

V. Ludwig AE 134

MBB Messerschmitt-Bölkow-
Blohm GmbH

TECHNISCHE NIEDERSCHRIFT

VS-Tgb. Nr.:
Ausfg. Nr.:
VS-Ausl. Datum:

Vorhaben-/Abrechnungs-/Projektauftrags-Nr.:

Verteiler:

Dr. Kaltschmidt - AE 3^{*)}
Dr. Vincon - AE 433
Dr. A. Müller - IABG, WTF.
Dr. Kroy/Dr. Langerholc - AE 33
BB 0132 Mikrofilmtechnik

*) Deckblatt und Kurzfassung

MBB-Bericht Nr.: TN- AE 331-7/81

Verfasser: I. von Ludwig

UB/Abt./Sachgeb.: UA - AE 331

Titel: Die einheitliche geometrische 6-dimensionale
Quantenfeldtheorie von B. Heim.

TN-Umfang:

127 Blatt

Datum: 1.9.81 (letzte Ergänzung 1.7.82)

Kurzübersicht:

Es werden die Grundgedanken der Heimschen Theorie präsentiert und mit Arbeiten anderer Theoretiker verglichen. Die Entwicklung der Heimschen Theorie aus dem Einsteinschen Ansatz von 1945 wird diskutiert. Die geometrische Flußalgebra sowie der Übergang von geometrischen zu physikalischen Größen wird hergeleitet und die Teilcheneigenschaften, wie Spin, Strangeness, Parität, Helizität, Trägheit und Ladung als Eigenschaften einer geometrischen Struktur im Teilcheninnern gedeutet. Aus den einheitlichen Feldgleichungen wird ein bisher unbekannter Zusammenhang mit technologischen Konsequenzen zwischen Gravitation und Elektromagnetismus abgeleitet und ein Experiment zu dessen Bestätigung diskutiert.

Stichworte (Suchbegriffe):

Heimsche einheitliche Quantenfeldtheorie,
Heims Massenspektrum der Elementarteilchen,
Metronen-Theorie, Heimsche Flußalgebra, Weltselektor-Gleichung,
Gravito - Elektromagnetismus

Diese TN dokumentiert den Stand zum Zeitpunkt der TN-Erstellung. Bei Änderung des Standes wird diese TN wieder eingezogen noch verbessert. Sie ist von einem Änderungsdiens ausgeschlossen.

Name: Unterschrift	Verfasser v. Ludwig 7250	Verfasser	Abteilung AE 33/Dr. Kroy	Projekt/Programm	Freigabe durch UB-Leitung
Tel.		Tel.			

Zusammenfassung

Es wird ein kurzer Abriß der wesentlichen Inhalte der Heimschen einheitlichen Feldtheorie gegeben, in der Absicht, deutlich zu machen, wie eine Verknüpfung zwischen Elektromagnetismus und Gravitation begründet und auf welche Weise daraus technologischer Nutzen gezogen werden kann. Als Vorbereitung zu den vorliegenden Ausführungen möge die TN-AE 331-5/81 dienen über "Möglichkeiten und Notwendigkeiten einer Erweiterung der Einsteinschen Gravitationstheorie."

Um dem Leser Vertrauen in die Theorie von Burkhard Heim zu geben, wurde dessen Theorie der Elementarteilchen ausführlich erläutert. Denn die numerischen Ergebnisse führen zu derart exakten Übereinstimmungen mit den Messungen in der Kernphysik, daß diese als starke Bestätigung der Heimschen Theorie zu werten sind. Für technische Anwendungen ist von besonderem Interesse, ob und wie sich elektromagnetische in gravitative Felder und mit welchem Nutzeffekt umwandeln lassen. Hinweise darauf finden sich im Teil 2 des Buch-Manuskripts "Elementarstrukturen der Materie", das zur Publikation vorbereitet wird (gegen 1983), und von dem MBB laut Beratungsvertrag Vorabkopien erhalten hat und weiterhin erhält. Da die Veröffentlichung noch auf sich warten läßt, kann zur Zeit keine Beurteilung der Theorie von Fachexperten an den Universitäten erhalten werden. Andererseits hat die Firma MBB durch Heims Beratertätigkeit die Chance, als erste Institution Möglichkeiten einer technologischen Nutzung in Erfahrung zu bringen.

Oblicherweise verwenden die Teilchen-Physiker Verfahren der Quantenelektrodynamik (z.B. Renormierung, Störungsrechnung), mit denen Heim nicht arbeiten muß. Grund dafür ist, daß Heim eine andere Auffassung vom Aufbau der Elementarteilchen hat als nach dem Bild in der Quantenelektrodynamik (QED). In letzterer werden z.B. Elektronen als punktförmig angesehen. In der Nähe dieser Singularität würde die von dieser Quelle ausgehende Feldenergie divergieren. Daher denkt man sich in der QED virtuelle Teilchenpaare, die wieder in virtuelle Photonen zerstrahlen, und die infolge der "Vakuum-schwankungen" im Bereich hoher Energien auftreten. Die virtuellen Teilchen sind derart kurzlebig, daß sie experimentell nicht nachweisbar sind. Trotz-

dem wäre nach dieser Vorstellung die positive Ladung der virtuellen Teilchen, von denen sich die positiven in der Nähe des Elektrons aufhalten, zur Abschattung der Ladung ausreichend, um die beobachtete Elementarladung als endlich erscheinen zu lassen. In der Quantenchromodynamik (QCD) wendet man das gleiche Modell für den Austausch virtueller Teilchen in der Umgebung von Quarks an. Nach der geometrischen Struktur der Elektronen und Quarks wird in diesen Theorien nicht gefragt, obwohl sie eindeutig geometrische Gebilde sind, die sich von der Geometrie des Vakuums unterscheiden.

Die Relativitätstheoretiker nähern sich dem Partikelproblem, indem sie in die metrische Strukturtheorie, mit der die Gravitation beschrieben wird, Eichfelder einführen, welche die Eigenschaften der anderen physikalischen Wechselwirkungsfelder haben sollen. Der Spin läßt sich z.B. in die Geometrie einführen durch eine nichtsymmetrische Metrik. Schwieriger einzuführen ist der Quantenbegriff. Die geometrische Annäherung kann indessen die verblüffende Vielzahl der Elementarteilchen und deren Existenzzeiten nicht erklären.

Heim nähert sich dem Problem der Teilchen von der strukturtheoretischen Seite her, indem er Einsteins Gedanken (einheitliche Feldtheorie 1945 - 1949) folgt, daß alle physikalischen Erscheinungsformen Ausdruck einer geometrischen Struktur sind. Auch Heim verwendet einen nichthermiteschen Fundamentaltensor. Allerdings arbeitet er nicht, wie Einstein, mit der Riemann-Cartan-Geometrie, sondern führt auch in diese Geometrie den Quantenbegriff ein, so daß nicht mehr mit partiellen Differentialgleichungen, sondern mit partiellen "Flächendifferenzen-Gleichungen" im Rahmen der sog. Metronen-Theorie gerechnet werden muß. Seine Feldgleichungen sind zudem 6-dimensional und enthalten im Gegensatz zur Riemann-Cartan-Geometrie zusätzlich Produkte aus drei verschiedenen Metriken, deren physikalische Bedeutungen zunächst offengelassen wird. Vakuum- und energetische Zustände unterscheiden sich analog wie in der allgemeinen Relativitätstheorie (ART) durch das Maß der geometrischen Krümmung, bezogen auf die ebene Struktur; nur bewirken die Deformationen einer Struktur bei Heim in der Projektion auf die Ebene Kondensationen der geometrischen Letzteinheiten. Diese sind jedoch noch keine energetischen oder materiellen physikalischen Gebilde, sondern noch reine Struktur. Die wesentliche Eigenschaft der Heimschen Theorie besteht

darin, daß diese Maxima von Kondensationen in einem geometrischen Unterraum des R_6 mit Minima der Kondensation in einem anderen Unterraum korreliert sind, d.h. sich zyklisch gegenseitig austauschen. Sind mehrere Austauschprozesse beteiligt und in der Weise vernetzt, daß nach einer bestimmten Anzahl von Austauschprozessen wieder der Anfangszustand erreicht wird, so entsteht ein 6-dimensionales Gebilde mit Spin und Trägheit, das in der Projektion in den Raum R_3 sämtliche Eigenschaften materieller Letzeinheiten aufweist.

Je nach der Anzahl der an den Kondensations-Austauschvorgängen beteiligten 6 Koordinaten, entstehen die 4 Gruppen: Gravitonen (x_5 x_6 -Kondensationen), Photonen (x_4 , x_5 , x_6 -Kondensationen), ungeladene Teilchen (x_1 , x_2 , x_3 , x_5 , x_6 -Kondensationen) und geladene Teilchen (Kondensationen in allen 6 Koordinaten). Elektronen sind z.B. keine "Punkt-Teilchen", sondern sehr komplizierte, wenn auch locker gebaute Gebilde mit endlichen Abmessungen und endlicher Ladung. Ein Dualismus von Welle und Teilchen tritt nicht auf. Nach Heim ist das Unschärfeprinzip auf Meßvorgänge zu beschränken. Es sollte keineswegs ontologisiert werden. Folglich antwortet das Photon oder die Korpuskel als 6-dimensionale Struktur nur im Experiment als Wellenzustand oder als lokale Korpuskel. In Wahrheit ist es beides nicht. Ebenso kommt es nach Heim auch nicht zur Entstehung virtueller Teilchen und Photonen in der Umgebung stabiler Teilchen. Es sei denn, man würde bei Stoßprozessen die kurzzeitigen zyklischen Abläufe, in welche sich stabile Strukturen bei Übergängen auftrennen können, als virtuell ansehen. Neutrale Teilchen besitzen nach Heim 3 interne Zonen hoher Dichte, die als Streuzentren wirken. Diese Internzonen werden, nach Heim, von den Teilchen-Physikern fälschlicherweise mit Teilchen verwechselt, den sog. Quarks.

Die Erfolge der Quark-Theorie sind phänomenologischer Art und basieren nicht auf geometrischen Strukturbeziehungen. In der Heimschen Theorie lassen sich dagegen phänomenologische Aussagen aus strukturellen Gebilden einer komplexwertigen Flußalgebra herleiten. Eine Basisdynamik kann begründet werden und die Teilcheneigenschaften erhalten sämtlich eine geometrische "Anschaulichkeit".

Vorzüge der Heimschen einheitlichen Quantenfeldtheorie sind u.a.

- o Exakte Voraussagen des Spektrums der Massen, der Resonanzen, der Zerfallszeiten, der Werte der Kopplungskonstanten,
- o Vorhersage neuer Teilchen (u.a. ein "neutrales Elektron", massive Neutrinosorten) und Wechselwirkungen.
- o Verständnis des Anti-Teilchen-Defizits, der kosmologischen Evolution (ohne Urknall!), der Ursache der Trägheit und Gravitation, und quantenmechanischer Vorgänge.
- o Vereinheitlichung sämtlicher bekannter physikalischer Wechselwirkungen.
- o Neuartige in der Praxis verwertbare Erkenntnisse über den Gravito-Elektromagnetismus.
- o Widersprüche zu experimentellen Befunden sind nicht bekannt!

Kommentar zum gegenwärtigen Stand der Elementarteilchen-
Forschung anderer Theoretiker:

Seite 4 □ Süddeutsche Zeitung Nr. 150

Montag, 5. Juli 1982

Von einer „Weltformel“ noch weit entfernt

Die theoretischen Physiker kommen seit fünf Jahren nicht weiter

Von unserem Redaktionsmitglied Martin Urban

„Wir sind in den letzten fünf Jahren nicht weitergekommen und haben kein Gefühl für die Richtung, in der wir uns bewegen sollen.“ Dieses Fazit der Theoretiker unter den Elementarteilchenphysikern auf der Suche nach der „Weltformel“, der „Vereinheitlichungstheorie“, die erklärt, welche Kräfte Makro- und Mikrokosmos zusammenhalten, zog Steven Weinberg aus Cambridge/USA beim 32. Treffen der Nobelpreisträger in Lindau. Der Nestor und wohl berühmteste, lebende Physiker, Paul Dirac aus Talahassee/USA, sagte ihm gefalle „überhaupt keine Vereinheitlichungstheorie“. Er forderte seine Kollegen auf, „offeneren Geistes“ zu sein.

Das Bemühen der Physiker gilt dem Versuch, die verschiedenen „Wechselwirkungen“ in der Natur, die Schwerkraft eingeschlossen, in einer Theorie zusammenzufassen, selbstverständlich in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen der experimentellen Hochenergiephysik.

Solange bestimmte Grundfragen ungeklärt sind, müssen die Theoretiker entsprechend „flexibel“ in ihren Formeln sein. Drei Fragen sind es vor allem, die im Experiment beantwortet werden sollten: Hat das Neutrino, jenes Zerfallsprodukt der radioaktiven Elektronen-(Beta-)Strahlung eine wenn auch noch so geringe Masse im Ruhezustand? Andernfalls könnte man nämlich nicht verstehen, was die Sternenhaufen zusammenhält, auf welche Weise die Sonne ihre Energie verzehrt und ob sich das Weltall in alle Ewigkeit weiter ausdehnt, oder eines Tages wieder in sich zusammenfallen und dann erneut in einem „Urknall“ entstehen wird. Die bisherigen Experimente, unter anderem auch von Rudolf Mößbauer (München-Garching) und Mitarbeitern, lassen noch zu viele Fragen offen.

Die zweite fundamentale Frage ist, ob es den magnetischen Monopol gibt. Normalerweise sind ja alle Magnete unteilbare Dipole. Die Existenz des Monopols hat vor Jahrzehnten Paul Dirac vorausgesagt. Und auch Weinberg hält heute seine Existenz zum Verständnis der Physik für „notwendig“. Man kann ein Meßergebnis jüngerster Zeit in den USA als Beleg für die Existenz des Monopols auffassen. Es kann aber auch sein, daß die Erfolgsmeldung nur dazu diente, Geld für ein größeres Experiment lockerzumachen.

Die dritte Frage an die Experimentalphysiker, auf deren Beantwortung die Theoretiker dringlich warten, ist, ob der Wasserstoffatomkern, das Proton, stabil ist oder, wenn auch unvorstellbar langsam, zerfällt, womit einer der „Erhaltungssätze“ der Physik nicht gelten würde.

Neben diesen drei offenen Fragen gibt es in der Theorie der Elementarteilchen-Physiker noch weitere Lücken. Experimente mit größeren Beschleunigern, etwa bei CERN in Genf sowie bei DESY in Hamburg, sollen bestätigen, daß jene fiktiven Teilchen, mit deren Hilfe man das Innere von Atomkernbausteinen erfolgreich zu beschreiben gelernt hat, tatsächlich in der gewünschten Anzahl existieren. So sucht man etwa noch nach dem 6. „Quark“. Man sucht auch nach einem „Boson“, um eine spezifische Wechselwirkung von Kräften verstehen zu können.

Letztlich werde, so meint Weinberg, die Natur durch bestimmte „Eichinvarianzen“ — den Ausdruck hat der deutsche Mathematiker Hermann Weyl in den 30er Jahren erfunden —, die ein hohes Maß von Symmetrie aufweisen, beschrieben werden können. Wie die Formeln aussehen werden, was darin „invariant“, unveränderlich sein wird, weiß auch Weinberg nicht.

Inhalt:

Die einheitliche geometrische 6-dimensionale
Quantenfeldtheorie von B.Heim

1. Physikalische und mathematische Voruntersuchungen durch B.Heim
 - 1.1 Die notwendige und hinreichende Anzahl der Weltdimensionen
 - 1.2 Die geometrischen Letzteinheiten
 - 1.3 Die drei fundamentalen Weltstrukturen
2. Der allgemeinste geometrische quantenfeldtheoretische Ansatz
3. Das symmetronische Fundamentalproblem und die Lösungen der Hermetrieformen
4. Kondensorflüsse
5. Die Ursache von Trägheit und Ponderabilität
6. Die prototypischen Grundflußverläufe
7. Die Spin-Strukturen und Konjunktur-Isomeren
8. Partialspektren komplexer Hermetrie als einfachste Elementarteilchen
9. Die Innenstruktur stratonischer Elemente
10. Quantenzahlen bzw. Invarianten der möglichen Grundstrukturen
11. Das Massenspektrum der Elementarteilchen
12. Die gravito-elektromagnetische Wechselwirkung
 - a) Das Mesofeld μ
 - b) Der Dichteoperator Ω der Materie
 - c) Der einheitliche Feldstärketensor $M \mu\nu$
13. Erste praktische Anwendungen der Heimschen Theorie

Die einheitliche geometrische 6-dimensionale Quantenfeldtheorie von B.Heim

1. Physikalische und mathematische Voruntersuchungen durch B.Heim

In der TN-AE 331-5/81 wurde versucht, die wesentlichen Strömungen auf dem Gebiet der Gravitationsforschung kurz anzudeuten. Es wurden die wichtigsten Begriffe erklärt und die noch ungelösten Punkte der Einsteinschen Gravitationstheorie behandelt. Offene Fragen blieben

- o Singularitäten bei hohen Feldstärken und am Raum-Zeit-Ursprung
- o Geometrische Gestalt der Quellen des Gravitationsfeldes
- o Quantisierung der Raum-Zeit
- o Einheitliche Theorie sämtlicher Felder und Wechselwirkungen.

Die logischen Schwierigkeiten sind wesentlich darin begründet, daß Einstein das Prinzip der Geometrisierung des Gravitationsfeldes, als Konsequenz des Äquivalenzprinzips nicht von Anfang an auch auf das elektro-magnetische Feld bezogen hat. Dadurch erhält das Gravitationsfeld eine Sonderstellung unter den Wechselwirkungsfeldern. Die Geodätengleichung enthält die Masse nicht, weil die schwere und träge Masse identisch sind. Im elektro-magnetischen Fall hängt die Feldwirkung dagegen von der Konstitution des Ladungsträgers ab. Nach dem Energie-Materie-Äquivalenzgesetz wirkt das Gravitationsfeld bzw. deren Feldmasse auf seine Quelle ein, während die Feldmasse des elektro-magnetischen Feldes nicht mit seiner Ladung wechselwirkt, d.h. die Gravitation ist ein nichtlineares Tensorfeld, während das elektro-magnetische Feld als lineares Vektorfeld dargestellt werden kann. Die Möglichkeit, daß das elektro-magnetische Feld als Rotation eines Vektorpotentials geschrieben werden kann, ließ Weyl (1921) daran denken, die Riemannsche Geometrie derart zu modifizieren, daß im Krümmungstensor neben tensoriellen Größen, die das Gravitationsfeld als Raumkrümmung beschreiben, auch vektorielle Größen auftreten, die als elektro-magnetische Feldgrößen interpretiert werden könnten. Diese Zusatzgrößen erhielt Weyl durch Einführung einer Eichgröße im metrischen Fundamentaltensor und der Forderung nach Konforminvarianz der Feldgleichungen. (Die Nichtintegrabilität der Längenübertragung

in der Weylschen Geometrie wurde durch Lyra 1951 beseitigt).

Diese formal schöne Darstellung hatte den Nachteil, daß das elektro-magnetische Vektorpotential nicht durch metrische Koeffizienten beschrieben wurde, sondern quasi durch ein künstlich hinzugefügtes Eichfeld, welches die Metrik des Gravitationsfeldes deformiert. Der metrische Raum setzt aber einen affinen geometrischen (Punkt zu Punkt) Zusammenhang voraus, weshalb Einstein 1945 - 1950 einen anderen Weg einschlug, um das elektro-magnetische Feld durch die metrischen Koeffizienten zu berücksichtigen. Er wählte eine komplexe Mannigfaltigkeit V_4 als Geometrie, in welcher der (in der Riemannschen Geometrie symmetrische) metrische Tensor nicht mehr symmetrisch, sondern nichthermitesch, d.h. nichtsymmetrisch und komplex ist.

$$\begin{aligned} g_{ik}^* &= g_{ki} \longleftrightarrow g_{ik} \equiv a_{ik} + i f_{ik} \text{ mit } a_{ik} = a_{ki} \\ &= \qquad \qquad \qquad f_{ik} = -f_{ki} \end{aligned} \quad (1)$$

$$ds^2 \equiv g_{ik} dx^i dx^k = a_{ik} dx^i dx^k$$

Es ist nicht zwingend, die a_{ik} mit dem Gravitationspotential φ_i und die f_{ik} mit dem Vektorpotential des elektro-magnetischen Feldes α_i zu identifizieren. Ebenso könnten die neuen Größen als zusätzliche Komponenten des Gravitationsfeldes der 10 g_{ik} aufgefaßt werden.^{*)} Nach Treder (A. Mercier, A.-J. Treder und W. Yourgrau) in On General Relativity, Akademie Verlag, Berlin, 1979) ist die natürlichste Interpretation für f_{ik} gravitationelle Zusatzgrößen^{zu} sein, da diese Strukturen universell wie auch das Gravitationsfeld sind.^{*)}

Einsteins Theorie war als eine Theorie der Gravitation und nicht als eine allgemeine Theorie der Wechselwirkungen entwickelt worden. Er versuchte dies in seinen letzten Lebensjahren mit seinen Arbeiten an einer einheitlichen Feldtheorie nachzuholen. Inzwischen hatte die Quantenmechanik große Fortschritte gemacht, und deren Vertreter verlangten von Einstein, er solle den Quantenbegriff mit berücksichtigen. Dies war zur damaligen Zeit eine schwere Forderung, die Einstein nicht mehr erfüllen konnte.

*) $4 \times 4 = 16$, wegen $g_{ik} = g_{ki}$ ($i, k \dots 4$) sind 6 Elemente gleich.

**) Annahme: $g_{ik} \neq g_{ki} \rightarrow 16$ Elemente, 10 gravitative und 6 zusätzliche f_{ik} -Elemente

Zu Beginn der 50er Jahre setzte B.Heim Einsteins Überlegungen fort. Zunächst faßte er Einsteins großen Gedanken von der Möglichkeit der Geometrisierung ganz allgemein auf, ohne diesen nur auf das Gravitationsfeld zu beziehen und sah die Entwicklung allgemeiner Feldgleichungen mehr als ein rein mathematisches Problem an, das ohne Hinzufügen physikalischer Felder behandelt werden sollte und deren Symmetrieforderungen (z.B. Divergenzfreiheit des Krümmungstensors) nicht proportional zu physikalischen Erhaltungssätzen (z.B. Divergenzfreiheit des Energieimpulstensors der Materie) gesetzt werden müßte, wie es Einstein tat, sondern als eine äquivalente geometrische Entwicklung neben der Physik vorgenommen werden sollte.

Zunächst ließ Heim die Einsteinsche Identifikation der $g_{ik} = g_{ki}$ mit dem Gravitationspotential fallen und faßte die g_{ik} auf als ganz allgemeine Wechselwirkungspotentiale. Die fundamentale Größe in Einsteins Theorie ist Riemanns Konzept der geodätischen Messung, die durch die g_{ik} ausgedrückt wird. Eddington hatte bereits vorgeschlagen, die Koeffizienten des affinen Zusammenhangs $\Gamma_{\kappa\epsilon}^i$ als fundamentaler anzusehen, das hieße z.B. daß, physikalisch gesehen, ein Foucault-Kreisel eine elementarere Meßapparatur als ein Meterstab wäre. Die verschiedenen Verallgemeinerungen von Einsteins Theorie der Gravitation können als Versuche angesehen werden, die metrische Struktur der Raum-Zeit als sekundär gegenüber fundamentalen Strukturen der reellen physikalischen Natur anzusehen.

Heim setzte wie Einstein den metrischen Fundamentaltensor in der allgemeinsten Form an, d.h. nicht-symmetrisch und komplex. Diese nichthermiteschen g_{ik} waren noch nicht allgemein genug. Denn Einstein hatte, als er die g_{ik} mit dem Gravitationspotential identifizierte, unterstellt, daß sich auch die Wirkungen des Gravitationsfeldes nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten würden - eine Annahme, die bis heute unbestätigt ist. Er unterstellte daher, daß für Gravitationsfeldstörungen ebenfalls die Lorentzgruppe der Transformationen wie in der Elektrodynamik gilt, und daß sie daher als Tensorgleichungen in der 4-dimensionalen Raum-Zeit-Mannigfaltigkeit R_4 beschrieben werden könnten.

Unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten der für verschiedene Felder zuständigen Transformationsgruppen würden eine Erweiterung der Trans-

formationsgruppen zu einer übergeordneten Gruppe erfordern, in der die gravitative und die elektro-magnetische jeweils Untergruppen sind, die in verschiedenen Raum-Zeit-Universen definiert sind. Da in der Welt sowohl gravitative wie auch elektro-magnetische Wirkungen nebeneinander registriert werden, müßte gefolgert werden, daß die Welt (wegen der Übergruppe der Transformationen) höherdimensional wäre, sofern die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitationen z.B. größer als die Lichtgeschwindigkeit sein sollte. Im R_4 würde man dann lediglich Projektionen höherdimensionaler Strukturen registrieren.

Einstein hatte bereits erklärt, daß die vier Dimensionen der Welt notwendig sind, um die Invarianz der Bewegungen zu garantieren, daß diese jedoch nicht hinreichend zu sein brauchen.

In der allgemeinen Relativitätstheorie existieren keine diskreten Quellen des Gravitationsfeldes. Die lokale Trägheit wird nach dem Machschen Prinzip induziert von der an die gesamte Himmelssphäre projiziert gedachten Masse sämtlicher Sterne. Andererseits sind neutrale Teilchen durch ihre Trägheit definiert.

Betrachtet man in der Gravitationstheorie elementare Quellen oder Teilchen, die sich auf geodätischen Bahnen bewegen, so ist durch diese Bewegung zwar das Schwerfeld forttransformiert worden. Das Teilchen selbst und die ihm entsprechende Metrik sind aber nach wie vor vorhanden. In der Relativitätstheorie umgeht man die Frage nach der Struktur des Teilchens dadurch, daß man sich die Masse in einem Punkt vereinigt denkt und die Eigenschaften der Teilchen, z.B. ein Spinor zu sein, einführt durch spezielle Funktionen (z.B. Spinoren, Vektoren, Skalare) in Tetradenfelder, d.h. in lokal euklidische Bezugssysteme, in jedem Punkt. Einer rein geometrischen Strukturgröße werden physikalische Modelle beigelegt ohne eine vollständige Geometrisierung zu erzielen.

Das Problem der Definition freier Teilchen in voller Allgemeinheit ist noch nicht geklärt (R.U. Sexl & H.K. Urbantke "Gravitation und Kosmologie", B.I. Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1975). Man weiß nicht, wie sich die metrische Struktur des Teilchens von seinem Feld unterscheidet. Andererseits weiß man aus den Feldgleichungen, daß die innere Beschaffenheit eines Körpers Einfluß auf die Bewegung nimmt. Man wird daher gezwungen, den Punktteilchenbegriff zu modifizieren oder ganz aufzugeben. Nach Dixon (G. Dixon, Nuovo Cimento (X) 34, 317 (1964)) ist es unvermeidbar, das Punktteilchen durch einen ausgedehnten "Materieschlauch" zu ersetzen, der seinerseits eine zeitartige Kurve eindeutig festlegen soll. W. Beiglböck (Z. Naturforschung, 22a, 1342-1347 (1967)) wies nach, daß die Materieverteilung eines solchen Schlauches eine Geodätische in dem durch die Feldgleichungen festgelegten metrischen Zusammenhang ist.

Einstein dachte nicht daran, daß seine Feldtheorie auch im mikroskopischen Bereich Gültigkeit haben könnte, daher konnte er zurecht die Quellenstruktur vernachlässigen soweit er makroskopische Gravitationsfelder studierte. Eine allgemeine Wechselwirkungstheorie, welche sich das Geometrisierungsverfahren Einsteins zum Vorbild nehmen will, kann nur eine Theorie allgemeiner Wechselwirkungen (also auch der schwachen und starken Wechselwirkung) sein, und wegen der geringen Reichweite der Kernwechselwirkungskräfte kann die Teilchenstruktur nicht mehr vernachlässigt werden.

Weil Einstein die Feldquellen nicht mitzugeometrisieren versuchte, wurde die ART von vielen Elementarteilchen-Physikern nicht besonders hoch geschätzt. Man warf Einstein vor, daß er mit der ART nicht genügend physikalische Aussagen machen konnte und Übungen in reiner Mathematik veranstaltet hätte. Besonders J. Schwinger (General Relativity and Gravitation, Vol.7, 3, 251-256 (1976) hielt Einsteins Theorie die Erfolge seiner Quellentheorie entgegen, die eine systematische phänomenologische Annäherung an die Partikel-Physik darstellte.

Diese Erfolge hängen mit der den Amerikanern eigenen philosophischen Denkweise des Pragmatismus zusammen, welche seit 1945 die physikalische Theorienbildung zu beherrschen begann. Einstein und Eddington und ihre Schüler waren noch beherrscht von der Auffassung, daß eine physikalische Idee zugleich "philosophisch sauber" zu sein hätte. Dieser Richtlinie folgte auch Heisenberg in seiner Elementarteilchentheorie mit nicht-linearen Spinoren. Durch die pragmatische Richtung der Elementarteilchenphysiker, die in ihren Eichtheorien Quarks postulieren mußten, sei "gute Physik unbewußt durch schlechte Philosophie verdorben worden", schrieb Heisenberg (Naturwissenschaften, 63 Jgg., 1, S. 1 (1976)). Die philosophisch orientierte Einstellung, daß die physikalische Wirklichkeit im Grunde genommen einfach sein müsse, äußert sich besonders kraß in dem Bekenntnis des großen Mathematikers H. Weyl, er habe in seinem Leben immer das Schöne und Wahre gesucht. "Aber wenn ich mich zu entscheiden hatte zwischen dem Schönen und dem Wahren, so habe ich mich immer für das Schöne entschieden ", "denn meistens ist es dann auch wahr", bekräftigte dies Lyra.

In einem Aufsatz über die methodologische Vereinheitlichung von Elektromagnetismus und Gravitation im Rahmen der Quellentheorie, glaubte Schwinger (1976, in General Relativity, Vol. 7, 3, S. 251-256) das Gravitationsfeld "entmystifiziert" zu haben, weil die Vereinigung nicht nur aus "Spekulationen über die Weltgeometrie" gewonnen werde.

Einstein hatte sich gegen die Auffassung von der Dominanz des Quantenprinzips gewehrt, weil die Unschärfebeziehung die mikroskopische Struktur der Weltgeometrie auf eine Weise beeinflussen mußte, die mit den Mitteln der bekannten mathematischen Differentialgeometrie nicht beherrschbar war.

Er hatte dagegen die Hoffnung, daß der Quantenbegriff aus einer geometrischen Betrachtungsweise von selbst resultieren müßte. Erst Wheeler hat in seiner Geometrodynamik (1962 "Geometrodynamics", Academic Press, New York) versucht, die Teilcheneigenschaften aus der Topologie des Raumes herzuleiten. Es lassen sich jedoch nicht sämtliche Eigenschaften damit gewinnen. In die LagrangeFunktionen, deren Variationen zu den Feldgleichungen führen, werden die Feldgrößen, die empirisch bekannt sind, von vornherein eingebaut. Ein Verständnis der fundamentalen geometrischen Zusammenhänge resultiert daraus nicht. Eine allgemein gültige Theorie der Elementarteilchen wurde bis heute nicht formuliert "wegen des Fehlers, der zu Beginn der Quantenmechanik (in den 1920er Jahren) begangen wurde", schreibt Sachs (in Foundations of Physics, Vol 11, 3/4, S. 329-354, 1981), "die Kopplung der Strahlung an die Materie in einer Weise zu inkorporieren, die mit den Regeln sowohl der Quantentheorie als auch der ART konsistent gewesen wäre." Die Zeit sei in den 1980ern reif für eine neue Renaissance in der Physik, meint Sachs. Doch welchen Weg sollte man gehen? Die ART kennt keine separablen Teile. Es gibt nur ein einziges Feld bzw. eine einzige Geometrie, die sich in einer unendlichen Vielfalt von "unterscheidbaren Moden" manifestiert. Dagegen ist die Materie quantenhaft durchstrukturiert. Die Quantentheorie kann nicht aufgegeben werden; und die eine ist unvollständig ohne die andere.

Die Unvereinbarkeit beider Theorien im gegenwärtigen Zustand zeigt sich sehr deutlich in der theoretischen Formulierung des "Quantensprungs". Nach dem Bohrschen Atommodell wird ein Photon von einem "Emitter" freigesetzt und vom "Absorber" vernichtet. Die Komponenten Emitter/Absorber tauschen nur sehr geringe kinetische Energie aus, so daß für die Triade eine nichtrelativistische Approximation ($\frac{v}{c} \approx 0$) existiert. Das Photon ist jedoch nichtinertial. Es läßt sich keine Energie kontinuierlich abzapfen und damit dessen Geschwindigkeit ändern. Solange das Photon existiert, behält es die Geschwindigkeit $v = c$. Das Photon besitzt keine nichtrelativistische Grenze. Die Theorie für den Quantensprung muß demnach den Regeln der Quantentheorie ebenso gehorchen wie den Transformationseigenschaften der speziellen Relativitätstheorie. In den 20er Jahren wurde daher die "Quanten-Feld-Theorie" zur Beschreibung des Quantensprungs entwickelt. Man gelangte jedoch zu Gleichungen, die ohne Lösung

blieben (P.A.M. Dirac, The Principle of Quantum Mechanics, 4th ed. Cambridge, 1958. Section 81). Der Grund dafür war, daß immer Unendlichkeiten auftraten, wenn um die Quellpunkte integriert werden mußte, da die Feldliniendichte dort unendlich groß wurde.

Zu Beginn der 40er Jahre wurde ein Verfahren entwickelt, diese Unendlichkeitswerte durch die numerische Methode der "Renormalisierung" zu vermeiden. Man versuchte "Lösungen" zu konstruieren, welche die Daten durch Ausdrücke mit unendlichen Reihen repräsentieren. Man subtrahierte die ursprünglichen Unendlichkeiten fort mit anderen eingeführten Unendlichkeiten, um endliche Werte für die vorhergesagten physikalischen Eigenschaften der Mikromaterie zu erhalten. Dieses Verfahren war überraschenderweise sehr erfolgreich. Zum Beispiel gelang die Vorhersage des anomalen magnetischen Moments des Elektrons bis auf 10 Stellen genau. Obwohl es sicherlich einen Grund für die numerischen Erfolge geben muß, reichen diese nicht aus, um die zugrundeliegenden Konzepte der Quantentheorie zu verifizieren. Denn es konnte noch nie gezeigt werden, daß die Renormalisierungstechnik ein mathematisch konsistenter Formalismus ist. (R.P. Feynman und A.R. Hibbs "Quantummechanics and the Path Integral, Mc Graw Hill, 1970, Kap. 9 und S. 260). Es gelang auch nicht, die Quantenfeld-Theorie nahtlos in den Formalismus der Quantenmechanik für den Fall $\frac{v}{c} \rightarrow 0$ zu überführen. Es gibt also keinen Beweis dafür, daß die heute in der Hochenergiephysik der Elementarteilchen verwendete Quantenelektrodynamik irgendeinen Zusammenhang mit der Quantenmechanik hat, z.B. in der Version von Schrödingers Wellenmechanik oder Heisenbergs Matrizenmechanik im nichtrelativistischen Bereich (Sachs 1981).

In der Quantenmechanik wird ein Teilchen durch eine Wellenfunktion Ψ dargestellt von der die Phase eine reelle Bedeutung hat, während die Amplitude nur die möglichen Aufenthaltsorte des Teilchens bzw. Wellenpaketes angibt. de Broglie schlug eine Theorie der doppelten Lösung vor (L. de Broglie: Non linear wave mechanics. A causal interpretation, Amsterdam,

1960). Nach dieser Idee existiert jede kontinuierliche Lösung der wellenmechanischen Gleichung zweifach, nämlich einmal als Lösung u die die bewegliche Singularität, also das Teilchen betrifft, und andermal als Lösung der Wellenfunktion ψ . u und ψ sind 2 Wellen, deren Phasen in gleicher Weise von den Koordinaten abhängen, jedoch mit unterschiedlichen Amplituden. Die Fortpflanzungsgleichung für die u -Welle ist nichtlinear. Das Teilchen ist nicht bloß ein singulärer Bereich der ausgedehnten ψ -Welle, sondern es wird durch diese geführt und unterliegt z.B. Beugungseffekten, die selbst in großer Entfernung hervorgerufen werden können.

Die philosophischen Mängel werden zwar deutlich von allen Physikern gespürt, doch wegen der numerischen Erfolge in Kauf genommen. Man hofft, daß die Probleme rein mathematischer Art sind, deren Lösung nur eine Frage der Zeit ist.

Eine einheitliche Theorie der Wechselwirkungen muß sowohl die geometrische Natur der Trägheitseigenschaften als auch die Welleneigenschaften der Materie beschreiben.

Ein ganz allgemeiner Ansatz könnte von Einsteins Ansatz zu einer einheitlichen Feldtheorie mit nichthermitescher Geometrie ausgehen, müßte jedoch darauf abzielen, den Mikrobereich zu beschreiben. Im Gegensatz zu Einstein ließ Heim die physikalische Bedeutung der Komponenten eines solchen metrischen Fundamentaltensors zunächst offen. Es müssen irgendwelche Wechselwirkungs-Potentiale sein. Die von Einstein bereits im Ansatz getroffene Interpretation: Symmetrische Tensorkomponenten $g_{ik}^* = g_{ki}^* \hat{=} \text{Gravitationspotentiale}$ und die nichthermiteschen $g_{ik}^* = -g_{ki}^* \hat{=} \text{elektro-magnetische Potentiale}$ war nach Heims Auffassung verfrüht.

Ebensowenig sollte man versuchen, weitere Komponenten für die schwache Wechselwirkung, welche den β -Zerfall kennzeichnet, und für die starke Wechselwirkung, die für den Zusammenhalt des Kerns verantwortlich ist, zu konstruieren, sondern zunächst eine ganz allgemeine nichthermitesche Geometrie entwickeln, welche auf diskreten Letzteinheiten aufbaut, und deren Eigenschaften untersuchen.

1.1 Die notwendige und hinreichende Anzahl der Weltdimensionen

Das einzig Sichere, was nach Heims Ansicht über Elementarteilchen ausgesagt werden kann ist, daß sie Ereignisstrukturen als Zentren von Wechselwirkungsvorgängen sind. Will man Wechselwirkungen geometrisieren, so hat man folgendes zu konstatieren: Jede Art einer physikalischen Wechselwirkung ist durch eine Symmetrie- und eine Invarianzforderung charakterisiert.. Im geometrischen Bild genügt jede dieser Wechselwirkungen stets irgendeiner Transformation aus der Poincaré-Gruppe. Das folgt aus dem Bereich der Erfahrung, wonach es Erhaltungssätze gibt, die fordern, daß Wechselwirkungen ein-eindeutig sein müssen. Wären sie es nicht, so könnten z.B. Energien verschieden abgebildet und dann allein durch Transformationen beliebig erzeugt und vernichtet werden.

Angenommen, es gäbe n verschiedene physikalische Wechselwirkungen, dann gäbe es entsprechend n Invarianz-Forderungen die Erhaltungssätze definieren, nach denen sich die jeweilige Wechselwirkung vollzöge. In der geometrischen Beschreibung wären demzufolge n verschiedene Raum-Zeit-Systeme zu konstruieren, die bezogen auf die jeweilige Wechselwirkung geodätisch sind.

Man bekommt dann n verschiedene Koordinatensysteme mit $4n$ verschiedenen Einheitsvektoren, wobei jedes dieser n Koordinatensysteme über vier Koordinaten verfügen würde. In jedem dieser Koordinatensysteme läßt sich ein vektoriellcs Linienelement definieren, das jeweils die Summe der vier vektoriellen Differentiale geodätischer Koordinaten (bezogen auf die jeweilige Gruppe) darstellt, und wobei keins zu einem anderen normal verläuft.

Das gesamte Linienelement muß die Summe aller dieser n Linienelemente sein, da die Wechselwirkungs-Potenzen sämtlich im Definitionsbereich der Elementarteilchen zusammengefügt sind.

Das Quadrat des gesamten Linienelements $(ds)^2$ kann dann auf cartesische Koordinaten bezogen werden. Auf diese Weise erhält Heim einen nichthermiteschen Fundamentaltensor, der ganz universell aufgefaßt ist. Denn von sämtlichen möglichen quadratischen Differentialformen ist diejenige mit nichthermiteschen Tensorkomponenten eine Universalmetrik, die in jedem Wechselwirkungssystem anwendbar ist, sofern nur die Poincaré-Gruppe insgesamt gilt, was aber wiederum durch die Erfahrung der Erhaltungssätze garantiert wird.

Ähnliche Überlegungen wie die oben genannten zu einer ganz allgemeinen Strukturtheorie führten Heim auch auf dem Gebiet der Phänomenologie dazu, einen einheitlichen nichthermiteschen Energie-Impulsdichte-Tensor zu suchen.

Er untersuchte zu diesem Zweck eine nichthermitesche Feldtheorie, in welcher ein Gravitationsfeld ähnlich beschrieben wurde, wie das elektromagnetische Feld. Das ist nur möglich, wenn es elementare Materie-Feldquanten als Ladungsträger gibt.

Heim führte daher ein Mesofeld (analog zum Magnetfeld in der Elektrodynamik) in seine vektorielle Gravitationstheorie ein. Mit dieser Annahme wurde die Aufstellung eines einheitlichen Energie-Impuls-Dichte Tensors für das gravitative und elektromagnetische Feld, in dem Quellen und Felder gleichermaßen berücksichtigt sind, ^{möglich} Im Gegensatz zur ART ist Heims Energie-Impuls-Dichte-Tensor der Gravitation also ein echter Tensor, dessen Quantisierung keine prinzipiellen Schwierigkeiten bereitet. Denn eine räumliche Energiedichte ist eine raum-zeitliche Wirkungs-dichte; und Wirkungen sind immer ganzzahlige Vielfache einer Quanteneinheit.

In den Feldgleichungen steht anstelle der $\propto (T_{ik} + t_{ik})$ in der ART (als phänomenologischer Anteil) Heims einheitlicher Energie-Dichte-Tensor $\propto T'_{ik}$, der quantisierbar ist:

$$R_{ik} + \frac{1}{2} g_{ik} R = \propto T'_{ik},$$

D.h. es stehen differentielle Änderungen von Strukturgrößen solchen Größen gegenüber, die sich nur um ± 1 ändern können, d.h. der Limes der Differentialrechnung gilt für diese Größen nicht. Die metrische Struktur muß (wie die physikalische) aufgefaßt werden als ein metrischer Zustand einer Raum-Zeit. Es war also eine Zustandsfunktion gesucht, die im Mikrobereich derartige Zustände beschreibt.

Aus den Affin-Tensoren Γ_{ke}^i , die in der Riemannschen Geometrie Abweichungen eines metrischen Strukturzustands vom pseudo-euklidischen Raum darstellen, bildete Heim eine Zustandsfunktion φ_{ke}^i des metrischen, aber nichthermitischen R_g -Zustands.

Aus den metrischen Strukturgrößen läßt sich ein Operator C herleiten, der die Eigenschaft besitzt, daß die Operatorwirkung für den Übergang zum geometrischen Kontinuum zum Ricci-Tensor R_{ke} wird:

$$C_i \varphi_{ke}^i \rightarrow R_{ke}$$

Die reellen Eigenwerte λ_i der hermitischen Operatoren C_i liegen sämtlich in diskreten Punktspektren:

$$C_{(i)} \varphi_{ke}^{(i)} = \lambda_{(i)} \varphi_{ke}^{(i)} \quad (2)$$

(die Klammer bedeutet, daß die Summenkonvention für diesen Index aufgehoben ist). Die Zustandsfunktionen gehen beim Übergang in den makroskopischen Bereich über in die affinen Verschiebungssymbole der infinitesimalen Analysis $\varphi_{ke}^i \rightarrow \Gamma_{ke}^i$.

Wegen der nichthermiteschen Struktur der g_{ik} gibt es drei verschiedene Möglichkeiten zur Bildung von Matrizen Spuren bzw. Verjüngungen des Krümmungstensors R_{jke}^i (im Gegensatz zur Riemannschen Geometrie). Das gleiche gilt (wegen $R_{jke}^i \rightarrow \lambda_i \varphi_{ke}^i$) für die Diskontinuität.

Anstelle von Feldgleichungen in der ART stehen jetzt die Eigenwertgleichungen (2), von denen es $4^3 = 64$ gibt. 28 Gleichungen bleiben leer, so daß insgesamt 36 übrig bleiben. Da diese Gleichungen gegenüber allen zugelassenen Koordinatentransformationen (der Poincaré-Gruppe) invariant sein müssen, lassen sich alle Gleichungen gemeinsam als Komponenten eines kanonischen Energiedichtetensors schreiben, der 6-reihig ist. Da die

Spalten und Reihen eines Tensors jeweils Vektoren sind, und weil die Spaltenzahl die Raumdimension bestimmt, müssen die invarianten Energiedichten in einem 6-dimensionalen Raum existieren.

Aus physikalischen Beobachtungen muß gefolgert werden, daß die beiden zusätzlichen Dimensionen imaginär sein müssen. Das Konzept eines so entstehenden komplexen Minkowski-Raumes ist nicht neu. Es wurde bereits von verschiedenen Autoren in die ART und in die Twistor-Theorie eingeführt (E.T. Newman, J. Math. Phys., 14, 774 (1973); R.O. Hansen und E.T. Newman, Gen. Rel. Grav., 6, 361 (1975); R. Penrose und M.A.H. Mac Collum, Phys. Rep. 6c, 241 (1974); E.A. Rauscher, Bull. Am. Phys. Soc., 23, 84 (1978) . Andere Autoren begründeten das Konzept des 3-dimensionalen komplexen Raumes damit, daß dadurch eine vollständige Symmetrie zwischen reellen und imaginären Weltkoordinaten hergestellt werde (z.B. P.T. Pappas, Lettere a Nuovo Cimento, Vol. 22, 15, S. 601 (1978)). Nun mußte Heim nach der geometrischen Letzteinheit in der Physik suchen.

1.2 Die geometrischen Letzteinheiten

Die geometrische Letzteinheit muß in der Größenordnung der Planckschen Elementarlänge $L = \sqrt{\hbar \hbar / c^3} \approx 10^{-33}$ cm liegen. Denn diese Länge kann durch materielle Vergleichsmaßstäbe prinzipiell nicht mehr unterschritten werden, da jeder energetische Maßstab durch sein eigenes Gravitationsfeld die Metrik derartig stark deformiert, daß eine genauere Längenmessung als L prinzipiell unmöglich ist. H.-J. Treder "Philosophische Probleme des physikalischen Raumes," Akademie Verlag, Berlin, 1974. S. 172).

Verwendet man aber die Länge L als Elementarlänge, d.h. als den Abstand, der zwei unterscheidbare Punkte mindestens trennen muß, dann bleibt unklar, wie geometrische Punkte interpretiert werden müssen, da die Quanten-

fluktuationen in diesem Bereich nur Mittelwerte festzulegen gestatten. Man müßte demnach annehmen, daß die geometrischen Größen statistische Erwartungswerte entsprechender Feldoperatoren sind. Die Struktur der Differentialgeometrie muß dann eine statistische Interpretation bekommen.

"Die Quantentheorie der Gravitation scheint anzudeuten, daß in 'pico-physikalischen' Bereichen weder die Konzepte der Riemannschen Geometrie einfach weiterhin verwendet werden können noch Konzepte, die aus der Geometrie der metrischen Mannigfaltigkeiten übernommen wurden. Doch das würde schließlich bedeuten; daß wenn eine Fusion von Quantentheorie und ART erfolgreich ist, diese Fusion beträchtliche Konsequenzen für die gesamte Vorstellung über die Quantenfeldtheorie überhaupt haben wird."

(A. Mercier, H.-J. Treder und W. Yourgrau "On General Relativity, Akademie-Verlag, Berlin, 1979, S. 153).

Die meisten Physiker sehen zwar, daß die Existenz der Planckschen Länge die Änderung der Differentialrechnung erfordern würde, ziehen es aber vor, diese mathematische Grenze als eine physikalische zu interpretieren. J.A. Wheeler (Relativity, Groups and Topology, eds. B.S. und C.M. De Witt, Gordon and Breach, New York, 1977) entdeckte die Möglichkeit, daß es Quantenfluktuationen der Metrik nicht nur innerhalb jeder Topologie, sondern auch zwischen einer Topologie und einer anderen gibt, so daß die Raum-Zeit-Struktur auf der Skala der Planckschen Länge mehrfach durch wurmartige Strukturen zusammenhängen könnte. Diese wurmartigen Strukturen versuchte S.W. Hawking (in General Relativity - An Einstein Centenary Survey, eds. S.W. Hawking und W. Israel, Cambridge University Press, London, 1979) mathematisch zu beschreiben. Er betrachtete Metriken aller möglichen Topologien und deren Lösungen und erhielt so seltsame Effekte wie gravitativen Zerfall von Baryonen oder Myonen, hervorgerufen durch deren Hineinfallen in gravitative Instantonen oder virtuelle schwarze Löcher und Hervorkommen daraus als eine andere Art von Teilchen.

Einige Autoren meinten, Elementarteilchen (z.B. das Elektron) sollten den Durchmesser einer Planckschen Länge besitzen. Doch die jener Länge zukommende Plancksche Masse ist $M_0 = \sqrt{\hbar c / G} = 2,2 \times 10^{-5} \text{ g} (= 1,22 \times 10^{19} \text{ GeV})$, wäre also ein superschweres Teilchen, ein sog. "Uniton"

nach Phillips (1979). C.Srivarqm und K.P. Sinha schlugen vor, M_0 mit Quarks zu identifizieren (Lettere al Nuovo Cimento, 10, 222 (1974)).

M. Phillips (Int.J.Theor. Phys. Vol 18, 1, 41-65 (1979) identifizierte die Unitons als Spin-1-Bosonen, die als Uniton-Antiuniton Paare sich als virtuelle Gravitonen verhalten wie virtuelle Elektron-Positronpaare in der Theorie der Quantenelektrodynamik oder Gluons-Anti- Paare in der Quanten-Chromodynamik. Sie erscheinen als Goldstone-Bosonen aus der spontanen Brechung der Poincaré-Symmetrie als Folge der Nichterhaltung der Vakuum-Energie. Die Plancksche Länge ist nach Phillip der halbe Schwarzschild-Radius des Unitons und spielt damit möglicherweise die Rolle eines schwarzen Loches des quantisierten Gravitationsfeldes, was darauf hindeuten sollte, daß auch die Gravitation für einen Symmetrie-Brechungs-Mechanismus verantwortlich sein könnte.

J.C. Nickerson argumentierte (Int.J.of Theor.Phys., 14, 367 (1975) , daß die euklidische Geometrie des leeren Raumes selbst erzeugt sein könnte durch ein Vakuum von hoher negativer Energiedichte, d.h. daß der flache Raum nicht leer sondern ein See von Fermionen endlicher (aber riesiger) Energien sei. Elementarteilchen wären die Störungen des Gravitationsfeldes des "Vakuums" und Planckscher Dichte ($\rho_0 = \frac{M_0}{L_0^3} = \frac{c^5}{4G^2} = 5,2 \times 10^{93} \frac{g}{cm^3}$).

Nickersons Hypothese kann mit der Einstein-Carter-Theorie der Gravitation hergeleitet werden (Phillips 1979). Anstelle der Erhaltung der Energie und des Impulses tritt dann das Prinzip der Erhaltung der Materie und des Vakuums. Als Ruhemasse wird die potentielle Energie verstanden, die in Deformationen des aus Unitons bestehenden Vakuums gespeichert ist. Die Existenz einer Elementarlänge führt bei physikalischer Interpretation auf das Bild eines aus Uniton-Teilchen dicht gepackten "Vakuums". In der nicht-diskreten Geometrie, welche Phillips verwendet, "erkennen" Elementarteilchen dieses Vakuum als euklidisch und wechselwirken nicht mit diesem. Die abstoßende Kraft zwischen den Unitons gemäß ihrer Spin-Wirkungen ist in Planckschen Abständen von derselben Größenordnung wie ihre gegenseitigen Newtonschen Anziehungskräfte. Daher herrscht ein gravitatives Gleichgewicht bei Planckscher Dichte.

Phillip führt die starke Wechselwirkung ein durch "starke" Gravitationsfeldgleichungen für Hadronen

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = -\kappa_N \sum_{\mu\nu}^{(vac)} - \kappa_S T_{\mu\nu}$$

wobei $\kappa_S = 8\pi G_S / c^4$ mit $G_S \sim 10^{38} G_{(Newton)}$ gesetzt wurde, und der Λ -Term garantiert, daß der materiefreie Raum euklidisch ist und die wellenmechanische Natur der Unitons impliziert. Die Vakuumpolarisation erscheint auf zwei Ebenen, in der "schwachen" Planck Ebene, die für die Quantisierung verantwortlich ist und in der "starken" Planck-Skala, der Arena für starke Kräfte. Hadronen koppeln an das Newtonsche und an das Yukawa-Potential.

Letzteres ergibt sich durch den Austausch von massiven Uniton-Anti-uniton-Zuständen. Phillips Theorie ist nicht bimetrisch, sondern die Metrik lautet

$$g_{00} = 1 + \frac{2\phi_N}{c^2} + \frac{2\phi_S}{c^2}$$

$$\phi_N = -\frac{G_N M}{r} ; \quad \phi_S = -\frac{G_S M}{r} e^{-r/R} ; \quad R = \lambda_c \sim L_0$$

Die schwache Gravitation dominiert ($\phi_N > \phi_S$) für $e^{r/L_0} > 10^{38}$.

Die beiden Gravitationskopplungskonstanten teilen die Materie auf in Leptonen und Hadronen.

Diese Theorie ist ein Beispiel dafür, wie wesentlich die Berücksichtigung geometrischer Letzteinheiten für die Teilchenphysik ist.

Auch bei der Formulierung der Supergravitation durch geometrische Ausdrücke wird die Plancksche Länge physikalisch interpretiert. Mit Supergravitation wird die lokale Supersymmetrie bezeichnet. Die Supersymmetrie vereinigt Teilchen, die verschiedene Spins, z.B. 1 und 1/2 haben, also Bosonen und Fermionen in irreduziblen Darstellungen. Ähnlich wie mit der Isotopensymmetrie in der Kernphysik Neutronen und Protonen aufgefaßt werden können als Teilchen mit Isospin im Isospinraum, so werden Bosonen und Fermionen angesehen als Teilchen mit verschiedenem "Spin" eines "Superteilchens" mit Spin 3/2 im "Superraum". Dieses neue Teilchen wird "Gravitino" genannt. Dieses kann durch spontane Symmetriebrechung eine Masse erhalten.

Zur geometrischen Beschreibung geht man aus von einem mehrdimensionalen Raum. Die zusätzliche Koordinate wird als Wertevorrat für antikommutierende Zahlen verwendet.

(D.V. Volkow und V.P. Akulow, Phys.Lett., 46B, 109 (1973);

J. Wess und B. Zumino, Nucl.Phys., B70, 34; B78, 1 (1974);

A. Salam und J. Strathdee, Nucl.Phys., B76, 477 (1974) .

Die Störungstheorie der Gravitation kann im Fall der Supergravitation von Divergenzen frei gemacht werden.

Die ersten 4 Koordinaten entsprechen der Bose-Statistik und die restlichen der Fermi-Statistik: $Z^A = (x^\mu, \theta^\alpha)$, $\alpha = 1, 2, \dots, N$. Felder im Superraum sind Funktionen von 4-N Koordinaten.

Das Linienelement des Superraums ist

$$ds^2 = dZ^A g_{AB}(Z) dZ^B$$

Darin ist $g_{AB}(Z)$ das grundlegende Eichfeld der Theorie. Es gibt 3 unabhängige Abschnitte von g_{AB} :

1. $g_{\mu\nu}(Z) = g_{\nu\mu}(Z)$ (für Bose-Bose Wechselwirkungen)
2. $g_{\mu\alpha}(Z) = -g_{\alpha\mu}(Z)$ (für Bose-Fermi Wechselwirkungen)
3. $g_{\alpha\beta}(Z) = -g_{\beta\alpha}(Z)$ (für Fermi-Fermi Wechselwirkungen)

Die Superfeld Erweiterung des metrischen Tensors $g_{AB}(Z)$ enthält zusätzlich zum Gravitationspotential $g_{\mu\nu}^E(x)$ mehrere andere Felder, z.B. skalare, Maxwell-, Dirac- u.a.

Die Koordinaten x^μ entsprechen denen der Riemannschen Raum-Zeit-Mannigfaltigkeit. Die Koordinaten θ^α gehören zu einem Raum, der einer N -dimensionalen Kugel mit dem Radius L_0 (Plancksche Länge) entspricht.

Theorien dieser Art wurden entwickelt von Arnowitt & Nath und Gremmer & Scherk z.B.: P.Nath in Gauge Theories and Modern Field Theory, eds. Arnowitt & Nath, MIT-Press, Cambridge, Mass. und London (1976); E.Cremmer und J.Scherk, Nucl.Phys., B 108, 409-416 (1976) . Es ist noch nicht

sicher, welche Teilchen diese Theorien beschreiben können. Die Einführung des Raumes mit den Koordinaten Θ^{α} ist nicht frei von Willkür.

Heim versuchte die in der Quantengravitation auftretende Plancksche Länge aus physikalischen Beziehungen herzuleiten. In seiner vektoriellen Gravitationstheorie berücksichtigt Heim die Feldmasse. Das Gravitationspotential wird dann, anders als bei Newton, ausgedrückt durch $\phi = \gamma \frac{m(r)}{r}$. Ein Gravitationsfeld wird wegen $m = m(r)$ durch die Feldmasse des Feldes verzerrt, was durch eine nichtlineare Differentialgleichung beschrieben wird:*)

$$3 \left(\frac{d\phi}{dr} \right)^2 + 32c^2 F \left(\frac{d\phi}{dr} + F\phi \right) = 0$$

$$F = \frac{h^2 + \gamma m^3 r}{r(h^2 - \gamma m^3 r)}$$

Die Lösung ist

$$r g e^{-g} = A \left(1 - \frac{\gamma m^3 r}{h^2} \right)^2, \quad A = \frac{3\gamma M}{16c^2}$$

$$g(r) = 1 - \sqrt{1 - \frac{3}{8} \frac{\phi(r)}{c^2}} \quad (3)$$

Für $r = \rho = h^2/(\gamma m^3)$ wird $g(\rho) = 0$ und daher auch $\phi(\rho) = 0$.

Es existiert also ein Abstand $\rho < \infty$ bei dem die Feldfunktion verschwindet.

Die Diskussion von Gleichung (3) bezüglich der Realitätsgrenzen ergibt eine dem Schwarzschild-Radius entsprechende Länge, während die obere in der Größenordnung des Hubble-Radius liegt. Das Produkt dieser unteren Schranke R_- mit der Compton-Wellenlänge λ der felderregenden materiellen Letzteinheit würde für den Leerraum uneigentlich, doch liefert die Durchführung des Limes $\tau = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} (\lambda R_-)$ eine Naturkonstante

$$\tau = \frac{3}{8} \frac{\gamma h}{c^3} \approx 6,15 \cdot 10^{-66} \text{ cm}^2 \quad (4)$$

was etwa dem Quadrat der Planckschen Länge entspricht. Wäre ein Elektron so groß wie die Erde, dann entspräche das "Metron" bzw. diese Kleinstfläche der Kugeloberfläche eines Wasserstoffatoms. Oder aus der Dimension des Metrions gesehen: Wäre das Metron die Oberfläche einer 1 m großen Kugel, so wäre mit diesem Verhältnis gemessen ein Proton so groß wie die gesamte Milchstraße.

*) $M \hat{=}$ makroskopische Masse, $M = n \cdot m \quad (1 < n < \infty)$

Metronen und Unitonen können folgendermaßen verglichen werden: Während in Phillips Hypothese das "Vakuum" aus riesigen Uniton-Massen besteht, deren Wechselwirkungen sich gerade kompensieren, ist das Heimsche Metron eine Eigenschaft des Leerraumes, also wenn überhaupt keine Masse vorhanden ist, wie es im echten Vakuum auch sein sollte. Stattdessen läßt sich in diesem Vakuum ein geodätisches Gitter definieren.

Einzelne Metronen sind - im Gegensatz zu Phillips Hypothese - ohne irgendwelche physikalische Bedeutung. Erst Korrelationen verschiedener deformierter Gitter (bezogen auf den euklidischen Bezugsraum) können u.U. zu physikalisch wahrnehmbaren Strukturen wie Trägheit oder Energie führen (siehe weiter unten).

In den Pico-Bereichen der Metron-Dynamik befindet man sich noch ausschließlich im Kompetenzbereich reiner Geometrie, der noch keineswegs irgendwelche physikalischen Interpretationen zuläßt. Metronen sind, für sich genommen, keine Observablen.

Die geometrische Letzteinheit tritt also als 2-dimensionaler Unter-
raum in einer 6-dimensionalen Mannigfaltigkeit auf. Für die kleinst-
möglichen Koordinatendifferenzen im R_2 gilt $\delta x^i = \alpha^i \sqrt{\epsilon}$, wenn die
 $\alpha^i = \text{const}$ den reellen oder imaginären Charakter der x^i angeben.

Heim konnte die aus der formal logischen Syntrometrie gefolgerte 6-Di-
mensionalität mit einer 2-dimensionalen Letzteinheit einer ganz allge-
meinen Geometrie durch physikalische Untersuchungen bestätigen. Im
Gegensatz zu anderen Autoren versuchte Heim nicht, die Kleinstflächen
physikalisch zu interpretieren, sondern folgerte im Gegenteil, daß die
Existenz der Metronen eine neue Art von Differenzenrechnung fordert,
welche die infinitesimale Analysis ersetzen müßte. Der Differenzenkalkül
für Linienelemente wurde bereits 1924 von Nörlund und 1958 von Gelfond
entwickelt (N.E. Nörlund, Vorlesungen über Differenzenrechnungen,
Springer, Berlin (1924); A.D. Gelfond, Differenzenrechnung, Hochschul-
bücher für Mathematik Bd. 41. - Berlin: VEB Dtsch. Verlag der Wissen-
schaften (1958)). Heim entwickelte einen ähnlichen Kalkül für 2-dimen-
sionale Differenzen bzw. eine Metronenrechnung. Da dieser Kalkül zuvor
weder publiziert noch mit Mathematikern diskutiert worden ist, enthalten
einzelne Ableitungen Unklarheiten und Fehler, die erst jetzt in Heims
Buch "Elementarstrukturen der Materie" (1980) gefunden wurden (lt. Mit-
teilung von Prof. H.-Th. Auerbach und Dipl.-Phys. Fries von der ETH Zürich
in einem Schreiben vom 5.8.81 an den Verfasser). Da die betreffenden
Formeln nicht weiter verwendet werden, ist dieser Mangel nicht tragisch.
Die Metronendynamik wurde vor 25 Jahren entwickelt. Daher entsprechen
die mathematischen Formulierungen nicht den modernen Bildungen, wie sie
heute üblich sind (Anmerkung von Prof. Beiglböck, Springer-Verlag, Heidel-
berg in einem Schreiben an den Verfasser, 1979). Die Metronentheorie
ließe sich nach Aussagen von Dr. Häuser, Universität Hamburg, im Rahmen
der Funktionentheorie bedeutend einfacher schreiben (persönliche Mit-
teilung). Doch sind solche Unschönheiten nicht wesentlich und müssen
ganz einfach erwartet werden in einer Arbeit, die rund 30 Jahre lang
ohne Kritik von Kollegen als Diskussionspartnern entstanden ist.

Der antihermitesche einheitliche Feldstärkentensor besitzt nach Heim $\frac{36-6}{2} = 15$ Komponenten. Diese 15 Komponenten deuten drei prinzipielle Feldstrukturen an, die in Wechselbeziehungen stehen. Denn 6 Komponenten definieren einen elektro-magnetischen Feldstärkentensor, 6 weitere einen gravitativen, und die übrigen 3 Komponenten könnten Wechselwirkungsfelder zwischen diesen beiden definieren. Diese Abschätzung ist rein heuristisch und zeigt nur auf, daß die Annahme von 3 Partialstrukturen, gerechtfertigt werden könnte.

1.3 Die drei fundamentalen Weltstrukturen

Die größt-mögliche Ausdehnung des Universums, die von der Masse abhängt, kann durch Vielfache der Länge $\frac{1}{2} \sqrt{\pi \tau}$ ausgedrückt werden. Wird $\frac{d\tau}{dt} < 0$ vermutet, also τ in früheren Zeiträumen größer als jetzt und ein Expandieren des Universums angenommen, dann kann $\tau = \tau_0$ nur so groß gewesen sein, daß es die Oberfläche ($\pi \varnothing_0^2$) des damals existierenden Universums eingenommen hatte. Für den Zusammenhang zwischen dem momentanen Durchmesser des Universums $\varnothing$ und τ fand Heim die Gleichung

$$f \left(\frac{\varnothing^3}{4 \sqrt{2\tau}} \sqrt{3} - 1 \right)^2 \sqrt{3\tau} = \varnothing \sqrt{2}$$

$$f = \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{C-1}} \quad , \quad C = \frac{e \varnothing \sqrt{\tau}}{\pi E} > 1$$

(e = Basis der natürlichen Logarithmen, $\varnothing$ = Durchmesser des Universums, $E = 1 \text{ m}^2$). Mit $\tau_0 = \pi \varnothing_0^2$ substituiert ergibt sich eine Gleichung 7. Grades, die 3 reelle Lösungen besitzt. Heim schloß daraus, daß es ein Proto-Universum gibt, das von einer Elementarfläche umschlossen wird, und daß sich 2 weitere konzentrische Sphären innerhalb des Proto-Universums befinden. Im Verlauf der "Aktualisierung der Zeit" begannen nun diese 3 Sphären sprunghaft zu expandieren, sich zu teilen und in Wechselbeziehung miteinander zu treten. Der R_6 wird demnach durch 3 Partialstrukturen definiert. Diese Tatsache ist eine der Erkenntnisse in der Heim-schen Theorie, welcher eine überragende sowohl physikalische als auch philosophische Bedeutung zukommt. Denn man hatte sich daran gewöhnt, daß die Welt durch nur eine einzige Geometrie bestimmt wird. In Heims Theorie bilden dagegen 3 x 3 verschiedene Strukturen das Weltgeschehen.

2. Der allgemeinste geometrische quantenfeldtheoretische Ansatz

Nach diesen Erkenntnissen wurde der allgemeinste Ansatz einer geometrischen Beschreibung sämtlicher möglichen Wechselwirkungen von Heim durch einen Fundamentaltensor mit folgenden Eigenschaften vorgenommen:

1. 6-dimensional Fundamental-"Tensor" $\gamma_{ik} = \gamma_{ik}(x_1 \dots x_6)$
2. nichthermitisch (nicht symmetrisch und komplex) $\gamma_{ik} \neq \gamma_{ki}^*(x_1 \dots x_6)$
3. polymetrisch, d.h. Produkt aus 3 möglichen Partialstrukturen $\gamma_{\mu\nu}^{(i)}$ (mit $i=1, 2, 3$):

$$\gamma_{(\mu\nu)}^{ik} = \sum_{\alpha=1}^3 \gamma_{\mu\alpha}^{(i)} \gamma_{\nu\alpha}^{(i)}$$
 mit nichthermitischen Partialstrukturen $\gamma_{\mu\nu} \neq \gamma_{\nu\mu}^*$
4. Fundamental-Selektor (bzw. "Kompositionsfeld")

$$g_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} ; n \quad (n = \text{Metronenziffer})$$

Es sei daran erinnert, daß Einstein in seiner einheitlichen Feldtheorie

A.Einstein, Ann.Math. (Princeton), 46, 578 (1945); 47 731 (1946)

einen 4-dimensionalen und hermitischen Fundamentaltensor $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}^*$ verwendet hatte, wodurch die Lösungsmannigfaltigkeit von vornherein stark eingeschränkt wurde. Der Quantenbegriff wurde von ihm in der Geometrie nicht berücksichtigt, im Gegensatz zu Heims Selektorfassung aller Feldfunktionen.

Die im folgenden wiedergegebenen Beziehungen (5) bis (9) sind Entsprechungen für die betreffenden Ausdrücke in der Riemannschen Differential-Geometrie. Die genaue Begründung muß bei Heim (1980) nachgelesen werden. Ein tieferes Verständnis kann nur durch eigenes Rechnen mit der Metronenmethode gewonnen werden. Daher ist die weitere Behandlung nur als eine grobe Übersicht zu verstehen, welche die Kenntnis der Metrontheorie (Heim 1980) (für die Gln.10, 11 und 12) voraussetzt. Es wurde versucht, den uns zugänglich gemachten Teil II der Heimschen Arbeit (ab Gl.13) wiederzugeben ohne die Ableitungen im einzelnen nachgerechnet zu haben.

Heim interpretiert zunächst keine der geometrischen Größen und untersucht nur die Dynamik der geometrischen Wechselbeziehungen in Pico-Bereichen in der Hoffnung, später physikalische Analogien zu geometrischen "Struktureinflüssen" herstellen zu können.

Wird ein R_6 -Bereich in Heims Geometrie nur von einer Partialstruktur bestimmt, so können Parallelverschiebungen eines Vektorfeldes durchgeführt werden, die durch die nichthermiteschen Affintensoren $\Gamma_{ke}^i(\rho)$ definiert sind. Diese Affintensoren werden durch entsprechende Ausdrücke $\{k^i_e\}_{(\rho)}$ ersetzt, weil die Diskontinuität der Raumstrukturen im Pico-bereich berücksichtigt werden muß. Anstelle der Christoffel-Symbole in der Riemannschen Geometrie

$$g^{ip}[\rho ke] = \{k^i_e\}$$

tritt der "Fundamental-Kondensor" (*)

$$\chi_{(cd)}^{ip}; () [\rho ke]_{ab} = [\kappa^i_e] \frac{c}{a} \frac{d}{b} = \left[\frac{c}{a} \frac{d}{b} \right] \quad (5)$$

a, b bezeichnen die Partialstrukturen aus denen die Fundamental-Selektoren χ^{ip} gebildet werden ("Basissignatur"). Es gilt die Entsprechung

$$\begin{aligned} \Gamma_{ike}(ab) &= \frac{1}{2} (\delta_{ik} g_{(ab)ie} + \delta_{ke} g_{(ab)ki} - \delta_{xi} g_{(ab)ke}) = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha_k} \delta_k \chi_{(ab)ie} + \frac{1}{\alpha_e} \delta_e \chi_{(ab)ki} - \frac{1}{\alpha_i} \delta_i \chi_{(ab)ke} \right); n = \\ &= [ike]_{(ab)}; n \quad \text{mit} \quad \bar{g}_{ab} = \bar{\chi}_{ab}; n \end{aligned}$$

$[\delta_i \varphi]$ ist die metronische Differentiation: $\delta_i \varphi = \varphi - \varphi(\dots, n_i - 1, \dots)$. Mit $\varphi = a_\nu n^\nu$ gilt $\delta_n \varphi = \sum_{i=1}^L n_i \delta_i \varphi(n_i) = (-1)^{h+1} \varphi \sum_{\nu=0}^{h-1} \binom{h}{\nu} (-1)^\nu$.

Der Übertragungsvorgang in die gemischte Varianz durch $\chi_{(ab)}^{ip}$ bedeutet, (***) daß das "Binärfeld" dadurch entsteht, daß der kontravariante Index von der Partialstruktur c_{pq} geliefert wurde und über den Index der Partialstruktur

(*) Das Symbol $[]$ wird "Ks-Symbol" gelesen (von Kondensor-Symbol).

$$(**) \quad \chi_{(cd)}^{ip} = \sum_{\alpha=1}^3 (\partial_{c\alpha}^{(i)} \partial_{d\alpha}^{(p)}) \quad (\text{"Korrelator"})$$

d_{ik} summiert werden soll ("Kontrasignatur"). Die Signaturen + und - kennzeichnen dabei "Summationsprozeß" bzw. "Kontravarianz" und werden als "Wirkungssignatur" bezeichnet. Es gelten für die Fundamentalkondensorfelder folgende Eigenschaften:

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right] ; c_{pq} \neq d_{pq}$$

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right]^* ; \delta_{(ab)} \neq \delta_{(ab)}^*$$

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_+ + \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_-$$

Signaturen:

Kontra.. $\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right] = + \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right]^*$
 Wirkungs..
 Basis..

Der Operator ∇ der kovarianten Metronen-Differentiation kann auf folgende Weise einwirken:

Ko - oder kontravariant (∇_i, ∇^i) , hermitisch $(\nabla)^*$, symmetrisch $(\nabla)_+$, antihermitisch $(\nabla)^*$, unsymmetrisch $(\nabla)_-$. Die Möglichkeiten der kovarianten Differentiation können geschrieben werden als $\nabla_{(\pm)}^{(s_1)(s_2)}$, wenn s_1 und s_2 die kontra- bzw. kovariante Signatur - Typen kennzeichnen und + und - die kontra- bzw. kovariante Einwirkung auf das Tensorfeld symbolisieren. Dann ist, wenn über k summiert werden soll:

$$\begin{aligned} \nabla_{(\pm)}^{(s_1)(s_2)} \left(\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right)_k &= \frac{1}{\alpha_k} \delta_k + \sum_{\lambda=j+1}^m \binom{\sigma}{\sigma} \left[\begin{smallmatrix} i_\lambda \\ \sigma \end{smallmatrix} \right] \left(\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right)_{(a b) (\varepsilon_\lambda (s_1))} ; n - \\ &- \sum_{\lambda=1}^k \binom{\mu}{\sigma} \left[\begin{smallmatrix} i_\lambda \\ \sigma \end{smallmatrix} \right] \left(\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right)_{(a b) (\varepsilon_\lambda (s_2))} ; n = \\ &= \left(\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix} \right)_{(\pm) k}^{(s_1)(s_2)} \equiv \left(\begin{smallmatrix} \beta & \pm \\ \alpha \end{smallmatrix} \right)_{(\pm) k}^{(s_1)(s_2)} \end{aligned}$$

("Kondensfeld-Selektor")

$$1 \leq \varepsilon_1(s_1) \leq n_1 ; 1 \leq \varepsilon_2(s_2) \leq n_2 ; 1 \leq \varepsilon \leq 6 ; m = n_1 + n_2 \text{ (Tensorgrad)}$$

$$\delta_{x^k} = \frac{\delta_k}{\alpha_k}$$

Es kann eine mehrfache Varianzstufenänderung im Sinne einer Korrelation der Partialstrukturen durchgeführt werden, so daß Parallelverschiebungen in der metronischen Hyperstruktur sowohl mit $[\kappa_e] \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix} = [\widehat{\frac{c & d}{a & b}}]$ als auch mit $Q_m^i \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix} [\kappa_m^i] \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}$ im Korrelationsbereich der Partialstrukturen durchgeführt werden können. Die Funktionalselektoren $Q_m^i \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}$ sind Funktionen der Korrelations-Selektoren

$$f_m^i \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}; n = (\chi_{(cd)}^{is}; ()) \chi_{(ab)sk}; n = g_{(cd)}^{is} g_{(ab)sk}$$

Die Gesamtheit der Paralleltranslation im Kompositionsfeld ist

$$[\kappa_e] = \sum_{\substack{a,b=1 \\ c,d=1}}^{\omega^4} \left([\widehat{\frac{c & d}{a & b}}] + sp \bar{Q} \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}; () [\widehat{\frac{c & d}{a & b}}] \right) \quad (6)$$

Der Krümmungstensor der Riemannschen Geometrie $R_{\kappa em}^i$ wird im metronischen Hyperraum zum Strukturkompressor bzw. Raum-Kondensor $\rho_{\kappa em}^i$

$$R_{\kappa em}^i \rightarrow \rho_{\kappa em}^i; n = \left(\frac{1}{\alpha_e} \delta_e [\kappa_m^i] - \frac{1}{\alpha_m} \delta_m [\kappa_e^i] + [s_e^i]; () [\kappa_m^i] - [s_m^i]; () [\kappa_e^i] \right); n$$

${}^4\bar{\rho}$ beschreibt die Verdichtung bzw. metrische Kompression eines metronischen Kondensationszustandes. Anders geschrieben gilt auch

$$\rho_{\kappa em}^i = \delta_m^p \delta_p^m \begin{pmatrix} (1,6) \\ (-) \end{pmatrix}; [\kappa_m^i] = K_p^{(m)}; [\kappa_m^i] \quad (7)$$

Die metronische Divergenz von ${}^4\bar{\rho}$ verschwindet:

$$sp \begin{pmatrix} (-, -) \\ (-) \end{pmatrix}; ({}^2\bar{\rho} - \frac{1}{2} {}^2\chi; () \rho) = 0$$

Das Matrizenpektrum

$$\alpha (T_{\kappa m} - \frac{1}{4} g_{\kappa m} T) \rightarrow C_p \{ \kappa_m^i \} = \lambda_p(\kappa_m) \{ \kappa_m^i \} = \lambda_p(\kappa_m) [\kappa_m^i]; n$$

ist energetischer Natur; und die Eigenwerte $\bar{\lambda}$ liegen in diskreten Punkspektren. $R_{\kappa mp}^i$ wird durch die Einwirkung des Zustandsoperators C_p auf die Zustandsfunktion $\{ \kappa_m^i \}$ ausgedrückt. Folglich kann im metronischen Hyperraum die "Weltselektor-Gleichung" aufgestellt werden:

$$L; [\widehat{}] = (\kappa - \bar{\lambda} \times ()); [\widehat{}] \quad (8)$$

mit $L = K - \bar{\lambda} \times ()$ dem "Weltselektor" oder ausgeschrieben

$$\underline{\delta}_e [\dot{\kappa}_m^i] - \underline{\delta}_m [\dot{\kappa}_e^i] + [\dot{s}_e^i]; () [\dot{\kappa}_m^i] - [\dot{s}_m^i]; () [\dot{\kappa}_e^i] = \lambda_m(\kappa_e) [\dot{\kappa}_e^i] \quad (9)$$

worin die Kürzung $\underline{\delta}_e = \frac{\delta_e}{\alpha_e}$ verwendet wurde.

Diese metronische Selektorgleichung sollte alle überhaupt möglichen geometrischen Wechselbeziehungen zwischen Weltstrukturen beinhalten. Die Anzahl dieser Feldgleichungen beträgt wegen der vier möglichen Indizierungen und 6 Dimensionen $6^4 = 1296$. Durch Übergang zum Feldkontinuum erhält man die Einsteinschen Feldgleichungen. Approximiert man pseudo-euklidisch, so können Differentialgleichungen der Wellenmechanik bzw. Matrizenmechanik erhalten werden.

B. Heim hat im 1. Band seiner Arbeit eine Lösung der Weltselektorgleichung hergeleitet. Zunächst erhält man die Selektorgleichung

$$\left\{ (a(\kappa_e) - 1) \underline{\delta}_e - \sum_{m \neq e} \underline{\delta}_m \right\}; \phi_{\kappa_e} + \phi_{\kappa_e}^2 = \lambda(\kappa_e) \phi_{\kappa_e} \quad (10)$$

mit den Kürzungen:

$$a(\kappa_e) = \sum_m^q a_m^{(\kappa_e)} = \sum_m^q \left(\frac{a_{km}}{a_{\kappa_e}} \right); \quad a_{km} = - \frac{\lambda_m(\kappa, \kappa)}{\lambda_{\kappa}(\kappa, m)} \quad (\text{Eigenwertverhältnisse})$$

$$\varphi_{\kappa_e} = \phi_{\kappa_e}; h = b_i^{(\kappa_e)} [\kappa_e^i]; h; \quad b_{ms}^{(\kappa_e)} = \frac{a_{es} a_{km}}{a_{ek} a_{\kappa_e}} - \frac{a_{ms} a_{km}}{a_{mk} a_{\kappa_e}}$$

Nach weiteren Umformungen erhält man das 1. Metronenintegral des Fundamentalproblems

$$\left(1 - \frac{\varphi_{\kappa_e}}{\lambda(\kappa_e)} \right)^{\lambda_{\kappa_e} + 1} \left(\frac{\varphi_{\kappa_e}}{\lambda(\kappa_e)} \right)^{\lambda_{\kappa_e} - 1} = 2^{-2\lambda_{\kappa_e}} (a + ib) e^{-\lambda_{\kappa_e} \mu; h} \quad (11)$$

mit

$$\lambda_{\kappa_e} = \alpha_e [a(\kappa_e) - 1]^{-1} \sum_{m \neq e} \alpha_m, \quad (\lambda_{\kappa_e} \mu; h)_{\text{extr}} = \alpha + i\beta$$

$$\varphi_{\kappa_e} = \frac{\varphi_{\kappa_e}}{\lambda(\kappa_e)}, \quad \mu = \sum_{m=1}^q \alpha_m ()_m$$

$$\alpha = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 ()_k$$

$$i\beta = i\sqrt{\tau} \sum_{k=4}^6 ()_k$$

Sämtliche Komponenten sind bis auf die Integrationskonstanten auf die Komponenten der $\bar{\lambda}$ reduzierbar. Die $\bar{\lambda}$ sind algebraisch durch die Komponenten $\lambda_m(Kl)$ gegeben und erscheinen als Eigenwerte der "Kondensor-aggregate" ψ_{kl} , d.h. sie sind Korrelationen von Komponenten der in diskreten Punktspektren liegenden metronischen Kondensationsstufen.

Nur $\text{Im}(\lambda_{ke}\mu; n)$ liefert ein Eigenwertspektrum als diskretes Punktspektrum, d.h. die drei imaginären Koordinaten bewirken die Kondensation, während $\text{Re}(\lambda_{ke}\mu; n)$ in bezug auf die Bildung metrischer Kondensationsstufen wirkungslos bleibt. x_4, x_5 und x_6 müssen imaginär sein, weil es andernfalls keine metrischen Kondensationsstufen (als Quantenstufen in der R_3 -Projektion) geben könnte.

Ist die Lösung für $\psi_{ke} = \frac{b_i^{(ke)}}{\lambda_{(ke)}} \begin{bmatrix} i \\ ke \end{bmatrix}$; n bekannt, so kann das zweite Metronintegral gebildet und der Fundamentalselektor des Kompositionsfeldes explizit beschrieben werden

$$\boxed{\underline{\gamma}_{ii} = \sum_{k=1}^q \gamma_{ik} = A_i \exp\left(\sum_{k,e=1}^q c_{ke}^{(i)} \psi_{ke} \delta_{\mu}\right)} \quad \begin{aligned} c_{ke}^{(i)} &= \frac{2\lambda_{(ke)}}{b_i^{(ke)}} \quad (12) \\ A_i &= \text{const} \end{aligned}$$

Eine Weltstruktur muß nicht eine Kondensation bzw. Krümmung in allen 6 Weltkoordinaten sein. So können z.B. nur zwei oder mehr Strukturen metrisch deformiert sein, während die übrigen pseudoeuklidisch bleiben. Die verschiedenen möglichen Strukturkondensationen sollten sich physikalisch interpretieren lassen.

V_k sei ein Unterraum des R_6 , in dem k Weltkoordinaten kondensiert sind. Die semantische Interpretation der durch die vektoriellen Eigenwerte in diesen möglichen Unterräumen V_k bedingten metrischen Strukturen ist demnach eine Hermeneutik (Ausdeutung) möglicher Weltgeometrie und wird von Heim kurz "Hermetrie" genannt.

"Antihermetrisch" sind alle $6-k$ von $\bar{\lambda}$ nicht beeinflussten pseudoeuklidischen Koordinaten außerhalb des Unterraumes V_k .

Wegen der Eigenschaft der Vertauschbarkeit der 3 reellen Raumkoordinaten bildet der R_3 eine semantische Architektureinheit der Welt. Nicht vertauschbar sind demnach die 4 Einheiten R_3, x_4, x_5, x_6 . Damit bleiben

$$\sum_{k=1}^4 \binom{4}{k} = 15 \text{ mögliche Hermetrieformen.}$$

Diese Zahl wird weiter eingeschränkt durch folgenden Sachverhalt: In der verschwindenden Vektordivergenz des 6-dimensionalen einheitlichen Feldstärketensors M_{ik} beschreiben die Komponenten der doppelten Ränderung des raum-zeitlichen Tensorabschnittes (d.h. M_{5k} , M_{6k} , M_{i5} , M_{i6}) und ihre Ableitungen ∂_5 und ∂_6 die Begriffe Trägheitsmasse und elektrisches Ladungsfeld, weil $\sum_{i=1}^4 \partial_i M_{ik} = j_k$ (j_k = komplexer Viererstrom aus Trägheitsmasse und elektrischer Ladung) als zweifach singuläre Abbildung der R_6 -Struktur aufgefaßt werden muß. Diese physikalischen Grundbegriffe gehen wegen $\text{div}_6 M_{ik} = 0$ allein auf x_5 oder x_6 zurück.

Das bedeutet, daß in jedem V_k mindestens x_5 oder x_6 mitkondensieren müssen, während R_3 , x_4 oder R_4 zusätzlich mitkondensieren können. Damit gibt es die Hermetrieform (x_5, A) , (x_6, A) , (x_5, x_6, A) mit $A = x_4, R_3$ oder leer, also nur 12 Hermetrieformen.

Die Hermetrieform A des R_4 kann für sich allein niemals existieren, da immer simultan x_5 und (oder) x_6 auftritt. Während eines kosmogonischen Zeitintervalls der Materie geht daher jeweils primär eine Hermetrie in den "Transkoordinaten" ("trans": bezogen auf R_4 nach HEIM) voran und induziert sekundär die Formen A im R_3 bzw. im R_4 .

Gäbe es jeweils eine Hermetrieform x_5 ohne x_6 oder x_6 ohne x_5 , so würden die Eigenwerte $\lambda_p = 0$ liefern. Das bedeutet: es gibt keine Kondensationsstufen in x_5 oder x_6 allein, und R_3 bzw. x_4 wären ebenfalls antihermetrisch. Es bleiben nur (x_5, x_6, A) , also 4 Hermetrieformen übrig.

Als physikalische Lösungsmannigfaltigkeiten erweisen sich die Kondensationen:

- a $\equiv x_5 x_6$ (imaginäre Kondensation der Transkoordinaten x_5 und x_6)
- b $\equiv x_4 x_5 x_6$ (imaginäre Kondensation der Zeit mit den Transkoordinaten)
- c $\equiv R_3 x_5 x_6$ (komplexe Kondensation des Raumes mit den Transkoordinaten)

$d \equiv R_3 \times_4 \times_5 \times_6$ (komplexe Kondensation der Raum-Zeit und der Transkoordinaten).

(d) ist die totale R_6 -Hermetrie. Die Eigenwertspektren $\bar{\lambda}$ kovarianter hermetrischer Komponenten des Fundamentalkondensors haben keine Komponenten in den antihermetrischen Struktureinheiten der Welt.

Das Hermetrieproblem läßt sich reduzieren auf eine Selektorgleichung.

Die Interpretation der Lösung des Hermetrieproblems führt zunächst zu dem interessanten Schluß, daß erst die Existenz der drei imaginären Weltkoordinaten die hermetrischen Kondensationen bewirkt. In einer nur dreidimensionalen, von reellen Weltkoordinaten aufgebauten Welt könnte es keine metrischen Kondensationsstufen als Quantenstufen in der R_3 -Projektion geben.

Bezogen auf den R_3 lassen sich vier Gültigkeitsbereiche der hermetrischen Komponenten des Fundamentalkondensors unterscheiden:

1. Gültigkeitsbereich = metronischer Bereich, in dem die Metronenziffern relativ klein sind:

$$\Lambda_{ke} \approx \lambda_{ke} \mu; n$$

2. Gültigkeitsbereich = Bereich hoher Metronenziffern:

$$\lambda_{ke} \mu; n \gg \Lambda_{ke} \rightarrow \Lambda_{ke} \approx 0$$

$$\psi_{ke} \approx (E + C_{ke} e^{-\lambda_{ke} \mu})^{-1}, \quad C_{ke} = (a + ib) = \text{const}$$

3. Gültigkeitsbereich = ein "infinitesimaler Bereich", in dem die Metronenziffern derartig groß sind, daß Metronen vernachlässigt werden können, aber Quantenstufen existieren:

$$\tau \rightarrow 0, \quad n \rightarrow \infty, \quad \mu; n = \bar{y}_0 \sum_s \bar{e}_s x_s n_s \rightarrow \bar{y}_0 y = \pm y$$

$$\psi_{ke} \mu; n \rightarrow \psi_{ke}(x_s)_n^q, \quad y^2 = \sum_s x_s^2 = \rho^2 - r^2 = - \sum_{s=4}^8 x_s^2 + \sum_{k=1}^3 x_k^2$$

$$\psi_{ke}(x_s)_n^q = (1 + C_{ke} e^{-i \lambda_{ke} y})^{-1}$$

Für $r < \rho$ erscheinen die Kondensationsstufen wegen $e^{\pm i \lambda_{ke} y} = \cos \lambda_{ke} y - i \sin \lambda_{ke} y$ als diskrete Eigenwerte von Quantenstufen über einem nicht-metronischen kontinuierlichen Argumentbereich. Für

$r \geq \rho$ ($y = i\sqrt{r^2 - \rho^2}$) wird der Exponent reel und ψ_{kl} nähert sich exponentiell einem konstanten Festwert.

4. Gültigkeitsbereich = makroskopisches Feld: $r \gg \rho \rightarrow y \approx ir$

$$\psi_{kl} = \psi(x_s)_i \rightarrow \psi = (1 + C e^{\pm \lambda r})^{-1}$$

Wirkt auf einen Korrelator $\hat{\gamma}_x = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_x$ ein Sieboperator $S(\mu)_{\text{ein}}$, so wird die Struktureinheit μ antihermetrisch, d.h. pseudoeuklidisch. (Der Index x bezeichnet die Hermetrieformen a, b, c oder d). *)

Die a-Form der Trans-Kondensationen ist (**)

(Bimetrie)

$$\hat{\gamma}_a = S(2,3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{(11)} & x_{(1)} & x_{(1)} \\ x_{(1)} & E & E \\ x_{(1)} & E & E \end{pmatrix}, \quad \gamma_m = sp(x_m \times x_m)$$

$x_{(1)} = x_1$

Die b-Form der imaginären Kondensationen ist

(Hexametrie)

$$\hat{\gamma}_b = S(3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{(11)} & \gamma_{(12)} & x_{(1)} \\ \gamma_{(21)} & \gamma_{(22)} & x_{(2)} \\ x_{(1)} & x_{(2)} & E \end{pmatrix}, \quad \gamma_{12} = sp(x_{11} \times x_{22})$$

Die c-Form der komplexen Kondensationen ohne Zeitdimension ist

(Hexametrie)

$$\hat{\gamma}_c = S(2)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{(11)} & x_{(1)} & \gamma_{(13)} \\ x_{(1)} & E & x_{(3)} \\ \gamma_{(31)} & x_{(3)} & \gamma_{(33)} \end{pmatrix}$$

Wirkt kein Sieboperator so liegt die vollständige komplexe in allen Koordinaten hermetrische Kondensation vor

(Eneametrie)

$$\hat{\gamma}_d = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$$

*) Anmerkung:

$${}^2\bar{\gamma}_{\nu\nu} = {}^2\bar{\gamma}_{\nu\nu}^* \quad \text{wird als Korrelationsfeld bezeichnet und}$$

$${}^2\bar{\gamma}_{(pq)} = {}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} \quad \text{mit } p \neq q \quad \text{als Korrelationsvermittler.}$$

(**) $(1) \equiv (x_5, x_6)$, $(2) \equiv x_4$, $(3) \equiv R_3 = (x_7, x_2, x_3)$

Jede Kondensationsform wird von den imaginären Kondensationen ${}^2\bar{\gamma}_{11} = {}^2\bar{\gamma}_1 \times {}^2\bar{\gamma}_1$ begleitet. Da diese Selbstkondensationen (x_5, x_6) als Gravitonensysteme interpretierbar sind, wird deutlich, warum die Gravitations- bzw. Trägheitswirkung sämtlichen Energieformen zukommt.

Mit den $\hat{\gamma}_x$ wird die Analyse der Partialkompositionen durchführbar. Denn mit den vier verschiedenen Polymetrien läßt sich die Weltselektorgleichung spalten, weil Verschiebungen von Vektorfeldern, die in diesem Bereich vorgenommen werden können, die Summe aus den kompositiven Verschiebungen der Teilstrukturen sein müßten. Die Weltselektorgleichung sagt etwas über metrische Größen aus, zum anderen aber auch etwas über einen Korrelationstensor, der die innere Beziehung zwischen den Fundamentaltensoren herstellt.

Die Hermetrieformen $\hat{\gamma}_x$ sind Funktionen der Gitterselektoren C_k , wobei k die Koordinatenwerte 1, ..., 6 durchläuft^(*). Es ist

$$\hat{\gamma}_a = \hat{\gamma}_a(C_5, C_6), \quad \hat{\gamma}_b = \hat{\gamma}_b(C_4, C_5, C_6), \quad (13)$$

$$\hat{\gamma}_c = \hat{\gamma}_c(C_1, C_2, C_3, C_5, C_6), \quad \hat{\gamma}_d = \hat{\gamma}_d(C_k)_{k=1}^6, \quad \begin{matrix} C_k = \alpha_k(\dots)_k \\ \alpha_k = \alpha_k \sqrt{\tau} \end{matrix}$$

Die Korrelationen gehen auf den Einfluß von Sieboperatoren zurück, was für die Gitterkerne α_μ die Abhängigkeiten voraussetzt:

$${}^2\bar{\alpha}_{(1)} = {}^2\bar{\alpha}_1(C_5, C_6), \quad {}^2\bar{\alpha}_{(2)} = {}^2\bar{\alpha}_2(C_4), \quad {}^2\bar{\alpha}_{(3)} = {}^2\bar{\alpha}_3(C_1, C_2, C_3) \quad (14)$$

Hyperspektoren $\bar{\psi}_{(v)} = \int {}^2\bar{\alpha}_{(v)} \delta x = \bar{\psi}_{(v)}^*$ der Partialstrukturen sind keine metrischen Zustandselektoren des metronischen Funktionenraumes, d.h. es kann für eine einzige Partialstruktur ${}^2\bar{\alpha}_v$ kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq 0$ im Raum R_6 geben.

Die Siebkette wirkt also derart, daß nur der hermitesche Anteil des

(*) Metronisches Bezugsgitter:

$$x_k = C_k; n = \alpha_k \sqrt{\tau} / h; n = \delta x_k; n = \alpha_k n$$

$$\vec{x}_k = \sum_{k=1}^N \vec{e}_k C_k$$

Fundamentalselektors von Null verschieden ist:

$$[S(i); S(k)] {}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma} ({}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)}, {}^2\bar{\gamma}_{\nu}) = {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)+} \quad (15)$$

Da das Kompositionsfeld ${}^2\bar{\gamma}$ eine hermitesche Kopplungsvorschrift bedeutet, die im Spezialfall doppelter Einwirkung des Sieboperators wegen (15) nicht mehr existiert, muß der hermitesche Anteil von ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)+}$ als eine unquantisierte Protostruktur aufgefaßt werden, die erst durch den antihermiteschen Anteil ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)-}$ zu einer Korrelation aktiviert werden kann. Das Protofeld ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)-}$ erscheint wegen $\bar{\psi}_{(\nu)} - \bar{\psi}_{(\nu)}^* \neq 0$ ohne metrische Quantenstufen. Zu einer Korrelation und zur Ausbildung diskreter Kondensationsstufen eines hermiteschen Kompositionsfeldes kommt es erst mit mindestens einer weiteren andersartigen aktivierten Protostruktur.

Nur im Fall a existiert ein in diskreten Kondensationsstufen auftretender Protoselektor $\hat{\gamma}_a = \hat{\gamma}_a(C_5, C_6)$, jedoch nicht für die Hermetriformen b, c und d. Jede Änderung des Kompositionszustandes muß daher über dieses Protofeld der Selbstkondensationen ($a \equiv x_5 x_6$) erfolgen. Wenn alle Fundamentalselektoren ${}^2\bar{\gamma}$ durch Gitterkerne $x_{(\mu)}$ dargestellt werden, gilt wegen

$$\gamma {}^2\bar{x} \times \bar{x} = {}^2\bar{\gamma} (\gamma {}^2\bar{x}_{(\mu)} \times {}^2\bar{x}_{(\nu)})_1^3$$

auch

$${}^2\bar{x} = ({}^2\bar{x}_{(\mu)})_1^3 = {}^2\bar{x}^*$$

und demzufolge auch für die integralen Hyperselektoren $\bar{\psi} = \bar{\psi}(\bar{\psi}_{(\mu)})_1^3 = \bar{\psi}^*$
Die 9 Elemente von $\hat{\gamma}$ definieren gemäß

$$[k_e] \begin{pmatrix} x \\ + \\ \mu \nu \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} \bar{x} \\ + \\ \mu \nu \end{pmatrix} ; () [ske]_{(\mu\nu)}$$

81 Fundamentalkondensoren

$$\left[\begin{array}{c} x \\ \mu \nu \end{array} \right] = \left([k_e] \begin{pmatrix} x \\ + \\ \mu \nu \end{pmatrix} \right)_6$$

die zu

$$\left[\begin{array}{c} x \\ \mu \nu \end{array} \right] = \hat{\gamma} \left(\left[\begin{array}{c} x \\ \mu \nu \end{array} \right] \right)_1^3 = \left[\begin{array}{c} x \\ \mu \nu \end{array} \right]^+$$

komponieren, wenn f ein Gesetz der Strukturkomposition bedeutet. Wenn diese Komposition $\widehat{[]}$ explizit angegeben werden kann, läßt sich das allgemeine symmetrische Fundamentalproblem definieren.

Heim unterscheidet zwischen zwei Arten der Wechselwirkung:

- "Korrelationen" sind interne Wechselwirkungen zwischen den Fundamentelektoren ${}^2\bar{\gamma}$, d.h. zwischen den Elementen innerhalb von $\hat{\gamma}$
- "Korrespondenzen" sind externe Wechselwirkungen zwischen den $\bar{\lambda} \neq 0$, die durch die Fundamental-Kondensoren $\widehat{[]} = [\widehat{\frac{\lambda}{p\ q}}]$, die nach außen wirken, vermittelt werden.

Spannen $r < 6$ hermetrische Koordinaten einen Unterraum V_r auf und sind die Koordinaten $\tilde{k} = 6 - r > 0$ antihermetrisch ($r + \tilde{k} = 6$), so gilt

$$\widehat{[]} = [\tilde{k} \ e] \begin{pmatrix} \lambda \\ -t \\ p\ q \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} i \\ s \\ \lambda \nu \end{pmatrix}; () [s \ \tilde{k} \ e]_{(pq)} = 0$$

Daraus folgen mit dem antihermetrischen Index K die Beziehungen

$$\boxed{\tilde{f}_{\tilde{k}} \gamma_{ie}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} \tilde{f}_i \gamma_{\tilde{k}e}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_e} \tilde{f}_e \gamma_{\tilde{k}i}^{(pq)} = \tilde{f}_{\tilde{k}} \gamma_{-ie}^{(pq)}} \quad (16)$$

und

$$\boxed{\tilde{f}_{\tilde{k}} \gamma_{+ie}^{(pq)} = 0}$$

Während die antihermetrischen Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}^{(pq)}$ sich in der antihermetrischen Struktur k ändern, bleiben die hermetrischen Anteile konstant:

$${}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} = \text{const} (C_{\tilde{k}}), \quad x_{\tilde{k}} = C_{\tilde{k}}; n, \quad C_{\tilde{k}} = \alpha_{\tilde{k}} (\dots)_{\tilde{k}}$$

Der antihermetrische Anteil ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = f(C_{\tilde{k}})$ ist mit dem Feldaktivator des Protokeldes des betreffenden Korrelationsvermittlers $p \neq q$ oder der betreffenden Partialstruktur $p = q$ identisch.

Nach Integration von (16) zeigt sich, daß die antihermetrischen Anteile der Fundamentelektoren identisch sind mit metronischen Spinselektoren:

$$\begin{aligned} \gamma_{-ie}^{(pq)} ; n &= S \left(\frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\tilde{k}e}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_e} \delta_e \gamma_{\tilde{k}i}^{(pq)} \right) ; n \delta_n^{\tilde{k}} = \\ &= \frac{1}{\alpha_i} \delta_i A_e^{(pq)} - \frac{1}{\alpha_e} \delta_e A_i^{(pq)} = (Rot_{(x)} A_{(pq)})_{ie} = \\ &= \frac{1}{\varepsilon} (Rot_{(x)} \phi^{(pq)})_{ie} = {}^2P_{ie}^{(pq)} \\ &\text{mit } \alpha_{\tilde{k}} \gamma_{\tilde{k}m}^{(pq)} = \delta_{\tilde{k}} A_m^{(pq)} \end{aligned}$$

Die korrelativen Feldaktivatoren sind demnach Spinselektoren der betreffenden Partialstruktur und sind im Gegensatz zu den zugehörigen hermiteschen Profelfeldern echte Funktionen der antihermetrischen Struktureinheiten.

Ebenso werden die antihermetrischen Komponenten des Fundamentelektors einer Partialkomposition oder der Korrelationsvermittler durch den Spinselektor $\phi_{\tilde{k}}^{(pq)}$ bestimmt:

$$\gamma_{+\tilde{k}m}^{(pq)} = \frac{1}{\varepsilon \alpha_m} \phi_{\tilde{k}}^{(pq)}$$

Die antihermetrischen Bestandteile $\gamma_{-ie}^{(pq)}$ der Fundamentelektoren bewirken eine dem metronisierten Hyperraum überlagerte Spinstruktur. Die hermiteschen Anteile $\gamma_{+ie}^{(pq)}$ bestimmen die Kondensationsstufen in Abhängigkeit vom jeweiligen hermiteschen oder antihermetrischen Verhalten der Koordinaten. Eine partielle Hermetrie, die eine partielle metrische Strukturkondensation bewirkt, hat in den entsprechenden nicht-hermetrischen Struktureinheiten eine metronische Änderung des Spinfeldselektors zur Folge. Im hermiteschen Kondensationsbereich V_r wirken die Komponenten eines Spinselektors $\gamma_{-ik}^{(pq)}$ als Komponenten eines Feldaktivators (als "Vorprägung eines metrischen Feldes"), während das hermitesche Profelfeld $\gamma_{+ik}^{(pq)}$ nicht vom Spinfeldselektor beeinflusst wird.

Eine Folge der Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren ist das Verschwinden nichthermitescher Fundamentalkondensoren

$$\left[\hat{\kappa}_e \right]_{\substack{(\alpha\lambda) \\ \mu\nu}} = \left[\hat{\kappa}_{\substack{\alpha\lambda \\ \mu\nu}} \right]_- = 0 \quad (17)$$

In jeder der $\varepsilon = 4$ Hermetrieformen, beschrieben durch die $\hat{\gamma}_\varepsilon$, kann in der Projektion in den R_4 jeweils ein geodätisches Koordinatensystem gefunden werden, wenn die ein Diagonalelement ${}^2\bar{\gamma}_{(pp)}$ kennzeichnende Struktureinheit κ_p geodätisch gemacht wird. Das bedeutet, daß höchstens neun Summanden die Geodäsie $\left[\hat{\kappa}_{\substack{\alpha\lambda \\ \mu\nu}} \right] = 0$ einstellen können, während die übrigen von Null verschieden bleiben.

Die Varianzstufenänderung durch das gemischtvariante Kroneckerelement $\delta\hat{\gamma}_\varepsilon$ ist nur im Bereich eines Elements von $\hat{\gamma}_\varepsilon$ möglich. Zwei verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}_\varepsilon$ werden bei der Varianzstufenänderung durch einen Korrelationstensor bzw. -Selektor ${}^2\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ gekoppelt.

Derartige Korrelationen zwischen den Kompositionsfeldern ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ führen auf das Gesetz f der Strukturkompositionen für die 81 Fundamental-Kondensationen $\left[\hat{\kappa} \right]$. Ist $\varepsilon \equiv (\alpha, \lambda, \mu, \nu)$ die Indizierung der Kondensorsignaturen, dann gilt für die Strukturkompositionen

$$\left[\hat{\kappa} \right] = \sum_{\substack{\varepsilon = \alpha, \lambda, \\ \mu, \nu}} \left\{ \left[\hat{\kappa}_{\substack{\alpha\lambda \\ \mu\nu}} \right]_+ + sp \, {}^2\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} ; () \left[\hat{\kappa}_{\substack{\alpha\lambda \\ \mu\nu}} \right]_+ \right\} \quad (18)$$

Wird mit $\left[\hat{\kappa} \right]$ in der Weltselektor-Gleichung substituiert, so kann das allgemeine symmetrische Fundamentalproblem gestellt werden.

3. Das symmetronische Fundamentalproblem

Die Weltselektorgleichung lautet (siehe (8)):

$$L = K - \bar{\lambda} \times () = 0$$

$$\bar{\lambda} \times (); [\hat{}] = K; [\hat{}] = 0 \quad (19)$$

bzw.

oder ausgeschrieben

$$\lambda_m(k, l) [k_e] = K_m; [k_e] = \delta_e [k_m] - \delta_m [k_e] + [s_e]; (l) [k_m] - [s_m]; (l) [k_e]$$

und mit (18) ist

$$K; [\hat{}] = \sum_{\varepsilon} K_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)}; [1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)} \times ()]; [\hat{\frac{\varepsilon\lambda}{\mu\nu}}] + \sum_{\varepsilon} {}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)} =$$

$$= \sum_{\varepsilon} \mathcal{L}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)}; [\hat{\frac{\varepsilon\lambda}{\mu\nu}}] \quad (20)$$

${}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)}$ ist ein Tensor, der die Korrelation kennzeichnet, und der quadratisch aus den Korrelationstensoren und den Fundamentalkondensoren aufgebaut ist:

$${}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)} = \mathcal{D}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)}; [\hat{\frac{\varepsilon\lambda}{\mu\nu}}] \quad (21)$$

Darin enthält $\mathcal{D}_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\lambda)}$ alle möglichen Korrelations-Kombinationen der Partialstrukturen, die durch Signaturänderungen der Kondensoren mit dem Kroneckersymbol $\delta_s^k = \delta(k, s)$ bzw. aus den Produkten $\delta = \delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} \delta_{\varepsilon\gamma} \delta_{\lambda\sigma}$ gebildet werden können, wobei der Austauschoperator $\delta = (p \dots q, m \dots n); A_{p \dots q} = A_{m \dots n}$

hinsichtlich der Kondensorkomponenten definiert ist.

Die Komponenten des Korrelationsselektors, der diese Möglichkeiten der Bildungen berücksichtigt, sind

$$\mathcal{D}_{(\mu\nu)m}^{(\varepsilon\lambda)} = \delta(k, s); (l) \sum_{\varepsilon} [k_m]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} (1 - \delta) - \delta(k, l, s, m); (l) \sum_{\varepsilon} [k_e]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} (1 - \delta) +$$

$$+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\lambda)} \delta(i, k, t, s); (l) \sum_{\varepsilon} Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\delta)} \sum_{\varepsilon} [k_m]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} - Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\lambda)} \delta(i, k, l, t, s, m); (l) \sum_{\varepsilon} Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\delta)} \sum_{\varepsilon} [k_e]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} +$$

$$+ \delta(k, s); (l) \sum_{\varepsilon} Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\delta)} \sum_{\varepsilon} [k_m]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} - \delta(k, l, s, m); (l) \sum_{\varepsilon} Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\delta)} \sum_{\varepsilon} [k_e]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} +$$

$$+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\lambda)} \delta(i, k, t, s); (l) \sum_{\varepsilon} [k_m]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} (1 - \delta) - Q_{(\mu\nu)t}^{(\varepsilon\lambda)} \delta(i, k, l, t, s, m); (l) \sum_{\varepsilon} [k_e]_{(\mu\nu)}^{(\varepsilon\delta)} (1 - \delta)$$

Die Bildung des Matrizenspektrums ergibt

$$\sum_{\lambda} s p \mathcal{L}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} ; [\widehat{\frac{x\lambda}{\mu\nu}}] = \bar{\lambda} [\widehat{}] = \sum_{\lambda} \bar{\lambda} \mathcal{L}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} [1 + s p \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} \times ()]; [\widehat{\frac{x\lambda}{\mu\nu}}] \quad (22)$$

Die metrischeⁿ Kondensationsstufen von Partialstrukturen komponieren jeweils so zu übergeordneten Kondensationsstufen im Sinne von Korrelationen, daß sich die Spinselektoren sämtlicher Partialstrukturen kompensieren.

$\mathcal{L}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)}$ ist hermitesch, denn nur in diesem Fall existiert ein metronischer Funktionenraum, der $\mathcal{L}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)}$ als Zustandselektor des R_6 kennzeichnet. Wenn $\widehat{}$ nur ein einziges hermitesches Element ($\mu\mu$) enthält, dann existiert keine Korrelation.

Zur Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems (20) wurde von Heim eine Auswahlregel für die Kondensorsignaturen entwickelt. Durch die Bildung antihermetrischer Struktureinheiten werden jeweils eine bestimmte Anzahl von Fundamentalkondensoren zu Null.

Mit der Kürzung $\underline{K} = K_{(\mu\nu)+}^{(\lambda)}$ und dem Fremdfeldselektor"

$${}^3\bar{F} \equiv (1 + s p \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} \times ()) ; [\widehat{\frac{x\lambda}{\mu\nu}}]_+ \quad (23)$$

läßt sich (20) folgendermaßen schreiben:

$$\underline{K} ; {}^3\bar{F} + \underline{D} ; [\widehat{\frac{x\lambda}{\mu\nu}}]_+ = \bar{\lambda} \times {}^3\bar{F} \quad (24)$$

oder in Komponentenform

$$\underline{f}_e F_{km}^i - \underline{f}_m F_{ke}^i + F_{se}^i [k_m^s] - F_{sm}^i [k_e^s] = \underline{\lambda}_m(k, l) F_{ke}^i \quad (25)$$

Daraus folgt, daß die metrischen Kondensationsstufen (symmetronische Eigenwertspektren) keine Komponenten in den antihermetrischen Unterräumen haben, denn für $\tilde{k}$ = antihermetrisch sind

$$\underline{\lambda}_m(\tilde{k}, l) = \underline{\lambda}_m(k, \tilde{l}) = \underline{\lambda}_m(\tilde{k}, \tilde{l}) = \underline{\lambda}_{\tilde{m}}(k, l) = \underline{\lambda}_m(m, m) = 0$$

Die Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems lautet:

$$\begin{aligned} F_{ke}^i &= [k_e^i]_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} + Q_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} [k_m^i]_{(\mu\nu)+}^{(\alpha\lambda)} = \\ &= C_{(\mu\nu)ke}^{(\alpha\lambda)i} e^{-\lambda_{ke}\mu} (e^{\lambda_{ke}\mu} - E)^{-\alpha_{ke}} \end{aligned} \quad (26)$$

α_{ke} ist der Korrelationsexponent: $\alpha_{ke} = n_{ke} (2n_{ke} + 1)^{-1}$,
oder als Kürzung geschrieben

$$\begin{aligned} F_{ke}^s &= \frac{c_s}{c_{ke}} \underline{\psi}_{ke}, \quad \underline{\psi}_{ke} = (E - e^{-\lambda_{ke}\mu})^{-\alpha} \\ C_{(\mu\nu)ke}^{(\alpha\lambda)i} &= \frac{A_{ke}^i}{B_{ke}} = \text{const}, \quad \underline{\psi}_{ke} = (E - e^{-\lambda_{ke}\mu})^{-1}, \quad \underline{\psi}_{ke} = \underline{\psi}_{ke}^{\alpha_{ke}} \end{aligned}$$

$\underline{\psi}_{ke}$ ist der Zustandselektor des Kompositionsfeldes. $\alpha \neq 1$ beschreibt ein beliebiges Korrelationssystem. Der Lösungsansatz lautet:

$$\underline{\gamma}_{+ke}^{(\mu\nu)} = 2 \underline{S} g_{ke} \underline{\psi}_{ke}; () \underline{\delta}_{\mu} \quad (27)$$

mit dem Fremdfeldkorrelator: $g_{ke} = \rho \sum c_{ke}^i$

Daraus läßt sich ablesen, daß die Nullstellen der linearen Kondensoraggregate $\underline{\psi}_{ke} = 0$ mit den Extrema der Fundamentelektoren $\underline{\delta}_{+ke}^{(\mu\nu)} = 0$

zusammenfallen. Wendebereiche von $\bar{\gamma}(\delta^2 \gamma_{\mu\kappa}^{(\mu\nu)} = 0)$ liegen dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators $q_{\mu\kappa}$ mit einem solchen des Kondensoraggregates deckt. Die endgültige Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems ist

$$\delta \ln sp \bar{\gamma}(\mu\nu) = \delta \ln \prod_{\ell=1}^q (e^{\lambda_{\ell\ell}\mu} - E)^{\alpha_{\ell\ell}}$$

bzw.

$$sp \bar{\gamma}(\mu\nu) = C_{(\mu\nu)} / (e^{\lambda_{\mu\ell}\mu} - E)^{\alpha_{\mu\ell}} \delta_{\mu\ell} / q \quad \lambda_{\mu\ell} = \lambda_{\mu\ell}^{(\mu\nu)} \quad (28)$$

Aus dem symmetronischen Fundamentalproblem kann der spezifische Korrelationstensor $\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)}$ ermittelt werden. Mit der letzten Gleichung und (26) ergibt sich

$$sp \bar{\gamma}(\mu\lambda) p_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \sum_s (\bar{E} + \bar{Q}_s) = G_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)}, \quad \bar{Q}_s = \bar{Q}_{(\mu\nu)s}^{(\mu\lambda)}$$

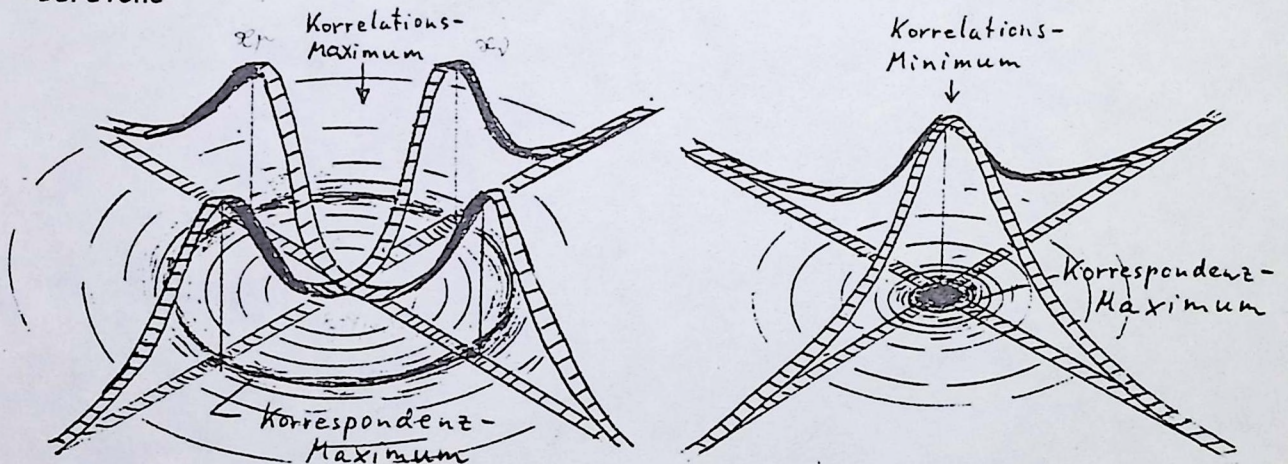
und daraus der skalare Kopplungs- bzw. Korrelationsselektor

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} &= \sum_{i,s=1}^q \bar{Q}_{(\mu\nu)s}^{(\mu\lambda)} \bar{E} = 2 G_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} - q E \\ &= 2 C_{(\mu\lambda)} C_{(\mu\nu)}^{-1} \sum_{\ell=1}^q C_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} (E - e^{\lambda_{\ell\ell}\mu})^{-1} \left[\sum_{\kappa=1}^q C_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} (E - e^{\lambda_{\ell\ell}(\mu\nu)\mu})^{-1} \right]^{-1} \times \\ &\quad \times \left| \delta_{\mu\ell} (e^{\lambda_{\ell\ell}(\mu\lambda)\mu} - E)^{\alpha_{\mu\ell}^{(\mu\nu)}} \right|_q \times \left| \delta_{\mu\ell} (e^{\lambda_{\ell\ell}(\mu\nu)\mu} - E)^{\alpha_{\mu\ell}^{(\mu\nu)}} \right|_q^{-1} - q E \end{aligned} \quad (29)$$

der die korrelative Kopplung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. $\bar{Q}$ hängt nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k(\lambda)_k$ der hermiteschen Gitterselektoren ab. Die Kopplungsmaxima aller aus $\hat{\gamma}$ bildbaren Kondensoren liegen nach $\delta \gamma_{\ell\ell} = 0$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. $Q_{(\mu\nu)ext}^{(\mu\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \mu & \lambda \\ \mu & \nu \end{pmatrix}$ bedingt eine Gruppe,

die alle Extrema enthält, die durch Permutation aus den möglichen Signaturziffern hervorgehen. Bezüglich dieser Kopplungsgruppe verhalten sich Kondensoren entsprechender Signatur pseudo-antihermetrisch, denn die Kopplung erzwingt eine Pseudo-Antihermetrie im Kopplungsextremum $\delta^2 \bar{Q}(\lambda) = 0$ und die Basissignatur eines Kondensors wird durch diese partiellen Metronddifferentiale bestimmt.

Kopplungen der Partialstrukturen $\alpha_\mu \times \alpha_\nu$ werden durch Senken der Kondensoren verursacht, d.h. das Maximum der Korrelation fällt zusammen mit dem Minimum metrischer Deformation, bildet also kleine pseudoeuklidische Bereiche



Die Korrespondenzmaxima tauschen sich ständig über das Korrelationsminimum aus, in einem zeitlichen Schwingungsprozeß. Es treten "Strukturflüsse" auf.

Nur wenn die Kontra- und Basissignaturen der Kondensoren verschieden sind, gibt es Strukturflüsse. Im Falle der Gleichheit entstehen statische Felder, die in Quantenstufen auftreten und die Strukturflüsse umhüllen. Im Falle der a-Hermetrie (d.h. $\hat{\gamma}_a$) existieren von den Fundamentaltensoren $\begin{pmatrix} \mu & \nu \\ \lambda & \rho \end{pmatrix}$, wegen $\mu = \nu = \lambda = \rho = 1$ und wegen ${}^2\bar{Q} \begin{pmatrix} \mu & \nu \\ \lambda & \rho \end{pmatrix} = {}^2\bar{E}$ nur 2 Kopplungsstrukturen

$$\begin{bmatrix} \delta_{11} \\ \alpha_1 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \delta_{11} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

und die Kopplungstensoren ${}^2\bar{Q} \begin{pmatrix} \delta \\ \alpha \end{pmatrix}$ und ${}^2\bar{Q} \begin{pmatrix} \alpha \\ \delta \end{pmatrix}$.

Für letztere gilt im Fall der a-Hermetrie ($q = 2$)

$$Q_{+K}^{\bar{i}} = \sum_{\nu=1}^{q=2} \gamma_{\nu}^{\bar{i}} x_{\nu K} = \sum_{\nu=1}^2 \gamma_{\nu}^{\bar{i}} \gamma_{K\nu} x_{\nu K} = \sum_{\nu=1}^2 \delta_{\nu}^{\bar{i}} x_{\nu K} = x_{iK}$$

$$Q_{-K}^{\bar{i}} = \sum_{\nu} \delta_{\nu}^{\bar{i}} x_{\nu K}$$

oder mit (29):

$$Q_{+} = C(x) (e^{\lambda \mu} - E)^{a'_{11}(x)} (e^{\lambda \mu} - E)^{a'_{22}(x)}$$

$$Q_{-} = x^{\prime 11} + x^{\prime 22} = (x^{\prime 11} + x^{\prime 22})^{-1} \text{sp}^2 \bar{x}' = \frac{Q_{+}}{x'}$$

$$\bar{x}' = \hat{S}^2 \bar{x} \hat{S}^*, \quad \hat{S} = \hat{S}^{\dagger} = \hat{S}^{*-1} \quad (30)$$

Die Kopplungsextrema $\hat{S} Q_{+} = 0$ bilden ein positiv oder negativ zählendes Spektrum gradzahliger diskreter Eigenwerte.

Für die b und c-Hermetrie sind wegen $(\hat{\gamma}_{\rho\rho}^{\lambda\lambda} - \gamma_{\mu\mu}^{\lambda\lambda}) = 6 \times 6 - 6 = 30$ Kopplungsstrukturen möglich. Werden wieder für die Kondensationsformen die Kürzungen eingeführt:

$$\left. \begin{array}{l} a \equiv (x_5, x_6) \equiv 1 \\ b \equiv (x_5, x_6)(x_4) \equiv 2 \\ c \equiv (x_5, x_6)(x_1, x_2, x_3) \equiv 3 \end{array} \right\} \equiv \alpha \quad \left(\begin{array}{l} \alpha = 2 \text{ oder} \\ \alpha = 3 \end{array} \right) \quad (31)$$

so lauten die möglichen Kondensoren z.B.

$$\left[\begin{array}{c} \hat{\gamma}_{(\lambda)}^{\lambda} \\ \gamma_{(\mu\nu)}^{\mu\nu} \end{array} \right]_+ \equiv \left[\begin{array}{c} \rho\lambda \\ \mu\nu \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} 11 \\ 12 \end{array} \right], \left[\begin{array}{c} 11 \\ 21 \end{array} \right] \dots \left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right], \left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right] \text{ usw.} \quad (32)$$

Es lassen sich 6 Kopplungsgruppen zusammenfassen:

$$1 \equiv (1), \quad 2 \equiv (\alpha), \quad 3 \equiv ((1\alpha)), \quad 4 \equiv (1\alpha), \quad 5 \equiv (1(1\alpha)), \quad 6 \equiv (\alpha(1\alpha))$$

z.B. $((1\alpha)) = \left[\begin{array}{c} 11 \\ 23 \end{array} \right]$

d.h. in der Kopplungsgruppe (1) stehen nur die imaginären Indizes x_5, x_6 bzw. $\left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right]$ oder $\left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right]$, in Kopplungsgruppe (α) stehen Indizes der Kondensationsform b oder c, in Kopplungsgruppe $((1\alpha))$ stehen die Kombinationen der Indizes (1α) jeweils an den Positionen ρ, λ bzw. μ, ν in den Kopplungsselektoren usw. Wird $\alpha = 2$ gesetzt, so entstehen die Kondensoren aus $\hat{\gamma}_{(b)}$, wird $\alpha = 3$ gesetzt, so werden diese aus $\hat{\gamma}_{(c)}$ gebildet. Die Hermetrieformen (b) und (c) haben die Eigenschaft, daß sie auch Kondensationen im (x_5, x_6) -Bereich besitzen:

$$\left[\begin{array}{c} \hat{\gamma}_{(b)} \\ \alpha \end{array} \right]_+ = \left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right]_+ \quad \text{und} \quad \left[\begin{array}{c} \hat{\gamma}_{(c)} \\ \alpha \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} 11 \\ 11 \end{array} \right]$$

Photonen (d.h. Zeitkondensationen b) und Neutrokorpuskeln (Raumkondensationen c) sind daher, bezogen auf die Struktur der Kondensorsignaturen, physikalisch nahe verwandt.

Es lassen sich 6 verschiedene Kopplungsgruppen unterscheiden mit hermetrischen Kondensorquellen primärer (I_h) und sekundärer Art (II_h) und primären (I_a) und sekundären antihermetrischen (II_a) Kondensorsenken. Zu den einzelnen Gruppen gehören die Kopplungsextrema

$$Q_{(\mu\nu)extr.}^{(\kappa\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{pmatrix} \quad (33)$$

Die 6 Kopplungsgruppen werden jeweils von 30 Kondensoren für die Formen b und c gebildet und können als Verteilungen von Senken und Quellen so geschrieben werden, daß gewisse Symmetrien innerhalb der Kopplungsgruppen zutage treten. Verbindet man die gleichen Kondensoren der Quellen- bzw. Senken in den 6 Gruppen miteinander, so entstehen "Kondensorbrücken" primärer (+) und sekundärer Art (-)

$$\begin{array}{ll} Q_1(I_h \longrightarrow I_a) & \text{interne Quellenverteilungen:} \\ Q_2^+(I_h \longrightarrow II_a) & Q_4^+(I_h \longrightarrow II_h) \\ Q_2^-(II_h \longrightarrow I_a) & Q_4^-(II_a \longrightarrow I_a) \\ Q_3(II_h \longrightarrow II_a) & \end{array}$$

(siehe Schemazeichnung 5.42)

Die Kopplungsextrema $\delta Q_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0$ kennzeichnen die Kopplungsklassen I_a und II_a durch $[\hat{x}_{\lambda}^{\nu}] = 0$, also durch Minimalwerte der Kondensoren. Nach (26) bedeutet dies auch

$$\psi_{(\kappa\lambda)ke}^{(\mu\nu)} = 0 \longrightarrow (\psi_{ke})^{\kappa\lambda} = 0 \text{ bzw. } \psi_{ke} = 0$$

Hierdurch wird $\delta Q_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0$ als Kopplungsmaximum beschrieben. Ein Kopplungsminimum verbunden mit einem Kondensationsmaximum kann aus (26) ebenfalls ermittelt werden:

$$\begin{aligned} 0 &= \delta [\hat{e}]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} + \delta [\hat{s}]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} Q_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} + [\hat{s}]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \delta Q_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} - \delta [\hat{s}]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \delta Q_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \\ &\equiv \delta \psi_{(\kappa\lambda)ke}^{(\mu\nu)} \end{aligned}$$

Primäre Kondensorbrücken einer Neutrokorpusek (6 Kopplungsgruppen)

	G_i	G_i	G_i
$K(Ia)_1 = K_1^{--}$	1, 4, 5	$K_3^{--} = 5, 3, 6$	$K_6^{--} = 3, 6$
$K(IIa)_1 = K_1^{--}$	1, 4	$K_3^{--} = 2, 4$	
$K(Ia)_2 = K_2^{--}$	2, 4, 6	$K_4^{--} = 2, 6$	$(1, \dots, 6)_- = (6, \dots, 1)_+$
$K(IIa)_2 = K_2^{--}$	1, 5	$K_5^{--} = 3, 5$	

$$Q_1 = Q_1(K_j^{++} \rightarrow K_j^{--})^3$$

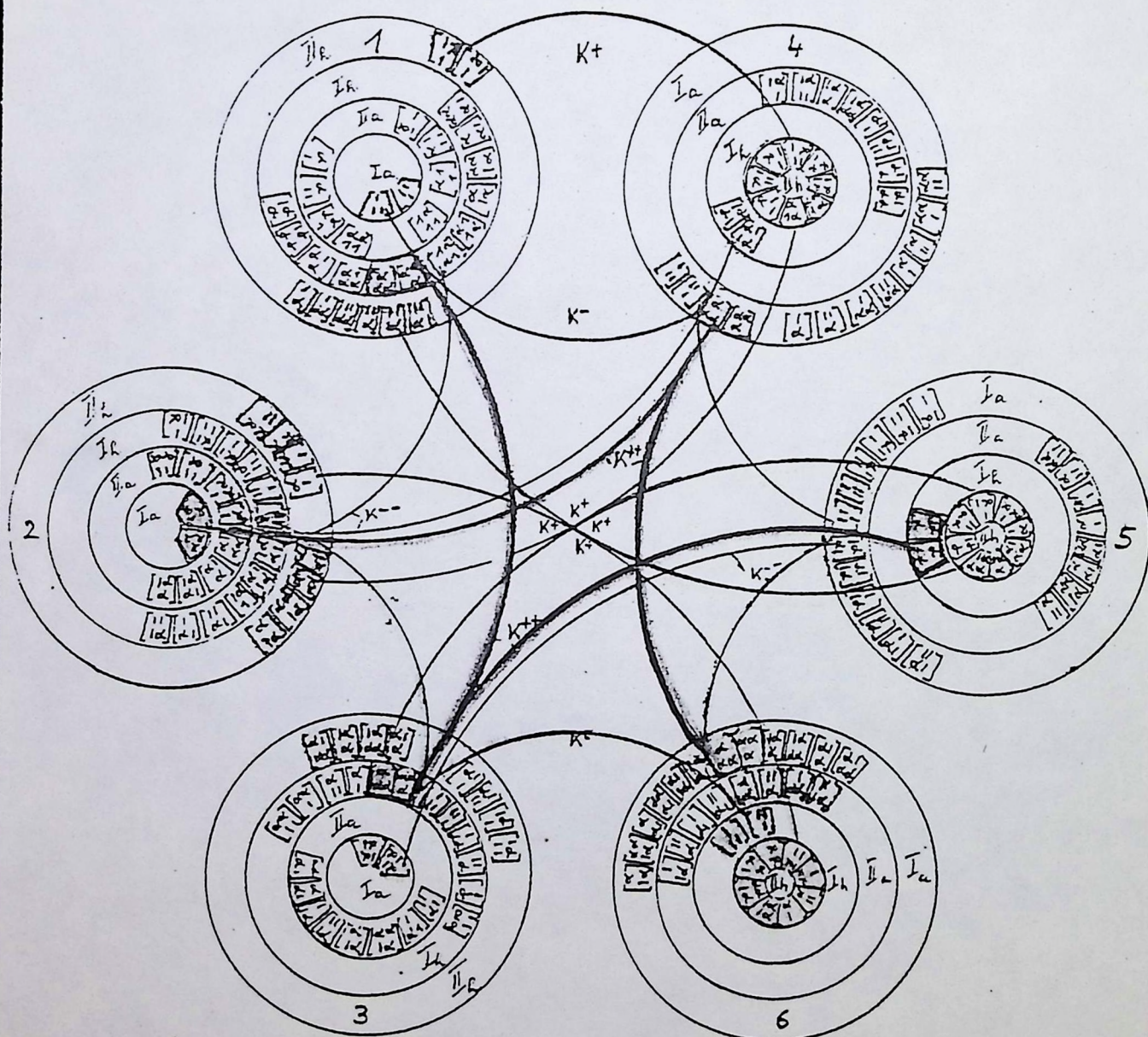
$$Q_2^+ = Q_2(1, 2, 3 \rightarrow K_{3,5}^-, K_{1,6}^-, K_{2,4}^-)$$

$$Q_2^- = Q_2[(1,6)(2,5)(3,4) \rightarrow (4,5)(4,6)(5,6)]$$

$$Q_3^+ = Q_3(K_i^{++} \rightarrow K_i^{--})^6$$

$$Q_4^+ = Q_4(1, 2, 3 \rightarrow K_{3,5}^+, K_{6,1}^+, K_{4,2}^+)$$

$$Q_4^- = Q_4(K_{1,4}^-, K_{1,6}^-, K_{3,5}^- \rightarrow 4, 5, 6)$$



Die Struktur eines neutralen Elementarteilchens

Daraus folgt $\delta \psi_{ke} = 0$. Die Kondensationsmaxima sind im jeweiligen Definitionsbereich identisch mit den Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Diese Kondensationsmaxima bestimmen die Kopplungsklassen Ih und IIh.

Die Untersuchung der Raumzeitkondensationen d ist weitaus komplizierter, da in $\hat{\delta}$ alle $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren die Kopplungskondensoren bilden. Es existieren 18 verschiedene Kopplungsgruppen für die Kopplungsextrema. Zwischen den primär antihermetrischen Kondensoren (Ia) gibt es nur drei primär-hermetrische Kondensorbrücken, zwischen den hermetrischen Kondensoren (Ih) dagegen schon 18 und zwischen den Sekundärsystemen IIa und IIh jeweils 30 Kondensorbrücken. Alle Kondensorbrücken bilden komplizierte Vernetzungssysteme.

Die 4 Kondensationsformen (a, b, c, d) $\equiv \hat{\delta}_{(a)}, \hat{\delta}_{(b)}, \hat{\delta}_{(c)}, \hat{\delta}_{(d)}$ (et. 31 u. 32) unterscheiden sich durch metrische (m), strukturelle (s) und konfigurative (k) Eigenschaften voneinander. Metrische Eigenschaften der hermetrischen Formen gehen auf $\text{Im} \mu \{ \neq 0 \}$ oder $\text{Re} \mu \{ \neq 0 \}$ zurück. Die strukturelle Eigenschaft s betrifft die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Kopplungsstruktur. Unter konfigurativen Eigenschaften k werden sämtliche Eigenschaften der Kondensorquellsysteme verstanden.

Bezüglich der 3 Eigenschaftsgruppen gibt es zwischen den 4 Kondensationsformen "Affinitäten" einer 1. Klasse (m), (s), (k) und einer 2. Klasse (ms), (mk), (sk) (während in der 3. Klasse (msk) die Affinitäten zu Identitäten werden), d.h.

$$\left. \begin{array}{l} a(s)c \\ b(s)d \end{array} \right\} \text{ 1. Klasse}$$

$$\left. \begin{array}{l} a(ms)b \\ b(sk)c \\ c(ms)d \end{array} \right\} \text{ 2. Klasse}$$

Ein Vergleich dieser Gruppen mit der Interpretation der Kondensationsformen aufgrund der Hermetriuntersuchung im Kompositionsfeld zeigt, daß m als Imaginärform die Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften und als Komplexform die ponderablen zentralen oder geladenen Partikelzustände beschreibt.

$a(ms)b$ bedeutet, daß gravitonische Eigenschaften $a(1)$ die Form b begleiten. Das photonische Verhalten in b muß durch die Signaturen (12), (2) und (22) bewirkt werden.

$b(sk)c$ bedeutet, daß die Neutrokorpuskel ebenfalls von $a(1)$ begleitet wird und daß ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, daß aber die Ponderabilitätseigenschaft auf die Signaturen (13), (3), (33) zurückgehen.

$c(ms)d$ bedeutet, daß d nicht mehr von $a(1)$ begleitet wird, sondern daß die gravitonischen a -Terme nur noch in der Signatur (11) auftreten. In d sind die photonischen Eigenschaften (12), (22) und die ponderablen Eigenschaften (13), (33) vertreten. Zusätzlich tritt die Signatureigenschaft (23) auf, die offenbar das elektrische Ladungsfeld beschreiben, d.h. die photonischen Eigenschaften (2) sind mit der Ponderabilität (3) derart kombiniert, daß ein Photon als elektrostatisches Feld im Raum gebunden bleibt.

Die Affinitätsklasse $a(s)c$ bzw. $b(s)d$ weist darauf hin, daß es Übergänge zwischen Gravitonen und Neutrokorpuskeln und solche zwischen Photonen und elektrisch geladenen Teilchen geben muß.

Die Affinität $c(mk)d$ kennzeichnet die komplexe Eigenschaft der Formen c und d . Die Lösungen des symmetronischen Fundamentalproblems werden bestimmt von $\exp(\pm \lambda \mu)$ mit $\lambda = \lambda^*$, $\mu \neq \mu^*$ ($\lambda \mu = \alpha + i\beta$) oder

$$\exp(\pm \lambda \mu) = e^{\pm \alpha} (\omega \beta \pm i \sin \beta)$$

d.h. der Imaginärteil $\text{Im } \mu$ bildet Kondensationsstufen; der Realteil $\text{Re } \mu = \alpha$ bildet ein Kondensationsstufen-freies dreidimensionales metrisches Strukturfeld aus, das die Kondensationsstufen umschließt und das mit $e^{-\alpha}$ abklingt. Obwohl dieses Feld keine Kondensationsstufen besitzt, erscheint es im 3. Gültigkeitsbereich quantenhaft, weil es von den Signaturen (33) und (3) ebenso bestimmt wird wie von (13) und (23) bzw. (31) und (32) sowie von der Struktur der c - oder d -Kopplungen, die durch eine Konfigurationszahl k definiert werden.

Jede Kondensationsform wird durch ein System von Fundamentalkondensoren bestimmt, das aus dem jeweiligen Korrelator $\hat{\gamma}_x$ hervorgeht und eine Kopplungsstruktur bedingt, die für die betreffende Kondensationsform typisch ist. In den Kondensoren der Kopplungsstrukturen sind die kovarianten Basissignaturen hermitesch. Die Geodäsieeigenschaften für die Elemente aus $\hat{\gamma}_x$ müssen erfüllt werden. Diese zeigen sich in der Basissignatur $(x\lambda)$ des Kondensors. Wird für die Gitterselektoren $x = C; n$ gesetzt, so gilt

$$\ddot{x}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} \bar{\epsilon} + [\kappa^i_c]^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} \dot{x}^{\kappa} \dot{x}^{\bar{\epsilon}} = 0 \quad (34)$$

Die gesamte Kondensation kann immer nur auf ein einziges Bezugssystem des R_6 bezogen werden. Daher kann zwar ein zu einer Basissignatur gehörendes Kondensorsystem durch Wahl eines zu dieser Basissignatur geodätischen Bezugssystems forttransformiert werden, doch bleiben die Kondensoren anderer Basissignaturen erhalten. Da die Kondensationsformen $\hat{\gamma}_b$, $\hat{\gamma}_c$ und $\hat{\gamma}_d$ aus mehr als einer Struktureinheit bestehen, kann für diese kein Bezugssystem gefunden werden, welches sie forttransformieren könnte, im Gegensatz zu $\hat{\gamma}_a$. Denn die Gravitationsstruktur $\hat{\gamma}_a$ kann durch ein hinsichtlich ${}^2\hat{\gamma}_a$ geodätisches System forttransformiert werden. Die Gravitationswirkung kann somit als Scheinwirkung auftreten, obwohl die Gravitationsfeldquelle unverändert bleibt.

Nach der Geodätengleichung können die Fundamentalkondensoren hinsichtlich der kartesischen Gitterselektoren x einer leeren Welt $R_6(0)$ als Tensorpotentiale einer möglichen Wechselwirkung interpretiert werden. Für jede Kondensationsform muß es demnach ebensoviele Wechselwirkungsspektren einer Korrespondenzstruktur geben, wie es Kondensoren in der betreffenden Hermetrieform gibt.

(Zum Beispiel: für $\hat{\gamma}_d$ existieren $3^4 = 81$ verschiedene Korrespondenzspektren der Wechselwirkung).

Eine metrische Strukturänderung bewirkt einen metronischen Verdichtungs- oder Kompressionszustand des leeren R_6 , der durch einen Kondensor be-

beschrieben wird. Dieser Kompressionszustand wird durch den Raumkompressor ${}^4\bar{p}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ beschrieben:

$${}^4\bar{p}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = K_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\widehat{\frac{4}{\kappa\lambda}} \right] = \lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times \left[\widehat{\frac{4}{\kappa\lambda}} \right]$$

Aus dem Kompositionsfeld ${}^2\bar{y}_{(\mu\nu)}$ kann hergeleitet werden, wie sich der Raumkompressor im Fall einer Kondensation ändert. Es gilt das Variationsprinzip mit dem 6-dimensionalen Volumenelement $\delta\Omega = \prod_{i=1}^6 \delta C_i$:

$$\delta \eta \int_{\Omega_1} {}^4\bar{p}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \delta\Omega \sim \delta \int_{\Omega_1} {}^2\bar{y}_{(\mu\nu)} \delta\Omega = \delta \int_{\Omega_1} {}^2\bar{p}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \delta\eta = 0 \quad (35)$$

weil $\delta\eta_i = 1$. Das bedeutet, ${}^4\bar{p}$ versucht in jeder Richtung des R_6 mit wachsender Metronenziffer das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen.

Aus dem Weltselektor $L; \left[\widehat{\frac{4}{\kappa\lambda}} \right] = {}^4\bar{0}$ folgt durch Verjüngung bzw. Matrizen-spurbildung

$$\lambda \left[\widehat{\frac{4}{\kappa\lambda}} \right] = K \left[\widehat{\frac{4}{\kappa\lambda}} \right] = {}^2\bar{p} \sim {}^2\bar{W} = {}^2\bar{T} - \frac{1}{4} {}^2\bar{p}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} T \quad (36)$$

wenn ${}^2\bar{T}$ ein quantisierter tensorieller Energiedichteselektor ($T = sp {}^2\bar{T}$) bedeutet.

Das Energieerhaltungsprinzip, das sich durch die Divergenzfreiheit

$$sp \left(\begin{matrix} (6,6) \\ (-) \end{matrix} \right); {}^2\bar{T} = 0 \quad (37)$$

ausdrückt, ist äquivalent einem Erhaltungsprinzip des Raumkompressors

$$\gamma_p \left(\begin{smallmatrix} (6,6) \\ (-) \end{smallmatrix} \right); \left[\left(\begin{smallmatrix} (6,6) \\ (-) \end{smallmatrix} \right) - \frac{1}{2} \gamma \gamma_p \left(\begin{smallmatrix} (6,6) \\ (-) \end{smallmatrix} \right) \right]; \gamma \bar{\gamma} = 0 \quad (38)$$

d.h. der Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld bleibt unabhängig von Änderungen der Partialstrukturen erhalten.

4. Kondensorflüsse

Das Kopplungsmaximum, definiert durch $\delta Q_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0$ und $[\hat{x}_\lambda^\mu] = \gamma_{\lambda\lambda} = 0$, liegt in einem Definitionsbereich $\mu; n_- = N_-$, in welchem Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. n_- bezeichnet die minimale Anzahl deformierter Metronen, n_+ die maximale Anzahl. Die im Definitionsbereich $\mu; n_+ = N_+$ liegenden Kondensormaxima definieren Raum-Kompressoren $\gamma \bar{\gamma} \left(\begin{smallmatrix} (\mu\nu) \\ (x\lambda) \end{smallmatrix} \right)$, deren Maxima ebenfalls in N_+ liegen. Nach (35) versucht jeder Raumkompressor das tiefstmögliche Niveau zu erreichen. Doch muß nach (38) der Kompressionszustand erhalten bleiben. Diese beiden Gesetzmäßigkeiten sind vereinbar mit der Annahme, daß sich die Bereiche N_+ und N_- zeitlich austauschen müssen, im Sinne einer Bewegung des Kondensationszustandes $[\hat{x}_\lambda^\mu]$ im R_6 . Diesen Austauschvorgang bezeichnet Heim als Kondensorfluß

$$N_+ (x\lambda, \mu\nu) N_- \quad (39)$$

Die Möglichkeit des Kondensorflusses wird durch eine Feldaktivierung gegeben, die durch einen konstanten Spinselektor entsteht, der sowohl in N_- als auch in N_+ des betreffenden Kondensors eine Spinorientierung der Hyperstruktur bewirkt.

Das kann folgendermaßen hergeleitet werden:

Die Fundamentalselektoren lassen sich aufspalten in einen hermiteschen

$$\hat{\gamma}_+ \quad \text{und einen antihermiteschen Anteil} \quad \hat{\gamma}_- : \quad \hat{\gamma} = {}^2\hat{\gamma}_+ + {}^2\hat{\gamma}_-$$

$${}^2\bar{y}_{(\mu\nu)+} = sp({}^2\bar{a}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{a}_{(\nu)+} + {}^2\bar{a}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{a}_{(\nu)-})$$

$${}^2\bar{y}_{(\mu\nu)-} = sp({}^2\bar{a}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{a}_{(\nu)-} + {}^2\bar{a}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{a}_{(\nu)+})$$

Wegen ${}^2\bar{y}_{(\mu\nu)-} \cdot n = \text{const}$ gilt ${}^2\bar{a}_{(\lambda)\pm} \sim f^{(\pm)1}(\mu)$

wobei μ das Linearaggregat der hermiteschen Gitterselektoren ist und die-
jenigen Gitterselektoren enthält, von denen die betreffende Struktur-
einheit bestimmt wird.

$${}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)+} = {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)+} f(\mu_\alpha) f(\mu_\lambda), \quad {}^2\bar{a}_{(\mu\nu)+} = \text{const}, \quad f(\mu_\lambda) \equiv f_\lambda$$

$${}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)-} = sp({}^2\bar{a}_{(\alpha)+} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)-} - f_\alpha f_\lambda^{-1} + {}^2\bar{a}_{(\alpha)-} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)+} + f_\alpha^{-1} f_\lambda)$$

${}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)-}$ ist dann konstant, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitter-
kerne so beschaffen sind, daß gilt

$$sp({}^2\bar{a}_{(\alpha)+} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)-}) = sp({}^2\bar{a}_{(\alpha)-} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)+}) = \frac{1}{4} {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)-}$$

Damit ist

$${}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)-} = {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)-} \left(\frac{f_\alpha^2 + f_\lambda^2}{f_\alpha f_\lambda} \right) = {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)-} b_{\alpha\lambda}$$

wobei die Klammer $b_{\alpha\lambda} = \text{const} \neq 2$ (für $\alpha \neq \lambda$) $= 2$ (für $\alpha = \lambda$) und
 ${}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)-}$ ein konstanter Spinselektor ist.

Nach (28) ist

$$sp({}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)}) = sp({}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)+}) \sim | (e^{\frac{1}{2}e\mu} - E)^{\frac{1}{2}e} \delta_{K\mu}/q \sim f_\mu f_\lambda$$

($\mu = \mu_\alpha + \mu_\lambda$) und daher ist der Fundamentalselektor

$$\boxed{{}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)} = {}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)+} + {}^2\bar{y}_{(\alpha\lambda)-} = {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)+} f_\alpha f_\lambda + {}^2\bar{a}_{(\alpha\lambda)-}} \quad (40)$$

Für eine Kondensorkomponente gilt damit

$$[\dot{\kappa}_e]_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} = \gamma_{(\mu\nu)}^{\dot{\epsilon}\dot{\epsilon}} [\dot{ske}]_{(\mu\lambda)} = \frac{1}{2} (a_{(\mu\lambda)} + \frac{f}{\sigma_k} + a_{+KS}^{(\mu\lambda)} \frac{f}{\sigma_e} - a_{+ke}^{(\mu\lambda)} \frac{f}{\sigma_s}) \times$$

$$\times (a_{(\mu\nu)}^{\dot{\epsilon}\dot{\epsilon}} + \frac{1}{\rho_\mu \rho_\nu} + a_{(\mu\nu)}^{\dot{\epsilon}\dot{\epsilon}}) ; \rho_\mu \rho_\nu$$

(41)

Der Spinselektor $a_{(\mu\nu)}^{\dot{\epsilon}\dot{\epsilon}}$, der $\rho_\mu \rho_\nu$ nicht enthält, bewirkt die Spinorientierung. Es müssen für beide Kondensorsignaturen konstante Feldaktivatoren ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\lambda)}$ und ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ existieren, also auch $[\dot{\kappa}_e]_{(\mu\lambda)}^{(\nu)}$, damit es zum Kondensorfluß kommen soll, d.h.:

$$N_+([\hat{\kappa}_{\mu\lambda}^{\nu}], [\hat{\kappa}_{\mu\nu}^{\lambda}]) (\rho_\mu, \rho_\nu) N_-([\hat{\kappa}_{\mu\lambda}^{\nu}], [\hat{\kappa}_{\mu\nu}^{\lambda}])$$

(42)

Diese Bedingung ist in den 4 Kopplungsstrukturen a, b, c und d oft erfüllt. Es existiert also in den einzelnen Hermetrieformen immer ein Kondensorfluß. Der Raumkompressor ${}^4\bar{\rho}$ strebt einen Minimalwert an. Doch durch die allgemeine Feldaktivierung kommt es nach Heim zu einem ständigen

"Kondensorfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwertsphäre kompositiver Kondensationsstufen (Kopplungsminima) und den Kopplungsmaxima (konstruktives Prinzip), welches dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors (destruktives Prinzip) entgegenwirkt."

Den auf diese Weise zustande kommenden Gleichgewichtszustand nennt Heim Kompressorisotatie. Wenn die Bedingung (42) erfüllt wird, kann jedes System Q aus Kondensorquellen und -Senken einen Kondensorfluß verursachen, wobei die verschiedenen Kopplungsstrukturen zu berücksichtigen sind, sowie die Möglichkeit, daß sich mehrere Flüsse zu einem Flußaggregat zusammenschließen. Es gibt 6 Flußklassen ν die jeweils mit $(\begin{smallmatrix} 6 \\ \nu \end{smallmatrix})$ Fluß-

aggregaten

$$F_\nu = \left(\frac{\alpha \beta}{\alpha \lambda} \right) F(q_j)_\nu \omega$$

besetzt sind. Mit dieser Bezeichnung ist gemeint, daß das Flußaggregat F_ν von $\left[\frac{\alpha \beta}{\alpha \lambda} \right]$ bestimmt wird. Es bedeuten weiter $\alpha \equiv \mu, \nu$ und $\beta \equiv \alpha, \lambda$, und q_j sind die K_j z.B. für die Kopplungsstruktur c angegebenen sechs Klassen $Q_j^\pm$. ω ist die Periode dieses Flußumlaufs. Da ein solches Aggregat von der Reihenfolge der q_i abhängt, gibt es zu jedem Element der Klassen $\nu!$ isomere Flußaggregate, so daß es insgesamt

$$Z = \sum_{\nu=1}^6 \nu! \binom{6}{\nu} = 1956$$

verschiedene Flußaggregate geben kann, deren Anzahl sich jedoch reduziert, wenn gefordert wird, daß diese eine bestimmte Mindestzeit lang existieren sollen. Wird der Ausgangszustand immer wieder erreicht, so ist das Flußaggregat zeitlich stabil.

Wegen dieses Flußumlaufs kann jedem zyklischen Kondensorfluß ein Spin zugeordnet werden, so daß die Terme der Kondensations-Spektren über Spins und Spinore verfügen können. Der zyklische Kondensorfluß ordnet der kompositiven Kondensation eine Eigenfrequenz f_η zu, die mit der Umlaufgeschwindigkeit des Flusses die Wellenlänge bzw. den Aggregatdurchmesser $\lambda = \frac{\omega_f}{f_\eta}$ definiert. Aus der Definition für $\sqrt[4]{\rho}$ folgt, daß die Trägheitsmasse der Kondensation mit wachsendem Raumkompressor ansteigt. Wegen der „Kompressionsisostasie“ muß damit auch die Frequenz f_η des zyklischen Flußes anwachsen, d.h. es gilt die Proportionalität $m \sim f_\eta \sim \frac{1}{\lambda}$. Weil ω_f konstant sein muß, folgt aus der Zyklizitätsbedingung aller Flußaggregate der empirische Quantendualismus $\lambda = \frac{h}{c m}$, d.h. die Äquivalenz von Welle und Teilchenbild.

Der Kondensorspin entspricht der Periode ω des zyklischen Flußes und ist daher zweideutig. Daher gibt es eine Spinisomerie des Kondensorspins.

Die Analyse der verschiedenen möglichen zyklischen Flußaggregate ergibt für die einzelnen Flußklassen ν jeweils $\nu!$ Strukturisomenen (für $\nu > 2$), d.h. Stereoisomenen, zu denen es mindestens ein enatiostereoisomeres (d.h. räumlich spiegelsymmetrisches) Aggregat gibt, und jeweils $\binom{\nu}{2}$ verschiedene Flußaggregate.

Im Fall der Zeitkondensationen ist der Durchmesser des zyklischen Flußaggregats $\lambda = \frac{h}{cm}$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Die Flußgeschwindigkeit im Photon ist $w_p = \nu \lambda = c$. Für den imaginären Kondensationstyp a, also für Gravitonen, ist $w_p = \omega > c$. ω ist der imaginäre Teil der Weltgeschwindigkeit im R_6 und mit der Geschwindigkeit der kosmischen Bewegung identisch. Wegen $\omega^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \geq 0$ ist $\omega \geq c$.

Nach der Kompressorisostasie gilt $m \lambda = \bar{\mu} \lambda_0 = \text{const}$, wenn $\bar{\mu} = \sqrt{\frac{ch}{s}}$ die Kondensorkonstante des Massenspektrums der Typen c und d und λ_0 der zu $\bar{\mu}$ gehörende Durchmesser sind. Ist weiter $E_{(a,b)}$ die Energie der Kondensationstypen a und b, so gilt nach dem Äquivalenzprinzip für Energie und Materie und nach dem Prinzip der Kompressorisostasie für die Formen a und b:

$$\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim \frac{1}{E_{(a,b)}}$$

und für die Kondensationsformen c und d

$$\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0} = \frac{\bar{\mu}}{m} = \sqrt[4]{\frac{1}{2n(2n-1)^2}} \cdot \eta_q^{-1}, \quad \eta_q = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{4q^4 + \pi^4}}$$

oder

$$2n \left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0} \right)^4 = (2n-1)^2 \left[1 + 4 \left(\frac{q}{\pi} \right)^4 \right]$$

5. Die Ursachen von Trägheit und Ponderabilität

Aus der Geodäsiebeziehung (34) und der Weltselektorbeziehung (19) folgt die Bedingung (mit den Gitterselektoren $\bar{C}^i = \alpha_K(\dots)_K$ von S.29)

$$\lambda_m(hl)[h^i] \bar{C}^i \bar{C}^j \bar{C}^k = -\bar{C}^i \lambda_m(hl) \bar{C}^j = -\bar{C}^i \bar{\lambda}(hl) \bar{C}^{-1} = 0$$

welche falls $\bar{C}^i \neq 0$ und $[h^i] \neq 0$ bleiben nur durch $\bar{\lambda} \bar{C}^{-1} = 0$ erfüllt werden kann. Das bedeutet $\bar{\lambda} \perp \bar{C}$. Da sich $\bar{C}$ als die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 ausdrücken läßt:

$$\begin{aligned} \bar{C}; n &= \sum_{i=1}^5 \bar{x}_i = \bar{Y}(q) = w + i \cdot w \\ w &= \dot{x}_1 + \dot{x}_2 + \dot{x}_3, \quad w^2 = c^2 + \dot{x}^2 + \dot{y}^2 \\ &\quad c \perp \dot{x} \perp \dot{y} \end{aligned} \quad (43)$$

folgt daraus die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}(q)$ im Fall der völligen Hermetrie $q = 6$.

Die gleiche Betrachtung läßt sich für die Partialstrukturen $\bar{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$ anstellen, welche wiederum auf die Orthogonalitätsbedingung

$$\boxed{\bar{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)} \perp \bar{Y}(z) = \sum_{i=1}^3 \bar{x}_i = \bar{C}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}; n} \quad (44)$$

$$z = z(x, \lambda, \mu, \nu) \leq q$$

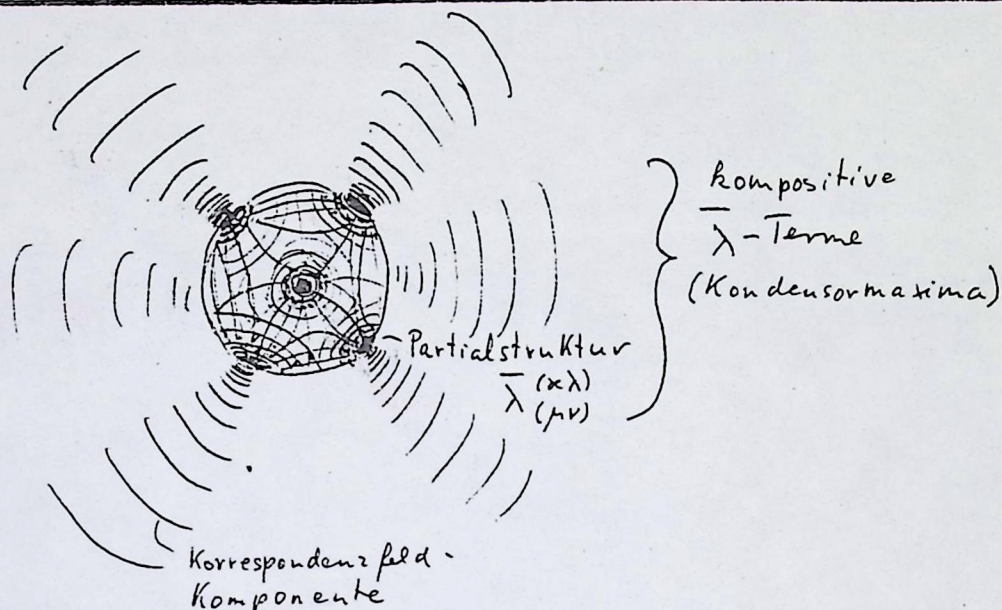
für die Partialstrukturen führt. Bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z(x, \lambda, \mu, \nu)$ zeigen $\bar{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$ und $\bar{\lambda}$ eine Kongruenz die darin besteht, daß die $\bar{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$ die $\bar{\lambda}$ als mosaikartiges Muster aufbauen.

Die Kondensormaxima fallen bei minimaler Korrelation ($\bar{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$) mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammen. Die Maxima der Korrelation verursachen jeweils für ihre Struktureinheiten Antihermetrie. Auf diese Weise entstehen Kopplungsstrukturen. Das allgemeine Korrespondenzfeld erscheint als integrale Struktur des kompositiven $\bar{\lambda}$ -Terms aller Korrespondenzfelder, wobei jeweils mindestens eine Komponente aus dem internen Bereich hinausreicht.

*) Überstreichungen kennzeichnen Vektoren.

**) d.h. korrelieren z.B. x_5 und x_6 maximal: $\delta \hat{y}_n = \delta(\bar{y}_{11})_a = 0$,
so sind die Struktureinheiten $[\hat{x}_n] \equiv [\hat{1}']$ und $[\hat{x}_n] = [\hat{1}']$,

-----> $\hat{y}_n = 0$, $x_5 x_6$ kondensieren nicht, sind also antihermetrisch



Für materielle Strukturen vom Kondensationstyp d gilt $q = 6$, und die $\bar{\lambda}$ -Strukturen der Kondensormaxima müssen zur Weltgeschwindigkeit $\bar{Y} = \omega + i\omega$ orthogonal verlaufen. Entsteht, bezogen auf ein Eigensystem ($\omega = 0$) eine Raumbewegung $\omega \neq 0$ der Kondensation, so müssen sich die $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ wegen (44) und (43) neu einstellen, was eine von ω abhängige komplexe Drehung im R_6 (bzw. im R_4) bedeutet. Diese Neueinstellung erfolgt während der gesamten Dauer der Beschleunigung $\dot{\omega} \neq 0$. Der damit verbundene reaktive Widerstand ^{in der} erscheint als Scheinkraft, die als Trägheit in Erscheinung tritt. Daher verhalten sich sämtliche Kondensorterm und damit entsprechend auch Energieterme träge. Auch die zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums, also der zyklische Kondensorfluß erfolgt so, daß die Bedingung (44) erfüllt wird. Es existieren daher nur solche Flußaggregate, bei welchen die Kondensationsstufen $\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ zur zyklischen Flußrichtung $\bar{Y}$ orthogonal verlaufen. Die Kondensationsstufen werden allein durch die imaginären Gitterselektoren verursacht. Alle Kondensoren können metrische Kondensationsstufen bilden, mit Ausnahme der allein aus den Partialstrukturen $\partial e_{(3)}$ des reellen Raumes R_3 gebildeten Kondensoren:

$$(\widehat{\begin{bmatrix} \partial e_{(3)} & \partial e_{(3)} \\ \partial e_{(3)} & \partial e_{(3)} \end{bmatrix}}) \equiv \begin{bmatrix} \widehat{3} & \widehat{3} \\ \widehat{3} & \widehat{3} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \widehat{3} \\ \widehat{3} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \widehat{3} & \widehat{3} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \widehat{3} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 3 \end{bmatrix}$$

Anstelle eines diskreten Punktspektrums bilden die Kondensorfluß-freien Raum-Kondensationen $\begin{bmatrix} 3 \end{bmatrix}$ ein kontinuierliches Streckenspektrum aus, welches die diskreten Stufen umschließt, wenn $\begin{bmatrix} 3 \end{bmatrix}$ existiert. Die Kondensations-

typen a und b enthalten $[3]$ nicht und erscheinen als imponderable Kondensationen, während die Typen c und d ponderable Komplexkondensationen sind.

Da $[3]$ reel sein muß, gilt für die Raumkondensation

$$f_m (\widehat{[\frac{3}{3}]}_+ + sp^2 \bar{Q}^{(3,3)}_{(3,3)} \times [\widehat{\frac{3}{3}}]_+) = 0$$

und mit (26) kann dieser Ausdruck metronisch integriert werden.

$$[\frac{i}{ke}]_{(3)} + Q^{(i)}_{(3)n} [\frac{n}{ke}]_{(3)} = \alpha_{ke}^i e^{\lambda_{ke} r} \left[\frac{1}{2} (E + \cos K) \{ E + (e^{\lambda_{ke} r} - \cos K)^2 \sin^2 K \} \right]^{-1/2 \lambda_{ke}}$$

mit

$$\lambda_{ke} = \lambda_{ke}^*, \quad \mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k ()_k, \quad K = \lambda_{ke} \sum_{\lambda=3}^q \sqrt{e} ()_k, \quad a = \bar{c}_{(3)} \bar{c}^{-1} = a^*$$

$$\alpha_{ke}^i = \sqrt{a^2 + b^2} = \text{const}, \quad b^2 = E - \sin^2 K, \quad c_{(3)s} [\frac{s}{ke}] = a \gamma_{ke}$$

(45)

Aus dieser Beziehung kann ermittelt werden, wie die imaginären Gitterselektoren, die als imaginäre a-Kondensationsformen immer vorhanden sind, die Raumkondensationen $[3]$ bewirken. Maximale Raumkondensationen entstehen z.B., wenn

$$K_{jn} = \pm \frac{\pi}{2} (2N + 1) \quad \text{ist.}$$

Reelle Raumkondensationen $[3] \neq \hat{0}$ und damit ponderable Kondensationsformen c und d existieren nur dann, wenn $K \neq 0$ und $K_{jn} \neq \pm \pi N$. Der Feldverlauf dieser Raumkondensation läßt sich aus der Extremwertbedingung $e^{\lambda_{ke} r} = \cos K$ des Kompositionsfeldes bzw. aus $\delta [3] = 0$ ermitteln.

Im 3. Gültigkeitsbereich, d.h. für $\tau \rightarrow 0$, wird $\lim_{\tau \rightarrow 0} \mu_{jn} = r$. In dieser Näherung wird für $a > k_{ke}$ und $e^{\lambda r} \gg b$:

$$[3]_{ke}^i ; n \longrightarrow \gamma \sim e^{\lambda_{ke} r} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right]^{-\frac{a}{2\lambda}}$$

(46)

Die imaginären Kondensoren bilden entsprechende Kondensationen, jedoch mit Kondensationsstufen aus. Diese Kondensationsstufen bildenden Klassen sind $[1]$, $[2]$, $[1,2]$, $[1,3]$, $[1,2,3]$, $[2,3] \equiv [\alpha, \beta, \delta]$. Der Feldverlauf der einzelnen Kondensationsformen $x \equiv (a, b, c, d)$ wird beschrieben durch

$$F_{(\alpha, \beta, \delta)}(x) = e^{-\lambda p_{\alpha}} \left(\frac{e^{\lambda \mu_{\alpha}} - e^{-\lambda p_{\alpha}}}{E - e^{-\lambda p_{\alpha}}} \right)^{-\frac{\alpha}{\beta}} \quad (48)$$

Es gibt 12 verschiedene Kondensationsmöglichkeiten:

$F_1(a)$	$F_1(c)$	$F_3(d)$
$F_1(b)$	$F_{1,3}(c)$	$F_{1,3}(d)$
$F_2(b)$	$F_1(d)$	$F_{2,3}(d)$
$F_{1,2}(b)$	$F_2(d)$	$F_{1,2,3}(d)$

Beispiel:

$$F_{2,3}(d) = \exp\left\{\frac{\lambda\sqrt{\epsilon}(\mu + i(l)_4)}{E} \left\{ \frac{\exp\lambda\sqrt{\epsilon}(\lambda + i(l)_4) - \exp[-i\lambda\sqrt{\epsilon}((l)_5 + (l)_6)]}{E - \exp[-i\lambda\sqrt{\epsilon}((l)_5 + (l)_6)]} \right\}^{-\alpha}\right\}$$

Im Gegensatz zur reellen Raumkondensation [3] sind wegen der immer auftretenden imaginären Exponenten ($e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$) zyklische Aggregate von Kondensorflüssen möglich.

Die 12 Kondensorsysteme $F_{(\alpha,\beta,\gamma)}(x)$ beschreiben die Lagen der jeweiligen Korrelations- und Korrespondenzextrema und damit die Kondensationsflüsse. Der Fall $F = 0$ bestimmt das Kopplungsmaximum (und Verschwinden der Kondensationen N^-). Die Kondensormaxima N^+ ergeben sich aus $\delta F = 0$. Die Extrema $N^\pm$ bezüglich der Lage im R_6 sind nach (48) Funktionen von $\underline{\alpha}$ und $\underline{\lambda}$ bzw. des Korrelationsexponenten der betreffenden Kondensorsignatur $\underline{\alpha}$ allein (wegen $\underline{\alpha} = \underline{\lambda} / \lambda$).

Wird neben der Existenz von N^+ auch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllt, dann lassen sich folgende 6 Kondensorflüsse $N^+(x) (\alpha, \beta, \gamma) N^-(x)$ definieren:

$$A(1) \equiv N_a^+ (1) N_a^- \equiv N_b^+ (1) N_b^- \equiv N_c^+ (1) N_c^- \quad (\equiv F_1(a)=F_1(b)=F_1(c))$$

$$B(2) \equiv N_b^+ (2) N_b^- \quad (\equiv F_2(b))$$

$$C(1,2) \equiv N_b^+ (1,2) N_b^- \equiv N_d^+ (1,2) N_d^-$$

$$D(1,3) \equiv N_c^+ (1,3) N_c^- \equiv N_d^+ (1,3) N_d^-$$

$$E(2,3) \equiv N_d^+ (2,3) N_d^- \quad (49)$$

$$F(1,2,3) \equiv N_d^+ (1,2,3) N_d^-$$

Im Typ d treten $[1]$ und $[2]$ nur als $\widehat{[11]}_+$ und $\widehat{[22]}_+$ - also ohne Korrelationen (z.B. mit $\widehat{[11]}_+$) - auf und bilden daher keinen Kondensorfluß. Weil der Kondensor $\widehat{[11]}_+$ jedem Typ x eigen ist, sind alle Kondensationstypen Quellen von Gravitationsfeldern.

Weil nur die Kondensationstypen c und d das reelle Kondensorsystem $[3]$ enthalten, sind nur diese ponderabel. Trägheit und Gravitation kommen jedoch allen vier Hermetrieformen $\bar{\lambda}$ zu. Nach (44) gilt für alle $\bar{\lambda} (x)$ das Trägheitsprinzip. Außerdem werden alle diese Terme von $\widehat{[11]}_+$ bzw. $\widehat{[1]}$ begleitet, die in der Projektion in den R_3 als gravitative Feldstruktur erscheint. Trägheit und Gravitation sind für die integrale Komposition der $\bar{\lambda} (x)$ -Terme äquivalent. Dagegen sind die internen Partialstrukturen $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} (x)$ eines jeden kompositiven Terms $\bar{\lambda} (x)$ strukturell etwas anders. Und für sie gilt das Äquivalenzprinzip nicht mehr.

Die Kondensorflüsse A bis F bestimmen die Eigenschaften der Hermetrieformen. Das Gravitonensystem a wird durch den (x_5, x_6) -Kondensorfluß A gebildet. Das Photonensystem b besteht aus x_4 -Kondensationen B, begleitet von A und der photonisch-gravitonischen Kopplung C. Neutrale

Elementarkorpuskeln c , die wegen $[3]$ ponderabel sind, werden durch gravitonische Kondensorflüsse A und Flüsse einer gravitonisch-räumlichen Kopplung D gebildet. Elektrisch geladene Partikel werden durch die photonischen Flüsse B und die räumlichen Kondensorflüsse C und D bestimmt, sowie durch photonisch-räumliche Flüsse E und gravitonisch-photonisch-räumliche Flüsse F . Die Eigenschaften der elektrischen Ladung werden durch E und F bewirkt, während die photonischen Terme aus d das mit der Ladung gekoppelte elektrostatische Feld beschreiben.

6. Die prototypischen Grundflußverläufe

Außer den zu Kondensorflüssen führenden Korrelationssystemen gehören zu jeder Hermetrieform die korrelationsfreien Kondensoren $\begin{bmatrix} \lambda & \lambda \\ \lambda & \lambda \end{bmatrix}_+$ mit $1 \leq \lambda \leq 3$. Diese erzeugen kein Flußaggregat, da es für sie kein Kopplungsmaximum als Kondensorminimum gibt. Die prototypischen Grundflußverläufe A bis F bezeichnet Heim als Fluktonen. Aus ihnen werden sämtliche Flußaggregate der Kopplungsstrukturen und aller ihrer Enantiostereoisometrien aufgebaut. Das Flukton $E(2,3)$ hat z.B. die Form:

$$E(2,3) = [E - \exp\{-\lambda \sqrt{c} (\sum_{k=1}^3 ()_k + i()_4 + i()_5 + i()_6)\}]^{-\alpha} [E - e^{-i\lambda \sqrt{c} (()_5 + ()_6)}]^{-\alpha}$$

(50)

Der Parameter α bestimmt eine Schar von Grundflüssen. Für $\alpha = 1$ existieren keine Kondensorflüsse. Es können n^2 Kondensoren ($n \leq 9$) gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignaturen verschieden sind. Die restlichen n Kondensoren haben die Form $\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \alpha & \beta \end{bmatrix}$. Sie bilden metrische Kondensationen, jedoch keine Korrelationen und Kondensorflüsse, sog. Schirmfelder. $\alpha = \beta$ ist ein singuläres Schirmfeld, $\alpha \neq \beta$ ein korrelatives Schirmfeld. Die Summe aus den Pseudoschirmfeldern $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 \\ 3 \end{bmatrix}$ sowie die korrelativen Schirmfelder $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 & 3 \end{bmatrix}$ treten nicht in metrischen Stufen, sondern als ein "Straton" genanntes Nahwirkungsfeld, abgekürzt $[3]$, auf.

Diese Dokumentation ist Eigentum der Firma I.B.W. der vor. Ohne vorherige schriftliche Zustimmung der Firma I.B.W. darf es Firmenfremden nicht zugänglich gemacht werden. Sicherheitsbestimmungen haben grundsätzlich Vorrang.

Die Anzahl der möglichen Kondensorflüsse ist nach dem oben gesagten für die Hermetrieformen x :

$$x \equiv a: \quad n = 2 \rightarrow z = 2(2-1) = 2 \text{ mögliche Kondensorflüsse}$$

$$x \equiv b,c: \quad n = 6 \rightarrow z = 30 \text{ Kondensorflüsse, (davon 4 singuläre und 2 korrelative Schirmfelder und 4 Stratonen)}$$

$$x \equiv d: \quad n = 9 \rightarrow z = 72 \text{ gekoppelte Kondensorflüsse, die von 9 Schirmfeldern umschlossen werden.}$$

In (49) führt $\alpha = 1$ zu (korrelationsfreien) Schirmfeldern bis auf $F(1,2,3)$, weil F mit dem linearen Kondensoraggregat $\underline{\gamma} = (\gamma)^\alpha$ identisch ist. Weil 3 Struktureinheiten korrelieren, kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden. Daher bezeichnet Heim diesen Kondensorfluß $F(1,2,3)$ als Weltflukton $[-6]$.

Heim verwendet die Symbolschrift

$(-k) \rightarrow (A...F)$	$= (- (1...6))$	für fluktonenhafte Prototrope
$(+k) \rightarrow (A...F)_{\alpha=1}$	$= (+ (1...5))$	für Schirmfeld-Prototrope
$[3]$	$= + 7$	für ein Straton

(51)

$P_k \equiv (\mp k)$ wird Protosimplex genannt (mit $1 \leq k \leq 5$).

Zum Weltflukton $[-6]$ gibt es kein Schirmfeld, und zum Straton $(+7)$ kein Flukton. Ansonsten treten Flukton und Schirmfeld in den betreffenden Unterräumen gemeinsam auf.

Die Protosimplexe p_k werden der Kopplungsstruktur entsprechend zu Prototropenkombinaten verbunden:

$$\begin{aligned} x = a : & \quad p_1 = (\bar{+} 1)_a \\ x = b : & \quad p_{123} = [\bar{+} (123)]_b \\ x = c : & \quad p_{14,7} = [\bar{+} (14)]_c (+ 7)_c \\ x = d : & \quad p_{123,4567} = [+ (127)]_d [\bar{+} (345)]_d (-6)_d \end{aligned} \quad (52)$$

Sämtliche N Grundflüsse des Fluktons unterscheiden sich in Signaturisomeren, Korrelationsexponenten und enantiostereoisomeren Flußaggregaten, d.h. in N begrifflich verschiedenen Elementen. Die Anzahl möglicher Spinisomere eines aus N Grundflüssen aufgebauten Fluktons ist $E_N^{(\bar{+})} = 2^{N-1} (N!)^2$. (Das Vorzeichen $(+)$ kennzeichnet den Kondensorspin des gesamten Grundfluß-Systems, und $(-)$ das dazu spiegelsymmetrische Spinsystem). Wenn in einem beliebigen Feldquant der Hermetrieform x die k Prototrope korrelieren, gibt es $N_x^{(\bar{+})}$ verschiedene isomere Strukturen

$$N_x^{(\pm)} = \prod_{k=1}^n E_k^{(\pm)} = 2^{(\sum_k N_k - 2n)} \prod_{k=1}^n (N_k!)^2, \quad n = n(x) \leq 6$$

Die Zahl der Signaturisomeren N_k wird durch die Protosimplexe $p_x = (\pm k)_x$, und diese durch $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_{(\bar{+})}^{(\pm k)}$ der x -Hermetrie bestimmt. Die "Protosimplerladung" $\bar{\lambda}$ wird aus $n_x^{(k)} \geq 1$ Protosimplex p_x zusammengesetzt und beschreibt die realen Spektralterm der Hermetriestrukturen:

$$\bar{\lambda} = Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} (\pm k)_x$$

Die Protosimplerstrukturen $p_k = (\bar{+} k)$ sowie das Straton $(+ 7)$ und das Weltflukton $(- 6)$ komponieren zwar die möglichen Hermetrieformen als Kopplungsstrukturen, zeigen jedoch mit Ausnahme von $(\bar{+} 1)_a$ selbst noch keine physikalischen Eigenschaften, wie z.B. Trägheit, Ponderabilität, elektrische Ladung. Die Verbindungen werden durch prototrope Konjunktoren

— () — hergestellt, und ermöglichen die Komposition zur Kopplungsstruktur der jeweiligen Hermetrieform. Das entsprechende Konjunktivgesetz besteht in einem Austauschprozeß der Fluktonen $(\pm p) \equiv (\begin{smallmatrix} x & \lambda \\ \mu & \nu \end{smallmatrix})$ und $(\pm q) \equiv (\begin{smallmatrix} x' & \lambda' \\ \mu' & \nu' \end{smallmatrix})$. Die zyklischen Kondensorflüsse beider Protosimplexe gehen also ineinander über, wenn die korrelierenden Kondensorflüsse dimensionell im gleichen Unterraum des R_6 liegen, d.h. zur selben Struktureinheit gehören. Ist $\mu \equiv {}^2\overline{\partial}\mu$ diese gemeinsame Struktureinheit, so gilt für den Konjunktiv

$$(\pm q) - (\mu) - (\pm p)$$

μ wird mehrdeutig, wenn der sog. Kontaktkonjunktiv vorliegt,

$$(\pm q) - (\mu) - (\mp p),$$

da dann ein Flukton über (μ) mit einem Schirmfeld verbunden wird, das jedoch zu keiner Konjunktion fähig ist, sondern nur den Kontakt zu einem anderen Flukton über den Konjunktiv vermitteln kann.

Es müssen nicht sämtliche Grundflüsse $z_k = z(l-k)$ über einen Konjunktiv (μ) zum korrelativen Austausch kommen, sondern nur $x_\mu \leq z_k$, oder $(\mu x_\mu) \equiv {}^2\overline{\partial}\mu$:

$$(\pm p) - (\mu x_\mu) - (\pm q), \quad 0 < x_\mu \leq \frac{1}{2}(z_p + z_q - |z_p - z_q|) \quad (53)$$

Durch die möglichen Konjunktivisomeren erhöht sich die Zahl der Strukturisomeren weiter. Die Anzahl dieser Konjunktivisomeren ergibt sich aus den Konjunktivgesetzen der einzelnen Hermetrieformen, was die Bestimmung der Protosimplexladung $\overline{\lambda}$ erfordert.

Im Fall der (x_5, x_6) -Selbstkondensationen $(\mp 1)a$ existiert kein Konjunktiv. Die Protosimplex-Triade der Zeitkondensationen p_{123} wird dagegen allein durch Korrelationskonjunktive bestimmt:

$$(\pm 1)_b \quad -(1)- \quad (\pm 3)_b \quad -(2)- \quad (\pm 2) \quad (54)$$

In der Protosimplex-Triade der Raumkondensationen $p_{14,7}$ wirken ein Korrelations- und ein Stratonkonjunktiv $-(3)-$:

$$(\pm 1)_c \quad -(1)- \quad (\pm 4)_c \quad -(3)- \quad (+7)_c \quad (55)$$

In Raum-Zeit-Kondensationen der d-Hermetrie tritt die Schirmfeldtriade $(+(127))$ auf. Trotz des Weltfluktons bestimmen nur Kontakt- bzw. Stratonkonjunktive die zyklische Kontaktstruktur

$$\begin{array}{cccccccccccccccc} (+1)_d & -(1)- & (\pm 3)_d & -(2)- & (+2)_d & -(2)- & (\pm 5)_d & -(3)- & (+7)_d & -(3)- & (\pm 4)_d & -(1)- \\ \hline \end{array} \quad (56)$$

Zur Kopplungsstruktur der d-Hermetrieform zählen noch die durch den Einfluß von $(-6)_d$ auf $(+(127))_d$ bedingten Konjunktive

$$\begin{array}{cccccc} (+1)_d & -(1)- & (-6)_d & -(2)- & (+2)_d & \text{und} \\ (-6)_d & -(3)- & (+7)_d & & & \end{array} \quad (57)$$

7. Spin-Strukturen und Konjunktiv-Isomeren

Die zur Konjugation kommenden Fluktonen $(-(p,q))$ sind Flußaggregate zyklischer Kondensorflüsse, zwischen jeweils einem pseudoeuklidischen Kopplungsmaximum N_- und einem Korrespondenzmaximum N_+ extremer Kondensation. Der Definitionsbereich eines solchen Flußaggregates wird durch die beteiligten Kondensorsignaturen bestimmt. Diese Flüsse werden durch die antihermiteschen Anteile ihrer Kontrasignaturen aktiviert. Die Kondensorflüsse strukturieren die Grundflußaggregate eines Fluktons durch die Verteilung der Kondensorquellen und -Senken einer Kopplungsstruktur.

$$\begin{aligned} F_p(\mu) &= N_+(p) \begin{pmatrix} x_\mu \\ \lambda_\mu \end{pmatrix} N_-(p), \quad \mu \equiv {}^2\overline{ae}\mu \\ F_q(\mu) &= N_+(q) \begin{pmatrix} x'_\mu \\ \lambda'_\mu \end{pmatrix} N_-(q) \end{aligned}$$
$$\boxed{\mathcal{S}((\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x) \equiv \underset{x}{P}(\mu)_{\pm}^q \equiv (\mu)_{\pm}} \quad (58)$$

Die Protosimplexe $(\bar{\tau}^+ 2)_b$ bilden ein Zeitquartett, das aus 4 schirmfeldartigen Strukturen (ohne Flukton) besteht. Es kann auch bei $(\bar{\tau}^+ 1)_{abc}$ $\text{---}(1)\text{---}$ und $(\bar{\tau}^+ 2)_b$ $\text{---}(2)\text{---}$ hinsichtlich des Konjunktorspins zu einer Konjunktorspaltung kommen, weil an jedes der beiden Grundflußsysteme ein Teil der betreffenden Konjunkturvalenz anschließen kann. Diese Bizeyklizität tritt nur in $x \equiv (b\ c)$ auf, weil nur dort die Kondensorquartette im Zusammenhang mit Konjunktivgesetzen erscheinen. $V_{\wedge}^{xy}$ bezeichnet die Valenz von $\text{---}(\mu\ V_{\mu})\text{---}$, die auch die Zykeln x und y der betreffenden bizeyklischen Fluktonen enthalten:

$$(-p)_{bc} - (\mu V_\mu) - (\mp q)_{bc}, \quad V_\mu^x + V_\mu^y \equiv V_\mu$$

Neben p und q können in μ auch noch Protosimplexe $(\mp k)$ auftreten und Konjugationen mit den bereits vorhandenen p und q erzwingen. Wenn alle drei Protosimplexe einer Triade in der gleichen Struktureinheit μ durch Konjunktive in Wechselbeziehung stehen sollen, muß mindestens eine Konjunktorspaltung auftreten.

Der Konjunktorspin wird also überlagert durch eine Struktureinheit der Form

$$k_x(\mu)_{\pm}^{pq} (V_{\mu}^x, V_{\mu}^y) \quad (59)$$

wenn $(-k)$ eine höhere Signaturisomerie $I(k)$ als diejenigen von $(-p)$ und $(-q)$ hat:

$$\boxed{(\pm p) - (\wedge V_{\mu}^x) - (\pm k) - (\wedge V_{\mu}^y) - (\pm q)} \\ I(k) > \frac{1}{2} (I(p) + I(q)) \quad (60)$$

Spinstrukturen und Konjunktorisomerien der konjunktiv verknüpften Hermetrieformen $X \equiv (bcd)$ ergeben sich damit wie folgt:

$$\boxed{\begin{array}{l} \text{Zeitkondensationen b: } (\pm 1)_b - (1V_1) - (\pm 3)_b - (2V_2) - (\pm 2)_b \\ \text{Spinstruktur b: } {}^1_1(1)_{(\pm)}^3 (V_1^x, V_1^y), {}^3_2(2)_{(\pm)}^2 (V_2^x, V_2^y) \end{array}} \quad (61)$$

Konjunktorisomerie-Anzahl b: $4 \cdot 4 = 16$

$$\boxed{\begin{array}{l} \text{Raumkondensationen c: } (\pm 1)_c - (1V_4) - (\pm 4)_c - (3) - (+7)_c \\ \text{Konjunktorspins c: } {}^1_c(1)_{(\pm)}^4 (V_4^x, V_4^y) \\ \text{Konjunktorisomere c: } 2 \cdot 2 = 4 \end{array}} \quad (62)$$

Raum-Zeit-Kondensationen d:

$$\left((\pm 4)_d - (1) - (+1)_d - (1) - (\pm 3)_d - (2) - (+2)_d - (2) - (\pm 5)_d - (3) - (+7)_d - (3) \right)$$

$$((+1, 2))_d = (1, 2) = (-6)_d - (3) - (+7)_d$$

Konjunktorspinstruktur d:

$$\left. \begin{array}{l} \text{für die } {}^2\overline{\mathcal{E}}_{(1)} \text{-Struktur: } {}^3_4(+1)_{(\pm)}^4, {}^6_4(+1)_{(\pm)}^{3,4}(V_1^x, V_1^y) \\ \text{für die } {}^2\overline{\mathcal{E}}_{(2)} \text{-Struktur: } {}^3_4(+2)_{(\pm)}^5, {}^6_5(+2)_{(\pm)}^{3,5}(V_2^x, V_2^y) \\ \text{für die } [3] \text{-Struktur: } {}^4_6(+3)_{(\pm)}^5, {}^6_d(+3)_{(\pm)}^{4,5}(V_3^x, V_3^y) \end{array} \right\} (63)$$

Konjugationsisomere d:

Spineinstellungen jeweils $2.4 = 8$, d.h. insgesamt $8^3 = 512$

Die Eigenschaft der Feldaktivatoren, konstante Metronspins ${}^2\overline{\mathcal{E}}_{-}^{(\alpha\lambda)}$; $n = \text{const}$ zu beschreiben, bedingt die Erhaltung des Drehimpulses im R_6 .

Der Konjunktorspin ergibt sich aus (22)

$$P_x(\mu)_{\pm}^q \sim \mathcal{S} \frac{\overline{\mathcal{E}}_{\mu}}{w} \sum_{\nu} sp \mathcal{A}_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}; [\widehat{\frac{\alpha\lambda}{\mu\nu}}]; () \delta V = \mathcal{S} \frac{\overline{\mathcal{E}}_{\mu}}{w} {}^2\overline{\mathcal{P}}_{\mu} \delta V = \mathcal{S} \frac{\overline{\mathcal{E}}_{\mu}}{w} \delta {}^2\overline{\mathcal{E}}_{\mu}$$

(64)

darin sind $\overline{\mathcal{E}}_{\mu}$ der Radius der zyklischen Konjunktorspinflußbahn $\overline{\mathcal{E}}_{\mu} = \mathcal{E}_{\mu} \frac{\mu_{\mu}}{2\pi}$ in

${}^2\overline{\mathcal{E}}_{\mu}, \mu_{\mu} = \frac{w}{2V_{\mu}}$, w der Imaginärteil $w^2 = c^2 + \dot{\mathcal{E}}^2 + \dot{\eta}^2$ der Weltgeschwindigkeit $\overline{\mathcal{Y}} = \overline{\omega} + i\overline{\eta}$, δV das R_3 -Volumenelement $\delta V = \prod_{k=1}^3 \delta z_k = \tau \overline{\mathcal{E}} \prod_{k=1}^3 \delta ()_{K_1}$

${}^2\overline{\mathcal{P}}_{\mu} = \sum_{\lambda} (sp \mathcal{A}_{(\mu\lambda)}^{(\alpha\lambda)}; [\widehat{\frac{\alpha\lambda}{\mu\lambda}}]_+)$ ein Energiedichtetensor, der additiv aus denjenigen Anteilen zusammengesetzt ist, deren Kondensoren die im Konjunktiv $-(\mu)-$ stehenden Protosimplexe p und q aufbauen und die Energie ${}^2\overline{\mathcal{E}}_{\mu}$ kann ersetzt werden durch $h\nu_{\mu}$, wobei im Metron-

differential

$$\delta^2 \bar{E}_\mu = \hbar \nu_\mu \delta^2 \bar{m}_x^{(pq)}$$

die Komponenten von $\bar{m}_x^{(pq)}$ aus Selektoren ganzer Quantenzahlen bestehen, die in den Hermetrieformen x die Simplexe (p, q) angeben.

Wenn $\bar{s}_\mu$ den Einheitsvektor des Konjunktorspins beschreibt, dann gilt

$$P_x(\mu)^q = \pm \hbar \sum_{R_3} \frac{\bar{E}_\mu \bar{\nu}_\mu}{W} \delta^2 \bar{m}_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_\mu \sum_{R_3} \delta^2 m_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_\mu m_x^{(pq)}$$

$$\boxed{P_x(\mu)^q = \bar{s}_\mu |P_x(\mu)^q|} \quad (65)$$

Die Superposition aller Konjunktorspins einer Hermetrieform führt zu einer Spinstruktur im R_3 . Dieser Spin wird als "Stratonspin" bezeichnet. Ein Straton (+ 7) ist nur für $x \equiv (c, d)$ definiert. Die Summe der Konjunktorspinintegrale gilt jedoch auch für die Imaginärkondensationen $x \equiv (a, b)$. Die zur Kondensation kommenden Formen a und b bestimmen eine R_3 -Kondensation. Daher weisen sie ebenfalls Eigenschaften eines Raumpins auf. Der Selektor des Stratonspins der Hermetrieform x ist

$$\boxed{\bar{s}_x = \sum_{p,q} P_x(\mu)^q = \pm \frac{\hbar}{2} \sum_\mu \bar{s}_\mu \sum_{p,q} m_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_0 m_x} \quad (66)$$

wobei $m_x = \sum_{p,q} m_x^{(pq)}$ und $\bar{s}_0 = \sum_\mu \bar{s}_\mu$ sind. Mit der laufenden Metronenziffer ν lautet der meßbare integrale Spinvektor des zeitlich stabilen Flußaggregats einer Kondensorstruktur

$$\boxed{\bar{s}(x) = \bar{s}_x; \nu = \pm \hbar \frac{\bar{s}_0}{2} m_x; \nu = \pm \hbar \bar{\sigma}(x), \quad \bar{\sigma} \neq \sigma^*} \quad (67)$$

Der Stratonspin setzt sich zusammen aus Komponenten $\bar{\sigma}_t$ des imaginären Unterraums $V_3(x_4, x_5, x_6)$ und $\bar{\sigma}_r$ des reellen $R_3(x_1, x_2, x_3)$. Für die Eigenvektoren gilt die Orthogonalitätsbeziehung $\bar{e}_r \perp \bar{e}_t$ und daher

der Stratonspin $\vec{\sigma} = i\vec{e}_t s + \vec{e}_r \vec{\sigma}_r$. Darin ist $\vec{\sigma}_r = z \vec{\sigma}$ der Raumspin mit $z = \cos(\vec{v}, \vec{e}_r) \exp[i(\pi \vec{\sigma} + \varphi)]$ (wobei φ die Schlußphase der fluktonisch konjugierenden Kondensorextrema bedeutet). Bei jeder R_3 -Bewegung ist $\vec{v} \parallel \vec{e}_r$, so daß $\cos(\vec{v}, \vec{e}_r) = \pm 1$ bei den Formen c und d und +1 bei den Formen a und b wird. Als Phase der Kondensorkonjugation gilt $\varphi = \pi/2$. Daraus folgt $z = i\alpha_p \exp(i\pi \vec{\sigma})$ mit $\alpha_p = \cos(\vec{v}, \vec{e}_r)$ oder $2(\vec{\sigma}) = i\alpha_p (-1)^{\vec{\sigma}}$. Darin wird $\alpha_p (-1)^{\vec{\sigma}} = P_a$ als Parität der Form x bezeichnet. Der allgemeine Stratonspin lautet somit

$$\vec{\sigma}(x) = i(\vec{e}_t s + \vec{e}_r \vec{\sigma}_r P_a)$$

$$\text{oder} \quad \sigma_t = i s, \quad \sigma_r = i \vec{\sigma}_r P_a \quad (68)$$

$\vec{\sigma}_r$ kann als Quantenzahl des Raums spins $\hbar \sigma_r$ interpretiert werden. Der interne Spin-imaginärer Kondensorflüsse $\sigma_t = i s$ wird als Spinisomorphismus aufgefaßt, weil bei gleicher Protosimplexstruktur verschiedene projizierte Konjunktorgefüge in c- oder d-Form im R_3 auftreten und die Komponenten dieser isomeren Termfamilie Transformationen entsprechen würden, welche die metrischen und konfigurativen Elemente sowie die Protosimplexladungen invariant lassen.

Der durch s in σ_t bedingte Raumspinisomorphismus bzw. die Anzahl der ν kompositiven $\vec{\lambda}$ -Terme die ein Multipllett besetzen, ist

$$s_\nu = s + 1 - \nu \quad (\text{mit } 1 \leq \nu \leq 2s + 1 \text{ und } 2s = P \leq k + 1)$$

$P = 2s$ ist die maximale Anzahl spinisomorpher $\vec{\lambda}$ -Terme der c- und d-Hermetrie eines Multiplletts, dessen Komponenten gleichermaßen aus c- oder d-Termen bestehen können aber durch die gleiche Konfigurationszahl k gekennzeichnet sein müssen.

Ist $\vec{\sigma}_r = n$ ganzzahlig, so ist $P_a = \pm 1$ und $\sigma_r = \pm i \vec{\sigma}_r$ imaginär. Im R_3 -Volumen gilt für die $\vec{\lambda}$ -Tensor-Terme kein Ausschlußprinzip. Ist $\vec{\sigma}_r = 1/2 (2n+1)$ halbzahlig und $P_a = \pm i$, so wird $\sigma_r = \pm \vec{\sigma}_r$ reel und wird halbzahlig gezählt. In diesem Fall sind die $\vec{\lambda}$ als Spinörterme zu verstehen.

Im R_3 -Volumen besteht in diesem Fall ein Ausschlußprinzip, d.h. 2 solche Spinor-Terme können sich nicht am gleichen Ort überlagern.

Antistrukturen lassen sich in der Metrontheorie so erklären, daß im R_6 neben dem der gewöhnlichen Raum-Zeit R_4^+ eine durch X_5 -Distanzen getrennte antiparallele R_4^- mit antiparalleler Zeitkoordinate bestehen sollte. Es gilt $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} \perp \bar{x}_\nu$ unter der Annahme $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$. Die $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ bestimmen als Kondensationsstufen bei Kompositionen durch Konjunktorgesetze die Orientierung der $\rho_{(\mu)}^\pm$, die nach (65) die Orientierung des Gesamtspins bedingen, dessen Projektion in den R_3 den Stratonspin $\bar{s}_x$ liefert. Die Orientierung von $\bar{s}_x$ ist auf die Struktur $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} \perp \bar{x}_\nu$ bezogen. Bezogen auf R_4^+ existieren neben den Flukton- und Konjunktorspins der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $\bar{s}_x^+ \equiv \bar{s}_x(R_4^+)$ entsprechende enantiostereoisomere Strukturen als Antistrukturen mit dem Antistratonspin $\bar{s}_x^- \equiv \bar{s}_x(R_4^-)$, die bezogen auf den R_4^- als Normalstrukturen auftreten. Antimaterie kann im R_4^+ nur kurzzeitig bei Transmutationen elementarer Materiefeldquanten auftreten.

Wegen $\cos(\bar{\gamma}^+, \bar{\gamma}^-) = (\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)+}, \lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)-}) = -1$ und $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)\pm} \perp \gamma^\pm$ muß das Trägheitsprinzip auch für die Antistrukturen gelten.

In (58) werden Antikonjektoren als $-(\mu^-)$ neben Konjektoren $-(\mu^+)$ beschrieben und Anti-Protosimplexe durch $(-p)$ neben Protosimplexen $(+p)$. Photonen und Gravitonen unterscheiden sich von ihren Antistrukturen durch die Drehung ihrer Polarisationssebene. In der Hermetrieform c bestimmt $(\mp 1)^\pm$ die Prototrope $(+7) \equiv [3]$ und die Triade der Neutrokörpern $(\mp (1,4))_c^+$, $(+7)_c^+$. Die Bizeklizität des (∓ 1) -Quartetts bedingt den Simplex $(\mp 4)_c$ und damit die Spinstruktur der $c^\pm$ -Form. Die Anti-Kondensationen c^- und d^- unterscheiden sich von c^+ und d^+ durch die anentiostereoisomeren Spinstrukturen infolge der spiegelsymmetrischen Konjugation aller Konjunktur- und Stratonspins. Die zu einer d-Hermetrieform gehörende Antistruktur trägt neben den spiegelsymmetrischen Spineigenschaften eine konjugierte elektrische Antiladung (bedingt durch $(\mp 5)_d^+$ und $(-6)_d^+$).

Die kompositiven Kondensortermine $\lambda(x)$ können nun physikalisch als Materiefeldquanten interpretiert werden, die nicht nur durch interne Korrelationen, sondern auch durch nach außen greifende Korrespondenzen des Raumspins und der Struktur gekennzeichnet sind. Die Raumspin-korrespondenz (Rk) zweier Terme $\bar{\lambda}_x$ und $\bar{\lambda}_y$ wird beschrieben durch

$$\bar{\lambda}_{j_x} - [j_x, j_y] \bar{\lambda}_{j_y}, \quad j_x > 0, j_y > 0, P_a(j_x) = -P_a(j_y) \quad (69)$$

Die Strukturkorrespondenz (Sk) ist ein Ausdruck der Kopplungsstruktur eines $\bar{\lambda}$ -Terms. Die Korrelationsminima N_+ in einem zyklischen Kondensorfluß $N_+ () N_-$ sind die Maxima der Fundamentalkondensoren. Und diese sind wegen (34) Zentren maximaler Beschleunigungswirkungen $\ddot{x}^{\bar{c}}$. Außerdem sind die N_+ mit $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ identisch. Daraus folgt, daß die Zahl Z der möglichen Korrespondenz-Feldquellen identisch ist mit der Zahl derjenigen Fundamentalkondensoren, die keine statischen Schirmfelder ausbilden. Die Zahl der möglichen strukturellen Korrespondenzfeldquellen $Z(x)$ ist

$$Z(x) = n(n-1)$$

und die Anzahl der begleitenden Schirmfelder $n = n(\hat{\gamma}(x))$. Diese $Z(x)$ Elemente bilden die Kondensormaxima der zu $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktons $(-p)$, das durch Schirmfelder $(+p)$ zum Protosimplex $(\mp p)$ ergänzt wird. Ist ein Materiefeldquant X ungestört, so befinden sich alle Konjunktive $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ der internen Korrelationen im stationären Zustand eines dynamischen Gleichgewichts der Kopplungsstruktur von X .

Eine Störung Y , beschrieben durch $\bar{\lambda}_Y$, leitet jeweils eine Schirmfeldkorrespondenz Sk ein, die eine Superposition der Schirmfelder $(+p)_X$ und $(+q)_Y$ bewirkt. Der Superpositionskonjunktiv der Sk in $\hat{\mu}$ ist

$$(+p)_X - [\hat{\mu}] - (+p)_Y \quad (70)$$

Seine Wirkung wäre derart, daß die Zyklizität des Kondensorflusses in μ zerstört wird, sofern ^{sich} nicht gleichzeitig die Korrelationsstruktur des störenden Terms in der Weise verändert, daß ein struktureller orientierter Korrespondenzkonjunktiv $X \rightarrow Y$ als Folge der Schirmfeldkorrespondenz ausgebildet werden kann:

$$(\pm p)_X - (\mu) - (\pm q)_Y \quad (71)$$

Das soll bedeuten, daß durch die Störung ein Kondensorfluß in Richtung $X \rightarrow Y$ im Bereich μ verursacht wird. Eine Schirmfeldkorrespondenz ist dann gegeben, wenn ein entsprechender Kondensorfluß $Y \rightarrow X$ verursacht wird und ein übergeordnetes Flußaggregat als Simultankonjunktiv entsteht, das einen stationären Gleichgewichtszustand wiederherstellt.

$$(\pm p)_X - [\hat{\mu}] - (\pm q)_Y \equiv (\pm p)_X - (\mu) - (\pm q)_Y + (\pm p)_X - (\mu) - (\pm p)_Y \quad (72)$$

Damit entsteht aus den Materiefeldquanten X und Y ein neues Korrespondenzsystem $\mathcal{L}(X, Y)$.

Eine Hierarchie der Korrespondenzen im Simultankonjunktiv wird deutlich, wenn der Kondensorfluß $-(\hat{\mu})$, der die Sk verursacht, ausgeschrieben wird als $[\hat{\mu}]$ und in die Geodätengleichung eingesetzt wird:

$$\ddot{C}^{\bar{L}} = -[k_m]_{(\mu \nu)}^{(x \lambda)}; () \dot{C}^k \dot{C}^m = 0 \quad \text{mit } C_j; n = X_j$$

Denn die doppelte Zeitableitung $\ddot{X}^{\bar{L}}$ ist ein direktes Maß für die Stärke der Wechselwirkung. Es existieren 13 Korrespondenzklassen der Grundflüsse.

6 beschreiben Schirmfeldkorrespondenzen (+ p) mit (+ 7), eine die schwachen Raumpinkorrespondenzen und 6 weitere die Korrespondenzen der (-p) mit (- 6), deren Stärke der Wechselwirkung sehr groß werden kann.

8. Partialspektren komplexer Hermetrie als einfachste Elementarteilchen

Jeder Protosimplex $(\bar{+} p)_x$ bzw. dessen fluktonisches Element bedingt einen Kondensationszustand $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} = \bar{\lambda}$. Dieser genügt der Orthogonalitätsbedingung $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ (mit der komplexen Weltgeschwindigkeit $\bar{Y} = w + i \omega$) und ordnet demnach jedem $(\bar{+} p)_x$ eine Trägheitswirkung als Masse zu, wenn $(\bar{+} p)_x$ durch Konjunktive fluktonisch in das Strukturgefüge des Massenterms eingekoppelt ist. Die Spektraltermine gleicher Hermetrieform können sich in ihren Trägheitsmassen deshalb unterscheiden, weil sich die einzelnen $(\bar{+} p)_x$ in ihrer Bewertung bzw. $\bar{\lambda}$ -Intensität unterscheiden können, was wegen des Stufencharakters der Kondensationen nur als ganzzahliges Vielfaches einer Einheitskondensation erscheinen kann. Diese Einheitskondensation $\bar{\lambda}_0$ entspricht einem Einheits-Protosimplex bzw. einer Protosimplex-Ladung $\underline{N} = N_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} = \bar{\lambda} / \bar{\lambda}_0 \geq 1$ wobei $\bar{\lambda}$ eine Vervielfachung des konfigurativen Grundmusters $\bar{\lambda}_0$ für $x \equiv (c, d)$ bedeutet. $\bar{\lambda}$ definieren metrische Kondensationsstufen als Krümmungsmaß $\underline{\lambda} = |\bar{\lambda}|$ des Unterraumes eines R_6 mit dem Krümmungsradius $\underline{\varepsilon} = 1/\underline{\lambda}$. Für die Radien ρ einer Folge von $\underline{n}$ Kondensationsstufen in einem R_6 -Unterraum gilt entsprechend

$$\rho_n = \underline{n} \underline{\varepsilon}$$

wobei sich die Radien auf den durch die Kondensorsignator bezeichneten R_6 -Unterraum beziehen.

Die Termmannigfaltigkeit von Kondensoren eines Partialspektrums x bedeutet, daß die betreffende Hermetrieform x aus Protosimplexen $(\bar{+} p)_x$ und Konjunktivgesetzen nur für Einheitsstrukturen $\bar{\lambda}_0$ dieser x -Hermetrie gelten kann. Die Superposition aller 4 Partialspektren $x \equiv (a, b, c, d)$ einer jeden x -Hermetrie liefert die meßbaren Massenwerte. Die c - und d -Terme wären wegen ihrer Ponderabilität mit Elementarteilchen gleichzusetzen.

Es existiert daher ein Termselektor T , der ponderable Massenterme M des diskreten Spektrums komplexer Kondensationen selektiert, gemäß:

$$T; m(n, q) = M(c, d) \quad (73)$$

Die Minimalkondensationen als unterste Schranken der Partialspektren c und d besitzen die Protosimplexladungen $\underline{N} = 1$. In solchen Kopplungsstrukturen erscheint jeder $(\mp p)_x$ einfach. Für die Minimalkondensationen m_e und m_L gilt die Beziehung (wobei $m_L = \text{const}$ die untere Schranke des c -Spektrums ist):

$$m_e \approx \frac{1}{\sqrt{\eta^2}} m_L \quad \text{mit} \quad \eta = \sqrt[4]{\frac{4+\pi^4}{\pi^4}} \quad \text{und} \quad m_L = \text{const} \quad (74)$$

Als gemeinsamen Protosimplex haben m_e und m_L nur $(\mp 4)_{c, d}$ und $(+ (1, 7))_{c, d}$. Diese Minimalkondensationen entsprechen Neutrinos, während die Abweichung von dieser Kopplungsstruktur um $(\mp (3, 5))_d$ und $(+ 2)_d$ sowie $(- 6)_d$ das Elektron/Positron-Paar $e \pm$ charakterisiert, wobei das externe Ladungsfeld allein auf (∓ 5) und $(- 6)$ der d -Form zurückgeht. Das elementare Konfigurationsmuster der d -Hermetrieform, gekennzeichnet durch $\underline{N} = 1$ hat folgende Gestalt:

$$(+ (1, 2, 7)), (\mp (3, 5)), (- 6), (\mp 4) \quad (75)$$

und definiert eine Masse m_a , die mit der Elektronenmasse derart zusammenhängt, daß gilt

$$\begin{aligned} m_e &= m_a(1-k), & k &= A f \eta^2 (1 - \sqrt{\eta}) \\ A &= 2/3, & f &\approx \frac{1}{2} (1 + \sqrt{5}) \end{aligned} \quad (76)$$

und folglich

$$\begin{aligned} m_L &= \frac{4}{c s_0} \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}} \\ m_e &= \frac{1}{\eta^3 \sqrt{\eta}} \left[1 - \frac{1}{3} (1 + \sqrt{5}) \eta^2 (1 - \sqrt{\eta}) \right] m_L \\ m_B &= m_e / \eta \end{aligned} \quad (77)$$

m_B ist das neutrale Komplement zu m_e . Der numerische Wert für m_e liefert die Masse des Elektrons.

Alle weiteren Deduktionen müssen also auf den Einheitsstrukturen der Triade $\nu_L, e^\pm, \nu_B$ ($L \hat{=}$ Lepton, $B \hat{=}$ Baryon) aufbauen, bei denen $(\bar{\tau} p)_{C, d}$ nur in der Ladung $\underline{N} = 1$ auftritt.

Die elementaren Partialmassen des reinen Trägheitsfeldes und des reinen Ladungsfeldes werden bestimmt durch die Protosimplexkombinationen

$$\begin{aligned} [(\pm 1, 4)_x, (+7)_x] &\equiv \mu_+ = m_B - m_L \\ [(\pm 2, 3, 5), (-6)] &\equiv \mu_- = m_e - m_L \end{aligned} \quad (78)$$

Es muß aber noch zusätzlich eine Partialmasse μ_s existieren, die durch den Stratonspin bedingt wird: $\mu_s = m_B - m_e$. Das ergibt

$$\begin{aligned} \mu_\pm &= 4\mu\alpha_\pm, \quad \mu_s = \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right)\mu_+ \\ \mu &= \frac{1}{c s_0} \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}} \\ \alpha_+ &= \frac{1}{\eta^2 \sqrt{\eta}} \left[1 - \frac{1}{3} (1 + \sqrt{5}) \eta^2 (1 - \sqrt{\eta}) \right] - 1 \\ \alpha_- &= \eta \alpha_+, \quad \eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^4 + 4}{\pi^4}}, \quad s_0 = 1 [m] \end{aligned} \quad (79)$$

9. Die Innenstruktur stratonischer Elemente

Die Massenterme $M(c, d)$ setzen sich zusammen aus Komponenten M_p der $(\bar{+} p)$, der M_s des Konjunktorgefüges und eventuell eines Ladungsfeldes M_q :

$$M = M_p + M_s + M_q$$

M muß in L ; $[\hat{}] = 0$ enthalten sein, wegen $\bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \perp \bar{Y}$ und

$$L_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} - \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times ()$$

Das Matrizenpektrum

$$\text{sp } \lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; [\hat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}}]_+ = \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} [\hat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}}]_+ \sim {}^2\bar{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$$

ist einem Energiedichteselektor ${}^2\bar{W}$ proportional

$${}^2\bar{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \sim \delta_V {}^2\bar{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$$

$$\text{mit } \delta_V = \frac{\delta}{\delta V_\mu}$$

$$\delta V_\mu = \beta_\mu \prod_{k=1}^{3-\mu} \delta_k()_k, \quad \beta = \text{const}$$

Damit folgt die Proportionalität

$$\delta_V {}^2\bar{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \sim \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} [\hat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}}]$$

(80)

Die rechte Seite beschreibt den Kondensationszustand und $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ den Trägheitszustand einer Kopplungsgruppe $(\bar{p})_{(\mu\lambda)}^{(\nu)}$, die zugleich eine Energie- bzw. Wirkungsdichte in der R_4 -Projektion des R_6 darstellt. Man kann die Beziehung auch durch den Änderungsselektor der Protosimplexladung schreiben

$$\delta_V \left\{ \bar{\lambda}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} \left[\widehat{\frac{\lambda_{\mu\nu}}{\lambda_{\mu\lambda}}} \right]_+ \right\} \sim \mu_+ {}^2\bar{P}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} \quad (81)$$

mit μ_+ aus (79), da $\bar{\lambda}$ der Gruppe $(\bar{p})_{(\mu\lambda)}^{(\nu)}$ den Trägheitswiderstand ausdrückt. ${}^2\bar{P}$ ist ein tensorieller hermitescher Änderungsselektor der Protosimplexladung, welcher sich nur um einen konstanten Wert ändern kann. Da ${}^2\bar{P}$ in einem R_6 der Signatur $(+++---)$ definiert und folglich komplex ist, läßt sich die Aufspaltung in Real- und Imaginärteil vornehmen

$${}^2\bar{P}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)}; N = \left\{ {}^2\bar{A}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} + i {}^2\bar{F}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} \right\}; N$$

Für den unbekannten Termselektor $\bar{\pi}; m = M$ ist nur der Realteil relevant, der ein Konstantenselektor sein muß

$$\Re {}^2\bar{P}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)}; N = {}^2\bar{A}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} = \text{const (R 3)}$$

Der Imaginärteil kennzeichnet eine energetische Schwankungsbreite Γ aller Terme $\bar{M}(c, d)$ komplexer Hermetrien als Maß für die x_4 -Erstreckung bzw. Existenzzeit der c- und d-Terme.

Für den Realteil in (81) gelten folgende Proportionalitäten:

$$\delta_V {}^2\bar{M}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} \sim \Re \delta \left(\bar{\lambda}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} \left[\widehat{\frac{\lambda_{\mu\nu}}{\lambda_{\mu\lambda}}} \right]_+ \right) \sim \Re \mu_+ {}^2\bar{P}_{(\mu\lambda)}^{(\nu)} = \text{const}$$

Für ${}^2\bar{M}$ und ${}^2\bar{A}$ existiert jeweils eine charakteristische Gleichung. Das heißt über eine unitäre Transformation kann das Diagonalschema erhalten werden:

$$\hat{S} \cdot {}^2\bar{M}_{(\mu, \nu)}^{(\mu, \nu)} \hat{S}^* = {}^2\bar{M}'$$

$$\hat{S} \cdot {}^2\bar{A}_{(\mu, \nu)}^{(\mu, \nu)} \hat{S}^* = {}^2\bar{A}'$$

Aus dem Metronendifferential $\delta \delta_V {}^2\bar{M}' \sim \mu_+ {}^2\bar{A}$ kann das Matrizenspektrum gebildet werden:

$$sp \delta \delta_V {}^2\bar{M}' \sim \mu_+ sp {}^2\bar{A} = \mu_+ \underline{A}'$$

Es gibt 4 Gruppen δV_μ mit $0 \leq \mu \leq 3$ für das R_3 -Volumenelement, die vier konfigurative Existenzzonen der korrelierenden Kondensorflüsse bzw. Protosimplexe im R_3 charakterisieren. Innerhalb jeder Zone kann über die in ihm definierten Kondensorsignaturen $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\mu)$ summiert und der Übergang von Selektoren zu metronischen Größen in der betreffenden Zone μ vorgenommen werden gemäß:

$$\sum_{\mathcal{E}} \underline{M}'_{\mathcal{E}} N = M_{\mu+1}, \quad \sum_{\mathcal{E}} \underline{A}'_{\mathcal{E}} = A_{\mu+1} = \text{const}$$

Dabei entsteht aus

$$\delta \delta_V M_{\mu+1} = B_{\mu+1} \mu_+ = \frac{\delta {}^2 M_{\mu+1}}{\delta V_\mu}$$

mit $B_{\mu+1} = \text{const}$

oder
$$\delta {}^2 M_{\mu+1} = \mu_+ B_{\mu+1} = \frac{\mu_+ \alpha_{\mu+1}}{\beta_\mu} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \prod_{k=1}^{3-\mu} \delta V_k,$$

V_k ist ganzzahlig. Die Durchführung der metronischen Integration ergibt für die 4 Trägheitsgruppen

$$\delta M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \prod_{k=1}^{3-\mu} V_k = \mu_+ \alpha_{\mu+1} V^{3-\mu},$$

weil wegen der sphärischen Symmetrie im R_3 $V_k = V_{k+1} = V$ gesetzt werden kann.

$$M_i \equiv M_{\mu+1} = \mu + \alpha_{\mu+1} \int v^3 \delta v \quad (82)$$

Dieses metronische Integral kann für die Trägheitsgruppen separat gelöst werden und liefert

$$\begin{aligned} \text{für } \mu = 0: \quad M_1 &= \mu + \alpha_1 N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2 \\ \text{für } \mu = 1: \quad M_2 &= \mu + \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1) \\ \text{für } \mu = 2: \quad M_3 &= \mu + \alpha_3 \frac{1}{2} N_{(3)} (1 + N_{(3)}) \\ \text{für } \mu = 3: \quad M_4 &= \mu + \alpha_4 N_{(4)} \end{aligned} \quad (83)$$

mit $N_{(i)} = \text{ganze Zahlen}$

Diese vierfache Konturierung der Innenstruktur ist eine fundamentale Eigenschaft aller c- und d-Elementarstrukturen. Der Trägheitsanteil M_p der Protosimplexe aus M ist die Summe

$$M_p = \sum_{i=1}^4 M_i$$

Hinzu kommt der Trägheitsanteil der beiden Komponenten M_σ des integralen R_6 -Stratonspins σ aus (68) und M_q des Ladungsfeldes (im Fall der d-Hermetrie). M_s ist mit dem Eichfaktor μ_s aus (79) einer Funktion F_s proportional, die von den Quantenzahlen P und $Q = 2J$ aus (68) und k, der Eigenschaft der Kondensorquellsysteme $Q_i^\pm$ und der elektrischen Ladungsquantenzahl q des elementaren elektrischen Ladungsfeldes abhängen muß.

Für dieses Dokument behalten wir uns alle Rechte vor. Ohne vorherige schriftliche Zustimmung der Firma bzw. der UB Leitung darf es Filialfremden nicht zugänglich gemacht werden. Sicherheitsbestimmungen haben grundsätzlich Vorrang.

Es ist demnach

$$\begin{aligned} M_s &\equiv M_s = \mu_s F_s(h, p, q, \alpha) = \mu_+ (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}) F_s \\ M_b &\equiv M_q = \mu_- q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \end{aligned} \quad (84)$$

Die Summe dieser Partialmassen ergibt die Gesamtmasse einer Elementarkorpuskel, zu deren Bestimmung noch die Größen $N_{(i)}$, α_j und F_s ermittelt werden müssen:

$$\begin{aligned} M(c, d) = \mu_+ \left[\frac{\alpha_+^2}{4} N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2 + \frac{\alpha_+^2}{6} N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(3)} + 1) + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_+^2}{2} N_{(3)} (1 + N_{(3)}) + \alpha_4 N_4 + (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}) F_s + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right] \end{aligned} \quad (85)$$

Es ist zu erwarten, daß nicht jede Zahlenquadrupel $(N_{(1)} \dots N_{(4)})$ einen Massenterm der komplexen c- oder d-Hermetrie definieren kann, so daß noch Auswahlbeziehungen berücksichtigt werden müssen. Das heißt, die $N_{(i)}$ müssen Zeitfunktionen sein: $N_{(i)} = N_{(i)}(t)$, mit der Eigenschaft, die zeitliche Umwandlung der Spektralterm untereinander zu verursachen. $N_{(i)}(t)$ setzt sich zusammen aus einem ganzzahligen Zeitparameter $N_{(i)}(t)$ und aus einer konstanten Quantenzahl $Q_{(j)} = \text{const}(t)$

$$N_{(i)}(t) = n_{(i)}(t) + Q_{(i)}$$

Für die 4 verschiedenen Konfigurationszonen werden folgende Kürzungen verwendet

$$n_{(1, 2, 3, 4)} \equiv (n, m, p, \sigma),$$

$$Q_{(1, 2, 3, 4)} \equiv Q_{(n, m, p, \sigma)}$$

weil mit n , m , p und σ auch die Zustände hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen in den R_3 -Konturierungen beschrieben werden können.

Für zeitlich konstante Zustände gilt $m = n = p = \sigma = 0$.

Diese Grundzustände beschreiben die räumlichen Anordnungen nicht identischer Protosimplexzustände. Die Protosimplexladungen sind identisch mit den Kondensationsstufen

$$\boxed{\bar{N}_{(\mu\nu)}^{(\sigma\lambda)} = \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\sigma\lambda)} = \bar{\lambda}} \quad (86)$$

Die $\bar{\lambda}$ verlaufen immer normal zum jeweiligen Flukton $(-p)_{(\mu\nu)}^{(\sigma\lambda)}$, d.h. parallel zum Fluktonspin. Daher hat jeder Protosimplexzustand zwei Einstellungsmöglichkeiten. Ist $L > 0$ eine diese metrisch-kombinatorische Verteilung kennzeichnende ganze Strukturquantenzahl, so gilt

$$(-1)^L = \pm 1$$

und

$$\delta^{\alpha} (-1)^L = 2^{\alpha} (-1)^L$$

α sei die Zahl der Grundflüsse bzw. Kondensationsstufen in einem bestimmten Protosimplex $(\mp p)_x$ des Partialspektrums $x \equiv (c, d)$. Jeder dieser Grundflüsse $1 \leq L \leq \alpha$ besitzt einen Fluktonenspin $\bar{\sigma}_L$ mit Ausnahme von $p = 6$. Die prototropen Grundflußaggregate $(-p)_x$ erscheinen im Diskriminantenfeld prototroper Schirmfelder $(+p)_x$ und bilden gemeinsam den Protosimplex $(\mp p)_x$ mit Protosimplexladungen $\underline{N} \geq 1$. Elementare Prototrope werden durch $\underline{N} = 1$ charakterisiert. Wegen $\bar{\lambda} \perp \bar{\gamma}$ gilt für alle Fluktonen $\bar{\sigma}_L \parallel \bar{\lambda}_0(L)$, d.h. $\cos(\bar{\lambda}_0, \bar{\sigma}_L) = (-1)^L$.

Die Anzahl der alternierenden $\bar{\sigma}_L$ -Einstellungen $(-1)^L$ ist im Falle $\underline{N} = 1$, also $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_0$ gegeben durch z_{α} , d.h. durch ein Metronendifferential der Ordnung α , das von der Richtung $(-1)^L$ des Fluktonspins gebildet werden kann:

$$z_{\alpha} = |\delta^{\alpha} (-1)^L| = 2^{\alpha} |-1|^L = 2^{\alpha}$$

Die Gesamtheit aller Einstellmöglichkeiten (parallel und antiparallel) ist $Z = 2 z_x$. z_x kann auch als Dichte einer Verteilung Z_V aufgefaßt werden: $z_x = \delta_x Z_V$ oder $\delta Z_V = z_x \delta x$.

Damit kann Z_V als metronisches Gebietsintegral geschrieben werden:

$$Z_V = \int_x |\delta^x (-1)^L| \delta x = |\delta^{x-1} (-1)^L| = \frac{1}{2} z_x |(-1)^L|$$

Die Ziffern $x, z_x = 2, z = 2 z_x$ und $z_V = \frac{1}{2} z_x$ bestimmen die Grundzustände $Q(i)$ aus $N(i) = n(i) + Q(i)$. Aus (82) folgt, daß die Protosimplex-Besetzungen der R_3 -Konturierung des stratonischen Terms in den 4 Zonen verschieden stark ansteigt (siehe 83):

$i = 1$	kubisch:	$4 G_{(1)} \equiv N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2$
$i = 2$	quadratisch:	$6 G_{(2)} \equiv N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$
$i = 3$	linear:	$2 G_{(3)} \equiv N_{(3)} (1 + N_{(3)})$
$i = 4$	punktuell:	$G_{(4)} \equiv N_{(4)}$

Die Trägheitsdichten dieser separaten Protosimplexe sind $\eta_i = \frac{G(i)}{N(i)}$. Es ist demnach $\eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3 \geq \eta_4 = 1$. Die Internzonen einer c- oder d-Struktur bilden demnach einen zentralen Kern mit sehr hoher Dichte (n-Zone) in der die Besetzung kubisch ansteigt. Diese innere Zone wird von der quadratischen m-Zone und diese von der linearen Zwischen- oder Mesozone der p-Kontur umgeben. Diese 3 Zonen sind Kopplungsstrukturen, wobei die Internstrukturierung des stratonischen Terms vermittelt. Die externe σ -Struktur (mit punktuelltem Anstieg der Besetzung) bewirkt die Spektren der Wechselwirkungs- oder Korrespondenzpotenzen. Im Zentralbereich befindet sich also das Korrelationszentrum. Das Korrespondenzmaximum bestimmt den linearen und den externen Bereich.

Die Mesozone kann als Quellenstruktur der Korrespondenzfelder als Maxima der $\left[\frac{\Lambda_v}{\alpha \lambda} \right]_+$ in der Externzone aufgefaßt werden. Die Minima $\left[\frac{\Lambda_v}{\alpha \lambda} \right]_+ = 0$ liegen als Korrelationsmaxima in der Zentralzone, wobei

$$\left[\frac{\Lambda_v}{\alpha \lambda} \right]_+ = \{ (1) + sp^2 \bar{Q}_{(\alpha \lambda)}^{(\mu \nu)} \times () \}; \left[\frac{\Lambda_v}{\alpha \lambda} \right]_+$$

ist.

α in z_α , Z und Z_v ist die Zahl der fluktonischen Kondensor-Grundflüsse im Flukton $(-p)_\alpha$. r ist der R_3 -Radius des Fluktons $(-p)_\alpha$. Die Krümmung einer elementaren Kondensationsstufe $\bar{\lambda}_0$ ist dem Betrag nach einer elementaren Krümmung bzw. dem Krümmungsradius $\underline{\varepsilon}$ umgekehrt proportional:

$$|\bar{\lambda}_0| = \frac{h}{\underline{\varepsilon}}$$

In einem hermetrischen Bereich gibt es zur metronischen Elementar-krümmung $\frac{1}{\underline{\varepsilon}}$ jeweils $k > 0$ einfache Protosimplexe $\underline{N} = 1$, welche die Zahl der Kondensationsstufen dieser Krümmung angibt. Der Kondensationsgrad steigt mit der Kondensorziffer möglicher elementarer Protosimplexe k . $r = k \underline{\varepsilon}$ kann als Krümmungsradius bezüglich α aufgefaßt werden. Es gilt daher

$$|\bar{\lambda}_0| = \frac{\alpha}{r} \rightarrow \alpha = r \frac{h}{\underline{\varepsilon}} \rightarrow \alpha = h^2 \rightarrow z_\alpha = z_h = 2^{h^2}$$

Die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen $Q_{(k)}$ der Konfigurationszonen eines stratonischen Terms können aus Z_k abgeleitet werden:

$$\begin{aligned} Q_n &= Z - Z_v &= 3 \cdot 2^{k^2-1} \\ Q_m &= Z - 1 &= 2^{k^2+1} - 1 \\ Q_p &= Z + 2(-1)^k &= 2^{k^2+1} + 2(-1)^k \\ Q &= Z_k - 1 &= 2^{k^2} - 1 \\ Z_k &\equiv Z_k \end{aligned} \quad (86b)$$

Diese $Q_{(i)}$ bilden ein k -faches konfiguratives Gerüst aus Protosimplex-Korrelationen. Die α_i in (83) bestimmen die Besetzungen der Konfigurationszonen und gehen auf die Konjunkturstruktur der Protosimplexgefüge zurück. Das Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ wird durch die Prototropen (∓ 5) , (-6) im zeitlichen Schirmfeld $(+2)$ konstruiert. Da (-6) extern nicht auftritt, gilt in der Zeitsphäre $(+2)$ stets eine Abweichung $\varepsilon'_{\pm} > \varepsilon_{\pm}$ des Ladungsfeldes. In der Massenbeziehung, die aus der Analyse des Formalismus der d-Hermetrie folgt, ist

$$\left(\frac{\mu p}{m}\right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2\pi k}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2 N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_-}\right)$$

mit

$$\alpha = \left(\pi^2 \frac{a}{2} \frac{\omega}{c}\right)^2, \quad \beta = \sqrt[4]{2n} / \sqrt[4]{2n-1},$$

$$\bar{\mu} = \sqrt{\frac{ch}{\delta}}, \quad a = \sqrt{2}, \quad R_- = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (87)$$

Die Differenz des Ladungsfeldes

$$\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) = \frac{\varepsilon_{\pm}^{14} - \varepsilon_{\pm}^4}{\varepsilon_{\pm}^4} = \left(\frac{\varepsilon'_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}}\right)^4 - 1$$

geht in die Basisquantenzahl $k = L(R_4) \cdot \Delta = 4 \Delta$ ein. Damit folgt für die Protosimplexmasse m der Beitrag $\varepsilon'_{\pm} = \varepsilon_{\pm} \sqrt[4]{1 + k/4}$.

Weil das Quadrat des Sinus wegen der Extremalforderung nur von externen Bedingungen bestimmt wird, geht dort nur $\varepsilon_{\pm}^2$ ein, und der Sinus ist 1;

für $\varepsilon_{\pm}$ folgt

$$\varepsilon_{\pm} = \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{h}{R_-}}$$

$$\left(\frac{\mu p}{m}\right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2\pi k} \sqrt{1 + k/4}\right)^2 = 1 + q^4 \left(\frac{a^2}{\pi^2} \sqrt{1 + k/4}\right)^2$$

$$= 1 + 4 \left(\frac{q}{\pi}\right)^4 \left(1 + \frac{k}{4}\right) = 1 + \left(\frac{q}{\pi}\right)^4 (4 + k)$$

Für eine Protosimplexmasse innerhalb der internen Ladungsstrukturen ergibt sich ein externes Ladungsfeld

$$\begin{aligned}
 m &= \mu f \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{\pi^4 + q^4(4+k)}} = \mu f \eta_{qk}, \\
 \eta_{qk} &= \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{\pi^4 + q^4(4+k)}}, \\
 \eta_q &= \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{\pi^4 + 4q^4}}
 \end{aligned} \tag{88}$$

Der Wert für das externe Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ ist nicht identisch mit der empirischen Ladung $\varepsilon_{\pm}$. Heim nimmt an, daß dieser Sachverhalt darauf zurückzuführen ist, daß es verschiedene miteinander wechselwirkende Komponenten des Ladungsfeldes gibt. Das Potential $V_{x,y}$ der Wechselwirkung solcher Ladungskomponenten e_x und e_y über die Distanz r wird durch eine Zentralfeld-Funktion $f(r)$ gemäß $V_{x,y} = e_x e_y f(r)$ gegeben, das für hinreichend große r gegen $-\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r}$ geht. Es soll weiterhin ein reduziertes Ladungsfeld e_r für $q=1$ existieren mit der Eigenschaft, daß das Verhältnis der Energien eines d-Terms zum komplementären c-Term (mit gleicher Ziffer n) gegeben ist durch die zwei Beziehungen

$$\frac{E(n,1)}{E(n)} = \frac{V_{r,r}}{V_{\varepsilon,\varepsilon}} = \frac{e_r^2}{\varepsilon_{\pm}^2}, \quad \frac{E(n,1)}{E(n)} = \frac{m(n,1)}{m(n)} = \eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{4+\pi^4}}$$

Das reduzierte Ladungsfeld $e_r = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}$ liefert die Ladungskomponenten $e_d = \varepsilon_{\pm} - e_r = \varepsilon_{\pm}(1 - \sqrt{\eta})$ und $e_w = 1/2 \varepsilon_{\pm}(1 + \sqrt{\eta})$. Als arithmetisches Mittel dieser Komponenten wirkt die gemessene Elementarladung $e_{\pm}$:

$$\begin{aligned}
 e_{\pm}^2 &= \frac{e_r^2 + e_w^2}{2} = \frac{1}{8} [4\eta + (1+\sqrt{\eta})^2] \varepsilon_{\pm}^2 = \frac{\varepsilon_{\pm}^2 \eta}{8} \\
 \eta &= 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1
 \end{aligned} \tag{89}$$

zur Kürzung verwendet wird.

In Analogie zu dieser Herleitung können die internen Ladungsfeldkomponenten $e_{\pm} = \varepsilon_{\pm} - e_f = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}})$ und

$$e_w = \frac{1}{2}(\varepsilon_{\pm} + e_f) = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \quad \text{definiert werden.}$$

Das gesamte Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ mit $a = \sqrt{2}$ bestimmt sowohl die externen als auch die internen Feldkomponenten.

Anstelle des meßbaren externen Ladungsfeldes $e_{\pm}$ steht das interne Ladungsfeld e_c , welches im Korrelationszentrum der d-Struktur auftreten würde:

$$e_c = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\frac{\eta_{qk}}{8}} \quad \text{mit} \quad \eta_{qk} = 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1 \quad (90)$$

Mit diesen Darstellungen können statische interne Korrelationspotentiale der Protosimplexe, die das Ladungsfeld bestimmen, in der Nähe des metrischen Zentrums mit dem Interngesetz $4\pi\varepsilon_0 V_{x,y} = e_x e_y f(r)$ beschrieben werden.

Es seien $E(N, q)$ der Energieinhalt der Externwirkung eines Protosimplex und $E(N, q, k)$ derjenige der Internwirkung, dann lassen sich folgende Verhältnisse definieren:

$$V_1 = \frac{E(N, q)}{E(N, q, k)} = \frac{V_{rr}}{V_{ps}(k)} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$$

$$V_2 = \frac{V_{ww}}{V_{rr}} = \frac{(1 + \sqrt{\eta_q})^2}{4\eta} \quad , \quad V_{rr} = q^2 \varepsilon_{\pm}^2 \eta^2 f(r)$$

$$Q_1 = \frac{V_{rr} V_{rr}}{V_{re} V_{ee}} = \frac{\eta_q^2}{\sqrt{\eta}} \quad , \quad V_{ee} \sim q^2 \varepsilon_{\pm}^2 f(r)$$

$$Q_2 = \frac{V_{rr} V_{rr}}{V_{ee} V_{re}} = \sqrt{\eta}$$

Von der d-Struktur ist nur $(+7)_d$ mit der Eigenschaft $q_{e\pm}$ im R_3 meßbar, die als Internstruktur des Protosimplex $(+7)_d$ durch $(\pm(3,5))_d$ und $(-6)_d$ beschrieben wird und die Partialstruktur

$$C \equiv (\bar{7} 5) -(2) - (-6) -(2) - (\bar{7} 3) -(1) - (-6) -(3) - (\bar{7} 5)$$

des Ladungsfeld-Zyklus bedingt. Die $-(j)-$ sind Kontaktkonjunktive über $(+ (1, 2, 7))_d$. Die C-Struktur läßt sich durch die Signatur

$\left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+ = \sum_{\gamma} \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \lambda \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+$ als Summe derjenigen Fundamentalsektoren ausdrücken, deren Kondensorflüsse und Schirmfelder C bestimmen. Mit dem C entsprechenden Kopplungstensor ${}^2\bar{Q}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}$ ist

$$\left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[1 - {}^2p {}^2\bar{Q}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} \times () \right] ; \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+$$

Mit (24) gilt dann die Beziehung

$$\bar{\lambda}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} \times \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+ - {}^2\bar{Q}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} ; \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+ = K_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} ; \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+$$

Die C-Struktur auf $(+7)_d$ beziehen, bedeutet, daß in (45) $\mu; n \rightarrow r$ im dritten Gültigkeitsbereich

$$\boxed{(+7)_d \equiv \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{smallmatrix} \right]_+ ; n \longrightarrow \psi(r)} \quad (91)$$

mit der Approximation nach (46) genommen wird

$$\boxed{\psi(r) = A e^{\lambda r} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right]^{-\frac{a}{2\lambda}} \approx A e^{(\lambda-a)r} = A e^{-\alpha r}} \quad (92)$$

Wegen dieses exponentiellen Verlaufs nimmt Heim für die $sp K_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}; ()$ bestimmenden Summanden die Beziehung

$$sp K_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}; [\hat{\alpha\beta}_{\gamma\delta}]_+; n \longrightarrow V_2 - V_1 + Q_2 - Q_1 > 0$$

an, was nach Substitution dieser Verhältnisse

$$\eta_{qk}^{-1} = \left(\frac{1 + \sqrt{\eta_q}}{2\sqrt{\eta}\eta_q} \right)^2 + \left(1 - \frac{\eta_q}{\eta} \right) \sqrt{\eta}$$

ergibt und mit (88) auf die Ungleichung führt:

$$h < u_q = \left(\frac{\pi}{q} \right)^4 \left[\left\{ \left(\frac{1 + \sqrt{\eta_q}}{2\sqrt{\eta}\eta_q} \right)^2 + \left(1 - \frac{\eta_q}{\eta} \right) \sqrt{\eta} \right\}^4 - 1 \right] - 4$$

Die numerische Berechnung der u_q -Werte ergibt $2 < u_q < 3$ für $q = 1$ und $q = 2$ und $1 < u_3 < 2$ für $q = 3$ sowie $0 < u_4 < 1$ für $q = 4$. Die Grenzwerte für k und q lauten: $k_{\max} = 2$ und $q_{\max} = 3$.

Die $\alpha_j = \frac{\mu_j}{\mu}$ deformieren das Trägheitsmaß der betreffenden Konfigurationszone $j \leq 4$ als Folge des Ladungsfeldes im Zusammenhang mit k als Konfigurationszahl. Zur Bestimmung von α_j wird davon ausgegangen, daß $\mu_i = \mu_i(\eta_{qk})$ die elementaren Masseneinheiten der Zonen j für

$$n + Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 1$$

sind, sodaß auch μ_5 und μ_6 Masseneinheiten der Beiträge der Spinfunktion $F_S = 1$ und $q = 1$ im Massenspektrum $M(c, d)$ darstellen.

Für die Ruhenergie der Elementarmassen gelten die invarianten Beziehungen

$$\begin{aligned} E_j &= \mu_j \omega^2 && \text{im } R_6 \\ E_+ &= \mu_+ \omega^2 && \text{in der } R_3\text{-Projektion} \end{aligned}$$

sowie die Verhältnisse:

$$\frac{E_1}{E_+} = \frac{V_{\varepsilon W}}{V_{\varepsilon}} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \rightarrow \mu_1 = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \mu_+$$

$$\frac{E_2}{E_+} = \frac{V_{\varepsilon}}{V_{\rho}} = \frac{1}{\eta_{qk}} \rightarrow \mu_2 = \frac{1}{\eta_{qk}} \mu_+$$

Damit lauten die Faktoren

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}), \quad \alpha_2 = \frac{1}{\eta_{qk}}, \quad \alpha_4 = 1 \quad (93)$$

(wegen der punktuellen Besetzung der Externzone $j = 4$).

An der Grenze der Mesozone $j = 3$ erfolgt der Übergang vom "massiven" Bereich des Stratons in den punktuell besetzten Feldbereich. Daher wird μ_3 i.w. durch eine unbekannte Funktion $\mu_+ f(k)$ bestimmt, die auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und durch eine Funktion $\mu_+ q F(k, q)$ des Ladungsfeldes q , welche diese Deformation durch erstere vermindert. Somit lautet der Ansatz

$$\mu_3 = \mu_+ (f - q F)$$

$$\alpha_3(k, q) = f(k) - q F(k, q) \quad \text{mit, } f(1) = 1$$

Da die Änderung von f der Abweichung $x - 1$ vom Wert $x = 1$ proportional ist, gilt:

$$\frac{\delta x f}{f(x)} = \frac{x-1}{x}, \quad 1 \leq x \leq k$$

und wegen $\delta \ln(xf) = \delta x$

$$\ln[kf(k)] - \ln 1 = k - 1$$

$$f(k) = \frac{e^{k-1}}{k}$$

Die Funktion F setzt sich aus einem von e_f und e_w bestimmten Anteil H

und einem von e_g bestimmten Anteil G zusammen: $F = H + G$. Dazu werden die metronischen Änderungen der Ladungsfeldkomponenten δ_e bzw. metronische Variationen interner Potentiale $V_{x,y}(k)$ betrachtet und die R_3 -Distanz als Grenze von $j = 3$ als Konstante aufgefaßt. Eine Funktion $X(\nu) = X_\nu$ beschreibt daher den Anstieg der von der betreffenden Struktur erfaßten Metronenzahl. Die metronischen Variationen setzen sich zusammen aus folgenden Variationen

$$\frac{\delta H}{H} = A_1 \frac{\delta_e V_{(w)}}{V_{(w)}} + A_2 \frac{\delta X}{X} + A_3 \frac{\delta_e V_{(pF)}}{V_{(pF)}} \quad , A_i = \text{Konstante}$$

und

$$\frac{\delta G}{G} = B_1 \frac{\delta_e V_{(pF)}(G)}{V_{(pF)}(G)} + B_2 \frac{\delta X}{X} + B_3 \frac{\delta_e V_{(pF)}}{V_{(pF)}} + B_4 \frac{\delta_e W}{W}$$

In $X(\nu)$ bezieht sich ν auf die räumliche Grenze zwischen $j = 3$ und $j = 4$, d.h. $\delta \ln X$ muß metronisch über die Grenzschicht ν bis $\nu + 1$ integriert werden:

$$\sum_{\nu}^{\nu+1} \delta \ln X = \ln X(\nu+1) - \ln X(\nu-1) = \ln \frac{X(\nu+1)}{X(\nu-1)}$$

Die Metronenintegrale sind dann

$$\ln H = A_2 \sum_{\nu}^{\nu+1} \delta \ln X + A_1 \sum_{V_a}^{V_b} \delta \ln V_{(w)} + A_3 \sum_{V_E}^{V_{pF}} \delta_e \ln V_{(pF)}$$

und

$$\ln G = B_2 \sum_{\nu}^{\nu+1} \delta \ln X + B_1 \sum_{V_a}^{V_b} \delta_e \ln V_{(pF)}(G) + B_3 \sum_{V_E}^{V_{pF}} \delta_e \ln V_{(pF)} + B_4 \sum_{W_a}^{W_b} \delta_e \ln W$$

(dabei sind W die Variation zwischen V_{ww} und $V_{\delta\delta}$ und $V_{pF}(G)$ die Variation zwischen V_{pF} und $V_{pF}(1)$).

Die Ladungsfeldvariation δ_e bezieht sich nicht auf $\varepsilon_{\pm} = \text{const}$, so daß auch $V_{\varepsilon\varepsilon} = V_{\varepsilon} = \text{const}$ gilt. Im Fall G wird V_b als das auf e^{-1} abgeklungene Potential $V_{\beta\beta}$ der raumzeitlichen Minimal Kondensation $k = \varphi = 1$ aufgefaßt: $e V_b = V_{\beta\beta} (1)$. Es ist weiterhin $W_a = W_{ww}$, $W_b = 2^{(k-2)} V_{\beta\beta}$ und $V_{\beta} = \frac{\alpha}{3} V_{w\varepsilon}$ wobei α die Feinstrukturkonstante ist. Es wird also

$$\ln H = A_2 \ln \frac{X(v+1)}{X(v-1)} + A_1 \ln \left\{ \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \right\} + A_3 \ln \eta_{qk}$$

$$\ln G = B_2 \ln \frac{X(v+1)}{X(v-1)} + B_1 \ln \left(\frac{\eta_{qk}}{\eta_{qk}} \right) + B_3 \ln \eta_{qk} + B_4 \ln \left\{ 2^{\frac{k}{2}} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right) \right\}$$

Aus der Empirie des Elektrons und Protons folgen die Werte der Konstanten:

$$A_1 = B_1 = B_4 = 1, \quad A_2 = \frac{1}{2} (2k+1), \quad B_2 = \frac{B_3}{2} = \frac{k}{2}, \quad A_3 = 1 - 4k \quad (94)$$

und somit

$$H = \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\sqrt{\ln \{X(v+1)/X(v-1)\}}}{\eta_{qk}^2} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3 \quad (95)$$

$$G = \frac{\eta_{qk}}{e \eta_{qk}} \left(2 \eta_{qk} \sqrt{\ln \{X(v+1)/X(v-1)\}} \right)^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$$

Der Grenzwert $\lim_{v \rightarrow \infty} \frac{X(v+1)}{X(v-1)} = f^2$ liegt für den zweiten metronischen Gültigkeitsbereich im Übergang $j = 3$ nach $j = 4$ derart hoch, daß das Verhältnis $\ln \frac{X(v+1)}{X(v-1)} \approx f^2$ gesetzt werden kann, mit $f = \frac{1 + \sqrt{5}}{2}$

In $\alpha_3 = f - \varphi(H + G)$ eingesetzt, tritt die Feinstrukturkonstante α auf, die als einzige in der stratonischen Intenzstrukturierung noch zu be-

rn

stimmen wäre. Außerdem fehlt für die vollständige Beschreibung von (85) eine Auswahlregel der Konfigurationszonen-Besetzungen (n, m, p, σ) der elementaren Strukturen $\underline{N} = 1$ und der höheren energetischen Niveaus $\underline{N} > 1$, wozu die bereits bekannten Quantenzahlen (k, P, Q, ε) und g zu einem kompletten Quantenzahlsatz von minimalem Umfang aufgefunden werden muß.

10. Quantenzahlen bzw. Invarianten der möglichen Grundstrukturen

Die elementaren Konfigurationsmuster der c- und d-Strukturen werden durch (77) beschrieben. Das Spektrum wird aber noch durch $k = 1$ und $k = 2$ in zwei Abschnitte geteilt. So existieren für $k = 1$ drei und für $k = 2$ vier Multipletts, die jeweils aus $I = P + 1$ Komponenten y bestehen. Die Zonenbesetzungen $(n m p \sigma)$ der strukturellen Grundmuster werden von Invarianzeigenschaften der c- und d-Terme bestimmt, welche durch Sätze von Quantenzahlen ausgedrückt werden. Wegen R_4^+ gibt es noch die Entscheidung ε als invariante Eigenschaft. Die relativistische Basisdynamik, die durch das Konjunktorgefüge interner Kopplungsstrukturen der c- und d-Hermetrie bedingt wird, wird durch eine Serie von Symmetrien bestimmt, welche mindestens die Quantenzahlen $(k P Q)_{\varepsilon} g y$ beinhalten.

In Analogie zum Multiplett $I = P + 1$ der Raumspinisomorphismen mit $I \leq I_{\max} = B + 1 = k + 2$ wird von Heim ein Multiplett der integralen Raumspinkomponente des Stratonspins hinsichtlich der Spinor- und Tensor-terme definiert:

$$\boxed{I_R = 2 J + 1 = Q + 1} \quad (96)$$

Bleibt der Tensorcharakter erhalten, so ist $\delta J = 1$; ändert sich $J = \underline{J}$ so, daß immer Tensor- und Spinortermine abwechseln, so ist $\delta J = 1/2$. Damit gilt $\delta Q = 2$ oder $\delta \underline{Q} = 1$. Eine Untersuchung ergibt, daß im P-Intervall

allgemein $Q = k - 1$ gilt. In diesem Intervall gibt es Stellen P , an denen sich das Multipllett $P \approx \underline{P}$ verdoppelt und $\underline{Q}(\underline{P}) = 2k - 1$ gilt.

Die Ermittlung der Lage der $\underline{P}$ kann heuristisch aus der Empirie erfolgen. Mit folgenden Definitionen

$$\underline{I} = \underline{P} + 1, \quad \underline{I}_R = \underline{Q} + 1, \quad I_R = Q + 1, \quad Q = k - 1, \quad \underline{Q} = 2k - 1$$

(97)

werden 3 Funktionen X , U und Z angesetzt:

$$\alpha \delta X = \underline{I} \delta X - \delta I$$

$$\beta \delta U = (\underline{I} + I_R) \delta U - \delta(\underline{I} + I_R)$$

$$\gamma \delta Z = I_R \delta Z - \delta I_R$$

Die frei verfügbaren Konstanten werden so bestimmt, daß X als arithmetisches Mittel von U und Z erscheint: $X = (U + Z)/2$. Integration ergibt

$$X = \ln(\underline{I} - \alpha) = \ln(\underline{P} + 1 - \alpha)$$

$$U = \ln(\underline{I} + I_R - \beta) = \ln(\underline{P} + 2Q + 3 - \beta)$$

$$Z = \ln(I_R - \gamma) = \ln(Q + 1 - \gamma)$$

In $X = \frac{U+Z}{2}$ eingesetzt folgt

$$\left\{ \underline{P} + \frac{1}{2} [2(1-\alpha) - Q - (1-\gamma)] \right\}^2 = \frac{1}{4} \{ 2(1-\alpha) - Q - (1-\gamma) \}^2 + \{ Q + (1-\gamma) \} \{ 2Q + (1-\beta) \} - (1-\alpha)^2 = R.$$

Da $\underline{P}$ positiv, ganzzahlig und $\leq k + 1$ sein muß, gilt die Bedingung $R = \frac{1}{4}$. In diesem Fall müssen die Konstanten folgende Werte haben:

$$\alpha = 2, \quad \beta = 4, \quad \gamma = 1$$

Das liefert mit $Q = K - 1$ die Lösungen

$$\underline{P}_{1,2} = \frac{1}{2} \{ k+1 + 3(k-1) \} \quad \text{bzw.}$$

$$\underline{P}_1 = P_+ = 2k-1 \quad \text{und} \quad \underline{P}_2 = P_- = 2-k$$

Für $k = 2$ ist $B = 3$; $Q = 1$ und $\underline{Q} = 3$, was beim Singulett $P_- = 2-k = 0$ und beim Quartett $P_+ = 2k-1 = 3$ erscheint.

Es sind demnach $(k P Q) = (201) \neq (203)$ und $(231) \neq (233)$ für $k = 2$ erfüllt. Es treten mit $k = 1$, $B = 2$, $Q = 0$, $\underline{Q} = 1$ und $P_+ = 1$ insgesamt drei Doubletts $(110)_A$ sowie die beiden Spinordoubletts $(111)_B$ und $(111)_C$ auf. Es ist $A \neq B, C$ aber $B=C$, was ein Widerspruch zur Voraussetzung ist, d.h. der Satz Quantenzahlen $(k P Q)_\varepsilon$ der Multipllettinvarianten muß noch unvollständig sein. Wird die Doubletzziffer $\varkappa$ eingeführt mit der Eigenschaft $\varkappa = 0$ für alle $P \neq 1$ und $\varkappa = 1$ für $P = 1$, so ist für λ Doubletts $1 \leq \lambda \leq \lambda_k$ $\varkappa(\lambda) = 1$ für alle $\lambda > 1$ und $\varkappa(1) = 0$ für $\lambda = 1$:

$$\varkappa(\lambda) = (1 - \delta_{1\lambda}) \delta_{1P} \quad (98)$$

Der Widerspruch bei $\lambda = 1$ wird durch folgenden Ansatz aufgelöst

$$\lambda_k + \cos \pi \underline{Q} - \cos \pi Q = \underline{Q} - Q$$

$$\lambda_k = k - (-1)^{2k-1} + (-1)^{k-1} = 1 + k - (-1)^k = 4 - k \quad (99)$$

(wegen $k_{\max} = 2$ und $2k - (-1)^k = 3$).

Wird der Satz von Multipllettinvarianten mit $\varkappa$ zu $(k P Q \varkappa)_\varepsilon$ ergänzt, gilt für diese Doubletts (1110) bzw. (1111) der Spinore und (1101) für das Skalardoublett.

In einem vorgegebenen Multiplett der Spinisomorphismen kann die Verteilung der d- und c-Hermetrie als eine R_3 -Projektion von $(\bar{\tau} (3,5))$ und (-6) aufgefaßt werden, so daß jedem Spinisomorphismus eine ausgeartete Abbildung zukommt. Die Komponente x des Multipletts erscheint dann als Eigenschaft der Abbildung $q_x = \bar{\tau} / |q_x|$ und wäre ausdrückbar durch den imaginären Anteil von $\bar{\sigma}$ aus (68), d.h. $s_x = \frac{p_x}{2}$. Es kann folgender Ansatz gemacht werden: $q_x = s_x A + B$, wobei $B = B(\varepsilon)$ von der Zeitstruktur des R_4^+ , d.h. von der Zeitbelizität ε abhängt. Mit $s_x = s - x$ wird

$$q_x = \frac{1}{2} (P - 2x) A + B \quad (100)$$

Die Multiplettkomponenten sind durch s (68) in den R_3 projizierte ausgeartete Isomorphismen einer stratonischen Raumspinstruktur J der betreffenden R_6 -Kondensation. Sie können daher als verschiedene Zustände des R_3 -Durchschnittes dieser polymetrischen R_6 -Struktur aufgefaßt werden, die für $q_x \neq 0$ als d-Struktur und für $q_x = 0$ als c-Struktur erscheinen. Da diese Multiplettkomponenten ineinander transmutierbar sein müssen, muß es einen invarianten Struktur-Distributor geben, welcher wegen der verschiedenen R_3 -Zustände x die Verteilung der $q_x \neq 0$ und $q_x = 0$ im Multiplett bewirkt. Diese Distributorzahl C hängt ab von der Zeitstruktur des R_4 -Unterraums, also von ε . Die Zeithelizität ε ermöglicht spiegelsymmetrische Abbildungen von $\bar{\sigma}$. Da $\bar{\sigma}$ aus den Komponenten $\bar{\sigma}_p$ und $\bar{\sigma}_q$ besteht, gibt es für ε die Komponenten einer Iso- und Raumhelizität ε_p bzw. ε_q , die durch einen Cosinus aus der Zeithelizität hervorgehen:

$$\varepsilon_p = \varepsilon \cos \alpha_p, \quad \varepsilon_q = \varepsilon \cos \alpha_q, \quad \alpha_{p,q} = \pi X_{p,q} \quad (\text{Projektionswinkel}) \quad (101)$$

Die $X_{p,q}$ auf Q bezogen, werden identisch mit der Zahl der zu N addierten Doublettziffer (im Fall P) oder des zu N addierten Produktes $QQ_{\min}$ (im Fall Q):

$$x_{P,Q} \doteq Q = \underline{N} + (x, Q_{\min}), \quad \underline{N} = \begin{pmatrix} P \\ 2 \end{pmatrix},$$

$$Q_{\min} = k - 1$$

$$\alpha_P = \pi Q \{x + \begin{pmatrix} P \\ 2 \end{pmatrix}\}$$

$$\alpha_Q = \pi Q \{Q(k-1) + \begin{pmatrix} P \\ 2 \end{pmatrix}\}$$

(102)

Die Helizitätskomponenten sind P_{ε_P} und P_{ε_Q} . Heim nimmt an, daß sich die Verhältnisse $(x_{\max} + x) : (Q_{\min} + x) = V_x$ und $k_{\max} : k = V_k$ gleich sind dem Verhältnis aus der Summe der Helizitätskomponenten des Stratonspins $P_{\varepsilon_P} + Q_{\varepsilon_Q}$ zum Struktur distributor C

$$C = 2(P_{\varepsilon_P} + Q_{\varepsilon_Q})(k-1+x) / (k + kx)$$

(103)

C verhält sich hinsichtlich R_4^+ und R_4^- antisymmetrisch, weil ε als Faktor erscheint. Weil $\varepsilon^2 = 1$ gilt, wird die Spiegelsymmetrie der Antistrukturen in εC wieder aufgehoben. $B = B(\varepsilon)$ setzt Heim an als die Summe aus zwei arithmetischen Mitteln

$$B_{(1)} = \frac{1}{2}(C + \varepsilon Q_{\min}) \quad \text{und} \quad B_{(2)} = -\frac{1}{2}(QP_+ + xQP_-) = -\frac{\varepsilon}{2}(1+x)Q(2-k)$$

$$B = B_{(1)} + B_{(2)} = \frac{1}{2}[C + \varepsilon \{k-1 - (1+x)Q(2-k)\}], \quad Q_{\min} = k-1$$

$$A = 1 - xQ(2-k)$$

Für die Komponenten des Multipletts P eines Spinisomorphismus ergibt sich somit die Ladungsfeldverteilung

$$q_x = \frac{1}{2}[(P-2x)\{1-xQ(2-k)\} + \varepsilon\{k-1-(1+x)Q(2-k)\} + C]$$

$$0 \leq x \leq p$$

(104)

Hinsichtlich der R_4^+ Unterräume gilt

$$q_x(R_4^+) + q_x(R_4^-) = C(R_4^+) + C(R_4^-) = 0$$

Diese Eigenschaft ist eine Folge der Emantio-Stereo-Isomerie der Fluß-aggregate und deren Antistrukturen.

$B_k = k + 1$ beschreibt für einen Wert k die Anzahl quasi-korpuskulärer Internbereiche und damit die obere Schranke des P -Intervalls. x_ν symbolisiert die Folge der Multipletts $x_\nu(k P Q \infty)$. Die Invarianten eines jeden Grundmusters x_ν können aus den Beziehungen

$$\begin{aligned} k_{\max} &= 2, \quad 0 \leq P \leq k+1, \quad Q(P) = k-1, \quad Q(P_{\pm}) = 2k-1 \\ P_+ &= 2k-1, \quad P_- = 2-k, \quad x(\lambda) = (1-\delta_{1\lambda})\delta_{1P}, \\ 1 &\leq \lambda \leq \lambda_k = 4-k \end{aligned} \quad (105)$$

sowie (102) und (103) hergeleitet werden.

Für $k = 1$ gibt es Multiplettfolgen vom Singulett bis zum Triplet $B_1 = 2$, wegen $Q = k - 1 = 0$ Skalarterme sind. Daneben gibt es aber wegen $P_+ = P_- = 1$ und $\lambda_1 = 4 - k = 3$ noch 2 Spinor-Doubletts mit $Q = 2k - 1 = 1$. Es gilt also:

Singulett	$x_\nu(k P Q \infty) = x_1(1000)$
Spinor-Doubletts	$x_2(1110), x_3(1111)$
Skalar-Doublett	$x_4(1101)$
Triplet	$x_5(1200)$

Für x_4 ist der Distributorwert $\varepsilon C = +1$, für die übrigen x_ν ist bei $k = 1$ stets $\varepsilon C = 0$. Die (104) lassen sich die Multiplett-Komponenten bestimmen:

Singulett	$x_\nu(\varepsilon, q_{x_0})^P = x_1(0)$
Spinor-Doubletts	$x_2(0, -1), x_3(-1, -1) (\cong \text{Pseudo-singulett } x_3(-1))$

Skalar-Doublett

$$x_4(+1,0)$$

Triplet

$$x_5(+1,0,-1)$$

Für $k = 2$ wird das P-Intervall wegen $B_2 = k + 1 = 3$ vom Quartett begrenzt. Daneben tritt wegen $P_+ = 2k - 1 = 3$ auch $P_- = 2 - k = 0$ als Singulett verdoppelt auf. Der allgemeine Spinorcharakter $Q = k - 1 = 1$ bleibt wegen $\underline{Q} = 2k - 1 = 3$ auch bei diesen Verdopplungen erhalten. Auch das Doublett erscheint verdoppelt, wegen $\lambda_2 = 4 - k = 2$ durch die Doublettziffern $\alpha(1) = 0$ und $\alpha(2) = 1$:

Singulets

$$x_6(2010), x_7(2030)$$

Doublets

$$x_8(2110), x_9(2111)$$

Triplet

$$x_{10}(2210),$$

Als Multipletinvarianten ergeben sich

$$x_{11}(2310) \text{ und } x_{12}(2330).$$

Die numerische Bestimmung der Struktur Distributoren erfolgt wieder aus (102) und (103). Woraus die ε_{q_x} nach (104) bestimmt werden können. Das Intervall der möglichen Grundmuster-Multiplets ist $1 \leq \nu \leq 12$.

Mit der folgenden Kurzformel lassen sich diese Multiplets übersichtlich zusammenfassen:

$$x_\nu(\lambda P Q \alpha) \varepsilon C(\varepsilon_{q_x})_0^P, \quad 1 \leq \nu \leq 12$$

(106)

$$x_1 = (1000) \quad 0 \quad (0) \quad x_2 (1110) \quad 0 \quad (0,-1)$$

$$x_3 = (1111) \quad 0 \quad (-1) \quad x_4 (1101) +1 \quad (1,0)$$

$$x_5 = (1200) \quad 0 \quad (+1,0,-1) \quad x_6 (2010) -1 \quad (0)$$

$$x_7 = (2030) -3 \quad (-1) \quad x_8 (2110) \quad 0 \quad (+1,0)$$

$$\begin{aligned} x_9 &= (2111) -2 (0, -1) & x_{10} &= (2210) -1 (1, 0, -1) \\ x_{11} &= (2310) -2(+1, 0, -1, -2) & x_{12} &= (2330) \quad 0 \quad (+2, 1, 0, -1) \end{aligned}$$

Der Vergleich der aus der Heimschen Geometrie hergeleiteten Quantenzahlen mit der Empirie zeigt, daß die Baryonenziffer b gemäß $k = b + 1$ ein Maß der Konfigurationszahl ist. Das Spektrum der Grundmuster wird in die Spektralabschnitte der Mesonen mit $b = 0$ und Baryonen mit $b = 1$ geteilt. Die Ziffer $P = 2s$, welche den Spinisomorphismus in den Multipletts $I = p + 1$ beschreibt, ist identisch mit dem doppelten Isospin, und $Q = 2J$ entspricht der doppelten Drehimpulsquantenzahl. S ist mit der Quantenzahl des Struktur distributors identisch. Entsprechend lassen sich die Isospinmultipletts x_p interpretieren.

x_1, x_4 und x_5 können mit dem η -Meson, dem K-Doublett und dem π -Triplet identisch sein. x_2 und x_3 könnten die empirischen Leptonen (Elektron und μ -Meson) wiedergeben. Letzteres würde bedeuten, daß für e^- und μ der Isospin $P = 1$ sein müßte. In diesem Fall müßte eines dieser Leptonen als negativ geladenes Pseudosingulett (x_3) und das andere gemeinsam mit einer komplementären neutralen Komponente auftreten. Die Massen dieser zu erwartenden neutralen Elektronen bzw. Myonen unterscheiden sich nur wenig von den geladenen Partikeln. x_2 wäre nach Heim mit einem Elektronen-Doublett aus e_0, e^- bzw. e_0, e^+ (für $\varepsilon = -1$) identisch.

Die übrigen empirischen Interpretationen sind im folgenden Schema enthalten:

$$\begin{aligned} x_1 &\equiv (\eta), & x_2 &\equiv (e_0, e^-), & x_3 &\equiv (\mu^-), & x_4 &\equiv (K^+, K^0), \\ x_5 &\equiv (\pi^+, \pi^0, \pi^-), & x_6 &\equiv (\Lambda), & x_7 &\equiv (\Omega^-), & x_8 &\equiv (p, n), \\ x_9 &\equiv (\Xi^0, \Xi^-), & x_{10} &\equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-), & x_{11} &\equiv (\sigma^+, \sigma^0, \sigma^-, \sigma^{--}), \\ x_{12} &\equiv (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-) \end{aligned}$$

Wird x_ν auf R_4^+ oder R_4^- , d.h. auf $\varepsilon = \mp 1$ bezogen, so ist (106) zu erweitern:

$$\boxed{x_\nu(\varepsilon)(\varepsilon k, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon) C(q_x)_o^P, \quad x_\nu(\varepsilon=+1) \equiv x_\nu, \quad x_\nu(\varepsilon=-1) \equiv \bar{x}_\nu} \quad (107)$$

Während k und P als fundamentale Quantenzahlen bzw. Invarianten aufgefaßt werden müssen, erweisen sich Q , ε , C und q_x als abgeleitete Quantenzahlen. ε stellt nur die Entscheidung über die Zeithelizität dar. Daher wird von Heim ein matrizenhaftes Invariantenschema zur Kürzung verwendet:

$$\boxed{\hat{I} \equiv k P \begin{bmatrix} Q, \varepsilon \\ C, q_x \end{bmatrix}_\varepsilon} \quad (108)$$

Wenn die oben angegebene Interpretation der x_ν mit empirischen Teilchen richtig sein sollte, so müßten sich die empirischen Massen ausrechnen lassen.

Das P-Intervall wird durch die Ziffer $B = k + 1$ begrenzt. B definiert zugleich die Anzahl quasikorpuskulärer Bereiche b_λ ($1 \leq \lambda \leq B$); welche der vierfach konturierten inneren Struktur aus den Konfigurationszonen $(n_1, \dots, n_4) \equiv (n, m, p, \sigma)$ überlagert sind. Die Protosimplexbesetzungen der 4 Konfigurationszonen verteilen sich demnach auch auf die b_λ .

Die G_j ($1 \leq j \leq 4$) von S. 80 erscheinen zu Komplexen zusammengefaßt und ihre Energieinhalte müssen invariant gegenüber Koordinatentransformationen sein. Das heißt, diese Komplexe der $(\mp p)$ bilden in ihren Energiedichten einen 4-reihigen Tensor. Für jeden quasikorpuskulären Innenbereich b_λ muß daher mindestens die Besetzungsziffer $z_\lambda(b_\lambda) = 4^2 = 16$ gefordert werden (im Fall zeitlich konstanter "Gerüststrukturen", $n_j = 0$). Für die quasikorpuskulären Bereiche gilt als Forderung der Protosimplexbesetzungen

$$n_j = 0, \quad 1 \leq \lambda \leq B=k+1, \quad Z_\lambda(b_\lambda) \geq 16, \quad j \leq 4 \equiv (n, m, p, \sigma) \quad (109)$$

Damit läßt sich untersuchen, wie die b_λ durch die 4 Konfigurationszonen definiert werden. Für die zeitlich konstante Gerüststruktur ist bei $n_j = 0$ nach (85):

$$M(c, d) = T_j m = \mu_+ \left[\sum_{j=1}^4 \alpha_j G_j + (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}) F_s + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right]$$

mit $G_j(N_{(j)})$ bzw. $G_j(Q_j) = \text{const}$ (86a). Nach (86b) ist für

$$k = 1: \quad Q_1 = Q_2 = 3, \quad Q_3 = 2 \text{ und } Q_4 = 1$$

$$G_1 = 36, \quad G_2 = 14, \quad G_3 = 3, \quad G_4 = 1$$

Für diese Mesonen existieren $B = k + 1 = 2$ quasikorpuskuläre Bereiche. Die Bedingung (109) genügt G_1 der Zentralzone und $G_2 + G_3 + G_4 = 18$. Die Konfigurationszonen $Z(j)$ setzen die $B = 2$ mesonischen Bereiche zusammen aus $b_1 = Z(n)$ und $b_2 = Z(m) + Z(p)$ und $Z(\sigma)$.

Für den baryonischen Bereich ergibt sich nach (86b)

$$k = 2: \quad Q_1 = 24, \quad Q_2 = 32, \quad Q_3 = 34, \quad Q_4 = 15$$

Die Besetzungen G_1, G_2 und G_3 genügen (109) für $n_j = 0$.

Damit gelten für die $B = k + 1 = 3$ quasikorpuskulären Bereiche im Baryon ($k = 2$)

$$b_1 = Z(n), \quad b_2 = Z(m), \quad b_3 = Z(p) + Z(\sigma)$$

Die zeitlich konstanten Gerüstzustände (109) können (für $k = 1$ und $k = 2$) nach (86a) und (86b) geändert werden. Die Masse eines solchen Terms lautet

$$m_o(k, q) = \mu_+ \left[\frac{\alpha_1}{4} Q_1^2 (1 + Q_1)^2 + \frac{\alpha_2}{6} Q_2 (2Q_2^2 + 3Q_2 + 1) + \frac{\alpha_3}{2} Q_3 (1 + Q_3) + Q_4 + \frac{\alpha_-}{\alpha_+} q \right] + \mu_s F_s = \text{const}$$

Zeitlich konstante Grundmuster sind d-Formen mit $q = 1$. Nach (79) und (95) sind

$$\alpha_- = 0,00872834, \quad \alpha_+ = 0,01832211, \quad \frac{\alpha_-}{\alpha_+} = 0,44363559$$

$$\mu_+ \equiv 0,009287117 \text{ [Me V]},$$

$$\begin{aligned}\alpha_1(k, q) &= \alpha_1(1, 1) = 0.99688127 & \alpha_1(2, 1) &= 0.99627809 \\ \alpha_2(1, 1) &= 1.0125926 & \alpha_2(2, 1) &= 1.01505555 \\ \alpha_3(1, 1) &= 0.97865883 & \alpha_3(2, 1) &= 1.29940981 \\ \alpha_4 &= 1\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}m_0(1, 1) - \mu_S F_S &= 0.50562729 \text{ Me V} \\ m_0(2, 1) - \mu_S F_S &= 938.24971517 \text{ Me V}\end{aligned} \quad (111)$$

Es ist bereits ohne die Kenntnis von F_S zu vermuten, daß $m(1, 1)$ der Elektronenmasse m_e und $m_0(2, 1)$ der Protonenmasse entspricht, denn dies sind die einzigen Partikel, die nach den derzeitigen Kenntnissen eine unbegrenzte Lebensdauer besitzen. Weiterhin sollte nach Heim ein "neutrales Elektron" e_0 mit unbegrenzter Lebensdauer existieren, denn es ist

$$\alpha_3 = \alpha_1 = \alpha_2 = 1 \text{ für } k = 1 \text{ mit } q = 0 \text{ und } Q_1 = Q_2 = 3, Q_3 = 2, Q_4 = 1$$

$$m_0(1, 0) - \mu_S F_S = 0.50150718 \text{ Me V} \quad (111a)$$

Das mit Elektronen besetzte s-Niveau eines Wasserstoffatoms H_1^1 kann (als b-Hermetrie) zur Emission der H-Spektralserien angeregt werden. Die Konstante dieser elektromagnetischen Kopplung ist dabei die Feinstrukturkonstante α dieser Spektralserien. Da sich die Internstrukturierungen des Elektrons und des Protons als Folge der elektromagnetischen Wechselwirkung in der K-Schale des Protonenfeldes ändern, ist die am freien Elektron bestimmte Feinstrukturkonstante α_+ in (79) nur als Näherung anzusehen. Denn die R_3 -Strukturierung der Protosimplexbesetzungen des jeweiligen Strahls ändert sich und beeinflusst die Linienemission der b-Terme.

e^- und p werden durch die zeitlich stabilen Grundmuster $(+(127))(\bar{+}(345))(-6)$ der d-Hermetrie nach (75) gekennzeichnet. Der Elektron-Zustand e^- wird durch $\varepsilon = +1$ und das Anti-Elektron (Positron) e^+ als $\bar{X}_2$ Komponente in (106a) wird durch $\varepsilon = -1$ bedingt. Die Protosimplexkorrelationen, die e_- in e^- und e_+ in p bestimmen, verhalten sich, nach Heim, zueinander, wie $\varepsilon = +1$

zu $\varepsilon = -1$. Wird die $e_+(p)$ bedingende partielle Korrelation als Anti-Struktur $\varepsilon = -1$ hinsichtlich $e_-(e^-)$ interpretiert, so kann das Elektron e^- beschrieben werden durch

$$(+ (127))_e^+ (\bar{+} (34))_e^+$$

und durch die Partialstruktur e_- :

$$(\bar{+} 5)_e^+ (-6)_e^+$$

und das Proton p durch

$$(+ (127))_p^+ (\bar{+} 34)_p^+$$

mit der Partialstruktur des Zustands e_+ :

$$(\bar{+} 5)_e^- (-6)_e^-$$

Die elektromagnetische Korrespondenz erfolgt zeitartig über die $(\bar{+} 3)$ Struktur, da $(\bar{+} 5)$ über (-6) die Quellstruktur von $(\bar{+} 3)$ ist.

Für die Korrespondenz von e^- nach p gilt somit:

$$[(+ (127))_e (\bar{+} 4)_e] (\bar{+} 5)_e^+ (-6)_e^+ (\bar{+} 3)_e^- \widehat{(-2)} (\bar{+} 3)_p (-6)_e^- (\bar{+} 5)_e^- [(\bar{+} 4)_p (+ (127))_p]$$

und für die reaktive Korrespondenz p nach e^- :

$$[(+ (127))_e (\bar{+} 4)_e] (\bar{+} 5)_e^+ (-6)_e^+ (\bar{+} 3)_e^- \widehat{(-2)} (\bar{+} 3)_p (-6)_e^- (\bar{+} 5)_e^- [(\bar{+} 4)_p (+ (127))_p]$$

Die Strukturen $(\bar{+} 5)(-6)(\bar{+} 3)$ treten nicht nach außen in Erscheinung, da für die internen Flußkorrelationen $(-p)$ Eichinvarianzen gelten und daher diese Wirkungen außerhalb des sphärischen Korrespondenzvolumens $\frac{4}{3}\pi r_H^3$ nicht relevant sind. Das Wasserstoffatom kann als dynamisch stabiles Korrespondenzgefüge

$$[(+ (127))_e (\bar{+} 4)_e] \widehat{(-2)} [(\bar{+} 4)_p (+ (127))_p]$$

geschrieben werden.

Die Korrespondenz wird aus den Potentialen interner Ladungsfeldkomponenten (90) und (90a) hergeleitet. Man erhält

$$\eta_{11} \eta_{12} A = 4 \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{11}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right) \frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{11}}}$$

und wenn $\eta_{1k} A_k (1 + \sqrt{\eta_{1k}}) = (1 - \sqrt{\eta_{1k}})$ gesetzt wird (mit $k = 1$ oder $k = 2$):

$$4 A_1 A_2 = A = \text{const} \quad (112)$$

Ist E_K die kinetische Energie des Elektrons im s-Niveau des p-Feldes und $y = f(\varepsilon)$ die Distanz zwischen Elektron und Proton, so gilt

$$E_K = \frac{(1-c)}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{y} \quad (113)$$

Das Korrespondenzsystem ist 6-dimensional, erscheint im R_3 -Schritt aber als räumliche Struktur des H-Atoms. In der pseudoeuklidischen Approximation muß Lorentzinvarianz gefordert werden. Da das H-Atom ein zeitlich stabiler dynamischer Zustand ist, sind die Koordinaten x_5 und x_6 konstant, d.h. $\dot{x}_5 = \dot{x}_6 = 0$, und die normale Lorenzgruppe wird erfüllt.

Die Umlaufgeschwindigkeit des als Teilchen aufgefaßten Elektrons im Protonfeld des H-Atoms ist $v_H = c\alpha$, wobei α die Kopplungskonstante ist. Ist $s_H = 2\pi r_H$ der Umfang der Elektronenkreisbahn auf der K-Schale, so wird dieser verkürzt auf $s = s_H \sqrt{1-\alpha^2}$, entsprechend ist $y = r_H \sqrt{1-\alpha^2}$ und $E_K = mcr_H$. Eingesetzt in (113) liefert

$$e^2 - (1-c) = 4\pi\varepsilon_0 r_H \alpha \sqrt{1-\alpha^2} mc^2$$

oder mit dem Wellenwiderstand des Vakuums $R_- = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ und $mc^2 = \frac{ch}{\lambda_H} = \frac{ch}{2\pi r_H}$ sowie mit (89) bzw. $e \mp = \pm \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{2\pi \frac{h}{R_-}}$ substituiert

$$1 - c = \frac{(2\pi)^5}{9\lambda^2} \alpha \sqrt{1-\alpha^2} \quad (114)$$

ergibt. Wird $C = A_1 A_2$ aus (112) gesetzt, so folgt für A_K

$$A_K = \frac{1 - \sqrt{\eta_{1K}}}{\eta_{1K}(1 + \sqrt{\eta_{1K}})}$$

Aus (104) ergibt sich eine zweideutige Lösung

$$\alpha_{(\pm)}^{-2} = B(1 \pm \sqrt{1 - 2/B})$$

mit

$$B = \frac{1}{2} \left(\frac{(2\pi)^5}{g^2} \right)^2 (1 - A_1 A_2)^{-2}$$

Die numerischen Werte der reziproken Werte der Kopplungskonstanten sind

$$\alpha_{(+)}^{-1} = 137.03602725$$

(115)

und

$$\alpha_{(-)}^{-1} = 1.00001411$$

Der empirische Wert für die Sommerfeld-Feinstrukturkonstante ist

$$\alpha^{-1} = 137.03602 \pm 2.2 \cdot 10^{-5}$$

Der Wert $\alpha_{(-)} = 0.99998589$ kennzeichnet eine sehr starke Kopplung, wie sie für die Quark-Bindungen in Baryonen vermutet wird. Nach Heim könnte diese Kopplung die internen Korrelationen zwischen den 4 Konfigurationszonen oder zwischen den quasikorpuskulären Bereichen b_λ beschreiben.

Denn unter extremen Bedingungen (z.B. im Sterninnern) könnte die Elektronenbahn die exponentiellen Nahwirkungsfelder der (+ 7) tangieren.

Die Wechselbeziehungen vollziehen sich dann auch über (∓ 4). Die enantiostereoisomeren Strukturen der (∓ 5)(-6) der Ladungsfelder $e_+(p)$ und $e_-(e^-)$ mit ihren (∓ 3) der elektromagnetischen b-Struktur kompensieren sich. Die Korrespondenz wird durch $-(1, 2, 3)$ gegeben. Der Übergang von der elektromagnetischen zur Ladungsfeldkorrespondenz wird, wenn E die aufzubringende Energie ist, beschrieben durch

$$[(+ (127))_p (\pm 4)_p] (\pm 5)_e^- (-6)_e^- (\pm 3) - (\hat{2}) - (\pm 3) (-6)_e^+ (\pm 5)_e^+ [(\pm 4)_e (+ (127))_e] + E \rightarrow$$

$$[(+ (127))_p] (\pm 4)_p - (\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}) - (\pm 4)_e [(+ (127))_e]$$

(116)

und sollte dem Übergang $(p, e^-) \rightarrow n$ im Nukleardoublett x_8 entsprechen. Das Neutron n wird als Ladungsfeldkorrespondenz und das Wasserstoffatom H als elektromagnetische Korrespondenz (p, e^-) aufgefaßt. Wegen der Eichinvarianz in korrelierenden Flußaggregaten $(-p)$ und deren Nichtvorhandensein in Schirmfeldern erscheint nur die Schirmfeldtriade $(+ (127))$ oder bei z Protonen eine entsprechende Superposition derselben. Die R_6 -Struktur, welche diesem äußeren R_3 entspricht, wird von $(+ 1)$ in x_5 und x_6 sowie $(+ 7)$ im R_3 und dem Zeitfeld $(+ 2)$ in x_4 bestimmt. Die Projektion von $(+ 1)$ auf $(+ 7)$ erscheint im R_3 als Gravitationsfeld, das bei kleinen Abständen in das exponentiell ansteigende Nahwirkungsfeld von $(+ 7)$ übergeht.

Es sei darauf hingewiesen, daß Dirac die "richtige" einheitliche Feldtheorie u.a. danach beurteilt, ob sie die Konstante α als reine Zahl herzuleiten gestattet, und daß Heisenberg, der für α den Wert 120 nach seiner Theorie erhält, diesen bereits als einen guten Näherungswert betrachtete (W. Heisenberg, "Theorie der Elementarteilchen").

11. Massenspektrum der Elementarteilchen

Bei Ende der Projektlaufzeit waren einige der letzten Kapitel des 2. Bandes "Elementarstrukturen der Materie" von Herrn Heim noch nicht fertiggestellt gewesen. Es wurde daher versucht, die vorliegende TN zu einem vorläufigen Abschluß zu bringen. Am 25. Februar 1982 hat B. Heim die Massenformel für das Spektrum der Elementarteilchen u.a. an MBB geschickt. Mit dieser Formel wurden bei DESY (Hamburg) von den Herren Dr. Ripgen und Dr. Schulz bereits sämtliche möglichen Massenwerte errechnet. Dabei wurde festgestellt, daß die 1981 entdeckten Resonanzen η' und η'_c mit den Massen 1024 MeV bzw. 1046 MeV von der Heimschen Theorie ebenfalls vorhergesagt werden (nämlich für die Besetzungszahlen 55 bzw. 82). Die ψ , X und Y-Teilchen erhält man mit Besetzungszahlen > 98 aus Heims Massenformel. Bis zum Juli 1982 war das Kapitel über die genaue Herleitung dieser Formel von Herrn Heim noch nicht geschrieben bzw. an uns übergeben worden.

Im Kapitel 10 sind allerdings hinreichend viel Eigenschaften genannt worden, die ein Elementarpartikel charakterisieren, so daß die Entwicklung dieser Theorie auch ohne den vollständigen Abschluß erkennbar ist. Anstatt die Fertigstellung des Heimschen Buchmanuskripts abzuwarten, wurden dieser TN zwei weitere Kapitel (12 und 13) hinzugefügt, aus denen hervorgeht, welche technologischen Anwendungen die Heimsche Theorie in Aussicht stellt. Ein wichtiges und im Prinzip einfaches Experiment wird in diesem Zusammenhang diskutiert.

12. Die elektromagneto-gravitative Wechselwirkung

Nach (32), (51) werden die Schirmfelder abgekürzt geschrieben

$$\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_+ \equiv [ab] \quad \text{und} \quad (+1) \equiv [1] \quad , \quad (+7) \equiv [3] \quad , \quad (+2) \equiv [2]$$

$\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right] = [1] + [2] + [3] \quad , \quad {}^2\bar{O}_{(bb)} = {}^2\bar{O}$ (für Schirmfelder). Diese Beziehungen gelten, wenn das betreffende Materievolumen in einem Bezugssystem C_0 mit $v = 0$ ruht. Bezogen auf ein bewegtes Koordinatensystem C (v) (mit $v = \text{const}$) gilt für den Übergang $C_0 \rightarrow C$ eine reguläre Koordinatentransformation der unitären Matrix $\hat{C}$ (R_6), deren Elemente ebenso wie die des R_4 -Unterraumes $\hat{B}$ oder $\hat{A}$ als imaginäre Drehungen gegen x_4 angesehen werden können.

Bei einer Drehung der Partialstrukturen $[1]$, $[3]$ gegen die Struktur $[2]$ im Kompositionsgesetz $\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right]$ erscheint im R_3 auf C_0 bezogen eine Pseudostuktur $(+3)$. Bei einer beschleunigten Bewegung erscheint $(+3) \rightarrow (+3)$ als eine reale Feldstruktur auch im System C . Das betreffende Schirmfeld $(+3) \equiv [12]$ ist ein Komponententyp des statischen b-Feldes. Das Kompositionsfeld muß ergänzt werden zu

$$\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right] = [1] + [2] + [3] + [12] \quad ,$$

wobei $[12]$ als Summe der beiden möglichen Schirmfelder $\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_+ + \left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_-$ zu verstehen ist. Das Kompositionsfeld kann nach (8) bzw. (9) berechnet werden unter Berücksichtigung, daß für Schirmfelder keine Korrelations-tensoren existieren. Nach (24) wird für die Summanden von $[12]$ mit $(ab) \equiv (12)$ bzw. (21) :

$$\left(K_{(ab)}^{(ab)} + D_{(ab)}^{(ab)} \right) ; \left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right]_+ \equiv \bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)} \times \left[\begin{smallmatrix} a & b \\ a & b \end{smallmatrix} \right] \quad (117)$$

Für die Kondensorwirkungen in (+ 3) werden die metronischen Funktionen abgekürzt geschrieben:

$$\begin{aligned} [K_m]_{(12)}^{(12)}; n &= G_{km}^{\bar{e}}, \quad \bar{\lambda}_{(12)}^{(12)} = \bar{\lambda}^{(1)}, \quad \mathcal{D}_{(12)}^{(12)} = \mathcal{D} \\ [K_m]_{(21)}^{(21)}; n &= H_{km}^{\bar{e}}, \quad \bar{\lambda}_{(21)}^{(21)} = \bar{\lambda}^{(2)}, \quad \mathcal{D}_{(21)}^{(21)} = \mathcal{D}' \end{aligned}$$

so gelten die Komponentendarstellungen

$$\begin{aligned} \underline{\delta}_m G_{kp}^{\bar{e}} - \underline{\delta}_p G_{km}^{\bar{e}} + G_{sm}^{\bar{e}} G_{kp}^{\bar{e}} - G_{sp}^{\bar{e}} G_{km}^{\bar{e}} + \mathcal{D}_p; G_{km}^{\bar{e}} &= \lambda_p G_{km}^{\bar{e}} \\ \underline{\delta}_m H_{kp}^{\bar{e}} - \underline{\delta}_p H_{km}^{\bar{e}} + H_{sm}^{\bar{e}} H_{kp}^{\bar{e}} - H_{sp}^{\bar{e}} H_{km}^{\bar{e}} + \mathcal{D}_p'; H_{km}^{\bar{e}} &= \lambda_p' H_{km}^{\bar{e}} \end{aligned}$$

Verjüngung $i = k$ und mit den Funktionen $\varphi_m^{(1)} = G_{km}^{\bar{e}}$ bzw.

$\varphi_m^{(2)} = H_{km}^{\bar{e}}$ liefert für $b = 1$ und $b = 2$:

$$\underline{\delta}_m \varphi_p^{(b)} - \underline{\delta}_p \varphi_m^{(b)} = \lambda_p^{(b)} \varphi_m^{(b)} - \mathcal{D}_p^{(b)}; \varphi_m^{(b)}$$

$\varphi_m^{(1)} + \varphi_m^{(2)} = \varphi_m$ entspricht der induzierten Kombination [12]. Der Einfluß der Triade (+ (127)), d.h. [1], [2] und [3] ist in den Selektoren $\mathcal{D}_m^{(b)}$ enthalten. Die Summation für $b = 1$ und $b = 2$ liefert

$$\underline{\delta}_m \varphi_p - \underline{\delta}_p \varphi_m = \lambda_p^{(1)} \varphi_m^{(1)} + \lambda_p^{(2)} \varphi_m^{(2)} - \mathcal{D}_p^{(1)}; \varphi_m^{(1)} - \mathcal{D}_p^{(2)}; \varphi_m^{(2)}$$

Für alle $p = 4$ ist $\underline{\delta}_p \varphi_m = 0$, da (+ (127)) zeitlich konstant ist und eine Funktion des metronischen R_3 -Koordinatengitters ist. Weiterhin ist $\varphi_p = \text{const} (R_3)$ für $p \geq 4$ und $\underline{\delta}_k \varphi_p = 0$ für $k \leq 3$ und $k \geq 4$.

In diesem Fall werden die $\underline{\delta}_i \varphi_k - \underline{\delta}_k \varphi_i$ mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i, \bar{e}_k = \underline{\delta}_{ik}$ der Koordinaten des R_3 identisch mit der räumlichen Selektorfunktion $\text{ROT } \bar{\varphi}$ und

$$\mathcal{D}_i^{(1)}; \varphi_k^{(1)} + \mathcal{D}_i^{(2)}; \varphi_k^{(1)} = F_{ik} = -F_{ki}$$

wird zu einem antisymmetrischen räumlichen Tensor. Entsprechendes gilt auch für $\lambda_i^{(b)} \varphi_k^{(b)} = (\bar{\lambda}^{(b)} \times \bar{\varphi}^{(b)})_{ik}$.

Der Zusammenhang für (+ 3) kann somit als Induktion durch eine metronische R_3 -Rotation im Bereich hoher Metronenziffern geschrieben werden:

$$\text{ROT } \bar{\varphi} = \bar{\lambda}^{(1)} \times \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\lambda}^{(2)} \times \bar{\varphi}^{(2)} - {}^2\bar{F} \quad (118)$$

Im 3. Gültigkeitsbereich ($\tau \rightarrow 0$) wird daraus

$$\bar{\lambda}^{(1)} \times \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\lambda}^{(2)} \times \bar{\varphi}^{(2)} - \bar{F} \rightarrow \bar{L} \times \bar{u} - \bar{p} \times \bar{w}$$

$\bar{L}$ bezeichnet die diskreten Stufen von [12], während die übrigen Terme polare R_3 -Vektorfelder sind.

Im 4. Gültigkeitsbereich (Kontinuum) wird

$$\bar{L} \times \bar{u} - \bar{p} \times \bar{w} \rightarrow \bar{x} \times \bar{y} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \text{ROT} \bar{\varphi} = \text{rot} \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi} \quad (119)$$

mit $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\varphi}^{(2)}$.

$\bar{\varphi}$ kann auf (+ 2) und (+ (17)) der Triade (+ (127)) durch die Vektorfunktionen $\bar{\phi}$ (+ 2) und $\bar{\psi}$ (+ (17)) bezogen werden, da (+ 1) in der R_3 -Projektion in das Nahwirkungsfeld (+ 7) übergeht:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\phi} &= \bar{C} \\ \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\psi} &= \bar{G} \end{aligned} \right\} \text{rot}(\bar{C} + \bar{G}) = \bar{x} \times \bar{y} \quad (120)$$

$\bar{C}$ und $\bar{G}$ sind Komponenten der b- und a-Hermetrie, die keine Energie übertragen können. Ihre Quellen sind demnach die mit der Geschwindigkeit w bewegte elektrische Ladungsdichte ρ bzw. Massendichte σ . Für den Feldstärkevektor $\bar{C}$ kann der Magnetfeldvektor gesetzt werden: $\bar{C} = \sqrt{\mu_0} \vec{H}$ (μ_0 = Permeabilitätskonstante). Der Vektor $\bar{G}$ ist proportional einem gravitativen Zusatzfeld (Mesofeld) $\bar{\mu}$: $\bar{G} = \sqrt{\beta} \bar{\mu}$ (β ist ein Proportionalitätsfaktor, der die richtige Dimensionierung bewirkt). Das gemeinsame Auftreten von gravitativen und elektromagnetischen Feldgrößen im Vektor $\varphi_i = (\sqrt{\mu_0} H_i + \sqrt{\beta} \mu_i)$ (mit $i = 1, 2, 3$) ist ein Hinweis auf einen erweiterten Maxwell'schen Feldstärketensor $M_{\mu\nu} = M_{\mu\nu}^{(1)} + M_{\mu\nu}^{(2)}$ für das elektromagnetische $M_{\mu\nu}^{(1)}$ und gravitative Feld

$M_{\mu\nu}^{(2)} = \sigma_{\mu,\nu} - \sigma_{\nu,\mu}$ ($\mu, \nu = 1, \dots, 4$), wenn σ_μ ein Viererpotential bedeutet.

Das Mesofeld μ erhielt Heim aus phänomenologischen Untersuchungen der Gravitation.

Die Feldlinien des $\bar{\mu}$ -Feldes sind nach Heims Auffassung diejenigen Orthogonaltrajektorien, die bei gravitativen Wechselwirkungen die Niveauflächen des $\bar{g}$ -Feldes exzentrisch deformieren, so daß für $\sigma = 0$ durch das induzierte Dichtegefälle von $\bar{g}$ eine ponderomotorische Kraftdichte entsteht, d.h. $\bar{g} \parallel \nabla \perp \mu$.

Heim unterscheidet zwischen Quelle und Feld der Gravitation. In der ART wird nur die Feldverteilung der als punktförmig gedachten Materie als Quelle angesehen. Nach Heim besitzt jedes Elementarteilchen eine Innenstruktur mit nicht homogener Dichte. Die elementare Masseneinheit m_0 ist - analog wie in der Elektrodynamik - Träger einer Gravitationsladung und Quelle eines Gravitationsfeldes

$$\boxed{\bar{\Gamma} = \gamma \operatorname{grad} \left(\frac{m(r)}{r} \right)} \quad (121)$$

Die durch die Feldmasse $(m(r) - m_0) = m_f$ bedingte Materiedichte σ_f kann als Quelle des Vektorfeldes $\bar{\Gamma}$ aufgefaßt werden:

$$\boxed{\operatorname{div} \bar{\Gamma} = a \sigma_f}$$

$$\boxed{\sigma_f = \frac{m_f}{V}} \quad a = \text{const} \quad (122)$$

Das Feld der gesamten über das Volumen V verteilten Masse $m(r)$ ist Quelle eines Vektorfeldes $\bar{P}$:

$$\boxed{\operatorname{div} \bar{P} = \sigma_m}$$

$$\boxed{\sigma_m = \frac{m(r)}{V} = \frac{m_0 + m_f}{V}} \quad (123)$$

Aus (122) und (123) kann ein weiterer Feldvektor $\bar{g}(r)$ gebildet werden, dessen Quelle σ ist

$$\left(\frac{b}{a} \right) \sigma = \frac{\sigma_m}{a} + \sigma_f, \quad \alpha = \frac{a}{b}$$

$$\boxed{\operatorname{div} \bar{g} = \frac{\sigma}{\alpha}}, \quad \boxed{\bar{g} = \bar{\Gamma} \alpha + \bar{P}} \quad (124)$$

Das $\bar{g}(r)$ erregende Materiefeldquant $m(r)$ ist zeitlich konstant:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} = \dot{\sigma} + \text{grad } \sigma = \dot{\sigma} + \text{div}(\text{grad } \sigma) = 0$$

Zusammen mit (124) ergibt dies

$$\boxed{\text{div}(\alpha \dot{\bar{g}} + \text{grad } \sigma) = 0} \quad (125)$$

Diese Quellenfreiheit kann erfüllt werden, wenn der Klammerausdruck als Rotation einer Vektorfunktion $\bar{\mu}(r)$ geschrieben wird:

$$\boxed{\text{rot } \bar{\mu} = \alpha \dot{\bar{g}} + \text{grad } \sigma} \quad (126)$$

Im Falle gravitativer Feldstörungen im Vakuum (mit $\sigma_0 = 0$) sind

$$\text{div } \bar{g} = 0$$

$$\text{div } \bar{\mu} = 0$$

Die Vektorbeziehungen können als Komponenten eines Feldstärketensors $M_{\mu\nu}^{(2)} = -M_{\nu\mu}^{(2)}$ dargestellt werden, dessen Iterationen 2. Grades dem Energietensor im R_4 entsprechen und dessen Divergenz verschwinden muß. Dies kann durch Einführen des Viererpotentials $A_\mu = (A_x, A_y, A_z, -\varphi)$ erreicht werden:

$$M_{\mu\nu}^{(2)} = A_{\mu,\nu} - A_{\nu,\mu}$$

Wird über die Quellen von A_μ im Sinne der Lorentzkonvention verfügt

$$\boxed{\text{div grad } \bar{A} + \frac{1}{\omega} \ddot{\bar{A}} = 0} \quad (127)$$

so erhält man eine Gleichung für die Ausbreitung gravitativer Feldstörungen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit ω :

$$\omega^2 = \frac{1}{\alpha\beta} \quad (128)$$

Die Naturkonstanten α und β folgen aus der Ableitung des Dichteoperators für die Materie. Die Dichte des Gravitationsfeldes setzt sich zusammen aus

der Quelle q nach (124) und der Feldquelle der im Volumen $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ zeitlich variablen Feldmasse $\frac{dm_f}{dt} \neq 0$ (obwohl $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d}{dt}(\sigma_0 + \sigma_f) = 0$). Es ist $b\sigma = \sigma_m + a\sigma_f$ mit $a, b = \text{const}$ ein Ansatz für zeitlich variable Gravitationsfelder.

Dann ist

$$b\sigma = \text{div}(\bar{F} + \bar{P}) = (\Delta + \frac{1}{r^2})\varphi$$

mit

$$a\sigma_f = b\sigma - \sigma_m = \text{div} \bar{F}$$

Ausführung der Poisson-Operation ergibt

$$b\sigma = \left(\frac{4\pi\gamma}{3}\right) \frac{1}{V} \left(gV^2 \frac{d^2 m}{dV^2} + 6V \frac{dm}{dV} + m \right) \quad (129)$$

$$a = \frac{3}{4\pi\gamma}$$

Nimmt man für die Dichteverteilung einen $m(r)$ -Verlauf in einem Bezugsvolumen $V_R = \text{const}$ an, für welche $\sigma_R = \left(\frac{m}{V}\right)_R = \left(\frac{dm}{dV}\right)_R = \left(V \frac{d^2 m}{dV^2}\right)_R$ gilt, dann ist $b = 16$.

Der Dichteoperator Ω wird demnach in der Form

$$\Omega = \frac{1}{16V} \left(gV \frac{d}{dV^2} + 6V \frac{d}{dV} + 1 \right)$$

definiert:

$$\text{div}(\bar{F} + \bar{P}) = 16a\Omega; m = 16a\sigma(r) \quad (130)$$

$$\alpha \text{div} \bar{g} = \sigma(r)$$

Darin ist $\alpha = (ba)^{-1}$

$$\alpha = \frac{3}{64\pi\gamma} \quad (131)$$

Die Konstante β ergibt sich aus der Bestimmung des Verlaufs der Funktion $m(r)$ aus deren konservativer Gesamtenergie E_g , welche sich aus der Energie des Feldes E_f und derjenigen der Quelle E_m zusammensetzt:

$$E_g = E_f + E_m = mc^2 + \frac{\alpha}{2} \int \bar{F}^2 dV = \text{const}$$

Differentiation hinsichtlich r ergibt (vergl. mit (3))

$$\boxed{\frac{dm}{dr} + b \left(\frac{dm}{dr} - \frac{m}{r} \right)^2 = 0}, \quad b = \frac{3\gamma}{32c^2} \quad (132)$$

Die Lösung ist

$$\boxed{m(r) = \frac{r}{4b} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8b}{r}} \right)} \quad (133)$$

mit

$$k = m \left(1 - \frac{2bm}{r} \right) = m_0 \left(1 - \frac{2bm_0}{r_0} \right) = \text{const}$$

Die Feldmasse μ_g kann bestimmt werden aus der Beziehung

$$\mu_g = \lim_{r \rightarrow \infty} (m(r) - m_0) = m_0 \left(1 - \frac{2bm_0}{r_0} \right) - m_0$$

woraus folgt

$$\mu_g = - \frac{3}{16} \frac{\gamma}{c^2} \frac{m_0^2}{r_0}$$

Dieser Wert stimmt bis auf den Faktor $\frac{3}{8}$ überein mit der Theorie von Arnowitt, Deser und Misner (1962 Gravitation: An Introduction to Current Research, ed by L. Witten; J. Wiley & Sons Inc., New York), der auf die Herleitung von $\alpha = \frac{3}{8} \left(\frac{1}{4\pi\gamma} \right)$ zurückgeht.

Die Realitätsforderung an die Wurzel in (133) bedeutet

$$1 - \frac{4bm}{r} \geq 0$$

Wenn das Gleichheitszeichen gilt, wird daraus die Bedingung

$$\frac{3}{8} \frac{\gamma}{c^2} \left(\frac{m}{r} \right)_{\max} = 1 \quad (134)$$

Wenn sich die Trägheitswirkung $\bar{\mu}$ mit der Geschwindigkeit v bewegt, so gilt das Relativitätsprinzip $\mu = \mu_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$.

Wird $\bar{\mu}$ vom Gravitationsfeld einer Masse m beeinflusst, so ist die kinetische Energie gegeben durch

$$E_{\text{kin}} = \int \bar{K} dr = -\mu \int \frac{\gamma m}{r^2} dr = \frac{\gamma m}{r} \frac{\mu_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (135)$$

Ruht das Bezugssystem in $\mu_0 = \text{const}$, dann ist die Energiedifferenz zwischen bewegter und ruhender Masse

$$E_{\text{kin}} = c^2(\mu - \mu_0) = \mu_0 c^2 \left[(1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (136)$$

Der Vergleich zwischen (135) und (136) führt zu

$$\frac{\gamma}{c^2} \frac{m}{r} = 1 - \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

Wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Trägheitswirkung c' auf die Lichtgeschwindigkeit bezogen, so müßte, wenn das Lorentzprinzip auch für gravitative Feldstörungen gelten würde, $c' = c$ gelten. Wegen (134) gilt für die Grenzggeschwindigkeit

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{c^2} \left(\frac{m}{r} \right)_{\text{max}} &= 1 - \sqrt{1 - (c'/c)_{\text{max}}^2} \\ \frac{8}{3} - 1 &= \sqrt{1 - (c'/c)_{\text{max}}^2} \rightarrow \boxed{c' = i \frac{4}{3} c = i\omega} \end{aligned} \quad (137)$$

Nach Heim definiert die imaginäre Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen bezogen auf die Raum-Zeit R_{-4} eine weitere (Hilfs-) Raum-Zeit R_{+4} des R_6 in welcher die Zeitkoordinate durch $x_{+4} = \omega t$ definiert ist. Im R_{-4} bleibt ω als Ausbreitungsgeschwindigkeit des Potentials, und (127) ist keine Wellengleichung. Die Rotorbeziehung (126) bleibt reell, und die Felder $\vec{H}$ und $\vec{\mu}$ müßten sich wechselseitig bedingen. Für die Konstante β ergibt sich somit

$$\boxed{\beta = \frac{1}{2\omega^2} = \frac{12\pi\gamma}{c^2}} \quad (138)$$

Der Feldstärketensor $M_{\mu\nu}^{(2)}$ der Gravitation und der Maxwell'sche Feldstärketensor $M_{\mu\nu}^{(1)}$ lassen sich zusammenfassen in einen einheitlichen Feldstärketensor $M_{\mu\nu} = -M_{\nu\mu}$:

$$M_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -(\sqrt{\mu_0} H_z + \sqrt{\beta} \mu_z) & -(\sqrt{\mu_0} H_y + \sqrt{\beta} \mu_y) & -i(\epsilon_0 E_x + \alpha g_x) \\ -(\sqrt{\mu_0} H_z + \sqrt{\beta} \mu_z) & 0 & (\sqrt{\mu_0} H_x + \sqrt{\beta} \mu_x) & -i(\epsilon_0 E_y + \alpha g_y) \\ (\sqrt{\mu_0} H_y + \sqrt{\beta} \mu_y) & -(\sqrt{\mu_0} H_x + \sqrt{\beta} \mu_x) & 0 & -i(\epsilon_0 E_z + \alpha g_z) \\ i(\epsilon_0 E_x + \alpha g_x) & i(\epsilon_0 E_y - \alpha g_y) & i(\epsilon_0 E_z + \alpha g_z) & 0 \end{pmatrix} \quad (139)$$

Dessen Tensordivergenz entspricht einem Viererstromvektor $\bar{j}_\mu$:

$$\boxed{\frac{\partial M_{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = \bar{j}_\nu = w j_\nu = \vec{x} \times \vec{y}} \quad (140)$$

mit dem Dichtevektor

$$\boxed{j_\mu = \sqrt{\mu_0} \rho_\mu + \sqrt{\beta'} \sigma_\mu} \quad (141)$$

13. Erste praktische Anwendungen der Heimschen Theorie

Die Beziehung (140) enthält eine in anderen Feldtheorien nicht auftretende Verknüpfung von elektromagnetischen und gravitativen Feldern. Daher sollte deren Lösung zeigen, unter welchen Bedingungen die einen in die anderen umgewandelt werden könnten.

Empirisch gibt es zumindest zwingende Hinweise auf eine schwache Kopplung zwischen gravitativen und magnetischen Feldern. Astrophysikalische Beobachtungen zeigen, daß Himmelskörper ein Magnetfeld besitzen, welches umso stärker ist, je rascher sie rotieren und je mehr Masse sie besitzen. Blackett (P.M.S. Blackett, Phil.Trans.R.Soc. A 245, 309-370, 1952) hat diesen Tatbestand 1952 entdeckt. Swann und Longacre haben 1928 eine empirische Formel für diesen beobachteten Zusammenhang angegeben (W.F.G. Swann und A.J. Longacre 1928: Franklin Inst., 206, S. 421 ff), entsprechend der Hypothese $\gamma_m^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e^2$:

$$\boxed{\bar{B}_H = \left(\frac{2}{15}\right) \frac{1}{c} \sqrt{2\pi\gamma\mu_0} \cdot \sigma \omega R^2} \quad (142)$$

darin bedeuten σ = Materiedichte, w = Kreisbeschleunigung, R = Kugelradius, $\bar{B}_H$ = magnetische Induktion, μ_0 = Permeabilitätskonstante.

Alle Experimente, diesen "gravito-magnetischen Effekt" im Labor nachzuweisen, scheiterten an der geringen Empfindlichkeit der Meßapparaturen. Im Jahre 1979 publizierte Sirag einen Artikel (S.P. Sirag 1979: Nature,

Vol. 278, S. 535), in dem er darauf hinwies, daß die empirische Formel (142) auch für den Pulsar Her X-1 sowie für 78 Vir exakt gilt, d.h. für Sterne, bei denen das Magnetfeld nicht durch konvektive Materieströme im Sterninnern beeinflusst sein kann (wie z.B. bei der Erde).

Tatsächlich läßt sich die Formel (142) in der Heimschen Theorie aus (140) herleiten und als Bestätigung der Mesofeld-Theorie angesehen werden: Wird zeitliche Stationarität unterstellt, also $\dot{\vec{g}} = 0$ und $\dot{\vec{E}} = 0$ gesetzt, so folgt aus (140)

$$\text{rot}(\sqrt{\mu_0} \vec{H} + \sqrt{\beta} \vec{\mu}) = \vec{x} \times \vec{y} = \omega(\sqrt{\mu_0} \vec{\rho} + \sqrt{\beta} \vec{\sigma}) \quad (143)$$

ω erscheint als Vektorprodukt zweier polarer Vektoren und kennzeichnet somit eine Rotationsbewegung $\omega = \vec{r} \times \vec{\omega}$ ($\vec{r}$ = Radiusvektor, $\vec{\omega}$ = Kreisfrequenz). Auch für den Fall, daß der Körper ohne freie elektrische Ladungen wäre, d.h. $\rho = 0$, bleibt in (143) das Magnetfeld $\vec{H} \neq 0$. Damit ergibt sich

$$\text{rot}(\sqrt{\mu_0} \vec{H} + \sqrt{\beta} \vec{\mu}) = (\vec{r} \times \vec{\omega}) \sqrt{\beta} \vec{\sigma}$$

Wird die magnetometrische Kraftflußdichte $\vec{B}$ eingeführt,

$$2 \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \sqrt{\beta \mu_0} \vec{\mu}$$

so gilt

$$\text{rot} \vec{B} = \pi \sqrt{\beta \mu_0} (\vec{r} \times \vec{\omega}) \sigma \quad \text{mit} \quad \vec{\omega} = 2\pi \vec{w}$$

bzw.

$$\boxed{\text{rot} \vec{B} = \frac{2\pi}{c} \sqrt{3\pi \gamma \mu_0} (\vec{r} \times \vec{w}) \sigma} \quad (144)$$

Für eine rotierende Kugel ergibt sich nach Anwendung des Gaußschen Integralsatzes für die magnetische Horizontalintensität

$$\boxed{B_H = \pm \frac{1}{c} \sqrt{3\pi \gamma \mu_0} \sigma \omega R^2 \cos \varphi} \quad (145)$$

(wobei φ der Breitengrad und R der Kugelradius sind). Für die Totalintensität erhält man bei Berücksichtigung der Permeabilität μ des Materials

$$B = \frac{\gamma \Gamma}{c} \sqrt{2\pi\gamma\mu_0} \mu \sigma \omega R^2 \quad (146)$$

Dies ist bis auf den Vorfaktor identisch mit der empirischen Formel (142). Setzt man in diese Beziehung die Werte für die Erde ein ($\sigma_e \approx 562,61 \text{ Kg m}^{-3}$, $\mu \approx 1$, $\omega_e = 1,1606 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, $R_e = 6,37123 \cdot 10^6 \text{ m}$), so errechnet sich ein geomagnetisches Permanentfeld von

$$B_e \approx 1.562 \text{ Gauß}$$

Der mittlere geomagnetische Meßwert ist $B_e^{(m)} \approx 0.626 \text{ Gauß}$. Der Widerspruch rührt daher, daß dieses primäre Magnetfeld mit dem leitenden Plasma im Erdinnern wechselwirkt, was zu Säkularvariationen führt. Aus Messungen an Lavagestein weiß man, daß gegenwärtig das Primärfeld der Erde nur 0.4 des Maximalwertes seit dem letzten Polsprung beträgt, so daß die paläomagnetischen Gesteinsremanenzen tatsächlich auf den Wert für das Primärfeld zwischen 1,2 und 1,6 Gauß hinweisen.

Die experimentelle Bestätigung der empirischen Formel (142) bzw. ihrer theoretischen Fassung (146) in der Mesofeldtheorie steht nach Sirag (1979) noch aus. Daher schlug Heim vor (Mitteilung an MBB vom 12.12.1981), einen nichtleitenden paramagnetischen Rotationskörper im Labor in Rotation zu versetzen und an den Polen die zu erwartenden Magnetfelder mit SQUID-Magnetometern zu registrieren. Ist δ die Empfindlichkeitsgrenze dieses Magnetometers z.B. $\delta = 3,3 \cdot 10^{-10} \text{ Gauß}$ für statische $\vec{H}$ -Felder, dann folgt mit $\frac{2\pi}{c} \sqrt{3\pi\gamma\mu_0} \approx 2,946 \cdot 10^{-16} [\text{m A}^{-1} \text{s}^{-1}]$ als Meßbarkeitsbedingung

$$\mu \sigma R^2 \omega \geq 5 \cdot 10^5 \text{ Kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$$

was sich technisch durchaus realisieren lassen sollte.

Wird kein $\bar{H}$ -Feld gemessen, so bedeutet dies, daß die Konstante $\beta < 0$ wäre und $\omega = \frac{1}{\sqrt{\alpha\beta}}$ imaginär sein müßte. Dann müßte die Potentialgleichung (127) als eine echte Wellengleichung angesehen werden, und es sollten "Gravitationswellen" existieren. Wird ein $\bar{H}$ -Feld nachgewiesen, so ist $\beta > 0$ und Heims Interpretation von (127) richtig, mit sämtlichen Konsequenzen für eine technologische Nutzung des Zusammenhangs zwischen Elektro- und Gravitationsdynamik. Die Bestimmung des Faktors $\beta > 0$ könnte auch über die Gültigkeit des Faktors $\frac{3}{8}$ in den Konstanten α und $\tau = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\hbar}{c^3}} = \frac{3}{8} L$ (L = Plancksche Länge) sowie in (133), (134) und schließlich in $\omega = \frac{3}{4} c$ entscheiden.

Nach einer persönlichen Mitteilung von Herrn Prof. Auerbach (ETH-Zürich) ist die Umkehrung der Beziehung (144) auch denkbar, wenn die Massendichte ersetzt wird durch einen Ausdruck in dem das Gravitationspotential auftritt.

Ober die Chancen solcher Experimente sollte zunächst das Experiment an einer rotierenden Kugel entscheiden, dessen Erfolgsaussichten gut sind.

Literaturverzeichnis:

- Arnowitt, R., P.Nath, 1976: MIT-Press, Cambridge, Mass. und London
- Beiglböck, W. 1967: Z.f.Naturforschung, 22a, 1342-1347
- Blackett, P.M.S. 1952: Phil.Trans.R.Soc., A 245, 309-370
- de Broglie, L. 1960: Non linear wave mechanics - a causal interpretation, Amsterdam
- Cremmer, E. und Scherk, J. 1976: Nucl.Phys., B 108, 409-416
- Dirac, P.A.M. 1958: The Principle of Quantum Mechanics, 4th ed. Cambridge
- Dixon, G. 1964: Nuovo Cimento (X), 34, 317 ff.
- Einstein, A. 1945: Ann. Math. (Princeton), 46, 578 ff.
1946: " " " , 47, 731 ff.
- Feynmann, R.P. und 1970: Quantum Mechanics and the Path Inte-
Hibbs, A.R. gral, Mc Graw Hill, Kap. 9 und S. 260
- Gelfond, A.D. 1958: Differenzrechnung, HB f.Math. Bd. 41,
Berlin: VEB Dtsch.Verlag der Wissen-
schaften
- Hansen, R.O. und 1975: Gen. Rel. Grav., 6, 361 ff.
Newman, E.T.
- Hawking, S.W. 1979: in General Relativity: An Einstein
Centenary Survey, eds. S.W. Hawking und
W. Israel, Cambridge University Press,
London

- | | |
|---|---|
| Heim, B. | 1980: Elementarstrukturen der Materie Bd.I,
Innsbruck: Resch |
| | 1982: Elementarstrukturen der Materie Bd.II,
unveröffentlichtes Manuskript |
| | 1981: Magnetfeld und Drehimpulsdichte, Mit-
teilung an MBB vom 12.12.1981 |
| | 1982: Zur Beschreibung der Elementarkorpuskeln,
Mitteilung an MBB vom 25.2.1982 |
| Heisenberg, W. | 1976: Naturwissenschaften, 63 Jgg., <u>1</u> , S. 1 ff. |
| v.Ludwiger, I. | 1981: Möglichkeiten und Notwendigkeiten einer
Erweiterung der Einsteinschen Gravitations-
theorie, MBB TN-AE 331-5/81 |
| Lyra, G. | 1951: Math. Ztnkr., Bd 54, <u>1</u> , 52-64 |
| Mercier, A., Treder, H.J.
und Yourgrau, W. | 1979: On General Relativity, Akademie-Verlag,
Berlin, 153 ff. |
| Nath, P. | 1976: in Gauge Theories and Modern Field
Theory, eds. Arnowitt & Nath, MIT-Press,
Cambridge, Mass. und London |
| Newman, E.T. | 1973: J.Math.Phys., <u>14</u> , 774 ff. |
| Nickerson, J.C. | 1975: Int.J.of Theor.Phys., <u>14</u> , 367 ff. |
| Nörlund, N.E. | 1924: Vorlesungen über Differenzenrechnungen,
Springer, Berlin |
| Pappas, P.T. | 1978: Lettere a Nuovo Cimento, Vol. 22, <u>15</u> ,
S. 601 ff. |

- Penrose, R. und
Mac Collum, M.A.H. 1974: Phys.Re., 6c, 241 ff.
- Phillips, M. 1979: Int.J.Theor.Phys., Vol.18, 1, 41-65
- Rauscher, E.A. 1978: Bull.Am.Phys.Soc., 23, 84 ff.
- Sachs, R.K. 1981: Foundations of Physics, Vol.11, 3/4, 329-354
- Salam A. und
Strathdee, J. 1974: Nuclear Phys., B 76, 477 ff.
- Schwinger, J. 1976: General Relativity and Gravitation, Vol.7, 3, 251-256
- Sexl, R.U. und
Urbantke, H.K. 1975: Gravitation und Kosmologie, BI-Wiss.-Verlag, Mannheim, Wien, Zürich
- Sirag, S.P. 1979: Nature, Vol. 278, 535-537
- Srivaram, C. und
Sinha, K.P. 1974: Lettere al Nuovo Cimento, 11, 222 ff.
- Swann, W.F.G. und
Longacre, A.J. 1928: Franklin Inst., 206, 421 ff.
- Treder, H.J. 1957: Ann.Physik, Leipzig, 19, 369 ff.
- Treder, H.J. 1974: Philosophische Probleme des physikalischen Raumes, S.172, Akademie-Verlag, Berlin
- Treder, H.J. 1980: Annalen der Physik, Leipzig, Bd.37, 4, 250-258
- Volkow, D.V. und
Akulow, V.P. 1973: Phys.Lett., 46B, 109 ff.