SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND III

BURKHARD HEIM

MEINEM VATER UND MEINER FRAU GEWIDMET

S Y N T R O M E T R I S C H E

M A X I M E N T E L E Z E N T R I K

1
9
9
2
3

T E I L C

S Y N M E T R O N I K D E R W E L T

B A N D III

C S Y N M E T R O N I K D E R W E L T B A N D III

Inhalt

Kapitel IX

SYNMETRONIK

1) Struktureinheiten und Gitterkerne 511
2) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren 519
3) Das synmetronische Fundamentalproblem 529
4) Synmetronik der Hermetrieformen 552
5) Feldaktivierung und Kondensorfluß 583

Kapitel X

KORRELATIONEN

1) Enantiostereoisomere Flußaggregate
der Koppelungsstrukturen 594
2) Prototrope Konjunktoren 620
3) Konjunktor- und Stratonspin 627
4) Antistrukturen 642
5) Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen 650

Kapitel XI

SYNMETRONIK DURCHGÄNGIGER

WELTSTRUKTUREN

1) Das kosmologische Paradoxon 659
2) Optische Raumsegmente 663
3) Magnetonen und Grenzen der kosmischen Bewegung 669
4) Korrelation zwischen kosmischer Bewegung
und Raumsegmenten 681
5) Grenzen von Raum und Zeit 685
6) Die prototrope Struktur des Universums 690
Synmetronische Begriffsbildungen zu Teil C Band III 696

K a p i t e l IX

S Y N M E T R O N I K

1) S t r u k t u r e i n h e i t e n u n d G i t t e r k e r n e

Nach den Hermetrieuntersuchungen im Kondensationsfeld hängt der jeweilige Kondensationszustand von den speziellen Hermetriebedingungen inbezug auf die vier semantischen Architektureinheiten der Welt ab. Die metronische Hyperstruktur der Kondensation wird dabei durch den hermiteschen Fundamentalselektor ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}} = {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ und den mit seiner Hilfe definierten, ebenfalls hermiteschen Fundamentalkondensor $\hat{[]} = \hat{[]}^{\times}$ beschrieben, derart, daß durch die Einwirkung des Weltselektors auf den Fundamentalkondensor ein tensorieller Nullselektor 4. Grades entsteht. Jede Kondensation des äonischen Welttensoriums muß aber nach 139 eine innere Struktur haben; denn in jedem $(n = 2\omega)$ - dimensionalen metronischen Tensorium gibt es ω Partialstrukturen ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\gamma,\gamma)}$ und $\omega(\omega-1)$ Korrelationsvermittler ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)}$ mit $\mu \neq \gamma$ für $1 \leq (\mu,\gamma) \leq \omega$, die alle in $\hat{\mathfrak{K}} = ({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)})_{\omega}$ zusammengefaßt sind. Nach der Theorie metronischer Hyperstrukturen ist aber jedes Element von $\hat{\mathfrak{K}}$, also jeder Fundamentalselektor einer Partialkomposition, durch die ω Gitterkernselektoren ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ im Sinne des Matrizenspektrums einer tensoriellen Multiplikation gemäß ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\gamma)} = \mathrm{sp}\, {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ gegeben. Im speziellen Fall des metronischen Welttensoriums R_6 ist also $\omega = 3$, das heißt, $\hat{\mathfrak{K}}$ umfaßt neun Elemente mit den drei Partialstrukturen in der Diagonalen und sechs extradiagonalen Korrelationsvermittlern. Alle diese Elemente von $\hat{\mathfrak{K}}$ sind Argumente des hermiteschen Kompositionsfeldes ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)})_{1}^{3} = {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ und werden im Sinne des Matrizenspektrums ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\gamma)} = \mathrm{sp}\, {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ aus drei nichthermiteschen Gitterkernselektoren ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$ aufgebaut, weil die

Elemente von $\hat{\mathcal{K}}$ im Gegensatz zum Kompositionsfeld selber nicht hermitesch zu sein brauchen. Wenn es also möglich ist, diese drei Gitterkernselektoren zu den vier semantischen Architektureinheiten zu koordinieren, dann besteht offensichtlich die Möglichkeit eine Analyse der Partialkompositionen im Sinne einer hermiteschen Theorie der inneren , also sysnmetronischen Struktur einer Kondensation des Kompositionsfeldes zu entwickeln. Nach den Ergebnissen von Kapitel VIII liefert die transfinite Hermetrie latente transfinite Energiestufen die , wenn ihre Weltlinien geodätische Nullinien sind, auf den R_3 projiziert, als Gravitationswellen erscheinen. Weiter erscheinen sämtliche Kondensationsmöglichkeiten der Somawelt, also in den Architektureinheiten $s_{(1)}$ und $s_{(2)}$ stets simultan mit der Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$. Die transfinite Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ ist offensichtlich eng mit Gravitationsvorgängen verknüpft und die Hermetrie in $s_{(3)}$ muß darüberhinaus eine Eigenschaft beschreiben, die für alle Stufen im R_4 charakteristisch ist; denn die entelechiale Hermetrie begleitet alle anderen Hermetriebedingungen (nach den Untersuchungen über die hermetrische Architektonik der Welt). Eine Eigenschaft, die allen Materiefeldquanten (dies sind die Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes) gemeinsam ist, wird aber von ihrer allgemeinen Massenträgheit oder nach dem Äquvalenzprinzip durch ihre allgemeine Gravitation repräsentiert. Hierdurch erscheint es abermals gerechtfertigt, die Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ durch Gravitationsprozesse im R_3 zu interpretieren. Die Hermetrie in $s_{(2)}$ scheint dagegen stets elektromagnetische Feldphänomene zu verursachen; denn kondensiert $s_{(3,4)}$ mit $s_{(2)}$, so erscheint eine elektromagnetische Feldinduktion in den R_3 projiziert, während elektrisch geladene ponderable Materiefeldquanten entstehen, wenn $s_{(3)}$, $s_{(4)}$ und $s_{(2)}$ mit $s_{(1)}$ kondensieren. Die Kondensation von $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ mit $s_{(1)}$ liefert dagegen elektrisch neutrale Elementarkorpuskeln, so daß die Raumkondensation grundsätzlich mit dem ponderablen Materiefeld verknüpft erscheint. Nach diesen Ergebnissen einer Hermetrieuntersuchung des Kompositionsfeldes scheinen also die vier semantischen Architektureinheiten der Welt tatsächlich drei Struktureinheiten in Form nichthermitescher Gitterkerne im Bereich der Partialkompositionen zu definieren. Diese Koordination der Architektureinheiten zu den Gitterkernen und die damit verbundene Interpretation dieser Selktoren als Struktureinheiten lautet

nach den Ergebnissen der Hermetrieuntersuchungen im Kompositionsfeld bei äonischer Hermetrie $(s_{(3)}, s_{(4)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(g)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(1)}$ ((g) : gravitativ), $(s_{(2)}) \equiv {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(e)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(2)}$ ((e) : elektromagnetisch) und $(s_{(1)}) \equiv {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(m)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)}$ ((m) : Materiefeld). Werden auf diese Weise die semantischen Einheiten den Gitterkernen koordiniert, so daß diese Gitterkerne als Struktureinheiten interpretierbar sind, dann kommen wegen

${}^{2}\bar{\mathcal{g}}_{(\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ unmittelbar die speziellen Hermetrieeigenschaften in den Elementen von $\hat{\mathcal{g}}$ zum Ausdruck, was wiederum direkt eine Auswahl der vom Nullselektor verschiedenen Komponenten aller Fundamentalkondensoren $\begin{bmatrix} \overbrace{\mu\ \gamma} \\ \bar{\mathcal{R}}\ \bar{\lambda} \end{bmatrix}$ unmittelbar ermöglicht.

Wenn einzelne der so als Struktureinheiten definierten Gitterkernselektoren hermetrisch sind, (zum Beispiel die Struktureinheiten μ und γ), dann gilt dies auch für das Element ${}^{2}\bar{\mathcal{g}}_{(\mu\gamma)}$ aus $\hat{\mathcal{g}}$. Nach der Hermetriedefinition ist aber ${}^{2}\bar{\mathcal{g}}_{(\mu,\gamma)} = \text{const.}$ inbezug auf die antihermetrischen Koordinaten, erscheint aber als Funktion der hermetrischen. Diese hermetrischen semantischen Architektureinheiten beziehen sich jedoch nach der Interpretation der Gitterkerne als Struktureinheiten auf die jeweiligen ihnen koordinierten Struktureinheiten. Danach kann ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(1)}$ nur von $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ aber ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(2)}$ nur von $s_{(2)}$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)}$ nur von $s_{(1)}$ bestimmt werden. Ist eine dieser Architektureinheiten antihermetrisch, also herrscht zum Beispiel inbezug auf die Struktureinheiten γ völlige Antihermetrie, dann gilt ${}^{2}\bar{\mathcal{g}}_{(\gamma\gamma)} = \text{const.}$, was wegen ${}^{2}\bar{\mathcal{g}}_{(\gamma,\gamma)} = s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ unmittelbar auch ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} = \text{const.}$ bedingt. Nach dieser Untersuchung besteht nunmehr die Möglichkeit für die in C VIII diskutierten speziellen Hermetriebedingungen eine Klassifikation inbezug auf $\hat{\mathcal{g}}$ durchzuführen. Es handelt sich um vier mögliche Fälle der Hermetrie, welche diskrete Kondensationsstufen liefern. Die vier Fälle der Hermetrie H in den semantischen Architektureinheiten sollen durch die Indizierungen I bis IV gekennzeichnet werden. Diese Indizierungen sollen den betreffenden Hermetrieklassen in folgender Weise zugeordnet sein:

$H\,(s_{(3)}, s_{(4)}) \equiv$ I, $H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \equiv$ II,

$H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv$ III, und $H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}, s_{(1)}) \equiv$ IV.

Hinsichtlich der Gitterkerne und Elemente von $\hat{\mathfrak{H}}$ ergibt sich im Rahmen dieser Klassifikation, da immer ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(\mu,\nu)} = s\,p\,{}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(\nu)}$ ist, das folgende System von Spezialfällen der Hermetrie.

Fall I :

${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(1)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(2)}$ = const. ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(3)}$ = const. Für die Elemente aus $\hat{\mathfrak{H}}_{I}$ gelten die Abhängigkeiten ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,1)}\,(Z_5\,Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,2)}\,(Z_5\,Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,3)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,2)}$ = const, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,3)}$ = const, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(3,3)}$ = const.

Fall II :

Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(1)}\,(Z_5\,Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(2)}\,(Z_4)$ und ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(3)}$ = const. Dies bedeutet für die Elemente von $\hat{\mathfrak{H}}_{II}$ die Funktionalselektoren ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,1)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,2)}\,(Z_{5,6}\,,\, Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,2)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,3)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(3,3)}$ = const.

Fall III :

Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(2)}$ = const. und ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(3)}\,(Z_k)'_1$. Für die Elemente von $\hat{\mathfrak{H}}_{III}$ bedeutet dies ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,2)}\,(Z_{56})$ ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6}, Z_k)'_1$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,2)}$ = const. ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,3)}\,(Z_k)'_1$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(3,3)}\,(Z_k)'_1$.

Fall IV :

Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(2)}\,(Z_4)$ und ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}_{(3)}\,(Z_k)'_1$. Die Elemente von $\hat{\mathfrak{H}}_{IV}$ haben demnach für diesen Fall den funktionellen Bau ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,2)}\,(Z_{5,6}\,,\, Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6}, Z_k)'_1$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,2)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(2,3)}\,(Z_4, Z_k)'_1$, ${}^{2}\bar{\mathfrak{H}}_{(3,3)}\,(Z_k)'_1$. Diese Klassifikation mit Hilfe der Struktureinheiten gestattet nunmehr eine Analyse der speziellen Hermetriebedingungen dieser Klassen inbezug auf die Partialkompositionen in $\hat{\mathfrak{H}}$, also hinsichtlich der diagonalen Partialstrukturen und der extradiagonalen Korrelationsvermittler. Zur Durchführung dieser Analyse kann weiter berücksichtigt werden, daß die Hermetriebedingungen I und II nur zu Kondensationen in imaginären Koordinaten führen, während im III und IV neben den imaginären Einheiten das reelle Element $s_{(1)}$ wirkt, so daß diese Kondensationen komplexer Natur sind. Die Analyse der Partialstrukturen erstreckt sich demnach auch in der Symmetronik auf die Klasse der imaginären und auf diejenige der komplexen Kondensationen. Diese Analyse soll im Folgenden durchgeführt werden.

Zunächst besteht die Möglichkeit, auf den Korrelator $\hat{\mathcal{K}}$ und auf die hermitesche Komposition ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)})_{1}^{3}$ die verschiedenen Sieboperatoren einwirken zu lassen. Für ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu,\gamma)} = s\,p\;{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ ist beispielsweise $S\,(\gamma)\,;\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)} = s\,p\;{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times S\,(\gamma)\,;\,{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} = s\,p\;{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{E}$. Es gilt auch immer $s\,p\;{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \times {}^{2}\bar{E} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$, so daß sich für den Einfluß des Sieboperators auf $\hat{\mathcal{K}}$ die Form

$$S\,(1)\,;\,\hat{\mathcal{K}} = \begin{pmatrix} {}^{2}\bar{E} & {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(2)} & {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(2)} & {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(22)} & {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(23)} \\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(32)} & {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(33)} \end{pmatrix} \quad \text{und}$$

$$S\,(2)\,;\,S\,(1)\,;\,\hat{\mathcal{K}} = \begin{pmatrix} {}^{2}\bar{E} & {}^{2}\bar{E} & {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^{2}\bar{E} & {}^{2}\bar{E} & {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(33)} \end{pmatrix} \quad \text{ergibt. Ist}$$

$i \neq k \neq \gamma$, dann muß sich für die Einwirkung der Sieboperatoren auf das Kompositionsfeld $S\,(i)\,;\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)}\,,\,{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)}\,,\,{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)})_{i\neq 1}^{i\neq 1}$ oder nach doppeltem Einfluß $S\,(k)\,;\,S\,(i)\,;\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)}\,,\,{}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)})$ ergeben. Diese Wirkungsweise inbezug auf das Kompositionsfeld gestattet aber eine Imterpretation von ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)}$; aus ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)+} + {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)-} + {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$, wenn im speziellen Fall $\hat{\mathcal{K}} = ({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)}\,\delta_{\mu\gamma})_{3}$ als Diagonalschema über keine Korrelationsvermittler verfügt. Liegt dieses spezielle Diagonalschema vor, dann gilt ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\mu)})_{1}^{3}$, also $S\,(k)\,;\,S\,(i)\,;\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)})$. Da ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}$ als Kompositionsfeld eine hermitesche Koppelungsvorschrift darstellt, aber im vorliegenden Spezialfall nach doppelter Einwirkung des Sieboperators keine Koppelung mehr existiert, muß ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}\,({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)}) = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)+}$ mit ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)-} = {}^{2}\bar{o}$ sein, weil ${}^{2}\bar{\mathcal{K}} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}$ bleibt. Diese Aussage liefert aber eine Interpretation der hermiteschen Anteile; denn eine Partialstruktur allein kann niemals im Sinne $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ im R_6 so existieren, daß im R_4 beziehungsweise R_3 energetische Quantenstufen erscheinen. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus der Tat-

sache, daß im Fall nur einer Partialstruktur auch eine metronische Hyperstruktur mit dem Hyperselektor $\bar{\Psi}_{(\gamma)} = S\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}\ ()\ \epsilon\ \bar{x}$ existieren muß. Da eine Darstellung des Fundamentalselektors durch den Gitterkern allgemein gültig und wegen ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)}\ ;\ n$, sowie ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma\gamma)} \neq {}^{2}\bar{g}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$ auch ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)} = s\ p\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \neq = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$ sein muß, ist auch ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}_{(\gamma)}$, während $\bar{x} = \bar{x}^{\times}$ bleibt, was $\bar{\Psi}_{(\gamma)} - \bar{\Psi}^{\times}_{(\gamma)} \neq \bar{o}$ zur Folge hat, das heißt die $\bar{\Psi}_{(\gamma)}$ der Partialstrukturen sind keine metrischen Zustandsselektoren des metronischen Funktionenraumes. Diese Aussage hat wiederum die andere Aussage zur Folge, daß es für eine einzige Partialstruktur kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ im R_6 geben kann. Andererseits gilt nach doppelter Einwirkung des Sieboperators ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}\ ({}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)}) = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)+}$, das heißt, der hermitesche Anteil von ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)}$ muß als eine unquantisierte Protostruktur interpretiert werden, die erst durch den antihermiteschen Anteil ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}_{(\gamma\gamma)-}$ zu einer Korrelation aktiviert werden kann. Erst dann, wenn mindestens zwei aktivierte Protostrukturen zur Korrelation kommen, kann es zur Ausbildung eines hermiteschen Kompositionsfeldes mit diskreten Strukturstufen kommen.

Nach den vorangegangenen Untersuchungen sind die Gitterkernselektoren mit metronischen Struktureinheiten von Unterräumen des R_6 identisch und zwar gilt zusammengefaßt für diese Funktionalselektoren

$${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(1)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(g)}\ (z_5\ z_6)\ ,\quad {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(2)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(E)}\ (z_4)\ ,$$

$${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(3)} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}\ (z_k)^{3}_{1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 140.$$

Hieraus geht unmittelbar hervor, daß ein reales Protofeld mit diskreten Kondensationsstufen nur im Fall I existieren kann, während in allen anderen Fällen diese Protofelder, sowie die entsprechenden Feldaktivatoren nur in kontinuierlichen Streckenspektren liegen können. Aus der 140 ergänzenden Zusammenfassung

$$S(k) \;;\; S(i) \;;\; {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}} = {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}}\left({}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)}, {}^{2}\bar{\varkappa}_{(\gamma)}\right),$$

$$i \neq k \neq \gamma, \quad \hat{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}} \neq \hat{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}\times}, \quad S(k) \;;\; S(i) \;;\; {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}} =$$

$$= {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)+}, \quad \hat{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}} = \left({}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\mu\gamma)}\,\delta_{\mu\gamma}\right)_3,$$

$$\bar{\Psi}_{(\mu)} = S\,{}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)} \;;\; () \;\delta\; \bar{\mathfrak{x}} \neq \bar{\Psi}^{\times}_{(\mu)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 140a$$

wird unmittelbar evident, daß eine Partialstruktur für sich allein nur in Form eines hermiteschen Protofeldes ${}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)+}$ ohne metrische Quantenstufen erscheinen kann. Erst durch den antihermiteschen Feldaktivator ${}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)-}$ wird dieses Protofeld zu einer Korrelation aktiviert, doch erscheint ${}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)+} + {}^{2}\bar{\mathfrak{J}}_{(\gamma\gamma)-}$, wegen $\bar{\Psi}_{(\gamma)} - \bar{\Psi}^{\times}_{(\gamma)} \neq \bar{o}$ immer noch ohne metrische Quantenstufen. Erst mit mindestens einer andersartigen aktivierten Protostruktur kommt es dann zu einer Korrelation und zur Ausbildung der diskreten Kondensationsstufen eines hermiteschen Kompositionsfeldes, die in den R_3 projiziert als Materiefeldquanten erscheinen. Zwar tritt Protofeld und Feldaktivator nur im Fall eines diagonalen Korrelators in Erscheinung, doch sollen in Analogie zu diesem nichtrealisierten Spezialfall die Begriffe Protofeld, beziehungsweise Protoselektor und Feldaktivator, beziehungsweise Aktivationsselektor auf die hermiteschen und antihermiteschen Anteile aller Elemente realer, also nichtdiagonaler Korrelatoren $\hat{\mathfrak{J}}^{\bar{\varkappa}}$ nach (139) übertragen werden. Tatsächlich existiert ein in diskreten Kondensationsstufen auftretender Protoselektor wegen 140 nur im Fall I, aber nicht für die übrigen Hermetrieformen. Hieraus folgt wiederum die Sonderstellung der latenten Terme transfiniter Selbstkondensationen deren R_3 - Projektionen immer Gravitonensysteme sind. Dies ist eine unmittelbare Konsequenz von 140, welche eine Notwendigkeit aus den Eigenschaften aller Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von 115 ist. Da die Korrelationen und Korrespondenzen der Partialstrukturen in den Strukturstufen der Kompositionsfelder nur über Feldaktivatoren nach 140 a als Zustandsänderungen der Protofelder die Transmutationen ermöglichen, aber andererseits nur ein einziges Protofeld in I real existent ist, muß geschlossen werden, daß jede transmutative Änderung des Kompositionszustandes über dieses Protofeld der transfiniten Selbstkondensationen nach Induktion des adäquaten Feldaktivators erfolgt. In der R_3 - Projektion läuft also jede

Transmutation irgendeines realen Kompositionsfeldes der Hermetriefor men I bis IV und damit die Zeitänderungen der Quantenzahlen in 126 über ein Gravitonensystem im Sinne eines Raumschlusses.

Wenn das Kompositionsgesetz der Elemente von $\hat{\mathcal{G}}^{\varkappa}$ zu ${}^{2}\bar{\mathcal{G}}^{\varkappa} = {}^{2}\bar{\mathcal{G}}^{\varkappa\times}$ nach 139 gilt, und alle diese Fundamentalselektoren durch Gitterkerne dargestellt werden, dann muß wegen $s\,p\ {}^{2}\bar{\varkappa}\times{}^{2}\bar{\varkappa} =$ $= {}^{2}\bar{\mathcal{G}}^{\varkappa}\ (s\,p\ {}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)}\times{}^{2}\bar{\varkappa}_{(\gamma)})_1'$ auch ${}^{2}\bar{\varkappa}\ ({}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)})_1' = {}^{2}\bar{\varkappa}^{\times}$ das Ergebnis einer solchen Komposition sein. Dies wiederum bedeutet, daß auch die integralen Hyperselektoren gemäß $\bar{\psi}\ (\bar{\psi}_{(\mu)})_1' = \bar{\psi}^{\times}$ in gleicher Weise komponieren, weil die Struktureinheiten die Kerne derjenigen Integralselektoren sind, welche die Hyperselektoren darstellen. Schließlich definieren noch die neun Elemente von $\hat{\mathcal{G}}^{\varkappa}$ gemäß $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)^{+}} = \mathcal{G}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)}$; () $\left[skl\right]_{(\mu\gamma)}$ die in

$\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\varkappa\ \lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] = \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+\ (\mu\gamma)} \right)_6$ dargestellten 81 Fundamentalkondensoren nach A VIII, welche zu $\hat{[\,]} = f\left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\varkappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] \right)_1' =$ $= \hat{[\,]}^{\times}$ komponieren. Mithin ist also 139 durch die Kompositionsgesetze

$${}^{2}\bar{\varkappa}\ ({}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)})_1' = {}^{2}\bar{\varkappa}^{\times}\ ,\quad \bar{\psi}\ (\bar{\psi}_{(\mu)})_1' = \bar{\psi}^{\times}\ ,$$

$$\hat{[\,]} = f\left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\varkappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] \right)_1' = \hat{[\,]}^{\times}\ ,\quad {}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)} \neq {}^{2}\bar{\varkappa}^{\times}_{(\mu)}\ ,$$

$$\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\varkappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\varkappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]^{\times} \qquad \text{.....140b}$$

zu ergänzen, worin die nichthermiteschen Eigenschaften der partiellen Fundamentalkondensoren nur auf die kovariante Basis- , nicht aber auf die Wirkungs- oder Kontrasignatur zurückgehen können. Von den vier Kompositionsgesetzen ${}^{2}\bar{\mathcal{G}}^{\varkappa}$, ${}^{2}\bar{\varkappa}$, $\bar{\psi}$ und $\hat{[\,]}$ ist dasjenige für $\hat{[\,]}$ von primärer Bedeutung; denn wenn es gelingt, diese Komposition explizit anzugeben, dann kann über 115 das allgemeine symmetronische Fundamentalproblem gestellt werden. Zur Durchführung dieses Programmes scheint es sinnvoll, zunächst den Einfluß der tensoranalytischen Differentialselektoren auf die Matrizenspektren

von Tensorprodukten explizit zu untersuchen, weil mit der Kürzung ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\alpha)} = {}^2\bar{\alpha}$ alle Elemente von $\hat{\mathcal{R}}$ in der Form ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(ab)} = s\,p\,{}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}$ erscheinen. Derartige tensoranalytische Untersuchungen liegen jedoch explizit vor, so daß mit $(ROT_{(x)}\,(\,)\,)_{ik} = \underline{\epsilon}_k\,()_i - \underline{\epsilon}_i\,()_k$ und $(\hat{DIV}_{(x)}\,(\,)\,)_{ik} = \underline{\epsilon}_i\,()_k$ der kovariante Kondensor $[ikl]_{(ab)}$ umgeformt werden kann. Es ergibt sich im Limes $\lim_{\tau \to o} [ab]$; $n = \{\}_{(ab)}$ die infinitesimale Darstellung $2\,\{ikl\}_{(ab)} = (s\,p\,{}^2\bar{a} \times rot_6\,{}^2\bar{b})_{kli} + (s\,p\,rot_6\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{kil} + (s\,p\,{}^2\bar{a} \times \hat{div}_6\,{}^2\bar{b})_{ikl} + (s\,p\,\hat{div}_6\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{lki}$, weil hier nach den Gesetzen der infinitesimalen Differentiation die quadratischen Metrondifferentiale im Limes gegen Null konvergiert.

2.) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren.

Wenn $r \leq 6$ Koordinaten bei irgendeiner der möglichen Hermetrieformen hermetrisch sind, dann spannen diese Koordinaten einen Unterraum V_r auf, während die $s = 6 - r \geq o$ antihermetrischen Koordinaten den strukturell offenen Bereich V_s mit euklidischer, beziehungsweise pseudoeuklidischer Metrik definieren. Gemäß r+s=6 sind diese beiden Unterräume V_r und V_s stets zum R_6 zusammengesetzt. Zwar gibt es im V_s nach der Antihermetriedefinition keine metrische Struktur , doch ist der R_6 und damit auch der V_s beziehungsweise der V_r stets eine metronische Hyperstruktur, welche neben der Metrik noch durch ein metronisches Spinfeld gekennzeichnet ist, so daß die Möglichkeit der Induktion eines Spinfeldselektors wegen 14o a im Sinne eines Feldaktivators aus dem V_r im V_s wirken kann. Im allgemeinen gilt für den Kondensor $\left[\begin{smallmatrix}\mu\gamma\\ -+\\ pq\end{smallmatrix}\right]^{\wedge} \neq \hat{o}$, doch gibt es im V_r stets ein Bezugssystem in welchem dieser Kondensor verschwindet, nämlich dann, wenn die Hyperse-

dieses Bezugssystem lektoren geodätisch bestimmen. Die Beziehung $\left[\begin{matrix}\mu\gamma\\ -+\\ pq\end{matrix}\right]\hat{} = \hat{o}$ ist dagegen immer im V_s erfüllt, weil hier aufgrund der Antihermetrie hinsichtlich metrischer Strukturen wegen der Proportionalität von Hyper- und Gitterselektoren die Geodäsiebedingung grundsätzlich erfüllt ist. In Komponentenform gilt daher in diesem Bereich

$\left[\tilde{k}^{i}_{\ l}\right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)}{}^{-+} = o$, wenn wieder $\tilde{k}$ eine antihermetrische Indizierung kennzeichnet. Dieses Verschwinden der Kondensorkomponenten kann aber wegen $\left[\tilde{k}^{i}_{\ l}\right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)}{}^{-+} = \gamma^{\underline{\underline{is}}}_{(\mu\gamma)}$; () $\left[\tilde{skl}\right]_{(pq)}$ nur durch die kovariante Basissignatur $\left[\tilde{ikl}\right]_{(p,q)} = | 1/2\ (1/\alpha_{\tilde{k}}\ \delta_{\tilde{k}}\ \gamma^{(pq)}_{il} + + 1/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k}i} - 1/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k}l}) = o$, also

$\delta_{\tilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{i,l} = \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k},l} - \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k},i}$

erfüllt werden. Hieraus folgt aber ummittelbar wegen ${}^{2}\bar{\gamma}_{(p,q)} = {}^{2}\bar{\gamma}_{(pq)+} + {}^{2}\bar{\gamma}_{(p,q)-}$ die Aussage $\delta_{\tilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{+il} = o$ und

$\delta_{\tilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{-il} = \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k},l} - \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i}$,

das heißt, die antihermiteschen Komponenten von ${}^{2}\bar{\gamma}_{(p,q)}$ ändern sich in der antihermetrischen Struktur, nicht aber die hermiteschen Komponenten, so daß für diese hermiteschen Anteile immer ${}^{2}\bar{\gamma}_{(pq)+} = = \text{const}\ (Z_{\tilde{k}})$ gesetzt werden kann. Wenn also eine Antihermetrie inbezug auf das Element (p,q) aus $\hat{\gamma}$ vorliegt, dann wird diese Antihermetrie der Partialstrukturen vollständig durch die Selektorgleichungen

$${}^{2}\bar{\gamma}_{(pq)+} = \text{const}\ (Z_{\tilde{k}}),\ \delta_{\tilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{-il} = \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k},l} - \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k},i}\ ,\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(p,q)-} = f\ (Z_{\tilde{k}}) \quad \ldots\ldots\ldots 141$$

beschrieben, wenn im Sinne einer deutlicheren Schreibweise ausnahmsweise die Signatur der Partialstruktur in $\hat{\gamma}$ hochgestellt wird. In Gleichung 141 ist offensichtlich der antihermitesche Anteil ${}^{2}\bar{\gamma}_{(p,q)-}$ mit dem Feldaktivator des Protofeldes des betreffenden Correlationsvermittlers $p \dotplus q$ oder der betreffenden Partialstruk

tur p = q identisch, so daß Gleichung 141 eine Interpretation dieser Feldaktivatoren mit Hilfe des Antihermetriebegriffes gestattet. Aus $\delta_k \; \gamma^{(qp)}_{-il}$ folgt unmittelbar das Metronintegral

$\gamma^{(pq)}_{-il}$; n = S $(\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i \; \delta_i \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l} - \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l \; \delta_l \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i})$; n δ $n^{\tilde{k}}$ = $\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i$ S δ_i $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l}$; n δ $n^{\tilde{k}}$ - - $\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l$ S δ_l $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i}$; n δ $n^{\tilde{k}}$, was wiederum mit einem unbekannten vektoriellen Selektor $\bar{A}_{(pq)}$ in die Form

$\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i$ S δ_i $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l}$; n δ $n^{\tilde{k}}$ = $1/\alpha_i$ δ_i $A^{(pq)}_l$; n

also $\gamma^{(pq)}_{-il}$ = $1/\alpha_i$ δ_i $A^{(pq)}_l$ - $1/\alpha_l$ - δ_l $A^{(pq)}_i$ =

= $(ROT_{(x)} \; \bar{A}_{(pq)})_{il}$ oder $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $ROT_{(x)}$ $\bar{A}_{(pq)}$ gebracht werden kann. Da die α_l nicht undimensioniert sind und sich qualitativ von einander unterscheiden, jenachdem ob $l \leq 3$ oder $l > 3$ ist, muß bezogen auf das netronische Gitter $\bar{C}$ der metronische Spinfeldselektor nach A VIII diesen speziellen Bedingungen der leeren Bezugswelt $R_{6(o)}$ angepaßt werden. Bei dieser Anpassung entsteht aus $^2\bar{F}$ = S S δ $\bar{s}$ δ $\bar{\sigma}$ das Äquivalent $^2\bar{F}$ = $ROT_{(x)}$ $\bar{\Phi}$; n , wodurch mit $^2\bar{F}$ = τ $^2\bar{P}$; n ein äquivalenter Spinselektor τ $^2\bar{P}$ = $ROT_{(x)}$ $\bar{\Phi}$ definiert werden kann, wo die metronische Spinfeldfunktion $\bar{\Phi}$; n nach dieser Dimensionierungstransformation nunmehr die Dimensionierung $[m^3]$ trägt. Für $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ gilt aber ebenfalls die Selektorgleichung $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $ROT_{(x)}$ $\bar{A}_{(pq)}$ in welcher wegen τ = const stets die Selektorproportionalität $\bar{\Phi}_{(pq)}$ = τ $\bar{A}_{(pq)}$ existiert, das heißt, $\bar{A}_{(pq)}$ ist stets durch einen Spinfeldselektor interpretierbar. Einsetzen liefert $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $1/\tau$ $ROT_{(x)}$ $\bar{\Phi}_{(pq)}$ = $^2\bar{P}_{(pq)}$ wegen $ROT_{(x)}$ $\bar{\Phi}$ = τ $^2\bar{P}$ nach A VIII. Dies bedeutet aber, daß alle korrelativen Feldaktivatoren nichts anderes als Spinselektoren der betreffenden Partialstruktur sind, die im Gegensatz zu den zugehörigen hermiteschen Protofeldern durchaus Funktionen der antihermetrischen Architektureinheiten sein können. Aus

$\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_1 \; s \; \epsilon_1 \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m}$; $n \; \epsilon \; n^{\tilde{k}} = 1/\alpha_1 \; \epsilon_1 \; A^{(pq)}_m$; n

folgt $\alpha_{\tilde{k}} \; \epsilon_1 \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m} = \epsilon_{\tilde{k}} \; \epsilon_1 \; A^{(pq)}_m = \epsilon_1 \; \epsilon_{\tilde{k}} \; A^{(pq)}_m$

oder $\alpha_{\tilde{k}} \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m} = \epsilon_{\tilde{k}} \; A^{(pq)}_m$. Hier kann wieder der Spinfeldselektor verwendet werden, was zu $\tau \; \alpha_{\tilde{k}} \; (\; \gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m} + p^{(pq)}_{\tilde{k}m} \;) =$

$= \epsilon_{\tilde{k}} \; \phi^{(pq)}_m$ führt. Auf diese Weise werden also auch die Protofeldkomponenten durch den metronischen Spinfeldselektor ausgedrückt, wenn diese Komponenten den Index einer antihermetrischen Stufe enthalten. In dem Metronintegral kann die Konstante immer so bestimmt werden, daß für sie der Wert o gesetzt werden darf, Einsetzen von $\tau \; p^{(pq)}_{\tilde{k}m} = (ROT_{(x)} \; \overline{\Phi}_{(pq)})_{\tilde{k}m}$ liefert den einfachen Zusammenhang $\tau \; \alpha_m \; \gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m} = \epsilon_m \; \phi_{(pq)\tilde{k}}$, so daß auch die antihermetrischen Komponenten durch den Spinselektor bestimmt werden. Die sich aus dem Antihermetriebegriff ergebenden Interpretationen des Korrelationsvermittlers oder des Fundamentalselektors einer Partialkomposition werden demnach zusammengefaßt in

$$^{s}\overline{\gamma}_{(pq)-} = {}^{s}\overline{P}_{(pq)} \; , \; \tau \; a_m \; \gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m} =$$

$$= \epsilon_m \; \phi^{(pq)}_{\tilde{k}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ 141 a.}$$

Diese Aussage über die aus den Gitterkernen aufgebauten Fundamentalselektoren der Partialkompositionen und Korrelationsvermittler gestattet eine anschauliche Interpretation. $^{s}\overline{\gamma}_{(pq)-} = {}^{s}\overline{P}_{(pq)}$ ergab sich zwar aus dem Antihermetriebegriff, doch gilt die Beziehung offenbar unabhängig davon, ob irgendwelche Architektureinheiten der Welt antihermetrisch sind oder nicht und das bedeutet, daß grundsätzlich die antihermiteschen Bestandteile der Fundamentalselektoren als metronische Spinselektoren aufzufassen sind und das hierdurch die der Hyperstruktur überlagerte Spinstruktur des betreffenden metronischen Tensoriums gegeben ist. Die hermiteschen Anteile dieser Fundamentalselektoren bestimmen offensichtlich die metrische Struktur, also die Kondensationsstufen und sind daher vom hermetrischen oder antihermetrischen Verhalten der jeweiligen Architektureinheit abhängig. Nach 141 sind die Komponenten des hermiteschen Anteils von diesen antihermetrischen Einheiten unabhängig und alle Komponenten

mit antihermetrischem Index werden nur vom Verlauf eines partiellen Metrondifferentials der zu diesem Index adäquaten Komponente des Spinfeldselektors bestimmt, das heißt, dieser Verlauf muß ebenfalls von den antihermetrischen Koordinaten unabhängig sein. Diese Aussage bedeutet aber physikalisch, daß, wenn in irgendwelchen semantischen Einheiten eine partielle Strukturkondensation existiert und so eine partielle Hermetrie verursacht in den antihermetrischen Architektureinheiten zwar keine metrische Kondensation vorhanden ist, wohl aber die metronische Änderung des Spinfeldselektors, durch welche die partielle Hermetrie mit ihrer Kondensation in die offenen antihermetrischen Architekturen eingreift. Ein Spinselektor braucht dabei nicht notwendig vom Nullselektor verschieden zu sein, doch muß seine Existenzmöglichkeit gegeben sein. Dieser Spinselektor muß nach Gleichung 141 a auf jeden Fall in antihermetrischen Architektureinheiten verschwinden; denn, wenn $\tau\ \alpha_m\ \gamma^{(pq)}_{+\widetilde{km}} = \delta_m\ \phi^{(pq)}_{\widetilde{k}}$ gilt, dann muß $(ROT_{(x)}\ \overline{\Phi}_{(pq)})_{\widetilde{km}} = o$ und damit auch $P^{(pq)}_{\widetilde{km}} = o$ für alle antihermetrischen Indizees sein, während innerhalb der hermetrischen Kondensation, also inbezug auf diejenigen Komponenten von ${}^{*}\overline{\gamma}_{(pq)}$ die keine antihermetrischen Indizes enthälten, stets die Komponenten eines Spinselektors als Komponenten eines Feldaktivators existieren, wenn ${}^{*}\overline{\gamma}_{(pq)} \neq {}^{*}\overline{\gamma}^{x}_{(pq)}$ ist, während das hermitesche Protofeld innerhalb der hermetrischen Kondensation nicht vom metronischen Verlauf des Spinfeldselektors, sondern vom hermetrischen Bereich des Gitters abhängt.

Im Gegensatz zu den Elementen von $\hat{\gamma}$ ist stets ${}^{*}\overline{\gamma} = {}^{*}\overline{\gamma}^{x}$, das heißt, im Kompositionsfeld existiert kein antihermetischer Selektoranteil und daher auch kein Spinselektor, während in den Partialkompositionen und Korrelationsvermittlern immer Spinselektoren auftreten, vorausgesetzt, daß es mindestens eine Struktureinheit gibt, in welcher metrische Kondensationsstufen existieren.

Im stationären Fall, das heißt, wenn die metrischen Kondensationsstufen einer Komposition keine Korrespondenz erfahren, stehen die Partialkompositionen ebenfalls in einer statischen Korrelation, doch wird dieses korrelative System zeitlich geändert, wenn es zu einer Korrespondenz kommt. Als Folge der Korrespondenz kann es zu einer inneren Änderung der Struktur des Systems metrischer Kondensationsstufen kommen, nämlich dann, wenn die Korrespondenz einen anderen stationären korrelativen Zustand der Partialstrukturen verursacht hat.

Unabhängig davon, ob die Kondensationen des Kompositionsfeldes oder diejenigen der Partialstrukturen zugrunde gelegt werden, gelten die bereits abgeleiteten Möglichkeiten der Hermetriestufen A Hnd H; denn ob das System metrischer Kondensationsstufen als ganzesoder ob die statischen beziehungsweise dynamischen Korrelationen der inneren Struktur zugrunde gelegt werden, gelten für die Hermetriestufen immer die gleichen Möglichkeiten und auch die gleichen Ausschlußforderungen hinsichtlich der entelechalen Antihermetrie.

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Struktureinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig im hermetrischen Bereich V_r des R_6 mit $r \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\gamma}^{\varrho}$ zu untersuchen; denn auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der Synmetronik inbezug auf den hermiteschen Kondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu,\gamma)} = {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}$ für ein Element aus $\hat{\gamma}^{\varrho}$ gesetzt, dann kann der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen, gemäß ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}_{-} = {}^{2}\underline{\bar{P}} = 1/\tau \; ROT_{(x)} \; \underline{\bar{\Phi}}$ der antihermitescher Anteil aus ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho} = {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}_{+} + {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}_{-}$ immer durch den Spinselektor, also durch den metronischen Feldrotor (hinsichtlich der Gitterselektoren $C_k = \alpha_k ()_k$) eines Spinfeldselektores ausgedrückt werden, was für den hermiteschen Anteil die Darstellung $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+\tilde{k}l} = \underline{\epsilon}_{\tilde{k}} \; \underline{\phi}_{l}$ für antihermetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine Induzierung auf jeden Fall antihermetrisch, während die andere zum V_r gehören kann. Die Komponenten von ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}_{+}$, die vollständig im V_r liegen, können dagegen nicht durch $\underline{\bar{\Phi}}$ ausgedrückt werden. Wegen der Hermitezität von ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\varrho}_{+}$, gilt also im antihermetrischen Bereich $\underline{\epsilon}_{\tilde{k}} \; \phi_1 - \underline{\epsilon}_{1} \; \phi_{\tilde{k}} = o$, während im V_r immer $\underline{\epsilon}_{p} \; \phi_q - \underline{\epsilon}_{q} \; \phi_p = \underline{\chi}_{p,q} \neq o$ bleibt, weil im V_r der hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann, woraus folgt, daß dieser Feldselektor im engen Zusammenhang mit der hermetrischen Struktur des betreffenden Elementes aus $\hat{\gamma}^{\varrho}$ stehen muß. Da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld ${}^{2}\bar{\gamma}^{\varrho}$ zur Folge hat, dem eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert

aber andererseits diese Spinorientierung als Vorprägung des metrischen Feldes aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors im V_r die hermetrische Struktur ${}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{+}$ vorprägen oder zumindest aktivieren, wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für ${}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{-}$ beziehungsweise Protofeld für ${}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{+}$ gerechtfertigt erscheint. Nach der Hermetriebedingung ist ${}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{+}$; n = const inbezug auf die antihermetrischen Gitterselektoren, so daß im antihermetrischen Bereich auch $\underline{\delta}^{\tilde{k}}\,\underline{\Phi}_{1}$ = const. sein muß. Ist auch $1 = \tilde{1}$ antihermetrisch, so kann $\underline{\delta}^{\tilde{k}}\,\Phi_{\tilde{1}}$ = const. nur durch $\Phi_{\tilde{1}}$ = $= \sum_{m=1}^{6} \varphi_{(\tilde{1})m}\,(V_r)\,Z^{\underline{m}}$ erfüllt werden, wenn $Z^{\underline{m}} = \alpha_m\,()^{\underline{m}}$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des Protofeldes ergibt sich unmittelbar die Symmetrie $\varphi_{(\tilde{1})m} = \varphi_{(m)\tilde{1}}$, weil immer $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+\tilde{k},\tilde{1}} = \underline{\delta}^{\tilde{k}}\,\Phi_{\tilde{1}}$ gilt. Dieses Gesetz gilt aber nur solange $\tilde{1}$ wirklich im antihermetrischen Bereich liegt, nicht aber, wenn 1 ein Element des V_r ist, was wegen $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+\tilde{k}1} = \underline{\delta}^{\tilde{k}}\,\underline{\Phi}_{1}$ möglich sein kann. In diesem Fall wäre $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+\tilde{k}1}$ ein Linearaggregat, was einen Widerspruch zu der Antihermetrieforderung außerhalb des V_r bildet. Die einzige Möglichkeit ist durch $\varphi_{(1)m} = a_{1,m}$ = const gegeben, was im antihermetrischen Bereich zu $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+\tilde{k}\tilde{l}} = a_{\tilde{k},\tilde{l}} = a_{1\tilde{k}}$ = const. mit $\underline{\gamma}^{\varrho}_{-\tilde{k}1} = o$ führt, während im V_r immer $\underline{\gamma}^{\varrho}_{+k,l}\,(V_r)$ aber $\underline{\gamma}^{\varrho}_{-kl} = a_{k,l} - a_{1,k} = \text{const} \neq o$ gilt. Für die Komponenten im V_r muß also eine Unsymmetrie von $a_{k,l}$ zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $\varphi_{(1)m} = \varphi_{(m)1}$ bildet; denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetrischen Bereich. Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\hat{\gamma}$ nach der Spaltung ${}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho} = {}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{+} + {}^{*}\underline{\gamma}^{\varrho}_{-}$, daß das Protofeld im antihermetrischen Bereich konstant, aber im V_r eine Strukturfunktion der hermetrischen Gitterselektoren ist, während der Feldaktivator im antihermetrischen Bereich überhaupt nicht im V_r, aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von

$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right]$ + $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ sind $\left[\begin{smallmatrix}i\\ k\,l\end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)} = \gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa,\lambda)}$;

; () $[skl]_{(\mu,\gamma)}$ und rein kovariant 2 $[skl]_{(\mu,\gamma)}$ =

= $\underline{\delta}_k \ \underline{\gamma}_{s,l} + \underline{\delta}_l \ \underline{\gamma}_{ks} - \underline{\delta}_s \ \underline{\gamma}_{k,l} = \underline{\delta}_k \ \underline{\gamma}_{+sl} +$

+ $\underline{\delta}_l \ \underline{\gamma}_{+k,s} - \underline{\delta}_s \ \underline{\gamma}_{+kl} = 2 \ [skl]_{(\mu,\gamma)+}$, weil immer

$\underline{\gamma}_{-k,l}$ = const. , oder $\underline{\gamma}_{-\tilde{k},l} = o$ ist. Dies bedeutet aber

auch $\gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa,\lambda)}$; () $[skl]_{(\mu,\gamma)} = \left[\begin{smallmatrix}i\\ k,l\end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)+}$ oder $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu,\gamma\end{smallmatrix}\right] =$

= $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu,\gamma\end{smallmatrix}\right]_+$, weil die kovariante Symmetrie nicht von einer eventuellen Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflußt wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren ist

also $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right]_- = \hat{o}$. Da $\underline{\gamma}_{+\tilde{k}l} =$ const und $\underline{\gamma}_{-\tilde{k},l} = o$ ist

wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix}i\\ \tilde{k},l\end{smallmatrix}\right]^{(\quad)}_{(\mu,\gamma)} = o$

im antihermetrischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indizierungen vonselbst evident, weil $[s\,\tilde{k}\,l]_{(\mu\gamma)}$ die Summanden entweder Metrondifferentiale $\underline{\delta}_l$ (hermetrisch) auf $\underline{\gamma}_{+\tilde{k}\,s}$ oder $\underline{\delta}_{-\tilde{k}}$ (antihermetrisch) auf $\underline{\gamma}_{+\,s\,l}$ (V_r) einwirken, so daß in jedem Fall eine Konstanz hinsichtlich des partiellen Metrondifferentials besteht. Bei der Formulierung des synmetronischen Fundamentalproblems hat man also neben 139 bis 141 a von den Eigenschaften der Protofelder und Feldaktivatoren, nämlich

$$\gamma^{\underline{\tilde{k}l}}_{(\mu,\gamma)+} = \text{const.} \ , \quad \gamma^{\underline{kl}}_{(\mu,\gamma)} = \gamma^{\underline{kl}}_{(\mu\gamma)+} \quad (V_r) \ ,$$

$$\gamma^{\underline{\tilde{k}l}}_{(\mu,\gamma)-} = o \ , \quad \gamma^{\underline{kl}}_{(\mu,\gamma)-} = \text{const.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \ 142$$

auszugehen, deren unmittelbare Konsequenz die Eigenschaft der kovarianten Hermitezität aller Fundamentalkondensoren

$$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right] = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right]_+ = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\,+\\ \mu\,\gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \ 142\,a$$

ist. Mit dieser hermiteschen Symmetrie kann also das synmetronische Fundamentalproblem gestellt werden. Nach der synmetronischen Metronentheorie aus A VIII gibt es in R_6 eideutig $\omega = 3$ Partialstrukturen, die in einer wechselseitigen Korrelation stehen und das Kompositionsfeld strukturiereh. Die Darstellung derartiger Partialstrukturen durch drei Gitterkernselektoren und das damit verbundene Erscheinen extradiagonaler Korrelationsvermittler in $\hat{\mathfrak{x}}$ zeigt, daß es sich bei den Korrelationen um das Zusammenwirken verschiedener metronischer Strukturen im Kompositionsfeld handelt. Dieses Verhalten kann deshalb als synmetronisch bezeichnet werden, weil es hierzu keine Analogon in einer infinitesimalen Strukturtheorie geben kann. Während die synmetronische Korrelation nach A VIII durch einen tensoriellen Korrelationsselektor ${}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)}$ inbezug auf $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]$ ausgedrückt wird, gilt nach A für die Superposition der Fundamentalkomdensoren zum Kondensor des Kompositionsfeldes

$$\left[\ \right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right] + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right] \right),$$

wenn zur Kürzung $\varepsilon = (\varkappa, \lambda, \mu, \gamma)$ gesetzt wird. Nach den vorangegangenen Ergebnissen ist in dieser metronischen Superposition stets

${}^{2}\overline{\mathfrak{x}} = {}^{2}\overline{\mathfrak{x}}^{\times}$, aber ${}^{2}\overline{\mathfrak{x}}_{(\mu,\gamma)} \neq {}^{2}\overline{\mathfrak{x}}^{\times}_{(\mu\gamma)}$, was $\left[\ \right] = \left[\ \right]^{\times}$ und

$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right] = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{+} + \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right] + \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ hinsichtlich der kovarianten Basissignatur zur Folge hat. Dieses Symmetrieverhalten in der synmetronischen Grundbeziehung kann aber nur durch

$$\sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{-} + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{-} \right) = {}^{3}\overline{o}$$

erfüllt werden, was nach 142 a identisch der Fall ist, so daß für die synmetronische Grundbeziehung im Fall der metronisierten äonischen Welt

$$\left[\ \right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{+} + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\,\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{+} \right),$$

$\varepsilon = (\mu, \gamma, \varkappa, \lambda)$ 143

zu verwenden ist.

Die Abhängigkeit der Gitterkerne aus 140 von den Gitterselektoren bezieht sich auf ihr strukturelles Verhalten im R_6, doch werden ihre anthropomorph zugänglichen R_3 - Projektionen von allen R_4 - Koordinaten bestimmt. Dies bedeutet aber, daß es zu jeder Hermetrieform als R_3 - Projektion synmetronisch beschrieben durch $\hat{\gamma}$, stets drei geodätische Koordinatensysteme gibt, derart, daß jeweils ein Diagonalelement aus $\hat{\gamma}$ (gekennzeichnet durch die jeweilige Struktureinheit) geodätisch inbezug auf das adäquate Koordinatensystem wird. Da die betreffende Komposition immer nur auf ein R_4 - System bezogenwerden kann, ist es nur möglich, im R_4 die Geodäsiebedingung für höchstens eine Struktureinheit, also ein Diagonalelement (p,p) aus $\hat{\gamma}$ in der R_4 - Projektion zu erfüllen. In dieser Projektion können demnach mit $1 \leq (\mu,\gamma) \leq 3$ immer nur höchstens neun Summanden die Geodäsie $\begin{bmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ p & p \end{bmatrix} = \hat{o}$ erreichen, während alle übrigen von der Nullmatrix verschieden bleiben. Wie auch immer das R_4 - System gewählt wird, die Projektion von 143 bleibt in der Form $\hat{[\,]} + \hat{o}$ invariant. Weil die metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$ aus C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ in ihren R_3 - Projektionen mit den energetischen Quantenstufen identisch sind, mußte in C V 6 die Invarianz von $\hat{\{\}}$ gefordert werden, was durch die heuristische Postulation von $\omega = 3$ infinitesimalen Partialstrukturen erreicht wurde, wodurch sich wiederum mit $^2\bar{M}$ aus $^2\bar{T}_+ = sp\,{}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$ die Heuristik des Weltmetrons ergab. Erst aus dem übergeordneten metronischen Sachverhalt von 115 ergab sich über 134 und die Sphärentrinität des Weltenursprungs der synmetronische Ansatz 139, der in der Form 143 die Invarianz von $\hat{[\,]}$ und damit die Tensoreigenschaften des kompositiven Kondensors (gemischtvariant vom 3. Grad) aus 115 heraus nachträglich verifiziert. Mithin muß es also möglich sein, durch eine Substitution mit dem synmetronischen Ansatz in der invarianten Fassung 143 in der Weltgleichung 115 das synmetronische Fundamentalproblem zu stellen und zwar in der Form einer synmetronischen Weltgleichung.

3.) Das synmetronische Fundamentalproblem.

Es kann nun versucht werden, mit Gleichung 143 die kompositive Weltgleichung 115 zu spalten und umzuformen, so daß eine synmetronische Weltgleichung entsteht. Zu diesem Zweck wird $L = K - \bar{\lambda} \times ()$, also die Darstellung durch den Raumkondensor $\bar{\lambda} \times \hat{[\,]} = K$; $\hat{[\,]}$ in der Komponentenform $\lambda_m \ (k,l) \ \left[{}^{i}_{k\,l} \right] = +K_m$; $\left[{}^{i}_{k\,l} \right] = \underset{1}{\delta} \left[{}^{i}_{k\,m} \right] - \underset{m}{\delta} \left[{}^{i}_{k\,l} \right] +$

$+ \left[{}^{i}_{s\,l} \right]$; $()$ $\left[{}^{s}_{k\,m} \right]$ $-$ $\left[{}^{i}_{s\,m} \right]$; $()$ $\left[{}^{s}_{k\,l} \right]$ mit

$$\left[{}^{i}_{k\,l} \right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \right)$$

verwendet. Auf diese Weise folgt K_m ; $\left[{}^{i}_{k\,l} \right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} (\underset{1}{\delta} \left[{}^{i}_{k\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

$- \underset{m}{\delta} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + \left[{}^{i}_{s\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $()$ $\left[{}^{s}_{k\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $-$

$- \left[{}^{i}_{s\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $()$ $\left[{}^{s}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + \underset{1}{\delta} \, Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

$- \underset{m}{\delta} \, Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$;

; $()$ $Q^{(\varkappa\lambda)\overset{s}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s\,m} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$;

; $()$ $Q^{(\varkappa\lambda)\overset{s}{=}}_{(\mu\gamma)\underset{=}{t}} \left[{}^{t}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)k,l,m}) =$

$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} ((({}^{\varkappa\lambda}_{\mu\gamma})^{(+,-)}_{(-)l}$; $\delta \, (\underset{=}{l},m) - ({}^{\varkappa\lambda}_{\mu\gamma})^{(+,-)}_{(-)m})$; $\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} -$

$+ (({}^{\varkappa\lambda}_{-+})^{(+,-)}_{(-)l}$; $\delta \, (\underset{=}{l} \, , m) - ({}^{\varkappa\lambda}_{-+})^{(+,-)}_{(-)m})$;

; $Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)k,l,m}) = \sum_{\varepsilon=1}^{3} (K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m}$;

; $\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m}$; $Q^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\overset{i}{=}}_{(\mu\gamma)klm})$

oder K ; $\hat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} (K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $(E + s \, p \, {}^{\cdot}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ())$;

; $\left[{}^{\varkappa\lambda}_{-+} \right]_{\mu\gamma} + {}^{4}\overline{C}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)})$. Hierin bestehen die Komponenten von

$^{4}C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ aus quadratischen Gliedern der Kondensorkomponenten. Für diese quadratische Korrelation gilt $C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)klm}$ =

$$= \left[{}^{i}_{s}\ {}^{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$$

$$- \left[{}^{i}_{s}\ {}^{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) +$$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s,l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s}\ {}^{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$+ \left[{}^{i}_{s}\ {}^{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- \left[{}^{i}_{s}\ {}^{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\beta\alpha)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s}\ {}^{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$$

$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s}\ {}^{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) =$$

$$= \Big\{ \delta(\underline{k},s)\ ;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) - \delta(\underline{k}\,\underline{l}, sm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\ \delta(\underline{ik}\,\underline{l}, tsm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta(\underline{k}\ s)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\beta\alpha)} - \delta(\underline{k}\,\underline{l}, s\,m)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \left[{}^{t}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\ \delta(\underline{i}\,\underline{k}, ts)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) - Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\lambda)t}\ \delta(\underline{i}\,\underline{k}\,\underline{l}, tsm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta)\Big\}\ ;\ \left[{}^{i}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$$

$$= D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m}\ ;\ \left[{}^{i}_{k}\ {}^{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}, \text{ also eine Darstellung } {}^{4}C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} =$$

$= B^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; \overbrace{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}}$ durch einen quadratischen Korrelationsselektor $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$ mit den Komponenten $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)m} = \delta(\underline{k}, s)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\varkappa\ \delta)}_{(\beta\ \alpha)} (1-\delta) - \delta(\underline{k}\ \underline{l}, s\ m)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\varkappa\ \delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}, t\ s)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}\ \underline{l}, t\ s\ m)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta(\underline{k}\ s)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - \delta(\underline{k}\ \underline{l}, s\ m)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}, t\ s)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) - Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}\ \underline{l}, tsm)$;

; $() \sum_{\varepsilon=1}^{3} k^{s}\, l^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta)$, in denen zur Kürzung ein mehrfacher Austauschoperator und $\delta = \delta_{\mu\alpha}\ \delta_{\gamma\beta}\ \delta_{\varkappa\gamma}\ \delta_{\lambda\delta}$ verwendet wurde. Einsetzen liefert also $\overline{\lambda} \times \overbrace{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} (K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$;

; $(E - s\,p\ {}^{\circ}Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times ()) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)})\ ; \overbrace{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}} =$

$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; \overbrace{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}}$, wenn das zu K analoge Selektorsystem durch $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; (E + s\,p\ {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$ definiert wird. Bildung des Matrizenspektrums von $\sum_{\varepsilon=1}^{3} \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} ; \overbrace{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}} = \overline{\lambda} \times \overbrace{[\,]}$ liefert

$\sum_{\varepsilon=1}^{3} s\,p \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; \overbrace{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}} = \overline{\lambda} \overbrace{[\,]}$. Hierin gilt aber die Limesrelation $\lim_{I \to \infty} \overline{\lambda} \overbrace{[\,]} = \alpha\ {}^{\circ}W$ und

infinitesimal für den Einfluß des phänomenologischen Energiedichteselektors $\lim_{\tau \to 0}$ ${}^{s}\overline{W}$; n = ${}^{s}\underline{\overline{T}}_{+}$ = 1/2 (${}^{s}\underline{\overline{T}}$ + ${}^{s}\underline{\overline{T}}^{x}$) mit ${}^{s}\underline{\overline{T}}_{+}$ = ${}^{s}\overline{T}_{+}$ - 1/4 ${}^{s}\overline{g}$ T und ${}^{s}\overline{T}$ aus 79. Für die tensorielle Gesamtenergie folgt demnach makromar ${}^{s}\overline{U}$ = $\int {}^{s}\underline{\overline{T}}\, d\, V$, wenn d V ein Volumenelement des R_3 ist. Die Komponenten U_{ik} sind makromare Energien im vierten Gültigkeitsbereich und müssen sich nach dem Energieprinzip additiv aus denjenigen Anteilen zusammensetzen, welche von den 81 möglichen Kondensosignaturen gestellt werden. Das Energieprinzip im Fall eines kompositiven Systems wird also im vierten Bereich beschrieben durch U_{ik} = $= \sum_{\varepsilon=1}^{3} U^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ik}$ oder tensoriell $\int {}^{s}\underline{\overline{T}}\, d\, V = \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{s}\overline{U}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ nach Volumendifferentiation ${}^{s}\underline{\overline{T}} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{s}\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$, beziehungsweise nach Hermitesierung ${}^{s}\underline{\overline{T}}_{+} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{s}\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$. Für diese additiven Terme muß ebenfalls ${}^{s}\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ = $\lim_{\tau \to 0}$ ${}^{s}\overline{W}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; n und α ${}^{s}\overline{W}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ = $\lim_{I \to \infty}$ $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ nach 143 als Quantenprinzip gelten, was $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to 0}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ s p $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; ; $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$; n = α ${}^{s}\underline{\overline{T}}_{+}$ = $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to 0}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ . . $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$; n , beziehungsweise $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to 0}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ (sp $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ - $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$) = ${}^{s}\overline{o}$ zur Folge hat, wenn zur Kürzung $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ = $\overline{(E + s\, p\ {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ( ))}$; $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ für die Terme von 143 verwendet wird. Der doppelte Limes ist jedoch nur dann möglich, wenn auch $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ (s p $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ - - $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\overset{\frown}{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$) = ${}^{s}\overline{o}$ ist, was wegen der Unabhängigkeit gliedweise erfüllt seim muß, so daß ${}^{s}\overline{o}$ = (s p $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ -

$$- \overline{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \; (E + s\,p\; {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,)\,; \begin{bmatrix} \widehat{\varkappa\,\lambda} \\ - \; + \\ \mu \; \gamma \end{bmatrix} = s\,p\,(\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} -$$

$$- \overline{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (E - s\,p\; {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,)\,; \begin{bmatrix} \widehat{\varkappa\,\lambda} \\ - \; + \\ \mu \; \gamma \end{bmatrix}$$ gilt. Auch hier kann kein tensorieller Selektor antihermitescher Art existieren, so daß sich mit dem synmetronischen Weltselektor

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \overline{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (E + s\,p\; {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,))$$ nach Rückbildung des Matrizenspektrums die synmetronische Weltgleichung

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\,; \begin{bmatrix} \widehat{\varkappa\,\lambda} \\ - \; + \\ \mu \; \gamma \end{bmatrix} = 4\overline{\sigma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 144$$

ergibt.

In dieser Beziehung wird der synmetronische Weltselektor im wesentlichen durch das Analogon zum Raumkondensor und den quadratischen Korrelationsselektor beschrieben, was durch

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \overline{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (E + s\,p\; {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,))\,,$$

$$\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\,; (E + s\,p\; {}^{s}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\,,$$

$$K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} = \left(\begin{smallmatrix} \varkappa\lambda \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right)^{(1,6)}_{(-)1}\,; \delta\,(\underline{1}\,,\,m) - \left(\begin{smallmatrix} \varkappa\lambda \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right)^{(1,6)}_{(-)m}\,,$$

$$D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} = \delta\,(\underline{k}s)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k \; m \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} (1 - \delta) -$$

$$- \delta\,(\underline{k}\,\underline{1}\,,\,s\,m)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k \; 1 \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} (1 - \delta) +$$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\; \delta\,(\underline{i}\underline{k}\,,\,t\,s)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\varkappa\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k \; m \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\; \delta\,(\underline{i}\underline{k}\,\underline{1}\,,t\,s\,m)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} (Q^{(\varkappa\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k \; 1 \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$+ \delta\,(\underline{k}s)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\varkappa\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k \; m \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- \delta\,(\underline{k}\,\underline{1}\,,\,s\,m)\,; (\,)\sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\varkappa\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k \; 1 \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$- \; Q^{(\varkappa\lambda)\,\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \;\; \delta\,(\underline{i}\;\underline{k}\;,\; t\;s) \;\; ; \; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\;m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} \;\; (1-\delta)\;,$$

$$- \; Q^{(\varkappa\lambda)\,\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \;\; \delta\,(\underline{i}\;\underline{k}\;\underline{l}\;,\; t\;s\;m) \;\; ; \; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\;l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} \;\; (1-\delta)\;,$$

$$\delta = \delta_{\mu\alpha} \;\; \delta_{\gamma\beta} \;\; \delta_{\varkappa\gamma} \;\; \delta_{\lambda\delta} \;\; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 144\,a$$

zum Ausdruck gebracht wird. Das zu 144 führende Matrizenspektrum

$\bar{\chi}\,\hat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \underline{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]}$ aus dem Energieprinzip kann stets durch die Superposition $\bar{\chi} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ mit $\bar{\chi}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} \underline{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]} \sim \delta$ aus 143 realisiert werden. Wegen dieser Superposition der $\bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ und der Tatsache, daß im Kompositionsfeld kein Spinfeldselektor auftritt, folgt für das Fundamentalprinzip jeder Komposition metronischer Kondensationsstufen der Satz : Wenn metrische Kondensationsstufen von Partialstrukturen zu übergeordneten Kondensationsstufen im Sinne von Korrelationen superponieren, dann erfolgt diese Komposition immer so, daß sich die Spinselektoren aller Partialstrukturen kompensieren. Dieser in

$$\bar{\chi}\,\hat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \underline{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 145..$$

zusammengefaßte Sachverhalt macht darüberhinaus noch die Aussage möglich, daß immer dann, wenn der stationäre Korrelationszustand so gestört wird, daß Spinfeldselektoren auftreten, es zu einer Kompensation dieser Spinfeldselektoren kommen muß. Dies kann immer durch die Induktion des Spinfeldselektors einer zusätzlichen Partialstruktur erfolgen, welcher dann das zugehörige Protofeld aktiviert was zu einer Transmutation der kompositiven Hermetrieform führen kann.

Es kommt nunmehr darauf an, in Analogie zur kompositiven Weltgleichung zu untersuchen, ob auch im symmetronischen Fall für $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ ein metronischer Funktionenraum existiert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Kondensoren auf jeden Fall konvergieren müssen, wenn $\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]_{-} = \bar{o}$ ist, weil die $\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]_{+}$ nach Gleichung 143 die Funktion $\hat{[\,]}$ aufbauen und die Konvergenz im Funktionenraum für $\hat{[\,]}$ bereits evident ist. Nach Gleichung 143 ist

$\varepsilon \sum_{=1}^{3} \left(\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- + s\,p\ {}^{\cdot}\overline{Q}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- \right) = {}^{\prime}\overline{o}$ und da-

her auch $\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- - s\,p\ {}^{\cdot}\overline{Q}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \left[\begin{matrix} (\varkappa\lambda) \\ - - \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- = {}^{\prime}\overline{o}$,

so daß $\bigwedge_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right] = \overline{\lambda}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times (E + s\,p\ {}^{\cdot}\overline{Q}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times$

$\times\ (\ )) ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_+$ gesetzt werden kann. Da $\overline{\lambda}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)}$ als Spek-

trum der metrischen Kondensationsstufen immer hermitesch ist, folgt

$\int_{o}^{\infty} \left(\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]^{\times} \bigwedge_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right] - \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right] \left(\bigwedge_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} ; \right.$

$\left. ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right])^{\times} \right) \delta \Omega = | \int_{o}^{\infty} \left(\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]^{\times} -$

$- \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]) \overline{\lambda}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times (E + s\,p\ {}^{\cdot}\overline{Q}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times (\ )) ;$

$; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_+ ; (\ ) \delta \Omega = \overline{o}$ nur dann wenn $\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]^{\times} -$

$- \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right] = {}^{\prime}\overline{o}$ ist, was aber wiederum $\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- = {}^{3}\overline{o}$

bedeutet. Ω gibt in dem metronischen Hermitezitätsintegral das metronisierte Volumen des R_6 an. Ein metronischer Funktionenraum der $\bigwedge_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)}$ als Zustandsselektor des R_6 kennzeichnet,

existiert also nur dann, wenn in Gleichung 143 die Beziehung

$\varepsilon \sum_{=1}^{3} \left(\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- + s\,p\ {}^{\cdot}\overline{Q}_{(\mu\ \gamma)}^{(\varkappa\lambda)} \times \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- \right) = {}^{3}\overline{o}$ durch

$\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- = {}^{3}\overline{o}$ identisch erfüllt wird, was in

$\left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]_- = {}^{3}\overline{o}$, $\int_{o}^{\infty} \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right] ; (\ ) \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - + \\ \mu\ \gamma \end{matrix} \right]^{\times} ; (\ ) \delta \Omega < \infty ,$

$$\overset{\infty}{\delta}\ s\ p\ {}^{1}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \begin{bmatrix} \varkappa\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix} ; () \left(s\ p\ {}^{\bullet}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \begin{bmatrix} \varkappa\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix}\right)^{\times} ;$$

$$; () \ \delta \sqcap < \infty , \quad \bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = \left(\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}\right)^{\times} \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 146$$

die Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes für das System synmetronischer Zustandsselektoren beschreibt und durch 142 a evident wird. Die synmetronische Weltgleichung kann in Analogie zur kompositiven Form in doppelter Weise der Bildung eines Matrizenspektrums unterworfem werden, nämlich

$$s\ p\ L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{matrix}\right]^{\wedge} = {}^{\bullet}\overline{o} ,$$

$$\left(L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ; s\ p\right) ; \left[\begin{matrix} \varkappa\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{matrix}\right]^{\wedge} = {}^{\bullet}\overline{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 146\ a,$$

was zur Lösung des Fundamentalproblems der Strukturkorrelationen verwendet werden kann, weil ein Kriterium durch 142 a dafür gegeben ist, daß Gleichung 146 erfüllt ist. Wegen 143 wird 144 auf jeden Fall von 115 impliziert, wobei 143 wiederum wegen 139 und 137 a aus 134 eine Konsequenz aus der gleichen Beziehung 115 ist. Wird angenommen, daß $\hat{\varkappa}$ nur ein einziges hermitesches Element $(\mu\ \mu)$ enthält, dann existiert keine Korrelation, also

$${}^{\bullet}\overline{Q}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = {}^{\bullet}\overline{o} \quad \text{und} \quad D^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = o \ , \ \text{was} \quad \bigwedge^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = K\ (\mu) \equiv K,$$

sowie $\left[\begin{matrix} \mu\mu \\ \mu\mu \end{matrix}\right]^{\wedge} = \left[\mu\right]^{\wedge} \equiv \left[\ \right]^{\wedge}$ und $\overline{\lambda}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} \equiv \overline{\lambda}$ zur Folge hat. Dies wiederum bedeutet $L^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = L$, woraus hervorgeht, daß 144 im Fall nur eines hermetrischen Elementes von $\hat{\varkappa}$ wegen Fehlens jeder Korrelation in das formale Analogon zu 115 übergeht.

Zur Lösung des mit 144 gestellten synmetronischen Fundamentalproblems erscheint es zweckmäßig, aus dem Antihermetriebegriff eine Auswahlregel für die Kondensorsignaturen zu entwickeln; denn durch die antihermetrischen Struktureinheiten verschwindet immer eine bestimmte Anzahl von Fundamentalkondensoren, wenn keine totale Hermetrie vorliegt. Zur Entwicklung dieser Auswahlregel sei das Modell des R_6 ein abstrakter R_n , derart, daß $\hat{\varkappa}$ vom quadratischen Typ $\omega = n/2$ ist (dem Dimensionsgesetz $n = 2\ \omega$ entspre-

chend). Zur Diskussion des allgemeinen Hermetrieproblems der Partialkompositionen werde angenommen, daß $1 \leq \gamma \leq \omega$ Gitterkerne ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} \neq {}^{s}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$ im R_n mit $n = 2\omega$ existieren und daß von den n einfachen metronischen Tensorien $1 \leq k \leq p$ hermetrisch und $n - p$ antihermetrisch sind. Die ω Partialstrukturen sind wiederum aus semantischen Architektureinheiten des R_n definiert, so daß im allgemeinen $1 \leq \gamma \leq q \neq p$ Partialstrukturen ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ als Funktionen hermetrischer Koordinationsselektoren Z_k erscheinen, wobei $q \leq \omega$ gilt, während $q + 1 \leq \xi \leq \omega$ Partialstrukturen ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\xi)} = \text{const}$, sich auf antihermetrische Einheiten des R_n beziehen. Dies bedeutet aber, daß in $\hat{\mathcal{K}} = ({}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa\lambda)})_{\omega}$ der durch die Indizierungen ξ bestimmte Matrizenabschnitt $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$ wegen ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa,\lambda)} = s\,p\,{}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa)} \times {}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\lambda)}$ aus pseudoeuklidischen Elementen ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa,\lambda)} = \text{const}$ besteht. Zur Kürzung werde $\hat{\mathcal{K}} = \hat{\mathcal{K}}_{(H)} + \hat{\mathcal{K}}_{(A)}$ in zwei Anteile gespalten, worin $\hat{\mathcal{K}}_{(H)}$ die durch die Hermetrie bedingten Elemente ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa,\lambda)}$ mit $\varkappa \leq \omega$ und $\lambda \leq q$ oder $\varkappa \leq q$ und $\lambda \leq \omega$ enthält, während die Elemente $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$ tensorielle Nullselektoren sind. $\hat{\mathcal{K}}_{(A)} = \text{const}$ enthält dagegen neben ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa,\lambda)} = \text{const}$ mit $(\varkappa\lambda) \geq q + 1$ nur solche Nullselektoren. Weiter muß im Gegensatz zum Kompositionsfeld ${}^{s}\bar{\mathcal{K}} = {}^{s}\bar{\mathcal{K}}^{\times}$ für die Partialkompositionen ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} = {}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} \neq {}^{s}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$, also ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa\lambda)} \neq {}^{s}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\varkappa\lambda)}$ gefordert werden, wenn R_n ein Modell für das äonische Welttensorium R_6 sein soll. Da es aufgrund der Antihermetrie in $\hat{\mathcal{K}}$ den Anteil $\hat{\mathcal{K}}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{o}$ aus $(\omega - q)^2$ von Null verschiedenen Elementen gibt, wird offenbar die Zahl ω^4 der möglichen Fundamentalkonsoren $\begin{bmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ - \quad + \\ \varkappa\lambda \end{bmatrix}$ reduziert. Selbst wenn alle Induzierungen hermetrische Einheiten kennzeichnen, gilt $[s\ k\ l]_{(\varkappa\lambda)} = o$ für $(\varkappa\lambda) \geq q + 1$ wegen $\hat{\mathcal{K}}_{(A)} = \text{const}$. Weiter gilt aber immer ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)} \neq {}^{s}\bar{o}$ für alle Partialstrukturen $(\mu\gamma) \leq \omega$,

das heißt, es gilt auch $o = \gamma^{i,s}_{(\mu\gamma)} \; ; \; () \; [skl]_{(\varkappa\lambda)} =$

$= \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu\lambda)}_{(\varkappa\lambda)}$ und dies bedeutet, daß von den ω^4 Fundamental-

kondensoren wegen $\left[\begin{smallmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right] = {}'\bar{o}$ für $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$ ins-

gesamt $\omega^2 \; (\omega - q)^2$ verschwinden. Damit wird die Zahl der wirk-

samen Kondensoren reduziert auf $\omega^4 - \omega^2 \; (\omega - q)^2 =$

$= \omega^2 \; q \; (2\omega - q)$. Es gibt mithin grundsätzlich $Z = \omega^2 \; q \; (2\omega - q)$ Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right] \neq {}'\bar{o}$,

wenn $\omega - q$ Partialstrukturen ${}^{s}\bar{\varkappa}\,(\xi)$ = const bleiben.

Neben der Auswahlregel $\left[\begin{smallmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right] = {}'\bar{o}$ für $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$,

die durch $\hat{\gamma}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{o}$ bestimmt wird, gibt es noch

derartige Nullbeziehungen für die Komponenten von $\left[\begin{smallmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right] \neq {}'\bar{o}$

für $(\varkappa,\lambda) \leq q$, das heißt, wenn vom tensoriellen Nullselektor

verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}_{(H)}$ vorliegen. Wenn also $(\varkappa,\lambda) \leq q$

gilt und in Bezug auf ${}^{s}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$ eine Hermetrie in $t \leq p$ der

p hermetrischen Koordinaten vorliegt, so daß also $n - t$ antihermetrische Koordinaten in Bezug auf ${}^{s}\bar{\gamma}_{(\varkappa,\lambda)}$ übrig bleiben,

dann gilt, wenn $Z_k = Z_{\tilde{k}}$ sich auf eine solche antihermetrische

Koordinate bezieht, wegen der Komponentenfassung

$\wedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m} \; ; \; \left[\begin{smallmatrix} m \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu,\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)} = \lambda^{(\mu,\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)m} \; (k,l) \; \underline{\left[\begin{smallmatrix} m \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)}}$ von

$s\,p \; \wedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \; ; \; \left[\begin{smallmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \gamma} \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right] = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \; \underline{\left[\begin{smallmatrix} \mu\ \gamma \\ -\ + \\ \varkappa\ \lambda \end{smallmatrix}\right]}$ aufgrund der

Hermetriedefinition $\lambda^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m} \; (\tilde{k},l) \; \underline{\left[\begin{smallmatrix} m \\ \tilde{k}\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}} = o$,

also $\wedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m} \; ; \; \left[\begin{smallmatrix} m \\ \tilde{k}\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = o$. Nach C VII , 5 bedeutet

dies aber $\left[\begin{smallmatrix} m \\ \tilde{k}\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = o$ oder $\gamma^{m,s}_{(\mu\gamma)} \; ; \; () \; [\tilde{s}kl]_{(\varkappa\lambda)} = o$,

was nur durch $[s\,\tilde{k}\,l]_{(\varkappa\lambda)} = o$ erfüllt werden kann ; denn

$\gamma^{m,s}_{(\mu\gamma)} \neq o$ ist immer möglich, auch dann, wenn ${}^{s}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}$ in

$\hat{\gamma}_{(A)}$ liegt. Aus $[s, \tilde{k}, 1]_{(\varkappa\lambda)} = o$ folgt aber unmittelbar die Aussage der Gleichung 141 und 141 a , was eine Erweiterung der in C IX , 2 durchgeführten Analyse der Spinfeldselektoren im Sinne einer Verallgemeinerung gestattet. Im Folgenden werden die Selektoren $\overline{\phi_{(\varkappa\lambda)}}$, sowie $\delta = \sum_{m=1}^{n} \delta_m$ und $Z = \sum_{m=1}^{n} Z_m$ gemäß $() = ()_{(H)} + ()_{(A)}$ in einen hermetrischen $()_{(H)} = \sum_{s=1}^{t} ()_{(s)}$ und einen antihermetrischen Anteil $()_{(A)} = \sum_{s=t+1}^{n} ()_{(s)}$ gespalten. Summation von $\tau\, \alpha_m\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+km}$ $= \delta_m\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}}$ liefert das totale Metronendifferential $a_{\tilde{k}} = \tau \sum_{m=1}^{m} \alpha_m\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\tilde{k}\,m} = \sum_{m=1}^{n} \delta_m\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}}$

Es soll weiter das normierte Orthogonalsystem $\bar{e}_k\, \bar{e}_l = \delta_{k,l}$ für alle n Koordinaten existieren. Da $\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\tilde{k}\,m} = \text{const}$ ist , muß also auch $\delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = a_{\tilde{k}} = \text{const}$ sein und mit $\bar{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^{n} \bar{e}_{\tilde{k}}\, a_{\tilde{k}}$ wird $\bar{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^{n} \bar{e}_{\tilde{k}}\, \delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta \sum_{k=t+1}^{n} \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta\, \bar{\phi}^{(A)}_{(\varkappa\lambda)}$

und für diesen Ausdruck existiert das Metronintegral, nämlich $\bar{\Phi}^{(A)}_{(\varkappa\lambda)} = S\, \bar{a}_{(A)}\, \delta\, Z = \bar{a}_{(A)}\, Z + \bar{C}$ mit $\bar{C} = \text{const}\ (Z_m)_1^t$, wobei $\bar{C}$ nur Komponenten im antihermetrischen Unterraum haben kann. Entsprechend folgt aus $\tau\, \alpha_{\tilde{k}}\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\,m\,\tilde{k}} = \delta_{\tilde{k}}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m}$ nach Summation längs $t + 1 \leq \tilde{k} \leq n$ das totale Metrondifferential im antihermetrischen Bereich $A_m = \tau \sum_{\tilde{k}=t+1}^{n} \alpha_{\tilde{k}}\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\,m\,\tilde{k}} = \sum_{\tilde{k}=t+1}^{n} \delta_{\tilde{k}}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m} = \delta_{(A)}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m} = \text{const}$.

Nach Multiplikation mit $\bar{e}_m$ und weiterer Summation längs

$1 \leq m \leq n$ wird dann $\bar{A} = \sum_{m=1}^{m} \bar{e}_m A_m =$

$= \sum_{m=1}^{n} \bar{e}_m \, \delta_{(A)} \, \Phi_{(\varkappa\lambda)m} = \delta_{(A)} \sum_{m=1}^{n} \Phi_{(\varkappa\lambda)m} =$

$= \delta_{(A)} \, \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}$ und dieses Metronintegral $\delta_{(A)} \, \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} =$

$= A = \text{const}$ kann metronisch über dem antihermetrischen Unterraum integriert werden. Wegen dieser Abgrenzung des Integrationsbereiches folgt $\bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} = \int_{A}^{t} \bar{A} \, \delta_{(A)} \, Z = \bar{A} \, Z_{(A)} + \bar{f}$, wobei $\bar{f} \, (Z_m)_1^t = \text{const} \, (Z_s)_{t+1}^n$ ein vektorieller hermetrischer Funktionalselektor ist, der wegen der Einschränkung des Integrationsbereiches auf die antihermetrischen Einheiten als Integrationskonstante erscheint. In den hermetrischen Komponenten $\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{-k\,l} \neq o$ können aber nur hermetrische Komponenten von $\bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}$ auftreten, so daß es zweckmäßig erscheint $\bar{\Phi}^{(H)}_{(\varkappa\lambda)} = \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} - \bar{\Phi}^{(A)}_{(\varkappa\lambda)} =$

$= (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) \, Z_{(A)} - \bar{a}_{(A)} \, Z_{(H)} - \bar{C} - \bar{f}$ zu bilden. Kennzeichnet s einen hermetrischen Index, dann gilt $\underline{\delta}_s \, \bar{\Phi}^{(H)}_{(\varkappa\lambda)} =$

$= - 1/\alpha_s \, \bar{a}_{(A)} + \underline{\delta}_s \, \bar{f}$, aber $\underline{\delta}_{\tilde{s}} \, \bar{\Phi}^{(H)}_{(\varkappa\lambda)} = 1/\alpha_{\tilde{s}} \, (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) =$

$= \text{const.}$, weil $\underline{\delta}_{\tilde{s}} \, \bar{f} = \bar{0}$ und $\underline{\delta}_{\tilde{s}} \, Z_{(H)} = o$ ist, wenn $s = \tilde{s}$ eine antihermetrische Indizierung darstellt. Dies bedeutet aber

$\tau \, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{-k\,l} = \text{const} + \underline{\delta}_k \, f_1 - \underline{\delta}_1 \, f_k$. Da $\bar{f}$ in Bezug auf die antihermetrischen Koordinaten konstant ist, und im Fall der Hermetrie in der Basissignatur für den Komutator partieller Metrondifferentiale $(\delta_k \times \delta_1)_- = o$ zur Anwendung kommen muß, ergibt sich auch in dieser universellen Fassung wieder die kovariante Hermitezität von 142 a als universelles Prinzip. Der antihermitesche Feldaktivator ist allerdings in 142 a nicht eliminiert, sodern wirkt latent in der Kontrasignatur, wenn diese ein Element aus $\hat{\gamma}_{(H)}$ ist. Die hermitesche Symmetrie aller Basissignaturen hat aber die identische Erfüllung der kovarianten Symmetrie von 143 und diese wiederum 146 zur Folge, so daß wegen der deduzierten prinzipiellen Gültigkeit vnn 142 a alle Funktionalselektoren aus $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ hermitesch und alle partiellen Fundamentalkondensoren welche nicht unter die Auswahlregel fallen und sämtliche Korrelationstensoren grundsätzlich konvergent sind. Alle Bestimmungsstücke der Beziehung 144 gehören also prinzipiell zu einem abstrakten metro-

schen Funktionenraum, so daß immer die Existenzbedingung synmetronischer Kondensationsstufen als Konsequenz kompositiver Kondensationsstufen erfüllt ist. Nach diesem allgemeinen Studien kann nunmehr versucht werden, das in 144 gestellte synmetronische Fundamentalproblem zu lösen.

Die Darstellbarkeit der antihermiteschen Anteile der Fundamentalselektoren als Feldaktivatoren, die mit den metronischen Spinselektoren identisch sind, führt unter Berücksichtigung der hermetrischen Struktureinheiten zur Gleichung 142 a, welche die Hermitezität der Fundamentalkondensoren, also nach Gleichung 146 die notwendige Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes erfüllt. Weil also der Hyperstruktur des metronischen Welttensoriums R_6 eine metronische Spinorientierung überlagert ist. Erweisen sich die Fundamentalkondensoren der Partialstrukturen als konvergent und $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ als Zustandsselektor eines metronischen Funktionenraumes, dessen Trägerraum das Welttensorium ist. Da im Fall $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]$ immer

$$\left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(1,6)}_{(\pm)} = \left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(\pm)}$$

ist, muß für den synmetronischen Weltselektor $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+}$ gesetzt werden. Das synmetronische Fundamentalproblem nimmt daher unter Berücksichtigung der Gleichung 142 a in Gleichung 144 die präzisere Gestalt an

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+} \;;\; \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{+} = 4_{\bar{0}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 147\,,$$

worin

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \left(K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+} - \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \quad () \right) ;$$

$$; \left(E + s\,p\ {}^{*}\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \quad () \right) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \,,$$

$$\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+} \;;\; \left(E + s\,p\ {}^{*}\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \quad () \right) +$$

$$+ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \,,\; K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)+m} = \left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)1} ; \delta(\underline{1}\,,\,m) -$$

$$- \left(\bar{\mu}^{\varkappa\lambda}_{\gamma}\right)^{(+,-)}_{(-)m} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 147\,a$$

gilt, wodurch das synmetronische Fundamentalproblem gestellt worden

ist. Zunächst folgt aus der Hermitezität ein Kommutatortheorem der Selktoren; denn es gilt $K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \; s\,p\,(E + s\,p\; {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\varkappa)} \times (\,)\,)$;

; $\left[\widehat{\begin{matrix}\varkappa\lambda\\ \bar{\mu}\;\dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+} = {}^{\circ}\overline{o}$ und daher $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\varkappa)+}$; $s\,p = \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times$

$\times\; s\,p\;(E + s\,p\; {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\lambda)} \times (\,)\,)$. Wird dies vom ersten Spektrum der

Gleichung 146 a subtrahiert, dann ergibt sich für das Kommutatortheorem

$$s\,p\; K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \;;\; (E + s\,p\; {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,) + (s\,p \times D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)})_{-} =$$

$$= (s\,p \times \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,)_{-} \;;\; (E + s\,p\; {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,).....$$

..... 148.

Zur metronischen Integration der Gleichung 147, also zur Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems werden allgemein zunächst die Kürzungen $T^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \underline{T}$ für die Indizierungen und als Fremdfeldselektor $(E + s\,p\; {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times (\,)\,)$; $\left[\widehat{\begin{matrix}\varkappa\lambda\\ \bar{\mu}\;\dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+} = {}^{\circ}\overline{F}$ für die Feldgröße eingeführt, so daß Gleichung 147 mit 147 a die Form $\underline{K}$; ${}^{\circ}\overline{F} + \underline{D}$; $\left[\widehat{\begin{matrix}\varkappa\lambda\\ \bar{\mu}\;\dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+} = \underline{\lambda} \times {}^{\circ}\overline{F}$, oder in Komponentenform unter expliziter Anwendung des Raumkondensors

$$\underline{\delta}_l\; F^{\underline{i}}_{km} - \underline{\delta}_m\; F^{\underline{i}}_{kl} + F^{\underline{i}}_{sl}\; \left[k^s m\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - F^{\underline{i}}_{sm}\; \left[k^s l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} +$$

$$+ \underline{D}_m \;;\; \left[k^i l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \underline{\lambda}_m\,(k,l)\; F^{\underline{i}}_{kl}$$. Hierin kann unter Verwendung von 143 und Gleichung 144 a das quadratische Korrelationsglied auf den kompositiven Fundamentalkondensor $\widehat{[\,]}$ reduziert werden. Es folgt $\underline{D}_m$; $\left[k^i l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = F^{\underline{i}}_{sl}\; \left[k^s m\right] - F^{\underline{i}}_{sm}\; \left[k^s l\right]$

$- F^{\underline{i}}_{sl}\; \left[k^s m\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + F^{\underline{i}}_{sm}\; \left[k^s l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$, was eingesetzt

$$\underline{\delta}_l\; F^{\underline{i}}_{km} - \underline{\delta}_m\; F^{\underline{i}}_{kl} + F^{\underline{i}}_{sl}\; \left[k^s m\right] - F^{\underline{i}}_{sm}\; \left[k^s l\right] =$$

$= \underline{\lambda}_m\,(k,l)\; F^{\underline{i}}_{kl}$ als reduzierte Form liefert. Aus dieser Darstellung wird unmittelbar $\underline{\lambda}_m\,(\widetilde{k},l) = \underline{\lambda}_m\,(k,\widetilde{l}) = \underline{\lambda}_m\,(\widetilde{k},\widetilde{l}) = o$

für alle m und $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (k,l) = o für alle k und l , sowie $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (m,m) = o wie im kompositiven Fall evident. Auch die synmetronischen Eigenwertspektren können demnach als metrische Kondensationsstufen keine Komponente in den antihermetrischen Unterräumen haben. Desgleichen bildet $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (l,m) = o ein Analogon zum Kompositionsfeld. Eine weitere Analogie zur kompositiven Hermetrie ergibt sich, wenn die reduzierte Form für $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (m,l) und $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{l}}$ (m,m) angesetzt und beide Selektorgleichungen addiert werden. Diese Addition ergibt dann unmittelbar $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (m,l) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{m,\ell}$ + $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{l}}$ (m,m) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{m,m}$ = o , also $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{ml} \sim \underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{m,m}$ und $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{pq} \sim \underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ als Folge der Hermitezität. Mit diesen Proprtionalitäten kann aber immer $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{km} = \underset{\sim}{a}_{\underline{m}}$ (k,l) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$, sowie $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{sl} = a_{(1)}\ \underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ und $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{sm} = a_{(2)}\ \underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ erreicht werden. Damit wird aber ($\underset{\sim}{a}_{\underline{m}}$ (k,l) $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{l}}$ - $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{m}}$) ; $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{k,l}$ + ($a_{(1)}$ $\left[k^s{}_m\right]$ - $a_{(2)}$ $\left[k^s{}_l\right]$) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ = $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (k,l) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$. Für die Komponenten von $\widehat{[\ ]}$ gelten aber ganz analoge Proportionalitäten, so daß immer $a_{(1)}$ $\left[k^s{}_m\right]$ - $a_{(2)}$ $\left[k^s{}_l\right]$ = $\underset{\sim}{b}_{ms}$ (k,l) $\left[k^s{}_l\right]$ erreichbar ist, was nach Summation längs der hermetrischen Induzierungen $1 \leq m \leq q$ mit den Kürzungen $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{a}_{\underline{m}}$ (k,l) = = $\underset{\sim}{a}$ (k,l) , sowie $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{b}_{ms}$ (k,l) = $\underset{\sim}{b}_{s}$ (k,l) und $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{\lambda}_{\underline{m}}$ (k,l) = $\underset{\sim}{\lambda}$ (k,l) zur integrierbaren Fassung

(($\underset{\sim}{a}$ (k,l) - 1) $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{l}}$ - $\sum_{m\neq 1}$ $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{m}}$) ; $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ + $\underset{\sim}{b}_{s}$ (k,l) $\left[k^s{}_l\right]$; ; () $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{k,l}$ = $\underset{\sim}{\lambda}$ (k,l) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ führt . Mit $\overline{\underset{\sim}{a}} = \frac{\alpha_1\ \bar{e}_1}{a\,(kl)-1}$ - - $\sum_{m\neq 1}$ α_m $\bar{e}_m$ und dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_q = \hat{E}$ wird nämlich (($\underset{\sim}{a}$ (kl) - 1) $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{l}}$ - $\sum_{m\neq 1}$ $\underset{\sim}{\delta}_{\underline{m}}$) ; $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ = = $\overline{\underset{\sim}{a}}^{-1}$ $GRAD_q$ $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$, also $GRAD_q$ $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ = $\overline{\underset{\sim}{a}}$ ($\underset{\sim}{\lambda}$ (kl) - - $\underset{\sim}{b}_{s}$ (kl) $\left[k^s{}_l\right]$) $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$. Wird $\overline{Z} = \sum_{k=1}^{q}$ $\bar{e}_k$ $()_k$ verwendet, dann folgt $GRAD_q$ $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ δ $\overline{Z}$ = δ $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$, also δ 1/n $\underset{\sim}{F}^{\underline{i}}_{kl}$ =

$= (\underline{\lambda} ((k,l) - \underline{b}_s (k,l) \left[{}^{s}_{k}\,1 \right]) \bar{\underline{a}} \delta \bar{Z}$. Für das lineare Aggregat von Gitterselektoren kann, wie bei der Entwicklung von 118 wieder $\mu = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k$ verwendet derden, was $\bar{\underline{a}} \delta \bar{Z} = \underline{a}_{kl} \delta \mu$ mit $\underline{a}_{kl} = (\underline{a} (kl) - 1)^{-1} + 1 - q$ liefert. Setzt man weiter $\underline{a}_{kl} \underline{\lambda} (kl) = \underline{\lambda}_{kl}$ und $\underline{a}_{kl} \underline{b}_s (kl) = \underline{\varrho}_s$, dann gilt $\delta \ln \underline{F}^{i}_{kl} = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\varrho}_s \left[{}^{s}_{k}\,1 \right]) \delta \mu$ oder nach metronischer Integration und anschließender Potenzierung

$$\underline{F}^{i}_{kl} = \underline{A}^{i}_{kl} \exp (\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{\varrho}_s S \left[{}^{s}_{k}\,1 \right] ; () \delta \mu),$$

wobei $\underline{A}^{i}_{kl} = \text{const}$ die Integrationskonstante ausdrückt, Werden für $\underline{F}^{i}_{kl}$ wieder die Feldgrößen eingesetzt, dann gilt für die Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems

$$\left[{}^{i}_{k}\,1 \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m} \left[{}^{m}_{k}\,1 \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$$

$$= \underline{A}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)k,l} \exp (\underline{\lambda}_{k,l} \mu - \underline{\varrho}_s S \left[{}^{s}_{k}\,1 \right] ; () \delta \mu) \ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 149,

das heißt, dieses Fundamentalproblem wurde auf $S \left[{}^{i}_{k}\,1 \right] ; () \delta \mu$ des Kompositionsfeldes reduziert. Die Lösung 149 kann explizit dann angegeben werden, wenn die Metronenziffern hoch genug liegen und μ den gleichen Hermetriegrad wie $\hat{[]}$ hat, also der zweite Approximationsbereich in Anwendung gebracht werden kann. In diesem Approximationsbereich gilt nämlich für das Kompositionsfeld das lineare Kondensoraggregat $b_s (kl) \left[{}^{s}_{k}\,1 \right] = (E - e^{-\lambda kl \mu})^{-1} \lambda (kl)$. Wird wieder das normierte Orthogonalsystem verwendet und $\bar{b} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s b_s (k\Phi)$, sowie $\bar{\underline{c}} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \underline{c}_s$ gesetzt, dann folgt $\underline{\varrho}_s \left[{}^{s}_{k}\,1 \right] = \bar{\underline{c}}/\bar{b} \lambda (kl) (E - e^{-\lambda kl \mu})^{-1}$. Da $\bar{\underline{c}}/\bar{b} = \text{const}$ eine die Korrelation kennzeichnende Konstante ist und $\lambda (kl) = \frac{\lambda_{kl}}{a_{kl}}$ mit $a_{kl} = (a (kl) - 1)^{-1} + 1 - q$ ist, kann als die Korrelationskonstante $\underline{\alpha}_{kl} = \frac{\bar{\underline{c}}}{\bar{b}\, a_{kl}} \equiv \underline{\alpha}$ eingeführt werden. Nunmehr

kann die Integration ausgeführt werden. Mit dem Selektor $x = \lambda_{kl}\,\mu$ wird $\underline{\varrho}_s\, S\, \left[k^s l\right]\, ;\, ()\, \delta\, \mu =$

$= \underline{\varrho}_{kl}\, \lambda_{kl}\, S\, (\,(E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} \,.\, \delta\, \mu = S\, \frac{\underline{\alpha}_{kl}\, \delta\, x}{E - e^{-x}} =$

$= \underline{\alpha}\, S\, \frac{e^x\, \delta\, x}{e^x - E} = \underline{\alpha}\, \ln\, (e^{\lambda_{kl}\mu} - E) + \text{const.} =$

$= \ln\, B_{kl}\, (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{\underline{\alpha}}$. Wird dieses Integral in Gleichung 149 eingesetzt und verwendet man als neue Integrationskonstante

$\underline{C}^{i}_{kl} = \frac{\underline{A}^{i}_{kl}}{B_{kl}}$, dann nimmt die Lösung im zweiten Approximationsbereich die vollständige Fassung

$$\left[k^i l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m}\, \left[k^m l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$$

$$= C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}\, e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu}\, (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{-\underline{\alpha}_{kl}} \quad ,,$$

$\underline{\alpha}_{kl} = \text{const.}\,,\ T^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \underline{T}$ ..... 149 a

an, in welcher nur noch die Integrationskonstante zu bestimmen ist. Für die Extrema folgt die Bedingung $\delta\, F^{\underline{i}}_{kl} = o$, wenn wieder zur Kürzung $F^{\underline{i}}_{kl}$ verwendet wird. Nach Gleichung 149 ist aber $\delta\, F^{\underline{i}}_{kl} = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\varrho}_s\, \left[k^s l\right]\, ;\, ()\,)\, F^{\underline{i}}_{kl}\, \delta\, \mu$, so daß $\delta\, F^{\underline{i}}_{kl} = o$ wegen $\delta\, \mu \neq o$ nur durch $F^{\underline{i}}_{kl} = o$ oder $\underline{\varrho}_s\, \left[k^s l\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ erfüllt werden kann. $F^{\underline{i}}_{kl} = o$ führt dabei wiederum zu einem Eigenwertspektrum, wenn imaginäre Anteile in μ enthalten sind, und dieses Spektrum ist formal identisch mit demjenigen des Kompositionsfeldes. Die andere Forderung $\underline{\varrho}_s\, \left[k^s l\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ bedingt wegen $\underline{\lambda}_{kl} = \text{const}$ und $\underline{\varrho}_s = \text{const} \neq o$, die Aussage $\delta\, \left[k^s l\right] = o$, also $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\varrho}_s\, \left[k^s l\right]_{ext}$ und daraus folgt $\lambda\,(kl) =$

$= b_i\,(kl)\, \left[k^i l\right]_{ext} = \underline{b}/\underline{\varrho}\ \underline{\lambda}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\underline{\alpha}\, a_{kl}}$ oder

$\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl} = o$, das heißt, das Eigenwertspektrum der synmetronischen Korrelation unterscheidet sich nur durch den Faktor $\underline{\alpha}_{kl}$ vom Spektrum der Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes und wird mit diesem $\underline{\alpha}_{kl} = 1$ identisch. Mit $\underline{\varrho}_s\ \underline{C}^{s}_{kl} = \underline{C}_{kl}$ und dem synmetronischen Zustandsselektor $\underline{\Psi}_{kl} = \frac{\underline{C}^{s}}{\underline{C}_{kl}}\ F^{s}_{kl}$ wird dann

$\underline{\Psi}_{kl} = e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{-\underline{\alpha}} = \exp\ (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl})\ \mu\ (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}}$ im zweiten Approximationsbereich nach Gleichung 149 a. Da aber $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl} = o$ ist, wird

$\underline{\Psi}_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}}$, worin aber $(E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} = \Psi_{kl}$ der entsprechende Zustandsselektor des Kompositionsfeldes ist. Dies bedeutet aber $\underline{\Psi}_{kl} = \Psi^{\underline{\alpha}_{kl}}_{kl}$ im zweiten metronischen Approximationsbereich. Dieses Ergebnis hinsichtlich der Eigenwerte und der Korrelation ist also enthalten in

$$\underline{\Psi}_{kl} = \Psi^{\underline{\alpha}_{kl}}_{kl}\ ,\quad \underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl}\ \lambda_{kl} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 150\ ,$$

woraus unmittelbar hervorgeht, daß das synmetronische Fundamentalproblem für $\underline{\alpha} = 1$ mit dem kompositiven identisch wird, während alle $\underline{\alpha} \neq 1$ irgendein Korrelationssystem beschreiben. Die Größe $\underline{\alpha}$ umfaßt also als Korrelationsexponent die gesamte synmetronische Fremdfeldkorrelation, so daß jedes quantitative synmetronische Problem im zweiten Approximationsbereich auf eine Bestimmung dieses Korrelationsexponenten $\underline{\alpha}$ hinausläuft.

Der Zusammenhang $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl}\ \lambda_{kl}$ ergab sich aus $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\varrho}_s \left[{}^{s}_{k\ l}\right] = o$ von $\delta\ F^{i}_{kl} = o$, doch kann diese Extremalbedingung auch durch $F^{i}_{kl} = o$ erfüllt werden, wenn in $\exp\ (\underline{\lambda}_{kl}\ \mu) = o$ der Exponent $\underline{\lambda}_{kl}\ \mu = \underline{a} - i\ \underline{\beta}$ komplex ist, so daß $e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} = e^{\underline{a}}\ (\cos\ \underline{\beta} + i \sin\ \underline{\beta}) = o$ durch $\cos\ \underline{\beta} = o$ und $\sin\ \underline{\beta} = o$ für den Real - und Imaginärteil zu erfüllen ist. Dies führt aber zu dem gleichen Eigenwertspektren wie im Fall der Partiallösung des Kompositionsfeldes 118 a, nämlich

$$\beta_{+}^{(\pm)} = \pm \varkappa/2 \; (2 \underline{\Omega}_{+} + E) \,, \quad \beta_{-}^{(\pm)} = \pm \pi \; \underline{\Omega}_{-} \; ..... \; ..... \; 151.$$

Nunmehr besteht die Möglichkeit mit $\tau \to o$ in den dritten, also mikromaren Bereich zu approximieren. Es gilt, wie beim Kompositionsfeld $\lim\limits_{\tau \to o} \mu \,;\, n = \pm i y$ mit $y^2 = \varsigma^2 - r^2$, sowie $r^2 = \sum\limits_{k=1}^{3} x_k^2$ und $\varsigma^2 = - \sum\limits_{k>3} x_k^2$. Dies hat aber $\lim\limits_{\tau \to o} \Psi_{kl} \,;\, n = \underline{\Psi}_{kl}(y)$ zur Folge. Ganz entsprechend ergeben sich in diesem Fall die Eigenwertspektren als Funktionen ganzzahliger Indizes (es sind dies die Quantenzahlen der Kondensationsstufen) und aus dem Korrelationsexponenten wird dann $\underline{\alpha}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\lambda_{kl}} = \frac{(\pm i \underline{\lambda}_{kl} y)_{ext}}{(\pm i \lambda_{kl} y)_{ext}} = \frac{\beta_{\mp}^{(\pm)}}{\beta_{\mp}^{(\pm)}}$, was die beiden Möglichkeiten $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{n}_{kl} (2 n_{kl} + 1)^{-1}$ und $(\underline{\alpha}_{kl})_{(2)} = (2 \underline{n}_{kl} + 1)(2 n_{kl} + 1)^{-1}$ liefert. Da (1) die Möglichkeit (2) impliziert, kann allgemein $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{\alpha}_{kl}$ gesetzt werden, so daß für den Korrelationsexponenten

$$\underline{\alpha}_{kl} = \underline{n}_{kl} (2 n_{kl} + 1)^{-1} \; ..... \; 151\,a$$

ergibt.

Die Lösung $\Psi_{kl} = (\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}}$ hat als erstes Metronintegral nur den Charakter einer Partiallösung. Zur Ermittlung des zweiten Metronintegrals geht man zweckmäßig von der Darstellung

$$\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + \underline{\Omega}^{i}_{m} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \underline{\Omega}^{i}_{kl} \; (E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}} =$$

dieser Partiallösung aus. Hierin ist $\underline{\Omega}^{i}_{kl} \; (E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}} =$

$= \underline{\Omega}^{i}_{kl} \; (\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = \varphi^{i}_{kl}$ ein bekannter Selektor. Weiter kann

$p^{\underline{is}} = \gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{\Omega}^{i}_{m} \gamma^{\underline{ms}}_{(\varkappa\lambda)}$ zur Kürzung eingeführt werden, was

$$\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + \underline{\Omega}^{i}_{m} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$$

$= (\gamma^{\underline{i}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{\varrho}^{\underline{i}}_{m}\ \gamma^{\underline{m}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)})\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = | p^{\underline{i}\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} =$
$= \varphi^{\underline{i}}_{kl}$ ergibt. Mit $\sum_{i} p^{\underline{i}\underline{s}} = p^{\underline{s}}$ und $\sum_{i} \varphi^{\underline{i}}_{kl} =$
$= (\psi_{kl})^{\underline{q}_{kl}} \sum_{i} \underline{\varrho}^{\underline{i}}_{kl} = \varphi_{kl}$ längs der hermetrischen Indizierungen folgt, $p^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \varphi_{kl}$ und mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{ik}$, sowie $\bar{p}^{-1} = \sum_{s} \bar{e}_s\ p^{\underline{s}}$ auch $p^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \bar{p}^{-1}\ \bar{e}^{s}\ [skl]_{(\mu\gamma)+}$, oder $\bar{e}^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \bar{p}\ \varphi_{kl}$. Multiplikation mit einem anderen Einheitsvektor ergibt $p_m\ \varphi_{kl} = \delta_{ms}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} =$
$= [m\ k\ l]_{(\mu\gamma)+} = 1/2\ (\underline{\delta}_k\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{ml} + \underline{\delta}_l\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{km} -$
$- \underline{\delta}_m\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl})$. Summation längs der hermiteschen Indizierungen m, k und l ergibt, wenn zur Kürzung $\sum_{m} p_m = p$, sowie $\sum_{kl} \varphi_{kl} = \varphi$ und $\sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl} = \gamma_{(\mu\gamma)}$ eingeführt, wird $2\ p\ \varphi = \underline{\delta}\ \gamma_{(\mu\gamma)}$. Nach den Regeln der Metronentheorie ist aber $\underline{\delta} = \leqslant_{s} 1/\alpha_s\ \delta_s = \bar{\alpha}^{-1}$ GRAD, also GRAD $\gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ p\ \varphi\ \bar{\alpha}$. Mit dem orientierten Koordinationsselektor $\bar{Z} = \sum_{s} \bar{e}_s\ ()_s$. Wird aber GRAD $()\ \delta\ Z = \delta\ ()$, während $\bar{\alpha}\ \delta\ \bar{Z} = \delta\ \mu$ zum Metrondifferential des Linearaggregates $\mu = \sum_{s} \alpha_s ()_s$ hermetrischer Gitterselektoren wird. Multiplikation mit $\delta\ \bar{Z}$ liefert demnach die metronisch integrable Form $\delta\ \gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ p\ \varphi\ ;\ ()\ \delta\ \mu$ oder $\gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ S\ p\ \varphi\ \delta\ \mu = 2\ S\ p \sum_{k\,l} \varphi_{kl}\ \delta\ \mu =$
$= \sum_{k\,l} 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu$. Da auch $\gamma_{(\mu\gamma)} = \sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl}$ gilt (nur die hermiteschen Komponenten sind in der Basissignatur des Kondensors wirksam), folgt $o = \sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} - 2 \sum_{k\,l} Sp\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu =$
$= \sum_{k\,l} (\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} - 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu)$, was wegen des Tensorcharakters nur durch das gliedweise Verschwinden, also $\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} =$
$= 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu$ erfüllbar ist. In dieser impliziten Lösung

ist $\varphi_{kl} = \sum_i \underline{c}^{i}_{kl} (\psi_{kl})^{\alpha}_{kl} = \psi_{kl} \sum_i \underline{c}^{i}_{kl}$, so daß

$p \sum_i \underline{c}^{i}_{kl} = q_{-kl}$ als ein neuer Selektor, nämlich der Fremdfeld-

korrelator eingeführt werden kann. Mit diesem Fremdfeldkorrelator nimmt die Lösung die Formen an $\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = 2 S q_{-kl} \psi_{kl} ; () \delta \mu$.

Hierin ist q_{-kl} nur von der Kontrasignatur des betreffenden Kondensors und dem gemischt varianten Korrelationstensors $\underline{Q}^{i}_{m}$ der betreffenden Kondensorsignatur abhängig, wodurch die Bezeichnung Fremdfeldkorrelator gerechtfertigt wird. Da das Metronintegral alle Elemente von $\hat{\gamma}$ inbezug auf irgendein Fundamentalkondensor erfaßt, liefert eine Kurvendiskussion dieses Integrals die Extrema und Wendebereiche von $\hat{\gamma}$. Da die Extrema bei $\delta \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ liegen und $\delta S q_{-kl} \psi_{kl} \delta \mu = | q_{-kl} \psi_{kl} \delta \mu = o$ nur durch $\psi_{kl} = o$ erreichbar ist, folgt unmittelbar, daß die Extrema von $\hat{\gamma}$ mit den Nullstellen der linearen Kondensoraggregate $\psi_{kl} = o$ zusammenfallen. $\delta \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ wird eindeutig nur durch $\psi_{kl} = o$ erreicht, weil Partialstrukturen ohne Korrelation zu keinem Kompositionsfeld führen können, was der Voraussetzung widerspricht, so daß $q_{-kl} \neq o$ bleibt und weil wegen der Linearität der Gitterselektoren $\delta \mu = \text{const} \neq o$ ist. Für die Wendebereiche der Elemente von $\hat{\gamma}$ gilt dagegen $\delta^2 \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ oder

$o = \delta^2 S q_{-kl} \psi_{kl} \delta \mu = \delta (q_{-kl} \psi_{kl} \delta \mu) =$

$= \delta \mu (q_{-kl} \delta \psi_{kl} + \psi_{kl} \delta q_{-kl} - \delta q_{-kl} \delta \psi_{kl})$,

was wegen $\delta \mu = \text{const} \neq o$ nur durch $\delta q_{-kl} = o$ und $\delta \psi_{kl} = o$ erfüllt werden kann. Die Wendebereiche von $\hat{\gamma}$ liegen also immer dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators mit einem solchen des linearen Kondensoraggregates deckt. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\delta\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o\,, \qquad \Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \qquad \delta\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o\,,$$

$$\delta\, q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \qquad \delta\, \Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \qquad q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} =$$

$$= c^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)k,l} \sum_{s=1}^{q} \Big(\sum_{i=1}^{q} \Big(\gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa\lambda)} + q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m}\, \gamma^{\underline{ms}}_{(\varkappa\lambda)} \Big) \Big)^{-1} \cdots\cdots$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad 152,$$

doch gibt dieses System noch keinen Hinweis auf die explizite Ausführung des Metronintegrals. Sind $(\varkappa\lambda) \neq (\alpha,\beta)$ zwei verschiedene Kontrasignaturen zur gleichen Basissignatur $(\mu\gamma)$, dann folgt wegen der Identität im Vergleich $S\, q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)k,l}\, \Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\, \delta\, \mu = S\, q^{(\alpha,\beta)}_{(\mu,\gamma)kl}\, \Psi^{(\alpha\beta)}_{(\mu\gamma)kl}\, \delta\, \mu$ oder das Umformungsgesetzt der Fremdfeldkorrelatoren bei gleicher Basissignatur

$$q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)k,l} = q^{(\alpha\beta)}_{(\mu\gamma)kl}\, \Psi^{(\alpha\beta)}_{(\mu\gamma)k,l}\, \Psi^{(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\gamma)kl} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad 152a$$

nach Bildung des Metrondifferentials. Ganz eindeutig muß diese Beziehung aber auch für $(\alpha,\beta) = (\mu\gamma)$ gelten, während $(\varkappa\lambda) \neq (\mu\gamma)$ bleibt. Wird schließlich noch der Fundamentalkondensor

$$\left[\begin{matrix} \gamma & \mu \\ \bar{\mu} & \bar{\gamma} \end{matrix}\right]_+ = \left[\begin{matrix} \mu & \gamma \\ \bar{\mu} & \bar{\gamma} \end{matrix}\right]_+$$

angenommen, dann kann es keine Korrelation geben, so daß sowohl der Korrelations- als auch der Koppelungstensor ${}^{\bullet}\bar{q}^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)} = {}^{\bullet}\bar{E}$ wird. In der Substitution $q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = q^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)kl}\, \Psi^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)kl}\, \big(\Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\big)^{-1}$ gilt also für den Fremdfeldkorrelator

$$q^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)kl} = c^{(\mu\gamma)}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \Big(\sum_{i=1}^{q} \Big(\gamma^{\underline{si}}_{(\mu\gamma)} + q^{(\gamma\mu)\underline{s}}_{(\mu\gamma)m}\, \gamma^{\underline{mi}}_{(\bar{\mu}\bar{\gamma})} \Big) \Big)^{-1} = c^{(\mu\gamma)}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \Big(\sum_{i=1}^{q} \Big(\gamma^{\underline{si}}_{(\bar{\mu}\bar{\gamma})} +$$

$$+ \delta^{\underline{s}}_{m}\, \gamma^{\underline{mi}}_{(\mu\gamma)} \Big) \Big)^{-1} = 1/2\, c^{(\mu\gamma)}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \Big(\sum_{i=1}^{q} \gamma^{\underline{si}}_{(\mu\gamma)} \Big)^{-1} =$$

$$= 1/2\, c^{(\mu\gamma)}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\mu\gamma)}_{s,s} \Big(\sum_{i=1}^{q} \gamma^{\underline{si}}_{(\mu\gamma)}\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{ss} \Big)^{-1} =$$

$$= 1/2\, c^{(\mu\gamma)}_{k,l} \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\mu\gamma)}_{s,s} \Big(\sum_{i=1}^{q} \delta^{\underline{i}}_{s} \Big)^{-1} =$$

$$= 1/2\ c^{(\mu\gamma)}_{k,l} \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\mu\gamma)}_{s,s} = 1/2\ c^{(\mu\gamma)}_{k,l}\ \underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

wenn formal $\underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\alpha} = \sum \underline{a}_{s,s}$ verwendet wird, während $\psi^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)kl} = \psi^{(\mu\gamma)}_{kl}$ pseudokompositiv werden muß, weil im Fundamentalkondensor die Wirkungssignatur zu $(+,-)$ transponiert ist. Einsetzen des Sachverhaltes in $\delta\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = 2\, q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\ \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\ \delta\, \mu =$ $= 2\ q^{(\gamma\mu)}_{(\mu\gamma)k,l}\ \psi^{(\mu\gamma)}_{k,l}\ \delta\, \mu$ ergibt dann $\delta\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{+k,l} =$ $= \underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ c^{(\mu\gamma)}_{k,l}\ \psi^{(\mu\gamma)}_{k,l}\ \delta\, \mu$. Multiplikation mit $\delta_{k,l}$ und Summation längs $1 \leq (k,l) \leq q$ liefert dann wegen

$$\sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl}\ \delta\, \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = \delta \sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl}\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} =$$

$$= \delta \sum_{l=1}^{q} \gamma^{(\mu\gamma)}_{+ll} = \delta\, \underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ , \text{ weil}$$

$\underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} = o$ ist $\delta\, ln\ \underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} =$

$$= \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{ll}\ \psi^{(\mu\gamma)}_{ll}\ \delta\, \mu\ .$$

Da hierin $\psi^{(\mu\gamma)}_{ll}$ pseudokompositiv ist, gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi^{(\mu\gamma)}_{ll} = (E - e^{-\underline{\lambda}_{ll}\mu})^{-1}$ mit $\underline{\lambda}_{ll} = \lambda^{(\mu\gamma)}_{ll}$. Wird $x = \underline{\lambda}_{ll}\, \mu$ und $\underline{a}_{ll} = a^{(\mu\gamma)}_{ll} = c^{(\mu\gamma)}_{ll}\ (\lambda^{(\mu\gamma)}_{ll})^{-1}$ verwendet, dann folgt

$$c^{(\mu\gamma)}_{ll}\ \psi^{(\mu\gamma)}_{ll}\ \delta\, \mu = \underline{a}_{ll}\ (e^x - E)^{-1}\ e^x\ \delta\, x =$$

$$= \underline{a}_{ll}\ (e^x - E)^{-1}\ \delta\, (e^x - E) = \underline{a}_{ll}\ \delta\, ln\ (e^x - E) =$$

$$= \delta\, ln\ (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}\ , \text{ was eingesetzt } \delta\, ln\ \underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} =$$

$$= \delta\, ln \prod_{l=1}^{q} (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}} \text{ ergibt. Nach Bildung des Metron-}$$

integrals wird dann die Lösung beschrieben durch

$$\underline{s}\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} = c_{(\mu\gamma)} \mid (e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - E)^{\underline{a}_{kl}}\ \delta_{kl} \mid_q \cdot \underline{\lambda}_{k\ell} =$$

$= \lambda^{(\mu\gamma)}_{kl}$, $\underline{a}_{k,l} = a^{(\mu\gamma)}_{kl} = \text{const}$.....153,

wenn $c_{(\mu\gamma)}$ die Integrationskonstante ist. Diese endgültige Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems konnte wegen $\prod_{l=1}^{q} A_l = \mid A_{kl}\ \delta_{kl} \mid_q$ in die Fassung einer regulären Determinante gebracht werden, was der Invarianz von $s\ p\ {}^{\cdot}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}$ gerecht wird Zwar liefert Gleichung 153 nicht die Elemente von $\hat{\gamma}$ explizit , wohl aber die Tensorspektren ihrer Elemente.

4.) Synmetronik der Hermetrieformen.

Die Elemente des Korrelators $\hat{\mathcal{J}}$ werden gemäß ${}^{s}\bar{\mathcal{J}}_{(\mu\gamma)} = {}^{s}\mathrm{p}\ {}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ durch die drei Gitterkerne ${}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ bestimmt, für welche nach C IX 1 die Abhängigkeiten ${}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(1)}\ (z^{\underline{5}}, z^{\underline{6}})$, sowie ${}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(2)}\ (z^{\underline{4}})$ und ${}^{s}\bar{\mathcal{R}}_{(3)}\ (z^{\underline{k}})_1$ von den semantischen Architektureinheiten gelten. Diese Gitterkerne als Struktureinheiten bestimmen wiederum die Elemente von $\hat{\mathcal{J}}$, von denen die synmetronischen Fundamentalkondensoren und Kondenzfeldselektoren aufgebaut werden. Mit der Lösung 153 des synmetronischen Fundamentalproblems und der Natur der Gitterkernselektoren kann nunmehr versucht werden die synmetronischen Korrelationen und Koppelungen innerhalb der vier möglichen Typen kompositiver Kondensationen und der nicht kondensierten Seinspotenzen zu beschreiben.

Die Lösung 135 gilt im zweiten Approximationsbereich ebenso, wie das partikuläre Integral 149 a. Da beide Beziehungen geeigmet sind, den Koppelungstensor zu eliminieren, erscheint es zweckmäßig in diesem Approximationsbereich zu bleiben; denn zur Beschreibung der inneren Korrelation eines Materiefeldquants ist der explizite Verlauf des Koppelungstensors einer jeden Kondensorsignatur wesentlich. Mit $\Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = \Psi^{\underline{kl}}_{kl}$ wird 149 a zu $\left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m} \left[{}^{m}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$ $= C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}\ \Psi^{(\ \lambda)}_{(\mu\gamma)kl}$ und dies wird zu $\delta\ \mathcal{J}^{(\mu\gamma)}_{+kl} =$ $= 2\ q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\ \Psi^{(\varkappa\gamma)}_{(\mu\gamma)kl}\ \delta\mu$. Da ${}^{s}\bar{Q} \neq {}^{s}\bar{E}$ bleibt, wird $q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} =$ $= C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} \sum_{s=1}^{q} \left(\sum_{i=1}^{q} \left(\mathcal{J}^{\underline{is}}_{(\varkappa\lambda)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m}\ \mathcal{J}^{\underline{ms}}_{(\varkappa\lambda)} \right) \right)^{-1} =$ $= C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{J}^{(\varkappa\lambda)}_{s,s} \left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)s} \right)^{-1}$ mit $C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} =$ $= \sum_{i=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}$ und $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)s} = \sum_{i=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s}$, was eingesetzt $\delta\ \mathcal{J}^{(\mu\gamma)}_{+kl} = 2 \sum_{s=1}^{q} \mathcal{J}^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}$ $\cdot \left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \right)^{-1} C_{kl}\ \Psi_{kl}\ \delta\mu$ ergibt. Multiplikation mit δ_{kl} und Summation liefert dann ,

wenn zur Kürzung $p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} C_{ll}\ \Psi_{ll}$ verwendet wird

$$2 \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ (E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)s})^{-1}\ p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}\ \delta\,\mu =$$

$$= \delta\ \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\mu\,\gamma)} = \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\mu\,\gamma)}\ \delta\ ln\ \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\mu\,\gamma)} =$$

$$= \sum_{l=1}^{q} C_{(\mu\,\gamma)ll}\ \Psi^{(\mu\,\lambda)}_{ll}\ \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\mu\,\gamma)}\ \delta\,\mu =$$

$$= p_{(\mu\,\gamma)}\ \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\mu\,\gamma)}\ \delta\,\mu\ ,$$ oder wenn $D = p\ \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}$ als weitere Kürzung eingeführt wird, $\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ (E + Q_s)^{-1} =$

$= 1/2\ D_{(\mu\,\gamma)}\ (p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)})^{-1}$. Mit $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_q = \hat{E}$ und

$\bar{c} = \sum_{l=1}^{q} \bar{e}_l\ (E + Q_l)^{-1}$ wird dann

$$\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ (E + Q_s)^{-1} = \bar{c} \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s\ ,$$

also $\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s = 1/2\ D_{(\mu\gamma)}\ \underline{p}^{-1}\ \bar{c}^{-1}$ oder

$$1/2\ D_{(\mu\,\gamma)}\ \underline{p}^{-1}\ c_1^{-1} = \bar{e}_1 \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s =$$

$$= \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \delta_{sl} = \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{ll}\ .$$ Also $\underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)}\ p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} =$

$= 1/2\ D_{(\mu\gamma)} \sum_{s=1}^{q} (E + Q_s)$. Mit $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} = \underline{s}\ p\ {}^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)}\ p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} = 2\ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ D^{-1}_{(\mu\gamma)} - q\ E.$

Hierin ist die invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} = Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

ein Koppelungsselektor, der die korrelative Koppelung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. Wird die Lösung in 153 in den beiden Kürzungen eingesetzt und $2\ C_{(\lambda)}\ C^{-1}_{(\mu\gamma)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ als neue Integrationskonstante benutzt und werden weiter die partikulären Metronintegrale $\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)1,1} = \Psi_{11}$ im zweiten Approximationsbereich des Kompositionsfeldes $\Psi_{11} = (E - e^{-\lambda_1\mu})^{-1}$ verwendet, dann folgt explizit für den Korrelationsselektor

$$Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)l} \left(E - e^{-\lambda_l \mu}\right)^{-\alpha^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)l}} \cdot$$

$$\left(\sum_{k=1}^{q} C_l^{(\mu\gamma)} \left(E - e^{-\lambda_\ell^{(\mu\gamma)} \mu} \right)^{-1} \right)^{-1} \cdot$$

$$\cdot \left| \delta_{kl} \left(e^{a_1^{(\varkappa\lambda)} \mu} - E \right)^{\alpha^{(\lambda)}_{kl}} \right|_q \cdot$$

$$\cdot \left| \delta_{kl} \left(e^{\lambda_1^{(\mu\gamma)} \mu} - E \right)^{\alpha^{(\mu\gamma)}_{kl}} \right|_q^{-1} - q\, E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 154.$$

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar , daß $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k (\,)_k$ der hermetrischen Gitterselektoren abhängt und in seinem Verlauf von insgesamt $N = 8q + 1$ Korrelationsziffern bestimmt wird, wenn man zu diesen Ziffern auch die $3q$ Eigenwertspektren $\lambda_1^{(\mu\gamma)}$, sowie $\lambda_1^{(\varkappa\lambda)}$ der Pseudokomposition und λ_1 des Kompositionsfeldes zählt. Mit den Kürzungen $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}$;

; () $\underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{(\varkappa\lambda)}$ und $P_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} C^{(\mu\gamma)}_{ll} \psi^{(\mu\gamma)}_{ll}$;

; () $\underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{(\mu\gamma)}$, also $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - q\, E \sim P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} P^{-1}_{(\mu\gamma)}$ wird nach dem Quotientengesetzt der Metrondifferentiale $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sim$

$$\sim P^{-1}_{(\mu\gamma)} \left(P_{(\mu\gamma)} - \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} \right)^{-1} \begin{vmatrix} P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} & \underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \\ P_{(\mu\gamma)} & \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} \end{vmatrix} .$$ Nach der cisinfinitesimalen Analysis liegen die Koppelungsextrema bei $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = o$, was wegen der Regularität von $P_{(\mu\gamma)} < \infty$ nur durch das Verschwinden des Determinantenselektors erreichbar ist, was aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} = o$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Metrondifferentiale ist aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$

$$= \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}\ \underline{\delta}\ \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}\ \underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{(\varkappa\lambda)} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{q} c^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\varkappa\lambda)} -$$

$$- \sum_{l=1}^{q} c^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\varkappa\lambda)} \quad \text{und}$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}} \; P_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{ll} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{ll} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} -$$

$$- \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{ll} \; \underline{\underline{\varepsilon}} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} \text{ , so daß } \underline{\underline{\varepsilon}} \; P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$$

$= \underline{\underline{\varepsilon}} \; P_{(\mu\gamma)} = o$ nur durch $\underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} = \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{ll} = o$ erfüllt werden kann. $\underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{ll} = o$ liefert aber mit $\underline{\underline{\varepsilon}} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} = o$ nach Gleichung 153 die Bedingung $\underline{\underline{\varepsilon}}^{s} \leq p \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} = o$. Die für die Matrizenspektren tensorieller Selektoren geltenden Differentialgesetze müssen aber auch für die Tensoren selbst gelten, weil immer eine unitäre Transformation in ein Diagonalschemamöglich ist. Die Aussage über die Koppelungsextrema kann wegen $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} = (\psi_{ll})^{\underline{\alpha}}_{ll}$ noch weiter umgeformt werden; denn es gilt $o = \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll} = (\psi_{ll})^{\underline{\alpha}}_{ll} -$

$- (\psi_{ll} - \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi_{ll})^{\underline{\alpha}}_{ll}$, was nur mit $\underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi_{ll} = o$ möglich ist. Damit wurden die Aussagen über die Koppelungsextrema reduziert auf

$$\underline{\underline{\varepsilon}} \; Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = o \; , \; \underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi_{ll} = o \; , \; \underline{\underline{\varepsilon}} \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\varkappa\lambda)} = {}^{s}\bar{o} \; ,$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{s} \; {}^{s}\bar{\gamma}^{s}_{(\mu\gamma)} = {}^{s}\bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 154\,a,$$

was eine Interpretation gestattet. Die Koppelungsextrema aller aus $\hat{\gamma}^{s}$ bildbaren Kondensoren liegen zunächst nach $\underline{\underline{\varepsilon}} \; \psi_{ll} = o$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. Im Koppelungsbereich dieser kompositiven Kondensation verlaufen die Fundamentalselektoren beider Kondensorsignaturen extremal und zwar hinsichtlich der Basissignatur als Wendebereich. Dies bedeutet aber, daß im Koppelungsextremum die aus $\hat{\gamma}^{s}$ hinsichtlich der betreffenden Kondensorsignatur koppelnden Elemente ihren metronischen Definitions

bereich metrisch so umstrukturieren (als Folge der Koppelung), daß die zugehörigen Hyperselektoren im Koppelungsbereich mit den Gitterselektoren kongruent werden. Im Koppelungsbereich liegt demnach in Bezug auf die Kondensorsignatur eine Pseudoantihermetrie vor, so daß in jedem Kopplungsextremum die Gesamtheit aller, aus $\hat{\chi}$ bildbaren Kondensoren stets infolge dieser Pseudoantihermetrie reduziert wird. Eine metronische Analyse dieser Koppelungsextrema muß zu einer Aussage über die Komposition der Partialstrukturen führen; denn eine Variation dieser komponierenden Koppelungen muß zu einer Umstrukturierung des Kompositionsfeldes führen. Die innere Korrelation irgendeines Kondensationssystems hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Koppelungsextrema ab, so daß nach einer Analyse der der gesamten Kopplungsstruktur eine Bestimmung der Stabilitätszeit möglich erscheint. Nach einer solchen Stabilitätszeit muß es dann zur Umstrukturierung der Kopplungsstruktur und damit zur spontanen Änderung des Kompositionsfeldes der Kondensation im Sinne einer inneren Korrelationsänderung kommen. Auf diese Weise muß es möglich sein $n(t)$ und $q(t)$ der kompositiven Spektralfunktion 126 zu ermitteln.

Nach der Beziehung 154 a bedingt jedes Koppelungsextremum $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ext} \equiv \binom{\varkappa\lambda}{\mu\gamma}$ eine Koppelungsgruppe, welche alle Koppelungsextrema enthält, welche durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Signatur naturgemäß zusammenbleiben müssen. Eine Koppelungsgruppe kann also maximal acht Koppelungsselektoren als Extrema umfassen, Inbezug auf eine solche Koppelungsgruppe müssen sich nach 154 a alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantihermetrisch verhalten und zwar primär diejenigen, welche die beiden Signaturangaben der Koppelunggruppe als Basis- und Kontrasignaturen enthalten und sekundär diejenigen, welche irgendein Zifferpaar der Koppelungsgruppe als Basissignatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach 154 a die Koppelung eine Pseudoantihermetrie im Koppelungsextremum erzwingt und die Basissignatur eines Kondensors durch partielle Metrondifferentiale bestimmt wird. Diese primär- und sekundär pseudoantihermetrischen Kondensoren einer Koppelungsgruppe werden im Extremalbereich dieser Gruppe noch von einem System primär und sekundär hermetrischer Kondensoren begleitet, welche in ihren Basissignaturen überhaupt keine Signaturindizierungen der Koppelungsgruppen enthalten. Da zu jeder Koppelungsgruppe drei derartige Kondensorsysteme gehören, müssen

alle Koppelungsgruppen untereinander in Wechselbeziehungen stehen. So können immer zwischen zwei Koppelungsgruppen hermetrische und antihermetrische Kondensorbrücken existieren; denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantihermetrisch sind, oder aber eine Zahl identischer hermetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im ersten Fall sind also die Kondensorbrücken antihermetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten hermetrisch. Auch Kondensorquellen und Kondensorsenken sind zwischen zwei Koppelungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Koppelungsgruppe ein System hermetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudoantihermetrisch erscheint (Primär- oder Sekundärsenken). Hieraus folgt, daß die Kondensorsenken stets die eigentliche Koppelung der Partialstrukturen verursachen. Wesentlich zur Erkenntnis des korrelativen Baues der synmetronisch komponierten Kondensationsstufen ist demnach eine Analyse der schematischen Definition

$$Q^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\gamma)ext} \equiv \binom{\varkappa\,\lambda}{\mu\,\gamma} \quad \ldots\ldots\ldots\

Im einfachsten Fall, der auch ontologisch als ursprünglich anzusprechen ist, liegen die latenten Seinspotenzen vor, bei denen nur der Gitterselektor C_6 metrisch vom entsprechenden Hyperselektor abweicht, während zwischen Gitter- und Hyperselektoren der entelechalen R_5 - Hyperfläche der antihermetrische Zusammenhang des Linearaggregates besteht. Die in C VIII 1 durchgeführte Analyse latenter Seinspotenzen gilt für das Kompositionsfeld, woraus sich die Forderung ergibt, auch die Partialstrukturen unter der Voraussetzung einfacher äonischer Hermetrie zu analysieren. Es muß festgestellt werden, daß im Fall der latenten Seinspotenz ein Koppelungstensor nicht existieren kann, während andererseits die in 146 nachgewiesene Hermitezität aller Funktionalselektoren aus 144 und 144 a eine dem Kompositionsfeld analoge Proportionalität der Fundamentalkondensoren ermöglicht. Wird zur Unterscheidung des speziellen Falles vorübergehend die Basissignatur mit (p q) und die Kontrasignatur mit ($\mu\gamma$) bezeichnet, dann folgt zunächst, daß nach dem Hermetriebegriff überhaupt nur die Kondensorkomponenten

$$\left[6^{i}6\right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)} \neq o$$

bleiben können, so daß die Eigenwertspektren

$$\lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(6,k) = \lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(k,6) = o$$

für alle m und k sind, doch zeigt sich auch, daß wegen der Hermitezität der Selektoren

$$\lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(6,6) = o$$

wird, woraus folgt, daß generell $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(pq)} = \bar{o}$ gilt. Auch die Partialstrukturen sind im Fall einfacher äonischer Hermetrie der latenten Seinspotenzen frei von Kondensationsstufen. Für die antihermetrischen Komponenten der Elemente von $\hat{\mathcal{J}}^{\hat{\alpha}}$ gelten aber noch die Beziehungen 141 und 141 a, das heißt, im Fall der Antihermetrie muß ein Zusammenhang zwischen diesen Partialstrukturen und den metronischen Spinfeldselektoren bestehen. Wird zur Kürzung $^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}^{\alpha} \equiv {}^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}^{\alpha}_{(pq)}$ für die Elemente von $\hat{\mathcal{J}}^{\hat{\alpha}}$ eingeführt, dann gilt im Falle der einfachen äonischen Hermetrie - also der Antihermetrie im entelechalen Unterraum R_5 - stets

$$^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}_{-} = {}^{s}\bar{P} \sim ROT_{(x)}\ \underline{\bar{\Phi}}\ ,$$

sowie $^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}_{+} = \text{const}\ (Z^{\underline{k}5})_1$ und $\tau\ \alpha_1\ \underline{\mathcal{J}}^{\alpha}_{+kl} = \delta_1\ \Phi_k$, wenn $k < 6$ und $1 \leq 6$ bleibt. Wegen $^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}^{\alpha}_{+} = {}^{s}\underline{\bar{\mathcal{J}}}^{\alpha}_{+}$ wird

$1/\alpha_1\ \delta_1\ \underline{\Phi}_{-k} - 1/\alpha_k\ \delta_k\ \Phi_{\underline{k}} = o$, das heißt, für alle $k < 6$ und $1 \leq 6$ wird $(ROT_{(x)}\ \underline{\bar{\Phi}}_{-kl} = \bar{o}$, also auch $P_{kl} = o$ und

$\underset{-}{\gamma}_{-kl} = o$. Eine reelle Komponente $\underset{-}{\gamma}_{-6,6}$ kann es nicht geben, weil man wegen $\delta_1 \underset{-}{\phi}_k = \frac{\alpha_1}{\alpha_k} \delta_k \underset{-}{\phi}_1$ die Realität des metronischen Rotors fordern muß. Dies bedeutet aber $'\underset{-}{\gamma}_- = '\overline{o}$, das heißt, es existiert kein Feldaktivator des betreffenden Korrelationsvermittlers und auch kein Spinselektor, wenn sich die Hermetrie nur auf die äonische Architektureinheit erstreckt. Das für das Protofeld im Fall dieser Hermetrie $'\underset{-}{\gamma}_+ (Z^6) = \text{const } (Z^k)^5_1$ gilt, kann $\tau\, \alpha_1 \underset{-}{\gamma}_{+kl} = \delta_1 \underset{-k}{\phi}$ nur diese Konstanz erfüllen, wenn $\delta_1 \underset{-k}{\phi} = \text{const}(Z^k)^5_1$ ist. Dies setzt aber voraus, daß die Komponenten des jeweiligen Spinfeldselektors Linearaggregate der kontravarianten Koordinationsselektoren Z^k sind, denn nur in der Fassung $\underset{-k}{\phi} = \sum_{j=1}^{6} \varphi_{(k)j} (Z^6)Z^j$ kann $\delta_1 \underset{-k}{\phi} = \text{const } (Z^k)^5_1$ erfüllt werden, wenn die $\varphi_{(k)j}$ Funktionalselektoren sind, die nur vom Gitterselektor der hermetrischen Einheit bestimmt werden; denn auf diese Weise wird $\underset{-}{\gamma}_{+kl} (Z^6)$ ebenfalls erfüllt. Aus der Hermitezität des Protofeldes folgt unmittelbar $\delta_1 \underset{-}{\phi}_k = \frac{\alpha_1}{\alpha_k} \delta_k \underset{-}{\phi}_1$ oder $\varphi_{(k)1} = \frac{\alpha_1}{\alpha_k} \varphi_{(1)k}$. Nur die rein äonische Komponente $\underset{-}{\gamma}_{+6,6} = f(Z^6)$ ist ein von diesem Spinfeldselektor unabhängiger Funktionalselektor, der den Verlauf der Hermetrie bestimmt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich im Fall einfacher äonischer Hermetrie, also der bloßen Existenz eines latenten äonischen Seinspotentials, auch im Bereich der Partialstrukturen keine metrischen Kondensationsstufen ausbilden. Der Verlauf der Hermetrie wird von der äonischen Komponente des Protofeldes bestimmt, während alle anderen Komponenten des Protofeldes (welche mithin mindestens einen antihermetrischen Index enthalten) der metronischen Tensordivergenz des Spinfeldselektors proportional sind. Dies hat aber zur Folge, daß der Feldaktivator und damit der Spinselektor zum tensoriellen Nullselektor werden und , daß weiter der Spinfeldselektor ein Linearaggregat der Koordinationsselektoren sein muß, dessen Koeffizienten wiederum vom Verlauf der äonischen Hermetrie abhängen und einer hermiteschen

Symmetrie genügen. Die einfache äonische Hermetrie hat also nur eine nichtkondensierte metrische Struktur in $s_{(4)}$ zur Folge, welche im Bereich der übrigen semantischen Architektureinheiten, also im leeren entelechalen R_5 eine metronische Spinorientierung induziert, die das Vorfeld später Strukturkondnesationen darstellt. Da die metronische Tensordivergenz dieses Spinfeldselektors den hermiteschen Anteilen der Korrelationsvermittler proportional ist, wird für diese die Bezeichnung Protofeld gerechtfertigt, zumal die einfache äonische Hermetrie als nichtkondensierte latente Seinspotenz der Welt aufgefaßt werden muß.

Als erster Typ von Kondensationsformen liegen die transfiniten Selbstkondensationen latenter äonischer Seinspotenzen vor. Die Terme des Kompositionsfeldes dieser Hermetrie mußten als latente transfinite Terme jenseits des R_{∞} interpretiert werden, welche im R_3 dann als Gravitonen projiziert erscheinen, wenn ihre auf den R_{+4} projizierten Weltlinien geodätische Nullinien sind. Da sich die Hermetrie nur in ${}^{\bullet}\bar{R}_{(1)}$ auswirkt und in den übrigen Struktureinheiten $\gamma = 2$ und $\gamma = 3$ eine Antihermetrie vorliegt, muß die auf $\hat{\mathcal{J}}$ wirkende Siebkette die Form $S(2,3) = S(2) ; S(3)$ haben,

$$\text{was } S(2,3) ; \hat{\mathcal{J}} = \begin{pmatrix} {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,1)} & {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,2)} & {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,3)} \\ {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(2,1)} & {}^{\bullet}\bar{E} & {}^{\bullet}\bar{E} \\ {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(3,1)} & {}^{\bullet}\bar{E} & {}^{\bullet}\bar{E} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,1)} & {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} & {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} \\ {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} & {}^{\bullet}\bar{E} & {}^{\bullet}\bar{E} \\ {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} & {}^{\bullet}\bar{E} & {}^{\bullet}\bar{E} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{J}}_{(a)} \quad \text{ergibt, weil}$$

$sp\ {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} \times {}^{\bullet}\bar{E} = sp\ {}^{\bullet}\bar{E} \times {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} = {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)}$ ist. In den Fällen b und c der Zeit - und Raumkondensation kann nur ein Sieboperator, nämlich S (2) beziehungsweise S (3) einwirken, so daß sich für diese beiden Korrelatoren

$$S(3) ; \hat{\mathcal{J}} = \begin{pmatrix} {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,1)} & {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(1,2)} & {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} \\ {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(2,1)} & {}^{\bullet}\bar{\mathcal{J}}_{(2,2)} & {}^{\bullet}\bar{R}_{(2)} \\ {}^{\bullet}\bar{R}_{(1)} & {}^{\bullet}\bar{R}_{(2)} & {}^{\bullet}\bar{E} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{J}}_{(b)} \quad \text{für die}$$

Zeitkondensationen und

$$S\ (2)\ ;\ \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} = \begin{pmatrix} {}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)} & {}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(1,3)} \\ {}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^{*}E & {}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(3,1)} & {}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(3,3)} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}_{(c)}$$

für die Raumkondensationen ergibt. Im Fall der Raumzeitkondensationen wirkt überhaupt kein Sieboperator, das heißt, formal wird die Siebkette $S = E$ zum Einheitsselektor, so daß sich für den raumzeitlichen Korrelator gemäß $S\ ;\ \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} = E\ ;\ \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} = 1\,\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} = \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}_{(d)}$ nichts ändert. Charakteristisch für alle vier Kondensationsformen ist das Auftreten von ${}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)}$ und ${}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)}$ im jeweiligen Korrelator. Diese Selektoren müssen deshalb eine Eigenschaft beschreiben, welche allen Kondensationstypen in gleicher Weise zukommt. Einerseits wird diese Eigenschaft aber allein durch die transfiniten Selbstkondensationen ${}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)}$ bestimmt, die andererseits nach den Untersuchungen der Kompositionsfeldstruktur als Gravitonensystem interpretierbar sind, wenn die Projektionsmöglichkeit in den R_{+4} und damit in den R_3 besteht. Hieraus und aus dem einheitlichen Auftreten von ${}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)}$ in allen Korrelatoren geht hervor, daß die Gravitation eine allgemeine einheitliche Eigenschaft aller Kondensationsformen sein muß. Da weiterhin das Äquivalenzprinzip zwischen Gravitation und Trägheit gilt, kann festgestellt werden, daß es keine Strukturkondensationen geben kann, die im R_3 nicht dem Trägheitsgesetz unterworfen sind. Bei dieser transfiniten Hermetrie gibt es in $\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}_{(a)}$ nur zwei korrelierende Selektoren, nämlich ${}^{*}\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)} \equiv {}^{*}\overline{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}$ und ${}^{*}\overline{\mathcal{R}}_{(1)} \equiv {}^{*}\overline{\mathcal{R}}^{\mathcal{R}}$, welche im Zusammenhang einer Iteration 2. Grades ${}^{*}\overline{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} = s\ p\ {}^{*}\overline{\mathcal{R}}^{\mathcal{R}} \times {}^{*}\overline{\mathcal{R}}^{\mathcal{R}}$ stehen. Diese beiden Elemente von $\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}_{(a)}$ gestatten wiederum die Konstruktion von vier Fundamentalkondensoren, nämlich $\left[\hat{\mathcal{R}}\right]_+$ und $\left[\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}\right]_+$ als Feldkern, so wie $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mathcal{R}} \\ \hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}\end{smallmatrix}\right]_+$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}} \\ \hat{\mathcal{R}}\end{smallmatrix}\right]_+$, bei denen sich Basis- und Kontrasignatur voneinander unterscheiden. In allen vier Fällen erübrigt sich die Angabe einer Wirkungssignatur, weil sämtliche Strukturen aus dem gleichen transfiniten Gitterkern hervorgehen. Da ein Koppelungstensor immer verschiedene Elemente aus $\hat{\mathcal{G}}^{\mathcal{R}}$ in eine Wechselbeziehung setzt, muß für

Koppelungen von Kondensoren mit identischen Signaturen stets ${}^{\cdot}\overline{Q}^{(\alpha\alpha)}_{(\beta\alpha)} = {}^{\cdot}\overline{E}$ sein, was die Koppelungsfreiheit ausdrückt. Von den vier möglichen Kondensoren bei transfiniter Hermetrie, kann es also nur für $\left[\hat{\gamma}\,\hat{\varkappa}\right]_+$ und $\left[\hat{\varkappa}\,\hat{\gamma}\right]_+$ Koppelungstensoren ${}^{\cdot}\overline{Q}^{(\gamma)}_{(\varkappa)}$ und ${}^{\cdot}\overline{Q}^{(\varkappa)}_{(\gamma)}$ geben. Stets ist ein solcher Tensor gemischtvariant aus den Komponenten von Korrelationstensoren zusammengesetzt. Weiterhin folgt aus ${}^{\cdot}\overline{\gamma} = s\,p\;{}^{\cdot}\overline{\varkappa} \times {}^{\cdot}\overline{\varkappa}$ das Verianzstufengesetz $\gamma^{\underline{i}}_{,k} = \gamma^{\underline{i\gamma}}\gamma_{\gamma k} = \delta^{\underline{i}}_{,k}$ und entsprechend $\varkappa^{\underline{i\gamma}}\varkappa_{\gamma k} = \delta^{\underline{i}}_{,k}$, woraus $\gamma^{\underline{ip}}\varkappa_{pk} = \varkappa^{\underline{ik}}$ und $\varkappa^{\underline{ip}}\gamma_{pk} = \varkappa_{ik}$ folgt. Dies bedeutet aber, daß es für ${}^{\cdot}\overline{Q}(\varkappa, \gamma)$ nur drei Möglichkeiten gibt, nämlich ${}^{\cdot}\overline{Q}_{(1)} = {}^{\cdot}\overline{E}$ und ${}^{\cdot}\overline{Q}_{\pm} = {}^{\cdot}\overline{\varkappa}^{\pm 1}$, weil alle Kombinationen der Korrelationstensoren im Fall $\hat{\gamma}_{(a)}$ auf diese gemischtvarianten Selektoren hinauslaufen. In gemischtvarianter Komponentenform sind als Koppelungskomponenten $Q^{\underline{i}}_{+k} = \sum_{\gamma=1}^{q} \delta^{\underline{i}}_{\gamma}\varkappa_{\gamma k} = \varkappa_{ik}$ und $Q^{\underline{i}}_{-k} = \sum_{\gamma=1}^{q} \delta^{\gamma}_{k}\varkappa^{\underline{i\gamma}}$ zu verwenden. Damit ergibt sich also für die Koppelungsselektoren $Q_{\pm} = \sum_{ik=1}^{q} (\varkappa_{ik})^{\pm 1}$. Grundsätzlich exitiert aber eine reguläre Transformatormatrix $\hat{S} = \hat{S}^{\times -1}$, mit welcher, gemäß $\hat{S}\;{}^{\cdot}\overline{\varkappa}\;\hat{S}^{\times} = {}^{\cdot}\overline{\varkappa}'$ das Diagonalschema $\varkappa'_{ik} \sim \delta_{ik}$ erreicht werden kann. Wegen $\hat{S}\;\hat{S}^{\times} = \hat{E}$ wird dann $\sum_{ik=1}^{q} (\varkappa_{ik})^{\pm 1} = \sum_{s=1}^{q} (\varkappa'_{s,s})^{\pm 1} = s\,p\;{}^{\cdot}\overline{\varkappa}'^{\pm 1}$, also $Q_{\pm} = s\,p\;{}^{\cdot}\overline{\varkappa}'^{\pm 1}$. Da bei der transfiniten Hermetrie $q = 2$ ist, und für $s\,p\;{}^{\cdot}\overline{\varkappa}'$ die Beziehung 135 anwendbar ist, ergibt sich für den kovarianten Koppelungsselektor mit den Kürzungen $C_{(\varkappa)} = C$, $\lambda'_{1,1}(\varkappa) = \lambda_1$ und

$a'_{1,1}(\mathcal{K}) = a_1$, sowie $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = \Lambda$, $a_1 = a$ und $a_2 = b$ die Darstellung $Q_- = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^a\,(e^{\Lambda\mu} - E)^b$. Bei der kontravarianten Koppelung ist dagegen $Q_- = \mathcal{K}'^{\underline{1},\underline{1}} + \mathcal{K}'^{\underline{2},\underline{2}} = (\mathcal{K}'_{1,1}\ \mathcal{K}'_{2,2})^{-1}$ s p $'\bar{\mathcal{K}}' = {}'\bar{\mathcal{K}}^{-1}\ Q_+$, denn wegen des diagonalen Charakters von $'\bar{\mathcal{K}}'$ ist das Produkt $\mathcal{K}'_{1,1}\ \mathcal{K}'_{2,2} = |\,'\bar{\mathcal{K}}\,|_2 = \mathcal{K}'$ mit der Gitterkerndeterminante identisch und diese Determinante kann keine Singularität haben, weil der Gitterkern Tensorchrakter trägt und daher in jedem Fall sein Matrizendefekt verschwindet. Dies bedeutet aber $\mathcal{K}' \neq o$, so daß es auch für Q_- keine Unendlichkeitsstelle geben kann. Die beiden Koppelungsselektoren der transfiniten Selbstkondensationen werden also beschrieben durch

$$\mathcal{K}'_{(1)}\ Q_- = Q_+ = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^a\,(e^{\Lambda\mu} - E)^b\ ,$$

$$\hat{S}\ {}'\bar{\mathcal{K}}_{(1)}\ \hat{S}^x = {}'\bar{\mathcal{K}}'_{(1)}\ ,\quad \mathcal{K}'_{(1)ik} \sim \delta_{i,k} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 155.$$

Aus dieser Fassung geht unmittelbar hervor, daß beide Koppelungsselektoren $Q_\pm = o$ werden, wenn entweder $\lambda = o$ oder $\Lambda = o$ ist, weil in diesen Fällen $e^{(\lambda,\Lambda)\mu} = E$ wird. Wenn also eine transfinite Koppelung, also eine Selbstkondensation existieren soll, dann muß $\lambda \neq o$ und $\Lambda \neq o$ bleiben, damit $Q_\pm \neq o$ erreicht wird, Dagegen ist der Fall $\Lambda = \lambda \neq o$ durchaus zulässig, was mit der Kürzung $a + b = \alpha$ zur vereinfachten Darstellung $Q_+ = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^\alpha$ führt. Aus der expliziten Beziehung 155 können die Extrema der Koppelungen hergeleitet werden. Nach der Theorie der metronischen Analysis müssen die Extrema bei $\delta\, Q_\pm = o$ liegen, was wegen $Q_\pm(\mu)$ identisch ist mit $\delta_\mu\, Q_\pm = \underline{\delta}\, Q_\pm = o$. Für die kovariante Koppelung folgt dann mit $(e^{\lambda\mu} - E)^a = u(\mu)$ und $(e^{\Lambda\mu} - E)^b = v(\mu)$ die Kurzfassung $Q_+ \sim u\,v$, also

$\underline{\delta}\ Q_+ = C\ \underline{\delta}\ (u\ v) = C\ (u\ \underline{\delta}\ v - v\ \underline{\delta}\ u - \underline{\delta}\ u\ \underline{\delta}\ v)$ oder im Extremum nach Division durch $u\ v \neq o$ schließlich

$o = 1/uv\ (u\ \underline{\delta}\ v + v\ \underline{\delta}\ u - \underline{\delta}\ v\ \underline{\delta}\ u) = \underline{\delta}\ ln\ u + \underline{\delta}\ ln\ v - \underline{\delta}\ ln\ u\ \underline{\delta}\ ln\ v = a\ \lambda\ e^{\lambda\mu}\ (e^{\lambda\mu} - E)^{-1}\ \delta\ \mu + b\ \Lambda\ e^{\Lambda\mu}\ (e^{\Lambda\mu} - E)^{-1}\ \delta\ \mu - a\ b\ \lambda\ \Lambda\ e^{\lambda\mu}\ e^{\Lambda\mu} \cdot (e^{\lambda\mu} - E)^{-1}\ (e^{\Lambda\mu} - E)^{-1}\ (\delta\ \mu)^2$. Wegen $\delta\ \mu \neq o$ folgt daraus $a/b\ \ \lambda/\Lambda\ \ (E - e^{-\Lambda\mu}) = a\ \lambda\ \delta\ \mu - E + e^{-\lambda\mu}$. Der Übergang von der Selektorbeziehung zur metronischen Funktionalgleichung liefert wegen des imaginären Charakters der transfiniten Architektureinheiten $\delta\ \mu\ ;\ n = 2\ i\ \sqrt{\tau}$, sowie $\lambda\ \mu\ ;\ n = i\ \varepsilon$ und $\Lambda\ \mu\ ;\ n = i\ \eta$, also $a/b\ \ \lambda/\Lambda\ (1 - e^{-i\eta}) = 2\ i\ a\ \lambda\ \sqrt{\tau} - 1 + e^{-i\varepsilon}$. Mit den reellen Zahlen $c = a/b\ \ \lambda/\Lambda$ und $A = 2\ a\ \lambda\ \sqrt{\tau}$ entsteht unter Verwendung der Relation $e^{\pm i\varphi} = \cos\varphi \pm i \sin\varphi$ die spaltbare Form $c\ (1 - \cos\eta + i \sin\eta) = i\ A - 1 + \cos\varepsilon - i \sin\varepsilon$ oder nach der Spaltung $c\ (1 - \cos\eta) = \cos\varepsilon - 1$ und $c \sin\eta = A - \sin\varepsilon$. Da $\cos^2\varepsilon + \sin^2\varepsilon = 1$ ist, folgt

$1 = (1 + c\ (1 - \cos\eta))^2 + (A - c \sin\eta)^2 = 1 - A^2 + 2\ c\ (1 - \cos\eta) - 2\ A\ c \sin\eta + c^2\ ((1 - \cos\eta)^2 + \sin^2\eta) = 1 + A^2 + 2\ c\ (1 - \cos\eta \rightarrow A \sin\eta) + 2\ c^2\ (1 - \cos\eta)$.

Dies bedeutet aber $(1 + c)\ (1 - \cos\eta) - A \sin\eta = - A^2/2c$. Nunmehr besteht die Möglichkeit, die Approximation mit $\tau \rightarrow o$ in den mikromaren Approximationsbereich zu treiben. Aus $Q_+\ ;\ n = Q_+\ (n) = C\ (e^{\lambda N} - 1)^a\ (e^{\Lambda N} - 1)^b$ folgt zunächst $\lim_{\tau \rightarrow o} N\ ;\ n = \pm i\ y$ mit $y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$ (hier als Beträge von x_5 und x_6). Daraus folgt aus $q_+\ (y) = \lim_{\tau \rightarrow o} Q_+\ (n) = C\ (e^{\pm i\lambda y} - 1)^a\ (e^{\pm i \Lambda y} - 1)^b$. Wegen $A \sim \sqrt{\tau}$ muß in diesem Bereich auch $\lim_{\tau \rightarrow o} A = o$ sein, so daß für die Lage der

kovarianten Koppelungsextrema cos ε = cos η = 1 und sin ε = = sin η = o folgt. Für $\tau \to o$ ergibt sich demnach die Symmetrie $\varepsilon = \eta = \beta^{+}_{(a)} = \pm 2 \pi n_{(a)}$, das heißt, die kovariamten Koppelungsextrema bilden ein positiv oder negativ zählendes Spektrum gradzahlig diskreter Eigenwerte, welche sich symmetrisch deckem, so daß sich für $\tau \to o$ stets die Symmetrie $\lambda = \Lambda \neq o$ ergibt. Mithin folgt $q_{+}(y) = C (e^{\pm i\lambda y} - 1)^{\alpha}$, wenn wieder $\alpha = a + b$ gesetzt wird. Ganz analog kann die Lage der kontravarianten Koppelungextrema untersucht werden. Für die Lage dieser Extrema gilt im zweiten metronischen Bereich $\underline{\delta} Q_{-} = \underline{\delta} (Q_{+} / \mathcal{K}') = o$ oder nach dem Quotientengesetz der Metrondifferentiale

$$1/\mathcal{K}' \; (\mathcal{K}' - \underline{\delta}\, \mathcal{K}')^{-1} \begin{vmatrix} \mathcal{K}' & \underline{\delta}\, \mathcal{K}' \\ Q_{+} & \underline{\delta}\, Q_{+} \end{vmatrix} = o,$$

was wegen der Regularität $\mathcal{K}' \neq o$ nur durch $\begin{vmatrix} \mathcal{K}' & \underline{\delta}\, \mathcal{K}' \\ Q_{+} & \underline{\delta}\, Q_{+} \end{vmatrix} = o$ erreichbar ist. Das Verschwinden dieser Determinante kann aber nur durch $Q_{+} = \mathcal{K}' = o$ oder $\underline{\delta} Q_{+} = \underline{\delta}\, \mathcal{K}' = o$ erfüllt werden, wobei $Q_{+} = \mathcal{K}' = o$ von vornherein nicht realisiert sein kann. Es bleibt also nur die Möglichkeit $\underline{\delta} Q_{+} = o$ mit $\underline{\delta}\, \mathcal{K}' = o$. Dies bedeutet aber, daß die Extrema der kontravarianten Koppelung $\beta^{+}_{(a)}$ im gleichen diskreten Eigenwertspektrum der kovarianten Koppelung $\beta^{+}_{(a)}$ liegen, doch sind die Stufen der kontravarianten Koppelung durch das zusätzliche Extremum $\underline{\delta}\, \mathcal{K}'_{(1)} = o$ der Gitterkerndeterminante charakterisiert. Die Beziehung 155 kann also durch

$$q_{+}(y) = \lim_{\tau \to o} Q_{+} \; ; \; n = C (e^{\pm i\lambda y} - 1)^{\alpha},$$

$$\beta^{+}_{(a)} = \pm 2 \pi n_{(a)}, \; y^{s} = \varepsilon^{s} + \eta^{s},$$

$$\beta^{-}_{(a)} (Q_{-}) = \beta^{+}_{(a)}, \; \mathcal{K}'_{(1)} = \mathcal{K}^{(1)}_{ext} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 155\,a$$

ergänzt werden, die im mikromaren Bereich gilt. In diesem Approximationsbereich bilden also die kovarianten Koppelungsextrema gradzahlig

diskrete Eigenwerte, während die kontravarianten Koppelungsextrema mit denjenigen des kovarianten Spektrums zusammenfallen, in denen die Extrema der Gitterkerndeterminante liegen.

Bei den Zeit - und Raumkondensationen wirkt auf den Korrelator die gleiche Klasse von Sieboperatoren, so daß $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ und $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$ hinsichtlich der Elemente formal soweit verwandt sind, daß die einleitende Untersuchung der möglichen Kondensoren für die beiden Fälle (b) und (c) einheitlich durchgeführt werden kann. Werden zur Kürzung die Chiffren $\overline{\mathfrak{K}}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \varkappa\,,\lambda$, sowie $\overline{\mathfrak{K}}_{(\mu)} \equiv \mu$ und

$$\left[\begin{matrix}\widehat{\varkappa\,\lambda}\\ -+\\ \mu\,\gamma\end{matrix}\right]_{+} \equiv \left[\begin{matrix}\varkappa\,\lambda\\ \mu\,\gamma\end{matrix}\right]$$

eingeführt, dann ergeben sich sowohl für die Zeit- als auch für die Raumkondensationen jeweils 30 Kondensoren aus $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ und $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$. Für diese Kondensoren gilt formal das Schema

$$\left[\begin{matrix}11\\ 1\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}11\\ \alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}11\\ \alpha 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}11\\ \alpha\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\alpha\\ 1\,1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\,\alpha\\ 1\end{matrix}\right],$$

$$\left[\begin{matrix}1\,\alpha\\ \alpha\,1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\alpha\\ \alpha\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\,\alpha\\ \alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\\ 1\,\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\\ \alpha\,1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\\ \alpha\,\alpha\end{matrix}\right],$$

$$\left[\begin{matrix}1\\ 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\,1\\ 1\,1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha 1\\ 1\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\,1\\ 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha 1\\ \alpha\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\,1\\ \alpha\end{matrix}\right],$$

$$\left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\ 11\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\ 1\alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\ 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\ \alpha 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\ \alpha\\ \alpha\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\\ 1\,\alpha\end{matrix}\right],\left[\begin{matrix}\alpha\\ 11\end{matrix}\right],$$

$$\left[\begin{matrix}\alpha\\ 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\\ \alpha\,1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}\alpha\\ \alpha\,\alpha\end{matrix}\right] \quad \text{und} \quad \left[\begin{matrix}1\,1\\ 1\end{matrix}\right],\ \left[\begin{matrix}1\\ 1\,1\end{matrix}\right].$$

Je nachdem, ob $\alpha = 2$ oder $\alpha = 3$ gesetzt wird, entstehen die Kondensoren aus $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ $(\alpha = 2)$ oder $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$ $(\alpha = 3)$. Typisch für die Fälle (b) und (c) ist die gemeinsame Fortsetzung der Kondensationen in den transfiniten Bereich durch

$$\left[\begin{matrix}\widehat{1\,1}\\ 1\end{matrix}\right]_{+} = \left[\begin{matrix}\widehat{\gamma}\\ \varkappa\end{matrix}\right]_{+} \quad \text{und} \quad \left[\begin{matrix}\widehat{1}\\ 1\,1\end{matrix}\right]_{-} = \left[\begin{matrix}\widehat{\varkappa}\\ \gamma\end{matrix}\right]_{+}$$

in Form eines transfiniten Komplementes für dessen Selbstkondensationen die Koppelungsgleichungen 155 und 155 a gelten. Durch diese Eigentümlichkeit müssen die Kondensationen b und c , also die Spektren der imponderablen Photonen (Zeitkondensationen b) und der ponderablen Neutrokorpuskeln (Raumkondensationen c) physikalisch nahe verwandt sein. Diese Verwandtschaft bezieht sich aber nur auf die Struktur der Kondensorsignaturen, nicht aber auf das Linearaggregat μ der Gitterselektoren. Im Fall b ist μ wie in a imaginär,

aber in c dagegen komplex, weil die semantische Einheit $s_{(1)}$ reell zählt. Auf diesen Sachverhalt muß die grundsätzliche phänomenologische Unterscheidung zwischem Photonen und Neutrokorpuskeln beruhen. Es liegt demnach die Vermutung nahe, daß Photonen und Neutrokorpuskeln hinsichtlich ihrer Kondensorstrukturen völlig wesensverwandt erscheinen, aber in Bezug auf die Somawelt R_4 auf verschiedene metrische Aspekte bezogen sind. Im Gegensatz zu a sind in b und c jeweils 30 mögliche Kondensoren definiert, welche Koppelungssektoren möglich machen, so daß für b und c die Beziehung 154 a berücksichtigt werden muß. Eine derartige Berücksichtigung entfällt dagegen für den Fall a, weil hier nur ein einziger Gitterkern als transfinite Struktureinheit die möglichen Koppelungen bestimmt. Für die beiden formal identischen Fälle b und c kann es dagegen nur sechs Koppelungsgruppen geben, was aus dem Bild der 30 Kondensoren hervorgeht, welche zur Bildung von Koppelungsselektoren fähig sind. Als Indizierungen dieser Koppelungsgruppen folgt, wenn 154 a verwendet wird, $1 \equiv (1)$, $2 \equiv (\alpha)$, $3 \equiv ((1\alpha))$, $4 \equiv (1\alpha)$, $5 \equiv (1(1\alpha))$ und $6 \equiv (\alpha\,(1\alpha))$. Weiterhin sollen die als pseudoantihermetrischen Kondensorsenken primär oder sekundärer Art auftretenden Kondensoraggregate mit I a oder II a und entsprechend die hermetrischen Kondensorquellen mit I h, beziehungsweise II h bezeichnent werden. Aus dem Bau dieser sechs Koppelungsgruppen folgt unmittelbar, daß die Gruppen 1 bis 3 hinsichtlich der Gruppenindizierung homonom, aber 4 bis 6 heteronom sind. Ist allgemein I a, II a, I h, II h die Folge der besetzten Kondensoraggregate, dann verteilen sich die Kondensoren nach den Schlüsseln 2, 8, 12, 8 auf die homonomen und 12, 8, 2, 8 auf die heteronomen Koppelungsgruppen. Zu den einzelnen Gruppen gehören die folgenden Koppelungsextrema, wenn die übliche Symbolisierung $\binom{\varkappa\lambda}{\mu\gamma}$ für ein Koppelungsextremum verwendet wird: $G_1 \equiv \binom{1\,1}{1}, \binom{1}{1\,1}$, sowie

$G_2 \equiv \binom{\alpha\,\alpha}{\alpha}, \binom{\alpha}{\alpha\,\alpha}$ und $G_3 = \binom{1\,\alpha}{\alpha\,1}, \binom{\alpha\,1}{1\,\alpha}$ im homonomen, aber

$G_4 \equiv \binom{1}{\alpha}, \binom{1}{\alpha\,\alpha}, \binom{1\,1}{\alpha}, \binom{1\,1}{\alpha\,\alpha}, \binom{\alpha}{1}, \binom{\alpha}{1\,1}, \binom{\alpha\,\alpha}{1}, \binom{\alpha\,\alpha}{1\,1}$,

$G_5 \equiv \binom{1}{1\,\alpha}, \binom{1}{\alpha\,1}, \binom{1\,1}{1\,\alpha}, \binom{11}{\alpha 1}, \binom{1}{1\,\alpha}, \binom{\alpha}{1\,1}, \binom{1\,\alpha}{1\,1}, \binom{\alpha 1}{11}$,

und

$G_6 \equiv \binom{\alpha}{1\,\alpha}, \binom{\alpha}{\alpha\,1}, \binom{\alpha\,\alpha}{1\,\alpha}, \binom{\alpha\alpha}{\alpha 1}, \binom{1}{\alpha}, \binom{\alpha}{\alpha}, \binom{1\alpha}{\alpha\alpha}, \binom{\alpha 1}{\alpha\alpha}$

für die heteronomen Koppelungsgruppen, weil $\delta\,{}^{2}\overline{\gamma}_{(\lambda\lambda)} = {}^{2}\overline{o}$ wegen ${}^{2}\overline{\gamma}_{(\lambda\lambda)} = s\,p\;{}^{2}\overline{\varkappa}_{(\lambda)} \times {}^{2}\overline{\varkappa}_{(\lambda)}$ unmittelbar $\delta\,{}^{2}\overline{\varkappa}_{(\lambda)} = {}^{2}\overline{o}$ bedingt.

Die dreißig Kondensoren, welche für b ($\alpha = 2$) und c ($\alpha = 3$) diese sechs Koppelungsgruppen bedingen, verteilen sich als Senken und Quellen nach dem Schlüssel I a, II a, I h , II h in folgender Weise in den einzelnen Koppelungsgruppen.

1 I a) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$.

1 II a) $\begin{bmatrix} \beta \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$.

1 I h) $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$,

1 II h) $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

1 I a) $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$.

2 II a) $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$.

2 I h) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \beta 1 \\ 11 \end{bmatrix}$.

2 II h) $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

3 I a) $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$.

3 II a) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

3 I h) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$

3 II h) $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$,

4 I a) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$.

4 II a $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$,

4 I h) $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$.

4 II h) $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$.

5 I a) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$.

5 II a) $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$.

5 I h) $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$.

5 II h) $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$.

6 I a) $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$.

6 II a) $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$.

6 I h) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$.

6 II h) $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$.

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, daß gewisse Symmetrien innerhalb der Koppelungsgruppen auftreten. Zunächst zeigt sich, daß die Kombinatorik der Besetzung aller I a - Systeme sich antisymmetrisch

zu den Besetzungen der I h-Systeme verhält. Außerdem gibt es noch eine Symmetrie der Sekundärsysteme; denn innerhalb einer jeden Koppelungsgruppe ergibt sich die Besetzung von II h stets aus derjenigen von II a und umgekehrt, wenn die Basis- und Kontrasignaturen vertauscht werden. Aufgrund dieser Symmetrien können nunmehr die Kondensorbrücken aller sechs Koppelungsgruppen zusammengestellt werden. Eine unmittelbare Konsequenz der Symmetrie muß eine analoge Symmetrie der primären und sekundären Kondensorbrücken sein. In I a gibt es zunächst eine Brücke 1, 4, 5 in $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ & 1 \end{bmatrix}$, sowie 2, 4, 6 in $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$ und 3, 4, 6 in $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$. Hieraus ist zu schließen, daß 4 ein Schnitt von zwei Kondensorbrücken ist, während 3 die Enden 5 und 6 der sich in 4 schneidenden Brücken verbindet. Eine ganz analoge Brückenkonstruktion liegt in I h vor; denn hinsichtlich $\begin{bmatrix} 1 & \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ & 1 \end{bmatrix}$ gilt die Brücke 2, 3, 6, sowie 1, 3, 4 hinsichtlich $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ & \alpha \end{bmatrix}$ und 1, 2, 4 hinsichtlich $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$. Hierin schneiden sich die beiden Brücken 2, 3, 6 und 1, 3, 5 in 3, während ihr Anfang 1, 2 durch 4 überbrückt wird. Zwischen diesen beiden primären Brückenkonstruktionen in I a und I h herrscht also eine völlige Spiegelsymmetrie. Zur Kürzung werden diese primären Kondensorbrücken K (I h) = $K^{+\,+}$, K (II h) = K^{+}, K (I a) = $K^{-\,-}$ und K (II a) = K^{-} gesetzt, wenn K (II h) und K (II a) die entsprechenden Sekundärbrücken bezeichnen. Mit dieser Formulierung ergeben sich also zunächst zwei Systeme aus Primärbrücken, nämlich $K_1^{+\,+}$ = 2, 3, 6, $K_2^{+\,+}$ = 1, 3, 5, $K_3^{+\,+}$ = 1, 3, 2, sowie $K_1^{-\,-}$ = 1, 4, 5, $K_2^{-\,-}$ = 2, 4, 6, $K_3^{-\,-}$ = 5, 3, 6. Die Kondensoren aus 4 I a bis 6 I a und 1 I h bis 3 I h, in welchen sich Basis- und Kontrasignatur unterscheiden, sind dagegen zu keiner Brückenbildung fähig. Für die Sekundärbrücken ergeben sich zwei Systeme aus jeweils sechs Brücken, nämlich K_1^{+} = 3, 6, K_2^{+} = 2, 6 K_3^{+} = 3, 5, K_4^{+} = 1, 5 K_5^{+} = 2, 4, K_6^{+} = 1, 4 und K_1^{-} = 1, 4, K_2^{-} = 1, 5, K_3^{-} = 2, 4 K_4^{-} = 2, 6, K_5^{-} = 3, 5, K_6^{-} = 3, 6, während also die $K^{+\,+}$ und $K^{-\,-}$ aus jeweils drei Brücken bestehen, von denen jede drei Koppelungsgruppen verbindet, bestehen die K^{+} beziehungsweise K^{-} aus jeweils sechs Brücken, von denen jede zwei Gruppen verbindet. Weiter sind alle Brücken so beschaffen, daß sie hinsichtlich der Koppelungsgruppen primär zwei antisymmetrische

pseudozyklische und sekundär zwei antisymmetrische/zyklische Brückensysteme bilden. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$K_1^{-\,-} = 1, 4, 5,\ K_2^{-\,-} = 2, 4, 6,\ K_3^{-\,-} = 5, 3, 6,$

$K_1^{-} = 1, 4,\quad K_2^{-} = 1, 5,\quad K_3^{-} = 2, 4,$

$K_4^{-} = 2, 6,\quad K_5^{-} = 3, 5,\quad K_6^{-} = 3, 6,$

$(1...6)_- = (6...1)_+$ 156,

worin die hermetrischen Brücken nach der Antisymmetrie $(1...6)_- = (6...1)_+$ aller hermetrischen und antihermetrischen Systeme der Koppelungsgruppen ermittelt werden können. Brückenfreie Kondensoraggregate gibt es offensichtlich in den Sekundärsystemen nicht, Es kommt nun noch darauf an, die Verteilung relativer Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken innerhalb der sechs Koppelungsgruppen zu ermitteln. Es gibt für die Kondensationsformen b und c grundsätzlich vier verschiedene Klassen Q von Quellen- und Senkensystemen, wenn die Quellen- beziehungsweise Senkeneigenschaften nach dem Hermetriegrad I h , II h , II a , I a bewertet werden. Das stärkste Hermetriegefälle müssen die primären Quellen- und Senkensysteme Q (I h $\rightarrow$ I a) aufweisen, in welchem primäre Quellen primären Senken gegenüberstehen. Q_1 umfasse alle in primären Kondensorbrücken auftretenden Aggregate, doch muß es noch $Q_1^{(o)}$ geben, womit die brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt werden. Das zweite System von Quellen- und Senkenverteilungen bilden die beiden Klassen von Primär- Sekundärquellen, nämlich Q_2^+ (I h $\rightarrow$ II a), beziehungsweise Q_2^- (II h $\rightarrow$ I a) während Q_3 (II h $\rightarrow$ II a) die sekundärenQuellenverteilung beschreibt. Alle diese Verteilungen sind externer Natur, das heißt, hermetrische Quellenaggregate stehen antihermetrischen Senkenaggregaten gegenüber. Es muß jedoch noch eine interne Verteilung innerhalb a oder h geben, weil es in jedem Fall zwischen primären und sekundären Kondensoraggregaten graduelle Hermetrieunterschiede gibt. Die beiden möglichen Klassen dieses internen Verteilungssystems sind dann Q_4^+ (I h $\rightarrow$ II h) und antihermetrische Q_4^- (II a $\rightarrow$ I a). Aus dem Bau der sechs Koppelungsgruppen und dem Gesetz der Kondensorbrücken folgt unmittelbar

$Q_1 = Q_1\ (K_j^{+\,+} \rightarrow K_j^{-\,-})_1^3$ und sekundär $Q_3 = Q_3\ (K_i^+ \rightarrow K_i^-)_1^6$.

Während in diesen beiden Systemen sämtliche Kondensorbrücken als Quellen oder Senken auftreten, ist dies für die brückenfreien Primärquellen nicht der Fall. Man erhält $(Q_1^{(o)} = Q_1\ (1,2,3 \rightarrow 6,5,4)$,

wobei sich 1, 2, 3 auf I h und 6, 5, 4 auf I a beziehen. Wenn die Indizierung $K_{\alpha\beta} \equiv (K_\alpha , K_\beta)$ zwei Kondensorbrücken der gleichen Art kennzeichnen, dann ergibt sich aus dem Schema der Koppelungsgruppen für die hermetrischen Primär-Sekundärquellen

$Q_2^+ = Q_2 (1,2,3 \rightarrow K_{3,5}^- , K_{1,6}^- , K_{2,4}^-)$, das heißt, hier stehen die gleichen Kopplungsgruppen in I h mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensorbrücken im Zusammenhang. Die antihermetrische Klasse dieser Quellen ist wiederum brückenfrei. Hier wirken jeweils zwei Koppelungsgruppen aus II h auf zwei entsprechende in I a ein, so daß sich $Q_2^- = Q_2 ((1,6) (2,5)(3,4) \rightarrow (4,5) (4,6) (5,6))$ ergibt. Es bleibt nun noch übrig, die beiden internen Quellensysteme zu erfassen. Für die hermetrische Form folgt

$Q_4^+ = Q_4 (1,2,3 \rightarrow K_{5,3}^+ , K_{6,1}^+ , K_{4,2}^+)$, während sich fürdie antihermetrische Klasse $Q_4^- = Q_4 (K_{2,4}^- , K_{1,6}^- , K_{3,5}^- \rightarrow 4, 5, 6)$ ergibt. Die vier Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der Koppelungsgruppen werden zusammengefaßt in

$Q_1 (I\ h \rightarrow I\ a) = Q_1 (K_i^{+\ +} \rightarrow K_i^{-\ -})_1^3$, $Q_1^{(o)} = Q_1 (1,2,3 \rightarrow 6,5,4)$,

$Q_2^+ (I\ h \rightarrow II\ a) = Q_2 (1,2,3 \rightarrow K_{3,5}^- \overset{K^-}{}_{1,6} K_{2,4}^-)$,

$Q_2^- (II\ h \rightarrow I\ a) = Q_2 ((1,6) (2,5) (3,4) \rightarrow (4,5) (4,6) (5,6))$,

$Q_3 (II\ h \rightarrow II\ a) = Q_3 (K_k^+ \rightarrow K_k^-)_1^6$, $Q_4^+ (I\ h \rightarrow II\ h) =$

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

$= Q_4 (K_{2,4}^- , K_{1,6}^- , K_{3,6}^- \rightarrow 4, 5, 6)$ ..... 156 a

Damit ist die strukturelle Beschreibung der Kondensationsform b und c als Kopplungsstruktur abgeschlossen.

Zur synmetronischen Untersuchung der Raumzeitkondensationen d muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß auf $\hat{\gamma}$ kein Sieboperator einwirkt, so daß in $\hat{\gamma}(d) = \hat{\gamma}$ alle Elemente wirksam werden. Aus diesem Grunde muß es $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren geben, welche zur Definition von Kopplungsselektoren geeignet sind, wenn wieder der allgemeine Fall ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} \neq {}^{2}\bar{\gamma}_{(\lambda\varkappa)}$ angenommem wird. Charakteristisch für diese 72 Kopplungsselektoren ist das Fehlen reiner Gitterkernindizierungen in den Kondensorsignaturen. Dieses Verhalten

geht allein auf $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ zurück. Aus der Natur von $\hat{\gamma}$ geht unmittelbar hervor, daß die 72 Kondensoren der Kopplungsselektoren sich in 18 Kopplungsgruppen anordnen und zwar müssen wieder nach Gleichung 154 a primär und sekundär pseudohermetrische Kondensoren die Extrema der gesamten Koppelungsstruktur aller Koppelungsgruppen kennzeichnen, die von primär- und sekundär/hermetrischen Kondensoren begleitet wird. Die 18 Koppelungsgruppen können wiederum, ähnlich wie in b und c klassifiziert werden, doch gibt es in diesem Fall nicht homo- und heteronome sondern diagonale, semidiagonale Koppelungsgruppen, sowie Extradiagonale. Zur expliziten Beschreibung soll die Indizierung $(\varkappa\lambda)$ der Elemente von $\hat{\gamma}$ durch die Chiffren $(1,1) \equiv 1$, $(2,2) \equiv 2$, $(3,3) \equiv 3$, $(1,2) \equiv \alpha$, $(1,3) \equiv \beta$, $(2,3) \equiv \gamma$, beziehungsweise $(2,1) \equiv \alpha^{\times}$, $(3,1) \equiv \beta^{\times}$ und $(3,2) \equiv \gamma^{\times}$ vereinfacht werden. Damit folgt unmittelbar für die Indizierungen der Koppelungsgruppen

1 d (12), 2 d (13), 3 d (23), 4 d (α), 5 d (β),
6 d (γ), 1 s (1α), 2 s (1β), 3 s (1γ),
4 s (2α), 5 s (2β), 6 s (2γ), 7 s (3α),
8 s (3β), 9 s (3γ), 1 e ($\alpha\beta$), 2 e ($\alpha\gamma$),
3 e ($\beta\gamma$), wobei d die Diagonale, s die semidiagonale und e die extradiagonale Klasse kennzeichnet. Nach diesen Koppelungsindizierungen verteilen sich also die Koppelungsextrema auf die achtzehn Koppelungsgruppen, für die begleitenden Kondensoren dieser Koppelungsselektoren gilt nach 154 a wieder innerhalb jeder Gruppe eine Verteilung auf primär- oder sekundär pseudoantihermetrische, beziehungsweise hermetrische Systeme nach dem Schlüssel I a, IIa, I h, II h, wie in b und c. Aus dem Schema der achtzehn Koppelungsindizierungen ergibt sich für die Besetzung dieser Systeme allerKoppelungsgruppen der Klassen d, s und e das Verteilungsschema
d (2, 14, 42, 14), s (6, 18, 30, 18), e (12, 20, 20, 20), somdaß nunmehr explizit die Kondensorbesetzung aller Koppelungsgruppen in Bezug auf I a, II a, I h, II h durchgeführt werden kann. Zuvor erscheint es zweckmäßig zur Kürzung der Schreibweise eine weitere Chiffrierung einzuführen; denn nach den bereits verwendeten Chiffren wird jede Signatur durch nur eine Ziffer angegeben, so daß

$$\begin{bmatrix} a \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b \\ \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ \gamma \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} a & b & c \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} \quad \text{oder wenn } \alpha = \beta = \gamma \text{ ist,}$$

$$\begin{vmatrix} a & b & c \\ \alpha & \alpha & \alpha \end{vmatrix} = (a\ b\ c)_{(\alpha)} \quad \text{beziehungsweise} \quad \begin{vmatrix} \alpha & \alpha & \alpha \\ a & b & c \end{vmatrix} = (a\ b\ c)^{(\alpha)}.$$

Zugleich erscheinen die Kürzungen $\varepsilon = (\alpha\ \alpha^{\times}\ \beta\ \beta^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})$,

$\varepsilon_1 \equiv (\alpha\,\alpha^{\times}\,\beta\,\beta^{\times})$, $\varepsilon_2 \equiv (\alpha\,\alpha^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})$ und $\varepsilon_3 \equiv (\beta\beta^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})$, sowie $A \equiv \left|\begin{smallmatrix}\alpha & \alpha^{\times}\\ \alpha^{\times} & \alpha\end{smallmatrix}\right|$, $B \equiv \left|\begin{smallmatrix}\beta & \beta^{\times}\\ \beta^{\times} & \beta\end{smallmatrix}\right|$ und $C \equiv \left|\begin{smallmatrix}\gamma & \gamma^{\times}\\ \gamma^{\times} & \gamma\end{smallmatrix}\right|$ zweckmäßig. Daraus folgt als Koppelungsstruktur der Raumzeitkondensationen das Schema der achtzehn Koppelungsgruppen. Es ist

1 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}1,2\\2\,1\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(3\,\varepsilon)_{(1,2)}$, I h) $(\varepsilon)^{(3)}_{(3)}$,
$(\alpha^{\times}\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, $(\beta^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta^{\times})}_{(\beta^{\times})}$, C, II h) $(3\varepsilon)^{(1,2)}$,

2 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}1\,3\\3\,1\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(2\,\varepsilon)_{(1,3)}$, I h) $(\varepsilon)^{(2)}_{(2)}$,
$(\alpha^{\times}\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, $(\beta^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta^{\times})}_{(\beta^{\times})}$, C, II h) $(2\,\varepsilon)^{(1,3)}$,

3 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}2,3\\3,2\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(1\,\varepsilon)_{(2,3)}$, I h) $(\varepsilon)^{(1)}_{(1)}$,
$(\alpha^{\times}\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, $(\beta^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta^{\times})}$, C, II h) $(1\,\varepsilon)^{(2,3)}$,

4 d I a) A, II a) $(1,2,3,\varepsilon_3)_{(\alpha\alpha^{\times})}$, I h) $(2,3,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,
$(3\,\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\,\gamma^{\times})^{(\beta^{\times})}_{(\beta^{\times})}$,
C, II h) $(1,2,3,\varepsilon_3)^{(\alpha\alpha^{\times})}$,

5 d I a) B, II a) $(1,2,3.\,\varepsilon_2)_{(\beta\beta^{\times})}$, I h) $(2,3,\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$,
$(3\,\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\,\gamma\,\gamma^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\gamma\,\gamma^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$,
II h) $(1,2,3,\varepsilon_2)^{(\beta\beta^{\times})}$,

6 d I a) C, II a) $(1,2,3,\varepsilon_1)_{(\gamma\gamma^{\times})}$, I h) $(2,3,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$
$(3\,\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\,\beta\,\beta^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\beta\,\beta^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$
B, II h) $(1,2,3,\varepsilon_1)^{(\gamma\gamma^{\times})}$,

1 s I a) $\left|\begin{matrix} 11\alpha\alpha^{\times}\alpha^{\times} \\ \alpha\alpha^{\times}1\alpha^{\times}1\alpha \end{matrix}\right|$, II a) $(2, 3, \varepsilon_3)_{(1\alpha\alpha^{\times})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta^{\times})}_{(\beta^{\times})}$, C , II h) $(2, 3, \varepsilon_3)^{(1\alpha\alpha^{\times})}$,

2 s I a) $\left|\begin{matrix} 22\alpha\alpha\alpha^{\times}\alpha^{\times} \\ \alpha\alpha^{\times}2\alpha^{\times}2\alpha \end{matrix}\right|$, II a) $(1, 3, \varepsilon_3)_{(2\alpha\alpha^{\times})}$, I h) $(3\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta^{\times})}$, C ,

3 s I a) $\left|\begin{matrix} 33\alpha\alpha\alpha^{\times}\alpha^{\times} \\ \alpha\alpha^{\times}3\alpha^{\times}3\alpha \end{matrix}\right|$, II a) $(1, 2, \varepsilon_3)_{(3\alpha\alpha^{\times})}$, I h)$(2\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\beta^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\beta^{\times})}_{(\beta^{\times})}$, C ,

II h) $(1, 2, \varepsilon_3)^{(3\alpha\alpha^{\times})}$,

4 s I a) $\left|\begin{matrix} 11\beta\beta^{\times} \\ \beta\beta^{\times}11 \end{matrix}\right|$, B , II a) $(2, 3, \varepsilon_2)_{(1\beta\beta^{\times})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, C , II h) $(2, 3, \varepsilon_2)^{(1\beta\beta^{\times})}$,

5 s I a) $\left|\begin{matrix} 22\beta\beta^{\times} \\ \beta\beta^{\times}22 \end{matrix}\right|$ B , II a) $(1, 3, \varepsilon_2)_{(2\beta\beta^{\times})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, C , II h) $(1, 3, \varepsilon_2)^{(2\beta\beta^{\times})}$.

6 s I a) $\left|\begin{matrix} 33\beta\beta^{\times} \\ \beta\beta^{\times}33 \end{matrix}\right|$, B , II a) $(1, 2, \varepsilon_2)_{(3\beta\beta^{\times})}$, I h)$(2\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^{\times}\ \gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\gamma\ \gamma^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, C ,

II h) $(1, 2, \varepsilon_2)^{(3\beta\beta^{\times})}$,

7 s I a) $\left|\begin{matrix} 11\gamma\gamma^{\times} \\ \gamma\gamma^{\times}11 \end{matrix}\right|$, C , II a) $(2, 3, \varepsilon_1)_{(1\gamma\gamma^{\times})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\beta\beta^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, B , II h) $(2, 3, \varepsilon_1)^{(1\gamma\gamma^{\times})}$.

8 s I a) $\left|\begin{matrix}22\,\gamma\gamma\gamma^{\times}\\ \gamma\gamma^{\times}22\end{matrix}\right|$, C , II a) $(1, 3, \varepsilon_1)_{(2\,\gamma\gamma^{\times})}$,

I h) $(3\,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\times}\beta\beta^{\times})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\times})^{(\alpha^{\times})}$ B , II h) $(1, 3, \varepsilon_1)^{(2\,\gamma\gamma^{\times})}$,

9 s I a) $\left|\begin{matrix}33\,\gamma\gamma\gamma^{\times}\\ \gamma\gamma^{\times}33\end{matrix}\right|$, C , II a) $(1, 2, \varepsilon_1)_{(3\gamma\gamma^{\times})}$,

I h) $(2\,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^{\times}\,\beta\beta)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\times})^{(\alpha^{\times})}_{(\alpha^{\times})}$, B , II h) $(1, 2, \varepsilon_1)^{(3\gamma\gamma^{\times})}$,

1 e I a) $\left|\begin{matrix}\alpha\alpha\alpha^{\times}\alpha^{\times}\beta\beta^{\times}\beta^{\times}\\ \beta\beta^{\times}\beta\beta^{\times}\alpha\alpha^{\times}\alpha\alpha^{\times}\end{matrix}\right|$, A B , II a) $(1, 2, 3, \gamma\gamma^{\times})_{(\varepsilon_1)}$,

I h) $(2, 3, \gamma, \gamma^{\times})^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\gamma\gamma^{\times})^{(2)}_{(2)}$,

$(\gamma\gamma^{\times})^{(3)}_{(3)}$, C , II h) $(1, 2, 3, \gamma, \gamma^{\times})^{(\varepsilon_1)}$,

2 e I a) $\left|\begin{matrix}\alpha\alpha\alpha^{\times}\alpha^{\times}\gamma\gamma\gamma^{\times}\gamma^{\times}\\ \gamma\gamma^{\times}\gamma\gamma^{\times}\alpha\alpha^{\times}\alpha\alpha^{\times}\end{matrix}\right|$, A C , II a) $(1, 2, 3, \beta, \beta^{\times})_{(\varepsilon_2)}$,

I h) $(2, 3, \beta\beta^{\times})^{(1)}_{(1)}$, $(3\beta\beta^{\times})^{(2)}_{(2)}$, $(\beta\beta^{\times})^{(3)}_{(3)}$, B,

II h) $(1, 2, 3, \beta, \beta^{\times})^{(\varepsilon_2)}$,

3 e I a) $\left|\begin{matrix}\beta\beta\ \beta^{\times}\beta^{\times}\gamma\gamma\gamma^{\times}\gamma^{\times}\\ \gamma\gamma^{\times}\gamma\gamma^{\times}\beta\beta^{\times}\beta\beta^{\times}\end{matrix}\right|$, B C , II a) $(1, 2, 3, \alpha, \alpha^{\times})_{(\varepsilon_3}$

I h) $(2, 3, \alpha, \alpha^{\times})^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\alpha\alpha^{\times})^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha\alpha^{\times})^{(3)}_{(3)}$, A,

II h) $(1, 2, 3, \alpha, \alpha^{\times})^{(\varepsilon_3)}$.

Aus dieser Koppelungsstruktur raumzeitlicher Kondensationen können die Kondensorbrücken abgelesen werden. Die Primärbrücken hinsichtlich a bestehen aus jeweils sechs Gliedern, doch sind 1 d , 2 d und 3 d in Bezug auf I a brückenfrei. Die drei bestehenden Brükken existieren dagegen in α , β und γ , nämlich

K_1^{--} (α) = 4 d , 1 s , 2 s , 3 s , 1 e , 2 e , sowie

K_2^{--} (β) = 5 d , 4 s , 5 s , 6 s , 1 e , 3 e und

K_3^{--} (γ) = 6 d , 7 s , 8 s , 9 s , 2 e , 3 e . Alle übrigen Elemente aus I a sind brückenfrei, so daß es trotz der achtzehn Koppelungsgruppen innerhalb der Struktur nur drei primärantihermetrische Kondensorbrücken gibt. Im hermetrischen Antagonismus I h muß es dagegen mehr Kondensorbrücken geben. Zunächst folgt für die zu I a komplementären Brücken in α , β und γ das Schema

$K_1^{++}(\alpha)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 6 d , 4 s , 5 s , 6 s , 7 s , 9 s , 3 e , ferner

$K_2^{++}(\beta)$ = 1 d, 3 d,,2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 3 s, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e, und

$K_3^{++}(\gamma)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e.

Im hermetrischen Fall gibt es aber neben diesen zwölfgliedrigen Brücken pseudodiagonaler Formen auch noch Brücken echter Diagonalformen, nämlich

$K_4^{++}(1,2)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 3 s, 6 s, 9 s, 1 e, 2 e, 3 e, sowie

$K_5^{++}(1,3)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 2 s, 5 s, 8 s, 1 e, 2 e, 3 e, und

$K_6^{++}(2,3)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 1 s, 4 s, 7 s, 1 e, 2 e, 3 e.

Neben diesen sechs Diagonalbrücken gibt es noch neun semidiagonale und drei extradiagonale Formen. Für die semidiagonalen Brücken gilt:

$K_7^{++}(1,\alpha)$ = 3 d, 5 d, 6 d, 5 s, 6 s, 8 s, 9 s, 3 e,

$K_8^{++}(2,\alpha)$ = 2 d, 5 d, 6 d, 4 s, 6 s, 7 s, 9 s, 3 e,

$K_9^{++}(3,\alpha)$ = 1 d, 5 d, 6 d, 4 s, 5 s, 7 s, 8 s, 3 e,

$K_{10}^{++}(1,\beta)$ = 3 d, 4 d, 6 d, 2 s, 3 s, 8 s, 9 s, 2 e,

$K_{11}^{++}(2,\beta)$ = 2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 3 s, 7 s, 9 s, 2 e,

$K_{12}^{++}(3,\beta)$ = 1 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 7 s, 8 s, 2 e,

$K_{13}^{++}(1,\gamma')$ = 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 5 s, 6 s, 1 e,

$K_{14}^{++}(2,\gamma')$ = 2 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 4 s, 6 s, 1 e,

$K_{15}^{++}(3,\gamma')$ = 1 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 4 s, 5 s, 1 e,

während sich für die extradiagonalen Brücken

$K_{16}^{++}(\alpha,\beta)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 7 s, 8 s, 9 s, sowie

$K_{17}^{++}(\alpha,\gamma')$ = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 4 s, 5 s, 6 s und

$K_{18}^{++}(\beta,\gamma')$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 1 s, 2 s, 3 s ergibt.

Ganz analog ergeben sich für die Sekundärsysteme II a und II h jeweils dreißig Kondensorbrücken, doch sind immer zwei derselben hinsichtlich ihrer Indizierungen transponiert, so daß zur Vereinfachung $K_1\ (^{\gamma}_{\mu}) = C_1\ (^{\gamma}_{\mu})$ gesetzt werden soll, wenn $K_1 = K_1\ (^{\mu}_{\gamma})$ ist. Für die Gesamtheit aller sekundären Kondensorbrücken folgt dann die Symmetrie $K_1^{\pm} = C_1^{\mp}$, so daß nur die dreissig Brücken aus a oder h in 15 Indizierungen geschrieben zu

werden brauchten. Die Gesamtheit aller Kondensorbrücken im Fall (d) ist enthalten in

K_1^{--} (α) = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 1 e, 2 e,

K_2^{--} (β) = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e, 3 e,

K_3^{--} (γ) = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e, 3 e,

K_1^{++} (α) = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 6 d, 4 s, 5 s, 6 s, 7 s, 8 s, 9 s, 3 e,

K_2^{++} (β) = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 3 s, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e,

K_3^{++} (γ) = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e,

K_4^{++} (1,2)= 4 d, 5 d, 6 d, 3 s, 6 s, 9 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_5^{++} (1,3)= 4 d, 5 d, 6 d, 2 s, 5 s, 8 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_6^{++} (2,3)= 4 d, 5 d, 6 d, 1 s, 4 s, 7 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_7^{++} (1,α)= 3 d, 5 d, 6 d, 5 s, 6 s, 8 s, 9 s, 3 e,

K_8^{++} (2,α)= 2 d, 5 d, 6 d, 4 s, 6 s, 7 s, 9 s, 3 e,

K_9^{++} (3,α)= 1 d, 5 d, 6 d, 4 d, 5 d, 7 s, 8 s, 3 e,

K_{10}^{++} (1,β)= 3 d, 4 d, 6 d, 2 s, 3 s, 8 s, 9 s, 2 e,

K_{11}^{++} (2,β)= 2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 3 s, 7 s, 9 s, 2 e,

K_{12}^{++} (3,β)= 1 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 7 s, 8 s, 2 e,

K_{13}^{++} (1,γ)= 3 d, 4 d, 5 d, 2 s, 3 s, 5 s, 6 s, 1 e,

K_{14}^{++} (2,γ)= 2 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 4 s, 6 s, 1 e,

K_{15}^{++} (3,γ)= 1 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 4 s, 5 s, 1 e,

K_{16}^{++} (α,β)= 1 d, 2 d, 3 d, 6 d, 7 s, 8 s, 9 s,

K_{17}^{++} (α,γ)= 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 4 s, 5 s, 6 s,

K_{18}^{++} (β,γ)= 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 1 s, 2 s, 3 s,

K_1^{-} ($\frac{1}{2}$) = 3 d, 2 d, 5 s, 8 s,

C_1^{-} = 2 d, 1 s, 4 s, 7 s,

K_2^{-} ($\frac{1}{3}$) = 3 d, 3 s, 6 s, 9 s,

C_2^{-} = 1 d, 1 s, 4 s, 7 s,

K_3^{-} ($\frac{2}{3}$) = 2 d, 3 s, 6 s, 9 s,

C_3^{-} = 1 d, 2 s, 5 s, 8 s,

K_4^- $(\alpha^1_{,}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 2 s, 3 s, 1 e, 2 e,

C_4^- = 1 d, 2 d, 4 s, 7 s,

K_5^- $(\alpha^2_{,}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 1 s 3 s, 1 e, 2 e,

C_5^- = 1 d, 3 d, 5 s, 8 s,

K_6^- $(\alpha^3_{,}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 1 s, 2 s, 1 e, 2 e,

C_6^- = 2 d, 3 d, 6 s, 9 s,

K_7^- $(\beta^1_{,}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 5 s, 6 s, 1 e, 3 e,

C_7^- = 1 d, 2 d, 1 s, 7 s,

K_8^- $(\beta^2_{,}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 4 s, 6 s, 1 e, 3 e,

C_8^- = 1 d, 3 d, 2 s, 8 s,

K_9^- $(\beta^3_{,}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 4 s, 5 s, 1 e, 3 e,

C_9^- = 2 d, 3 d, 3 s, 9 s,

K_{10}^- $(\gamma^1_{,}\gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 8 s, 9 s, 2 e, 3 e,

C_{10}^- = 1 d, 2 d, 1 s, 4 s,

K_{11}^- $(\gamma^2_{,}\gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 7 s, 9 s, 2 e, 3 e,

C_{11}^- = 1 d, 3 d, 2 s, 5 s,

K_{12}^- $(\gamma^3_{,}\gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 7 s, 8 s, 2 e, 3 e,

C_{12}^- = 2 d, 3 d, 3 s, 6 s,

K_{13}^- $\left(\begin{smallmatrix}\alpha\alpha^{\varkappa}\\ \beta\beta^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 3 e,

C_{13}^- = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 2 e,

K_{14}^- $\left(\begin{smallmatrix}\alpha\alpha^{\varkappa}\\ \gamma^{\lambda}\gamma^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 3 e,

C_{14}^- = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 3 e,

K_{15}^- $\left(\begin{smallmatrix}\beta\beta^{\varkappa}\\ \gamma^{\lambda}\gamma^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e,

C_{15}^- = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e,

$K_1^{\pm}$ = $C_1^{\mp}$, $1 \leq 1 \leq 15$ ..... 157.

Mit Hilfe dieser Kondensorbrücken innerhalb der Einzelterme des Spektrums der Raumzeitkondensationen wird es nunmehr möglich die Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken zu untersuchen, was aber weitaus komplizierter ist als die entsprechende Untersuchung der Kondensationsformen (b) und (c). Diese Komplikation geht auf die Tatsache zurück, daß alle Kondensorbrücken komplizierte Vernetzungs-

systeme bilden, deren einfachste aus den K^{--} gebildet werden. Äußerst verwickelt ist das Brückemsystem der K^{++}, während wiederum eine Symmetrie zwischen $(K,C)^{+}$ und $(K,C)^{-}$ besteht, was in Gleichung 157 zum Ausdruck kommt. Brückenfreie Elemente gibt es nur in I a, aber nicht in I h oder II (ah), was ebenfalls eine innerstrukturelle Abweichung von den Formen (b) und (c) bedeutet. Trotz dieser Vernetzungssysteme der Kondensorbrücken kann es auch im Fall (d) der Kondensation nur die vier Arten von Quellen- Senkensys temen geben, wie im Fall (bc) ; denn diese Verteilungen gehen auf die Teilsysteme I a, II a, I h, II h der Koppelungsgruppen zurück, welche auch im Fall (d) die innere Koppelungsstruktur beschreiben. Aus den Kondensorbrücken Gleichung 157 und der allgemeinen Koppelungsstruktur von (d) ergeben sich für die 4 Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen im Fall der Raumzeitkondensationen die Darstel lungen

$$Q_1\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_1\,(\,(K_1^{++})_1^{18} \rightarrow K_{123}^{--}\ (123)\ d\ ,\ s\ ,\ e\,)\ ,$$

$$Q_2^{+}\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{II\ a}) = Q_2\,(\,(K_1^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^{-}\ \ C_i^{-})_1^{15}\,)\ ,$$

$$Q_2^{-}\,(\mathrm{II\ h} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_2\,(\,(K_i^{+}\ ,\ C_i^{+})_1^{15} \rightarrow (123)\ d\ ,\ s\ ,\ e)\ ,$$

$$Q_3\,(\mathrm{II\ h} \rightarrow \mathrm{IIa}) = Q_3\,(K_1^{+}\ ,\ C_1^{+} \rightarrow C_1^{-}\ \ K_1^{-})_1^{15}\ ,$$

$$Q_4^{+}\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{IIh}) = Q_4\,(\,(K_1^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^{+}\ ,\ C_i^{+})_1^{15}\,)\ ,$$

$$Q_4^{-}\,(\mathrm{II\ a} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_4\,(\,(K_1^{-}\ ,\ C_1^{-})_1^{15} \rightarrow (123)\ d,\ s,\ e)\ \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 157\ a,$$

das heißt, dieses System von Kondensorquellen ist wesentlich verwickelter gebaut als das analoge von b und c.

Die im Vorangegangenen beschriebenen vier Kondensationsformen $\hat{\gamma}^{\kappa}(a)$, $\hat{\gamma}^{\kappa}(b)$, $\hat{\gamma}^{\kappa}(c)$, $\hat{\gamma}^{\kappa}(d) \equiv (a, b, c, d)$ unterscheiden sich im wesentlichen durch die Gruppen von Eigenschaften, nämlich durch metrische Eigenschaften m, strukturelle s und konfigurative K. Die metrischen Eigenschaften beziehen sich dabei auf die algebraischen Eigenschaften der hermetrischen Formen, also auf $\mathrm{Im}\ \mu = o$ oder $\mathrm{Im}\ \mu \neq 0$, beziehungsweise $\mathrm{R\,e}\ \mu \neq o$ oder $\mathrm{R\,e}\ \mu = o$, während s die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Koppelungsstruktur umfaßt. Die konfigurative Klasse von Eigenschaften enthält dagegen alle Eigenschaften der Kondensorquellsysteme. Zwi-

schen den vier Kondensationsformen gibt es ganz eindeutig Affinitäten hinsichtlich der drei Eigenschaftsgruppen. Denkbar sind Affinitäten in erster Klasse (m) , (s) , (k) , ferner in der zweiten Klasse (ms) , (mk), (sk) , und in der dritten Klasse (msk), wobei die vier Kondensationsformen $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zur zweiten Klasse fähig sind. In der dritten Affinitätsklasse existieren offenbar überhaupt keine Affinitäten; denn in dieser Klasse wäre die Affinität so stark, daß sie zur Identität würde. In der zweiten Klasse dagenen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten a (m s) b , sowie b (sk) c und c (ms) d , während die erste Klasse a (s) c und b (s) d umfaßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieuntersuchung im Kompositionsfeld verglichen, so weigt sich, daß m als Imaginärform die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften aber als Komplexform die ~~die~~ ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppen s werden die Unterschiede deutlicher. a (ms) b bedeutet, daß die durch a (1) beschriebenen gravitonischen Eigenschaften b begleiten, aber, daß in b das photonische Verhalten durch die Signaturen (1,2) , (2) , (2,2) der Koppelungsstruktur verursacht werden muß. Aus b (sk) c geht hervor, daß zwar auch die Neutrokorpuskeln von a (1) begleitet wird und daß auch ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, während die typischen Kennzeichen der Neutrokorpuskeln auf die Signaturen (1,3), (3) , (3,3) zurückgehen müssen, was auch das komplexe Verhalten des linearen Selektoraggregates μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität c (ms) d schließlich bedeutet, daß d nicht mehr von a (1) begleitet wird, sondern, daß die transfiniten Gravitationsterme nur noch in der Signatur (1,1) auftreten. Ferner sind in d, sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (1,2) , (2,2) und komplex ponderable Eigenschaften (1,3) , (3,3) . Darüberhinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft, nämlich (2,3), die bei a b und c nicht auftritt. Dies bedeutet, daß (2,3) nur das elektrische Ladungsfeld beschreiben kann, welches von den Kondensationen d ausgehen muß, weil diese Formen durch geladene Korpuskeln interpretierbar sind. In diesem statischen elektrischen Feld müssen wegen (2,3) photonische Eigenschaften (2) mit solchen der Ponderabilität oder Statik (3) kombiniert sein, woraus die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes an seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nullinie im R_4) zurück

gehen muß. Wird nun noch die erste Affinitätsklasse a (s) c und b (s) d berücksichtigt, dann zeigt sich, daß es bereits aufgrund dieser Affinitäten transmutatorische Übergänge zwischen den grundsätzlichen Kondensationsformen geben muß. Diese vermuteten Übergänge wären progressiv $a \to b \to c$, oder $a \to b \to d$, beziehungsweise revers $(c\ d) \to b \to a$. Hier ist $a \to b$ möglich, wenn teilweise die Zeit kondensiert und $b \to c$, wenn diese Zeitkondensation in eine komplexe Raumkondensation umspringt. Im Fall $b \to d$ muß dagegen dieses Umspringen der Kondensation nur partiell erfolgen, wobei der begleitende Term a als eigenständige Kondensation verschwindet. Dieses Verschwinden ist aber keineswegs an den Übergang $b \to d$ gebunden, vielmehr kann wegen b (sk) c auch der Übergang $c \to d$ stattfinden, denn hier braucht nur ein partielles Umspringen in eine imaginäre Zeitkondensation beim Verschwinden des eigenständigen Terms a zu erfolgen. In beiden Fällen $(b\ c) \to d$ muß aber wegen des partiellen räumlichen und zeitlichen Kondensierens ein durch die Signatur (2,3) charakterisierter elektrischer Feldterm entstehen. Der Übergang $c \to d$ ist identisch mit dem intermittierenden Übergang einer Neutrokorpuskel in die energetisch tiefere des komplementären Ladungsspektrums, was bereits beim Spektrum der komplexen Kondensationen im Kompositionsfeld als intermittierender β - Zerfall der Neutrokorpuskeln beschrieben wurde. Nach B III kann diese Affinität (c,d) beim β_--Prozeß der Neutron-Protontransmutation unmittelbar und indirekt bei β_+-Prozessen von Nuklearstrukturen beobachtet werden. Beim β_--Prozeß einer Nuklearstruktur muß dagegen die inverse Affinität (d,c) und beim Korpuskelpaarbildungen (b d) im Fall geladener und (bc) im Fall der Neutrokorpuskelpaare wirksam werden, während die Zerstrahlungsprozesse derartiger Korpuskelpaare den inversen Affinitäten (d,b) und (c,b) entsprechen. Die ebenfalls mögliche Affinität (a,b) , beziehungsweise (b, a) liegt zwar nach 69 und 69 a nahe, doch gibt es in der Empirik B hierfür kein direktes Analogon. Nur die Beziehung 19 B II ist wegen der Lösung von 69 für $\varrho = o$ und $\bar{E} = \bar{o}$ ein indirektes Analogon zu dieser Affinität.

5.) Feldaktivierung und Kondesor - fluß.

In allen Kondensoren der Koppelungsstrukturen erscheinen die kovarianten Basissignaturen hermitesch, weil in $\hat{\mathfrak{x}} = \hat{\mathfrak{x}}_+ + \hat{\mathfrak{x}}_-$ von ${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu\gamma)}$ die Anteile $\hat{\mathfrak{x}}_-$; n = const sind und als ein Metronenfeld aktivierende metronischhe Spinfeldselektoren interpretiert werden müssen. Da in den Kontrasignaturen kein partielles Metrondifferential wirkt, müssen diese konstanten Feldaktivatoren oder metronische Spinselektoren in diesen Kontrasignaturen enthalten sein. Aus dieser Eigenschaft von $\hat{\mathfrak{x}}$ und der Darstellbarkeit der Fundamentalselektoren durch die Struktureinheiten der Gitterkerne ${}^2\bar{\mathfrak{x}} = \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\mathcal{K}} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}$ folgt

$${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu\gamma)} = {}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu\gamma)+} + {}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu\gamma)-} =$$

$$= \mathrm{s\,p}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)+} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)-}) \times ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-}) =$$

$$= \mathrm{s\,p}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-}) +$$

$$+ \mathrm{s\,p}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+}) \text{ oder}$$

${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu,\gamma)-} = \mathrm{s\,p}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+})$, was wegen ${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mu,\gamma)-}$; n = const für alle Gitterkerne nur durch ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\lambda)\pm} \sim \mathfrak{f}^{(\pm 1)}(\mu)$ erfüllbar ist, wenn μ das Linearaggregat der hermetrischen Gitterselektoren bedeutet. Dieser Funktionalselektor $\mathfrak{f}$ ist also vom jeweiligen Gitterkern völlig unabhängig, während μ jedoch diejenigen Gitterselektoren enthält, von denen die betreffende Struktureinheit bestimmt wird. Aus diesem Ansatz folgt also ${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mathcal{K}\lambda)+} = {}^2\bar{\mathfrak{a}}_{(\mathcal{K}\lambda)+}\ \mathfrak{f}_{\mathcal{K}}\ \mathfrak{f}_{\lambda}$ mit ${}^2\bar{\mathfrak{a}}_{(\mu\gamma)+}$ = const und

${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\mathcal{K}\lambda)-} = \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\alpha}_{(\mathcal{K})-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)-}\ \mathfrak{f}_{\mathcal{K}}\ \mathfrak{f}_{\lambda}^{-1} +$

$+ \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\alpha}_{(\mathcal{K})-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)+}\ \mathfrak{f}_{\mathcal{K}}^{-1}\ \mathfrak{f}_{\lambda}$. Die Konstanz dieses Selektors ist aber nur dann erreichbar, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitterkerne so beschaffen sind, daß $\mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\alpha}_{(\mathcal{K})+} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)-} = \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\alpha}_{(\mathcal{K})-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)+} = 1/4\ {}^2\bar{\alpha}_{(\mathcal{K}\lambda)-}$ ist. Man erhält dann

$^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)+} = {}^{2}\bar{a}_{(\mathcal{K}\lambda)+}\ f\ (\mu_{\mathcal{K}})\ f\ (\mu_{\lambda})$ und $^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)-} =$

$= {}^{2}\bar{a}_{(\mathcal{K}\lambda)-}\ \frac{1}{f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda}}\ (f^{2}_{\mathcal{K}} + f^{2}_{\lambda})$. Da aber $^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)-}\ ;\ n = \text{const}$ sein muß, folgt die Bedingung $\frac{f^{2}_{\mathcal{K}} + f^{2}_{\lambda}}{f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda}} = \beta_{\mathcal{K}\lambda} = \text{const}$ mit $\beta_{\mathcal{K}\lambda} \neq 2$ für $\mathcal{K} \neq \lambda$, aber $\beta_{\lambda\lambda} = 2$. Einsetzen dieser Darstellung von $^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ in Gleichung 153 liefert wegen $\underline{sp}\ ^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)} = \underline{sp}\ ^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)+} \sim f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda}$ eine weitere Bedingung, nämlich

$f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda} \sim |(e^{\underline{\lambda}_{l}\mu} - E)^{\underline{a}_{l}}\ \delta_{kl}\ |_{q}$ für die beiden Funktionalselektoren, wenn sich μ additiv aus den Gitterselektoren zusammensetzt, welche die Argumente von $f_{\mathcal{K}}$ und f_{λ} sind. Alle Bedingungen dieser Funktionalselektoren der Gitterkerne werden zusammengefaßt in

$$^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\lambda)\pm} \sim f^{\pm 1}_{\lambda} = f^{\pm 1}\ (\mu_{\lambda})\ ,\ f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda} \sim |(e^{\underline{\lambda}_{l}\mu} - E)^{\underline{a}_{l}}\ \delta_{kl}\ |_{q},$$

$$\frac{f^{2}_{\mathcal{K}} + f^{2}_{\lambda}}{f_{\mathcal{K}}\ f_{\lambda}} = \beta_{\mathcal{K}\lambda} = \text{const.}\ \beta_{\mathcal{K}\lambda} \neq 2\ ,\ \beta_{\lambda\lambda} = 2\ ,$$

$$\mu = \mu_{\mathcal{K}} + \mu_{\lambda} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 158,$$

wodurch die Konstanz der antihermiteschen Bestandteile von $\hat{\gamma}$ garantiert ist.

Jede der im Vorangegangenen behandelten Kondensationsformen wird durch ein System von Fundamentalkondensoren bestimmt, welches aus dem jeweiligen Korrelator hervorgeht und eine für die betreffende Kondensationsform typische Koppelungsstruktur bedingt. In einem solchen Kondensorsystem gibt es zu jeder Basissignatur $(\mathcal{K}, \lambda)$ und $(\lambda, \mathcal{K})$ eine ganze Serie von Kondensoren mit allen vom Korrelator zugelassenen Kontrasignaturen und stets muß das Geodäsiegesetz

$$\ddot{x}^{(\mu\gamma)\underline{i}}_{(\mathcal{K}\lambda)} + \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\mu\ \gamma)}_{(\mathcal{K}\ \lambda)} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\ \dot{\underline{x}}^{\underline{l}} = o \quad \text{gelten, wenn } x \text{ für die}$$

Gitterselektoren gesetzt wird. Zwar kann für jedes Element $(\mathcal{K}\lambda)$ aus $\hat{\gamma}$ ein geodätisches Bezugssystem $C_{(\mathcal{K}\lambda)} = C_{(\lambda\mathcal{K})}$ gefunden werden, auf welches bezogen $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} = o$ wird, doch ist die Geodäsiebedingung für jedes andere Element aus $\hat{\gamma}$ durch $C_{(\mathcal{K}\lambda)}$ nicht mehr gegeben. Da sich die Geodäsieeigenschaften immer in der Basissignatur eines Kondensors zeigen und die gesamte Kondensation als

Koppelungsstruktur immer nur auf ein Bezugssystem des R_6 bezogen werden kann, besteht zwar stets die Möglichkeit ein zu einer Basissignatur gehöriges Kondensorsystem durch die Wahl des zu dieser Basissignatur geodätischen Bezugssystems fortzutransformieren, doch bleiben dabei grundsätzlich die Kondensoren anderer Basissignaturen erhalten, weil diese Elemente aus $\hat{\mathcal{G}}$ hinsichtlich des gewählten Bezugssystems unmöglich ebenfalls geodätisch sein können. Wenn also $\hat{\mathcal{G}}$ der betreffenden Kondensationsform aus mehr als einer Struktureinheit besteht, was bei den Kondensationen b, c und d der Fall ist, dann kann grundsätzlich kein Bezugssystem gefunden werden, das diese Kondensationen forttransformiert. Die Existenz dieser Koppelungsstrukturen ist also eine Invariante gegen alle überhaupt denkbaren Koordinatentransformationen, was die unmittelbare Konsequenz von mehr als einem Gitterkern ist. Nur die Kondensationen a können durch ein, hinsichtlich (1,1) geodätisches System forttransformiert werden. In Bezug auf ein solches System $C_{(1,1)}$ existieren also alle physikalischen Wirkungen nicht mehr, welche auf $\overset{*}{\mathcal{G}}(1,1)$ zurückgehen. Da es sich dabei aber immer um Gravitationsprozesse handelt, erscheint die Gravitationswirkung als eine vom Bezugssyste abhängige Scheinwirkung, weshalb die geodätische Bewegung des freien Falls kräftefrei verläuft, und trotzdem die Gravitationsfeldquelle unverändert bleibt. Diese gravitativen Feldquellen können grundsätzlich nur in ihrer Existenz invariante Kondensationen der Klassen b, c oder d sein. Hinsichtlich der kartesischen Gitterselektoren x einer leeren Welt $R_{6(o)}$ können die Fundamentalkondensoren wegen der geodätischen Gleichung $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}}\begin{pmatrix}\mu\gamma\\ \varkappa\lambda\end{pmatrix} = -\left[\begin{matrix}i\\ k\ l\end{matrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{-+}{}_{(\varkappa\lambda)}\,\dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\,\dot{\underline{x}}^{\underline{l}}$ als Tensorpotentiale einer möglichen Wechselbeziehung im Sinne einer Korrespondenz interpretiert werden, Es muß also für irgendeine Kondensationsform ebensoviele Wechselwirkungsspektren einer Korrespondenzstruktur geben, wie es Kondensoren in der betreffenden Hermetrieform gibt. Der Maximalfall liegt bei d vor, weil hier auf $\hat{\mathcal{G}}$ kein Sieboperator einwirkt, was zu $3^4 = 81$ verschiedenen Korrespondenspektren führt.

Ein Kondensor beschreibt immer den metronischen Verdichtungszustand hinsichtlich des leeren R_6 infolge einer metrischen Strukturänderung. Dieser Verdichtungszustand hat aber einen metrischen Kompressionszustand zur Folge, der durch einen Raumkompressor $\overset{4}{\mathcal{S}}{}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}$ beschrieben wird. Dieser Raumkompressor wird nur durch die

Signatur des betreffenden Kondensors bestimmt, weil er, gemäß

$\overset{4}{\varrho}{}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = K^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}$; $\left[\begin{matrix}\widehat{\mu\ \gamma}\\ \varkappa\ \lambda\end{matrix}\right]$ durch einen Raumkondensor, also durch zwei Kondensfeldselektoren mit kovarianter Dublettsignatur definiert ist. Wie sich ein solcher Raumkompressor im Fall einer Kondensation des R_6 verhält, kann aus dem Kompositionsfeld hergeleitet werden. Aus der Weltgleichung L; $\widehat{[\,]} = \overset{4}{o}$ folgt $\bar{\lambda} \times \widehat{[\,]} = K$; $\widehat{[\,]} = \overset{4}{\varrho}$ für die metrischen Kondensationsstufen, während das Matrizenspektrum $s\,p\ \overset{4}{\varrho} = \bar{\lambda}\ [\,] \sim {}^2\bar{W}$ phänomenologisch durch einen quantisierten tensoriellen Energiedichteselektor ${}^2\bar{W} = \frac{\delta_V\, {}^2\bar{H}}{\delta\, V}$ mit $\delta\, V = \tau^{3/2} \prod_{k=1}^{3} \delta\, ()_k$ des R_3 dargestellt werden kann.

Ist $\delta\, \Omega = \prod_{i=1}^{6} \delta\, C_i$ mit $C_i = \alpha_i\, ()_i$ ein Volumenelement des leeren R_6, dann folgt $\overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ s\,p\ \overset{4}{\varrho}\ ()\ \delta\, \Omega \sim \sim \overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ {}^2\bar{W}$; $()\ \delta\, \Omega \sim \overset{T}{S^2}_{T_1}\ \overset{\varepsilon}{S^2}_{\varepsilon_1}\ \overset{\eta}{S^2}_{\eta_1}\ {}^2\bar{H}$;

; $()\ \delta\, ()_6\ \delta\, ()_5\ \delta\, ()_4 = \overset{T}{S^2}_{T_1}\ {}^2\bar{G}$; $()\ \delta\, ()_4$,

wenn ${}^2\bar{G} = \overset{\varepsilon}{S^2}_{\varepsilon_1}\ \overset{\eta}{S^2}_{\eta_1}\ {}^2\bar{H}$; $()\ \delta\, ()_5\ \delta\, ()_6$ für das transfinite metronische Energieintegral gesetzt wird. Nach dem elementaren Extremalprinzip der Energie, nach welchem stets das tiefste Niveau angestrebt wird, gilt aber $\delta\ \overset{T}{S^2}_{T_1}\ {}^2\bar{G}$; $()\ \delta\, ()_4 = {}^2\bar{o}$,

was eingesetzt $\delta\ \overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ s\,p\ \overset{4}{\varrho}$; $()$; $\delta\, \Omega =$

$= | s\,p\ \delta\ \overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ \overset{4}{\varrho}$; $()\ \delta\, \Omega = {}^2\bar{o}$ oder $\overset{4}{o} = \delta\ \overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ \overset{4}{\varrho}$;

; $()\ \delta\, \Omega \sim \delta\ \overset{\Omega}{S^2}_{\Omega_1}\ \overset{4}{\varrho}$; $()\ \prod_{i=1}^{6} \delta\, ()_i =$

$= \delta\ \overset{n}{S^2}_{n_1}\ \overset{4}{\varrho}$; $()\ \delta\, n$, also $\delta\ \overset{n}{S^2}_{n_1}\ \overset{4}{\varrho}$; $()\ \delta\, n = \overset{4}{o}$

weil immer $\delta\ n_i = 1$ ist. Diese Eigentümlichkeit des Raumkompressors muß aber für alle Raumkompressoren universell gelten, die durch irgendeinen Fundamentalkondensor bestimmt werden, weil zu jeder Kondensorsignatur ein Energiedichteselektor definiert ist. Nach dem Variationsprinzip versucht also jeder Raumkompressor in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronenziffer den Minimalwert zu erreichen. Die Beziehung

$$\dot{\underline{x}}^{\underline{i}} \begin{pmatrix} \mu\gamma \\ \varkappa\lambda \end{pmatrix} = - \left[{}^{i}_{k\ l} \right]^{(\mu\ \gamma)}_{(\varkappa\ \lambda)} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\ \dot{\underline{x}}^{\underline{l}} ,$$

$$\delta \overset{n}{\underset{n_1}{S^2}}\ {}^4\bar{\varrho}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \ ;\ ()\ \delta\ n = {}^4\bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 159$$

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{\varkappa}$ gebildet werden kann, ein Korrespondenzspektrum $\dot{\underline{x}}^{\underline{i}}$ von Wechselwirkungspotenzen und einen Raumkompressor gibt, der stets versucht, das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen. Im Falle des Kompositionsfeldes folgt aus ${}^4\bar{\varrho} = K\ ;\ \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ nach Bildung des Matrizenspektrums ${}^2\bar{\varrho} = s\,p\ {}^4\bar{\varrho} = \bar{\lambda}\ \hat{[\,]} \sim {}^2\bar{W} = {}^2\bar{T} - 1/4\ {}^2\bar{\varkappa}\ ;\ ()\ T$ mit dem kanonischen Energiedichteselektor ${}^2\bar{T}$ und $s\,p\ {}^2\bar{T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert ${}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\varkappa}\ ;\ ()\ s\,p\ {}^2\bar{\varrho} \sim {}^2\bar{T}$, worin das Energieprinzip durch die Divergenzfreiheit $s\,p\ ()^{(66)}_{(-)}\ ;\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ oder aequivalent durch $s\,p\ ()^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\varkappa}\ ;\ ()\ sp\ {}^2\bar{\varrho}) = \bar{o}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld möglich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$s\,p\ ()^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ (()\ -\ 1/2\ {}^2\bar{\varkappa}\ s\,p\ ()\ )\ ;\ s\,p\ {}^4\bar{\varrho} = \bar{o} \quad \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 159\,a$$

als ein kompositives Erhaltungsprinzip des Raumkompressors. Dieses Erhaltungsprinzip sagt aus, daß der durch $(()\ -\ 1/2\ {}^2\bar{\varkappa}\ s\,p\ ())\ ;\ ;\ s\,p\ {}^4\bar{\varrho}$ beschriebene Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld immer erhalten bleibt und zwar unabhängig von synmetronischen Änderungen der Partialstrukturen.

Im Folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \equiv (\mu\ \gamma)$, $\beta \equiv (\varkappa\lambda)$ und

$$\left[{}^{\mu\ \gamma}_{\varkappa\ \lambda} \right]_{-} \equiv \left[{}^{\alpha}_{\beta} \right] \quad \text{verwendet werden. Die Koppelungsextrema}$$

$\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ charakterisieren die Koppelungsklassen I a und II a durch $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$, was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ bedingt aber nach Gleichung 149 a und 150 $\psi^{(\alpha)}_{(\beta)_{kl}} = o$ also $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = o$. Das ~~praktikuläre~~ partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervall $0 < \psi_{kl} < E$ definiert, so daß $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = o$ nur für $\underline{\alpha}_{kl} \to -\infty$ erfüllt werden kann oder für $\psi_{kl} = o$. In jedem Fall wird hierdurch aber $\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ mit $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ als Koppelungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu\,;\ n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es einen anderen Punkt im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $\mu\,;\ n_+ = N_+$, in welchem $\delta \left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] (+) \neq \hat{o}$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Koppelungsmaxima mit den Kondensationsminima decken,, folgt, daß die Kondensationsmaxima in N_+ mit Koppelungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ erfüllen muß. Diese Beziehung wiederum liefert eine Aussage über die Lage von N_+; denn es folgt $o = \delta \left[{}^{i}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} +$

$$+ \delta \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} + \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} -$$

$$- \delta \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} \equiv \delta\, \psi^{(\alpha)}_{(\beta_{kl})}$$ aus Gleichung 149 a, weil auch $\delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} = o$ sein muß, wenn dies für die Summe gilt. Nach 150 bedingt aber $\delta\, \psi^{(\alpha)}_{(\beta)_{kl}} = o$ unmittelbar $\delta\, \psi_{kl} = o$, das heißt, die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Auch bestimmen diese Maxima der Kondensation die Koppelungsklassen I h und II h.

Die in N_+ liegenden Kondensormaxima definieren Raumkompressoren $4\bar{\varepsilon}^{(\alpha)}_{(\beta)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert

sind, weil $\delta\ {}^{4}\bar{\varphi}^{(\alpha)}_{(\beta)} = {}^{4}\bar{o}$ auch durch $\delta \begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix} = \hat{o}$ erfüllt wird. Nach Gleichung 159 versucht aber jeder symmetronische Raumkompressor das tiefstmögliche Kompressionsniveau zu erreichen, während für den Kompressionszustand ${}^{s}\bar{\varphi} - 1/2\ {}^{s}\bar{\varkappa}\ ;\ ()\ s\ p\ {}^{s}\bar{\varphi}$ des Kompositionsfeldes das Erhaltungsprinzip Gleichung 159 a gilt. Die Minima der ${}^{4}\bar{\varphi}^{(\alpha)}_{(\beta)}$ müssen dagegen bei N_-, also $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix} = \hat{o}$ in den Koppelungsmaximum liegen, was die Tendenz ${}^{4}\bar{\varphi}^{(\alpha)}_{(\beta)}\ ;$ $;\ n_+ \rightarrow {}^{4}\bar{\varphi}^{(\alpha)}_{(\beta)}\ ;\ n_-$ verursacht. Da immer das kompositive Erhaltungsprinzip 159 a gewahrt bleiben muß, kann diese Tendenz nur den Sinn eines Austauschvorganges $N_+ \rightleftarrows N_-$ haben, der die Koppelungsextrema beziehungsweise Kondensor- oder Kompressorextrema vertauschen kann. Wenn es zu $N_+ \rightleftarrows N_-$ kommt, dann kann dieser Vorgang auch als eine Bewegung des Kondensationszustandes $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}$ im R_6 aufgefaßt werden, welche als Kondensorfluß $N_+\ (\alpha,\beta)\ N_-$ bezeichnet werden soll. Es wird nunmehr notwendig zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Kondensorfluß zustande kommen kann. Nach Gleichung 158 gilt ${}^{s}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = {}^{s}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)+}\ f_\varkappa\ f_\lambda\ +$ $+\ {}^{s}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$ mit dem konstanten metronischen Spinselektor ${}^{s}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$. Nach dieser Beziehung folgt für eine Kondensorkomponente, wenn die Zusatzselektoren $\lambda_{(\beta)s,k,l} = 1/2\ (a_{(\beta)+s,l}\ \underset{-}{\delta}_k\ +\ a^{(\beta)}_{+k,s}\ \underset{-}{\delta}_l\ -$ $-\ a^{(\beta)}_{+k,l}\ \underset{-}{\delta}_s\ )$ und $\wedge^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta)k,l} = a^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)+}\ \lambda_{(\beta)s,k,l}$ eingeführt werden. $\begin{bmatrix}i\\ k\ l\end{bmatrix}^{(\alpha)}_{(\beta)} = \gamma^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)}\ [s,k,l]_{(\beta)} = (\dfrac{\wedge^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta)kl}}{f_\mu\ f_\gamma}\ +$ $-\ a^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)-}\ \lambda_{(\beta)s,k,l}\ )\ ;\ f_\varkappa\ f_\lambda$. Der zweite Term dieses Selektors enthält nicht $f_\mu \cdot f_\gamma$, wohl aber und zwar unabhängig von einer eventuellen Geodäsie der Kontrasignatur den metronischen Spiselektor. Da dieser Selektor konstant verläuft, existiert er sowohl in N_+ als auch N_-. Durch diesen Spinselektor entsteht aber ausserdem die Spinorientierung der Hyperstruktur im Definitionsbereich N des betreffenden Kondensors, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt Erst durch die gleiche Spinorientierung ist offensichtlich die Möglichkeit des Kondensorflusses gegeben, das heißt, es müssen konstante Feldaktivatoren für beide Kondensorsignaturen existieren, wenn es zum Kondensorfluß $N_+\ (\alpha,\beta)\ N_-$ kommen soll. Diese Bedingung ist aber nur dann erfüllbar, wenn in $N_\pm$ neben $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}$ auch die

Signaturtransposition $\begin{bmatrix}\beta\\ \alpha\end{bmatrix}$ vorkommt; denn nur dann gibt es im $N_{\pm}$ beide Feldaktivatoren $\overline{\gamma}_{(\alpha)-}$ und $\overline{\gamma}_{(\beta)-}$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

$$N_{+}\left(\widehat{\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}}\ ,\ \widehat{\begin{bmatrix}\beta\\ \alpha\end{bmatrix}}\right)(\alpha,\beta)\ N_{-}\left(\widehat{\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}}\ ,\ \widehat{\begin{bmatrix}\beta\\ \alpha\end{bmatrix}}\right),$$

$\alpha \equiv (\mu\ ,\ \gamma)\ ,\ \beta \equiv (\varkappa\ ,\lambda\ )$ ..... 160.

In den vier möglichen Koppelungsstrukturen ist diese Bedingung oft erfüllt, so daß in den einzelnen Hermetrieformen immer ein Kondensorfluß existiert. Auf diese Weise ist es aber unmöglich, daß der Kondensationszustand augleicht, obwohl nach Gleichung 159 jeder Raumkompressor diesen Ausgleich anstrebt. Während der kompositive Raumkompressor nach Gleichung 159 ein Minimalniveau anstrebt (destruktives Prinzip), kommt es durch die allgemeine Feldaktivierung zu einem ständigen Kondensorfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwertsphäre kompositiver Kondensationsstufen (Koppelungsminima) und den Koppelungsmaxima (konstruktives Prinzip), welches dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors entgegenwirkt. Auf diese Weise muß ein Gleichgewichtszustand als Kompressorisostasie entstehen, der seinen Ausdruck im kompositiven Erhaltungsprinzip Gleichung 159 a findet. Eine unmittelbare Konsequenz von 159 a wiederum ist das empirische Energieprinzip und alle aus diesem ableitbaren Erhaltungsprinzipien. Die tiefere Ursache der Kompressorisostasie ist neben der Gleichung 159 die Existenz eines Kondensorflusses (Gleichung 160), welche auf die Koppelungsstrukturen, also auf die inneren symmetronischen Korrelationen der Struktureinheiten zurückgeht. Mit Gleichung 160 wird also eine explizite Analyse dieser Korrelationen möglich. Vor einer Klassifikation der möglichen Systeme von Kondensorflüssen wird eine verbreitende Untersuchung über die grundsätzlichen Eigenschaften aller durch die Feldaktivierung verursachten Kondensorflüsse notwendig.

Jedes System Q aus Kondensorquellen und Senken kann einen Kondensorfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung Gleichung 160 für ~~die~~ $N_{+}\ (\alpha,\ \beta,\ \varkappa,\ \lambda)\ N_{-}$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensorflüsse $q_1 = Q_1$, $q_2 = Q_2^{+}$, $q_3 = Q_2^{-}$, $q_4 = Q_3$, $q_5 = Q_4^{+}$ und $q_6 = Q_4^{-}$. Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensorflüsse in einer Koppelungsstruktur einzeln auftreten, zumal in b , c und d Systeme von Kondensorbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit

daß $\gamma > 1$ Flüsse q_j sich zu einem Flußaggregat zusammenschliessen, so daß es $1 \leq \gamma \leq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt Jede dieser Flußklassen γ ist dann mit $\binom{6}{\gamma}$ Flußaggregaten $F(q_j)_\gamma$ besetzt, was durch die Symbolik $\binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F(q_j)_\gamma$ präzisiert wird, wenn $\left[\overbrace{\bar{\kappa}\bar{\lambda}}^{\alpha\beta}\right]_+$ das Flußaggregat F_γ bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, so daß es zu jedem Element der Flußklasse noch $\gamma !$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich einschließlich dieser isomeren und der einfachen Kondensorflüsse nur $Z = \sum_{\gamma=1}^{6} \gamma ! \binom{6}{\gamma} = 1956$ Flußaggregate geben, doch wird Z eingeschränkt, wenn gefordert wird, daß diese Flußaggregate eine Kondensation aufbauen, welche für ein von o verschiedenes Zeitintervall definiert sein soll. F_γ kann immer für $\gamma > 1$ in zwei Aggregate F_p und F_r mit $p - r = \gamma$ aufgeteilt werden. Ist A ein Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Koppelungstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß $A F_p B$ in den Zustand B, so kann F_r anschließen und B , F_r , C diesen Zustand in einen Endzustand C überführen, so daß $A F_p B F_r C = A F_\gamma C$ für die Wirkungsweise des Flußaggregates geschrieben werden kann. Es gibt für C zwei Möglichkeiten, nämlich entweder erzeugt F_γ einen Finalzustand $C \neq A$ oder aber F_γ verläuft zyklisch, also rotatorisch, und führt A über B in den Anfangszustand $C = A$ periodisch zurück. Ist $A \neq C$, dann muß sich auch der zugehörige synmetronische Raumkompressor nach Gleichung 159 verändern, so daß in C ein tieferes Kompressorniveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz 159 a der Kompressorisostasie bedeutet, daß

$$(( ) - 1/2 \, {}^{*}\bar{\gamma} \, s\,p\,( )) \, ; \, s\,p \, {}^{4}\bar{\varsigma} = \sum_{k=1}^{L>1} (( ) - 1/2 \, {}^{*}\bar{\gamma}_k \, s\,p\,( )) \, ; \, s\,p \, {}^{4}\bar{\varsigma}_k$$

in L kompositive Kondensationen tieferen Kompressorniveaus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^{4}\bar{\varsigma}$, so daß $A \neq C$ keine zeiltlich definierten Kondensationen ermöglicht, unabhängig davon, welche Signatur $\binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F_\gamma$ das Flußaggregat verursac denn jeder Kondensor bedingt nach dem synmetronischen Zusammenhang der Koppelungsstruktur die übrigen Kondensorextrema. Durch $A \neq C$ muß also auf jeden Fall die Koppelungsstruktur gestört werden. Im Fall $A = C$ tritt dies dagegen nicht ein, weil A immer wieder

hergestellt wird, so daß nur solche Terme der kompositiven Spektren aller Kondensationsformen zeitlich definiert sind, in denen zyklische Flußaggregate laufen. Die Zahl Z_r der wirklichen Flußaggregate ist also $Z_r < Z$ wegen dieser Zyklizitätsforderung. Diese in

$$q_1 = Q_1 , \; q_{2,3} = Q_2^{\pm} , \; q_4 = Q_3 , \; q_{5,6} = Q_4^{\pm} ,$$

$$F_\gamma = \binom{\alpha\beta}{\mathcal{K}\lambda} F(q_j)_\gamma = N_+ (\alpha\beta , \mathcal{K}\lambda) N_- , \; 1 \leq \gamma \leq 6 ,$$

$$A F_p B F_r C = A F_\gamma C , \; p + r = \gamma , \; A \neq C ,$$

$$( ) - 1/2 \, {}^{s}\bar{\gamma} \, sp( )) ; sp \, {}^{4}\bar{\varsigma} = \sum_{k=1}^{L>1} ( ) -$$

$$- 1/2 \, {}^{s}\bar{\varrho}_k \, sp( )) ; sp \, {}^{4}\bar{\varsigma}_k , \; A = C ,$$

$$( ) - 1/2 \, {}^{s}\bar{\gamma} \, sp( )) ; sp \, {}^{4}\bar{\varsigma} = const \, ( )_4) \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 161$$

zusammengefaßte Zyklizitätsforderung eines jeden Flußaggregates ist, also zugleich die Bedingung dafür, daß der betreffende kompositive Term eines Kondensationsselektors 126 zeitlich definiert ist und über ein zeitliches Stabilitätsintervall verfügt. Jeder zyklische Kondensorfluß muß aber wegen seiner Rotation einen Spin zur Folge haben, so daß die Terme der Kondensationsspektren über Spine und Spinore verfügen können, nämlich dann, wenn sich die Spine der Kondensorflüsse nicht ausgleichen. Anderenfalls müssen spinfreie Kondensationen vorliegen.

Da $({}^{s}\bar{\varsigma} - 1/2 \, {}^{s}\bar{\gamma} ; ( ) \varrho) ; n \sim {}^{s}\bar{T}$ und nach dem Energiematerieäquivalent ${}^{s}\bar{T} \sim {}^{s}\bar{\sigma}$ dem Massendichtetensor proportional ist, bedeutet das Gesetz, wonach der Raumkompressor sein Minimalniveau zu erreichen sucht, daß die Materiefeldquanten sich stets so strukturieren, daß ihre Massendichte einen Minimalwert erreicht und zwar in Bezug auf die vorgegebene Koppelungsstruktur. Wenn es dagegen zu einer radioaktiven Transmutation einer Komplexkondensation kommt, dann kann sich diese Transmutation aufgrund der der Kompressorisostasie nur so vollziehen, daß bei der Transmutation Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Dies bedeutet aber, daß die Transmutation stets ein Zerfallsprozeß ist, bei welchem $L > 1$ neue Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Nur dann, wenn im Rahmen einer Korrespondenz von Materiefeldquanten (beispielsweise bei der Nuklearsynthese) höher organisierte Strukturen entstehen, liegt kein Zerfall vor, weil hier die elementaren Flußaggregate der korrespondierenden Materiefeldquanten im

Rahmen der Wechselbeziehung zu höheren Flußsystemen überlagern. Bei einer derartigen Nuklearsynthese kann jedoch das Kompressorniveau der korrespondierenden Materiefeldquanten auf keinen Fall ansteigen, weil dies im Widerspruch zur Kompressorisostasie stünde. Dies hat aber zur Folge, daß die Massendichte bei jeglicher Nuklearsynthese konstant bleibt , wodurch das empirische Prinzip der konstanten Kernmateriedichte als Folge von 161 bedingt wird. Der wesentliche Unterschied zwischen den Termen des Spektrums 126 und Nuklearstrukturen besteht,demnach darin, daß die Terme von 126 nur mit wachsendem n in tiefere Kompressionsniveaus größerer Wellenlänge und geringerer Masse zerfallen können, während die Nuklearstrukturen beim radioaktiven Zerfall als Korrespondenzsysteme von Spektraltermen aus 126 bei konstantem Kompressorniveau in Strukturen geringerer Masse, aber konstanter Dichte zerfallen. Auf jeden Fall kann jede zyklische Flußbewegung bei geeigneter Projektion als Schwingungsprozeß aufgefaß werden, so daß der zyklische Kondensorfluß $N_{\pm}$ () $N_{\mp}$ der kompositiven Kondensation immer eine Eigenfrequenz η zuordnet, welche mit der Flußgeschwindigkeit w_f die Wellenlänge $\lambda = w_f/\eta$ als Aggregatdiameter definiert. Da andererseits aus $L ; \hat{[\,]} = \sqrt[4]{o}$ oder $\sqrt[4]{\varrho} = K ; \hat{[\,]} = \bar{\chi} \times \hat{[\,]}$ und der Lösung 126 als Spektralfunktion folgt, daß die Trägheitsmasse einer Kondensation mit wachsendem Raumkompressor ansteigt und gleichzeitig nach der Kompressorisostasie die Frequenz η des zyklischen Flusses anwachsen muß. Dies bedeutet aber zwischen Trägheitsmasse m und η die Proportionalität $m \sim \eta \sim 1/\lambda$, also $m \lambda = \text{const.}$, weil $w_f = \text{const.}$ sein muß; denn anderenfalls wäre A = C unmöglich. Der in C I aus Erfahrung hergeleitete Quantendualismus $m c \lambda = h$, sowie die Äquivalenz des Korpuskular- und Wellenbildes findet ~~also findet~~ also eine vertiefte Interpretation in der Zyklizitätsbedingung 161 aller Flußaggregate, welche zugleich die Spineigenschaften der Materiefeldquanten andeutet.

Da die Flußaggregate zyklisch sein müssen, kann eine Flußperiode definiert werden. Offensichtlich ist eine derartige Periode immer dann abgelaufen, wenn sämtliche Kondensorflüsse des Aggregates einmal gewirkt haben, doch braucht durch eine Flußperiode A = C noch nicht erreicht zu werden. Im allgemeinen wird, wenn ω die Periodenzahl ist, A = C erst nach $\omega > 1$ wieder hergestellt, so daß ein Flußaggregat durch die zusätzliche Angabe von ω , gemäß

$$F_\gamma \equiv \left(\begin{smallmatrix}\alpha\beta\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right) F\,(q_j)_\gamma \quad \omega \qquad \text{161 a}$$

zu ergänzen ist. Zur Beschreibung der möglichen Flußklassen werde die folgende Chiffre verwendet:

$q_j \equiv (j)$, $F_\gamma \equiv (j)\ \omega$ 161

Mit dieser Kürzung besteht die Möglichkeit unabhängig von einem speziellen Kondensormaximum und einer speziellen Koppelungsstruktur die grundsätzlich möglichen zyklischen Flußaggregate zu beschreiben. Auf diese Weise muß dann ein Rahmenwerk entstehen, welches aufgrund seiner Universalität den natürlichen Koppelungsstrukturen angepaßt werden kann.

K a p i t e l X

K O R R E L A T I O N E N

1.) D i e e n a n t i o s t e r e o i s o m e r e n F l u ß - a g g r e g a t e d e r K o p p e l u n g s s t r u k - t u r e n .

Wenn die in den Termen von 126 offenbar existenten und miteinander korrelierenden zyklischen Flußaggregate als Folge metronischer Feldaktivierungen analysiert werden sollen, um zu einer algemeinen Theorie der Innenstruktur dieser Terme zu gelangen (was $n(t)$ und $q(t)$ als Ergebnis dieser Korrelationstheorie zyklischer Kondensorflüsse liefern muß), dann wird eine vorangehende Zusammenstellung aller in den Koppelungsstrukturen überhaupt möglichen zyklischen Flußaggregate unerläßlich. Zunächst folgt unmittelbar, daß die Flußklassen $\gamma = 1$ und $\gamma = 2$ nur im Fall zweifach, beziehungsweise einfach entarteter Koppelungsstrukturen (hinsichtlich des betreffenden Kondensors) auftreten können. Für $\gamma = 1$ kann nur eine zweifache entartete Koppelungsstruktur möglich sein. Mit $a \equiv I\ h$, $b \equiv I\ h$, sowie $\alpha \equiv I\ a$ und $\beta \equiv I\ a$ wird ersichtlich, daß die $\binom{6}{1}$ Möglichkeiten $\gamma = 1$ stets durch $\omega = 1$ gekennzeichnet sind, aber auf nur vier wirkliche F_1 reduziert werden. Diese Reduktion liegt in der Natur der Koppelungsstruktur; denn Koppelungsklassen von nur einem Typ h oder a können

nicht allein in der Koppelungsstruktur vorkommen, so daß die Kondensorflüsse (5) 1, sowie (6) 1 für $\gamma = 1$ entfallen. Es verbleibt demnach (j) 1 für $1 \leq j \leq 4$. Die $\binom{6}{2} = 15$ Möglichkeiten $\gamma = 2$ setzen eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraus. Für diese Entartung gibt es die vier Möglichkeiten (a α β), (b α β), (a b α) und (a b β). Für jede dieser $\binom{4}{3}$ Entartungsmöglichkeiten muß es $\binom{3}{2} = 3$ Aggregate F_2 geben, welche mit $\omega = 3$ den Anfangszustand wieder herstellen. Die möglichen Aggregate verteilen sich in folgender Weise auf die Entartungsformen, nämlich
(a α β) : (1,2) 3 , (1,6) 3, (2,6) 3 ferner
(b α β) : (3,4) 3 , (3,6) 3, (4,6) 3 sowie
(a b α) : (1,3) 3 , (1,5) 3, (3,5) 3 und
(a b β) : (2,4) 3, (5,4) 3, (2,5) 3. Bei diesen zyklischen Flußaggregaten entarteter Koppelungsstrukturen für die Fälle $\gamma = 1$ und $\gamma = 2$ gibt es noch keine Strukturisomerie, wohl aber in beiden Fällen die Möglichkeit eines Spins des betreffenden Kondensorflusses. Dieser Kondensorspin, bezogen auf eine Strukturierung der Kondensation entspricht offenbar ω des zyklischen Flusses und muß daher zweideutig sein. Es gibt demnach tatsächlich eine Spinisomerie des Kondensorspins, welche für $\gamma < 3$ allein die Isomeriemöglichkeiten bestimmt. Erst für $\gamma \geq 3$ kommt es wegen $\gamma ! > 2$ zu Strukturisomerien. Neben diesen Strukturisomerien $\gamma \geq 3$ sind aber wegen der Zyklizität $\omega \geq 1$ immer Spinisomerien überlagert. Strukturisomerien sind aber stets Sterioisomerien, so daß es zu jedem realen Flußaggregat $\gamma \geq 3$ mindestens ein enantiosterioisomeres Aggregat geben muß. Auch $\gamma = 3$ kann eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraussetzen. Es ergeben sich im Entartungsfall nur vier Grundtypen mit $\omega = 2$, nämlich (a α β) $\equiv$ $\equiv$ (1,2,6) 2 ferner (b α β) $\equiv$ (3,4,6) 2, sowie (a b α) $\equiv$ $\equiv$ (1,3,5) 2 und (a b β) $\equiv$ (2,4,5) 2 ; von denen jeder über $3 ! = 6$ strukturisomere Möglichkeiten mit den entsprechenden Spinisomerien verfügt. Für die übrigen Flußaggregate $\gamma \geq 3$ kann es keine Entartungen in den Koppelungsstrukturen mehr geben, das heißt, ist die Koppelungsstruktur in irgendeiner Form entartet, dann tritt immer $\gamma \geq 3$ auf, aber im Fall der regulären Struktur $\gamma > 3$. Für $\gamma = 3$ gibt es neben den vier Typen der Entartung mit $\omega = 2$ auch noch $\binom{4}{3} = 4$ reguläre Typen mit $\omega = 4$, nämlich (1,2,5) 4, (6,3,1) 4, (4,2,6) 4 und (1,3,4) 4 ; so daß $\gamma = 3$ ein ambivalentes Verhalten in Bezug auf die einfache Entartung oder Regularität (a b α β) der Koppelungsstruktur aufweist. Jedes der

vier regulären Aggregate $\gamma = 3$ verfügt ebenfalls über $3! = 6$ Strukturisomerien. Für alle $\gamma \geq 4$ kann es überhaupt keine Strukturentartung mehr geben; denn wegen der vier Koppelungsklassen innerhalb der Koppelungsstruktur können die $\gamma \geq 4$ strukturell nur regulär sein. Eine Entartungsmöglichkeit besteht dagegen für $\gamma \geq 4$ im System des Kondensorflusses selbst; denn gerade wegen der Regularität der Koppelungsstruktur kann der zyklische Kondensorfluß für $\gamma \geq 4$ in mehrere Partialflüsse entarteter Strukturen $\gamma \leq 3$ zerfallen, die aber zyklisch überlagern. Für diese Flußsuperposition gibt es in den Bereichen $\gamma \leq 3$ kein Analogon. Für jedes Flußaggregat $\gamma = 4$ gibt es $\gamma! = 24$ Strukturisomere. Auch tritt hier, wie für alle $\gamma \geq 4$ erstmalig eine reguläre Enantiostereoisomerie auf; denn innerhalb einer Gruppe von Strukturisomeren gibt es immer mehrere ω - Werte und daher mehrere Flußspine, je nachdem, ob die betreffende Strukturisomere eine Entartung möglich macht oder regulär bleibt. Im Falle $\gamma = 4$ gibt es $\binom{6}{4} = 15$ Grundtypen von Flußaggregaten. Nämlich (1,2,3,4) , (2,3,4,5) , (3,4,5,6) , (1,2,5,6) , (1,3,5,6) , (1,4,5,6) , (3,2,5,6) , (4,2,5,6) , (1,2,5,4) , (1,3,5,4) , (1,2,6,4) , (1,3,6,4) , (1,2,3,5) , sowie (1,2,3,6) und (2,3,4,6). Die $\binom{6}{5} = 6$ Flußaggregate $\gamma = 5$, nämlich (1,2,3,4,5) , (2,3,4,5,6) , (1,3,4,5,6) , (1,2,4,5,6) , (1,2,3,5,6) , und (1,2,3,4,6) verfügen über jeweils $\gamma! = 120$ Strukturisomeren mit variablen ω - Werten, so daß auch hier die ω - Angabe entfallen muß. Auch für $\gamma = 6$ kann eine derartige Angabe nicht gemacht werden, denn das eine mögliche Flußaggregat (1,2,3,4,5,6) verfügt über 720 mögliche Strukturisomerien.

Es kommt nun darauf an, irgendwelche Kriterien aus der Kompressorisostasie und den Theoremen des Kondensorflusses zu entwickeln, welche auf dieses allgemeine Schema der Flußaggregate angewendet -, es gestatten, die nach diesen Gesetzen möglichen Aggregate auszuwählen. Erst danach können die enantiosterioisomeren Aggregate hinsichtlich ihrer Struktur und ihres Spins analysiert werden. Wird $\delta_t \varphi = \phi$ wie in A VIII 7 zur Kürzung gesetzt, dann folgt mit der metronischen Geodäsiebeziehung $\ddot{C}^{\underline{i}} + \left[k^{i} l \right] \dot{C}^{\underline{k}} \dot{C}^{\underline{l}} = o$, wobei die $C^{\underline{k}}$ Gitterselektoren sind, aus der Komponentendarstellung von

$L ; \widehat{[\,]} = {}^{4}\overline{o}$, also $\lambda_m (k,l) \left[k^{i} l \right] = K_m ; \left[k^{i} l \right]$, nach Multiplikation mit $\dot{C}^{\underline{h}} \dot{C}^{\underline{l}} \dot{C}^{\underline{m}}$ und Summation

$$\lambda_m\ (k,l)\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right]\ \dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}\ \dot{c}^{\underline{m}} = (\underline{\delta}_l\ \left[{}^{i}_{k\,m}\right] -$$

$$- \underline{\delta}_m\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right])\ \dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}\ \dot{c}^{\underline{m}} + (\left[{}^{i}_{s\,l}\right]\ \left[{}^{s}_{k\,m}\right] -$$

$$- \left[{}^{i}_{s\,m}\right]\ \left[{}^{s}_{k\,l}\right])\ \dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}\ \dot{c}^{\underline{m}} = -\left[{}^{i}_{k\,m}\right]\ \dot{c}^{\underline{l}}\ \underline{\delta}_l\ (\dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{m}}) +$$

$$+ \dot{c}^{\underline{l}}\ \underline{\delta}_l\ \left[{}^{i}_{k\,m}\right]\ \sum_{l=1}^{q}\ \underline{\delta}_l\ (\dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{m}}) +$$

$$+ \left[{}^{i}_{k\,l}\right]\ \dot{c}^{\underline{m}}\ \underline{\delta}_m\ (\dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}) - \dot{c}^{\underline{m}}\ \underline{\delta}_m\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right]\ \sum_{m=1}^{q}\ \underline{\delta}_m\ (\dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}) -$$

$$- (\dot{c}^{\underline{l}}\ \left[{}^{i}_{s\,l}\right]\ \ddot{c}^{\underline{s}} - \dot{c}^{\underline{m}}\ \left[{}^{i}_{s\,m}\right]\ \ddot{c}^{\underline{s}}) = o \text{ oder}$$

$$o = \lambda_m\ (kl)\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right]\ \dot{c}^{\underline{k}}\ \dot{c}^{\underline{l}}\ \dot{c}^{\underline{m}} = -\ddot{c}^{\underline{i}}\ \lambda_m\ (kl)\ \dot{c}^{\underline{m}} =$$

$$= -\ddot{c}^{\underline{i}}\ \bar{\lambda}\ (kl)\ \dot{\bar{c}}^{-1} = -\ddot{c}^{\underline{i}}\ \bar{\lambda}\ \dot{\bar{c}}^{-1} \quad \text{für alle } (k,l)\,.$$

Da $\ddot{c}^{\underline{i}} \neq o$ bleibt, solange $\left[\widehat{\ }\right] \neq \bar{o}$ ist, kann dies nur durch $\bar{\lambda}\ \dot{\bar{c}}^{-1} = o$ erfüllt werden. Hierin ist aber $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ und auch $\dot{\bar{c}}^{-1} \neq \bar{o}$, so daß nur $\sphericalangle\ (\bar{\lambda}, \dot{\bar{c}}) = \pi/2$ oder $\bar{\lambda} \perp \dot{\bar{c}}$ sein kann. Da die $C_k = \alpha_k\ ()_k$ die Gitterselektoren der leeren Welt sind, gilt $\dot{\bar{c}}\ ;\ n \to \sum_{i=1}^{q} \dot{x}_i = \bar{y}\ (q)$ und dies ist für $q = 6$ die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 mit der reellen Geschwindigkeit $\bar{v}$ im R_3, nämlich $\bar{y}\ (6) = \bar{v} + i\ \bar{w}$. Hieraus folgt aber die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \perp \bar{y}\ (q)$ mit $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ im Fall völliger Hermetrie $q = 6$. Diese kompositive Untersuchung kann auch für das synmetronische Fundamentalproblem Gleichung 147 und 147 a durchgeführt werden; denn für jeden Fundamentalkondensor existiert Geodäsieselektor

$$\ddot{c}^{(\chi\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)} + \left[{}^{i}_{k\,l}\right]^{(\chi\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ \dot{c}^{(\chi\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{c}^{(\chi\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = o,$$

auf den auch $s/p\ {}^{2}\bar{Q}^{(\chi\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()$ einwirken kann. Multiplikation und Summation des synmetronischen Problems $L^{(\chi\lambda)}_{(\mu\gamma)+}\ ;\ \left[\widehat{\begin{matrix}\chi\ \lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{matrix}}\right] = 4\bar{o}$ in Komponentendarstellung nach Gleichung 147 a mit

$$A^{\underline{k}/\underline{l}/\underline{m}} = \dot{c}^{(\chi\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{c}^{(\chi\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{c}^{(\chi\lambda)\underline{m}}_{(\mu\gamma)}$$ liefert dann wegen des zwangs-

läufigen Ergebnisses $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} ; \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = o,$

sowie $Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = o$

die Aussage $o = L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+m} ; \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} =$

$= \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} + \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} \cdot$

$\cdot Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = - (\ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)} +$

$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\gamma)}) \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{m}}_{(\mu\gamma)}$, was aus den gleichen Grün-

den wie im Fall des Kompositionsfeldes nur durch

$\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} = o$ erfüllt werden kann. Dies folgt aus

$D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} ; \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = o$, was wegen

$\left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{-+(\mu\gamma)+} \dot{C}^{\underline{k}} \dot{C}^{\underline{l}}$ möglich wird

denn jede Kondensorsignatur gibt die hermetrischen Struktureinheiten und damit die hermwtrischen Koordinaten des Kondensors an. Gibt es

für $\left[{}^{\varkappa\lambda}_{-+}_{\mu\gamma}\right]_{+}$ nur $z\ (\varkappa\lambda\ \mu\ \gamma) \leq q \leq 6$ hermetrische Koordina-

ten , und beschreibt $\dot{\bar{C}} = \sum_{i=1}^{q}$ den Geschwindigkeitsselektor im

hermetrischen Unterraum des Kompositionsfeldes, dann wird die angeführte Identität evident, weil die koordinatenantihermetrischen

Indizierungen von $\left[{}^{\varkappa\lambda}_{-+}_{\mu\gamma}\right]_{+}$ stets verschwinden. Mit

$\dot{C}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} ; n \longrightarrow \sum_{i=1}^{z} \dot{x}_i = \bar{y}\ (z)$ und $z = z\ (\varkappa\lambda\ \mu\gamma) \leq q$

folgt also aus $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} = o$, weil auch hier $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \neq \bar{o}$

und $\dot{C}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} \neq \bar{o}$ ist, die Orthogonalität $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \perp \bar{y}\ (z)$. Für die Partialstrukturen gilt demnach die gleiche Orthogonalität wie

für das Kompositionsfeld, was in

$$\bar{\lambda} \perp \bar{y}\ (q)\ ,\ \bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \perp \bar{y}\ (z)\ ,\ \bar{y}\ (q) = \sum_{i=1}^{q} \dot{\bar{x}}_i\ ,$$

$$z = z\ (\varkappa,\ \lambda,\ \mu\ ,\ \gamma) \leq q \leq 6\ ,\ \bar{y}\ (6) = \bar{v} + i\ \bar{w}\ ,$$

$$w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 162$$

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, zusammen mit den Extremaluntersuchungen der Kondensoren, geht hervor, daß die synmetronischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation gekennzeichnet durch $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima für ihre Struktureinheiten Antihermetrie verursachen, so daß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der Kongruenz der $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ mit $\bar{\lambda}$ (bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z\ (\varkappa, \lambda, \mu, \gamma)$) besteht die synmetronische Komposition darin, daß die $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ als mosaikartiges Muster $\bar{\lambda}$ aufbauen. Alle diese Kondensormaxima $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ müssen wiederum der Orthogonalität Gleichung 162 genügen, was für die $z = q$ die Parallelität $\bar{\lambda} \parallel \bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ d, so daß hier $q = 6$ gilt und die λ Strukturen der synmetronischen und kompositiven Kondensationsstufen als Kondensormaxima zu $\bar{y} = \bar{v} + i\ \bar{w}$ orthogonal verlaufen müssen. Bezogen auf ein Eigensystem $C_{(o)}$ im R_3 ist $\bar{v} = \bar{o}$, so daß in $C_{(o)}$ die Orthogonalität zu $\bar{y} = i\ \bar{w}$ erfolgt, was unmittelbar einzusehen ist. Entsteht dagegen bezogen auf $C_{(o)}$ eine Raumbewegung $\bar{v} \neq \bar{o}$ der Kondensation, dann müssen sich $(\bar{\lambda}, \bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \equiv \underline{\bar{\lambda}}$ wegen Gleichung 162 und $\bar{v} \neq \bar{o}$ bezogen auf $C_{(o)}$ neu einstellen, weil Gleichung 162 auf jeden Fall gewahrt werden muß. Diese Neueinstellung der Orthogonalität bedeutet aber eine von $\bar{v}$ abhängige komplexe Drehung im R_6, beziehungsweise im R_4, so daß $\hat{\underline{C}}$ sowie $\hat{\underline{A}}_-$ durch die Orthogonalitätsbeziehung unmittelbar interpretierbar werden. Im Innern einer kompositiven Kondensation kommt es wegen der Koppelungsstrukturen und dem Gesetz der Kompressorisostasie immer zum Kondensorfluß (die wegen der notwendig zu fordernden zeitlichen Stabilität zyklisch sein

müssen. Dies bedeutet aber nichts anderes als die zyklische Verlagerung der Kondensormaxima im Sinne eines Ortsaustausches zwischen Korrelations- und Kondensormaximum. Eine derartige Ortsänderung des Kondensationszustandes ist aber immer zeitlich definiert, weil die semantische Architektureinheit $s_{(2)} = x_4$ der Welt wegen der kosmischen Bewegung des $R_3 \equiv s_{(1)}$ die Sonderstellung der Telezentralen zwischen Weltanfang und Weltende einnimmt. Dies bedeutet aber, daß auch dem Kondensorfluß als zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums von zeitlich periodischer Natur (wegen der Zyklizität), ein Wert $\bar{y}$ zukommt. Da Gleichung 162 auch für diesen Wert gelten muß, können nur solche Flußaggregate existieren, bei denen die synmetronischen Kondensationsstufen $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ zur zyklischen Flußrichtung $\bar{y}$ orthogonal verlaufen.

Eine Bestimmung der Flußgeschwindigkeit wird möglich, wenn berücksichtigt wird, daß nach der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems die Kondensationsstufen allein durch die imaginären Gitterselektoren verursacht werden. Da andererseits die Kondensorsignaturen zugleich die Indizierungen der Struktureinheiten sind, so daß bereits aus der Signatur die hermetrischen Koordinaten abgelesen werden können, folgt, daß alle Kondensoren mit Ausnahme von

$$\left(\left[\begin{smallmatrix}\widehat{33}\\33\end{smallmatrix}\right],\ \left[\begin{smallmatrix}\widehat{3}\\3\,3\end{smallmatrix}\right],\ \left[\begin{smallmatrix}\widehat{3\,3}\\3\end{smallmatrix}\right]\left[\begin{smallmatrix}\widehat{3}\\3\end{smallmatrix}\right]\right) \equiv [3]$$

metrische Kondensationsstufen ausbilden. Die in $[3]$ zusammengefaßten Kondensoren hängen nur von ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(3)}$, also vom reellen R_3 ab, während alle übrigen Kondensoren die transfinite oder zeitliche Struktureinheit ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(1)}$ oder ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(2)}$ enthalten, welche allein durch die imaginären Gitterselektoren des R_6 bestimmt werden. Nach diesem Sachverhalt bilden also die Kondensationen $[3]$ im R_3 keine Stufen in einem diskreten Punktspektrum, sondern ein kontinuierliches Streckenspektrum, welches die diskreten Stufen umschließt, wenn $[3]$ vorhanden ist. Der maximale Grad dieser kontinuierlichen Raumkondensationen ändert sich allerdings mit den Quantenzahlen des jeweiligen Kompositionsfeldes, so daß sich die Kontinuität auf die innere Struktur von $[3]$ des betreffenden Kompositionsfeldes bezieht. Während die Kondensationstypen a und b rein imaginär die Struktureinheit ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(3)}$ nicht enthalten und als imponderable Kondensationen erscheinen, sind $[3]$ in den Typen c und d, also in den ponderablen Komplexkondensationen

enthalten. Dieses Ergebnis legt den Schluß nahe, daß einerseits die Ponderabilität eines Systems von Flußaggregaten durch die Existenz kondensorflußfreier kontinuierlicher Raumkondensationen [3] bestimmt wird. Weiterhin können nur die imaginären Struktureinheiten $\bar{\chi}_{(1,2)}$ nach den Lösungen des kompositiven und synmetronischen Fundamentalproblems Kondensationsstufen und damit einen Kondensorfluß verursachen. Nach dem Gesetz der Kompressorisostasie ist aber $m\,\lambda$ = const, wenn λ der Durchmesser des zyklischen Flußaggregates ist, der als Wellenlänge des als kompositive Kondensation aufgefaßten Materiefeldquants interpretiert werden muß. Im Fall der Zeitkondensationen, also der Photonen, gilt $\lambda = h/cm$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Dies bedeutet aber für die Photonenfrequenz $\gamma = c/\lambda$, das heißt, für die Flußgeschwindigkeit im Photon gilt $w_f = c$, aber $w_f > c$ im Graviton, welches ein Sonderfall des anderen imaginären Kondensationstyps a ist. Wird nun $\hat{C}$ des euklidisch approximierten R_6 aus der Konstruktion der äonischen Welt berücksichtigt, und wird weiter beachtet, daß nur die imaginären Struktureinheiten zum Kondensorfluß fähig sind, dann folgt, daß $w_f = w$ für die Flußgeschwindigkeit gesetzt werden muß. Nach $\hat{C}$ ist w als Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der kosmischen Bewegung identisch, und diese Geschwindigkeit der makromaren kosmischen Bewegung findet sich als Flußgeschwindigkeit des strukturellen Kondensorflusses im makromaren Kondensorsystem wieder. Im allgemeinen ist $w \geq c$ wegen $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \geq 0$, doch wird $w = c$, wenn sich der transfinite Zustand gemäß $\dot{\varepsilon} = 0$ und $\dot{\eta} = 0$ zeitlich nicht ändert. Erst bei einer Änderung dieses durch den Kondensationstyp a bestimmten Zustandes wird $w > c$.

Ist $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ die Kondensationskonstante des Massenspektrums der Kondensationstypen c und d und ist λ_0 der zu μ gehörige Diameter, dann gilt nach der Kompressorisostasie $m\,\lambda = \mu\,\lambda_0$ = const. Ist $E_{(a,b)}$ die phänomenologische Energie, welche die imaginären imponderablen Kondensationen vom Typ a und b bestimmt, dann gilt nach dem Energiematerieäquivalent und dem Gesetz der Kompressorisostasie $\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim E^{-1}_{(a,b)}$, während für die Kondensationstypen c und d die Beziehung $\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0} = \mu/m$ und nach der Spektralfunktion $(\mu/m)^4 = 1/2n\ (2n-1)^2\ \pi \cdot (1 + 4\,(q/\pi)^4)$, also $2n\,(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0})^4 =$

$= (2n-1)^2 (1 + 4 (q/\pi)^4)$ gilt. Hierin ist immer $q = o$ für c aber $q \geq 1$ ganzzahlig für d. Die Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeit und den Diameter des Kondensorflusses werden zusammengefaßt in dem folgenden System, welches die Bedingung 162 ergänzt, nämlich:

$$w_f = w \geq c\,, \quad m\,\lambda = \mu\,\lambda_o = \text{const.}\,, \quad \frac{\lambda_{(ab)}}{\lambda_o} \sim E^{-1}_{(ab)}\,,$$

$$2n \left(\frac{\lambda_{(cd)}}{\lambda_o}\right)^4 = (2n-1)^2 (1 + 4 (q/\pi)^4) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 163\,.$$

Die notwendige Realität von $\left[3\right]$ findet ihren Ausdruck in $Im\,(\left[\begin{smallmatrix}33\\33\end{smallmatrix}\right]_+ + s/p\ {}^{\circ}\bar{Q}^{(3,3)}_{(3,3)} \times \left[\begin{smallmatrix}3,3\\3,3\end{smallmatrix}\right]_+) = {}^{\circ}\bar{o}$, worin mit Gleichung 149 substituiert werden kann. Mit $\underset{=}{A}^{i}_{(3)kl} = a + i\,b$ und der Spaltung $C_{(3)s}\ S\ \left[\begin{smallmatrix}s\\k\ l\end{smallmatrix}\right]\ ;\ ()\ \delta\ \mu = f + i\,F$ wird, da μ das reelle Aggregat der Gitterselektoren des R_3 und $\underset{=}{\lambda}_{kl} = \underset{=}{\lambda}^{*}_{kl}$ immer reell ist, $o = Im\ (a + i\,b)\ \exp(\varphi - i\,F) = e^{\varphi}\ Im\ (a + i\,b)\ e^{-iF}$, wenn der reelle Selektor $\varphi = \underset{=}{\lambda}_{kl}\mu - f$ zur Kürzung eingeführt wird. Mit $e^{-iF} = \cos F - i \sin F$ wird $(a + i\,b)\ e^{-iF} = a \cos F + b \sin F + i\,(b \cos F - a \sin F)$, was in $Im\,(a + i\,b)\ e^{-iF}$ eingesetzt $tg\,F = b/a$ und $\left[\begin{smallmatrix}i\\k\ l\end{smallmatrix}\right]_{(3)} + - Q^{\underset{=}{i}}_{(3)m} \left[\begin{smallmatrix}m\\k\ l\end{smallmatrix}\right]_{(3)} = e^{\varphi}\,(a \cos F - b \sin F)$ liefert. Hierin ist aber nach der Substitution mit $tg\,F = b/a$ immer $\cos F = (1 + tg^2 F)^{-1/2} = \frac{a}{\sqrt{a^2 - b^2}}$ und $\sin F = (1 + ctg^2 F)^{-1/2} = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}$, also $a \cos F + b \sin F = \sqrt{a^2 + b^2} = \underset{=}{\alpha}^{i}_{kl} = \text{const.}$ Damit wird aber aus der reellen Lösung $\left[3\right]$ nach Gleichung 149 die exponentielle Beziehung $\left[\begin{smallmatrix}i\\k\ l\end{smallmatrix}\right]_{(3)} + + Q^{\underset{=}{i}}_{(3)m} \left[\begin{smallmatrix}m\\k\ l\end{smallmatrix}\right]_{(3)} = \underset{=}{\alpha}^{i}_{kl}\ e^{\varphi}$ mit $\varphi = \underset{=}{\lambda}_{kl}\ \mu - - Re\ c_{(3)s}\ S\ \left[\begin{smallmatrix}s\\k\ l\end{smallmatrix}\right]\ ;\ ()\ \delta\ \mu$. Bei der Analyse dieses

Potenzselektors kann zunächst festgestellt werden, daß $c_{(3)s} = c^*_{(3)s}$ sein muß, weil sich nach Gleichung 149 dieser Faktor aus dem reellen Eigenwerten aufbaut. Auch die Koeffizienten des linearen kompositiven Kondensoraggregates $\Psi_{kl} = C_s \left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ müssen reell sein und dies bedeutet, daß $\bar{c}_{(3)}\ \bar{C}^{-1} = a = a^*$ eine reelle Zahl ist, wenn mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{ik}$ die Vektoren $(\bar{c}_{(3)}, \bar{C}) = \sum_{i=1}^{q} \bar{e}_i\ (c_{(3)i}, C_i)$ aus den Koeffizienten der Aggregate definiert weren. Damit folgt aber $c_{(3)s} \left[{}^{s}_{k\,l}\right] = a\ \Psi_{kl}$. Andererseits gilt

$R_e\ c_{(3)s}\ S \left[{}^{s}_{k\,l}\right]\ ;\ ()\ \delta\ \mu = S\ (R\,e\ c_{(3)s} \left[{}^{s}_{k\,l}\right])\ ;$; $()\ \delta\ \mu = a\ S\ R\,e\ \Psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu$. Im Folgenden beziehe sich $\delta = \sum_{k=1}^{3} \delta_k$ nur auf den R_3, in welchem auch μ allein definiert ist. In dem Potenzselektor φ erscheint $R\,e\ \Psi_{kl}$ und damit $R\,e\ \hat{[\,]}$, doch diese beiden Feldselektoren hängen nicht nur von μ sondern gemäß $\Psi_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl} V})^{-1}$ mit $V = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k\ ()_k$ von allen $q \leq 6$ hermetrischen Gitterselektoren ab; während das Metronintegral nur längs μ läuft. Wegen $\sum_{k=1}^{q} \alpha_k\ ()_k = \mu + i \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^{q} ()_k = \mu + i\ T$ kommt es also zur Spaltung $\Psi_{kl} = (E - e^{-\lambda\mu}\ (\cos \lambda\ T -$ $- i \sin \lambda\ T))^{-1} = (\varkappa + i\ \eta)^{-1}$ mit $\varkappa = E - e^{-\lambda\mu} \cos \lambda T$ und $\eta = e^{-\lambda\mu} \sin \lambda\ T$, wenn zur Kürzung $\lambda = \lambda_{kl}$ gesetzt wird. Nach dieser Beziehung muß also $\Psi_{k,l} = \alpha + i\ \beta$ ebenfalls spalten, so daß $R\,e\ \Psi_{k,l} = \alpha$ in $f =$ $= R\,e\ c_{(3)s}\ S \left[{}^{s}_{k\,l}\right]\ ;\ ()\ \delta\ \mu = a\ S\ \alpha\ \delta\ \mu$ einzusetzen ist. Da $\varkappa$ und η bekannt sind, muß β aus $\alpha + i\ \beta = (\varkappa + i\ \eta)^{-1}$ eliminiert werden, um α zu erhalten. Wegen $1 = (\alpha + i\ \beta)(\varkappa + i\ \eta) = \alpha\ \varkappa - \beta\ \eta + i\ (\alpha\ \eta + \varkappa\ \beta)$, also $\alpha\ \varkappa - \beta\ \eta = 1$ und $\beta\ \varkappa = -\ \alpha\ \eta$ folgt $\alpha = \varkappa\ (\varkappa^2 + \eta^2)^{-1} = (E - e^{-\lambda\mu} \cos \lambda\ T)\ (E - 2\ e^{-\lambda\mu}\ \cdot$ $\cdot \cos \lambda\ T + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Da in $S\ \alpha\ \delta\ \mu$ nur längs μ des

R_3 integriert wird, bleibt das Aggregat imaginärer Gitterselektoren T ; n = const (R_3) so daß cos $\lambda T = b$ = const (R_3) gesetzt werden kann. Damit wird $\alpha = (E - b\, e^{-\lambda\mu})\,(E - 2b\, e^{-\lambda\mu} + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Unter Verwendung der Transformation $\lambda\ \mu = x = ln\ w$, sowie $\mu = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ und $u = SIN\ y$ ergibt sich dann die Umformung $\lambda\ \alpha\ \delta\ \mu = (E - b\, e^{-x})\,(E - 2b\, e^{-x} + e^{-2x})^{-1}\ \delta\ x = (e^x - b)\,(e^x + e^{-x} - 2b)^{-1}\ \delta\ x = (w - b)\,(w + 1/w - 2b)^{-1}\ \delta w/w = (w - b)\,(w^2 - 2bw + E)^{-1}\ \delta\ w = \frac{u\,\delta\,u}{E + u^2} = T\ G\ y\ \delta\ y = \delta\ ln\ COS\ y = \delta\ ln \sqrt{E - u^2}$, was metronisch integriert werden kann. Demnach gilt

$f = a/2\lambda\ ln\,(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2\,(E - b^2)^{-1}) + C$, wenn C die Integrationskonstante ist. Unter Berücksichtigung der metronischen Integralgesetze folgt C aus $\lambda\ \mu$; $(n - 1)$ für $n = 1$ im Kondensationszentrum, was $C = -\ a/2\lambda\ ln\,(E + (E - b)^2\,.\,(E - b^2)^{-1}) = -\ a/2\lambda\ ln\,(E + \frac{E - b}{E + b}) =$

$= a/2\lambda\ ln\ 1/2\,(E + b)$, weil $\lambda\ \mu$; $o = o$ ist. Insgesamt gilt also $f = a/2\lambda\ ln\ 1/2\,(E + b)\,(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2\,.\,(E - b^2)^{-1})$, so daß nunmehr der Potenzselektor $\varphi = \underset{-}{\lambda}_{kl}\ \mu - f$ explizit bekannt ist. Einsetzen und potenzieren liefert dann mit $\lambda\ T = K$ und $E - b^2 = \sin^2 K$ die Struktur

$$\left[\begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix}\right]_{(3)} + Q^{\underset{-}{i}}_{(3)m}\ \left[\begin{matrix} m \\ k\ l \end{matrix}\right]_{(3)} = \alpha^{\underset{-}{\pm}}_{kl}\ e^{\underset{-}{\lambda}_{kl}\,\mu}\ \left[1/2\,(E + \cos K)\,(E + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2\,\sin^{-2} K)\right]^{-\,a/2\lambda_{kl}},$$

$$K = \lambda_{kl}\ T\,,\quad T = \sum_{k>3}^{q} \sqrt{\tau}\ ()_k\,,\quad \mu = \sum_{k=1}^{3} \alpha_k\ ()_k$$

$$a = \overline{c}_{(3)}\ \overline{c}^{-1} = a^{*} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 164$$

aus welcher unmittelbar hervorgeht, wie die imaginären Gitterselektoren, welche immer als transfinite Größen vorhanden sind, die Raumkondensationen [3] verursachen. Wird nämlich angenommen, daß $K = 0$ wird, dann folgt in jedem Fall, da $a/2\lambda_{kl} > o$ bleibt,

$\lim\limits_{K \to o}\ [3] = '\overline{o}$, weil für $K = o$ immer sin $K = o$

und cos K = E ist. Eine reelle Raumkondensation $[3] \neq {}'\bar{o}$, welche die ponderablen Kondensationstypen c und d auszeichnet, ist also nur dann möglich, wenn K $\neq$ o bleibt. Aber auch dann, wenn diese Vorausstzung erfüllt ist, gibt es K - Werte, welche zu keiner Raumkondensation fähig sind. Gilt nämlich K ; $n = \pm \pi N$, dann wird cos K = $\pm$ E und sin K = o, was sowohl für geradzahlige als auch für ungeradzahlige N wiederum $[3] = {}'\bar{o}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum K ; $n = \pm \pi/2 (2N + 1)$; denn dann gilt cos K = o und sin K = $\pm$ E, was das Extremum der Raumkondensation

$$\left(\left[{}^{i}_{k\,l} \right]_{(3)} + Q^{\pm i}_{(3)m} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]_{(3)} \right)_{max} =$$

$$= \alpha^{\pm i}_{kl} \; e^{\pm \lambda_{kl} \mu} \; (1/2 \, (E + e^{2\lambda_{kl}\mu}))^{-a/2\lambda_{kl}} ,$$

K ; $n = \pm \pi/2 (2N + 1)$ ..... 164 a

bedingt. Der einzige Verlauf von $[3]$ im R_3 erfährt für $o < |\cos K| < E$ bei $e^{\lambda_{kl}\mu} = \cos K$ des Kompositionsfeldes, also bei $\lambda_{kl} \mu = 1/n \cos K$ ebenfalls ein Extremum. Aus der metronischen Extremwerttheorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\delta [3] = {}'\bar{o}$ oder $o = \delta e^{\varphi} = e^{\varphi} (\lambda_{kl} - a \alpha) \delta \mu$, was nur durch $\alpha = \frac{\lambda_{kl}}{a} = A$ wegen $e^{\varphi} > o$ und $\delta \mu > o$ erfüllt werden kann. Mit der Transformation $u = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ wird diese Bedingung zu

$\frac{u (u + C)}{E - u^2} = A$. Werden zur Kürzung C = c t g K und $B = \frac{C}{2 (E - A)}$ verwendet, dann folgt für diese quadratische Gleichung die zweideutige Lösung $w_{ext} = (E + 1/2 (E - A)^{-1} \cdot (-E \pm \sqrt{A/B^2 + E})) \cos K$. Da auf jeden Fall $A/B^2 > o$ bleibt, wird der positive Zweig nahegelegt, weil cos K > o wegen $(\lambda_{kl} \mu)_{max} = 1/n \cos K$ sein muß und auch $w = e^{\lambda\mu} > o$ im ganzen Bereich ist. Die Forderung $(E + 1/2 (E - A)^{-1} \cdot (\sqrt{A/B^2 + E} - E)) \cos K > o$ kann für die erlaubten Werte

K aus $o < \cos K < E$ innerhalb dieses Bereichs aber nur dann erfüllt werden, wenn $A < E$ und $A > o$ bleibt; denn für $A = E$ kommt es zu einer Unendlichkeitsstelle, während für $A > E$ der Fall $w_{ext} < o$ möglich würde, was aber ein Widerspruch ist. $A < E$ bedeutet aber auch $a > \underline{\lambda}_{kl}$, woraus sich im dritten Approximationsbereich eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \to o$ wird $\lim_{\tau \to o} \mu ; n = r$ und dies bedeutet in Gleichung 164 eingesetzt für hinreichend große Werte r den Verlauf

$$[3]^{\underline{i}}_{kl} \sim e^{\underline{\lambda}_{kl} r} \left(1/2 \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2\right)^{-a/2\lambda} \approx$$

$\approx \exp(\underline{\lambda}_{kl} - a) r = e^{-\alpha r}$ mit $\alpha > o$, weil $e^{\lambda r} \gg b$ und erst recht $e^{\lambda r} \gg 1$ im dritten Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein exponentiell steil abklingendes Strukturfeld, dessen Eigenschaften sich mit denen eines Nahwirkungsfeldes decken.

Im Gegensatz zur stufenfreien Raumkondensation bilden alle imaginären Struktureinheiten Kondensationsstufen. In Analogie zu $[3]$ bilden die imaginären Kondensationen die Klassen $[1]$ sowie $[2]$ und $[1,2]$, doch erscheinen diese Kondensationsstufen auch dann, wenn es sich um komplexe Größen handelt, also, wenn die reellen Struktureinheit $\bar{R}_{(3)}$ mitwirkt. Demnach werden die stufenbildenden Kondensationsklassen durch die drei weiteren komplexen Klassen, $[1,3]$ sowie $[2,3]$ und $[1,2,3]$ ergänzt. Nach Gleichung 149 ist der Verlauf aller dieser Fremdfeldselektoren exponentiell. Zur Kürzung soll die laufende, jeweilige Kondensorsignatur einer Größe durch $A^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = \underline{A}$ gekennzeichnet und die Komponentenindizierungen fortgelassen werden. Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensationstypen $(a,b,c,d) \equiv \mathfrak{K}$, wird dann durch die Funktionalselektoren $F_{\alpha\beta\gamma\varkappa}(x) =$

$= (\underline{A}^{\underline{i}}_{kl})^{-1} \left([k^i l]_{()} + \underline{\varrho}^{\underline{i}}_{m} [k^m l]_{()}^{()\alpha\beta\gamma\varkappa} \right) = \exp(\underline{\lambda} V - \underline{\varrho}_s S [k^s l] ; () \in V)$, wenn es sich um die Kondensorklasse $[\alpha\beta\gamma]$ im hermetrischen Aggregat V und der Hermetrieform x handelt. Mit den Linearaggregaten $\underline{\varrho}_s [k^s l] = \underline{a} \Psi_{kl} =$

$= \underline{a} (E - e^{-\lambda V})^{-1}$ kann für jeden Hermetriegrad das Metronintegral ausgeführt werden. Gilt nämlich für $\langle\rangle$ ein höherer Her-

metriegrad als für die jeweilige Lösung 149, so daß $\widehat{[\,]}\ (Q)$ mit $Q = P - V$ in $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ gesetzt werden kann, dann folgt für das im Exponenten stehende Metronintegral $\underline{c}_s\ S\ [k^s l]$; $() \delta V =$

$= \underline{a}\ S\ \psi_{kl}$; $() \delta V = \underline{a}/\lambda\ S\ (E - e^{-\lambda Q})^{-1} \delta \lambda V =$

$= \underline{a}/\lambda\ ln\ (e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}) + const = ln\ (\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}})^{\underline{\alpha}}$,

weil δ sich immer als pertielles Metrónintegral auf die Hermetrie von V der synmetronischen Partiallösung bezieht und der Beginn der metronischen Integration stets bei $V\ ;(n-1)$ mit $n = 1$ liegt, was aber $V\ ;o = o$ bedeutet. Außerdem erweist sich nach Gleichung 149 a immer $\underline{a}/\lambda = \underline{\alpha}$, wenn $Q = V$ mit dem Kompositionsfeld übereinstimmt. Nach diesem allgemeinen Schema können die stufenbildenden Kondensationsklassen der möglichen Typen einzeln analysiert werden. Zur Kürzung sollen zu diesenm Zweck die reellen Aggregate $\mu = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^{3} ()_k$, sowie $z = \sqrt{\tau}\ ()_4$ und $T =$

$= \sqrt{\tau}\ (()_5 + ()_6)$ zur Anwendung kommen. Für die Gravitonen und latenten Terme, also die transfiniten Selbstkondensationen gibt es im Bereich nur die eine Möglichkeit $F_1\ (a) = (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}$, während sich für die Photonen als Zeitkondensationen vom imaginären

Typ b drei Möglichkeiten ergeben, nämlich $F_1\ (b) =$

$= e^{i\underline{\lambda} T}\ (\frac{e^{i\lambda T} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}})^{-\underline{\alpha}}$ und $F_2\ (b) = e^{i\underline{\lambda} z}\ (\frac{e^{i\lambda z} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}})^{-\underline{\alpha}}$

während nur für $F_{1,2}\ (b) = (E - \exp(-i\lambda(T - z)))^{-\underline{\alpha}}$ die Gleichung 149 a gilt. Die Klasse $[1,2,3]$ existiert im Fall der imaginären Kondensationstypen a und b nicht. Für den Typ c neutraler ponderabler Korpuskeln als komplexe Raumkondensationen gibt es nur eine imaginäre Form $F_1\ (c) = e^{i\underline{\lambda} T}\ (\frac{e^{i\lambda T} - e^{-\lambda\mu}}{E - e^{-\lambda\mu}})^{-\underline{\alpha}}$

während auf $F_{1,3}\ (c) = (E - \exp(-\lambda(\mu + i T)))^{-\underline{\alpha}}$ wieder Gleichung 149 a gilt. Es verbleiben noch die Möglichkeiten des Typs d , also der ponderablen geladenen Korpuskeln als komplexe Raumzeitkondensationen zu untersuchen. Hier treten alle sechs Klassen von Kondensationsmöglichkeiten auf und zwar liefert die Ausführung der kompositiven Metronintegrale $F_\alpha\ (d) =$

$= e^{\underline{\lambda} q_\alpha}\ (\frac{e^{\lambda q_\alpha} - e^{-\lambda z_\alpha}}{E - e^{-\lambda z_\alpha}})^{-\underline{\alpha}}$, wenn $\alpha = 1$ mit $q_\alpha = i T$,

$z_\alpha = \mu - i z$ oder $\alpha = 2$ mit $q_\alpha = i z$, $z_\alpha = \mu + i T$,

beziehungsweise $\alpha = (1,2)$ mit $q_\alpha = i\,(z + T)$, $z_\alpha = \mu$ ist. $\alpha = 1$ und $\alpha = 2$ liefert hier keinen Kondensorfluß. Die komplexen Strukturen sind dagegen durch $F_{1,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu + i\,T)}\,(\frac{e^{\lambda(\mu + i\,T)} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}})^{-\underline{\alpha}}$ und $F_{2,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu + i\,z)}\,(\frac{e^{\lambda(\mu + i\,z)} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}})^{-\underline{\alpha}}$, während nur für die letzte Klasse $F_{1,2,3}(d) = (E - \exp(-\lambda(\mu + i\,z - i\,T)))^{-\underline{\alpha}}$, also Gleichung 149 a gilt. Damit sind aber alle Kondensorklassen der einzelnen Hermetrieformen explizit dargestellt worden, welche Kondensationsstufen ausbilden und somit im Gegensatz zu [3] zyklische Aggregate von Kondensorflüssen ermöglichen. Die Zyklizität dieser Kondensorflüsse ergibt sich wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ aus dem Schwingungscharakter aller derjenigen Aggregate, die von den imaginären Gitterselektoren bestimmt werden, denn jeder periodische Prozess muß als Projektion eines zyklischen Vorganges aufgefaßt werden.

Aus den zwölf Kondensorsystemen F für die vier Hermetrieformen ergeben sich sämtliche Kondensormaxima aus $\delta F = o$ zu N^+, weil hier die Korrelation zum Minimum, also ebenfalls extremal wird. Das Koppelungsmaximum dagegen wird durch das Verschwinden der Kondensoren, also der Fremdfeldselektoren durch $F = o$ bestimmt, woraus für eine jeweilige Lage N^- eliminiert werden kann. N^- ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^-(\underline{\alpha}, \underline{\lambda})$ von der Kondensorsignatur gekennzeichnet, doch wird dies, wenn die Bedingung $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ erfüllt ist, auf $N^-(\underline{\alpha})$ reduziert. Mithin werden die Kondensations- und Koppelungsextrema hinsichtlich ihrer Lage im R_6 allein durch die Korrelationsexponenten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensorsystem F neben der Existenz der N^-, also der Zyklizität noch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllen, dann können für die vier Hermetrieformen die Kondensorflüsse $N_a^+(1)\,N_a^-$, $N_b^+(1)\,N_b^-$, $N_b^+(2)\,N_b^-$, $N_b^+(1,2)\,N_b^-$, $N_c^+(1)\,N_c^-$, $N_c^+(1,3)\,N_c^-$, $N_d^+(1,2)\,N_d^-$, $N_d^+(1,3)\,N_d^-$, $N_d^+(2,3)\,N_d^-$ und $N_d^+(1,2,3)\,N_d^-$ definiert werden, weil [1] und [2] im Typ d nur als $\left[\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}\right]_+$ und $\left[\begin{smallmatrix}2&2\\2&2\end{smallmatrix}\right]_+$, also ohne Korrelation auftritt und somit keinen Kondensorfluß bilden kann; denn N^- ist in diesem Fall nicht definiert. Da außerdem N^- nur von

den $\underline{\alpha}$, $\underline{\lambda}$ abhängig ist und diese Exponenten sich bei Permutationen der jeweiligen Indizes einer Kondensorsignatur nur um Proportionalitätsfaktoren unterscheiden, kommt es zu den folgenden Entsprechungen der Kondensorflüsse N_a^+ (1) $N_a^- \equiv N_b^+$ (1) $N_b^- \equiv$ $\equiv N_c^+$ (1) $N_c^- \equiv A$, N_b^+ (2) $N_b^- \equiv B$, N_b^+ (1,2) $N_b^- \equiv$ $\equiv N_d^+$ (1,2) $N_d^- \equiv C$, N_c^+ (1,3) $N_c^- \equiv N_d^+$ (1,3) $N_d^- \equiv D$, sowie N_d^+ (2,3) $N_d^- \equiv E$ und N_d^+ (1,2,3) $N_d^- \equiv F$, so daß nur diese sechs Typen von Kondensorflüssen in den Koppelungsstrukturen der Hermetrieformen zu untersuchen sind.

Aus dieser Untersuchung ergeben sich einige allgemeine Konsequenzen hinsichtlich der möglichen Hermetrieformen. Zunächst folgt aus dem Übergang C_o $(\bar{v} = \bar{o}) \rightarrow C$ $(\bar{v} \neq \bar{o})$ vom Ruhesystem C_o nach C , welches mit $\bar{v}$ im R_3 bewegt wird, das eine in C_o ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\dot{\bar{v}} \neq \bar{o}$ während des Überganges erfährt. Nach $\hat{C}$ liegt aber im System C hinsichtlich C_o eine komplexe Drehung vor, welche mit $\dot{\bar{v}}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung 162 zeitlich stetig gestört und immerwieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ der Kondensation stets $\dot{\bar{v}} \neq \bar{o}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Trägheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. Alle Hermetrieformen müssen sich also träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3 , weil das Orthogonalitätsprinzip der $\bar{\lambda}$ beziehungsweise $\underline{\bar{\lambda}}$ inbezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von w grundsätzlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensor $\left[\begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{smallmatrix}\right]_+$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel sind nur die Kondensationstypen c und d , weil das reelle Kondensorsystem [3] nur diese Typen bestimmt, so daß a und b inponderabel sind. Infolge dieser Kondensortheorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern, als beide Eigenschaften allen Hermetrieformen gleichermaßen zukommen. Auch wird klar, wie die Kondensorflüsse A bis F die Hermetrieformen bestimmen. So wird a nur durch den transfiniten Kondensorfluß A aufgebaut, der als Gravitonensystem erscheinen kann, Die als Photon interpretierte Kondensation b besteht dagegen auf den Zeitkondensationen B, welche

von A begleitet werden und einem Kondensorfluß C aus einer photonisch-gravitonischen Koppelung. Die durch [3] ponderable Struktur c wird dagegen durch die gravitonischen Kondensorflüsse A und die Flüsse einer gravitonisch-räumlichen Koppelung D bestimmt, was als neutrale Elementarkorpuskel zu interpretieren ist. Die als elektrisch geladene Korpuskeln interpretierbaren Formen des Typs d werden nicht nur durch die photonischen und räumlichen Kondensorflüsse B , C und D bestimmt, sondern noch durch die Kondensorflüsse E einer photonisch-räumlichen und F einer gravitonisch-photonischen räumlichen Koppelung, wobei E und F die den Typ d bestimmenden Eigenschaften der elektrischen Ladung ausmachen müssen. Die photonischen Bestimmungsstücke aus d müssen dagegen das mit dieser Ladung gekoppelte elektrostatische Feld beschreiben, welches als Sonderfall des Photons aufzufassen ist, wenn A fehlt. Der Charakter der Raumkondensation von d wird durch das Auftreten von D aus c sowie E und F und die Ponderabilität durch [3] verursacht. Wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, dann liefert 162 eine vertiefte Auffassung des Ponderabilitätskriteriums [3] . Wenn nämlich ${}^{2}\overline{\chi}_{(3)}$ die Signatur eines Kondensorsystems mitbestimmt dann erscheint diese Signatur auch in den Eigenwerten der Kondensationsstufen. Die durch die Signatur (3) gekennzeichneten $\underline{\overline{\lambda}}$ liegen aber in $S_{(1)} = R_3$ in welchem $\overline{v} \neq \overline{o}$ möglich wird. Wenn es also in diesem Fall zu keiner inneren Strukturänderung kommt, dann wird 162 durch $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{v}$ erfüllt, was $\dot{\overline{v}} \neq \overline{o}$ und $o \leq v < c$ nach $\hat{C}$ für $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = o$ ermöglicht, was aber das Kriterium der Ponderabilität der Formen c und d ist. Im Fall a oder b fehlt dagegen die Signatur (3) in $\underline{\overline{\lambda}}$, so daß hier 162 allein durch $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{w}$ erfüllt wird, so daß für diese Hermetrieformen das Geschwindigkeitsintervall aus $\hat{C}$ als Ponderabilitätskriterium nicht existiert. Auf diese Weise wird das Charakteristikum der Ponderabilität wegen 162 allein durch [3] bestimmt Neben diesen zu Kondensorflüssen führenden Korrelationssystemen gehören zu jeder Hermetrieform noch die durch eine einzige Indizierung bestimmten korrelationsfreien Kondensoren $\left[\begin{smallmatrix}\widehat{\lambda\lambda}\\ \lambda\lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ mit $1 \leq \lambda \leq 3$, welche zwar mit Ausnahme von $\lambda = 3$ Kondensationsstufen bilden, aber kein Flußaggregat erzeugen, weil das Koppelungsmaximum als Kondensorminimum nicht gegeben und somit die Existenzbedingung des Kondensorflusses wegen dieser fehlenden Kondensorsenke nicht erfüllt ist. Dem Typ a ist nur $\lambda = 1$, aber den Typen b und c noch $\lambda = 2$, beziehungsweise $\lambda = 3$ und dem

Typ d sind $1 \leq \lambda \leq 3$ überlagert, wodurch der jeweilige Hermetriecharakter bestimmt wird.

Alle diese Kondensationstypen werden also durch nur sechs Klassen sterioisomerer Flußaggregate bestimmt, nämlich A (1) , B (2) , C (1,2), D (1,3), E (2,3) und F (1,2,3), wenn die Indizierungen der Struktureinheiten aus den Kondensorsignaturen angegeben werden. Die Flußklassen ab C beschreiben eindeutig die inneren Korrelationen der Struktureinheiten (Gitterkerne), welche die zyklischen Kondensorflüsse und ihre Superposition zum Kompositionsfeld unter Wahrung der Komprssorisostasie ermöglicht.

Die möglichen Kondensorflüsse $N^{+}(\alpha\ \beta\ \gamma)\ N^{-} \equiv$ (A... F) im R_6 laufen also zyklisch zwischen dem Koppelungsmaximum und N^{+} und werden in ihrem funktionellen Verlauf durch die $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wiedergegeben. Da $F_1(d)$ und $F_2(d)$ nicht zur Ausbildung von Kondensorflüssen fähig sind, gelten die Entsprechungen ($F_1(a)$, $F_1(b)$, $F_1(c)$) $\equiv$ A (1) für gravitonische, $F_2(b) \equiv$ B (2) für photonische, ($F_{1,2}(b)$, $F_{1,2}(d)$) $\equiv$ C (1,2) für gravitonisch-photonische ($F_{1,3}(c)$, $F_{1,3}(d)$) $\equiv$ D (1,3) für gravitonisch- räumliche, sowie $F_{2,3}(d) \equiv$ E (2,3) für photonisch-räumliche und $F_{1,2,3}(d) \equiv$ $\equiv$ F (1,2,3) für räumlich photonisch-gravitonische Kondensorflüsse. Da die explizite Darstellung der $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wegen $S[k^{i}\mathfrak{L}]$; $() \delta V$ im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich erfolgte, und hier stets $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ durch den jeweiligen Korrelationsexponenten und die kompositiven Stufen λ ausdrückbar ist, können die Kondensorflüsse A bis F explizit in diesem Gültigkeitsbereich angegeben werden. Es handelt sich offensichtlich bei A bis F um prototypische Grundverläufe, die jedes Flußaggregat aufbauen. Ein derartiger prototypischer Grundflußverlauf soll daher als Flukton bezeichnet werden. Wegen $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ folgt also für die im R_6 möglichen sechs Fluktonen das System

$$\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\ \lambda\ ,\ P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = \underline{P}\ ,\ A\ (1) = (\ E - \exp - \lambda\ (i\ T + i\ \delta_{xb}\ Z +$$

$$+ \delta_{xc}\ \mu))^{-\underline{\alpha}}\ (\ E - \delta_{xb}\ e^{-i\lambda Z} - \delta_{xc}\ e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}\ ,$$

$$B(2) = (E - \exp - i\ \lambda\ (Z + T))^{-\underline{\alpha}}\ (E - e^{i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}\ ,$$

$$C\ (1,2) = (\ E - \exp - \lambda\ (i\ T + i\ Z + \delta_{xd}\ \mu))^{-\underline{\alpha}}\ (E - \delta_{xd}\ e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}\ ,$$

$$D\ (1,3) = (\ E - \exp - \lambda\ (\mu + i\ T + i\ \delta_{xd}\ Z))^{-\underline{\alpha}}\ (E - \delta_{xd}\ e^{-i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}\ ,$$

$$E\ (2,3) = (E - \exp - \lambda)\ (\mu + i\ Z + i\ T\ ))^{-\underline{\alpha}}\ (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}\ ,$$

$$F\ (1,2,3) = (E - \exp - \lambda\ (\mu + i\ T + i\ Z))^{-\underline{\alpha}}\ ,$$

$$\mu = \sqrt{\tau}\ \sum_{k=1}^{3}\ ()_k\ ,\ Z = \sqrt{\tau}\ ()_4\ ,\ T = \sqrt{\tau}\ (\ ()_5 + ()_6)\ ,$$

$$x \equiv (a,b,c,d)\ ,,,.....165,$$

wenn x die jeweilige Hermetrieform a,b,c oder d angibt. Aus diesen Fluktonen werden sämtliche Flußaggregate der Koppelungsstrukturen und aller ihrer Enantiostereoisomerien aufgebaut.

Ein jedes Flukton umfaßt eine Schar elementarer Grundflüsse vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ des Fluktons; denn dieser Korrelationsexponent ist der einzige Parameter, welcher ein Flukton bestimmt, während λ als kompositive Stufe den Grundflußparameter innerhalb des Fluktons im zweiten Gültigkeitsbereich kennzeichnet. Dieser Sachverhalt wiederum bedingt das Auftreten einer Signaturisomerie. Zwar wird jede Koppelungsgruppe einer Koppelungsstruktur aus C IX 4 durch nur ein Flukton beschrieben, doch werden hierdurch mehrere Grundflüsse erfaßt, welche sich durch $\underline{\alpha}$ hinsichtlich der Signaturpermutation unterscheiden. Diese Signaturisomerie der Grundflüsse, also das Auftreten mehrerer Kondensoren in den Klassen einer Koppelungsgruppe geht zwangsläufig darauf zurück, daß höchstens drei Struktureinheiten korrelieren, aber stets vier Kondensorsignaturen gegeben sind. Nach Gleichung 161 bis Gleichung 161 b besteht wiederum jeder dieser signaturisomeren Grundflüsse aus einem System enantiostereoisomerer Flußaggregate $F_\gamma = (\varkappa^{\alpha\beta}_{\lambda})\ F\ (q_j)^{\gamma}_{1}$ ω zyklischer Kondensorflüsse hinsichtlich der Systeme q_j von Kondensorquellen und - senken, woraus hervorgeht, daß im allgemeinen die Zahl N der Elemente eines Systems signaturisomerer Grundflüsse sehr hoch liegen kann. Sind dagegen diese Kondensorflüsse in ihrer Morphologie identisch, dann wird N allein durch die Permutationsmöglichkeiten der betreffenden

Kondensorsignatur bestimmt.

Handelt es sich um eine allgemeine Hermetrieform $x \equiv (a,b,c,d)$ im R_6 derart, daß der Korrelator $\hat{\gamma}^{2}(x) = (\overset{2}{\gamma}(\mu\gamma))_3$ als Folge der Einwirkung eines Sieboperatots über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von $^{2}\bar{E}$ unterscheiden, dann kämen aus diesen Elementen insgesamt n^2 Kondensoren gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignatur unterschiedlich sind, und somit Korrelationen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\alpha}\beta\\ \alpha\hat{\beta}\end{smallmatrix}\right]$ für welche es keine Korrelation, und damit keine Kondensorflüsse gibt. Diese Kondensoren, welche nicht zur Ausbildung von Flußaggregaten fähig sind, bilden jedoch metronische Kondensationsstufen, beziehungsweise für $\alpha = \beta = 3$ das nicht in metrischen Stufen auftretende Nahwirkungsfeld der Raumkondensation aus. Diese Kondensationen ohne Kondensorflüsse umschließen jedoch die Flußaggregate und sollen daher als Schirmfelder bezeichnet werden. Es gibt hier zunächst die singulären Schirmfelder $\alpha = \beta$, welche die Hermetriecharakteristik umfassen, während die Schirmfelder $\alpha \neq \beta$ als korrelative Schirmfelder bezeichnet werden sollen. Nach dieser Definition wäre das nicht in Kondensationsstufen auftretende Kondensorquartett $[3]$ zusammengesetzt aus den singulären Pseudoschirmfeldern $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}3\\ 33\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}\\ 3\end{smallmatrix}\right]$, sowie den pseudokorrelativen Schirmfeldern $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}3\\ 33\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}3\\ 3\end{smallmatrix}\right]$, welche jedoch nur wegen der Kondensationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flußaggregate der Koppelungsstruktur umhüllenden Feldes quantisierter Raumverdichtung $[3]$ haben. Nach 164 erfolgt die Quantisierung des stets die Änderabilität bestimmenden umhüllenden Nahwirkungsfeldes durch das Aggregat T imaginärer Gitterselektoren. Wegen dieses Pseudoschirmfeldcharakters ohne Kondensationsstufen und der Eigenschaft 164 werde $[3]$ im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als Straton bezeichnet. Ein solches Straton ist also als ein Kondensationsstufenfreies Pseudoschirmfeld einer R_3 - Verdichtung definiert.

Nach dieser Untersuchung der zur Korrelation fähigen Fluktonen und der flußfreien Schirmfelder ist die Beziehung 165 zu ergänzen durch

$$\hat{\mathfrak{Z}}(x) = ({}^{s}\bar{\mathfrak{Z}}(\mu\gamma))_3 \, , \; n({}^{s}\bar{\mathfrak{Z}}(\mu\gamma) \neq {}^{s}\bar{E}) \leqq 9 \, ,$$

$$Z = n\,(n-1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 165\,a.$$

Die n singulären und korrelativen Schirmfelder, bzw. das Straton umschließen die Flußaggregate der betreffenden Koppelungsstruktur, deren Koppelungsgruppen (Fluktonen) nach 165 mit signaturisomeren Grundflüssen identisch sind, wobei jeder Grundfluß durch ein enantiosterioisomeres Flußaggregat elementarer Kondensorflüsse der betreffenden Koppelungsstrukrur dargestellt wird. Für die einzelnen Hermetrieformen gibt es dabei die folgende Verteilung: Im Fall $x = a$ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $Z = 2$ mögliche Kondensorflüsse. Bei $x = b$, beziehungsweise $x = c$ wird $n = 6$ und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und zwei korrelativ, wobei im Fall $x = c$ vier Stratonen auftreten. Doch gibt es $Z = 30$ Kondensorflüsse in der Koppelungsstruktur. Für $x = d$ dagegen sind $n = 9$ Schirmfelder (davon ein Straton), nämlich drei singuläre und sechs korrelative gegeben, welche $Z = 72$ gekoppelte Kondensorflüsse umschließen.

Die zu 164 und 165 führende Untersuchung erfolgte im 2. metronischen Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation zwischen Basis- und Kontrasignatur eines Kondensors allein durch $\underline{\alpha} \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Flukton aus 165 besteht aus einer Serie signaturisomerer Grundflüsse, die als ausgeartet korrelationsfrei mit $\underline{\alpha} = 1$ aufgefaßt werden können, bei denen Basis- und Kontrasignatur identisch werden. Solche ausgearteten Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Kondensorflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder singulärer oder korrelativer Art erscheinen. $\underline{\alpha} = 1$ in 165 führt also tatsächlich gemäß $(A....E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv [{}^{\alpha}_{\alpha,\beta}{}^{\beta}]$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem synmetronischen linearen Kondensoraggregat $\underline{\Psi} = (\psi)^{\underline{\alpha}}$ identisch ist, weil hier drei Struktureinheiten korrelieren. Aus diesem Grund kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden, was für F in Analogie zum Begriff des Stratons die Bezeichnung Weltflukton nahelegt, weil F in allen Struktureinheiten und damit auch in sämtlichen Unterräumen des R_6 definiert ist. Das noch fehlende Schirmfeld ist durch die nicht in

metronischen Kondensationsstufen auftretende diskriminantenhafte Raumverdichtung 3 , also das Straton nach 164 gegeben, welches ein exponentiell abklingendes Nahwirkungsfeld des R_3 beschreibt. Nach der Beziehung

$$(A...E)_{\underline{\alpha}=1} = \left[\begin{smallmatrix}\alpha\beta\\ \alpha\beta\end{smallmatrix}\right] \quad \text{.....166}$$

und Ergänzung durch 164 sind also die Begriffe Schirmfeld und Flukton ineinander überführbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich nur um verschiedene Zustände des gleichen Phänomens synmetronischer Strukturkondensationen, welche demnach als Urgestalten der Weltarchitektur aufgefaßt werden müssen. Diese Prototropen sind zwar metrischer, aber nicht materieller Natur; denn die materiellen Eigenschaften der Terme von 126 entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Prototropen. Da die Prototrope als Oberbegriff von Flukton, Straton und Schirmfeld auftritt, erscheint eine einheitliche Symbolisierung sinnvoll. Im Folgenden werden die fluktonenhaften Prototropen aus 165 symbolisiert durch (A...F) = $\equiv$ (- (1...6)), während für die Schirmfeldprototropen (A...E) = = (+ (1...5)) und [3] = (+7) gelten soll. Für die Prototropen ist also die Symbolschrift

$$(A...F) = (-\ (1...6))\ ,\ (A...E)_{\underline{\alpha}=1} = (+\ (1...5)),$$
$$[3] = (+\ 7) \quad \text{.....167}$$

für die folgende Untersuchung verbindlich.

Ein System signaturisomerer Grundflüsse bildet ein Flukton und hieraus wird sofort evident, daß zu jedem Flukton (-k) in einem Unterraum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schirmfeldern ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die (-k) stets in Verbindung mit den Schirmfeldern (+k) in den betreffenden Unterräumen auftreten. Diese (+k) umschließen offenbar als synmetronische Kondensationsstufen die (-k), so daß die Prototropen $k \leq 5$ bereits einfachste Struktursysteme ($\pm$ k) bilden. Ein solches einfachstes synmetronisches System ($\pm$ k) soll im Folgenden als Protosimplex bezeichnet werden. Von diesen Protosimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn zum Weltflukton (- 6) gibt es kein Schirmfeld und zu (+ 7) kein Flukton. Die Koppelungsstrukturen aus C IX 4 für die möglichen Hermetrieformen

a bis d liefern Schemata aus Koppelungsgruppen, welche Kondensorbrücken, sowie Verteilungen von Kondensorquellen und Kondensorsenken definieren. Die hieraus resultierenden zyklischen Kondensorflüsse können aber nur in den Protosimplexen

$$p_k = (\pm k), 1 \leq k \leq 5 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 167a$$

und in (- 6) enthalten sein, während (+ 7) als Straton die Ponderabilität der komplexen Hermetrieformen c und d bestimmt. Es muß also ein Konjungtionsgesetz der Protosimplexe existieren, welches eine Konjungtion der Fluktonen impliziert und von der jeweiligen Koppelungsstruktur bestimmt wird. Mithin werden der Koppelungsstruktur entsprechend die Protosimplexe zu einem Prototropenkombinat verbunden, dessen synmetronische Kondensationsstufen zu dem metaphorisch mosaikartigen Muster komponieren, als welches die kompositiven Kondensationsstufen erscheinen.

Mit den in 167 und 167a ausgedrückten Begriffen der Prototropen und des Protosimplex wird eine außerordentlich einfache synmetronische Beschreibung der vier kompositiven Hermetrieformen hinsichtlich ihrer Koppelungsstrukturen und Schirmfeldverteilungen möglich. Die transfinite Selbstkondensation x = a erscheint als transfiniter Protosimplex $(\pm 1)_a$. Die photonische Zeitkondensation x = b dagegen als Triade von Protosimplexen $(\pm (123))_b$, während für die Raumkondensationen x = c der Neutrokorpuskeln $(\pm (14))_c$ $(+7)_c$ neben den Protosimplexen das Stratonensystem der Ponderabilität auftritt. Die synmetronische Prototropenstruktur der Raumzeitkondensationen x = d geladener Korpuskeln $(^{+}(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$ verfügt über eine Schirmfeldtriade (singulär), eine Protosimplextriade (mit korrelativen Schirmfeldern) und dem Weltflukton aller drei Struktureinheiten.

Da jedes Flukton aus signaturisomeren Grundflüssen gekoppelt ist, von denen jeder wiederum durch eine Serie enantiostereoisomerer Flußaggregate dargestellt wird, (mit jeweils zwei Orientierungsmöglichkeiten des Kondensorspins), wird das Flukton durch eine die Signaturisomerie kennzeichnende Zahl von N begrifflich verschiedenen Elementen bestimmt, welche stets Flußaggregate im betreffenden Definitionsbereich des Fluktons als R_6 - Unterraum der Koppelungsstruktur sind. In einer solchen fluktonischen Korrelation signaturisomerer Grundflüsse verfügt jedes der N Flußaggregate

über eine Einstellung des Kondensorspins, welche von den beiden möglichen Einstellungen realisiert ist, so daß aus $N > 1$ aller Flußaggregate der Grundflüsse die Zahl Z_N der möglichen Spinisomerien des betreffenden Fluktons ermittelt werden kann. Liegt die Stereoisomerie der N Grundflüsse bezogen auf das Schirmfeldsystem des betreffenden Protosimplex fest, dann müßte sich für $N = 1$ die doppelte Spineinstellung $Z_1 = 2$ ergeben. Für $N = 2$ wird dann $Z_2 = 2 \cdot 1 \cdot 2 = 4$ und für $N = 3$ ist $Z_3 =$ $= 2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 24$ völlig evident. Der vollständige Induktionsschluß liefert dann für beliebige $N > 3$ das zahlentheoretische Gesetz $Z_N = 2^{N-1} \cdot N\,!$ möglicher Spinisomerien des Fluktons. Da sich alle Grundflüsse des Fluktons in ihren Signaturisomeren Korrelationsexponenten und enantiostereoisomerer Flußaggregaten unterscheiden, wird das Flukton aus N begrifflich verschiedenen Elementen aufgebaut, für welches (wiederum auf das Schirmfeld bezogen) $N\,!$ Permutationsmöglichkeiten existieren. Diese $N\,!$ Permutationen können aber nur verschiedene Relativlagen der Grundflüsse im Definitionsbereich des betreffenden Fluktons sein. Dies bedeutet aber, daß die $N\,!$ Permutationen die möglichen Stereoisomeren des Fluktons hinsichtlich des Schirmfeldsystems sind. Bezeichnet S_N die Zahl der möglichen Stereoisomeren, dann gilt also $S_N = N\,!$ und $Z_N = 2^{N-1} \cdot S_N$ für die Zahl der Spimisomerien. Nun gibt es aber zu jeder der N Fakultät stereoisomeren Grundflußkombimationen jeweils Z_N Spinisomerien, so daß es für das betreffende Flukton $E_N = Z_N \cdot S_N$ Enantiostereoisomere geben muß. Hier erscheint der Begriff der Enantiostereoisomerie eines Fluktons besonders sinnvoll, weil es zu jeder fluktonischen Isomerie hinsichtlich des gasamten Kondensorspins (+) aller Grundflüsse immer ein spiegelsymmetrisches Spinsystem (-) geben muß, welches bis auf die Spinorientierung mit (+) identisch ist. Kennzeichnet $E_N^{(\pm)}$ die Zahl dieser enantiostereoisomeren Fluktonen, welche paarweise spiegelsymmetrisch auftreten, dann gilt $2\,E_N^{(\pm)} = E_N$. Die N signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktons ermöglichen demnach hinsichtlich des zugehörigen Schirmfeldsystems S_N stereoisomerer Anordnungen im Definitionsbereich des betreffenden Protosimplex, welche von Z_N Spinisomerien überlagert werden. Auf diese Weise entstehen $E_N^{(\pm)N}$ enantiostereoisomere Fluktonen des Protosimplex derart, daß zu jeder Spinstruktur eine spiegel-

symmetrische Antistruktur hinsichtlich des Kondensorspins existiert. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$E_N^{(\pm)} = 2^{N-2} \cdot (N!)^2 \, , \; Z_N = 2^{N-1} \cdot N! \, ,$$

$$S_N = N! \quad \ldots\ldots\ldots\

ermittelt werden kann. Hierzu wird es jedoch notwendig diese N_k numerisch festzustellen. Auf jeden Fall werden diese N_k von der Zahl signaturisomerer Grundflüsse im jeweiligen (-k) bestimmt, doch ist zu jedem dieser Grundflüsse ein ganzes Spektrum morphologisch ähnlicher Komponenten denkbar, was N_k wesentlich erhöhen müßte. Tatsächlich werden aber die $(\pm k)_x$ von den $\bar{\lambda}$ der betreffenden x - Hermetrie allein bestimmt, und diese liegen als synmetronische Kondensationsstufen stets in diskreten Punktspektren, das heißt, es sind stets zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indices. Dieser Sachverhalt schließt aber die Existenz morphologisch ähnlicher Grundflüsse aus, so daß N_k als Zahl der Signaturisomeren mit der Besetzung einer Koppelungsklasse, also den Permutationen der zu k gehörenden Kondensorsignaturen identisch wird. Dies hat aber zur Folge, daß die durch die Protosimplexe darstellbaren Koppelungsstrukturen der möglichen Hermetrieformen nur Schemata der allgemeinen prototropen Struktur dieser Hermetrieformen darstellen. Die realen Massenterme aus 126, sowie x = (ab) genügen zwar sämtlich diesen Schemata, doch werden sie hierdurch alleine noch nicht wiedergegeben. Tatsächlich gibt es zu jeder Hermetrie nach 126 ein ganzes Termspektrum, was nur darauf zurückgehen kann, daß die $\bar{\lambda}$ im allgemeinen aus $n_x^{(k)} \geq 1$ Protosimplexen $(\pm k)_x$ aufgebaut sind. Es muß demnach der Begriff einer Protosimplexladung $Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} (\pm k)_x$ zur Beschreibung der realen Hermetrieterme definiert werden. Zweifellos gilt dann $\bar{\lambda} = Q_x^{(k)}$ für die synmetronischen Kondensationsstufen. Der Begriff dieser Protosimplexladung wird also beschrieben durch die Definition

$$Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} . (\pm k)_x = \bar{\lambda} , \quad n_x^{(k)} \geq 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 168b,$$

die auf jeden Fall bei der Beschreibung der Spektralterme aller Hermetriestrukturen angewendet werden muß.

Zur Weiterführung der Analyse synmetronischer Korrelationen muß versucht werden, das Konjunktionsprinzip der Prototropen mit fluktonischer Charakteristik zu beschreiben; denn diese Konjunktion ist das eigentliche Korrelationsgesetz, welches die Komposition zu den Termen der jeweiligen Hermetrieformen bestimmt. Erst, wenn eine Beschreibung dieses Konjunktionsprinzips bekannt ist,

kann die korrelative Synmetronik der Terme von 126 hinsichtlich $x = (c,d)$, sowie diejenige der imponderablen Stufen $x \equiv (a,b)$ transparent werden.

2.) Prototrope Konjunktoren.

Die $k \leq 5$ Protosimplexstrukturen $(\pm k)$, sowie das Weltflukton (-6) und das Straton (+7) sind offensichtlich strukturelle Vorstufen, welche die möglichen Hermetrieformen zwar als Koppelungsstrukturen unter Berücksichtigung der Protosimplexladung komponieren, aber selbst die materiellen Eigenschaften der Trägheit, Gravitation, Ponderabilität, Imponderabilität oder das elektrische Ladungsverhalten mit Ausnahme von $(\pm 1)_a$ noch nicht tragen. Wenn aber diese Protosimplexe die Koppelungsstrukturen gemäß $(\pm 1)_a$, sowie $(\pm 1)_b$ $(\pm 2)_b$ $(\pm 3)_b$ oder $(\pm 1)_c$ $(\pm 4)_c$ $(+7)_c$ und $(+(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$ komponieren, dann muß es prototrope Konjunktoren -()- geben, welche die Komposition zur Koppelungsstruktur der jeweiligen Hermetrieformen ermöglichen. Auf Grund des deduzierten Baues eines $(\pm k)$ aus dem Flukton $(-k)$ zyklischer Kondensorflüsse und ihrer Ausartungen zu den singulären oder korrelativen Schirmfeldern $(+k)$ kann ein derartiges Konjunktivgesetz nur in einem Austauschprozeß der Fluktonen aus $(\pm p)$ und $(\pm q)$ bestehen, das heißt, die zyklischen Kondensorflüsse beider Protosimplexe gehen ineiander über. Hieraus folgt unmittelbar, daß ein solcher Austauschvorgang nur dann erfolgen kann, wenn die korrelierenden Kondensorflüsse dimensionell im gleichen Unterraum des R_6 liegen, also, wenn sie zur selben Struktureinheit gehören. Den $\mu \leq 3$ Struktureinheiten $^{s}\mathfrak{K}_{(\mu)}$ entsprechend kann es also nur drei mögliche Konjunktoren geben. Ein Konjunktivgesetz zwischen zwei Protosimplexen $(\pm (p\ q))$ kann also nur dann existieren, wenn p und q über eine gemeinsame Struktureinheit μ verfügen. In diesem Fall gilt dann für den Konjunktiv $(\pm q)$ $-(\mu)-$ $(\pm p)$, wobei der Konjunktor $-(\mu)-$ sich definitionsgemäß nur auf die Fluktonen $(-(p,q))$ beziehen kann. Aus dieser Darstellung des Konjunktors wird sofort deutlich, daß auf diese Weise drei Klassen von Konjunktivgesetzen formulierbar sind. Im Fall des Korrelationskonjunktors $(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$ bezieht sich μ

auf den direkten Fluktonenaustausch hinsichtlich $\overline{\mathcal{R}}_{(\mu)}$. Ein derartiger Korrelationskonjunktiv ist grundsätzlich zweideutig, weil $-(\mu)-$ stets nur zwei Prototrope korreliert. Liegt dagegen der sogenannte Kontaktkonjunktiv vor, welcher durch $(\overset{+}{-}q)\ -(\mu)-\ (\overset{-}{+}p)$ definiert ist, dann bleibt μ mehrdeutig; denn in diesem Fall mündet stets ein Flukton über $-(\mu)-$ in ein Schirmfeld, welches jedoch zu keiner Konjunktion fähig ist. Da aber $(-q)$ zur gleichen Struktureinheit gehört wie $(+p)$, kann das Schirmfeld den Kontakt zu einem anderen Flukton über den gleichen Konjunktor vermitteln. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß dieses vermittelnde Schirmfeld $(+7)$ und $\mu = 3$ ist, so daß $(\overset{+}{-}q)\ -(3)-\ (+7)$ den ebenfalls mehrdeutigen Stratonkonjunktiv definiert, der demnach ein Sonderfall des allgemeinen Kontaktkonjunktivs ist. Hieraus folgt weiter, daß den Protosimplexstrukturen gewisse Wertigkeiten hinsichtlich möglicher Konjunktoren zugeordnet werden können, derart, daß die Protosimplexwertigkeit identisch ist mit der Zahl s welche als Kondensorsignaturen den jeweiligen Protosimplex definieren. Demnach ist also $s = 2$ für $(-k)$ mit $k \leq 5$, aber $s=3$ für $k=6$, weil alle drei Struktureinheiten das Weltflukton bestimmen. Im Gegensatz zu diesen Fluktonen kann von einer Wertigkeit der $(+k)$ mit $k \neq 6$ nicht gesprochen werden; denn diese Schirmfelder können nur über Kontaktkonjunktive oder den Stratonkonjunktiv eine Korrelation vermitteln.

Die Konjunktordefinition auf Grund des Begriffes der Struktureinheitennd der Fluktonkonjugation ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es brauchen nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über einen Konjunktor zum korrelativen Austausch (Fluktonkonjugation) kommen. Ist $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Grundflüsse im Flukton $(-k)$ und existiert der Konjunktiv $(\overset{+}{-}p)\ -(\mu)-\ (\overset{+}{-}q)$, dann ist im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$, so daß $|Z_p - Z_q| \geq 0$ zu setzen ist. Ist $Z(Z_p, Z_q)$ die obere Schranke der Grundflüsse in p und q, welche über $Z_p - Z_q$ liegen, dann gilt $Z = 1/2\,(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|)$, und dies ist zugleich die obere Schranke der Grundflußzahl, welche im Konjunktor zur Konjugation kommen kann. Da aber keineswegs alle Grundflüsse in μ zu korrelieren brauchen, sondern nur $\varkappa_\mu \leq Z$, wäre die Definition $-(\mu)-$ durch den Begriff der Konjunktorvalenz x_μ zu $-(\mu x_\mu)-$ zu ergänzen.

Die Aussage $x_\mu = 0$ würde bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktorvalenz stets $x_\mu > o$ zu fordern ist, wenn überhaupt ein Konjunktiv zwischen Fluktonprototropen existieren soll. Die so ergänzte Konjunktordefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivgesetzen wird also beschrieben durch

$$-(\mu x_\mu)- \equiv {}^{s}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)} \, , \; (\pm p) \; -(\mu x_\mu)- \; (\pm q) \, , \; (\pm p) \; -(\mu x_\mu)- \; (\mp q) \, ,$$

$$(\pm p) \; -(3x_3)- \; (+7), \; Z((-k)) = Z_k, \; Z(Z_p, Z_q) = 1/2 \, (Z_p + Z_q - |\, Z_p - Z_q \,|) \, , \; 0 \prec x_\mu \preceq Z \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 169.$$

Da im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$ und $x_\mu \prec Z$ bleibt, wird sofort deutlich, daß es eine Konjunktorisomerie unter der Voraussetzung

$$Z_p \neq Z_q \, , \; x_\mu \prec Z \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 169\,a$$

geben muß, welche den bereits untersuchten Isomerien der Protosimplexe, also der Enantiostereoisomerie und der Signaturisomerie der betreffenden Kondensoren überlagert, wodurch sich die Zahl der Isomerien einer Hermetrieform wesentlich erhöht. Die Zahlen möglicher Konjunktorisomerien können jedenfalls erst dann untersucht werden, wenn die Konjunktivgesetze der einzelnen Hermetrieformen explizit vorliegen, was aber wiederum eine Bestimmung der Protosimplexladung nach 168 b erfordert.

Die Schirmfeldprototropen (∓(127)) sind i. B. auf die-(μ)- beliebig mehrdeutig, weil diese Prototropen nicht fluktonischen Charakter tragen, sondern als Kondensationsstufen die ${}^{s}\overline{\mathcal{K}}_{(123)}$ - Strukturen metrisch darstellen und somit die Definitionsbereiche der -(μ)- festlegen. Dies bedeutet aber, daß es immer dann bei der Grundflußkonjugation zur Ausbildung von Kontakt- bezw. Stratonkonjunktiven kommt, wenn mindestens eine dieser Prototropen (+(127)) in der Koppelungsstruktur existiert. Liegt dagegen (+(12)) in dem transfiniten oder zeitlichen Kondensorquartett (±(12)) vor - also in Hermetrieformen b und c - dann treten Korrelationskonjunktive mit der Wertigkeit 2 auf, weil in diesen Kondensorquartetten jeweils zwei Grundflußaggregate vorliegen. Werden die noch unbekannten Konjunktorvalenzen nicht angegeben, dann können

die Koppelungsstrukturen der vier Hermetrieformen durch die Protosimplexe und ihre Konjunktoren dargestellt werden. Im Fall der transfiniten Selbstkondensationen $(\pm 1)_a$ existiert überhaupt kein Konjunktor, während die Protosimplextriade der Zeitkondensationen gemäß $(\pm 1)_b$ -(1)- $(\pm 3)_b$ -(2)- (± 2) allein durch Korrelationskonjunktive bestimmt wird. In der Triade der Raumkondensationen $(\pm 1)_c$ -(1)- $(\pm 4)_c$ -(3)- $(+7)_c$ wirkt dagegen neben einem Korrelationskonjunktiv noch ein Stratonkonjunktiv. Liegen Raumzeitkondensationen der Hermetrieform d vor, dann tritt die Schirmfeldtriade (+(127)) auf, so daß trotz des Weltfluktons der Wertigkeit 3 nur Kontakt- bzw. Stratonkonjunktive d bestimmen. In der zyklischen Kontaktstruktur $(+1)_d$ -(1)- $(\pm 3)_d$ -(2)- $(+2)_d$ -(2)- $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ -(1)- $\longrightarrow$ $(+1)_d$ kommt es noch zum Einfluß von $(-6)_d$ im Kontaktkonjumktiv zu den $(+(127))_d$, so daß die zyklische Kontaktstruktur gemäß

::: $(+1)_d$ -(1)- $(-6)_d$ -(2)- $(+2)_d$ ::: und

::: $(-6)_d$ -(3)- $(+7)_d$ ::: zur Koppelungsstruktur der Hermetrieform d zu ergänzen ist.

Immer dann, wenn -(μ)- in $\overline{\mathfrak{K}}_{(\mu)}$ Prototrope in wie auch immer beschaffene Konjunktive setzt, kommt es zu einer Konjugation von Kondensorflüssen der beteiligten Fluktonen $(-\lambda)$ mit $\lambda \leq 6$; denn diese Konjugation erscheint als einzig mögliche Form prototroper Wechselbeziehungen. Die Unabhängigkeit von der Konjunktivform geht auf die Tatsache zurück, daß die singulären Schirmfelder nur den Definitionsbereich des -(μ)- in metrischen Kondensationsstufen strukturieren, aber keine Flußaggregate ausbilden. Aus diesem Grunde genügt es, nur den Korrelationskonjunktiv $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ zu analysieren, weil hierdurch die Allgemeingültigkeit nicht eingeschränkt wird. Zur Analyse muß berücksichtigt werden, daß die zur Konjugation kommenden Fluktonen (-(p,q)) Flußaggregate zyklischer Kondensorflüsse sind, welche nach C IX jeweils über ein pseudoeuklidisches Koppelungsmaximum N_- und ein Korrelationsmaximum N_+ extremer Kondensation verfügen. Ferner ist der Definitionsbereich eines derartigen Flußaggregates durch die beteiligten Kondensorsignaturen bestimmt, während der Spin des Flußaggregates durch

die Zahl ω der Zyklen festgelegt ist, nach welcher der Anfangszustand wieder hergestellt wird. Die zyklischen Kondensorflüsse selbst werden durch die antihermiteschen Anteile ihrer Kontrasignaturen aktiviert, und strukturieren die Flußaggregate der Grundflüsse eines Fluktons durch die Verteilung der Kondensorquellen und -Senken, bzw. der quellen- und senkenhaften Kondensorbrücken innerhalb einer Koppelungsstruktur. Werden p und q durch die Signaturen $(-p) \equiv (\overset{\varkappa\,\lambda}{\gamma\;\mu})$ und $(-q) \equiv (\overset{\varkappa'\lambda'}{\gamma'\;\mu'})$ gekennzeichnet, dann wird -(μ)- möglich, weil beide Fluktonen bei $(\varkappa\;\lambda\;\gamma) \neq (\varkappa'\lambda'\;\gamma')$ in der gleichen Struktureinheit ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ definiert sind, was der Existenzbedingung für -(μ)- genügt. Sind die $N_{\pm}(p,q)$ die Koppelungs- bzw. Korrelationsmaxima für p und q in μ, dann kann für die Flußaggregate nach den Untersuchungen über zyklische Kondensorflüsse $F_{p}(\mu) = N_{+}(p)\,(\overset{\varkappa\,\lambda}{\gamma\;\mu})\,N_{-}(p)$ und $F_{q}(\mu) = N_{+}(q)\,(\overset{\varkappa'\lambda'}{\gamma'\;\mu'})\,N_{-}(q)$ geschrieben werden. Nach C IX gilt aber für die Symmetronik der $F_{pq}(\mu)$ stets $N_{\pm} \rightarrow N_{\mp}$, das heißt, die N_{+} und die N_{-} werden periodisch vertauscht, was die Zyklizität der F_{pq} bedingt. Aus diesem symmetronischen Sachverhalt kann nunmehr die Konjugationsbedingung abgelesen werden, unter welcher in ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die p und q den Korrelationskonjunktiv bilden. Die Konjugation kann sich dabei nur auf das jeweilige Kondensormaximum in N_{+} beziehen, was jedoch nur dann möglich ist, wenn der Momentanwert $F_{p}(N_{\pm})$ aus p mit dem entsprechenden Wert $F_{q}(N_{\mp})$ aus q zusammenfällt, daß heißt, wenn zwischen F_{p} und F_{q} in ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ eine Flußphase φ existiert, derart, daß beide Flußaggregate um $\varphi = \pi/2$ phasenverschoben sind. Offenbar sind i, B. auf ${}^{s}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die $F_{pq}(\mu)$ orientiert, so daß für die Stromvektoren der Flußaggregate $\bar{F}_{pq}$ zu setzen ist. Da außerdem die Zyklizität $N_{\pm} \rightarrow N_{\mp}$ für p und q gilt, existieren auch die partiellen Spinvektoren hinsichtlich ${}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$, nämlich $\bar{\sigma}_{pq} \perp \bar{F}_{pq}$,

für welche mit den Spinzahlen ω_{pq} hinsichtlich μ auch $\bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq}\ \bar{s}_{pq}$ gesetzt werden kann, wobei $\bar{\sigma}$ der Spin des Aggregates und $\bar{s}$ der Fluktonspin in ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ ist. Mit den Spineinheitsvektoren $\bar{s}^{(o)}_{pq}$ gilt dann $\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(o)}_{pq} \cdot s_{pq}$, wenn $|\ \bar{s}^{(o)}_{pq}\ | = 1$ ist. Wenn nun für F_p und F_q die zur Konjugation notwendige Phasenbedingung $\varphi \neq \pi/2$ erfüllt ist, dann ist diese Bedingung zwar notwendig, aber nicht hinreichend; denn $\bar{s}_p$ und $\bar{s}_q$ können irgendwelche Winkel einschließen. Sollen in ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ die F_p und F_q im Sinne von -(μ)- eine Konjugation ihrer Kondensormaxima durchführen, dann muß offensichtlich $\bar{F}_p \parallel \bar{F}_q$ sein, was aber wegen $\bar{F}_{pq} \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq} \cdot \bar{s}_{pq}$ unmittelbar $\hat{\bar{s}}_p \parallel \hat{\bar{s}}_q$ als hinreichende ergänzende Bedingung zur Folge hat. Für die Existenzbedingung von -(μ)- als $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ gilt demnach zunächst die Bedingung der Kondensorkonjugation, nämlich

$$(-p) \equiv F_p\ (\mu, N_{\pm}) = N_+\ (p)\ (\overset{\mathcal{K}}{\gamma}\ \overset{\lambda}{\mu})\ N_-\ (p),$$

$$(-q) \equiv F_q\ (\mu, N_{\pm}) = N_+\ (q)\ (\overset{\mathcal{K}'\lambda'}{\gamma',\mu})\ N_-\ (q),$$

$$(\mathcal{K}\ \lambda\ \gamma) \neq (\mathcal{K}'\ \lambda'\ \gamma'),$$

$$F_p\ (N_{\pm}\ (p),\ \mu) = F_q\ (N_{\mp}\ (q),\ \mu),$$

$$\mu \equiv {}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170,$$

welche durch die Parallelitätsbedingung der Fluktonspine

$$\bar{F}_{pq}\ (\mu) \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq}\ \bar{s}_{pq},$$

$$\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(o)}_{pq} \cdot s_{pq},\ |\ \bar{s}^{(o)}_{pq}\ | = 1,$$

$$\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170a$$

zu ergänzen ist. Die Beziehungen 170 und 170a beschreiben also die notwendige und hinreichende Existenzbedingung von -(μ)- im Fall des Korrelationskonjunktivs. Liegt dagegen ein Kontakt- oder Stratonkonjunktiv vor, dann ändert sich an dieser Existenzbedingung nichts, weil die Schirmfelder nur die zur Konjugation kommenden Kondensormaxima durch ihre metrischen Kondensa -

tionsstufen deformieren, nicht aber die Konjugationsdynamik der Fluktonen umstrukturieren. Die Beziehung 170a, also $\bar{s}_p \,//\, \bar{s}_q$ eröffnet einen weiteren Einblick in die möglichen Konjunktivstrukturen; denn diese Parallelität wird zweideutig durch $\bar{s}_p^{(o)} = \pm\, \bar{s}_q^{(o)}$ ermöglicht. Im Fall des positiven Zweiges, also der Parallelität wäre $-(\mu)-$ ein Orthokonjunktor, aber im Fall des negativen Zweiges, also der Antiparallelität wäre $-(\mu)-$ ein Parakonjunktor. Diese Möglichkeit der Ortho- und Parakonjunktoren findet also ihren Ausdruck in

$$\bar{s}_p^{(o)} = \pm\, \bar{s}_q^{(o)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170b,$$

woraus hervorgeht, daß der zusätzlichen Konjunktorisomerie noch eine Klassifikation in Ortho- und Parakonjunktoren überlagert.

Aus dem Existenznachweis der $-(\mu)-$ und der Darstellung partieller Fluktonspine, sowie dem Konjugationsprinzip zyklischer Kondensatorflüsse über $-(\mu)-$ bei der Phasenverschiebung um $\pi/2$ ergeben sich zwei weitere Ansatzmöglichkeiten der Analyse. Einerseits folgt unmittelbar aus den Möglichkeiten der Ortho- und Parakonjunktoren die Existenz eines allgemeinen Konjunktorspins, während andererseits die Existenz der $-(\mu)-$ unmittelbar die Komposition der $(\pm k)$, (-6), $(+7)$ mit $k \leq 5$ zu den Termen von 126 und den imponderablen Hermetrieformen unter Berücksichtigung von 168 b aufzeigt. Diese Komposition der Protosimplexe zu den Hermetrieformen schließt den Übergang von den strukturellen Vorformen zu den elementaren Materiefeldquanten, worin sich eine durchgehende strukturelle Hierarchie aller Weltstrukturen des R_6 und ihrer R_3-Projektionen offenbart.

3.) Konjunktor- und Stratonspin.

Wenn -(μ)- in $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ existiert, so daß es zur Kondensorkonjugation der partiellen Fluktonen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\bar{s}_p^{(o)} = \pm \bar{s}_q^{(o)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Fluktonen, daß es in Folge dieser Konjugation zur Ausbildung eines Konjunktorspins kommen muß. Ganz eindeutig müssen Spine von Ortho- und Parakonjunktor als Ortho- und Paraspin antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktorspins ist zur eindeutigen Schreibweise neben der Angabe der zur Konjugation kommenden Protosimplexe p und q, sowie des Konjunktors μ noch diejenige der jeweiligen Hermetrieform x und der Ortho- oder Paranatur $(\pm)$ von μ notwendig. Ist $\bar{S}$ der Konjunktorspin des Konjungtivs $(\pm p)_x$ -(μ)- $(\pm q)_x$ in Ortho- oder Paraeinstellung, dann soll der Konjunktorspin durch $\bar{S}\,((\pm p)_x$ -(μ)- $(\pm q)_x) = {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}$ oder im Kurzform $(\mu)_{\pm}$ symboli-

siert werden. Da auf jeden Fall Ortho- und Paraeinstellung $(\mu)_+$ oder $(\mu)_-$ des Konjunktorspins antiparallel laufen, muß stets $\cos((\mu)_+, (\mu)_-) = -1$ sein. Aus der Definition

$$\bar{S}\,((\pm p)_x \text{ -(}\mu\text{)- } (\pm q)_x) = {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}, \cos((\mu)_+, (\mu)_-) = -1 \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 171$$

des Konjunktorspins folft unmittelbar, daß allen Hermetrieformen $\mathfrak{X} = (bcd)$, welche durch Konjunktivgesetze bestimmt werden, der Protosimplex- und Konjunktorstruktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert ist. Da jeder dieser Konjunktorspine gemäß 171 jeweils über eine Ortho- und eine Paraeinstellung verfügt, aber jeweils nur eine dieser Möglichkeiten verwirklicht werden kann, ist jede derartige Spinstruktur durch eine weitere Isomerieform die sogenannte Konjugationsisomerie ausgezeichnet. Zur Erfassung dieser Spinstrukturen kann zunächst festgestellt werden, daß nur $x = (bcd)$ in Betracht kommt, weil $x = a$ über keine Konjunktoren verfügen. Die transfiniten Proto-

simplexe $(\pm 1)_{abc}$ der Selbstkondensationen werden durch ein transfinites Kondensorquartett beschrieben, in welchem $\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}$ und $\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}$ singuläre Schirmfelder, aber $\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}$ und $\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}$ das Flukton beschreiben. Ganz entsprechend bildet $(\pm 2)_b$ ein zeitquartett, welches aus vier schirmfeldartigen Strukturen ohne Flukton besteht. Auch sind die Fluktonen $(-1)_{abc}$ und $(-2)_b$ nach C IX bizyklisch (x,y), so daß es bei $(\pm 1)_{abc}$ -(1)- und $(\pm 2)_b$ -(2)- hinsichtlich des Konjunktorspins zu einer Konjunktorspaltung kommen kann; denn an jedes der beiden Grundflußsysteme kann jeweils ein Teil der betreffenden Konjunktorvalenz ausschließen. Diese Bizyklizität wird jedoch nur in x = (bc) wirksam, weil nur hier die Kondensorquartette im Zusammenhang mit Konjunktivgesetzen erscheinen. Bezeichnet V_μ die Valenz von der i.B. auf $(-1)_{bc}$ -(μ)- oder $(-2)_b$ gespalten ist, und bezeichnen $V_\mu^{x,y}$ die Valenzanteile von $-(\mu V_\mu)-$, welche auf die Zyklen x und y der betreffenden bizyklischen Fluktonen entfallen, dann ist stets $V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu$. Diese Spaltung des Konjunktorspins im Fall bizyklischer Fluktonen wird demnach beschrieben durch

$$(-p)_{bc} \; -(\mu V_\mu)- \; (\pm q)_{bc} \; , \; V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 171a.$$

Durch diese Beziehung beschriebene Konjunktorspaltung ist offensichtlich erweiterungsfähig. Nach ,C I sind nämlich die Fluktonen der möglichen Protosimplexe zyklische Aggregate von Kondensorflüssen, deren korrelative Strukturen allein durch die Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der jeweiligen Koppelungsstruktur aller Kondensoren gegeben sind. Wenn nun $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ in μ gegeben ist, dann besteht die Möglichkeit, daß neben p und q in μ partiell auch noch $(\pm k)$ existiert, und eine Konjugation seiner Kondensorflüsse in μ mit dem bereits existierenden Konjunktiv zwischen p und q erzwingt. Liegt eine derartige konjugierende Protosimplextriade vor, dann muß es zwangsläufig zu mindest einer Konjunktorspaltung kommen, wenn alle drei Protosimplexe in der gleichen Struktureinheit μ durch entsprechende Konjunktive in Wechselbeziehung stehen sollen. Die Möglichkeit einer Konjunktorspaltung wächst offenbar mit der Zahl der Kondensorflüsse des Fluktons in der betreffenden Struk-

einheit, die aber wiederum nach den Untersuchungen über Koppelungsstrukturen unmittelbar durch die Zahl der möglichen Signaturisomeren Z gegeben ist. Demnach wird immer der Konjunktorspin $\overset{p}{x}(\mu)\overset{q}{\pm}$ von $(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$ überlagert durch

$\overset{k}{x}(\mu)\overset{pq}{\pm}(V^x_\mu , V^y_\mu)$, wenn $(-k)$ eine höhere Signaturisomerie als diejenigen von $(-p)$ und $(-q)$ hat, das heißt, wenn $I(k) \quad I(p)$ und $I(k) \quad I(q)$ oder $I(k) \quad 1/2\ (I(p) + I(q))$ gilt. Die Beziehung 171a ist also zu ergänzen durch

$(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$, $(\pm p)$ $-(\mu\ V^x_\mu)-$ $(\pm k)$ $-(\mu\ V^y_\mu)-$ $(\pm q)$,

$\overset{k}{x}(\mu)\overset{pq}{\pm}(V^x_\mu , V^y_\mu)$, $I(k) \quad 1/2\ (I(p) + I(q))$ .....

..... 171 b.

Hier besteht nun die Möglichkeit die konjunktivebedingten Hermetrieformen $x = (bcd)$ hinsichtlich ihrer Spinstrukturen und Konjugationsisomerien zu untersuchen. Zunächst folgt für Zeitkondensationen $(\pm 1)_b$ $-(1V_1)-$ $(\pm 3)_b$ $-(2V_2)-$ $(\pm 2)_b$ die Spinstruktur $\overset{1}{b}(1)\overset{3}{(\pm)}$ (V^x_1, V^y_1), $\overset{3}{b}(2)\overset{2}{(\pm)}$ (V^x_2, V^y_2), welche demnach über $4 \cdot 4 = 16$ Konjugationsisomerien verfügt, wenn $()_{(\pm)}$ angibt, daß die Möglichkeiten $()_+$ oder $()_-$ unabhängig von den übrigen Konjunktorspinen frei vorgebbar sind. Im Fall der Raumkondensation $(\pm 1)_c$ $-(1V_1)-$ $(\pm 4)_c$ $-(3)-$ $(+7)_c$ gilt $\overset{1}{c}(1)\overset{4}{(\pm)}$ (V^x_1 , V^y_1), so daß nur $2 \cdot 2 = 4$ K-Isomere vorliegen, weil $-(3)-$ $(+7)_c$ wegen des Fehlens eines Fluktons im Straton keinen Konjunktorspin ausbilden kann. Liegt die Gruppe der Raumzeitkondensationen vor, dann führen alle Konjunktoren zu Kontaktkonjunktiven, was durch $(+\mu)_{(\pm)}$ im Spinsymbol gekennzeichnet werden soll. Da die Koppelungsstruktur für $x = d$ durch

... $(\pm 4)_d$ $-(1\pm)-$ $(+1)_d$ $-(1)-$ $(\pm 3)_d$ $-(2)-$ $(+2)_d$

$-(2)-$ $(\pm 5)_d$ $-(3)-$ $(+7)_d$ $-(3)-$ $(\pm 4)_d$ ...,

$(+(1,2))_d$ $=(1,2)=$ $(-6)_d$ $-(3)$ $(+7)_d$ gegeben ist und hier neben den Kontaktkonjunktiven das Weltflukton erscheint, müssen zunächst die Signaturisomerien untersucht werden. Nach den symmetronischen Untersuchungen der Koppelungsstrukturen und einer Betrachtung der Signaturkombinatorik ist $2\ I(6) > I(4) + I(3)$,

aber auch $2\,I\,(6) > I\,(3) + I\,(5)$ und $2\,I\,(6) > I\,(4) + I\,(5)$, so daß $(-6)_d$ als dreiwertiger Protosimplex in allen drei Struktureinheiten zur Konjunktorspaltung kommt. Für die Spinstruktur folgt dann, weil nur Kontaktkonjunktive $(+\mu)_{\pm}$ vorliegen, das Schema ${}^{3}_{d}(+1)^{4}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+1)^{3,4}_{(\pm)}$ (V_1^x, V_1^y) für die transfinite, aber ${}^{3}_{d}(+2)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{5}(+2)^{3,5}_{(\pm)}$ (V_2^x, V_2^y) für die zeitliche und ${}^{4}_{6}(+3)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+3)^{4,5}_{(\pm)}$ (V_3^x, V_3^y) für die stratonische Struktureinheit. Hier wird $(+3)_{(\pm)}$ möglich, weil in den Fluktonen (-4) und (-5) stratonische Flußanteile in $-(3)-$ über $(+7)_d$ korrelieren. In jeder der drei Struktureinheiten ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)}$ sind nach diesem Schema $2 \cdot 4 = 8$ Spineinstellungen möglich, so daß insgesamt $8^3 = 512$ Konjugationsisomerien für $x=d$ existieren.

Bei dem Konjunktorspin handelt es sich wie bei den Flußaggregaten stets um zyklische Strukturprozesse, wenn das betreffende Konjunktivgesetz einen stabilen Kondensationsterm beschreibt. Ist $\bar{w}$ der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}$ nach $\hat{C}$, also $w^2 = c^2 + \xi^2 + \eta^2$, dann folgt für einen Drehimpulstensor ${}^{3}\bar{M}$ im R_6, wenn der Energiedichtetensor ${}^{2}\bar{T}$ bekannt und $\bar{\xi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{x}_k$ irgendein Radiusvektor ist,

$w\,{}^{3}\bar{M} = \bar{\xi} \times {}^{2}\bar{T}$ und dieses Gesetz muß auch für die Spinbeschreibung prototroper Konjunktive gelten. Für die Quellen von ${}^{3}\bar{M}$ w folgt unmittelbar $\overline{div}_6\,(w\,{}^{3}\bar{M}) = \overline{div}_6\,\bar{\xi} \times {}^{2}\bar{T} = {}^{2}\bar{T} - {}^{2}\bar{T}^{*} = 2\,{}^{2}\bar{T}_{-}$. Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{div}_6\,(w\,{}^{3}\bar{M}) = {}^{2}\bar{0}$ ist also nur dann gegeben, wenn ${}^{2}\bar{T}_{-}$ in der Beziehung 79 nicht relevant im Ansatz ${}^{2}\bar{R} - 1/2\ {}^{2}\bar{g}\,R \sim {}^{2}\bar{T}$ zur Strukturbeschreibung ist. Die durch die Erhaltung des Drehimpulses erzwungene Hermitesierung zu ${}^{2}\bar{T}_{+}$ hätte also ${}^{2}\bar{R} - 1/2\ {}^{2}\bar{g}\,R = ({}^{2}\bar{R} - 1/2\ {}^{2}\bar{g}R)^{*}$, und damit $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{*}$ oder ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{g}^{*}$ zurFolge. Diese hermitesche Symmetrie blieb bei der Entwicklung von 115 auch nach der Metronisierung gemäß $\hat{[\,]} = \hat{[\,]}^{*}$ erhalten, was in der synmetronischen Fundamentalbeziehung $\left[{}^{\mu\ \ \nu}_{\mathcal{K}\ \lambda}\right]_{-} = {}^{3}\bar{0}$ trotz ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)} \neq {}^{2}\bar{\gamma}^{*}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ erzwingt, was zum konstanten Metronenspin ${}^{2}\bar{\gamma}^{(\mathcal{K}\lambda)}_{-}$; n=const im Korrelator $\hat{\gamma}$ führt. Umgekehrt verursacht die Eigenschaft der Feldaktivatoren konstante Metronenspine zu beschreiben, unmittelbar die Erhaltung des Drehimpulses aller Strukturen im R_6. Der Tensor ${}^{3}\bar{M}$

beschreibt offensichtlich die räumliche Dichte (bezogen auf den R_3) des Drehimpulses, so daß für die räumliche Spindichte $\bar{\sigma}=sp\ {}^3\bar{M}=\frac{1}{w}\ sp\ \bar{\xi}\times {}^2\bar{T}=\frac{1}{w}\ \bar{\xi}\ {}^2\bar{T}$, oder für den als Spin definierten Eigendrehimpuls $\bar{S}=\iiint \frac{\bar{\xi}}{w}\ {}^2\bar{T}\ dx_1\ dx_2 dx_3$ im euklidischen Fall zu setzen ist. Nach der synmetronischen Fassung der Weltgleichung 144 und 144a beschreiben die $\bar{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ synmetronische Kondensationsstufen der Struktureinheiten, so daß im Divergenzfall $\lim_{I\to\infty} sp\ K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}\ ;\underline{\left[\overbrace{\begin{matrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{matrix}}\right]_+} \sim {}^2\bar{W}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ zu einem tensoriellen Energiedichteselektor wird. Liegt nun die Hermetrieform x vor, in welcher -(μ)- in ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ den Konjunktiv $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ darstellt, dann muß dies den Konjunktorspin ${}^p_x(\mu)^q_\pm$ zur Folge haben, dessen räumliche Dichte nach dem Vorangegangenen durch

$\delta_V\ {}^p_x(\mu)^q_\pm = \frac{\bar{\xi}_\mu}{w}\ {}^2\bar{P}_\mu$ zu beschreiben ist, wenn $\bar{\xi}_\mu$ der Radius der zyklischen Konjugation in ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ ist. ${}^2\bar{P}_\mu = \sum_\varepsilon {}^2\bar{W}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ist hierin ein Energiedichtetensor, welcher additiv aus denjenigen Anteilen zusammengesetzt ist, deren Kondensoren die im Konjunktiv -(μ)- stehenden Protosimplexe p und q aufbauen. Auch das R_3- Element δV des Selektors δ_V erscheint gemäß $\delta V=\prod_{k=1}^{3} I\ \delta Z_k=\tau\sqrt{\tau}\ \prod_{k=1}^{3} I\ \delta()_k$ als metronisches R_3-Volumen. Für den Konjunktorspin folgt demnach das Metronintegral

${}^p_x(\mu)^q_\pm \sim S\ \frac{\bar{\xi}_\mu}{w}\ \sum_\varepsilon sp\ K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}\ ;\ \underline{\left[\overbrace{\begin{matrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{matrix}}\right]_+}\ ;$ () δV gemäß 144. Aus dieser Beziehung wird aber für $I\to\infty$ die Fassung

${}^p_x(\mu)^q_\pm \sim S\ \frac{\bar{\xi}_\mu}{w}\ {}^2\bar{P}_\mu\ \delta V = S\ \frac{\bar{\xi}_\mu}{w}\ \delta\ {}^2\bar{W}_\mu$ und hierin ist nach dem Prinzip der Energiequantisierung $E_\mu = h\cdot\nu_\mu$

das Metrondifferential $\delta\, {}^{2}\bar{W}_\mu = h\, \nu_\mu\, \delta\, {}^{2}\bar{m}_x^{(pq)}$, wobei die Komponenten von ${}^{2}\bar{m}_x^{(pq)}$ aus den Selektoren ganzer Quantenzahlen bestehen, welche innerhalb x die Simplexe (p,q) kennzeichnen. Wird weiter die Möglichkeit der Ortho- und Paraeinstellung des Konjunktorspins berücksichtigt, dann folgt ${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm\, h\, S\, \bar{\xi}_\mu / w\ \ \nu_\mu\ \delta\, {}^{2}\bar{m}_x^{(pq)}$. Hierin ist $\bar{\xi}_\mu = \bar{\xi}_\mu^{(0)}\, u_\mu / 2\pi$ der Radius der zyklischen Konjunktorflußbahn u_μ, welcher mit der Folgefrequenz der Kondensationen ν'_μ in Zusammenhang $u_\mu\, \nu'_\mu = w$ steht.

Diese unbekannte Folgefrequenz ν'_μ wiederum kann durch die Umlauffrequenz ν_μ des Flusses eines Kondensors im Konjunktor ausgedrückt werden. Jeder Konjunktiv kann nur ein Kondensoraustausch von zwei Fluktonen aus dem im Konjunktiv stehenden Protosimplexen sein, so daß auf u_μ immer zwei Kondensoren mit der jeweiligen Flußfrequenz ν_μ laufen, was aber bedeutet, daß für die Folgefrequenz der Kondensoren längs u_μ die Verdoppelung $\nu'_\mu = 2\, \nu_\mu$ zu setzen ist. Für die Substitution folgt damit aber $2\, u_\mu\, \nu_\mu = w$. Damit wird aber im Integranden

$$\bar{\xi}_\mu / w \cdot \nu_\mu = \bar{\xi}_\mu^{(0)}\, \frac{u_\mu\, \nu_\mu}{2\, \pi\, w} = \bar{\xi}_\mu^{(0)} / 4\pi, \text{ also}$$

${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm\ 1/2\ h\ S\ \bar{\xi}_\mu^{(0)}\ \delta\, {}^{2}\bar{m}_x^{(pq)}$. Ist $\bar{s}_\mu$ der Einheitsvektor dieses Konjunktorspins, und sind die $\underline{m}_{\varkappa}^{(pq)} \geq 0$ Selektoren ganzer positiver Quantenzahlen, welche aus den Komponenten von ${}^{2}\bar{m}_x^{(pq)}$ gebildet werden können, dann wird

$\bar{\xi}_\mu^{(0)}\ \delta\, {}^{2}\bar{m}_x^{(pq)} = \bar{s}_\mu\ \delta\, \underline{m}_x^{(pq)}$ mit $\bar{s}_\mu = \text{const}$ wegen

${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \bar{s}_\mu\ |\ {}^{p}_{x}(\mu)^{q}\ |$, also ${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm\ 1/2\ h\ \bar{s}_\mu\ S\ \delta\, \underline{m}_x^{(pq)} =$

$= \pm\ 1/2\ h\ \bar{s}_\mu\ \underline{m}_x^{(pq)}$ möglich. Aus der synmetronischen Darstellung des Konjunktorspins

$$ {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm} \sim S \; \bar{\xi}_{\mu/w} \; \sum_{\varepsilon} \; sp \; K^{(\mu\gamma)}_{(\varrho\lambda)} \; ; \; \underset{+}{\left[\begin{matrix} \mu\gamma \\ \varrho\lambda \end{matrix} \right]} \; ; \; () \prod_{k=1}^{3} \delta ()_{k} \ldots\ldots $$

.....172

ergibt sich also die einfache Lösung

$$ {}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm \bar{s}_{\mu} \; \hbar/2 \; \underline{m}_{x}^{(pq)} \; , \; {}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \bar{s}_{\mu} \; | \; {}^{p}_{x}(\mu)^{q} | \ldots\ldots $$

.....172a.

Bei dieser Beschreibung des Konjunktorspins handelt es sich stets um das Metronintegral erstreckt über einen Bereich des reellen physischen metronisierten R_3 in welchem aber auch jedes Straton definiert ist. Mithin müßte die Superposition aller Konjunktorspine des Termes einer Hermetrieform x stets zu einer abstrakten begleitenden Spinstruktur im R_3 als R_3-Spin führen, der als Stratonspin zu definieren wäre. Ein Straton (+7) ist nur für x = (c,d) definiert, nicht aber für x = (a,b), doch gilt die Summe der Konjunktorspinintegrale auch für diese Imaginärkondensationen. Der Integrationsbereich im R_3 kann in diesem Fall nur ein R_3 -Wirkungsbereich der betreffenden Imaginärkondensationen sein, der als Pseudostraton zu interpretieren wäre. Die Natur dieses räumlichen Wirkungsbereiches der imponderablen a- und b- Strukturen bei fehlenden (+7) wird durch die Tatsache der Gleichung 164 transparent. Unabhängig von dem die Ponderabilität bestimmenden (+7) Simplex induzieren nach dieser Beziehung stets zur Kondensation kommende imaginäre semantische Architektureinheiten eine R_3-Kondensation, welche entweder als Straton die Ponderabilität der c- und d- Strukturen bestimmt, oder als pseudostratonischer räumlicher Wirkungsbereich der Imaginärkondensationen erscheint. Hierin liegt der Grund dafür, daß die a- und b- Hermetrie im R_3 überhaupt wirksam werden kann, und die empirisch beobachtete Transmutation (a,b)→(c,d) + ($\underline{c}$,$\underline{d}$) möglich wird. Andererseits müßten dann diesen imaginären Hermetrieformen auch pseudostratonische Eigenschaften eines Raumspins zukommen.

Ist $m_x = \sum_{p,q} \underline{m}_{x}^{(pq)}$ der Selektor ganzer Spinquantenzahlen

eines solchen Straton- oder Pseudostratonspins $\bar{s}_x$, und ist sein Einheitsvektor gegeben durch $\sum_\mu \bar{s}_\mu = \bar{s}_0$, dann folgt für den Selektor dieses Stratonspins der Hermetrieform x die Darstellung $\bar{s}_x = \sum_{\mu pq} {}^p_x(\mu)^q = \pm 1/2\ \hbar \sum_\mu \bar{s}_\mu \sum_{pq} m_x^{(pq)} =$ $= \pm \bar{s}_0\ \hbar/2\ m_x$. Der Stratonspinselektor ist also explizit gegeben durch

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu pq} {}^p_x(\mu)^q = \pm \bar{s}_0\ \hbar\ m_x/2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 173.$$

Ist $\gamma \geq 0$ eine laufende Metronenziffer, dann wird $\bar{s}_x\ ;\ \gamma = \bar{s}$ zum meßbaren Stratonspin und $m_x\ ;\ \gamma = m \geq 0$ zur Folge der ganzen Zahlen. Mit der Quantenzahl $\sigma = m/2$ des Stratonspins folgt also die einfache Darstellung $\bar{s} = \pm \bar{s}_0\ \hbar\ \sigma$, was nach 164 auch für die Pseudostratonen imaginärer Kondensationen gelten muß.

Die synmetronische Weltgleichung 144 ist zwar in ihrem kovarianten Komponenten eine hermitesche Form, doch werden die Kontrasignaturen von den antihermiteschen Feldaktivatoren bestimmt und alle Elemente von $\hat{\gamma}^2_x$ sind über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert. Andererseits ist 173 eine Folge von 144 und dies bedeutet, daß nicht notwendig $m_x = m_x^*$ zu sein braucht. Im allgemeinen Fall wäre $m_x \neq m_x^*$ komplex. Da sich die möglichen Zahlen $\sigma = m/2$ auf den komplexen R_6 beziehen, muß $\bar{s}_0$ in die Betrachtung einbezogen werden, wenn $m_x \neq m_x^*$ ist. Im imagimären Bereich $V_3\ (x_4, x_5, x_6)$ des R_6 sei ϑ_0 ein reeller Einheitsvektor, während $\bar{r}_0$ ein solcher des reellen R_3-Unterraumes sei. Mithin gilt für diese Einheitsvektoren $\vartheta^2_0 = r_0^2 = 1$ und $\vartheta_0 \perp \bar{r}_0$. Auf jeden Fall ist der V_3 mit einem Imaginärteil $\mathrm{Im}\ (\bar{s}_0\sigma) = \vartheta_0\ s$ verknüpft, während $\mathrm{Re}\ (\bar{s}_0\sigma) = \bar{r}_0\ J\ \alpha_J$ mit dem R_3 verknüpft ist, doch muß dieser Anteil nicht notwendig reell sein, was durch den Richtungsfaktor α_J entschieden wird. Es gilt also $\bar{s}_0\ \sigma = i\vartheta_0\ s + \bar{r}_0\ J\ \alpha_J$, wenn $2\ s = P$ und $2\ J = Q$ positive ganze Zahlen sind. Für den Richtungsfaktor in R_3 bezogen auf den V_3 muß stets $\alpha_J^2 = \pm 1$ gelten, d. h., er kann durchaus auch imaginär

werden. Allgemein gilt hierfür $\alpha_J = (-1)^a$ mit $2a = Q + 1$, also $\alpha_J = i\,(-1)^J$, weil stets $(-1)^{1/2} = i$ ist. Eingesetzt ergibt sich daher für den allgemeinen Stratonspin $\bar{s}_0\,\sigma =$

$= i\,(\bar{\vartheta}_0\,s + \bar{r}_0\,(-1)^J\,J)$. Hierin ist in $i\,\bar{\vartheta}_0\,s$ grundsätzlich imaginär, weil s allein durch den V_3 bestimmt wird; während $i\,\bar{r}_0\,J\,(-1)^J$ im Fall $Q = 2\gamma + 1$ reell wird, aber im Fall $Q = 2\gamma$ imaginär bleibt. Da dieser Summand im ungradzahligen Fall immer reell wird und eine Verknüpfung mit dem R_3 gegeben ist, scheint J derjenige Anteil des Stratonspins zu sein, der in das Straton projiziert als räumliche Drehimpulsquantenzahl erscheint. Es wäre daher $J\,\hbar$ als Raumspin definiert. Mithin existieren hinsichtlich dieses Raumspins zwei grundsätzlich verschiedene Klassen stratonischer Elementarstrukturen. Ist nämlich mit $Q = 2\gamma$ der Raumspin J ganzzahlig, dann wird σ imaginär, und die Verknüpfung von J mit dem R_3 ist ebenso wenig gegeben wie im Fall s, so daß diese stratonischen Strukturen trotz $x \equiv (c,d)$ im gleichen R_3-Bereich additiv überlagert werden können und den Begriff einer Intensität erlauben. Bleibt dagegen J halbzahlig, also $Q = 2\gamma + 1$ ungradzahlig, dann wird σ komplex mit dem reellen Term $\bar{r}_0\,J$. In diesem Fall liegt wegen der Verwobenheit mit dem R_3 nicht mehr die Möglichkeit vor, stratonische Elemente im selben R_3-Bereich additiv zu überlagern; vielmehr erscheinen nunmehr räumliche Ausschlußprinzipien, so daß mit helbzahligem Raumspin $2J = 2\gamma + 1$ wegen der damit verbundenen Realität der Begriff des Gegenständlichen im physischen Raum erscheint. Neben der allgemeinen Trägheit und der sie stets begleitenden Gravitation aller Hermetrieformen, sowie der Eigenschaften der Imponderabilität (a,b)* ist noch im Fall ponderabler hermetrischer Strukturen zwischen dem Gegenständlichen und Nichtgegenständlichen zu unterscheiden, was allein von der Halb- oder Ganzzahligkeit des Raumspins abhängt.

Der grundsätzlich imaginär bleibende Anteil $\bar{\vartheta}_0\,s$ des Stratonspins kann hinsichtlich des Stratons nur interner Natur sein, und nicht als externer Eigendrehimpuls erscheinen, wohl aber eine interne Eigenschaft der in die stratonische R_3-Struktur projizierten Konjunktorstruktur ist.. Hierbei kann es sich jedoch nur um eine Konjunktorisomerie iB. auf die R_3-Projektion handeln, derart, daß bei gleicher Protosimplexstruktur verschiedene

*oder der Ponderabilität (c,d)

projizierte Konjunktorgefüge in c- oder d- Form im R_3 auftreten. Die einzelnen Komponenten einer solchen isomeren Termfamilie würden dann Transformationen entsprechen, welche die metrischen und konfigurativen Elemente, sowie die Protosimplexladungen invariant lassen. Die Terme einer solchen konjunktorisomeren Familie sind demnach einem Isomorphismus unterworfen, welcher sich in s äußert. Aus diesem Grund kann der Imaginärteil des allgemeinen Stratonspins als Isomorphispin bezeichnet werden, während der andere Term mit dem physikalisch-empirisch definierten Spin als Eigendrehimpuls identisch ist. Zusammengefaßt wird diese sich aus 173 und 144 ergebende verfeinerte Begriffsbildung in

$$\bar{\underline{s}} = \pm\, \bar{s}_0\, \hbar\, \sigma,\ \bar{s}_0\, \sigma = i\,(\bar{\vartheta}_0\, s + \bar{r}_0\, J\,(-1)^J),\ 2\,s = P,$$
$$2\,J = Q,\ \bar{\vartheta}_0\,(x_4, x_5, x_6) \perp \bar{r}_0\,(x_1, x_2, x_3)\,\vartheta_0^{\cdot} = r_\sigma^2 = 1 \ldots\ldots\ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 173\,a,$$

woraus deutlich wird, daß sowohl der Eigendrehimpuls J des Terms als auch sein Isomorphiespin s halbzahlige Quantenzahlen sind.

Mit Hilfe des Raumspins muß es möglich sein, die begleitenden magnetischen Momente der ponderablen Terme von 126 zu ermittel, sofern für diese $J > 0$ gilt, weil dieser Raumspin als Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ interpretierbar ist. Ausgangspunkt einer derartigen Näherungsuntersuchung muß also ein Gleichungssystem sein, welches die phänomenologischen makromaren Feldvektoren $\bar{H}, \bar{E}, \bar{r}$ und $\bar{\mu}$ mit der elektrischen Ladungsdichte $\varsigma = dQ/dV$, der Massendichte $\sigma_o = \frac{dm}{dV}$ und der rotatorischen Geschwindigkeit $\bar{v}$ verknüpft. Für diese makromare Approximation bieten sich demnach die beiden Rotorbeziehungen aus 69, nämlich

$$\mathrm{rot}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_o} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) - 1/c\,\frac{\partial}{\partial t}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \tfrac{3}{4}\,(\bar{r}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta})) =$$
$$= (\varsigma\sqrt{\mu_o} + \sigma_o\sqrt{\beta})\,\bar{v} \quad \text{und}$$
$$\mathrm{rot}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{r}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) + \tfrac{1}{c}\,\frac{\partial}{\partial t}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_o} - \tfrac{3}{4}\,\bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{q}\,(\dot{\sigma}_o - \dot{\sigma})\ \text{an.}$$

Es handelt sich um eine ponderable Kondensation im stabilen Grundzustand ohne translatorische Bewegung, aber mit $J > 0$. Die Stabilität wird ausgedrückt durch $\dot{\sigma}_o - \dot{\sigma} = o$ und $\bar{q} = \bar{0}$, sowie $\frac{\partial}{\partial t}(\bar{E}, \bar{H}, \bar{r}, \bar{\mu}) = \bar{0}$, während die durch die Stabilität bedingte Symmetrie des statischen Grundzustandes bei $J=0$ durch $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$ ausgedrückt wird. Damit nimmt das Gleichungssystem die Form

$\mathrm{rot}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_o} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \sqrt{\mu_o}\,\vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}$ und
$\mathrm{rot}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha}+\bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{0}$ an, wenn $\varrho + \sigma_o\sqrt{\beta/\mu_o} = \vartheta$ verwendet wird. Wegen rot grad $= \bar{0}$ im R_3 ist die letzte Beziehung nur durch $\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\ \phi$ erfüllbar, was für die erste Beziehung die Substitution $\bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\ \phi - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} - \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha}$ liefert. Mit der Kürzung $\bar{x} = \bar{H} - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_o/\mu_o} - \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha/\mu_o}$ wird dann wegen rot grad $\phi = \bar{0}$ nach der Substitution $\mathrm{rot}\,\bar{x} = \vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}$, wodurch der statisch stabile Fall beschrieben wird. Ist $d\bar{F} \parallel \bar{r}\times\bar{\omega} \parallel \mathrm{rot}\,\bar{x}$ ein Flächenelement, welches vom Meridian $d\bar{s} \perp d\bar{F}$, also $d\bar{s} \parallel \bar{x}$ begrenzt wird, und ist die Poldistanz $\frac{\pi}{2} - \varphi = \sphericalangle(\bar{r},\bar{\omega})$ durch den Breitengrad φ gegeben, dann gilt $\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\,d\bar{F} = \int \vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}\,d\bar{F} = \int \vartheta\, r\,\omega\sin(\frac{\pi}{2} - \varphi)\,dF = \int \vartheta\, r\,\omega\cos\varphi\,dF$, was mit dem Integralsatz $\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\,d\bar{F} = \oint \bar{x}\,d\bar{s} = \oint x\,ds$ verglichen $\oint x\,ds = \int \vartheta\, r\omega\cos\varphi\,dF$ liefert.

Da nun wegen der durch die statische Stabilität bedingten Symmetrie $dF = r\,dr\,d\varphi$ und $ds = dr\varphi$ gilt, wird die Integralgleichung gemäß $\oint x\,ds = \int\int x\,dr\,d\varphi = \int \vartheta\, r^2\,\omega\cos\varphi\,dr\,d\varphi$ differenzierbar, was die Elimination $x = \vartheta r^2\,\omega\cos\varphi$ gestattet. Offensichtlich ist hierin der Betrag des Drehimpulsvektors $|\bar{G}| = r^2\,m\,\omega\cos\varphi$, also $x = |\bar{G}|\,\frac{\vartheta}{m}$. Für das magnetische Moment gilt definitionsgemäß $\mu_o \int \bar{H}\,dV$ oder durch $\bar{E}$ und $\bar{\Gamma}$ gemäß 69 korrigiert im Betrag $M = \mu_o \int x\,dV = \mu_o \int |\bar{G}|\,\frac{\vartheta}{m}\,dV$ oder vektoriell $\bar{M} = \mu_o\,\bar{G}\int \frac{\vartheta}{m}\,dV$. Der reelle Stratonspin wurde als Drehimpuls ausgedeutet, so daß der Übergang $\bar{G} \to \mathrm{Re}\,\bar{s} = \bar{s}_o\,\hbar\,J = \mathrm{const}$ (F der Spinquantisierung von $\bar{M}$ entspricht. Da $c^2\,\beta = 12\,\pi\,\gamma$, also $\sqrt{\beta/\mu_o} = 2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}$ wegen $c^2\varepsilon_o\,\mu_o = 1$ ist, wird aus

$$\bar{M} = \bar{s}_o\,\hbar\,J\,\mu_o\int \frac{\vartheta}{m}\,dV = \bar{s}_o\,J\,\hbar\,\mu_o\int \frac{1}{m}\,(1+2\sqrt{3\eta\gamma\varepsilon_o}\ \frac{dm}{dQ})\,dQ.$$

Setzt man zur Unterscheidung von Q für die positiven ganzen Zahlen $p \geq 0$ in $J = \frac{p}{2}$, dann ergibt sich als Quantisierung des begleitenden magnetischen Momentes einer ponderablen Kondensation $\bar{M} = p\,\bar{\mu}$, wobei $\bar{\mu} = \bar{s}_o\,\frac{1}{2}\,\hbar\,\mu_o\int \frac{1}{m}\,(1+2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}\ \frac{dm}{dQ})\,dQ$ als elementares Quant dieses Momentes das Magneton wiedergibt. Das Integral kann dabei umgeschrieben werden in

$$\int \frac{1}{m}\,(1+a\,\frac{dm}{dQ})\,dQ = \int \frac{dQ}{m} + a\int \frac{dm}{m} = \int \frac{dQ}{m} + a\,\ln(\frac{m}{m_R}),$$

wenn m_R als Referenzmasse eine noch unbekannte absolute untere

Massenschranke ist, während $a = 2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}$ zur Kürzung verwendet wurde. Aus der Darstellung des spinbedingten Magnetons ponderabler Kondensationsterme, nämlich

$$\overline{M} = p\,\overline{\mu},\quad 2J = p \geqq 0,$$

$$\mu = \tfrac{1}{2}\hbar\mu_o\int\frac{dQ}{m} + \frac{h}{c}\sqrt{3\pi\gamma\mu_o}\;\ln\left(\frac{m}{m_R}\right)\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 173\,b$$

geht zunächst hervor, daß es kein einheitliches Magneton für alle c- und d- Strukturen gibt, weil μ von der Ausführung des Integrals abhängt, die aber durch die jeweilige Koppelungsstruktur gegeben ist. Wenn auch die Referenzmasse $m_R > 0$ unbekannt ist, geht doch aus 173b hervor, daß auch die Hermetrieform der c- Strukturen trotz ihres Kriteriums $\int\frac{dQ}{m} = 0$ über ein Magneton $c\mu = \hbar\sqrt{3\pi\gamma\mu_o}\,\ln\left(\frac{m}{m_R}\right) > 0$ verfügt, so daß für $p > 0$ bei diesen Neutrokorpuskeln ebenfalls $\overline{M} \neq \overline{0}$ nachweisbar sein muß.

Durch den Faktor $1/2$ in s und J des Raum- und Isomorphiespins in 173a zerfallen die J- und die s- Spektren in zwei offensichtlich völlig verschiedene Zweige. Ist nämlich $S = 2n$ mit ganzzahligem $n \geqq 0$ und $(P\,Q) \equiv S$ gradzahlig, dann wird $G = G_+ = n > 0$ zur Folge der ganzen Zahlen, wenn $(J,s) \equiv G$ verwendet wird, während die ungeraden Zahlen $S = 2n + 1$ zu einem halbzahligen Spektrum $G = G_- = \frac{1}{2}(2n+1) \geqq 1/2$ der Spinquantenzahlen führt.

Wird im Rahmen einer kanonischen Feldmechanik irgendein Feldvorgang durch eine tensorielle Zustandsfunktion ${}^{Q}\overline{\varphi}$ beschrieben, dann muß die L-Funktion aus den vorgegebenen Invarianzforderungen nach C I 1 konstruiert werden, was die Darstellung des kanonischen Energiedichtetensors ${}^{2}\overline{T}$ ermöglicht. Auf diese Weise kann durch die Komponenten von ${}^{Q}\overline{\varphi}$ auch ein Drehimpulstensor ${}^{3}\overline{H} \sim \overline{r} \times {}^{2}\overline{T}$ dargestellt werden, der aber nach der quantisierten kanonischen Feldmechanik aus C I quantisierbar ist. Hierbei zeigt sich, daß die Spinquantenzahlen derartiger Tensorquanten $s' = Q \geqq 0$ mit dem jeweiligen ganzzahligen Tensorgrad der betreffenden Zustandsfunktion identisch sind. Der Zweig des Raumspinspektrums $J_+ = n$ muß also als Raumspin von Tensorquanten interpretiert werden, was jedoch im R_6 die Begrenzung $n \leqq 6$ neben $n \geqq 0$ aufgrund der Interpretation als Tensorgrad erzwingt. Empirisch können die Raumspine des empirischen Spektrums der Elementarkorpuskeln gemäß B III gemessen

werden, weil jeder Raumspin ein magnetisches Moment zur Folge hat, während die Isomorphiespine aus phänomenologischen Klassifikationen nach empirischen Symmetrieprinzipien folgen. Hierbei zeigt sich, daß tatsächlich alle diejenigen Feldquanten einen ganzzahligen Raumspin tragen, deren Zustände durch Tensorfunktionen beschreibbar sind. Alle übrigen Elementarkorpuskeln sind als Spinorquanten mit halbzahligem Raumspin versehen. Andererseits beschreibt der Isomorphiespin die R_3-Projektionen gleichberechtigter isomerer Konjunktorstrukturen aus dem R_6, so daß auch für P eine Q analoge Interpretation als Tensorgrad s_+ (im Fall gerader Zahlen) gelten muß. Da es sich jedoch bei s als Imaginärteil des Stratonspins um die Projektionen isomerer Konjunktorstrukturen handelt die sämtlich im R_3 definiert sind, muß s jeweils eine Familie derartiger isomerer Konjunktorprojektionen darstellen. Aus diesem Grunde muß der Isomorphie- und Raumspin mit den beiden Spektren von Spinquantenzahlen

$$G_+ = n \geqq 0,\quad G_- = \frac{1}{2}(2n+1) \geqq \frac{1}{2},\quad 0 \leqq n(s_+) \leqq 6,\quad G_\pm \equiv (J_\pm, s_\pm) \ldots\ldots 174$$

als der empirisch nachweisbare Isomorphie- und Raumspin aller elementarer Materiefeldquanten interpretiert werden. Die Spektralfunktion 126 dieser Quanten, beschrieben durch metronische Kondensationsstufen umfaßt also hinsichtlich des Isomorphiespins Isotensorterme mit ganzzahligen s_+ und Isospinorterme mit halbzahligem s_-, während i. B. auf $J_\pm$ eine Spaltung in Raumtensoren (J_+) und Raumspinore (J_-) erfolgt, so daß die Spektralfunktion 126 möglicher Kondensationsstufen nach 174 Tensor- und Spinorquanten einheitlich beschreibt.

Der allgemeine Isomorphiespin als Imaginärteil des Stratonspins charakterisiert im wesentlichen die Mehrdeutigkeit der Projektion der Konjunktorstruktur in den reellen physischen R_3 des Universums. Kennzeichnet die positive ganze Zahl $\ell \geqq 0$ eine der möglichen Projektionen, dann ist die zu ℓ gehörende Isomorphiespinkomponente $s_\ell = s - \ell$, und zwar unabhängig davon, ob das Subraster der Isotensoren oder Isospinore vorliegt. Da extremal $s_{max} = s$ und $s_{min} = -s$ sein muß, folgt für das ganzzahlige Intervall $0 \leqq \ell \leqq 2s$. Dieser Sachverhalt bedeutet aber, daß jeder Term aus 126 (sofern ein komplexer

Stratonspin vorliegt) hinsichtlich der Konjunktorstruktur in $(2s+1)$ -facher Weise in den R_3 projizierbar ist. Hieraus folgt wiederum, daß derartige Terme stets in Multiplettfamilien auftreten, deren Besetzung durch die Quantenzahl des Isospin $I=2s+1$ bestimmt wird. Diese im wesentlichen auf das Charakteristikum der Ponderabilität komplexer Kondensationen zurückgehende Verhalten der Terme in Isospinmultipletts aufzutreten, wird zusammengefaßt in

$$s_\ell = s-\ell\,,\ 0 \leq \ell \leq 2\,s,\ I = 2\,s+1,\ s \equiv s_\pm \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 175,$$

wo s_ℓ die Isomorphiespinkomponente symbolisiert. Nach der Beziehung 174 zerfällt also die Spektralfunktion 126 der möglichen Kondensationsstufen hinsichtlich des Isomorphiespins in die beiden Subraster der Isotensor- und Isospinorterme. Jedes dieser Subraster wiederum ist durch 175 in Isospinfamilien gegliedert, von denen jede mit $I \equiv I_\pm$ Kondensationstermen besetzt ist. Im Fall der Isotensorterme gibt es zunächst das skalare Singulett $I_+=1$ mit $s_+=0$, dem sich mit $s_+=1$ das Vektortriplett $I_+=3$ und das Tensorquintett $I_+=5$ mit $s_+=2$ anschließt usw. Ganz entsprechend sind die Isospinfamilien der Isospinorterme geradzahlig besetzt, nämlich für $s_-=\frac{1}{2}$ das Doublett $I_- = 2$ für $s_- = \frac{3}{2}$, das Quartett $I_- = 4$ usw. Empirisch kann sowohl für das Proton, als auch für das Neutron jeweils $s_- = \frac{1}{2}$ festgestellt werden, woraus folgt, daß beide Strukturen Isospinore sind und als Isospinfamilie $I_-=2$ das Nukleonendoublett bilden. Für das Elektron wurde empirisch zwar die Eigenschaft $J_- = \frac{1}{2}$ des Raumspinors festgestellt, doch war es nicht möglich, meßtechnisch einen Isomorphiespin zu ermitteln. Da jedoch das Baryneutrino das neutrale Komplement zum Elektron ist und dieses Elektron wiederum als untere Schranke des d-Spektrums erscheint, liegt der Schluß nahe, ν_B als Doublettkomponente eines Elektronendoubletts mit $s_- = \frac{1}{2}$ in Analogie zum Nukleonendoublett aufzufassen.

Wenn das Elektronendoublett in dieser Weise definiert ist, dann gibt es für das Leptoneutrino nur zwei Möglichkeiten, denn ein Elektronentriplett aus Isovektortermen existiert empirisch auf keinen Fall. Entweder ist das Leptoneutrino tatsächlich die untere Schranke der Spektralfunktion 126 und dann müßte

dieses Neutrino ein Singulett mit $s_+ = 0$ sein, oder aber das Leptoneutrino ist die Komponente irgendeines Multipletts $s_\pm > 0$ unter der Elektronenmasse. In diesem Fall müßte es mindestens eine Neutrinoart unter der Elektronenmasse neben dem Leptoneutrino geben, über welches jedoch mit den momentanen Ergebnissen nur ausgesagt werden kann, daß es sich um die Hermetrieform $x=c$ handeln muß, weil die höher liegende Elektronenmasse die Minimalmasse eines d-Hermetriezustandes ist. Eine weitere Aussage empirischer Art liefert der $\beta_\pm$ -Übergang $n \leftrightarrow p$ im Nukleonendoublett. Die $e_\pm$ -Emission bei diesem β -Prozeß liefert ein kontinuierliches β -Spektrum und erfolgt so, daß jeweils nur ein Elektron jedem Übergang emittiert wird. Das emittierende Nukleon trägt aber den reellen Raumspin $J=\frac{1}{2}$, der auch typisch für das Emissionselektron ist. Da andererseits das Prinzip der Spinorhaltung ebenso wie das Drehimpulsprinzip eine unmittelbare Folge der Weltstruktur konstanter Feldaktivatoren ist, muß dieses Prinzip auch beim β -Prozeß gelten. Da außerdem das β -Spektrum kontinuierlich ist, muß geschlossen werden, daß neben $e_\pm$ eine sehr leichte, nicht observable c -Struktur emittiert wird, welche durch $J = \frac{1}{2}$ gekennzeichnet ist, Aus der Beobachtung der Grenzen des kontinuierlichen β -Spektrums folgt weiter, daß die Masse dieses c -Terms wesentlich unter m_e liegen muß, so daß es sich auf keinen Fall um ein Baryneutrino handeln kann. Hieraus folgt aber wiederum, daß das Leptoneutrino $s > 0$ haben, und durch das β -Neutrino ein Neutrinomultiplett existieren könnte. Dieses unbekannte β -Neutrino kann mit dem Leptoneutrino nicht identisch sein, weil die Leptoneutrinomasse nur um ca $1^o/o$ unter m_e liegt, aber nach den Grenzen des β -Spektrums die β -Neutrinomasse wesentlich unter m_e liegen muß. Indirekt ist also der Schluß auf ein Neutrinomultiplett unter m_e empirisch möglich, wobei dieses Multiplett auf einer schweren Komponente (evtl. Leptoneutrino) und mindestens noch aus der wesentlich leichteren des unbekannten β -Neutrinos besteht. Für alle ünrigen empirisch bekannten elementaren Materiefeldquanten können die Isospinquantenzahlen festgestellt werden, so daß nach 174 eine empirische Klassifikation in Isotensor- und Isospinorspektren, und nach 175 eine solche in Isospinfamilien möglich ist.

Wird eine Folge abstrakter I-dimensionaler Isospinräume V_I konstruiert, dann enthält jeder dieser Isospinräume alle überhaupt möglichen äquidimensionalen Isospinfamilien der metronischen Spektralfunktion 126. Hierbei enthält wiederum die Folge der ungeradzahlig dimensionierten V_I die Isospinfamilien aller Isotensorterme, während die Folge der geradzahlig dimensionierten diejenigen der Isospinorterme umfaßt.

In völliger Analogie zu den durch den Isomorphiespin bedingten Isospinmultipletts 175 können auch aus dem Raumspin J als Realteil des Stratonspins Familien äquivalenter Raumspinquantenzahlen als Raumspinmultipletts R definiert werden. Da J ein zweideutiges Vorzeichen trägt und auch $J=0$ einen möglichen Term der Spektralfunktion darstellt, folgt in Ergänzung von 175 für die Besetzungen dieser Raumspinmultipletts

$$R = 2J + 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 175\,a,$$

wobei wegen der Drehimpulseigenschaft die einzelnen Komponenten eines solchen Raumspinmultipletts gegen die Gruppe der R_3-Translationen invariant sind, aber durch die Gruppe der R_3-Drehungen und -Spiegelungen ineinander überführbar sind. Eine derartige Möglichkeit existiert für die Komponenten eines Isospinmultipletts im R_3 nicht, weil es sich bei diesen Komponenten um R_3-Projektionen isomerer R_6-Strukturen handelt.

4.) Antistrukturen

Nach der Synmetronik C IX sind die $\overline{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \overline{\lambda}$ als synmetronische Kondensationsstufen die Maxima der Kondensationszustände $\left[\begin{smallmatrix}\mu & \nu \\ - & + \\ \varkappa & \lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ für welche $\overline{\lambda} \perp \overline{Y}$ mit der Weltgeschwindigkeit $\overline{Y} = \overline{v} + i\,\overline{w}$ gilt, woraus unmittelbar das Trägheitsprinzip resultiert, weil die $\overline{\lambda}$ zu den Materiefeldquanten komponieren. In $\overline{Y}$ kann stets durch geeignete Koordinatenwahl $\overline{v} = \overline{0}$ erreicht werden, so daß $\overline{Y} = i\,\overline{w}$ die kosmische Bewegung $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ einer Struktur mit sich änderndem transfinitem Zustand $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ angibt. Da auch $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$ ebenfalls

stets erreichbar ist, kann auch $i\,\overline{w} = \dot{\overline{x}}_4$ und damit $\overline{Y} \parallel \overline{x}_4$ oder $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{x}_4$ ohne Einschränkung der Allgemeinheit gesetzt werden. Andererseits bestimmen aber die $\underline{\overline{\lambda}}$ als synmetronische Kondensationsstufen bei ihrer Komposition Konjunktivgesetze die Orientierung der ${}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}$, welche nach dem Vorangegangenen aber die Orientierung des Gesamtspins bedingen, dessen R_3-Projektion als Stratonspin $\overline{s}_x$ erscheint. Dies bedeutet aber, daß die Orientierung von $\overline{s}_x$ unmittelbar auf die zeitliche Telezentrik $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{x}_4$ bezogen ist, und diese Telezentrik findet nach 85 b ihren Ausdruck in der Bedingung $\cos \alpha_4 \neq 0$ der Weltgeometrie hinsichtlich x_4. Nach dieser Beziehung 85 b gilt aber für die Somawelt R_4^+ und ihre in x_5 geschichteten Pararäume R_3^{+k} mit $k \geqq 0$ und $R_3^{+0} \equiv R_3$ die Bedingung $\cos \alpha_4 > 0$. Da aber $\cos \alpha_4 \neq 0$ auch $\cos \alpha_4 < 0$ mit antiparalleler Zeitkoordinate zuläßt, kann im R_6 auch die Existenz eines Antisoma R_4^- mit Antipararäumen R_3^{-k} konzipiert werden, dessen Existenz jedoch nicht direkt nachweisbar war. Wenn jedoch dieses Antisoma R_4^- existiert, dann müßte es bezogen auf R_4^+ neben den Flukton- und Konjunktorspinen der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $\overline{s}_x^+ \equiv \overline{s}_x\,(R_4^+)$ die entsprechenden enantiostereoisomeren Strukturen als Antistrukturen mit dem Antistratonspin $\overline{s}_x^- \equiv \overline{s}_x\,(R_4^-)$ geben, deren Spingefüge in spiegelsymmetrischer Weise auf R_4^+ so orientiert sind, daß sie bezogen auf R_4^- als Normalstruktur erscheinen. Es wären also Normal- und Antistrukturen der Spingefüge hinsichtlich der $R_4^{\pm}$ vertauschbar. Wenn also R_4^- mit den R_3^{-k} im R_6 kosmologisch existiert, dann sind zwar im R_4^+ keine makromaren Antistrukturen im Sinne von Antimaterie möglich (diese würden die Strukturen des R_4^- bestimmen), doch müßten im R_4^+ bei Transmutationen von elementaren Materiefeldquanten die Antistrukturen von Kondensationsstufen als Elementarkorpuskeln mit $\overline{s}_x^-$ im R_3^{+0} erscheinen, weil es in jedem Fall die Enantiostereoisomerie und das Prinzip der Drehimpulserhaltung gibt.

Zunächst wird erforderlich aus der Synmetronik des Enantiostereoisomeren, bezogen auf x_4 die Eigenschaften solcher Antikondensationen zu entwickeln. Es gelten die Indizierungen (+) für die Somawelt und (-) für das Antisoma, also $x_4 \equiv x_4^-$, $\overline{Y} \equiv \overline{Y}^-$ oder für die Protosimplexe $(\overset{+}{-}p)_x \equiv (\overset{+}{-}p)^-_x$ und so weiter. Für

die Weltgeschwindigkeit in den $R_4^{\pm}$ folgt unmittelbar $\cos(\overline{Y}^+,\overline{Y}^-) = -1$, weil beide Hyperflächen des R_6 durch die Antiparallelität ihrer Zeitkoordinaten definiert sind. Da es sich bei den Antistrukturen stets nur um Enantiostereoisomere handeln kann, und zwar aller Flukton- und Konjunktorspine hinsichtlich x_4, muß das synmetronische Trägheitsprinzip $\overline{\lambda} \perp_{\pm} \overline{Y}$ des R_4^+ auch im Antisoma gelten, so daß allgemein $\overline{\lambda}^{\pm} \perp \overline{Y}^{\pm}$ zu setzen ist, was unmittelbar $\cos(\overline{\lambda}^+, \overline{\lambda}^-) = -1$ zur Folge hat. Auch im R_4^- müssen demnach die Antistrukturen dem Trägheitsprinzip genügen.

Zur Synmetronik der Antikonjunktoren $-(\mu^-)-$ kann das Konjunktivprinzip $(\pm p)_x\ -(\mu)-\ (\pm q)_x$ eindeutig erweitert werden. So sei $(\pm p)_x^{\pm}\ -(\mu^{\pm})-\ (\pm q)_x^{\mp}$ ein Konjunktiv der den Protosimplex (Antiprotosimplex p mit dem Antiprotosimplex (Protosimplex) q über den Konjunktor (Antikonjunktor) μ verbindet. Der zugehörige Antikonjunktiv wäre dann gegeben durch $(\pm p)_x^+\ -(\mu^+)-\ (\pm q)_x^-$, während für den Konjunktor- bzw. Antikonjunktorspin ${}_x^p(\mu^{\pm})_{\pm}^q$ gesetzt werden kann. Werden nun die vier möglichen Hermetrieformen untersucht, dann folgt für x=a, daß $(\pm 1)_a \equiv (\pm 1)_a^{\mp}$ auch in der Antistruktur bizyklisch bleibt, doch ist $\overline{s}_a^- < \overline{0}$ für $(\pm 1)_a^-$, wenn $\overline{s}_a^+ > \overline{0}$ für $(\pm 1)_a^+$ gilt. Ganz analog verhält sich für x=b neben $(\pm 1)_b^{\pm}$ das Zeitquartett $(\pm 2)_b^{\pm}$, welches mit $(\pm 3)_b^{\pm}$ über die Konjunktoren $-(1^{\pm},2^{\pm})-$ die zeitkondensierte Triade $(\pm(1,2,3))_b^{\pm}$ der Photonen (+) oder Antiphotonen (-) bildet. Andererseits hat dieses Zeitquartett beim Fehlen von (+7) zur Folge, daß als einzig möglicher Weltlinientyp der Zeitkondensationen nur geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$ auftreten. Auf diese Weise unterscheiden sich aber mit c im R_3 fortschreitende Photonen von Antiphotonen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebene, so daß es keine spezifisch strukturierte Antizeitkondensation (Antiphoton) in den $R_4^{\pm}$ gibt, Analoges folgt für die $R_3^{\pm 0}$-Projektionen der $(\pm 1)_a^{\pm}$ auf geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$, welche dann als Gravitonen mit $\omega > c$ in den $R_3^{\pm 0}$ fortschreiten und sich ebenfalls nur durch eine Drehung ihrer relativen Polarisationsebene

unterscheiden. Dies gilt jedoch nicht für alle a-Terme. Insbesondere dann nicht, wenn $(\pm 1)^{\pm}$ in der c -Struktur (+7) bestimmt und die Triade der Neutrokorpuskeln $(\pm(1,4))^{\pm}_{c},(+7)^{\pm}_{c}$ definiert. Hier bedingt die Bizyklizität des transfiniten Quartetts den Simplex $(\pm 4)_{c}$ und somit die Spinstruktur der betreffenden Raumkondensation c^{+}. Die entsprechende Antikondensation c^{-} (also die neutrale Antikorpuskel) muß sich hier allerdings grundlegend als enantiostereoisomere Spinstruktur von c^{+} unterscheiden, was jedoch allein auf eine spiegelsymmetrische Konjugation sämtlicher Konjunktorspine und des Stratonspins zurückgeht. Eine völlig analoge Spinkonjugation liegt bei den Raumzeitkondensationen vor. Im Gegensatz zu $c^{\pm}$ tritt jedoch bei den $d^{\pm}$ -Strukturen der Protosimplex $(\pm 5)^{\pm}_{d}$ und das Weltflukton $(-6)^{\pm}_{d}$ auf, während das Straton nur noch als Schirmfeld erscheint. Weltflukton und $(\pm 5)^{\pm}$ verursachen aber durch die Konjunktoren $-(2^{\pm})-$ die elektrische Ladungsstruktur der d-Kondensationen, so daß sich die Antiraumzeitkondensationen d^{-} von den d^{+} wie im Fall der $c^{\pm}$ -Terme durch eine totale Spinkonjugation unterscheiden. Diese Spinkonjugation hat jedoch bei den $d^{\pm}$ -Termen wegen des Verhaltens der $(\pm 5)^{\pm}$ und $(-6)^{\pm}$ mit $-(2^{\pm})-$ eine simultane elektrische Ladungskonjugation zur Folge.

Alle Hermetrieformen werden durch das transfinite Schirmfeld $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ als typische Eigenschaft bestimmt, welches im Fall x=(a,b,c) von $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ begleitet wird. Nach den synmetronischen Ergebnissen C IX erscheint dieses Schirmfeld aber nach seiner Projektion in den $R_{3}^{\pm}$ als Gravitationsfeld. Nun müssen aber nach den Untersuchungen prototroper Konjunktoren die Schirmfelder grundsätzlich konjunktorfrei sein, also auch $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ deren R_{3} -Projektion als Gravitationsfeld aller Hermetrieformen erscheint. Dieses Fehlen gravitativer Konjunktoren bedingt jedoch ein entsprechendes Fehlen von Konjunktorspinen, so daß die gravitativen Eigenschaften nicht unterscheidbar den $R_{4}^{\pm}$ -Strukturen gleichermaßen zukommt. Die Projektion der $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ erscheinen demnach nicht nur im R_{3}^{+0}, sondern auch im R_{3}^{-0} des Antisoma als attraktives statisches Gravitationsfeld, für welches die approximative Lösung $rqe^{-q} \sim (1-\frac{r}{\rho})^{2}$ mit $0<\rho<\infty$ gilt.

Hierin bedingt aber $\varsigma > 0$ im physischen R_3^{+0} wegen $\varsigma \sim m^{-3}$, das stets $m^+(n,q) > 0$ die Terme der Spektralfunktion 126 kennzeichnet, was jedoch auch für die Antiterme $m^-(n,q) > 0$ gelten muß, da auch für das g-Feld in R_3^{-0} die attraktiven Eigenschaften mit $\varsigma > 0$ typisch sind. Allerdings muß also sowohl für die Massenterme des R_4^+ als auch für ihre Antistrukturen $m^\pm > 0$ gelten. Dies wird andererseits völlig evident durch die Tatsache, daß es sich bei den Antistrukturen nur um die spiegelsymmetrischen Enantiostereoisomerien der R_4^+ -Terme handelt, welche somit von 126 impliziert werden.

Ist K irgendeine Eigenschaft, welche die $R_4^\pm$ -Strukturen gemäß $K(R_4^\pm) = K^\pm$ indiziert, dann können alle diejenigen Eigenschaften der Kondensorterme, welche mit denen der Antiterme identisch werden in

$$K(R_4^\pm) = K^\pm\,,\ \cos(\overline{Y}^+,\overline{Y}^-) = -1,\ \overline{\lambda}^\pm \perp \overline{Y}^\pm\,,\ \underline{\lambda}^+ \parallel \underline{\lambda}^-\,,$$
$$a^+(\omega) = a^-(\omega),\ b^+ = b^-\,,\ m^\pm > 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 176$$

zusammengefaßt werden. Die gemeinsamen Eigenschaften der $R_4^\pm$ - Strukturen in den $R_3^{\pm 0}$ -Projektionen bei antiparallelen kosmischen Bewegungen sind also die allgemeine Trägheit aller Kondensationen und deren allgemeine attraktive statische Gravitation, während Antigravitonen als a^- -Terme in geodätischer Nullinienprojektion, sowie Antiphotonen sich von den adäquaten R_4^+ -Formen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebenen unterscheiden. Die typische Unterscheidung der übrigen $R_4^\pm$ -Terme geht auf das enantiostereoisomere Verhalten aller Spineigenschaften zurück, was sich unmittelbar observabel, stets einer Konjugation des Stratonspins und allen von ihm abhängigen Eigenschaften, sowie einer elektrischen Ladungskonjugation (bedingt durch $(\pm 5)_d^\pm$ und $(-6)_d^\pm$ manifestiert. Die zu einer d-Hermetrie gehörende Antistruktur muß also neben den spiegel - symmetrischen Spineigenschaften stets die konjugierte elektrische Antiladung tragen.

Mit diesen synmetronischen Untersuchungen der Antistrukturen wird es nunmehr möglich, empirisch nach dem Auftreten von Antimaterie zu suchen. In der empirisch verfügbaren R_3 -Umgebung können derartige stabile Antistrukturen nicht nachge-

wiesen werden, doch gibt es Transmutationen elementarer Hermetrieformen, welche die Entstehung von Antitermen wahrscheinlich machen. Als eine derartige Transmutation bietet sich der Übergang von photonischen Zeitkondensationen mit $J=1$ in Raum- oder Raumzeitkondensationen mit $J=\frac{1}{2}$ an; denn wegen ${}^{2}\bar{\gamma}_{-}^{(\mu\nu)}$; $n=\text{cons}^{t}$ des Metronenspins für alle μ und ν muß der Drehimpuls und damit die Quantenzahl des Stratonspins erhalten bleiben. Wenn also der Tensorterm eines Photons γ mit $J=1$ in ponderable Kondensationen transmutiert, welche Terme mit $J=\frac{1}{2}$ sind, dann muß es zu empirisch beobachtbaren Paarbildungen kommen. Hat γ als Energiequant $E_\gamma \geq 2\, m_e c^2$ mit der Elektronenmasse m_e, dann kommt es bei der Transmutation (welche ebenfalls über einen transfiniten Raumschluß gehen muß) nicht zur Bildung des Elektronendoubletts $e_- + \nu_B$ mit dem Baryneutrino ν_B, sondern zu $\gamma \rightarrow e_- + e_+$, worin e_+ als Positron alle Charakteristika des Antielektrons aufweist. Ist dagegen $E_\gamma \geq 2\, m_p c^2$, beziehungsweise $E_\gamma \geq 2\, m_n c^2$ mit der Protonen- oder Neutronenmasse m_{pn}, dann entsteht wiederum nicht die nukleonische Isospinfamilie $p+n$ bei der Transmutation, sondern $\gamma(2\, m_p c^2) \rightarrow p+\underline{p}$, oder $\gamma\,(2\, m_n c^2) \rightarrow n+\underline{n}$, wobei $\underline{p}$ und $\underline{n}$ ebenfalls über m_{pn} verfügen, jedoch haben $\underline{p}$ und $\underline{n}$ bezogen auf p,n entgegengesetzten Stratonspin und antiparalleles magnetisches Moment. Auch bleibt $\underline{n}$ elektrisch neutral, während $\underline{p}$ im Gegensatz zu p eine e_--Ladung trägt. $\underline{p}$ und $\underline{n}$ sind also Antiproton und Antineutron, welche somit die komplette Antiisospinfamilie $(\underline{p}\,,\,\underline{n})$ des Nukleonendoubletts (p,n) darstellen. Es müßte nach diesem Sachverhalt neben $\gamma(2\, m_e) \rightarrow e_+ + e_-$ auch $\gamma \rightarrow \nu_B + \underline{\nu}_B$ möglich sein, doch ist dies wahrscheinlich wegen des geringen Wechselwirkungsvermögens von ν_B empirisch nicht nachweisbar. In Analogie zum Antinukleonendoublett muß jedoch auch das Antielektronendoublett $(e_+,\ \underline{\nu}_B)$ existieren; denn zu den meisten Elementarkorpuskeln des empirischen Spektrums sind die Antistrukturen nachweisbar. Mithin kann festgestellt werden, daß es zu jedem Multiplett einer Isospinfamilie der Besetzung $I^+ = 2\, s^+ + 1$ ein Antimultiplett $I^- = 2\, s^- + 1$ gibt. Da weiterhin aus $\underline{p}$ und $\underline{n}$ in geeigneten Anordnungen das Antideuteriumnuklid $\underline{d}$ und e_+-Einfang die Antiwasserstoffisotopen $\underline{H}^1$ und $\underline{H}^2$ synthetisierbar sind, welche sich wiederum zu Antimolekülen verbinden können, muß die Möglichkeit von Antimaterie generell gegeben sein,

welche hinsichtlich einer Photonenemission von R_4^+ -Materie nicht unterscheidbar sein kann. Diese Antimaterie wäre hinsichtlich aller Konjunktorspine, sowie der Flußaggregatspine aller Protosimplexe, also auch des elektrischen Ladungsverhaltens als spiegelsymmetrische Enantiostereoisomerie der R_4^+ -Materie anzusprechen. Durch diese spiegelsymmetrische Entsprechung aller Isospin- und Antiisospinfamilien ausgedrückt durch

$$I^+ (R_4^+) \equiv I^- (R_4^-) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 176\,a\,,$$

muß also zu jedem Term aus 126 ein Antiterm existieren. Zwar kann im R_3^{+0} keine makromare Antimateriestruktur nachgewiesen werden, doch legt die Tatsache, daß derartige Antiterme zumindest bei geeigneten Kondensortransmutationen aufgrund der Spinerhaltung tatsächlich auftreten, die kosmologische Existenz des R_4^- mit allen $R_3^{-k}(k \gtrless 0)$ im R_6 nahe. Wird weiter $\cos \alpha_4 \neq 0$ und die sich aus der Existenz des R_4^- ergebende vollständige Symmetrie der telezentrischen Weltarea nach C VIII,6 berücksichtigt, dann erscheint die Existenz des R_4^- mit den R_3^{-k} als komplementäre Struktur der Somawelt im R_6 außerordentlich wahrscheinlich. Bezogen auf die zum R_4^+ antiparallele x_4^- -Richtung der kosmischen Bewegung im R_4^- müssen dann alle Konjunktor- und Stratonspine der Antistrukturen in gleicher Weise orientiert sein, wie diejenigen der R_4^+ -Kondensationen bezogen auf x_4^+.

Da die Antiprotosimplexe $(\pm p)_x^-$ die spiegelsymmetrisch Enantiostereoisomeren der $(\pm p)_x^+$ sind, was auch für die prototropen Konjunktoren gilt, folgt für die R_4^- -Hermetrieformen, daß wie im R_4^+ die imaginären Kondensationen $x \equiv (a,b)$ imponderabel und die komplexen $x \equiv (c,d)$ ponderabel sind. Die R_4^- -Strukturen relativ zu den des R_4^+ erscheinen dagegen hinsichtlich Konjunktor- und Stratonspin, sowie hinsichtlich ihrer elektrischen Ladungen konjugiert bezogen auf die R_4^+ -Strukturen, weil diese Spinsysteme aller Flußaggregate in Bezug auf die $x_4^\pm$ -Richtung der kosmischen Bewegung aller $R_3^{\pm k}$ orientiert sind, welche mit den antiparallelen Weltgeschwindigkeiten $\overline{Y}^\pm$ in den $R_4^\pm$ erfolgen. Demnach sind also die Spin- und Ladungskonjugationen der $R_4^\pm$ -Strukturen relativ hinsichtlich der $\overline{Y}^\pm$ -Richtung aller $R_3^{\pm k}$.

Andererseits bilden nach den zu 176 führenden Untersuchungen nur die R_4^- -Hermetrieformen c, und d im R_4^+ manifestierbare Antikondensationen; denn die imaginären R_4^- -Terme a und b unterscheiden sich von den adäquaten R_4^+ -Termen nur durch eine Drehung ihrer jeweiligen Polarisationsebene. Dies hat aber zur Folge, daß im R_4^- photonische und gravitative Vorgänge völlig identisch mit denen im R_4^+ sind, zumal die R_4^- -Massenterme $m^- > 0$ bleiben, weil alle Antistrukturen als Enantiostereoisomere bereits in 126 enthalten sind. Aus diesem Grunde muß auch das Gravitationsgesetz $rqe^{-q} \sim (1-\frac{r}{s})^2$ mit $s \leftarrow \infty$ im R_3^{-0} wie im R_3^{+0} gelten, während nach der Synmetronik der Antiterme das allgemeine Trägheitsprinzip $\bar{\lambda}^{\pm} \perp \bar{\gamma}^{\pm}$ ebenfalls im R_4^- evident ist. Dies hätte aber zur Folge, daß es wie im R_3^{+0} auch im R_3^{-0} makromare Systeme materieller Konfigurationsfeldelemente im Sinne von Galaxien aus Antimaterie mit antiparalleler kosmischer R_3^{-0}-Bewegung in Bezug auf den R_3^{+0} geben muß, wenn der R_4^- mit den R_3^{-k} als Komplement der Somawelt und ihrer Pararäume im R_6 existiert. Als Alternative hierzu wäre die Möglichkeit denkbar, daß es kein Antisoma gibt und mit gleicher Parität Antimaterie (wahrscheinlich in Form von Antigallaxien) im R_3^{+0} existiert. Dieser Alternativfall würde dann sehr wahrscheinlich werden, wenn es bei der Korrespondenz zwischen Termen aus 126 und ihren enantiostereoisomeren Antitermen zeitlich stabile Grundzustände gibt; denn im wahrscheinlichsten, also razemischen Verteilungszustand von Systemen aus Gallaxien und Antigallaxien ist nur auf diese Weise zeitlich stabile ponderable Materie in korrespondenzfähigen Strukturen im ganzen R_4^+ zwischen den Sphärentrinitäten des Weltenursprungs und Weltendes möglich. Es kommt also darauf an, im Rahmen einer allgemeinen Korrespondenztheorie der Kondensorterme aus 126 die Existenzmöglichkeit derartiger stabiler Grundzustände bei einer Korrespondenz zwischen Termen und Antitermen zu untersuchen. Erst dann kann eindeutig über die zweifellos sehr wahrscheinliche Existenz der komplementären Antisomawelt mit den R_3^{-k} $(k \geq 0)$ im R_6 entschieden werden.

5.) Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen

Die untere Schranke der c- und d- Strukturen aus 126, also die minimalen komplexen Kondensationen sind nach C VIII 4 offensichtlich γ_L der c-Hermetrie und $e_\pm$ der d- Formen. Da es sich hierbei um die Minimalkondensationen handelt, welche die Spektralfunktion 126 nach unten begrenzen, müssen allen $(\pm p)_{cd}$ von γ_L und $e_\pm$ die Protosimplexladung 1 zugeschrieben werden, das heißt, in der Kopplungsstruktur erscheint jeder Protosimplex einfach. Andererseits ist aber die Trägheitsmasse ein externer Ausdruck dieser Kopplungsstruktur, so daß Abweichungen der internen Kopplungsstruktur zwischen γ_L und $e_\pm$ allein ihren Ausdruck in einer Abweichung der Trägheitsmassen finden können. Da ferner beide Minimalkondensationen den Stratonspin $s=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2}$ haben, scheinen die Konjunktorspine hinsichtlich $m_L < m_e$ nicht relevant, so daß $m_e - m_L > 0$ allein auf die abweichenden Protosimplexe zurückgehen muß. γ_L und $e_\pm$ haben als gemeinsame Protosimplexe nur $(\pm 4)_{cd}$ ohne die durch den Sieboperator in $\hat{\gamma}_{(c)}$ entartete Stratonsignatur. Auch sind den beiden Minimalstrukturen die singulären Schirmfelder $\begin{bmatrix}11\\11\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}33\\33\end{bmatrix}$ gemeinsam. Die reale Strukturabweichung beruht auf dem transfiniten und stratonischen Kondensorquartett bei γ_L und dem Einfluß auf $(\pm 4)_c$, während bei $e_\pm$ die Abweichung der Kopplungsstruktur in den Protosimplexen $(\pm(3,5))_d$, dem Schirmfeld $(+2)_d$ und dem Weltflukton $(-6)_d$ zu sehen ist. Zunächst sollen die externen Eigenschaften von $e_\pm$ als untere Schranke des d-Spektrums untersucht werden.

Nach 126 erscheint die elektrische Ladung stets als ganzzahliges Vielfaches einer Elementarladung $\varepsilon_\pm$, welche für $a=\sqrt{2}$ bis auf + o,125°/o mit der empirischen Elektronenladung $e_\pm$ identisch ist. Andererseits ist aber auch das Elektron die untere Schranke der mit $q=1$ geladenen Raumzeitkondensationen in der Spektralfunktion 126. Offensichtlich geht $e_\pm < \varepsilon_\pm$ auf die Synmetronik dieser minimalen d-Struktur zurück. In allen Hermetrieformen d wird aber nach der synmetronischen Protosimplexdarstellung durch Konjunktoren die elektrische Ladungsstruktur durch $(\pm 5),(-6)$ bestimmt. Jede d-Struktur wird

insgesamt durch das Protosimplexgefüge einer Triade ($\pm(3,4,5)$) das Weltflukton (-6) und die Schirmfeldtriade (+(1,2,7)) beschrieben, während für die komplementäre c-Struktur ($\pm(1,4)$), (+7) gilt. (± 4) und (+7) sind also sowohl in der c-als auch in der d-Struktur enthalten, während von $(\pm 1)_c$ nur (+1) als $\begin{bmatrix} 11 \\ 11 \end{bmatrix}$ auch d bestimmt. In d sind nun die Strukturen (± 5) und (-6) als Ladungseigenschaft mit (± 4) und (+7) durch die Kontaktkonjunktive

-(2)- (± 5) -(3)- (+7) -(3)- (± 4) -(1)- und

=(1,3)= (-6) -(2)- (+2) -(2)- (± 4) -(3)- , beziehungsweise

=(1,2)= (-6) -(3)- (+7) -(3)- (± 4) -(2)- verbunden, so daß als Folge der Konjunktorspine eine interne Ladungskomponente latent bleibt, welche $\varepsilon_\pm$ auf $e_R < \varepsilon_\pm$ reduziert. Im allgemeinen kann für ein externes statisches Potential immer $V_{ext} \sim 1/r$ gesetzt werden, doch gilt diese hyperbolische Ortsabhängigkeit nicht mehr, wenn es sich um die interne Korrelation von Partialstrukturen der Feldquelle handelt. In diesem Falle wäre für ein solches internes Korrelationspotential $V_{int} \sim f(r)$ zu setzen, wobei f eine Ortsfunktion dieser Korrelation ist, welche im Sonderfall zu $f = \frac{1}{r}$ werden kann. Für beide Ladungen können die statischen Potentiale $4\pi\varepsilon_o V_R = e_R^2 f$ und $4\pi\varepsilon_o V_\varepsilon = \varepsilon_\pm^2 f$ definiert werden, so daß aufgrund der Synmetronik V_R sich zu V_ε so verhalten muß, wie die Ruheenergie E_1 der mit q=1 geladenen minimalen Raumzeitkondensationen zur Ruheenergie E_o ihres neutralen c- Komplements (also des Barineutrinos). Demnach gilt $\frac{E_1}{E_o} = \frac{V_R}{V_\varepsilon} = \left(\frac{e_R}{\varepsilon_\pm}\right)^2$ oder wegen des Energiematerieäquivalents $E=mc^2$ auch $\frac{E_1}{E_o} = \frac{m_1}{m_o}$. Wird nun Gleichung 126 verwendet mit m_1 für q=1, aber komplementär m_o für q=o, dann wird $\frac{m_1}{m_o} = \pi\,(4+\pi^4)^{-1/4} = \eta$, was eingesetzt für die reduzierte Ladung $e_R = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta}$ liefert. Da nun das Elektron minimale d-Struktur der Spinorterme eines Isospindoubletts ist, muß wegen des halbzahligen Isomorphiespins die interne latent bleibende Ladung $e_D = \varepsilon_\pm - e_R = \varepsilon_\pm (1-\sqrt{\eta})$ induktiv eine im realen Spinmoment wirkende Ladung e_W als arithmetisches Mittel zwischen $\varepsilon_\pm$ und

e_R verursachen, für welche also $e_W = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} (1+\sqrt{\eta})$ gelten muß. Für diese drei Komponenten der elektrischen Ladungseigenschaft des Elektrons gilt also

$$e_R = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}, \quad 2\, e_W = \varepsilon_{\pm} (1+\sqrt{\eta}), \quad e_D = \varepsilon_{\pm} (1-\sqrt{\eta}),$$

$$\eta \sqrt[4]{4+\pi^4} = \pi \qquad 177,$$

welche jedoch als interne Baukomponenten des Ladungsfeldes eines Elektrons empirisch nicht feststellbar sind. Tatsächlich feststellbar ist nur das extern erscheinende Potential V des Elektrons, welches als arithmetisches Mittel der Potentiale V_R und V_W der Komponenten e_R und e_W aufgefaßt werden muß. Man hat also $V = \frac{1}{2} (V_R+V_W) = \frac{e_R^2+e_W^2}{8\pi\, \varepsilon_o r}$ im Abstand r vom Elektron zu setzen, wo $rf=1$ wegen dieser Externität wird. In V muß dagegen die unbekannte, aber empirisch feststellbare Elektronenladung (als externes Ladungsfeld) $e_{\pm}$ gemäß $4\pi\varepsilon_o r V = e_{\pm}^2$ erscheinen, was im Vergleich $2e_{\pm}^2 = e_R^2 + e_W^2 = \frac{1}{4} \varepsilon_{\pm}^2 (5\eta+2\sqrt{\eta}+1)$ nach 177 liefert. Wegen $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = 3\sqrt{\hbar/R_-}$ der Beziehung 126 ergibt sich dann für die empirische Elektronenladung

$4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3 \sqrt{2(5\eta+2\sqrt{\eta}+1)\hbar}$. Einsetzen der numerischen Werte R_- zeigt, daß im Meßbarkeitsbereich die Fehlerabweichungen bezogen auf den wahrscheinlichsten Meßwert $\Delta (e_{\pm}) < 10^{-4}$ % beträgt und somit exakt ist, und innerhalb der Meßtoleranzen liegt.

Wenn ein Elektron mit einem entgegengesetzt geladenen Zentrum in einem attraktiven elektrodynamischen Zusammenhang tritt, dann gilt für die Stabilität der mit der Geschwindigkeit $v=\beta c$ im Abstand r erfolgenden Bewegung des Elektrons $V=E_k$, wenn V das externe Potential im Abstand r und E_k die kinetische Energie des mit β bewegten Elektrons ist. In einer gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Form gilt mit der Ruhemasse $m_{(o)}$ des Elektrons

$$E_k^2 = c^4 (m^2-m_{(o)}^2) = m_{(o)}^2 c^4 ((1-\beta^2)^{-1}-1) = \beta^2 m^2 c^4 = \beta^2 E^2$$

oder wegen des Quantendualismus im Wellenbild $E_k = \beta \frac{c\, h}{\lambda}$, wenn λ die Wellenlänge des bewegten Elektrons ist. Da bei dieser

Wechselwirkung nur der externen Bereich des Elektrons wirksam wird, gilt auch $4\pi\varepsilon_0 rV=e_\pm^2$, also $e_\pm^2=4\pi\varepsilon_0 r\beta\frac{ch}{\lambda}$ wegen $V=E_k$. Es handele sich nun bei diesem attraktiven System um den stabilen Grundzustand* der K-Schale eines H-Atoms besetzt. In diesem Fall würde $r=r_H$ zum Atomradius und $\lambda=\lambda_H$, während $\beta=\beta_H=\frac{v_H}{c}=\alpha$ zur Feinstrukturkonstanten der im Anregungsfall emittierten H-Serien wird. Für diesen s-Term wird also die Stabilitätsbedingung zu $\lambda_H e_\pm^2=4\pi\varepsilon_0 r_H\alpha' ch$, wenn α' der gesuchte theoretische α-Wert ist. Da der s-Term im komplementären Korpuskularbild seinem Bahnspin entsprechend eine Kreisbahn kennzeichnet, wird in diesem Fall der Quantendualismus durch $\lambda_H=2\pi r_H$ ausgedrückt, was $e_\pm^2=4\pi\varepsilon_0\alpha' c\hbar=4\pi\alpha'\frac{\hbar}{R_-}$ wegen $c\varepsilon_0 R_-=1$ bedingt. Wird hierin $4\pi^2 e_\pm=\pm 3\sqrt{2(5\eta+2\sqrt{\eta}+1)}\frac{\hbar}{R_-}$ substituiert, dann folgt für die Feinstrukturkonstante der H-Serien $(2\pi)^5\alpha'=9(5\eta+2\sqrt{\eta}+1)$. Einsetzen der Zahl π liefert einen numerischen Wert, der praktisch nur wenig vom Meßwert abweicht. Diese Abweichung von $\frac{1}{\alpha_{exp}}=137{,}03602$ beträgt zwar nur $\Delta(\alpha')\approx -1{,}5\cdot10^{-3}$ o/o, doch liegt sie bei verfeinerter Messung trotzdem außerhalb der Meßbarkeitsgrenze. Die Mißweisung zeigt, daß offensichtlich die phänomenologische Beziehung $e_\pm^2\sim\alpha'$ nicht exakt sein kann, zumal der Ausdruck für $e_\pm^2$ unter Berücksichtigung der Meßbarkeitsgrenze keine Fehlerabweichung aufweist. Da $e_\pm^2\sim\alpha'$ auf den Vergleich $V=E_k$ zurückgeht, muß an dieser Ausgangsbeziehung gezweifelt werden. Da E_k in eine gegen $\hat{A}_-$ invariante Fassung gebracht wurde, kann der Fehler nur an der Darstellung des externen Feldes in der Form $4\pi\varepsilon_0 rV=e_\pm^2$ liegen. Offenbar kann diese Beziehung nicht auf die Korrespondenz zwischen Nuklid und externer e_--Struktur angewendet werden ohne einen korrigierenden Term zu berücksichtigen, der möglicherweise gravitativ- elektrostatische Feldwechselwirkungen oder evtl. Intenkomponenten des Elektrons im s- Zustand enthält. Eine Untersuchung der Korrektur dürfte jedoch erst dann möglich werden, wenn aus der synmetronischen Internstrukturierung eine allgemeine Massenbeziehung komplexer Kondensationen hergeleitet werden kann. Immerhin erscheint die Kopplungskonstante α' zwischen Proton und e_- im H-Atom als reine

* eines Elektrons, welches den s-Term

Zahl und somit als kosmologische Konstante; denn in α' treten keine physikalischen Größen auf, welche C VIII 6 wegen $\frac{\dot{D}}{D} \neq 0$ vom Momentanzustand des R_3 und somit vom Weltalter abhängen könnten. Tatsächlich zeigt die spektroskopische Untersuchung der H-Serien extrem ferner kosmischer Objekte die Unabhängigkeit der Feinstrukturkonstanten vom Weltalter. Die externen Ladungseigenschaft des Elektrons als minimale Raumzeitkondensation wird also zusammengefaßt beschrieben durch

$$4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3\sqrt{2\vartheta \frac{\hbar}{R_-}}, \quad (2\pi)^5 \alpha' = 9\vartheta ,$$

$$\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1 \qquad 177\text{ a.}$$

Eine weitere Elementargröße der minimalen Raumzeitkondensation ist die Trägheitsmasse m_e des Elektrons, welche wegen der Existenz des Stratons in allen d- Strukturen als ponderable Masse erscheinen muß. In C VIII 4 wurde es möglich, eine Approximation $m_a > m_e$ als untere Schranke des Ladungsspektrums von 126 für $q=1$ zu ermitteln. Diese Approximation m_a kann mit η und $E=s_0^2 = 1\,[m^2]$, also der Einheitsstrecke $s_0=1\,[m]$ als Eichfaktor umgeschrieben werden in

$c\eta m_a s_0 = 4\sqrt[4]{\pi}\,\sqrt[3]{\frac{3\pi}{\eta}\cdot s_0\gamma\hbar}\cdot\sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}}$. Es ist $m_a > m_e$, wenn m_e der tatsächliche empirische Wert ist. Dieser empirische Wert wiederum kann nur das Maß der durch die $\bar{\lambda}_d \perp \bar{Y}$ bestimmte Trägheit des Elektrons sein, welche der durch $(+7)_d$ bestimmten Ponderablen und $(+1)_d$ bestimmten gravitativen Masse äquivalent ist. Hierbei sind aber die das ponderable Ladungsfeld aller d-Strukturen verursachenden Konjunktive $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ und $(-6)_d$ -(3)- $(+7)_d$ unmittelbar an diese Trägheitsmasse gebunden, so daß die Masse stets multiplikativ mit Komponenten dieses Ladungsfeldes (Gleichung 177) auftreten muß. Da $m_a > m_e$ ist, bleiben offensichtlich von den $\bar{\lambda}_d \perp \bar{Y}$ ein Anteil latent, derart, daß für diesen Latenzanteil $M e_{\pm} \sim e_D$ für $m_a = m_e$, aber $M e_{\pm} > 0$ für $m_a > m_e$ gelten muß. Ohne Zweifel ist $M e_{\pm}$ als ein Integral, nämlich $M e_{\pm} = \int_{m_e}^{m_a}\int_{q_1}^{q_2} d(mq) = m_a q_2 - m_e q_1$. Die Bedingung

$M e_{\pm} \sim e_D$ für $m_a = m_e$ und $Me_{\pm} > 0$ für $m_a > m_e$ ist jedoch nur für die Grenzen $q_2 = e_R$ und $q_1 = \varepsilon_{\pm}$ zu erfüllen, so daß für die latente Trägheitsmasse $Me_{\pm} = m_a e_R - m_e \varepsilon_{\pm}$ oder für die empirisch erscheinende Elektronenmasse $m_e \varepsilon_{\pm} = m_a e_R - Me_{\pm}$ gilt, das heißt, es ist nur noch $me_{\pm}$ als Korrekturglied zu ermitteln. Zu jeder Trägheitsmasse gehört aufgrund des Quantendualismus (interpretiert nach C VIII 5,6) eine Wellenlänge $m \sim 1/\lambda$, die aber als Durchmesser der Flußaggregate auszudeuten ist, zumal für die Eigenwerte der Kondensationsstufen $\bar{\bar{X}} \perp \bar{\bar{Y}}$ gilt, und die $\bar{\bar{X}}$ normal zu den zyklischen Flußaggregaten verlaufen. Auch muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Synmetronik aller d-Hermetrien die in einer d-Struktur auftretenden -(μ)- stets Kontaktkonjunktive sind. Schließlich ist noch zu berücksichtigen daß sowohl in γ_L als auch in $e_{\pm}$ als untere Schranken der c- und d- Hermetrie alle $(\pm p)_{c,d}$ nur mit der Protosimplexladung 1 auftreten können. Im folgenden seien λ_M und λ_a die zu M und m_a gehörenden Wellenlängen, während $4\pi\varepsilon_0 V_{()} = e_{()} e_{()} f(r)$ die zu den Kombinationen der Ladungsfeldkomponenten gehörenden statischen Internpotentiale im Abstand r beschreiben, deren Felder in jedem Fall auf den zeitkondensierten Protosimplex $(\pm 3)_d$, sowie auf das zeitliche Schirmfeld $(+2)_d$ und $(-6)_d$ zurückgehen; wobei $(+2)_d$ das freie Raumfeld $(\pm 3)_d$ seine gravitative Kopplung, und $(-6)_d$ seine Emission aus der ponderablen Ladungsfeldquelle beschreiben. Da in der raumzeitlichen Minimalkondensation des Elektrons alle $(\pm p)_d$ nur mit der Protosimplexladung 1 auftreten können, wird dieses Elektron bereits vollständig durch das d-Schema seiner Kopplungsstruktur $(+(1,2,7))_d$ $(\pm(3,4,5))_d(-6)_d$ beschrieben. Das tatsächliche Ladungsfeld ist hierbei jedoch $\varepsilon_{\pm}$ aus Gleichung 126, während erst die Synmetronik der Konjunktoren zu den Lafungsfeldkomponenten 177 und der phänomenologischen Externform 177 a führt. Dieses Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ muß andererseits aber auch in allen R_6-Unterräumen (wegen der Synmetronik der Struktureinheiten) und somit in jeder Prototrope erscheinen. Darüberhinaus muß $\varepsilon_{\pm}$ noch einmal als Eigenschaft der Gesamtstruktur auftreten. Nun gibt es in der minimalen d-Struktur neben den beiden Triaden der Schirmfelder und echten Protosimplexe noch das Weltflukton,

so daß $e_{\pm}$ in 7+1=8 -facher Weise als R_6 -Scheinfeld erscheinen muß, was zu einer Pseudoladung $Q \sim 8\,\varepsilon_{\pm}$ führt. Diese Ladung muß sich nun wiederum zu $8\,\varepsilon_{\pm}$ so verhalten, wie der elektromagnetische ($\underline{\mathcal{R}}$) zum gravitativen ($\mathcal{R}$) Energiefluß bei der Herleitung der Beziehung 69 b in C III, weil Q auch die gravitativen Eigenschaften der elementaren d-Struktur impliziert. Es gilt demnach $\frac{Q}{8\,\varepsilon_{\pm}} = \frac{\underline{\mathcal{R}}}{\mathcal{R}'}$ und hierin ist $\underline{\mathcal{R}} = a\,\mathcal{R}'$ also $Q = 8\,\varepsilon_{\pm}\,a$. Nach 126 muß aber $\underline{\mathcal{R}}$ als Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge $\mathcal{R}'$ aufgefaßt werden, so daß $a = \sqrt{2}$ und $Q = 8\,\varepsilon_{\pm}\sqrt{2}$ zu setzen ist. Aufgrund der Symmetronik des Elektrons i. B. auf die das Ladungsfeld bestimmende partielle Kopplungsstruktur (-6) -(2)- (+2) $=\binom{2}{2}= (\pm(3,5))$ muß es zu Q und dem externen Ladungsfeld $e_{\pm}$ noch komplementäre Ladungen Q' und $e'_{\pm}$ geben, welche mit Q und $e_{\pm}$ durch die Wellenlängen λ_M, λ_a und λ des Gesamtelektrons $m_e\,c\,\lambda = h$ in proportionalen Zusammenhängen stehen, und zwar im Sinne von Schwerpunkterhaltungen komplementärer Ladungen, beschrieben durch $e'_{\pm}\,\lambda_M = e_{\pm}\,\lambda$ und $Q'\,\lambda_a = Q\,\lambda$. Werden schließlich alle elektronischen Potentiale auf $r=\lambda$ bezogen, dann kann zwischen drei Arten derartiger Potentiale unterschieden werden. Zunächst gilt $\mathcal{L}(\lambda) \equiv$ (-6) -(2)- (+2) $=\binom{2}{2}=$ $(\pm(3,5))$ begrenzt durch

$V_{QQ'} \leqq \mathcal{L} \geqq V_{e',Q}$, ferner

$W(\lambda) \equiv$ (-6) -(2)- (+2) -(2)- (± 3) definiert in $V_D \leqq W \leqq V_W$ und $V(\lambda) \equiv$ (-6) -(2)- (+2) -(2)- (± 5) in $V_e \leqq V \leqq V_R$, wenn bei $r=\lambda=$const die jeweiligen Ladungskomponenten variieren.

Als minimale Raumzeitkondensation ist das Elektron nicht nur durch die Protosimplexladung 1 aller Prototropen ausgezeichnet, sondern auch durch seine völlige zeitliche Stabilität, welche nur auf eine störungsfreie Zyklizität aller Kondensorflüsse seiner Kopplungsstruktur zurückgehen kann. Das Erhaltungsprinzip der elektrischen Ladung insbesondere fordert die

Stabilität der partiellen Kopplungsstruktur (-6) (+2) ($\pm$(3,5)), welche die Komponenten 177 des Ladungsfeldes bestimmt. Eine solche zeitliche Stabilität dieser partiellen Kopplungsstruktur bedeutet aber, daß die Varianten ihrer Kondensorflüsse (durch Anregungsprozesse) in ihrer Summe verschwinden müssen. Wegen der Entsprechungen zu $\Omega(\lambda)$, $W(\lambda)$ und $V(\lambda)$ kann dieses die Stabilität ausdrückende Variationsprinzip auch durch $\frac{\delta \Omega}{\Omega} + \frac{\delta W}{W} + \frac{\delta V}{V} = 0$ ausgedrückt werden, weil diese Variationen wegen λ = const solchen der Ladungsfeldkomponenten entsprechen, die wiederum ein unmittelbarer Ausdruck der zeitkondensierten partiellen Kopplungsstruktur des Elektrons sind. Da der Übergang von Variationen zu Differenzen $\delta \rightarrow \Delta$ grundsätzlich möglich ist, wird die zeitliche Stabilität auch ausgedrückt durch $\frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} = 0$ und hierin kann der infinitesimale Limes in der Form

$$0 = \lim_{\Delta \to 0} \left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V}\right) = \frac{d \Omega}{\Omega} + \frac{d W}{W} + \frac{d V}{V}$$

durchgeführt werden, wobei λ = const. bleibt. Wegen

$\frac{d x}{x} = d\ell nx$ wird aber aus diesem Limes $0 = d\ell n \Omega + d\ell nW + d\ell nV = d\ell n (VW\Omega)$, was integrierbar ist. Mit den Definitionsbereichen für V,W und Ω liefert die Integration $\ell n (V_R V_W V_{e'Q}) - \ell n (V_e V_D V_{Q Q'}) = 0$, oder nach Potenzierung $V_R V_W V_{e'Q} = V_e V_D V_{QQ'}$, oder mit $4 \pi \varepsilon_o V_{()} = e_{()} e_{()} f(\lambda)$ der Internkorrelation auch $e_R^2 e_W^2 e'_{\pm} Q = e_{\pm}^2 e_D^2 QQ'$ oder mit $e' = e_{\pm} \frac{\lambda}{\lambda_m}$ und $Q' = Q \frac{\lambda}{\lambda_a}$ auch $\frac{e_{\pm}}{\lambda_M} = \frac{Q}{\lambda_a} \left(\frac{e_{\pm} e_D}{e_R e_W}\right)$, was mit $Mc\lambda_M = h$, sowie $m_a c \lambda_a = h$ und $Q = 8 \varepsilon_{\pm} \sqrt{2}$ mit Gleichung 177 die Beziehung

$M e_{\pm} = m_a \varepsilon_{\pm} \frac{\nu\!\!\!/}{\eta} \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{1+\sqrt{\eta}}\right)^2 \sqrt{2}$ ergibt, wenn auch 177 a zur Substitution verwendet wird. Mit diesem Ergebnis kann wiederum in $m_e \varepsilon_{\pm} = m_a e_R - M e_{\pm}$ substituiert werden, was wegen $e_R = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}$ für die Elektronenmasse die korrigierte Darstellung $m_e = m_a \sqrt{\eta} \left(1 - \nu\!\!\!/ \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \sqrt{2\eta}\right)$ liefert. Einsetzen von

$cm_a \eta s_o = 4\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3}{\eta}\pi s_o \gamma \hbar}\ \sqrt{\frac{ch}{3\gamma}}$ aus C VIII 4 ergibt dann explizit für die Masse des Elektrons

$$cm_e s_o = 4\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3}{\eta}\pi s_o \gamma \hbar}\ \sqrt{\frac{ch}{3\gamma}}\ (1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\sqrt{2\eta}),\ s_o=1\ [m] \quad \ldots\ldots\ldots\ 177\ b\ .$$

Das Barineutrino ν_B aus C VIII 4 muß als neutrales Komplement zu $e_\pm$ aufgefaßt werden, so daß seine in C VIII 4 ebenfalls nur approximativ erfaßte Masse $m_B^{(a)}$ durch den gleichen Faktor zur wahren* des Barineutrinos

$$m_B = m_B^{(a)}\sqrt{\eta}\,(1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\sqrt{2\eta}) \quad \ldots\ldots\ldots\ 177\ c$$

zu korrigieren ist. Für das ebenfalls in C VIII 4 beschriebene Leptoneutrino enthält dagegen diese Korrektur, weil ν_L aus 126 die untere Grenze des Spektrums der c-Hermetrie darstellt und somit zu ν_B keine Komplementarität hinsichtlich des $e_\pm$ aufweist. Eine numerische Untersuchung der Beziehung 177 b zeigt, daß keine Fehlerabweichung vom betreffenden Meßwert der Elektronenmasse vorliegt. Die entsprechende Untersuchung für ν_B ist nicht möglich, weil der empirische Vergleichswert für ν_B ebenso wenig bekannt ist wie für ν_L .

Die Beschreibung der Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen wäre vollständig, wenn es möglich wäre die magnetischen Spinmomente für ν_L , $e_\pm$ und ν_B nach 173 und 173 a zu ermitteln. Dies setzt jedoch generell eine Bestimmung der allgemeinen Referenzmasse voraus** ν_L insbesondere eine Kenntnis der Raumspinquantenzahl. Erst nach Feststellung dieser fehlenden Bestimmungsstücke können die Elementargrößen durch die magnetischen Spinmomente komplettiert werden.

* Masse

** im Gegensatz

*** und im Falle

K a p i t e l XI

S Y N M E T R O N I K D U R C H G Ä N G I G E R W E L T S T R U K T U R E N

1) D a s k o s m o l o g i s c h e P a r a d o x o n

Mit den offenbar exakten Beziehungen 177 a und 177 b kann das kosmologische Problem $A = \frac{\dot{D}}{D} \neq 0$ neu formuliert werden, weil h, μ_o, ε_o und γ nach 135 unter der im Momentanzustand des R_3 gültigen Approximation 134 a allein vom Dehnungszustand, also dem Durchmesser $D(t) < \infty$ des R_3 abhängen. Aus dem Bau der Beziehungen 177 a und 177 b ergibt sich die Einführung der beiden Zahlenfaktoren

$\eta \, a \, s_o = 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{\frac{3 s_o}{2\eta}} \sqrt{\frac{\eta}{6\pi}} \left(1 - \vartheta\left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \sqrt{2\eta}\right)$ und

$4\pi^2 b = 3 \sqrt{\frac{\vartheta}{\pi}}$ mit $\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$, wodurch $e_\pm$ und m_e die Formen $m_e = a \sqrt[3]{\gamma \hbar} \sqrt{\frac{h}{c\gamma}}$ und $e_\pm = \pm b \sqrt{\frac{h}{R_-}}$ annehmen. Bezeichnen K_g und K_e die gravitative, bzw. die elektrostatische Wechselwirkungskraft zwischen zwei Elektronen im Abstand r, dann gilt für die Beträge $r^2 \, | K_g | = \gamma \, m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_o r^2 \, | K_e | = e_\pm^2$. Für das Verhältnis W dieser beiden Wechselwirkungen folgt demnach

$W = | K_g | \, | K_e |^{-1} = 4\pi\varepsilon_o \gamma \left(\frac{m_e}{e_\pm}\right)^2$. Werden hierin $e_\pm$ und m_e eingesetzt, $c \, \varepsilon_o \, R_- = 1$ berücksichtigt und das Weltmetron $2\omega c^2 \tau = \gamma h$ mit $3\omega = 4c$ nach C VI eingeführt, dann ergibt sich für W die einfache Darstellung

$W = \frac{16}{3} \pi \sqrt[3]{3} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \tau^{2/3}$. Dieses Verhältnis hängt also allein von τ ab oder nach 134 und 134 a wegen $D(\tau)$, bzw. $\tau(D)$ allein von D des R_3, derart, daß W mit wachsendem D abfällt, woraus geschlossen werden muß, daß W in einem früheren Weltalter wesentlich höher gewesen sein muß. Wenn dies aber in

früher liegenden Teilen der Somawelt so gewesen ist, dann muß die allgemeine Gravitationswirkung ebenfalls höher gewesen sein, was aber zur Folge haben müßte, daß die intrastellaren thermonuklearen Brennvorgänge intensiver gewesen sein müssen. Die Brennleistung stellarer Strukturen, muß also in diesen wesentlich früher liegenden R_3-Mannigfaltigkeiten ebenso wie die damit verbundene He-Produktion entsprechend höher gelegen haben. Tatsächlich wird im Momentanzustand des R_3 ein He-Überschuß beobachtet, der nur durch $W \sim \sqrt[3]{\tau^2}$ und $\tau(D)$ mit $\dot{D}(t) > 0$ verstanden werden kann. Ferner kann mit m_e die approximativ sphärische Oberfläche F des Elektrons wegen $2r_e=\lambda$ und $cm_e\lambda=h$ zu $F=4\pi r_e^2=\pi\lambda^2$ ermittelt werden. Nach C VI ist aber jede Fläche ein ganzzahliges Vielfaches des Metrons τ, so daß auch $F=N\tau$ gesetzt werden darf. Da nun die elektrischen Feldlinien von der Oberfläche der Ladung ausgehen, aber der Querschnitt einer solchen niemals τ unterschreiten kann, und das elektrostatische Feld nach der Symmetronik eine metronische Strukturierung des R_3 ist, bei welcher Hyper- und Gitterselektoren bei metronischen Spinorientierungen voneinander abweichen, muß N in $F=N\tau$ als Zahl der Feldlinien interpretiert werden. Der Vergleich mit $F=\pi\lambda^2$ liefert dann für diese Zahl der Feldlinien eines Elektrons $N=\pi\,\frac{\lambda^2}{\tau}$. Wird hierin $c\lambda m_e=h$ und $m_e=a\sqrt[3]{\gamma h}\sqrt{\frac{h}{c\gamma}}$ mit $2\omega c^2\tau=\gamma h$ eingesetzt, dann folgt für diese Zahl der Feldlinien $N\sqrt[3]{3}\,a^2=2\pi\tau^{-2/3}$. Es wird also nur $N\to\infty$ für $\tau\to 0$. Da aber im R_6 stets $\tau > 0$ ist, bleibt $N < \infty$, das heißt, die von einer beliebigen elektrischen Ladung ausgehende Zahl der Feldlinien ist wegen $\tau > 0$ stets begrenzt. Multiplikation von N mit W liefert wiederum eine kosmologische Konstante, welche ebenso wie α' aus 177a nicht durch $D(t)$ beeinflußt wird. Man erhält, wenn b^2 verwendet wird $NW=\frac{32}{3}\,\frac{16\pi^7}{9\mathfrak{J}}$. Hierin ist nach 177 a aber $9\mathfrak{J}=9\cdot(5\eta+2\sqrt{\eta}+1)=(2\pi)^5\alpha'=32\,\pi^5\,\alpha'$, also $3\alpha' NW=(4\pi)^2$, so daß NW als kosmologische Konstante direkt durch die andere kosmologische Konstante α' ausgedrückt wird. Diese deduzierten Sachverhalte hinsichtlich W und N werden zusammengefaßt in

$$3\,W = 16\,\pi\,(\frac{a}{b})^2\ \sqrt[3]{3\tau^2}\ ,\quad a^2\,N\,\sqrt[3]{3\tau^2} = 2\,\pi\ ,$$

$$3\,\alpha'\,N\,W = (4\pi)^2\ \ ..\qquad\qquad 178,$$

worin für die Zahlfaktoren a und b die Definitionen

$$\eta\,a\,s_o = 4\,\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3\,s_o}{2\,\eta}}\ \sqrt{\frac{\eta}{6\,\pi}}\ (1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\ \sqrt{2\eta}),$$

$$4\,\pi^2\,b = 3\,\sqrt{\frac{\vartheta}{\pi}}\ ,\quad \vartheta = 5\eta + 2\,\sqrt{\eta} + 1 \qquad\qquad 178\,a$$

zu verwenden sind.

Die Beziehung 178 gestattet eine Neuformulierung des durch $A = \frac{\dot{D}}{D} \neq 0$ ausgedrückten kosmologischen Problems, welches zu einem Paradoxon wird, wenn die empirisch beobachtete Rotverschiebung der Linien λ extragalaktischer Spiralnebelspektren $z\,\lambda = \delta\,\lambda > o$ der empirischen Beziehung $c\,z = H\,s$ mit $H \approx 2{,}4\ 10^{-18}\ [sek^{-1}]$ und der Distanz s zwischen Beobachtungsort und Lichtquelle als Fluchtbewegung $v = H\,s$ im R_3 (verursacht durch $\dot{D} > 0$) interpretiert wird. Trifft nämlich $v = H\,s$ allein als Folge von $\dot{D} > 0$ zu, dann muß $A = H$ gelten, was mit $\dot{D} \leq w$ einen Widerspruch zu 134 a bildet, wenn $w \approx c$ gilt. Diese Paradoxie kann entweder gelöst werden durch $w \gg c$, also $\xi^2 + \eta^2 \gg o$ bei der kosmischen Bewegung oder aber durch $A \ll H$. Da in der R_6-Konstruktion immer $\cos\,\alpha_4 \neq 0$ die Architektureinheit $x_4 = s_{(2)}$ kennzeichnet und nach $\hat{C}$ immer $v < w$ bleibt, wäre für $w \gg c$ auch $v \gg c$ möglich, was aber wiederum ein Widerspruch i. B. auf die Empirie hinsichtlich $\hat{B}$ und $\hat{A}_-$ des R_4 bildet. Zur Lösung des kosmologischen Paradoxons wäre $A \ll H$ notwendig, während $A=H$ die Paradoxie ausdrückt. Nach der Beziehung 135 sind h, γ, ε_o und μ_o direkt durch D metrisiert, derart, daß $\varepsilon_o\,\gamma = const.\ (D)$ unter der Voraussetzung von 134 a zur kosmologischen Konstante wird. Zur Untersuchung des kosmologischen Problems kann nach 178 das Verhältnis $\frac{W}{m_e}$ verwendet werden; denn wegen $\varepsilon_o\,\gamma = const$ wird $W = 4\,\pi\,\varepsilon_o\,\gamma\,(\frac{m_e}{e_\pm})^2 \sim \varkappa^{-2}$, wenn zur Kürzung $\varkappa\,m_e = e_\pm$ verwendet wird. Dieses Verhältnis $\varkappa$ ist aber spektroskopisch und elektronenoszillographisch im Gegensatz zur Messung von γ ohne unbestimmbare Störparameter meßbar. Unter Verwendung von

177 a, sowie 177 b und 178 a, wird

$$\varkappa = \pm \frac{b}{a} (\gamma h)^{-1/3} \sqrt{\frac{c\,\gamma}{R_-}} = \pm \frac{b}{a} (\gamma h)^{-1/3} \sqrt{\frac{\gamma}{\mu_o}} =$$

$$= \pm \frac{b}{a} \gamma^{1/6} h^{-1/3} \mu_o^{-1/2} \quad \text{oder zeitlich differenziert und auf } \varkappa \text{ bezogen } \frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = \frac{1}{6} \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{3} \frac{\dot{h}}{h} - \frac{1}{2} \frac{\dot{\mu}_o}{\mu_o} .$$

In dieser Beziehung kann aber mit 135 substituiert werden, was

$\frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = (-\frac{13}{66} + \frac{8}{33} + \frac{3}{22}) \frac{\dot{D}}{D} = \frac{2}{11} A$ liefert. In dieser Beziehung kann $\dot{\varkappa}$ als Differenzenquotient $\dot{\varkappa} \approx \frac{\Delta \varkappa}{\Delta t}$ angenähert werden so daß aus $11 \frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = 2\,A$ die Näherung $\Delta t \approx \frac{11 \Delta \varkappa}{2 \varkappa A}$ wird. Ist ε die Empfindlichkeitsschranke des für $\varkappa$ verwendeten Meßverfahrens, so daß ε als Gerätekonstante aufgefaßt werden mu dann folgt als Meßbarkeitsbedingung $\Delta \varkappa \geq \varepsilon$, was für die Zeit $\Delta t = t_b - t_a$ zwischen zwei Messungen a und b die Bedingung

$$2 \varkappa A (t_b - t_a) \geq 11 \varepsilon \,, \quad \varkappa m_e = e_{\pm} \,, \quad D A = \mathring{D} \qquad 178\,b$$

zur Folge hat. Der $\varkappa$-Wert wird aber empirisch bestimmt zu $\varkappa = 1{,}758802854 \cdot 10^{11}$ [ampsec kg^{-1}], wobei ε bei 10^2 liegt. Unterstellt man die Interpretation $v = Hs$ der Rotverschiebung $c\,z = Hs$ als alleinige Auswirkung von $A \neq 0$, dann muß neben $A > 0$ auch $A = H \approx 2{,}4 \cdot 10^{-18}$ [sec^{-1}] gefordert werden. Wird dies zusammen mit ε und $\varkappa$ in 178b eingesetzt, dann folgt näherungsweise für die Zeit zwischen zwei Messungen $t_b - t_a > 40$ [A], das heißt, nach mindestens 40 Jahren müßte eine Änderung von $\varkappa$ als Folge $A = H$ auftreten. Ein derartiges Phänomen kann jedoch nicht festgestellt werden, so daß $A = H$ und somit die Interpretation $v = H\,s$ der empirischen Rotverschiebung $z\,\lambda = \delta\,\lambda > 0$ falsch ist. Es bleibt demnach aufgrund 178 b empirisch $A \ll H$, so daß die Beziehung

$$A \ll H, \quad c\,z = H\,s, \quad z\,\lambda = \delta\,\lambda > 0 \qquad 179$$

das kosmologische Paradoxon auflöst. An Stelle dieser Paradoxie tritt nunmehr allerdings die Frage nach der wahren Natur von $c\,z = H\,s$ auf.

2.) O p t i s c h e R a u m s e g m e n t e

Die Beschreibung von $H \gg A$ kann aufgrund der Beziehung 100 und 100a aus C VI 1 mit $L\, m_o = M_o$ und $\gamma\, m' \varrho = h^2$ versucht werden; denn wegen $g = d\,\frac{\varphi}{d\,r} = -\gamma\,\frac{M_o}{r^2}\,(1-\frac{r^2}{\varrho^2})\,e^q$ wird $g \geqq 0$ für $r \geqq \varrho$.

Es sei ein Massensystem C (Spiralnebelsystem) der Masse M_o und der Gravitationsgrenze ϱ gegeben, in welchem sich ein Beobachtungsort S im Abstand $s_o \gg o$ vom Gravitationszentrum von C befindet (S liege jedoch noch innerhalb ϱ), so daß $s_o < \varrho$ gilt.

Soll eine Masse μ von S an einen Ort $S(\varrho)$ auf $r = \varrho$ gebracht werden, dann muß μ eine kinetische Energie erhalten, die dem Gravitationspotential des Feldes $g < 0$ zwischen ϱ und s_o entspricht. Wird jedoch μ in den Bereich $r > \varrho$ gebracht, dann müßte nach der Beziehung (100) das Feld $g > 0$ (wegen $r > \varrho$) die Masse μ von C fortbeschleunigen. Hierbei müßte aber μ einen ständigen Zuwachs an kinetischer Energie erhalten, der auf irgendeine Weise von C aufgebracht werden muß. Nimmt man dagegen an, daß $g > 0$ jenseits ϱ nur latent existiert, also in $r > \varrho$ überhaupt keine radiale Beschleunigung $g > 0$ von C fortgerichtet bewirkt und $g > 0$ erst im Sinne einer Verzögerung wirksam wird, wenn μ aus $r > \varrho$ dem System C genähert werden soll, dann entfällt diese Schwierigkeit. Jenseits ϱ wirkt unter dieser Voraussetzung auf μ also keine abstoßende Beschleunigung, doch muß Energie aufgewendet werden, wenn μ aus $r > \varrho$ dem Massensystem genähert werden soll. Mit dieser Annahme kann man offenbar im Fall eines statischen oder quasistatischen Universums die beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren mit Gleichung (100) verständlich machen. Neben dem Massensystem C existiere in einem hinreichend großen Abstand ein weiteres System C' der Masse M_o' mit ϱ'. Im Abstand $s_o' \gg 0$ vom Gravitationszentrum des C' (auch hier sei $s_o' < \varrho'$), befinde sich ebenfalls ein Ort S', von welchem Photonen der Energie $E = h\nu$, also der Wellenlänge $\lambda\nu = c$ emittiert werden. Die

Distanz zwischen ϱ (C) und ϱ' (C') sei $s \gg \varrho$, während $\varrho \approx \varrho'$ (zumindest in der Größenordnung) sei. Der gradlinige Weg des in S' emittierten Photons zum Empfangsort S ist also $\varrho' - s_o' + s + \varrho - s_o$. Das Photon $E = h\nu$ habe nach $m c^2 = E$ die Feldmasse m. Ganz allgemein gilt das energetische Gravitationspotential $V = - \mu \int \bar{g}\, d\bar{r}$, wenn Vektor g auf eine Masse μ einwirkt.

Nach der Emission bei S' (C') läuft das Photon von s_o' nach ϱ' und verliert hierbei die Feldmasse $\delta' m$, weil im g'-Feld das Potential $V' = - (m-\delta' m) \int_{s_o'}^{\varrho'} \bar{g}'\, d\bar{r}'$ mit $g' < 0$ überwunden werden muß. Jenseits ϱ' wirkt nach der oben aufgeführten Annahme C' nicht mehr auf das in $r' > \varrho'$ laufende Photon, wohl aber C im Sinne eines weiteren Verlustes von Feldmasse δm längs der Strecke s zwischen ϱ' und ϱ. Hier ist das Potential des g-Feldes von C mit $g > 0$ zu überwinden, welches gegeben ist durch $V = - (m-\delta' m-\delta m) \int_{s}^{\varrho} \bar{g}\, d\bar{r}$. Das letzte Wegstück von ϱ zum Empfangsort S (C), also $\varrho - s_o$ hat in Analogie zum ''freien Fall'' einen Energiegewinn des Photons zur Folge, so daß die Feldmasse um $\delta_1 m$ anwächst, also $V_1 = (m-\delta' m - \delta m + \delta_1 m) \int_{\varrho}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}$ mit $g < 0$ gilt. Die Potentiale V', V und V_1 müssen durch Variationen der Photonenenergie gedeckt werden. Offenbar bedeuten $V' = \delta' E$ und $V = \delta E$ Energieverluste des Photons und $V_1 = - \delta_1 E$ einen Energiegewinn. Werden diese Energievariationen in die drei Beziehungen eingesetzt und mit c^2 multipliziert, dann ergeben sich wegen $E = m c^2$ die Beziehungen $- \delta' E c^2 = (E-\delta' E) \int_{s_o'}^{\varrho'} \bar{g}'\, d\bar{r}'$ sowie

$$- \delta E c^2 = (E-\delta' E-\delta E) \int_{s}^{\varrho} \bar{g}\, d\bar{r}$$

und

$$\delta_1 E c^2 = - (E-\delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\varrho}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}.$$

Addition dieser drei Energievariationen liefert die Gesamtvariation

$$c^2 (\delta_1 E-\delta' E - \delta E) = (E-\delta' E) \int_{s_o'}^{\varrho'} \bar{g}'\, d\bar{r}' + (E-\delta' E-\delta E) \int_{s}^{\varrho} \bar{g}\, d\bar{r} -$$

$$- (E-\delta' E-\delta E + \delta_1 E) \int_{\varrho}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}.$$

Diese Beziehung kann aber durch $(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)$ dividiert werden. Da auf jeden Fall $|\delta_1 E| \ll |E-\delta' E-\delta E|$ und

$|\delta_1 E-\delta E| \ll |E-\delta' E|$ bleibt, gilt in guter Näherung $(E-\delta' E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx 1$ und $(E-\delta' E-\delta E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx 1$. Dies bedeutet aber $c^2(\delta_1 E-\delta' E-\delta E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx \int_{s}^{\varrho'} \bar{g}'d\bar{r}' + \int_{s}^{\varrho} \bar{g}d\bar{r} - \int_{\varrho}^{s_o} \bar{g}d\bar{r} = K$. (Es sei K eine Kürzung) und hierin ist zu berücksichtigen, daß für den Lichtweg $\cos(\bar{g}',\bar{r}') = -1$ zwischen s_o' und ϱ', sowie $\cos(\bar{g},\bar{r}) = -1$ zwischen s und ϱ wegen $g > 0$, aber $\cos(\bar{g},\bar{r}) = +1$ zwischen ϱ und s_o gilt. Damit wird aber $K = \int_{\varrho}^{s} g dr - \int_{s_o'}^{\varrho'} g'dr' - \int_{\varrho}^{s_o} g dr = \varphi(s) - \varphi(\varrho) - \varphi'(\varrho') + \varphi'(s_o') - \varphi(s_o) + \varphi(\varrho) =$

$= \varphi(s) + \varphi'(s_o') - \varphi(s_o)$, weil stets $d\varphi = gdr$ und $\varphi(\varrho) = \varphi'(\varrho') = 0$ ist. Es kommt nunmehr darauf an φ zu eliminieren. Die Beziehung 100 enthält $\varphi(r)$ nur implizit, doch kann eine unbekannte stetige Ortsfunktion $f(r)$ definiert werden, für welche an der Oberfläche $r = r_o$ der gravitativen Feldquelle $f(r_o) = 1$ gilt. Mit dieser Funktion kann dann $\varphi(r) = \frac{\gamma M_o}{r} f(r)(1-\frac{r}{\varrho})^2$ geschrieben werden, wobei jedoch $f(\varrho) = 0$ bleiben darf. Aus der Beziehung 100 folgt mit $q = 1-\sqrt{1-\frac{3\varphi}{8c^2}}$ oder $\frac{3\varphi}{8c^2} = 1-(1-q)^2 = q(2-q)$ auch

$$qe^{-q} = \frac{3\gamma M_o}{16c^2 r}(1-\frac{r}{\varrho})^2 = \frac{1}{f}(\frac{3\varphi}{8c^2}) = \frac{q}{2f}(2-q), \text{ also } f(r) = \frac{1}{2}(2-q)e^q,$$

was in $r\varphi = \gamma M_o f(1-\frac{r}{\varrho})^2$ eingesetzt $2r\varphi = \gamma M_o(1-\frac{r}{\varrho})^2(2-q)e^q$ liefert. Hiermit kann aber K approximativ erfaßt werden; denn für $\varphi \ll 2\omega c$ (hier ist wieder $3\omega = 4c$) kann offenbar $q \approx 0$ gesetzt werden, was für $\varphi'(s_o')$ und $\varphi(s_o)$ zutrifft, weil s_o und s_o' innerhalb der Grenzen ϱ oder ϱ' liegen. Im Fall $s \gg \varrho$ in $\varphi(s)$ nähert φ sich dem Wert $2\omega c$, so daß hier $q \approx 1$ zu setzen ist. Da zugleich $s \gg \varrho$ gilt, wird außerdem $(1-\frac{s}{\varrho})^2 \approx \frac{s^2}{\varrho^2}$, also $\varphi'(s_o')-\varphi(s_o) \approx \gamma \frac{M_o'}{s_o'}(1-\frac{s_o}{\varrho'})^2 -$

$- \gamma \frac{M_o}{s_o}(1-\frac{s_o}{\varrho})^2$ und $\varphi(s) \approx \frac{1}{2}\gamma e \frac{M_o}{s}(1-\frac{s}{\varrho})^2 \approx c^2 Bs$, wenn zur Kürzung $2c^2\varrho^2 B = e\gamma M_o$ verwendet wird. Aus der Darstellung $\varphi'(s_o')-\varphi(s_o)$ geht sofort $|\varphi'(s_o')-\varphi(s_o)| \ll c^2 Bs$ hervor, so daß $K \approx c^2 Bs$ gesetzt werden kann. Diese Vernachlässigung hat aber für die Energievariationen unmittelbar $|\delta_1 E-\delta' E| \ll |\delta E|$ und somit $(\delta_1 E-\delta' E-\delta E)(E+\delta_1 E-\delta' E-\delta E)^{-1} \approx -\delta E(E-\delta E)^{-1}$ oder $K \approx -c^2\delta E(E-\delta E)^{-1}$ zur Folge, was im Vergleich $-\delta E(E-\delta E)^{-1} \approx Bs$ ergibt. δE des in C' emittierten Photons $E = h\nu = c\frac{h}{\lambda}$ hängt

also allein von den Eigenschaften $B=B_C$ des Empfangssystems C ab. Für die Energievariation folt, wenn $z\lambda=\delta\lambda$ gesetzt wird $\delta E=ch\delta\,(1/\lambda)= - h\,\gamma\, z_C = - Ez_C$, wobei sich die Indizierung C auf das Empfangssystem C bezieht. Für die Linienverschiebung gilt also nach Einsetzen von δE die Beziehung $z_C(1+z_C)^{-1}\approx B_C s$ mit $2c^2\,\varrho^2 B_C = e\gamma M_o$. Die Systemkonstante $B_C > 0$ bedingt offenbar $z_C = B_C\, s\,(1-B_C s)^{-1} > 0$, also auch $\delta\lambda > 0$, so daß die durch $g > 0$ bedingte Linienverschiebung eines Photons aus $s \gg \varrho$ nur eine Rotverschiebung sein kann. z_C bezieht sich jedoch nur auf das Massensystem C der Masse M_o. Wegen der anfangs gemachten Latenzforderung für $g > 0$ müssen jedoch sämtliche Massen wirksam sein, welche außerhalb C in einem Zylindervolumen liegen, in dessen Achse das beobachtete Photon läuft, und dessen Querschnitt mit dem attraktiven Wirkungsquerschnitt $\pi\varrho^2$ des Systems C identisch ist, wobei der Mittelpunkt dieses Zylinders mit dem Gravitationszentrum von C zusammenfällt, so daß sich die Zylinderhöhe y in die beiden Halbräume oberhalb und unterhalb des Querschnittes $\pi\varrho^2$ erstreckt. Für das gesamte Zylindervolumen gilt dann $V_w=2\pi\,\varrho^2\,y$ derart, daß die gesamte in V_w enthaltene Masse $M_o'' \gg M_o$ im Sinne $\delta\lambda > 0$ wirkt. Mit $2c^2\,\varrho^2 B=e\gamma M_o''$, also $B \gg B_C$ folgt dann für die gesamte Rotverschiebung $z \approx Bs\,(1-Bs)^{-1}$, worin nun noch M_o'' zu bestimmen ist. Es sei σ die Massendichte im physischen R_3, so daß sich für irgendeine Masse $M=\sigma V$ in einem hinreichend großen R_3-Volumen V ergibt. Dies bedeutet aber für die wirksame Masse $M_o''=\sigma\, V_w = 2\pi\,\varrho^2\,\sigma\, y$, worin y eine Maximaldistanz $s_{max}=y$ ist. Nach $z \approx B\,s\,(1-Bs)^{-1}$ ist aber eine solche Maximaldistanz durch $1-By=0$ gegeben, weil für $s=y$ die Rotverschiebung zu $z \to \infty$ divergiert, so daß y eine optische Grenze ist. Einsetzen von $y=\frac{1}{B}$ und M_o'' in B liefert dann $cB=\sqrt{\pi e\gamma\sigma}$, so daß nunmehr B quantitativ auf σ reduziert wurde. Dieser Sachverhalt einer durch Gleichung 100 bedingten Rotverschiebung wird zusammengefaßt in

$$z \approx B\,s\,(1-Bs)^{-1} > o,\quad c\,B = \sqrt{\pi e\gamma\sigma}\ ,$$

$$s \gg \varrho\ ,\quad \gamma\, m^3\, \varrho = h^2,\quad z\,\lambda = \delta\,\lambda \qquad 180.$$

Nunmehr kommt es darauf an, die Konstante B zu interpre-

tieren. Im Fall hinreichend kleiner Distanzen $s > \varsigma$ sei $B\,s \ll 1$, so daß für z die Linearität $z \simeq B\,s$ gilt. Wird nun z in der nach 179 nicht zulässigen Form durch eine radiale Fluchtbewegung v der kosmischen Objekte im R_3 interpretiert, dann gilt $c\,z = v$, also $v \simeq c\,B\,s$, was mit der empirischen Beziehung $v \simeq Hs$ verglichen $H \simeq cB$ liefert, was aber eine durch

$$H \simeq \sqrt{\pi e \gamma \sigma} \qquad 180\,a$$

ausgedrückte Darstellung der Konstante H ist, durch welche empirisch die dispersionsfreie Rotverschiebung aller Spektrallinien dargestellt wird. B ist also ebenfalls als eine derartige Konstante der Rotverschiebung aufzufassen, welche auf die Beziehung 100 zurückgeht. Tatsächlich ist die zur Interpretation 180 a führende Linearität nur die Approximation von 180, woraus hervorgeht, daß es im Bereich $s \gg \varsigma$ eine Grenze $s = y$ geben muß für welche wegen $1-By=0$ die Rotverschiebung $z \to +\infty$ eine optische Wahrnehmbarkeitsgrenze photonischer Signale hinsichtlich $S\,(s_0)$ in C setzt. $s' > y$ hätte wegen $Bs' > 1$ eine Blauverschiebung $z < 0$ zur Folge, welche aber hinsichtlich S irrelevant bleibt, weil $s' \to y$ auch $z \to -\infty$ zur Folge haben müßte, was dann in $z \to +\infty$ umspringt, so daß eine räumliche Schranke optischer Signale bestimmt durch $1-By = 0$, also

$$y\sqrt{\pi e \gamma \sigma} \simeq c \qquad 181$$

in Bezug auf den Beobachtungsort $S\,(C)$ im R_3 vorliegt. Das gravitative Strukturfeld verursacht durch $\sigma > 0$ bedingt, also neben $B > 0$ eine Aufteilung des R_3 in optische Raumsegmente vom Radius $y < \infty$. Erst für $\sigma \to 0$ würde $B=0$ und $y \to \infty$ wenn für den R_3 auch $D \to \infty$ divergent wäre. Aus 181 folgt numerisch, daß selbst für einen stark unterschätzten σ-Wert im Vergleich mit 134 a immer $2y \ll D$ bleibt, und andererseits photonische Signale nur aus $s < y$ empfangen werden können. Nach

$$s < y,\ 2\,y \ll D \qquad 181\,a$$

wird also der physische R_3 vom Durchmesser $D < \infty$ durch das gravitative Strukturfeld $\sigma > 0$ in eine große Zahl relativer

optischer Raumsegmente aufgeteilt, wobei sich $2y \ll D$ und $s < y$ stets auf den relativen Beobachtungsort im R_3 bezieht. Schließlich wird die Infrastruktur eines solchen optischen Raumsegmentes durch die attraktiven Wirkungsradien ς der makromaren Massensysteme bestimmt, derart, daß $z > 0$ nur für $s > \varsigma$, aber für $s \leqq \varsigma$ stets $z=0$ für den statischen z-Anteil gilt, was sich mit der Empirie der Rotverschiebung deckt. Die Existenz dieser Vakuolen der Rotverschiebung wird demnach ausgedrückt durch

$$s \leqq \varsigma, \quad z = 0, \quad \varsigma < s < y, \quad z > 0,$$

$$s \to y, \quad z \to +\infty \qquad \text{181 b,}$$

wodurch auch die Natur des Radius y eines solchen Raumsegmentes zum Ausdruck gebracht wird.

Ein Argument gegen diese statische Beschreibung wäre die Möglichkeit, daß die hypothetische Latenzforderung für $g > 0$ in $r > \varsigma$ nicht erfüllt wird, so daß ein dynamisches Modell gegeben ist. In diesem Fall müßte $g > 0$ eine reale Radialbewegung $v = \frac{dr}{dt}$ der Systeme zueinander verursachen. Es gilt dann $d v = g\, d t = \frac{g}{v} dr = \frac{d\varphi}{v}$ oder $d v^2 = 2\, d \varphi$. Längs $\varsigma \leqq r \leqq s$ integriert liefert dies $v^2 - v^2(\varsigma) = 2\varphi(s) - 2\varphi(\varsigma) = 2\varphi(s)$ wegen $\varphi(\varsigma) = 0$. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann für den Anfangswert $v(\varsigma) \ll v$ gesetzt werden, so daß mit $v^2 = 2\varphi(s)$ zu rechnen ist. Es ist $2 s \varphi = \gamma M_o (1 - \frac{s}{\varsigma})^2 (2-q) e^q$ und hierin kann für $s \gg \varsigma$ immer $q \approx 1$, also $v^2 = \frac{e\gamma M_o}{\varsigma^2} s$ gesetzt werden. Wegen der fehlenden Latenzforderung gilt hier für das $M_o = \sigma V_w$ bestimmende Zylindervolumen $V_w = \pi \varsigma^2 s$, also $v^2 = \pi e \gamma \sigma s^2$ oder $v = Hs$. Diese Radialbewegung muß aber einen Dopplereffekt verursachen, der eine spektrale Rotverschiebung $z = \frac{v}{c} > 0$ bewirkt, weil v wegen $g > 0$ nur als radiale Fluchtbewegung erscheinen kann. Einsetzen liefert also $z = B s$ und $v = c B s$. Schließlich wird $s_{max} = y < \infty$ bei $v = c$ erreicht, derart, daß dieses dynamische Modell in seinem Aussagewert nichts über das statische Modell hinausgeht, sondern von diesem hinsichtlich seiner Aussagen impliziert wird, weil $z = B s$ für $B s \ll 1$ aus

$z = B\,s\,(1-Bs)^{-1}$ approximativ hervorgeht. In $v=cBs$ wird $s=y$ nur für $v=c$ erreicht. Empirisch werden aber alle Spiralnebelsysteme durch die Hermetriestruktur c und d bestimmt, deren Ponderabilität aber $v=c$ in y zu einem Widerspruch hinsichtlich $\hat{A}_-$ und auch $\hat{C}$ werden läßt. Andererseits muß aber $y < \infty$ sein, weil nur auf diese Weise die empirische Helligkeitsdifferenz zwischen Tag - und Nachthimmel verständlich wird. Dieser Widerspruch hinsichtlich der Invarianznotwendigkeit gegen $\hat{C}$ bedeutet, daß zur Beschreibung von $H \gg A$ als Lösung des kosmologischen Paradoxons nur das statische Bild optischer Raumsegmente in Betracht kommt. Das kosmologische Paradoxon, welches durch die Beziehung 179 gelöst wurde, und damit das Problem der H-Konstante aufwarf, konnte also durch die Beziehungen 180 bis 181 b über die Gleichung 100 zu einer einfachen Beschreibung der makromaren gravitativ bedingten R_3 -Struktur führen. Eine quantitative Untersuchung hinsichtlich H und y wird erst dann möglich, wenn es gelingt, σ mindestens im beobachtbaren optischen Raumsegment des R_3 eindeutig zu ermitteln.

3.) Magnetonen und Grenzen der kosmischen Bewegung.

Das durch Gleichung 179 aufgeworfene kosmologische Problem wurde zwar hinsichtlich H durch die Beziehungen 180 bis 181 b statisch gelöst, derart, daß $DA = \dot{D}$ mit $D(\tau)=D(t)$ für die beobachtete Rotverschiebung H wegen $A \ll H$ nicht relevant ist. Empirisch wäre ein statisches Universum mit $\dot{D}=0$ und ein unendlicher R_3 mit $D \to \infty$, also $A=0$ mit 179 verträglich, doch gilt ${}^2\overline{g}\,(x_k)_1^6 \neq {}^2\overline{E}$ als Strukturfeld auch im R_3, der durch den Raumabschnitt des Strukturtensors nichteuklidisch gekrümmt ist, was $D < \infty$ und die Grenzenlosigkeit erzwingt. Andererseits folgt für die Richtungswinkel der Weltlinientangenten im Fall $v=\dot{\varepsilon}=\dot{\eta}=0$ immer $\cos^2 \alpha_4=1$, aber $\cos \alpha_k=0$ für alle $k\neq4$, so daß die kosmische Bewegung des R_3 längs $x_4=ict \perp R_3$ und im Fall $\dot{\varepsilon}^2+\dot{\eta}^2=0$ allgemein mit $w=c$ erfolgt. Dieser Befund zusammen mit der nichteuklidischen Weltstruktur

und $D < \infty$ des R_3 bedingt demnach $\dot{D} \neq 0$ und $A \neq 0$. Der R_3 des Universums kann jedoch wegen $D \gg y$ als quasiunendlich und wegen $A \ll H$ als quasistatisch aufgefaßt werden. Es ist $D=2R$ und $\dot{R}=\pm w \approx \pm c$, also $A \approx \pm 2\frac{c}{D}$, so daß die durch A bedingte Linienverschiebung auch eine Blauverschiebung $z' < 0$ im Fall $A < 0$ sein kann, welche sich der durch H bedingten Rotverschiebung z zu $z+z' \approx z$ wegen $|z'| \ll z$ nicht relevant überlagert. Zwar ist der R_3 wegen $D \gg 2y$ in eine sehr große Zahl optischer Raumsegmente unterteilt, von denen jedes durch einen H-Wert bestimmt wird, die aber alle dem A-Prozeß der kosmischen Bewegung unterworfen sind. Aus diesem Grunde wird 135 nur durch A, nicht aber durch $H \gg |A|$ verursacht.

Die Beziehung 135 zeigt zwar, daß die empirischen Elementarkonstanten ε_0, μ_0, h und γ direkt durch D(t) metrisierbar und alle Frequenzen und Massen vom Weltalter abhängen, doch muß es nach 136 d eine kritische Wellenlänge λ_k geben, bei welcher die gravitativ bedingte Rotverschiebung wegen $w > c$ stets durch die D-bedingte Blauverschiebung kompensiert wird. Die mit λ_k nach $c\lambda_k m_k = h$ verknüpfte Masse ist demnach eine vom Weltalter und dem momentanen R_3-Zustand unabhängige Referenzmasse $m_k=m_R$. Man erhält nach 136 d für diese Referenzmasse $m_R = \frac{h}{c}\sqrt[3]{\frac{2A}{c\tau}}$, woraus hervorgeht, daß $A > 0$ sein muß, wenn $m_R^3 > 0$ sich algebraisch so verhalten soll wie jede Trägheitsmasse. Dieses Verhalten $m_R^3 > 0$ muß aber von einer Referenzmasse gefordert werden, wenn für sämtliche $m > m_R$ des R_3 wegen $\varrho > 0$ immer $m^3 > 0$ gilt. $A > 0$ bedeutet aber wegen $\dot{D} > 0$ eine Expansion des R_3 als Folge der kosmischen Bewegung. Einsetzen von $DA=2c$ und $2\omega c^2\tau=\gamma h$ mit $3\omega=4c$ in $m_k=m_R$ ergibt für diese Referenzmasse $m_R=4h(6\gamma hD)^{-1/3}$. Mit der Näherung 134 a wird sofort deutlich, daß $m_R \ll m_L < m_e < m_B$ gilt, wenn m_{LB} die Massen des Lepto- und Baryneutrinos kennzeichnen. Aus diesem Grunde muß $q=0$ die elektrische Neutralität von m_R kennzeichnen, wenn m_R ponderabel wäre, weil $m_e \gg m_R$ die untere Schranke für $q > 0$ von 126 darstellt. m_R ist demnach als Referenzmasse diejenige eines Referenzneutrinos ν_R (dessen Antistruktur $\bar{\nu}_R$ ist) welches auf keinen Fall wegen $q=0$ eine d-Struktur sein kann und als kosmologische Referenzgröße weit unter der unteren Schranke des Massenspektrums 126 liegt. Während

das Elektron vom Isomorphiespin s=1/2 mit dem Baryneutrino $\nu_B(s=\frac{1}{2})$ mit dem Isospin I=2 das Elektronendoublett bildet, existieren nunmehr mit subelektronischen Massen das Lepto- und Referenzneutrino ν_{LR}, welche ein Neutrinodoublett darstellen, wenn jedem dieser Neutrinos s=1/2 zugeordnet würde. Ebenso wie zu jedem Multiplett ein Antimultiplett gehört, bildet (e_+, ν_B) das Antielektronendoublett mit dem Positron e_+ zum Elektronendoublett (e_-, ν_B), so daß es auch zum eventuellen Neutrinodoublett $*(\nu_L, \nu_R)$ geben muß. Unter der Voraussetzung s= 1/2 und der Ponderabilität für ν_R kann das Referenzneutrino auch keine b-Struktur sein, weil die Zeitkondensationen als Tensorterme keinen definierten Imaginärteil des Stratonspins tragen. Für das Referenzneutrino kommen also nur die Hermetrieformen a oder c in Betracht. Insgesamt wird also dieses kosmologische Referenzneutrino der kosmischen Bewegung beschrieben durch

$$m_R \cdot \sqrt[3]{6\gamma\hbar D} = 4\hbar, \quad m_R \ll m_L < m_e < m_B,$$

$$q_R \doteq 0, \quad x_R \equiv (a, c) \qquad 182.$$

Bei der Untersuchung des intermittierenden $\beta_\pm$-Zerfalls der c -und d -Strukturen aus C VIII 4 wies das kontinuierliche $\beta_\pm$-Spektrum empirisch auf die simultane β_0-Emission eines Neutrinos hin, welches zugleich wegen der notwendigen Erhaltung des Raumspins gefordert werden muß. Die untere Schranke des kontinuierlichen β -Spektrums beim Mesonenzerfall zeigt, daß die simultane β_0 -Strahlung aus Neutrinos oder Antineutrinos bestehen kann, deren Massen mit m_e vergleichbar sind. Die untere Schranke des $\beta_\pm$ -Spektrums bei Transmutationen innerhalb des Nukleonendoubletts liegt dagegen derart tief, daß die Masse der emittierten Neutrinos weit unter m_e liegen muß. Der β -Zerfall gewisser Mesonen kann also von einer ν_L- oder ν_B -Strahlung begleitet werden, während der β -Übergang innerhalb des Nukleonendoubletts auf jeden Fall von einer ν -Strahlung begleitet wird, die auf ein sehr leichtes Neutrino zurückgeht. Aufgrund dieses Sachverhaltes wird es nunmehr möglich, unter Verwendung von 126 die Massenschranke ponderabler Terme zu präzisieren, welche noch zu einem β -Zerfall fähig sind. Kommt es zum intermittierenden Zerfall des Terms m=m (n) aus 126 in die

$*(\nu_L, \nu_R)$ das Antineutrinodoublett

komplementäre Struktur $m(n,q)$, dann muß aufgrund der Erhaltung des Raumspins mit jedem der $q > 0$ Elektronen $\beta_{\pm}(m_e)$ irgendein γ_x-Quant mit m_x emittiert werden, wenn x die möglichen Neutrinoformen indiziert. Setzt man $\eta_q \sqrt[4]{4q^4+\pi^4} = \pi$,

dann muß also für die Intermission

$$q(m_e+m_x) \leq m(m)-m(n,q) = \mu(2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n} - \mu (2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n} \eta_q =$$
$$= \mu(2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n} (1-\eta_q) = m (1-\eta_q)$$

oder $m \geq q (m_e+m_x) (1-\eta_q)^{-1}$ als Massenschranke des β-Zerfalls gelten, wenn 126 verwendet wird. Im allgemeinen gilt $q=1$ und $\eta_q=\eta$ für die empirisch beobachtbaren β-Prozesse. Da ferner $(1-\eta)^{-1} \approx 101$ gilt, folgt für den einfachen β-Zerfall $m \geq 101 (m_e+m_x)$. Handelt es sich nun um einen β-Prozeß mit einer γ_R-Strahlung, dann wird $x=R$ und $m_R \ll m_e$, so daß $m_e+m_R \approx m_e$ nach 182 approximiert werden darf. In diesem Fall wird also $m \geq 101\, m_e$, was bereits approximativ in C VIII 4 aufgefunden wurde und durch die Empirie des möglicherweise von γ_R begleiteten β-Zerfalls der c - und d -Terme bestätigt wird. Handelt es sich dagegen um einen von γ_L oder γ_B begleiteten β-Zerfall, dann wird $x=L$ oder $x=B$, also $m_x \approx m_e$ und $m_e+m_x \approx 2\, m_e$. Als Massenschranke für c- und d-Strukturen deren β-Zerfall von einer γ_L - oder γ_B-Strahlung begleitet wird, folgt also die ebenfalls empirisch bestätigte Beziehung $m \geq 202\, m_e$ für $q=1$. Aus der Darstellung 182 des Referenzneutrinos folgt also eine präzise Darstellung

$$m \geq q (m_e+m_x) (1-\eta_q)^{-1}, \qquad \eta_q \sqrt[4]{4q^4+\pi^4} = \pi,$$

$$q \geq 1, \quad x = (RLB) \qquad\qquad 183$$

für die untere Massenschranke des intermittierenden β-Zerfalls, der stets von einer γ_x-Strahlung begleitet wird. Ob tatsächlich γ_R als eine den β-Prozeß begleitende c-Hermetrie verstanden werden kann, ist erst dann eindeutig, wenn eine Synmetronik der Internstrukturierungen aller Terme aus 126 gegeben ist. Für die Identität $\gamma_R = \gamma_\beta$ des β-Neutrinos spricht die Tatsache, daß ein Neutrino mit halbzahligem Raumspin gebraucht wird, dessen Masse wesentlich unter γ_L liegt. Andererseits ist die zu 183 führende

Untersuchung spekulativ, weil γ_R eine Rotverschiebung durch $\omega - c > 0$ der Zeitkondensationen erfahren müßte, welche durch die Blauverschiebung des A-Prozesses kompensiert wird. Ferner zeigt eine Abschätzung von m_R nach 182 und der Näherung $D(\tau)$, daß zwar $m_R \ll m_L$ erfüllt ist, aber m_R wesentlich tiefer liegt als nach der unteren Schranke des kontinuierlichen β-Spektrums empirisch zu erwarten wäre. Zwar bietet sich hypothetisch $\gamma_R = \gamma_\beta$ an, doch muß der spekulative Charakter von 183 hinsichtlich γ_R eingeschränkt werden durch

$$m_R \leq m_\beta \ll m_L \qquad 183\,a.$$

Eine exakte Entscheidung über $\gamma_R = \gamma_\beta$ oder $\gamma_R \neq \gamma_\beta$ wird erst möglich, wenn die Internstrukturierungen aller Hermetrieterme bekannt sind. Für den Fall $\gamma_R = \gamma_\beta$ müßte der durch die Referenzeigenschaft bedingte zeitliche Energieverlust (kompensiert durch den A-Prozeß) des γ_R als c-Struktur transparent werden. Ist dagegen $\gamma_R \neq \gamma_\beta$, dann muß das β-Neutrino als c-Term symmetronisch verständlich werden. Auf jeden Fall ist γ_R eine reale Masse $m_R > 0$ für welche $m_R^3 > 0$ und somit $A > 0$ wegen 136 d gelten muß, was auch $\dot{D} = +2w > 0$ als Expansion des R_3 kennzeichnet. Aus 182 und 183 folgt also die Entscheidung

$$A > 0,\ \dot{D} = 2w > 0,\ w \approx c \qquad 183\,b$$

in Bezug auf die momentane Phase der kosmischen Bewegung, welche nach 183b einer Expansion des R_3 entspricht, so daß der momentane R_3 zeitlich dem Weltenursprung näher liegt als dem Weltende.

Eine andere Konsequenz aus 182 ist eine Weiterführung der Untersuchungen hinsichtlich des magnetischen Momentes nach 173 b; denn die notwendige Referenzmasse kann nunmehr durch 182 und 184a angegeben werden. $\overline{M} = p\overline{\mu}$ mit $2J = p$ ist gemäß $\overline{M} = \overline{0}$ nur dann meßbar, wenn $p > 0$ gilt, so daß die Untersuchung des jeweiligen Magnetons $|\overline{\mu}| = \mu$ sich nur auf nicht spinfreie Terme $p > 0$ zu erstrecken hat. Ob es sich bei diesen Termen um eine d-Struktur mit $q > 0$ oder um die Hermetrieform c mit $q = 0$ handelt, hängt in 173 b vom Verhalten des Integrals ab; denn $\int \frac{dQ}{m} \neq 0$ kennzeichnet $q > 0$, während sein Verschwinden mit $q = 0$ die c-Struktur charakterisiert. Nach der Empirie des elektromagnetischen Feldes aus B II müßte $\mu > 0$ immer auf das Ladungsfeld

einer d-Struktur mit $p>0$ zurückgehen. Wird jedoch in 173 b eine nicht spinfreie p-Struktur mit $\int \frac{d\,Q}{m} = 0$, aber $m > m_R$ unterstellt, dann ergibt sich trotzdem ein Magneton $\mu_c = \frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln(\frac{m}{m_R}) > 0$ trotz $q=0$ und $\overline{M}_c \neq \overline{0}$, wenn nur $p>0$ bleibt. Dieser durch

$$c\,\mu_c = \hbar\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln\left(\frac{m}{m_R}\right), \quad 2J = p > 0, \quad m > m_R \qquad 184$$

gekennzeichnete Sachverhalt geht auf die Verknüpfung 69 zurück und findet seine empirische Bestätigung in der Beobachtung $\overline{M} \neq \overline{0}$ bei Neutrokorpuskeln mit reelem Stratonspin $J \neq 0$. Nach dieser Beziehung 184 müssen also alle Terme unabhängig von der jeweiligen Hermetrieform c oder d über $\overline{M} \neq \overline{0}$ verfügen, wenn nur $J > 0$ eines Stratons gegeben ist. Eine Ausnahme hiervon bildet lediglich das Referenzneutrino selbst. Für γ_R ist zwar $J = 1/2 > 0$ möglich und $q = 0$, so daß 184 zur Anwendung kommt, weil $J \neq 0$ ist, doch gilt wegen $m = m_R$ und $\ln 1 = 0$ für das Referenzneutrino $\mu_R = 0$ und daher auch $\overline{M}_R = \overline{0}$ trotz der Annahme $J > 0$. Demnach ist γ_R die einzige Struktur, die grundsätzlich unabhängig vom Raumspin ohne Magneton bleibt, was nur auf die kosmologische Ursache von γ_R zurückgehen kann, zumal $m_R \ll m_L$ weit unter der unteren Schranke des c – Partialspektrums der Gleichung 126 liegt. $\overline{M}_R = \overline{0}$ könnte aber auch durch die Hermetrieform $x \triangleq (a,b)$ für γ_R interpretiert werden, das heißt, in diesem Falle wäre γ_R überhaupt keine komplexe Kondensation, was den großen Abstand $m_R \ll m_L$ zwischen γ_R und der unteren Schranke γ_L des ponderablen Partialspektrums aus 126 ebenfalls erklären würde.

Ein anderes magnetisches Moment induktiver Natur ist das Bahnspinmoment einer Ladung $Q = q\,e_\pm$ mit $q>0$, also einer d-Struktur. Wegen der Proportionalitätsfaktoren und $Q = q\,e_\pm$ gilt bei den d-Strukturen mit $\int \frac{d\,Q}{m} \neq 0$ grundsätzlich

$$\left|\frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln\left(\frac{m}{m_R}\right)\right| \ll \left|\frac{1}{2}\,\mu_0\,\hbar\int\frac{d\,Q}{m}\right| \quad , \text{ wenn auch } m \geqq m_L \gg m_R$$

immer gilt. Aus diesem Grunde kann im Fall der Hermetrieform d die Magnetonbeziehung 173 b vereinfacht werden zu $\mu = \frac{1}{2}\,\mu_0\,\hbar\int\frac{d\,Q}{m}$. Induziert nun $q>0$ ein magnetisches Bahnspinmoment, zum Beispiel im Grundzustand einer atomaren Struktur

(im Korpuskularbild), dann ist wegen der externen Wirkung von d offensichtlich $m = \text{const}\,(Q)$ und $\int \frac{dQ}{m} = \frac{Q}{m}$, also für das Bahnspinmagneton $\mu_B^{(Q)} = \frac{1}{2}\mu_0 \hbar \frac{Q}{m} = \frac{q}{2}\mu_0 \hbar \frac{e_\pm}{m}$. Handelt es sich dabei um den Bahnspin eines einzelnen Elektrons, dann ist hierin q-1 und $m=m_e$ zu setzen, was für das externe Bahnspinmagneton des Elektrons

$$2\, m_e\, \mu_B = \mu_0\, \hbar\, e_\pm \qquad 185$$

liefert, eine Beziehung, welche exakt die Empirie derartiger Bahnspinmomente wiedergibt.

Die vorangegangene Bahnspinuntersuchung ging von der Tatsache aus, daß $\bar{M}_B \neq \bar{0}$ von einer bewegten Ladung Q induziert wird, so daß nur die externen Eigenschaften dieser Ladung $Q = q\, e_\pm$ und $m = \text{const}\,(Q)$ erscheinen und $\int \frac{dQ}{m} = q \frac{e_\pm}{m}$ bestimmen, während $\mu_B^{(Q)}$ aufgrund dieser externen Induktion von der internen synmetronischen Struktur des als Q erscheinenden Hermetriezustandes d völlig unabhängig bleiben muß. Dieses Bild muß sich jedoch völlig verändern, wenn das magnetische Spinmoment und die Magnetonen einer d-Struktur $J \neq 0$ untersucht werden soll; denn dieses Spinmagneton muß auf die interne Synmetronik der Protosimplexe und ihrer Konjunktoren zurückgehen. Auf jeden Fall bleibt $\left|\frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\, \ell n\left(\frac{m}{m_R}\right)\right| \ll \frac{1}{2}\mu_0 \hbar \int \frac{dQ}{m}$ und damit $2\mu = \mu_0 \hbar \int \frac{dQ}{m}$ gültig, so daß es nur darauf ankommt das Integral synmetronisch zu bestimmen. Diese Bestimmung wird wiederum im Fall der minimalen d-Struktur möglich, weil nach 177 die internen Ladungsfeldkomponenten bekannt sind. Auch kann die Masse m_e des Elektrons als minimale d-Struktur immer durch die Masse m_s seines reellen Stratonspins dargestellt werden, derart, daß $m_r = m_e - m_s$ eine Restmasse der Trägheitswirkungen aller übrigen Protosimplexe $\bar{\Lambda} \perp \bar{Y}$ ist. Somit kann für die relevante Elektronenmasse $m_e = m_r(1+k)$ mit $k\, m_r = m_s$ geschrieben werden. Im Fall des Elektrons ist stets $q = 1$, während für die Untersuchung des Magnetons, welches durch $(\pm 5),(-6)$ verursacht den reellen Stratonspin $J = \frac{1}{2}$ begleitet nur die Ladungskomponente e_w in Betracht kommt, welches jedoch allein an m_r aus $m_e = m_r + m_s$ korreliert erscheinen kann. Synmetronisch folgt daher aus der inneren Konjunktorstruktur des Elektrons

$\frac{dQ}{dm} = \frac{e_w}{m_r} (\frac{m}{m_e})$, so daß sich für das Integral im Spinmagneton des Elektrons $2\mu_e = \mu_0 \hbar \int_a^b \frac{dQ}{m}$ dessen Grenzen das Elektron charakterisieren $\int_a^b \frac{dQ}{m} = \int_\alpha^\beta \frac{dQ}{dm}\frac{dm}{m} = \frac{e_w}{m_e m_r}(\beta-\alpha)$ ergibt. Hierin ist offenbar $\beta = m_r$, aber $\alpha = M_\alpha$ eine Anfangsmasse, die noch zu bestimmen ist. Einsetzen ergibt $\mu_e = \frac{1}{2}\mu_0 \hbar \int_a^b \frac{dQ}{m} = \mu_B (\frac{e_w}{e_\pm})(1-\frac{M_\alpha}{m_r})$ wenn 185 berücksichtigt wird. Hierin ist M_α als untere Integrationsgrenze der neutrale Anteil einer Masse $M'_\alpha (q=1) = \eta M_\alpha$, welche den Massenbeitrag an einer Stratonspinmasse $M_s^{(\alpha)}$ pro Konjunktor in (+7) darstellt, wobei dieser Anteil auf den reellen Stratonspin J bezogen erscheint. Ist n die Zahl der Konjunktoren -(3)- der Stratonkonjunktive, dann gilt also der Zusammenhang $M_s^{(\alpha)} = \frac{n}{J} M'_\alpha = n \frac{\eta}{J} M_\alpha$ für die gesamte Feldmasse $M_s^{(\alpha)}$ des Stratonspins in demjenigen Abstand r_α vom stratonischen Zentrum, wo -(3)- ansetzt. Nach 99 gilt daher $M_s^{(\alpha)} = m'_s e^{\psi_\alpha}$ mit $\psi_\alpha = (\frac{\lambda}{2 r_\alpha}(2r_\alpha-\lambda)(2r_\alpha+\lambda)^{-1})^m$ mit ungradzahligem m. In $\frac{n}{J}\eta M_s = m'_s e^{\psi_\alpha}$ ist also n und r_α neben m und m'_s des Elektrons unbekannt. Nach der Konjunktorstruktur der Hermetrieform d gilt aber für die Stratonkonjunktive allein $(\pm(4,5)) = (3,3) = (+7)\,-(3)-\,(-6)$, daß heißt, es ist $n=3$ und r_α muß die halbe imaginäre Wellenlänge sein, weil hier die Konjunktoren in den imaginären Prototropen ansetzen. Mit $2 r_\alpha = i\lambda$ wird aber $\psi_\alpha = ((i-1)(-1+i)^{-1})^m = (+1)^m = +1$ wiederum unabhängig von m. Dieser Sachverhalt $n=3$ und $\psi_\alpha = 1$ bedeutet aber für die untere Integrationsgrenze $M_\alpha = \frac{Je}{3\eta} m'_s$. Hierin ist m'_s der Spinmasse des Elektrons m_s proportional. Der Proportionalitätsfaktor kann ermittelt werden, wenn berücksichtigt wird, daß sich m'_s zu m_s so verhalten muß wie die Ladungskomponente e_R zu $\varepsilon_\pm$; denn das zur Diskussion stehende Elektron ist als untere Schranke des Ladungsspektrums $q = 1$ durch die einfachstmögliche Protosimplexstruktur (welche im folgenden als Einheitsstruktur bezeichnet werde) gekennzeichnet. In Analogie hierzu muß also auch γ_L die Einheitsstruktur der c-Hermetrie sein, während γ_B um die einfachste Stufe über dieser

Einheitsstruktur liegt. Darüberhinaus ist aber das Elektron der tiefste Spinorterm mit minimaler Stratonspinquantenzahl, wodurch die Proportionalität $\frac{m'_s}{m_s} = \frac{e_R}{\varepsilon_\pm} = \sqrt{\eta}$ bedingt wird. Es ergibt sich demnach die Darstellung $m'_s = m_s \sqrt{\eta}$, was $J = \frac{1}{2}$ und $K = \frac{m_s}{m_r}$ des Elektrons in μ_e eingestzt $\mu_e = \mu_B \frac{e_w}{e_\pm}(1-\frac{eK}{6\sqrt{\eta}}$ ergibt. Hierin ist nur noch das Verhältnis K unbekannt. Eine st tomische Spinmasse $m_s > 0$ muß für $J > 0$ nach $E = mc^2$ auf jeden Fall existieren. Allgemein gilt für den Raumspin $\underline{s} = J\hbar$ und der stratonischen Kreisfrequenz ω auch $\omega s = J\hbar\omega = E_s = M_s c^2$ nach dem Energiematerieäquvalent. Andererseits folgt wegen $S = \omega r^2 M_r$ im Fall der Masse M_r das Verhältnis $\frac{M_s}{M_r} = r^2 \frac{\omega^2}{c^2}$. Nun gibt es für den Stratonzustand zwei Geschwindigkeiten v_s und v_d, wenn das Korpuskularbild verwendet wird. Ist T die zeitliche Periodenlänge, dann bezieht sich die cirkuläre Geschwindigkeit $v_s T = u_s$ auf den Umfang $u_s = 2\pi r$ des Stratons, während sich $v_d T = \lambda$ aus Gründen der Synmetronik als diametraler Anteil der internen Flußaggregate auf den Stratondurchmesser $\lambda = 2r$ als Wellenlänge des betreffenden ponderablen Terms bezieht. Mit $c\beta_{sd} = v_{sd}$ und $T\omega = 2\pi$ wird also $r^2 \frac{\omega^2}{c^2} = 4\pi^2 r^2 (cT)^{-2} = \pi \frac{v_s}{c} \frac{v_d}{c} = \pi \beta_s \beta_d$, also eingesetzt mit $M_s = m_s e^{\psi_s}$ und $M_r = m_r e^{\psi_r}$ nach Gleichung 99 schließlich $m_s m_r^{-1} \exp(\psi_s - \psi_r) = \pi \beta_s \beta_d$ zur Bestimmung von m_s. Der Nahwirkungsexponent ψ wird mit $mc\lambda = h$ nach Gleichung 99 beschrieben durch $\psi = (\frac{\lambda}{2r}(2r-\lambda)(2r+\lambda)^{-1})^n$, worin der Massfeldexponent zweifellos von der jeweiligen Hermetrieform und evtl. auch von der Lage des betreffenden Massenterms in 126 abhängt. Auf jeden Fall muß das Vorzeichen von $\frac{\lambda}{2r}(2r-\lambda)(2r+\lambda)^{-1}$ bestimmt durch $2r \gtrless \lambda$ oder $2r < \lambda$ unabhängig von n nach der Potenzierung erhalten bleiben, weil für $r \to 0$ auch $e^{\psi} \to 0$ konvergieren muß. Diese Konvergenz ist aber nur möglich, wenn von n die Eigenschaft $(\pm 1)^n = \pm 1$ gefordert wird, so daß die n-Mannigfaltigkeit ganzer Zahlen eingeschränkt wird auf die Ungeraden $n = 2\mu + 1$ mit ganzzahligen $\mu \geq 0$. Hier bleibt μ wiederum unbekannt und von der Natur der betreffenden Protosimplexstruktur

abhängig. Die Gesamtmasse M_r ist gegeben im R_3-Bereich $0 \leq r \leq r_r = \frac{\lambda}{2}$, so daß $\psi_r = \psi(r_r) = 0$ wegen $\lambda = 2\, r_r$ wird, was auch v_d aufgrund der Radialkomponenten der Flußaggregate definiert. Im Fall $\psi_s = (\frac{\lambda}{2\, r_s}\ (2r_s - \lambda)\ (2r_s + \lambda)^{-1})^{2\mu+1}$ aus $\exp(\psi_s - \psi_r) = e^{\psi_s}$ ist zunächst r_s zu bestimmen. Es handelt sich dabei um den sphärischen R_3-Bereich zwischen $\frac{\lambda}{2}$ und einer Distanz $\frac{x}{2} > \frac{\lambda}{2}$ in welchem der Stratonspin definiert ist. Eindeutig gilt demnach $r_s = \frac{1}{2}\int_{\lambda}^{x} d\, s = \frac{1}{2}(x-\lambda)$. Hierin ist $x = \text{const}$ die sphärische Begrenzung des stratonischen Definitionsbereiches, welche dadurch gekennzeichnet ist, daß im vorausgesetzten statisch stabilen Fall bei x die direkte Proportionalität $\underline{\mathcal{K}} = a\, \mathcal{K}'$ aus 69 a in der Entwicklung von 69 b aufhört. Aufgrund der synmetronischen Wechselbeziehung zwischen den elektrischen und gravitativen Eigenschaften wird $a = \underline{\mathcal{K}}\, \mathcal{K}'^{-1} = \frac{x}{\lambda}$, also $x = a\, \lambda$ oder $2\, r_s = \lambda\,(a-1)$ erreicht, was $\psi_s = (\frac{a-2}{a(a-1)})^{2\mu+1}$ als charakteristische Größe der Spinmasse der speziellen Kondensationsform kennzeichnet und zwar durch a und μ. Nach Gleichung 126 ist aber im speziellen Fall des Elektrons als minimaler Raumzeitkondensation $\underline{\mathcal{K}}$ die Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge $\mathcal{K}'$, was $a = \sqrt{2}$ für dieses Elektron festlegte. Mit $a = \sqrt{2}$ wird aber $\frac{a-2}{a(a-1)} = -1$, so daß wegen $(-1)^{2\mu+1} = -1$ für alle $\mu \geq 0$ die Ermittlung von μ entfällt und $\psi_s = -1$ zu setzen ist. Da andererseits $\psi_r = 0$ gilt, wird $\exp(\psi_s - \psi_r) = e^{-1}$, also $m_s = \pi\, e\, m_r\, \beta_s\, \beta_d$.

Es sei V_D das durch $4\,\pi\,\varepsilon_0\, V_D = e_D^2\, f$ definierte interne Potential der Komponente e_D aus 177. Entsprechend sei V das statische intern rückwirkende Potential der extern relevanten Ladung $e_+^2\, f = 4\,\pi\,\varepsilon_0\, V$ aus 177a, während $E_k^{(sd)}$ die kinematischen Energien hinsichtlich $v_{sd} = c\,\beta_{sd}$, aber p_{sd} die zugehörigen gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impulse und $E_{(sd)} = m_{sd}\, c^2$ die zugehörigen freien Energien sind, wenn $m_{sd} = m_0\,(1-\beta_{sd}^2)^{-1/2}$ die gegen $\hat{A}_-$ invariante Partialmasse der entsprechenden Flußkomponente ist. Aus der Synmetronik statisch stabiler Flußaggregate der minimalen d-Struktur ergeben sich die folgenden energetischen Identitäten, nämlich $V_D = E_k^{(s)}$, sowie $E_{(s)} = E_k^{(D)}$ und $E_{(D)} = V$ als Folge der geforderten Stabilität und Cyklizität der Flußaggregate. In der gegen $\hat{A}_-$ invarianten Form folgt

$V_D = E_k^{(s)} = c^2 m_0 (((1-\beta_s^2)^{-1}-1)^{1/2} = p_s c = \beta_s m_s c^2 = \beta_s E_{(s)}$ oder $V_D = \beta_s E_k^{(d)}$ wegen der zweiten Stabilitätsforderung $E_{(s)} = E_k^{(d)}$.

In analoger Weise wird

$E_k^{(d)} = c^2 m_0 ((1-\beta_d^2)^{-1} -1)^{1/2} = p_d c = \beta_d m_d c^2 = \beta_d E_{(d)}$,

was mit der dritten Stabilitätsbedingung $E_{(d)} = V$ in $V_D = \beta_s E_k^{(s)}$ eingesetzt $V_D = \beta_s \beta_d V$ oder $\beta_s \beta_d = \frac{V_D}{V} = (\frac{e_D}{e_\pm})^2 = (1-\sqrt{\eta})^2 \frac{8}{\vartheta}$ und somit $m_s = m_r \pi e (1-\sqrt{\eta})^2 \frac{8}{\vartheta} = m_r K$ ergibt. Damit ist aber K gegeben und kann zusammen mit den Ladungsfeldkomponenten aus 177 und 177a in den Ausdruck des Spinmagnetons μ_e eingestzt werden. Wird die neue Korrekturkonstante gemäß

$C \sqrt{\eta} (5\eta+2\sqrt{\eta} + 1) = \frac{4}{3} \pi e^2 (1-\sqrt{\eta})^2$ definiert, dann folgt

$$\mu_e = \mu_B \sqrt{2} (1+\sqrt{\eta}) \vartheta^{-1/2} (1-C),$$

$$C \sqrt{\eta} \vartheta = \frac{4}{3} \pi e^2 (1-\sqrt{\eta})^2 \qquad 186$$

für das Magneton des elektronischen Stratonspins. Der von 186 gelieferte theoretische numerische Wert weicht nicht vom empirischen Meßwert ab.

Die Raumprojektion gravitativer Feldstrukturen

$r q e^{-q} = A (1-\frac{r}{\varrho})^2$ mit $q = 1-\sqrt{1-\frac{3\varphi}{8c^2}}$ sowie $16 c^2 A = 3 \gamma m_0$ und $\gamma m^3 \varrho = h^2$ nach 100 verfügt gemäß 102 über gewisse Extrema, von denen $R = \varrho (1+\beta)(1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ mit $2 e A \beta = \varrho$ die makromare Realitätsgrenze aufgrund der Realitätsforderung $I m\, q = 0$ angibt. Für alle realen Massen $M_0 \geqq m$ ist stets $\beta \gg 1$, so daß in sehr guter Näherung $R = 2 \beta \varrho = \frac{4\omega c \varrho^2}{e\gamma M_0}$ erfüllt ist. Im Momentanzustand des R_3 ist für alle Terme aus 126, wenn $M_0 = m$ gesetzt wird, $2 R \leqq D$ mit $\dot{D} > 0$ nach 183 b. Für alle Distanzen im R_3 gilt $s \leqq R = \frac{D}{2}$, wobei $2 R = D$ die Realitätsgrenze des Leptoneutrinos m_L als unterer Schranke des Spektrums 126 die größtmögliche Distanz im R_3 darstellt, welche mit $\dot{D} > 0$ anwächst. Andererseits ist $m_R \leqq m_L$ des γ_R wegen der kompensatorischen Eigenschaften ein Referenzsystem, welches vom jeweiligen Momentanzustand $D(t)$ des R_3 unabhängig ist. Mit $M_0 = m = m_R$ wird aber für γ_R ebenfall

eine Realitätsgrenze $\frac{\Lambda}{2} = \frac{4\omega c \mathcal{g}^2 R}{e\gamma m_R} = \frac{4\omega c h^4}{e\gamma' m_R^7} \gg \frac{D}{2}$ gesetzt, welche weit über dem momentanen D-Wert des R_3 liegt. Da nun aber m_R die von der kosmischen Bewegung unabhängige Referenzmasse ist, muß in der gesamten R_4-Projektion der Welt $D \leq \Lambda$ bleiben, so daß $\dot{D} > 0$ des Momentanzustandes nur in $D < \Lambda$ möglich ist, während $\dot{D} = 0$ bei $D = \Lambda$ erreicht wird. Die nach dieser Zeit später liegende Struktur muß dann wieder $D < \Lambda$ durch eine R_3 -Kontraktion $\dot{D} < 0$ erreicht werden. Λ ist somit die überhaupt mögliche Expansionsgrenze des R_3, welche somit durch 102 in Kombination mit 182 durch $\varkappa_R$ gesetzt wird. Einsetzen von m_R aus 182 in $\Lambda\, e\, \gamma'\, m_R^7 = 8\, \omega\, c\, h^4$ liefert dann mit $64\, \pi\, \gamma\, \alpha = 3$ aus 69 eine zur Abschätzung der Expansionsgrenze des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung geeignete Beziehung

$$\Lambda = \frac{\pi\alpha}{eh} (cD)^2 \cdot \sqrt[3]{6\gamma h D} \,, \qquad 64\, \pi\, \gamma\, \alpha = 3 \qquad\qquad 187,$$

welche mit der Näherung 134 a sofort $\Lambda \gg D$ deutlich macht.

Mit den beiden Sphärentrinitäten des Weltenursprungs und des Weltendes, sowie der Beziehung 187 sind alle statischen Bestimmungsstücke einer R_4- Projektion der telezentrischen Weltarea gegeben, weil die beiden spiegelsymmetrischen Sphärentrinitäten als räumliche Haupttelezentren einer wegen $\cos \alpha_4 \neq 0$ zeitlich telezentrischen R_4 -Struktur anzusprechen sind. Die x_4-Grenzen der in den R_4 projizierten Weltarea sind also die beiden spiegelsymmetrischen Sphärentrinitäten, während Λ die R_3-Grenze der kosmischen Bewegung $D(t)$ zwischen diesen Sphärentrinitäten darstellt. Da der Verlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung unbekannt ist, und auch nicht indirekt mit den vorliegenden Methoden ermittelt werden kann, bleibt die Telezentrale zwischen den x_4-Grenzen, sowie die Lage von $D = \Lambda$ und die Morphologien der hinsichtlich Λ früher oder später liegenden R_3 -Strukturen unbekannt, so daß auch das momentane Weltalter nicht angegeben werden kann.

4.) Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und Raumsegmenten

Aus der Darstellung $y\sqrt{\pi e\gamma\sigma} = c$ eines optischen Raumsegmentes und $H \approx \sqrt{\pi e\gamma\sigma}$ folgt $H \approx \frac{c}{y} > 0$, was mit $2R=D$ eine formale Analogie zur kosmischen Bewegung $A \approx \frac{c}{R} > 0$ des gesamten R_3 unter der Voraussetzung $\frac{1}{2}\dot{D} = w \approx c$ bildet. $A \ll H$ charakterisiert dabei die Wellenlänge $\lambda'_R \sim \frac{1}{A}$ des ν_R, derart, daß aus der formalen Analogie auf eine weitere Referenzwellenlänge $\lambda'_x \sim \frac{1}{H}$ geschlossen werden kann, wenn eine Korrelation zwischen A und der Struktur optischer Raumsegmente des R_3 existiert. λ_x muß dabei wegen $A \ll H$ und $\lambda_x \ll \lambda_R$, sowie $c\lambda m = h$ eine Masse $m_x \gg m_R$ kennzeichnen, welche im Termschema der Beziehung 126 liegen muß. Dieser Term m_x muß schließlich noch ein zeitlich stabiles Protosimplexsystem sein, wenn λ_x aufgrund einer Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und Raumsegmenten in Analogie zu λ_R Referenzeigenschaften hat. Ist a ein Proportionalitätsfaktor, dann gilt offensichtlich $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = a\,\frac{H}{A} = \frac{aD}{2y}$, wenn $H \approx \frac{c}{y}$ und $A \approx 2\,\frac{c}{D}$ verwendet wird. Ganz offensichtlich existiert eine derartige Korrelation, wenn sich herausstellen sollte, daß $a=\text{const}$ eine kosmologische Konstante ist; denn dann wäre a die Kopplungskonstante dieser kosmischen Korrelation. Hat a diese Eigenschaften nicht, dann kann es auch nicht diese Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und der R_3-Struktur geben. Es sei $n > 0$ das Vielfache des durch $\lambda_x \ll \lambda_R$ definierten Kugelvolumen, welches V_R ausfüllt, so daß $V_R = nV_x$ gilt. Da andererseits $6V_{Rx} = \pi\lambda'^3_{Rx}$ gilt, wird $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = n$. Entsprechend sei N' das Vielfache des Volumens V_y eines optischen Raumsegmentes, welches das Volumen V_D des ganzen R_3 gemäß $V_D = N'V_y$ ausfüllt. Mit $6V_D = \pi D'^3$ und $6V_y = \pi(2y)'^3$ wird also $N' = \frac{V_D}{V_y} = (\frac{D}{2y})'^3$ oder $D = 2Ny$, was in die Proportionalität $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' \frac{2y}{D} = a$ eingesetzt $n = aN$ liefert.

Als Referenzsystem ist zwar $\lambda_R = \text{const}\,(t)$, jedoch nicht

λ_x ; denn nach 136 c gilt $\dot{m}_x > 0$ für $A > 0$, und unter Verwendung von 135 daher $\dot{\lambda}_x < 0$, so daß auf jeden Fall $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})^{\cdot} = n\,(t)$ mit $\dot{n} > 0$ gilt, wenn λ_x eine Zeitkondensation wäre. Die Änderung $\dot{m}_x > 0$ bedingt durch $A > 0$ ändert den Referenzcharakter von m_x in sofern nicht, als $\dot{\lambda}_x < 0$ die zeitliche Stabilität des Protosimplexsystems m_x nicht zu stören braucht. In y ist zwar $\sigma = \text{const}\,(t)$, weil der Dichteabfall im R_3 als Folge von $A > 0$ durch $\dot{m} > 0$ nach 136 c kompensiert wird, doch bleibt $\dot{\gamma} < 0$ nach 135, während $\dot{D} > 0$ evident ist. Dies bedeutet aber nicht nur $\frac{D}{\gamma} = 2\,N\,(t)$, sondern auch $\dot{N} > 0$. Es liegt demnach nahe in $n = a\,N$ auch $a = f\,(t)$ anzunehmen, was bedeuten würde, daß keine kosmische Korrelation existiert. Wird dieser Annahme entgegen die Korrelation durch $a = \text{const}\,(t)$ vorausgesetzt, dann besteht die Möglichkeit $n=a\,N$ weiter dahingehend zu analysieren, ob ein Widerspruch zu a=const auftritt. In einem kosmischen Zeitintervall $t_1 \leq t \leq t_2$ gilt dann $n_2-n_1 = a\,(N_2-N_1)$ oder $\Delta\, n = a\,\Delta\, N$, was die Limesrelation $a = \lim_{t_1 \to t_2} \frac{\Delta n}{\Delta N} = \frac{dn}{dN} = \frac{\dot{n}}{\dot{N}}$ ermöglicht. Da aber $\dot{n} > 0$ und auch $\dot{N} > 0$ gilt, muß $a = \text{const}\,(t) > 0$ sein, wenn a tatsächlich die kosmische Kopplungsgröße ist. Andererseits ist zu berücksichtigen, daß der Zeitverlauf der kosmischen Bewegung nach den vorangegangenen Untersuchungen aus C VIII 6 in Elementarzeiten $\wr$ = const (Kondensorkonstante) metronisiert ist, was auch die Metronisierung $\dot{n}\,d\,t \to \delta\, n$ und $\dot{N}\,d\,t \to \delta\, N$ und damit $\delta\, n = a\,\delta\, N$ zur Folge hat. Nun muß es zwei Geschwindigkeiten geben, nämlich v_n und v_y, welche $\delta\, n$ und $\delta\, N$ so kennzeichnen, daß die Metronintegrale ihrer Quadrate gemäß $S\, v_\lambda^2\, \delta\, n = \frac{1}{4}\, \dot{D}^2$ und $S\, v_y^2\, \delta\, N = \frac{1}{4}\, \dot{D}^2$ die kosmische Bewegung $D > 0$ darstellen. Die Metronintegranden müssen dabei Quadrate sein, weil $v_{\lambda y}$ reelle Zahlen mit verschiedenem Richtungssinn, also verschiedenen Vorzeichen sein können, aber $a = \frac{\dot{n}}{\dot{N}} \to \frac{\delta n}{\delta N} > 0$ bleiben muß, was nur im Fall quadratischer Integrandem möglich ist. Vergleich der beiden, die kosmische Bewegung gleichermaßen darstellenden Metronintegrale $S\, v_\lambda^2\, \delta\, n = S\, v_y^2\, \delta\, N$ und anschließende Bildung des Metrondifferentials liefert $(\frac{v_y}{v_\lambda})^2 = \frac{\delta n}{\delta N} \to \frac{dn}{dN} = \frac{\dot{n}}{\dot{N}} = a$ oder $a\, v_\lambda^2 = v_y^2$.

Hierin kann v_λ nur die allgemeine zirkuläre gravitative Bewegung sein, welche sich aus der allgemeinen räumlichen Dichte $\underline{\Theta} = \frac{d\theta}{dV}$ des allgemeinen Trägheitsmomentes θ nach dem Gravitationsgesetz zu $v_\lambda^2 = \gamma \underline{\Theta}$ ergibt. Da die Dichte von θ im ganzen R_3 bakannt bleibt, muß $\underline{\Theta} = \underline{\Theta}_\lambda = \underline{\Theta}_y$ sein, worin aber mit $\sigma = \text{const}$ immer $\underline{\Theta}_y = y^2 \sigma$, und damit $v_\lambda^2 = y^2 \gamma \sigma$ auf die R_3-Struktur der optischen Segmente y reduzierbar ist. Zur Ermittlung von v_y aus $a v_y^2 = v_y^2$ muß die Möglichkeit der dualen Interpretation von H verwendet werden. Zwar erscheint $H > 0$ als Folge der durch $\sigma > 0$ bestimmten Raumstruktur, doch bietet die formale Analogie der Darstellung $H \approx \frac{c}{y}$ zu $A \approx 2 \frac{c}{D}$ eine zweite Interpretationsmöglichkeit durch eine allgemeine Fluchtbewegung der Grenzgeschwindigkeit v_y, welche durch $\sigma > 0$ vorgetäuscht zur gleichen Lienienverschiebung $z > 0$ führen muß. Mit $g = \frac{d\varphi}{dr} \geq 0$ in $\varrho \leq r \leq y$ gemäß 100 gilt für diese imaginierte Bewegung $dv = g dt = \frac{g}{v} dr$ aufgrund $H \approx \frac{c}{y}$, wenn $\dot{r} = v$ gesetzt wird. Dieses Differential ermöglicht aber die Integration $\int_0^{v_y} v\, dv = \int_\varrho^y g\, dr = \varphi(y) - \varphi(\varrho) = \varphi(y)$, oder $v_y^2 = 2\varphi(y)$, weil $g\, dr = d\varphi$ und $\varphi(\varrho) = 0$ auf der attraktiven Gravitationsgrenze gilt. Die Umschreibung der Beziehung 100 mit $2f = (2-q)e^q$ ergab für φ aus 100 die allgemeine Elimination $2r\varphi = \gamma M_0 (1 - \frac{r}{\varrho})^2 (2-q) e^q$. Für $r = y \gg \varrho$ ist dann $q(y) \approx 1$, sowie $\frac{y}{\varrho} \gg 1$, also $\varphi(y) \approx \frac{e\gamma M_0}{2\varrho^2} \cdot y$, worin M_0 die hinsichtlich H wirksame Masse im Zylinder $2\pi\varrho^2 y$ des z-Prozesses ist, so daß $M_0 = 2\pi\varrho^2 y \sigma$ gesetzt werden darf. Dies liefert $\varphi(y) = \pi e y^2 \gamma \sigma$ oder mit $y^2 \gamma \sigma = v_\lambda^2$ auch $v_y^2 = 2\varphi(y) = 2\pi e v_\lambda^2$, was in $a v_\lambda^2 = v_y^2$ eingesetzt $a = 2\pi e = \text{const}(t) > 0$ als reine Zahl liefert. Da a in ähnlicher Weise eine reine Zahl ist wie α der spektralen Feinstruktur, muß a tatsächlich den Charakter einer kosmologischen Koppelungskonstanten haben, welche die Korrelation zwischen der kosmischen Bewegung und der R_3-Struktur $\sigma > 0$ vermittelt. Einsetzen von $a = 2\pi e$ in $(\frac{R}{\lambda_x})^3 = a \frac{D}{2} y$ mit $c \lambda_R m_R = h$ und $c \lambda_x m_x = h$ ergibt dann die Möglichkeit, $m_x' = \pi e m_R' \frac{D}{y}$ zu ermitteln; denn nach 182 gilt $m_R \sqrt[3]{6\gamma h D} = 4h$. Wird dies in m_x mit y und H eingesetzt, dann ergibt sich die numerisch bestimmbare

Darstellung $3\,c\,\gamma\,m_x = 4\,\pi\,\sqrt[6]{\pi e\gamma\sigma}\;\sqrt[3]{2e(3\gamma ch)^2}$ für diese Masse. Zur numerischen Abschätzung von m_x muß σ ermittelt werden. Abschätzungen von σ sind außerordentlich unbestimmt, doch kann σ indirekt aus $H^2 \approx \pi\,e\,\gamma\,\sigma$ eliminiert werden; denn H kann spektroskopisch zumindest näherungsweise angegeben werden. Empirisch gilt $H_e \geq 2{,}4344\cdot10^{-18}\,[s^{-1}]$, wovon der Minimalwert $H \approx 2{,}4344\cdot10^{-18}\,[s^{-1}]$ zur σ- Bestimmung zu verwenden ist, weil ein unbekannter dynamischer Anteil $A > 0$ auf jeden Fall eliminiert werden muß. Einsetzen dieses Wertes in m_x mit c, h und γ liefert dann für die Referenzmasse der kosmischen Korrelation $m_x \approx 1{,}689\cdot10^{-27}\,[Kg]$. Werden die empirischen m- Werte aus 126 nach B III mit m_x verglichen, dann zeigt sich zwar $m_x > m_p$ (Protonenmasse), doch bleibt dies im Bereich $m_x \approx m_p$. Tatsächlich wurde bei der m_x-Deduktion keine d- Hermetrie $q > 0$ vorausgesetzt, so daß m_x die c-Struktur $m_x \approx m_p$ wiedergibt, und daher p nach 126 als Komplement $q = 1$ (als e_+-Ladung) zu m_x aufgefaßt werden muß. Nach 126 gilt also für das Komplement $q=1$ der c-Struktur m_x die Massenbeziehung $m_p = \eta\, m_x$. Dies bedeutet aber eine Reduktion für m_x, für welche sich der numerische Wert $m_p \approx 1{,}6723\cdot10^{-27}\,[kg]$ ergibt, der nur um $\Delta(m_p) \approx -0{,}02\,^0/_0$ vom Meßwert der Protonenmasse abweicht. zwar ist $|\Delta(m_p)| \gg |\Delta(m_e)|$, doch geht dies auf den Umstand zurück, daß m_e aus einer strukturellen synmetronischen Analyse hervorgegangen ist, während m_p als Referenzmasse der kosmischen Korrelation σ oder H enthält. Diese Größen sind aber nur mit großer Unschärfe meßbar. Die zeitlich stabile Referenzstruktur der kosmischen Korrelation ist also das Proton, dessen Masse aufgrund dieser Referenzeigenschaften durch

$$3\,\gamma\,c\,m_p = 4\,\pi\,\eta\,\sqrt[3]{2eH(3\gamma ch)^2} \approx 4\,\pi\,\eta\,\sqrt[6]{\pi e\gamma\sigma}\;\sqrt[3]{2e(3\gamma ch)^2} \qquad 188$$

beschrieben wird. Wegen der geringfügigen Fehlerabweichung und des ungenauen spektroskopischen H-Wertes kann 188 durchaus als exakt gelten und zur indirekten Bestimmung des H-Wertes in den Toleranzen der m_p- Messung verwendet werden. H ist dann also indirekt gegeben durch

$$2\,e\,H = 3\,\gamma\,c\,\hbar\,\left(\frac{m_p}{4\,\pi\,\eta\,\hbar}\right)^{3} \qquad 188\,a.$$

Tatsächlich sind empirisch mit Ausnahme von m_p aus 126 alle Terme $m_B < m < m_p$ und $m > m_p$ zeitlich instabil. Empirisch findet sich eine x_4-Stabilität für antropomorph unbegrenzte Zeitintervalle nur bei γ_{RLB}, e_- und p, sowie bei den entsprechenden R_4^--Antistrukturen. Diese zeitliche Stabilität geht eindeutig bei γ_R und p auf die Referenzeigenschaften, bezogen einerseits auf die kosmische Bewegung $A > 0$ mit γ_R und andererseits bezogen auf die kosmische Korrelation durch p zurück. Die Stabilität von γ_{LB} und e_- aus 126 kann dagegen nur durch die Annahme verstanden werden, daß diese sich in ihrer Masse nur um $\pm$ 1 % unterscheiden. Anfangsterme der Spektralfunktion 126 echte Grundzustände ponderabler Strukturen sind. Mit 188 sind also alle zeitlich stabilen Terme γ_{LB}, e_- und p der Beziehung 126, sowie γ_R bekannt, so daß nunmehr die Frage nach den stabilen x_4-Intervallen der übrigen Terme $m_B < m < m_p$ und $m > m_p$ aufgeworfen werden muß.

5.) Grenzen von Raum und Zeit

Eine allgemeine kosmologische Betrachtung des integralen R_4 in der R_6-Welt setzt offensichtlich eine Untersuchung evtl. Grenzen dieses R_4 voraus. Nach Gl. 134 befindet sich der R_3 im momentanen Weltalter T mit $\dot{D} > 0$ und $\ddot{t} < 0$ in einem dynamischen Expansionszustand vom R_3-Durchmesser $D=2R$, wobei allerdings der Zeitverlauf $D(t)$ unbekannt ist.

Hinsichtlich des R_3 liefert die zweideutige Nullstellenbeziehung 137 der kosmologischen Fundamentalgleichung 134 wegen der Verknüpfung $D(\tau)$ durch reine Zahlen für den positiven Zweig die drei reellen Lösungen 137a einer kosmogonischen Sphärentrinität des initialen monometronischem Protouniversums zum absolutem kosmogonischen Zeitnullpunkt $t=0$. Durch die Neuaktualisierungen der x_5-Komponenten aus x entfaltet sich während $0 \leq t \leq T$ der R_3 bis zum Momentanzustand^6 $\dot{D} > 0$ mit $\ddot{t} < 0$ expansiv. Diese R_3-Entfaltung kann jedoch nach 187, also $D(t) \leq \Lambda = \text{const} < \infty$ nur noch im Intervall $T \leq t \leq T_\Lambda$ erfolgen, derart, daß die Grenze der kosmischen Bewegung des R_3 in x_4 bei $D(T_\Lambda) = \Lambda$ mit

$\dot{D}=0$ und $\dot{\tau}=0$ erreicht wird. Da 137 zweideutig ist, liefert der negative Zweig ebenfalls 3 reelle Lösungen, welche eine zu 137a antisymmetrische (Sphärensemantik) esschatologische Sphärentrinität eines ebenfalls monometronischen Endzeituniversums beschreiben. Nach der Expansionsphase während $0 \leqq t \leqq T_\Lambda$ mit $T < \mathbb{T}_\Lambda$ muß also in $t > T_\Lambda$ mit $\dot{D} < 0$ und $\dot{\tau} > 0$ eine Kontraktionsphase anschließen, welche sich während $T_\Lambda < t \leqq \Theta$ vollzieht und bei $t = \Theta < \infty$ diese esschatologische Sphärentrinität erreicht. Der Momentanzustand des R_3, also $D_T = D(T)$ kann mit den momentanen empirischen Naturkonstanten $\tau \omega c^2 = \pi \gamma \hbar$ aus der Fundamentalbeziehung 134 abgelesen werden.

Das Maß für $\dot{D} \neq 0$ ist das Verhältnis A. Allgemein und integral gilt für die kosmische Bewegung $DA(T)=\dot{D}$, während sich für einen lokalen R_3-Bereich wegen $\hat{C}$ der pseudoeuklidischen R_6-Konstruktion $D_L A_L = 2 w$ mit dem Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ aus $x_5 = i \varepsilon$ und $x_6 = i \eta$ ergibt. Hier wird $D_L A_L \neq D A$ unmittelbar evident, weil lokale R_3-Strukturen als Folge ihrer Transkomponenten die verschiedensten Werte $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ realisieren können. Existiert hingegen ein hinsichtlich der jeweiligen Welthyperebene $R_5 \perp x_4$ integraler Mittelwert $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ mit nur einem möglichen Wert $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, dann wird die Ungleichheit zur Gleichheit $DA=2 w_g$ oder $\dot{D} = 2 w_g$. Diese Beziehung enthält den unbekannten Verlauf $D(t)$ in $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, weil nach 135 die Abhängigkeit $c(D)$ bekannt ist.

Allgemein kann festgestellt werden, daß das physikalische Geschehen in empirisch observablen R_3-Bereichen von Erhaltungsprinzipien bestimmt wird, welche zumindest im mikromaren Bereich teilweise durchbrochen werden können, weil der R_4 und erst recht der R_3 als Unterraum des R_6 aufzufassen ist. Im R_6 hingegen muß es allgemein exakt gültige Erhaltungsprinzipien geben, die als unmittelbarer Ausdruck der Weltstruktur erscheinen und allgemeine integrale R_6-Symmetrien kennzeichnen. Ein im R_6 unabdingbar gültiges Erhaltungsprinzip folgt aus der Weltgleichung $L ; \hat{[\,]} = {}^4\overline{0}$ als Quellenfreiheit $\overline{\mathrm{div}}_6\, {}^2\overline{\mathbb{T}} = \overline{0}$ des kanonischen Energiedichtetensors, die aber wegen ${}^2\overline{\mathbb{T}} = {}^2\overline{\mathbb{T}}^*$ die Quellenfreiheit des Drehimpulses $\overline{\mathrm{div}}_6\, {}^3\overline{\mathbb{M}} = {}^2\overline{0}$ impliziert. Derartige integral gültigen Erhaltungsprinzipien beziehen sich dabei auf die x_4-Folge von Streckenräumen $R_5 \perp x_4$ von Welthyperebenen. Andererseits bezieht sich der Energiebegriff wie

auch alle übrigen universellen Erhaltungsprinzipien genügenden Begriffe stets nur auf die materiellen Letzteinheiten der Welt, also auf die Kondensationsstufen der Hermetrieformen a bis d. Diese Hermetrieformen wiederum werden durch ihre Komponenten in x_5 und x_6 vollständig charakterisiert, weil alle Kondensationen als Anbindungen an Selbstkondensationen in x_5 und x_6 aufgefaßt werden können. Hieraus folgt aber unmittelbar, daß es in allen zu x_4 normalen R_5- Welthyperebenen die gleiche integrale Mundalentelechie $\overline{M}$= const $(t) < \infty$ hinsichtlich der quantitativen Wertevorräte x_5 und x_6 geben muß. Kennzeichnet (g) diese integrale Bewertung in den R_5-Streckenräumen, dann muß für diese Mundalentelechie das übergeordnete Erhaltungsprinzip $\overline{x}_5^{(g)} + \overline{x}_6^{(g)} = i\,\overline{M} = \text{const}\ (x_4) < \infty$ konzipiert werden. Dieses Prinzip liefert mit $x_5^{(g)} = i\,\varepsilon_g$ und $x_6^{(g)} = i\,\eta_g$ nach Zeitdifferentiation und Quadrierung die Aussage $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2 = 0$. Dieses Prinzip der Mundalentelechie

$$\overline{x}_5^{(g)} + \overline{x}_6^{(g)} = i\,\overline{M} = \text{const}\ (x_4) < \infty\ ,\quad \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2 = 0 \qquad 189$$

bedeutet offenbar, daß der integrale Wert $\overline{M}$ über den R_3 der R_5- Streckenräume erhalten bleibt, daß sich aber die Transstrukturen über den lokalen R_3-Bereichen in x_4 fortwährend verändern und dabei die Aktualisierung der kosmischen Bewegung generell verursachen. Dieser Sachverhalt wiederum muß irgendwie mit der Internstruktur der Sphärentrinitäten und der Natur der völligen Leere, also des Apeirons vor $t = 0$ und nach $t = \theta$ zusammenhängen, jedoch ist dies mit einer quantitativen Methodik grundsätzlich unerfahrbar.

Eine Konsequenz von 189 betrifft die metrische Symmetrie $D\,(t)$ während des Definitionsinterwalles von x_4 beziehungsweise t, also während θ. Die Aktualisierung der R_3-Entfaltung beginnt und endet stets mit der Protosphäre nach 137 a und wird aus x_6 gesteuert (und zwar in der Aktualisierungsrichtung). Da das Zeitintervall der Welt ansich, also θ als Weltzeitalter oder Äon interpretiert werden muß, wird hierdurch die Bezeichnung „äonische Dimension'' für x_6 und „äonische Welt'' für das metronische R_6-Tensorium gerechtfertigt. Kennzeichnen D_{fmp} die kosmogonische und D_{pmf} die zu ihr antisymmetrische esschatologische Sphärentrinität, dann wird das Zeitintervall des Äons durch das

geschlossene Interwall $T_0\,(D_{fmp}) = 0 \leqq t \leqq \theta\,(D_{pmf}) < \infty$ beschrieben. Das Prinzip 189 bedingt nun für die integrale kosmische Bewegung eine Symmetrie der beiden durch T_Λ bedingten R_4-Hemisphären $\dot{D} > 0$ und $\dot{D} < 0$, derart, daß die R_3-Hyperebene bei T_Λ mit $\dot{D} = 0$ und $\dot{\tau} = 0$ das Äon halbiert, so daß $\theta = 2T_\Lambda$ eine metrische Konsequenz aus 189 hinsichtlich der R_4-Hemisphäre ist. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$T_0\,(D_{fmp}) = 0 \leqq t \leqq \theta\,(D_{pmf}) = 2\,T_\Lambda < \infty \qquad 189a,$$

worin früher als $t = 0$ oder später als $t = \theta$ der Zeitbegriff nicht mehr existiert, was das Apeiron kennzeichnet.

Aus der Beziehung integraler kosmischer Bewegung $DA = D_L A_L$ mit $DA = \dot{D}$ und $D_L A_L = 2\,w_g$, also $\dot{D} = 2\,w_g$ wird wegen $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ unter Verwendung von 189 einfach $w_g = c$ oder $\dot{D} = 2\,c$. In dieser Beziehung ist jedoch $c\,(D)$; denn wird nach 135 in $c\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$ mit $\varepsilon_0 \sim D^{13/11}$ und $\mu_0 \sim D^{-3/11}$ substituiert, dann folgt $c = C\,D^a$ mit $11a = -5$, wenn C=const die Kondensorkonstante von $c(D)$ ist. Zeitdifferentiation liefert $\ddot{D} = 2\,\dot{c}$ und Division durch $\dot{D} = 2\,c$ ergibt das Verhältnis $\ddot{D} : \dot{D} = \frac{\dot{c}}{c}$, worin wegen $c = C\,D^a$ mit $\frac{\dot{c}}{c} = a\,\frac{\dot{D}}{D}$ substituiert werden kann. Dies liefert dann die Differentialgleichung

$$D\,\ddot{D} - a\,\dot{D}^2 = 0\,, \quad 11\,a = -5 \qquad 190,$$

nach welcher $D\,(t)$ in den Hemisphären des R_4 verläuft.

Die Zeitinterwalle dieser Beziehung werden von einem Anfangswert $t_1 \geqq 0$ mit $D_1 = D\,(t_1) \geqq D_p$ erstreckt, während die Integrale als Funktionen der oberen Schranke aufgefaßt werden. So folgt aus der Fassung $\ddot{D} : \dot{D} = a\,\frac{\dot{D}}{D}$ als erstes Zeitintegral nach Potenzierung $\dot{D} = 2\,c_1\,(\frac{D}{D_1})^a$. Hier gilt $c_1 = c\,(t_1) = C\,D_1^a$ der Beziehung 135 entsprechend. Damit entsteht aber die wiederum integrierbare Form $D^{-a}\,\dot{D} = 2\,C = \text{const}$ als Kondensorkonstante. Mit der Kürzung $\beta = 1 - a$ liefert das zweite Zeitintegral als Funktion der oberen Integrationsgrenze die allgemeine Lösung

$$D^\beta - D_1^\beta = 2\,\beta\,C\,(t - t_1)\,, \quad \beta = 1 - a \qquad 190\,a,$$

welche den unbekannten Verlauf $D\,(t)$ implizit enthält.

Das momentane Weltalter T und D_T wird aus 190 a

mit $t = T \ll T_\Lambda$ und $t_1 = 0$, sowie $D_1 = D_p$ ermittelt. Nach 134 kann im Momentanzustand des R_3 in sehr guter Näherung, nämlich $D \approx \frac{\pi}{e} (\frac{3\pi\sqrt{3}}{32e\sqrt{2}})^{4/3} E^{7/3} \tau^{-11/6}$ approximiert werden, weil $D \gg D_p$ ist. Einsetzten der im momentanen R_3-Zustand gemessenen Konstanten γ, c und h liefert $\tau_T \approx 6{,}15 \cdot 10^{-70}$ [m²] und daher $D_T \approx 6{,}03 \cdot 10^{125}$ [m]. Damit ist aber gemäß $c_T = C \cdot D_T^{-5/11}$ nach 135 die Kondensorkonstante C numerisch gegeben, weil die Lichtgeschwindigkeit im Momentanzustand des R_3 gegeben ist. Für diese Kondensorkonstante folgt $C = 44{,}64 \cdot 10^{64}$, so daß sich aus 190 a mit $t_1 = 0$, $t = T$, $D = D_T$ und $D_T \gg D_p = D_1$ für T der Wert $T \approx 6{,}914 \cdot 10^{116}$ [s] ergibt. Eine numerische Abschätzung von Gleichung 187 ergibt für den maximalen Expansionszustand des Universums $\Lambda \approx 6{,}92 \cdot 10^{337}$ [m]. Da die Integration nur über eine Hemisphäre erfolgen kann, besteht die Möglichkeit aus Λ den zugehörigen Zeitwert T_Λ zu ermitteln. Es gilt $2 \beta C T_\Lambda \approx \Lambda$ also $T_\Lambda \approx 1{,}95 \cdot 10^{425}$ [s] und nach 189 a für das gesamte Äon $\theta \approx 3{,}9 \cdot 10^{425}$ [s].

Nach der mit $\hat{C}$ durchgeführten Konstruktion des leeren R_6 müssen diese Grenzen von Raum und Zeit in entsprechend angepaßter Form auch für die Schar der Parallelräume $R_3^{+k} \doteq (+k)$ mit $k \geq 0$ gelten. Nach den Gesetzen der Richtungskosinus von Weltlinientangenten nimmt x_4 wegen der prinzipiellen Eigenschaft $\cos \alpha_4 \neq 0$ gegenüber den übrigen Koordinaten eine Sonderstellung ein, welche auf die Orientierung der kosmischen Bewegung zurückgeht. $\cos \alpha_4 > 0$ kennzeichnet die Schar (+k) des R_4^+, für den die Beziehungen 189 bis 190a entwickelt wurden. Die gleichen Betrachtungen können jedoch auch für die antisymmetrische Struktur $\cos \alpha_4 < 0$ der (-k) einer spiegelsymmetrischen R_4^- mit antiparalleler Zeit und antiparalleler kosmischer Bewegung der (-k) durchgeführt werden. Dies bedeutet aber, daß es zu den beiden R_4^+-Hemisphären die entsprechenden spiegelsymmetrischen R_4^--Hemisphären gibt, deren das gleiche Äon begrenzenden Sphärentrinitäten gemäß 138 als Folge der antiparallelen kosmischen Bewegung spiegelsymmetrisch vertauscht erscheinen.

6.) Die prototrope Struktur des Universums

Alle vorangegangenen Ausführungen der Synmetronik gehen allein auf $L; \hat{[\,]} = {}^{4}\overline{0}$ und $\tau > 0$ zurück; denn die drei Struktureinheiten sind später liegende kosmogonische Konsequenzen der Sphärentrinität $x_4=0$. Diese Struktureinheiten wiederum definieren als Imaginärkondensationen eine transfinite Bimetrie der Selbstkondensationen und die zeitartige Hexametrie der Zeitkondensationen, aber als komplexe Kondensationen die raumartige Hexametrie und die raumzeitliche Enneametrie; wobei diese Polymetrien die Einwirkungsmöglichkeiten des Sieboperators auf den Korrelationsvermittler $\hat{\gamma}$ darstellen. Die aus der Weltgleichung folgende Synmetronik der vier Hermetrieformen führt zum allgemeinen Begriff der Prototrope und der polymetrischen Protosimplexkonjunktive in R_6. Hier sind die semantischen Architektureinheiten der Welt $s_{(3)}$ und $s_{(2)}$ durchaus eindeutig, nicht aber der Grund für die Dreidimensionalität des kompakten reellen $R_3 \equiv s_{(1)}$; denn die Stabilität der R_3 -Strukturen verbietet zwar für die Zahl p reeller Dimensionen $p > 3$, läßt aber $p \leqq 3$ zu. Hiervon unabhängig erweisen sich die Bi - und Hexametrie immaginärer Hermetrieformen a und b in den R_4 projiziert als imponderable Materiefeldquanten, während die Hexa- und Enneametrie der komplexen Hermetrieformen c und d als elektrisch neutrale (c) und elektrisch geladene (d) Materiefeldquanten erscheinen. Das elektrische Ladungsfeld geht hier allein auf den enneametrischen Zustand der Raumzeitkondensationen zurück. Fundamentale synmetronische Prinzipien sind, unabhängig vom Kondensationszustand, die Prinzipien der Kompressorisostasie und der Feldaktivierung von Kondensorflüssen. Das Gesetz der Kompressorisostasie zeigt auf, daß der metronische Kompressor- und Kondensorzustand des R_6 bei sämtlichen Transmutationen dieses Zustandes erhalten bleibt. Da aber die Raumkondensoren stets phänomenologische Energiestufen sind, bedeutet dies eine universelle Erhaltung der Energie und der elektrischen Ladung, weil elektrische Ladungsfelder stets enneametrische Kondensorstufen aus d sind. Das aus dem Kompositionsgesetz folgende Verschwinden der Summe

antihermitescher Fundamentalkondensoren bedingt andererseits die Konstanz aller Feldaktivatoren und deren alleinige Bestimmung der Kontrasignaturen, was wiederum zu einer allgemeinen Konstanz jeglicher Spinstruktur (insbesondere der Konjunktorspine) und somit zu einer Erhaltung phänomenologischer Drehimpulse führt. Eine weitere Folge der Weltstruktur ist dann ein allgemeines Erhaltungsprinzip jeglichen Impulses.

Andererseits definieren aber die Erhaltungsprinzipien von Energie, Impuls (Drehimpuls) und elektrischer Ladung als Invarianzforderung die fundamentalen Symmetrien des R_6, was sich auch in der Hermitezität seines Fundamentalselektors ausdrückt; während sein Unterraum als R_4 keineswegs diesen Symmetrien zu genügen braucht, was wiederum durch den nichthermiteschen Fundamentaltensor im R_4 in Erscheinung tritt. Diese fundamentalen R_6-Symmetrien sind also Konsequenzen der synmetronischen Prototropen, die ihrerseits eine Folge der allgemeinen kompositiven Weltgleichung bei $x_4 = 0$ sind.

Die Synmetronik prototroper Flußaggregate als weitere Konsequenz dieser Weltgleichung zeigt wiederum über die vier Hermetrieformen eine durchgehende hierarchische Strukturierung aller Weltstrukturen des R_6 auf, die vom makromaren Bereich über den mikromaren Bereich der Hermetrieformen bis in den metronischen Bereich der Prototropen weist.

Diese hierarchische durchgehende Strukturierung der Welt erscheint bereits im physischen Universum als ein Prinzip durchgängiger Korrespondenz, derart, daß sich $L ; \hat{\square} = {}^4\bar{0}$ mit $\tau > 0$ im physischen Raum als folgendes Strukturschema manifestiert:

1.) Im makromaren Bereich wird die Wechselbeziehung der Strukturen in attraktiver Form allein vom Gravitationsfeld $r\, q\, e^{-q} \sim (1-\frac{r}{\varsigma})^2$ als Konsequenz der Weltgleichung bestimmt; wobei Spiralnebelsysteme als letzte makromare Entitäten in Abständen $r \gg \varsigma$ und $r \geq \varsigma'$ in keinen attraktiven Zusammenhängen stehen und in chaotischer Verteilung den Raum des Universums ausfüllen.

2.) Im Bereich $0 \ll r < \varsigma$ ist die gravitative Infrastruktur der Spiralnebelsysteme in attraktiven Zusammenhängen gegeben, deren Elemente die Einzelgalaxien sind.

3.) Ein Spiralnebel als Entität des Spiralnebelsystems ist gravitativ durch $0 \ll r \ll \varsigma$ gekennzeichnet, so daß seine Sternenwolken

und Dunkelmaterie durch gravitativ attraktive Wirkungen ebenfalls ein dynamisch stabiles Attraktionssystem bilden, welches als Spiralnebel oder Galaxie erscheint.

4.) Die Elemente einer solchen Sternenwolke sind Einzelsterne, welche dynamisch stabil gravitierende Planetensysteme ermöglichen.

5.) Die materiellen Elemente aller dieser kosmischen Objekte sind stets heteromorph zusammengesetzte Materieverteilungen, welche zugleich als Quellen aller Wechselbeziehungen aufzufassen sind, durch welche kosnische Objekte über die R_3-Distanzen hinweg in physikalischen Zusammenhängen stehen.

6.) Die Letzteinheiten jeglicher Materie sind molekulare Entitäten, welche durch intermolekulare Wirkungen in attraktiven Zusammenhängen stehen und sämtliche Eigenschaften makromarer Materieverteilungen und deren zeitliche Änderungen bestimmen.

7.) Der Molekülbau ist atomistischer Natur und wird von den atomaren Valenzen bedingt.

8.) Jede atomare Struktur wird durch die äußere Konfiguration aus $\mathbb{Z} \geq 1$ Hüllenelektronen e^- und die Z-fach elektropositiv geladene Nuklidstruktur bestimmt.

9.) Die Nuklide wiederum werden wie die Hüllenelektronen allein aus den Stufen der Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen aufgebaut und zwar durch die sehr starke Wechselwirkung zwischen Protonen- und Neutronenzuständen im Nuklid und die schwache elektromagnetische Wechselwirkung der Hüllenelektronen.

10.) Alle Mikro- und Makrozustände materieller Weltstrukturen stehen durch die Hermetrieformen a und b immaginärer Kondensationen in Wechselbeziehung, während ihre Elemente stets aus den ponderablen Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen strukturiert sind.

11.) Wegen der Existenz von Konjunktivgesetzen -(μ)- werden diese elementaren Hermetrieformen (abcd) als Materiefeldquanten aus deren Vorformen, also den Protosimplexen, komponiert.

12.) Die Existenz derartiger Internstrukturen der Materiefeldquanten als Konjunktorbeziehungen von Protosimplexen ist eine Konsequenz der synmetronischen Weltgleichung, welche diese Protosimplexe als strukturelle Prototropenaggregate aufweist.

13.) Alle Prototrope sind echte oder zu Schirmfeldern ausgeartete Kondensorflüsse, derart, daß ein Protosimplex ein fluktonisches Flußaggregat ist, welches als zeitlich dynamische Struktur

vom statisch ausgearteten prototropen Schirmfeldsystem umschlosse wird.

14.) Die Elemente einer jeden Prototropen (ob Schirmfeld oder Flukton) sind stets metronische Kondensationszustände des R_6 oder seiner Unterräume.

15.) Jeder Kondensationszustand des Bezugsraumes wird nach der synmetronischen Weltgleichung aus elementaren metronischen Kondensationsstufen aufgebaut.

16.) Die präformierende Vorstufe jeder metronischen Kondensationsstufe ist die Feldaktivierung in einem völlig isotropen und leeren Bereich des metronischen Welttensoriums, welche aber stets als eine metronische Spinanisotropie ohne irgendein Kondensationszustand erscheint.

17.) Das Urelement dieser Spinanisotropie eines Feldaktivators ist wegen des metronischen Charakters des R_6 immer die hinsichtlich des isotropen leeren Tensoriums relative Spinumkehrung eines Einzelmetrons, welche als Uranisotropie mit ε bezeichnet werden soll.

Aus diesem Bild hierarchischer Strukturierungen (1) bis (17) wird das Prinzip durchgängiger Korrespondenz synmetronischer Weltstrukturen als Aussage der universellen Weltgleichung besonders deutlich. Zugleich zeigt sich aber auch, daß ε als das submikromare Urphänomen jeglicher Weltstruktur schlechthin angesehen werden muß. Nach diesen Deduktionen wird deutlich, daß dieses Urphänomen ε mit Ausnahme der Alternative seiner Existenz oder Nichtexistenz überhaupt keine Eigenschaften haben kann. Zwar baut ε jede nur denkbare Weltstruktur auf, doch genügt wegen seiner Eigenschaftslosigkeit zur Beschreibung die Alternativaussage $a_{\pm}$ hinsichtlich ε, wobei a_+ die Existenz und a_- die Nichtexistenz von ε aussagt. Der Zustand des eigenschaftslosen Urphänomens ε wird also vollständig durch die Alternativaussage $a_{\pm}$ beschrieben, was aber bedeutet, daß der Zustandsraum (abstrakter Funktionenraum) von ε ein zweidimensionaler komplexer Vektorraum sein muß. Untersucht man in diesem Zustandsraum die Gruppe der Drehungen,und betrachtet man dabei alle überhaupt möglichen Automorphismen, dann zeigt sich, daß dieser ε-Zustandsraum allein in einem kompakten reellen dreidimensionalen

Raum abgebildet werden kann. Da ε das eigenschaftslose Urphänomen und damit das prototrope Letztelement der Welt R_6 ist, kann dieser Abbildungsraum nur das Tensorium R_3 des physischen Universums, also die semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ als reeller Unterraum des R_6 sein. Für die offene Zahl erlaubter reeller Dimensionen $p \leq 3$ der Welt ergibt sich auf diese Weise die eindeutige Bestimmung $p = 3$. Mithin bedingen sich die Existenz von ε und $R_3 \equiv s_{(1)} (x_k)_1^3$ wechselseitig. Die Weltstrukturen in der momentanen Hyperfläche R_5 bei $x_4 = \text{const}$ und ihre Projektionen in den R_3 ändern ihren Zustand in den zeitlichen Streckenräumen grundsätzlich nur unter Wahrung des Gesetzes der Kompressorisostasie und der Konstanz synmetronischer Feldaktivatoren, also im Rahmen der fundamentalen Symmetriebedingungen im R_6. Darüberhinaus zeigt dieses Gesetz der Isostasie neben der Konstanz des Kompressionszustandes in einem abgeschlossenen Weltvolumen noch das Prinzip auf, die lokalen Kompressordichten auf Minimalwerte zu bringen und in später liegenden Bereichen den konstanten Kompressorzustand in dem abgeschlossenen Weltvolumen in später liegenden Ereignisstrukturen zu nivelieren. Physikalisch bedeutet dies im makromaren Bereich die später liegende Erreichung maximaler Wahrscheinlichkeit und Entropie, aber im makromaren Bereich die Stabilität tiefstmöglicher Energieniveaus. Die atomistische Quantenstruktur wiederum erscheint als eine Folge der diskreten Kondensorstufen und des imaginären Charakters von $s_{(2,3)}$ in Korrelation mit der reellen Einheit $s_{(1)}$. Die nur als empirisch bekannten physikalischen Grundprinzipien, nämlich die Erhaltungsprinzipien, das Entropieprinzip und das Quantenprinzip erscheinen demnach als Konsequenzen der kompositiven Weltgleichung ebenso wie die Dreidimensionalität des physischen Universums und seiner prototropen Struktur.

Die Lösung der Weltgleichung $L ; \hat{\mathcal{L}}\mathcal{I} = {}^4\overline{0}$, also des allgemeinen Hermetrieproblems liefert zunächst die beiden imaginären Hermetrieformen a und b, welche als imponderable Wirkungsquanten interpretiert werden müssen; während die sich ergebenden beiden komplexen Hermetrieformen als die Gruppen der elektrisch neutralen (c) und der geladenen (d) ponderablen Materiefeldquanten darstellen. Da auch imponderable Terme wegen $E = m c^2$ durch

träge Feldmasse gekennzeichnet sind und der imaginäre algebraische Zahlenkörper nur der Sonderfall des allgemeinen komplexen Zahlenkörpers ist, muß die Massenformel 126 als Lösung des Hermetrieproblems komplexer Kondensationen neben den ponderablen Termen (c,d) auch die Feldmassen der imponderablen Strukturen (a,b) enthalten. Dies ist der Grund dafür, daß die Terme von 126 derart dicht liegen, daß 126 praktisch ein hyperbolisches Streckenspektrum annähert, wobei dieser Sachverhalt wiederum auf den außerordentlich geringen Wert von $\tau > 0$ zurückgeht. Wenn aber 126 die Massenterme aller Hermetrieformen enthält, dann wird die praktisch kontinuierliche Lage der Zeitkondensationen, also der Photonen $h\nu$ wegen der Kleinheit von τ unmittelbar evident.

Andererseits muß diesem Pseudostreckenspektrum 126 der Kondensationen a und b ein diskretes Punktspektrum der komplexen Kondensationen c und d überlagert sein, so daß die Frage nach den als Elementarkorpuskeln physikalisch erscheinenden ponderablen Letzteinheiten auf eine Separation dieses stratonischen Punktspektrums hinausläuft.

Synmetronische Begriffsbildungen

zu Teil C Band III

Struktureinheiten:
Gitterkerne, welche die Korrelatorelemente bestimmen und in definierter Weise von den semantischen Architektureinheiten abhängen.

Protofeld:
Hermitescher Anteil eines Korrelatorelementes.

Feldaktivator:
Antihermitescher Anteil eines Korrelatorelementes.

Protoselektor:
Zustandsselektor des Protofeldes.

Aktivationsselektor:
Zustandsselektor des Feldaktivators.

Korrelationsexponent:
Ein Eigenwertverhältnis, welches im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich (hoher Metronenziffern) die spezielle Art der synmetronischen Korrelation kennzeichnet.

Fremdfeldkorrelation:
Der aus einer Signatur des synmetronischen Fundamentalkondensors und dem zugehörigen Koppelungstensor aufgebauter Selektor, über den summiert das synmetronische Fundamentalgesetzt der Komposition bestimmt wird.

Fremdfeldkorrelator:
Ein Selektor, welcher die Korrelation zwischen den Korrelatorelementen einer Basis- und Kontrasignatur beschreibt.

Koppelungsgruppe:
Eine Klasse von Kondensorsignaturen, welche ein Koppelungsextremum charakterisiert.

Koppelungsstruktur:
Gefüge aller Koppelungsgruppen innerhalb einer Feldkomposition.

Kondensorquelle:
Hermetrischer Bereich eines Kondensors, dessen Signatur auch in einer Koppelungsgruppe auftritt. Es gibt primäre und sekundäre Kondensorquellen.

Kondensorsenke:
Pseudoantihermetrischer Bereich eines Kondensors innerhalb der Koppelungsgruppe primärer oder sekundärer Art.
Koppelungsklasse:
Unterteilung einer Koppelungsgruppe in primäre oder sekundäre, hermetrische oder antihermetrische Elemente den Quellen oder Senken von Kondensoren entsprechend.
Kondensorbrücke:
Gesamtheit von Kondensoren, die zu einer Koppelungsklasse gehört, welche in mehreren Gruppen der Koppelungsstruktur auftritt.
* Gleichgewicht zwischen der Tendenz eines synmetronischen Raumkompressors den minimalen Kompressionszustand zu erreichen und dem Prinzip der Erhaltung des kompositiven Raumkompressorspektrums.
Kondensorfluß:
Bewegung des Kondensationszustandes im Sinne eines Austausches von Kondensorquelle und Kondensorsenke als Folge der Kompressorisostasie.
Flußaggregat:
Ein aus verschiedenen Kondensorflüssen gekoppeltes dynamisches System.
Flußklasse:
Die Gesamtheit der aus einer typischen Zahl von Kondensorflüssen möglichen Flußaggregate.
Kondensationsstufentransmutation:
Der aufgrund der Kompressorisostasie erfolgte Zerfall einer kompositiven Kondensation, wenn innerhalb der Koppelungsstruktur ein Flußaggregat nicht zyklisch den Anfangszustand wieder herstellt.
Flußperiode:
Zeitliche Periode eines Flußaggregates zyklischer Kondensorflüsse nach welcher der Anfangszustand des Aggregates wieder erreicht wird.
Periodenzahl:
Die Zahl des Wirkens aller Kondensorflüsse im Aggregat bis zum Ablauf der Flußperiode.
Kondensorspin:
Rotatorische Orientierung eines zyklischen Kondensorflusses.

* Kompressorisostasie: - 698 -

Strukturisomerie:
Vielfachheit der Anordnungsmöglichkeiten zyklischer Kondensorflüsse im Aggregat.
Spinisomerie:
Vielfachheit der Anordnungsmöglichkeiten von Kondensorspinen im Aggregat.
Enantiostereoisomerie:
Kombinationen von Struktur- und Spinisomerien.
Fluß- Superpositionen:
Zyklische Überlagerung entarteter Flußaggregate zu einem regulären Aggregat.
Grundfluß:
Elementarer zyklischer Fluß eines Kondensors.
Flukton:
Elementare Korrelationsstruktur aus mindestens zwei Grundflußverläufen.
Signaturisomerie:
Die möglichen Permutationen einer vorgegebenen Kondensorsignatur.
Singuläres Schirmfeld:
Ein Kondensor, dessen Signaturindizierungen identisch sind, der also aus nur einer Struktureinheit aufgebaut ist.
Hermetriecharakteristik:
Anzahl singulärer Schirmfelder.
Korrelatives Schirmfeld:
Im Kondensor sind Ko- und Kontrasignatur identisch.
Straton:
Ein Schirmfeld, das von der Struktureinheit des reellen physischen Raumes allein bestimmt wird.
Weltflukton:
Das Flukton der d-Hermetrie, welches in allen drei Struktureinheiten des R_6 definiert ist.
Prototrope:
Oberbegriff für die Urgestalten Flukton und Schirmfeld.
Protosimplex:
Einfachstes Strukturgebilde aus Flukton und Schirmfeld.
Protosimplexladung:
Das ganzzahlige Vielfache in welchem ein Protosimplex auftreten kann.
Konjunktor:
Fluktonische Korrelation zwischen zwei Protosimplexen im Unterraum einer gemeinsamen Struktureinheit.

Konjunktiv:
Gesetz der betreffenden Konjunktion.
Korrelationskonjunktiv:
Die Konjunktion erfolgt direkt durch einen Fluktonenaustausch.
Kontaktkonjunktiv:
Die Konjunktion wird über Schirmfelder gleicher Struktureinheit vermittelt.
Stratonkonjunktiv:
Ein Kontaktkonjunktiv bei dem das Straton als vermittelndes Schirmfeld erscheint.
Kondensorkonjugation:
Austausch von Kondensationen bei der fluktonischen Konjunktion.
Protosimplexwertigkeit:
Zahl der voneinander verschiedenen Kondensorsignaturen eines Protosimplex.
Konjunktorvalenz:
Zahl der partiellen Grundflußverläufe (Systeme) eines Fluktons, die unabhängig voneinander Konjunktivgesetze definieren.
Konjunktorisomerie:
Die durch die Konjunktorvalenz bedingten zusätzlichen Isomerien.
Flußphase:
Gangunterschied der zur Konjugation kommenden Kondensationen bei fluktonischen Korrelationsprozessen.
Orthokonjunktor:
Die konjugierenden Fluktonspine verlaufen parallel bei der Definition des Konjunktors.
Parakonjunktor:
Bei der Definition des Konjunktors verlaufen die konjugierenden Fluktonspine antiparallel.
Konjunktorspin:
Der durch den zyklischen Austausch von zwei Fluktonen definierte Spin als Partialspin eines Mq. Hier handelt es sich stets um die Auswirkung eines Konjunktivs, der mindestens zwei Protosimplexe in Korrelation setzt.
Konjugationsisomerie:
Es handel sich um die Zahl der Anordnungsmöglichkeiten von Ortho- und Parakonjunktoren in der durch die Konjunktive bedingten Struktur eines Protosimplexgefüges.

Stratonspin:
Projektion der Konjunktorspine in das Straton, derart, daß diese Projektion des Gefüges in den physischen Raum (Definitionsbereich des Stratons) einen integralen Spin des Gesamtstratons einer komplexen Hermetrieform kennzeichnet.
Pseudostraton:
Die Projektion einer imaginären Hermetrieform in den physischen Raum, wobei auch ein Pseudostratonspin auftreten kann, wenn die Imaginärkondensation einen integralen Konjunktorspin trägt.
Isomorphiespin:
* einer Hermetrieform in den imaginären Weltdimensionen, welche im integralen Stratonspin grundsätzlich imaginär bleiben. Dieser Anteil definiert im Bereich komplexer Hermetrieformen Multipletts eines Spinisomorphismus.
Optisches Raumsegment:
Auf einen Beobachtungspunkt bezogener relativer näherungsweise sphärischer physischer Raumbereich innerhalb dessen emittierte optische Signale als Zeitkondensationen im Beobachtungspunkt empfangen werden können.
Referenzneutrino:
Die Feldmasse einer imaginären oder komplexen Hermetrie, bei welcher die durch die kosmische Bewegung bedingte Massenänderung kompensiert wird, so daß hierdurch eine Referenzgröße als energetisches Normal im Sinne einer Pseudokondensorkonstante gegeben ist.
Mundalentelechie:
Die integrale Transstruktur in einer zur Zeit normalen Welthyperebene:
Äon:
Das gesamte zeitliche Definitionsintervall der integralen Raumzeit zwischen der kosmogonischen und esschatologischen Sphärentrinität. Es ist dies das Weltzeitalter.
Apeiron:
Der nichtdefinierbare Bereich jenseits der Sphärentrinitäten, also außerhalb des Weltzeitalters, in welchem zumindest die Begriffe von Raum, Zeit und kosmischer Bewegung ihren Sinn verlieren.
Polymetrie:
Mehr als ein Korrelatorelement definiert im Sinn der Synmetronik eine kompositive Mehrfachgeometrie und zwar als Hermetrieformen eine Bi-, Hexa- und Enneametrie.

*Konjunktorkomponenten