn hier müßte ein nicht stationärer dynamischer Prozeß algebraisch beschrieben werden. Zwar ist dies im Fall stationärer dynamischer Gleichgewichte im Sinne der Terme einheitlicher c- und d-Spektren möglich, wird jedoch im Fall nicht- stationärer Prozesse problematisch. Es scheint sinnvoll, zunächst eine allgemeine Untersuchung nichtstationärer Änderungen eines stationären Geschehens durchzuführen.

3. Hyperräume der Welt

Die in [1 und 2] dargelegte Theorie ist ihrer Natur nach eine halbklassische Strukturtheorie im R_6, in welcher der Begriff des Wirkungsquants (im empirischen Sinne) berücksichtigt wurde. Es war möglich, mit großer Wiedergabetreue invariante Eigenschaften einzelner Elementarkorpuskeln zu beschreiben, wie z. B. die erforderlichen Quantenzahlensätze oder deren invariante Energiemassen. Empirisch erscheinen diese Massenterme meßtechnisch nicht der Unschärferelation unterworfen, also determiniert zu sein, wogegen die Unschärferelation die Bandbreite bestimmt. Im Phasenraum steht diese Energiemasse sozusagen wie ein „Dorn“ in der Mitte eines durch die Unschärferelation bedingten „Sockels“ der Bandbreite. Diese determinierten Terme des Massenspektrums erscheinen zunächst als problematisch, doch wird aus [1] deutlich, daß wegen des nichtlinearen Charakters der die Massen stationärer Art beschreibenden Beziehung [1, Gl. **19**] aus [1, Kap. IV] die Zustandsfunktionen nicht quantentheoretisch als Wahrscheinlichkeitsfunktionen interpretierbar sind. Zwar existieren für die Komponenten der Feldfunktion lineare Zustandsoperatoren im abstrakten Funktionenraum, doch erscheinen diese im übergeordneten Zusammenhang gemäß [1, Gl. **19**] in nichtlinearer Form verknüpft, was die Determiniertheit stationärer Massenterme bedingt, die somit möglicherweise als Selbstkoppelungen verstanden werden müssen. Aus diesem Grunde wird es zwar möglich, Massenspektren in numerisch kalkulierbarer Form anzugeben, nicht aber das Wahrscheinlichkeitsverhalten großer Kollektive sonst nicht unterscheidbarer Korpuskeln oder durch die Unschärferelation bedingter komplexer Wahrscheinlichkeitsfunktionen. Dies geht darauf zurück, daß [1 und 2] aus gutem Grund nicht im quantentheoretischen Sinne formuliert wurde, weil sich die Hoffnung zunächst darauf richtete, die Invarianten der Elementarkorpuskeln auf diese Weise zu erhalten. Hieraus folgt, daß es nun darauf ankommen muß, die Strukturbetrachtungen des R_6 in fundamentaler Weise zu erweitern, was jedoch mit Sicherheit nicht zum Erfolg führt, wenn gewisse, mehr empirische Prämissen der Quantentheorie einfach in die Betrachtung einbezogen werden.

Die Möglichkeit einer Erweiterung hinsichtlich der Grundlagen ergibt sich bereits aus dem schon diskutierten Dimensionsgesetz $N(n)$ mit $R_n \subset R_N$ aus [1, 48 – 51], welches sich aus der Gültigkeit von Symmetrien ergab.

Nach diesem Dimensionsgesetz $N(n)$ folgte für $n = 4$ der Raumzeit die ganze Zahl $N(4) = 6$, also ein $R_6 \supset R_4$, der für die energetischen Strukturen der Welt zuständig ist. Ein weiterer Raum folgt für $n = 6$, nämlich $N(6) = 12$, also ein $R_{12} \supset R_6$, wogegen für $n = 3$ oder $n = 5$ und alle $n > 6$ die N-Werte nicht ganzzahlig sind und daher nicht als Dimensionszahlen von Räumen R_N erscheinen. Somit ist der R_{12} als der Hyperraum einer energetischen Welt R_6 aufzufassen, der ein Unterraum $R_6 \subset R_{12}$ dieses Hyperraumes ist. Wegen $R_4 \subset R_6 \subset R_{12}$ sind also die Koordinaten des $R_4 (x_1, \ldots, x_4)$ durch x_5 und x_6 zum $R_6 (x_1, \ldots, x_6)$ zu ergänzen, während die Koordinaten x_7 bis x_{12} einen Raum $V_6 (x_7, \ldots, x_{12})$ aufspannen, so daß $R_{12} = R_6 \cup V_6$ gilt, was in [1, Kap. IV, 5] gezeigt wurde. Dort wurde ebenfalls nachgewiesen, daß auch im Hyperraum alle x_i für $i > 3$ imaginär sind. Wesentlich ist offensichtlich die Frage nach den Elementarlängen δx_j im R_{12}. Für den R_6 ergab sich $\delta x_j = \delta s_0 = \sqrt{\tau}$ für $j \leq 3$, aber $\delta x_j = i\delta s_0$ für $j > 3$. Wie aus [1, 273 – 292] hervorgeht, können die Längenelemente δx_i für $i \geq 7$ aus einer für den zeitlichen Weltennullpunkt $t = 0$ hervorgehenden Elementarlänge δl_0 gemäß [2, Gl. **37**, Gl. **47**, Gl. **48**], ergänzt durch [1, Kap. IV, 6] und einer Potenzmenge L nach [1, 278] entwickelt werden, wobei die Kehrwerte $1/\alpha_i$ mit $\alpha_i \in L$ die Dimensionszahlen der Unterräume dieses R_{12} sind. In einer Analogie zur Speziellen und Allgemeinen Relativitätstheorie können dann, wie in [1, Kap. IV, 5] gezeigt wurde, mittels der Hyperraumkoordinaten x_7 und x_8 die Heisenberg'sche Unschärferelation und andere Prämissen der abstrakten und konkreten Quantentheorie hergeleitet werden, was eine geometrische Deutung der indeterministischen Quantentheorie ermöglicht. Es zeigt sich, daß die Differenzen Δx_7 und Δx_8 (jenseits des R_6 gelegen) maßgebend für die quantentheoretische Unschärfe kanonisch konjugierter Größen sind. Eine Aussage über energetische Eigenschaften der Koordinaten x_9 bis x_{12} kann hingegen aus den Energiedichten $\lambda_{(m)}(i,k)\, \overset{(m)}{\varphi}_{ik} \sim \overset{(m)}{\varepsilon}_{ik}$ gemäß [1, 44 – 46] nicht gewonnen werden.

Da in der raumzeitlichen Betrachtung die $\overset{(m)}{\varepsilon}_{ik}$ insgesamt 64 Energiedichtekomponenten darstellen, weil die Indizierungen i, k und m die Ziffern 1 bis 4 der R_4-Dimensionen durchlaufen, aber nach dem Dimensionsgesetz

$N(4) = 6$ ist, ergab sich, daß, wie bereits bemerkt, 40 dieser Komponenten verschwinden, so daß nur 24 reale Energiedichten als von 0 verschiedene Komponenten des Energiedichtetensors im R_6 existieren. Wegen der Unschärferelation kanonisch konjugierter Größen (als Folge von Δx_7 und Δx_8 des R_{12}) kann unterstellt werden, daß innerhalb der durch diese Unschärferelation gesetzten x_4-Intervalle energetische Schwankungen auftreten, so daß die 40 verschwindenden energetischen Komponenten innerhalb dieser zeitlichen Intervalle von 0 verschiedene Energiedichtekomponenten sein können. Damit gilt aber für alle 64 Komponenten $\varepsilon_{ik}^{(m)} \neq 0$, wobei diese Größen wiederum die Elemente der achtreihigen quadratischen Energiedichte-Matrix sind, die als Tensor in einem $R_8 \supset R_6$ aufzufassen ist. Somit existiert innerhalb dieser Zeitdifferenzen (also kurzfristig) ein $R_8 (x_1, \ldots, x_8) \subset R_{12}$, während die 24 realen Energiedichtekomponenten, die auch außerhalb dieser Zeitintervalle von 0 verschiedene Energiedichten haben, die energetisch bedingte Welt in einem $R_6 \subset R_8$ kennzeichnen. Dies bedeutet, daß die Koordinaten x_9 bis x_{12} des R_{12}-Unterraumes $G_4 (x_9, \ldots, x_{12}) \subset R_{12}$ nicht energetischer Natur sind, so daß dieser G_4 mit $R_{12} = R_8 \cup G_4$ von dem energetisch bedingten R_6 bzw. R_8 getrennt bleibt. Wegen dieses Verhaltens scheint die Unschärferelation durch die Hyperraumkoordinaten x_7 und x_8 gesteuert zu werden, so daß Wahrscheinlichkeitsfelder entstehen, die im Mikrobereich des $R_4 \subset R_6$ statistische Mengen von Ereignissen bestimmen. Aus diesen Betrachtungen folgt, daß die Semantik von x_7 und x_8 informatorischer Natur ist. In Analogie zum Unterraum $S_2(x_5, x_6)$ muß es demnach auch einen zu S_2 komplementären Unterraum $I_2(x_7, x_8)$ geben, für den $I_2 \subset V_6 = I_2 \cup G_4$ ebenso gilt wie für $S_2 \subset R_6 = S_2 \cup R_4$. Der I_2 hängt einerseits mit dem G_4 zusammen und korreliert andererseits mit seinem Komplement S_2 innerhalb des R_8, für den $R_8 = R_4 \cup S_2 \cup I_2$ gilt. Während als Folge der Hermetrieformen a bis d aus [1, Kap. IV, 1] und den hierdurch bedingten Hermetrieräumen im $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ die Menge M_6 der R_6-Koordinaten in der Form $M_6 = \{(x_1, x_2, x_3), (x_4), (x_5, x_6)\}$ strukturiert ist, was den Kardinalzahlenkomplex $K_6 = \|M_6\| = \{3; 1; 2\}$ bedingt, gilt offensichtlich für den $V_6 = I_2 \cup G_4$ als Kardinalzahlenkomplex $\{2; 4\}$. Wegen

$R_{12} = R_6 \cup V_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ gilt also für die strukturierte Koordinatenmenge des R_{12} der Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$, wobei $R_3 \cap T_1 \cap S_2 \cap I_2 \cap G_4 = \{\vec{0}\}$ ist.

Die obigen Ausführungen hinsichtlich der Hyperraumkonstruktion eines $R_{12} \supset R_6$ geht auf das Dimensionsgesetz $N(n)$ aus [1, Gl. **3d**] zurück, so daß sich die Frage erhebt, ob ein weiteres Dimensionsgesetz aufgefunden werden kann, welches die Konstruktion eines D_n mit $n > 12$ ermöglicht.

Aus den nichthermiteschen Raumzeitbeziehungen $\lambda_{(m)}(i,k)\,\varphi_{ik}^{(m)} \sim \varepsilon_{ik}^{(m)}$ kann tatsächlich eine solche Beziehung mathematisch konstruiert werden, doch ist ein solcher D_n mit $n > 12$ gerade wegen dieser mathematischen Konstruktion physikalisch nicht unmittelbar zugänglich.

Betrachtet man in einer hinreichend kleinen R_3-Volumendifferenz ΔV eine der genannten Energiedichten, dann folgt $\varepsilon_{ik}^{(m)}\,\Delta V = \Delta E_{ik}^{(m)}$, die nach dem allgemeinen relativistischen Äquivalenzprinzip einer Massendifferenz gemäß $\Delta E_{ik}^{(m)} = \Delta M_{ik}^{(m)}\, c^2$ äquivalent ist. Diese Massendifferenzen entsprechen aber nach dem Quantendualismus Längen, die Linienelementen $\Delta l_{ik}^{(m)}\,\Delta M_{ik}^{(m)} = \hbar / c$ entsprechen. Diese $\Delta l_{ik}^{(m)}$ wiederum können als voneinander unabhängige Komponenten eines Vektors aufgefaßt werden, von denen es demnach $4^3 = 64$ geben muß, wenn alle Komponenten des Energiedichtetensors von 0 verschieden sind, also wenn neben den 24 realen Energiedichten innerhalb der durch x_7 und x_8 bedingten x_4-Intervallen die übrigen 40 Komponenten die Energiedichten der dann ebenfalls von 0 verschiedenen Energieschwankungen sind. Ein Vektor aus 64 Komponenten ist aber nur in einem Raum mit 64 Dimensionen darstellbar. Dies bedeutet, daß der D_n mit $n = 64$ offensichtlich existiert.

Da bereits gezeigt werden konnte, daß die Größen $\lambda_{(m)}(i,k)\,\varphi_{ik}^{(m)}$ in [1, Gl. **3** bis **3b**] letztendlich 24 reale und $12 + 28 = 40$ virtuelle Energiedichten beschreiben und für die genannten Vektorkomponenten $(\lambda_{(m)}(i,k)\,\varphi_{ik}^{(m)})^{-1} \sim \Delta l_{ik}^{(m)}$ gilt, gibt es Unterräume, die von zusammengehörigen Vektorkomponenten aufgespannt werden, was für den D_{64} die allgemeine Struktur $D_{64} = D_{24} \cup D_{12} \cup D_{28}$ mit $D_{24} \cap D_{12} \cap D_{28} = \{\vec{0}\}$ liefert. Nach den Ausführungen in [1, Kap. IV, 4 und 5] kommt den Unterräumen D_{28}, D_{24} und D_{12} zugleich eine Bedeutung als darstellende Räume von Gruppen zu, welche die zeitlichen Eckereignisse der Weltzeit $t = 0$ bzw. $t = \theta$ kennzeichnen.

Eine Beschreibung materieller Strukturen des R_6 erfolgte ausführlich in [1] und [2] und bleibt diesen beiden Bänden vorbehalten. Die vorliegende Schrift hat dagegen im wesentlichen die Beschreibung nichtmaterieller Strukturen der Welt zum Gegenstand, weil die Existenz des Hyperraumes der Welt einen Ansatz zur Beschreibung der materiellen elementaren Wechselwirkungen ermöglicht, wenn eine Dynamik dieses Hyperraumes existiert. Die Problemstellung besteht also zunächst darin, eine allgemeine Hyperraumdynamik der Welt zu untersuchen und zu klären, ob die R_4- bzw. R_3-Projektionen einer solchen Dynamik Aufschlüsse über derartige Wechselwirkungen geben können. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Begriffe „Materie" oder „Energie" nur im R_6-Bereich der materiellen Welt gelten, während diese Begriffe im G_4 nicht definiert sind und im I_2 nur im Hinblick auf die quantentheoretischen energetischen und zeitlichen (R_4) Unschärfebreiten existieren, so daß $I_2 \cup G_4$ als die nichtmaterielle Seite der materiellen Welt R_6 aufzufassen ist.

KAPITEL II

HYPERRAUMDYNAMIK

1. Projektionen in Zeit und Raum

Aus der Exponentenmenge $\bar{L}$ aus [1, 280] geht neben dem R_{12} noch ein R_n^* mit $1 \le n < \infty$ hervor, dessen Koordinaten y_n wegen der Dimensionierung $[y_n] = \sqrt{m/m}$ mit m: Meter dimensionslose Zahlenvorräte sind. In dem gesamten folgenden Text steht das hochgestellte Zeichen (∗) nicht für die komplexe Konjugation einer Größe, sondern als Indizierung für undimensionierte Werte, die durch Verhältnisbildungen dimensionslos gemacht wurden. So bedeutet beispielsweise R_n^*, daß die Koordinaten dieses Raumes voneinander unabhängige undimensionierte Vorräte reiner Zahlen sind. Im Fall einer komplexen Zahl c wird für die komplexe Konjugation das Adjunktionszeichen $c^\times$ verwendet, weil die Adjunktion beim Fehlen transponierbarer Indizes ohnehin zur komplexen Konjugation wird. Werden die Linienelemente der Unterräume des R_{12} mit $\delta s_G \in G_4$, $\delta s_I \in I_2$, $\delta s_S \in S_2$ sowie $\delta s_T \in T_1$ und $\delta s_R \in R_3$ bzw. $\delta s_{RZ} \in R_4$ bezeichnet, dann vermittelt ein $V_n^* \triangleq R_n^*$ nach [1, 285, 289 – 292] eine Abbildung $\delta s_G \rightarrow \delta s_V^* \rightarrow \delta s_I \rightarrow \delta s_S \rightarrow \delta s_T \rightarrow \delta s_R$, wenn $ds_V^* \in V_n^*$ ein wegen $[\delta s_V^*] = m/m$ dimensionsloses „Längenelement" des Vermittlerraumes V_n^* ist. Gemäß [1, 289 – 292] existiert $\delta s_V^* = \sum_{i=1}^{4} \delta y_i^2 = \delta y_1^2 (x_9) + \delta y_2^2 (x_{10}) + \delta y_3^2 (x_{11}) + \delta y_4^2 (x_{12})$, wobei, wenn die δy_i dimensionslose „Elementarlängen" sind, $\delta s_V^* = \sum_{j=1}^{4} (-1)^{j+1} \exp(-2\pi (m_j \pm 1/2))$ geschrieben werden kann. Die Zuordnung der y_i zu den $x_k \in G_4$ ist hier eindeutig, also $\delta s_V^* = \delta s_V^* (y_1 (x_9), \dots, y_4 (x_{12}))$. Bei der Abbildung $\delta s_V^* \rightarrow \delta s_I$ kommt es zum Wechsel des Koordinatenraumes $V_n^* \rightarrow I_2$, was für die Dimensionierung den Übergang $[ds_V^*] \rightarrow [ds_I] = m$ bedingt.

Ein anderer Abbildungsprozeß würde darin bestehen, daß bei der Abbildung der Vermittlerraum V_n^* überhaupt nicht verlassen wird. Dann wäre $\delta s_G \rightarrow \delta s_G^* (y_1 (x_9 \dots x_{12}), \dots, y_n (x_9 \dots x_{12})) \rightarrow \delta s_I^*(y_1 (x_7, x_8), \dots, y_n (x_7, x_8)) \rightarrow$ $\rightarrow \delta s_S^*(y_1 (x_5, x_6), \dots, y_n (x_5, x_6)) \rightarrow \delta s_{RZ}^* (y_1 (x_1 \dots x_4), \dots, y_n (x_1 \dots x_4))$ zu setzen. Wird $y_k (x_1, \dots, x_4)$ als eine Komponente einer Wahrscheinlichkeitsamplitude der indeterministischen Quantentheorie interpretiert, dann erscheint in δs_{RZ}^* die Abhängigkeit von $(y_1, \dots, y_{k-1}, y_{k+1}, \dots, y_n)$ nicht mehr, wenn $\sum_{i=1}^{n} | y_i (x_5, x_6) |^2 = | y_k (x_1, \dots, x_4) |^2$ gesetzt wird. Dies wird deshalb möglich, weil die im $V_S^*(y_1(x_5, x_6),..., y_n(x_5, x_6))$ noch vorhandene große Vielzahl möglicher Bilder physikalischen Geschehens durch $y_k(x_1,..., x_4) \in V_{RZ}^*$ auf ein faktisches Geschehen mit der Wahrscheinlichkeit 1 reduziert wird, das heißt, von den diesen vielfältigen Bildern äquivalenten Geschehensverläufen wird stets nur einer im R_4 aktualisiert und somit faktisch.

Offensichtlich existieren die Räume $\underline{S_2} = S_2 * V_S^*$ bzw. $\underline{R_4} = R_4 * V_{RZ}^*$, die als Verschränkung des S_2 bzw. $R_4 = T_1 \cup R_3$ und $V_S^*(y_1(x_5, x_6),..., y_n(x_5, x_6))$ bzw. $V_{RZ}^*(y_1(x_1,..., x_4))$ aufzufassen sind. Dies bedeutet, daß im ersten Fall, jenseits der Raumzeit, eine große Zahl möglicher Geschehensverläufe vorhanden sind, während im zweiten Fall die Aktualisierung eines dieser Verläufe durch den Zugriff auf die Raumzeit erfolgt. Der Sachverhalt der gegenwärtig bekannten Quantentheorie, nämlich der Wahrscheinlichkeitscharakter futurischer, aber der faktische Charakter perfekt gewordener Aussagen findet durch diese Hintergründe der Hyperraumprojektionen eine Interpretation.

Hinsichtlich einer Beschreibung materieller Elementarstrukturen in bezug auf solche Parameter, die von Eigenschaften wie invarianter Masse, Quantenzahlensätzen usw. abweichen, also nichtstationäre Geschehensänderungen dieser Elementarstrukturen beschreiben, ist es erforderlich, die Abbildung der Transdimensionen x_9 bis x_{12} in den Vermittlerraum V_n^* zu kennen. Sind die Eigenschaften dieses Vermittlerraumes V_n^* bekannt, dann könnten auch Aussagen über die Erzeugung oder Vernichtung von Elementarkorpuskeln gewonnen werden, was mit Sicherheit zu der gesuchten Beschreibung von allgemeinen Wechselwirkungen führt.

In [1, 272] wird neben einem Koordinatenraum R_{12} ein Darstellungsraum R_{28} mit $R_{12} \subset R_{28}$ angegeben. Nach dem Dimensionsgesetz [1, Gl. **3d**] ist ein Raum mit Elementarlängen δx_i und der Dimensionszahl $n > 12$ unmöglich, doch gilt dies nicht für den Vermittlerraum V_n^*, so daß durchaus ein Vermittlerraum $V_{12}^* \subset V_{28}^*$ denkbar ist.

Wenn die Eigenschaften des V_n^* mit $n \leq 28$ ergründet werden sollen, und zwar zu verschiedenen Weltzeitpunkten t, dann bietet sich zunächst eine solche Untersuchung für den Weltenursprung bei $t = 0$ an, weil nach der kosmologischen Beziehung [2, Gl. **37**] der R_3 zum Zeitpunkt $t = 0$ als monometronische kosmogonische Sphärentrinität nach [2, Kap. V] angegeben werden kann, was eine Untersuchung des zugehörigen V_{28}^* ermöglicht. Hier gilt $V_{28}^{*}(y_1,\ldots,y_{28})$, wobei die y_k^2 mit $1 \leq k \leq 28$ auch Urelemente der Welt darstellen können. Diese Koordinatenquadrate des V_{28}^{*} werden durch Verhältnisse der Sphärendiameter des R_3 zur Zeit $t = 0$ ausdrückbar. Weiter sind Symmetriebeziehungen zu untersuchen, die untereinander die Existenz solcher Urelemente stützen. Die Kette der Abbildungen von „Elementarlängen", nämlich $\delta s_G \rightarrow \delta s_G^{*} \rightarrow \delta s_I^{*} \rightarrow \delta s_S^{*} \rightarrow \delta s_{RZ}^{*}$, bestimmt möglicherweise die Wahrscheinlichkeitsamplituden der gegenwärtigen indeterministischen Quantentheorie. Mit der zur Beschreibung des V_{28}^{*} zur Zeit $t = 0$ geeigneten Mathematik muß es dann möglich werden, sämtliche Kopplungskonstanten β_i aller Wechselwirkungen (einschließlich noch unbekannter Arten) in einheitlicher Form wiederzugeben. Dies erscheint deshalb möglich, weil die zum Zeitpunkt $t = 0$ gültige Mathematik nicht nur einen Satz elementarer Längen D_i, D_i', D_j, D_j' zur Zeit $t = 0$ des Weltenursprungs aufzubauen gestattet, sondern darüber hinaus noch Wahrscheinlichkeitsamplituden definieren könnte, die mit den Kopplungskonstanten identisch sind.

2. Symmetrien des kosmogonischen Ursprungs

Wird wie in [2] der Durchmesser des zu einer Weltzeit $t \geq 0$ existenten Universums mit D und die Elementarfläche (Metron) nach [1, Gl. **15**] mit τ bezeichnet, dann hängen D und τ voneinander ab, was gemäß $D(\tau)$ nach den Beziehungen [2, Gl. **37**] und [2, Gl. **37a**] explizit beschrieben wird. Die Beziehung [2, Gl. **37**] lautet $f\sqrt{3/2}\,(\frac{D}{4\sqrt{\tau}} \cdot f^3 \cdot \sqrt{3/2} - 1)^2 = D/\sqrt{\tau}$, während für die Kürzung f die Beziehung [2, Gl. **37a**], also $(\frac{eD\sqrt{\tau}}{\pi E} - 1)\,f^2 = \sqrt{\frac{eD\sqrt{\tau}}{\pi E}}$ zu setzen ist, worin $E = 1\ m^2$ die Einheitsfläche symbolisiert. In diesem Zusammenhang $D(\tau)$ hängen D und τ in einer noch unbekannten Form vom jeweiligen Weltalter $t \geq 0$ ab. Mit Sicherheit kann festgestellt werden, daß $D(t)$ gegenwärtig expandiert, was bedeutet, daß nach dieser Beziehung [2, Gl. **37**] die Elementarfläche $\tau(t)$ mit dem Weltalter abnimmt, so daß in irgendeiner Weise die elementaren Naturkonstanten von diesem Weltalter abhängig sein können, was in [2, Kap. V] explizit entwickelt wurde. Setzt man in [1, Gl. **15**] die für das gegenwärtige Weltalter gültigen empirischen Naturkonstanten γ, h und c ein, dann ergibt sich numerisch $\tau \approx 6{,}15 \cdot 10^{-70} m^2$ bzw. für die Elementarlänge $\delta s_0 = \sqrt{\tau} \approx 2{,}48 \cdot 10^{-35} m$, was für den gegenwärtigen Durchmesser des Universums $D \approx 6{,}026 \cdot 10^{125} m$ liefert. Dieser Wert übersteigt außerordentlich den optischen Radius des bekannten Universums, für den $R \approx 1{,}63 \cdot 10^{26} m$ aus [1, 261] folgt, doch übersteigt D auch den Horizontabstand von $10^{50} m$ in einem inflationären Universum nach [3] erheblich. Da das beobachtbare Universum großräumig keine Vorzugsrichtung aufweist, wäre in sehr guter Näherung eine kugelförmige Gestalt auch für das größtmögliche Universum vom jeweiligen Durchmesser D anzunehmen. Da τ die geometrische Letzteinheit der Welt ist, wäre für die Kugeloberfläche des Universums, also πD^2 ein ganzzahliges Vielfaches n der Elementarfläche τ anzunehmen, so daß $\pi D^2 = n\tau$ gelten muß. In der kosmologischen Beziehung [2, Gl. **37**] mit [2, Gl. **37a**] aus [2] kann nun mit $\tau = \pi D^2/n$ substituiert werden, was den Zusammenhang $D(n)$ liefert [1, 251]. Zur Weltzeit $t = 0$ mußte demnach die Oberfläche des Universums eine monometronische Sphäre der Fläche τ_0 und $n = 1$ sein, so daß $\pi D_0^2 = \tau_0$ zum kosmogonischen Ursprung $t = 0$ war. Mit geeigneten Substitutionen n, die [2, 56] zu entnehmen sind, ergeben sich für die Bestimmung von D_0 zwei Polynome 7. Grades, nämlich $f_{1,2}(\eta) = \eta^7 - \eta \pm a = 0$, die jeweils 3 reelle und 4 komplexe Lösungen haben, von denen immer 2 zueinander konjugiert komplex sind. Da η mit D zur Zeit $t = 0$ über $2\eta^2 = f \cdot \sqrt[6]{6/\pi}$, $f^4 \left(eD^2 (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1\right)^2 = eD^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}$ zusammenhängt, ergeben sich schließlich 6 reelle und 8 zueinander konjugiert komplexe Durchmesser, die voneinander verschieden sind, wobei die zwei Lösungen $\sqrt{D^2} = \pm D$ nur als eine Lösung aus später noch gezeigten Gründen gewertet werden. Die reellen Lösungen werden mit $D_1, D_2, D_3; D'_1, D'_2, D'_3$ bezeichnet, die konjugiert komplexen Lösungen mit $D_4, D_5, D_6, D_7; D'_4, D'_5, D'_6, D'_7$. Wegen der vorhandenen quadratischen Gleichung $f^4 (x-1)^2 = x$ mit $x = eD^2(E\sqrt{\pi})^{-1}$ ergibt sich $x_1 x_2 = 1$ und demnach $D_i D'_i = D_j D'_j = \frac{E\sqrt{\pi}}{e} = \text{const.}$ $(i = 1 \ldots 3, j = 4 \ldots 7)$.

Definitionsgemäß gab es zur Zeit $t = 0$ der Welt den Zeitbegriff nicht, und in diesem zeitlichen Nullpunkt konnte es auch keine Differenz $\Delta t = t_2 - t_1$ mit $t_1 < t_2$ geben, zumal dann wegen $D^2 \pi = n\tau$ die Elementarfläche $\tau(t = 0)$ größer wäre als die Oberfläche eines Universums „vor" einem solchen Weltnullpunkt, was im Widerspruch zur Nichtunterschreitbarkeit der geometrischen Letzteinheit τ steht. Mithin existierte „vor" diesem zeitlichen Nullpunkt der Welt der zeitlose Zustand eines *Apeiron*, aus dem sich die Zeitlichkeit der Welt $t > 0$ entwickelt hat. Diesem Weltenursprung $t = 0$ der Zeitlichkeit kommt jedoch eine besondere Bedeutung zu; denn implizit muß dieser Ursprung bereits durch mathematische und physikalische Grundprinzipien charakterisiert sein, die ebenfalls zeitloser Natur sind. Die Vielfalt materiellen, aber auch nichtmateriellen Geschehens im Verlauf der Aktualisierungsmöglichkeiten $t > 0$ reduziert sich im zeitlichen Ursprung der Welt nach [1, Kap. IV, 4 und 5] sowie [2, Gl. **37**] auf nur 14 elementare Längen, die in keinerlei Zusammenhang zu stehen scheinen.

Im Bereich der mathematischen Physik sind universell gültige, elementare Naturkonstanten stets dimensionslos, also von der speziellen Wahl eines Maßsystems unabhängig (z. B. die Feinstrukturkonstante des Lichtes). Um die Durchmesser von $D_i D'_i = D_j D'_j$ bei $t = 0$ von der Wahl des willkürlichen Längenmaßes unabhängig zu machen, wird auf den kleinsten Diameter (also den der Fundamentalsphäre) bezogen, so daß die dimensionslosen

Maße $d_i = D_i/D_1$, $d_i^* = D_i^*/D_1$, $d_j = D_j/D_1$ und $d_j^* = D_j^*/D_1$ entstehen. Da sich an diesen Verhältnissen nichts ändert, wenn alle Durchmesser mit einem negativen Vorzeichen versehen werden, wird von $\sqrt{D^2} = \pm D$ nur ein Zweig (+) verwendet, wobei für D die Längen D_i bis D_j^* zu setzen sind. Wegen $x_i = e\,D_i^2\,(E\sqrt{\pi}\,)^{-1}$, $x_1 = e\,D_1^2\,(E\sqrt{\pi}\,)^{-1}$ und somit $d_i = \frac{D_i}{D_1} = \sqrt{\frac{x_i}{x_1}}$ sind die d_i bis d_j^* unabhängig von der Einheitsfläche E.

Diese dimensionslosen „Längen“ d_i bis d_j^* können nunmehr (wegen ihrer Dimensionslosigkeit) auf wechselseitige Abhängigkeiten, also Symmetrien untersucht werden; zumal sich immer wieder herausstellt, daß die Natur im allgemeinen mit nur wenigen Parametern auskommt. Es wird vorerst untersucht, eine gegenseitige Abhängigkeit der reellen d_i-Werte aufzufinden. Da die d_i keine natürlichen Zahlen sind, wären die $a_1, \ldots, a_n$ als Variable der $d_i = d_i\,(a_1, \ldots, a_n)$ zumindest der rationalen Zahlenmenge zu entnehmen, falls die d_i durch einfache Additionen und (oder) Multiplikationen dieser Elemente aufgebaut werden. Die einfachsten rationalen Zahlen, die über die Menge natürlicher Zahlen N hinausgehen, sind $1/n$ mit $1 \leq n < \infty$ und $n \in N$. Da in wiederholter Anwendung die Addition und (oder) Multiplikation nur $a_1 = 1/1 = 1$ natürliche Zahlen liefert, werden noch $n = 2$ und $n = 3$ neben $n = 1$ verwendet, so daß versucht werden kann, die d_i mit Hilfe der Elemente $a_1 = 1, a_2 = 1/2$ und $a_3 = 1/3$ auszudrücken, die eine Teilmenge der Menge rationaler Zahlen Q darstellen. Es zeigt sich, daß $d_1 \approx a_1$, aber $d_2 \approx a_2\,(a_1 + (a_1 + a_3))$ und $d_3 \approx a_1\,(a_1 + a_3) + (a_1 + 2a_3)$ gilt, was bereits in [1, 282] gezeigt wurde. Die maximale Fehlerabweichung liegt bei ca. $\delta = 1{,}7 \cdot 10^{-2}$. Die Darstellung der d_1 bis d_3 enthält also ein verallgemeinertes Bildungsgesetz der arithmetischen Reihe, denn
$s_n = a_1 + (a_1 + a_2) + (a_1 + a_2 + a_3) + \ldots + (a_1 + a_2 + \ldots + a_n)$ geht für
$a_1 = a, a_2, a_3 \ldots a_n = d$ in $s_n = a + (a + d) + (a + 2d) + \ldots + (a + nd)$ über. Das verallgemeinerte Bildungsgesetz einer geometrischen Reihe wird dagegen durch $s_n^* = a_1 + a_1\,a_2 + a_1\,a_2\,a_3 + \ldots + a_1\,a_2\,a_3 \ldots a_n$ in allgemeiner Form geschrieben.

Nunmehr kann mathematisch untersucht werden, ob die beiden Bildungsgesetze von s_n und s_n^* in einem übergeordneten Rahmen gesehen werden können, d. h., ob sie als Teilkomplexe allgemeiner Rechenregeln aufzufassen sind, welche die Elementaroperationen der Addition und Multiplikation enthalten. Mengentheoretisch unterscheiden sich die Bildungsmengen B und

B' von s_n und s_n' nicht, weil für beide Mengen
$B = B' = \{(a_1), (a_1, a_2), \dots, (a_1, \dots, a_n)\}$ gilt.

Generell kann mengentheoretisch gemäß einem Abbildungsgesetz einer Menge $\{a_1, \dots, a_n\}$ eine Zahl c_n zugeordnet werden, also $c_n = f\{a_1, \dots, a_n\}$. Werden die Elemente einer Menge innerhalb dieser Menge umgeordnet, dann soll c_n sich nicht ändern, d. h., $\{a_1, \dots, a_n\}$ kann nicht als geordnetes n-Tupel verstanden werden. Die Verknüpfungsvorschrift f kann sich daher nur auf die Operationen der Addition $(+)$ oder Multiplikation $(\cdot)$ beziehen, für die allgemein das Symbol $o \mathrel{\hat{=}} +$ oder $o \mathrel{\hat{=}} \cdot$ gesetzt werden soll. Die Anwendung von o auf $\{a_1, \dots, a_n\}$ liefert wegen der Stellungsunabhängigkeit der Elemente a_k mit $1 \le k \le n$ für $o \mathrel{\hat{=}} +$ nunmehr $(o)\{a_1, \dots, a_n\} = (\sum_{k=1}^{n} a_k)$ bzw. $(o)\{a_1, \dots, a_n\} = \prod_{k=1}^{n} a_k$ für $o \mathrel{\hat{=}} \cdot$. Hierzu wäre noch zu bemerken, daß diese Verknüpfungsoperationen auf das Rechnen mit Kardinalzahlen zurückgehen, denn es gilt $\| M(M_i) \| = \sum_{i=1}^{n} m_i$ und $\| M_1 \times M_2 \times \dots M_n \| = \prod_{i=1}^{n} m_i$. Die verallgemeinerten Bildungsgesetze arithmetischer und geometrischer Reihen sind also gemäß der Form
$(o_2\, o_1)\, B = a_1\, o_2\, (a_1\, o_1\, a_2) \dots\dots o_2\, (a_1\, o_1\, a_2 \dots a_n)$ in der Art
$(+\,+)\, B = a_1 + (a_1 + a_2) + (a_1 + a_2 + a_3) + \dots + (a_1 + \dots + a_n)$ und
$(+\,\cdot)\, B = a_1 + (a_1\, a_2) + (a_1\, a_2\, a_3) + \dots + (a_1\, a_2 \dots a_n)$ darstellbar, so daß s_n und s_n' auf $(o_2\, o_1)\, B$ zurückführbar sind. Wird B als Menge 2. Stufe, aber $(a_1), (a_1, a_2), \dots, (a_1, \dots, a_n)$ als Mengen 1. Stufe bezeichnet, dann beziehen sich o_1 und o_2 stets auf eine dieser Stufen.

Es erhebt sich die Frage, ob diese hergeleiteten Bildungsgesetze Sonderfälle einer noch allgemeineren Struktur sind.

Wegen $B = \{(a_1), (a_1, a_2), \dots, (a_1, \dots, a_n)\}$ weisen die Teilmengen von B Ketteneigenschaften auf; denn gemäß $(a_1) \subset (a_1\, a_2) \subset \dots \subset (a_1, \dots, a_n)$ ist stets die links stehende Menge eine Untermenge der jeweils rechts stehenden Obermenge. Im einfachsten Fall geht die jeweilige Obermenge durch Hinzufügen eines Elements aus der bereits vorhandenen Untermenge der linken Seite hervor.

Die einfachste entartete „Kette" besteht mit $a_1 = a_2 = a$ nur aus dem einen Element a, was keine Kettenbildung zuläßt. Für die Kettenbildung gibt es die folgenden Möglichkeiten:

1) (a) Ist $a_2 \ne a_3 \ne \dots \ne a_n \ne a$, dann ist eine Kettenbildung möglich.

2) $(a_1) \subset (a_1, a_2) \subset \dots \subset (a_1, \dots, a_n)$.

Dies ist die Struktur der Menge B. Mit den Untermengen
$(a_1) = A_1$, $(a_1, a_2) = A_2$ bis $(a_1, \ldots, a_n) = A_n$ kann eine weitere Kette gebildet werden:
3) $(A_1) \subset (A_1, A_2) \subset \ldots \subset (A_1, \ldots, A_n)$.
Mit den Gliedern $A_k = (a_1, \ldots, a_k)$ für $1 \leq k \leq n$ kann substituiert werden, so daß sich $((a_1)) \subset ((a_1), (a_1, a_2)) \subset \ldots \subset ((a_1), (a_1, a_2), \ldots, (a_1, a_2 \ldots a_n))$ ergibt. Hier läßt das Glied $((a_1), (a_1, a_2))$ eine Ordnung in bezug auf a_1 und a_2 erkennen. Es kann auf die Bedeutung eines geordneten Paares
$((a_1, a_2), (a_2)) = [a_1, a_2]$ verwiesen werden [4, 43]. Bekanntlich bilden auch die Komponenten eines Vektors $(a_1, \ldots, a_n) \in R_n$ ein geordnetes n-Tupel, das heißt, es sind in $(a_1, \ldots, a_n)$ die Elemente nicht vertauschbar. Auch der Begriff des Kartesischen Produktes, also einer Produktmenge, geht auf ein geordnetes Paar zurück. Die Kette aus 3) kann mit
$(A_1) = B_1, (A_1, A_2) = B_2, \ldots, (A_1, \ldots, A_n) = B_n$ zur Bildung einer weiteren Kette
4) $(B_1) \subset (B_1, B_2) \subset \ldots \subset (B_1, \ldots, B_n)$
verwendet werden.

Durch Wiederholung dieses Verfahrens können neue Mengenketten steigender Stufe gebildet werden, auf welche Verknüpfungsoperationen aus den Elementaroperationen o_1 und o_2 wie $(o_1), (o_1\, o_2), (o_1\, o_2\, o_1) \ldots$ anwendbar sind. Auf die Menge B können die Verknüpfungsoperationen in der Form $(o_2\, o_1)\, B$ angewendet werden, was für $o_2 = +$ und $o_1 = +$ bzw. $o_2 = +$ und $o_1 = \cdot$ die arithmetische bzw. geometrische Reihe lieferte. Dies ist ein Spezialfall der allgemeinen Reihen- oder Produktbildung. Explizit ist demnach
$(o_2\, o_1)\, B = (a_1)\, o_2\, (a_1\, o_1\, a_2)\, o_2\, (a_1\, o_1\, a_2\, o_1\, a_3)\, o_2\, (\ldots) \ldots.$

Da nur $o_j = +$ oder $o_j = \cdot$ verwendet wird, sind die Reihen s_n und s_n' aus $(++)\, B$ oder $(+\, \cdot)\, B$ bildbar, doch gibt es noch die Möglichkeiten $(\cdot\, +)\, B$, was zu der Produktdarstellung $(\cdot\, +)\, B = a_1\, (a_1 + a_2) \ldots (a_1 + \ldots + a_n)$ oder $(\cdot\, \cdot)\, B = a_1\, (a_1\, a_2)\, (a_1\, a_2\, a_3) \ldots (a_1\, \ldots\, a_n)$ führt.

Wird dieser Algorithmus auf die dimensionslosen Maße d_i im Weltenursprung $t = 0$ angewendet, dann folgt $d_1 = a_1$ sowie
$d_2 = a_2\, ((++)\, ((a_1), (a_1, a_2)))$ und $d_3 = (++)\, ((a_1), (a_1, a_2), (a_1, a_2, a_3))$.
Ist F eine aus $1 \leq k \leq m$ Untermengen M_k zusammengesetzte Obermenge $F = \{M_1, \ldots, M_m\}$, dann sind die Repräsentanten der M_k deren Kardinalzahlen m_k, die den Kardinalzahlenkomplex $K_i = \| F \| = \{m_1; m_2; \ldots; m_m\}$ bilden

(z. B. [5, 45]). Zur Kennzeichnung des Kardinalzahlenkomplexes wird K mit $i = \sum_{j=1}^{m} m_j$ indiziert. Wahrscheinlich existierte im Ursprung $t = 0$ nur eine beschränkte Anzahl von noch zu bestimmenden Kardinalzahlenkomplexen.

Nach [1, 278] spannen zur gegenwärtigen Weltzeit die R_{12}-Koordinaten x_i mit $1 \leq i \leq 12$ als Konsequenz von [1, Gl. **19**] die Hermetrieräume $R_3(x_1, x_2, x_3)$, $T_1(x_4)$ und $S_2(x_5, x_6)$ der energetisch definierten Welt eines R_6 auf, die durch die Unterräume ihrer nichtmateriellen Seite $I_2(x_7, x_8)$ und $G_4(x_9, ..., x_{12})$ ergänzt werden. Die Menge dieser x_i ist wegen $R_{12} = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ in der Form $X = \{(x_1, x_2, x_3), (x_4), (x_5, x_6), (x_7, x_8), (x_9, ..., x_{12})\}$ strukturiert. Der Kardinalzahlenkomplex dieser Menge ist dann $K_{12} = \| X \| = \{3; 1; 2; 2; 4\}$, die Koordinaten $x_1, ..., x_6$ des Unterraumes $R_6 \subset R_{12}$ weisen hingegen mit $K_6 = \{3; 1; 2\}$ eine K_6-Symmetrie auf. Die $1 \leq j \leq 6$ Koordinaten x_j dieses R_6 können nun durch spezifisch gewählte Koordinaten x_{jo} auf dimensionslose Maße $x_j^* = x_j / x_{jo}$ gebracht werden, wobei stets $x_{jo} = \text{const}$ gesetzt werden kann.

Diese dimensionslosen Größen x_j^* spannen dann ebenfalls einen nur aus Zahlen bestehenden R_6^* auf, dessen Struktur durch K_6 bestimmt wird.

Betrachtet man die Darstellung der Urmaße d_1, d_2 und d_3 durch die Elemente a_1, a_2 und a_3, dann wird deutlich, daß d_1 aus einer, d_2 aus zwei und d_3 aus drei Teilsummen besteht, so daß diese Teilsummen in einer Vereinigungsmenge einen Kardinalzahlenkomplex K_6 liefern. Hierbei unterscheiden sich aber die Zahlenwerte der Teilsummen eines d_i-Wertes voneinander. Eine Symmetrisierung wird durch die Darstellung $d_1 = b_1$ sowie $d_2 = b_2 + b_2$ und $d_3 = b_3 + b_3 + b_3$ möglich, was vereinigt wiederum eine K_6-Symmetrie zur Folge hat.

Werden in einem nichteuklidischen Bereich Einheitsvektoren mit $\bar{g}_i$, $\bar{g}_j$ und $\bar{g}_k$ bezeichnet (im Unterschied zu den euklidischen Einheitsvektoren $\bar{e}_i$, $\bar{e}_j$ und $\bar{e}_k$), dann können die in den d_i verwendeten dimensionslosen Zahlen b_1, b_2 und b_3 mit $b_1 \bar{g}_i$, $b_2 \bar{g}_j$, $b_3 \bar{g}_k$ im allgemeinen als Komponenten eines Vektors im R_n^* mit $n > 6$ oder im speziellen Fall als solche eines Vektors im $R_6^* \subset R_n^*$ aufgefaßt werden, wobei wegen ihres mehrfachen Auftretens in den dimensionslosen Verhältnissen d_p mit $1 \leq p \leq 3$ die Indizierungen der Vektorkomponenten die Ziffern k von 1 bis 3, aber j nur 5 und 6 durchlaufen, wogegen für i nur der Wert 1 gilt.

Außer der euklidischen Norm $|\bar{x}|_e = (\sum_{i=1}^{n} x_i^2)^{1/2}$ soll nunmehr auch eine ichteuklidische Norm $|\bar{x}|_{ne} = |\bar{x}| = \sum_{i=1}^{n} \cdot |\bar{x}_i|$ möglich sein, was nach [6, 9] zum Begriff des normierten metrischen Raumes im funktionalanalytischen Sinne führt, der durch die Existenz eines Abstandes $d(\bar{x}, \bar{y})$ definiert wird. Für den Abstand gelten die bekannten Abstandsaxiome [4, 7 bis 9]. Die $b_1 \bar{g}_i$, $b_2 \bar{g}_j$, $b_3 \bar{g}_k$ gehören, wie angeführt wurde, einem R_6^* an, eine Erweiterung ist aber möglich.

Aus d_1', d_2' lassen sich, so kann vermutet werden, ebenfalls $b_1' \bar{g}_l$, $b_2' \bar{g}_m$ bilden, die als Vektorkomponenten eines $R_6^{*\prime}$ mit $R_6^* \cap R_6^{*\prime} = \{\bar{0}\}$ angesehen werden. Die aus der Mengenlehre bekannte $\cap$-Verknüpfung bedeutet hier, daß die durch ihre Koordinaten charakterisierten Räume R_6^* und $R_6^{*\prime}$ keine gemeinsamen Koordinaten aufweisen. Dies deshalb, weil der Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$ erhalten wird, falls zum $K_6 = \{3; 1; 2\}$ ein $K_6' = \{2; 4\}$ hinzugenommen wird. Da sich der R_6^* strukturell vom $R_6^{*\prime}$ unterscheidet, kann dies auch bei der Bildung b_1' und b_2' unterstellt werden. Wegen $(b_1' \bar{g}_l, b_2' \bar{g}_m) \in R_6^{*\prime}$ und infolge der Struktur dieses $R_6^{*\prime}$ wäre $b_1' \bar{g}_l \in R_2^{*\prime}, b_2' \bar{g}_m \in R_4^{*\prime}$ mit $R_2^{*\prime} \cup R_4^{*\prime} = R_6^{*\prime}$ gegeben.

Unter Verwendung von $(b_1^{1\prime}, b_1^{2\prime}), (b_2^{1\prime}, b_2^{2\prime}, b_2^{3\prime}, b_2^{4\prime})$ wird ein Vereinigungsraum mit den Koordinaten $(b_1^{1\prime}, b_1^{2\prime}, b_2^{1\prime}, b_2^{2\prime}, b_2^{3\prime}, b_2^{4\prime})$ gebildet. Mit Hilfe einer kombinierten euklidischen und nichteuklidischen Norm lassen sich b_1' und b_2' in folgender Weise erzeugen: $c_1 = \sqrt{d_1'^2 + d_2'^2 + d_3'^2}$, $c_1 = b_1' + b_1'$ und $c_2 = \sqrt{d_1'^2 + d_2'^2}$, sowie $c_2 = b_2' + b_2' + b_2' + b_2'$.

Wie bereits hergeleitet wurde, können d_1, d_2 und d_3 in sehr guter Näherung durch die Elemente der Menge $U = \{a_1, a_2, a_3\} = \{1, 1/2, 1/3\}$ dargestellt werden. Darüber hinaus werden die b_1, b_2 und b_3 aus den d_1, d_2 und d_3 erzeugt, die zu einem R_6^* mit dem Kardinalzahlenkomplex der strukturierten Koordinatenmenge $K_6 = \{3; 1; 2\}$ gehören. Vergleicht man die Menge U mit K_6 und bezeichnet man mit $R_i^* \subset R_6^*$ die Unterräume des R_6^*, dann erscheint die folgende Gesetzmäßigkeit:

$$a_i \dim(R_i^*) = 1, R_i^* \subset R_{12}^* (x_1^* \ldots x_{12}^*), x_j^* = x_j / x_{jo}, x_{jo} = \text{const} \quad \textbf{(1).}$$

Die Elemente a_i sind demnach die reziproken Werte der Dimensionszahlen derjenigen Hermetrieräume, die als Unterräume den R_6^* bzw. den R_6 strukturieren. Eine analoge Aussage wurde in [1, 278] erhalten. Da jedoch ein $R_{12}^* = R_6^* \cup R_6^{*\prime}$, vorliegt, der auf den R_{12}-Koordinatenraum zurückgeht, wäre nach diesem Gesetz der Dimensionszahlen $a_{12} \dim(R_{12}^*) = 1$, d. h. das

Element $a_{12} = 1/12$ wäre als eine wesentliche Elementarzahl zu verstehen, die aus den Elementen der Menge U in der Form $a_{12} = \overset{1}{a_3} \cdot \overset{2}{a_2} \cdot \overset{3}{a_1}$ gebildet werden kann. Im folgenden soll versucht werden, die bislang erhaltenen Werte b_1, b_2, b_3, b_1' und b_2' durch diese Elementarzahl auszudrücken, für die zur Kürzung $a_{12} = g$, also $12\,g = 1$ gesetzt werden soll.

Hier zeigt sich, daß die folgenden Beziehungen gelten, nämlich $b_1 \approx 9g, b_2 \approx 7g, b_3 \approx 16g$ sowie $b_1' \approx 6g$ und $b_2' \approx 3g$. Wird das Symbol $\hat{+}$ analog zu $(++)$ der Mengenkettenoperation verwendet, so daß beispielsweise $g \hat{+} g \hat{+} g = (++)\,T\,(g, g, g) = g + (g + g) + (g + g + g) = 6g = 0{,}5$ wird, dann kann auch die Darstellung
$f_1\,(g) = g, f_2\,(g) = g \hat{+} g, \ldots, f_8\,(g) = g \hat{+} g \hat{+} g \hat{+} (-2g) \hat{+} g \hat{+} g \hat{+} g \hat{+} (-2g)$ verwendet werden. Es wird ein Kardinalzahlenkomplex $K_4 = \{3; 1\} \subset K_6$ erkennbar, weil in f_8 drei durch $\hat{+}$ verbundene g ebenfalls mit einem Wert $(-2g)$ verbunden sind. Neben den 5 Werten b_1 bis b_2' müßte aus Symmetriegründen noch ein Wert $b_3' \approx g$ existieren, für den auch die primitivste Funktion $b_3' \approx f_1\,(g)$ gesetzt werden kann. Mithin gilt:

$$b_1 \approx 12g, b_2 \approx 7g, b_3 \approx 16g, b_1' \approx 6g, b_2' \approx 3g, b_3' \approx g, 12g = 1 \qquad \textbf{(2)}.$$

Aus bereits dargelegten Gründen ist:
$(b_1\,\bar{g}_i, b_2\,\bar{g}_j, b_3\,\bar{g}_k, b_1'\,\bar{g}_l, b_2'\,\bar{g}_m) \in R_{12}^* = R_6^* \cup R_6^{*\prime}$. Es ist, wie schon gezeigt wurde, ein Darstellungsraum $D_{24} \subset D_{64}$ möglich, so daß hinsichtlich b_3' ein Element $b_3'\bar{g}_r \in R_{12}^{*\prime}$ denkbar ist, welches dann wegen $R_{12}^* \cup R_{12}^{*\prime} = R_{24}^*$ zu einem R_{24}^* gehört. Da $b_3'\,\bar{g}_r$ nicht dem R_{12}^*, sondern dem $R_{12}^{*\prime}$ angehört, kann für b_3' auch ein anderes Bildungsgesetz als das bisher verwendete angenommen werden. Mit der Wahl $c_3 = d_1'^2 - d_2'^2$ und $c_3 = 2\,b_3'$ wird $b_3' \approx g$ erhalten. Nun ist $f_1\,(g) = g$ ein Zahlenwert, der die übrigen $f_i\,(g)$ mit $i \neq 1$ aufbaut und somit von fundamentaler Bedeutung ist. Demnach könnte also $b_3' \approx g$ in $b_3' = g$ überführt werden, was dann allerdings entsprechende Änderungen der anderen Werte b_1 bis b_2' nach sich ziehen muß.

Während die Operation $\hat{+}$ der Verknüpfung $(++)$ entspricht, könnte in analoger Weise $\hat{\cdot}$ entsprechend der Verknüpfungsoperation $(+\cdot)$ verwendet werden. Damit wird dann hinsichtlich der b_1, b_2, b_3 bzw. d_1, d_2, d_3 eine weitere Symmetrisierung möglich. Setzt man $2b_2\,(\text{alt}) \approx 2b_2\,(\text{neu})$ und
$2b_2\,(\text{neu}) = a_2\,[(a_2 \hat{\cdot} a_2 \hat{\cdot} a_2) \cdot (a_1 \hat{+} a_3)] + a$ mit $a = 4/27$, dann wird als letztgültige Bezugsgröße $b_2\,(\text{neu})$ verwendet, deren Abweichung von $b_2\,(\text{alt})$ nur $\delta \approx 6 \cdot 10^{-6}$ beträgt.

Bei der Bildung von $a_2 \hat{\cdot}\, a_2 \hat{\cdot}\, a_2 = a_2^1 + a_2^2 + a_2^3$ und $a = 1 \cdot 2 \cdot 2 / (3 \cdot 3 \cdot 3)$ werden Mengenelemente miteinander kombiniert, die wiederum eine K_6-Symmetrie aufweisen. Werden b_1, b_3, b'_1, b'_2 und b'_3 auf den neuen Wert b_2 bezogen, dann ergibt sich schließlich eine endgültige Darstellung der b_1 bis b'_3 in folgender Weise:
Wie in [2, Kap. V] gezeigt wurde, liefert die Lösung von [2, Gl. **37**] für den zeitlichen Weltenursprung, aber auch für das zeitliche Endereignis 6 reelle Lösungen, die als zweidimensionale Räume im Sinne Riemannscher Flächen den R_3 in diesen Eckereignissen bestimmen. Da es sich um Minimalflächen handelt und jede Fläche nach [1, Gl. **15**] metronisiert ist, handelt es sich bei diesen zweidimensionalen Riemannschen Räumen um monometronische Sphären, deren Diameter D_1 bis D_3 bzw. D'_1 bis D'_3 nach Lösung der erwähnten kosmologischen Beziehung [2, GL. **37**] für $t = 0$ numerisch angebbar sind. Es wurde bereits zur Elimination des anthropomorphen Längenmaßes auf den Diameter der minimalen Sphäre, also der Fundamentalsphäre $D_f = D_1$ Bezug genommen, wobei für die Meso- und Protosphäre des kosmogonischen Ursprungs $D_m = D_2$ und $D_p = D_3$ gesetzt wurde. Mithin sind die dimensionslosen Maße $d_i = D_i / D_1$ und $d'_j = D'_j / D_1$ numerisch bekannt, die ihrerseits wiederum die maximalen Abstände von zwei Punkten auf der jeweiligen Sphäre angeben. Mit den numerisch ermittelten Werten folgt
$d_1 = D_1 / D_1 = 1$, $d_2 = D_2 / D_1 = 1{,}1696198$, $d_3 = D_3 / D_1 = 4{,}0676325$,
$d'_1 = D'_1 / D_1 = 0{,}7875461$, $d'_2 = D'_2 / D_1 = 0{,}6733351$ und
$d'_3 = D'_3 / D_1 = 0{,}1936128$.

Es kann unterstellt werden, daß im Weltenursprung $t = 0$ einfachste Zahlen die kosmogonische Struktur beherrschen, für die sich die Menge U der Urelemente $a_1 = 1$ sowie $a_2 = 1/2$ und $a_3 = 1/3$ anbot. Mit der Zahl $a = a_1 \cdot a_3 \cdot a_3 \cdot a_3 / (a_2 a_2)$ konnte $v = a_2 (a_2 \hat{\cdot}\, a_2 \hat{\cdot}\, a_2)(a_1 \hat{+} a_3) + a$ definiert werden, was wegen $2b_2 = v$ eine endgültige Darstellung der Näherungen **(2)** und somit der d_1 bis d'_3 möglich macht, wobei auch in v die K_6-Symmetrie wieder erscheint.

Der Faktor $\beta = v / d_2 = 0{,}9994542$ weicht nur wenig von 1 ab und kann daher (wenn für i die Ziffern 1 bis 3 stehen) zur Korrektur der d_i, d'_i gemäß $\underline{d}_i = \beta d_i$ und $\underline{d}'_i = \beta d'_i$ verwendet werden. Numerisch gilt dann
$\underline{d}_1 = 0{,}9994542$, $\underline{d}_2 = 1{,}1689815$, $\underline{d}_3 = 4{,}0654127$ und
$\underline{d}'_1 = 0{,}7871163$, $\underline{d}'_2 = 0{,}6729676$, $\underline{d}'_3 = 0{,}1935071$.

Neben diesen Diametern existierte im zeitlichen Ursprung $t = 0$ der Welt noch die durch den Kardinalzahlenkomplex K_6 abstrakt formulierbare Unterraumstruktur eines $R_6^* = R_3^* \cup T_1^* \cup S_2^*$ und eines $R_{14} = R_6 \cup R_6' \cup R_2''$ mit $R_6^{*'} = I_2^* \cup G_4^*$, was den Kardinalzahlenkomplex $K_{14} = \{(3; 1; 2); (2; 4); (2)\}$ liefert.

Wie bereits gezeigt wurde, kann von einem Vektor mit den Koordinaten $(x_1, \dots, x_n)$ sowohl im euklidischen als auch im nicht-euklidischen Fall eine Norm gebildet werden.

Die $\underline{d}_i = \beta d_i$ können in gleicher Weise, wie schon gezeigt wurde, mit $\underline{d}_1 = | b_1 |$ sowie $\underline{d}_2 = | b_2 | + | b_2 |$ und $\underline{d}_3 = | b_3 | + | b_3 | + | b_3 |$ oder $b_i = a_i \underline{d}_i$ einem $R_6^* = R_3^* \cup T_1^* \cup S_2^*$ zugeordnet werden. Hingegen können die $\underline{d}_i'$ nur zu einem $R_6^{*'} = I_2^* \cup G_4^*$ gehören. Zunächst werden die euklidischen Normen $c_1^2 = \underline{d}_1'^2 + \underline{d}_2'^2 + \underline{d}_3'^2$ und $c_2^2 = \underline{d}_1'^2 + \underline{d}_2'^2$ gebildet. Die nichteuklidische Norm liefert hingegen $c_1 = 2 | b_1' |$ und $c_2 = 4 | b_2' |$, also $b_1' = c_1 / 2$ und $b_2' = c_2 / 4$. Schließlich können noch $\underline{d}_1'$ und $\underline{d}_2'$ dem $R_2^{*'}$ als Unterraum des $R_{14}^* = R_6^* \cup R_6^{*'} \cup R_2^{*''}$ zugeordnet werden, wobei euklidische und nichteuklidische Normen gemischt auftreten. So gilt $c_3 = \underline{d}_1'^2 - \underline{d}_2'^2$ und zugleich $c_3 = 2 | b_3' |$, also $b_3' = c_3 / 2 = (\underline{d}_1'^2 - \underline{d}_2'^2) / 2 = 0{,}0833328 \approx 1/12 = g$. Damit kann die Näherung (2) mit den Urelementen der Menge U in die Form

$$v = a_2 (a_2 \hat{\cdot} a_2 \hat{\cdot} a_2) (a_1 \hat{+} a_3) + a, \qquad a = a_3^3 / a_2^2, \qquad \beta = v / d_2,$$

$$\underline{d}_i = \beta d_i, \qquad b_i = a_i \underline{d}_i \tag{3}$$

und

$$c_1^2 = \sum_{i=1}^{3} \underline{d}_i'^2, \qquad c_2^2 = \underline{d}_1'^2 + \underline{d}_2'^2, \qquad b_1' = c_1 / 2, \qquad b_2' = c_2 / 4, \qquad c_3 = \underline{d}_1'^2 - \underline{d}_2'^2,$$

$$b_3' = c_3 / 2 \approx g \tag{3a}$$

gebracht werden.

Aus diesen beiden Beziehungen folgen die numerischen Werte

$b_1 = 0{,}9994542$, $b_2 = 0{,}5844907$, $b_3 = 1{,}3551374$ und $b_1' = 0{,}526755$, $b_2' = 0{,}2588965$, $b_3' = 0{,}0833328$.

Ein Vergleich mit den Funktionen $f_i(g)$ liefert die folgende Darstellung:

$f_1(g) = g \approx b_3'$, $f_2(g) = g \hat{+} g = 3g = 0{,}25 \approx b_2'$,

$f_3(g) = g \hat{+} g \hat{+} g = 6g = 0{,}5 \approx b_1'$, $f_4(g) = g \hat{+} g \hat{+} g \hat{+} (-2g) = 7g \approx b_2$,

$f_6(g) = g \hat{+} g \hat{+} g \hat{+} (-2g) \hat{+} g \hat{+} g = (g) + (g + g) + (g + g + g) +$
$+ (g + g + g - 2g) + (g + g + g - 2g + g) + (g + g + g - 2g + g + g) = 12g \approx b_1$,

$f_7(g) = 16g \approx b_3$.

Weiter wäre nach dem gleichen Schema:

$f_5(g) = 9g \approx b'_4$ und $f_8(g) = 18g \approx b'_5$, deren Existenz einer näheren Betrachtung bedarf.

Mit den Urelementen der Menge U, also den a_i nach (1), können die Zahlen τ_1 bis τ_4 gemäß $\tau_1 = a_2^4$ sowie $\tau_2 = g = a_1 a_2^2 a_3$ bzw. $\tau_3 = a_3^2$ und $\tau_4 = a_3^3$ definiert werden. Mit diesen Zahlen aus den Elementen von U können nun ebenfalls die d_i mit $i = 1 \dots 3$ zur Weltzeit $t = 0$ in der Art

$$d_1 \approx a_1 + \tau_2^3 (a_1 - \tau_1 + \tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_2 \tau_3 b_2), \quad d_2 \approx a_2 (a_1 \hat{+} a_3) + \tau_1 \tau_4,$$
$$d_3 \approx a_1 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3 + \tau_1 + \tau_2 \tau_4 (a_1 - \tau_1 + \tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_2 \tau_3 b_3) \qquad \textbf{(4)}$$

dargestellt werden, wobei die erwähnten Definitionen

$$\tau_1 = a_2^4, \quad \tau_2 = g, \quad \tau_3 = a_3^2, \quad \tau_4 = a_3^3 \qquad \textbf{(4a)}$$

gelten.

Wie bereits erwähnt wurde, sind die d_i und c_i Normen von Vektoren, die einen Raum $R_{14}^* = R_3^* \cup T_1^* \cup S_2^* \cup I_2^* \cup G_4^* \cup R_2^{*\prime\prime} \subset R_{24}^* = R_{12}^* \cup R_{12}^{*\prime}$ aufspannen. Der Differenzraum $R_{24}^* / R_{14}^{*\prime}$ ist ein $R_{10}^{*\prime}$, der von den noch möglichen Vektoren $b'_4 \bar{g}_s$ und $b'_5 \bar{g}_t$ aufgespannt werden kann. Wie schon gezeigt, gehen b'_4 und b'_5 auf $f_5(g)$ und $f_8(g)$ zurück.

Wird $d_3 \approx a_1 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3$ mit $c_5 = a_1 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3$ fortgesetzt (hier erscheint eine K_4-Symmetrie), dann wird $c_5 \approx m b'_5$ mit $m = 4$ erhalten, weil $a_1 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3 \hat{+} a_3 = 6$ ist. Hieraus ergeben sich die Räume, in denen $b'_4 \bar{g}_t \in R_6^{*\prime}$ und $b'_5 \bar{g}_t \in R_4^{*\prime}$ liegen, die gemäß $R_6^{*\prime} \cup R_4^{*\prime} = R_{10}^{*\prime}$ den Differenzraum strukturieren. Analog zu $\underline{d_i}$ und c_i kann unterstellt werden, daß auch c_4 und c_5 aus einer Normbildung hervorgehen, als deren Parameter die d_i, d'_i sowie b_i und b'_i mit $i = 1 \dots 3$ herangezogen werden können. Um $c_4 \approx m b'_4 \approx 9/2$ aus den $\underline{d_i}$ zu bestimmen, kann der Maximalwert der $\underline{d_i}$, also $\underline{d_3}$ verwendet werden, was $c_4^2 = \underline{d_3}^2 + x^2$ ermöglicht. Für x bietet sich hier der die Fundamentalsphäre kennzeichnende Minimalwert $x = \underline{d_1}$ an, so daß $c_4^2 = \underline{d_3}^2 + \underline{d_1}^2$ zu setzen ist. Mit $m = 6$ folgt daraus $b'_4 = c_4 / 6$. Hinsichtlich $b'_5 \approx 18g$ kann ähnlich vorgegangen werden, was $b_5'^2 = b_3^2 + b_4'^2$ liefert, so daß damit alle $b_1 \dots b'_5$ explizit vorliegen, wenn **(3)** durch die Beziehung

$$c_4^2 = \underline{d_3}^2 + \underline{d_1}^2, \quad b'_4 = c_4 / 6, \quad b_5'^2 = b_3^2 + b_4'^2 \qquad \textbf{(5)}$$

ergänzt wird. Es zeigt sich also, daß das Bildungsgesetz aller Elemente einer Teilmenge von $\{(b_1, b_2, b_3), (b'_1, b'_2), (b'_3), (b'_4, b'_5)\}$ jeweils einem gleichartigen Typ angehört. Diese Menge wird durch den Kardinalzahlenkomplex $K_8 = \{3; 1; 2; 2\} \subset K_{12}$ charakterisiert.

Nach [2, Kap. V] kann die kosmologische Beziehung [2, Gl. **37**] gemäß [1, Kap. IV, 4] zu einem Polynom 7. Grades umgeformt werden, das für den zeitlichen kosmogonischen Ursprung $t = 0$, aber auch für das eschatologische zeitliche Ende bei $t = \theta$ der Welt jeweils 3 reelle und 4 komplexe Lösungen hat, während im gesamten offenen Zeitintervall $0 < t < \theta$ das Polynom über nur eine reelle, aber 6 komplexe Lösungen verfügt. Auch diese komplexen Lösungen erscheinen im Ursprung $t = 0$ und Ende $t = \theta$ als Diameter von Sphären komplexer Art, so daß für diese beiden Lösungssätze $D_4 \dots D_7$ und $D'_4 \dots D'_7$ gesetzt werden soll. Auch jetzt kann auf den Diameter D_1 der Fundamentalsphäre (kosmogonischer Art) bezogen werden, wobei jedoch wegen b_2 (alt) $\rightarrow b_2$ (neu) die neue Bezugslänge D_{10} verwendet wird, was wiederum $\underline{d_1} = D_1 / D_{10} \approx 1$, aber auch $\underline{d_j} = D_j / D_{10}$ und $\underline{d'_j} = D'_j / D_{10}$ mit $j = 4 \dots 7$ liefert, wobei $\underline{d_j}$ und $\underline{d'_j}$ wieder undimensionierte reine Zahlen sind. Führt man mit der Einheitsfläche $E = 1m^2$ die Konstante $e \cdot \alpha = E\sqrt{\pi}$ nach [1, Kap. IV, 4] ein, dann folgt aus $D_j D'_j = \alpha$ durch den Bezug auf $D_{10} = D_1 / \underline{d_1}$ die Darstellung $\underline{d_j}\,\underline{d'_j} = \alpha\, \underline{d_1}^2 / D_1^2$, die, wie schon früher gezeigt wurde, unabhängig von E ist, da auch D_1^2 den Proportionalitätsfaktor E enthält. Wie bereits gezeigt wurde, existiert bei $t = 0$ sozusagen im „Apeiron" ein Raum R^*_{28}, doch gilt für die hergeleiteten Elemente $b_1\bar{g}_i, b_2\bar{g}_j, \dots, b'_5\bar{g}'_t \in R^*_{24}$, so daß der Differenzraum $R^*_{28} / R^*_{24} = R^{*}_4$" ist.

Aufgrund der bisher durchgeführten Normenbildungen können für diesen Differenzraum die Normen $c_6^2 = d_4 d'_4 + d_5 d'_5$ und $c_7^2 = d_6 d'_6 + d_7 d'_7$ angegeben werden. Da die Produkte in diesen Normen, nämlich $d_j d'_j = \alpha\, \underline{d_1}^2 / D_1^2$ nicht von der Indizierung j abhängen, gilt $c_6 = c_7 = \sqrt{2\alpha}\; \underline{d_1} / D_1$, was für die Elemente von R^*_4", also $b'_6\bar{g}'_v, b'_7\bar{g}'_w \in R^*_4$" die Identität $b'_{6,7} = c_{6,7} / 2$ zur Folge hat. Die Beziehung (5) muß daher durch

$$2b'_6 = 2b'_7 = \sqrt{2\alpha}\; \underline{d_1} / D_1 , \quad e\alpha = E\sqrt{\pi} , \quad E = 1m^2 \tag{5a}$$

ergänzt werden, wobei $b'_{6,7}$ unabhängig von E sind. Somit existiert bei $t = 0$ der Raum R^*_{28}, der durch die 10 Elemente $b_1, \dots, b_3; b'_1, \dots, b'_7$ beschreibbar ist, die insgesamt den kosmogonischen Ursprung des Hyperraumes der Welt mit reellen Vektorkomponenten kennzeichnen, was auch für das eschatologische Eckereignis $t = \theta$ gilt. Typisch für die „Weltwerdung" möglicher R^*_{28}-Strukturen ist das Erscheinen eines reellen R_3, der sich im Ursprung $t = 0$, aber auch zur Zeit $t = \theta$ durch die reellen monometronischen Diameter $D_1 \dots D_3, D'_1 \dots D'_3$ bzw. komplexen Diameter $D_4 \dots D_7, D'_4 \dots D'_7$ realisiert.

Die durch die b_j $(j = 1 \dots 3)$ und b'_k $(k = 1 \dots 7)$ bestimmten Vektorkomponenten erscheinen in ihrer Bestimmung etwas willkürlich, doch wird diese Willkür duch die Tatsache kompensiert, daß die b_j und b'_k untereinander Symmetrien aufweisen, die durch deren numerische Kalkulation sichtbar werden.

Da in guter Näherung die d_j-Werte gemäß $d_j \approx D_j / D_1$ durch Bezugnahme auf den Diameter der kosmogonischen Fundamentalsphäre erhalten werden, ergibt sich für $j = 1$ eine Näherung $b_1 \approx 1$, ein Wert, der ebenfalls als eine Bezugsgröße verwendbar ist. Durch additive Verknüpfung werden Symmetrien der b_j und b'_k dann erkennbar, wenn die verknüpften Elemente aus gleichen oder zumindest ähnlichen Bildungsgesetzen hervorgehen. Wird nun die Menge U, definiert durch die Elemente gemäß **(1)**, mit $a_{12} = 1/12$ sowie $a_{24} = 1/24$ und $a_{28} = 1/28$ ergänzt, die den Kehrwerten der Dimensionszahlen von den Räumen $R^*_{12} \subset R^*_{24} \subset R^*_{28}$ entsprechen, dann ergeben sich die nachstehenden symmetrischen Beziehungen, die den Weltenursprung kennzeichnen. Die Fehlerabweichung δ wird dabei hinter der jeweiligen Beziehung eingeklammert angegeben. Es ergibt sich

$$b'_5 + 2b'_4 + a_2\,(a_{12} + a_{28} + a_{24}) \approx 3b_1 \quad (\delta = 5 \cdot 10^{-4}),$$
$$b_3 + b_2 + a_2\,(a_{12} + a_{28}) \approx 2b_1 \quad (\delta = 1{,}2 \cdot 10^{-4}),$$
$$b'_2 + 3b'_3 + a_2 \cdot a_{28} \approx b'_1 \quad (\delta = 2 \cdot 10^{-6}), \qquad \textbf{(6)}$$

für diese Beziehungen, wenn die Menge der Urelemente gemäß

$$U = \{a_1, a_2, a_3, a_{12}, a_{24}, a_{28}\} \qquad \textbf{(6a)}$$

nach **(1)** erweitert wird. In **(6)** fällt die symmetrische Anordnung der Zusatzterme aus **(6a)** besonders auf, was aber verständlich wird, wenn man berücksichtigt, daß bei der Herleitung der b_j und b'_k den Räumen R^*_{12} sowie R^*_{24} und R^*_{28} eine besondere Bedeutung zukam und stets das Dimensionsgesetz **(1)** gilt. Schließlich können noch die b'_k für $k = 1$ bis $k = 3$ unmittelbar durch die Elemente von U angenähert werden, nämlich

$$b'_3 \approx a_{12} \quad (\delta = 6 \cdot 10^{-6}),$$
$$b'_2 \approx 3a_{12}\,(1 + a_{28}) \quad (\delta = 1{,}2 \cdot 10^{-4}),$$
$$b'_1 \approx 2b'_2 + 3a_{12} \cdot a_{28} \quad (\delta = 6 \cdot 10^{-5}) \qquad \textbf{(6b)}$$

was eine Analogie zu **(4)** und **(4a)** ist.

Es muß nunmehr darauf ankommen, aus den Elementen b_j, b'_k und ihren Symmetrien im zeitlichen Weltenursprung Schlüsse auf die Natur physikalischer Weltstrukturen der gegenwärtigen Weltzeit zu ziehen.

3. Kosmogonie der Elemente eines Subuniversums

Das bekannte, also optisch sichtbare Universum hat einen feststellbaren optischen Radius, der gemäß [2, Kap. V] bzw. [1, 261] als optischer Radius numerisch ermittelt werden kann. Ist T das gegenwärtige Weltalter, dann entstand gemäß [1, Kap. IV, 4] die Materie zu einem Zeitpunkt $t = T_1' < T$, so daß dieses beobachtbare optische Universum zu irgendeinem nicht genau bestimmbaren Zeitpunkt T_1 im Intervall $T_1 \leq T_1' < T$ entstanden sein muß, wobei $T - T_1$ zwischen $1{,}5 \cdot 10^{10}$ und $4 \cdot 10^{10}$ Jahren liegt. Nach [1, Kap. IV, 4] entstand die Urmaterie spontan aus einem Maximon, also der oberen Schranke des Massenspektrums [1, Gl. **27** und Gl. **27a**] im Sinne eines lawinenartigen inflationären Prozesses, der nach einem zeitlichen Abklingvorgang in den gegenwärtigen Zustand $t = T$ mündete.

Dieses optische Universum, welches gegenwärtig beobachtbar ist, muß jedoch nach [1, Kap. IV, 4] als Element eines Subuniversums aufgefaßt werden. Eine verhältnismäßig große Zahl solcher Subuniversen strukturiert wiederum das Volumen des Gesamtuniversums, das nach [2, Gl. **37** bis Gl. **37b**] zum gegenwärtigen Weltalter T einen Diameter von ca. $6{,}03 \cdot 10^{125}$ m hat.

Das Weltgeschehen der kosmischen Bewegung ist stets mit $\Delta t > 0$ verknüpft, so daß geschlossen werden muß, daß $t = 0$ einen Zeitpunkt kennzeichnet, der noch zum Apeiron der Raum- und Zeitlosigkeit gehören könnte, wo auch die Richtung eines Zeitpfeils noch nicht definiert ist. Allerdings existierte für $t = 0$ bereits ein Raum R_{28}^* (Apeiron) und eine kosmogonische Sphärentrinität (R_3), deren Aktualisierung das Eckereignis des kosmogonischen Ursprungs kennzeichnet. Nach den vorangegangenen Untersuchungen ist $R_{28}^* \subset R_n^*$ in dem allgemeinen Vermittlerraum R_n^* jenseits der Raumzeit enthalten und wird nach **(3)** bis **(5a)** von den zeitlosen „Längen" $b_1 \ldots b_3 ; b_1' \ldots b_7'$ aufgespannt. Wegen ihrer Zeitlosigkeit können diese nicht dimensionierten konstanten Längenelemente als reine Zahlen in jedem Zeitpunkt des Weltgeschehens erscheinen, wenn sich dieses Geschehen nicht stationär verändert, so daß ein relativer neuer zeitlicher Nullpunkt gesetzt werden kann. Auf jeden Fall war diese Bedingung erfüllt, als die Kosmogonie der Materie begann. Demnach kann festgestellt werden, daß sowohl für $t = 0$ als auch für $t = T_1$ der gleiche R_4^* existierte, der aus der Abbildung $G_4(x_9, \ldots, x_{12}) \to R_4^*$ hervorgeht. Wegen $\dim(R_4^*) = 4$ kann der R_4^* nur von den Vektorkomponenten $b_2' \bar{e}_m$ oder $b_5' \bar{e}_t \in R_4^*$ nach **(3)** und **(5)** bzw. **(5a)** aufgespannt werden, weil nur diese Vektorkomponenten Elemente des R_4^* sind. Zur Zeit $T_1 < T$ existierten minimale Längen, die nach [1, Gl. **15**] aus dem Metron τ gemäß $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$ errechnet werden können. Zwar sind nach [2, Gl. **37** und Gl. **37a**] sowohl τ als auch der R_3-Diameter $D(\tau)$ vom momentanen Weltalter abhängig, doch kann wegen $T - T_1 \ll T$ diese Abhängigkeit im Bereich $T - T_1$ vernachlässigt und somit in guter Näherung $\delta s_0 = \text{const}$ angenommen werden.

Wird eine dieser Elementarlängen δs_0 zur Zeit T_1 durch den Eingriff $G_4(x_9, \ldots, x_{12}) \to R_4^*$ in $b_2' \delta s_0$ umgewandelt, dann gilt $\delta s_1 = b_2' \delta s_0 = \delta s_0 (1 - \alpha')$ gemäß [1, Kap. IV, 4]. Da auch $b_5' \bar{e}_t \in R_4^*$ ist, wäre durch $G_4 \to R_4^*$ auch $b_5' \delta s_0$ möglich, doch gilt $b_5' \delta s_0 > \delta s_0$. Andererseits gilt nach [1, Kap. IV, 4] auch $\delta s_1 = \delta s_0 (1 - (M_0 / m_M)^4)$, worin $m_M = \sqrt[4]{2} \cdot \sqrt{ch/\gamma}$ nach [1, Gl. 27a] die Maximonenmasse ist. Im Vergleich folgt $M_0 = m_M \sqrt[4]{\alpha'}$, was bedeutet, daß durch den Zugriff $G_4 \to R_4^*$ zur Zeit T_1 im physischen Raum eine Masse M_0 entsteht, die jedoch zeitlich nicht stabil sein kann und nach dem Prinzip der Kompressorisostasie aus [2, Kap. VII und Kap. VIII] über eine Zerfallskette schließlich in eine größere Anzahl von Protonen sowie Neutronen- und Elektronenmassen (m_p, m_n, m_e) unter γ-Emission zerfällt. Im Nukleonendoublett ist aber $m_p \approx m_n \gg m_e$, so daß bei kosmologischen Untersuchungen die mittlere Nukleonenmasse $m_N = (m_p + m_n)/2$ verwendet werden kann, die zeitlich stabil ist. Entsprechend den strukturellen Untersuchungen der Terme einheitlicher Partikelspektren aus [2] werden sowohl Mesonen (Konfigurationszahl $k = 1$) als auch Baryonen (Konfigurationszahl $k = 2$) im R_6 der Welt durch Aggregate zyklischer Kondensorflüsse beschrieben, die im physischen Raum $k + 1$ partielle Flußaggregate als R_3-Komponenten aufweisen, was mit dem R_3-Diskriminatenfeld des Straton die Ponderabilität der Massenterme bedingt. Für kosmische Massen sind offensichtlich die Komponenten des Nukleonendoubletts bestimmend, so daß für die kleinste, kosmisch relevante Masseneinheit $m_a = m_N/(k+1) = m_N/3$ wegen $k = 2$ gesetzt werden kann, obgleich m_a als mittlerer Massenanteil eines R_3-Partialflusses nicht frei existieren kann, da diese Partialflüsse sich als quasikorpuskuläre Subkonstituenten wechselseitig bedingen.

Hinsichtlich des Vermittlerraumes R_n^* existiert ein Invarianzgesetz. Wie bereits gezeigt wurde, gibt es für diesen R_n^* eine nichteuklidische Norm $\|\vec{x}^*\| = \sum_{i=1}^{n} |x_i^*|$, die auf $y_i^2 = x_i^*$, also auf $\|\vec{x}^*\| = \sum_{i=1}^{n} y_i^2$ zurückgeht. Ganz entsprechend folgt aus $\Delta s^2 = \sum_{i=1}^{n} \Delta x_i^2 = \text{const.}$, daß $\sum_{i=1}^{n} y_i^2 = \sum_{i=1}^{n} |x_i^*| = \text{const.}$ und somit auch $\sum_{i=1}^{n} |\Delta x_i| = \text{const.}$ vorausgesetzt werden soll. Es kann also die Länge $\alpha'\delta s_0$ auf sehr viele Elemente δs_0 mit $\delta s_0 \rightarrow \delta s_0 (1 - \alpha'')$ aufgeteilt werden. Einerseits ist δs_0 sehr schwach vom Weltalter abhängig, wobei δs_0, wie gezeigt, im Intervall $|T - T_1| \ll T$ praktisch konstant ist. Andererseits sind die b_i, b_k' aus **(3)** und **(5)** bzw. **(5a)** zeitlose Konstante, die wegen ihrer Zeitlosigkeit in jedem Intervall des Weltalters erscheinen können, so daß δs_0 durch $b_1 \delta s_0$ ersetzt werden kann. Da b_1 nach **(3)** nur um $5 \cdot 10^{-4}$ vom Wert 1 abweicht, ändert sich praktisch an den Ergebnissen aus [1, 257] nichts, wenn diese Substitution durchgeführt wird. Wird gemäß [1, 260] neben α' eine Zahl α und $\alpha'' \ll \alpha < \alpha'$ verwendet, dergestalt, daß $\delta s_0 (1 - \alpha)$ eine nicht unterschreitbare Länge hinsichtlich $\delta s_0 (1 - \alpha'') > \delta s_0 (1 - \alpha)$ ist, dann kann mit der reellen ganzen Zahl N der Zusammenhang $b_2' \delta s_0 + N b_1 \delta s_0 = b_1 N \delta s_0 (1 - \alpha'') + \delta s_0 (1 - \alpha)$ aufgestellt werden, worin diese nicht unterschreitbare Länge $\delta s_0 (1 - \alpha)$ durch $b_6' \delta s_0$ in guter Näherung substituiert werden kann.

Nach Substitution und Division durch das Element δs_0 folgt $b_2' + N b_1 = (1 - \alpha'') N b_1 + b_6'$. Hierin kann mit der Maximonenmasse $m_M = \mu \cdot \sqrt[4]{2}$ und dem Eichfaktor $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ gemäß [1, Gl. **27** und Gl. **27a**] für $\alpha'' = (m_a / m_M)^4$ gesetzt werden, so daß sich die Beziehung

$$N\alpha'' = (b_6' - b_2') / b_1 , \quad \alpha'' = (m_a / m_M)^4 , \quad m_a = (m_p + m_n) / 6 ,$$
$$m_M = \mu \cdot \sqrt[4]{2} , \quad \mu = \sqrt{ch/\gamma} \tag{7}$$

ergibt. Wird die linke Seite des Ansatzes näher betrachtet, dann wird von den Längenelementen $b_2' \delta s_0$ und $N b_1 \delta s_0$ ein Raum R_{N+1} aufgespannt, wobei $\sqrt{b_1 \delta s_0}\, \bar{e}_i$ mit $1 \leq i \leq N$ und $\sqrt{b_2' \delta s_0}\, \bar{e}_{N+1}$ voneinander unabhängige Vektorkomponenten sind. Nach dem Quantendualismus kann jedem Element $b_1 (1 - \alpha'') \delta s_0$ eine Masse m_a zugeordnet werden, die räumlich von den anderen m_a getrennt ist.

Aufgrund dieser Betrachtungen, gemäß der eine M_0-Masse ($M_0 \triangleq b_2' \delta s_0$) in N Massen $m_a \triangleq (1 - \alpha'') \delta s_0$ zerfällt und somit aus M_0 die Massen $N\, m_a$ gebildet werden, was durch die linke und rechte Seite des Ansatzes wiedergegeben wird, folgt, daß sich eine Kosmogonie der Materie zeitlich nach einem inflationären Prozeß vollzogen hat. Auf diese Weise entstand im beobachtbaren Element eines Subuniversums eine Gesamtmasse

$$M_g = N\, m_a \qquad \textbf{(7a)},$$

die sich numerisch gut mit der Abschätzung aus [1, Kap. IV] deckt. Bei einer solchen spontanen inflationären Generierung von Masse scheint der angeführte Zusammenhang im gesamten Subuniversum das Energieprinzip zu durchbrechen.

Es erscheint zunächst widersprüchlich, daß als generierte Elementarmasse m_a auftritt, weil es sich hierbei um die mittlere Masse nukleonischer quasikorpuskulärer Subkonstituenten handelt, die nicht separiert erscheinen können. Andererseits handelt es sich aber um die kleinste baryonische Masseneinheit, welche die R_3-Struktur prägt, so daß trotz wechselseitiger Bedingtheit der Subkonstituenten ihre mittlere Masse m_a den Generierungsprozeß während der inflationären Phase kosmogonisch beherrscht. Konkrete Aussagen expliziter Art in bezug auf diese inflationäre Massengenerierung setzen offensichtlich detaillierte Kenntnisse über die allgemeinen Wechselwirkungen materieller Elementarstrukturen voraus, die demnach zunächst zu erarbeiten wären.

4. Hyperraumdynamik und indeterministische Quantentheorie

Im Hyperraum $R_{12} = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ liefert die Abbildung $G_4 (x_9, \ldots, x_{12}) \rightarrow I_2 (x_7, x_8)$ nach [1, 291] die mehrdeutigen Elementarlängen $\delta s_{7,8} = i\delta l_0 \sum_{j=1}^{4} (-1)^{j+1} \exp(-2\pi (m_j \pm 1/2))$ mit $-\infty < m_j < \infty$. Zwar ist die Weiterführung $G_4 \rightarrow I_2 \rightarrow S_2$ nicht problematisch, doch erscheint eine Schwierigkeit bei $S_2 \rightarrow R_4$, weil die Voraussetzung für die Abbildung einer R_p-Struktur in (oder auf) einen R_q, also $R_p \rightarrow R_q$, nur unter der Voraussetzung $p \geq q$ möglich ist. Dies ist im Fall $R_2 \rightarrow R_4$ nicht erfüllt, doch gilt die Unterraumstruktur $R_4 = R_3 \cup T_1$. Die Abbildung $S_2 \rightarrow R_3$ erfüllt die Forderung auch nicht, wohl aber $S_2 \rightarrow T_1$, zumal im Gegensatz zu den reellen R_3-Koordinaten die Koordinate x_4 der Zeitstruktur in gleicher Weise imaginär zählt wie x_5 und x_6 des S_2. Außerdem liegt in $R_4 (x_1 \ldots x_4)$ jeder R_3- auf einer Raumzeitlinie, so daß $S_2 \rightarrow T_1$ primär erfolgt, also die R_4-Abbildung in der Form $S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3$ über die Zeitstruktur erfolgt. Im folgenden stehe also immer $S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3$ für die Kurzform $S_2 \rightarrow R_4$, was so trotz $p < q$ möglich ist; denn diese Abbildung erfolgt stets über die Zeitstruktur. Für die Elementarlängen $\delta x_{7,8}$ des $I_2 (x_7, x_8)$ wird im Fall $m_j = \text{const}$ stets $\delta s_7 = \delta s_8 = 0$, das heißt, der Abbildungskette $I_2 \rightarrow S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3 = R_4$ nach existiert im R_4 keine abgebildete Elementarlänge. Eine solche Existenz ist allerdings vorhanden, wenn die Bedingung $m_j = \text{const.}$ für alle j nicht erfüllt ist. Es erhebt sich nunmehr die Frage, ob über den genannten Abbildungsprozeß $G_4 \rightarrow I_2 \rightarrow S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3$ hinaus auch andere Funktionalzusammenhänge in die Raumzeit transponierbar sind.

Nach der gegenwärtigen empirisch fundierten Quantentheorie wird bekanntlich der Mikrobereich materieller Elementarstrukturen im wesentlichen vom Quantendualismus bestimmt, d. h. für jeden dieser Mikroprozesse existieren die komplementären Beschreibungsmöglichkeiten im Korpuskular- und Wellenbild. Dies bedeutet, daß vor einem Meßprozeß nur eine Wahrscheinlichkeitswelle im R_4 die mögliche Position einer Partikel in Raum und Zeit angibt, wogegen nach der Messung die raumzeitliche Position der Partikel festliegt. Zur Interpretation dieser Quantenrealität kann sehr gut das Bild der doppelten Welt (W. HEISENBERG) verwendet werden. Nach diesem

Bild befindet sich eine Partikel vor dem Meßprozeß zwischen der Idee eines Ereignisses und dem Ereignis selbst, oder auch superponierter Möglichkeiten. Nach der Messung wird eine dieser sich evtl. widersprechenden Tendenzen herausgehoben, um den vollen Status der Realität zu erhalten, was den Übergang von futurischer Möglichkeit zur perfektischen Faktizität kennzeichnet. Dieses Bild der doppelten Welt fügt sich in exzellenter Weise in das Bild des Hyperraumes, wie es in [1] und [2] sowie auch in dieser Schrift beschrieben wurde. Hier erscheint der als materielle Welt definierte Unterraum $R_6 \subset R_{12}$ als energetisch bedingter Raum, dessen nichteuklidische Strukturen als Elementarstrukturen (Hermetrieformen) materieller Art vollständig in einer R_6-Geometrie beschrieben werden können, was der Darstellung einer Partikel im Korpuskularbild entspricht. Andererseits gilt $R_{12} = R_6(x_1, \dots, x_6) \cup V_6(x_7, \dots, x_{12})$, worin $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ und $V_6 = I_2 \cup G_4$ gilt, so daß Strukturen des $V_6 \subset R_{12}$, in die Raumzeit abgebildet, als projektive Felder erscheinen müssen, was dem Wellenbild entspräche. Diese letztgenannte Abbildungsmöglichkeit wurde bereits in [1, Kap. IV, 5] beim Abbildungsprozeß $I_2 \to R_6$ erwähnt. Da der G_4 stets separiert vom $R_8 = R_6 \cup I_2$ erscheint, kann ein Zugriff dieses G_4 auf den R_8 nur über einen bereits diskutierten R_n^* in der Form $G_4(x_9, \dots, x_{12}) \to R_n^*(y_1, \dots, y_n) \to R_4'(x_1, \dots, x_4)$ als Vermittlerraum erfolgen. Hier bedeutet R_4', daß in dieser Raumzeit die aus G_4 projizierten Strukturen als G_4-Abbildungsfelder erscheinen. Es existieren also zwei ineinander verschränkte Raumzeiten, nämlich die physische Raumzeit R_4^p und eine Raumzeit der Transprojektionen (Abbildungsfelder) $R_4^a = R_4'$ als Endglied einer Abbildungskette aus dem G_4. Die tatsächlich beobachtbare Raumzeit R_4 ist also die Verschränkung $R_4 = R_4^p * R_4^a$ der Raumzeit energetisch-materieller Strukturen nach [1] und [2] mit der Raumzeit R_4^a der Abbildungen aus G_4, welche R_4^p über den Vermittlerraum erreichen.

Nach [1, Kap. IV, 5] wird der R_4^p durch das Längenelement $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$, aber der R_4^a durch das Element δl_v bestimmt. Für zwei kanonisch konjugierte Größen Γ und Λ würde sich dann in Analogie zu [1, Kap. IV, 5] als Unschärferelation die Beziehung

$$\Delta \Gamma(\delta s_0)\, \Delta\Lambda\, (\delta l_v) \geq \hbar \qquad \textbf{(8)}$$

ergeben. Da diese Unschärferelation letztlich den Quantendualismus ausdrückt, erscheint dieser Dualismus als eine Konsequenz der Abbildungskette aus dem G_4 über den Vermittlerraum und der Raumzeitverschränkung. Da sich auf diese Weise die indeterministische Quantentheorie aus der Hyperraumdynamik erklären läßt, erscheint es wesentlich, die einzelnen Elemente der Abbildungskette explizit zu untersuchen, wobei die einzelnen Schritte mit I) bis IV) bezeichnet werden.

I): $G_4 (x_9, \dots, x_{12}) \to R_n^* \; (y_1, \dots, y_n)$.

Bereits in [1, 289 – 290] ergab sich ein Raum R_n^*, der als Vermittlerraum mit $n \to \infty$ und den dimensionslosen Koordinaten ein Analogon zum abstrakten Funktionenraum darstellt. Im $R_n^* \; (y_1, \dots, y_n)$ ist $[y_j^2] = m/m$. Bezeichnet v die ganzen Zahlen $-\infty < v < +\infty$, dann kann mit $n = 2v+1$ indiziert werden, so daß $R_n^* = R_{2v+1}^* \; (y_{-v} \dots y_0, y_1 \dots y_v)$ gesetzt werden kann. Bei der Abbildung $G_4 \to R_n^*$ kann eine Kompaktifizierung angenommen werden, so daß dann nach [18, 199 – 201] eine G_4-Funktion $A \, (x_9 \dots x_{12})$ zur kompaktifizierten Fassung $A \, (x_9 \dots x_{12}) \to B \exp \, (i \, (x_9^* + x_{10}^* + x_{11}^* + x_{12}^*))$ mit $x_m^* = x_m / x_{mo}$ und $m = 9 \dots 12$ sowie $B = \text{const}$ wird, worin die $x_{mo} = \text{const}$ geeignete Bezugsgrößen mit $[x_m] = [x_{mo}]$ sind. Vorerst werde zur besseren Übersicht $x_{10} = x_{11} = x_{12} = 0$ gesetzt, so daß zunächst $A \, (x_9) \to B \exp \, (i x_9^*)$ wird. Mit der Indizierung $n = 2v+1$ kann also $B \exp \, (i x_9^*) = f$ einer eindimensionalen Mannigfaltigkeit $R_1^* \in R_{2v+1}^*$ zugeordnet werden, so daß beispielsweise $y_o^2 = f$ gilt. Der Übergang $A \, (x_9) \to f$ liefert nur eine spezielle, jedoch keine beliebige, eindimensionale Funktion, die aber für den allgemeinen Fall zu fordern wäre. Andererseits kann $A \, (x_9)$ auch auf eine Vielzahl eindimensionaler Mannigfaltigkeiten R_1^* abgebildet werden, sofern die Bezugslängen x_{mo} von einer Indizierung q abhängig werden, so daß beispielsweise $x_9^{q*} = x_9 / x_{9o}^q$ erhalten wird. Da auch vorerst $B = \text{const}$ frei verfügbar ist, kann also $y_q^2 = B_q \exp \, (i x_9^{q*})$ geschrieben werden. Damit ergibt sich, wenn der R_{2v+1}^* vorliegt, wegen $F = \sum_{q=-\infty}^{\infty} y_q^2$ die Summe $F = \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_q \exp \, (i x_9^{q*})$, in welcher $F \, (x_9)$ aus einer endlichen Zahl von Längenelementen aufgebaut ist, die in der Form x_9^{q*} letztlich auf die ganzzahligen Indizierungen q zurückgehen. Andererseits kann $|y_q^2| > |y_{q+1}^2|$ für alle q erfüllt sein, so daß F als eine konvergente Reihe anzusehen ist. Mithin gibt es eine obere Schranke $|q| \le M < \infty$ jenseits derer die Reihenglieder nur noch sehr geringe Beiträge zur Summe liefern, die also in bezug auf eine Angleichung an eine vorgegebene Funktion approximativ vernachlässigt werden können. Damit erweist sich wegen $y_q^2 \approx 0$ für $|q| > M$ und

$y_q^2 = B_q \exp(ix_9^{q*})$ die Reihe F als eine konvergente Fourierreihe, die nach M Gliedern abgebrochen werden kann.

Hinsichtlich der vierdimensionalen Funktion $A(x_9 \dots x_{12})$ kann ähnlich verfahren werden. Sind a, b, c und d in Analogie zu q laufende Indizierungen, die zwischen den Grenzen $\pm M$ relevant sind, dann folgt nach Kompaktifizierung und Abbildung auf die Mannigfaltigkeiten $R_4^* \in R_{2v+1}^*$ die Abbildung $A(x_9 \dots x_{12}) \rightarrow H$ mit $H = \sum_{a,b,c,d=-M}^{+M} B_{abcd} \exp(i(x_9^{a*} + \dots + x_{12}^{d*}))$, wobei es sich um eine konvergente endliche Fourierreihe in vier Dimensionen handelt. Derartige Reihen können in exzellenter Weise die Abbildung periodischer Funktionen $A(x_9 \dots x_{12}) \rightarrow H$ wiedergeben, sofern die Konstanten $B_{abcd} = \text{const}$ und die Bezugslängen $x_{90}^a \dots x_{120}^d$ in den $x_m^{p*} = x_m / x_{mo}^p$ richtig gewählt werden, wobei m für 9 ... 12 und p für a, b, c, d steht.

II): $R_{4(2v+1)}^* ((x_9^{-M*} \dots x_{12}^{-M*}) \dots (x_9^{M*} \dots x_{12}^{M*})) \rightarrow$
$\rightarrow R_{4(2v+1)}^* ((x_1^{-M*} \dots x_4^{-M*}) \dots (x_1^{M*} \dots x_4^{M*}))$.

In Analogie zum geodätischen Nullinienprozeß $ds^2 = \sum_{i=1}^{6} dx_i^2 = 0$ gilt in $R_6^* = R_4^* \cup S_2^*$ der Nullinienprozeß $\sum_{i=1}^{6} y_i^2 = 0$ mit $y_i^2 = x_i / x_{io} = x_i^*$. Das sich hieraus ergebende Resultat $x_1^* + x_2^* + x_3^* + x_4^* = -x_5^* - x_6^*$ entspricht einer Abbildung $S_2^* (y_5, y_6) \rightarrow R_4^* (y_1 \dots y_4)$. Die Abbildungskette $G_4^* (y_9 \dots y_{12}) \rightarrow I_2^* (y_7, y_8) \rightarrow S_2^* (y_5, y_6) \rightarrow R_4^* (y_1 \dots y_4)$ wird also im Fall geodätischer Nullinienprozesse auch ausgedrückt durch
$x_9^* + \dots + x_{12}^* = -x_7^* - x_8^* = x_5^* + x_6^* = -(x_1^* + \dots + x_4^*)$, so daß letztlich $x_9^* + \dots + x_{12}^* = -(x_1^* + \dots + x_4^*)$ erreicht wird. Dieses Ergebnis kann auf die Fourierreihe H übertragen werden, denn die vierdimenisonale Reihe H hängt nicht von der Art der Dimensionen ab und gilt daher auch in der Form
$H = \sum_{a,b,c,d=-M}^{+M} B_{abcd} \exp(i(x_1^{a*} + \dots + x_4^{d*}))$.

Liegt eine Abhängigkeit der Bezugslänge $x_{40}^d = x_{40}^d (x_{10}^a, x_{20}^b, x_{30}^c)$ vor, dann wird die Reihe H reduziert auf
$H' = \sum_{a,b,c=-M}^{M} C_{abc} \exp(i(x_1^{a*} + x_2^{b*} + x_3^{c*} + x_4^{d*}(x_{10}^a, \dots, x_{30}^c)))$, wenn C_{abc} die neue Konstante ist, während die funktionale Abhängigkeit der Bezugsgröße x_{40}^d sich in x_4^{d*} äußert. Diese Funktion H' wiederum ist in den Intervallen $-x_{mi}^* \leq x_m^* \leq x_{mi}^*$ in eine Fourierreihe überführbar, wenn m für 1 ... 3 steht.

In solchen Intervallen nähert dann H' dreidimensionale Funktionen durch Fourierintegrale an.

III): $R^*_{4(2v+1)}\,((x_1^{-M*} \dots x_4^{-M*}) \dots (x_1^{M*} \dots x_4^{M*})) \to R_4'\,(x_1 \dots x_4)$:
Es werde zunächst nur der eindimensionale Abbildungsvorgang $R^*_{2v+1}\,(x_1^{-M*} \dots x_1^{M*}) \to R_4'\,(x_1)$ untersucht. Im R^*_{2v+1} wäre also eine eindimensionale Funktion Z in Form einer Fourierreihe $Z = \sum_{a=-M}^{M} C_a \cdot \exp(i x_1^{a*})$ existent, die mit einer Indexumbenennung $a \to v$ zu $Z = \sum_{v=-M}^{M} C_v \exp(i x_1^{v*})$ wird. Mit den Kürzungen $x_1 \leq L$ sowie $1/x_{10}^{v} = \pi v / L = K_v$ und $C(K_v) = \sqrt{2/\pi} \cdot L \cdot C_v$ wird Z zu einer endlichen Fourierreihe $Z \to F(x_1)$, für welche der Ausdruck $F(x_1) = \sum_{v=-M}^{M} \sqrt{\pi/2}\, \frac{C(K_v)}{L} \exp(iK_v x_1)$ zu setzen ist. Diese Reihe wiederum ergibt mit $L \to \infty$ ein Fourierintegral, nämlich $F(x_1) \cdot \sqrt{2\pi} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} C(K) \exp(iKx_1)\, dK$ als Näherung. Wird die Zeitkoordinate $x_4 = ict$ in Z einbezogen, dann ergibt sich $\underline{Z} = \sum_{v=-M}^{M} C_v \exp(i(x_1^{v*} + x_4^{v*}))$ mit $C_v = \text{const.}$ In dieser Funktion können die Kürzungen $x_4 = ict$ sowie $ic/x_{40}^{v} = -\omega_v(K_v)$ oder speziell $2m\,\omega_v = \hbar K_v^2$ verwendet werden. Es wird dann $\underline{Z}$ zu $F(x_1, t) = \sum_{v=-M}^{M} \frac{1}{L} \sqrt{\pi/2}\, C_v(K_v) \exp(i(K_v x_1 - \omega_v(K_v)\, t))$, worin die Summe mit $L \to \infty$ näherungsweise als Fourierintegral $\sqrt{2\pi} \cdot F(x_1, t) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} C(K) \exp(i(Kx_1 - \omega(K)\, t))\, dK$ erscheint. Hier sei auf [8, 104 und 178 – 180] hingewiesen.

IV): Der Abbildungsprozeß $G_4 \to R^*_{4(2v+1)}$ kann nun so verlaufen, daß die Bezugslängen $x_{90}^{v} \dots x_{120}^{v}$ sowie x_{10}^{v} und x_{40}^{v} vorerst keinerlei Beschränkung unterliegen und somit alle Funktionen existieren. Erst durch den Zugriff auf die Zeit, also die Abbildung in den R_4', wird die materielle Struktur (definiert durch $C_v(K_v)$, $\omega_v(K_v)$ bzw. $C(K)$, $\omega(K)$) festgelegt und als Funktion ausgewählt. Im allgemeinen Fall $x_m \neq 0$ mit $m = 1 \dots 4$ und der Einschränkung $\omega(\vec{K})$ wird also eine allgemeine Funktion in R_4' abgebildet. Das Fourierintegral dieser Abbildung ist dann
$2\pi\sqrt{2\pi}\, F(\vec{r}, t) \approx \iiint_{-\infty}^{\infty} C(\vec{K}) \exp(i(\vec{K}\vec{r} - \omega(K)\, t))\, d\vec{K}$. Ist hingegen ω nicht von $\vec{K}$ abhängig, dann ergibt sich
$4\pi^2 F(\vec{r}, t) = \int\iiint_{-\infty}^{\infty} c(\vec{K}, \omega) \exp(i(\vec{K}\vec{r} - \omega t))\, d\vec{K}\, d\omega$ nach [7, 40 – 41].

Im allgemeinen ist $F \neq F^x$ komplexer Natur, wenn das Adjunktionszeichen für die Kennzeichnung der komplexen Konjugation verwendet wird. Die aus $F \neq F^x$ erzeugbare reelle Funktion ist $B = FF^x$.

Ist $\phi\,(x_1 \ldots x_3, t)$ eine Funktion im R_4, die durch Kompaktifizierung der Hyperraumkoordinaten x_k mit $k > 4$ entstanden ist, dann gilt für den Funktionalzusammenhang im Hyperraum $\phi\,(x_1 \ldots x_3, t, x_5 \ldots x_{12})$ oder nach [9, 199 – 201] auch $\phi\,(x_i, t, x_k) = \varphi\,(x_i, t) \cdot \exp\,(i\, x_k\, \mu n)$, $n \in N$, wenn dimensionsmäßig $[x_k] = m$ und $[\mu] = 1/m$ ist. Symbolisiert R die von einer materiellen Elementarkorpuskel verursachte Krümmung im R_4 (hier sei auf [1] und [2] verwiesen), dann wäre $R\,(x_1 \ldots x_4)$ und wegen der Darstellbarkeit $B\,(\underline{x}_1 \ldots \underline{x}_4)$ durch $B\,(x_9 \ldots x_{12})$ auch ein Krümmungsmaß $\underline{R}\,(\underline{x}_1 \ldots \underline{x}_4) = B\,(x_9 \ldots x_{12})\, R\,(x_1 \ldots x_4)$ oder $\underline{R} = B(\underline{x}_1 \ldots \underline{x}_4)\, R$ existent. Hier werden die auf den Abbildungsprozeß aus dem G_4 zurückgehenden Raumzeitkoordinaten unterstrichen, um eine physikalische Unterscheidung hinsichtlich der Koordinaten $(x_1 \ldots x_4)$ aus [1] und [2] zu verdeutlichen.

Ist $\alpha = \text{const}$ ein Proportionalitätsfaktor und ρ eine räumliche Energiedichte, dann gilt formal nach [1] in einer nicht tensoriellen Schreibweise $R = \alpha\rho$. Ist E die Energie in der Volumendifferenz ΔV des R_3, dann gilt bekanntlich $E = \int_{\Delta V} \rho dV$ oder $\alpha E = \int_{\Delta V} R dV$. Nun gilt aber auch $\underline{R} = BR$ und $\underline{R} = \alpha\underline{\rho}$, also $\underline{E} = \int_{\Delta V} \underline{\rho} dV = 1/\alpha \int_{\Delta V} \underline{R} dV$ bzw.
$\alpha\underline{E} = \int_{\Delta V} BR dV = \int_{\Delta V} B\alpha\rho dV = \alpha \int_{\Delta V} \rho B dV$ oder $\int_V \underline{\rho} dV = \int_{\Delta V} \rho B dV$, d. h. $\underline{\rho} = B\rho$.

Handelt es sich um materielle Elementarstrukturen, also um die Quanten der möglichen Hermetrieformen, d. h. der Lösungsmannigfaltigkeiten von [1, Gl. **19**], dann bleiben die R_4-Strukturen der betreffenden elementaren Materiefeldquanten unveränderlich und können nicht zerfließen, so daß die möglichen, durch $\underline{\rho} = B\rho$ bedingten räumlichen Energiedichteschwankungen dazu führen, daß eine solche Elementarstruktur ihre Lokalisation nicht beibehalten kann. $B = FF^x$ kann über einen R_4-Bereich Ω integriert werden, was $\int_\Omega FF^x d\,\Omega = \text{const} < \infty$ liefert, weil die nacheinander aktualisierten R_3-Volumina sich hinsichtlich x_4 wie R_3-Streckenräume verhalten. Es kann also auch das Raumzeitintegral gemäß $\int_\Omega FF^x d\,\Omega = 1$ normiert werden, wenn Ω den gesamten R_4-Bereich darstellt. Somit erscheint also $B = FF^x$ als eine raumzeitliche Wahrscheinlichkeitsdichte hinsichtlich des Zustandes einer

Elementarstruktur. Nach diesen Untersuchungen ist also F als Projektion einer G_4-Funktion in die Raumzeit R_4^a als eine raumzeitliche Wahrscheinlichkeitsamplitude zu interpretieren, die superpositions- und interferenzfähig ist, so daß also

$$G_4 \to R^*_{4(2\nu+1)} \to R_4^a \tag{9}$$

letztlich zu einer R_4-Struktur von Wahrscheinlichkeitsfeldern führt, was durch $R_4^a = R_4^w$ ausgedrückt werden soll. Diese R_4^w-Strukturen aus dem G_4 verhalten sich also komplementär zu den physikalischen Strukturen der physischen Raumzeit R_4^p, so daß die tatsächliche Raumzeit R_4 in ihrer Struktur durch die Verschränkung

$$R_4^a = R_4^w, \quad R_4(x_1 \ldots x_4) = R_4^p * R_4^w \tag{9a}$$

charakterisiert wird. In der Raumzeit R_4 muß also im Mikrobereich der Elementarstrukturen ein Quantendualismus von Korpuskular- und Wellenbild erscheinen, der durch **(8)** bestimmt wird.

Im Rahmen der gegenwärtig diskutierten Quantentheorie tritt, empirisch gut abgesichert, ebenfalls eine der Abbildung F entsprechende superponierbare und interferenzfähige Wahrscheinlichkeitsamplitude ψ auf, so daß $F = \psi$ gesetzt werden kann. Wegen der Forderung einer Superpositionsfähigkeit müssen die Wahrscheinlichkeitsamplituden stets als Zustandsfunktionen von Eigenwertbeziehungen der Form $C\psi = \lambda\psi$ erscheinen, in denen die Operatoren C als lineare Zustandsoperatoren des abstrakten Funktionenraumes auftreten, weil nur die Lösungen linearer Beziehungen additiv superponierbar und interferenzfähig sind, was Wahrscheinlichkeitsfunktionen kennzeichnet. Andererseits beschreiben die Eigenwerte linearer Zustandsoperatoren stets Quantenstufen, was bedeutet, daß die $\lambda = \lambda^x$ reell sein müssen, obgleich $\psi \neq \psi^x$ sein kann. Der aus der G_4-Abbildung **(9)** und **(9a)** folgende Sachverhalt

$$F = \psi, \quad C \cdot \psi = \lambda\psi, \quad \lambda = \lambda^x, \quad \int_\Omega \psi \cdot \psi^x d\Omega = 1 \tag{10}$$

hat $\int_\Omega (\psi^x C\psi - \psi\,(C\psi)^x)\, d\Omega = (\lambda - \lambda^x) \int_\Omega \psi\,\psi^x\, d\Omega$ zur Konsequenz. Hierin ist $\int_\Omega \psi\,\psi^x\, d\Omega = 1$ und wegen $\lambda = \lambda^x$ immer $\lambda - \lambda^x = 0$, so daß lineare Operatoren des abstrakten Funktionenraumes immer dann quantenphysikalische Zustandsoperatoren irgendeines Systems aus Quantenstufen sind, wenn sie der Hermitezitätsbedingung

$$\int_\Omega (\psi^x C\psi - \psi\,(C\psi)^x)\, d\Omega = 0 \tag{10a}$$

genügen. Hieraus folgt in der bekannten Weise die Darstellung einer Observablen durch die Summe der linearen Lösungen $C_v\ \psi_v$, die die Summe aller quantentheoretischen Zustände ist.

Nach diesen Untersuchungen wäre also vor einem Meßprozeß nicht R, sondern $F = \psi$ in der Form $R \triangleq \psi \cdot \psi^x$ und wegen $R \sim \rho$ als Energiedichte $\rho \triangleq \eta \cdot \eta^x$ vorhanden. Für η muß es dann ebenfalls einen abgebildeten Wert $\underline{\eta} = \eta\psi$ geben, analog zu $\underline{R}$ als Folge von **(9)**. Dies bedeutet, daß nur während des kurzen Zeitintervalles eines Meßprozesses reale R_4- bzw. R_6-Strukturen R gemäß [1] und [2] mit reellen Energiedichten existieren. Außerhalb des Zeitintervalles dieser Messung gäbe es dann sozusagen nur ein „Bild" oder eine „Idee" einer durch R gekennzeichneten Elementarstruktur mit komplexer η-Funktion. Dieser Sachverhalt deckt sich aber vollständig mit dem Bild der beiden Welten nach W. HEISENBERG, dessen Interpretation durch die Beziehungen **(9)** bis **(10a)** herleitbar ist [10, 45 – 48].

Wegen der Natur des Abbildungsprozesses **(9)** ist $\psi = \psi\,(\underline{x}_1 \dots \underline{x}_4)$ und $R = R\,(x_1 \dots x_4)$, so daß tatsächlich die beiden physikalisch sich unterscheidenden Raumzeiten nach **(9a)** existieren. Dieser Unterschied drückt sich auch in den verschiedenen Elementarlängen $\delta s_o = \sqrt{\tau}$ und δl_v aus. Hinsichtlich dieser Elementarlängen wäre dann $\underline{R} = BR$ in der Form $\underline{R}\ (\delta l_v, \delta s_o) = B\,(\delta l_v)\,R\,(\delta s_o)$ zu setzen, d. h., in **(9a)** verschränken sich die Raumzeiten $R_4^p\,(\delta s_o)$ und $R_4^w\,(\delta l_v)$ zur empirisch zugänglichen Raumzeit R_4, in der auf diese Weise das Wirken des Quantenprinzips im Mikrobereich verständlich wird. Die Beziehung $\underline{R} = BR$ kann wegen der Abhängigkeit von zwei physikalisch verschiedenen Raumzeiten bzw. Elementarlängen unmittelbar mit der allgemeinen Unschärferelation **(8)** kanonisch konjugierter Größen verglichen werden, wodurch auch der empirisch gut fundierte Begriff des Quantendualismus und seiner komplementären Bilder transparent wird.

Während durch $R\,(x_1 \dots x_4)$ das Korpuskularbild beschrieben wird, erfolgt die komplementäre Beschreibung des Wellenbildes durch die Funktion $\psi\,(\underline{x}_1 \dots \underline{x}_4)$. Die Bezugslängen $x_{io}\ (1 \le i \le 3)$ der Koordinaten x_i des R_3 folgen dabei der aus **(8)** ermittelten Unschärfenbeziehung $\Delta\,p_i\,\Delta\,x_i \ge \hbar$, so daß festgestellt werden kann, daß kein ausgezeichnetes Inertialsystem existiert, weil, wenn ein erster Bezugsraum $R_4\,(\delta l_v)$ vorgegeben wird, das jeweilige zweite Bezugssystem durch die frei wählbaren Bezugslängen x_{io} festgelegt wird. Wenn auch die Koordinaten $(x_1 \ldots x_4)$ meßtechnisch nicht von den $(\underline{x}_1 \ldots \underline{x}_4)$ unterscheidbar sind, so ist dennoch eine statische und deterministische Raumzeit R_4^p mit einer dynamischen und indeterministischen Raumzeit R_4^w gemäß **(9a)** verschränkt, was sich in der phänomenologischen Raumzeit R_4 als quantentheoretisches Phänomen im Mikrobereich auswirkt. Für die Koordinatendifferenzen gilt also Δx_i^p im Bezugsraum R_4^p, aber Δx_i^w in der Raumzeit R_4^w, so daß in der phänomenologischen Raumzeit $\Delta x_i = \Delta x_i (\Delta x_i^p, \Delta x_i^w)$ zu setzen ist, wobei hier i von 1 bis 4 läuft. Offenbar geht die eigentliche Verständnisschwierigkeit quantenphysikalischer Prozesse logisch darauf zurück, daß sich die Meßprozesse stets auf die statische Raumzeit R_4^p beziehen, nicht aber auf die tatsächlich relevante Raumzeit R_4 der Verschränkung **(9a)**.

Wegen $\underline{R} = BR$ ist eine Partikel in der Raumzeit nicht lokalisierbar und hängt hinsichtlich ihrer Beschreibung von den gewählten Bezugskoordinaten ab. Exakte Aussagen sind nur in der Raumzeit R_4^p oder R_4^w möglich, nicht aber in der Verschränkung R_4. Im allgemeinen werden physikalische Untersuchungen deterministischer Art auf die physische, also statische Raumzeit R_4^p bezogen, was auch für die Ausführungen in [1] und [2] gilt. Es zeigt sich daher, daß es weder in der speziellen (SRT) oder der allgemeinen (ART) Relativitätstheorie, noch in der Quantentheorie (QT) einen absoluten Raum gibt, denn letztlich hängt der Bezugsraum entweder von der Relativgeschwindigkeit v (SRT) bzw. der Trägheitsmasse M (ART) oder vom Impuls Mv (QT) ab. Erst durch das Konzept einer relativen (also vom Beobachter abhängigen) Realität wird unter Zugrundelegung einer Bezugslänge x_{io} eine einheitliche Ontologie dieser drei gegenwärtig diskutierten Theorien möglich [11, 533 – 534]. Aus diesem Grunde favorisiert das Abbildungsgesetz **(9)** und **(9a)** die gegenwärtige indeterministische Quantentheorie, deren Prämissen sich aus der Hyperraumdynamik ergeben, wobei der zeitabhängige Dirac-Operator ein unmittelbarer Ausdruck des Wellenbildes dieser indeterministischen Quantentheorie ist.

Wird das Invarianzgesetz $\sum_{i=1}^{4} y_i^2 = \sum_{i=1}^{4} x_i^* = \text{const}$ des R_4^* mit dem euklidischen Invarianzgesetz $\Delta s^2 = \sum_{i=1}^{4} \Delta x_i^2 = \text{const}$ des R_4 verglichen, dann zeigt sich, daß ein Übergang $\Delta x_i^2 \to \Delta x_i^*$ existiert. Setzt man zur Kürzung für die partiellen Ableitungen $\partial / \partial x_i = \partial_i$ bzw. $\partial / \partial x_i^* = \partial_i^*$, dann ergibt sich ein weiterer Übergang $(\partial_i)^2 \rightarrow \partial_i^*$, wenn der R_4 durch den Bezugsraum R_4^* ersetzt wird. Liegt also im R_4 für das elektromagnetische Feld eine Potentialgleichung $(\partial_i \partial^i - \alpha)\,\varphi = 0$, bezogen auf den R_4 vor, dann hat $R_4 \rightarrow R_4^*$ die Übergänge $\alpha \rightarrow \beta^*$ und $\partial_i \partial^i \rightarrow \alpha_i \partial_i^*$, also $(\alpha_i \partial_i^* - \beta^*)\,\psi = 0$ zur Folge, worin ψ die zur Funktion φ komplementäre Abbildung ψ nach **(9)** ist. Hierin haben die α_i die Eigenschaften $(\alpha_\mu \times \alpha_\nu)_+ = 2\eta_{\mu\nu}$ mit $\eta_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu}$ für $\mu \leq 3$ und $\nu \leq 3$, aber $\eta_{44} = -1$ oder $\eta_{44} = +1$ mit $x_4 = ict$, wenn, wie in [1] und [2] das Symbol $(a \times b)_+ = ab + ba$ für den Antikommutator verwendet wird. Dieser Antikommutator folgt aus der Radizierung des raumzeitlichen Wellenoperators $\mathrm{div}_4\,\mathrm{grad}_4$, also in Kurzschreibweise aus $\square = \pm \sum_{\mu=1}^{4} \alpha_\mu \partial_\mu$, weil für den Wellenoperator

$\mathrm{div}_4\,\mathrm{grad}_4 = \square^2 = \sum_{\mu,\nu=1}^{4} \alpha_\mu \alpha_\nu \partial_\mu \partial_\nu = \sum_{\mu,\nu=1}^{4} \eta_{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu$ gelten muß.

Handelt es sich bei der G_4-Projektion um ein Vektorfeld $\bar{L} = \bar{\psi}$, welches im R_4^* aus vier Komponenten besteht, dann werden die α_μ zu Matrizen $\hat{\alpha}_\mu$ vom quadratischen Typ 4, die wegen der Antikommutatoreigenschaften $(\hat{\alpha}_\mu \times \hat{\alpha}_\nu)_+ = 2\,(\eta_{\mu\nu})_4$ mit den Diracmatrizen identisch werden.

$(\alpha_i \partial_i - \beta^*)\,\psi = 0$ liefert den zeitabhängigen Diracoperator $\hat{D} = (\alpha_\mu \partial_\mu - \beta^*)$, der bereits strukturell in [2, 361] hergeleitet wurde.

Da sich explizit $\hat{D} = \frac{\hbar}{i}\left(\sum_{k=1}^{3} \hat{\alpha}_k \partial / \partial x_k + i\,\hat{E}\,\partial / \partial x_4\right) + \hat{\alpha}_4 mc$ ergibt, wird die Konstante β^* durch den Begriff der Trägheitsmasse m bestimmt. Wenn nun $\beta^* \sim m$ als Konsequenz einer Abbildung aus dem G_4 gemäß **(9)** und **(9a)** aufzufassen ist, dann erscheint die Kosmogonie der Materie ebenso als ein Projektionsvorgang wie die Quantentheorie, wobei die Hyperraumdynamik den Zusammenhang vermittelt.

KAPITEL III

WECHSELWIRKUNGEN

1. Apeiron und Zeitlichkeit

Die durch **(1)** beschriebenen Urelemente der Menge **(6a)** gestatten eine Darstellung der dimensionslosen Längen b_i, b_k' gemäß **(3)** und **(3a)** sowie **(5)** und **(5a)**, die sowohl den Weltenursprung $t = 0$ als auch zumindest teilweise Längen zeitlich später liegender Art $(t = T > 0)$ definieren. Auch sind alle diese b_i, b_k' zeitlose Elemente des Vermittlerraumes R_n^*. Da die Wahrscheinlichkeitsamplituden $\psi(\underline{x}_1 \ldots \underline{x}_4) = \psi(\vec{r}, t)$ als Abbildungen von Funktionen des G_4 in den R_4^a gemäß **(9)** und **(9a)** aufzufassen sind, kann festgestellt werden, daß auch diese Wahrscheinlichkeitsamplituden auf den R_n^* zurückreichen.

Es kann nun untersucht werden, ob es in Analogie zu den b_i, b_k' auch elementare Wahrscheinlichkeitsamplituden $\psi_i = \beta_i$ gibt, die mit $i = 1 \ldots 8$ gemäß einer K_8-Symmetrie strukturiert sind. Es ist zu erwarten, daß diese elementaren Wahrscheinlichkeiten vorerst von den R_4-Koordinaten nicht abhängen, also raum- und zeitloser Natur sind. Dimensionslose, vom Abstand einer Ladung q_l mit $l = 1 \ldots 4$ abhängige Wahrscheinlichkeitsamplituden β_l gehen aber bereits aus der indeterministischen Quantentheorie hervor. Hier ist $\alpha_l = \beta_l^2$ die Erzeugungs- oder Vernichtungswahrscheinlichkeit von Wechselwirkungskonstituenten der Art l, wobei die Ladung q_l die Wechselwirkungsquanten der Art l emittiert oder absorbiert. In der gegenwärtigen Quantenphysik können diese Kopplungskonstanten β_l insgesamt, vor allem im niederenergetischen Bereich, nicht aus einer einheitlichen Theorie abgeleitet werden.

Zur Ermittlung der Kopplungskonstanten β_l bzw. β_i muß ein mathematisches Verfahren verwendet werden, das geeignet ist, diese Konstanten auf die Urelemente und ihre Symmetrien zum Zeitpunkt des kosmogonischen Ursprungs zurückzuführen, was einer Analogie zur Ermittlung der b_i, b_k' gemäß **(3)** und **(3a)** bzw. **(5)** und **(5a)** entspricht. Im wesentlichen gingen die b_i, b_k' näherungsweise auf eine Funktion $f_j = f_j(g)$ mit $g = 1/12$ nach **(1)** zurück. Die $f_j(g)$ können allerdings die b_i, b_k' für $j = 1 \ldots 8$ nur approximativ wiedergeben. Der Weltenursprung $t = 0$ ist offensichtlich ein Ereignis, das geordnete Folgen von Zuständen $t > 0$ von den wie auch immer beschaffenen Formen des philosophischen Apeirons trennt, welches metaphorisch mit $t < 0$ als Chaos angenommen werden kann, wenn sich diese Metapher auf die geordneten Zustände morphologischer Geschichtlichkeit bezieht, die es vor $t = 0$ nicht geben kann. Mathematisch sind die b_i, b'_k approximativ durch die $f_j(g)$ darstellbar, doch erscheinen diese Elemente physikalisch aus dem Chaos $t < 0$ des Apeiron zu Beginn dieser morphologischen Geschichtlichkeit $t \geq 0$ der Welt. Es sei hier bemerkt, daß in diesem Zusammenhang $t < 0$ nicht physikalisch, sondern nur als ein Synonym für dieses Apeiron aufzufassen ist. Da für $t \geq 0$ (im Gegensatz zu $t < 0$ des Apeirons) nach dem bisher Gesagten ein abstraktes mathematisches Bild der Welt vorliegt, bedeutet $t = 0$, daß hier der chaotische Zustand des Apeirons in den geordneten Zustand der Weltstrukturen $t \geq 0$ umspringt, woraus sich die zweckmäßigste mathematische Methodik zur Beschreibung dieser Urprozesse als abstrakte Mengentheorie von selbst ergibt; denn auch hier werden definitionsgemäß zunächst „chaotische“ Mengen durch mengentheoretische Relationen im Sinne von Ordnungsprinzipien in geordnete Mengen umgesetzt.

Da rationale und reelle Zahlen und daher auch b_i, b'_k und β_j $(j = 1...)$ mittels endlicher oder unendlicher Reihen oder Produkte darstellbar sind und diese wiederum aus Zahlenfolgen hervorgehen, sind die Begriffe der Folge und der Dimensionszahl zunächst im mengentheoretischen Sinn zu verallgemeinern. Es wurde bereits gezeigt, daß durch die jeweilige Zufügung eines Mengenelementes in einer Menge Mengenfolgen im Sinne von Mengenketten entstehen können. Es gilt für diese Mengenketten

1): (a_1)

2): $(a_1) \subset (a_1, a_2) \subset (a_1, a_2, a_3) \subset .....$

3): $((a_1)) \subset ((a_1), (a_1, a_2)) \subset ((a_1), (a_1, a_2), (a_1, a_2, a_3)) \subset ....$

4): $(((a_1))) \subset (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2))) \subset$
$\subset (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2)), ((a_1), (a_1, a_2), (a_1, a_2, a_3))) \subset ....$

5): $((((a_1)))) \subset ((((a_1))), (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2)))) \subset ....,$

da beispielsweise mit $(a_1) = A_1, (a_1, a_2) = A_2$ usw. die Mengenkette $(A_1) \subset (A_1, A_2) \subset ...$ gebildet werden kann.

In einer Verallgemeinerung des Rechnens mit Kardinalzahlen können Zahlenelemente einer Menge gleicher Stufe j durch Verknüpfungsoperationen o_j (Addition oder Multiplikation) auf nur ein Zahlenelement reduziert werden, und dies stufenweise in fortgesetzter Reihenfolge. Im folgenden drücke das Zeichen $-:$ nur eine beliebige Ordnungsrelation aus, so daß $-:$ keine spezifische mathematische Bedeutung zukommt. Mit den Verknüpfungsoperationen o_j werden die Folgen zu

1): a_1
2): $a_1 -: (a_1\ o_1\ a_2) -: (a_1\ o_1\ a_2\ o_1\ a_3) -: .....$
3): $a_1 -: a_1\ o_2\ (a_1\ o_1\ a_2) -: a_1\ o_2\ (a_1\ o_1\ a_2\ o_1\ a_3) -: .....$
4): $a_1 -: a_1\ o_3\ (a_1\ o_2\ (a_1\ o_1\ a_2)) -: ...$
5): $a_1 -: a_1\ o_4\ (a_1\ o_3\ (a_1\ o_2\ (a_1\ o_1\ a_2))) -:$,

worin durch diese Ordnungsrelationen im Prinzip die Folge
$B_1 -: B_2 -: B_3 -: ...$ dargestellt wird.

Wenn durch Kardinalzahlen darstellbare Urelemente einer Mengenfolge $a_1 ... a_n$ zugeordnet werden sollen, erscheint es sinnvoll, zunächst noch den Begriff der Dimensionszahl im mengentheoretischen Sinne zu untersuchen. Da Dimensionszahlen als reine Zahlen physikalisch sehr elementar sind, müßte ihre Ermittlung mathematisch möglich sein. Im kosmogonischen Ursprung der Welt, also zur Zeit $t = 0$, konnte nur ein einfachstes physikalisches Geschehen initialisiert werden, was, wie schon in [2, 58] gezeigt, durch nur wenige konzentrische Sphärenflächen monometronischer Art gekennzeichnet ist. Auch die Kopplungskonstanten, die zum gegenwärtigen Weltalter physikalisch festgestellt werden, müssen wegen ihrer offensichtlichen Zeitlosigkeit zum Grenzzeitpunkt $t = 0$ zugegen sein und können daher durch eine wahrscheinlich sehr kleine Zahl von Parametern dargestellt werden. Zur Auffindung dieser Parameter ist also im übergeordneten mengentheoretischen Sinne nach einer Zahlenmenge zu suchen, die nicht die Obermenge einer noch einfacheren Untermenge ist. Nach diesem Kriterium bleibt demnach nur die Menge P der Primzahlen übrig, die eine Teilmenge der natürlichen Zahlenmenge N, also $P \subset N$ ist. Wird P gemäß $p_{i+1} > p_i$ geordnet, dann kann von dieser aufsteigenden unendlichen Folge p_i ein begrenzter Abschnitt erhalten werden, wenn die Abbruchbedingung für eine Grenze $i = i_o < \infty$ der Folge vorgebbar ist. Nun gilt für die strukturierte Menge der R_{12}-Koordinaten der Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$, so daß zur Bestimmung der Abbruchbedingung eine K_{12}-Symmetrie vorerst gefordert werden soll.

Wird $P = \{p_1, ... \}$ gemäß $p_{i+1} > p_i$ aufsteigend geordnet, dann gilt bekanntlich $P = \{1, 2, 3, 5, 7, 11, 13, 17, 19, ...\} \subset N$. In P erscheint insofern eine Asymmetrie hinsichtlich der Ungeradzahligkeit, als das Element $p_2 = 2$ die einzige gerade Zahl in P ist. Im metaphorisch durch $t < 0$ gekennzeichneten Apeiron ist hingegen anzunehmen, daß die präformatorischen Strukturen dieses Apeiron auf die symmetrische Menge $A = \{1, 3, 5, 7, 11, 13, ...\}$ zurückgehen. Diese Menge A kann auch in der Form $\underline{A} = \{1, <>, 3, 5, 7 ...\}$ geschrieben werden, wobei $<>$ ein Leerelement symbolisiert. $\underline{A}$ kann nun aufgrund von $K_{\underline{12}} = \{6; 6\}$ strukturiert werden, wobei sich dieser Kardinalzahlenkomplex aus $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$ durch Zusammenziehen der ersten drei und der letzten zwei Kardinalzahlen zu $3 + 1 + 2 = 6$, $4 + 2 = 6$ ergibt. Dieses Zusammenziehen ist deswegen möglich, weil die Unterscheidung der Koordinaten $(x_1 ... x_6)$ und $(x_7 ... x_{12})$ darin besteht, daß die erstgenannten Koordinaten vom Weltalter abhängige Elementarlängen $\delta x_i = \delta x_i\,(t), i = 1 ... 6$ aufweisen, die letztgenannten Koordinaten jedoch zeitunabhängig sind. Dieser Kardinalzahlenkomplex $K_{\underline{12}}$ ist gleichartig zu K_{12} als zu den ältesten algebraischen Gesetzmäßigkeiten der Welt gehörig anzunehmen und somit auch „vor“ $t = 0$ gültig. Damit ergibt sich $B = \{(1, <>, 3, 5, 7, 11), (11, 13, 17, 19, 23, 29)\}$. Die 2. Teilmenge von B kann mit der einfachen Verknüpfungsregel $b_i + m_i = b_{i+1}$ nunmehr Zahlen m_i liefern, die als Dimensionszahlen interpretiert werden können: $11 + m_6 = 13$, $m_6 = 2$; $13 + m_7 = 17$, $m_7 = 4$; usw. Die 2. Dimensionszahlenmenge lautet demnach $D_2 = \{\overset{1}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{2}, \overset{2}{4}, 6\}$. Die Indizierung gleicher Zahlen ist hier wegen des Mengenbegriffs notwendig. Da in der 1. Teilmenge die Zahlen 1 und 3 durch ein Leerelement getrennt sind, werden vorerst die Dimensionszahlen 1, 3 erhalten. Die weiteren Zahlen der 1. Teilmenge von B liefern hingegen die Dimensionszahlen 2, 2, 4, sodaß sich für die 1. Dimensionszahlenmenge $D_1 = \{1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4\}$ ergibt. Insgesamt wäre somit eine Dimensionszahlenmenge A' höherer Stufe in der Metapher $t < 0$ nämlich $A' = \{(1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4), (\overset{1}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{2}, \overset{2}{4}, 6)\}$ vorhanden, die bereits als geordnet anzusehen ist, da eine unmittelbare Zuordnung zur geordneten Menge B besteht. Die Summendimensionszahl beträgt hier 30, wogegen zum Zeitpunkt $t = 0$ ein $R_{28}^{*} = R_{12}^{*} \cup R_{16}^{*} = R_{16}^{*} \cup R_{12}^{*}$ mit einer Dimensionszahlenmenge $\{12, 16\}$ bzw. $\{16, 12\}$ bestanden hat. Wegen $1 + 3 + 2 + 2 + 4 + 2 + 4 = 18$ und $2 + 4 + 6 = 12$ könnte A' beim Übergang von $t < 0$ nach $t = 0$ zu A'' mit $1 + 3 + 2 + 2 + 4 + 2 + (4 - 2) = 16$ gewechselt haben und somit eine Menge $A'' = \{(1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4), (\overset{1}{2}, \overset{2}{2}, \overset{3}{2}, 4, 6)\}$ entstanden sein. Wird A'' mit der Unterraumstruktur vom R_{28}^{*} verglichen, dann zeigt sich, daß hier eine Übereinstimmung bezüglich der Dimensionszahlen der Unterräume besteht. A" kann aber auch als Kardinalzahlenkomplex höherer Stufe $K_{28} = \{(1; 3; 2; 2; 4), (2; 2; 2; 4; 6)\}$ interpretiert werden. Übertragen auf den „gegenwärtigen" Zeitpunkt $t = T$ würde dies dann bedeuten, daß zwei physikalisch voneinander sich stark unterscheidende Koordinatenräume $R_{12}(x_1 \dots x_{12})$ und $R_{16}(x_{13} \dots x_{28})$ existieren. Ein $R_{12}(x_1 \dots x_{12})$ geht bereits aus [1, 49 und Kap. IV, 5] hervor, ein $R_{16}(x_{13} \dots x_{28})$ könnte bei der Kosmogonie des beobachtbaren Universums vor etwa $1{,}5 \cdot 10^{10}$ Jahren von Bedeutung gewesen sein. Es können nunmehr aber auch die in A aufsteigend geordneten Elemente $a_{i+1} > a_i$, dem Kalkül von Kardinalzahlen entsprechend, Verknüpfungsoperationen unterworfen werden, deren einfachste Form die Addition $\delta_k = a_i + a_{i+1}$ ist. Man erhält $\delta_1 = 4, \delta_2 = 12$ sowie $\delta_3 = 24$ und $\delta_4 = 36$. Schließlich ergibt sich aus A noch $\delta_5 = \delta_1 + \delta_3 = 28$, wogegen $\delta_6 = \delta_5 + \delta_4 = 64$ liefert. Aus völlig anderen Gründen wurde bereits eine Dimensionszahlenmenge $D' = \{12, 28, 24\}$ hergeleitet, deren Elemente mit $\delta_2, \delta_5, \delta_3$ identisch sind. Es gilt also $\delta_1 = \dim(R_4) = \dim(G_4)$, ferner $\delta_2 = \dim(R_{12})$ sowie $\delta_3 = \dim(R_{24})$ und $\delta_5 = \dim(R_{28})$. Es verbleiben noch $\delta_4 = 36$ und $\delta_6 = 64$. Hierbei handelt es sich offenbar um die Dimensionszahlen darstellender Räume, denn die Komponenten von Energiedichtetensoren im R_6 oder R_8 können, wie schon gezeigt [1, Kap. IV, 4], durch Basisvektoren dargestellt werden, die dann einen R_{36} bzw. R_{64} aufspannen, sofern diese Tensoren keine Null-Komponenten enthalten. Diese Forderung ist aber innerhalb des Unschärfeintervalls kanonisch konjugierter Größen wegen $\Delta E \, \Delta t \geq \hbar > 0$ für $\Delta t > 0$ stets erfüllt. Es gilt also auch $\delta_4 = \dim(R_{36})$ und $\delta_6 = \dim(R_{64})$. Diese 6 Dimensionszahlen, die als Präformationen im Apeiron $t < 0$ aufgefaßt werden können, bilden demnach die Mengen $\{\delta_2, \delta_5, \delta_3\}$ sowie $\{\delta_4\}$ und $\{\delta_1, \delta_6\}$, die als Teilmengen zu einer Dimensionszahlenmenge $\underline{D} = \{(\delta_2, \delta_5, \delta_3), (\delta_4), (\delta_1, \delta_6)\}$ vereinigt werden können, deren Kardinalzahlenkomplex wiederum $\| \underline{D} \| = \{3; 1; 2\}$, also der K_6 ist. Diese Vereinigungsmenge genügt daher auch einer K_6-Symmetrie. Da $\delta_6 = \delta_1 \cdot \delta_1 \cdot \delta_1 = \delta_1^3$ ist, wird die Teilmenge $\{\delta_1, \delta_6\} = \{\delta_1, \delta_1 \cdot \delta_1 \cdot \delta_1\}$ hinsichtlich ihrer Elemente durch eine $K_4 = \{1; 3\}$-Symmetrie bestimmt. Die gesuchte Abbruchbedingung in A liegt hier beim Element $a_8 = 19$, so daß $j = 8$ gilt.

Ist das Dimensionsgesetz der Beziehung **(1)** auch für die Elemente der Menge $\underline{D}$ anwendbar, dann muß für $t < 0$ eine Menge von Urzahlen U_a des Apeiron existieren, für welche $U_a = \{(g, h, k), (m), (n, p)\}$ mit $g\delta_2 = h\delta_5 = k\delta_3 = m\delta_4 = n\delta_1 = p\delta_6 = 1$ gilt. Wird die beim Glied $j = 8$ abgebrochene symmetrische Primzahlenmenge mit $A(8)$ bezeichnet, dann folgt also für die Urmenge des Apeirons:

$$A(8) = \{1, 3, 5, 7, 11, 13, 17, 19\},$$
$$\underline{D} = \{(\delta_2, \delta_5, \delta_3), (\delta_4), (\delta_1, \delta_6)\} = \{(12, 28, 24), (36), (4, 64)\},$$
$$\delta_2 g = \delta_5 h = \delta_3 k = \delta_4 m = \delta_1 n = \delta_6 p = 1, \quad U_a = \{(g, h, k), (m), (n, p)\} \qquad \textbf{(11)}$$

die philosophisch auch als präformierende strukturelle „Ideen" der Urstrukturen einer physischen quantitativen Welt interpretiert werden können. Nach [1, Kap. IV, 4] und [2, Kap. V] ist das als Äon bezeichnete zeitliche Definitionsintervall der Welt gemäß $0 \leq t \leq \theta < \infty$ begrenzt, so daß der Begriff des Apeiron sowohl durch die Metapher $t < 0$ als auch $t > \theta$ umschrieben wird.

Die Weltwerdung, also der Eintritt der quantitativen Ideen des Apeiron **(11)** in die Zeitlichkeit $t \geq 0$ kann offensichtlich nur darin bestehen, daß $A(8)$ durch Hinzufügung des Zahlenelementes $p_2 = 2$ asymmetrisiert wird, was durch $A(8) \rightarrow P(9) = \{1, 2, 3, 5, 7, 11, 13, 17, 19\}$ formal ausgedrückt werde, wobei $P(9)$ die Menge der ersten 9 geordneten Primzahlen ist.

Der durch $t = 0$ definierte kosmogonische Ursprung, vor dem wegen $\Delta t = 0$ im Apeiron weder Zeit noch Raum existierte, wird durch die Asymmetrisierung

$$t \geq 0, \quad A(8) \rightarrow P(9) \qquad \textbf{(11a)}$$

umschrieben. Die Folge dieser Asymmetrie ist bei $t = 0$ (wahrscheinlich wegen $p_2 = \dim(R_2)$) das Erscheinen konzentrischer monometronischer Sphären der Dimension 2 in einem reellen R_3. Die undimensionierten Verhältniszahlen dieser nach [2, Kap. V] numerisch bekannten Sphärendiameter gemäß **(3)** bis **(5a)** lassen einen darstellenden Raum R_{28}^* bei $t = 0$ erkennen, der durch Unterräume strukturiert ist. Hieraus ergibt sich die Frage, ob eine allgemeine Gesetzmäßigkeit möglicher Dimensionszahlen, also eine metaphorische „Geschichtlichkeit" dieses R_{28}^* aufgefunden werden kann. In der Zeit- und Raumlosigkeit des Apeirons kann der Begriff einer Entwicklungsgeschichte oder einer morphologischen Geschichtlichkeit jedoch nur Gleichnischarakter tragen, ähnlich wie die Metapher $t < 0$ oder $t > \theta$ zur Bezeichnung des völlig abstrakten Apeiron. Die Frage nach der Entwicklung der Dimensionszahlen und sphärischen Elementarflächen bei $t = 0$ entspricht der äquivalenten Frage nach präexistenten Weltstrukturen im Apeiron, wobei der Begriff „vor“ dem kosmogonischen Ursprung seine zeitgerichtete Sinnhaftigkeit allerdings verliert. Die für $t = 0$ gültige Mathematik lieferte, wie bereits gezeigt, die Funktion $f_i\,(g)$ mit $i = 1 \ldots 8$ und dem Urelement $g = 1/12$. Im einzelnen ergab sich:

$$f_1\,(g) = (++)\,((g)) = g, \quad f_2\,(g) = (++)\,((g), (\overset{1}{g},\overset{2}{g})) = g \,\hat{+}\, g = 3g, \ldots$$

$$f_8\,(g) = (++)\,((g), (\overset{1}{g},\overset{2}{g}), (\overset{1}{g},\overset{2}{g},\overset{3}{g}), (\overset{1}{g},\overset{2}{g},\overset{3}{g},-2\overset{1}{g}), (\overset{1}{g},\overset{2}{g},\overset{3}{g},-2\overset{1}{g},\overset{4}{g})\ldots$$
$$(\overset{1}{g},\overset{2}{g},\overset{3}{g},-2\overset{1}{g},\overset{4}{g},\overset{5}{g},\overset{6}{g},-2\overset{2}{g})) = g \,\hat{+}\, g \,\hat{+}\, g \,\hat{+}\, (-2g) \,\hat{+}\, g \,\hat{+}\, g \,\hat{+}\, g \,\hat{+}\, (-2g) = 18g.$$

Es kann nun vorausgesetzt werden, daß zur Beschreibung einer metaphorischen Entwicklungsgeschichte der Dimensionszahlen präexistenter Weltstrukturen diese Mathematik zu verwenden ist, welche Mengen höherer Stufe mit Operationsmengen verknüpft.

Es hatte sich bisher gezeigt, daß eine K_6-Symmetrie, beschrieben durch den Kardinalzahlenkomplex $K_6 = \{3; 1; 2\}$ mit $K_6 \subset K_{12}$ wiederholt aufgetreten ist und sich auch für $t = 0$ als gültig erwiesen hat, so daß anzunehmen ist, daß diese K_6-Symmetrie ebenso wie K_{12} zu den ältesten algebraischen Strukturen der Welt zu zählen ist, die auch über $t = 0$ hinaus die präexistenten Strukturen des Apeiron $(t < 0)$ bestimmt. Mithin wäre hinsichtlich der einfachsten Verknüpfungsoperation $(+)$ in diesem Apeiron eine Menge von Verknüpfungsoperationen zu unterstellen, die einer K_6-Symmetrie genügt. Die einfachste Operationsmenge dieser Art ist

$$O_p = \{(+++), (++), (+)\} \qquad \textbf{(12)},$$

mit der also im folgenden zu arbeiten wäre. Als Zahlenmenge M_e wird die kleinstmögliche Menge verwendet, also $M_e = \{a_1\}$ mit $a_1 = 1$.

Liegt in O_p eine Abfolge $(+++) \rightarrow (++), (+)$ vor, die im Apeiron die Zeitgerichtetheit der Welt $t \geq 0$ ersetzt, dann wird aus der Einheit, wenn die hochgestellten Indizierungen zur Vermeidung von gleichen Elementen in einer Menge formal verwendet werden, $(+++)\,(((a_1))) = a_1 = 1$ bzw. mit $a_1 = a$ auch $(+++)\,(((\overset{1}{a})), ((\overset{1}{a}), (\overset{1}{a}, \overset{2}{a}))) = \overset{1}{a} + ((\overset{1}{a}) + (\overset{1}{a} + \overset{2}{a})) = 4 = a_2$ wegen $\overset{1}{a} = \overset{2}{a} = a_1 = 1$. Das zweite Glied in (12), also $(++)$ liefert, wenn in $f_i\,(g)$ anstelle von g die Elemente a_1 bzw. a_2 verwendet werden:

$f_1(a_1) = 1 \quad f_1(a_2) = 4 \quad f_5(a_2) = 36$
$f_2(a_1) = 3 \quad f_2(a_2) = 12 \quad f_6(a_2) = 48$
$f_3(a_1) = 6 \quad f_3(a_2) = 24 \quad f_7(a_2) = 64$
$\qquad\qquad f_4(a_2) = 28 \quad f_8(a_2) = 72$

Die letzte Operation $(+)$ in O_p liefert schließlich
$g_2(a_1) = (+)(\overset{1}{a}_1, \overset{2}{a}_1) = a_1 + a_1 = 2a_1 = 2$, wenn die Indizierung k bei g_k die Zahl der Elemente in der Mengenklammer angibt. Die erhaltenen Zahlen können nunmehr zu einer Menge M zusammengefaßt werden, die aus Teilmengen aufgebaut ist. Es gilt für diese Menge die Darstellung

$M = \{(2), (1, 4), (1, 3, 6), (4, 12, 24, 28, 36, 48, 64, 72)\}$ für deren Kardinalzahlenkomplex $\| M \| = \{1; 2; 3; 8\}$ folgt. Läßt man in M die Klammern der Untermengen fort, dann erscheinen die Elemente $1, 4$ doppelt, so daß sie einmal fortgelassen werden müssen. Die Menge nimmt dann die Gestalt $\underline{M} = \{(2), (1, 3, 6), (4, 12, 24, 28, 36, 48, 64, 72)\}$ mit $\|\underline{M}\| = \{1; 3; 8\}$ an. Diese Symmetrie folgt aus der K_{12}-Symmetrie $\{3; 1; 2; 2; 4\}$ durch Zusammenziehung der letzten drei Glieder $2 + 2 + 4 = 8$, woraus folgt, daß die Elementezahl von $f_j(a_1), f_i(a_2)$ und $g_k(a_1)$ durch diese Symmetrie bestimmt wird. Die Entfernung der Elemente $(1, 4)$, die in M doppelt auftreten, bedeutet, daß $(+++) \rightarrow (++), (+)$ nicht mehr relevant ist, wohl aber $(++) \rightarrow (+)$ in **(12)**. Werden die Elemente von $\underline{M}$ als Dimensionszahlen interpretiert, dann ist im Apeiron zunächst nur $a = 1$ vorhanden, woraus die Verknüpfungsoperation $(+++)$ die Dimensionszahlen 1 und 4 bildet, die wiederum mittels der Verknüpfungsoperationen $(++)$ und $(+)$ die Zahlen
$(1, 2, 3, 4, 6, 12, 24, 28, 36, 48, 64, 72)$ generieren. Diese aus zwölf Elementen bestehende Zahlenmenge kann nach algebraischen Gesichtspunkten in Untermengen gegliedert werden. So gilt $1 + 2 + 3 + 6 = 12$, $12 + 24 + 28 = 64$, $72 - 48 = 24$, was bedeutet, daß Summen oder Differenzen von Dimensionszahlen wiederum Dimensionszahlen liefern können, d. h., es existieren Summen- und Differenzräume. Für die Dimensionszahlen $4 = 1 + 1 + 1 + 1$ oder $4 \cdot 4 \cdot 4 = 64$ besteht hingegen die Möglichkeit der Darstellung $(+)(\overset{1}{a}_1, \overset{2}{a}_1, \overset{3}{a}_1, \overset{4}{a}_1) = 4$ mit $\overset{i}{a}_1$ oder $(\cdot)(\overset{1}{a}_2, \overset{2}{a}_2, \overset{3}{a}_2) = 64$ mit $\overset{j}{a}_2 = 4$. Somit ist die nun strukturierte Menge der Dimensionszahlen durch
$D = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64), (48, 72), (1, 2, 3, 6)\}$ mit $\| D \| = \{1; 3; 2; 2; 4\}$ gegeben, wobei $\| D \|$ sich als eine K_{12}-Symmetrie erweist.

Die bis auf die Teilmenge $(1, 2, 3, 6)$ gleiche Dimensionszahlenmenge ergibt sich aber auch aus **(11)**, wobei die Teilmenge durch die metaphorisch „späten“ Operationen $(+)$ und $(++)$ von **(12)** im Apeiron entsteht, während die metaphorisch „früheste“ Operation $(+++)$ ist. Für $t < 0$ ergibt sich daher

$$D = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64), (48, 72), (1, 2, 3, 6)\},$$
$$\| D \| = \{1; 3; 2; 2; 4\} \mathrel{\hat{=}} K_{12} \qquad \textbf{(13).}$$

In der Menge D aus **(13)** kann wegen $R_6 = R_4 \cup S_2$ oder $V_6 = I_2 \cup G_4$ mit $R_6 \cup V_6 = R_{12}$ die Dimensionszahl 6 in der letzten Teilmenge von D als Summe $6 = 4 + 2$ auftreten, so daß $(1, 2, 3, 6) = (1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4)$ entsteht. Mengentheoretisch dürfen in einer Menge nicht zwei identische Elemente auftreten. Sind diese Elemente hingegen Dimensionszahlen, dann steht für jedes Element ein entsprechend dimensionierter Raum, doch unterscheiden sich diese Räume trotz gleicher Dimensionszahlen wesentlich in ihrer Semantik oder zusätzlich noch in den algebraischen Eigenschaften ihrer Koordinaten, wie dies beispielsweise für

$\dim(S_2) = \dim(I_2)$, $\delta x_{5,6} = i\,\delta s_0$, $\delta x_{7,8} = i\,\delta l_0 \exp(\pm 2\pi m)$, $\delta x_{5,6} \in S_2$, $\delta x_{7,8} \in I_2$

der Fall ist. Aus diesem Grunde könnten in einer Menge von Dimensionszahlen durchaus gleiche Zahlenelemente auftreten, wenn den zugehörigen Räumen gleicher Dimension mindestens eine verschiedene Semantik zukommt. In diesem Falle können vorerst gleiche Mengenelemente durch Indizierungen oder eine geänderte Schreibweise (z. B. $(1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4)$) unterschieden werden. Der Dimensionszahlenzerfall bedeutet in (13) die Änderung $D \rightarrow \underline{D}$ mit $(1, 2, 3, 6) \rightarrow (1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4)$ und somit $\|\underline{D}\| = \{1; 3; 2; 2; 5\}$ einen Bruch der K_{12}-Symmetrie. Wird zur Menge $\underline{D}$ eine weitere, bereits erhaltene Untermenge von A' hinzugefügt, also $(\overset{1}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{2}, \overset{2}{4}, 6)$, dann entsteht noch vor $t = 0$ aus $\underline{D}$ die Menge

$$\underline{\underline{D}} = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64), (48, 72), (1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4), (\overset{1}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{2}, \overset{2}{4}, 6)\} \qquad \textbf{(13a),}$$

deren Kardinalzahl 18 beträgt.

Die Summe der Dimensionszahlen beträgt hier $318 = 3 \cdot 64 + 2 \cdot 48 + 30$. Daher kann $\underline{\underline{D}}$ auch in $E = \{(\overset{1}{64}, \overset{2}{64}, \overset{3}{64}), (\overset{1}{48}, \overset{2}{48}), (30)\}$ transponiert werden. Beim Eintritt in die Zeitlichkeit wird A in A'' übergehen und demnach die Menge:

$$\underline{\underline{D}}' = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64), (48, 72), (1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4), (\overset{1}{2}, \overset{2}{2}, \overset{3}{2}, 4, 6)\} \qquad \textbf{(13b)}$$

gebildet. Nun ist der Aufbau einer möglichst umfangreichen Dimensionszahlenmenge abgeschlossen, nachfolgend kommt es wiederum zu deren Abbau. Zum Zeitpunkt $t = 0$ verschwindet die Dimensionszahl 2 aus der Untermenge $(\overset{1}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{2}, \overset{2}{4}, 6)$, die auf $(\overset{1}{2}, \overset{2}{2}, \overset{3}{2}, 4, 6)$ reduziert wird und gleichsam auf P von **(11a)** zurückgeht. E wird in $E' = \{(\overset{1}{64}, \overset{2}{64}, \overset{3}{64}), (\overset{1}{48}, \overset{2}{48}), (28)\}$ umgewandelt. Der Symmetriebruch $A \to P$ gemäß **(11a)** beim Eintritt der präexistenten Apeironstrukturen in die Zeitlichkeit bei $t = 0$ läßt, entsprechend der Untermenge $(\overset{1}{2}, 6, 4, \overset{2}{2}, \overset{3}{2})$, einen Differenzraum R_{16} entstehen. Diese Dimensionszahlenmenge realisiert sich bei $t = 0$ in der Koordinatenmenge $\{(b^{1\prime}_{3}, b^{2\prime}_{3}), (b^{1\prime}_{4}, b^{2\prime}_{4}, b^{3\prime}_{4}, b^{4\prime}_{4}, b^{5\prime}_{4}, b^{6\prime}_{4}), (b^{1\prime}_{5} \ldots) \ldots\}$, deren Elemente durch **(3)** bis **(5a)** gegeben sind. Für das Element b'_3 gilt $b'_3 \approx g$, so daß hierdurch die $f_i\,(g)$ die Elemente der Menge
$\{(b_1), (b^1_2, b^2_2), (b^1_3, b^2_3, b^3_3), (b^{1\prime}_{1}, b^{2\prime}_{1}), (b^{1\prime}_{2}, b^{2\prime}_{2}, b^{3\prime}_{2}, b^{4\prime}_{2})\}$ in guter Näherung wiedergeben, wobei dieser Menge die Untermenge der Dimensionszahlen $\{1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4\}$ entspricht. Für $t > 0$ kommt es zu einem Übergang $R_{28} \to R_{12}$, während der Differenzraum $R_{16} = R_{28} / R_{12}$ verschwindet. Zur Erreichung der ursprünglichen K_{12}-Symmetrie muß in der Menge D von der Untermenge $D = \{1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4\}$ die Dimensionszahl 4 getrennt werden, was geometrisch der Abspaltung eines vierdimensionalen Raumes entspricht, wodurch die starke Isolation des G_4 verständlich wird. Die Trennung dieses $G_4 \subset R_{12}$ letztlich vom R_4 gestattet es nun, eine Korrespondenz der G_4-Strukturen mit der Raumzeit R_4 gemäß **(9)** über $I_2 \to S_2$, also über die informatorische $I_2\,(x_7, x_8)$ und die organisatorische Ebene $S_2\,(x_5, x_6)$ herzustellen. Dies bedeutet, daß in den präexistenten Strukturen des Apeiron eine solche Korrespondenz nicht existiert, weil die Dimensionszahlenmenge $(1, \overset{1}{2}, 3, \overset{2}{2}, 4)$ für $t < 0$ existent ist. Erst in der Zeitlichkeit ist die Weltwerdung erreicht, weil nunmehr die G_4-Korrespondenz nach **(9)** und **(9a)** die Hyperraumdynamik physischer Seinsstrukturen begründet. Wie schon erwähnt, führt der Symmetriebruch auch zu den Sphärentrinitäten raumzeitlicher Eckstrukturen, wodurch während $0 \le t \le \theta$ auch die Metronisierung mit den vom Weltalter abhängigen Flächendifferenzen τ verursacht wird.

Verschwindet die Untermenge $(72, 48)$, dann wären auch noch die Elemente $\overset{1}{2}, \overset{2}{2}$ in $(1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2})$ zu entfernen, woraus sich die Menge
$D' = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64), (1, 3)\}$ mit $\| D' \| = \{1; 3; 2; 2\}$ ergibt.

Mengentheoretisch wird $D' \to D'' = \{((36), (12, 28, 24), (4, 64)), ((1, 3))\}$ möglich, weil die Elemente der ersten Teilmenge aus $f_i\,(a_2)$ und die der zweiten Teilmenge aus $f_i\,(a_1)$ hervorgehen. Es erscheint also $\| \underline{D}'' \| = \{3; 1\} = K_4$. Es sei kurz bemerkt, daß die Elimination von $\overset{1}{2}, \overset{2}{2}$ deutlich macht, daß die Koordinaten der beiden R_2-Mannigfaltigkeiten $S_2\,(x_5, x_6)$ und $I_2\,(x_7, x_8)$ hinsichtlich der Raumzeit zu den Transkoordinaten des Hyperraumes gehören müssen und daher physikalisch nicht direkt zugänglich sein können. Wegen der Aufspaltung von D'' in zwei Teilmengen muß die erste Teilmenge keinem Koordinatenraum mit Längen entsprechen, so daß physisch ein vierdimensionaler Raum $R_3 \cup T_1 = R_4$ als Raumzeit existiert, der aber vom R_4 unterschiedliche Räume der Dimensionszahlen $(36), (12, 28, 24), (4, 64)$ zugeordnet sind.

In der folgenden Weiterführung werden die Sätze von Dimensionszahlen, nämlich

$$Dz = (36, 12, 28, 24, 4, 64) \tag{14}$$

und

$$D'' = \{((36), (12, 28, 24), (4, 64)), ((1, 3))\} \tag{14a}$$

verwendet. Es ist auffällig, daß die Summe dieser Zahlen $36 + 12 + 28 + 24 + 4 + 64 + 1 + 3 = 172$ liefert, was aber auch durch die Summe $36 + 36 + 36 + 64 = 172$ erreichbar ist, welche Summe durch $(++)\ \{(\overset{1}{36}, \overset{2}{36}, \overset{3}{36}), (64)\}$ wiedergegeben werden kann.

Wegen ihrer Zeitlosigkeit existieren die Urelemente **(11)** auch nach dem Symmetriebruch **(11a)** sozusagen als „Untergrund" in der gesamten Zeitlichkeit $0 \le t \le \theta$ des Äons der Welt. Wegen des Symmetriebruches **(11a)** können jedoch die Eckstrukturen $t = 0$ und $t = \theta$ zeitlicher Art im Gegensatz zu einer in II, 3 geäußerten Vermutung nicht zum Apeiron gezählt werden.

Das in [2, Kap. V, 6] als Äon bezeichnete zeitliche Definitionsintervall $0 \le t \le \theta < \infty$ der Welt beginnt, wie gezeigt, mit einer kosmogonischen Sphärentrinität zum Zeitpunkt $t = 0$ und endet in der eschatologischen Sphärentrinität zum Zeitpunkt $t = \theta$.

Werden für das Apeiron „vor" und „nach" dem zeitlichen Definitionsintervall $0 \le t \le \theta < \infty$ der Welt die Metaphern $t < 0$ und $t > \theta$ verwendet, dann gibt es als eine präformierende algebraische Struktur eine strukturierte Menge einfachster additiver Operationen $o_u = \{(+++), (++), (+)\}$ für $t < 0$, die auf die Zahl 1 einwirkt und eine einfache Menge von Dimensionszahlen präformativ liefert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Einheit (als Ausgangspunkt) wegen $1 = \dim (T_1 (x_4))$ auch als Dimensionszahl der Zeitstruktur aufgefaßt werden kann. Für die Wirkung der Untermengen im o_u folgt dann $(+++); 1 = \dim (G_4)$ und entsprechend $(++); 1 = \dim (R_3)$, der sich mit der Zeitstruktur zu $R_3 \cup T_1 = R_4$ vereinigt, so daß präformativ G_4 und R_4 existieren. Möglicherweise könnte das „Nacheinander" des Wirkens der Untermengen von o_u als eine Präformation einer Geschichtlichkeit der Zeitstruktur verstanden werden. Die Wirkung der letzten Untermenge ergibt $(+); 1 = \dim (S_2) = \dim (I_2)$ und entspricht einem Symmetriebruch, der den Eintritt präexistenter algebraischer Strukturen in die Zeitlichkeit $t = 0$ bedeutet, weil mit $I_2 \cup S_2$ der Hyperraum $R_{12} = R_4 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ aktualisiert wird, so daß als Hyperraumdynamik $G_4 \rightarrow I_2 \rightarrow S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3 = R_4$ die morphologische Geschichtlichkeit der Zeitstruktur in der Welt erscheint. Andererseits werden nach **(11)** und **(11a)** die Elemente der Urmenge als reziproke Dimensionszahlen durch die Primzahlen A (8), P (9) bestimmt, wobei das Auftreten des Elementes 2 ebenfalls als Symmetriebruch $A \rightarrow P$ hinsichtlich der Ungeradzahligkeit verstanden werden kann.

Läuft nun die kosmische Bewegung mit $t \rightarrow \theta$ in die eschatologische Struktur, dann muß es bei $t = \theta$ wiederum zur algebraischen Endstruktur der einfachen Dimensionszahlenmenge kommen, was in Analogie zur präformierenden algebraischen Struktur in eine „postaktuelle" Apeironstruktur $t > \theta$ „ausläuft". Hier könnte eine zu o_u inverse Operationenmenge o_{iv} wirken, welche diese Menge wieder auf die Einheit reduziert. Unterstellt man jetzt das in [1, 265] entwickelte Bild der bis auf $t = 0$ und $t = \theta$ disjunkten Raumzeiten R_4^+ und R_4^- mit $\cos (x_4^+, x_4^-) = -1$, aber $R_3^+ \triangleq R_3^-$, des zeitlich-äonischen Kreises der Welt, dann werden die präformierenden und postaktuellen Apeironstrukturen völlig symmetrisch, und die nicht disjunkten Eckereignisse des zeitlich äonischen Kreises werden sowohl für $t < 0$ als auch $t > \theta$ durch die Zahl 1 verbunden. Da $\|o_u\| = \{3; 2; 1\} = K_6$ gilt, könnte $\|o_{iv}\| = \{1; 2; 3\}$ angenommen werden. Insgesamt muß der Zeit eine außerordentliche fundamentale Bedeutung zukommen.

2. Die raum- und zeitlosen Kopplungskonstanten

Zunächst werde auf eine Vereinigungsmenge zurückgegriffen, die einerseits alle bisher entwickelten Untermengen enthält, aber andererseits hinsichtlich ihrer Mengenelemente und Variablenmenge einer K_{12}-Symmetrie genügt. Falls für jede Mengenfolge vorgegebener Stufe ein für diese Stufe zugeordneter Variablensatz verwendet wird, dann kann, wenn F eine Vereinigungsmenge symbolisiert,
$F = \{(a_1), (b_1), (b_1, b_2), ((c_1)), ((c_1), (c_1, c_2)), ((c_1), (c_1, c_2), (c_1, c_2, c_3)), (((d_1)), ((d_1), (d_1, d_2))), ((((e_1))), \ldots)\}$ geschrieben werden. Wird an F nunmehr hinsichtlich verschieden strukturierter Mengenelemente die Forderung einer K_{12}-Symmetrie gestellt, dann ist $(b_1), (b_1, b_2)$ durch $(b_1, b_2), (b_1, b_2, b_3^*)$ zu ersetzen. Denn wird in F für die Elemente $a_1 = b_1$ gesetzt, dann enthält F zwei identische Elemente, so daß nach der Mengendefinition (Ansammlung wohlunterschiedener Dinge) eines der beiden identischen Elemente zu entfernen ist, und zwar im vorliegenden Fall (b_1). Durch b_3^* wird hier zum Ausdruck gebracht, daß durch einen Mengenprozeß ein Urelement b_3^* hinzukommt, also $(b_1, b_2) \rightarrow (b_1, b_2, b_3^*)$ gilt. Zur Vermeidung der erwähnten Nichtunterscheidbarkeit wird dann auch $(b_1), (b_1, b_2)$ in $(b_1, b_2), (b_1, b_2, b_3^*)$ überführt.

Eine Mengenfolge vorgegebener Stufe, die aus n Gliedern besteht, kann durch Angabe des Gliedes n repräsentiert werden. Dies bedeutet, daß der Übergang $F \rightarrow \underline{F}$ mit $\underline{F} = \{(a_1), (b_1, b_2, b_3^*), ((c_1), (c_1, c_2), (c_1, c_2, c_3)), (((d_1)), ((d_1), (d_1, d_2))), ((((e_1))), \ldots)\}$ durchführbar ist.

Eine Anwendung der schon definierten Verküpfungsoperationen o_j liefert dann die fünf durch w_o bis w_4 symbolisierten Lösungen:

$$w_0 = a_1$$
$$w_1 = (o_1)\,(b_1, b_2, b_3^*) = b_1\, o_1\, b_2\, o_1\, b_3^*$$
$$w_2 = (o_2\, o_1)\,((c_1), (c_1, c_2), (c_1, c_2, c_3)) = c_1\, o_2\, (c_1\, o_1\, o_2)\, o_2\, (c_1\, o_1\, c_2\, o_1\, c_3)$$
$$w_3 = (o_3\, o_2\, o_1)\,(((d_1)), ((d_1), (d_1, d_2))) = d_1\, o_3\, (d_1\, o_2\, (d_1\, o_1\, d_2))$$
$$w_4 = (o_4\, o_3\, o_2\, o_1)\,((((e_1))), (((e_1)), ((e_1), (e_1, e_2))), \ldots).$$

Hierbei ist $w_4 = 35e$ bzw. e^{35}, falls $e_1 = e_2 = e_3 = e_4 = e$ und $(o_4\, o_3\, o_2\, o_1) = (++++)$ oder $(\ldots.)$ gewählt wird.

Wie ersichtlich ist, enthält das Glied n einer Mengenfolge der Stufe n alle n Mengenglieder einer Mengenfolge der Stufe n – 1, was auf den vorliegenden Fall angewendet, unter der Annahme $c_i = 1 \rightarrow d_i = 1 \rightarrow e_i = 1$ sowie $(++) \rightarrow (+++) \rightarrow (++++)$, $(1+2+3+4) \rightarrow 1+ (1+2) + (1+2+3) + (1+2+3+4) \rightarrow$ $\rightarrow 1+4+10+20 = 35$ liefert.

Nach dem Vorangegangenen gelten für die $w_0 \dots w_4$ die Abhängigkeiten $w_0(a_1)$, ferner $w_1(b_1, b_2, b_3^*)$ sowie $w_2(c_1, c_2, c_3)$ bzw. $w_3(d_1, d_2)$ und $w_4(e_1, \dots, e_4)$.

Die Menge der Urelemente U_a aus **(11)** enthält, wie ihre Untermengenstrukturierung zeigt, präexistente Strukturen des Apeiron, die aber auch nach **(11a)** in der gesamten Zeitlichkeit als zeitlose Elemente erhalten bleiben. Die Lösungen w_0 bis w_4 werden also zu raum- und zeitlosen Größen in der Zeitlichkeit $0 \leq t \leq \theta < \infty$, wenn den Elementen a_1 bis e_4 die Elemente von U_a aus **(11)** zugeordnet werden, was mit mengentheoretischen Methoden möglich wird. Zunächst wird U_a in eine geordnete Menge $U_a \rightarrow \underline{U}$ überführt, wobei von der Primzahlenmenge A nach **(11)** ausgegangen wird, die in **(11)** als geordnete Menge vorliegt. Der Kardinalzahlenkomplex der Menge U_a ist $K_6 = \{3; 1; 2\}$, dessen Elemente beliebig vertauschbar sind. Andererseits genügt die strukturierte Menge der R_4-Koordinaten einem Kardinalzahlenkomplex $K_4 = \{3; 1\} = \{1; 3\}$, so daß ein Ordnungsprinzip für $U_a \rightarrow \underline{U}$ in der Form $K_4 \subset K_6$ vorliegt. Werden die ersten drei Primzahlen der geordneten Menge $P = \{1, 2, 3 \dots\}$ nach **(11a)** verwendet, dann gilt hierfür der Ordinalzahlenkomplex $Or_6 = \{1; 3; 2\}$, der , auf U_a angewandt, $U_a \rightarrow U_o = \{(m), (g, h, k), \underline{(}n, p\underline{)}\}$ liefert. Hierin ist die Untermenge (g, h, k) bereits eine geordnete Menge, deren Ordnung auf die Symmetriebeziehungen der b_i, b_j^* aus **(6)** zurückgeht. Hingegen ist die Stellung der Elemente n und p in der letzten Teilmenge unbekannt, was durch die Untermengenklammer $\underline{(\;)}$ ausgedrückt wird. Die Elemente der Untermengen der teilweise geordneten Menge U_o können nun, aufsteigend von m, den $w_0 \dots w_4$ zugeordnet werden, jedoch ist diese Zuordnung nicht eindeutig, vielmehr existiert eine Vielfalt von Zuordnungsmöglichkeiten. Zur Erreichung der Eindeutigkeit ist also ein weiteres Ordnungsprinzip erforderlich, das auf eine Indexzahlenmenge I zurückführbar ist.

Der maximale bislang verwendete Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$ ist offensichtlich das Endglied der Kette

$K_4 \subset K_6 \subset K_8 \subset K_{12}$, deren Glieder bereits verwendet wurden, jedoch brauchen die Elemente des K_{12} vorerst nicht geordnet zu sein. Ähnlich wie der Ordinalzahlenkomplex Or_6 aus dem geordneten Kardinalzahlenkomplex K_6 hervorging, muß auch der vorliegende, ungeordnete K_{12} zu einem solchen Ordinalzahlenkomplex Or_{12} führen. Mit einem Kardinalzahlenkomplex ist aber auch unmittelbar eine Menge von Indexzahlen verbunden; denn wenn in einer Menge M quantitativ gleiche Elemente auftreten, die sich in ihrer Semantik unterscheiden, dann können sie durch geeignete Indizierungen unterschieden werden. Gilt beispielsweise $M = \{a_1, b_1, b_2, c_1, c_2, c_3, d_1, d_2\}$, dann können sich wegen $b_1 \approx b_2$ bzw. $c_1 \approx c_2 \approx c_3$ und $d_1 \approx d_2$ die jeweiligen indizierten Elemente bis zur Identität annähern und nur durch beliebig kleine Abweichungen voneinander unterscheiden. Es liegt dann die Untermengenstrukturierung für M in der Form $M = \{(a_1), (b_1, b_2), (c_1, c_2, c_3), (d_1, d_2)\}$ vor, für die der Kardinalzahlenkomplex $\{1; 2; 3; 2\} = K_8$ gilt.

Werden in einer strukturierten Menge die Teilmengen mit M_p bezeichnet, dann gilt einerseits $\|M_p\| = m_p$, aber andererseits auch $p_r = \text{Max}\,\{ip_1, \ldots, ip_r\}$, worin $ip_1 \ldots ip_r$ die Indexzahlen der Teilmenge M_p sind, was im vorliegenden Fall $m_p = p_r$ bedeutet. So ist im Beispiel $\|\{c_1, c_2, c_3\}\| = 3$ und $\text{Max}\{i1_1, i1_2, i1_3\} = 3$. Hier sind $ip_1 \ldots ip_r$ die Indexzahlen der Teilmenge M_p, die wegen ihrer lückenlosen Aneinanderreihung natürlicher Zahlen in aufsteigender Folge durch den Repräsentanten $ip_r = p_r$ dargestellt werden können. Die Indexzahlenmenge des Beispiels M wäre also
$I = \{1_1, \ldots, 4_2\} = \{1, 2, 3, 2\}$. Da I als eine Zahlenmenge, aber nicht als ein Komplex definiert ist, muß das doppelt auftretende Element 2 einmal entfernt werden, was für die Indexzahlenmenge des Beispiels $I = \{1, 3, 2\}$ liefert. Zum gleichen Ergebnis gelangt man, wenn der Kardinalzahlenkomplex $K_8 = \|M\|$ als Zahlenmenge interpretiert wird.

Hinsichtlich des Kardinalzahlenkomplexes $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$ ergibt sich also die Indexzahlenmenge $I = \{3, 1, 2, 4\}$. Ganz entsprechend ist der Kette $K_4 \subset K_6 \subset K_8 \subset K_{12}$ die Mengenkette von Indexzahlen
$\{1, 3\} \subset \{1, 3, 2\} \subset \{1, 3, 2, 4\}$ äquivalent, wodurch $Or_{12} = \{1; 3; 2; 2; 4\}$ in die geordnete Indexzahlenmenge $I_0 = \{1, 3, 2, 4\}$ überführt wird.

Den Elementen der geordneten Menge I_0 können nun in aufsteigender Weise $w_0 \ldots w_4$ und diesen die Elemente der teilweise geordneten Menge $U_0 = \{(m), (g, h, k), (n, p)\}$ aus **(11)** zugeordnet werden, wobei sich wegen

$w_0(a_1)$ zunächst $w_0 = w_0(m)$ ergibt. Bei der Zuordnung der Elemente von U_0 über I_o zu w_1 und w_2 liegt wegen $w_1(b_1, b_2, b_3^*)$ und $w_2(c_1, c_2, c_3)$ eine Abhängigkeit von jeweils drei Elementen vor, also eine Zahl, die auch die Zahl der Elemente in der Untermenge $(g, h, k) \subset U_0$ bestimmt. Wegen der Indexzahl 3 ist aber auch der Variablensatz (g_1, g_2, g_3) und nicht der Satz (g_1, h_1, k_1) möglich. Es gilt wiederum: $g_1 \approx g_2 \approx g_3 \approx g$. Man kann jedoch auch wie bei der zum Weltenursprung $t = 0$ gültigen Funktion $f_i(g)$ mit $f_1 = g$, $f_2 = f_2(f_1) \ldots f_8 = f_8(f_1)$ vorgehen. Mithin kann, da Indizierungen auch mehrfach verwendet werden können, aus den möglichen Mengen $w_1 = \{w_{11}, w_{12}\}$ oder $w_2 = \{w_{21}, \ldots, w_{24}\}$ eines der Elemente als Variable gewählt werden (die w_1 zugeordnete Operation (o_1) kann $(+)$ oder $(\cdot)$ sein), so daß sich die zwei Funktionen w_{11} und w_{12} ergeben. w_2 ist hingegen $(o_1\, o_2)$ koordinierbar, was mit $(++), (+\,\cdot), (\cdot\,+), (\cdot\,\cdot)$ vier mögliche Funktionen $w_{21} \ldots w_{24}$ liefert. Mit einer derartigen neuen Variablen, wie z. B. $w_{21} = \beta_1$, könnte dann der Zusammenhang $w_2 \triangleq (\beta_{11}, \ldots, \beta_{13})$ konzipiert werden. Dies aber bedeutet, daß die Zuordnung w_1, w_2: $(g_1, g_2, g_3), (\beta_{11}, \beta_{12}, \beta_{13})$ existiert. Hier ist aber vorerst unbekannt, welcher Variablen $w_{21} = \beta_1$ zuzuordnen ist. Wird die vorher ausgenommene Zuordnung $w_{21} \triangleq (g_1, h_1, k_1)$ verwendet, dann wäre w_1, w_2: $(g_1, g_2, g_3), (g_1, h_1, k_1), (\beta_{11}, \beta_{12}, \beta_{13})$ gültig. Hingegen ist $w_3(d_1, d_2)$ von zwei Variablen abhängig. Da als nächste Indexzahl in I_0 die Ziffer 2 auftritt, wäre hier die einfachste Zuordnung
$w_3 \triangleq (h_1, h_2), (k_1, k_2)$, wogegen für das letzte Element in I_0, also für die Indexziffer 4, die Zuordnung $w_4 \triangleq (n_1 \ldots n_4), (p_1 \ldots p_4)$ nahegelegt wird. Für die möglichen Zuordnungen der Elemente von U_a aus (11) zu den $w_0 \ldots w_4$ ergibt sich demnach das folgende Schema:

$$w_0\!: m_1,\ \ w_{1,2}\!: (g_1, g_2, g_3), (g_1, h_1, k_1), (\beta_{11}, \beta_{12}, \beta_{13}), \beta_1 = w_{21},$$
$$w_3\!: (h_1, h_2), (k_1, k_2),\ \ w_4\!: (n_1, \ldots, n_4), (p_1, \ldots, p_4) \tag{15}$$

Wird hierin als Lösung, wie noch später gezeigt wird,
$w_{21} = g_1 + g_1 h_1 + g_1 h_1 k_1 = g$, also definitionsgemäß $\beta_1 = g$ gewählt, dann wird die Zuordnung der Mengenelemente von U_a zu $w_{1,2}$ mit I_0 durch

$$w_1, w_2\!: (g_1, g_2, g_3), (g_1, h_1, k_1), (\underline{g}_1, \underline{g}_2, \underline{g}_3),\ \ \underline{g} = g_1 + g_1 h_1 + g_1 h_1 k_1 \tag{15a}$$

beschrieben, worin die algebraische (und daher wahrscheinlich auch physikalische) Verwandtschaft von $w_0 = m$ und $w_{21} = \underline{g}$ auffällig ist. In weiterer Folge soll nunmehr auf die Verknüpfung der Urelemente untereinander einge-

gangen werden. Wie bereits gezeigt wurde, ist w_3 der Verknüpfungsmenge (o_3, o_2, o_1) und w_4 der Verknüpfungsmenge (o_4, o_3, o_2, o_1) koordinierbar. Zur Ermittlung der geforderten Abhängigkeiten der Mengen w_3 und w_4 von den Urelementen werden diese beiden Mengen zunächst in $w_{3\alpha}$ bzw. $w_{3\beta}$ und $w_{4\alpha}$ sowie $w_{4\beta}$ gespalten. Für $w_{3\alpha}$ und $w_{3\beta}$ kann ein Ordinalzahlenkomplex $Or_8 = \{6; 2\}$ von Verknüpfungsoperationen existieren und bezüglich dieser Teilmengen soll eine Kommutativität hinsichtlich $w_{3\alpha}$ und $w_{3\beta}$ gefordert werden. Für die o_j werden die Addition $(+)$ und die Multiplikation $(\cdot)$ gewählt. Dann ergeben sich als Menge der möglichen Verknüpfungsoperationen, zugeordnet zu $w_{3\alpha}$, die beiden Operationsmengen
$O_1 = \{(++\cdot), (\cdot\cdot+), (+\cdot+), (\cdot+\cdot), (\cdot++), (+\cdot\cdot)\}$ und $O_2 = \{(+++), (\cdot\cdot\cdot)\}$ hinsichtlich $w_{3\beta}$. Die Bildungsgesetze von $w_{3\alpha}$ und $w_{3\beta}$ müssen denen der b_k' aus **(3)** bis **(5a)** entsprechen, so daß $w_{3\alpha}^2 = \sum_{i=1}^{6} w_{3i}^2$ und $w_{3\beta}^2 = w_{37}^2 - w_{38}^2$ zu setzen ist. In Anlehnung an dieses Bildungsgesetz wären $w_{4\alpha}$ und $w_{4\beta}$ durch die Operationsmengen $O_3 = \{(++++)\}$ und $O_4 = \{(\cdot\cdot\cdot\cdot)\}$ zu erzeugen. Die Kommutativität zeigt sich in O_1 darin, daß ein Stellungswechsel von 2 Operationen in einer runden Klammer wiederum die gleiche Menge O_1 liefert. Dasselbe gilt auch für die Mengen O_2, O_3 und O_4. Werden die Operationsmengen von w_0 bis w_4 aufsteigend betrachtet, dann zeigt sich, daß sich mit diesem Aufstieg eine Symmetrie verbindet, was besonders deutlich wird, wenn den w-Termen die jeweilige Operationenmenge gegenübergestellt wird. Es ist

$w_0 : ()$,
$w_{11} : (+)$, $w_{12} : (\cdot)$,
$w_{21} : (+\cdot)$, $w_{22} : (\cdot\cdot)$, $w_{23} : (++)$, $w_{24} : (\cdot+)$,
$w_{3\alpha} : \{(++\cdot), (+\cdot\cdot), (\cdot++), (\cdot+\cdot), (\cdot\cdot+), (+\cdot+)\}$, $w_{3\beta} : \{(+++), (\cdot\cdot\cdot)\}$,
$w_{4\alpha} : (\cdot\cdot\cdot\cdot)$, $w_{4\beta} : (++++)$,

worin sich die erwähnte Symmetrie der Operationenmengen zeigt. Mit $(n, p) \subset U_a$ aus **(11)** folgt zunächst aus diesem Symmetrieschema der Verknüpfungsoperationen $w_{4\alpha} = n^{35}$ und $w_{4\beta} = 35p$. Es ist hierin $w_{4\alpha} \ll w_{4\beta} < 1$, so daß die Reihenfolge in der Untermenge (n, p) in der geordneten Menge U_0 richtig gewählt ist, da ändernfalls ein Wert $w_{4\alpha} > 1$ entstünde, was aus später genannten Gründen (Interpretation als Kopplungskonstanten) vermieden werden soll.

Für w_1 und w_2 galt das Zuordnungsschema
w_1, w_2: $(g_1, g_2, g_3), (g_1, h_1, k_1), (g_1, g_2, g_3)$, wobei auf $w_0(m)$ die Mengen w_1 und w_2 folgen, was mit der Aufeinanderfolge des Elementes g auf das Element m in U_0 korrespondiert. Berücksichtigt man die Zuordnungsprinzipien geordneter Mengen, dann können offensichtlich die Elemente der Mengen $w_0 \dots w_4$ in eindeutiger Weise durch die Elemente von U_0 bzw. U_a aus **(11)** ausgedrückt werden. Es ist jedoch nicht nur diese Menge oder Dz von **(14)** relevant, sondern auch die strukturierte Operationenmenge
$V = \{(o_1), (o_2\,o_1), (o_3\,o_2\,o_1), (o_4\,o_3\,o_2\,o_1)\}$, für deren Kardinalzahlenkomplex $\|V\| = \{1; 2; 3; 4\} = K_{10} \subset K_{12}$ gilt. Wenn $\|\underline{V}\| = K_{12}$ werden soll, müssen noch 2 Operationen in V aufgenommen werden, so daß $\underline{V}$ entsteht. Da es wegen der Mengeneigenschaft von V und $\underline{V}$ keine weitere zweielementige Verknüpfungsoperation $(o_2\,o_1)$ hinsichtlich der Urelemente geben kann, müssen die hinzuzufügenden Elemente Operationen sein, die jeweils nur auf ein Zahlenelement von U_0 einwirken. Werden diese beiden Elemente mit f_1 und f_2 bezeichnet, dann ergibt sich für die so komplettierte Operationenmenge $\underline{V} = \{(o_1), (o_2\,o_1), (o_3\,o_2\,o_1), (o_4\,o_3\,o_2\,o_1), (f_1, f_2)\}$. Die Operationen f_1 und f_2 wirken jeweils auf ein Element der Mengen $w_0 \dots w_4$ ein. Das Kalkül der Kardinalzahlen und die Möglichkeit der Potenzdarstellung $\| M^q \| = m^q$, wenn m und q Kardinalzahlen sind, legt für die beiden Operationen $f_1 = (\ )^\alpha$ und $f_2 = (\ )^\beta$ nahe. Es soll nunmehr auf die Potenzmenge L aus [1, 278] zurückgegriffen werden, mit deren Hilfe im Exponenten von Elementarlängen stehende Dimensionszahlen bestimmt wurden.

Die Operation $(+\,\cdot)$ führte dort zu $x + x^2 - 2 = 0$ oder $x_{(1)} = 1$ und $x_{(2)} = -2$, also zu den Hochzahlen 1 und $-1/2$. Es stand $1/x_{(1)} = 1$ für die Dimension der Zeitstruktur $T_1\ (x_4)$ aus $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$, aber $1/x_{(2)} = -1/2$ für die Dimension $1/2\,n$ des Vermittlerraumes R_n^*. Für den Exponenten α bietet sich demnach $\alpha = -1/x_{(2)} = 1/2$ an. Von den in L vorhandenen Elementen bietet sich weiter $3 = \dim(R_3)$ wegen dessen Nähe zu x_4 an, was $\beta = 3$ wahrscheinlich macht. Mit $\alpha = 1/2$ und $\beta = 3$ sind also die Operatoren f_1 und f_2 eindeutig festgelegt, so daß $\underline{V}$ mit der K_{12}-Symmetrie nunmehr eindeutig komplett ist. Mit Hilfe der Operationen von $\underline{V}$ können demnach die w_0 bis w_4 in numerisch berechenbarer Form explizit durch die Urelemente ausgedrückt werden. Man erhält zunächst mit $m \in U_0$ und mit $f_1 = (\ )^{1/2}$ die Beziehung $w_0 = \sqrt{m}$ und ferner

$w_{11} = (+)\,(g_1, g_2, g_3) = g_1 + g_2 + g_3 = 3g$ sowie
$w_{12} = (\cdot)\,(g_1, g_2, g_3) = g_1 \cdot g_2 \cdot g_3 = g^3$, aber $w_{21} = g + gh + ghk = \underline{g}$. Weiter folgt, wenn $w_{22}' = (\cdot\,\cdot)\,((\underline{g}_1), (\underline{g}_1, \underline{g}_2), (\underline{g}_1, \underline{g}_2, \underline{g}_3)) = \underline{g}_1\,(\underline{g}_1, \underline{g}_2), (\underline{g}_1, \underline{g}_2, \underline{g}_3)) = \underline{g}^6$ für die multiplikative Verknüpfung gesetzt wird, $w_{22} = f_2\, w_{22}' = (\,w_{22}')^3 = \underline{g}^{18}$ und $w_{23} = (++)\,((\underline{g}_1), (\underline{g}_1, \underline{g}_2), (\underline{g}_1, \underline{g}_2, \underline{g}_3)) = 6\underline{g}$ im Fall einer rein additiven Verknüpfung. Liegen dagegen gemischte Verknüpfungsoperationen vor, dann ergibt sich $w_{24} = (\cdot\,+)\,((\underline{g}_1), (\underline{g}_1, \underline{g}_2), (\underline{g}_1, \underline{g}_2, \underline{g}_3)) = \underline{g}\,(\underline{g} + \underline{g}) \cdot (\underline{g} + \underline{g} + \underline{g}) = 6\underline{g}^3$. Aufgrund der vorangegangenen Untersuchungen ergibt sich weiter mit der Kürzung $M = \{((h_1)), ((h_1), (h_1, h_2))\}$ für die w_{3i} mit $i = 1 \dots 6$ die Darstellung $w_{3i} = ho_3\,(ho_2\,(ho_1 h)) = (o_3\, o_2\, o_1)\, M$, worin $(o_3\, o_2\, o_1) \in \underline{V}$ ist. Mit den w_{3i} wird schließlich $w_{3\alpha}^2 = \sum_{i=1}^{6} w_{3i}^2$, wobei sich mit M explizit
$w_{31} = (+\,+\,\cdot)\, M = h + h + hh = 2h + h^2$ oder $w_{32} = (+\,\cdot\,\cdot)\, M = h + hhh = h + h^3$ bzw. $w_{33} = (\cdot\,+\,+)\, M = h\,(h + h + h) = 3h^2$ sowie
$w_{34} = (\cdot\,+\,\cdot)\, M = h\,(h + hh) = h^3 + h^2$, ferner $w_{35} = (\cdot\,\cdot\,+)\, M = hh\,(h + h) = 2h^3$ und schließlich $w_{36} = (+\,\cdot\,+)\, M = h + h\,(h + h) = 2h^2 + h$ ergibt, so daß damit auch $w_{3\alpha}$ explizit bekannt ist und auf die Abhängigkeit vom Urelement $h \subset U_0$ reduziert wurde. Entsprechend folgt mit dem Element $k \subset U_0$ die Menge $\underline{M} = \{((k_1)), ((k_1), (k_1, k_2))\}$ und mit $(+\,+\,+)$ sowie $(\cdot\,\cdot\,\cdot)$ der Ausdruck $w_{37} = (+++)\,\underline{M} = k + k + k + k = 4k$ und
$w_{38} = (\cdot\,\cdot\,\cdot)\,\underline{M} = k \cdot k \cdot k \cdot k = k^4$, womit in Analogie zu den b_i, b_k' aus (3) bis (5a) der Wert $w_{3\beta}^2 = w_{37}^2 - w_{38}^2$ gebildet werden kann. Mit $(n, p) \in U_0$ wurde bereits $w_{4\alpha} = n^{35}$ und $w_{4\beta} = 35p$ hergeleitet. Zusammengefaßt folgt also für diese w-Werte

$$w_0 = \sqrt{m},\quad w_{11} = 3g,\quad w_{12} = g^3,\quad w_{21} = \underline{g},\quad w_{22} = \underline{g}^{18},\quad w_{23} = 6\underline{g},\quad w_{24} = 6\underline{g}^3,$$
$$w_{31} = 2h + h^2,\ w_{32} = h^3 + h,\ w_{33} = 3h^2,\ w_{34} = h^3 + h^2,\ w_{35} = 2h^3,\ w_{36} = 2h^2 + h,$$
$$w_{37} = 4k,\quad w_{38} = k^4,\quad w_{3\alpha}^2 = w_{31}^2 + \dots + w_{36}^2,\quad w_{3\beta}^2 = w_{37}^2 - w_{38}^2,\quad w_{4\alpha} = n^{35},$$
$$w_{4\beta} = 35p,\ \underline{g} = g + gh + ghk \tag{16}$$

woraus hervorgeht, daß alle diese Werte als dimensionslose Zahlen allein von den Elementen der präformativen Urmenge U_a der Beziehung **(11)** des Apeiron bestimmt werden.

Nach [1] und [2] liefert die einheitliche Feldtheorie als Lösung von [1, Gl. **19**] vier Hermetrieformen (nichteuklidische Formen) a bis d, die als Strukturen hermetrischer (nichteuklidischer) Unterräume des $R_6 \subset R_{12}$ aufgefaßt werden müssen. So gelten für diese Hermetrieformen, wenn die Koordinatenabhängigkeiten eingeklammert angegeben werden, $a(x_5, x_6)$ sowie $b(x_4, x_5, x_6)$ bzw. $c(x_1 .... x_3, x_5, x_6)$ und $d(x_1, ... ,x_6)$, was die Strukturierung der R_6-Koordinaten im Sinne hermetrischer Unterräume von $R_6 = R_3\,(x_1, x_2, x_3) \cup T_1\,(x_4) \cup S_2\,(x_5, x_6)$ bedingt. Durch diese vier Hermetrieformen werden strukturell alle elementaren Materiefeldquanten (Mq) beschrieben, wobei diese Mq im ponderablen Fall c und d als Zentren von Wechselwirkungsfeldern erscheinen, so daß stets Feld und Feldquelle als Einheit auftreten. Dies bedeutet, daß die Wechselwirkungsfelder von vornherein eine Hermetrieform mitbestimmen. Andererseits erweist sich $R_6 \subset R_{12} = R_6 \cup I_2\,(x_7, x_8) \cup G_4\,(x_9, ... ,x_{12})$, so daß der alles implizierende R_{12} durch die strukturierte Koordinatenmenge $K = \{(x_1 ... x_3), (x_4), (x_5, x_6), (x_7, x_8), (x_9, ... ,x_{12})\}$ mit dem Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$ dargestellt wird. In diesem K_{12} erscheinen die vier Hermetrieformen im Teilkardinalzahlenkomplex $K_6 = \{3; 1; 2\}$ wieder. Nach [1, Kap. IV] muß $a(x_5, x_6)$ beim Schnitt mit der Raumzeit als Gravitonensystem erscheinen, welches stets die Strukturen b, c, d begleitet, während die Form b als Zeitkondensation das elektromagnetische Photonenfeld bestimmt, aber c und d die ponderablen Strukturen elektrisch neutraler (c) oder geladender (d) Elementarkorpuskeln beschreiben. Wenn aber die Hermetrieform a beim Schnitt mit dem R_4 als gravitatives und die Hermetrieform b als elektromagnetisches Wechselwirkungsfeld darstellbar sind, dann kann die Hermetrieform d, die gemäß [1] und [2] ein elektrisches Ladungsfeld beschreibt, noch mit einem schwachen Wechselwirkungsfeld einhergehen. Schließlich wird es neben dem gravitativen Wechselwirkungsfeld (a), dem elektromagnetischen Wechselwirkungsfeld (b) und dem schwachen Wechselwirkungsfeld in der Form (d) noch ein durch diese Hermetrieform c bedingtes starkes Wechselwirkungsfeld geben. Im K_{12} stehen also die Elemente 3, 1 und 2 für die Unterraumkoordinaten einer materiellen Welt R_6 und daher mit diesen für drei Basiswechselwirkungen, deren strukturelle Kombinationen zu den Hermetrieformen a bis d führen. Der Kardinalzahlenkomplex gestattet also, in einer Kurzform die Basiswechselwirkungen bzw. Basishermetrieformen anzugeben, dergestalt, daß das Fehlen eines Elementes mit dem Fehlen der entsprechenden Basishermetrie bzw. Basiswechselwirkung identisch ist. Dies bedeutet, daß jeder genannten Hermetrieform gewisse zeit- und raumlose Konstanten **(16)** zugeordnet werden können.

Welche Bedeutung den Konstanten w_i von **(16)** zukommt, darauf soll nunmehr näher eingegangen werden.

Wird nach geometrisch fundierten Naturkonstanten gefragt, die einerseits ihrer Eigenschaft, Naturkonstanten zu sein, und andererseits Wahrscheinlichkeiten wiedergeben, gerecht werden, dann sollten diese Konstanten nicht nur in einem R_4, sondern auch in einem vorerst nicht näher definierten R_n, der den R_4 als Unterraum enthält, gültig sein und auch den Wahrscheinlichkeitsbegriff enthalten. Nun geht bereits aus [1, 44] ein 64-komponentiger Energiedichtetensor hervor, dessen Energiedichtekomponenten, wie bereits früher erwähnt, dem Unschärfeprinzip nach voneinander unabhängigen Längen proportional sind, die als voneinander unabhängige Längen eines Vektors in einem 64-dimensionalen Raum aufgefaßt werden können. Die genannten 64 Energiedichtekomponenten ε_{ik} zerfallen aufgrund algebraischer Eigenschaften in $12 + 24 = 36$ bzw. 28 Energiedichtekomponenten, für die zumindest kurzzeitig $\varepsilon_{ik} \neq 0$ $(i, k = 1, 2, \dots, 8)$ gilt. Der genannte R_{64} zerfällt somit in einen $R_{64} = (R_{12} \cup R_{24}) \cup R_{28}$. Als Dimensionszahlenmenge D_z der Unterräume dieses R_{64} ergibt sich somit $D_z = \{12, 24, 28, 36, 64, 4\}$. Wird nach im R_{64} geltenden Dimensionszahlen gesucht, dann kann D_z verwendet werden. Somit ergibt sich als Variablenmenge der genannten Naturkonstanten D_z, deren strukturierte Darstellungsform die Menge $\underline{D} = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64)\}$ gemäß **(11)** ist. Wird weiter in einem Unterraum $R_m \subset R_{64}$ eine beliebige Koordinate ausgewählt, dann ist die Wahrscheinlichkeit dafür, da alle Unterraumkoordinaten gleichberechtigt sind, $\frac{1}{m}$. Es wird also $\underline{D}$ in $U_a = \{(\frac{1}{36}), (\frac{1}{12}, \frac{1}{28}, \frac{1}{24}), (\frac{1}{4}, \frac{1}{64})\}$ gemäß **(11)** überführbar.

Dies ist aber gerade diejenige Variablenmenge, welche die w_i bestimmt. Da dem Bildungsgesetz der w_i geometrische Begriffe und Wahrscheinlichkeiten zugrunde liegen, müssen diese Konstanten geometrisch fundierte, Wahrscheinlichkeiten wiedergebende Naturkonstanten sein. Da schließlich Wechselwirkungsfelder, wie bereits angeführt wurde, geometrisch zustande kommen und deren Kopplungskonstanten die Erzeugungs- bzw. Vernichtungswahrscheinlichkeitsamplituden der Quanten dieser Felder sind, werden die w_i als Mengen dieser Wahrscheinlichkeitsamplituden interpretierbar.

Jeder Menge von Konstanten **(16)**, die spezifischer Art sei, kommt eine spezifische Eigenschaft E_j zu, so daß der Menge $\{w_0, \dots, w_4\}$ die Menge der

Eigenschaften $\{E_0, \dots, E_4\}$ entspricht. Wenn nun 2 Elemente z. B. in $\{w_1, w_2\}$ zusammengefaßt werden, dann würde dieser Untermenge $\{E_1, E_2\}$ entsprechen, wobei es bei einer Verknüpfung von w_1 mit w_2 auch zu einer Verbindung der entsprechenden Eigenschaften E_1 mit E_2 kommt. Auf diese Weise kann jedoch auch eine aus der Verbindung von E_1 mit E_2 bedingte neue Eigenschaft hervortreten, die als Folge der Verknüpfung von w_1 mit w_2 völlig neu, aber sekundär auftritt.

Die in **(16)** zusammengefaßten w_{ij}-Werte sind raum- und zeitloser Art, weil sie auf die Präexistenzen algebraischer Urstrukturen zurückgehen, die sich in der Zeitlichkeit $t \geq 0$ nicht verändern können. Auch sind die Verknüpfungsoperationen der Urelemente auf die kommutativen Operationen der Addition und Multiplikation beschränkt, wobei diese Multiplikation letztlich ebenfalls auf fortgesetzte Additionen reduzierbar ist. Schließlich kann noch festgestellt werden, daß die Mengen stets strukturiert sind und Symmetrien wie K_{12}, aber auch K_8 sowie K_6 und K_4 genügen. Die Kardinalzahlenkomplexe bilden dabei eine Kette
$K_4 = \{3; 1\} \subset K_6 \subset K_8 \subset K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$. Betrachtet man die sich aus **(16)** ergebenden numerischen Werte, dann scheinen die w_{21} bis w_{24} mit den empirischen Kopplungskonstanten der vier empirisch bekannten Klassen von Wechselwirkungen in einem engen Zusammenhang zu stehen, wofür auch die algebraische Herkunft dieser w_{2j}-Werte spricht (sie gehören alle der Menge w_2 an). Die Eigenschaften der w_{ij}-Werte werden sich bei deren Verknüpfung zu völlig neuen Sekundäreigenschaften verbinden. Es kann also vermutet werden, daß die w_{2j} in **(16)** mindestens mit den physikalischen Kopplungskonstanten der gegenwärtigen Welt in einem algebraischen Zusammenhang stehen.

Die einfachste Eigenschaft eines Terms aus **(16)**, bezogen auf die gesamte Menge dieser Terme, wäre seine Existenz oder Nichtexistenz im mengentheoretischen Sinn. Handelt es sich um die Mengen w_1 und w_2, dann würde die neue Eigenschaft in der Menge $\{w_1, w_2\}$ eine ausgezeichnete Untermenge $\{\overline{w}_1, \overline{w}_2\} \subset \{w_1, w_2\}$ entstehen lassen. Die Existenz von Feldern wurde als Folge des in [1] diskutierten Hermetrieproblems auf Teilkomplexe des K_{12} zurückgeführt, weil jede der Hermetrieformen a bis d die entsprechenden hermetrischen Unterräume des R_6 belegte. Zur praktischen Durchführung der Untersuchung nach Sekundäreigenschaften bietet sich im Fall $\{w_1, w_2\}$

das Aufsuchen von $K_m \subset K_{12}$ mit den Variablen aus (w_l) an, deren Sekundäreigenschaften es zunächst zu finden gilt.

Mit **(11)** und der Menge $\underline{D}$ wird $w_0 = w_0 (\delta_4)$ mit $m\delta_4 = 1$ und weiter $w_1 = w_1 (g_1, g_2, g_3^*) = w_1 (\delta_{21}, \delta_{22})$, wenn g_3^* fortgelassen wird. (Hier bedeuten δ_{21}, δ_{22} indizierte δ_2-Werte). Für w_2 folgt dann $w_2 = w_2 (g_1, h_1, k_1) = w_2 (\delta_{21}, \delta_{51}, \delta_{31}) = w_2 (\delta_{21}, \delta_{11}, \delta_{31}, \delta_{32})$, wobei der zweite Index in der bereits diskutierten Form zur mengentheoretischen Unterscheidung verwendet werde. Hier kann die Beziehung $\delta_5 = \delta_1 + \delta_3$ benützt werden. Die δ_j hingegen ergeben sich aus A (8) von **(11)** mit $1 + 3 = \delta_1$, $5 + 7 = \delta_2$, $11 + 13 = \delta_3$. Ganz entsprechend folgt $w_3 = w_3 (w_{3\alpha} (h_1, h_2), w_{3\beta} (k_1, k_2)) = w_3 (\delta_{11}, \delta_{31}, \delta_{32})$, wobei dieses Ergebnis darauf zurückgeht, daß in Analogie zu w_0 bis w_2 die Variablenmenge nur auf w_3, aber nicht auf $w_{3\alpha}$, $w_{3\beta}$ zu beziehen ist. In Form eines arithmetischen Mittels ergibt sich also eine Abhängigkeit von h und k allein. Die Variablenmengen der w_0 bis w_3 wurden deshalb in der vorstehenden Form gewählt, um die Vereinigungsmenge der angeführten Variablenmengen so klein zu halten, daß eine K_m-Symmetrie extrahierbar wird. Dies bedeutet, daß w_4 nicht mehr hinzugezogen wird, weil andernfalls die Variablenmenge im Gegensatz zu $K_m \subset K_{12}$ über den Komplex K_{12} hinausgehen würde.

Betrachtet man die Elemente δ_x in der Variablenmenge V_a der Menge (w_1, w_2), also $V_a = \{(\delta_{11}), (\delta_{31}, \delta_{32}), (\delta_{21}, \delta_{22}, \delta_{23})\}$, dann zeigt sich, daß auch diese Menge strukturiert ist und $\|V_a\| = \{1; 2; 3\} = K_6$ liefert, d. h., es erscheint hier die gleiche K_6-Symmetrie, die auch die Strukturierung der hermetrischen Koordinatenmenge des R_6 bestimmt. Dies bedeutet, da nach [1] die R_6-Koordinaten (im Gegensatz zu $R_{12} \supset R_6$) energetisch definiert sind, daß die Kopplungskonstanten w_1 und w_2 aus **(16)** sich auf die Felder der R_6-Hermetrieformen beziehen, von denen es nach [1] die Formen a bis d gibt, wobei sich als Hermetrie für die Selbstkondensationen jenseits der Raumzeit $a \triangleq (x_5, x_6)$, für die Zeitkondensationen (Photonen) $b \triangleq (x_4, a)$, für die Raumkondensationen (neutrale Korpuskeln) $c \triangleq (R_3, a)$ und für die Raumzeitkondensationen elektrisch geladener Korpuskeln $d \triangleq (R_3, x_4, a)$ ergibt. Da der a-Term im Schnitt mit dem R_4 als Gravitonenfeld erscheint, beschreibt offensichtlich w_{21} die Kopplungskonstante vom b-Feld und w_{22} diejenige des Gravitationsfeldes, während w_{23} für die starke Kraft (Nukleonenkraft), aber w_{24} für die schwache Kraft stehen. Bekanntlich sind die zu den Kopplungskonstanten w_i gehörenden Wechselwirkungskonstanten W_i deren Quadrate, so daß **(16)** durch

$$W_i = w_i^2 \qquad \textbf{(16a)}$$

zu ergänzen ist. Als elektromagnetische Wechselwirkungskonstante des b-Feldes müßte sich demnach die Feinstrukturkonstante des Lichtes ergeben. Numerisch ergibt sich hier $W_{21} = 1 / 133{,}855$, ein Wert, der um +2,376% vom bekannten Meßwert abweicht. Wird dagegen $W_{21} = \alpha$ strukturtheoretisch gemäß [2, Gl. **105**] und der Ansatzkorrektur [1, Kap. IV, 6] beschrieben, dann ergibt sich numerisch ein völlig exakter Wert, der dem über den Quanten-Halleffekt empirisch bestimmten Meßwert gleicht. Die Mißweisung des nach **(16a)** bestimmten Wertes kann nur darauf zurückgehen, daß w_{21} aus den Elementen der Urmenge **(11)** des zeitlichen Weltenursprungs ermittelt wurde. Nach [2, Kap. V] verändern sich gemäß Gl. **37** dieses Kapitels $D\,(t)$ und $\tau\,(t)$ wegen $D\,(\tau)$ während des Weltalters $t > 0$ derart, daß $\dot{D} > 0$, aber $\dot{\tau} < 0$ ist. Der Beginn einer Kosmogonie der Materie (II, 3) des beobachtbaren Universums lag näherungsweise vor $1{,}8 \cdot 10^{10}$a bis $4 \cdot 10^{10}$a, also bezogen auf das gesamte Weltalter vor einer verhältnismäßig geringen Vergangenheit zum absoluten Zeitpunkt $T_1 < T$, wenn T für das gegenwärtige Weltalter steht. Die Evolution des beobachtbaren Universums bezog sich demnach auf das Intervall $T - T_1 \ll T$, für welches die oben angeführten numerischen Schätzungen zu setzen sind. Selbst im Maximalfall
$T - T_1 \approx 4 \cdot 10^{10}$a ist dieses Intervall, bezogen auf T, praktisch zu vernachlässigen. Die kosmische Bewegung $\dot{D}$ verlief nach $t \geq 0$ zunächst außerordentlich schnell, um sich dann stark zu verlangsamen. Zum Zeitpunkt T_1 war D bereits so groß, daß $\dot{D} / D$ ebenso zu vernachlässigen ist wie $\dot{\tau} / \tau$, so daß bei T_1 bereits ein quasistatisches Universum vorlag. Da eine elektromagnetische Wechselwirkung stets über den metronisch strukturierten R_3 erfolgt und die strukturelle Beschreibung der b-Wechselwirkung $W_{21} = \alpha$ nach [2, Gl. **105**] diese metronische Strukturierung berücksichtigt, ist zu erwarten, daß wegen $\dot{\tau} \approx 0$ der durch die Urelemente bedingte Wert
$W_{21} = w_{21}^2$ während der Zeitspanne $0 \leq t \leq T$ auf den gegenwärtigen Wert abfällt, weil sich die Zellenstruktur des übertragenden R_3 stark verfeinert. Eine meßbare Änderung dieser Wechselwirkungskonstante des b-Feldes dürfte jedoch unter der Meßbarkeitsgrenze liegen, weil während $T - T_1$ auch im Extremfall die kosmische Bewegung in einen quasistationären Zu-

stand übergegangen ist, so daß für die Wechselwirkungskonstante im beobachtbaren Universum die Eigenschaft einer kosmologischen Konstante vorgetäuscht wird.

Wird zu den Kopplungen von w_1 und w_2 in der Form (w_1, w_2) noch w_3 aus **(16)** hinzugenommen, dann folgt für die Variablenmenge wegen $w_3\,(\delta_{11}, \delta_{31}, \delta_{32})$, $V_a = \{\delta_{11}, \delta_{12}), (\delta_{21}, \delta_{22}, \delta_{23}), (\delta_{31}, \delta_{32}, \delta_{33}, \delta_{34})\}$ mit $\|V_a\| = \{2; 3; 4\} = K_9 \subset K_{12}$, worin die Kardinalzahlen 1 und 2 des K_{12} fehlen, die aber für die Felder a und b stehen, wobei die Kardinalzahl 2 neben $a \triangleq (x_5, x_6)$ auch für eine Hermetrie (x_7, x_8) gelten kann, die, in den R_4 projiziert, Wahrscheinlichkeitsfelder ergibt, d. h., der K_9 ist doppeldeutig. Dies bedeutet, daß die Koordinaten $x_9 \dots x_{12}$ des G_4, die als Kardinalzahl 4 in K_9 auftreten, die b-Hermetrie, beschrieben durch (x_4, a) mit $a \triangleq (x_5, x_6)$, verschwinden und ein anderes Feld entstehen lassen. Steht also für die Kardinalzahl 2 in K_9 die Hermetrie $a \triangleq (x_5, x_6)$, dann kann es zu keiner Änderung der (x_7, x_8), jedoch der (x_5, x_6)-Koordinaten kommen, und somit zur Erzeugung eines spezifischen Gravitonenfeldes bei verschwindendem b-Feld. Steht 2 jedoch für (x_7, x_8), dann würde sich das b-Feld im K_{12} in ein Wahrscheinlichkeitsfeld wandeln und als b-Feld verschwinden. Es sind also die Kopplungskonstanten von w_3 aus **(16)** als transformatorische Felder zu interpretieren.

Werden die Kopplungen (w_2, w_3) untersucht, dann ergibt sich zunächst nach **(16)** die Variablenmenge $V_a = \{(\delta_{11}, \delta_{12}), (\delta_{21}), (\delta_{31}, \delta_{32}, \delta_{33}, \delta_{34})\}$ mit $\|V_a\| = \{2; 1; 4\} = K_7 \subset K_{12}$. Im Vergleich mit $(w_1 \dots w_3)$ fehlt in K_7 die Kardinalzahl $3 \triangleq (x_1, x_2, x_3)$, welche eine R_3-Hermetrie bedingt, von der die ponderablen Hermetrieformen c und d beherrscht werden, so daß die Menge der Kopplungskonstanten w_1 offensichtlich solche Wechselwirkungen kennzeichnen, bei denen ponderable Materiefeldquanten ausgetauscht werden. Das durch die Kopplungskonstante w_0 bedingte Feld kann in (w_2, w_3) nicht aufgenommen werden, weil $\{1; 2; 1; 4\} = K_8 \subset K_{12}$ gebildet wird. Hingegen ist der Kardinalzahlenkomplex der Variablenmenge von $(w_1 \dots w_3)$ ein K_9, so daß die Variablenmenge von $(w_0 \dots w_3)$ einen Kardinalzahlenkomplex $K_{10} \subset K_{12}$ der Form $\{1; 2; 3; 4\}$ entstehen läßt. Dies bedeutet, daß w_0 als ein Feld aufgefaßt werden muß, welches die Generierung eines elektromagnetischen Feldes verursacht.

Die beiden Kopplungskonstanten von w_1 in **(16)** vermitteln demnach für zwei der vier Wechselwirkungen von w_2 ponderable Wechselwirkungsquanten, wogegen zwei weitere Kopplungskonstanten aus w_2 zu Wechselwirkungen über imponderable Materiefeldquanten (Gravitonen, Photonen) Anlaß geben. Die beiden Elemente von w_4 hingegen sind offensichtlich nicht nur algebraisch, sondern auch physikalisch mit w_1 verwandt, woraus eventuell geschlossen werden könnte, daß den beiden imponderablen Wechselwirkungsfeldern auch durch $w_{4\alpha}$ und $w_{4\beta}$ ponderable Eigenschaften aufgeprägt werden könnten. Vor einer allgemeinen Diskussion der Wechselwirkungsfelder und ihrer wechselseitigen Zusammenhänge auf der Basis **(16)** wird es jedoch erforderlich sein, zu untersuchen, ob die Menge der Urelemente gemäß **(11)** vollständig ist; denn nach **(16)** und **(16a)** gehen die Wechselwirkungen und ihre Kopplungskonstanten letztlich auf die strukturierte Menge U der Urelemente in **(11)** zurück.

3. Kosmogonische Erweiterung

Im Vorangegangenen wurde die Kette $K_4 \subset K_6 \subset K_8 \subset K_{12}$ der Kardinalzahlenkomplexe entsprechend den Unterräumen $R_4 \subset R_6 \subset R_8 \subset R_{12}$ verwendet. Da für den raumzeitlichen Ordinalzahlenkomplex $Or_4 = \{1; 3\}$ gilt, muß es eine Entartung $K_1 = \{1\}$ geben, so daß die Kette gemäß $K_1 \subset K_4 \subset K_6 \subset K_8 \subset K_{12}$ auf diese Weise nach unten begrenzt wird, woraus sich unmittelbar die Frage ergibt, ob es auch eine obere Begrenzung jenseits des K_{12} geben kann, zumal es im Apeiron die Existenz eines R_{28} gibt und auch U aus **(11)** eine präformierende algebraische Struktur vor dem Eintritt in die Zeitlichkeit **(11a)** aufweist.

Betrachtet man zunächst die geordnete Menge $U_0 = \{(m), (g, h, k), (n, p)\}$ der Urelemente, also $\|U_0\| = \{1; 3; 2\} = K_6$, dann wird deutlich, daß in der Kette $K_1 \subset ... \subset K_{12}$ nach dem Komplex K_6 der Komplex K_8 folgt, so daß U_0 durch eine aus zwei Elementen bestehende weitere Untermenge zu ergänzen wäre.

Nun wurde neben $K_8 = \{1; 3; 2; 2\}$ noch die Form $\underline{K}_8 = \{6; 2\}$ verwendet, weil sich die energetisch bedingten Koordinaten des $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ von den nicht energetisch bedingten Koordinaten im I_2 des $R_8 = R_6 \cup I_2$ qualitativ unterscheiden. Dieser Unterschied folgt auch daraus, daß für die Menge $\{x_1 ... x_6\}$ der R_6-Koordinaten die zeitabhängigen Elementarlängen $|\delta x_i| = \delta s_0 (t)$ mit $(i = 1, 2 ... 6)$ existieren, während für $|\delta x_{7,8}| = \delta l_0 \exp(-24\pi)$ des $R_8 \supset R_6$ eine solche Zeitabhängigkeit nicht festgestellt werden kann. Wird also U_0 mit $\|U_0\| = K_6$ durch die Untermenge weiterer Urelemente (r, s) ergänzt und wird der Ordinalzahlenkomplex dieser ergänzten Menge, also $Or_8 = \{1; 3; 2; 2\}$ in $\underline{Or}_8 = \{6; 2\}$ überführt, dann wird deutlich, daß sich die Urelemente r und s wesentlich von den Elementen der Menge U aus **(11)** unterscheiden müssen. Die Elemente dieser strukturierten Urmenge ergaben sich gemäß **(1)** aus Dimensionszahlen, so daß der Schluß naheliegt, (r, s) wäre aus den einfachsten Elementen einer präexistenten Vorform im Apeiron zusammengesetzt, die Dimensionszahlen lieferten. Die einfachsten Elemente wären dann die ersten beiden Elemente der hinsichtlich der Ungeradzahligkeit symmetrischen Menge A der Primzahlen, die nach **(11)** als algebraisch präexistente Vorform des Apeiron zu verstehen ist. Es ist also $r = 1$ und $s = 3$ zu setzen, so daß die zu U_0 geordnete Menge U beim Übergang $U_0 \rightarrow \underline{U}_0$ mit $\|\underline{U}_0\| = K_8$ durch die Untermenge $(1, 3)$ zu ergänzen ist. Für diese Urmenge gilt also

$$U_0 \rightarrow \underline{U}_0 = \{(m), (g, h, k), (n, p), (r, s)\}, \quad r = 1, \quad s = 3,$$
$$\|\underline{U}_0\| = \{1; 3; 2; 2\} = K_8 \qquad \textbf{(17)}.$$

Aus den Elementen der Menge U_0 folgten nach **(16)** die Zahlenelemente der Mengen $w_0 \dots w_4$, die wegen **(17)** durch eine weitere Menge w_5 ergänzt werden sollte, die aber wie die Kopplungskonstanten aus **(16)** ebenfalls aus der allgemeinen Mengenkette F hervorgehen muß. Dies bedeutet, daß zunächst die Menge F durch 2 weitere Elemente zu ergänzen ist, deren Bildungsgesetz bekannt ist. Für die einzelnen Mengenfolgen, die zu F und schließlich zu $\underline{F}$ führen, gilt:

$$(a_1) \subset (a_1, a_2) \subset (a_1, a_2, a_3) \subset \dots$$
$$((a_1)) \subset ((a_1), (a_1, a_2)) \subset ((a_1), (a_1, a_2), (a_1, a_2, a_3)) \subset \dots$$
$$(((a_1))) \subset (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2))) \subset \dots$$
$$((((a_1)))) \subset ((((a_1))), (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2)))) \subset \dots$$
$$(((((a_1))))) \subset (((((a_1)))), ((((a_1))), (((a_1)), ((a_1), (a_1, a_2))))) \subset \dots$$

Für $\underline{F}$ folgt daher

$$\underline{F} = \{(a_1), (b_1, b_2, b_3^*), ((c_1), (c_1, c_2), (c_1, c_2, c_3)) \dots (((((\underline{f}_1)))), \dots)\},$$

wofür $\|F\| = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\} = K_{14} \supset K_{12}$ gilt, wobei zur Unterscheidung gegenüber dem Operationszeichen f_1 als Variable $\underline{f}_1$ gesetzt wird. Ein solcher Kardinalzahlenkomplex ergab sich für die strukturierte Koordinatenmenge eines $R_{14}^* \subset R_{28}^*$ zum zeitlichen Weltenursprung $t = 0$. In dieser Unterraumstruktur des R_{28}^* wurden die $d_1, d_2, d_3, c_1, c_2, c_3$ als Normen von Vektoren interpretiert, die den hinsichtlich der Koordinatenmenge strukturierten Unterraum R_{14}^* aufspannten, dessen Koordinatenstrukturierung einer K_{14}-Symmetrie genügte. Da mit den jeweiligen Untermengen von $\underline{F}$ stets Verknüpfungsoperationen verbunden sind, muß also die Menge V dieser Operationen zu $V \rightarrow \underline{V} = \{(o_1), (o_2\, o_1), (o_3\, o_2\, o_1), (o_4\, o_3\, o_2\, o_1), (f_1, f_2), (f_3, f_4)\}$ zu erweitern sein, d. h., $\underline{V}$ entsteht dadurch, daß zu V die Untermenge (f_3, f_4) hinzugefügt wird, so daß auch für $\underline{V}$ der Komplex K_{14} erscheint. Die möglichen Operationen o_j ergeben sich aus dem Kalkül der Kardinalzahlen, welches neben $(+)$ und $(\cdot)$ auch den Potenzbegriff enthält.

Wenn m, α und β Kardinalzahlen sind, dann ist bekanntlich nach dem Kardinalzahlenkalkül $A = m^{\alpha+\beta}$ bzw. $A = m^{\alpha\beta}$ oder allgemein mit den Kardinalzahlen m_i, sofern $a = \sum_{i=1}^{n} m_i$ für die Summation und $b = \prod_{i=1}^{n} m_i$ für das Produkt stehen, $A = m^a$ bzw. $A = m^b$. In Analogie zur Verwendung von Urelementen (als rationale Zahlen) anstelle der Kardinalzahlen kommt es nunmehr darauf an, in Erweiterung des Zahlenbegriffes eine Basis zu entwickeln, die zum algebraischen Körper reeller Zahlen gehört. Hier kann vom Bildungsgesetz der Elementarlängen $\delta x_{7,8}$ im R_{12}, also von e^{-1} ausgegangen werden, was die Verallgemeinerung $A = \exp\left(-\sum_{i=1}^{n} k_i\right)$ und $B = \exp\left(-\prod_{i=1}^{n} k_i\right)$ nahelegt. Die Funktionen f_3 und f_4 mögen nunmehr der Exponentendarstellung von A und B folgen. Werden f_3 und f_4 auf das jeweils zweite Glied der angeführten Mengenfolgen angewendet, dann bedeutet dies eine sukzessive Auflösung der Mengenklammern, um zu einem Zahlenwert A oder B zu gelangen. Beispielsweise würde f_3 oder f_4 in Anwendung auf $((a_1), (a_1, a_2))$ zu den Darstellungen $((a_1), (a_1, a_2)) \rightarrow \exp(-2a_1 - a_2)$ bzw. $((a_1), (a_1, a_2)) \rightarrow \exp(-a_1^2 a_2)$ führen. Da im 2. Glied der 5. Mengenfolge insgesamt a_1 fünfmal, aber a_2 nur einmal auftritt, ergeben sich für die beiden Elemente der Menge w_5 in Analogie zu w_4, wenn nunmehr r und s aus **(17)** eingefügt werden, $w'_{5\alpha} = \exp(-5r - a_2)$ und $w'_{5\beta} = \exp(-a_2 s^5)$, falls in Analogie zu w_4 wieder eine Aufteilung der Variablen auf die Funktionsoperatoren stattfindet.

Da außer r und s keine Variablen mehr vorhanden sind, kann für a_2 das jeweilige Einheitselement der jeweiligen Verknüpfungsoperation gesetzt werden, was $w'_{5\alpha} = \exp(-5r)$ und $w'_{5\beta} = \exp(-s^5)$ ergibt. Diese spezielle Wahl von a_2 unterscheidet sich von $a_1 = \ldots = a_4 = n$ bzw. p in w_4. Wird darüber hinaus noch $f_1 = (\,)^{1/2}$ angewandt, um aus (f_1, f_2) eine Untermenge $(f_{11}, f_{12}, f_{13}, f_{21})$ mit der K_4-Symmetrie $K_4 = \{3; 1\}$ zu erzeugen, dann erscheint f_1 dreifach, nämlich als $\sqrt{m}$, $\sqrt{w'_{5\alpha}}$ und $\sqrt{w'_{5\beta}}$, so daß sich $w_{5\alpha} = \sqrt{w'_{5\alpha}}$ und $w_{5\beta} = \sqrt{w'_{5\beta}}$ ergibt.

Die numerischen Werte von **(16)** zeigen, daß die Menge $w_{21} \ldots w_{24}$ aus den physikalisch bekannten Kopplungskonstanten besteht, von denen jede ein Wechselwirkungsfeld definiert, das jeweils einer konkreten Hermetrieform im R_6 entspricht, auf den, wie in [1] gezeigt, die materielle Welt zu beziehen ist; was wiederum den R_6 energetisch definiert. Andererseits existiert auch der Hyperraum $R_{12} = R_6 \cup V_6$ mit $V_6 = I_2 \cup G_4$, so daß geschlossen werden muß, daß es auch hermetrische Strukturen und somit Felder in diesem V_6 geben muß, die ebenfalls durch raum- und zeitlose Kopplungskonstanten gekennzeichnet werden. Hier ist allerdings der Begriff der Kopplung in einem erweiterten Sinne zu verwenden. Im $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ wird jede der vier elementaren Hermetrieformen a bis d im $R_4 = R_3 \cup T_1$ von den Koordinaten (x_5, x_6), also vom $S_2\,(x_5, x_6)$ begleitet, wobei x_5 und x_6 als organisatorische Koordinaten interpretiert werden. So werden durch die Abbildung $S_2 \rightarrow R_4$ in der Raumzeit Strukturen verändert, und zwar als Folge einer Modulation der Zeitstruktur $S_2 \rightarrow T_1$. Die gleiche Überlegung wird nun aber auch für den V_6 des Hyperraumes $R_{12} = R_6 \cup V_6$ wirksam, weil hier die Abbildung $G_4\,(x_9 \ldots x_{12}) \rightarrow I_2\,(x_7, x_8) \rightarrow S_2$ existiert, die also letztlich die Strukturen des R_4 verändert. Eine Variation von V_6-Strukturen hat eine Variation von R_4-Strukturen und daher eine Änderung der Hermetrieform zur Folge, woraus zu schließen ist, daß die zusammen mit $V_6 \rightarrow S_2$ wirkenden Kopplungskonstanten stets nur im Verbund mit den Elementen von w_2 erscheinen können. Wird (16) durch die Menge w_5, also

$$w_{5\alpha}^2 = \exp(-5r), \quad w_{5\beta}^2 = \exp(-s^5) \qquad \textbf{(18)}$$

entsprechend ergänzt, dann ist anzunehmen, daß es sich bei den Elementen der Mengen w_1, w_3 und w_4 offensichtlich um solche Kopplungskonstanten einer Hyperraumstruktur handelt, die stets im Verbund mit w_2 erscheinen. Hieraus folgt aber, daß es eine algebraische Verknüpfung zwischen den w_1, w_3 und w_4 des Hyperraumes und den Elementen von w_2 gibt. Da $(+)$ und $(\cdot)$ die einfachsten Operationen dieser Art sind, ist anzunehmen, daß es sich bei dem Verbund um solche Verknüpfungen handelt.

Wie in Kap. III, 2 dieser Schrift gezeigt wurde, bedingen die Elemente von w_1 die Ponderabilität von Wechselwirkungsquanten. Da diese Elemente durch die Verknüpfungen $(+)$ und $(\cdot)$ entstehen, sind sie noch am ehesten mit denen von w_4 verwandt, die durch die Operationen $(\cdots\cdot)$ und $(++++)$ entstehen. Werden die Operationen $+$ bzw. $\cdot$ in $(+)$ und $(\cdot)$ bzw. $(++++)$ und $(\cdots\cdot)$ miteinander vertauscht, dann zeigt sich, daß die Vereinigungsmenge $((+), (\cdot), (++++), (\cdots\cdot))$ nicht verändert wird und daß somit w_1 und w_4 in einer Menge $\{(w_{11}, w_{12}), (w_{4\alpha}, w_{4\beta})\}$ zusammengefügt werden können, weil aufgrund der Invarianz eine Zusammengehörigkeit der Mengen w_1 und w_4

vorliegt. Dies bedeutet, daß auch die Menge w_4 mit der Ponderabilität von Wechselwirkungsquanten zusammenhängt.

Wegen $K_4 \subset K_6 \subset K_8$ ist der Komplex $\{1; 3; 2; 2\}$ in $\{(1+3); 2; 2\}$ überführbar, so daß es wegen der Zusammengehörigkeit von w_1 und w_4 eine Menge von Kopplungskonstanten
$K = \{(w_{11}, w_{12}, w_{4\alpha}, w_{4\beta}), (w_{3\alpha}, w_{3\beta}), (w_{5\alpha}, w_{5\beta})\}$ mit $\|K\| = \{4; 2; 2\} = K_8$
gibt, wobei die Elemente der ersten Untermengenklammer verwandte Eigenschaften aufweisen. Mit $\underline{w}_3 = w_{3\alpha} + w_{3\beta}$ und $\underline{\underline{w}}_3 = w_{3\alpha} \cdot w_{3\beta}$ und der aus vier Elementen bestehenden Menge w_2 mit $w_2 = (w_{21}, w_{22}, w_{23}, w_{24})$ kann auch $\underline{K} = \{w_2, (\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3)\}$ mit $\|\underline{K}\| = \{4; 2\} = K_6$ gebildet werden. Ganz entsprechend kann auch $\underline{w}_5 = w_{5\alpha} + w_{5\beta}$ und $\underline{\underline{w}}_5 = w_{5\alpha} \cdot w_{5\beta}$ gesetzt werden. Wird $(\underline{w}_5, \underline{\underline{w}}_5)$ als Untermenge in $\underline{K}$ eingefügt, dann entsteht
$\underline{\underline{K}} = \{w_2, (\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3), (\underline{w}_5, \underline{\underline{w}}_5)\}$, also eine Menge, für die wegen $\|\underline{\underline{K}}\| = \{4; 2; 2\}$ eine K_8-Symmetrie gilt. Dies bedeutet, daß die Kardinalzahlenkomplexe eine Kette $\|\underline{K}\| = K_6 \subset K_8 = \|\underline{\underline{K}}\|$ bilden.

4. Formen raumzeitlicher Wechselwirkungen

Nach der aus der Hyperraumdynamik $G_4 \to I_2 \to S_2 \to R_4$ hergeleiteten indeterministischen Quantentheorie **(9)** bis **(10a)** kommt es bei jeglicher Wechselwirkung zwischen elementaren Materiefeldquanten (Mq) zu einem Austausch von Wechselwirkungsquanten, die ebenfalls als Mq aufzufassen sind. Die Emission und Absorption solcher Wechselwirkungsquanten setzt also für alle in Wechselwirkung stehenden Mq stets Ladungsstrukturen voraus, von deren Struktur die Wechselwirkungsquanten (Wq) abhängen. Die Wechselwirkungskraft wird dabei von der Häufigkeit des Austausches emittierter und absorbierter Wq bestimmt, wobei die Wahrscheinlichkeitsamplitude hierfür die jeweilige Kopplungskonstante ist, so daß ihr Quadrat und demnach die Wahrscheinlichkeit für den Austauschprozeß nach **(16a)** als Wechselwirkungskonstante erscheint. Auch ist eine solche Kopplungskonstante unmittelbar der betreffenden Ladung als Quelle oder Senke der Wq-Ladung proportional, das Wechselwirkungsfeld hingegen ist die Summe aller Wq. Nach **(16)** sind die Kopplungskonstanten keine Parameterfunktionen, doch besteht die Möglichkeit [12, 150] und [13, 365], daß durch eine Erzeugung der Wq aus dem Vakuum die Quellen entsprechender Wq abgeschirmt oder verstärkt werden. In einem solchen Fall hängt die Wechselwirkung funktional von der Entfernung des Wq vom Ladungszentrum und somit nach dem Unschärfenprinzip von einer Energie ab, so daß die betreffende Kopplungskonstante als gleitende Kopplungskonstante bezeichnet wird. Abweichend von [12] und [13] wird im folgenden nicht α_i, sondern $\beta_i = \sqrt{\alpha_i} = \psi_i$ als Kopplungskonstante bzw. als Wahrscheinlichkeitsamplitude des Wq-Austausches in Übereinstimmung mit **(16a)** verstanden. Die reelle Wahrscheinlichkeit W_i einer Erzeugung oder Vernichtung von Wq wäre dann $W_i = \beta_i^2$. Immer dann, wenn eine Kopplung von einer Energie abhängt oder aber von einer Mq-Masse, welche die Emission oder Absorption von Wq verursacht, muß die Kopplungsgröße auf eine Masse bezogen werden, für welche zweckmäßig diejenige Elementarmasse gewählt wird, deren Partikel hinsichtlich der Masse im Universum relevant sind. Da es sich dabei um die Massen von Protonen (m_p) und Neutronen (m_n) handelt, aber $m_n \neq m_p$

ist, erscheint die mittlere Nukleonenmasse $2m_N = m_p + m_n$ als geeignete Bezugsgröße.

Die raumzeitlichen Wechselwirkungsfelder gehen nach **(16)** und den bereits erläuterten Eigenschaften der w_i offensichtlich auf die Mengen w_1, w_2 und w_4 zurück, wobei im allgemeinen imponderable photonische und gravitative Wechselwirkungen auf die Elemente w_{21} und w_{22} zurückgehen, wogegen bei den Kopplungskonstanten w_{23} und w_{24} der starken und schwachen Wechselwirkung ponderable Wq auftreten könnten. Zur Diskussion der elektromagnetischen Kopplungskonstante $\beta_1 = w_{21}$ muß zunächst auf die Verhältnisse des Weltenursprungs $t = 0$ zurückgegriffen werden. Hier spannen dimensionslose elementare „Längen" b_i mit den Einheitsvektoren $\bar{e}_r$ gemäß $b_1 \bar{e}_i \in R_1^*$ sowie $b_2 \bar{e}_j \in R_2^*$ und $b_3 \bar{e}_k \in R_3^*$ (hier nehmen die Indizierungen j und k die Werte $j = 1, 2$ sowie $k = 1, 2, 3$ an) insgesamt drei Unterräume auf, die einen Raum $R_6^* = R_1^* \cup R_2^* \cup R_3^*$ erzeugen. Dieser R_6^* bei $t = 0$ kann mit dem gegenwärtigen $R_6 = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ und seinen Elementarlängen verglichen werden. In beiden Fällen sind die Koordinatenmengen in gleicher Weise strukturiert, so daß sowohl im Fall R_6^* als auch R_6 der gleiche Kardinalzahlenkomplex $\{1; 2; 3\}$ vorliegt. Aus diesem Grunde wird also die Zuordnung eines R_i^* zu einem Unterraum R_i mit $i = 1, 2, 3$ möglich. Man kann also ein Element $\delta x_4 \in T_1 (x_4)$ in Beziehung setzen zu $b_1 \in R_1^*$ für $t = 0$. Nach **(3)** bis **(5)** ist von den Elementen b_i, b_k^* das Element b_1 wegen $b_1 \approx 1$ besonders ausgezeichnet, weil alle kosmogonischen Sphärendiameter auf den Durchmesser der Fundamentalsphäre bezogen wurden. Andererseits ist dieser Diameter D_1 auch derjenige, der für $t > 0$ reell bleibt, mit $t > 0$ kleiner wird und zur Gegenwart $t = T$ den Wert $\delta s_0 = \sqrt{D_1^2 \pi} = \sqrt{\tau} \approx 2{,}35 \cdot 10^{-35}$m erreicht. Aus diesen Gründen wird deutlich, daß der Kopplungskonstanten $\beta_1 = w_{21}$ photonischer Art eine besondere Bedeutung zugeschrieben werden muß, das heißt, es erscheint denkbar, daß in Analogie zu $f_i\,(f_1)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ mit $f_1 = g$ und $12g = 1$ auch β_1 andere Kopplungskonstanten β_i bilden kann.

Andererseits gibt es nach (Kap. III, 1) im Apeiron vor dem kosmogonischen Weltenursprung $t = 0$ präexistente algebraische Strukturen, die durch Einwirkung der additiven Verknüpfungen aus der Operationsmenge o_u auf das Zahlenelement alle Unterräume des $R_{12} = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$, also des Hyperraumes der Welt entstehen läßt; wobei dieser Einheit wegen

$\dim(T_1(x_4)) = 1$ einer präexistenten Analogie der morphologischen Geschichtlichkeit der Weltzeit $t > 0$ entspricht. Mithin kommt dem Zeitbegriff eine sehr fundamentale und urtümliche Bedeutung zu. Nach den Hermetrieformen a bis d aus [1, Kap. IV] bezeichnet b, als Form der Zeitkondensationen $T_1 \cup S_2$ im physischen Raum das Photonenfeld, dem daher eine ähnliche fundamentale Bedeutung wie dem Zeitbegriff zukommen muß. Die Kopplungskonstante dieses Photonenfeldes wird, der numerischen Kalkulation entsprechend, durch $w_{21} = \underline{g}$ mit $\underline{g} = g + gh + ghk$ nach **(16)** mit verhältnismäßig guter Wiedergabetreue dargestellt und weicht als Quadrat **(16a)** nur wenig vom strukturellen ermittelten Wert [2, Gl. **105**] der Feinstrukturkonstante des Lichtes ab, so daß $w_{21} = \underline{g}$ als Kopplungskonstante der Zeitkondensationen von ebenso fundamentaler Art ist wie die Zeitstruktur selbst. Dies scheint ein Grund dafür zu sein, daß $\underline{g}$ auch die übrigen energetischen Kopplungskonstanten in **(16)** wie die der starken und schwachen Kraft oder der Gravitation mitbestimmt.

Wegen $\beta_1 = w_{21}$ nach **(16)** gilt für β_1 der einfache Zusammenhang $\beta_1 = g + gh + ghk$, wobei die Stellungssymmetrie der (g, h, k) sich bereits aus den Beziehungen der b_i, b_k' untereinander nach **(6)** andeutet. Zunächst scheinen die Elemente von w_2 voneinander unabhängig zu sein. Werden jedoch die zu den Elementen von w_2 führenden möglichen Operationen $(o_2\, o_1)$ bei ihrer Wirkung auf die Elemente der Urmenge **(11)** näher untersucht und miteinander verglichen, dann können zusammengehörige $(o_1\, o_2)$-Operationen aufgrund algebraischer Eigenschaften festgestellt werden. Dies bedeutet, daß solche miteinander algebraisch verknüpften Elemente der Menge w_2 auch in Form verwandter Wechselwirkungsfelder erscheinen. So gehören die Operationen $(+\,\cdot)$ und $(\cdot\,+)$ ebenso zusammen wie $(+\,+)$ und $(\cdot\,\cdot)$, weil in beiden Fällen nur eine Vertauschung von $+$ und $\cdot$ vorliegt, wodurch verwandte Operationen ineinander überführbar sind. In w_2 sind also die Kopplungskonstanten (w_{21}, w_{24}) und (w_{22}, w_{23}) algebraisch miteinander verwandt. Vergleicht man die sich aus **(16)** ergebenden numerischen Werte mit der Empirie, dann wäre w_{21} die elektromagnetische, w_{22} die gravitative, aber w_{23} die starke und w_{24} die schwache Kopplung, so daß die Verwandtschaft (w_{21}, w_{24}) und (w_{22}, w_{23}) eine empirische Bestätigung findet. Auch scheint sich aufgrund von (w_{21}, w_{24}) der Versuch einer Vereinigung der elektromagnetischen mit der schwachen Kraft durch das Modell von St. WEINBERG und A. SALAM zu bestätigen.

Die Wq der schwachen Wechselwirkung müssen Vektorbosonen sein, von denen empirisch tatsächlich $W^{\pm}$ und Z^0 aufgefunden wurden [12, 133], wobei die Ponderabilität der Wq durch sogenannte „Higgs-Teilchen" vermittelt werden soll. Dieses Higgs-Modell entspricht dabei offensichtlich den Kopplungskonstanten der Mengen w_1 und w_4 gemäß **(16)**, so daß diese Eigenschaft, nach der (vorerst mit Ausnahme des Photons) imponderable Wq massiv (also ponderabel) werden [12, 43], in einheitlicher Form eben durch diese Kopplungskonstanten darstellbar ist. Mithin entsprechen w_1 und w_4 der Gesamtheit aller hypothetischen Higgsfelder, wobei im einfachsten Fall eine additive oder subtraktive Verknüpfung mit den Elementen w_2 möglich ist.

Der algebraischen Struktur entsprechend, gehören w_1 und w_4 ebenso zusammen wie die Elemente (w_{21}, w_{24}) und (w_{22}, w_{23}) aus w_2. Da die Zahlenwerte dieser Elemente von w_2 nicht stark geändert werden dürfen, damit sie die physikalischen Eigenschaften der durch sie beschriebenen Wechselwirkungsfelder richtig wiedergeben, kommen für die algebraischen Verknüpfungen nur die Darstellungen $\underline{w}_{21} = |w_{21} - w_{11}|$ sowie $\underline{w}_{24} = |w_{24} - w_{12}|$ und $\underline{w}_{23} = |w_{23} + w_{4\beta}|$ bzw. $\underline{w}_{22} = |w_{22} - w_{4\alpha}|$ in Betracht. Es können stets nur zwei Elemente innerhalb einer Mengenklammer mit zwei entsprechenden Elementen einer anderen Mengenklammer verbunden werden. Auch wurde in $\underline{w}_{21}$ bis $\underline{w}_{24}$ die Verknüpfungsmenge $\{-, -, -, +\}$ verwendet, die einer Symmetrie hinsichtlich $K_4 = \{3; 1\}$ genügt.

Wird $\underline{w}_{24}$ auf die bereits erwähnte Nukleonenmasse m_N als Ruheenergie $m_N c^2$ bezogen, dann folgt für die zugehörige Kopplungskonstante $\beta_4 = \underline{w}_{24} / (m_N c^2)$ und daher für die Wechselwirkungskonstante $\alpha_4 = \beta_4^2$, was numerisch $\alpha_4 = 1{,}2321 \cdot 10^{-5}\,(\mathrm{GeV})^{-2}$ liefert. Beim Vergleich mit der empirischen Fermi-Konstanten von $1{,}16637 \cdot 10^{-5}\,(\mathrm{GeV})^{-2}$ ergibt sich also eine Abweichung von $\delta = 5{,}6 \cdot 10^{-2}$. Die Einbeziehung der Kopplungskonstanten w_{12} in $\underline{w}_{24}$ weist auf ponderable Wq hin, die empirisch auch tatsächlich bei dieser Wechselwirkung beobachtbar sind. Da w_{12} einem Feld entspricht, das eine Ponderabilität der schwachen Ww bewirkt, wäre w_{12} einem Higgsfeld [14, 52 – 58] zuzuordnen. Der numerische Wert von w_{21} liefert hingegen näherungsweise die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, deren Wq als Photonen imponderabler Natur sind. Hingegen ergibt der Term $\underline{w}_{21} = |w_{21} - w_{11}|$, interpretiert als Wechselwirkungskonstante, numerisch $\underline{w}_{21}^2 = 0{,}026754 = 1/37{,}377$, welcher $w_0^2 = 1/36$ gut annähert, so daß $\underline{w}_{21}^2 \approx w_0^2$ als Kopplungskonstante einer Vereinigung der elektromagnetischen, starken und schwachen Kraft interpretiert werden kann, worauf auch die eine Ponderabilität verursachende Konstante w_{11} hinweist.

Es existieren also einerseits nach **(16)** die Menge energetischer Kopplungskonstanten $K_E = \{(w_{21}, w_{22}, w_{23}, w_{24}), (\underline{w}_5, \underline{\underline{w}}_5)\}$ und andererseits sozusagen diejenigen eigenschaftsverändernder Kopplungskonstanten $K_0 = \{(w_{11}, w_{12}, w_{4\alpha}, w_{4\beta}), (\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3)\}$, welche die energetischen Kopplungskonstanten begleiten, sowie die Konstante w_0, die jedoch in keiner der beiden Mengen auftritt. Da nicht angenommen werden kann, daß w_0 von den Elementen in K_E oder K_0 gänzlich verschieden ist, bleibt nur die Konsequenz, daß w_0 ein Grenzfall von den Kopplungskonstanten aus diesen beiden Mengen ist. Spätestens dann, wenn diese drei Kopplungskonstanten in w_0 einmünden, aber frühestens bei $\underline{w}_{21}$ muß als Wq eine ponderable Korpuskel erscheinen, weil sich hier die Kopplungskonstanten nicht mehr wesentlich unterscheiden. Hier zeigt sich deutlich, daß die Kopplungskonstanten nur für $t = 0$ gemäß **(16)** Konstante sind, die jedoch zumindest für $t = T$ parameterabhängig werden. Um die nunmehr gleitenden Kopplungskonstanten wiederum in raumzeitlose Kopplungskonstanten überzuführen, kann der jeweiligen Kopplungskonstante je ein fester, zur Zeit $t = 0$ möglicher Parameterwert zugeordnet werden. Diese zur Zeit $t = 0$ gültigen Konstanten gehen wiederum auf die zu diesem Zeitpunkt vorhandenen mengentheoretischen Kalküle zurück. Hierbei kommt sicherlich den in [1, 278 – 279] diskutierten Elementarlängen $|\delta x_{7,8}| = \delta l_0 \exp(2\pi m)$ mit $m \in Z$ (speziell $m = -12$) eine besondere Bedeutung zu.

Im Fall $m = -12$ wird die Darstellung $|\delta x_{7,8}| = \delta l_0 \exp(-24\pi) = \delta l_0 \prod_{24} \exp(-\pi)$ möglich, wenn $\prod_{24}$ bedeutet, daß der nachfolgende Ausdruck zur 24. Potenz erhoben wird. Hier erscheint der Zusammenhang mit dem Kardinalzahlenkalkül besonders deutlich.

Bereits bei der Bestimmung der Elemente von w_5 wurde die Beziehung $B = \exp(-\prod_{i=1}^{m} k_i)$ verwendet, wobei k_i vorerst Kardinalzahlen waren. Wird die Basis $\exp(-1)$ auf $\exp(-\pi)$ gewechselt und die Menge der Dimensionszahlen $D_3 = (12, 28, 24)$ in einen gleichartigen Kardinalzahlenkomplex überführt, dann werden in Verallgemeinerung der Entsprechung Dimensionszahlenmenge – Kardinalzahlenmenge also neben der Elementarlänge $|\delta x_{7,8}| = \delta l_1 = \delta l_0 \exp(-24\pi)$ noch die weiteren Elementarlängen $\delta l_2 = \delta l_0 \exp(-28\pi)$ und $\delta l_3 = \delta l_0 \exp(-12\pi)$ erhalten. Vielfache dieser Elemente $\delta l_1 \ldots \delta l_3$ wären nun wiederum unter Verwendung der bekannten mengentheoretischen Methoden und endlicher Zahlenmengen zu bilden.

Die Kopplungskonstanten aus **(16)** und **(18)** gingen auf die erweiterte Menge $\underline{U}_0$ in der Form **(17)** zurück, die wiederum aus der geordneten Urmenge **(11)** hervorging, welche durch die Untermenge $(r, s) = (1, 3)$ die Menge **(17)** ergab. Die Reziprokwerte der Elemente von (11) liefern dabei eine Menge der Dimensionszahlen $D = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64)\}$, deren niedrigste Elemente 4 und 12 sind. Diese Dimensionszahlen gehen aber aus $<r, s> = \{(r), (r, s)\}$ durch Anwendung der Operationen $(+\cdot)$ und $(\cdot+)$ gemäß $(+\cdot) <r, s> = r + rs = 4$ und $(\cdot+) <r, s> = s(r + s) = 12$ hervor. Zur Bildung von „Vielfachen“ der Längen $\delta l_1 \ldots \delta l_3$ werden nunmehr die bereits aus **(17)** hervorgehenden Mengen $U_d = \{(n, p), (r, s)\}$ und speziell $<r, s>$ bzw. $<s, r>$ sowie die Operationen (o_2, o_1) verwendet, die bereits die 4 bekannten Kopplungskonstanten lieferten. Es ist eine große Anzahl von Faktoren der $\delta l_1 \ldots \delta l_3$ zu erwarten, die dadurch eingeschränkt werden kann, daß einerseits nur symmetrische mengentheoretische Operationen zugelassen werden und daß andererseits die Menge der entstehenden Faktoren in die bereits verwendeten Kardinalzahlenkomplexe überführbar sein sollen.

Die fundamentalste der 4 aus der Menge w_2 hervorgehenden Kopplungskonstanten ist $\beta_1 \triangleq w_{21}$, weil die übrigen Kopplungskonstanten $\beta_2 \ldots \beta_4$ aus β_1 entstehen. Auch ist β_4 mit β_1 mengentheoretisch verwandt, weil β_1 und β_4 durch die Operationen $(+\cdot)$ bzw. $(\cdot+)$ zustande kommen, die zueinander „inverse“ Operationen wegen $(+\cdot) \leftrightarrows (\cdot+)$ mit $+ \leftrightarrows \cdot$ sind. Es ist also unter dem Aspekt einer Symmetrisierung
$a_1 = [(\cdot+) < r, s >] [(+\cdot) < r, s >] [(\cdot+) < s, r >] [+\cdot) < s, r >] =$
$= (1 \cdot 4) \cdot (1 + 3) \cdot (3 \cdot 4) \cdot (3 + 3) = 48 \cdot 24$ bildbar. Ganz entsprechend kann $a_2 = [(\cdot+) < r, s >] [(+\cdot) < s, r >] = 4 \cdot 6$ erzeugt werden. Es wird deutlich, daß a_1 vier Terme [ ], aber a_2 nur zwei solche Terme enthält, so daß für die Menge dieser Terme der Komplex $K_6 = \{4; 2\}$ maßgebend ist. Bei a_2 wird im ersten Term von [ ] mit $(\cdot+)$ und im zweiten Term $(+\cdot)$ sowie $< r, s >$ bzw. $< s, r >$ verwendet. Es wird also letztlich bei der Erzeugung von a_1 und a_2 lediglich die Untermenge (r, s) aus **(17)** benützt. Eine Symmetrie

$K_6 = \{4; 2\}$ wird bei U_d dadurch erreicht, daß die verwendete Menge U_d zu $\{(n, p, r, s), (r, s)\}$ ergänzt wird, deren Kardinalzahlenkomplex dieser K_6 ist. Wird hier die Verknüpfungsoperation $\cdot$ angewendet, dann können die Faktoren $A_1 = sa_1$ sowie $A_2 = n \cdot a_2$ bzw. $A_3 = p$ und $A_4 = r$ gebildet werden. (Neben a_1 und a_2 gibt es nur mehr 1 als einfachsten multiplikativen Faktor, mit dem p und r zu multiplizieren sind.) Diese Zahlen $A_1 \ldots A_4$ treten als Faktoren der $\delta l_1 \ldots \delta l_3$ auf. Einerseits kommt der Dimensionszahl 12 und daher auch dem Element $g = 1/12$ aus **(17)** eine besondere Bedeutung zu und andererseits wird im physischen R_3 durch die Elementarfläche τ nach [1, 93] eine untere Schranke für Linienelemente, nämlich $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$ gesetzt, so daß die Elemente $\delta l_i \geq \delta s_0$ mit $i = 1 \ldots 3$ sein müssen, was für $i = 2$ aber nicht erfüllt ist. Jedoch könnte erwartet werden, daß $\exp(-12\pi)$ als Faktor von $A_1 \ldots A_4$ auftritt, was wegen $A_4 = r$ und $r = 1$ den Zusammenhang $\delta s_4 = \delta l_0 \exp(-12\pi)$ bedingt. Wegen $a_2 = 24$ und $n = 1/4$ ist $A_2 = na_2 = \dim(R_6) = 6$, so daß A_2 dem Element n zugeordnet ist. Es verbleiben also nur noch die Zuordnungen von p und s zu A_1 und A_3, wobei wegen $64 = 12 + 28 + 24$ der Kehrwert hiervon und somit $p = \frac{1}{64}$ von Bedeutung ist. Werden die Faktoren zu einer Untermenge $(A_1, \ldots, A_4)$ zusammengefaßt, dann muß es, wenn die K_6-Symmetrie gewahrt bleiben soll, noch zwei Faktoren B_1 und B_2 in einer Untermenge (B_1, B_2) geben, welche $(A_1, \ldots, A_4)$ zur Menge $\{(A_1, \ldots, A_4), (B_1, B_2)\}$ komplettiert, deren Kardinalzahlenkomplex wiederum der K_6 ist. Da δl_2 der Bedingung $\delta l_i \geq \delta s_0 = \sqrt{\tau}$ nicht genügt, verbleiben nur noch B_1 oder B_2 als Faktor von $\delta l_1 = \delta l_0 \exp(-24\pi)$. Bei der Bildung von a_1 und a_2 standen zunächst 4 Terme [ ] bei a_1 und 2 solcher Terme bei a_2, so daß die Gesamtmenge der Terme den Kardinalzahlenkomplex K_6 aufweist. Da nun die Menge der A_j mit $j = 1 \ldots 4$ durch (B_1, B_2) ergänzt wird, müssen zur Bestimmung der Elemente dieser letzten Untermenge anstelle der Operationen $(+\,\cdot)$ und $(\cdot\,+)$ die Operationen adäquater Art $(\cdot\,\cdot)$ und $(+\,+)$ Verwendung finden, was, wie sich zeigen wird, zur Symmetrie hinsichtlich des Komplexes $K_8 = \{4; 2; 2\}$ führen muß. Unter Verwendung der Untermenge (r, s) aus **(17)** und der Kürzung $< r, s >$ folgt, wenn in Analogie zu a_1 und a_2 vorgegangen wird, $b_2 = [(\cdot\,\cdot) < r, s >] \, [(+\,+) < s, r >] = 1 \cdot (1 \cdot 3) \cdot (3 + 4) = 21$.

Der noch mögliche Term $(+\,+) < r, s > = r + (r + s) = 5$ wurde nicht berücksichtigt, weil bei der Zerlegung der Dimensionszahlen in Primzahlen die Primzahl 5 nicht erscheint. In Analogie zur Bedingtheit von $\exp(-12\pi)$ durch A_4 (einfachst gebildete Elementarlänge) $\delta s_4 = A_4 \delta l_0 \exp(-12\pi) = \delta l_0 \exp(-12\pi)$ muß auch für B_1 und B_2 eine Existenz von $\delta l_0 \exp(-24\pi)$ vorausgesetzt werden. Für B_1 und B_2 bleibt nur $B_1 = r$ und $B_2 = sb_2$ als Möglichkeit. (Die Faktoren r und s gehen aus der Menge $\{(n, p, r, s), (r, s)\}$ hervor.)

Insgesamt ergeben sich die Faktoren

$$A_1 = 3a_1 = 3456, \quad A_2 = na_2 = 6, \quad A_3 = p = 1/64, \quad A_4 = r = 1,$$
$$B_1 = r = 1, \quad B_2 = sb_2 = 63 \qquad \textbf{(19)},$$

bei denen es sich um die möglichen Vielfachen der Elementarlängen $\delta l_1 \sim \exp(-12\pi)$ und $\delta l_3 \sim \exp(-24\pi)$ handelt. Werden diese Vielfachen mit δs_k bezeichnet, dann folgt für diese Elementarlängen

$$\delta s_j = A_j \delta l_0 \exp(-12\pi), \quad 1 \leq j \leq 4, \quad \delta s_{5,6} = B_{1,2} \delta l_0 \exp(-24\pi) \qquad \textbf{(19a)}.$$

Wie schon erwähnt, wurde $(++) < r, s > = 5$ nicht verwendet, doch ist andererseits $(++)$ die einfachste aller möglichen Verknüpfungsoperationen dieser Art. Aus diesem Grund kann noch ein Faktor $A_5 = (++) < r, s >$ definiert werden, durch den mit $\exp(-12\pi)$ noch eine Elementarlänge $\delta \underline{s}$ gemäß

$$\delta \underline{s} = 5 \delta l_0 \exp(-12\pi) \qquad \textbf{(19b)}$$

definiert werden kann, wodurch **(19a)** zu ergänzen ist. Möglicherweise kommt **(19b)** eine besondere Bedeutung zu; denn jeder dieser Elementarlängen kann die Bedeutung einer Unschärfenlänge zugeordnet werden, die nach dem Quantendualismus jeweils einer elementaren Impulsmasse entspricht. Aus **(19b)** ergibt sich nun eine Impulsmasse mit einer Energie von 0,6501608 GeV als ein Näherungswert, der aber zu $m_N c^2$ wird, wenn in der zeitlosen Elementarlänge $\delta l_0 = \sqrt{\pi D_1 d_1}$, welche die Protosphärendurchmesser der kosmogonischen und eschatologischen Sphärentrinität enthält, der Faktor $\sqrt{\pi}$ mit der Zahl $1{,}4441444 = a$ in der Form $\sqrt{\pi}/a$ korrigiert wird, so daß

$$a = 1{,}4441444, \quad a\delta l_0' = \sqrt{\pi D_1 d_1} \qquad \textbf{(20)}$$

gilt. Für diesen korrigierten Wert $\delta l_0'$ ergibt sich numerisch $\delta l_0' \approx 1\text{m}$, ein Wert, der in [2, Gl. **37a**] bereits als Einheitslänge (Eichfaktor) auftrat, so daß hierdurch die kosmologische Beziehung [2, Gl. **37**] voll bestätigt wird. Unter Verwendung von **(20)** ist dann $\delta \underline{s}$ aus **(19b)** als Unschärfenlänge der mittleren Nukleonenmasse m_N zu interpretieren. Entsprechend ergeben sich für die als Unschärfenlängen aufgefaßten Elementarlängen der Beziehungen **(19a)** die folgenden ausgezeichneten Impulsmassen:

$$\delta s_1 \triangleq 1{,}3584 \ \text{MeV} = E_1, \quad \delta s_2 \triangleq 0{,}7824378 \ \text{GeV} = E_2,$$
$$\delta s_3 \triangleq 300{,}4563 \ \text{GeV} = E_3, \quad \delta s_4 \triangleq 4{,}694631 \ \text{GeV} = E_4,$$
$$\delta s_5 \triangleq 1{,}106924 \cdot 10^{17} \ \text{GeV} = E_5, \quad \delta s_6 \triangleq 1{,}757022 \cdot 10^{15} \ \text{GeV} = E_6 \qquad \textbf{(21)}.$$

Diese Entsprechungen sagen aus, daß es zumindest für einen Teil der vorerst raumzeitlosen Kopplungskonstanten physikalisch ausgezeichnete Energiewerte gibt, welche die jeweiligen Konstanten charakterisieren, so daß die zunächst energieunabhängigen Kopplungskonstanten energieabhängig werden. Die möglichen Energiewerte sind hier die durch **(21)** beschriebenen charakteristischen Festwerte.

Betrachtet man die numerischen Werte $w_{21} \dots w_{24}$ der Menge w_2, dann zeigt sich, daß w_{21} und w_{24} für die elektromagnetische und die schwache Kraft stehen, aber w_{22} und w_{23} für die gravitative und die starke Kraft, was besonders deutlich wird, wenn nicht diese Menge w_2 aus **(16)**, sondern die entsprechenden Werte für die Wechselwirkungskonstanten nach **(16a)** numerisch dargestellt werden. Da die Elemente der Mengen w_1 und w_4 hier noch nicht mit denen der Menge w_2 additiv verknüpft sind, werden von den Quadraten dieser Elemente nur die imponderablen Wq erfaßt. Ein Vergleich mit den Meßwerten nach [12, 9] zeigt, daß bis auf w_{23} bzw. $W_{23} = w_{23}^2$ die Elemente von w_2 die Meßwerte recht gut annähern, wobei die stärkere Abweichung der starken Kraft W_{23} wahrscheinlich auf eine stärkere Energieabhängigkeit zurückgehen mag. Das gravitative Feld und somit auch dessen Kopplungskonstante waren auf die felderzeugende Masse der Gravitonen zu beziehen. Da keine elementare Masse wie z. B. bei der elektrischen Ladung besteht, bietet sich für diese Masse wegen der atomaren Struktur der Materie und der Struktur der Nuklide m_N an. Zum Unterschied zu den imponderablen Wq werden ponderable Wq durch die Kopplungskonstanten der Menge $\underline{w}_2$ beschrieben, wobei die Ponderabilität photonischer Wq wegen $\underline{w}_{21} \approx w_0$ dann erscheint, wenn die elektromagnetische mit der starken und schwachen Kraft vereinigt auftritt. Gemäß [13, 365] nimmt $\underline{W}_{21}$ bei dieser Vereinigung der elektroschwachen mit der starken Kraft den Wert $1/40$ an und ist somit sehr gut mit $\underline{W}_{21} \approx w_0^2$ vergleichbar. Für die gravitative Wechselwirkung folgt $\underline{w}_{22} = |w_{22} - w_{4\alpha}|$ entsprechend

$\underline{W}_{22} = \underline{w}_{22}^2 \approx W_{22} \cdot (1 - 2w_{4\alpha} / w_{22})$, das heißt, die Konstante $w_{4\alpha}$ aus **(16)** wirkt in der gravitativen Wechselwirkungskonstanten wie ein Term, welcher der attraktiven gravitativen Feldwirkung entgegensteht, also wie ein Abstoßungsfeld erscheint. Einsetzen der numerischen Werte für $w_{4\alpha}$ liefert für diesen das attraktive Gravitationsfeld abschwächenden Term $(1 - 1 / 42{,}791)$, also einen Wert, der gut mit [15, 104] übereinstimmt.

Wird mittels $\underline{w}_{23}$ die Wechselwirkungskonstante $\underline{W}_{23} = \underline{w}_{23}^2 = (w_{23} + w_{4\beta})^2$ mit **(16)** numerisch bestimmt, dann ergibt sich $\underline{W}_{23} = 1{,}13524$, also die starke Wechselwirkung mit ponderablen Wq. Nach der bekannten physikalischen Darstellung der Wechselwirkungen kommt es bei $\underline{W}_{23} \approx 1$ zu diesem starken Feld aus ponderablen Wq, so daß auch hier weitgehende Übereinstimmung mit der Erfahrung vorliegt.

Wird die Kopplung $\underline{w}_{24} = |w_{24} - w_{12}|$ auf m_N bezogen, so daß $|w_{24} - w_{12}| / (m_N c^2)$ wird, dann kann die Dimensionierung $[\underline{w}_{24}] = \mathrm{GeV}^{-1}$ verwendet werden. Wenn die so auf m_N bezogene Kopplungskonstante nach **(16a)** quadriert wird, dann ergibt sich als Wechselwirkungskonstante $\underline{W}_{24}^{(f)} = \underline{w}_{24}^2 / (c^2 m_N)^2$. Die numerische Rechnung zeigt, daß diese Wechselwirkungskonstante praktisch mit der Fermikonstanten identisch ist, so daß auch $\underline{W}_{24}$ mit der Empirie gut vergleichbar ist. Nach der vorliegenden Theorie sind ponderable Wq für das schwache Feld $\underline{W}_{24}$ prognostizierbar, was durch die aufgefundenen Bosonen $W^{\pm}$ und Z^0 im Rahmen empirischer Hochenergiephysik bestätigt werden konnte.

Stellt man w_{21} durch den sehr präzisen strukturtheoretischen Ausdruck aus [2, Gl. **105a**] dar, also $W_{21} \approx \alpha_{10}$ und wählt man für die Kopplung durch imponderable Gravitonen die Bezeichnung w_g, dann werden die raumzeitlichen Kopplungen durch

$$w_{21} \approx \sqrt{\alpha_{10}}\,, \quad w_{22} = w_g, \quad \underline{w}_{21} = |w_{21} - w_{11}| \approx w_0\,,$$
$$\underline{w}_{22} = |w_{22} - w_{4\alpha}|\,, \quad \underline{w}_{23} = |w_{23} + w_{4\beta}|\,, \quad \underline{w}_{24} = |w_{24} - w_{12}| \qquad \textbf{(22)}$$

zusammengefaßt. Nunmehr besteht die Möglichkeit, die den Elementarlängen δs_k mit $k = 1 \dots 6$ entsprechenden Energien E_k diesen raumzeitlichen Kopplungskonstanten zuzuordnen.

Zunächst kann festgestellt werden, daß in **(21)** die Energiewerte E_5 und E_6 weit jenseits gegenwärtiger hochenergiephysikalischer Möglichkeiten liegen. Werden in abgekürzter Schreibweise für die Wechselwirkungskonstanten $W = \alpha$ nach (16a) $\alpha_1 = W_{21}$, $\alpha_2 = W_{24}$ sowie $\alpha_3 = W_{22}$ und $\alpha_4 = W_{23}$

(geordnet nach algebraischer Verwandtschaft) und $\alpha_0 = W_0$ gesetzt, dann gilt $\alpha_1 < \underline{\alpha}_1 < \alpha_0$. Da $E_6 < E_5$ ist und eine Vereinigung erst bei sehr hohen Energiewerten möglich wird, gelten mit Sicherheit die Zuordnungen $\underline{\alpha}_1\,(E_6)$ und $\alpha_0\,(E_5)$. Vergleicht man $\delta s_3 \triangleq E_3$ mit $\underline{w}_{24}^{-1}$ und berücksichtigt man $\underline{\alpha}_2 = \underline{W}_{24}$, dann folgt die weitere Abhängigkeit $\underline{\alpha}_2 = \underline{\alpha}_2\,(E_3)$. Nach dem Bildungsgesetz der gravitativen Kopplungskonstante w_{22} muß geschlossen werden, daß sich diese Kopplung wesentlich von den übrigen Kopplungen unterscheidet. Diese algebraische Unterscheidung weist darauf hin, daß auch starke physikalische Unterschiede gegenüber den anderen bei dieser Kopplung erscheinen. Es kann angenommen werden, daß für alle Energien, die unter E_5 liegen, keine energetische Abhängigkeit existiert, so daß hinsichtlich solcher Energien sowohl $\alpha_3 = W_{22} = \text{const}$ als auch $\underline{\alpha}_3 = \text{const}$ ist. Hierfür spricht auch die Tatsache, daß in Analogie zu $\underline{w}_{24}$ die Kopplungskonstante $\underline{w}_{22}$ ebenfalls auf die Nukleonenmasse gemäß $\underline{\underline{w}}_{22} = \underline{w}_{22} / (m_N c^2)$ bezogen werden kann, woraus sich numerisch
$\underline{\underline{w}}_{22} = (1{,}3262 \cdot 10^{19})^{-1}\,\text{GeV}^{-1} = 1 / E_g$ ergibt, wobei E_g eine Vereinigungsenergie mit den übrigen Wechselwirkungsfeldern ist. Nach dem Energiematerieäquivalent beträgt die Energiemasse von E_g ungefähr $1/3$ der Maximonenmasse, was wiederum auf die Unabhängigkeit der gravitativen Kopplung von einem der Energiewerte aus **(21)** hinweist, weil auch diese Energie oberhalb E_5 liegt. Zur Untersuchung einer energetischen Koordinierbarkeit der u. a. noch verbliebenen Kopplungskonstanten w_{21} bzw. $\alpha_1 = W_{21}$ kann die mathematische Beziehung aus [16, 464] verwendet werden. Danach gilt für das elektrische Potential ϕ im Abstand r die Beziehung

$$\phi\,(r) = \frac{e_1}{r}\,\left[1 + \frac{2\alpha_1}{3\pi}\left(\ln\frac{1}{mr} - C - \frac{5}{6}\right)\right], \quad r \ll \frac{1}{m}, \quad C = 0{,}577, \quad c = 1, \quad \hbar = 1$$

$\phi\,(r) = \dfrac{e_1'}{r}$ und wegen $\alpha_1' = e_1'^2$ sowie $\alpha_{10}' = e_1^2 = \dfrac{1}{137{,}036}$ nunmehr

$$\sqrt{\alpha_1'} = \sqrt{\alpha_{10}}\;\left[1 + \frac{2\alpha_{10}}{3\pi}\left(\ln\frac{1}{mr} - 1{,}41033\right)\right].$$

Wegen $\dfrac{1}{mr} = \dfrac{4{,}69463\,\text{GeV}}{0{,}511\,\text{MeV}} = 9187{,}14$ wird also

$\sqrt{\alpha_1'} = \sqrt{\alpha_{10}}\;(1 + 0{,}011947) = 0{,}08644$ erhalten, wobei $\sqrt{\alpha_1'}$ die energieabhängige elektromagnetische Kopplungskonstante bei einer Energie E_4 ist. Bei $\alpha_1' = \alpha_1'\,(E_4)$ wurde allerdings nur die Paarbildung e^+, e^- berücksichtigt, bei der Energie E_4 werden jedoch auch Paarbildungen der schwereren

Partikel mit Antipartikeln auftreten, die $\sqrt{\alpha_1'}$ etwas ändern. Die Übereinstimmung von $\sqrt{\alpha_1'}$ $(E_4) = 0{,}08644$ mit $w_{21}(E_4) = 0{,}086433$ ist jedenfalls sehr gut.

Für die starke Wechselwirkung kann ebenfalls die gleitende Wechselwirkungskonstante α_4' (E) gemäß [17, 55] bestimmt werden, die dann mit $\underline{\alpha}_4$ (E) verglichen werden kann.

Aus [17, 55] geht nun $\alpha_4'(E) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F)\ln(E/\Lambda)^2}$ hervor, wobei n_F die Anzahl der an der Wechselwirkung beteiligten Komponenten und Λ ein Skalierungsparameter ist, der jedoch u. a. von n_F abhängt. Berücksichtigt man, daß nach [2, Kap. VIII] stets $k + 1$ quasikorpuskuläre Subkonstituenten einen Term der c- oder d-Spektren strukturieren, also 3 für $k = 2$ (Baryonen), dann sind an einer Wechselwirkung Nukleon – Nukleon (speziell Proton – Proton) insgesamt 6 Subkonstituenten beteiligt, so daß in der Beziehung $n_F = 6$, also $33 - 2n_F = 21$, zu setzen ist. Aus dem experimentell ermittelten Wert $\Lambda^{(n_F = 4)} = 0{,}2^{+0{,}15}_{-0{,}08}$ GeV aus [17, 108] läßt sich dann noch mit [17, 55] für $\Lambda^{(n_F = 6)} = 0{,}395$ GeV ermitteln. Mit $E = E_2 = 0{,}7824$ GeV wird schließlich $\alpha_4'(E_2) = 1{,}312$ erhalten, was etwa um $\delta\underline{\alpha}_4 = 16 \cdot 10^{-2}$ von $\underline{w}_{23}^2(E_2) = \underline{\alpha}_4(E_2) = 1{,}1352$ abweicht. Diese Diskrepanz kommt hier vor allem aufgrund des ungenauen Skalierungsparameters zustande. Wird mit $\underline{\alpha}_4(E_2) = \alpha_4''(E_2)$ auf dem nunmehr unbekannten Skalierungsparameter $\underline{\Lambda}^{(n_F = 4)}$ zurückgerechnet ($\alpha_4'' = \frac{12\pi}{(33 - 2n_F)\ln(E_2/\underline{\Lambda})^2}$), dann wird $\underline{\Lambda}^{(n_F = 4)} = 0{,}183$ erhalten, was sehr gut innerhalb der von $\Lambda^{(n_F = 4)}$ festgelegten Schranken liegt. Mithin werden die Terme aus **(21)** den Wechselwirkungen **(22)** in folgender Weise zugeordnet:

$$W_0 = \alpha_0(E_5), \quad W_{21} = \alpha_1(E_4), \quad \underline{W}_{21} = \underline{\alpha}_1(E_6), \quad \underline{W}_{24} = \underline{\alpha}_2(E_3),$$
$$\underline{W}_{23} = \underline{\alpha}_4(E_2) \qquad \textbf{(22a)}.$$

Die Fehlerabweichungen in bezug auf die Empirie der Wechselwirkungen erscheint hier gering. Man erhält für diese Fehler die Werte $\delta\alpha_1 < 2 \cdot 10^{-4}$, $\delta\underline{\alpha}_4 = 16 \cdot 10^{-2}$ und $\delta\underline{\alpha}_2 = 2{,}6 \cdot 10^{-2}$.

Da nach **(21)** sich für $\delta s_2 = 2{,}522 \cdot 10^{-16}$ m und $\delta s_4 = 4{,}2032 \cdot 10^{-17}$ m numerisch ergibt und es sich dabei um spezifische Elementarlängen handelt, kommt offensichtlich δs_2 und δs_4 eine besondere strukturelle Bedeutung zu, weil es sich hierbei um Elementarlängen handelt, die in der Größenordnung des Protonendiameters liegen. Mit der Maßeinheit des „Fermi", nämlich $1\,\mathrm{fm} = 10^{-15}\,\mathrm{m}$ gilt $\delta s_2 = 0,2522\,\mathrm{fm}$ und $\delta s_4 = 0,042032\,\mathrm{fm}$, wobei diese beiden Längen der starken und elektromagnetischen Wechselwirkungskraft innerhalb der Struktur des Protons zugeordnet sind. Die Empirie von Elektronenstreuungen an Protonen zeigt, daß im Mittel die quasikorpuskulären Subkonstituenten des Protons Radien von weniger als $0,05\,\mathrm{fm}$ haben. Bei Proton-Protonstreuungen ergibt sich hingegen für die Radien der Subkonstituenten ein Wert von ca. $0,3\,\mathrm{fm}$ nach [21, 119]. Immerhin ist hier die Übereinstimmung von δs_2 und δs_4 mit der Empirie auffällig. Diese sich mit der Empirie deckenden theoretischen Herleitungen verlaufen parallel und ergänzend zu den Strukturuntersuchungen in [2, Kap. VIII], die jedoch zeigten, daß die quasikorpuskulären Subkonstituenten der ponderablen Hermetrieformen c und d als räumliche Komponenten des strukturellen Flußaggregates zu interpretieren sind, welches die betreffende Korpuskel im R_6 darstellt. Wird diese Interpretation der Substruktur beispielsweise eines Protons ($k + 1 = 3$ Subkonstituenten) unterstellt, dann werden im Fall der Kollisionen Proton $\rightarrow$ Proton die Streuvorgänge nach [2, Kap. VIII] ebenso transparent wie das Auftreten sogenannter „Jets" bei inelastischen und tief inelastischen Kollisionen. Es wäre darüber hinaus durchaus denkbar, daß es noch einen Prozeß gibt, der immer dann auftreten kann, wenn es zu einer Kollision eines Protons mit einer stabilen hinreichend leichten Korpuskel kommt, in der aber nur ein Subkonstituent relevant ist.

Nach [2, Kap. VIII] erfüllt das Elektron diese Bedingung. Bei Kollisionen Elektron $\rightarrow$ Proton könnte der Fall eintreten, daß das als Subkonstituent erscheinende Elektron einen der 3 Subkonstituenten des Protons zentral trifft. In einem solchen Fall könnte die kinetische Energie des Elektrons den Kondensorfluß des betreffenden Subkonstituenten anregen und für eine sehr kurzfristige Zeitspanne (unterhalb der Flußperiode des Aggregats) scheinbar verschwinden, um dann als Anregerenergie des Protons im physischen Raum zu erscheinen. Es wäre also denkbar, daß Kollisionen $e^- \rightarrow p$ empirisch beobachtbar sind, bei denen die kinetische Energie des e^- sofort und vollständig abgegeben wird.

Die Elementarlänge $\delta s_1 \mathrel{\hat{=}} E_1$ ist die größte der Längen δs_j und wird demnach einer weitreichenden Wechselwirkungskraft entsprechen, was eine hypothetische Zuordung zum imponderablen Wq-Feld $W_{21} = \alpha_1\,(E_1)$ als Vermutung nahelegt. Im folgenden muß es darauf ankommen, die noch ausstehende Menge w_3 mit den Elementen $w_{3\alpha}$ und $w_{3\beta}$ des Systems **(16)** und die Kopplungskonstanten der Menge w_5, nämlich $w_{5\alpha}$ und $w_{5\beta}$ nach **(18)** zu untersuchen, die offensichtlich qualitativ anders geartet sind als die Kopplungskonstanten der Mengen w_1, w_2 und w_4.

Zunächst wird deutlich, daß mit der Korrektur **(20)** die Elemente δs_1 aus **(19a)** und $\delta \underline{s} = \delta s_7$ nach **(19b)** in einem Zusammenhang stehen, derart, daß sich die bekannte Differenzmasse der Nukleonen $m_n - m_p$ aus diesen Elementen ergibt, so daß auch die Neutronenmasse explizit numerisch darstellbar wird. Weiter ergibt sich, daß nach **(19a)** die Elementarlängen eine strukturierte Menge bilden, deren Kardinalzahlenkomplex $K_6 = \{4; 2\}$ ist. In der Kette der Kardinalzahlenkomplexe folgt auf den K_6 der $K_8 = \{4; 2; 2\}$, d. h., für eine K_8-Symmetrie muß der K_6 durch eine Untermenge mit der Kardinalzahl 2 erweitert werden, doch steht nach **(19b)** nur noch δs_7 zur Verfügung, so daß nach einem mit δs_7 verwandten Element δs_8 gesucht werden muß, wodurch die K_8-Symmetrie erreicht und das System der Elementarlängen vervollständigt wird.

Der Faktor 5 in **(19b)** ging auf die Operationenmenge $(++)$ gemäß $(++) < r, s > = 5$ zurück. Nun ist (r, s) ebenso wie (n, p) eine Untermenge von $\{n, p, r, s\}$, so daß als eine der Untermenge (r, s) analoge Untermenge nur (n, p) bleibt, während als Operationenmenge anstelle $(++)$ nur noch $(\cdot +)$ oder $(+ \cdot)$ bleibt. Es zeigt sich, daß die Vereinigungsmenge von $(\cdot +) \cup (++)$ bzw. $(+ \cdot) \cup (++)$ in jedem Fall $(+ + + \cdot)$ ist, für deren Kardinalzahlenkomplex $\| (+ + + \cdot) \| = \{3; 1\} = K_4$ gilt. Mit der Operationenmenge $(\cdot +)$ folgt $(\cdot +) < n, p > = n\,(n + p)$, was mit $A = n\,(n + p)$ und $\delta l_0^{\prime} \exp(-24\pi)$ das Element $\delta s_8 = A \delta l_0^{\prime} \exp(-24\pi)$ liefert, weil neben $\exp(-12\pi)$ in **(19a)** nur noch $\exp(-24\pi)$ erscheint. Die durch **(19a)** und (19b) beschriebene Menge der Elementarlängen wird also durch

$$\delta s_8 = A \delta l_0^{\prime} \exp(-24\pi), \quad A = n\,(n + p) \tag{23}$$

vervollständigt, doch wird hier deutlich, daß $\delta s_8 < \delta s_5$ ist. Nun ist δs_5 die Elementarlänge der Quantentheorie mit der zugeordneten Maximalenergie E_5. Da die δs_8 zugeordnete Energie über diesem Wert E_5 liegt, ändert sich die Quantentheorie im Bereich δs_8 nach **(23)** offensichtlich in radikaler Weise. Wahrscheinlich kommt hinsichtlich der Materiekosmogonie den Elementen δs_7 nach **(19b)** und δs_8 nach **(23)** eine wesentliche Bedeutung zu.

KAPITEL IV

STEUERUNG DER ZEITSTRUKTUR

1. Transformatorische Kopplungen

Der strukturierte Hyperraum

$$R_{12} = R_3\,(x_1 \dots x_3) \cup T_1\,(x_4) \cup S_2\,(x_5, x_6) \cup I_2\,(x_7, x_8) \cup G_4\,(x_9 \dots x_{12})$$

ermöglicht aufgrund seiner Strukturierung 3 grundsätzliche Typen von Kopplungen. Beim ersten Typus handelt es sich um die raumzeitlichen, also physischen Kopplungen energetischer Art, bei denen imponderable oder ponderable Wechselwirkungsquanten Wq zwischen Ladungen (im allgemeinsten Sinn) ausgetauscht werden. Diese Kopplungen und ihre Wq setzen stets eine hermetrische (also nichteuklidische) Struktur des $R_4 = R_3 \cup T_1$ voraus. Der zweite Typus von Kopplungen wird durch eine hermetrische Struktur des Unterraumes $I_2 \cup G_4$ bedingt. Diese Kopplungen sind nichtenergetischer Natur, jedoch im oder jenseits des R_4-Hintergrundes stets in latenter Form vorhanden. Auch erscheinen bei diesem zweiten Typ keine physikalischen Wq, doch transformieren diese Kopplungen informatorisch die Organisationszustände nichteuklidischer R_3-Felder, so daß die energetischen Kopplungen des R_4 Transmutationen durch das Wirken dieser informatorisch-organisatorischen Felder des Bereiches $I_2 \cup G_4$ erfahren. Es werden also keine Wq vom zweiten Typ erzeugt, sondern die Wq im R_4 und ihre Felder werden durch diese transformatorischen Kopplungen verändert. Der dritte Typ von Kopplungen bezieht sich auf eine Hermetrie im Bereich $S_2\,(x_5, x_6)$, die nach [1, Kap. IV] stets gemeinsam mit den nichteuklidischen Strukturen des R_4 auftritt und diese begleitet. Im R_4 können diese Felder auch eigenständig in gravitativer Form auftreten, aber auch als Wahrscheinlichkeitsfelder, die aus $G_4 \cup I_2$ über S_2 und T_1 die Strukturen im Bereich $R_3 \cup T_1$ steuern. Es kommt also diesem dritten Typ (gekennzeichnet durch S_2) eine gemischte Bedeutung zu, so daß dieser dritte Typ die latenten Felder vom Typ 2 mit den energetischen Kopplungen des Typs 1 verbindet. Die sehr schwache energetische Komponente der Felder des Typs 3 erscheint in den außerordentlich niedrigen numerischen Werten der Kopplungskonstanten w_{22} und $w_{4\alpha}$ im Schema **(16)**. Hierdurch wird auch deutlich, warum in der Menge w_4 das Element $w_{4\alpha}$ die Kopplung eines abstoßenden gravitativen Feldes wiedergibt, die nicht nur in der additiven Verknüpfung $\underline{w}_{22}$, sondern auch selbständig erscheinen kann.

Der Unterschied zwischen den beiden Grundtypen 1 und 2 der Kopplungen drückt sich bereits durch die Verteilung der Kopplungskonstanten in den Mengen w_0 bis w_5 aus. So könnte der vermittelnde Typ 3, der durch S_2 des $R_6 = R_4 \cup S_2$ der materiellen Welt gekennzeichnet wird, geometrisch in den Transbereich des R_4 in der Art $V_8 = G_4 \cup I_2 \cup S_2$ aufgenommen werden, wobei es eine Frage der Hyperraumdynamik bleibt, ob der so erweiterte Typ 2 transformatorischer Kopplungen beim Zugriff auf Typ 1 energetischer Kopplungen der R_4-Strukturen (über die Zeitstruktur T_1) physisch als gravitative Struktur selbständig erscheint oder ob Wahrscheinlichkeitsfelder gemäß **(9a)** den energetischen Prozeß verändern.

Die energetischen Kopplungskonstanten des R_4 vom Typ 1 sind die Elemente der Menge w_2, wobei die Ponderabilität der Wq durch die Elemente der Mengen w_1 und w_4 bestimmt wird. Die transformatorischen Kopplungskonstanten sind hingegen die Elemente der Menge w_3. Die Menge w_5 enthält dann die durch transformatorische Kopplungen transmutierten entarteten energetischen Kopplungskonstanten, wogegen w_0 die Kopplungskonstante des vereinigten Feldes aus elektromagnetischer, schwacher und starker Kopplung ist und somit ebenfalls zum Typ 1 gehört. Setzt man für $j = 3$ und $j = 5$ additiv $\underline{w}_j = w_{j\alpha} + w_{j\beta}$ und multiplikativ $\underline{\underline{w}}_j = w_{j\alpha}\, w_{j\beta}$ in w_j, dann können die Mengen energetischer Kopplungen des Typs 1 als K_E und diejenigen transformatorischer Kopplungen vom Typ 2 als K_T zusammengefaßt werden. Für diese Mengen gilt dann

$$K_E = \{(w_{21}, w_{22}, w_{23}, w_{24}), (\underline{w}_5, \underline{\underline{w}}_5)\}, \quad K_T = \{(w_{11}, w_{12}, w_{4\alpha}, w_{4\beta}), (\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3)\} \qquad \textbf{(24)}$$

mit

$$j = 3, \quad j = 5, \quad \underline{w}_j = w_{j\alpha} + w_{j\beta}, \quad \underline{\underline{w}}_j = w_{j\alpha} \cdot w_{j\beta} \qquad \textbf{(24a)},$$

wobei w_0 in diesem Schema nicht erscheinen kann, weil bei sehr hohen Energien die elektromagnetische, schwache und starke Kopplung in w_0 einmünden und somit w_0 aus w_{21}, w_{24} und w_{23} hervorgeht. Betrachtet man die Kardinalzahlenkomplexe von **(24)**, dann zeigt sich wegen $\|K_E\| = \|K_T\| = \{4; 2\}$, daß diese beiden Mengen energetischer und transformatorischer Kopplungen wiederum einer K_6-Symmetrie genügen. Die in K_E möglichen ponderablen Wq werden für hinreichend kurze Zeitintervalle von w_1 und w_4 aus K_T organisiert und sind daher völlig anders strukturiert als die Terme der c- und d-Hermetrie nach [1] und [2], denn für diese Wq gilt uneingeschränkt **(8)** in der Form $\Delta E\, \Delta t \geq \hbar$, was aber eine Konsequenz der Hyperraumdynamik im Sinne der Abbildungskette **(9)** und **(9a)** ist, wenn unter $\Delta m = \Delta E / c^2$ die Energiemasse dieser ponderablen Wq verstanden wird. Im Gegensatz zu diesen Wq können die c- und d-Terme beliebig genau bestimmt werden, weil diese Spektren aus einer nichtlinearen Beziehung der energetischen Welt R_6 hervorgehen, was jedoch nicht für ihre Bandbreiten gilt. Die ponderablen Wq hingegen genügen der Unschärferelation und gehen daher nach K_T in **(24)** auf einen Abbildungsprozeß aus $G_4 \cup I_2$ über S_2 in $R_4 = R_3 \cup T_1$ allein zurück. Durch die Abbildungskette **(9)** und **(9a)** kommt es also im Fall dieser ponderablen Wq zu einer Hermetrisierung von R_3-Strukturen als Folge einer Steuerung der Zeitstruktur des R_4, doch gilt dies nur innerhalb des durch die Unschärferelation festgesetzten Zeitintervalls, dessen Dauer durch eine Hermetrie in $I_2\,(x_7, x_8)$, also verursacht durch G_4, bestimmt ist. Im Rahmen dieser Hyperraumdynamik können also transformatorische Kopplungen der Untermengen w_1 und w_4 aus K_T Massen ponderabler Wq für kurzfristige Zeitintervalle nach **(8)** erzeugen, wobei der Begriff der ponderablen Masse stets an die komplexe Natur der Hermetrieformen c und d, also an die R_3-Kondensation, gebunden ist.

Mit diesem durch die komplexe Hermetrie gekennzeichneten Massefeld ist offensichtlich das Gravitationsfeld eng verwandt, was bereits aus der Generierung von w_{22} und w_{23} in **(16)** hervorgeht. In der Schreibweise der Verknüpfungsoperationen gilt nämlich mit der Kurzschreibweise $< x^1, x^2, x^3 > = \{(x^1), (x^1, x^2), (x^1, x^2, x^3)\}$ nunmehr $w_{23} = (+\,+) < \underline{g}, \underline{\underline{g}}, \underline{g} >$ und $w_{22} = (\cdot\,\cdot) < \underline{g}, \underline{\underline{g}}, \underline{g} >$, woraus die erwähnte Verwandtschaft hervorgeht, denn eine „Inversion" der Teiloperationen $(+) \rightleftarrows (\cdot)$ zeigt $w_{23} \rightleftarrows w_{22}$ direkt auf, woraus deutlich wird, daß eine algebraische Verwandtschaft zwischen gravitativer und starker Kraft besteht. Wenn für die Entstehung der Ponderabilität der Wq die Elemente der Mengen w_1 und w_4 in **(24)** zuständig sind, muß geschlossen werden, daß die Untermenge $(\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3)$ in K_T Gravitationsfelder generiert.

Eine Analyse der verschiedensten Kopplungen und ihrer zugeordneten Wechselwirkungsfelder, also eine Analyse der Mengenelemente, von w_0 bis w_5, weist aufgrund ihrer mengentheoretischen Symmetrien auf gemeinsame Eigenschaften einiger dieser Felder hin.

Betrachtet man in [1, Kap. IV] die Hermetrieformen $a(x_5, x_6)$ sowie $b(x_4, a)$ bzw. $c(R_3, a)$ und $d(R_4, a)$, also die Lösungsmannigfaltigkeiten von [1, Gl. **19**], dann wird sofort deutlich, daß hinsichtlich der algebraischen Eigenschaften wegen $\mathrm{Re}(a, b) = 0$, aber $\mathrm{Re}(c, d) \neq 0$ die als imaginäre Kondensationen aufgefaßten Hermetrieformen a und b ebenso miteinander verwandt sind wie die komplexen Hermetrieformen c und d. Man kann also die 4 Hermetrieformen als Elemente der strukturierten Menge $H = \{(a, b), (c, d)\}$ mit $\| H \| = \{2; 2\} = K_4$ auffassen. Tatsächlich ist empirisch die Paarbildung und -vernichtung $(c, d) + (\bar{c}, \bar{d}) \rightleftarrows b$ bekannt, wobei die Überstreichungen die jeweiligen Antiterme (also solche mit negativer Zeithelizität) kennzeichnen. Auch kann innerhalb dieser Untermenge $c \rightleftarrows d$ beobachtet werden, wobei in einem R_3-Transfer gruppentheoretische Eigenschaften durch Neutrinofelder [2, Kap. VIII] übertragen werden. In der anderen Untermenge (a, b) ist gemäß [1, Gl. **24**] nur bekannt, daß die Terme von Selbstkondensationen in R_4 abgebildet als Gravitonenfelder G gemäß $a(x_5, x_6) \rightarrow G(x_1 \dots x_4)$ erscheinen. Es wäre also ein Übergang $b \rightarrow G$ denkbar, doch müßte dieser Prozeß über einen a-Term laufen, was dadurch zu begründen ist, daß jede Zeitkondensation $b(x_4, a)$, die einem Photon entspricht, von einem a-Term strukturell begleitet wird. Im Fall $a \rightarrow G$ würde im allgemeinen das gravitative Tensorfeld 2. Stufe entstehen, welches aber nicht eichinvariant ist. Bei dem Prozeß $b(x_4, a) \rightarrow a(x_5, x_6) \rightarrow G'(x_1 \dots x_4)$ muß daher G' ein anders geartetes, aber mit G verwandtes Feld sein; denn das b-Feld ist ein eichinvariantes Vektorfeld, so daß auch G' im Gegensatz zu G diese Eigenschaften haben muß. Wenn also w_{22} aus **(16)** die gravitati-ve Kopplungskonstante des nicht eichinvarianten tensoriellen G-Feldes ist dann bleibt für das aus $b \rightarrow a \rightarrow G'$ generierte eichinvariante, aber mit G verwandte Vektorfeld G' nur die Kopplungskonstante $w_{4\alpha} \in K_T$, das heißt, G' wird durch eine transformatorische Kopplungskonstante repräsentiert. Es sei noch bemerkt, daß $\underline{\underline{w}}_{22} = w_{22} - w_{4\alpha}$ die Kopplungskonstante eines Feldes ist, welches trotz seiner gravitativen Natur ponderable Partikel enthält, was die Interpretation von $w_{4\alpha}$ als Kopplungskonstante des Feldes G' rechtfertigt.

Wie sich zeigt, kann $\underline{\underline{w}}_5$ als die degenerierte Kopplungskonstante des Feldes $w_{4\alpha}$ aufgefaßt werden, deren zugeordnete Partikelmasse durch eine Variation der Elementarlänge $|\delta x_{7,8}|$ auf $|\delta x'_{7,8}| > |\delta x_{7,8}| = \delta l'_0 \exp(2\pi m)$ entsteht, wobei $m = -12$ den Anfangswert kennzeichnet, aber beim Übergang $|\delta x_{7,8}| \rightarrow |\delta x_{7,8}'|$ das Intervall $-12 \leq m \leq 12$ durchläuft, ein Sachverhalt, der bereits bei der Entwicklung von $\underline{w}_5$ und $\underline{\underline{w}}_5$ aus **(18)** angesprochen wurde. Einerseits kann also tatsächlich ein w_{21}-Feld der b-Hermetrie über die a-Hermetrie in das $w_{4\alpha}$-Feld der eichinvarianten Vektorterme $G'(x_1 \ldots x_4)$ transmutieren, während andererseits das Feld von $(w_{4\alpha}, w_{22})$ extrem schwach werden kann. Dieser Sachverhalt folgt auch aus der mengentheoretischen Analyse von w_0 bis w_5, aus der folgt, daß bei einer I_2-Hermetrie jenseits des R_6 gravitative Felder in Wahrscheinlichkeitsfelder transformierbar sind. Wegen $(\underline{w}_3, \underline{\underline{w}}_3) \in K_T$ wird in Analogie zu vorangegangenen Untersuchungen eine substraktive Verknüpfung von w_0 mit $\underline{w}_3 = w_{3\alpha} + w_{3\beta}$ möglich. Das algebraische Bildungsgesetz aus **(16)** von $w_{3\alpha}$ zeigt, daß diese Konstante aus sehr unsymmetrischen Teilkonstanten aufgebaut ist. Bei sehr hohen Partikelenergien münden jedoch die Kopplungen w_{21}, w_{23} und w_{24} in die Kopplungskonstante w_0 des Vereinigungsfeldes, so daß in diesem Fall eine Symmetrisierung erfolgt. Aus diesem Grunde kann angenommen werden, daß die sich stark unterscheidenden Teilkonstanten in $w_{3\alpha}$ bei diesen hohen Energien verschwinden. Unter einer solchen Voraussetzung wird also $w_{3\alpha} = \underline{\underline{w}}_3 = 0$, während $\underline{w}_3 \neq 0$ bleibt.

2. Informationshermetrie und Synmetronik

Es wird hier an die allgemeine Synmetronik der Welt in einem R_6, spezifiziert in [2, 72 – 81], angeschlossen, wo, wie in Kap. I bereits erwähnt, eine vollständige Geometrisierung der Physik zugrunde gelegt wurde, also physikalische Felder durch nichteuklidische Strukturen interpretiert werden. Nun zeigen aber auch die Beziehungen **(9)** und **(9a)**, daß offensichtlich auch die quantentheoretischen Wahrscheinlichkeitsfelder geometrische Strukturen sind, die im R_4 als Konsequenzen der Hyperraumdynamik im R_{12} auftreten. Derartige Prozesse vollziehen sich in einem R_8, der ein Unterraum eines R_{12} ist. Dessen Koordinatenmenge ist gemäß $R_{12} = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ bzw. $R_4 = R_3 \cup T_1$ sowie $R_6 = R_4 \cup S_2$ und $R_8 = R_6 \cup I_2$ strukturiert. Für die Unterräume dieses R_{12} gelten dann die Koordinatenzählungen $R_3\,(x_1 \ldots x_3)$ sowie $T_1\,(x_4)$ bzw. $S_2\,(x_5, x_6)$ oder $I_2\,(x_7, x_8)$ und $G_4\,(x_9 \ldots x_{12})$, woraus hervorgeht, daß der informatorische (I_2) und der organisatorische (S_2) Unterraum eine Komplementarität bilden könnten. Irgendwelche Felder in den Unterräumen mit semantisch interpretierbaren Koordinaten erscheinen stets als eine nichteuklidische Strukturierung dieser Koordinaten, so daß zur Beschreibung der strukturierte $R_8 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2$ verwendet werden kann, wogegen die Koordinaten x_9 bis x_{12} des G_4 sich nicht als semantisch interpretierbar erweisen.

Wenn die vier energetischen Wechselwirkungsfelder im Rahmen einer Geometrisierung einheitlich beschrieben werden sollen und darüber hinaus auch die Felder transformierender Kopplungen zu erfassen sind, dann erfordert dies eine metrische Strukturbeschreibung, die weit über die Metrik des $R_4 = R_3 \cup T_1$ der allgemeinen Relativitätstheorie hinausgeht. Ansätze hierzu wurden bereits im Rahmen der Supergravity- oder Superstringtheorie, aber auch der Twistortheorie (nach R. PENROSE) versucht, deren Problematik teilweise in Kap. I dargelegt wurde. Bei diesen Theorien wird im allgemeinen von einer bestimmten Zahl raumartiger kompaktifizierter Transkoordinaten ausgegangen, die jenseits des R_4 im Bereich der Planck'schen Länge, also ungefähr $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$ wirksam sind. Die Konsequenz daraus ist, daß die möglichen Feldquanten erst im energetischen Bereich zwischen 10^{15} und 10^{17} GeV erscheinen können.

Der in [1] und [2] aufgezeigte Weg zu einer Synmetronik der R_6-Welt scheint sinnvoller zu sein, denn die Transkoordinaten unterscheiden sich hier in der Semantik vollständig von denen des R_4. Sie sind nicht kompaktifiziert und ihre Strukturen erscheinen erst im R_4 geometrisch als raumzeitliche Abbildungen. Bereits in [1, Gl. **3d**] und [1, 276 – 277] wurde die Existenz des strukturierten Unterraumes $R_8 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \subset R_{12}$ aufgezeigt, von dem im folgenden ausgegangen werden soll.

Die Eigenschaft eines Wechselwirkungsfeldes, dessen Kopplungskonstante das spezifische Element einer der Mengen **(24)** ist, muß bei einer Geometrisierung der Wechselwirkungen offensichtlich eine geometrische Eigenschaft des strukturierten R_8 sein. Zunächst werde im $R_4 = R_3 \cup T_1$ die sich aus [1, Gl. **1** und Gl. **1a**] approximativ mit $g_{ik} = g_{ki}$ ergebende ART betrachtet, in welcher Γ^i_{km} ein gravitatives Wechselwirkungsfeld liefert. Allerdings erscheinen die Dreizeigersymbole nur hinsichtlich regulärer Affinitäten als gemischtvariante Tensorkomponenten 3. Grades, welche eine Kraftwirkung des tensoriellen Gravitationspotentials g_{ik} beschreiben. Die g_{ik} gehen auf allgemeine Koordinatentransformationen der R_4-Koordinaten zurück, die der globalen Poincarégruppe zu genügen haben. Auf diese Weise wird jedem Punkt eines Koordinatensystems isomorph der Punkt eines anderen Koordinatensystems innerhalb dieser Gruppe zugeordnet. Das cartesische System als geodätisches System einer euklidischen oder pseudoeuklidischen Geometrie gehört ebenfalls zu dieser Transformationsgruppe, so daß zu jedem Punkt eines nichteuklidischen Raumes ein euklidischer Tangentialraum gefunden werden kann.

Derartige metrische Betrachtungen können auch auf den existenten $R_8 \supset R_4$ erweitert werden, weil die Raumzeit ein struktureller Unterraum dieses $R_8 = R_4 \cup S_2 \cup I_2$ ist. Bei dieser Erweiterung laufen also die Indizierungen der Koordinaten von 1 bis 8. Achtdimensionale Koordinatentransformationen der allgemeinen Form $z_k = z_k\,(x_1 \ldots x_8)$ mit $k = 1 \ldots 8$ können daher angegeben werden, wobei $z_1 \ldots z_8$ und $x_1 \ldots x_8$ nichteuklidische Koordinaten sind. In jedem Punkt eines R_8, der durch die Koordinaten z_k aufgespannt wird, kann nun ein Tangentialraum mit den euklidischen Koordinaten $\xi_p = \xi_p\,(z_1 \ldots z_8)$ errichtet werden, so daß insgesamt die Abhängigkeit

$$\xi_p = \xi_p\,(z_1\,(x_1 \ldots x_8) \ldots z_8\,(x_1 \ldots x_8)) = \xi_p\,(z_j\,(x_i))^{8}_{i,j=1} =$$
$$= \eta_p\,(x_1 \ldots x_8) = \eta_p\,(x_i)^{8}_{i=1}$$ vorliegt.

Der im Punkt $P(x_1 \ldots x_8)$ aufgespannte Tangentialraum mit den euklidischen Koordinaten $\eta\delta_p$ hat die Eigenschaft, daß er im allgemeinen nicht mit dem anderen Tangentialraum (der euklidischen Koordinaten ξ_p) zusammenfällt. Nur im speziellen Fall können ξ_p und δ_p zur Deckung gebracht werden. Unter Verwendung der Summenkonvention ergibt sich in kovarianter Schreibweise für die Metrik $ds^2 = d\eta_p\, d\eta^p = g_{ik}\, dx^i\, dx^k$ mit $g_{ik} = g_{ik}(x_1 \ldots x_8)$ und $g_{ik} = g_{ki}$ sowie $g_{ik} = \sum_{p=1}^{8} \frac{\partial \eta_p}{\partial x_i} \frac{\partial \eta_p}{\partial x_k}$.

Wird für den Fundamentaltensor die Symmetrie $g_{ik} = g_{ki}$ vorausgesetzt, dann werden auch die Dreizeigersymbole $\Gamma^i_{km} = \Gamma^i_{mk}$ in den kovarianten Indizierungen symmetrisch. Dies bedeutet u. a., daß die Γ^i_{km} explizit durch die g_{ik} darstellbar sind, aber auch $ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k = \text{const.}$ ist.

Wegen $\partial\eta_p / \partial x_i = (\partial\xi_p / \partial z_j)(\partial z_j / \partial x_i)$ oder mit $a_{pi}^{(\omega)} = \frac{\partial \xi_p}{\partial z_{(\omega)}} \frac{\partial z_{(\omega)}}{\partial x_i}$ sowie $\frac{\partial \eta_p}{\partial x_i} = \sum_{\omega=1}^{3} a_{pi}^{(\omega)} + a_{pi}^{(4)} + \sum_{\omega=5}^{6} a_{pi}^{(\omega)} + \sum_{\omega=7}^{8} a_{pi}^{(\omega)} = \kappa_{pi}^{(3)} + \kappa_{pi}^{(2)} + \kappa_{pi}^{(1)} + \kappa_{pi}^{(0)}$, wenn die Einklammerung von $j = \omega$ bedeutet, daß die Summenkonvention aufgehoben ist, kann die Funktion ξ_p durch die Indizierung $\mu = 0, 1, 2, 3$ entsprechenden „Hermetrieformen" zugeordnet werden. Auf diese Weise kann die Funktion $\kappa_{pi}^{(\mu)}$ eingeführt werden, wodurch sich in Analogie zur Synmetronik nach [2, Kap. VI] ein infinitesimales Analogon zu den synmetronischen Partialstrukturen, nämlich $g_{ik}^{(\mu\nu)} = \kappa_{pi}^{(\mu)} \cdot \kappa_{pk}^{(\nu)}$ ergibt, wenn zur Kürzung für die Matrizenspur des Tensorproduktes $g_{ik}^{(\mu\nu)} = \sum_p \kappa_{ip}^{(\mu)} \cdot \kappa_{pk}^{(\nu)} = \kappa_{pi}^{(\mu)} \kappa_{pk}^{(\nu)}$ im Fall $\tau = 0$ gesetzt wird. Diese $\kappa_{pi}^{(\mu)}$ sind nun wie die in [2, Kap. VI] erwähnten synmetronischen Gitterkernselektoren als Struktureinheiten geeignet, die hermetrische (nichteuklidische) Unterraumstruktur des $R_8 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2$ und damit u. a. die Hermetrieformen a bis d zu beschreiben, wenn die Summationsgrenze h der $a_{pi}^{(\omega)}$ in der Form $\sum_{\omega=\mu}^{h} a_{pi}^{(\omega)}$ duch den jeweiligen hermetrischen Unterraum festgelegt wird, der durch μ gekennzeichnet werde. Diese Gruppen von Summanden liefern also für $h(\mu) = 3$ den Unterraum $R_3 \triangleq \mu = 3$, für $h(\mu) = 4$ den Unterraum $T_1 \triangleq \mu = 2$ und für $h(\mu) = 6$ den Unterraum $S_2 \triangleq \mu = 1$. Damit wird also in Analogie zur Polymetrie metronischer Tensorien gemäß [2] die Unterraumstruktur des $R_6 \subset R_8$ durch die Tensorfelder $g_{ik}^{(\mu\nu)} = \kappa_{pi}^{(\mu)} \cdot \kappa_{pk}^{(\nu)}$ mit $\mu, \nu = 1 \dots 3$ beschrieben. Allerdings gilt nun $R_6 \cup I_2$, wobei die Koordinaten x_7 und x_8 in Analogie zu $S_2(x_5, x_6)$ der R_6-Welt ebenfalls stets gemeinsam auftreten. Der informatorische Unterraum $I_2(x_7, x_8)$ als Komplement zu S_2 bildet ebenfalls eine hermetrische Struktur jenseits der R_6-Welt in der Art einer „Informationshermetrie" aus, welche die Hyperraumdynamik im $R_{12} = R_8 \cup G_4$ verursacht. Aus diesem Grunde erscheint es sinnvoll, eine vierte Struktureinheit $h(\mu) = 8, I_2 \triangleq \mu = 0$ mit der Indizierung $\mu = 0$ zu verwenden. Zusammengefaßt folgt

$$a_{pi}^{(\omega)} = \frac{\partial \xi_p}{\partial z_{(\omega)}} \frac{\partial z_{(\omega)}}{\partial x_i}, \quad \kappa_{pi}^{(3)} = \sum_{\omega=1}^{3} a_{pi}^{(\omega)}, \quad \kappa_{pi}^{(2)} = a_{pi}^{(4)},$$
$$\kappa_{pi}^{(1)} = \sum_{\omega=5}^{6} a_{pi}^{(\omega)}, \quad R_3(z_1 \dots z_3) \triangleq \mu = 3, \quad T_1(z_4) \triangleq \mu = 2,$$
$$S_2(z_5, z_6) \triangleq \mu = 1 \tag{25}$$

was durch die informatorische Struktureinheit

$$\kappa_{pi}^{(0)} = \sum_{\omega=7}^{8} a_{pi}^{(\omega)}, \quad I_2(z_7, z_8) \triangleq \mu = 0 \tag{25a}$$

zu ergänzen ist. Ebenfalls wird

$$g_{ik}^{(\mu\nu)} = \kappa_{pi}^{(\mu)} \cdot \kappa_{pk}^{(\nu)} \tag{25b}$$

erhalten.

Der R_8 ist nach [1, Gl. **15** und Gl. **15a**] wegen $8/2 = 4$ ebenso metronisiert wie mit $6/2 = 3$ die materielle Welt R_6, doch muß es neben den 3 Gitterkernselektoren der hermetrischen R_6-Struktur im R_8 noch den Gitterkernselektor ${}^2\overline{\kappa}_{(0)}(x_7, x_8)$ der Informationshermetrie geben. Mithin ist in [2] die Hypermatrix $\hat{\gamma}_x$ der Hermetrieformen $x \triangleq a \dots d$ des R_6 mit der informationshermetrischen Ränderung ${}^2\overline{\gamma}_{(0,\alpha)}, {}^2\overline{\gamma}_{(\alpha,0)}$ und $\alpha = 0 \dots 3$ zu versehen, wobei die Hermetrieformen im R_6 erhalten bleiben, doch werden sie durch die Ränderung aus dem nichtmateriellen Bereich $I_2 \cup G_4$ wegen $I_2 \to S_2$ in den R_6 projiziert. Werden die Elemente der mit der I_2-Ränderung versehenen Hypermatrix dieses Korrelators $\hat{\gamma}_x$ (also vierreihig) der Hermetrieformen $x \triangleq a \dots d$ im R_6 in der Kurzform ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\alpha)} = sp\,({}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\alpha)}) \triangleq (\mu\alpha)$ mit $0 \leq (\mu, \alpha) \leq 3$ geschrieben, dann folgt zunächst für die Eneametrie der Form d

$$\begin{vmatrix} (00) & (01) & (02) & (03) \\ (10) & (11) & (12) & (13) \\ (20) & (21) & (22) & (23) \\ (30) & (31) & (32) & (33) \end{vmatrix} = \hat{\gamma}_d \,.$$

Die Einwirkung der beiden Sieboperatoren S (3) und S (2) auf $\hat{\gamma}_d$ liefert nach [1, 149] die beiden Pseudohexametrien b und c:

$$\begin{vmatrix} (00) & (01) & (02) & (0) \\ (10) & (11) & (12) & (1) \\ (20) & (21) & (22) & (2) \\ (0) & (1\ ) & (2\ ) & E \end{vmatrix} = \hat{\gamma}_b \,, \qquad \begin{vmatrix} (00) & (01) & (0) & (03) \\ (10) & (11) & (1) & (13) \\ (0) & (1\ ) & E & (3\ ) \\ (30) & (31) & (3) & (33) \end{vmatrix} = \hat{\gamma}_c \,,$$

wobei E für den tensoriellen Einheitsselektor steht. Die im R_6 noch mögliche Siebkette S (2, 3) ergibt schließlich die Pseudobimetrie der Form a in $S_2 \subset R_6$, nämlich

$$\begin{vmatrix} (00) & (01) & (0\ ) & (0) \\ (10) & (11) & (1\ ) & (1) \\ (0\ ) & (1\ ) & E & E \\ (0\ ) & (1\ ) & E & E \end{vmatrix} = \hat{\gamma}_a \,.$$

Im Fall des R_8 wäre im R_6 noch der Operator S (1) möglich, was zum Schema der Informationshermetrie

$$\begin{vmatrix} (00) & (0\ ) & (0\ ) & (0\ ) \\ (0\ ) & E & E & E \\ (0\ ) & E & E & E \\ (0\ ) & E & E & E \end{vmatrix} = \hat{\gamma}_o \,.$$

führt.

Da die Sieboperatoren nur im R_6 wirken, weil hier die Formen $x \hat{=} a \ldots d$ definiert sind, ist S (0) nicht möglich; denn die Elemente der Informationshermetrie in $I_2\,(x_7, x_8)$ liegen jenseits der Kategorien materieller Weltstrukturen des R_6. Dennoch wird nach **(9)** und **(9a)** der Zugriff $I_2 \rightarrow S_2 \subset R_6$ mit $S_2 \rightarrow T_1 \cup R_3$ auf jeden Zeitschnitt möglich. Diese Erweiterung gilt auch für das $\hat{\text{K}}$ompositionsgesetz synmetronischer Fundamentalkondensoren in [2], wobei $\hat{[\,]} = \hat{O}$ den strukturfreien R_8 kennzeichnet.

Für die kovariante Basissignatur $[ikm]_{(\mu\nu)}; n$ und die infinitesimale Approximation $\lim_{\tau\to 0} [ikm]_{(\mu\nu)}; n = \Gamma^{(\mu\nu)}_{ikm}$ kann stets eine Geodäsie durch geeignete Koordinatenwahl in dem durch die Basissignatur $(\mu\nu) \subset R_8$ und damit $\Gamma^{(\mu\nu)}_{ikm} = 0$ aufgefunden werden. Für das Kompositionsgesetz folgt dann infinitesimal $\Gamma_{ikm} = \sum_{\mu,\nu=0}^{3} \Gamma^{(\mu\nu)}_{ikm}$. Im Fall der Symmetrie $\Gamma^{(\mu\nu)}_{ikm} = \Gamma^{(\mu\nu)}_{imk}$ wegen der expliziten Darstellbarkeit der Dreizeigersymbole durch partielle Koordinatenableitungen der $g^{(\mu\nu)}_{ik}$ wird für $g_{ik}\ (g^{(\mu\nu)}_{ik})^{3}_{\mu,\nu=1}$ die Form

$$\tau = 0, \quad g_{ik} = \sum_{\mu,\nu=0}^{3} g^{(\mu\nu)}_{ik} = g_{ki} \tag{25c}$$

als lineare Approximation nahegelegt. Unter der Voraussetzung $\sum_p \alpha^{(\alpha)}_{ip} \cdot \alpha^{(\beta)}_{pk} = g^{(\alpha\beta)}_{ik}$ gilt dann noch für $\mu \neq \nu$ und $i \neq k$ die Beziehung $g^{(\mu\nu)}_{ik} = g^{(\nu\mu)}_{ki}$, aber $g^{(\mu\nu)}_{ik} \neq g^{(\mu\nu)}_{ki}$ und für $\mu = \nu$ die Symmetrie $g^{(\mu\mu)}_{ik} = g^{(\mu\mu)}_{ki}$ bzw. für $\mu \neq \nu$, aber $i = k$ noch $g^{(\mu\nu)}_{ii} = g^{(\nu\mu)}_{ii}$.

Wird die Konvention getroffen, daß die Koordinaten nicht mehr ko-, sondern kontravariant geschrieben werden, dann bleibt $ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k = \text{const}$ ebenso erhalten wie $g_{ik} = \sum_{\mu,\nu} g^{(\mu\nu)}_{ik}$.

Für g_{ik} existiert mit Γ^i_{km} eine Geodätengleichung in der kontravarianten Fassung $\ddot{x}^i = -\Gamma^i_{km}\dot{x}^k\dot{x}^m$, die mit $g_{ij}\ddot{x}^i = \ddot{x}_j$ in die kovariante Fassung $\ddot{x}_j = -\Gamma_{jkm}\dot{x}^k\dot{x}^m$ gebracht werden kann, in der wegen der kovarianten Symmetrie $g_{ik} = g_{ki}$ die Γ_{jkm} in der bekannten Weise durch die partiellen Ableitungen der g_{ik} darstellbar sind. Wegen $2\Gamma_{jkm} = \partial g_{jk} / \partial x^m + \partial g_{jm} / \partial x^k - \partial g_{km} / \partial x^j$ würde dann mit $\ddot{x}_j = \sum_{\mu,\nu} \ddot{x}^{(\mu\nu)}_j$ und des linearen Auftretens der g_{ik} die Beziehung gemäß $\ddot{x}^{(\mu\nu)}_j = -\Gamma^{(\mu\nu)}_{jkm}\dot{x}^k\dot{x}^m$ in die Partialstrukturen spaltbar sein, worin mit der Kürzung $\partial y/\partial x^q = y_{,q}$ sich für das kovariante Feld $2\Gamma^{(\mu\nu)}_{jkm} = g^{(\mu\nu)}_{jk,m} + g^{(\mu\nu)}_{jm,k} - g^{(\mu\nu)}_{km,j}$ ergibt. Für die gemischtvariante Geodätengleichung kann im Fall einer nur schwachen Nichteuklidizität immer $\ddot{x}^j \approx \ddot{x}_j$ in sehr guter Näherung gesetzt werden. Die in $\ddot{x}_j$ auftretenden $\ddot{x}^{(\mu\nu)}_j$ sind offensichtlich die Komponenten einer Summenbeschleunigung, die von den Feldern $\Gamma_{ikm}^{(\mu\nu)}$ verursacht werden.

Mit diesen Grundlagen kann nunmehr die Unterraumstruktur $R_8 = R_3\,(z_1, z_2, z_3) \cup T_1\,(z_4) \cup S_2\,(z_5, z_6) \cup I_2\,(z_7, z_8)$ untersucht werden, worin $R_3\,(z_1, z_2, z_3) \cup T_1\,(z_4) = R_4\,(z_1, \ldots, z_4)$ die Raumzeit ist. Wird bei einer Analyse der Superposition der kovarianten Felder $\Gamma_{jkm} = \sum_{\mu,\nu} \Gamma_{jkm}^{(\mu\nu)}$ zunächst R_4 als strukturelle Einheit verwendet, dann erscheint $R_8 = R_4\,(z_1, \ldots, z_4) \cup S_2 \cup I_2$. Es werde die Kurzschreibweise $\Gamma_{jkm}^{(\mu\nu)} = <\mu\nu>$ verwendet.

Für die Superposition gilt in dieser Schreibweise $\Gamma_{jkm} = \sum_{\mu,\nu=0}^{3} <\mu\nu>$, wenn berücksichtigt wird, daß die Indizierungen μ und ν wegen der Informationshermetrie im R_8 die Indizierung der Struktureinheiten von 0 bis 3 durchlaufen. Werden die Feldkomponenten $<\mu\nu>$ in einer quadratischen Matrix $\hat{F} = (<\mu\nu>)_4$ vom Typ 4 angeordnet, dann wird deutlich, daß die Superposition der Partialfelder in drei Gruppen zerfällt. So enthält die Matrix in ihrem unteren rechten Abschnitt die Elemente der R_4-Struktur, die zur raumzeitlichen Gruppe $(<22>, <23>, <32>, <33>) \equiv A\,(R_4)$, der gerändert wird durch die Elemente $(<11>, <12>, <13>, <21>, <31>) \equiv B\,(S_2, R_4)$, während die Informationshermetrie als eine weitere Ränderung, nämlich $(<00>, <01> \ldots <03>, <10> \ldots <30>) \equiv C\,(I_2, R_6)$ aufgefaßt werden kann. Es gilt also für die Superposition $\sum_{\mu,\nu} <\mu\nu> = A + B + C$. Da auch die Raumzeit eine Unterraumstruktur $R_4 = R_3 \cup T_1$ aufweist, besteht die Gruppe A wiederum aus einer Unterstruktur, die von $<33>, <22>$ sowie $<32>$ und $<23>$ bestimmt wird. Nach **(25)** sind die $g_{ik}^{(\mu\nu)}$ stets Teilsummen von Produkten partieller Ableitungen, wobei z. B. für $g_{ik}^{(23)} = \kappa_{pi}^{(2)} \cdot \kappa_{pk}^{(3)} = a_{pi}^{(4)}\,(a_{pk}^{(1)} + a_{pk}^{(2)} + a_{pk}^{(3)})$ gilt. Wird die Kurzschreibweise $g_{ik}^{((rs))} = a_{pi}^{((r))} \cdot a_{pk}^{((s))}$ verwendet und in Γ_{jkm} eingesetzt, ist

$\Gamma_{jkm} = \sum_{r,s=1}^{8} \Gamma_{jkm}^{((rs))} = \sum_{r,s=1}^{8} \ll rs \gg$. Für $<33>$ gibt es insgesamt 9 Felder, jedoch für $<22>$ nur ein Feld und für $<32>$ oder $<23>$ drei Felder. Steht die Zahl der Felder in der Indizierung, dann gilt also für diese Substruktur $A\,(R_4) = A_9\,(R_3) + A_1\,(T_1) + A_3\,(R_3, T_1) + A_3\,(T_1, R_3)$. Die in

$A = A_9 + A_1 + A_3$ enthaltenen Wechselwirkungsfelder sind raumzeitlicher, also energetischer Art, so daß ihre Kopplungskonstanten nach **(24)** Elemente von K_E sind. Auch ist jedes Wechselwirkungsfeld durch irgendeine Form ponderabler oder imponderabler Wq charakterisiert, die beim Wechselwirkungsprozeß zwischen den Feldquellen ausgetauscht werden, wobei diesen Feldquellen (oder auch Senken) Ladungseigenschaften im allgemeinsten Sinn zugeordnet werden können. Für die Gruppe A_9 muß es also neun Wq, aber für A_1 nur ein Wq und für $A_3(R_3, T_1) + A_3(T_1, R_3)$ sechs solcher Quanten geben, die sich auf 3 Quanten verringern, falls die $A_3(R_3, T_1) + A_3(T_1, R_3)$ zugeordneten Felder $\ll 14 \gg + \ll 24 \gg + \ll 34 \gg + \ll 41 \gg + \ll 42 \gg + \ll 43 \gg$ durch die Zusammenfassung von je 2 Feldern zu einem Feld (z. B. $\ll 14 \gg + \ll 41 \gg$) symmetrisiert werden. Diese 3 neuen Felder A_3 liefern dann eine Vereinigungsmöglichkeit mit dem symmetrischen Feld $\ll 44 \gg$. Betrachtet man die gegenwärtig etablierten Wechselwirkungstheorien, die auf empirischen Sachverhalten beruhen, dann scheint die Gruppe A_9 die starken Wechselwirkungen zu umfassen, deren Wq möglicherweise mit den 9 konzipierten „Gluonen" identisch sein könnten. Für A_1 bietet sich als Interpretation die elektromagnetische Wechselwirkung an, zumal es nach der Quantenelektrodynamik nur das Photon als Wq dieser Wechselwirkung gibt. Die Gruppe A_3 hingegen scheint die schwachen Kräfte zu enthalten, als deren Wq drei Vektorbosonen zu erwarten sind, die durch die Empirie der Hochenergiephysik bereits aufgefunden wurden. Jedes dieser Vektorbosonen scheint hier aus 2 Subkonstituenten zu bestehen. In Analogie zu diesen Sachverhalten ergab sich bereits in [2] aus der Konfigurationszahl k, für welche nur $k = 1$ oder $k = 2$ möglich ist, daß jeder Term eines theoretischen Partikelspektrums durch Konfigurationszonen strukturiert ist, die $k + 1$ quasikorpuskuläre Subkonstituenten ausbilden, die ihrerseits die Internstruktur des Terms kennzeichnen. Auch hier liegt eine deutliche Analogie zu dem ebenfalls mehr empirischen Modell der „Quarks" vor, wobei jedoch die empirische Forderung eines „Confinements" überflüssig wird, weil die hergeleiteten Subkonstituenten als räumliche Komponenten, also als R_3-Partialflüsse eines die c- oder d-Hermetrie kennzeichnenden Flußaggregates im R_6-Tensorium nach [2] zu interpretieren sind. Es ist zu bemerken, daß jedes der R_4-Felder in A mit einem Feld aus B und (oder) C gekoppelt sein kann.

Betrachtet man die $S_2(z_5, z_6)$ enthaltende Gruppe B, also $B \equiv (<11>, <12>, <13>, <21>, <31>)$, dann wird wegen **(25)** sofort deutlich, daß es wie für A in R_4 auch für B eine Aufspaltung gibt, nämlich B_1 für $<11>$, sowie jeweils zwei Terme B_2 oder B_3, welche durch $<12> + <21>$ oder $<13> + <31>$ bestimmt werden, so daß $B = B_1 + B_2 + B_3$ aus 3 Partialfeldern aufgebaut wird. Bereits aus [1, 211 – 223] ging hervor, daß $S_2(z_5, z_6)$ bei Projektion in die Raumzeit R_4 als Gravitonenfeld erscheint, dessen Quanten Tensorterme der 2. Stufe sind, so daß B_1 als ein solches Feld zu interpretieren wäre. Im Gegensatz zu den hier nicht auftretenden Spinortermen (halbzahliger Spin) ist der Spin der zur Diskussion stehenden Tensorterme ganzzahlig, und diese ganze Zahl ist mit der Tensorstufe der invarianten Größe identisch, durch die ein solches Bosonenfeld charakterisiert wird. Im vorliegenden Fall handelt es sich um den metrischen Fundamentaltensor 2. Stufe, der im nichthermiteschen Fall additiv durch einen antihermiteschen Tensor erweitert wird, der aber stets als Rotation eines Vektorfeldes aufgefaßt werden kann. Ganz entsprechend müssen jedoch auch die Feldquanten von B_2 und B_3 Tensorterme sein. Da nun $<12>$ mit A_1 im R_4 korrespondiert, aber die A_1-Quanten Vektorterme sind, wäre auch B_2 als ein solches Feld aus Vektortermen zu interpretieren, so daß für B_3 nur noch die Möglichkeit der Skalarterme bleibt. Wird der jeweilige Spin dieser Tensorterme als zweite Indizierung angefügt, dann gilt für die Gruppe gravitonischer Felder $B = B_{12} + B_{21} + B_{30}$.

Die Gruppe C wird offensichtlich wegen $C \equiv (<00>, <01> \ldots <03>, <10> \ldots <30>)$ im wesentlichen durch den Unterraum $I_2(x_7, x_8)$ jenseits der R_6-Welt bestimmt, so daß sich eine Aufspaltung in zwei Untergruppen C_1 und C_2 ergibt, wobei $C_1 = <00>$ durch die reine Informationshermetrie, aber C_2 durch die Verbindung $<\mu 0>$ und $<0\mu>$ sowie $\mu > 0$, also I_2 und $R_6(z_1, \ldots, z_6) = R_3 \cup T_1 \cup S_2$ gekennzeichnet wird. Man hat demnach $C = C_1 + C_2$ zu setzen, wobei zu bemerken wäre, daß bereits in [1, 279] und [1, 285 – 289] gezeigt wurde, daß alle Prämissen, sowohl der abstrakten als auch der konkreten Quantentheorie, auf die Projektionen der I_2-Strukturen in den R_4 (über die Zeitstruktur) zurückführbar sind, so daß ein I_2-Feld wie C_1 im R_4, der Abbildungskette **(9)** und **(9a)** entsprechend, als Wahrscheinlichkeitsstruktur R_4^w erscheinen muß, wobei die Verschränkung mit der physischen Raumzeit nach **(9a)** zur quantenphysikalischen Mikrostruktur und zur Offenheit futurischer Aussagen führt. Andererseits zeigt die Darstellung $C = C_1 + C_2$ mit $C_1\ (I_2)$, aber auch $C_2\ (R_8)$, daß die nach **(9)** durch den Einfluß des G_4 über einen Vermittlerraum R_n^* in I_2 erzeugte Informationshermetrie als Feld C_1 wegen $C_1 + C_2\ (R_8)$ alle Strukturen der R_6-Welt im Zeitschnitt erreichen kann, und zwar über eine Steuerung der Zeitstruktur.

Nach **(25)** muß es schließlich noch ausgeartete Formen der $< \mu\nu >$ geben, denn es besteht durchaus die Möglichkeit, daß eine der beiden Unterraumstrukturen μ oder ν euklidisch wird. Gilt dies für den Unterraum ν, dann würde dies bedeuten, daß $\kappa_{mk}^{(\nu)} = \delta_{mk}$ zum Kroneckerelement wird. Dies hat aber in **(25)** für die Partialstruktur $g_{ik}^{(\mu)} = \sum_m \kappa_{im}^{(\mu)} \delta_{mk} = \kappa_{ik}^{(\mu)}$ einen ausgearteten Tensor zur Folge, für dessen Dreizeigersymbol $\Gamma_{jkm}^{(\mu)} = < \mu >$ geschrieben werden soll. In der Raumzeit R_4 ergeben sich also mit $\mu = 3$ und $\mu = 2$ die Möglichkeiten von 3 Feldern im R_3 und einem im T_1. Möglicherweise können diese vier ausgearteten Raumzeitfelder als Neutrinozustände interpretiert werden, von denen es nach [2, Kap. VIII] ohnehin als freie Neutrinostrahlung 4 verschiedene Formen geben muß, die in [2] als „Feldkatalyte" interpretiert wurden. Die Ausartung der $< \mu\nu >$ in die $< \mu >$-Felder kann auch als infinitesimales Analogon mit $\tau = 0$ zum synmetronischen Sieboperator [2] aufgefaßt werden, durch den nichteuklidische Partialstrukturen euklidisch werden. Die allgemeinen R_8-Koordinaten z_k bilden eine durch die hermetrische Unterraumstruktur bedingte strukturierte Menge $\{(z_1 \dots z_3), (z_4), (z_5, z_6), (z_7, z_8)\}$, die auch in der nichtstrukturierten Form $Z_1 = \{z_1 \dots z_8\}$ geschrieben werden kann. Neben der Strukturierung der Menge durch die hermetrische Unterraumstruktur des R_8 besteht noch die Möglichkeit einer Strukturierung nach algebraischen Eigenschaften $Z_2 = \{(z_1 \dots z_3), (z_4 \dots z_8)\}$, weil nur die z_k mit $k \leq 3$ reell, aber alle mit $k > 3$ imaginär zählen. Ist $W_w = \Gamma_{jkm}$ der Ausdruck für die allgemeine Komposition der Wechselwirkungsfelder im Sinne von Partialstrukturen, dann gilt die Gruppensuperposition

$$W_w = A\ (R_4) + B\ (S_2, R_4) + C\ (I_2, R_6) \tag{26}$$

deren Teilgruppen A, B oder C gemäß

$$A = A_9 + A_1 + A_3, \quad B = B_1 + B_2 + B_3, \quad C = C_1 + C_2 \tag{26a}$$

weiter unterteilt werden müssen. In Analogie zu den Formen imaginärer oder komplexer Hermetrie [1, Kap. IV] kann nun mit der strukturierten Koordinatenmenge Z_2 sowie **(26)** und **(26a)** nach einer Superposition von Feldstrukturen $\underline{A}$ gefragt werden, die nur von den imaginären Elementen aus Z_2 abhängen. Für dieses Feld gilt also $\underline{A} = A_1 + B_{12} + C_2$, welches offensichtlich ein Feld beschreibt, das als Photonenfeld (A_1) aufgefaßt werden muß, an welches ein gravitatives Feld und ein Wahrscheinlichkeitsfeld gekoppelt sind. Dieser Sachverhalt entspricht der empirischen Wirklichkeit, denn wegen des Energie-Materie-Äquivalents der SRT ist auch imponderabler Energie Trägheitsmasse äquivalent, an die aber stets ein Gravitationsfeld gekoppelt ist. Auch Wahrscheinlichkeitsfelder der Form C_2 begleiten das Photon, was in der Quantenelektrodynamik deutlich wird. Mit den Partialfeldern aus **(26)** und **(26a)** können offenbar alle in der Raumzeit möglichen Felder beschrieben werden.

Zwar laufen in den $\kappa_{pi}^{(\mu)}$ gemäß **(25)** die drei Koordinatenindizierungen auch in die Koordinatenräume jenseits des R_4, doch kann stets eine Abbildung von Linienelementen in den R_4 über geodätische Nullinienprozesse erfolgen. Setzt man in der Metrik des R_8, also $ds_8^2 = \sum_{k=1}^{8} dx_k^2$, oder in der Metrik des R_6 nämlich $ds_6^2 = \sum_{i=1}^{6} dx_i^2$ und für die Transkoordinaten (hinsichtlich des R_4) die Ausdrücke $dx_5^2 + dx_6^2 = d\rho^2$ und $dx_7^2 + dx_8^2 = -dw^2$, sowie als Nullinien $dw^2 + d\rho^2 = 0$ und $ds_6^2 = 0$, dann folgt $-dw^2 = \sum_{k=1}^{4} dx_k^2$ und $d\rho^2 = \sum_{i=1}^{4} dx_i^2$ mit $dx_4 = icdt$. Auf diese Weise können differentielle Längen wie in [1, 218] aus dem Transbereich des Hyperraumes der Welt in den R_4 $(x_1, \dots, x_4)$ abgebildet werden, so daß danach alle Koordinatenindizierungen der abgebildeten $<\mu\nu>$ diejenigen der Raumzeitkoordinaten allein durchlaufen, wobei im übrigen gemäß [1, 218] verfahren werden kann, jedoch scheint eine eindeutige Lösung für ein konkretes Längenelement im R_4 nicht möglich zu sein. Als Folge einer solchen Projektion muß aber im R_4 ein Feld erscheinen, welches mit den vorhandenen energetischen R_4-Feldern superponiert und diese verstärkt oder abschwächt, was allerdings nach dem Energieprinzip gleichzeitig andere Felder abschwächt oder verstärkt.

Betrachtet man unter diesen Voraussetzungen das einfachste strukturierte Feld, und zwar das eines Photons, also $\underline{A}$, dann könnten die folgenden Transmutationen möglich sein (darauf wird später noch genauer eingegangen): $\underline{A} = A_1 + B_1 + C_2 \rightarrow B_2 + B_1 + C_1 + C_2 \rightarrow C_1 + C_2$. Diese können durch entsprechende transformierende Kopplungen verursacht werden. Als transmutierende Felder kommen alle diejenigen Komponenten von $\Gamma^{(\mu\nu)}_{jkm} = <\mu\nu>$ in Betracht, bei denen zumindest eine Koordinatenindizierung für ein Element der Menge $(x_5 \ldots x_8)$ steht.

Ein großer Teil der diskutierten Gruppen der Felder $<\mu\nu>$ ist durch energetische, also raumzeitliche Kopplungskonstanten der Menge K_E, oder im Fall transmutierender Felder durch transformierende Kopplungen, also Elemente der Menge K_T, aus **(24)** charakterisierbar, wobei jedem der erwähnten Felder eine Kopplungskonstante zugeordnet werden kann. Die Wirkungsweise der Elemente von K_T wird transparent, wenn man als Beispiel die einfachste Feldstruktur im Bereich der imaginären Elemente von Z_2, also das Photonenfeld $\underline{A} = A_1 + B_1 + C_2$, hinsichtlich der Kopplungskonstanten untersucht. Es wird nunmehr an die Ausführungen von Kap. IV, 1 angeknüpft.

Bei sehr hohen Energien, bei denen sich die Kopplungskonstanten w_{21}, w_{23} und w_{24} dem Wert w_0 nähern, wird, wie schon gezeigt, $w_{3\alpha} \to 0$ und damit auch $\underline{\underline{w}}_3 \to 0$, aber $\underline{w}_3 \neq 0$, was $|\overline{w}_0 - \underline{w}_3| \to 0$ bedeutet. Die Felder $\underline{\underline{w}}_3$ und $\underline{w}_3$ wachsen mit abnehmender Energie, so daß $|\overline{w}_0 - \underline{w}_3| = w_{4\alpha}$ möglich wird. Da w_0 energieabhängig ist, gibt es ein $\overline{w}_0 < w_0$, wobei $\overline{w}_0$ die Kopplungskonstante knapp nach der Vereinheitlichung ist. Bei hoher Partikelenergie wird demnach auch $w_{4\alpha} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5$ möglich, so daß bei einer Energie von ca. 10^{17} GeV die Umwandlungen $\overline{w}_0 - \underline{w}_3 = w_{4\alpha}$ und $w_{4\alpha} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5$ erscheinen. In Analogie zur induzierten Photonenemission geht $w_{4\alpha}$ in $\sqrt{N+1}\, w_{4\alpha}$ über, wenn N die Zahl der gleichartigen $w_{4\alpha}$-Quanten angibt, die in einem bestimmten R_3-Volumen enthalten sind. Ist M die Zahl der degenerierten $w_{4\alpha}$-Terme des gleichen Zustandes und ist $N \gg 1$, aber auch $M \gg 1$, dann folgt für die Transmutation, wenn $\overline{w}_0' > \overline{w}_0$ ist, $\overline{w}_0' - \underline{w}_3 = w_{4\alpha} \cdot \sqrt{N}$ und $w_{4\alpha}\sqrt{N} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5 \cdot \sqrt{M}$. Bei diesem Prozeß muß das Energieprinzip gültig bleiben.

Es wird jetzt untersucht, ob die für 10^{17} GeV gültigen Transmutationsbeziehungen, die möglicherweise die inflationäre Kosmogonie der Materie beherrschten, auch nach dieser inflationären Phase im gegenwärtigen niederenergetischen Zustand des Universums wirksam werden können. Für diesen gegenwärtigen Zustand gelten die niederenergetischen Werte $\underline{w}_3$ und $\underline{\underline{w}}_3$, die numerisch die Werte $\underline{w}_3 = 0{,}256362$ und $\underline{\underline{w}}_3 = 0{,}0149492$ annehmen. Es ist auch bei niedrigen Energiewerten E die Beziehung $3w_{21}(E) - \underline{w}_3 = w_{4\alpha}$ durchaus möglich. Die Kopplungskonstante $3w_{21}(E)$ kann, da es sich bei w_{21} um die elektromagnetische Kopplung handelt, nach dem Prinzip der induzierten Photonenemission erzeugt werden, denn wenn ein elektromagnetisches Feld in einem bestimmten R_3-Volumen N Photonen enthält, dann wird die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Photons durch $w_{21}\sqrt{N+1}$ festgelegt. Für $3w_{21}$ muß also $\sqrt{N+1} = 3$, also $N = 8$ sein, was mit sehr geringer Toleranz eingehalten werden muß. Desgleichen erscheint es wesentlich, den durch die induzierte Emission bedingten Lawineneffekt zu vermeiden. Zur Lösung der Beziehung $3w_{21} - \underline{w}_3 = w_{4\alpha}$ kann zunächst festgestellt werden, daß bei einer Betrachtung der numerischen Werte $w_{4\alpha} \ll w_{21}$ und auch $w_{4\alpha} \ll \underline{w}_3$, also $w_{4\alpha} \approx 0$ und daher $3w_{21} - \underline{w}_3 \approx 0$ erscheint. Zur Ermittlung der Impuls- bzw. Energieabhängigkeit von w_{21} kann die Strahlungskorrektur des Coulombpotentials $\phi(r)$ einer elektrischen Punktladung gemäß [16, 463 – 464] verwendet werden. Explizit gilt danach

$\phi(r) = \frac{e_1}{r}\left\{1 + \frac{2\alpha_{10}}{3\pi}\int_1^{\infty} \exp(-2mrx)\left(1 + \frac{1}{2x^2}\right)\frac{\sqrt{x^2-1}}{x^2}\,dx\right\}$, also

$\phi(r) = \frac{e_1}{r} A(r)$, worin e_1 die Elementarladung, $\alpha_{10} = e_1^2$ die elektromagnetische Wechselwirkungskonstante bei einer Energie $E \approx 0$ und

$\alpha_1 = e_1^2 A^2$ für $E \neq 0$ bedeuten, aber als Kürzung $c\alpha_1 = e_1^2 A^2$ stehen soll. Zusammengefaßt folgt hieraus

$3\sqrt{\alpha_{10}}\left(1 + \frac{2\alpha_{10}}{3\pi}\int_1^{\infty} \exp(-2mrx)\left(1 + \frac{1}{2x^2}\right)\frac{\sqrt{x^2-1}}{x^2}\,dx\right) - \underline{w}_3 \approx 0$. Da in dieser Beziehung die zu bestimmende Masse m im Bereich der Elektronenmasse liegt, kann das Integral nur numerisch ausgewertet werden. Man erhält auf diese Weise, wenn für m_e die Elektronenmasse steht, den Wert $m \approx 2{,}35\, m_e$, was aber mit $m = E_1 / c^2$ gut übereinstimmt. Mithin würde es mit der Übergangswahrscheinlichkeit $(N+1)\,\alpha_1(E_1)$ möglich sein, $w_{4\alpha}$-Quanten zu erzeugen. Wird vorausgesetzt, daß auch für diese Terme eine induzierte Emission möglich ist, würde mit $M \gg 1$ die Beziehung $3w_{21}(E_1') - \underline{w}_3 = w_{4\alpha} \cdot \sqrt{M}$ gelten. Die Zahl M dieser Vektorterme des Feldes $w_{4\alpha}$ ist einerseits abhängig von der Transmutationsrate Photon $\rightarrow$ $w_{4\alpha}$-Quanten, die mit R bezeichnet wird und andererseits von der Zahl p der zur Transmutation verfügbaren Photonen, so daß $M = M(R, p)$ gilt, wobei ein lawinenartiger $w_{4\alpha}$-Prozeß möglich werden könnte.

Ist M hinreichend angewachsen, dann wird die Bedingung $w_{4\alpha}\sqrt{M} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5$ erfüllt, was dazu führt, daß mit den Zahlen $M' > M$ und $L \gg 1$ wiederum eine induzierte Emission gemäß $w_{4\alpha} \cdot \sqrt{M'} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5 \cdot \sqrt{L}$ erfolgt.

Die beiden Beziehungen $3w_{21}(E) - \underline{\underline{w}}_3 = w_{4\alpha} \cdot \sqrt{M}$ und $w_{4\alpha} \cdot \sqrt{M'} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5 \cdot \sqrt{L}$ können weiter analysiert werden, wenn man berücksichtigt, daß die Längenelemente δs_j aus **(19a)** und **(19)** auf die Menge U_0 kosmischer Urelemente und die Untermenge $D_3 = \{12, 28, 24\}$ der Dimensionszahlenmenge D zurückführbar sind. Wegen $\delta s_4 = \delta l_0' \exp(-12\pi)$ und $\delta s_5 = \delta l_0' \exp(-24\pi)$ kann auch $\delta s_4 = \delta s_5 \exp(-12\pi)$ geschrieben werden.

Aufgrund der zum Weltenursprung $t = 0$ möglichen Normbildung $\|\Delta\vec{x}\| = \sum_{i=1}^{n} |\Delta x_i|$ wäre $\Delta x_i \in R_n$, so daß $n = \dim(R_n)$ als Dimensionszahl eines R_n interpretierbar ist. Sind alle Δx_i gleich groß und gilt $\Delta x_i = \Delta x_0$, dann ist $\|\Delta\vec{x}\| = n\Delta x_0$. Somit kann also auch $\delta s_4 = A\delta s_5$ mit $A = \exp(+12\pi)$ als Dimensionszahl interpretiert werden, und in einer erweiterten Dimensionszahlenmenge wäre dann $B = \exp(28\pi)$ das größtmögliche Element. Andererseits ergibt sich der Faktor 3 von $3w_{21}(E) - \underline{\underline{w}}_3$, hervorgegangen aus $\sqrt{N+1}$, für $N = 8$ Photonen, wobei N auch durch $N = \dim(R_8)$ interpretierbar ist. Wird aber der Faktor von w_{21} so ausgedeutet, dann kann auch in der zweiten zur Diskussion stehenden Beziehung der Faktor $\sqrt{M'}$ der Kopplung $w_{4\alpha}$ gemäß $M' \approx B = \exp(28\pi)$ in gleicher Form interpretiert werden, was $\sqrt{M'} \approx \exp(14\pi)$ liefert. Für $\sqrt{M}$ kann hingegen $\sqrt{\exp(12\pi)} = \exp(6\pi)$ gesetzt werden. Zur Diskussion steht demnach noch $\sqrt{M'}\, w_{4\alpha} - \underline{\underline{w}}_3 = \underline{\underline{w}}_5 \sqrt{L}$, worin die Bestimmung des Faktors $\sqrt{L}$ durchzuführen ist.

Da, wie noch gezeigt wird, sowohl die $w_{4\alpha}$- als auch die $\underline{\underline{w}}_5$-Terme Energiemasse aufweisen, wäre $\sqrt{L}$ aufgrund der Energiebilanz von linker und rechter Seite zu bestimmen. Da $\underline{\underline{m}}_5 \approx m_{4\alpha} \exp(-24\pi)$ ist, wäre $\sqrt{L}$ näherungsweise durch $\sqrt{\exp(28\pi)\exp(24\pi)} = \exp(26\pi)$ gegeben. Es werden hier die Gleichungen $3w_{21}(E) - \underline{\underline{w}}_3 \approx (\exp(6\pi)) \cdot w_{4\alpha}$ und $\sqrt{M'}\, w_{4\alpha} - \underline{\underline{w}}_3 \approx (\exp(26\pi))\, \underline{\underline{w}}_5$ erhalten. Erwähnenswert ist hier noch, daß eine Energiebilanz der 1. Gleichung in bezug auf die $w_{4\alpha}$-Massen auch hier näherungsweise stimmt.

Wie schon erwähnt, verfügen die Vektorterme des Feldes $w_{4\alpha}$ mindestens über Feldmasse, was auch für die Terme des entarteten Feldes $\underline{\underline{w}}_5$ gelten muß, doch erweist sich diese Feldmasse als wesentlich kleiner, weil die Bedingungen in $I_2\ (x_7, x_8)$ entsprechend geändert erscheinen.

Es besteht die Möglichkeit, die Masse m solcher Terme als Minimalmasse abzuschätzen. Da ein $\underline{\underline{w}}_5$-Feld ein entartetes $w_{4\alpha}$-Feld ist und der Zusammenhang zwischen beiden Kopplungskonstanten durch $\underline{\underline{w}}_5 \approx w_{4\alpha}\ (\exp(-24\pi))$ gegeben ist, besteht die Möglichkeit, den gleichen linearen Zusammenhang zwischen $\underline{\underline{m}}_5$ und $m_{4\alpha}$ anzunehmen. Ist $m_{4\alpha}$ die Masse eines Vektorterms des $w_{4\alpha}$-Feldes, dann folgt also für die Masse $\underline{\underline{m}}_5$ eines Terms des $\underline{\underline{w}}_5$-Feldes die Darstellung $\underline{\underline{m}}_5 = m_{4\alpha} \exp(-24\pi)$. Wird weiter angenommen, daß $\underline{\underline{m}}_5$ die Minimalmasse im physischen R_3 des Universums schlechthin ist, dann entspräche $\underline{\underline{m}}_5$ nach dem Quantendualismus eine maximale Unschärfedistanz. Nach [1, Kap. IV, 4] existiert zum Zeitpunkt der Materiekosmogonie $T_1 < T$ (gegenwärtiges Weltalter) eine Elementarlänge $\delta\,\underline{s}_0 = 0{,}2588965\ \delta s_0$ mit $\delta s_0 = \sqrt{\tau_T}$, die eine Maximaldistanz $D' = D_T\sqrt{\tau'/\tau_T} = D_T\delta'/\delta s_0$ bedingt. Hierin gilt numerisch $\delta' = 1{,}917964 \cdot 10^{-126}\mathrm{m}$ sowie $D_T = 6{,}025809 \cdot 10^{125}\mathrm{m}$ und $\delta s_0 = 2{,}48054 \cdot 10^{-35}\mathrm{m}$ nach [1, 262 – 264], woraus sich $D' = 0{,}465918 \cdot 10^{35}\mathrm{m}$ ergibt. Durch Übergang von $\delta s_0 \rightarrow \delta\underline{s}_0$ und daher $D' \rightarrow \underline{D}'$ liefert dies wiederum $\underline{D}' \cdot \delta\underline{s}_0 = D'\delta s_0$, also $\underline{D}' = 1{,}79963 \cdot 10^{35}\mathrm{m}$, was, wenn $m_{4\alpha} \approx \underline{\underline{m}}_5 \cdot \exp(24\pi)$ gilt, einer Unschärfedistanz von $m_{4\alpha} \mathrel{\hat{=}} 323{,}706\ \mathrm{m}$ entspricht. Tatsächlich konnten gravitative Präzisionsmessungen des irdischen Gravitationsfeldes durchgeführt werden, die offensichtlich aufzeigen, daß es eine zusätzliche gravitative Wechselwirkung als attraktives Feld oberhalb der massiven Erdoberfläche mit einer Reichweite von ca. 300 m gibt, wogegen unterhalb dieser Oberfläche die gleiche Kraft mit umgekehrtem Vorzeichen, aber gleicher Reichweite wirkt. Im Kontext mit den vorgenommenen theoretischen Untersuchungen scheint eine massive Oberfläche dieses antisymmetrische Verhalten des zusätzlichen Feldes der Reichweite von ca. 300 m zu bewirken. Sollte dieser gemäß [15, 106] vorliegende empirische Befund reproduzierbar sein, dann wäre er offensichtlich im Rahmen der gegenwärtigen Physik unverständlich. Untersucht man jedoch die im Vorangegangenen diskutierte einheitliche Theorie energetischer und transformatorischer Kopplungen, die nach **(24)** in den beiden Mengen K_E und K_T zusammengefaßt sind, dann zeigt sich numerisch, daß das ausgeartete Feld $w_{4\alpha} \subset K_T$ im Makrobereich gravitativ erscheint, und zwar als eine Superposition mit dem statischen Gravitationsfeld, wobei das superponierende $w_{4\alpha}$-Feld die Reichweite von 323,706 m hat. Gravimetrisch könnte dieses Feld empirisch untersucht werden, sofern die Empfindlichkeit der verfügbaren Gravimeter hinreichend erhöht werden kann.

Da sich für $m_{4\alpha} = 1{,}0867 \cdot 10^{-45}$ kg ergibt, folgt für die Massenenergie $m_{4\alpha}\, c^2 = 9{,}76677 \cdot 10^{-29}$ Ws. Andererseits erfordert ein $\underline{\underline{w}}_5$-Feld, daß mindestens $M' = \exp(28\pi)$ Vektorterme des $w_{4\alpha}$-Feldes in einem bestimmten R_3-Volumen auftreten müssen. Dies würde bedeuten, daß für die Feldmasse dieses $w_{4\alpha}$-Feldes $M_{4\alpha} = m_{4\alpha} \exp(28\pi) = 1{,}7324 \cdot 10^{-7}$ kg, also für die Feldenergie zumindest $E_M = M_{4\alpha}\, c^2 = 1{,}557 \cdot 10^{10}$ Ws gilt. Hieraus wird unmittelbar deutlich, daß eine direkte experimentaltechnische Untersuchung der Photonentransmutation in $\underline{\underline{w}}_5$-Quanten an extrem hohe Feldenergie gebunden ist, die weit jenseits gegenwärtiger technischer Möglichkeiten liegt.

Bereits die Analyse verwandter Eigenschaften der Mengenelemente **(16)** und ihrer Wechselwirkungsfelder **(16a)** zeigte die Möglichkeit einer Euklidisierung hermetrischer Koordinaten auf, und zwar durch die Übergänge der Koordinatenmengen $\{x_4', \ldots, x_8'\} \rightleftarrows \{x_5'', \ldots, x_8''\} \rightleftarrows \{x_7''', x_8'''\}$, was nach **(26)** durch $A \rightarrow B \rightarrow C$ ausgedrückt wird. Bei der Ausbildung von Hermetrieformen werden R_4-Koordinaten stets von Strukturen der Hyperraumkoordinaten jenseits des $R_4 \subset R_{12}$ begleitet, so daß A als elektromagnetisches Feld zu interpretieren ist, wogegen B im R_4 als Gravitationsfeld und C als Wahrscheinlichkeitsfeld erscheinen muß. Für dieses Wahrscheinlichkeitsfeld gibt es die Elementarlängen $\delta x_{7,8}$, die durch eine Änderung der Informationshermetrie $I_2(x_7, x_8) \subset R_8(x_1 \ldots x_8)$ in $\delta x_{7,8}'$ mit $|\delta x_{7,8}'| > |\delta x_{7,8}|$ übergehen. Hierbei verschwindet das durch $S_2(x_5, x_6)$ bedingte Feld, so daß der Bereich S_2 euklidisiert wird $(B \rightarrow C)$. Dieser Prozeß hätte aber wegen des Äquivalenzprinzips von Trägheit und Gravitation und der Abbildung von S_2-Strukturen als Gravitationsfeldstrukturen in den R_4 die Abnahme eines raumzeitlichen Gravitationsfeldes zur Folge, was als Grenzgeschwindigkeit $c \rightarrow c' > c$ bedingt. Denn es gilt $4\pi\gamma M_s = \oint \vec{f}\, d\vec{a}$ mit $\vec{f}$ als gravitativem Feldstärkevektor und M_s als $\vec{f}$ erzeugende „Schwereladung". Nimmt $\vec{f}$ ab, dann wird auch M_s und wegen $M_s = M_t$ auch die träge Masse M_t kleiner. Da aber weiterhin der Impuls- und Energieerhaltungssatz gelten muß, wird $M_t \cdot c = M_t' c'$ und $M_t c^2 = M_t' \cdot c \cdot c'$ mit $M_t' < M_t$ und $c' > c$ sein. Die Lorentzgleichungen werden einer Trägheitstransformation unterworfen. Dies würde aber bedeuten, daß in diesem Ausnahmefall spezieller Informationshermetrie die Konstanz der Trägheit und der Lichtgeschwindigkeit aufgehoben wäre.

Nach der vorliegenden Theorie der Wechselwirkungen steuert die durch $G_4 \rightarrow R_n^* \rightarrow I_2^*$ angeregte Informationshermetrie nicht nur gemäß **(9)** und (9a) die quantentheoretischen Wahrscheinlichkeitsfelder im R_4, sondern greift nach **(24)** auch über die Menge K_T direkt in die energetischen Kopplungen K_E raumzeitlicher Strukturen ein. Aus diesem Grunde muß die Frage aufgeworfen werden, ob dieser Prozeß eventuell die Kosmogonie der Materie (als steuernder Abbildungsvorgang) eingeleitet hat.

3. Kosmogonie der Materie

Das observable, also empirisch zugängliche Universum hat nach [1, Kap. IV, 4] und [2, Kap. V] einen Radius von $R = 1{,}15249 \cdot 10^{26}\text{m} \approx 13{,}41 \cdot 10^9\text{al}$ und entstand, wenn T das gegenwärtige Weltalter ist, zu einem Zeitpunkt T_1 (bezogen auf den Weltenursprung) für den $T - T_1 \ll T$ gilt. Nach [1, 261] entwickelte sich diese materielle Makrostruktur aus einem Maximon. Dieses so entstandene Universum ist jedoch nur ein Element des gesamten Universums, dessen Radius $\underline{R} \approx 3{,}015 \cdot 10^{125}\text{m}$ beträgt und vor $T = 1{,}72 \cdot 10^{115}\text{s}$ entstand, was in [2, Kap. V] beschrieben wurde. Gewisse empirische Indizien scheinen darauf hinzuweisen, daß $T - T_1 \approx 10^{18}\text{s}$ gilt. Da das zeitliche Weltgeschehen, also die kosmische Bewegung, stets $\Delta t > 0$ voraussetzt, wäre $t = 0$ nicht zur Zeitlichkeit, sondern noch zum zeitlosen Apeiron zu zählen, wogegen jedoch der Umstand spricht, daß die Weltwerdung, also der Eintritt in die Zeitlichkeit bei $t = 0$, in bezug auf eine präexistente Teilmenge der Primzahlenmenge, die Dimensionszahlen von Räumen liefert, im Ursprung $t = 0$ einen Symmetriebruch durch das Auftreten der Zahl 2 erfährt, wodurch A in **(11)** zu P in **(11a)** ergänzt wird, was aber $t = 0$ kennzeichnet. Mithin scheint der Weltenursprung $t = 0$ weder zum Apeiron der Raum- und Zeitlosigkeit wegen dieses Symmetriebruches zu gehören, aber auch nicht zur Zeitlichkeit, weil $\Delta t > 0$ der kosmischen Bewegung zum Zeitpunkt $t = 0$ auch nicht gehört. Ein Zeitpfeil war noch nicht definiert. Andererseits existierte für $t = 0$ bereits ein R_3 reeller vertauschbarer Koordinaten und ein Raum R^*_{28}, dessen Koordinaten undimensionierte Zahlenvorräte sind. Der R^*_{28} gehört, seiner Struktur entsprechend, zum Unterraum eines Vermittlerraumes R^*_n, der u. a. Abbildungen $G_4 \rightarrow R^*_n \rightarrow R^*_4$ mit $n = 4$ vermittelt. Der R^*_{28} wird, wie in Kap. II ausgeführt, von dimensionslosen „Längen“, die mehrfach auftreten können, nämlich $b_1 \ldots b_3, b'_1 \ldots b'_7$ aufgespannt.

Da diese Koordinaten zeitloser Natur sind und auf $t = 0$ zurückgehen, können sie, eben wegen ihrer Zeitlosigkeit, in jedem später liegenden Intervall des Weltgeschehens $t > 0$, also auch in der momentanen Gegenwart $t = T$ auftreten. Dieses Erscheinen der dimensionslosen Zahlen b_i, b'_k ist dabei jedoch an die Bedingung gebunden, daß im Weltgeschehen neue, relativ zeitliche Nullpunkte gesetzt werden, was aber die Dynamik eines nichtstationären Geschehens charakterisiert. Auf jeden Fall kann der Zeitpunkt T_1 einer Kosmogonie der Materie als ein solches Ereignis aufgefaßt werden, so daß zu Beginn dieses kosmogonischen Intervalls der Materieentstehung diese zeitlosen b_i, b_k' präsent gewesen sind. Es war demnach zum Weltenursprung $t = 0$, aber auch zu Beginn des kosmogonischen Intervalls der Materie zum Zeitpunkt $t = T_1$ der gleiche Raum R_{28}^* wirksam, der aus der Abbildung $G_4\,(x_9 \ldots x_{12}) \rightarrow R_n^*$ hervorgeht, wobei $\dim\,(R_n^*) = 4$ im Fall der Abbildungskette **(9)** und **(9a)** zu setzen wäre. Aus diesem Grund (wegen $n = 4$) kommen für die aus b_i, b_k' stammenden Vektorkomponenten nur $b_2' \vec{e}_m, b_5' \vec{e}_t \in R_4^*$ für die Aufspannung dieses R_4^*-Raumes in Betracht; denn die übrigen b_i, b_k'-Elemente sind keine Elemente eines R_4^*. Zur Zeit $t = T_1$ existiert ein Längenelement $\delta s_0 = \sqrt{\tau_1}$ nach Gl. **15** von [1, 93], das sich während der Zeit $T - T_1$, also von $t = T_1$ bis $t = T$ der Gegenwart, praktisch nicht geändert hat, weil empirisch $T - T_1 \approx 10^{18}\text{s} \ll T_1$ gesetzt werden kann. Wegen dieser relativ kurzen Zeitspanne wird demnach $\tau_1 = \tau\,(T_1) \approx \tau\,(T) = \tau_T = \tau$ möglich. Darüber hinaus gibt es aber nach [1, Kap. IV, 4] bei T_1 noch die Länge $\delta s' = \sqrt{\tau'}$, für die sich wegen $\tau' \ll \tau$ numerisch $\delta s' = 1{,}91 \cdot 10^{-126}\text{m}$ ergibt, so daß hier nicht von einer Elementarlänge, sondern von einer Basislänge zu sprechen ist. Eine solche Basislänge ist stets definiert, wenn die nichtstationäre Änderung eines physikalischen Geschehens eintritt, was auch **(9)** und **(9a)** wirksam macht.

In der vorangegangenen Theorie der Kopplungen ergaben sich für die Koordinaten x_7 und x_8 aus $I_2 \subset R_8$ solche charakteristischen Längen im Sinne von Basislängen, von denen eine durch $\delta s_5 = \delta l_0' \exp\,(-24\pi)$ wiedergegeben wird, wenn $\delta l_0'$ der auf 0,99109 m korrigierte Wert von δl_0 ist. Dieser Wert nähert sich gut dem Eichfaktor $\sqrt{E} = 1\text{m}$ in [2, Gl. **37a**].

Die Untersuchung präformativer algebraischer Strukturen des Apeirons beim Übergang $t = 0$ in die Zeitlichkeit lieferte mit **(11)** die strukturierte Urmenge $U_0 = \{(m), (g, h, k), (n, p), (r, s)\}$, deren Elemente raum- und zeitloser Natur sind und deren Kardinalzahlenkomplex $\| U_0 \| = \{1; 3; 2; 2\} = K_8$ wiederum auf eine K_8-Symmetrie hinweist. Algebraische Verknüpfungen dieser U_0-Elemente sind dann ebenfalls undimensionierte, also raum- und zeitlose Zahlen, von denen die gesamte kosmische Bewegung für $t > 0$ be-

gleitet wird. Nach **(21)** können auf diese Weise verschiedene Basislängen δs_j gebildet werden, wobei in einfachster Form $m\delta s_5$ gilt. Dies bedeutet, daß mit der Kürzung α' aus [1, Kap. IV, 4] wegen
$\delta s_0 (1 - \alpha') + \delta s_0 (1 + \alpha') = 2\delta s_0 \approx m\delta s_5$ die Basislänge $\delta s_0 = \sqrt{\tau}$ zur Zeit $t = T_1$ und somit die gesamte Kosmogonie der Materie auf die von I_2 in den R_4 projizierte Elementarlänge δs_5 zurückgeht, was auch wegen $\delta s_0^2 = \tau$ für das Metron und für die monometronischen Sphären der kosmogonischen und eschatologischen Sphärentrinität gelten muß. Dies bedeutet nichts anderes, als daß sowohl die Kosmogonie des $R_4 \subset R_6$ zur Zeit $t = 0$ als auch die Kosmogonie materieller R_3-Strukturen, die zur Zeit $t = T_1$ begann, in jedem Fall auf eine Informationshermetrie in $I_2 \subset R_8$ zurückgeht. Der kosmogonische Hintergrund der gesamten Welt ist also auf die gleiche Steuerung **(9)** und **(9a)** reduzierbar, von der auch die Dynamik nichtstationärer Geschehensverläufe im Sinne der indeterministischen Quantentheorie bestimmt wird. Numerisch folgt $\delta s_5 m / 2 = 2{,}47598 \cdot 10^{-35}$m nach **(21)** und
$\delta s_0 = \sqrt{\tau} = 2{,}48 \cdot 10^{-35}$m nach [1, Gl. **15**], so daß die Näherung $m\delta s_5 \approx 2\delta s_0$ gut ist. Erreicht das Weltalter $t = T_1$, dann wird im R_3 durch den Zugriff $G_4 (x_9, \ldots, x_{12}) \rightarrow R_4^*$ eine Länge δs_0 multiplikativ in $b_2' \delta s_0$ oder $b_5' \delta s_0$ gewandelt, wobei $(b_2'$ oder $b_5') \in R_4^*$ diesen Vermittlerraum R_4^* von $G_4 \rightarrow R_4^* \rightarrow I_2^*$ aufspannen. Allerdings scheidet b_5' für die Materiekosmogonie aus, weil $b_5' > 1$ ist, so daß b_2' verbleibt und
$b_2' \delta s_0 = \delta s_0 (1 - \alpha') < \delta s_0$ gebildet werden kann. Da nach [1, Kap. IV, 4] für α' das Massenverhältnis $(M_0 / m_M)^4$ einer Partikelmasse M_0 zur Masse des Maximons $m_M = m(1, 0) = \mu \sqrt[4]{2}$ gemäß [1, Kap. IV, 3] mit $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ ist, bedingt die Informationshermetrie nach T_1 im R_3 die Generierung von Materiefeldquanten. Anders ausgedrückt hat also der Zugriff $G_4 \rightarrow R_4^* \rightarrow I_2^*$ im Sinne der Abbildungen **(9)** und **(9a)** einer Hyperraumdynamik auch die Generierung ponderabler und imponderabler Mq im R_3 zur Folge, was der Kosmogonie der Materie entspricht.

Hinsichtlich des Vermittlerraumes R_n^* wird offensichtlich ein Invarianzgesetz wirksam. Wie bereits in dieser Schrift erwähnt, gilt als Norm
$\|\vec{x}^*\| = \sum_{i=1}^{n} |x_i^*|$ mit $\vec{x} \rightarrow \vec{x}^*$ oder $x_i \rightarrow x_i^*$, was mit $y_i = (x_i^*)^{1/2}$ zu $\|\vec{x}^*\| = \sum_{i=1}^{n} y_i^2$ wird. In Analogie zu $\Delta s^2 = \sum_{i=1}^{n} \Delta x_i^2 = \text{const}$ kann also auch
$\sum_{i=1}^{n} y_i^2 = \sum_{i=1}^{n} |x_i^*| = \text{const}$ und daher auch $\sum_{i=1}^{n} |\Delta x_i| = \text{const}$ vorausgesetzt wer-

den. Dieses Invarianzgesetz wird nachfolgend benützt. Es kann zu jedem Zeitpunkt des Weltalters der Satz zeitloser Elemente b_i, b_k' nach **(3)** und **(3a)** mit **(5)** und **(5a)** wirksam werden. So weicht wegen $b_1 = 0{,}9994542$ aus **(3)** im Produkt $b_1\,\delta s_0$ nur um $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ von δs_0 ab, so daß wegen $b_1\,\delta s_0$ in [1, 257] die Resultate, obgleich auf δs_0 bezogen, kaum geändert werden. Mit Hilfe der Gültigkeit des Invarianzgesetzes, wegen des Zugriffes von b_2' und dem Vorhandensein einer nicht unterschreitbaren Teillänge $(1-\alpha')\,\delta s_0$, die jedoch größer als $b_2'\,\delta s_0$ ist, gilt demnach $b_2'\,\delta s_0 + Nb_1\,\delta s_0 = b_1 N\,\delta s_0\,(1-\alpha'') + \delta s_0\,(1-\alpha')$, wobei nach [1, 260] die nicht unterschreitbare Teillänge $\delta s_0\,(1-\alpha')$ durch $b_6'\,\delta s_0$ substituierbar ist. Wird die Beziehung umgestellt, dann ergibt sich explizit für N der Ausdruck $N\alpha'' b_1 = 1 - \alpha' - b_2'$, worin mit $3m_a = m_N$ und der mittleren Nukleonenmasse $2m_N = m_p + m_n$ sowie $m_M = \mu\,\sqrt[4]{2}$ nach [1, Gl. **27**] für α'' der Wert $\alpha'' = (m_a / m_M)^4$ besetzt werden muß. Damit ergibt sich numerisch $N = 0{,}36812\,(m_M / m_a)^4$. Jedem Element $b_1\,\delta s_0\,(1-\alpha'')$ kann demnach eine Masse m_a zugeordnet werden, die von anderen Massenelementen m_a im R_3, durch Distanzen getrennt, separat erscheint. Dies deshalb, weil nach dem aufgezeigten Invarianzgesetz von den Elementen $b_2'\,\delta s_0$ und $Nb_1\,\delta s_0$ ein Vermittlerraum R^*_{N+1} aufgespannt wird, wobei die $\vec{e}_i\,\sqrt{b_1 \delta s_0}$ mit $1 \leq i \leq N$ und $\vec{e}_{N+1} \cdot \sqrt{b_2' \delta s_0}$ voneinander unabhängige Vektorkomponenten sind. Die Zahl N steht für die Zahl atomarer generierter Massen m_a während der kosmogonischen Phase der Materie im generativen Volumen eines Elementaruniversums. Ist M_g die Gesamtmasse eines solchen Elementaruniversums, die während dieser kosmogonischen Phase erzeugt wurde, dann kann also $M_g = Nm_a$ gesetzt werden. Wird in $N\alpha'' b_1 = 1 - \alpha' - b_2'$ wie bereits erwähnt $(1-\alpha')\,\delta s_0 \approx b_6'\,\delta s_0$ gesetzt, dann gilt

$$N\alpha'' b_1 = b_6' - b_2', \quad 2\mu^4\alpha'' = m_a^4, \quad \mu^2 = ch/\gamma \tag{27}$$

worin die mit $3m_a = m_N$ durch die Nukleonenmasse ausgedrückte Elementarmasse m_a insofern problematisch erscheint, als nach [2] die Konfigurationszahl k die komplexen Hermetrieformen c und d (Massefeld und elektrisch geladenes Massefeld) kennzeichnet und die Grundlage der tatsächlich im Universum relevanten Materie durch die atomaren Nuklide, also m_p, m_n (Protonen- und Neutronenmasse) zurückgeht; denn $k + 1 = 3$ quasikorpuskuläre Subkonstituenten strukturieren hierbei alle Baryonen $k = 2$. Andererseits sind aber die Massen dieser Subkonstituenten lediglich die nicht trennbaren Energiemassen der $k+1$ Flußkomponenten eines Mq im R_3, so daß die Zuordnung zu Elementarlängen, die im R_3 durch Distanzen separiert sind, spekulativ erscheint. Die Darstellung

$$M_g = N m_a \tag{27a}$$

kann erst dann numerisch diskutiert werden, wenn es gelingt, m_a anders zu beschreiben als in der pragmatischen Form $3m_a = m_N$.

Im Elementaruniversum muß **(27)** während der, bezogen auf das Weltalter T, kurzfristigen kosmogonischen Phase $T_2 - T_1$ gelten und eine Zunahme von $b_2' \delta s_0$ auf $b_6' \delta s_0$ bewirken, doch bedingt dies einen Bruch des Energieprinzips in bezug auf dieses gesamte Elementaruniversum. Substituiert man unabhängig von einer eventuellen Interpretation theoretischer Art von m_a mit **(27)** in **(27a)**, dann ergibt sich für die Momentanmasse eines Elementaruniversums $M_g = M_l\,(T) \approx 3{,}7576 \cdot 10^{52}$kg, die sich mit der theoretischen Masse des beobachtbaren Universums gemäß gängiger Theorie (also Einschluß der dunklen Masse) deckt.

Ist zu Beginn T_1 des Elementaruniversums eine Masse von $M_0 \approx 5 \cdot 10^{-8}$kg als Folge der vom G_4 induzierten Informationshermetrie vorhanden, dann zerfällt M_0 zeitlich in Elementarmassen $m' < M_0$, was schließlich nach der kosmogonischen Phase zu einer Masse M_v' führt, für welche nach der quantentheoretischen Unschärferelation eine Unschärfelänge $\delta l_v' = \delta s_5$ gilt. Als diese Unschärfelänge δs_5 erreicht wurde, mußte, da nunmehr die Elementarlänge der Quantentheorie erreicht ist, in der kosmogonischen Entwicklungsgeschichte des Elementaruniversums eine wesentliche Änderung eintreten, die im folgenden zu diskutieren wäre.

Nach der in IV., 2. entwickelten Theorie transformatorischer Kopplungen und der daraus folgenden Zusammenhänge der imaginären Hermetrieformen a und b (gravitatives und elektromagnetisches Feld) ergab sich, daß zusammen mit einer Materiekosmogonie die Kopplung $\underline{\underline{w}}_3$ auftrat, was u. a. ein ausgeartetes Feld energetischer Art $\underline{\underline{w}}_5$ und für die Grenzgeschwindigkeit des Lichtes $c \to c' > c$ zur Folge hatte. Dies wiederum bedingt, daß auch $\hbar \to \hbar' > \hbar$ gilt. Einerseits wird $\underline{\underline{w}}_3$ durch eine Informationshermetrie in I_2 verursacht, doch wird andererseits ein transformatorisches Kopplungsfeld eine Hermetrie in $I_2\,(x_7, x_8)$ verursachen, so daß sich als Folge dieser Nichteuklidisierung die Längenelemente von x_7 und x_8 verändern.

Bekanntlich klingt die Intensität eines Wechselwirkungsfeldes endlicher Reichweite (es sei r eine R_3-Distanz und r_0 ein solcher Festwert) exponentiell mit dem Faktor $\exp(-r/r_0)$ ab. Wird für die Änderung eines Unschärfefeldes ein solcher exponentieller Abklingprozeß unterstellt, was im allgemeinen immer möglich ist, dann ist r/r_0 durch das Verhältnis energetischer Grenzen dieses Feldes, also der Wq-Energien im Wechselwirkungsfeld zu ersetzen. Da die energetischen Grenzwerte nach **(21)** durch E_5 und E_6 gegeben sind und stets für eine Energie $E \sim 1/r$ gilt, kann für $\hbar$ der Ansatz $\hbar = \hbar' \exp(-E_5/E_6)$ gemacht werden. Da nach **(21)** für das Verhältnis $E_5/E_6 \approx 63$ folgt, wäre $\hbar' \approx 2{,}3 \cdot 10^{27}\hbar \gg \hbar$ die Konsequenz für die kosmogonische Phase nach T_1. Diese Phase einer inflationären Kosmogonie beginnt also zur Zeit T_1 mit Partikelenergien von jeweils E_5, die während des kosmogonischen Zeitintervalls auf E_6 abklingen, wodurch das Ende der Materiekosmogonie eines Elementaruniversums gekennzeichnet ist. Liegt eine Impulsdifferenz Δp und die dazu kanonisch konjugierte Distanz Δr vor, dann gilt einerseits nach **(8)** mindestens $\Delta p\, \Delta r = \hbar$, aber andererseits $\Delta p'\, \Delta r' = \hbar'$, während für die Impulsdifferenz $\Delta p = \Delta p'$ als Erhaltungsprinzip erfüllt sein muß. Dies bedeutet, daß auch $\Delta p\, \Delta r' = \hbar'$ gilt, so daß $\Delta r'/\Delta r = \hbar'/\hbar \approx 2{,}3 \cdot 10^{27}$ sein muß. Dies bedeutet, daß sich ein Kugelvolumen vom Radius r während der inflationären Phase des Elementaruniversums gemäß $r'/r = \exp(E_5/E_6) = 2{,}3 \cdot 10^{27}$ bis auf den Radius $r' \gg r$ ausdehnt. Ganz entsprechend folgt wegen $r'/r = c'/c$ auch für die Expansionsgeschwindigkeit $c' = uc$, wenn zur Kürzung $u = \exp(E_5/E_6) \approx 2{,}3 \cdot 10^{27}$ eingeführt wird. Nach Abschluß dieses kosmogonischen, aber inflationären Zeitintervalls $T_1 \leq t \leq T_2 < T$ fällt die Expansionsgeschwindigkeit dieses energetischen Feuerballes auf einen Wert ab, der unter c liegt. Übrigens deckt sich $r' = ur$ recht gut mit dem in [18, 81] angegebenen Radiusverhältnis. Nach dieser kosmogonischen Phase wird die weitere Expansion durch das Wirken attraktiver Gravitationsfelder entsprechend abgeschwächt, während die kosmogonische expansive Phase im Zeitintervall $T_2 - T_1$ durch

$$T_1 \leq t \leq T_2 < T, \quad r'/r = c'/c = u, \quad u = \exp(E_5/E_6) \qquad \textbf{(27b)}$$

charakterisiert wird.

Es begann demnach zu einem Zeitpunkt, als $M_v = E_5 / c^2 \triangleq \delta s_5$ war, der exzessive (und inflationäre) Prozeß der Massengenerierung.

Nach **(19b)** und **(23)** wurden die δs_k mit $k \leq 6$ gemäß **(21)** ergänzt. Numerisch wurde $\delta s_8 \triangleq 15{,}058824\ E_5/c^2 = 15{,}058824\ M_v$ und $\delta s_7 = 5\ \delta l_0'\ \exp(-12\pi) \triangleq m_N \approx m_p$ erhalten. Für m_a ergibt sich also die Elementarlänge $\delta s_a = 15\ \delta l_0'\ \exp(-24\pi)$, wogegen $15{,}06\ \delta s_8 = \delta l_0'\ \exp(-24\pi)$ gilt. Die Multiplikation der beiden Elementarlängen aus **(19b)** und **(23)** liefert eine Elementarfläche $\delta F = \delta s_\alpha \cdot \delta s_8$, für die sich numerisch $\delta F = 0{,}9961\ (\delta l_0')^2 \exp(-36\pi)$ ergibt. Hierin ist der Faktor 36 das erste Element der Menge **(13)** und damit als reziproker Wert m der Urmenge **(11)**. Werden die Elemente δs_8 und δs_a als charakteristisch für die kosmogonische Phase der Materie eines Elementaruniversums betrachtet, dann würde δs_8 den zeitlichen Beginn und δs_a das zeitliche Ende dieser Phase kennzeichnen. Für diesen Endwert ergibt sich also

$$\delta s_a = 15\ \delta l_0'\ \exp(-24\pi) \triangleq m_a \qquad \textbf{(27c)},$$

was numerisch tatsächlich $3m_a = m_N$ liefert. Die Massenelemente m_a und M_v kennzeichnen die Kosmogonie eines Elementaruniversums, doch brauchen sie keineswegs nach dieser kosmogonischen Phase frei zu existieren; denn alle in [2] beschriebenen niederenergetischen Prozesse des gegenwärtigen Weltalters sind mit den extrem starken R_4-Deformationen $\hbar' > \hbar$ während der kosmogonischen Phase eines Elementaruniversums auf keinen Fall vergleichbar. Wenn also zur Zeit $t = T_1$ als Folge einer informationshermetrisch gesteuerten Hyperraumdynamik im R_3 ein Massenelement $M_0 \equiv m_M$ entstanden ist, dann setzt während der kosmogonischen Phase der sehr kurzfristige Zerfall $M_0 \rightarrow \underline{M}_v \rightarrow M_v \rightarrow m_a$ ein, was wahrscheinlich nur während dieser Phase möglich ist.

Wie bereits dargelegt, wird die exzessive Materiegenerierung durch $\hbar' > \hbar$ mit $\hbar \rightarrow \hbar'$ bedingt, wobei das Intervall $E_6 \leq M_v c^2 \leq E_5$ entsprechend der Beziehung **(21)** gilt. Es erscheint nunmehr wesentlich, die Massenkonzentrationen im R_3 zu untersuchen, die aus $\underline{M}_v$ generiert werden.

Es kann hierzu auf **(27a)** im Zusammenhang mit **(27)** zurückgegriffen werden; denn diese Beziehungen gehen auf den Maximonenzerfall $m_M \rightarrow m_a$ während $T_2 - T_1$ zurück. Wird in **(27a)** die Elementarmasse m_a durch $\underline{M}_v$ ersetzt, dann folgt, und zwar nicht nur nach **(27)** und **(27a)**, $M_1 = N\underline{M}_v = 0{,}36812 m_M\ (m_M/\underline{M}_v)^3$ und $N = 0{,}36812\ (m_M/\underline{M}_v)^4 = 2{,}2836 \cdot 10^5$; was aussagt, daß sich diese Anzahl elementarer Massen $\underline{M}_v$ durch einen

m_M-Zerfall gebildet haben. Jedes dieser $\underline{M}_v$-Elemente wird nun wiederum zu einer Massenkonzentration $M_B = M_g/N$, wobei die Volumina dieser M_B als sphärisch angenommen werden müssen. Ist R der Radius des Volumens eines Elementaruniversums, dann wäre die Zahl N_1 der mittleren Volumina $4\pi R_1^3/3$ mit der Anzahl N der auf $\underline{M}_v$ bezogenen Massenbereiche der M_B identisch und müßte nach T_2 also auch das gesamte Volumen $4\pi R^3/3$ des Elementaruniversums ausfüllen, so daß $N 4\pi R_1^3/3 = 4\pi R^3/3$ oder $R_1 \cdot \sqrt[3]{N} = R$ gilt. Mit $R = 13{,}409 \cdot 10^9 \mathrm{al}$ aus [1, 261] folgt demnach $R_1 = 219{,}37 \cdot 10^6 \mathrm{al} \approx 52 \mathrm{Mpc}$, was sich recht gut mit den empirischen Abschätzungen der sogenannten „Weltraumblasen" deckt, die als Substrukturen des beobachtbaren Universums (welches als Elementaruniversum eines Subuniversums aufzufassen ist) mit geeigneten astronomischen Weitwinkelkameras untersucht werden konnten [19, 726 – 728].

Nach der Bildung der M_B mußte es zu einem weiteren Zerfall $\underline{M}_v \rightarrow M_v$ in M_v-Elemente kommen, die dann Massenhaufen M_s mit $E_5 \geq M_v c^2 \geq E_6$ bilden mußten. Ist nämlich s die Zahl der gebildeten Elemente M_v, dann gilt $sM_v = M_0 (M_0/M_v)^3$, also $s = (M_0/M_v)^4$ bzw. **(27a)** entsprechend. $M_g = M_0 (M_0/m_a)^3 = sM_s = M_s (M_0/M_v)^4$. Mit den numerischen Werten für E_5, E_6 und m_a nach **(21)** und **(27c)** können neben m_a die Energiemassen $m_5 c^2 = E_5$ und $m_6 c^2 = E_6$ ermittelt werden. Damit können zwei Grenzwerte für M_s angegeben werden, nämlich $M_s^{(5)} = m_5 (m_5/m_a)^3 = 8{,}7211 \cdot 10^{42} \mathrm{kg}$ und $M_s^{(6)} = m_6 (m_6/m_a)^3 = 5{,}5362 \cdot 10^{35} \mathrm{kg}$. Ist $m_\theta \approx 2 \cdot 10^{30} \mathrm{kg}$ die Sonnenmasse, dann gilt für die Masse M_s einer Galaxis nach [24, 512] das Intervall $10^6 m_\theta \leq M_s \leq 3{,}5 \cdot 10^{12} m_\theta$, woraus unmittelbar folgt, daß

$$j = 5, 6, \quad M_s^{(j)} = m_j (m_j/m_a)^3, \quad M_s^{(6)} \leq M_s \leq M_s^{(5)} \tag{28}$$

die theoretischen Massengrenzen beobachtbarer Galaxien sind. Bezieht man auf m_θ, dann folgt aus den numerischen Werten in **(28)** das Intervall $2{,}7681 \cdot 10^5 m_\theta \leq M_s \leq 4{,}3606 \cdot 10^{12} m_\theta$, wodurch das empirische Intervall gut wiedergegeben wird.

Nach **(28)** können also die gegenwärtigen Strukturen des beobachtbaren Elementaruniversums aus der kosmogonischen Phase $T_1 \leq t \leq T_2 < T$ eines inflationären Generierungsprozesses von Materie gut beschrieben werden. Die durch I_2 nach **(9)** und **(9a)** gesteuerte Kosmogonie materieller R_3-Strukturen äußert sich zunächst nach **(24)** in einem ausgearteten energetischen Kopplungsfeld $\underline{\underline{w}}_5 \in K_E$, das durch $\hbar' > \hbar$ und $c' > c$ verursacht wird. Die Folge davon wäre, daß trotz $m' < m$ für den Impuls wegen des Prinzips der Impulserhaltung $m'c' = mc$ erfüllt ist, so daß die generierten Massen mit hoher Geschwindigkeit auseinanderlaufen, wodurch es zu einer radialen Expansion während $T_2 - T_1$ kommt. Da die Bedingung für das ausgeartete Kopplungsfeld $\underline{\underline{w}}_5$ an $\bar{w}_0$, $\bar{w}_0'$ gebunden ist und dabei stets $w_0 < \bar{w}_0 < \bar{w}_0'$ eingehalten werden muß, aber dieses Intervall sehr schnell durchlaufen wird, kann in $T_2 - T_1$ diese expansive Phase nur sehr kurzfristig sein, wofür auch der Faktor u in **(27b)** spricht. Für die inflationäre Phase kann näherungsweise $\bar{w}_0' = \text{const}$ vorausgesetzt werden. Offensichtlich klingt das inflationäre Feld während $T_2 - T_1$ ab, und zwar in der Umgebung von T_2 sehr stark, so daß für $t \geq T_2$ das vereinigte Kopplungsfeld w_0 in die starke und elektroschwache Kopplung zerfällt, weil die nach T_2 wirkenden Energien stets unter E_5 und auch unter E_6 bleiben, so daß hier die in [2] beschriebenen Elementarstrukturen erscheinen. Auch ist die freie Existenz von m_a-Elementen nach T_2 nicht mehr möglich. Diese Elemente erscheinen nunmehr gemäß [2] nur noch im Verbund als strukturelle quasikorpuskuläre Subkonstituenten im R_3, die als räumliche Partialflußkomponenten interpretierbar sind. Auch zerfallen die w_0-Quanten hoher ponderabler Masse, die den Beginn der Materiekosmogonie beherrschten, innerhalb der inflationären Phase in sehr kurzfristiger Zeit. Vor dem generierenden Inflationsprozeß gab es Massenelemente $\underline{M}_v$, die während dieses Prozesses gemäß $\underline{M}_v \rightarrow M_v \rightarrow m_a$ zerfallen, so daß danach m_a-Elemente vorhanden sind. Diese m_a-Massen weisen aber noch eine hohe kinetische Energie auf. Aus der beim inflationären Prozeß aufgepreßten hohen kinetischen Partikelenergie kann geschlossen werden, daß vor diesem inflationären Prozeß die Informationshermetrie in $I_2\,(x_7, x_8)$ so beschaffen war, daß nach **(9)** und **(9a)** in der Raumzeit δs_5-Elemente, also Partikelgrenzenergien E_5 angesteuert wurden, die während des Prozesses in E_6 übergehen, was der galaktischen Generierung **(28)** mit **(21)** entspricht.

Es scheint empirisch durchaus gesichert und nach [2] auch theoretisch begründet zu sein, daß die Elektronenmasse m_e der Elementarladungen e^+ oder e^- die untere Schranke des Massenspektrums der d-Hermetrie (elektrisch geladenes Massefeld) darstellt. Neben dem Zerfall $M_v \rightarrow m_a$ könnte es auch zu einer Generierung von Elektronenmassen kommen, doch müßten dann wegen der integralen Ladungsneutralität die Elektronen und Positronen zu gleichen Teilen entstehen. Allerdings würden diese Partikel durch den Sekundärprozeß $m_a \rightarrow 2m_e$ entstehen, sofern die Elemente m_a nicht als Subkonstituenten der c- und d-Hermetrieformen auftreten. Es scheint im Flußaggregat des Elektrons bzw. Positrons wegen der minimalen Protosimplexbesetzung seiner Konfigurationszonen eines der durch $k = 1$ bedingten $k + 1$ Subkonstituenten derart schwach ausgebildet zu sein, daß dieses Elektron bzw. Positron näherungsweise nur durch einen Subkonstituenten dargestellt wird, was die typischen Eigenschaften des Leptons kennzeichnet. Wie schon gezeigt wurde, setzt der Zerfallsprozeß $M_0 \rightarrow M_v \rightarrow m_a$ eine Massenansammlung $M = NM_v$ voraus.

Wegen des Prinzips der elektrischen Ladungserhaltung kann also ein Zerfallsprozeß $m_a \rightarrow (m_0, \bar{m}_0)$ mit $m_0 + \bar{m}_0 \rightleftarrows 2\gamma$ (mit γ als Photon) unterstellt werden, wenn die Überstreichung die Masse des betreffenden Antiterms, also eines Terms mit negativer Zeithelizität gemäß [2] angibt. Da Zerstrahlung und Paarbildung $m_0 + \bar{m}_0 \rightleftarrows 2\gamma$ aufeinanderfolgen können, ist es denkbar, daß der m_a-Prozeß zu Massenansammlungen M_z führt, für die nach den vorangegangenen Untersuchungen $M_z = m_a\,(m_a/m_0)^3$ mit $3m_a \approx m_N$ gilt, worin m_N die mittlere Nukleonenmasse ist. Diese Rekombinationsprozesse von Zerstrahlung und Paarbildung beherrschen offensichtlich die Volumina noch junger „Weltraumblasen", wobei es bei hinreichend hohem Strahlungsdruck in deren Innerem zu einer Stabilität kommt, d. h., es findet keine Durchmischung der mit m_a-Korpuskeln belegten Oberflächen mit dem Inneren der $(m_0, \bar{m}_0)$-Volumina statt. Während der weiteren kosmogonischen Phase expandieren diese Weltraumblasen weiter, bis schließlich am Ende dieser Phase ein Zustand eintritt, in dem nur noch Terme komplexer und imaginärer Hermetrie [2, Kap. VIII] existieren. Eine ursprüngliche Masse m_a kann also $N_N = M_z/m_a$ Massen in Form von Nukleonenpaaren erzeugen, wobei $3N_N = (m_a/m_0)^3$ gilt. Da die Weltraumblase weiter expandiert, kommt es zu einer ständigen Abkühlung, bis dieser dynamische Prozeß schließlich zum Stillstand kommt. Auf diese Weise kann schließlich die Strahlungstemperatur in die Nähe des absoluten Nullpunktes gelangen, so daß aus dem Inneren der Weltraumblasen eines Elementaruniversums eine elektromagnetische Strahlung austritt, die nahe dieser absoluten Temperatur liegt. Tatsächlich wird im beobachtbaren Universum nicht nur mit Weitwinkelobjektiven diese blasenförmige Struktur (hinsichtlich der Galaxienanhäufungen), sondern auch eine nahezu isotrope Hintergrundstrahlung von ca. 2,75°K beobachtet. Es sind dann noch schwache Diskontinuitäten dieses Strahlungsfeldes feststellbar, die ein Abbild von Diskontinuitäten der inflationären kosmogonischen Phase darstellen.

Da sich die Photonenzahl in der letzten Phase der Abkühlung im Volumen einer Weltraumblase nicht verändert haben kann, besteht die Möglichkeit, aus der Erzeugungsrate $m_a \rightarrow N_N\gamma$ der Photonen und bekannten Anzahl der ursprünglichen m_a-Massen sowie der meßbaren Hintergrundstrahlung auf den Anteil αM_g $(\alpha \leq 1)$ der Masse M_g des entstehenden Elementaruniversums zu schließen, die in Strahlung umgewandelt wurde. Von der ursprünglich generierten Masse M_g nach **(27a)** verbleibt also in Form kon-den-sierter Materie (als Strukturen aus Spiralnebeln und Dunkelmaterie) nu ein Anteil $M_G < M_g$, nämlich $M_g - \alpha M_g = (1-\alpha)\, M_g$ mit $\alpha \leq 1$, so daß sich für die wahre Masse

$$M_G = (1-\alpha)\, M_g, \quad \alpha \leq 1 \tag{29}$$

in Ergänzung zu **(27a)** ergibt, die gegenwärtig beobachtbar ist.

Ist ν die Frequenz der elektromagnetischen Hintergrundstrahlung, aber T_a die absolute Temperatur und k die Boltzmann-Konstante, dann kann die gegenwärtige Photonendichte dieser Strahlung nach der Planck'schen Strahlungsformel eines schwarzen Körpers gemäß

$\left(\exp\left(\frac{h\gamma}{kT_a}\right) - 1\right) dN = 8\pi\nu^2 d\nu/c^3$ bestimmt werden, wenn N diese Dichte ist. Mit der Substitution $xkT_a = h\nu$ wird daraus $(e^x - 1)dN = x^2dx \cdot 8\pi\left(\frac{kT_a}{ch}\right)^3$, worin der Ausdruck $(e^x - 1)^{-1}x^2dx$ mit Hilfe einer Reihenentwicklung integrierbar ist. Da x im halboffenen Intervall $0 \leq x < \infty$ definiert ist und $N \sim \int_0^\infty x^2 (e^x - 1)^{-1}dx$ gilt, folgt für die verallgemeinerte Form des Integranden mit den Konstanten a, b, α, β und γ die Form

$x^2 (e^x - 1)^{-1} \rightarrow x^\gamma (ae^{\alpha x} - be^{\beta x})^{-1}$. Diese Form liefert nun für das Intergral mit den positiven ganzen Zahlen $p \geq 0$ die Reihenentwicklung

$\int_0^\infty (ae^{\alpha x} - be^{\beta x})^{-1}\, x^\gamma dx = \Gamma(\gamma + 1) \sum_{p=0}^{\infty} (-b)^p \cdot a^{-p-1} \cdot (\alpha + p\,(\alpha - \beta))^{-\gamma-1}$, was für den speziellen Integranden

$$\int_0^\infty (e^x - 1)^{-1}x^2dx = \Gamma(3) \sum_{p=0}^{\infty} (p+1)^{-3} = 2 \sum_{p=0}^{\infty} (p+1)^{-3} =$$

$= 2\,(1 + 1/2^3 + 1/3^3 + \ldots) \approx 2,4$, also numerisch $\int_0^\infty dN = 19{,}2\,\pi \cdot \left(\frac{kT_a}{ch}\right)^3$ oder im Fall $T_a = 2{,}75°K$ schließlich $N = 4{,}202 \cdot 10^8 / m^3$ ergibt. Damit wird die räumliche Photonendichte der Hintergrundstrahlung zum gegenwärtigen Weltalter T theoretisch wiedergegeben.

Nach [2, Kap. V] ergibt sich für die mittlere Massendichte σ des gegenwärtigen Elementaruniversums, die von M_g stammen würde, ein Wert $\sigma = 5{,}9378 \cdot 10^{-27} kg/m^3$, wobei die Partikeldichte der während $T_1 \leq t \leq T_2$ generierten m_a-Partikel $S = \sigma/m_a$ beträgt. Wenn also jede m_a-Korpuskel über Nukleonen-Paare in N_N Quanten der γ-Strahlung zerfällt, dann würde die Zahl $N_N = (m_a/m_0)^3 \cdot 1/3$ eine Photonendichte $\underline{N} = S \cdot N_N = \frac{1}{3}\frac{\sigma}{m_a}(m_a/m_0)^3$ aus γ-Quanten zur Folge haben. Dies gilt unter der Voraussetzung, daß die Gesamtmasse M_g des Elementaruniversums völlig in γ-Quanten zerstrahlt, doch ist dies nach **(29)** wahrscheinlich nur für einen Bruchteil mit $\alpha < 1$ möglich, so daß für die tatsächliche Photonendichte $3m_a N_w = \alpha\sigma\,(m_a/m_0)^3$ gelten muß, wobei bis auf α bereits alle Bestimmungsstücke bekannt sind. Mit $N_w = N$ ergibt sich daher für α in Ergänzung zu **(29)** die Darstellung

$$\alpha\sigma\,(m_a/m_0)^3 = 24\pi m_a\left(\frac{kT_a}{ch}\right)^3 \int_0^\infty (e^x - 1)^{-1} x^2 dx, \quad xkT_a = h\nu \qquad \textbf{(29a)}.$$

Einsetzen der numerischen Werte liefert einerseits $N_w = \alpha \cdot 8{,}154 \cdot 10^8/m^3$ und andererseits $N = 4{,}202 \cdot 10^8/m^3$ für $T_a = 2{,}75°K$, so daß aus $N = N_w$ der numerische Wert für α zu

$$\alpha = 0{,}5153 \qquad \textbf{(29b)}$$

errechnet werden kann. Damit folgt aber nach **(29)** für die gegenwärtige Massendichte des beobachtbaren Elementaruniversums $\sigma_H = (1 - \alpha)\,\sigma$ oder numerisch $\sigma_H = 2{,}88 \cdot 10^{-27} kg/m^3$. Berücksichtigt man, daß eine Halbierung der Photonendichte zu $\alpha \approx 1$ und damit zu $M_G \approx 0$ führen würde, dann wird die gegenwärtig angegebene beobachtete Massendichte von $\approx 0{,}5 \cdot 10^{-27} kg/m^3$ durch den m_a-Zerfall verständlich, zumal die kosmogonischen Beziehungen **(29)** bis **(29b)** mit Sicherheit von approximativer Natur sind.

Immerhin können mit dem hergeleiteten Bild der Materiekosmogonie und ihres Ursprungs nach **(9)** gewisse Beobachtungen astronomischer und astrophysikalischer Art, wie die weiträumige Strukturierung der Galaxienverteilung, die Hintergrundstrahlung aus nahezu leeren Bereichen des Weltraumes, aber eventuell auch die Existenz einer nicht beobachtbaren zusätzlichen Masse (zu schnelle Spiralnebelrotation) in einem einheitlichen Zusammenhang verstanden werden. Diese Kosmogonie des Elementaruniversums zum Zeitpunkt $t = T_1$ geht wiederum auf die gleiche Ursache wie die Kosmogonie der gesamten R_4-Struktur zum Zeitpunkt $t = 0$ zurück.

KAPITEL V

KONSEQUENZEN UND ZUSAMMENFASSUNG

1. Konsequenzen und Fragen

Die Möglichkeit einer in der vorliegenden Schrift verwirklichten Erweiterung der in [2] hergeleiteten halbklassischen Strukturtheorie ergibt sich bereits aus [1, Gl. **3d**]. Diese Beziehung ist letztlich ein Kriterium dafür, ob ein aus empirischen Gründen verwendeter Bezugsraum R_p hinsichtlich seiner Dimensionen vollständig ist oder ob $R_p \subset R_n$ mit $n > p$ der Unterraum eines n-dimensionalen R_n ist. Hinsichtlich der physischen Raumzeit R_4 ergab sich $R_4 \subset R_6$, was zur halbklassischen Strukturtheorie in [1] und [2] führte. Gemäß der Lösungsmannigfaltigkeit des Weltselektors [1, Gl. **19**], also den 4 Hermetrieformen (gravitatives Feld, elektromagnetisches Feld, ungeladenes und geladenes Massefeld) bilden die energetisch definierten Weltkoordinaten $x_1 \dots x_6$ des R_6 eine strukturierte Menge $\{(x_1 \dots x_3), (x_4), (x_5, x_6)\}$ mit $K_6 = \{3; 1; 2\}$, durch welche die Unterraumstruktur der materiellen Welt $R_6 = R_3 (x_1 \dots x_3) \cup T_1 (x_4) \cup S_2 (x_5, x_6)$ mit den organisatorischen Koordinaten x_5 und x_6 im S_2 jenseits des R_4 bedingt wird. Eine Anwendung von [1, Gl. **3d**] auf $p = 5$ oder $p > 6$ liefert keine weiteren Hyperräume. Nur für $p = 6$ ergibt sich ein zwölfdimensionaler Hyperraum der Welt. Zwar gilt $R_6 \subset R_{12}$, doch ist im Bereich der Koordinaten $x_7 \dots x_{12}$ der Begriff der Energie oder der Materie nicht mehr definiert, wohl aber der Begriff des Volumens. Es erscheint demnach die materielle Welt $R_6 \subset R_{12}$ sozusagen in den Hyperraum „hineingestellt", so daß der Bereich $x_7 \dots x_{12}$ als die *nichtmaterielle Seite der Welt* verstanden werden kann, die jedoch logisch quantifizierbare Physis ist. Die Menge der R_{12}-Koordinaten ist in der Form $\{(x_1 \dots x_3), (x_4), (x_5, x_6), (x_7, x_8), (x_9 \dots x_{12})\}$ ebenfalls strukturiert und bildet den Kardinalzahlenkomplex $K_{12} = \{3; 1; 2; 2; 4\}$, der mit $I_2 (x_7, x_8)$ und $G_4 (x_9 \dots x_{12})$ zur Unterraumstruktur $R_{12} = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2 \cup G_4$ führt. Es konnte gezeigt werden, daß innerhalb des Unterraumes $R_8 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2$ Strukturen im Sinne $I_2 \to S_2 \to T_1 \cup R_3 = R_4^a$ ineinander direkt abbildbar sind. Auch konnten x_7 und x_8 als informatorische Koordinaten interpretiert und für alle $x_1 \dots x_8$ Elementarlängen hergeleitet werden.

Im $G_4 (x_9 \dots x_{12})$ konnte eine Semantik der Koordinaten $x_9 \dots x_{12}$ ebensowenig aufgefunden werden wie Elementarlängen dieser Koordinaten, die jedoch existieren müßten. Auch ist im Gegensatz zum R_8 eine direkte Abbildung $G_4 \to I_2$ nicht möglich.

Werden jedoch alle R_{12}-Koordinaten auf geeignete konstante Längen bezogen, dann entstehen dimensionslose Zahlen x_k^* als Koordinaten, wobei sich das Symbol * in dieser Schrift nicht auf die komplexe Konjugation, sondern auf diese dimensionslosen Koordinaten bezieht. Wählt man nun einen geeigneten n-dimensionalen Abschnitt des allgemeinen abstrakten Funktionenraumes R_n^* als einen Vermittlerraum, dann wird über diesen R_n^* die Abbildung $G_4 (x_9 \ldots x_{12}) \to R_n^* \to I_2^* (x_7^*, x_8^*)$ unter Verwendung mehrdimensionaler Fourierreihen tatsächlich möglich, so daß nunmehr die zeitlosen G_4-Strukturen über I_2^* wegen $I_2^* \to S_2^* \to T_1^* \cup R_3^* = R_4^* \to R_4^a$ auf jeden Zeitschnitt der raumzeitlichen Physis zugreifen können, was offensichtlich eine Hyperraumdynamik begründet. Die entscheidende Konsequenz dieser Dynamik scheint darin zu liegen, daß die Funktionen des G_4 in der Raumzeit in Form superpositions- und interferenzfähiger Wahrscheinlichkeitsamplituden erscheinen, so daß $R_4^a = R_4^w$ zu setzen ist, was durch **(9)** und **(9a)** beschrieben wird. Die von der Physik betrachtete Raumzeit physischer (energetischer) Strukturen ist mit dieser Raumzeit abgebildeter Wahrscheinlichkeitsfunktionen zur wahren Raumzeit R_4 verschränkt, die empirisch im quantenphysikalischen Mikrobereich erscheint. Die anscheinend spekulativen Elemente dieser Hyperraumdynamik treten völlig zurück, weil tatsächlich die gesamte Quantentheorie aus ihr herleitbar ist und alle Elemente der gegenwärtig bekannten Quantentheorie in dieser hergeleiteten Fassung enthalten sind, doch verfügt diese Fassung über einen wesentlich höheren Informationsinhalt.

Die durch **(9)** und **(9a)** beschriebene Abbildungskette der Hyperraumdynamik weist starke Ähnlichkeiten mit einem Steuerungsprozeß auf; denn hier werden offensichtlich durch Wahrscheinlichkeitsfelder über den Zugriff $I_2 \to S_2$ auf die materielle Welt und $S_2 \to T_1 \cup R_3$ vorhandene Energien und materielle Einheiten der Raumzeit umstrukturiert.

Eine weitere Konsequenz der Hyperraumdynamik ist darin zu sehen, daß mit dem Zugriff **(9)** eine Öffnung des R_6 zur nichtmateriellen Seite der Welt erfolgt und der R_6 in veränderter Form als R_6' hieraus hervorgeht, was durch $R_6 \to R_{12} \to R_6' \neq R_6$ in Kurzform darstellbar ist. Diese „Öffnung" bzw. dieser Zugriff des G_4 erfolgt immer dann, wenn ein stationäres Geschehen nichtstationär verändert wird, was aber stets einen dynamischen Prozeß voraussetzt, durch den neue, zeitlich relative Nullpunkte gesetzt werden. Es gibt drei Formen solcher Prozesse, nämlich den Zeitpunkt $t = 0$ des Weltalters, zu dem einfachste präformative algebraische Strukturen des Apeirons in die Zeitlichkeit eintreten, und den Zeitpunkt $t = T_1$ (wesentlich später als $t = 0$), als eine inflationäre Kosmogonie der Materie einsetzte. Die dritte Form solcher dynamischer Prozesse ist gegenwärtig in den verschiedensten Wechselwirkungen materieller Strukturen zu sehen, welche die kosmische Bewegung des Raumes nach der Materiekosmogonie vollständig beherrschen, so daß nach dieser Materiekosmogonie der Transzugriff ständig erfolgt.

Das Eckereignis $t = 0$ der Welt ist nach [2, Kap. V, Gl. 37] durch mehrere Diameter charakterisiert, die aufeinander bezogen zu urtümlichen undimensionierten Zahlen werden, die ebenso primoriginär sind wie die in die Zeitlichkeit bei $t = 0$ eingetretenen präformativen algebraischen Strukturen. Denn eine Anwendung der Methoden abstrakter Mengentheorie lieferte eine solche Urmenge raum- und zeitloser algebraischer Urelemente.

Werden aus dieser Urmenge Potenzmengen aufgebaut und hierauf einfachste Verknüpfungen angewandt, dann ergibt sich eine Serie raum- und zeitloser urtümlicher Wahrscheinlichkeiten, die wegen ihrer Zeitlosigkeit die kosmische Bewegung von $t = 0$ bis zur Gegenwart $t = T$ begleiten. Die numerische Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeiten zeigt, daß es sich dabei um sämtliche Wechselwirkungskonstanten handelt, die gegenwärtig als Baugesetz der Materie die materielle Welt strukturieren. Tatsächlich sind die physikalischen Wechselwirkungskonstanten als Emissions- und Absorptionswahrscheinlichkeiten von Wechselwirkungsquanten zu interpretieren.

Diese Untersuchungen zeigen, daß es im energetischen Bereich, also im R_4, neben den bekannten Klassen von Wechselwirkungen (starke und schwache Kraft sowie Elektromagnetismus und Gravitation) noch zwei Klassen sehr schwacher, ausgearteter Wechselwirkungen geben muß, die wahrscheinlich ebenfalls in gravitativer Form erscheinen. Darüber hinaus existieren jedoch noch sechs Wechselwirkungskonstanten transformatorischer Art, die jenseits des R_4 energetische Wechselwirkungen latent begleiten, aber eine energetische Wechselwirkung umformen können. Alle 12 Wechselwirkungskonstanten sind explizit aus den Urelementen der Welt herleitbar. Bei der numerischen Kalkulation liefern die energetischen Wechselwirkungen mit großer Wiedergabetreue die Konstanten der starken und schwachen Kraft, aber auch diejenigen des elektromagnetischen und gravitativen Feldes, so daß die Hyperraumdynamik auch eine einheitliche Beschreibung aller Wechselwirkungen zur Folge hat. So scheint das Baugesetz der Materie bereits mit $t = 0$ in die Welt gekommen zu sein, um wesentlich später (nach einer Materiekosmogonie $t = T_1$) in der materiellen Welt wirksam zu werden.

Vor diesem aufgezeigten Hintergrund ergeben sich einige Fragen hinsichtlich der in [2] beschriebenen Spektren komplexer Hermetrieformen c und d. Aus der Gesamtmenge dieser Elementarpartikel können offensichtlich empirisch nur die Elemente einer verhältnismäßig kleinen Untermenge aufgefunden werden, die hinsichtlich der hochenergiephysikalischen Randbedingungen des Experimentes bestimmte Bildungswahrscheinlichkeiten überschreiten. Es wäre also nach einem funktionalen Zusammenhang solcher Bildungswahrscheinlichkeiten mit den theoretischen Partikeleigenschaften [2] und diesen experimentaltechnischen Randbedingungen zu fragen. Andererseits ergibt sich auch eine Frage nach den Existenzzeiten dieser Elementarkorpuskeln. Einerseits können, wie in [2] gezeigt, die Internstrukturen dieser Elementarkorpuskeln und ihrer Resonanzen in Form von 4 Konfigurationszonen und ihren Protosimplexbesetzungen im physischen R_3 betrachtet werden, während andererseits deren Existenzzeiten (bzw. volle Bandbreiten) empirisch bekannt sind. Zeitliche Stabilität erscheint nur dann, wenn die Protosimplexbesetzungen der Konfigurationszonen nur aus der allein von der Konfigurationszahl k abhängigen invarianten Gerüststruktur bestehen, was für $k = 1$ das Elektron und für $k = 2$ das Proton kennzeichnet. Die zeitlichen Existenzintervalle aller übrigen Elementarpartikel scheinen um so kürzer zu werden, je stärker die Protosimplexbesetzungen ihrer Konfigurationszonen von diesen Gerüststrukturen abweichen. Da sich nach [2] der Bildungsprozeß dieser komplexen Hermetrieformen mit steigender Energie ständig wiederholt (Anregung Externzone $\rightarrow$ Zentralzone) erhebt sich die weitere Frage, ob es metastabile Besetzungen gibt; denn dann würden sich (analog zum periodischen System der Elemente) diese metastabilen Zustände in einem Resonanzspektrum periodisch wiederholen. Empirisch würde dies in Form von Resonanzen extrem hoher Existenzdauer (also geringer Bandbreite) erscheinen. Es ergibt sich die weitere Frage, inwieweit die empirisch aufgefundenen sogenannten „Charmpartikel“ hierdurch verständlich werden.

Nach [2] erscheinen alle Elemente der Spektren komplexer Hermetrie c und d im Bezugsraum R_6 der materiellen Welt als dynamische Flußaggregate der in [2] beschriebenen elementaren Kondensorflüsse (Fluktonen), derart, daß die zeitliche Existenzdauer stets ein ganzzahliges Vielfaches der Flußperiode ist. Mit Sicherheit gibt es zu jedem Flußaggregat integraler Art eine verhältnismäßig große Zahl isomerer Aggregate, die sich geringfügig über die quantentheoretischen Unschärfen hinaus in ihren Existenzzeiten unterscheiden könnten. Im allgemeinen dürften diese Unterschiede außerhalb der Meßbarkeit liegen, doch wäre es denkbar, daß im Extremfall bei gleicher Masse und gleichem Quantenzahlensatz dieser Zeitunterschied meßbar wird. Es ergibt sich die weitere Frage, ob so die beiden Komponenten des K^o-Mesons, nämlich K^o_L und K^o_S verstanden werden können, deren zeitliche Stabilitätsintervalle bei sonst identischen Eigenschaften sich drastisch unterscheiden.

Eine weitere Konsequenz folgt aus der Hyperraumdynamik im Sinne **(9)** und **(9a)** sowie der Interpretation der Wechselwirkungskonstanten **(24)** als Wahrscheinlichkeiten. Ganz allgemein ist offensichtlich das Prinzip der Wechselwirkungen von fundamentaler Bedeutung. Wenn im $R_3 \subset R_4$ eine begrenzte Zahl von n materiellen Entitäten in einem begrenzten Volumen dieses Raumes existieren, dann kann jeder dieser Entitäten ein organisatorisches Niveau im $S_2 (x_5, x_6) \subset R_6$ zugeordnet werden, welches den Freiheitsgrad dieses Elementes bestimmt, so daß diese n Elemente ein statistisches Kollektiv bilden. Wenn gemäß **(9)** und **(9a)** Wechselwirkungen **(24)** als Wahrscheinlichkeiten auftreten, dann geben in diesem Wechselwirkungssystem die n Elemente als Komponenten dieses Systems ihre jeweilige Individualität auf und es entsteht eine neue Struktur mit einem organisatorischen Niveau im S_2, das über dem Niveau jeder seiner Komponenten liegt. Auch treten im allgemeinen neue Eigenschaften auf, so daß hinsichtlich des S_2-Niveaus die Ganzheit andere Eigenschaften haben kann als die bloße Summe der n Komponenten vermuten ließe.

Da das gesamte materielle Geschehen durch derartige Wechselwirkungsprozesse im R_6 der materiellen Welt beherrscht wird, ist die Natur des materiellen Geschehens grundsätzlich dynamischer Art, so daß stets eine Änderung $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6' \neq R_6$ durch **(9)** und **(9a)** dieses Geschehen beherrscht. Hier ergibt sich die fundamentale Frage nach einem Ansatz zur holistischen Beschreibung aller Strukturen des R_{12}.

Zweifellos eröffnet die vorangegangene Schrift mit [1] und [2] die Möglichkeit eines umfassenden Rahmens für ein Bild der Welt und ihres Hintergrundes, doch sei darauf hingewiesen, daß ein solches Bild, welches sich aus den genannten Schriften ergibt, zunächst nur die Skizze des quantifizierbaren (also physischen) „Schattens" der wirklichen Welt und ihres Hintergrundes sein kann.

2. Zusammenfassung

Der Weg der Geometrisierung des Gravitationsfeldes wurde erstmals von A. EINSTEIN in seiner Allgemeinen Relativitätstheorie beschritten, gemäß der die Gravitation eine Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit ist. Eine Weiterführung erfolgte durch Th. KALUZA, O. KLEIN und R. PENROSE.

Die Kaluza-Klein-Theorie geriet vorerst in Vergessenheit, wurde aber mit der Formulierung der großen Vereinheitlichungstheorie und Supersymmetrie neu formuliert. In dieser modifizierten Kaluza-Klein-Theorie werden Eichfeldsymmetrien zu geometrischen Symmetrien, die zusätzliche Raumdimensionen bedingen. Um alle bekannten Wechselwirkungskräfte unterbringen zu können, ist ein elfdimensionaler Raum erforderlich, ausgestattet mit 10 reellen raumartigen Dimensionen und einer Zeitdimension. 7 Raumdimensionen sind eingerollt, bilden eine siebendimensionale Kugel und sind nicht unmittelbar zugänglich. Diese Theorie ist unter dem Namen Supergravitationstheorie bekannt.

Eine Theorie, formuliert in 11 Dimensionen hat allerdings den Nachteil, daß sie die Chiralität in der Natur nicht richtig wiedergibt, da eine ungerade Zahl von Dimensionen vorliegt.

Dieser Nachteil wird durch die erst in den letzten Jahren weiter ausgebaute zehndimensionale Superstringtheorie überwunden. Es stellte sich heraus, daß Quantisierungsanomalien nicht mehr auftraten, wenn eine SO(32)- bzw. $E_8 \times E_8$-Eichgruppe verwendet wurde. Die genannten Eichgruppen enthalten u. a. wiederum die bekannten Eichgruppen der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Supergravitations- und Superstringtheorie haben den Nachteil, vorerst nur bei etwa 10^{-33}m und darunter Aussagen machen zu können. Erst bei Partikelmassen nahe der Planck'schen Masse kommt es zu einer wahrscheinlichen Vereinheitlichung aller bekannten 4 Wechselwirkungen. Wie die bei den hohen Partikelenergien gültigen Aussagen in den niederenergetischen Bereich transferiert werden können, ist nicht bekannt. Die experimentell ermittelbaren Quantenzahlen der Elementarteilchen, wie z. B. Ladung, Spin, Isospin, Baryonenzahl und Seltsamkeit samt deren Massen, gehen nicht aus den genannten Vereinheitlichungstheorien hervor.

Die Heim'sche Theorie, [1] und [2], weist hingegen diese Eigenschaft auf. Sie geht ebenfalls von der Idee einer Geometrisierung der Physik aus. Zum Unterschied von den genannten Vereinheitlichungstheorien wird die vierdimensionale Raumzeit durch die Hinzunahme eines zweidimensionalen Raumes zu einem sechsdimensionalen Raum erweitert. Ein Einrollen der Transkoordinaten findet nicht statt, sondern sie werden in die uns zugängliche Raumzeit abgebildet. Die Eigenschaften der zwei Transkoordinaten sind nicht mehr raum- oder zeitartig, sondern sie haben organisatorischen Charakter.

Die modifizierten Einstein'schen Feldgleichungen erweisen sich als Eigenwertgleichungen mit den Christoffelsymbolen als Variablen. Die verwendete Metrik wird dahingehend erweitert, daß mehrere Fundamentaltensoren im Sinne einer Polymetrie zusammenwirken. Eine derartige reichhaltigere Metrik gestattet es, aus den Lösungen der Eigenwertgleichungen ein Partikelspektrum zu erhalten, das nicht nur die Massen der bekannten Elementarpartikel liefert, sondern auch deren zugehörige Quantenzahlen.

Die Heim'sche Theorie ist eine halbklassische Theorie, die zur Wiedergabe von Partikeleigenschaften (im Korpuskularbild) besonders geeignet ist. Dem Wellenbild verhaftete Größen, wie z. B. die Kopplungskonstanten der vier Wechselwirkungen, welche die Wahrscheinlichkeitsamplituden zur Erzeugung oder Vernichtung von Wechselwirkungsteilchen wiedergeben, sind aus ihr nicht einheitlich ableitbar.

Die Zielsetzung der vorliegenden Schrift bestand nun u. a. darin, jeweils aus einem in sich geschlossenen mathematischen Formalismus sowohl die Kopplungskonstanten als auch deren geometrisch darstellbare Wechselwirkungsfelder zu verstehen. Dazu war es notwendig, das Geometrisierungsprogramm der Heim'schen Theorie zu erweitern bzw. einen gänzlich andersgearteten, mathematischen Ansatz zu finden.

Es zeigte sich, daß eine Erweiterung von einem sechsdimensionalen Koordinatenraum auf einen mit acht bzw. zwölf Dimensionen notwendig war, um alle bekannten und noch unbekannten Wechselwirkungsfelder zu erhalten. Dieser Sachverhalt ergab sich bereits aus dem Ansatz zur erwähnten einheitlichen Partikeltheorie in [1, Gl. **3d**] und [1, 276 – 277].

Bei der Wahl der verwendeten Metrik wurde vom Allgemeinen Relativitätsprinzip ausgegangen. Dieses besagt, daß alle Gauß'schen Koordinatensysteme als gleichwertig zu erachten sind. Im allgemeinsten Fall sind demnach krummlinige Koordinaten z_k $(k = 1, 2, \ldots, 8)$ von krummlinigen Koordinaten x_i $(i = 1, \ldots, 8)$ in der Art $z_k = z_k (x_1 \ldots x_8) \big|_{k=1}^{8}$ abhängig. In jedem Punkt des R_8 kann ein Tangentialraum mit den euklidischen Koordinaten $\xi_p (z_1 \ldots z_8) \big|_{p=1}^{8}$ errichtet werden, so daß letztlich die funktionale Abhängigkeit

$\xi_p = \xi_p (z_1 (x_1 \ldots x_8) \ldots z_8 (x_1 \ldots x_8))$ entsteht. Aus $g_{ik}^{(\mu\nu)}$ mit

$g_{ik}^{(\mu\nu)} = \frac{\delta \xi_p}{\delta z_{(\mu)}} \frac{\delta z_{(\mu)}}{\delta x_i} \frac{\delta \xi_p}{\delta z_{(\nu)}} \frac{\delta z_{(\nu)}}{\delta x_\kappa} \Big|_{p, i, \kappa, \mu, \nu = 1}^{8}$ lassen sich dann Γ-Größen bilden, die nicht nur die bekannten Wechselwirkungsfelder, sondern auch noch unbekannte Felder wiedergeben (die Einklammerung bedeutet hier die Aufhebung der Summenkonvention). Die jenseits des R_4 liegenden Transkoordinaten werden hierbei in den R_4 abgebildet. Es wird hier auf Kap. IV, 2 verwiesen.

Wird anstelle eines R_8 mit den euklidischen Koordinaten $x_1 \ldots x_8$ ein zwölf- dimensionaler Raum zugrunde gelegt, der gemäß

$R_{12} = R_3 (x_1 \ldots x_3) \cup T_1 (x_4) \cup S_2 (x_5, x_6) \cup I_2 (x_7, x_8) \cup G_4 (x_9 \ldots x_{12})$ strukturiert ist, dann können die Koordinaten des G_4 nicht mehr unmittelbar in den $R_4 (x_1 \ldots x_4) = R_3 (x_1 \ldots x_3) \cup T_1 (x_4)$ transferiert werden. Über einen $4 (2M + 1)$-dimensionalen Vermittlerraum

$R^*_{4(2M+1)} (x_9^{-M^*}, x_{10}^{-M^*}, \ldots x_{12}^{-M^*}, \ldots x_9^{o^*}, x_{10}^{o^*}, \ldots x_{12}^{o^*} \ldots x_9^{M^*}, x_{10}^{M^*}, \ldots x_{12}^{M^*})$,

wobei $-M, \ldots o, \ldots M$ eine Indizierung der Koordinaten bedeutet, werden die Transkoordinaten $x_9 \ldots x_{12}$ in einen $R_4^a (x_1^* \ldots x_4^*)$ mit der Funktion $F (x_1^* \ldots x_4^*)$ in diesem Raum abgebildet (das $*$-Symbol bedeutet hier dimensionslose Koordinaten). Hierbei findet ein Indexwechsel $9 \ldots 12 \rightarrow 1 \ldots 4$ statt. Die eindeutige Funktion $F (x_1^* \ldots x_4^*)$ wird erst durch eine geeignete Parameterwahl während dieses Abbildungsprozesses festgelegt; vorerst sind beliebige Funktionen F in diesem Raum möglich.

Wie sich zeigt, liefert F in R_4^a die Darstellung von aus der Quantentheorie her bekannten Wahrscheinlichkeitsamplituden und entspricht demnach dem Wellenbild des Quantendualismus, wogegen der R_4^p dem Korpuskularbild der Theorie in [1] und [2] vorbehalten ist.

Somit ist ein aus R_4^p und R_4^a bestehender, verschränkter Raum $R_4 = R_4^p * R_4^a$ existent, der die Untrennbarkeit von Korpuskular- und Wellenbild erkennen läßt. In Kap. II, 4 wurde besonders darauf eingegangen.

Wie bereits dargestellt wurde, sind Wechselwirkungsfelder rein geometrisch erklärbar. Ihre unterschiedlichen Eigenschaften werden durch gekrümmte Koordinaten zumindest eines spezifischen Unterraumes des R_{12} verursacht.

Es kann sich die Krümmung einer Koordinate ändern, als invariante Größen verbleiben aber noch immer die zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Dimensionszahlen der Unterräume. Wie sich zeigen läßt, sind Dimensionszahlen die Variablen von Naturkonstanten zu einem relativen zeitlichen „Nullpunkt" eines physikalischen Geschehens, das zur Zeit a) $T = 0$, b) $T = T_1$ und c) $T = T_w$ stattgefunden hat.

Mit $T = 0$ wird hier der Weltbeginn vor etwa 10^{115}s, mit $T = T_1$ die Kosmogonie eines Elementaruniversums vor etwa $4 \cdot 10^{17}$s und mit $T = T_w$ der Zeitpunkt des Entstehens oder Verschwindens eines Wechselwirkungsquants bezeichnet.

Als Dimensionszahlen kommen hier nicht nur die der Unterräume des R_{12} in Betracht, sondern es können noch weitere, über diesen R_{12} hinausgehende Dimensionszahlen darstellender Räume relevant sein. Diese können u. a. aus der algebraischen Struktur eines 64-komponentigen Energiedichtetensors [1, 44] ermittelt werden. Ein zum Zeitpunkt $T = 0$ gültiger Mengenalgorithmus bestimmt die Funktionen, von denen die Dimensionszahlen abhängig sind. Das Auffinden dieses Mengenalgorithmus zusammen mit den zum Zeitpunkt $T = 0$ vorhandenen Naturkonstanten b_j, b_k' $(j = 1 \dots 3, k = 1 \dots 7)$ wurde in Kap. II, 2 eingehend beschrieben.

Der aufgefundene Mengenalgorithmus ist aber auch imstande, die „vor" dem Zeitpunkt $T = 0$ in einem Apeiron liegenden Dimensionszahlenmengen anzugeben. Es wird hier auf Kap. III, 1 verwiesen.

Zum Zeitpunkt $T = T_1$ hatte die Änderung eines einzigen Längenelementes von $b_1 \delta s_0 \approx \delta s_0$ auf $b_2' \delta s_0$ stattgefunden, wobei δs_0 etwa der Planck'schen Elementarlänge entspricht und weiter $b_1 \approx 1, b_2' < 1$ gilt. $b_2' \delta s_0$ kam dadurch zustande, daß eine Masse in der Größenordnung der Planck'schen Masse entstand und das Längenelement $b_1 \delta s_0$ infolge der Krümmung der Raumzeitkoordinaten auf $b_2' \delta s_0$ reduziert wurde. Die „Länge" $-\alpha \delta s_0$ von $b_2' \delta s_0 \approx (1 - \alpha)\, \delta s_0$ zerfiel in weiterer Folge und teilte sich auf eine Vielzahl von $b_1 \delta s_0$-Elementen auf, was zur Generierung von Masse aus einem stark gekrümmten Raumzeitgebiet führte. Der Zerfall dauerte so lange an, bis er

Massen mit $m_a \approx \frac{m_N}{3}$ (m_N ... Nukleonenmasse) hervorbrachte. Ein Teil von diesen Elementarmassen zerfiel schließlich noch weiter zu Elektronen- und Positronenmassen und dann durch Zerstrahlung zu Photonen. Die m_a-Partikel generierten letztlich zu Nukleonenmassen, so daß zusammen mit den noch verbliebenen Elektronen die Bildung von Wasserstoff möglich wurde. Mit diesem Szenario kann die Masse des beobachtbaren Universums, jene von „Weltraumblasen" und Galaxien recht gut wiedergegeben werden. In Kap. II, 3 und IV, 3 wird darauf näher eingegangen.

Bei der Bestimmung der Kopplungskonstanten zum Zeitpunkt $T = T_w$ kommt der Dimensionszahlenmenge $D = \{(36), (12, 28, 24), (4, 64)\}$ eine wesentliche Bedeutung zu. Da die Kopplungskonstanten Wahrscheinlichkeitsamplituden im quantentheoretischen Sinne sind, lag es nahe, den Wahrscheinlichkeitsbegriff im Zusammenhang mit Dimensionszahlen einzuführen. Wird nun ein Unterraum R_m von m Koordinaten aufgespannt, dann gilt für dessen Dimensionszahl $\dim R_m = m$ und für die Wahrscheinlichkeit, eine der gleichrangigen Koordinaten aus der Koordinatenmenge $(\xi_1 \ldots \xi_m)$ auszuwählen, $\frac{1}{m}$. Diese Kehrwerte von Dimensionszahlen wurden daher als neue Variable zur Bestimmung der Kopplungskonstanten verwendet. Die Funktionen dieser Variablen werden durch den bereits erwähnten Mengenalgorithmus festgelegt, der ein Rechnen mit Mengen höherer Stufe beinhaltet. Die aus Mengen unterschiedlicher Stufe bestehenden Mengenelemente werden vor allem durch die Verwendung der Operationen der Addition und Multiplikation, die die einfachsten Verknüpfungen im Sinne des Rechnens mit Kardinalzahlen sind und das kommutative Gesetz bei Anwendung der Verknüpfungsoperationen gewährleisten, so miteinander verbunden, daß beispielsweise die Menge $M = \{(a_1), (a_1, a_2), (a_1, a_2, a_3)\}$ durch die Anwendung von $(+\,\cdot)$ in $(+\,\cdot)\, M \equiv a_1 + a_1\, a_2 + a_1\, a_2\, a_3$ überführt wird. Jeder Mengenstufe ist hierbei eine bestimmte Verknüpfungsoperation zugewiesen.

Durch die Anwendung der möglichen Operationen $(+\,\cdot)$, $(\cdot\,+)$, $(++)$, $(\cdot\,\cdot)$ konnten die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen, schwachen, starken und gravitativen Wechselwirkung erzeugt werden. Diese sind aber eine Teilmenge einer größeren Konstantenmenge.

Sogenannte Umwandlungskonstanten vervollständigen die Menge der bekannten Kopplungskonstanten und treten nur zusammen mit letzteren auf.

Diese Umwandlungskonstanten bewirken nicht nur die Überführung von ruhemasselosen in ponderable Wechselwirkungsquanten, sondern eventuell auch die Umwandlung von Photonen ganz spezieller Dichte und Energie in Vektorgravitonen sowie die Erzeugung von Wechselwirkungsquanten mit einer extrem kleinen und empirisch unbekannten Kopplungskonstanten aus vorhandenen Vektor- und Tensorgravitonen. Die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung sind gleitender Art, also energieabhängig.

Deshalb wurde, unabhängig von den Kopplungskonstanten, mittels des bereits verwendeten Algorithmus von Mengen höherer Stufe und zugehörigen Verknüpfungsoperationen eine Menge von Elementarlängen δs_i ermittelt und diese den Kopplungskonstanten zugeordnet, so daß eine Abhängigkeit der Kopplungskonstanten der Ziffer i von einer Elementarlänge δs_i entstand. Da gemäß der Unschärferelation δs_i einem Energiewert E_i entspricht, wurde die Abhängigkeit einer Kopplungskonstanten von einem spezifischen Energiewert E_i erreicht. Es zeigte sich, daß ein Teil der Energiewerte E_i bei der Entwicklungsgeschichte des Universums maßgebend war. Nähere Einzelheiten sind dem Kap. III, 2 – 4 und Kap. IV, 1 zu entnehmen.

BEGRIFFSREGISTER

LITERATURVERZEICHNIS

[1] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 1. – 2. veränderte Aufl. – Innsbruck: Resch, 1989

[2] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 2. – Innsbruck: Resch, 1984

[3] A. H. GUTH / P. J. STEINHARDT: Das inflationäre Universum. In: Spektrum der Wissenschaft; (1984) 7, 80 – 94

[4] D. KLAUA: Allgemeine Mengenlehre. Bd. 1. – Berlin: Akademie-Verlag, 1964

[5] E. KAMKE: Mengenlehre. – Berlin; New York; Walter de Gruyter, 1971 (Sammlung Göschen; 999/999a)

[6] A. GÖPFERT / T. RIEDRICH: Funktionalanalysis: Mathematik für Ingenieure. – Leipzig: BSB B.G. Teubner, 1986

[7] D. C. CHAMPENEY: Fourier Transforms and their physical applications. – London; New York: Academic Press, 1973

[8] M. WAGNER: Elemente der Theoretischen Physik. Bd. 1. – Reinbek: Rowohlt Taschenbuch Verlag GmbH, 1975

[9] W. THIRRING: Remarks on Five-Dimensional Relativity. In: J. MEHRA (Hg.): The Physicist's Conception of Nature. – Dordrecht/NL: D. Reidel Publishing Company, 1973, S. 199 – 201

[10] Herbert NICK: Quantenrealität. – München: Goldmann, 1990

[11] P. FRODL: Erzwingt die Quantenmechanik eine drastische Änderung unseres Weltbilds? In: Annalen der Physik; 46 (1989) 7, 513 – 536

[12] Teilchen, Felder und Symmetrien. Mit einer Einführung von H. G. Dosch. – Heidelberg: Spektrum der Wissenschaft-Verlagsges., 1984

[13] P. BECHER / M. BÖHM / H. JOOS: Eichtheorien. – Stuttgart: B. G. Teubner, 1983

[14] M. J. G. VELTMAN: Das Higgs-Boson. In: Spektrum der Wissenschaft; (1987) 1, 52 – 59

[15] H. FRAAS: Wie schwer ist ein Antiproton? In: Physik in unserer Zeit; (1989) 4, 104 – 112

[16] L. D. LANDAU / E. M. LIFSCHITZ: Lehrbuch der theoretischen Physik. Bd. IV: Relativistische Quantentheorie. – Berlin: Akademie-Verlag, 1980

[17] W. LUCHA / F. SCHÖBERL: Die starke Wechselwirkung. – Mannheim; Wien; Zürich: BI Wissenschaftsverlag, 1989

[18] H. J. FAHR: Das aufgeblasene Universum. In: Bild der Wissenschaft; (1984) 7, 78 – 87

[19] T. J. BROADHURST / R. S. ELLIS / D. C. KOO / A. S. SZALAY: Large-scale distribution of galaxies at the galactic poles. In: Nature; 343 (1990), 726 – 728

[20] K. SCHAIFERS / G. TRAVING: Meyers Handbuch Weltall. – Mannheim; Wien; Zürich: Bibliographisches Institut, 1984

[21] A. D. KRISCH: Die Rolle des Spins bei der Proton-Proton-Streuung. In: Spektrum der Wissenschaft; (1987) 10, 116 – 129

NAMEN- UND SACHREGISTER

Anhang

Termselektoren

Einheitliche Beschreibung
der Existenzzeiten
materieller Elementarstrukturen

TERMSELEKTOREN

Erst nach Drucklegung des Buches *Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite* war es möglich, für das in Kapitel V, 1 angeschnittene Thema der Existenzzeiten von Elementarpartikeln eine Lösung zu finden. Da die folgenden Ausführungen logisch unmittelbar an [3] anschließen, wird die Numerierung der Bezugsgleichungen aus [3] hier fortgeführt.

Eine Konsequenz der im Buch erwähnten Hyperraumdynamik wurde darin gesehen, daß es mittels dieser Hyperraumdynamik zu einer Öffnung des R_6 zur nichmateriellen Seite der Welt hin kommt und der R_6 in veränderter Form als R_6' hieraus hervorgeht, was durch $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6'$ darstellbar ist. Diese Hyperraumdynamik ist nur bei Wechselwirkungspartikeln erkennbar, deren Erzeugungs- bzw. Vernichtungswahrscheinlichkeiten durch Kopplungskonstanten wiedergegeben werden. Mit Hilfe eines Mengenalgorithmus und von Dimensionszahlen als Variable konnten die Werte der spezifischen Kopplungskonstanten bestimmt werden.

Es ergab sich nunmehr noch die Frage, ob nicht nur für Wechselwirkungspartikel, sondern auch für Elementarpartikel Umstrukturierungskonstanten angeführt werden können, die den Existenzzeiten der Elementarpartikel entsprechen würden. Die zur Bestimmung der Existenzzeiten gültige Mathematik würde wiederum eine Mengenalgebra sein, die bereits bei den Kopplungskonstanten benützt wurde.

In der vorliegenden Ergänzung wird nun für eine kleine Gruppe von quasistabilen Partikeln die Berechnung der zugehörigen Existenzzeiten vorgestellt.

1. Mengenalgebraischer Ansatz

Es hatte sich gezeigt [3, Gl. 16], daß ein Mengenkalkül mit Dimensionszahlen von Hyperräumen als Parameter u. a. die vier bekannten Wechselwirkungskonstanten lieferte. Da zumindest die Konstanten der elektroschwachen und -starken Wechselwirkung gleitender Art, also energieabhängig sind, müssen die punktuell erhaltenen Wechselwirkungskonstanten spezifischen Energien zugeordnet werden.

Diese spezifischen Energien wurden dadurch erhalten, daß die aus [3, Gl. **20**] hervorgehende Elementarlänge $\delta l_0^{\bullet}$ zur Zeit $t = 0$ jeweils mit einer aus dem genannten Mengenalgorithmus hervorgehenden Konstanten A_i und einer weiteren Konstanten $\exp(-2\pi m)$ multipliziert wurde, sodaß sich die elementaren Längen $\delta s_i = A_i \delta l_0^{\bullet} \exp(-2\pi m)$ ergaben, wobei A_i nur von den Dimensionszahlen von Unterräumen der genannten Hyperräume abhing und $2m$ die Dimensionszahl eines Hyperraumes war: Da nach [3, Gl. **24**] stets Längen einer Energie quantentheoretisch zugeordnet werden können, ergab sich $E_i \sim \frac{1}{\delta s_i}$.

Um eine ausgezeichnete Menge von Existenzzeiten τ_i elementarer Teilchen zu erhalten, kann gleichartig vorgegangen werden. Denn deren Multiplikation mit c liefert elementare Längen $\underline{\delta s_i} = c.\tau_i$. Da dimensionsmäßig nunmehr eine Zeit vorliegt, war demnach die Länge $\delta l_0^{\bullet}$ in einfachster Weise durch die Lichtgeschwindigkeit c zu dividieren.

Da außerdem aus [2] hervorgeht, daß bei den Elementarteilchen ein zirkulärer Fluß vorliegt und der Zerfall eines Elementarteilchens nach n-maligem Umfließen stattfindet, ergibt sich eine Grundexistenzzeit

$A = \frac{\pi \delta l_0^{\bullet}}{c} = 1{,}03856 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$, wobei $\pi \delta l_0^{\bullet}$ einem einmaligen Umlauf entspricht.

Die Menge möglicher Elementarteilchen und deren Existenzzeiten ist sehr groß und die bereits erhaltene Menge E_i spezifischer Energien klein. Es bestand somit die Forderung, die bekannte Menge von Elementarteilchen derart einzuschränken, daß eine kleine Menge von Existenzzeiten bekannter Elementarteilchen übrig bleibt. Dies führt dazu, die am häufigsten vorkommenden leichten und stabilen Teilchen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, zu bestimmen. Wird gleichartig wie bei der Ermittlung der δs_i vorgegangen, dann sind die Existenzzeiten τ_i gemäß der Beziehung

$\tau_i = B_i(n_1, n_2 \dots n_k) \frac{\delta l_0^{\bullet} \pi}{c} \cdot \exp(-2\pi a_i)$ zu berechnen, wobei $n_1, n_2 \dots n_k$

die Dimensionszahlen von Hyperräumen bzw. deren Unterräumen sind und a_i deren funktionale Abhängigkeit von diesen ausdrückt.

Im vereinfachten Fall reduziert sich $B_i(n_1 \dots n_k)$ zu $B_i(n)$, wobei n eine noch unbekannte Dimensionszahl ist.

Außer $\delta l_0^{\prime}$ wurden in [3] noch die elementaren Längen δs_5 und δs_0 aufgefunden. Wird die dimensionslose Größe $\frac{\delta s_5}{\delta s_0} \approx 72$ gebildet, dann liefert diese Zahl 72 die in [3] vorkommende höchstmögliche Dimensionszahl 72. Diese wird nachfolgend für n verwendet.

In [3] wurde wiederholt der Begriff des Kardinalzahlenkomplexes K_j benützt, wobei $K_j = \{m_1; m_2; \dots m_l\}$ $\sum_{i=1}^{l} m_i = j$ ist und $m_1, m_2 \dots m_l$ die Dimensionszahlen von Unterräumen der in [2] und [3] aufgefundenen Hyperräume wiedergeben. $m_1, m_2 \dots m_l$ stehen hier stellvertretend für die Koordinatenzahlen der jeweiligen Unterräume. Es hatte sich in [2] und [3] gezeigt, daß Mengen, deren Elemente von Elementarlängen bzw. funktionell von Dimensionszahlen abhängen, wiederholt einigen wenigen Kardinalzahlenkomplexen genügen. Der einfachste Kardinalzahlenkomplex K_4 geht aus dem bekannten vierdimensionalen Raum R_4 hervor, dessen Koordinaten, mengenmäßig angeschrieben,
$M_4 = \{\{x_1, x_2, x_3\},\{x_4\}\}$ lauten. Die drei räumlichen Koordinaten bilden eine Untermenge und werden daher in Klammern gesetzt. Die Koordinate x_4 bildet eine zweite Untermenge. Daraus ergibt sich ein
$K_4 = \|M_4\| = \{3; 1\}$. Bildet K_4 eine invariante Größe, dann wäre für die Faktoren von τ_i $T_i = \{\{\alpha_i(n), \beta_i(n), \exp(-2\pi a_i)\}, \{\frac{\delta l_0^{\prime}\pi}{c}\}\}$ zu setzen, wobei $\|T_i\| = \{3; 1\}$ ist. Somit wird für τ_i eine Aufspaltung in die Grundterme ersichtlich und τ_i lautet dann:

$\tau_i = \alpha_i(n)\,\beta_i(n)\exp(-2\pi a_i)\,\frac{\delta l_0^{\prime}\pi}{c}$. Zur übersichtlicheren Darstellung wird anstelle n der Buchstabe B gewählt, wobei $n = B = 72$ gilt.

Bei der Bestimmung der $\alpha_i(n)$ und $\beta_i(n)$ soll ein Bezug zu den in [2] und [3] erhaltenen Dimensions- bzw. Kardinalzahlen hergestellt werden. Dies geschieht u. a. dadurch, daß α_i und β_i die Werte $B^{\frac{1}{m}} \approx B_m$ bzw. $B^{-\frac{1}{m}} \approx \overline{B}_m$ annehmen können und m eine Dimensionszahl eines Unter- bzw. Hyperraumes ist. Die Menge $M = \{B_m^1, B_m^2 \dots B_m^m\}$ mit $B_m^i \approx B_m^j \approx B_m$

liefert dann bei Anwendung der Multiplikation auf die Menge M ein $\overset{1}{B}_m \cdot \overset{2}{B}_m \ldots \overset{m}{B}_m \approx B$ bzw. $\overline{\overset{1}{B}_m} \cdot \overline{\overset{2}{B}_m} \ldots \overline{\overset{m}{B}_m} \approx B$, wobei $\|M\| = m$ gilt und demnach eine Dimensionszahl als Kardinalzahl wiedergegeben wird. Die natürliche Zahl m möge nachfolgend als Indexzahl bezeichnet werden. Es kann nun nach den Mengen von Indexzahlen gesucht werden, die bisher erhaltene Kardinalzahlenkomplexe widerspiegeln.

Da gezeigt wurde, daß eine Indexzahl mit einer Dimensionszahl übereinstimmt, können diese Indexzahlen nicht nur zur Ermittlung der B_m und $\bar{B}_m$, sondern auch zur Bestimmung der $\exp(-2\pi a_i)$ verwendet werden, wobei a_i zu einer Dimensionszahl wird.

Die zu bestimmende Indexzahlenmenge wird im Allgemeinen aus der Vereinigungsmenge von mehreren Untermengen zusammengesetzt sein.

Aus $K_{12} = \{1; 3; 2; 2; 4\}$ ergibt sich vorerst $I_{12} = \{1, 3, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, 4\}$. Einer K_6-Symmetrie folgt die aus [3, Gl. **11**] hervorgehende Dimensionszahlenmenge $\underline{D} = \{(12, 28, 24), (36), (4, 64)\}$. Die höchste Dimensionszahl ist hier 64. Als weitere Indexzahlenmenge möge I_{64} konstruiert werden. Da I_{12} 5 Zahlenelemente aufweist, werden für I_{64}, um eine 12-elementige Menge konstruieren zu können, 7 Zahlenelemente benötigt, die zum Unterschied von I_{12} aus Dimensionszahlen bestehen, welche durch die Summe von Unterraumdimensionszahlen gebildet werden. Es bieten sich hier $1 + 3 = 4, 1 + 3 + 2 = 6, 1 + 3 + 2 + 2 = 8$ an. Diese Dimensionszahlen mögen einer K_6-Symmetrie folgen: $I_{40} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}\}$. Auf I_{64} fehlt noch die Dimensionszahl 24, so daß sich schließlich
$I_{64} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}, \{\overset{1}{24}\}\}$ ergibt.

Um eine K_8-Symmetrie zu erhalten, kommt noch 24 hinzu, so daß $I_{64} \cup I_{24} = I_{64+24} = \{\{\overset{1}{4}\}, \{\overset{1}{6}, \overset{2}{6}\}, \{\overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}\}, \{\overset{1}{24}, \overset{2}{24}\}\}$ ist. Zusammen mit I_{12} ergibt sich $I_{12+64+24}$. Werden die Zahlen 12, 64, 24 mit den Zahlenelementen von $\underline{D}$ verglichen, dann zeigt sich, daß die erstgenannten der Dimensionszahlenmenge völlig $\underline{D}$ angehören.

In der Menge $\underline{D}$ kommen noch 36, 28 und 4 vor. Die Zahl 64, die aus $36 + 28$ zusammengesetzt werden kann, wurde bereits verwendet. Somit bleibt demnach noch 4 übrig. Es ergibt sich eine 14-elementige Indexmenge der Gestalt $I_{12+64+24+4} = \{\overset{1}{1}, \overset{1}{3}, \overset{1}{2}, \overset{2}{2}, \overset{1}{4}, \overset{2}{4}, \overset{3}{4}, \overset{1}{6}, \overset{2}{6}, \overset{1}{8}, \overset{2}{8}, \overset{3}{8}, \overset{1}{24}, \overset{2}{24}\}$. Die

Kardinalzahl 14 stimmt hier wiederum mit der aus (3, Gl. **14**) hervorgehenden Dimensionszahl 14 überein. Dort ergab sich ein $\overset{*}{R}_{14}$ als ein Unterraum eines $\overset{*}{R}_{28}$ zur Zeit $t = 0$. In Bezug auf die Dimensionszahlenmenge $\underline{D}$ wurden die Dimensionszahlen 36 und 28 ausgeklammert. Um diese ebenfalls zu berücksichtigen, kann eine Erweiterung des Zahlenbereiches hinsichtlich der Indexzahlen, die bisher natürliche Zahlen waren, vorgenommen werden. Es mögen nunmehr als „Indexzahlen" auch negative und rationale Zahlen zugelassen werden, die wiederum von Dimensionszahlen abhängen. Es kann hier in einfachster Weise $\frac{36}{28} \approx 1,3$ gewählt werden, so daß sich $I_{12+64+24+4+1,3}$ ergibt. Die Zahl $1,3$ muß hier aus 4 Zahlen zusammengesetzt zu behandeln sein, um aus einer 14-elementigen eine 18-elementige Menge zu erhalten. Denn aus [3] geht als nächsthöherer Unterraum des $\overset{*}{R}_{14}$ ein $\overset{*}{R}_{18}$ hervor. Um diese 4 zusätzlichen Zahlen zu bekommen, wird vorerst auf $I_{12+64+24+4}$ zurückgegriffen. Um eine Strukturierung von $I_{12+64+24+4}$ zu erhalten, können die ersten 3 Zahlen $1, 3$ und 2 als Indexleitzahlen behandelt werden, die den Bm und $\overline{B}_m$ zugeordnet werden können. Die Indexzahlen 1 und 3 gehören hierbei eigenschaftsmäßig zusammen, da sie eine Dimensionszahl $1 + 3 = 4$ und somit die Strukturierung des bekannten R_4 mit dem Kardinalzahlenkomplex $K_4 = \{3; 1\}$ liefern. Es ergibt sich demnach ein $B_1 = B_2 \cdot B_4 \cdot B_{4,8} \cdot B_{24}$, $B_3 = B_6\, B_8\, B_{24}$ und $\overline{B_2} = \overline{B_4} \cdot \overline{B_8} \cdot \overline{B_8}$. Zu der 14-elementigen Menge ist hier $4,8$ als neue „Indexzahl" hinzugekommen. Im Hinblick auf diese Menge bleiben noch die Indexzahlen 4 und 6 übrig, die $\exp(-2\pi a_i)$ zugeordnet werden können, wodurch sich die Faktoren $\exp(-2\pi \cdot 4) = \exp(-8\pi)$ und $\exp(-2\pi \cdot 6) = \exp(-12\pi)$ ergeben.

Auf die früher erwähnte 18-elementige Indexzahlenmenge fehlen nunmehr noch 3 Indexzahlen, die nicht mehr dem natürlichen Zahlenbereich angehören müssen. Es gilt $1,3 = 4,8 + x_1 + x_2 + x_3$, wobei x_1, x_2, x_3 die noch unbekannten Indexzahlen sind. Wird wiederum die den bekannten R_4 beschreibende Dimensionszahlenmenge $\{1, 3\}$ verwendet, so können gleichartig zur Bruchbildung $\frac{36}{28} \approx 1,3$ mit den Zahlen $1, 3$ und $1 + 3 = 4$ die Brüche $\frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{3}{1}, \frac{4}{1}, \frac{3}{4}, \frac{4}{3}$ erzeugt werden. Um $-3,5 = x_1 + x_2 + x_3$ zu erhalten, ist die Summenbildung

$-3{,}5 = (-\frac{4}{1}) + \frac{3}{4} + (-\frac{1}{4}) = -4 + 0{,}75 - 0{,}25$ möglich. Mittels der Indexleitzahlen wurden bereits alle $B_m, \bar{B}_m$ bestimmt, mit denen die $B_i(B)$ dargestellt werden können. Es verbleibt eine Zuordnung zu $\exp(-2\pi a_i)$, was die Faktoren $\exp(-2\pi(-4)) = \exp(8\pi)$, $\exp(-2\pi \cdot (0{,}75)) = \exp(-1{,}5\pi)$, $\exp(-2\pi(-0{,}25)) = \exp(0{,}5\pi)$ liefert.

Ähnlich der Mengenbildung durch Indexleitzahlen für die $\beta_i(B)$ müßte auch hier eine Mengendarstellung der $\alpha_i(B)$ möglich sein. Diese Mengen sollten Symmetrien, und zwar durch Kardinalzahlenkomplexe gebildete, genügen. Die $\alpha_i(B)$ selbst wiederum sollten schließlich einfach aufgebaut sein.

Das einfachst mögliche Bildungsgesetz ist dadurch gegeben, daß $\alpha_i(B)$ die Werte $B, \bar{B}, B, \bar{B} = B^o = \bar{B}^o = 1$ annimmt. Genügt eine Menge M_6 einer K_6-Symmetrie, dann ist deren Aufbau durch

$M_6 = \{\{u_1, u_2, u_3\}, \{v_1\}, \{w_1, w_2\}\}$ gegeben. Denn es gilt

$\|M_6\| = K_6 = \{3; 1; 2\}$. Nun können die Elemente u_i, v_j, w_k wiederum Mengen mit den Zahlenelementen $B, \bar{B}, B^o = \bar{B}^o = 1$ sein. Es kann auf diese Weise eine 14-elementige Menge durch

$$M_{14} = \{\{\{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, \{\overset{4}{\bar{B}}, \overset{5}{\bar{B}}, \overset{6}{\bar{B}}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}, \overset{3}{B}\}\}, \{\{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{B^o, \bar{B}^o\}\}, \{\{B_1^L\}\}\}$$

konstruiert werden, wobei B_1^L von den Indexleitzahlen ausgeborgt wurde. Diese Menge hat die Symmetrieeigenschaften, daß die Multiplikation aller Zahlenelemente miteinander 1 liefert und daß die jeweils in der 2. Mengenklammer stehenden Zahlenelemente, multiplikativ genommen, $\bar{B}^3, B^2, B^1$ sind.

Durch Umformung kann eine Menge mit einer K_{12}-Symmetrie konstruiert werden:

$M_{12} = \{\{B_1^L\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{B^o, \bar{B}^o\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}, B^3\}\}$ mit

$\|M_{12}\| = K_{12} = \{1; 3; 2; 2; 4\}$. Diese Menge soll nunmehr mit der untermengenweise strukturierten $\alpha_i(B)$ übereinstimmen.

Somit sind alle Terme außer den noch fehlenden mit dem Wert 1 zur Bestimmung der τ_i gemäß $\tau_i = \frac{\pi\delta l_0'}{c}\, \alpha_i(B)\, \beta_i(B) \exp(-2\pi a_i)$ aufgefunden, die nachfolgend mengenweise aufgelistet werden:

$\alpha_i\,(B) : \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, \{\overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{B^{o}, \bar{B}^{o}\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}, B^{3}\},$

$\beta_i\,(B) : \{B_2, B_4, B_{4,8}, B_{24}\}, \{B_6, B_8, B_{24}\}, \{\overline{B_4}, \overline{B_8}, \overline{B_8}\},$

$\exp(-2\pi a_i) : \{\exp(8\pi), \exp(-8\pi)\}, \{\exp(-12\pi)\}, \{\exp(-1{,}5\pi), \exp(0{,}5\pi)\}.$

In der letzten Zeile wurden eigenschaftsmäßig zusammengehörige Elemente in Mengenklammern gesetzt. Für die ersten 2 Elemente gilt $\exp(8\pi), \exp(-8\pi) = 1$. Bei den letzten 2 Elementen wurde für a_i 0,75 und $-0{,}25$ erhalten, die zwar von Dimensionszahlen abhängen, aber selbst keine Dimensionszahlen sind.

Zu einer geeigneten Menge von Massentermen eine entsprechende Menge von Zerfallszeiten dieser Terme aufzufinden, ist hierdurch nicht nur eine einheitliche Beschreibung dieser Zerfallszeiten innerhalb der Menge gegeben, sondern im Prinzip auch sozusagen ein „Termselektor", der aufzeigt, welche Massenterme nach [2, Gl. **115**] real existent sind. Diese Existenz in der materiell energetischen Welt R_6 setzt nämlich voraus, daß für die Existenzzeit τ_i des Terms $c\tau_i > 0$ und daher nach der in [2] hergeleiteten Unschärferelation $\Gamma_i < \infty$ gilt.

Dieser Termselektor bedeutet also $\tau_i \geq 0, \Gamma_i < \infty$ **(30a)** für den Massenterm i. Nur im Fall $\Gamma_i \to \infty$ und daher $\tau_i = 0$ ist i nur eine logische Möglichkeit von (2, Gl. **115**) ohne reale Existenz, denn wenn für i mit $\tau_i = 0$ keine Existenzzeit vorhanden ist, wäre auch $c\tau_i = 0$, d. h., der Term i ist nicht $\in$ von R_4, hat also keine zeitliche R_4-Erstreckung und existiert somit nicht real in der physischen Welt.

Es kommt nunmehr darauf an, die mengenmäßig strukturierten Terme spaltenweise einander richtig zuzuordnen. Um dies durchführen zu können, muß in jeder Zeile die gleiche Anzahl von Mengen und Mengenelementen stehen. Die fehlenden Stellen können hier in einfachster Weise mit 1 aufgefüllt werden.

Die den $\alpha_i\,(B)$ zugeordnete Zeile zeigt, daß 4 Mengen in jeder Zeile stehen. Wird wiederum eine $K_4 = \{3; 1\}$-Symmetrie vorausgesetzt und eine 14-elementige Menge zugrunde gelegt, dann kann diese in der Form $N_4 = \{\{D_1, D_2, D_3\}, \{E_1\}\}$ mit $D_1 = \{1, \overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, D_2 = \{1, 1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\},$ $D_3 = \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}, B^{3}\}, E_1 = \{B^{o}, \bar{B}^{o}\}$ realisiert werden.

Für die restlichen Zeilen ist gleichartig vorzugehen. Somit ergibt sich symmetrisiert aufgelistet:

$$\alpha_i\,(B) : \{1, \overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, \{1, 1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}, B^3\}, \{B^o, \bar{B}^o\},$$

$$\beta_i\,(B) : \{B_2, B_4, B_{4,8}, B_{24}\}, \{1, B_6, B_8, B_{24}\}, \{1, \overline{B_4}, \overline{B_8}, \overline{B_8}\}, \{1, 1\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\},$$

$$\{\exp(-1{,}5\pi), \exp(0{,}5\pi)\}.$$

Nunmehr müssen die Mengen und deren Mengenelemente so geordnet werden, daß spaltenweise die Zahlenelemente multipliziert werden können, um die τ_i zu erhalten. Beim Ordnen der Mengenelemente in den einzelnen Mengen kann auf die Entwicklungsgeschichte des Universums [3, Kap. IV, 3] zurückgegriffen werden. Aus einem Raum mit der Dimensionszahl 1 bildeten sich hochdimensionale Räume, die dann wiederum in niederdimensionale zerfielen oder überhaupt verschwanden. Wird der Term mit der Zahl 1 dem ursprünglichen Urraum mit der Dimensionszahl 1 zugeordnet, dann werden die Mengen, mit 1 beginnend, über Mengenelemente mit hohen Index- bzw. Dimensionszahlen zu solchen mit niederen Index- bzw. Dimensionszahlen geordnet. Treten negative Indexzahlen auf, stehen die koordinierten Terme vor denen mit 1. Wird nach diesem Schema geordnet, dann ergibt sich:

$$\alpha_i\,(B) : \{1, \overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}\}, \{1, 1, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{B}}, \overset{3}{\bar{B}}, B^3\}, \{B^o, \bar{B}^o\},$$

$$\beta_i\,(B) : \{B_{24}, B_{4,8}, B_4, B_2\}, \{1, B_{24}, B_8, B_6\}, \{1, \overset{1}{\overline{B_8}}, \overset{2}{\overline{B_8}}, \overline{B_4}\}, \{1, 1\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{\exp(8\pi), 1, 1, 1\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\},$$

$$\{\exp(0{,}5\pi), \exp(-1{,}5\pi)\}.$$

In der ersten Zeile ist die Stellung von $\bar{B}$ hinsichtlich B^3 mit Index- bzw. Dimensionszahlen schwer erklärbar. Eine Erklärung wäre hier, daß einfache Terme vor komplexeren stehen.

Nun müssen noch die Mengen selbst geordnet werden. Nachfolgend wird auf Ordinalzahlenkomplexe, die geordnete Kardinalzahlenkomplexe sind, zurückgegriffen [3, S. 73]. In der Zeile von $\alpha_i\,(B)$ ist eine Ordinalzahlensymmetrie mit $O_{14} = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\}$ erkennbar. Denn als Ordinalzahlenkomplexe für die 4 Mengen ergeben sich $\{1; 3\}$, $\{2; 2\}$, $\{3 + 1\}$, $\{2\}$, falls die Mengenelemente in den einzelnen Mengen nach algebraischen Eigenschaften geordnet und in Untermengen aufgegliedert werden. Somit ist die erste Zeile schon richtig geordnet. Die ersten 3 Mengen in der Zeile von $\beta_i\,(B)$ wurden mit der Indexleitzahlenmenge $\{1, 3, 2\}$ gebildet, die die gleiche Gestalt wie der Ordinalzahlenkomplex $O_6 = \{1; 3; 2\}$ hat. Nun ist aber auch der Ordinalzahlenkomplex $O_6' = \{3; 1; 2\}$ möglich, was einer geordneten Indexleitzahlenmenge $\{3, 1, 2\}$ entspricht. Um die erste Menge von $\alpha_i\,(B)$ gemäß ihres Ordinalzahlenkomplexes $O_4 = \{1; 3\}$ mit der ersten Menge von $\beta_i\,(B)$ in Übereinstimmung zu bringen, werden bei $\beta_i\,(B)$ die beiden ersten Mengen vertauscht. Somit wird eine geordnete Leitzahlenmenge $\{3, 1, 2\}$ erzielt. Die dritte und vierte Menge von $\beta_i\,(B)$ behalten ihre Stellung bei.

Da $\exp(-8\pi) \cdot \exp(8\pi) = 1$ ist, gehören die ersten beiden Mengen von $\exp(-2\pi a_i)$ eigenschaftsmäßig zusammen. Um wiederum eine Anpassung an die jeweilige erste Menge von $\alpha_i\,(B)$ und $\beta_i\,(B)$ zu erreichen und somit bei allen 3 ersten Mengen eine $O_4 = \{1; 3\}$-Symmetrie zu erzielen, werden wiederum die beiden ersten Mengen von $\exp(-2\pi a_i)$ miteinander vertauscht. Die Stellung der restlichen 2 Mengen bleibt gleich. Aufgelistet ergibt sich somit:

$$\alpha_i\,(B) : \{\overset{1}{1}, \overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{\bar{B}}}, \overset{3}{\bar{\bar{B}}}\}, \{\overset{1}{1}, \overset{2}{1}, \overset{1}{B}, \overset{2}{B}\}, \{\overset{1}{\bar{B}}, \overset{2}{\bar{\bar{B}}}, \overset{3}{\bar{\bar{B}}}, B^3\}, \{B^o, \bar{B}^o\},$$

$$\beta_i\,(B) : \{1, B_{24}, B_8, B_6\}, \{B_{24}, B_{4,8}, B_4, B_2\}, \{1, \overset{1}{\overline{B_8}}, \overset{2}{\overline{B_8}}, \overline{B_4}\}, \{\overset{1}{1}, \overset{2}{1}\},$$

$$\exp(-2\pi a_i) : \{\exp(8\pi), 1, 1, 1\}, \{1, 1, 1, \exp(-8\pi)\}, \{1, 1, 1, \exp(-12\pi)\},$$

$$\{\exp(0{,}5\pi), \exp(-1{,}5\pi)\}.$$

2. Menge der Existenzzeiten

Die 14 Existenzzeiten von Elementarteilchen lauten demnach mit

$$A = \frac{\delta l_0' \pi}{c} :$$

$A\exp(8\pi)$, $A\bar{B}B_{24}$, $A\bar{B}B_{8}$, $A\bar{B}B_{6}$, AB_{24}, $AB_{4,8}$, ABB_{4}, $ABB_{2}\exp(-8\pi)$, $A\bar{B}$, $A\bar{B}\bar{B}_{8}$, $A\bar{B}\bar{B}_{8}$, $AB^{3}\bar{B}_{4}\exp(-12\pi)$, $A\exp(0{,}5\pi)$, $A\exp(-1{,}5\pi)$.

Nun sind noch die Elementarteilchen den jeweiligen Existenzzeiten zuzuordnen. Es ist mit den Mitteln des hier verwendeten Mengenalgorithmus eine derartige Ordnung in eine 14-elementige Elementarteilchenmenge zu bringen, daß die beiden geordneten Mengen, Elementarteilchen und Existenzzeiten, direkt miteinander verknüpfbar sind (s. Tab. 1).

Es kann vorausgesetzt werden, daß die vorhandenen 14 Elementarpartikel mit einer $O_{14} = \{1; 3; 2; 2; 4; 2\}$-Symmetrie korrespondieren.

Da im einfachsten Fall 3 verschiedene Typen von Teilchen, nämlich Leptonen, Mesonen und Baryonen existieren, kann eine

$1 - (2 + 3) - (2 + 4 + 2) \triangleq 1 - 5 - 8$-Symmetrie vorausgesetzt werden. Dies wird durch 1 Lepton, 5 Mesonen und 8 Baryonen erreicht. Es kommen daher die Partikel:

$\{\mu^-\} - \{\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K_S^0, K_L^0\} - \{n, \Lambda, \Omega^-, \Xi^-, \Xi^0, \Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}$ in Frage.

Vier Gruppen kommen dadurch zustande, daß Gruppen von zusammengehörenden Teilchen, aufsteigend nach den physikalischen Eigenschaften ihrer Differenzierung gebildet, festlegbar sind. Es ergibt sich vorerst eine Partikelmenge

$I = \{\{\Xi^-, \Xi^0\}, \{\pi^\mp, \pi^0\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Sigma^0\}, \{K^\mp, K_L^0, K_S^0\}\}$.

Da die vierte Gruppe nur 2 Partikel enthalten kann (es existieren ja nur 2 Existenzzeiten hierzu), ist $K^\mp$ an anderer Stelle unterzubringen; am günstigsten in der Gruppe der Mesonen. Es verbleibt noch die Teilchenmenge $R = \{n, \Lambda, \mu^-, \Omega^-\}$, die – da 4 Elemente vorkommen – einer $O_4 = \{1; 3\}$-Symmetrie genügen sollte.

Die Ordinalzahlen 1, 3 können hier mit der Stellung der Partikel innerhalb der Gruppe korrespondieren. Die Partikel wären demnach in der jeweiligen Gruppe an 1. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle – 3. Stelle unterzubringen.

n nimmt eine besondere Stellung ein (maßgebend für den Aufbau der Materie) und kann an die 1. Stelle der 1. Gruppe gesetzt werden. μ^- gehört den leichten Partikeln an und wäre an der 3. Stelle der 2. Gruppe unterzubringen. Es verbleiben somit für die 3. Stelle der 1. und 3. Gruppe nur mehr Λ und Ω^-. Wegen der strangeness $s = -1$ kann Λ in die 1. Gruppe und wegen $s = -3$ für Ω^- kann letzteres Partikel in die 3. Gruppe gesetzt werden.

Ξ^- und Ξ^o stehen an der 2. und 4. Stelle der 1. Gruppe. Demnach wäre auch $\pi^{\mp}, \pi^o$ an die 2. und 4. Stelle der 2. Gruppe zu setzen. An die 1. Stelle der 2. Gruppe käme dann $K^{\mp}$. Bei den 2 Partikeln der 4. Gruppe: K_L^o und K_S^o gibt es keinen Hinweis auf eine Stellungssymmetrie. Sie sind daher ungeordnet und werden als solche durch Unterstreichen ausgezeichnet. Erst durch Vergleich mit ihren theoretischen und experimentell erhaltenen Existenzzeiten kann diesen ihre Stellung in der 4. Gruppe zugewiesen werden.

Somit kommt die „geordnete" (teilweise geordnete) Partikelmenge
$T = \{\{n, \Xi^-, \Lambda, \Xi^o\}, \{K^{\mp}, \pi^{\mp}, \mu^-, \pi^o\}, \{\Sigma^-, \Sigma^+, \Omega^-, \Sigma^o\}, \{K_{\underline{L}}^o, K_{\underline{S}}^o\}\}$
zustande.

Nunmehr kann T direkt der Menge der Existenzzeiten τ_i zugewiesen werden.

3. Stabilität der Materie

Betrachtet man in [2, Gl. **115**] die Stratonmatrizen der Massenterme, dann zeigt sich, daß sich bei fehlenden Protosimplexbesetzungen $n_j = 0$ aller Konfigurationszonen $j \leq 4$ numerisch die Massen des Protons und des Elektrons p und e^- mit hoher Präzision ergaben. Empirisch bauen aber p und e^- das H-Atom auf. Nach der Kosmogonie der Materie entstehen jedoch die Nuklide aller höheren Elemente durch intrastellare Brennvorgänge aus H, wobei Fe das Element mit der höchsten kosmologischen Wahrscheinlichkeit ist. Diese Stabilität geht offenbar darauf zurück, daß diese Kosmogonie der Materie als inflationärer Prozeß zur Zeit t_1 nach dem Weltenursprung $t = 0$ lawinenartig begann, so daß $t(p, e^-) \leq t - t_1$ sein muß, wenn t, bezogen auf $t = 0$, das gegenwärtige Weltalter kennzeichnet. Die Stabilität der Materie im R_3 geht also darauf zurück, daß für $k = 1$ und $k = 2$ im Fall reiner Gerüststrukturen die Existenzzeit mindestens $t - t_1$ ist.

Bis zum Jahr 1992 wurde in [4] von der Particles Data-Group im CERN η als „stable particle" angegeben, für die also die Resonanzordnung $N = 0$ gelten muß. Seit dem Jahr 1992 hingegen wird η als mesonische Resonanz aufgeführt, so daß tatsächlich $N > 0$ gefordert werden muß. Auf jeden Fall kann auf den Grundzustand η_0 geschlossen werden. Unabhängig von dieser Beschreibung muß wegen der verschwindenden Quantenzahlen $P = Q = \kappa = 0$ geschlossen werden, daß auch die Neutrinofunktion $\phi(P, Q, \kappa) = 0$ verschwindet, so daß beim η_o-Zerfall keine ν-Strahlung freigesetzt werden kann. Wie in [2] dargestellt, müssen die Quanten dieser Strahlung sozusagen als „Feldkatalyte" interpretiert werden, von denen gruppentheoretische Eigenschaften als die gruppentheoretische Identität eines Massenterms über R_3-Distanzen transferiert werden. Diese Eigenschaft der η_o findet sich nur noch bei den π^o-Termen, so daß die hypothetischen η^o in der Partikelmenge neben π^o stehen müssen. Dies wäre der Fall, wenn es gelingt, aus den bekannten Eigenschaften des η_o, also $\phi = 0$ und $N = 0$ auf diese Masse zu schließen. Schließlich wäre noch zu vermuten, daß die starke Diskrepanz zwischen den Zerfallszeiten der K^o-Komponenten K_S^o und K_L^o trotz gleicher Massen und gleicher Quantenzahlen nur auf eine Stereoisomerie der K^o definierenden Flußaggregate zurückgehen kann, wobei möglicherweise Enantiostereoisomerien einzelner zyklischer Komponenten von Bedeutung sein können.

Die aufgefundenen Mengen weisen einige besondere Eigenheiten auf. Werden mit τ_j^- die Existenzzeiten mit negativer und mit τ_j^+ diejenigen mit positiver Abweichung ϑ bezeichnet, dann ist

$$\frac{\prod_j \tau_{j\,\mathrm{theor}}^-}{\prod_j \tau_{j\,\mathrm{exp}}^-} = \frac{1}{1{,}7442} \approx \overline{B_8} = \frac{1}{1{,}7067} \quad \text{und}$$

$$\frac{\prod_e \tau_{e\,\mathrm{theor}}^+}{\prod_e \tau_{e\,\mathrm{exp}}^+} = 1{,}2168 \approx B_{24} = 1{,}195 .$$

$\overline{B_8}$ und B_{24} sind aber die kleinstmöglichen Werte von B_m^- und B_n. Diejenigen multiplikativen Faktoren B_j, die den Termen mit positiver Abweichung zugeordnet sind, lauten: B_{24}, B_6, B_{24}, $\overline{B_8}$, $\overline{B_8}$, 1. Die Multiplikation dieser Größen liefert den Wert 1 (Tab. 1).

Tab. 1: Auflistung der 14-elementigen Menge und Empirie:

Partikel	$\tau_{exp}[s]$	$\tau_{thcor}[s]$	$\vartheta[\%]$
n $A\exp(8\pi)$	887	853,96	−3,72
Ξ^- $A\bar{B}B_{24}$	$1{,}639 \cdot 10^{-10}$	$1{,}7238 \cdot 10^{-10}$	+5,17
Λ $A\bar{B}B_8$	$2{,}632 \cdot 10^{-10}$	$2{,}46187 \cdot 10^{-10}$	−6,46
Ξ^o $A\bar{B}B_6$	$2{,}9 \cdot 10^{-10}$	$2{,}94208 \cdot 10^{-10}$	+1,45
$K^{\mp}$ AB_{24}	$1{,}2371 \cdot 10^{-8}$	$1{,}241139 \cdot 10^{-8}$	+0,3265
$\pi^{\mp}$ $AB_{4,8}$	$2{,}6030 \cdot 10^{-8}$	$2{,}531488 \cdot 10^{-8}$	−2,747
μ^- ABB_4	$2{,}19703 \cdot 10^{-6}$	$2{,}1782 \cdot 10^{-6}$	−0,857
π^o $ABB_2\exp(-8\pi)$	$0{,}84 \cdot 10^{-16}$	$0{,}771648 \cdot 10^{-16}$	−8,137
Σ^- $A\bar{B}$	$1{,}479 \cdot 10^{-10}$	$1{,}44244 \cdot 10^{-10}$	−2,47
Σ^+ $A\bar{B}\bar{B}_8$	$0{,}799 \cdot 10^{-10}$	$0{,}845147 \cdot 10^{-10}$	+5,77
Ω^- $A\bar{B}\bar{B}_8$	$0{,}822 \cdot 10^{-10}$	$0{,}845147 \cdot 10^{-10}$	+2,816
Σ^o $AB^3\bar{B}_4\exp(-12\pi)$	$7{,}4 \cdot 10^{-20}$	$5{,}643905 \cdot 10^{-20}$	−23,73
K_L^o $A\exp(0{,}5\pi)$	$5{,}17 \cdot 10^{-8}$	$4{,}99597 \cdot 10^{-8}$	−3,37
K_S^o $A\exp(-1{,}5\pi)$	$0{,}8926 \cdot 10^{-10}$	$0{,}932968 \cdot 10^{-10}$	+4,52

ϑ in [%] gibt hier die Abweichung des theoretischen Wertes vom experimentellen Wert an.

Aus [3] und der vorliegenden Existenzzeitenermittlung geht hervor, daß die Ansicht von existierenden Hyper- und deren Unterräumen nicht fiktiv ist, sondern im Hintergrund vom physikalischen Geschehen steht. Demnach scheint das Weltbild eines nur den R_4 umfassenden Seins seine Daseinsberechtigung verloren zu haben. Andernfalls müßten die Kategorien menschlicher Anschauung nach I. KANT, der Raum R_3 $(x_1 \dots x_3)$ und die Zeitstruktur T_1 (x_4) mit $x_4 = ict$, nur durch die geometrische Verknüpfung $R_4 (x_1 \dots x_4) = R_3 \cup T_1$ bereits in der Lage sein, zum Verständnis des Hintergrundes des physikalischen Geschehens zu führen, was offensichtlich etwas unwahrscheinlich erscheint.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 1. 3. veränd. Aufl. Innsbruck: Resch, 1998.

[2] B. HEIM: Elementarstrukturen der Materie: Einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation. Bd. 2. 2. unveränd. Aufl. Innsbruck: Resch, 1996.

[3] B. HEIM: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite. 2., veränd. Aufl. Innsbruck: Resch, 2007.

[4] B. HEIM / W. DRÖSCHER / A. RESCH: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs-, Formel- und Gesamtregister. Innsbruck: Resch, 1998.

[5] Particles Data-Group: Particles' Properties, CERN, Genf.

Dipl.-Phys. Burkhard Heim wurde 1925 in Potsdam geboren. In der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin kam es 1944 bei Laborarbeiten zu einer Explosion, bei der er beide Hände verlor, nahezu vollständig erblindete und eine schwere Gehörschädigung erlitt. Ab 1945 Chemiestudium, ab 1949 Studium der theoretischen Physik in Göttingen, das 1954 mit dem Hauptdiplom abgeschlossen wurde. Seit 1949 eigenständige Arbeiten hinsichtlich einer allgemeinen Feldtheorie, in der alle physikalischen Felder und deren Quellen einheitlich als dynamische Eigenschaften rein geometrischer Strukturen beschrieben werden. Diese Theorie wurde während der letzten Dekaden unter schwierigsten äußeren Bedingungen entwickelt und seit 1975 in mehreren Schritten teilweise veröffentlicht. Das Interesse an der Heimschen Theorie nimmt immer mehr zu und wird durch das Vorliegen der Gesamtausgabe (1996) unter dem Titel „Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt“ besonders herausgefordert: B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 1 (3., veränd. Aufl. 1998); B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 2 (2. unveränd. Aufl. 1996); B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite (unter Mitarbeit v. W. Dröscher; 2., veränd. Aufl. 2007); B. Heim / W. Dröscher / A. Resch: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs-, Formel- und Gesamtregister (1998).

Dipl.-Ing. Walter Dröscher, 1940 in Wien geboren, studierte nach der Matura 1959 Nachrichtentechnik an der Technischen Universität Wien. Bereits während des Studium und auch später reges Interesse für Mathematik und Allgemeine Relativitätstheorie; Diplom 1967.
1968 - 1974 bei der Fa. Siemens AG Österreich als Sachbearbeiter einer Entwicklungsabteilung tätig. Im Rahmen der Entwicklungsarbeit kam es zu mehreren Erfindungsmeldungen, die zu Patenten in Österreich und anderen Ländern führten.
1974 Eintritt in das Österreichische Patentamt, 1977 Ernennung zum ständigen fachtechnischen Mitglied, seit Anfang 1993 Leiter einer technischen Abteilung.
Mitarbeit an der Neuauflage von: B. Heim: Elementarstrukturen der Materie: einheitliche strukturelle Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation, Bd. 1 (3., veränd. Aufl. 1998); Beiträge in: A. Resch: Die Welt der Weltbilder (1994); Mitarbeit an: B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite (2., veränd. Aufl. 2007); B. Heim / W. Dröscher / A. Resch: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs-, Formel und Gesamtregister (1998); mit Prof. Jochem Häuser Arbeit an der Erweiterten Heimschen Theorie (EHT).

ISBN 978-3-85382-080-3