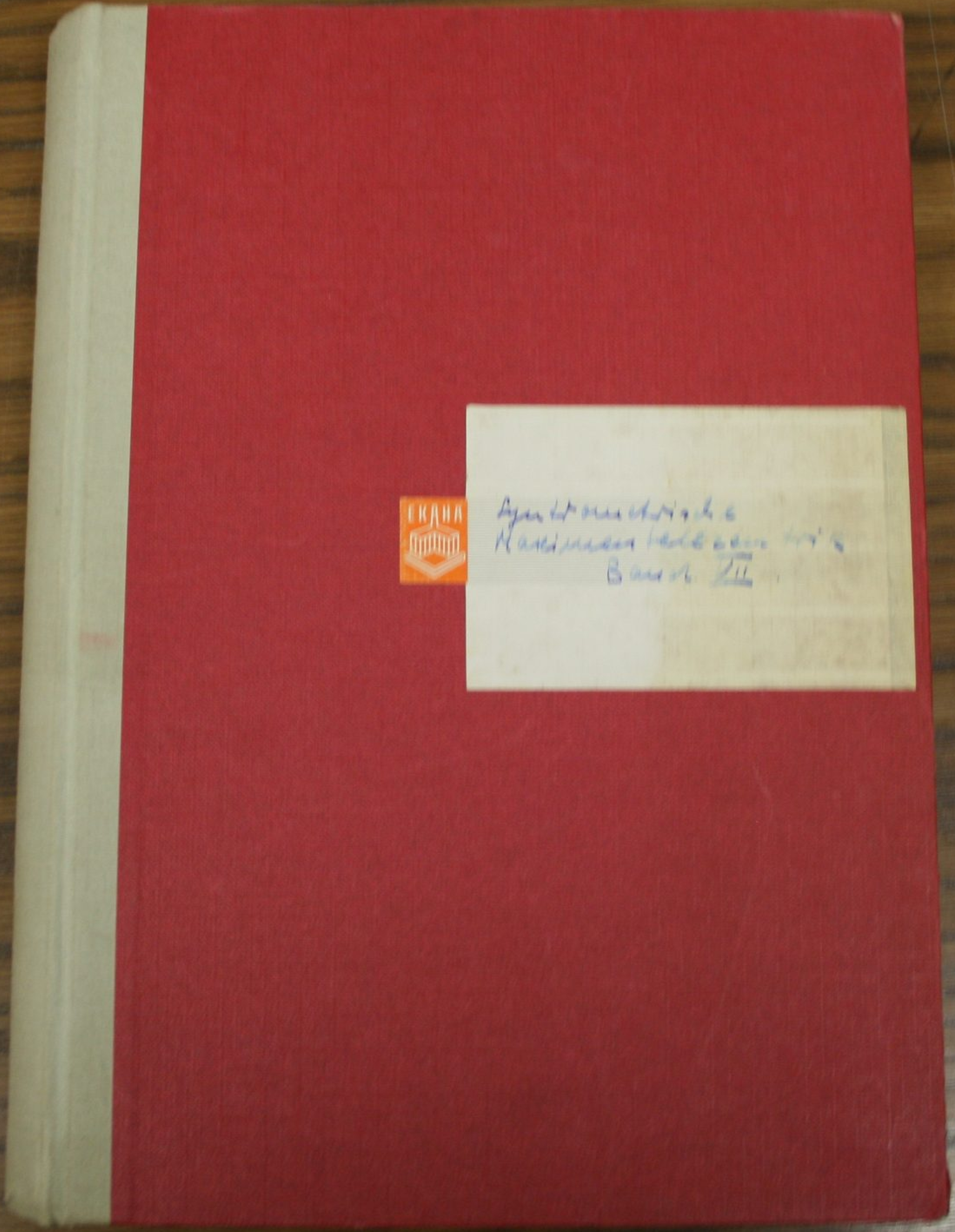
EKAHA

Synthomechrische
Maximenbelezantik
Band. VII.

Fortsetzung von C VIII.4 Seite 1
5. Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung. " 31
6. Die zeitlich beschreibende Weltmechanik. " 43
Kapitel IX. Symmetronik " 77
1. Strukturbereichheiten und Gitterkerne~~selektoren~~
2. Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren " 92
3. Das symmetronische Fundamentalproblem. " 109
4. Symmetronik der Hermetrieformen " 141
5. Feldaktivierung und Kondensatfluss 196
Kapitel X Korrelationen
1. Die enantiostereoisomeren Feldaggregate der Kopplungsstrukturen - 218

Fortsetzung von C VIII, 4

5. Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung. Seite 1
6. Die zeitlich beschränkte Weltmechanik. " 31
Kapitel IX Symmetronik " 43
1. Struktureinheiten und Gitterkame~~selektoren~~ " 77
2. Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren
3. Das symmetronische Fundamentalproblem. " 92
4. Symmetronik der Hermetieformen " 109
5. Feldaktivierung und Kondensatflüsse - 141
196
Kapitel X Korrelationen
1. Die enantiostereoisomeren Flipaggregate der Koppelungsstruktoren - 218



EKAHA

Agrotechnische
Maschinenlehrbuchreihe
Band XII

Fortsetzung von C $\overline{\text{VIII}}$, 4 Seite 1
5. Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung. " 31
6. Die zeitlich beschränkte Weltbektonik. " 43
Kapitel $\overline{\text{IX}}$ Symmetronik " 77
1. Strukturbesonderheiten und Gitterkerne~~[illegible]~~
2. Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren " 92
3. Das symmetronische Fundamentalproblem. " 109
4. Symmetronik der Hermetrieformen " 141
5. Feldaktivierung und Kondensatstufen 196

Kapitel $\underline{\text{X}}$ Korrelationen

1. Die enantiostereoisomeren Termaggregate der Koppelungsstrukturen - 218

Fortsetzung von C $\underline{\text{VIII}}$, 4

Diese Attraktion der beiden elektrisch geladenen Korpuskeln, welche die Ladungen $|q_+| = |q_-|$ tragen, wird nicht allein durch diese elektromagnetischen Wechselwirkungen bestimmt, sondern darüber hinaus durch eine gravitative Komponente der Korpuskelmassen und durch das Spektrum der quantenhaften Mesofeldresonanzen. Die gesamte Attraktionsladung $Q_\pm$ muß demnach $|Q_\pm| > |q_\pm|$ sein, weil die durch die Gravitationskomponente und die Mesofeldresonanzen ergänzte Gesamtattraktionen höher liegt, als die elektromagnetische Attraktion. Zur weiteren Analyse kann der, aus den elementaren Mesofeldgleichungen 69 resultierende Ausdruck 69b, nämlich $4 Q_\pm \cdot \sqrt{3 R_-} = \pm a\pi^2 \cdot m \cdot \sqrt{R_+}$ verwendet werden. Einsetzen von $R_+ = 16\pi\gamma/c$ und $1/R_- = c\,\varepsilon_0$ liefert dann $Q_\pm = \cancel{\sqrt{2}}\, a\frac{\pi^2}{\sqrt{3}} \cdot m\sqrt{4\pi\varepsilon_0\gamma}$, also $4\pi\varepsilon_0\gamma\, m^2(\Lambda) = \frac{3Q_\pm^2}{a^2\pi^4}$. Für die Energie des Gravitationsfeldes folgt $E_g = \int_0^\Lambda \operatorname{grad}(m\varphi_g)\,d\vec{r} = m(\Lambda)\cdot\varphi_g(\Lambda) - m(0)\cdot\varphi_g(0) = m(\Lambda)\,\varphi_g(\Lambda) = \frac{\gamma m^2(\Lambda)}{\Lambda}$, wenn $\varphi_g(r) = \gamma\frac{m(r)}{r}\left(1-\frac{r}{\varrho}\right)^2$ verwendet wird; denn wegen des Mesofeldexponenten in $m(r)$ wird $\lim_{r\to 0}\varphi_g = 0$, durch $\lim_{r \to 0} w(r) = 0$ in höherer Ordnung. Für die reine elektromagnetische Feldenergie folgt dagegen, wenn $\lambda = \frac{h}{mc}$ die elektromagnetische Oberfläche bestimmt, $E_e = \int_\lambda^\infty \operatorname{grad} V\, d\bar{r} = -\frac{q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0\lambda}$. Für das Verhältnis beider Energien ergibt sich $\frac{E_g}{E_e} = -\frac{1}{q_\pm^2} 4\pi\varepsilon_0 \gamma m^2 \frac{\lambda}{\Lambda} = -\frac{3 Q_\pm^2}{a^2\pi^4 q_\pm^2}\cdot\frac{\lambda}{\Lambda}$. Hierin ist $E_g = -h\frac{\omega}{\Lambda}$ und $E_e = h\frac{c}{\lambda}$, was eingesetzt unter Berücksichtigung von $\frac{v}{s} = \frac{\omega}{c}$ die Beziehung $Q_\pm^2 = q_\pm^2 \left(\frac{a\pi^2}{\sqrt{2}}\cdot\frac{\omega}{c}\right)^2$ oder für die gesamte Attraktionsladung der beladenen Korpuskeln $Q_\pm = q_\pm\frac{a\pi^2}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}$ liefert. Für die Attraktionsenergie dieses $Q_\pm$-Feldes folgt dann $E = \frac{Q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, wenn zur Kürzung $\sqrt{\alpha} = \frac{a\pi^2}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}$ verwendet wird. Bilden beide Korpuskeln ein stationäres dynamisches System, so bewegen sie sich mit der Geschwindigkeit $\bar{v}$ im Abstand s auf Kreisbahnen umeinander, was mit $\beta = \frac{v}{c}$ die bezüglich $\hat{A}_-$ im R_{-4} invariante Form $E = \frac{mc^2\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ liefert. Setzt man $rx = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}$, dann folgt im Vergleich $\beta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$. Als Wirkungsgröße w dieser Bewegung gilt, ebenfalls in invarianter Form, $w = \oint \frac{mc\beta\, d\sigma}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc\oint \beta\, d\sigma_0 = 2\pi mc\int_0^s \beta\, dr$, weil $d\sigma = d\sigma_0\sqrt{1-\beta^2}$ und $d\sigma_0 = 2\pi\, dr$ ist. Für die Wirkung gilt aber die Quantisierung $w = Nh$, was mit $dr = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}\cdot d\left(\frac{1}{x}\right)$ und $\beta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ ~~$\cdot x\left(\frac{1}{x}\right)$ und β~~ eingesetzt $Nh = \frac{1}{2}\alpha q_\pm^2 R_- \int_0^s \cdot$

$\cdot\frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\cdot d\left(\frac{1}{x}\right)$ liefert, weil $R_- = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{1}{c\varepsilon_0}$ ist. Zur Ausführung des Integrals wird $x \cdot \sin y = 1$ als Transformation verwendet und das ergibt $\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-} = \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\, d\left(\frac{1}{x}\right) = y(s) - y(0) = \arcsin \cdot \frac{1}{x(s)} - \nu\pi$ oder $\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-} = \arccos\frac{1}{x(s)} - \frac{\pi}{2}(2\nu+1)$. Nach den Additionstheoremen ist aber immer $\sin(y + \nu\pi) = \pm\sin y$ und $\cos\left(y + \frac{\pi}{2}(2\nu+1)\right) = -\sin y$, so daß die Zweideutigkeit zu $s = \pm\frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}\cdot\sin\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-}$ wird. Dieser Wert muß nunmehr in das Massenspektrum eingesetzt werden, was $4p^2 = \frac{\gamma^2 m^4}{4c^2h^2} + s^2\frac{\gamma^2}{h^4}\cdot m^6 = m^4\frac{\gamma^2}{4c^2h^2}\left(1 + \left(\frac{\alpha q_\pm^2}{2\pi\varepsilon_0 c h}\right)^2\cdot\sin^2\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-}\right) = \frac{m^4}{4\mu^4}\left(1 + \left(\frac{\alpha q_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2\sin^2\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-}\right)$ ergibt. Nach der Empirik des elektromagnetischen Feldes erscheinen alle elektrischen Ladungen $q_\pm$ als ganzzahlige Vielfache $q\varepsilon_\pm = q_\pm \gtrless 0$ einer Elementarladung $\varepsilon_\pm$. Zwar ist empirisch nach B $\underline{\text{III}}$ nicht völlig evident ob die Elektronenladung $\varepsilon_\pm$ wirklich elementaren Charakter trägt, doch kann an der Existenz einer Elementarladung unabhängig davon nicht gezweifelt werden. Kennzeichnet $\varepsilon_\pm$ diese auf jeden Fall noch unbekannte Elementarladung, dann kann mit der ganzzahligen Ladungsquantenzahl q jede elektrische Ladung durch $q_\pm = q\cdot\varepsilon_\pm$ dargestellt werden, was zu $\frac{16\mu^4 p^2}{m^4} = 1 + q^4\left(\frac{\alpha\varepsilon_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2\cdot\sin^2\frac{2Nh}{\alpha q^2\varepsilon_\pm^2 R_-}$ führt.

In dieser Beziehung muß der Limes als Extremum auftreten, weil $\varepsilon_\pm$ als Elementarladung definitionsgemäß die kleinstmögliche Ladung überhaupt sein soll. Es gibt aber nur zwei Arten derartiger Extrema, nämlich $\sin \mu = 0$ oder periodisch $\sin \mu = \pm 1$. Im Falle $\sin \frac{N}{q^2} \cdot \frac{2h}{\alpha \varepsilon_\pm^2 R_-} = 0$ würde sich unabhängig von $q > 0$ oder $\overline{q} = 0$ das Spektrum der Neutrokorpuskeln ergeben, so dass nur $\sin \frac{N}{q^2} \frac{2h}{\alpha \varepsilon_\pm^2 R_-} = \pm 1$ oder $\frac{N}{q^2} \frac{2h}{\alpha \varepsilon_\pm^2 R_-} = \pm \frac{\pi}{2}(2\nu+1)$ mit ganzzahligem ν in Betracht kommt. Hierin wird immer die Substitution $N = q^2(2\nu+1)$ im Sinne einer Normierung möglich, weil $\varepsilon_\pm$ als Elementarladung nur von Naturkonstanten, nicht aber von Quantenzahlen abhängen kann. Schließlich muß noch $\varepsilon_\pm^2 > 0$ gefordert werden, weil $\varepsilon_\pm$ nur eine reelle physikalische Größe sein kann, so daß der negative Zweig entfällt. Substituieren von $\alpha = a^2 \frac{4}{9} \pi^4 \frac{w^2}{c^2} = a^2 \frac{4}{9} \pi^4$ in die eindeutige Beziehung $\frac{\pi}{2} \varepsilon_\pm^2 = \frac{2h}{\alpha R_-}$ liefert dann für die Elementarladung $a^2 \varepsilon_\pm^2 = \frac{9}{4\pi^5} \frac{h}{R_-} = \frac{18}{\pi^4} \frac{\hbar}{R_-}$ oder $\varepsilon_\pm = \pm \frac{3}{a\pi^2} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\hbar}{R_-}}$. Einsetzen der Naturkonstanten $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ [Watt sec²] und $R_- = 377$ [Ω] ergibt für den theoretischen Wert $\varepsilon_\pm = \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19}$ [Amp sec]. Anmerkung siehe Seite 287 ~~Hieraus folgt, daß die gemessene Elektronenladung tatsächlich als elektrische Elementarladung anzusprechen ist, denn $\varepsilon_\pm$ liegt um ca + 1/8 % höher als die gemessene~~

~~Elektronenladung von 1,602·10⁻¹⁹ Amp sec.~~ Die Abweichung von + 1/8 % geht dabei auf den Sachverhalt zurück, daß empirisch die renormierte Ladung gemessen wird, während der theoretische Wert $\varepsilon_\pm$ die unrenormierte, etwas höher liegende Ladungsverteilung angibt.

Mit $\varepsilon_\pm$ kann im Massenspektrum immer dann, wenn mit $\alpha = a^2 \frac{4}{9} \pi^4$ und der Normierung $N = q^2(2\nu+1)$ substituiert werden. Da immer $\sin^2 \frac{\pi}{2} = 1$ ist, folgt $\frac{16 \mu^4 f^2}{m^4} = 1 + q^4 \frac{4}{\pi^4}$ und dies liefert das Massenspektrum $m = \pm 2\pi \mu \sqrt{f} (\pi^4 + 4q^4)^{-1/4}$ mit $\mu = \frac{\sqrt{ch}}{\gamma}$. Für alle Ladungsquantenzahlen $q > 0$ weicht m vom Spektrum der Neutrokorpuskeln ab, doch wird $m = \pm 2\mu\sqrt{f}$ vom Spektrum der Neutrokorpuskeln, wenn die Ladungsquantenzahl $q = 0$ wird. m gibt die Masse des aus beiden Komponenten bestehenden dynamischen Systems an, so daß für die Masse einer geladenen Korpuskel $\underline{m} = \frac{1}{2} m = \pm \pi \mu \sqrt{f} (\pi^4 + 4q^4)^{-1/4}$ zu setzen ist. Zu jeder geladenen Korpuskel gehört also eine entgegengesetzt geladene Antikorpuskel. Es zeigt sich, daß für $q = 0$ auch $\underline{m}_{(0)} = \pm \mu \sqrt{f}$ zu einer Neutrokorpus~~kel~~ gehört, vorausgesetzt, daß die Ambivalenz zwischen Korpuskeln und Antikorpuskeln auch auf das Spektrum der Neutrokorpuskeln übertragen werden muß, so daß im Spektrum der Gl. 125 immer nur die Masse eines aus der neutralen Korpuskel und ihrer Antikorpuskel bestehenden dynamischen Systems beschrieben wird. Diese Ambivalenz der Antistrukturen werde durch $m_{(\pm)}$ gekennzeichnet. Dann beschreibt das Spektrum $m_{(\pm)} = \pm \pi \mu \sqrt{f} \, (\pi^4 + 4 q^4)^{-1/4}$ eine allgemeine Spektralfunktion, welche die Spektren der neutralen und geladenen Korpuskeln, sowie ihre entsprechenden Antistrukturen impliziert. Es zeigt sich, daß $m_{(\pm)}$ ein doppeltes Vorzeichen trägt, d.h., es ist $m_{(\pm)} > 0$ und $m_{(\pm)} < 0$ möglich. Alle komplexen Kondensationen sind durch ihre Fortsetzung in die transfiniten Bereiche der Welt, also durch die Ankoppelung transfiniter Selbstkondensationen an die räumlichen bzw. raumzeitlichen Strukturen gekennzeichnet, die aber als Projektion auf den R_3 immer als angekoppelte Gravitationsfelder erscheinen müssen. Diese gravitativen Strukturen setzen aber im reellen R_3 eine Grenze $\varrho = \frac{\hbar^2}{\gamma m^3_{(\pm)}}$, die wegen ihrer Realität $\varrho > 0$ bleiben muß. Da $\varrho \sim m^{-3}_{(\pm)}$ ist, würde $m_{(\pm)} < 0$ zu $\varrho < 0$ führen, was einen Widerspruch zur Realität einer Distanz im R_3 bildet. Aus diesem Grunde kommt nur der positive Zweig $m_{(\pm)} > 0$ in Betracht; denn hier bleibt $\varrho > 0$. Es gibt also grundsätzlich keine negativen Massen, was auch für das Spektralsystem der Antimaterie gilt. Das einheitliche Massenspektrum aller neutralen und elektrisch geladenen Korpuskeln zusammen mit dem System der entsprechenden Antikorpuskeln wird beschrieben durch

$$m_{(\pm)}(n, q) = \frac{\pi \mu}{\sqrt{2n-1}} \sqrt[4]{\frac{2n}{\pi^4 + 4q^4}},$$

$$\mu = \sqrt{\frac{c\hbar}{\gamma}} \quad a^2 \varepsilon_{\pm}(a) = \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{2}\,\frac{\hbar}{r_-}, \quad \varepsilon_{\pm}(\sqrt{2}) \approx e_{\pm} \ldots 126.$$

Die Spektralfunktion ist also abhängig von zwei Systemen ganzer Quantenzahlen, nämlich der Massenquantenzahl n und der Ladungsquantenzahl q. Für $q = 0$ wird die Korpuskel neutral, doch liegt immer eine geladene Korpuskel für $q > 0$ vor. Ist n ein Festwert, dann folgt $m_{(\pm)}(n)$ als Neutrokorpuskel für $q = 0$ und $m_{(\pm)}(n q)$ für beliebige Werte $q > 0$. Da immer $\pi^4 + 4q^4 > \pi^4$ bleibt, wenn $q > 0$ ist, also $m_{(\pm)}(n) > m_{(\pm)}(n q)$. Zu jeder Massenquantenzahl n gehört demnach ein System elektrisch geladener Korpuskeln und eine Neutrokorpuskel, doch liegt die Masse der Neutrokorpuskel grundsätzlich höher als die Masse der zur gleichen Massenquantenzahl gehörenden geladenen Komponenten. Es können auch alle zur Kondensation kommenden semantischen Architektureinheiten zeitlich veränderlich sein, was wiederum in völliger Analogie zu Gl. 125 b zu zeitlich veränderlichen Quantenzahlen führt. Gleichung 126 wäre also zu ergänzen durch

$m_{(\pm)}(n) \to m_{(\pm)}(n,q)$,

$n = n(t)$, $q = q(t)$ . . . . 126 a

Nach dieser Ergänzung der Gl. 126 wird eine Untersuchung ihres Gültigkeitsbereichs notwendig. Die Spektralfunktion wurde aus dem Eigenwertspektrum der Partiallösung des Hermetrieproblems im zweiten Approximationsbereich hergeleitet, für welchen $\Lambda \le 1$ in Gl. 118 ist. Das Eigenwertspektrum dieser Partiallösung ist aber nach Gl. 118 im ganzen metronischen Bereich gültig, d. h., die exakt metronische Fassung 118 liefert die gleiche Eigenwertbedingung wie ψ_{kl} im zweiten Approximationsbereich. Dieser Sachverhalt sagt aber aus, daß die Spektralfunktion Gl. 126 mit ihrer Ergänzung Gl. 126a trotz ihrer Herleitung aus der ersten Approximation auch im Bereich einzelner Metronen, also niedriger Metronenziffern exakte Gültigkeit hat.

Es bleibt noch übrig, zu untersuchen, bis auf welche Fehlerabweichung das empirische System von Elementarkorpuskeln aus B III 7 in die Spektralfunktion 126 paßt. Das Massenmaximum liegt für alle $q \ge 0$ stets bei $n = 1$, während für $n = 0$ kein Massenterm entsteht. Mit wachsender Massenquantenzahl n nimmt $m_{(\pm)}$ ab, und zwar bei hinreichend hohen n-Werten $n \gg 1$ nahezu im Sinne einer asymptotischen Hyperbel, wenn $\sqrt[4]{2n}$ als Argument verwendet wird, weil für $n \gg 1$ immer $\sqrt[4]{2n} \cdot (2n-1)^{-1/2} \approx (2n)^{-1/4}$ in sehr guter Näherung gilt. Wird eine empirische Masse einer Elementarkorpuskel in 126 eingesetzt, dann kann für diese empirische Masse immer der ungefähre n-Wert eliminiert werden. Selbst für die schwersten empirischen Elementarkorpuskeln, nämlich die Ξ-Hyperonen ist $n \gg 1$ aber so gut erfüllt, daß $\sqrt[4]{2n}\,(2n-1)^{-1/2} \approx (2n)^{-1/4}$ praktisch exakt gilt. Ist $M = m_{(\pm)}(y,q) = \alpha\mu\,(2y)^{-1/4}$ mit $\alpha^{-4} = 1 + 4(q/\pi)^4$ eine solche empirische Korpuskelmasse, dann folgt $y = 1/2\,(\alpha\mu/M)^4 = n \pm \varkappa$, wenn n ganzzahlig und $0 \le \varkappa \le 1$ im geschlossenen Intervalle echter Brüche liegt. Für die Fehlerabweichung zwischen M und dem nächstgelegenen Term $m_{(\pm)}(n,q)$ im empirischen Bereich $n \gg 1$ von 126 folgt dann $\Delta M = m_{(\pm)}(n,q) - M = \alpha\mu\left((2n)^{-1/4} - (2y)^{-1/4}\right) = M\left(\sqrt[4]{y/n} - 1\right) = M\left(\sqrt[4]{1 \pm \varkappa/n} - 1\right) \approx \pm 1/4\, M\varkappa/n$, weil wegen $n \gg 1$ erst recht $n \gg \varkappa$ ist und daher $\varkappa/n$ immer in höheren als ersten Potenzen vernachlässigt werden kann. Auch gilt stets $n \approx n \pm \varkappa = y = 1/2\,(\alpha\mu/M)^4$, so daß sich $2\Delta M = \pm M^5 \cdot \mu^{-4} \cdot (1 + 4(q/\pi)^4) \cdot \varkappa$ für die Fehlerabweichung ergibt. Ist m_e die Elektronenmasse, dann folgt für den Fehler zwischen empirischer Korpuskularmasse $M = N \cdot m_e$ nach B $\underline{III}$ 7 und dem entsprechenden Massenterm einer komplexen Kondensation nach 126 die Beziehung $P = 10^3 \frac{\Delta M}{m_e}$ in Promille der Elektronenmasse. Explizit folgt für diese Fehlerabweichung

$$P \leqq 500\, N^5 \left(\frac{m_e}{\mu}\right)^4 \cdot \left(1 + 4\left(q/\pi\right)^4\right) \cdot x,$$

$$0 \leqq x \leqq 1,\quad M = N m_e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 126\ b,$$

woraus hervorgeht, daß selbst für Ξ-Hyperonen die Fehlerabweichung im Fall des Fehlermaximums $x = 1$ unter jeder Meßbarkeitsgrenze liegt. Für leichtere Elementarkorpuskeln nimmt dieser Fehler in 5. Potenz ab, so daß festgestellt werden kann, daß sich die Lösung ~~de~~ 126 der Weltgleichung 115 exakt mit dem empirischen System der Elementarkorpuskeln aus B $\underline{III}$ 7 i.B. auf Masse und Ladung deckt. Auch für empirisch noch nicht aufgefundene Elementarkorpuskeln gilt 126 b, solange $n \geqq 1$ bleibt. Dies bedeutet aber, daß 126 auch alle noch nicht aufgefundenen Elementarkorpuskeln erfassen muß.

Die in 126 a angeführte Zeitabhängigkeit der Quantenzahlen $n(t)$ und $q(t)$ bringt lediglich den empirischen Sachverhalt aus B $\underline{III}$ zum Ausdruck, wonach im allgemeinen die Elementarkorpuskeln durch radioaktive Zerfallsprozesse ineinander transmutieren. Eine derartige Transmutation wiederum ist mit der Transmutation von Photonenfeldern (über Gravitonensysteme im Sinne der negativen und positiven Raumschlüsse) verbunden. Auch besteht empirisch ein reversibler Zusammenhang zwischen hinreichend kurzwelligen Photonen und Korpuskelpaaren, von denen immer die eine Komponente die entsprechende Antikorpuskel ist. Aus diesem empirischen Sachverhalt geht unmittelbar hervor, daß die vier Arten diskreter Kondensationsstufen der $\pm$ realen Hermetrieformen $h_{\pm}$ ineinander transmutierbar sind. Diese Transmutierbarkeit ist aber nur dann möglich, wenn jede diskrete Kondensationsstufe über einen internen Bau verfügt, der eindeutig nur als interne Korrelation von Substrukturen verstanden werden kann. Die fünf möglichen Hermetrieformen $h(4)$ (ohne Kondensationsstufen) oder imaginären Kondensationen $h_-(34)$ und $h_-(234)$ bzw. die komplexen Kondensationen $h_+(134)$ und $h_+(1234)$ können keinen direkten Aufschluß über solche korrelierenden Substrukturen geben. Es kann jedoch versucht werden durch eine Fortführung der Analyse aller dieser Hermetrieformen beschrieben durch 119, 122, 123 und 126 als Lösungen der Weltgleichungen 115 auf indirektem

Wege zur Beschreibung dieser Korrelationen und der Substrukturen zu gelangen.

Während die Ladungszahl q Aufschluß über die elektrische oder neutrale Struktur liefert, beschreibt die Massenquantenzahl n die Zahl metronischer Kondensationen. Aus $\varrho = \frac{2n+1}{2n-1} \cdot r$, wegen $n_\varrho = n$ und $n_r = n - \mu$ sowie der Ansetzung $\mu = 1$ folgt, daß in jedem Fall ε und η, also die transfiniten Strukturen* mit n anwachsen, daß aber umgekehrt mit diesem Wachstum m abnimmt. Ist $n_1 > n_2$, dann sind die wenigen Kondensationen n_2 metronisch wesentlich dichter und m_2 wesentlich größer als die vielen, aber flachen Kondensationen n_1. Die höchste metronische Dichte liegt im 126 offensichtlich bei der Neutrokorpuskel $q = 0$ mit $n = 1$, der demnach auch das Massenmaximum $m_{max} = \mu \cdot \sqrt[4]{2}$ mit $\mu = \sqrt{c\hbar/\gamma}$ zukommt. Wird $2 w c^2 \cdot \tau = \gamma \hbar$ mit $3 w = 4 c$ berücksichtigt, dann folgt für dieses Maximum des Spektrums $\gamma m_{max} = 2 \cdot \sqrt[4]{8} \cdot c^2 \cdot \sqrt{\tau/3}$. Auch diese maximale Neutrokorpuskel muß nach dem Quantendualismus gemäß $c \lambda_{min} \cdot m_{max} = h$ mit einer Wellenlänge und zwar einer Minimalwellenlänge λ_{min} verknüpft sein, für welche sich die Darstellung $\lambda_{min} = 2 \cdot \sqrt[4]{2} \cdot \sqrt{\tau/3}$ ergibt. Diese kleinstmögliche durch eine Kondensation bestimmte Wellenlänge im R_3 entspricht aber den Abmessungen eines Metrons, so daß

die maximale Neutrokorpuskel hinsichtlich ihres Definitionsbereiches i. B. auf die semantischen Architektureinheiten nicht eindeutig festliegt. Gleiches gilt auch für die mit $n = 1$ maximalen geladenen Korpuskeln $q = 1$, weil der Ladungsfaktor $(1 + 4 (q/\pi)^4)^{1/4}$ nur eine Änderung von λ_{min} um ca 1 % ausmacht. Diese Mehrdeutigkeit der Maximalkorpuskeln $n = 1$ bedeutet aber, daß die Maximalkorpuskeln, welche im R_4 manifest sind, in einen R_3 - Pararaum des transfiniten Bereiches überwechseln können und somit einen latenten Term h_- (34) bilden, was einem direkten negativen Raumschluß entspricht. Umgekehrt müßte ein transfiniter Term mit λ_{min} zu einem positiven Raumschluß fähig sein und im R_4 als m_{max} manifest werden. Da $q > 0$ immer eine Raumzeitkondensation bedeutet, aber die Zeitdimension nach 85 und 85 b in den ~~R~~ transfiniten R_3 - Pararäumen in gleicher Weise zählt, wie in der Sinnenwelt, müssen die Maximalkondensationen für $q > 0$ jedoch von diesem direkten Raumschluß ausgeschlossen werden. Wenn also das Maximalniveau $n = 1$ der Spektralfunktion aller Neutrokorpuskeln $q = 0$ im R_3 realisiert ist, dann besteht immer die Möglichkeit, daß dieses zentrale Maximalniveau aus dem R_3 in einen transfiniten Pararaum (über ein Gravitonensystem im negativen Raumschluß) übersetzt und zum latenten Termschluß wird und umgekehrt. Die dem Maximalniveau zugehörende Wellenlänge λ_{min} wiederum definiert einen $h\nu$-Betrag ε, welcher sich zu $\varepsilon = m_{max}\cdot c^2$ also zu $\varepsilon = 2\cdot\sqrt[4]{8}\cdot c^4\cdot\sqrt{\gamma/3}$ ergibt. Hierbei handelt es sich offenbar um die Kondensenergie, welche im Sinne h_+ (134) zur Kondensation kommen muß, damit m_{max} einen latenten transfiniten Term durch einen negativen Raumschluß aufbauen kann. Wenn also Energie E_T (manifest im R_4) nicht im Sinne einer Photonenemission, oder -Absorption umgesetzt, sondern latente Terme h_- (34) in transfiniten Pararäumen aufbauen soll, dann muß $E_T = N\cdot\varepsilon$ ein ganzzahliges Vielfaches N dieser Kondensationsenergie ε sein. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$m_{max} = \mu\cdot\sqrt[4]{2}\,,\quad \lambda_{min} = 2\cdot\sqrt[4]{2}\cdot\sqrt{\gamma/3}\,,$$
$$\text{zu}\ \varepsilon = 2\cdot\sqrt[4]{8}\cdot c^4\cdot\sqrt{\gamma/3}\,,\quad E_T = N\cdot\varepsilon \quad \ldots\ldots\ 127.$$

Einsetzen der Naturkonstanten liefert ~~λ~~ $m_{max}\approx 6{,}45\cdot 10^{-8}$ [Kg], sowie $\lambda_{min}\approx 3{,}3\cdot10^{-35}$ [m] und $\varepsilon\approx 1{,}62$ [MWh]. Wenn also beispielsweise in stellaren Strukturen als Folge extremer energetischer Bedingungen Kondensationen ε entstehen, dann kann $E_T = N\varepsilon$ transfinit werden, d.h., bezogen auf eine bestimmte

Zeit kann diese Energie als Strahlung dem Kontinuum – wegen des latenten Charakters von E_T – entzogen werden. Der entspr. positive Raumschluß würde die ε-Terme wieder in den R_3 zurückprojizieren, was ~~sich~~ jedoch statistisch im ganzen R_3 erscheinen muß. Die Maximalniveaus der Neutrokorpuskeln würden dann stationär im R_3 bleiben, wenn diese Maximalniveaus im leeren R_3 ohne die extremen energetischen Stellarbedingungen nicht existent sind und durch einen radioaktiven Zerfallsprozeß im Niveau $n > 1$ so lange zerfallen, bis ein zeitlich stationäres Niveau $n_p = \text{const}$ erreicht ist. Der nächste Massenterm unter dem Hyperonenspektrum mit größter Halbwertzeit ist aber das Neutron, welches gemäß $n^1_0 \xrightarrow[20']{\beta_-} p$ empirisch nach einer Halbwertzeit von ungefähr 20 Minuten unter kontinuierlicher β_--Emission in das stabile Proton mit der Massenquantenzahl $n_p = \text{const}\,(t)$ radioaktiv zerfällt. Der positive ε-Raumschluß muß also in einer statistischen über den ganzen R_3 isotrop verteilten p-Strahlung erscheinen. Hieraus folgt, daß sich die Energiebilanz eines stellaren Objektes additiv aus der photonischen Emission und einem bedeutenden Anteil zusammensetzt, wenn die durch infrastellare Vorgänge ein E-Prozess nach 122 gegeben ist. In diesem Fall ~~muß~~ könnte in einer geeigneten Entwicklungsphase der E-Prozeß wieder aussteigen, was eine spontane Senkung der photonischen Energie und damit des Strahlungsdruckes mit anschließendem gravitativen Zusammenbruch des stellaren Objektes bedingt. Dieser Zusammenbruch wiederum verursacht eine starke Verdichtung der Sternmaterie, welche adiabatisch mit entsprechender Temperatursteigerung verläuft, wenn durch die Verdichtung der spontane E-Prozess unterbrochen wird. Die Temperatursteigerung bei gleichzeitiger Senkung des E-Prozesses muß die spontane Sternexplosion zur Folge haben. Auch muß als Konsequenz des positiven Raumschlusses die p-Strahlung isotrop im ganzen R_3 auftreten. Tatsächlich beobachtet werden Nova- und Supernovaausbrüche stellarer Objekte, sowie eine statistische p-Strahlung als hochenergetische Primärkomponente der Höhenstrahlung, welche sich über den beobachtbaren R_3 isotrop verteilt. Nach diesen empirischen Beobachtungen erscheint unter infrastellaren Bedingungen Energiekondensation und Raumschluß

wahrscheinlich, doch können über derartige Prozesse nur dann konkrete Aussagen gemacht werden, wenn die korrelativen internen Substrukturen der diskreten Kondensationsstufen $k_\pm$ bekannt sind.

Nach dem Vorangegangenen kann ein Energiequant immer dann unmittelbar transfinit werden, wenn es eine kritische Mindestenergie enthält. Beim anschließenden Raumschluß entstehen im allgemeinen über ein Gravitonensystem Emissionsphotonen, doch kann auch eine Neutrokorpuskel maximaler Masse bei diesem Raumschluß im R_3 entstehen, wenn der kritische Energiebetrag zum Durchbruch kommt. Für diese Masse folgt aus der Spektralfunktion $m_{(\pm)}^{(1)} = \sqrt{\sqrt{2}\frac{\hbar c}{\gamma}}$ wegen $n_1 = 1$, doch kann diese Korpuskel nicht stabil sein. Bei t_1 kommt es zum Zerfall $m_{(\pm)}^{(1)} \to m_{(\pm)}^{(2)} < m_{(\pm)}^{(1)}$ mit $n_1 \to n_2 > n_1$, was längs des Intervalls $t_2 - t_1$ der Halbwertzeit von n_2 stabil bleibt, um dann $n_2 \to n_3$ zu erreichen. Auf diese Weise kommt es dann zu einer Zerfallsreihe $(m_{(\pm)}^{(k)} \to m_{(\pm)}^{(k+1)}) \equiv (n_k \to n_{k+1})$ mit der Halbwertzeit $t_{k+1} - t_k$ für n_{k+1} mit $1 \leq k \leq N < \infty$, deren Zeitdiagramm wegen $m_{(\pm)}^{(k+1)} = \text{const}$ während $t_{k+1} - t_k$ eine Stufenkurve sein muß, deren horizontale Stufenlänge die jeweilige Halbwertzeit angibt. Da stets $m^{(k)}_{(\pm)} > m^{(k+1)}_{(\pm)}$ ist, liegt ein progressiver Zerfall im Sinne einer Stufendevolution vor, bei welcher alle während bestimmter von Null verschiedener Halbwertzeiten stabilen Elementarkorpuskeln durchlaufen werden. Da die Massenquantenzahl in der Spektralfunktion eine laufende Kettennennziffer ist, kann durchaus $n_{k+1} - n_k \gg 1$ sein, was durch $n(t)$ aus Gl. 126a zum Ausdruck gebracht wird. $n(t)$ muß also als eine zeitliche Auswahlregel der Massenquantenzahlen im Sinne einer diskreten Funktion erscheinen, deren expliziter Verlauf aus den Korrelationen der hypothetischen Substruktur hervorgehen muß. Ganz analog verhält es sich mit der Ladungsquantenzahl q, die wegen des Zerfalls nicht nur von t, sondern auch vom jeweiligen n-Wert abhängen muß. Neben den beiden Systemen von $m_{(\pm)}(n)$ gibt es offensichtlich zu jeder Massenquantenzahl noch ein komplementäres Ladungsspektrum $q \geqq 1$, dessen einzelne Terme ebenfalls in der Zerfallsreihe enthalten sein müssen. Da beim Zerfallsprozess $m^{(k+1)}_{(\pm)} < m^{(k)}_{(\pm)}$ ist, aber der Energieinhalt konstant bleiben muß, kann

der Zerfall nur unter Emission eines Quantensystems der Masse $\varkappa_k$ stattfinden, wobei $m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k$ ist. Auf diese Weise wird also die Zerfallsreihe vollständig beschrieben durch

$$m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)} ,$$

$$n_k \to n_{k+1} > n_k ,$$

$$n_{k+1} - n_k \gg 1 ,$$

$$1 \leqq k \leqq N < \infty ,$$

$$q = q(n,t) , \quad n = n(t) ,$$

$$n_k = \text{const.}(t_k - t_{k-1}) \quad \ldots\ldots\ldots 128 .$$

Zweifellos kann ein Übergang $m_{(\pm)}(n) \to m_{(\pm)}(n,q)$ mit $q > 0$ nicht direkt stattfinden, weil das Ladungsspektrum mit Quantenzahl n koordiniert erscheint. Wenn also zu n ein Komplementärsystem existiert, dann müßte beim Spontanübergang eine vorübergehende Änderung von n eintreten, was aber einen Widerspruch zur Voraussetzung des Komplementärsystems bildet. Die Möglichkeit eines indirekten intermittierenden Überganges ist dagegen gegeben, wenn ein Zustand n' der Neutrokorpuskel $m_{(\pm)}(n') = m'_{(\pm)}$ zwischen $q = 0$ und $q = 1$ liegt. In diesem Fall der Intermission wäre

$m_{(\pm)}(n) \rightarrow m'_{(\pm)}$ wird anschließend $m'_{(\pm)} \rightarrow m_{(\pm)}(n,q)$ zu erwarten, wobei $n' > n$ wieder auf n abfällt, was aber durch $q > 0$ in der Spektralfunktion kompensiert wird. Diese Kompensation beim Intermissionsübergang hat ihre Ursache in der Tatsache, daß bei $m'_{(\pm)} \rightarrow m_{(\pm)}(n,q)$ an die Raumkondensation der Neutrokorpuskel $m'_{(\pm)}$ als Folge des Zerfalls eine Zeitkondensation angekoppelt wird, was zur ~~elek~~ elektrischen Struktur $q > 0$ der Raumzeitkondensation führt. Die Maximalkorpuskel $m^{(1)}_{(\pm)} = \mu\,\sqrt[4]{2}$ muß eine Neutrokorpuskel sein; denn ihr Komplementärspektrum muß im jeweiligen Massenwert um den Faktor $(1+4(\frac{q}{\pi})^4)^{-1/4}$ tiefer liegen. Doch muß eine Intermission zum Komplementärspektrum möglich sein, wodurch die Stufenevolution eingeleitet wird. Da ursprünglich beim $m^{(1)}_{(\pm)}$ unmittelbar nach dem Raumschluß $q = 0$ ist, muß geschlossen werden, daß eine völlige Parität zwischen den Vielfachen von e_+ und e_- herrscht, so daß neben dem Erhaltungsprinzip $m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + x_k$ beim x_k-Prozeß $m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{x_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}$ ein Prinzip der Ladungskonstanz wirksam sein muß, wenn $m^{(k)}_{(\pm)}(n_k)$ neutral, aber $m^{(k+1)}_{(\pm)}$ *

* (n_{k+1}, q_{k+1}) eine q_{k+1}-fache Ladung $e_\pm$ trägt. Wegen der Ladungsparität muß dann auch x_k eine q_x-fache Ladung tragen, derart, daß immer $q_{k+1} e_\pm + q_x e_\mp = 0$ ist, wodurch die Ladungsparität ausgedrückt wird. Die Gl. 128 muß also durch die beiden Erhaltungsprinzipien

$$m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + x_k , \quad q_{k+1} \cdot e_\pm + q_x \cdot e_\mp = 0,$$

$$m^{(k)}_{(\pm)}(n_k) \xrightarrow{x_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}(n_{k+1}, q_{k+1}) \ldots\ldots \qquad 128a$$

ergänzt werden. Da dieser Paritätssatz gilt, würde sich ein Kriterium für die Möglichkeit eines *intermittierenden Überganges ergeben, wenn bekannt wäre, wo die Grenze N des Massenspektrums liegt. Offenbar handelt es sich bei dieser Grenze um diejenige Raumzeitkondensation, welche der Elementarladung die kleinstmögliche Masse m_e zuordnet, die dann allerdings zeitlich stabil bleiben muß, weil ein weiterer ~~Z~~ Zerfall im Widerspruch zu dem elementaren Charakter von m_e stehen würde.

Die Bestimmung der Elementarmasse kann nur auf eine Untersuchung der metronischen Hyperstrukturen zurückgehen, die von komplexen Kondensationen verursacht werden. Zunächst muß die Massenquantenzahl n interpretiert werden. Zu diesem Zweck wird eine empirisch gut bekannte Masse eines Elementarkorpuskel zusammen mit dem q-Wert dieser Korpuskel in die Spektralfunktion eingesetzt und der entsprechende n-Wert eliminiert. Wird nun die Gravitationsgrenze $\varrho = \frac{\hbar^2}{\gamma m^3}$ auf den eliminierten Wert n bezogen, so zeigt sich, daß $\frac{\varrho}{n}$ immer im Bereich metronischer Längen liegt. $\frac{\varrho}{n}$ muß immer als metronische Stärke einer Kugelschale (metronisches Kondensationsniveau) aufgefaßt werden, deren Volumen wiederum ein ganzzahliges Vielfaches der metronischen R_3-Zellen sein muß. Die Metrik dieser Zellen wird dabei von der Ganzzahligkeitsforderung und der sphärischen Natur der symmetrischen, also ungestörten Kondensation bestimmt. Wegen dieser Interpretationsmöglichkeit von n als Metronenziffer kann die ganze metronische Hyperstruktur der Kondensation auf ein einfaches euklidisches Tensorium bezogen werden, weil die Spektralfunktion nur von einer laufenden Metronenziffer abhängt, was aber das Charakteristikum einfacher metronischer Tensorien ist. Die Projektion der Kondensationsniveaus in die euklidische Ebene R_2 des einfachen

Tensoriums liefert dann ein System konzentrischer Kreise, so daß das metronische Theorem $e R \sqrt{\tau} = \varepsilon F n$ aus 6 $\underline{\overline{VI}}$ 4 angewendet werden kann. Für die Metronenziffer wird das Maximum n_N erreicht, wenn $m = m_q^{(\pm)}$ für q die kleinstmögliche Masse des Massenspektrums überhaupt ist. Für dieses Extremum muß dann aber R der absolut größte Radius im R_3 überhaupt sein, denn für alle anderen Terme der Spektralfunktion liegt wegen $m_\pm > m_q^{(\pm)}$ die Realitätsgrenze der Feldstruktur unter diesem Wert. Die gravitativen Niveauflächen aller Terme sind nach $+q e^{-q} \sim (1 - \frac{r}{\varrho})^2$ durch $r = const.$ als sphärische Flächen gekennzeichnet, deren Höhenlinien stets nach einer Projektion in R_2 eine Schar konzentrischer Kreise bilden. In $e R \sqrt{\tau} = \varepsilon F n_N$ ist also $F = \pi s_0^2 = \pi E$ und $\varepsilon = \sqrt{\frac{s_0}{\sqrt{E}}} = \pi^{-1/4}$, wenn $E = s_0^2 = 1[m^2]$ ist. Für diesen sphärischen Fall nimmt das Theorem die Form $e R \sqrt{\tau} = \pi^{3/4} \cdot E\, n_N$ an. Hierin ist $R = 2 \varrho^2 \frac{wc}{\gamma m_q(R)}$, während $M_q \cdot \frac{e}{2} \cdot (m_q + \mu_q) \approx \frac{\varepsilon}{2} m_q$ ist; denn, da m_q die untere Schranke des Massenspektrums ist, gilt $|\mu_q| \ll m_q$ stärker als für jeden anderen Term. Auch $\varrho = \frac{\hbar^2}{\gamma m_q^3}$ erreicht wegen dieses Massenminimums die bestmögliche Approximation. Einsetzen liefert also $E n_N = e \pi^{-3/4} R \sqrt{\tau} =$

$= \varepsilon\pi^{-3/4}\frac{2wc}{\gamma M_q}g^2\sqrt{\tau} = 4\pi^{-3/4}\frac{wc}{\gamma m_q}g^2\sqrt{\tau} = \frac{16}{3}\pi^{-3/4}\frac{h^2}{\gamma^2}\frac{\mu^4}{m_q^7}\sqrt{\tau}$. Mit ε die Zahl aller Metronen in E, darum ist $\varepsilon\tau = E$ und dies bedingt $2n_N = \frac{32}{3}\pi^{-3/4}\frac{h^2}{\gamma^2\varepsilon\sqrt{\tau}}\frac{\mu^4}{m_q^7}$. Wird im Massenspektrum mit Kürzung $1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4 = \alpha_q$ gesetzt, dann folgt nach einer Potenzierung unmittelbar $\alpha_q\left(\frac{m_q}{\mu}\right)^4 = \frac{2n_N}{(2n_N-1)^2} \approx \frac{1}{2n_N}$, also $2n_N \approx 1/\alpha_q\left(\frac{\mu}{m_q}\right)^4$, wenn ebenfalls mit Kürzung $m_q^{(\pm)} = m_q$ verwendet wird. Diese Approximation ist zulässig, weil $n_N \gg 1$ über jeder anderen Quantenzahl der Spektralfunktion liegt. Der Vergleich liefert also $m_q^3 \approx \frac{32}{3}\pi^{-3/4}\frac{h^2\alpha_q}{\gamma\varepsilon\sqrt{\tau}} = 4\pi^{-3/4}\frac{\alpha_q}{\varepsilon}\frac{h^3}{c^3}\cdot\tau^{-3/2} = \left(\frac{h}{\beta c}\right)^3\frac{4\alpha_q}{\varepsilon}$, wenn abermals mit Kürzung $\beta = \sqrt{\tau}\sqrt{\pi}$ Anwendung findet. Damit ist aber gemäß

$$m_q^{(\pm)} \approx \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4\frac{\alpha_q}{\varepsilon}}, \quad \beta = \sqrt{\tau}\sqrt{\pi}, \quad \varepsilon\tau = E,$$
$$\alpha_q = 1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 129$$

für die einzelnen Ladungszahlen das Massenminimum gegeben. Für die kleinstmögliche Masse, welche eine elektrische Ladung trägt, ist offensichtlich $q = 1$ zu setzen; denn für $q > 1$ würde m_q anwachsen. Zu $m_e^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4\frac{\alpha_1}{\varepsilon}}$ muß es aber noch ein neutrales Komplement $m_{(e)0}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)}\sqrt[4]{\alpha_1}$ geben, doch liegt die absolut kleinste ponderable Masse bei $q = 0$; denn hier ist $\alpha_q = 1$ und dies wiederum bedeutet $m_0^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4/\varepsilon} < m_e^{(\pm)} < m_{(e)0}^{(\pm)}$. Auf diese Minimalmasse können also die beiden anderen Elementarmassen bezogen werden, was zu

$$m_0^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4/\varepsilon}, \quad m_e^{(\pm)} = m_0^{(\pm)}\left(1+\left(\frac{2}{\pi^2}\right)^2\right)^{1/3},$$
$$m_{(e)0}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)}\left(1+\left(\frac{2}{\pi^2}\right)^2\right)^{1/4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 129a$$

führt.

Einsetzen der Naturkonstanten $h = 6{,}624\cdot10^{-34}$ [Wattsek²] und $\gamma = 6{,}674\cdot10^{-11}\cdot[m^3\,kg^{-1}\,sek^{-2}]$, also $\tau = 6{,}1475\cdot10^{-70}\,[m^2]$, liefert dann die Massenwerte $m_0^{(\pm)} \approx 9{,}03\cdot10^{-31}$ [kg], sowie $m_e^{(\pm)} \approx 9{,}147\cdot10^{-31}$ [kg] und $m_{(e)0}^{(\pm)} \approx 9{,}26\cdot10^{-31}$ [kg] für die untere Schranke des Termschemas der Spektralfunktion. Der Wert $m_e^{(\pm)}$ liegt aber nur um 0,44 % über dem oszillographisch gemessenen Wert der Elektronenmasse, so daß die Elektronen und Positronen als Antielektronen tatsächlich als Minimalmassen für $e_\pm$ angesprochen werden müssen, die noch imstande sind eine Elementarladung $e_\pm$ zu tragen. Wenn also bei einem Intermissionsprozeß eine intermittierende Neutrokorpuskel in das mit $e_\pm$ einfach geladene Komplement als erstes Glied des jeweiligen Komplementätspektrums übergeht, dann kann es sich dabei nur um einen β-Prozeß handeln, bei welchem mindestens ein Elektron als β-Quant emittiert wird. Hieraus kann nur die Bedingung einer Intermission zum ersten Glied des Komplementärspektrums abgelesen werden. Zunächst folgt, daß jede Neutrokorpuskel $m_{(\pm)}(n) = \frac{\mu'\sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} = m_o$ gilt, aber das Ladungskomplement $m_{(\pm)}(n,q) = m = \pi m_o \cdot (\pi^4 + 4q^4)^{-1/4} < m_o$ ist, daß das Verhältnis der komplementären Massen durch

$$\frac{m_o}{m} = \sqrt[4]{1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 130$$

beschrieben wird. Dies bedeutet aber, daß für das erste Glied des Komplementärspektrums, nämlich $q = 1$, immer $m_o \approx 1,01 \cdot m$ gilt, d.h. die Neutrokorpuskel liegt stets um ca 1% höher als die Masse des einfach geladenen Komplements. Auch mit elementarer Masse des Elektrons muß es demnach auch ein ambivalentes Neutroelektron $m^{(\pm)}_{(e)o}$ geben, welches eine um 1% höhere Masse als das Elektron hat und als Neutrino bzw. Antineutrino interpretiert werden kann. Neben diesem Neutrino als Neutroelektron muß es aber nach Gl. 129a noch das in der Masse tiefere Neutrino $m_o^{(\pm)}$ mit dem entsprechenden Antineutrino als absolute untere Grenze des Massenspektrums geben. Es sind also zwei verschiedene Neutrinoarten zu erwarten, zu deren Unterscheidung $m^{(\pm)}_{(e)o} = m_b^{(\pm)}$ als Baryneutrino und m_o als Leptoneutrino bezeichnet werden soll. Wenn es nun zu einem Intermissionsprozess im Sinne eines β-Zerfalls kommt, dann

muß auf jeden Fall der Übergang $m_o \to m_o'$ mit $m_o > m_o' > m$ vorauszusetzen und $m_o' \xrightarrow{\beta} m$ ~~aus~~anschließen, woraus hervorgeht, daß auf jeden Fall $m_o' - m > m_e^{(\pm)}$ sein muß, weil immer ein β-Quant als Elektron emittiert wird. Da außerdem $m_o > m_o'$ ist, muß erst recht $m_o - m > m_e^{(\pm)}$ sein und hieraus kann die Bedingung zur Intermission abgeleitet werden. Bei derartigen Prozessen ist immer $q = 1$, so daß stets $m \approx \frac{m_o}{1,01}$, also $m_e^{(\pm)} < m_o\left(1 - \frac{1}{1,01}\right) = \frac{m_o}{101}$ wird und dies liefert die Bedingung

$$m_o > 101\, m_e^{(\pm)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 130a$$

für den Intermissionsprozess. Die Neutrokorpuskel muß also immer in ihrer Masse höher liegen als 101 Elektronenmassen, wenn es zu einem komplementären β-Prozeß kommen soll, wobei Gl. 130a nur als eine grobe vorläufige Näherung aufzufassen ist. Trotz dieses Näherungscharakters geht aus der Bedingung unmittelbar hervor, daß es im Rahmen der intermittierenden Stufendevolution keinen Uebergang vom Barineutrino bzw. Antibarineutrino ($\beta_o^{(\pm)}$) zum Elektron bzw. Positron ($\beta_\pm$) geben kann. Die Nukleonenmassen des Neutrons (n) und des Protons (p) sind empirisch gut bekannt und zwar gilt $m_n \approx 1,6755 \cdot 10^{-27}$ [kg] und

und $m_p \approx 1{,}6723 \cdot 10^{-27}$ [kg], woraus hervorgeht, daß nach Gl. 130 das Neutron in der Masse tiefer liegt, als das vom Proton $q = 1$ neutrale Komplement, welches nach reiner Berechnung der Gl. 130a voll genügt. m_n muß also als eine intermittierende Neutralkorpuskel aufgefaßt werden, die zu einem β-Prozeß fähig sein muß; denn es gilt $m_n - m_p \approx 32 \cdot 10^{-31}$ [kg] $\approx 3{,}55\, m_e^{(\pm)}$, was einen β_--Prozeß ermöglicht, bei welchem eine gleichzeitige Neutrinoemission auftreten kann. Tatsächlich wird der Prozeß $n \xrightarrow{\beta_-} p$ mit einem kontinuierlichen β_--Spektrum unter einer Diskriminante beobachtet, was auf eine simultane Neutrinoemission schließen läßt, während die Restmasse von mindestens $0{,}55\, m_e^{(\pm)}$ als Emissionsphoton der Energie $0{,}55\, m_e^{(\pm)} c^2$, oder als kinetische Energie der β_-- und der β_0-Quanten erscheint. Dieser Sachverhalt deckt sich genau mit dem beobachteten (n, p)-Uebergang, doch kann vorerst noch nicht entschieden werden, ob es zu mit einer, oder zu zwei Neutrinoemissionen kommt und ob im letzten Fall ein Neutrinopaar (Neutrino, Antineutrino) entsteht.

Die vorangegangenen Analysen ergeben die Existenz von 5 Hermetrieformen als Strukturmannigfaltigkeiten von 115, welche offensichtlich die Urphänomene des immateriellen Geschehens umfassend wiedergeben und die entsprechende Empirie aus B III richtig beschreiben. Die erste Hermetrieform $h(4)$ ist als latente Seinspotenz ohne Kondensationsstufen außerhalb der entelechalen R_5-Hyperfläche des R_6 gegeben, doch sind diese Seinspotenzen (119) mit Induktion transfiniter Selbstkondensationen $h_-(34)$ fähig, welche jenseits von Raum und Zeit in irgendeinem Zusammenhang mit der Stabilität und der damit verbundenen Ordnung mikro- und makromarer Weltstrukturen stehen. Liegen diese latenten Terme auf geodätischen Nullinien, dann erscheinen sie über den R_{+4} in den R_3 projiziert als Gravitationswellen, und an andere Kondensationen gekoppelt müssen diese Terme sich im R_3 stets als latente oder manifeste Gravitonensysteme auswirken (122). Kondensiert neben $s(34)$ noch die Zeit, dann erscheinen die Zeitkondensationen $h_-(234)$ über den R_{-4} in den R_3 projiziert nach 123 als Photonenfeld; während die komplexen Kondensationen R_4 nach 126 als ponderable Elementarkorpuskeln erscheinen, deren Spektralfunktion 126 auch für die Substrukturen gilt. Die wechselseitige Bedingung dieser Hermetrieformen und ihre Transmutationen, sowie ihre Korrespondenzfähigkeit zu höheren Strukturen wird zwar durch die Zeitabhängigkeit der Quantenzahlen nach 126a angedeutet, bleibt aber unbekannt. Die Ursache dieser empirischen Phänomene können nur korrelative Systeme interner Substrukturen sein, welche direkt nicht in 115 oder den Hermetrieformen enthalten sind. Es muß jedoch die Möglichkeit bestehen auf indirektem Wege eine diesbezügliche Aussage aus 115 zu erhalten. Zur Auffindung dieses indirekten Weges kann nur versucht werden allgemeine Eigenschaften aller Hermetrieformen zu analysieren und zusammenzustellen und zwar im Hinblick darauf, eine Gl. 115 transformierende Aussage aus den Lösungsmannigfaltigkeiten der Hermetrieformen zu finden, welche einen Einblick in die Substruktur der Kondensationsstufen ermöglicht.

5.) Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung.

Das gemeinsame Kennzeichen aller überhaupt möglichen metrischen Kondensationen ist die Notwendigkeit ihrer äonischen Hermetrie. Da außerdem aufgrund der hermetrischen Weltarchitektur und aufgründen der Definition zugleich auch eine entelechale Hermetrie gegeben ist, kann festgestellt werden, daß jede Kondensation des Raumes, der Zeit, oder des R_4 von transfiniten Selbstkondensationen begleitet wird. Im allgemeinen erscheinen diese Selbstkondensationen als latente transfinite Terme, so daß sich auf diese Weise alle Strukturkondensationen der Somawelt R_4 in den transfiniten Weltbereich fortsetzt. Die quantenhafte Natur aller metrischen Kondensationsstufen geht dabei auf den imaginären Charakter der beiden transfiniten Architektureinheiten zurück, denn wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$ werden die Eigenwerte des Kondensationsvorganges allein durch die imaginären Architektureinheiten der Welt bestimmt. Eine unmittelbare Konsequenz aus diesem Sachverhalt ist im Fall komplexer Kondensationen die Interpretation der äonischen Projektion in den

R_3 als $\eta \equiv \frac{h}{mc}$, was wiederum die Unmöglichkeit einer äonischen Antihermetrie der manifestiert. Wird dieser gesamte Sachverhalt unter Berücksichtigung der Natur der latenten Seinspotenzen in Richtung der äonischen Dimension mit dem Verlauf der allgemeinen Spektralfunktion $m_{(\pm)}(n,q)$, sowie im transfiniten Korpuskularraumausschluß von $m^{(1)}_{(\pm)} = \mu \sqrt[4]{2}$ verglichen, denn dann das Zerfallsspektrum $n > 1$ bis maximal n_x ausschließt, so wird deutlich, daß alle metrischen Strukturkondensationen primär aus transfiniten Selbstkondensationen, also latenten Termen jenseits des R_4 im Rahmen eines Korpuskularraumausschlusses hervorgehen, der über ein Gravitonensystem vermittelt wird. Die primären Selbstkondensationen werden dabei eindeutig von vorhandenen äonischen Seinspotenzen induziert. Alle diese so induzierten Kondensationen haben aber ihre Fortsetzung über eine entelechale Hermetriestruktur in dem transfiniten Bereich und stehen so wegen der nachgewiesenen grundsätzlichen äonischen Hermetrie im Zusammenhang mit den ursprünglichen induzierenden äonischen Seinspotenzen. Die Wechselbeziehung zwischen der äonischen Dimension und der entelechalen Struktur ergibt sich unmittelbar

---

aus der Projektion der transfiniten Strukturen in den R_3 als $\underline{\eta}$ und $\underline{\varepsilon}$, wobei die eindeutige Interpretation von $\frac{\underline{\eta}}{\underline{\varepsilon}}$ im Sinne (2,3), also $\underline{\eta} = \frac{h}{2mc}$ und $\underline{\varepsilon} = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ verwendet ist. Substitution von m liefert dann die Beziehung $\underline{\varepsilon} = \frac{8\underline{\eta}^3 c^3}{\gamma h}$ oder $\gamma h = 8c^3 \frac{\underline{\eta}^3}{\underline{\varepsilon}}$. Dieses Produkt γh ist aber der Zähler im Metron $\tau = \frac{\gamma h}{2wc^2} = \frac{3\gamma h}{8c^3}$. Die Substitution ergibt dann $\tau = \cancel{3\eta} \frac{3\underline{\eta}^3}{\underline{\varepsilon}}$, also den ~~Zustand~~ Zusammenhang

$$\underline{\eta} = \sqrt[3]{\frac{\tau}{3}\underline{\varepsilon}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 131,$$

der auch im transfiniten Bereich gelten muß und aus dem unmittelbar hervorgeht, daß eine Einflußnahme $\eta(\varepsilon)$ über den R_4 verläuft. Die auf diese Weise veränderte Entelechalstruktur hat aber eine unmittelbare Rückwirkung auf die Struktur des R_4 und damit auf die zeitliche Änderung eines Zustandes im R_3, was mit der Interpretation $2\eta = \frac{h}{mc}$ zugänglich wird, wenn man annimmt, daß m die Feldmasse einer kinetischen Energie ist. Unter dieser Annahme wird dann $mc^2 = E_k = pc$ mit dem gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impuls p einer Elementarkorpuskel. Einsetzen liefert $p\eta = \frac{h}{2} = \pi\hbar$. Nach Gleichung 131 gilt dann aber $p = \frac{h}{2} \cdot \left(\frac{\tau}{3}\underline{\varepsilon}\right)^{-1/3}$, woraus hervorgeht, daß p auf ε zurückgehen muß, und zwar erfolgt die Rückwirkung grundsätzlich über ein Gravitations- bzw. Mesofeld, weil

weil $\underline{\varepsilon} = \frac{\lambda}{2} = \frac{\hbar^2}{\gamma m^3}$ als Mesofeldwellenlänge interpretiert werden muß. Jede Wirkung im R_3 wird also nach dieser Beziehung über ein Gravitationsfeld von der entelechal-transfiniten [illegible] der betreffenden Raumzeitstruktur bedingt. Bei dieser Einflußnahme äonischer Seinspotenzen auf die R_4-Diskontinuitäten ist es offensichtlich wesentlich, ob ein metronisches Kondensationssystem vorliegt, oder eine Kollektive derartiger Systeme. Im Falle des Kondensationssystems gilt für jede Wirkung $w = \oint p\,ds = 2\pi \int p\,dt$ und $w = N h$ mit $N \geqq 1$, also $\pi \int p\,dt = N\pi\hbar \geqq \pi\hbar = p\eta$, woraus sich eine Unschärferelation, nämlich $\frac{w}{2p} \geqq \eta$ ergibt, die aussagt, daß die äonischen Seinspotenzen grundsätzlich in akausaler Weise eine metronische Kondensation über $p \sim \underline{\varepsilon}^{-1/3}$ zeitlich aktualisieren. Nach

$$p\eta = \pi\hbar, \quad p = \frac{h}{2}(\tau/3 \cdot \underline{\varepsilon})^{-1/3}, \quad \frac{w}{2p} \geqq \eta \;\cdots\cdots\; 131a$$

wird der Prozeß der äonischen Aktualisierung des zeitlichen Geschehens einer metronischen Kondensation, wie er aus mathematischen Notwendigkeiten bei der Konstruktion der äonischen Welt gefordert werden mußte, völlig transparent. Nach dem Vorangegangenen induzieren die äonischen Seinspotenzen nicht nur mit der entelechalen Dimension transfinite

Selbstkondensationen, die im Raumschluß als imaginäre oder komplexe Kondensationen raumzeitlich erscheinen, vielmehr hat jede R_4-Struktur wegen der bleibenden transfiniten Hermetrie eine transfinite Fortsetzung. Nach Gl. 131 ist aber die zur Kondensation befähigte Entelechalstruktur grundsätzlich, wegen der [illegible] äonischen Hermetrie mit $s_{(4)}$ gekoppelt, so daß diese äonischen Seinspotenzen die Entelechalstruktur ständig ändern und in Richtung $s_{(2)} = x_4$ zeitlich neu aktualisieren, was nach Gl. 131a im R_3 als zeitliches Geschehen erscheint, dessen Impulse wegen der Interpretation von $\underline{\varepsilon}$ immer über ein Gravitonensystem vermittelt werden. Auch muß es im Falle einer metronischen Kondensation zu einer akausalen Aktualisierung kommen, d.h. zu jedem Ereignis des R_4 hinsichtlich der betreffenden Korpuskel gibt es als Futuralpotenz ein ganzes Spektrum futuraler Möglichkeiten, doch folgt die Wahl der Aktualisierung aus dem Äon heraus grundsätzlich keinem Kausalgesetz, weil immer $\frac{w}{2p} \geqq \eta$ bleibt. Erst wenn eine große Zahl metronischer Kondensationen eine statistische Kollektive bildet, muß es zur Superposition aller Akausalitäten kommen, so daß die makromare Kollektive inbezug auf die Peristase so aktualisiert wird, wie es inbezug auf diese Peristase dem größten Wahrscheinlichkeitsgrad aller mikromaren Kondensationen entspricht. Auf diese Weise entsteht eine makromare Kausalität, deren besonderer Aktualisierungscharakter von der Peristase, also der korrespondierenden entelechalen Strukturierung der Umgebung geprägt wird. Da jede metronische Kondensation in der R_3-Projektion als metrisches Strukturelement der Welt, also auch des Unterraumes R_4 aufzufassen ist, und die äonische Aktualisierung des zeitlichen Geschehens einer R_3-Struktur in der Richtung x_4 erfolgt, muß geschlossen werden, daß die Aktualisierung aller R_3-Strukturen des physischen Universums ein integraler äonischer Aktualisierungsprozeß ist. Das zeitliche Geschehen des ganzen Universums in seiner Geschichtlichkeit wird aber als kosmische Bewegung definiert, so daß festgestellt werden muß, daß eine universale äonische Seinspotenz existiert, welche integral die kosmische Bewegung des Universums als zeitlich geschichtliches Geschehen aktualisiert.

Alle Strukturen der nicht leeren Welt werden nach der vorangegangenen Untersuchung durch metrische Kondensationsstufen dargestellt, deren Projektionen in die Sinnenwelt R_4 den manifesten Ablauf der kosmischen Bewegung als Kausalkette aller manifesten Ereignisse erscheint, in welcher aber akausale Koinzidenzen latenter Ereignisse jenseits der raumzeitlichen Sinnenwelt im Sinne eines Synchronismus Einfluß nehmen können, wobei bestehende Kausalketten akausal [illegible], abgebrochen oder aufgelöst werden. Diese völlig transzendente ~~ko~~ Beschreibung der kosmischen Bewegung geht allein auf die Kondensattheorie der Weltstrukturen (dargestellt durch 115) zurück, welche durch Kondensatkonstanten, wie τ, μ und $e_\pm$ bestimmt wird. Aus diesem Grunde liegt es nahe, die empirischen Rudimente mit Hilfe dieser Kondensatkonstanten ebenfalls zu eliminieren. Die einzigen Rudimente dieser Art sind die empirischen Naturkonstanten, deren Beträge und Dimensionierungen auf die willkürlichen Maßeinheiten und Messmethoden zurückgehen. Alle empirischen

Naturkonstanten, wie z.B. w, α, β und R_+ der Gravitationswellenemission oder c und R_- des Elektromagnetismus usw. gehen auf nur 4 empirische Elementarkonstanten zurück, nämlich ε_0 und μ_0 der Influenz und Induktion, sowie das Wirkungsquant h und die Gravitationskonstante γ, deren Bestimmungen in B angegeben wurden. Die verträglichen Kondensatkonstanten sind τ, μ und $|e_\pm| = \kappa$. Tatsächlich beziehen sich die Dimensionierungen der drei Kondensatkonstanten auf das Längenmaß (τ), die Masse (μ) und die Ladung (κ), doch muß zur Determinierung der empirischen Elementarkonstanten noch eine vierte Kondensatkonstante für das Zeitmaß aufgefunden werden. Zu diesem Zweck kann das Minimum der Spektralfunktion 126 und die durch den niedrigsten Term definierten Distanzelemente im R_3 verwendet werden, weil es ebenfalls im R_3 eine Maximalgeschwindigkeit von Wirkungen gibt.

Da das Leptonenneutrino $m_0^{(\pm)} = m_0$ mit der zu ihm symmetrischen Struktur des Antineutrinos hinsichtlich der Masse, gemäß $m_0 = \frac{h}{\varrho c}\,3\sqrt{\pi/2}$ als untere Grenze des Termschemas 126 der Spektralfunktion bekannt

ist, können zunächst die beiden absoluten Grenzen des gravitativen Realitätsbereiches $R_0 = R(m_0)$ und $s_0 = s(m_0)$ durch Naturkonstanten ausgedrückt werden. R_0 muß dabei als der im R_3 überhaupt größtmögliche Radius aufgefaßt werden, so daß $2R_0 = D$ als Durchmesser des Universums R_3 interpretiert werden muß. Das andere absolute Extremum s_0 wiederum muß die kleinstmögliche Distanz im R_3 sein, d.h., wie auch immer die Deformationen der einzelnen Metronen bei Kondensationsvorgängen sein mögen, es kann im Welt[illegible] keine Strukturkondensation geben, bei welcher ein Metron in seinen Abmessungen in irgendeiner Weise s_0 unterschreitet. R_0 und s_0 sind also absolute metrische Strukturkonstanten der Weltarchitektur. Nach Gl. 129 ist m_0 die schwächste Kondensation, so daß für diese Masse die Approximation $R_0 \approx 2\frac{wc}{\gamma h}\varrho_0$ den geringsten Approximationsfehler aller Terme der Spektralfunktion aufweist. Das gleiche Fehlerminimum muß dann auch für $\varrho_0 = \frac{h^2}{\gamma m_0^3}$, sowie $M_0 = \frac{a}{2} m_0$ und $s_0 = \varepsilon A = \varepsilon \cdot \frac{3\gamma m_0}{16\pi^2}$ gelten. Dies bedeutet aber, daß in $s_0 = e\frac{3\gamma m_0}{16c^2}$ der Wert $m_0 = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4/\varepsilon}$ eingesetzt werden kann. Das Distanzmaximum in R_4 im R_3 ist zur Definition einer zeitdimensionierten Kondensatkonstanten mittels der Grenzgeschwindigkeit unbrauchbar, so daß im Folgenden nur das minimale Extremum s_0 diskutiert zu werden braucht. Aus dem Bau von s_0 und m_0 wird sofort deutlich, daß sich in s_0 die Konstanten h und c kompensieren, wenn mit dem Metron $\tau = \frac{\gamma h}{2wc^2}$ die Gravitationskonstante $\gamma = \frac{2}{h}wc^2\tau = \frac{8}{3h}\cdot c^3\tau$ substituiert wird. Auf diese Weise ergibt sich das Distanzminimum zu

$s_0 = \frac{e\,\varepsilon^{-1/3}}{4\sqrt{\pi}\,\sqrt[3]{2}}\cdot\tau^{5/6}$, d. h. mit der Dimensionierungsgröße b wird das Distanzminimum unmittelbar durch τ gemäß

$s_0 = b\tau^{5/6}$, $b = \frac{e\,\varepsilon^{-1/3}}{4\sqrt{\pi}\,\sqrt[3]{2}}$ 132

ausgedrückt, weil stets $\varepsilon\cdot\tau = E = 1\,[m^2]$ ist. Die größtmögliche Geschwindigkeit im R_3, die eine physikalische Wirkung haben kann, ist offensichtlich $w = 4/3\,c$, so daß $s_0 = w\vartheta$ ein kleinstmögliches Zeitintervall ϑ im R_4 setzt. Es kann also die metronische Elementarkonstante s_0 durch eine Elementarzeit $\vartheta = \frac{3b}{4c}\tau^{5/6}$ ersetzt werden, da als metrische Größe des R_3 bereits $\tau = \frac{\gamma h}{2wc^2}$ existiert. Neben diesen beiden metronischen Elementarkonstanten ϑ und τ

des R_4 gibt es aber noch zwei metronische Kondensatkonstanten unmittelbar, sich die Kondensationskonstanten, nämlich

$\mu = \frac{\sqrt{ch}}{\gamma}$ der Raumkondensationen

$\varkappa = |e_\pm| = \frac{3}{\pi^2}\sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$ komplexer Raumzeitkondensationen. Es gibt also vier Beziehungen zwischen empirischen Naturkonstanten und den theoretischen Konstanten aller metronischen Strukturkondensationen. Unter Verwendung des elementaren metronischen Zeitintervalles folgt für die Zusammenhänge zwischen den empirischen Naturkonstanten und elementaren Kondensatkonstanten

$\vartheta = \frac{3b}{4c}\tau^{5/6}$, $2wc^2\tau = \gamma h$, $\gamma\mu^2 = ch$,

$\pi^4\varkappa^2 R_- = 9\hbar$ . . . . 132 a

womit also die Metrisierung der Naturkonstanten möglich wird. Zunächst folgt aus 132 a sowie $\gamma\overset{h}{\cancel{\hbar}} = wc^2\tau$ und $\mu = \frac{\sqrt{ch}}{\gamma}$ mit $w = 4/3\,c$ unmittelbar $c = \frac{3b}{4\vartheta}\tau^{5/6}$ und $h = 2\mu c\sqrt{\frac{2}{3}\tau} = \frac{\mu b}{\vartheta}\sqrt{3/2}\,\tau^{4/3}$ womit bereits h metrisiert wurde. Ganz entsprechend wird $\gamma = \frac{8}{3}c^3/h\tau = 2\sqrt{2/3}\,\frac{c^2}{\mu}\sqrt{\tau} = \frac{9}{8}\sqrt{2/3}\,b^2\frac{\tau^{5/3}\sqrt{\tau}}{\mu\vartheta^2} =$ $= 3/4\sqrt{3/2}\,b^2\frac{\tau^2\sqrt[6]{\tau}}{\mu\vartheta^2}$ und mit $c\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 1$ in Gl. 132a mit $\frac{\varkappa}{3}\pi^2 = \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$ schließlich $2/9\,\pi^5\varkappa^2 = \frac{h}{R_-} = ch\varepsilon_0 =$ $= \varepsilon_0\mu^2\gamma = \varepsilon_0\,3/4\sqrt{3/2}\,b^2\left(\frac{\tau}{\vartheta}\right)^2\mu\sqrt[6]{\tau}$, also $\varepsilon_0 =$ $= (\pi\varkappa)^2\left(\frac{2}{3}\pi\right)^3\sqrt{2/3}\left(\frac{\vartheta}{b\tau}\right)^2\frac{1}{\mu\sqrt[6]{\tau}}$. Dieser Wert wiederum kann in $c^2\varepsilon_0\mu_0 = 1$ oder $\frac{1}{\mu_0} = c^2\varepsilon_0$

mit c eingesetzt werden, was dann $^1/\mu_0 = c^2 \varepsilon_0 = \frac{9}{16}\frac{6^2}{\vartheta^2}\tau^{5/3}\varepsilon_0 = 1/3\,\pi^3(\pi\varkappa)^2\sqrt{2/3}\,\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}} = 1/3\,\pi^5\varkappa^2\sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}}$ oder $\mu_0 = \frac{3}{\pi^5}\sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{\mu\sqrt{\tau}}{\varkappa^2}$ liefert. Damit sind aber alle empirischen Elementarkonstanten durch die metronischen Elementarkonstanten der Strukturkondensationen innerhalb des Weltkontinuums ausgedrückt worden. Für diese Metrisierung gilt also das System

$h = 6\sqrt{3/2}\,\frac{\mu}{\vartheta}\tau^{4/3}$, $\gamma = 3/4\sqrt{3/2}\left(\frac{6\tau}{\vartheta}\right)^2\sqrt[4]{\frac{\tau}{\mu}}$,

$\varepsilon_0 = (\pi\varkappa)^2\left(\frac{1}{3}\pi\right)^3\sqrt{2/3}\left(\frac{\vartheta}{6\tau}\right)^2\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}}$,

$\mu_0 = \frac{3}{\pi^5}\sqrt{3/2}\,\frac{\mu\sqrt{\tau}}{\varkappa^2}$ 133,

In diesem System erscheinen μ ϑ und τ in allen Beziehungen, nicht aber $\varkappa$. Wenn es also gelingt μ ϑ und τ (und zwar mindestens eine dieser Größen) durch das bereits erwähnte Distanzmaximum $D = 2R_0$ auszudrücken, welches als Durchmesser des ganzen R_3 interpretiert werden konnte, dann führt die Metrisierung zu einer Reduktion der empirischen Naturkonstanten auf den Durchmesser des Universums. Eine derartige Reduktion muß aber außerordentlich weitgehende kosmologische und kosmogonische Konsequenzen haben, wenn der Zusammenhang zwischen D und den betreffenden Kondensatkonstanten aufgrund der Spektralfunktion 126 nicht approximativ, sondern exakt angegeben werden kann.

Da μ in [kg], ϑ in [s], τ in [m²], aber D in [m] dimensioniert ist, liegt aus dimensionellen Gründen $D(\tau)$ nahe, was insofern günstig ist, als τ im Gegensatz zu ϑ exakt angebbar ist. Auf jeden Fall erscheint eine Untersuchung der makromaren Struktur des R_3 aufgrund der unteren Schranke des Termschemas von 126 vernünftig.

6.) Die zeitlich selektantische Welttektonik.

Die Entfernung R_0 ist der größtmögliche Radius im physischen R_3 und somit $D = 2R_0$ die größtmögliche Distanz in diesem Raum, so daß D als Durchmesser des reellen R_3 – also des Universums – interpretiert werden muß. Ausgangspunkt ~~von~~ zur Bestimmung von D ist das Gravitationsgesetz $+q e^{-q} \sim (1-r/\varrho)^2$ mit $q = 1 - \sqrt{1-\frac{3\gamma}{8c^2}}$, dann die Realitätsforderung $\mathrm{Im}\, q = 0$ oder $2wc - y \geqq 0$ mit $r\,y =$ ~~$\gamma m(1-$~~ $= \gamma m(1-r/\varrho)^2$ setzt die Realitätsgrenze $2wc - y_e = 0$, oder $\gamma M (R/\varrho - 1)^2 = 2wcR$, wobei R als Distanzmaximum die Lage dieser Grenze im R_3 angibt. Nach dem Gesetz dieser Realitätsgrenze gilt für $m(R) = M \to 0$ die Divergenz $R \to \infty$, so daß der absolut größtmögliche Radius $R = R_0 = D/2$ im R_3 durch die absolut kleinste Masse bestimmt wird. Nach 126 ist aber der tiefste Massenterm das Kaptoneutrino $m^{(0)}_{(\pm)}$. Da ~~das~~ jeder Term von 126 das gesamte Kondensationsfeld umfaßt, müssen sich die Massenterme dieser Spektralfunktion immer auf die jeweilige Realitätsgrenze beziehen, weil die $m_{(\pm)}(n,q)$ die Gesamtfeldmasse des jeweiligen Kondensationsbereichs enthalten. Man kann also immer mit $M = m_{(\pm)}(n,q)$ aus 126 substituieren. Wird zu dieser Substitution der tiefste Massenterm des Kaptoneutrino $m^{(0)}_{(\pm)} = m_0$ verwendet, dann muß auch $R = R_0$ gesetzt werden, was mit $\gamma m_0^3 \cdot \varrho_0 = h^2$ für die Realitätsgrenze des Kaptoneutrino $m_0 \cdot (\frac{R_0}{h^2} \gamma m_0^3 - 1)^2 = 2 w c \cdot R_0/\gamma = \frac{h R_0}{c \tau}$ oder $m_0 c/h \cdot (\frac{8}{3} R_0 \cdot \tau \cdot (m_0 c/h)^3 - 1)^2 = R_0/\tau$ liefert. Nach 126 gilt aber für das Kaptoneutrino als tiefstes Termniveau $n = n_N < \infty$ und $q = 0$, also $m_0 = \mu \cdot f(n_N)$ mit $f \cdot \sqrt{2 n_N - 1} = \sqrt[4]{2 n_N}$. Da stets $\mu \cdot c/h = \sqrt{\frac{c^3}{\gamma h}} = 1/2 \cdot \sqrt{\frac{3}{2\tau}}$ ist, folgt nach Substitution $f \cdot \sqrt{3/2} \cdot (\frac{D}{4\sqrt{\tau}} \cdot \sqrt{3/2} \cdot f^3 - 1)^2 = \frac{D}{\sqrt{\tau}}$, wenn $2 R_0 = D$ verwendet wird. Der Durchmesser des Universums D ist in dieser Beziehung also durch τ und die Quantenzahl des Kaptoneutrino ausgedrückt worden. Diese Quantenzahl

n_N ist aber der Höchstwert der in 126 überhaupt auftreten kann, so daß für n_N ein Theorem zweidimensionaler Metronen aus ~~e~~ $\underline{VI}$ 4 angewendet werden kann. Ist F_e die Niveauflächenprojektion auf die Einheitsfläche, dann gilt $n F_e = e R \sqrt{\tau}$ nach diesem Theorem. Im vorliegenden Fall sind die Niveauflächen stets sphärisch, so daß $F_e = \pi r_e^2$ vom Einheitskreis mit $r_e^2 = E = 1\,[m^2]$ wird. Mit $n \pi E = e R \sqrt{\tau}$ wird $R = R_0$, wenn $n = n_N$ zum Term des Kaptoneutrino wird. Damit ist aber $2 n_N = 2 e R_0 \cdot \sqrt{\tau} \cdot (\pi E)^{-1} = e D \sqrt{\tau} (\pi E)^{-1}$ mit Substitution in f gegeben, was zu $f \cdot \sqrt{e D \sqrt{\tau} (\pi E)^{-1} - 1} = \sqrt[4]{e D \sqrt{\tau} (\pi E)^{-1}}$ führt. Da der Neutrinoterm mit in f enthalten ist, liefert die Realitätsgrenze des Kaptoneutrino gemäß

$$f \cdot \sqrt{3/2} \cdot \left(\frac{D}{4\sqrt{\tau}} \cdot \sqrt{3/2} \cdot f^3 - 1\right)^2 = \frac{D}{\sqrt{\tau}},$$

$$f \cdot \left(e D \sqrt{\tau} (\pi E)^{-1} - 1\right)^{1/2} = \sqrt[4]{e D \sqrt{\tau} (\pi E)^{-1}}, \quad E = 1\,[m^2] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 134$$

einen algebraischen Zusammenhang zwischen D und τ, derart, daß die Verknüpfung $D(\tau)$ nur durch reine Zahlen erfolgt. In der eigenartigen Beziehung 134 ist also die absolut kleinstmögliche metrische Einheit – nämlich das Metron – nur durch reine reelle Zahlen mit der absolut größtmöglichen Distanz im physischen Raum – nämlich dem Durchmesser des ganzen Universums – verbunden. Wie der Verlauf von $D(\tau)$ explizit beschaffen ist, folgt unmittelbar auf einer approximativen Darstellung der exakten Beziehung 134. Wird α $2\pi D/S_0$ ebenso vernachlässigt wie $1 \pm e/\sqrt{\tau} \cdot (\pi E)^{-1}$, dann nimmt 134 die explizite approximative Form

$$a D \approx \tau^{-11/6}, \quad 2a = \tfrac{1}{2}(3\pi \cdot 2^5)^{-2} \frac{e^4\sqrt{\pi}}{\sqrt[3]{2}} \cdot E^{-7/3} \quad \ldots\ldots\ldots 134a$$

an, welche in sehr guter Näherung erfüllt ist. Diese Näherung ist nahezu exakt, weil $D \gg \sqrt{\tau}$ von vornherein evident ist. *

Die nach B empirisch beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren läßt eine Abhängigkeit $D(t)$ vom Alter des R_3 vermuten. Diese Zeitabhängigkeit kann aber nach Gl. 134 nur $\tau(t)$ zur Folge haben, während μ, $\varkappa$ und $\hbar$ hinsichtlich t konstant bleiben. Die empirischen Elementarkonstanten dagegen werden wegen ihrer Abhängigkeit von τ ebenfalls zu Funktionen des Momentanalters des Universums. Dieser Sachverhalt wird besonders deutlich, wenn mit der inversen Form von 134a, nämlich $\tau \approx (a D)^{-6/11} \sim D^{-6/11}$ in 133 substituiert wird, was einer Weiterführung der Motivierung

empirischer Naturkonstanten entspricht. Wegen der zeitlichen Konstanz von μ, $\varkappa$ und $\hbar$ ergeben sich dann die Proportionalitäten

$$h \sim D^{-8/11}, \quad \gamma \sim D^{-13/11}, \quad \varepsilon_0 \sim D^{13/11}, \quad \mu_0 \sim D^{-3/11}, \ldots \quad \ldots\ldots\ldots 135.$$

Wenn nun $D(t)$ ist, dann kann versucht werden, dasjenige Verhältnis empirischer Elementarkonstanten zu finden, welches sich in höchster Ordnung mit D verändert. Ist diese Ordnung n und η das hierzu gehörige Verhältnis, dann muß $\eta \sim D^n$ sein. Wenn nun noch die Möglichkeit besteht, η so mit geeigneten konstanten Faktoren A zu versehen, daß $\eta A = y \sim D^n$ zu einem Verhältnis physikalisch meßbarer Größen wird, dann folgt nach einer Logarithmierung $\ln y = n \ln D + \text{const.}$ oder nach zeitlicher Differentiation $\frac{\dot{y}}{y} = n\frac{\dot{D}}{D}$. Wenn also $\dot{y} \neq 0$ nachweisbar ist, dann muß auch $\dot{D} \neq 0$ bleiben, d. h. eine eventuelle Messung von $\dot{y}$ würde zeigen, ob sich D des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung ändert oder nicht. Derartige Untersuchungen beschrieben durch

$$D \cdot \dot{y} = n \dot{D} y \quad \ldots\ldots\ldots 135a$$

könnten eine empirische Basis zur eindeutig expliziten Beschreibung der kosmischen Bewegung innerhalb der Weltarchitektur liefern, weil die empirischen Naturkonstanten in 135 durch ϱ auf die makromare kosmische Struktur des R_3 zurückgeführt wurden.*

Die kosmische Bewegung des R_3 läßt grundsätzlich nur die Möglichkeiten der Expansion, der Kontraktion oder der zeitlosen Konstanz zu, was durch $\dot\varrho > 0$ bzw. $\dot\varrho < 0$ oder $\dot\varrho = 0$ zum Ausdruck kommt. Im Fall $\dot\varrho > 0$ könnte die dem Abstand proportionale dispersionsfreie Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren durch die Expansion des R_3 interpretiert werden, während diese Verschiebung für $\dot\varrho \le 0$ unverständlich bleibt. In diesem Fall müßte es eine strukturelle Eigentümlichkeit von Photonenfeldern geben, welche eine dispersionsfreie Energieabgabe des Photons während hinreichend langer Laufzeiten verursacht. Es kommt also darauf an, zu untersuchen, wie sich imaginäre Zeitkondensationen (die nach 123 Photonen sind) im leeren R_3 während großer Zeitintervalle verhalten.

Für ein Photon der Wellenlänge λ und der Feldmasse m gilt die empirische Quantenbeziehung der Photonenenergie $E = h\nu = \frac{1}{\lambda}ch$ oder $E\lambda = ch \sim \varrho^{-\frac{13}{11}}$ als entspr. Zeitfunktion der kosmischen Bewegung. Demnach ist $\Delta(ch) \neq 0$ für $\dot\varrho \neq 0$, nämlich $\Delta(ch) = \Delta E\lambda + E\Delta\lambda$ und hierin ist ΔE ein Energieverlust des Photons, der auf $w > c$ und die $\overline{F} \times \overline{u} \neq 0$ der Photonenstruktur zurückgeht; wegen $w > c$ und der Imponderabilität imaginärer Kondensationen wird das Photon von einem Graviton begleitet, welches mit $w - c > 0$ das Photon überholt und von diesem nachgebildet wird. Nach dem Energiemateriequivalent im R_{+4} ist aber $\Delta E = +\mu_g w^2$, worin $\mu_g = -\frac{3\gamma}{16c^2}\frac{m^2}{r_0}\left(1-\frac{r_0}{\varrho}\right)^2$ zu setzen ist. Da $r_0 = \frac{\lambda}{2} \ll \varrho$ ist, folgt $\mu_g = -\frac{2}{3}\cdot\frac{\gamma}{w^2}\frac{m^2}{\lambda}$ und $\Delta E = -\frac{2}{3}\gamma\frac{m^2}{\lambda} = -\frac{2}{3}\gamma\frac{h^2}{c^2}\lambda^{-3}$, weil für das Photon $m = \frac{h}{\lambda c}$ gilt. ΔE wird während derjenigen Zeit als Graviton emittiert, welche das Graviton benötigt um dem Photon um den Betrag λ vorauszulaufen. Es ist also $\frac{\Delta E}{\Delta t} = -\frac{2}{3}\gamma\frac{h^2}{c^2}(w-c)\lambda^{-4} = -{}^4/_3\, w\tau h \cdot (w-c)\lambda^{-4} = -{}^1/_3\, w^2\tau h\lambda^{-4}$, weil $\Delta t \cdot (w-c) = \lambda$ ist. Einsetzen in $\frac{\Delta}{\Delta t}(ch) = \lambda\frac{\Delta E}{\Delta t} + E\frac{\Delta\lambda}{\Delta t}$ mit $E = \frac{ch}{\lambda}$ und Division durch ch liefert $-\frac{4}{9}w\tau\lambda^{-3} + \frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} = \frac{1}{ch}\frac{\Delta}{\Delta t}(ch) = \varrho^{\frac{13}{11}}\frac{\Delta}{\Delta t}\varrho^{-\frac{13}{11}}$ und hierin kann wegen $\lambda \ll \varrho$ der infinitesimale Limes durchgeführt werden, was nach einer Multiplikation mit λ^3 die Differen-

Zielgleichung $-\frac{4}{9}\omega\tau + \lambda^2\dot\lambda = -\lambda^3 \cdot \cancel{12} \frac{13}{11}\frac{d}{dt} \cdot \ln D$ liefert. Wird hierin $y = \lambda^3$ sowie $p = +\frac{39}{11}\frac{d}{dt}\ln D$ und $q = +\frac{4}{3}\omega\tau$ gesetzt, dann ergibt sich die lineare inhomogene Form $\dot y + yp = q$, für welche sich die Lösung $y = e^{-\int p\,dt}\left(\int q e^{\int p\,dt}\,dt + A\right)$ mit der Integrationskonstanten A ergibt. Da $p = \frac{39}{11}\frac{d}{dt}\ln D$ und $\int p\,dt = \frac{39}{11}\ln D$ ist und $q = +\frac{4}{3}\omega\tau \sim D^{-1}$ ist, folgt, wenn $\alpha \neq 0$ den Proportionalitätsfaktor von q darstellt, $y = D^{-\frac{39}{11}}\left(\alpha\int D^{\frac{28}{11}}\,dt + A\right)$. Dieses Integral kann jedoch nicht ausgeführt werden, weil der Verlauf D(t) der kosmischen Bewegung unbekannt ist. Dagegen besteht die Möglichkeit $\dot D$ abzuschätzen. Für eine Spektrallinienverschiebung $\Delta\lambda$ als Folge von $\dot D(t)$ und $\omega > c$ ergibt sich $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda^2}\right) = -\left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\frac{1}{\lambda^2}\right)$, also im allgemeinen eine sehr schwache Blauverschiebung, wenn der Expansionsanteil den Alterungsanteil übertrifft. Hieraus wird deutlich, daß die auf $\omega > c$ zurückgehende Lichtalterung allein bei $D =$ const. als Rotverschiebung mit Dispersion durch eine Blauverschiebung für D(t) ohne gravitative Lichtalterung überkompensiert wird. Diese Lichtalterung, zusammen mit der überkompensierenden Blauverschiebung, ist in $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ enthalten, doch wird tatsächlich eine dispersionsfreie Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren beob-

achtet, welche mit dem Abstand s im R_3 ansteigt und nur auf eine Expansionsbewegung des R_3 als Folge von D(t) zurückgehen kann. Diese Expansion bedingt aber $\dot D > 0$ und eine mit s wachsende Fluchtbewegung v aller Strukturen des R_3 und damit eine durch diese Fluchtbewegung bedingte Rotverschiebung $\frac{\Delta_v\lambda}{\lambda} = \frac{\beta}{1-\beta}$ mit $\beta = \frac{v}{c}$. Beide Linienverschiebungen müssen, gemäß $\varkappa = \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta_v\lambda}{\lambda} = \frac{\beta}{1-\beta} - \left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\lambda^{-2}\right)$ zur beobachteten Rotverschiebung $\varkappa$ überlagern, wobei allerdings der Dispersionsanteil unter der Beobachtungsgrenze liegen muß. Wächst D des R_3, dann bedeutet dies, nach einem trigonometrischen Gesetz $\frac{v}{s} = \frac{\dot D}{D}$ oder $\beta = \frac{\dot D}{D}\frac{s}{c}$, was eingesetzt $\varkappa = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s} - \left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\lambda^{-2}\right)$ liefert, d.h. hier wird die unbekannte kosmische Bewegung $\dot D$ als Funktion des relativen Abstandes s im R_3 durch die beobachtete Spektrallinienverschiebung $\varkappa$ für den jeweiligen Abstand s ausgedrückt. Insgesamt setzt sich also $\varkappa$ aus drei Anteilen zusammen, nämlich aus der Verschiebung infolge Fluchtbewegung $\varkappa_1 = \frac{\Delta_v\lambda}{\lambda} = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s}$, einer Blauverschiebung $\varkappa_2 = \frac{\Delta_0\lambda}{\lambda} = -$

$\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D}$ als Folge metrischer Strukturänderungen durch $\dot D > 0$ und einer Rotverschiebung $x_3 = \frac{\Delta_3 \lambda}{\lambda} = \frac{16}{9}\frac{\tilde\tau}{\lambda^2}$ als Folge der gravitativen Lichtalterung wegen $w > c$, so daß

$$x = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sum_{k=1}^{3} x_k \, , \quad x_1 = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s} \, , \quad x_2 = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} \, ,$$

$$x_3 = \frac{16}{9}\frac{\tilde\tau}{\lambda^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 136$$

für die gesamte Spektrallinienverschiebung gilt.

Die Interpretation der konstanten A aus dem empirischen Zusammenhang $v = A \cdot s$ einer Fluchtbewegung im R_3 nach B durch $A = \frac{\dot D}{D}$ gestattet eine Weiterführung der Untersuchungen. Zunächst folgt unmittelbar, daß unmöglich $D = const$ sein kann, denn, wäre dies der Fall, so wäre $A = 0$ wegen $\dot D = 0$, was aber im Widerspruch zu der Erfahrung $A > 0$ steht. Auch zeigt sich $\dot D > 0$; denn nur auf diese Weise ist $A > 0$ realisierbar. Es wäre festzustellen, ob $A = const$ oder $A(t)$ ist und wie im letztgenannten Fall die Zeitfunktion verläuft. Hierbei handelt es sich aber um eine fehlende empirische Aussage, welche, wenn sie vorhanden wäre, eine Aussage über $D(t)$ geben muß. Mit Gl. 135a könnte diese empirische Aussage gewonnen werden. Ist α die vorgegebene Empfindlichkeit des Messinstrumentes für y, dann muß für Δy als Änderung während der Meßzeit Δt zwischen zwei Messungen grundsätzlich $\frac{\Delta y}{y} \geqq \alpha$ sein, wenn Δy registriert werden soll. Aus $\dot y D = n y \dot D$ folgt aber unmittelbar $\frac{\Delta y}{y} = n\frac{\dot D}{D}\Delta t = n A \Delta t$, also $n A \Delta t \geqq \alpha$, was für die Zeit zwischen zwei Messungen $\Delta t \geqq \frac{\alpha}{nA}$ fordert. Da empirisch $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}$ [sec^{-1}] festliegt, wird Δt dann besonders klein, wenn y so gewählt wird, daß $|n|$ möglichst hoch und die Gerätekonstante α möglichst niedrig ausfallen. Wenn ein hinreichend kleiner Wert Δt erreicht werden kann, dann besteht die Möglichkeit, die Meßpunkte $\frac{\Delta y}{y}$ im Diagramm über t aufzutragen und dem empirischen Verlauf $\frac{\dot y}{y}$ eine analytische Funktion $\varphi(t)$ approximativ anzupassen. Mit dieser empirischen Zeitfunktion und $A = \frac{\dot D}{D}$ könnte dann $D(t)$ ermittelt werden. Führt man das Integral $\psi = \frac{1}{n}\int_0^T \varphi(t)\,dt$ ein, welches auch den durch y bedingten Exponenten n enthält, und das sich vom zeitlichen Ursprung $t = 0$ des R_3 bis zum momentanen Alter $t = T$ des physischen Universums erstreckt, dann folgt aus $\frac{\varphi}{n} = \frac{\dot D}{D} = \frac{d}{dt}\ln D$ der Verlauf $D(T) = D_0 \cdot e^{\psi}$, wenn $D_0 = D(0)$ der Durchmesser des R_3 im

Weltanfang ist. Zusammengefaßt gilt also $\Delta t \geq \frac{\alpha}{nA}$, $A(T) \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}$ [sec^{-1}],
$\psi = \frac{\alpha}{n}\int y(t)\,dt$, $D(t) = D_0 e^{\psi}$ .... 136 a
und hieraus folgt unmittelbar $D_0 > 0$, weil stets $D > 0$ bleiben muß. Die unmittelbare Konsequenz

$D_0 > 0$ .... 136 b

bedeutet also, daß der R_3 beim Beginn der kosmischen Bewegung auf jeden Fall einen von Null verschiedenen Durchmesser gehabt haben muß, was aber dem Televarianzkriterium aller Strukturen des R_4 entspricht. Da außerdem der R_6 als Weltkonzeption vorliegt, welcher mit $\tau > 0$ zweidimensional metronisiert ist, existieren selektive semantische Iteratoren, welche semantische Syntrizen als Basissyntropoden televarianter Areale mit zeitlich telezentrischer Tektonik induzieren. Dies bedeutet aber, daß eine syntrometrische Beschreibung der Welt als televariante Area möglich sein muß, d.h., es muß eine Fassung des Weltselektors existieren, die dem Uebergangskriterium genügt.

Die Beziehung 136 liefert noch andere Aussagen. Die Terme x_1 und x_3 sind eindeutig an die Natur der Photonen gebunden, nicht aber die Blaukomponente

$x_2 = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot{D}}{D} = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}A$; denn hierbei handelt es sich um einen allgemeinen Energiezuwachs jeder Wellenlänge infolge einer Expansion des R_3. Da im Falle des Photons auf $\Delta t = \frac{\lambda}{w-c} = \frac{3\lambda}{c}$ bezogen wird und $\frac{\Delta_-\lambda}{\Delta t} \to \dot{\lambda}$ gilt, folgt $1/\lambda \, \frac{\Delta_-\lambda}{\Delta t} = -\frac{13}{11}A \to \frac{\dot{\lambda}}{\lambda}$. Im Falle ponderabler Quanten ergibt sich aus $\lambda = \frac{h}{mc}$ und Gl. 135 die Umformung $\frac{\dot{\lambda}}{\lambda} = \frac{d}{dt}\ln\lambda = -\left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{c}}{c} - \frac{\dot{h}}{h}\right) = -\frac{13}{11}A$ oder $\frac{\dot{m}}{m} = \frac{\dot{h}}{h} - \frac{\dot{c}}{c} + \frac{13}{11}A$. Nach Gl. 135 ist aber $\frac{\dot{h}}{h} = -\frac{8}{11}\frac{\dot{D}}{D} = -\frac{8}{11}A$ und $-\frac{\dot{c}}{c} = \frac{5}{11}\frac{\dot{D}}{D} = \frac{5}{11}A$. Also $\frac{\dot{m}}{m} = \frac{10}{11}A$. Wegen $A = \frac{\dot{D}}{D}$ und Gl. 136a folgt $A = \dot{\psi}$ und dies macht die Integration $m = m_0 \cdot e^{\frac{10}{11}\psi} = m_0\left(\frac{D}{D_0}\right)^{\frac{10}{11}}$ möglich, wenn $m_0 = m(0)$ die Masse des Quants bei Beginn der kosmischen Bewegung ist. Aus

$m = m_0\left(\frac{D}{D_0}\right)^{\frac{10}{11}}$ .... 136 c

folgt, daß mit fortschreitender kosmischer Bewegung die Feldmassen aller Photonen anwachsen. Diese Beziehung kann nur für Photonen gelten; denn in der Spektralfunktion 126 komplexer Kondensationen ist eine derartige Abhängigkeit von D nicht möglich, es sei denn, daß n in der Form $n = n_0 \cdot f(D)$ darstellbar ist. Wenn aber eine solche Abhängigkeit von einer kosmischen Funktion f existieren würde, dann wäre die Ganzzahligkeit von n nicht gewahrt.

Eine Auswertung der Beziehungen 136a und 136c, sowie aller weiteren Aussagen welche $D(t)$ enthalten, setzen eine Ermittlung von D_0 voraus, doch ist hierüber vorerst noch keine Aussage mit Ausnahme von 136b möglich. Es besteht aber die Möglichkeit noch derjenigen kritischen Wellenlänge λ_k eines Photons zu suchen, bei welcher die Blaukomponente x_2 durch die Rotverschiebung x_3 kompensiert wird, d.h. bei welcher sich der durch $\dot{D} > 0$ bedingte Energiezuwachs in ein voranlaufendes Graviton transformiert. Die Bedingung der Kompensation wäre $x_2 + x_3 = 0$ oder $\frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda_k^2} - \frac{39}{11}\frac{\lambda_k}{c} \cdot A = 0$ im Momentanzustand des R_3, oder explizit

$$\lambda_k \approx \sqrt[3]{\frac{\tau c}{2A}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 136d.$$

Einsetzen von c und τ mit dem empirischen Wert $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\,[\mathrm{sec}^{-1}]$ liefert dann $\lambda_k \approx 3{,}35 \cdot 10^{-15}\,[m]$, also $\lambda_k \approx 2{,}54\,\lambda_p$, wenn $\lambda_p = \frac{h}{m_p \cdot c}$ die Wellenlänge des Protons ist.

Für alle kosmologischen und kosmogonischen Untersuchungen der Weltstruktur ist eine Bestimmung von D_0 notwendig. Der Anfangswert D_0 kann so beschaffen sein, daß $D_0 > D$ oder $D_0 \leqq D$ ist, was ein statisches Universum $D_0 = D$ bzw. ein expandierendes $\dot{D} > 0$ oder ein kontrahierendes $\dot{D} < 0$ beschreibt. Wäre $\dot{D} \leqq 0$, dann müßte irgendein unbekannter Prozeß die dispersionsfreie empirisch beobachtete Rotverschiebung, entgegen einer dispersionsfreien Blauverschiebung oder der völlig fehlenden Spektralverschiebung verursachen, was aber auf Grund der vorangegangenen Analysen in keiner Weise als wahrscheinlich erscheint. Aus diesem Grunde muß ~~D_0~~ $D_0 < D$ mit $\dot{D} > 0$ angenommen werden. Nach 134a ist aber näherungsweise $D \sim \tau^{-\frac{11}{6}}$, d.h. mit abnehmendem D in Richtung auf den Weltanfang muß τ anwachsen und zwar auch in 134. Die Verkleinerung von D kann aber nach diesem Sachverhalt niemals den Wert 0 beliebig annähern, denn τ kann in keinem Zustand des R_3 als Fläche unterschritten werden. Auch die Oberfläche des R_3 muß immer ein ganzzahliges Vielfaches vom Momentanwert τ sein, so daß im Weltanfang der R_3 so groß sein muß, daß seine Oberfläche mit τ_0 in diesem Anfang identisch ist. Da andererseits die Kugelfläche von allen Raumflächen bei minimalem Flächeninhalt ein Volumenmaximum umschließt, kann $\tau_0 = \pi D_0^2$ für den Weltanfang verschieben werden. Im Weltanfang enthält deshalb nur ein Metron, so daß nur exakte makromische Beziehungen zur weiteren Analyse dieses Weltanfangs verwendet werden können. Auf keinem Fall kann also zur Beschreibung des Weltanfangs die Approximation 131 verwendet werden, die nur Aufschluß über den Trend des Verlaufs $D(\tau)$ geben kann. Die exakte Form 134 dagegen käme in Betracht, wenn 134 auch für einzelne Metronen gilt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß 134 im wesentlichen auf die Lösung 126 der Weltgleichung zurückgeht. Tatsächlich ist Gl. 126 eine solche Beziehung, denn die Spektralfunktion ergab sich aus dem Eigenwertproblem der im ersten Bereich approximierten Partiallösung des Hermetrieproblems, doch konnte gezeigt werden, daß dieses Eigenwertspektrum mit demjenigen der exakten Partiallösung 118 identisch ist. Gl. 126 gilt also auch im Bereich einzelner Metronen. Schließlich wurde noch $\mathrm{Im}\, q = 0$ und $+q s^{-1} \sim (1 - 1/g)^2$ und das Theorem zweidimensionaler Metronen $n\, F_1 = s R \cdot \sqrt{\tau}$ und B $\underline{\text{VI}}$ 4 im Fall sphärischer Niveauflächen verwendet. Alle diese Theoreme gelten aber nicht

nur im Bereich einzelner Metronen, sondern auch unabhängig vom Zeitverlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung in jedem Zustand des R_3. Die Beziehung 134 ist also eine universelle gültige kosmische Beziehung, welche auch im Weltanfang Gültigkeit hat. Einsetzen von $\tau_0 = \pi D_0^2$ in diese Beziehung für $t = 0$ liefert dann $D_0 \neq 1 = f_{(0)} \cdot \sqrt{3\pi/2} \cdot \left(\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\, f_{(0)}^3 - 1\right)^2 = \pi \cdot \sqrt[3]{6/\pi} \cdot \eta^2 \cdot (\eta^2 - 1)^2 = \pi \sqrt[3]{6/\pi} \cdot (\eta^3 - \eta)^2$ oder $\eta^3 - \eta = \pm a$, wenn die Substitutionen $2\eta^2 = f_{(0)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi}$ und $a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6}$ verwendet werden. Hierin gilt $f_{(0)} \cdot \left(\varepsilon D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1\right)^{1/2} = \sqrt[4]{\varepsilon D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1}}$, ~~Hierin ist $f_{(0)}$ [illegible]~~ weil die Substitution $\tau_0 = \pi D_0^2$ und $D(0) = D_0$ auch in $f(D, \tau)$ der Gleichung 134 zu erfolgen hat. Hierin ist D_0 des Weltanfangs implizit in der Bestimmungsgleichung

$$\eta^3 - \eta = \pm a, \quad 2\eta^2 = f_{(0)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi}, \quad a \cdot \sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6},$$
$$f_{(0)} \cdot \left(\varepsilon D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1\right)^{1/2} = \sqrt[4]{\varepsilon D_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}} \quad \ldots\ldots\ldots 132$$

enthalten. Eine elementare Lösung dieser zweideutigen Gleichung siebenten Grades existiert nicht, doch besteht die Möglichkeit der Interpolation. Da immer $D_0 > 0$ mit $\mathrm{Im}\, D_0 = 0$ sein muß, kommen nur positive reelle Lösungen in Betracht beschrieben werden. Im Weltanfang existiert deshalb nur ein Metron, so daß nur exakte metronische Beziehungen zur weiteren Analyse dieses Weltanfangs verwendet werden können. Auf keinen Fall kann also zur Beschreibung des Weltanfangs die Approximation 131 verwendet werden, die nur Aufschluß über den Trend des Verlaufs $D(\tau)$ geben kann. Die exakte Form 134 dagegen käme in Betracht, wenn 134 auch für einzelne Metronen gilt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß 134 im wesentlichen auf die Lösung 126 der Weltgleichung zurückgeht. Tatsächlich ist Gl. 126 eine solche Beziehung, denn die Spektralfunktion ergab sich aus dem Eigenwertproblem der im ersten Bereich approximierten Partiallösung des Hermetrieproblems, doch konnte gezeigt werden, daß dieses Eigenwertspektrum mit demjenigen der exakten Partiallösung 118 identisch ist. Gl. 126 gilt also auch im Bereich einzelner Metronen. Schließlich wurde noch $\mathrm{Im}\, q = 0$ und $r q e^{-q} \sim (1 - r/\varrho)^2$ und das Theorem zweidimensionaler Metronen zu $F_1 = s R \cdot \sqrt{\tau}$ und C $\underline{VI}$ 4 im Fall sphärischer Niveauflächen verwendet. Alle diese Theoreme gelten aber nicht

nur im Bereich einzelner Metronen, sondern auch unabhängig vom Zeitverlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung in jedem Zustand des R_3. Die Beziehung 134 ist also eine universelle wirklich kosmische Beziehung, welche auch im Weltanfang Gültigkeit hat. Einsetzen von $\tau_0 = \pi D_0^2$ in diese Beziehung für $t = 0$ liefert dann $D_0 \neq 1 = f_{(0)} \cdot \sqrt{3\pi/2} \cdot \left(\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2\pi}}\, f_{(0)}^3 - 1\right)^2 = \pi \cdot \sqrt[3]{6/\pi} \cdot \eta^2 \cdot (\eta^6 - 1)^2 = \pi \sqrt[3]{6/\pi} \cdot (\eta^7 - \eta)^2$ oder $\eta^7 - \eta = \pm a$, wenn die Substitutionen $2\eta^2 = f_{(0)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi}$ und $a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6}$ verwendet werden. Hierin gilt $f_{(0)} \cdot (e D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1}}$, ~~Hierin ist $f_{(0)}$~~ [illegible] weil die Substitution $\tau_0 = \pi D_0^2$ und $D(0) = D_0$ auch in $f(D, \tau)$ der Gleichung 134 zu erfolgen hat. Mithin ist D_0 des Weltanfangs implizit in der Bestimmungsgleichung

$$\eta^7 - \eta = \pm a, \quad 2\eta^2 = f_{(0)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi}, \quad a \cdot \sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6},$$
$$f_{(0)} \cdot (e D_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e D_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 132$$

enthalten. Eine elementare Lösung dieser zweideutigen Gleichung siebenten Grades existiert nicht, doch besteht die Möglichkeit der Interpolation. Da immer $D_0 > 0$ mit $\mathrm{Im}\, D_0 = 0$ sein muß, kommen nur positive reelle Lösungen in Betracht.

Stets kann $\eta^7-\eta\mp a=0$ als Ordinatennullstelle $y(\eta)=0$ der ebenen Kurve $y(x)=x^7-x\mp a$ aufgefaßt werden. Wird im Gegensatz zu $y=x^7-x-a$ $\underline{y}=\underline{x}^7-\underline{x}+a$ gesetzt, dann wird evident, daß $\underline{y}$ durch eine einfache Drehung der Koordinatenebene $(\underline{x},\underline{y})$ um π wegen $\cos.\pi=-1$ in $y(x)$ der Koordinatenebene (x,y) übergeht, so daß nur noch der positive Zweig $\eta^7-\eta=a>0$ und damit $y=x^7-x-a$ untersucht zu werden braucht. Wegen $a>0$ liegen die drei Punkte $x=\pm 1$ und $x=0$ auf einer Parallelen zur Abszisse, nämlich $y(\pm 1)=y(0)=-a<0$, während im Bereich $-1<x<-\infty$ der Verlauf stetig im Intervall $-a<y<-\infty$ verläuft. Ganz analog gilt für $1<x<+\infty$ das offene Intervall $-a<y<+\infty$. Die Extrema werden beschrieben durch $\frac{dy}{dx}=7x_e^6-1=0$, also $x_e=\pm\sqrt[6]{1/7}$. Nach $d^2y/dx^2=42x^5$ beschreibt $x_e=-\sqrt[6]{1/7}=x_{max}$ und $x_e=+\sqrt[6]{1/7}=x_{min}$, während der Wendepunkt bei $x_w=0$ liegt. Für die zugehörigen Ordinaten folgt $y_{max}=(1-1/7)\sqrt[6]{1/7}-a>0$, aber $y_w=-a$ und $y_{min}=-(1-1/7)\sqrt[6]{1/7}-a<-a<0$. Hieraus folgt, daß $y(x)$ aus $-\infty$ kommt, den Punkt $y(-1)=-a$ in $x=-1$ durchläuft, die Abszisse in $-1<x<0$ mit Erreichung des positiven Maximums zweimal schneidet, um über den Wendepunkt $y_w=-a$ in $x_w=0$ in

das Minimum zurückzulaufen, um anschließend über $y(+1)=-a$ nach $+\infty$ anzusteigen, wobei wiederum die Abszisse in $x_+>+1$ mit $y(x_+)=0$ überschritten wird. $y(x)$ hat also drei reelle Nullstellen, von denen zwei in $x<0$ liegen. Gl. 132 hat also unabhängig von der Zweideutigkeit in jedem Falle, da die beiden Zweige spiegelsymmetrisch sind, drei reelle Nullstellen $-1<\eta_1<-\sqrt[6]{1/7}<\eta_2<0$ und $\eta_3>+1$, welche durch eine Interpolation abgeschätzt werden können. Da Gl. 132 eine algebraische Gleichung 7.ten Grades ist, müssen sieben Lösungen existieren. Nach der Definition ist aber $f_{(0)}=2\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}}\,\eta^2>0$, weil $f_{(0)}$ die reellen positiven Terme der Spektralfunktion f bestimmt, so daß $\eta^2>0$ gefordert werden muß, woraus folgt, daß die imaginären Lösungen der Gl. 132 von der Untersuchung ausgeschlossen ~~ist~~ sind. Wegen $a=+\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}}\approx 0,50651$ gilt auf jeden Falle $1,06<\eta_3<1,07$, sowie $0,8<|\eta_1|<0,9$ und $\eta_2\approx-0,51$. Weitere Interpolationen können mit $\eta_3=1+\frac{6,Z}{100}$, sowie $-\eta_1=1-\frac{Z}{100}$ durchgeführt werden, wenn $0<Z<10$ eine Dezimalstelle angibt. Mit $b_3=6,7/100$ und $b_1=\frac{Z}{100}$ wird für beide Nullstellen wegen $(1\pm b)^7=1\pm 7b+$

$+ 21 b^2 \pm 35 b^3 + 35 b^4 \pm 21 b^5 + 7 b^6 \pm b^7$ nach dem binomischen Gesetz $a = 6 b_1 - 21 b_1^2 + 35 b_1^3 (1 - b_1) + 21 b_1^5 - 7 b_1^6 + b_1^7$ und $a = 6 b_3 + 21 b_3^2 + 35 b_3^3 (1 + b_3) + 21 b_3^5 + 7 b_3^6 + b_3^7$. Maximal ist stets $b_{1,3} \leqq \frac{1}{10}$, woraus folgt, daß $21 b_3^5 + 7 b_3^6 + b_3^7 \approx 21 b_1^5 - 7 b_1^6 + b_1^7 \approx 0$ gesetzt werden kann, weil diese Anteile erst nach der dritten oder vierten Decimalstelle erscheinen können, was aber für eine Abschätzung unwesentlich ist. Diese Abschätzung liefert $Z_1 \approx 12{,}5$, $Z_2 \approx 48$ und $Z_3 \approx 8$, woraus $\eta_1 \approx -0{,}875$, $\eta_2 \approx -0{,}52$ und $\eta_3 \approx +1{,}068$ folgt. Diese Werte liegen auf jeden Fall dem η-Intervall, weil $x_e = \pm \sqrt[6]{1/7} \approx \pm 0{,}20651$ ist. Definitionsgemäß gilt $\eta^2 = 1/2 \sqrt[6]{\frac{6}{\pi}} \, f_{(0)}$, also $f_{(0)} \approx 1{,}29554 \, \eta^2$, weil $\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}} \approx 0{,}89722$ ist. Weiter gilt $f_{(0)}^2 = \frac{p}{p^2 - 1} \approx 3{,}23 \, \eta^4 = \alpha > 0$ mit $p \sqrt[4]{\pi} = D_0 \cdot \sqrt{e/E}$ und daraus folgt $p = \frac{1}{2\alpha} (1 \pm \sqrt{1 + 4\alpha^2})$, doch hat hiervon nur der positive Zweig $p = \frac{1}{2\alpha} (1 + \sqrt{1 + 4\alpha^2})$ Bedeutung, weil $p \sim D_0 > 0$ gefordert werden muß. Einsetzen der η-Werte in $2\alpha \approx 6{,}46 \, \eta^4$ ergibt dann $2\alpha_1 \approx 3{,}35$, sowie $2\alpha_2 \approx 0{,}47$ und $2\alpha_3 \approx 8{,}4$, also für die p-Werte $p_1 \approx 1{,}3$, $p_2 \approx 4{,}47$ und $p_3 \approx 1{,}125$. Nun ist $p = \frac{D_0}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\sqrt{e}}{\sqrt[4]{\pi}} \approx 1{,}2384 \cdot \frac{D_0}{\sqrt{E}}$, woraus sich für den Weltanfang drei Durchmesser monometronischer Sphären, nämlich $D_{(0)1} \approx \frac{1{,}3}{1{,}238} \approx 1{,}05 \, [m]$,

sowie $D_{(0)2} \approx \frac{4{,}47}{1{,}238} \approx 3{,}61 \, [m]$ und $D_{(0)3} \approx \frac{1{,}125}{1{,}238} \approx 0{,}908 \, [m]$ ergeben. Es gilt die Folge $D_{(0)2} > D_{(0)1} > D_{(0)3}$, d. h., die reale kosmische Bewegung kann nur von der größten Sphäre, dem Protouniversum $D_{(0)2} = D_{(0)p}$ ausgegangen sein, während die beiden weiteren Sphären in irgendeiner Weise die Innenstruktur dieses Protouniversums bestimmen müssen. Die kleinste Sphäre hat wahrscheinlich einen grundlegenden Charakter und soll daher als Fundamentalsphäre $D_{(0)3} = D_{(0)f}$ und die mittlere als Mesosphäre $D_{(0)1} = D_{(0)m}$ bezeichnet werden. Diese Sphärentrinität des Weltanfangs numerisch abgeschätzt in

$D_{(0)p} \approx 3{,}61 \, [m]$, $D_{(0)m} \approx 1{,}05 \, [m]$,
$D_{(0)f} \approx 0{,}908 \, [m]$ 137a

kann, wegen der monometronischen Eigenschaften aller Sphären mit den vorliegenden Methoden ebensowenig interpretiert werden, wie die Innenstruktur des Protouniversums, doch scheint die Existenz von $D_{(0)f}$ und $D_{(0)m}$ in irgendeiner Weise mit dieser Innenstruktur zusammen zu hängen. Diese Innenstruktur wiederum muß irgendwie die reale kosmische Bewegung von D_0 aus verursachen.

Wenn sich der R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung aus diesem Anfangszustand heraus gemäß $D(t) > D_0$ entfaltet, dann muß auch ein Finalstadium, also eine Endzeit T_e mit einem Enddurchmesser $D_e = D(T_e)$ existieren. Für D_e kann es aber nur zwei prinzipielle Möglichkeiten geben, nämlich $D_e \to \infty$ oder $D_e < \infty$. Im Falle $D_e \to \infty$ wäre $\tau_e = 0$ und damit $\gamma_e = 0$ sowie $h_e = 0$ und $\mu_{(e_0)} = 0$, aber $\varepsilon_{(e_0)} \to \infty$, während μ, $\varkappa$ und ϑ als Elementarkonstanten jeder Kondensation erhalten bleiben. $\vartheta > 0$ im Finalzustand $D_e \to \infty$ bedeutet aber ebenso einen Widerspruch in sich selbst, wie das Vorhandensein von Elementarladungen $\varkappa > 0$ ohne eine untere Grenze des Massenspektrums q, die mit $\tau_e = 0$ ebenfalls verschwindet, während die obere Grenze $\mu^4\sqrt{2}$ erhalten bleibt, aber wegen $\gamma_e = 0$ kein Gravitationsfeld erzeugt. Auch müssen die tieferen Terme der Spektralfunktion als Massenquanten weiter bestehen, obwohl $h_e = 0$ ist. Schließlich wäre noch $w_e = c_e = 0$, was aber nach der unitären Transformationsmatrix im euklidischen R_6 für alle Zustände singuläre Unendlichkeits-

stellen zur Folge hat, obwohl die euklidischen Eigenschaften der mit $D_e \to \infty$ verschwindenden Krümmung exakt gelten. Die Existenz $\tau > 0$ erfüllt nach A $\overline{\text{VIII}}$ die Televarianzbedingung einer Area, für welche bereits durch $D_0 > 0$ ein R_3 als Telezentrum gegeben ist. Da weiter $\tau > 0$ immer ein R_2 ist und das Existenzkontinuum der äonischen Welt als komplexer R_6 beschrieben werden kann, müßten sich um die televariante Area metrischer Kondensationsstufen handeln, die tatsächlich mit $h > 0$ nachweisbar und als Energiequanten interpretierbar sind. $D(t) > D_0$ der kosmischen Bewegung paßt also ohne Widerspruch in das Bild einer televarianten Area mit zeitlich telezentrischer Tektonik, was aber $D_e < \infty$ fordert, weil eine derartige Area immer telezentrisch polarisiert sein muß und D_e als Gegentelezentrum zu D_0 erscheint. Außerdem führt $D_e < \infty$ nicht zu der Serie von Widersprüchen die sich aus $D_e \to \infty$ ergibt. Ueber $D_e < \infty$ können ohne eine explizite Angabe von $D(t)$ keine Aus-

zogen gemacht werden. Wenn aber
$D_e \approx D$ das Kommensurabilitätsmaß ist,
dann muß an die momentane Expan-
sion in einem späteren Weltalter
eine Kontraktion anschließen und
diese Kontraktion kann, wiederum
aufgrund der mechanischen Struktur,
nur bis $D_e = D_o$ laufen, wodurch dann
der Finalzustand des Gegenbelegzentrums
gegeben ist. Da Gl. 132 zweideutig ist
und der positive Zweig mit Sphärentri-
nität des Weltanfangs $(D_{cosz}; D_{cosm}; D_{cosn}) \Rightarrow$
$= D_{fmp}$ führte, kann der negative Zweig
nur die spiegelsymmetrische Trinität
des Endzeituniversums beschreiben. Als
Folge dieser Antisymmetrie bleiben
die Sphären erhalten, doch muß es zu
einem Austausch der Semantik von
Fundamental- und Makrosphäre in der
Endzeittrinität kommen. Die Protosphä-
re des Weltanfangs hat als Semantik
(+) den Beginn der kosmischen Bewegung,
aber die Protosphäre der Endzeit als spie-
gelsymmetrische Semantik (−) als Final-
stadium der kosmischen Bewegung. Kenn-
zeichnen die Indizierungen x und y die
unbekannten semantischen Eigenschaften
der beiden inneren Sphären, dann würde
die kosmische Bewegung des R_3 und alle

Parallelräume $R_3^{\pm}$ (welche den R_3 impli-
zieren), beschrieben durch D^{xy+}_{fmp} bzw.
z(23) D^{yx-}_{fmp}, wobei zweifellos die Trans-
position der Semantik in der Endzeit-
trinität bezogen auf den Weltan-
fang mit der durch $\cos \alpha_4 > 0$ ~~nur~~
ausgedrückten Orientierung der kos-
mischen Bewegung in der Somawelt
R_4^{+} zusammenhängt. Da für
das Antiraum R_4^{-} mit seinem Antipa-
rallelräumen R_3^{-} die kosmische Bewe-
gung durch $\cos \alpha_4 < 0$ orientiert
wird, müßte eine kosmische Bewe-
gung des Antiraums exakt spiegel-
symmetrisch zu derjenigen der
Somawelt sein, derart daß die
Endzeittrinität der Somawelt
mit der Sphärentrinität eines Welt-
anfangs ~~mit~~ im Antiraum und das
Endzeituniversum des Antiraums
mit dem Protouniversum der Soma-
welt identisch werden muß. Da
die Sphärentrinitäten des Proto- und
Endzeituniversums wegen der Zwei-
deutigkeit ~~des~~ von 132 als spiegelsym-
metrische Strukturen den R_4^{+} zeitlich
beiderseitig begrenzen und existie-
ren müssen, kann geschlossen wer-
den, daß auch das Antiraum R_4^{-} als

spiegelsymmetrische Struktur existiert. Die kosmischen Bewegungen verlaufen ~~im~~ wegen $\cos\alpha_4 > 0$ im R_4^+ und $\cos\alpha_4 < 0$ im R_4^- antiparallel, was durch die Spiegelsymmetrie der zeitlich telezentrischen Tektonik beider Raumzeitstrukturen zum Ausdruck kommt. Die vertiefte Auffassung der durch 85 b beschriebenen semantischen Sonderstellung der Zeitdimensionen innerhalb der Weltarchitektur liegt also in der zeitlichen telezentrischen Tektonik der Sonnenwelt und des Antikosmos mit antiparalleler kosmischer Bewegung. Die Sphärentrinitäten des Proto- und Endzeitkontinuums müssen auf jeden Fall als Haupttelezentren $T_1(0)$ und $T_2(x_5)$ dieser zeitlich telezentrischen Welttektonik der Raumzeitstrukturen $R_4^\pm$ aufgefaßt werden, denn bereits τ & > 0 liefert das Televarianzkriterium, so daß wegen $\tau > 0$ diese Raumzeitstrukturen auf jeden Fall zeitlich telezentrierte televariante Areale sind, für welche die Haupttelezentren existieren müssen. Für die kosmische Bewegung der Sonnenwelt gilt also $T_1^+ (\,)^{xy+}_{f\mu p} \xrightarrow[\cos\alpha_4 > 0]{\partial(R_3^+)} T_2^+ (\,)^{yx-}_{f\mu p}$, während im Antikosmos gemäß $T_1^- \xrightarrow[\cos\alpha_4 < 0]{\partial(R_3^-)} T_2^-$ mit

$T_1^- \equiv T_2^+$ und $T_2^- \equiv T_1^+$ die spiegelsymmetrische Tektonik (bezogen auf die telezentrische Zeitdimension) vorliegt. Die televarianten Raumzeitareale mit [illegible] zeitlich telezentrischen Welttektonik und den antiparallelen telezentrierten kosmischen Bewegungen werden also durch die kosmogonische Beziehung

$$T_1^+ (\,)^{xy+}_{f\mu p} \xrightarrow[\cos\alpha_4 > 0]{\partial(R_3^+)} T_2^+ (\,)^{yx-}_{f\mu p} \equiv$$

$$\equiv T_1^- \xrightarrow[\cos\alpha_4 < 0]{\partial(R_3^-)} T_2^- \equiv T_1^+ \quad \ldots\ldots\ldots\ 138$$

beschrieben, worin die televarianten Areale als R_4-Unterräume in der entelechalen R_5-Hyperfläche der äonischen Welt R_6 gegeben sind. Die Telezentren sind unabhängig von ihrer Semantik eines Proto- oder Endzeitkontinuums immer die Sphärentrinität eines Weltursprungs. Da jedoch diese Sphärentrinität immer nur die R_3-Projektion einer R_6-Struktur ist, erscheint die Bezeichnung Weltenursprung sinnvoller, weil für jeden Pararaum oder Antipararaum eine derartige Sphärentrinität als x_5-Fortsetzung der Projektion existiert. Die ganze Untersuchung gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, daß während der Kontraktionsphase der

kosmischen Bewegung die gleichen kos-
mologischen Gesetze gelten, wie während
der direkt beobachtbaren Expansionspha-
se des R_3. Aber auch dann, wenn in diesem Be-
reich des R_4 andere Gesetzmäßigkeiten
gelten sollten, könnte sich nur an der
Sphärentrinität der Endzeit etwas än-
dern, nicht dagegen an der telezentri-
schen Eigenschaft $0 < D_e < \infty$.

Eine Aussage über die Telezen-
trale T_e ist ohne eine Kenntnis des Ver-
laufes $\ln D = \frac{10}{11}\psi(t)$ nicht möglich,
doch geht aus der Untersuchung die
architektonische Bedeutung der Zeitdi-
mension für die Weltstruktur eindeu-
tig hervor. Völlig unbekannt bleibt
aber die Innenstruktur und die Seman-
tik der beiden Welttelezentren. Zu ihrer
Untersuchung wird eine syntrometrische
Beschreibung notwendig, weil hierfür
der anthropomorphe Quantitätsaspekt
offensichtlich nicht ausreicht. Wenn die
kosmische Bewegung und der Sphären-
trinität des Protouniversums zeitlich
evolviert, dann kann diese Evolution
des R_3 während der ersten Phase nur
in Zeit~~spannen~~intervallen τ erfolgen,
denn nach 132 a kann diese zeitliche Kon-
densatorkonstante nicht unterschritten werden.

Im ersten Schritt der R_3-Expansion
tritt die Protosphäre in die Zeit, wäh-
rend die Mesosphäre durch einen
Projektionsvorgang den Durchmesser
der ehemaligen Protosphäre und
die Fundamentalsphäre den der
Mesosphäre annimmt. Der durch die
Evolution bedingte Eintritt in die
Zeit bedeutet stets eine der Durch-
messervergrößerung entsprechende
Metronenverkleinerung nach 134
und somit eine Erhöhung der Metro-
nenbesetzung ~~Die~~ der betreffenden
Sphäre. Die zweite Evolutionsphase,
also der Zeiteintritt der ~~auf~~ ~~[illegible]~~ in die Pro-
ursprüngliche hineinprojizierten
tosphäre ~~[illegible]~~ ~~geschrumpften~~
Mesosphäre, kann erst um die Zeit
τ später erfolgen als die Aktuali-
sierung der Protosphäre. Wenn auch
die Mesosphäre aktualisiert ist, muß
die Fundamentalsphäre aus der Meso-
sphärenprojektion in diejenige der Pro-
tosphäre treten und abermals nach τ
in einer dritten Phase aktualisieren.
Mit diesem Zeiteintritt als Aktuali-
sierung ist die Weltwerdung der kos-
mischen Bewegung des R_3 vollzogen.
Während der ganzen kosmischen Be-
wegung muß aber die durch τ zeitlich

bekannte metronische Dreiheit aus Proto-, Meso- und Fundamentalmetronen (p, m und f) im R_3 erhalten bleiben, derart, daß auf das ~~m~~ m-Metron bezogen, das p-Metron um ϑ früher und das f-Metron um ϑ später liegt. Wegen $\vartheta > 0$ und der Unmöglichkeit, ϑ zu unterschreiten, ist also der die zukünftigen und vergangenen Ereignisse trennende Gegenwartsbereich simultaner Ereignisse nicht irrationale Singulität, sondern ein durch die metronische Dreiheit gegebenes Raumzeitintervall der zeitlichen Intervallänge $2\vartheta > 0$. Dieser nichtmehr singuläre Zwischenbereich trennt in jedem Punkt der kosmischen Bewegung die zweischaligen vierdimensionalen Rotationshyperboloide als Orte zukünftiger früher oder später liegende Ereignisse oder aber [illegible] vergangener älterer oder jüngerer Ereignisse. Eine metronische Struktur im R_3 ist also zu jeder Zeit durch die metronische Dreiheit des Gegenwartsintervalls 2ϑ definiert, derart daß grundsätzlich drei Arten von Metronen durch irgendeine Korrelation die betreffende metronische Struktur definieren. Alle Strukturen des R_6

erscheinen als R_3-Projektionen stets nach 115 in Form diskreter metronischer Kondensationsstufen, welche durch $\hat{[\ ]} = [\ ]^{\times}$ also durch den hermiteschen Fundamentalselektor ${}^2\bar{\varkappa} = {}^2\bar{\varkappa}^{\times}$ beschrieben werden. Die auf 137 a zurückgehende metronische Dreiheit dagegen erweist die Existenz von $w = 3$ metronischen Partialstrukturen, welche nach A $\overline{\text{VIII}}$ stets einen dreiteiligen Korrelator $\hat{\varkappa} = ({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu\nu)})_3$ bedingen, dessen Tensorelemente als Partialstrukturen gemäß ${}^2\bar{\varkappa}({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu\nu)})_1^3$ das hermitesche Feld ${}^2\bar{\varkappa}$ als Kompositionsfeld komponieren, so daß wegen ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu\nu)} = sp\ {}^2\bar{x}_{(\mu)} \times {}^2\bar{x}_{(\nu)}$ die metronische Dreiheit des R_3 der Gegenwart simultaner Ereignisse die Existenz von $1 \le \mu \le 3$ Gitterkernselektoren ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ fordert. Zwar ist ${}^2\bar{\varkappa} = {}^2\bar{\varkappa}^{\times}$ evident, doch gibt es für die Korrelationsvermittler als Elemente von $\hat{\varkappa}$ und damit für die Gitterkerne keinerlei Aussagen ~~für~~ über die Symmetrie, so daß zweckmäßig die allgemeinen nichthermiteschen Eigenschaften ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{\varkappa}^{\times}_{(\mu\nu)}$ mit nichthermiteschen Gitterkernen angenommen werden sollen. Gleichung 137 a das Weltenursprungs ~~macht~~ ergibt also die Existenz von drei korrelierenden metronischen Partialstrukturen zu einem hermiteschen Kompositionsfeld im Sinne einer Synmetronik. Die Lösungsmannigfaltigkeit 126 der allgemeinen Weltgleichung 115 führt also über eine allgemeine kosmologische Analyse der makromo- [illegible] Verhältnisse über die kosmischen 134 mit kosmogonischen Beziehung, Aussage 137a, welche einerseits den Entwurf 138 einer Weltarea mit zeitlich telezentrischer Tektonik liefert aber andererseits aus der Sphärentrinität des Weltanfangs den Schluß auf eine Symmetronik von drei nicht-hermiteschen Partialstrukturen erzwingt. Diese durch 137a begründete Symmetronik der zum hermiteschen Kompositionsfeld korrelierenden Partialstrukturen findet also ihren Ansatz in

$$ {}^2\bar{\chi}\ \left({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}\right)_1^3 = {}^2\bar{\chi}^{\times},\quad \hat{\chi} = \left({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}\right)_3 , $$

$$ {}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = 4p\ {}^2\bar{\chi}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\chi}_{(\nu)} \neq {}^2\bar{\chi}^{\times}_{(\mu\nu)} \quad \ldots\ldots 139. $$

Da nunmehr ${}^2\bar{\chi}$ als Kompositionsfeld erscheint, muß die durch 139 im Ansatz begründete Symmetronik Aufschlüsse über die Unterstruktur der diskreten Kondensationsstufen aller Hermetriefor-

men geben. Im R_6 ist bei Gleichanlasse Metronen deren primitive Tensorien R_2-Mannigfaltigkeiten sind, mit $\omega = 3$ stets das Dimensionsgesetz $n = 2\omega$ zusammen mit $n^2 = \binom{\omega^2}{2}$ erfüllt, so daß nach A $\overline{V_{III}}$ das Dimensionsgesetz diskreter Kondensationsstufen auch im Falle des symmetronischen Ansatzes 139 mit $\omega = 3$ und 137a erfüllt ist.

Dies alles bedeutet, daß die Lösung 126 über die allgemeinen kosmologischen und kosmogonischen Beziehungen 134 und 137a direkt wegen 139 eine Möglichkeit zur Analyse der internen Struktur metronischer Kondensationsstufen anzeigt, so daß die Konsequenzen aus 115 weitergetrieben werden können und zwar auf der symmetronischen Basis 139, welche als Folgerung aus 126 wiederum auf 115 zurückgeht. Damit wurde aber in 139 der gesuchte Ansatz zur Weiterführung der Konsequenzen aus 115 gefunden. Da die symmetronische Korrelationsstruktur der Kondensationsstufen allein Aufschluß über die empirisch gegebene Zeitab-
hängigkeit der Quantenzahlen und

126 geben kann, erscheint es sinnvoll auf der Basis von 139 eine allgemeine Symmetronik welcher vom Kompositionsfeld korrelierender Partialstrukturen aus der Weltgleichungen 115 zu entwickeln.

Nach den vorangegangenen Ergebnissen wird der Rahmen einer Symmetronischen Korrelationstheorie der Partialstrukturen durch eine fünffache Problematik festgelegt, die in der folgenden Problemstellung zusammengefaßt werden.

a) Das zeitliche Auswahlgesetz $n(t)$ mit $q(n,t)$ muß explizit gefunden werden.

b) Nach dem Auswahlprinzip müssen die Terme n_k, $q(n_k)$ mit den zeitlichen Stabilitätsintervallen $t_{k+1} - t_k > 0$ des vermehrt ausgewählten Spektrums $1 \leq k \leq N$ angebbar sein.

c) Es muß festgestellt werden, wie sich strukturell das Spektrum $m^{(k)}_{(+)}$ vom spiegelsymmetrischen Antispektrum $m^{(k)}_{(-)}$ unterscheidet.

d.) Es muß untersucht werden, nach welchen Korrelationsprinzipien alle semantischen Strukturen als metronische Kondensationszustände ineinander transmutieren.

e) Die Bedeutung des empirisch festgestellten mittleren Auftretens von $m_{(-)}$ in der aus $m_{(+)}$ stabil strukturierten

Kosmos sowohl hinsichtlich der semantischen Weltarchitektur ist zu ermitteln.

Erst wenn diese offenen Fragen durch eine Symmetronik der Partialstrukturen beantwortet werden können, ist es möglich, eine allgemeine Korrespondenztheorie der metrischen Kondensationszustände ~~und~~ und einer symmetronische Hierarchie der wechselseitigen Transmutationsprozesse zu entwickeln.

Kapitel IX

Symmetronik ~~der~~

1) Struktureinheiten und Gitterkerne ~~selektoren~~

Nach den Hermetrieuntersuchungen im Kondensations~~Kompositions~~feld hängt der jeweilige Kondensationszustand von den speziellen Hermetriebedingungen in bezug auf die vier semantischen Architektureinheiten der Welt ab. Die metronische Hyperstruktur der Kondensation wird dabei durch den [illegible] Fundamentalselektor ${}^{2}\overline{\chi} = {}^{2}\overline{\chi}^{x}$ und den mit seiner Hilfe definierten ebenfalls [illegible] Fundamentalkondensor ~~selektor~~ $\hat{[\;]} = \hat{[\;]}^{x}$ beschrieben, derart, daß durch die Einwirkung des

Weltselektors auf den Fundamentalko dessen ein tensorieller Nullselektor 4. Grades entsteht. Jede Kondensation des äonischen Weltkontinuums muß aber nach 139 eine innere Struktur haben, denn in jedem $(n = 2\omega)$-dimensionalen metronischen Tensorium gibt es ω Partialstrukturen ${}^2\bar{\chi}_{(\nu,\nu)}$ und $\omega(\omega-1)$ Korrelationsvermittler ${}^2\bar{\chi}_{(\mu,\nu)}$ mit $\mu \neq \nu$ für $1 \leq (\mu,\nu) \leq \omega$, die alle in $\hat{\chi} = ({}^2\bar{\chi}_{(\mu,\nu)})_\omega$ zusammengefaßt sind. Nach der Theorie metronischer Hyperstrukturen ist aber jedes Element von $\hat{\chi}$, also jeder Fundamentalselektor einer Partialkomposition, durch die ω Gitterkernselektoren ${}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}$ im Sinne des Matrizenspektrums einer tensoriellen Multiplikation gemäß ${}^2\bar{\chi}_{(\mu,\nu)} = sp\ {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}$ gegeben. Im speziellen Falle des metronischen Weltkontinuums R_6 ist also $\omega = 3$, d.h. $\hat{\chi}$ umfaßt 9 Elemente mit den drei Partialstrukturen in der Diagonalen und sechs extradiagonalen Korrelationsvermittlern. Alle diese Elemente von $\hat{\chi}$ sind Argumente des hermiteschen Kompositionsfeldes ${}^2\bar{\chi}\left({}^2\bar{\chi}_{(\mu,\nu)}\right)_1^3 = {}^2\bar{\chi}^\times$ und werden im Sinne des Matrizenspektrums ${}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = sp\ {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}$ aus drei nichthermiteschen Gitterkernselektoren ${}^2\bar{\kappa}_{(\nu)} = {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)+} + {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)-} \neq {}^2\bar{\kappa}^\times_{(\nu)}$ aufgebaut, weil die Elemente von $\hat{\chi}$ im Gegensatz zum Kompositionsfeld selbst 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 symmetronischen 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 auch 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 entelechale Hermetrie begleitet alle anderen Hermetriebedingungen (nach den Untersuchungen ~~(nach dem~~ über die Gemetrische 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 Äquivalenzprinzip 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 nichthermitischer Gitterkerne im Bereich der Partialkompositionen zu definieren. Diese Koordination der Architektureinheiten zu den Gitterkernen und die damit verbundene Interpretation dieser Selektoren als Struktureinheiten lautet/nach den Ergebnissen der Hermetrieuntersuchungen im Kompositionsfeld bei äonischer Hermetrie $(s_{(3)}, s_{(4)}) \equiv {}^2\overline{\varkappa}_{(g)} = {}^2\overline{\varkappa}_{(1)}$ ((g): Gravitation), $(s_{(2)}) \equiv {}^2\overline{\varkappa}_{(e)} = {}^2\overline{\varkappa}_{(2)}$ ((e): elektromagnetisch) und $(s_{(1)}) \equiv {}^2\overline{\varkappa}_{(m)} = {}^2\overline{\varkappa}_{(3)}$ ((m): Materiefeld). Werden auf diese Weise die semantischen Einheiten den Gitterkernen koordiniert, so daß diese Gitterkerne als Struktureinheiten interpretierbar sind, dann kommen wegen ${}^2\overline{\varkappa}_{(\mu,\nu)} = sp\ {}^2\overline{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)}$ unmittelbar die speziellen Hermetrieeigenschaften in den Elementen von $\hat{g}$ zum Ausdruck, was wiederum direkt eine Auswahl der vom Nullselektor verschiedenen Komponenten aller Fundamentalkondensoren $\widehat{\left[\begin{matrix}\mu & \nu \\ \overset{=}{\varkappa} & \overset{+}{\lambda}\end{matrix}\right]}$ unmittelbar ermöglicht. Wenn einzelne der so als

Struktureinheiten definierten Gitterkernselektoren hermetrisch sind (z.B. die Struktureinheiten μ und ν), dann gilt dies auch für das Element $^2\bar{g}_{(\mu,\nu)}$ aus $\hat{g}$. Nach der Hermetriedefinition ist aber $^2\bar{g}_{(\mu,\nu)} = const.$ in bezug auf die antihermetrischen Koordinaten, ~~aber~~ erscheint aber als Funktion der Hermetrischen. Diese hermetrischen semantischen Architektureinheiten beziehen sich ~~aber~~ jedoch nach der Interpretation der Gitterkerne als Struktureinheiten auf die jeweiligen ihnen koordinierten Struktureinheiten. Danach kann $^2\bar{\varkappa}_{(1)}$ nur von $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ aber $^2\bar{\varkappa}_{(2)}$ nur von $s_{(2)}$ und $^2\bar{\varkappa}_{(3)}$ nur von $s_{(1)}$ bestimmt werden. Ist eine dieser Architektureinheiten antihermetrisch, also herrscht z.B. in bezug auf die Struktureinheiten ν völlige Antihermetrie, dann gilt $^2\bar{g}_{(\nu,\nu)} = const$, was wegen $^2\bar{g}_{(\nu,\nu)} = sp\ ^2\bar{\varkappa}_{(\nu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)}$ unmittelbar auch $^2\bar{\varkappa}_{(\nu)} = const.$ bedingt. Nach dieser Untersuchung besteht nunmehr die Möglichkeit für die $\overline{\underline{VIII}}$ diskutierten speziellen Hermetriebedingungen eine Klassifikation in bezug auf $\hat{g}$ 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 $\underline{I}$ bis $\underline{IV}$ gekennzeichnet werden. Diese Indizierungen sollen den betreffenden Hermetrieklassen in folgender Weise zugeordnet sein:

$H(s_{(3)}, s_{(4)}) \equiv \underline{I}$, $H(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \equiv \underline{II}$,
$H(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv \underline{III}$, und
$H(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}, s_{(1)}) \equiv \underline{IV}$. Hinsichtlich der Gitterkerne und Elemente von $\hat{g}$ ergibt sich im Rahmen dieser Klassifikation, da immer $^2\bar{g}_{(\mu,\nu)} = sp\ ^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)}$ ist, das folgende System von Spezialfällen der Hermetrie.

Fall $\underline{I}$:

$^2\bar{\varkappa}_{(1)}(Z_5, Z_6)$, $^2\bar{\varkappa}_{(2)} = const.$ $^2\bar{\varkappa}_{(3)} = const.$

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

Fall $\underline{II}$:

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

Fall $\overline{\text{III}}$: Gitterkerne ${}^2\bar{\varkappa}_{(1)}(Z_{5,6})$, ${}^2\bar{\varkappa}_{(2)} = \text{const.}$ und ${}^2\bar{\varkappa}_{(3)}(Z_k)_1^3$. Für die Elemente von $\hat{\chi}_{\overline{\text{III}}}$ bedeutet dies ${}^2\bar{\chi}_{(1,1)}(Z_{5,6})$, ${}^2\bar{\chi}_{(1,2)}(Z_{5,6})$, ${}^2\bar{\chi}_{(2,2)} = \text{const.}$, ${}^2\bar{\chi}_{(1,3)}(Z_{5,6}, Z_k)_1^3$, ${}^2\bar{\chi}_{(2,3)}(Z_k)_1^3$, ${}^2\bar{\chi}_{(3,3)}(Z_k)_1^3$.

Fall $\overline{\text{IV}}$: Gitterkerne ${}^2\bar{\varkappa}_{(1)}(Z_{5,6})$ ${}^2\bar{\varkappa}_{(2)}(Z_4)$ und ${}^2\bar{\varkappa}_{(3)}(Z_k)_1^3$. Die Elemente von $\hat{\chi}_{\overline{\text{IV}}}$ haben demnach für diesen Fall den funktionellen Bau ${}^2\bar{\chi}_{(1,1)}(Z_{5,6})$, ${}^2\bar{\chi}_{(1,2)}(Z_{5,6}, Z_4)$, ${}^2\bar{\chi}_{(1,3)}(Z_{5,6}, Z_k)_1^3$, ${}^2\bar{\chi}_{(2,2)}(Z_4)$, ${}^2\bar{\chi}_{(2,3)}(Z_4, Z_k)_1^3$, ${}^2\bar{\chi}_{(3,3)}(Z_k)_1^3$.

Diese Klassifikation mit Hilfe der Strukturzweiinheiten ergibt nunmehr eine Analyse der speziellen Hermetriebedingungen dieser Klassen inbezug auf die Partialkompositionen in $\hat{\chi}$, also hinsichtlich der diagonalen Partialstrukturen und der extradiagonalen Korrelationsvermittler. Zur Durchführung dieser Analyse kann weiter berücksichtigt werden, daß die Hermetriebedingungen $\overline{\text{I}}$ und $\overline{\text{II}}$ mit zu Kondensationen in imaginären Koordinaten führen, während in $\overline{\text{III}}$ und $\overline{\text{IV}}$ neben den imaginären Einheiten des reellen Elementes $s_{(1)}$ wirkt, so daß diese Kondensationen komplexer Natur sind. Die Analyse der Partialstrukturen erstreckt sich demnach auch in der Syntrometrik auf die Klasse der imaginären und auf die Seite der komplexen Kondensation. Diese Analyse soll im Folgenden durchgeführt werden.

Zunächst besteht die Möglichkeit, auf den Korrelator $\hat{\chi}$ und auf die [illegible] Komposition ${}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)})_1^3$ die verschiedenen Sieboperatoren einwirken zu lassen. Für ${}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = sp\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)}$ ist beispielsweise $S(\nu); {}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = sp\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times S(\nu); {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)} = sp\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{E}$. Es gilt auch immer $sp\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)} \times {}^2\bar{E} = {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)}$, so daß sich für den Einfluß des Sieboperators auf $\hat{\chi}$ die Form

$$S(1); \hat{\chi} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\varkappa}_{(2)} & {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} \\ {}^2\bar{\varkappa}_{(2)} & {}^2\bar{\chi}_{(22)} & {}^2\bar{\chi}_{(23)} \\ {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} & {}^2\bar{\chi}_{(32)} & {}^2\bar{\chi}_{(33)} \end{pmatrix}$$

und

$$S(2); S(1); \hat{\chi} = \cancel{{}^2\bar{E}\;{}^2\bar{E}\;{}^2\bar{\varkappa}_{(3)}\;{}^2\bar{E}\;{}^2\bar{\chi}_{(22)}\;\chi} \begin{pmatrix} {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} \\ {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} \\ {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} & {}^2\bar{\varkappa}_{(3)} & {}^2\bar{\chi}_{(33)} \end{pmatrix}$$

ergibt. Ist $i \neq k \neq \nu$, dann muß sich für die Einwirkung der Sieboperatoren auf das Kompositionsfeld $S(i); {}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}, {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}, {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)})$ $i \neq k$ oder nach doppeltem Einfluß $S(k); S(i); {}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\nu\nu)}, {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)})$ ergeben. Diese Wirkungsweise z. B. auf das Kompositionsfeld gestattet aber eine Interpretation von ${}^2\bar{\chi}_{(\nu\nu)\pm}$ ~~[illegible]~~ und ${}^2\bar{\chi}_{(\nu\nu)} = {}^2\bar{\chi}_{(\nu\nu)+} + {}^2\bar{\chi}_{(\nu\nu)-} \neq {}^2\bar{\chi}^{\times}_{(\nu\nu)}$, wenn im speziellen Fall $\hat{\chi} = ({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} \cdot \delta_{\mu\nu\pm})_3$ es Diagonalschema über keine Korrelationsvermittler verfügt. Liegt dieses spezielle Diagonalschema vor, dann gilt ${}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\mu\mu)})_1^3$, also $S(k)$; $S(i)$; ${}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)})$. Da ${}^2\bar{\chi}$ als Kompositionsfeld eine hermitesche Kopplungsvorschrift darstellt, aber im vorliegenden Spezialfall nach doppelter Einwirkung des Gitteroperators keine Kopplung mehr existiert, muß ${}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)}) = {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)+}$ mit ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)-} = {}^2\bar{0}$ sein, weil ${}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}^\times$ bleibt. Diese Aussage liefert aber eine Interpretation der hermiteschen Anteile; denn eine Partialstruktur allein kann niemals im Sinne $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im R_6 so existieren, daß im R_4 bzw. R_3 energetische Quantenstufen erscheinen. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus der Tatsache, daß im Fall mit einer Partialstruktur auch eine metronische Hyperstruktur mit dem Hyperselektor $\bar{\psi}_{(\gamma)} = S\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)}(\,) \circ \bar{x}$ existieren muß. Da eine Darstellung des Fundamentalselektors durch den Gitterkern allgemein gültig ist und wegen ${}^2\bar{g}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)}\,;\,n$, sowie ${}^2\bar{g}_{(\gamma\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^\times_{(\gamma\gamma)}$ auch ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)} = sp\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{\chi}^\times_{(\gamma\gamma)}$ sein muß, ist auch ${}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{\varkappa}^\times_{(\gamma)}$, während $\bar{x} = \bar{x}^\times$ bleibt, was $\bar{\psi}_{(\gamma)} - \bar{\psi}^\times_{(\gamma)} \neq \bar{0}$ zur Folge hat, d.h. die $\bar{\psi}_{(\gamma)}$ der Partialstrukturen sind keine metronischen Zustandsselektoren des metronischen Funktionenraumes. Diese Aussage hat wiederum die andere Aussage zur Folge, daß für eine einzige Partialstruktur kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im R_6 geben kann. Andererseits gilt nach doppelter Einwirkung des Gitteroperators ${}^2\bar{\chi}({}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)}) = {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)+}$, d.h., der hermitesche Anteil von ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)}$ muß als eine unquantisierte Protostruktur interpretiert werden, die erst durch den antihermiteschen Anteil ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)-}$ 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

$${}^2\bar{\varkappa}_{(1)} = {}^2\bar{\varkappa}_{(g)}(z_5\,z_6), \quad {}^2\bar{\varkappa}_{(2)} = {}^2\bar{\varkappa}_{(t)}(z_4),$$
$${}^2\bar{\varkappa}_{(3)} = {}^2\bar{\varkappa}(z_k)_1^3 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 148.$$

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

$$S(k);\ S(i);\ {}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}\left({}^2\bar{\chi}_{(\gamma\nu)}, {}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)}\right),\ i \neq k \neq \gamma,\ \hat{\chi} \neq \hat{\chi}^{\times},\ S(k);\ S(i);\ {}^2\bar{\chi} = {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)+},\ \hat{\chi} = \left({}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}, \sigma_{\mu\nu}\right)_3,\ \bar{\Psi}_{(\mu)} = S\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)};\ ()\,\sigma\,\bar{\varkappa} \neq \bar{\Psi}^{\times}_{(\mu)} \ldots\ldots\ldots 140a$$

wird unmittelbar evident, daß eine Partialstruktur für sich allein nur in Form eines hermiteschen Protofeldes ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)+}$ ohne metrische Quantenstufen erscheinen kann. Erst durch den antihermiteschen Feldaktivator ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)-}$ wird dieses Protofeld zu einer Korrelation aktiviert, doch erscheint ${}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)+} + {}^2\bar{\chi}_{(\gamma\gamma)-}$, wegen $\bar{\Psi}_{(\gamma)} - \bar{\Psi}^{\times}_{(\gamma)} \neq \bar{0}$ 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 nicht realisierten Spezialfall die Begriffe Protofeld, bzw. Protoselektor und Feldaktivator, bzw. Aktivationsselektor auf die hermiteschen und antihermiteschen Anteile aller Elemente [illegible], also nichtdiagonaler Korrelatoren $\hat{\chi}$ 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 Darstellung der latenten Terme transfiniter Selbstkondensationen deren $R_4 \nparallel R_3$-Projektionen immer Gravitonensysteme sind. Dies ist eine unmittelbare Konsequenz von 140, welche eine Notwendigkeit an den ~~der~~ Eigenschaften aller Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von 115 ist. Da die Korrelationen und Korrespondenzen der Partialstrukturen in den Strukturstufen der Kompositionsfelder nur über Feldaktivatoren nach 140a 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 Selbstkondensation nach Induktion des adäquaten ~~der~~ Feldaktivators erfolgt. In der R_3-Projektion läuft also jede Transmutation irgendeines realen Kompositionsfeldes der Hermetrieformen I bis IV und damit die Änderungen der Quantenzahlen in 126 über ein Gravitonensystem im Sinne eines Raumschlusses.

Wenn das Kompositionsgesetz der Elemente von $\hat{g}$ zu ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^\times$ nach 139 gilt, und alle diese Fundamentalselektoren durch Gitterkerne dargestellt werden, dann muß wegen $\mathrm{sp}\,{}^2\bar{\varkappa} \times {}^2\bar{\varkappa} = {}^2\bar{g}\,(\mathrm{sp}\,{}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)})_1^3$ auch ${}^2\bar{\varkappa}\,({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)})_1^3 = {}^2\bar{\varkappa}^\times$ das Ergebnis einer solchen Komposition sein. Dies wiederum bedeutet, daß auch die integralen Hyperselektoren gemäß $\bar{\Psi}\,(\bar{\Psi}_{(\mu)})_1^3 = \bar{\Psi}^\times$ in gleicher Weise komponieren, weil die Struktureinheiten die Kerne derjenigen ~~betreffenden~~ Integralselektoren sind, welche die Hyperselektoren darstellen. Schließlich definieren noch die 4 Elemente von $\hat{g}$ gemäß $\left[{}^{\,i}_{kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \gamma^{is}_{(\varkappa\lambda)}\,;\,()\cdot[skl]_{(\mu\nu)}$ die in

$\widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \nu\end{bmatrix}} = \left(\left[{}^{\,i}_{kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\right)_6$ dargestellten 81 Fundamentalkondensoren, welche zu $\hat{[\;]} = f\left(\widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \nu\end{bmatrix}}\right)_1^3 = \hat{[\;]}^\times$ nach A VIII komponieren. Hiermit ist also 139 durch die Kompositionsgesetze

$${}^2\bar{\varkappa}\,({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)})_1^3 = {}^2\bar{\varkappa}^\times, \quad \bar{\Psi}\,(\bar{\Psi}_{(\mu)})_1^3 = \bar{\Psi}^\times, \quad \hat{[\;]} = f\left(\widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \nu\end{bmatrix}}\right)_1^3 = \hat{[\;]}^\times,$$

$${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \neq {}^2\bar{\varkappa}^\times_{(\mu)}, \quad \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \nu\end{bmatrix}} \neq \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \nu\end{bmatrix}}^\times \ldots$$

.... 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 ${}^2\bar{g}$, ${}^2\bar{\varkappa}$, $\bar{\Psi}$ 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 gelöst 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 ${}^2\bar{\varkappa}_{(\alpha)} = {}^2\bar{z}$ alle Elemente von

92 $\hat{\gamma}$ in der Form ${}^2\overline{\gamma}_{(ab)} = sp\,{}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}$ erscheinen. Derartige tensoranalytische Untersuchungen liegen jedoch explizit vor, so daß mit $(\underline{\underline{ROT}}_{(x)}())_{ik} = \underline{F}_k()_i - \underline{F}_i()_k$ und ~~DIV~~ $(\widehat{DIV}_{(x)}())_{ik} = \underline{F}_i()_k$ der kovariante Kondensor $[ikl]_{(ab)}$ [illegible] umgeformt werden kann. Es ergibt sich dann die infinitesimale Darstellung

$${}^2\sqrt{[\{ikl\}]}_{(ab)} = (sp\,{}^2\bar{a} \times \underline{\underline{ROT}}_{(x)}\,{}^2\bar{b})_{kl} + (sp\,{}^2\bar{a} \times \widehat{DIV}_{(x)}\,{}^2\bar{b})_{ikl} +$$

$$+ (sp(\underline{\underline{ROT}}\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{kil} + (sp(\widehat{DIV}\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{lki}.$$

~~Die Kommutatoren sind an sich tensorielle Selektoren beliebigen Grades, deren Indizes von 1 bis 6 gezählt werden, so daß die Indizierung am Symbol der Spurbildung angibt, welche Indexstellen von ihr betroffen werden,~~ weil jetzt nach den Gesetzen der infinitesimalen Differentiation die quadratischen Vektordifferentiale [illegible] gegen Null konvergieren.

2.) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren

Wenn $r \leq 6$ Koordinaten bei irgendeiner der möglichen Hermetrieformen semantisch sind, dann spannen diese Koordinaten einen Unterraum V_r auf, während die $s = 6 - r \geq 0$ antihermetischen Koordinaten den strukturell offenen Bereich V_s mit euklidischer, bzw. 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 bzw. 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 140 a im Sinne eines Feldaktivators auf dem V_r im V_s wirken kann. Im allgemeinen gilt für den Kondensor im V_r stets $\left[{}^{\mu\,\nu}_{-\,+}{}_{pq}\right] \neq \hat{0}$, doch gibt es ein Bezugssystem, in welchem dieser Kondensor verschwindet, nämlich dann, wenn die Hyperselektoren dieses Bezugssystem hermetisch bestimmen. Die Beziehung $\left[{}^{\mu\,\nu}_{-\,+}{}_{pq}\right] = \hat{0}$ ~~be~~ ist dagegen immer im V_s erfüllt, weil hinsichtlich metrischer Strukturen wegen der Proportionalität von Hyper- und Gitterselektoren die Geodätenbedingung grundsätzlich erfüllt ist. In Komponentenform gilt daher in diesem Bereich $\left[{}^{i}_{\tilde{k}l}\right]^{(\underline{\mu}\overset{+}{\nu})}_{(pq)} = 0$, wenn wieder $\tilde{k}$ eine antihermetische Indizierung kennzeichnet. Dieses Verschwinden der Kondensorkomponenten kann aber wegen $\left[{}^{i}_{\tilde{k}l}\right]^{(\underline{\mu}\nu)}_{(pq)} = \gamma^{is}_{(\mu\nu)}; () \cdot [s\tilde{k}l]_{(pq)}$ nur durch die kovariante Basissignatur

$$[i\tilde{k}l]_{(p,q)} = 1/2\left(1/\alpha_{\tilde{k}}\, f_{\tilde{k}}\, \gamma^{(pq)}_{il} + 1/\alpha_l\, f_l\, \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k}i} - 1/\alpha_i\, f_i\, \gamma^{(p,q)}_{\tilde{k}l}\right) = 0,$$

also

$$f_{\tilde{k}}\, \gamma^{(p,q)}_{i,l} = \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i}\, f_i\, \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_l}\, f_l\, \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i}$$

erfüllen 93

werden. Hieraus folgt aber unmittelbar wegen ${}^2\bar{\varkappa}_{(p,q)} = {}^2\bar{\varkappa}_{(pq)+} + {}^2\bar{\varkappa}_{(pq)-}$ die Aussage $f_{\tilde{k}}\, \varkappa_{+il}^{(p,q)} = 0$ und $f_{\tilde{k}}\, \varkappa_{-il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} f_i\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(p,q)} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_l} f_l\, \varkappa_{\tilde{k}i}^{(pq)}$, d. h. die antihermiteschen Komponenten von ${}^2\bar{\varkappa}_{(pq)}$ ändern sich in der Struktur, nicht aber die hermiteschen Komponenten, so daß für diese hermiteschen Anteile immer ${}^2\bar{\varkappa}_{(pq)+} = \mathrm{const}\,(z_{\tilde{k}})$ gesetzt werden kann. Wenn also eine Antihermitezität z. B. auf das Element (p,q) aus $\hat{\varkappa}$ entfällt, dann wird diese Antihermitezität der Partialstrukturen vollständig durch die Selektorgleichungen

$$ {}^2\bar{\varkappa}_{(pq)+} = \mathrm{const}\,(z_{\tilde{k}}), \quad f_{\tilde{k}}\, \varkappa_{-il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} f_i\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_l} f_l\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(pq)}, \quad {}^2\bar{\varkappa}_{(p,q)-} \equiv f\,(z_{\tilde{k}}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 141 $$

beschrieben, wenn im Sinne einer deutlicheren Schreibweise ausnahmsweise die Signatur der Partialstruktur in $\hat{\varkappa}$ hoch gestellt wird. In Gl. 141 ist offensichtlich der antihermitesche Anteil ${}^2\bar{\varkappa}_{(pq)-}$ mit dem Feldaktivator des Protofeldes des betreffenden Korrelationsvermittlers $p \neq q$ oder der betreffenden Partialstruktur $p = q$ identisch, so daß Gl. 141 eine Interpretation dieser Feldaktivatoren mit Hilfe des Antihermitezitätsbegriffes gestattet.

Aus $f_{\tilde{k}}\, \varkappa_{-il}^{(pq)}$ folgt unmittelbar das Integral

$$ \varkappa_{-il}^{(pq)};n = S\left(\frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} f_i\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(p,q)} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_l} f_l\, \varkappa_{\tilde{k}i}^{(pq)}\right);n\, F\, n^{\tilde{k}} = \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} S f_i\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(pq)};n\, F\, n^{\tilde{k}} - \frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_l} S f_l\, \varkappa_{\tilde{k}i}^{(pq)};n\, F\, n^{\tilde{k}} $$

, was wiederum mit einem unbekannten vektoriellen Selektor $\bar{A}_{(p,q)}$ in die Form $\frac{\alpha_{\tilde{k}}}{\alpha_i} S f_i\, \varkappa_{\tilde{k}l}^{(pq)};n\, F\, n^{\tilde{k}} = \frac{1}{\alpha_i} f_i\, A_l^{(p,q)}$; also

$$ \varkappa_{-il}^{(pq)} = \frac{1}{\alpha_i} f_i\, A_l^{(pq)} - \frac{1}{\alpha_l} f_l\, A_i^{(pq)} = \left(\mathrm{ROT}_{(x)}\, \bar{A}_{(pq)}\right)_{il} $$

oder ${}^2\bar{\varkappa}_{(pq)-} = \mathrm{ROT}_{(x)}\, \bar{A}_{(pq)}$ gebracht werden kann. Da die α_l nicht undimensioniert sind und sich qualitativ voneinander unterscheiden, je nachdem ob $l \leqq 3$ oder $l > 3$ ist, muß bezogen auf das metronische Gitter $\bar{\mathfrak{G}}$ der metronische Spinfeldselektor nach A $\overline{\text{VIII}}$ diesen speziellen Bedingungen der leeren Bezugswelt $R_{6(0)}$ angepaßt werden. Bei dieser Anpassung entsteht aus ${}^2\bar{F} = SS\, f_{\tilde{k}}\, \bar{s} \times f\, \frac{L}{\sigma}$ das Äquivalent ${}^2\bar{F} = \mathrm{ROT}_{(x)}\, \bar{\Phi};n$, wodurch mit ${}^2\bar{F} = \tau\, {}^2\bar{\Phi};n$ ein äquivalenter Spinselektor $\tau\, {}^2\bar{\Phi} = \mathrm{ROT}_{(x)}\, \bar{\Phi}$ definiert werden kann, wo die metronische Spinfeldfunktion $\bar{\Phi};n$ nach dieser Dimensionierungstransformation unmittelbar die Dimensionierung $[m^3]$ trägt. Für ${}^2\bar{\varkappa}_{(pq)-}$ gilt aber ebenfalls die

Selektorgleichung ${}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(pq)-} = ROT_{(x)}\bar{A}_{(pq)}$, welcher wegen $\tau = const.$ stets die Selektorproportionalität $\bar{\Phi}_{(pq)} = \tau \bar{A}_{(pq)}$ existiert, d.h. $\bar{A}_{(pq)}$ ist stets durch einen Spinfeldselektor interpretierbar. Einsetzen liefert ${}^2\bar{\mathcal{H}}_{(p,q)-} = \frac{1}{\tau} ROT_{(x)}\bar{\Phi}_{(pq)} = {}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(pq)}$ wegen $ROT_{(x)}\bar{\Phi} = \tau\,{}^2\bar{\mathfrak{F}}$ nach $A\,\overline{\underline{VIII}}$. Dies bedeutet aber, daß alle korrelativen Feldaktivatoren nichts anderes als Spinselektoren der betr. Partialstruktur sind, die im Gegensatz zu den zugehörigen hermiteschen Protofeldern durchaus Funktionen der antihermiteschen Architektureinheiten sein können. Aus $\frac{\alpha_{\tilde k}}{\alpha_l} S f_l \mathcal{H}^{(p,q)}_{\tilde k m}$; $n \mathcal{F} n^{\tilde k} = 1/\alpha_l \, f_l A^{(pq)}_m$; n folgt $\alpha_{\tilde k} f_l \mathcal{H}^{(pq)}_{\tilde k m} = f_{\tilde k} f_l A^{(pq)}_m = f_l f_{\tilde k} A^{(pq)}_m$ oder $\alpha_{\tilde k} \mathcal{H}^{(pq)}_{\tilde k m} = f_{\tilde k} A^{(pq)}_m$. Hier kann wieder der Spinfeldselektor verwendet werden, was zu $\tau \alpha_{\tilde k} (\mathcal{H}^{(pq)}_{+\tilde k m} + \lambda^{(pq)}_{\tilde k m}) = f_{\tilde k} \phi^{(p,q)}_m$ führt. Auf diese Weise werden also auch die Protofeldkomponenten durch den metronischen Spinfeldselektor ausgedrückt, wenn diese Komponenten den Index einer antihermiteschen Stufe enthalten. In dem Metronintegral kann die Konstante immer so bestimmt werden, daß für sie der Wert

* 0 gesetzt werden darf. Einsetzen von

$\tau \lambda^{(pq)}_{\tilde k m} = (ROT_{(x)}\bar{\Phi}_{(pq)})_{\tilde k m}$ liefert den einfachen Zusammenhang $\tau \cdot \alpha_m \mathcal{H}^{(pq)}_{+\tilde k m} = f_m \phi_{(pq)\tilde k}$, so daß auch die antihermiteschen Komponenten des Protofeldes allein durch den Spinfeldselektor bestimmt werden. Die sich aus dem Antihermitizitätsbegriff ergebenden Interpretationen der Korrelationsvermittler oder der Fundamentalselektoren einer Partialkomposition werden demnach zusammengefaßt in:

${}^2\bar{\mathcal{H}}_{(pq)-} = {}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(p,q)}$, $\tau \alpha_m \mathcal{H}^{(pq)}_{+\tilde k m} = f_m \phi^{(pq)}_{\tilde k}$ .....

. . . . 141 a.

Diese Aussage über die aus den Gitterkernen aufgebauten Fundamentalselektoren der Partialkompositionen und Korrelationsvermittler gestattet eine anschauliche Interpretation. ${}^2\bar{\mathcal{H}}_{(pq)-} = {}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(p,q)}$ ergab sich zwar aus dem Antihermitizitätsbegriff, doch gilt die Beziehung offenbar unabhängig davon, ob irgendwelche Architektureinheiten der Welt antihermitesch sind oder nicht, und das bedeutet, daß grundsätzlich die antihermiteschen Bestandteile der Fundamentalselektoren als metronische Spinselektoren aufzufassen sind und daß hierdurch die der Hyperstruktur übervorgelegte 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, d.h. 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 metrische Änderung des Spinfeldselektors, durch welche

die partielle Hermetrie mit ihrer Kondensation in die offenen antihermetrischen Architektureinheiten eingreift. Ein Spinselektor braucht dabei nicht notwendig vom Nullselektor verschieden zu sein, doch muß seine Existenzmöglichkeit gegeben sein. Dieser Spinselektor muß nach Gl. 141a auf jeden Fall in antihermetrischen Architektureinheiten verschwinden, $\overline{\tau}\,dm\,\gamma^{(p,q)}_{+\overline{k}m} = f_m\,\phi^{(p,q)}_{\overline{k}}$; denn wenn $(\overline{ROT}_{(\varkappa)}\,\overline{\Phi}_{(p,q)})_{\overline{k}m} = 0$ gilt, dann muß und damit auch $\gamma^{(p,q)}_{\overline{k}m} = 0$ für alle antihermetrischen Indizes sein, während innerhalb der hermetrischen Kondensation, also inbezug auf diejenigen Komponenten, die keine antihermetrischen Indizes von ${}^2\overline{\varkappa}_{(p,q)}$ enthalten, stets die Komponenten eines Spinselektors als Komponenten eines Feldaktivators existieren, wenn ${}^2\overline{\varkappa}_{(p,q)} \neq {}^2\overline{\varkappa}^{\times}_{(p,q)}$ 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 $\hat{\varkappa}$ ist stets ${}^2\overline{\varkappa} = {}^2\overline{\varkappa}^{\times}$, d. h., im

Kompositionsfeld existiert kein antihermitescher Selektoranteil und daher auch kein Spinselektor, während in den Partialkompositionen und Korrelationsvermittlern immer Spinselektoren auftreten, vorausgesetzt, daß es mindestens eine ~~semantische~~ ~~Struktur~~ [illegible] einheit gibt, in welcher metrische Kondensationsstufen existieren.

Im stationären Falle, d.h. wenn die metrischen Kondensationsstufen einer Komposition keine Korrespondenz erhalten, 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 Hermetrieformen A und H, denn ob das System metrischer Kondensationsstufen als ganzes, oder ob die statischen bzw. dynamischen Korrelationen der inneren Struktur zugrunde gelegt werden, gelten für die Hermetrieformen immer die gleichen Möglichkeiten und auch die gleichen Verknüpfungsforderungen hinsichtlich der [illegible] Antisymmetrie.

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Struktureinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig im ~~hermiteschen~~ elliptischen Bereich V_+ des R_6 mit $+ \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\varkappa}$ zu untersuchen, denn ~~die~~ auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der Symmetronik inbezug auf den hermiteschen Kondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu,\nu)} = {}^2\underline{\bar{\varkappa}}$ für ein Element aus $\hat{\varkappa}$ gesetzt, dann kann nach der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen gemäß ${}^2\underline{\bar{\varkappa}}_- = {}^2\underline{\bar{P}} = \frac{1}{2}\,\mathrm{ROT}_{(x)}\,\underline{\bar{\Phi}}$ der antihermiteschen Anteil aus ${}^2\underline{\bar{\varkappa}} = {}^2\underline{\bar{\varkappa}}_+ + {}^2\underline{\bar{\varkappa}}_-$ immer durch den Spinselektor,

also durch den metronischen Feldrotor
(hinsichtlich der Gitterselektoren $\mathfrak{C}_k =$
$= \alpha_k (\,)_k$) eines Spinfeldselektors ausgedrückt werden, was für den hermitischen Anteil die Darstellung $\chi_{+\tilde{k}l} =$
$= \underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_l$ für antisymmetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine
Indizierung auf jeden Fall antisymmetrisch, während die andere zum
V_+ gehören kann. Die Komponenten
von ${}^2\overline{\chi}_+$, die vollständig im V_+ liegen,
können dagegen nicht durch $\underline{\Phi}$ ausgedrückt
werden. Wegen der Hermitezität von ${}^2\overline{\chi}_+$
gilt also im antisymmetrischen Bereich
$\underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_l - \underline{F}_l \underline{\Phi}_{\tilde{k}} = 0$, während im V_+ immer
$\underline{F}_p \underline{\Phi}_q - \underline{F}_q \underline{\Phi}_p = \chi_{-p,q} \neq 0$ bleibt, weil im V_+ der
hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann,
woraus folgt, daß dieser Feldrotor im
engen Zusammenhang mit der hermitischen Struktur des betreffenden Elementes [illegible] stehen muß. Da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums
metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld ${}^2\overline{\chi}$ zur Folge
hat, denn eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert,
aber andererseits diese Spinorientierung

als Verstärkung des metrischen Feldes
aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors
im V_+ die hermitische Struktur ${}^2\overline{\chi}_+$
verstärken oder mindestens aktivieren,
wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für ${}^2\overline{\chi}_-$ bzw. Protofeld für
${}^2\overline{\chi}_+$ gerechtfertigt erscheint. Nach der
Hermetriebedingung ist ${}^2\overline{\chi}_-$, $n = \text{const.}$
inbezug auf die antisymmetrischen Gitterselektoren, so daß im antisymmetrischen Bereich auch $\underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_l = \text{const}$ sein
muß. Ist auch $l = \tilde{l}$ antisymmetrisch,
so kann $\underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_{\tilde{l}} = \text{const.}$ nur durch $\underline{\Phi}_{\tilde{l}} =$
$= \sum_{m=1}^{6} g_{(\tilde{l})m} (V_+) \underline{z}^m$ erfüllt werden, wenn
$\underline{z}^m = \alpha_m (\,)^m$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des
Protofeldes ergibt sich unmittelbar die
Symmetrie $g_{(\tilde{l})m} = g_{(m)\tilde{l}}$, weil immer
$\chi_{+\tilde{k},\tilde{l}} = \underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_{\tilde{l}}$ gilt. Dieses Gesetz gilt
aber ~~durch~~ nur solange $\tilde{l}$ wirklich im
antisymmetrischen Bereich liegt, nicht
aber, wenn l ein Element des V_+ ist,
was wegen $\chi_{+\tilde{k}l} = \underline{F}_{\tilde{k}} \underline{\Phi}_l$ möglich sein
kann. In diesem Falle wäre $\chi_{+\tilde{k}l}$ ein
Linearaggregat der antisymmetrischen
Gitterselektoren, was einen Widerspruch
zu der Antisymmetrieforderung außerhalb des V_+ bildet. Die einzige Möglich-

keit ist durch $S(l)m = a_{l,m}$ = const. gegeben, was im antihermetischen Bereich zu $\underline{\varkappa}_{+\tilde{k}l} = a_{\tilde{k}l} = a_{l\tilde{k}}$ = const. mit $\underline{\varkappa}_{-\tilde{k}l} = 0$ führt, während im V_+ immer $\underline{\varkappa}_{+k,l}$ (V_+) aber $\underline{\varkappa}_{-kl} = a_{k,l} - a_{l,k} = \text{const} \neq 0$ gilt. Für die Komponenten im V_+ muß also eine Unsymmetrie von a_{kl} zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $S(l)m = S(m)l$ bildet; denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetischen Bereich. Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\underline{\varkappa}$ nach der Spaltung ${}^2\underline{\varkappa} = {}^2\underline{\varkappa}_+ + {}^2\underline{\varkappa}_-$, daß das Protofeld im antihermetischen Bereich konstant, aber im V_+ eine Strukturfunktion der sym~~tri~~schen Gitterselektoren ist, während der Feldaktivator im antihermetischen Bereich überhaupt nicht im V_+, aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von $\left[\widehat{\underline{\kappa}\,\underline{\lambda}}\atop{\underline{\mu}\,\underline{\nu}}\right] \neq \left[\widehat{\underline{\kappa}\,\underline{\lambda}}\atop{\underline{\mu}\,\underline{\nu}}\right]^{\times}$ sind $\left[{}^{i}_{kl}\right]^{(\kappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)} = \varkappa^{is}_{(\kappa,\lambda)};()\,[skl]_{(\mu\nu)}$ und rein kovariant $2[skl]_{(\mu,\nu)} = \underline{F}_k\,\underline{\varkappa}_{s,l} + \underline{F}_l\,\underline{\varkappa}_{ks} - \underline{F}_s\,\underline{\varkappa}_{k,l} = \underline{F}_k\,\underline{\varkappa}_{+sl} + \underline{F}_l\,\underline{\varkappa}_{+k,s} - \underline{F}_s\,\underline{\varkappa}_{+kl} = 2[skl]_{(\mu,\nu)+}$, weil immer $\underline{\varkappa}_{-k,l}$ = const., oder $\underline{\varkappa}_{-\tilde{k}l} = 0$ ist. Das bedeutet aber auch $\varkappa^{is}_{(\kappa,\lambda)};()\,[skl]_{(\mu\nu)} = \left[{}^{i}_{k,l}\right]^{(\kappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)+}$ oder $\left[\widehat{\underline{\kappa}\,\underline{\lambda}}\atop{\underline{\mu}\,\underline{\nu}}\right] =$

$= \left[\widehat{\underline{\kappa}\,\underline{\lambda}}\atop{\underline{\mu}\,\underline{\nu}}\right]_+$, weil die kovariante Symmetrie von einer evtl. Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflußt wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Gitterselektoren ist also $\left[\widehat{\underline{\kappa}\,\underline{\lambda}}\atop{\underline{\mu}\,\underline{\nu}}\right]_- = \hat{0}$. ~~[illegible]~~ Da $\underline{\varkappa}_{+\tilde{k}l}$ = const. und $\underline{\varkappa}_{-\tilde{k}l} = 0$ ist, wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $\left[{}^{i}_{\tilde{k}l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = 0$ im antihermetischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indizierungen von selbst evident, weil in $[s\tilde{k}l]_{(\mu\nu)}$ die Summanden entweder Vektordifferentiale $\underline{F}_l$ (hermetisch) auf $\underline{\varkappa}_{+\tilde{k}s}$ oder $\underline{F}_{\tilde{k}}$ (antihermetisch) auf $\underline{\varkappa}_{+sl}$ (V_+) einwirken, so daß in jedem Falle eine Konstanz hinsichtlich des partiellen Vektordifferentials besteht. Bei der Formulierung des symmetronischen Fundamentalproblems hat man also neben 139 bis 141a von den Eigenschaften der Protofelder und Feldaktivatoren, nämlich

$$\varkappa^{\tilde{k}l}_{(\mu,\nu)+} = \text{const.},\quad \varkappa^{kl}_{(\mu\nu)} = \varkappa^{kl}_{(\mu\nu)+}\ (V_+),\quad \varkappa^{\tilde{k}l}_{(\mu,\nu)-} = 0,$$

$$\varkappa^{kl}_{(\mu,\nu)-} = \text{const.} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 142$$

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

106 $\widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}} = \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_+ = \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}^\times$ 142a

ist. Mit dieser hermiteschen Symmetrie kann also das synmetronische Fundamentalproblem erstellt werden. Nach der synmetronischen Metronentheorie und A VIII gibt es im R_6 eindeutig $\omega = 3$ Partialstrukturen, die in einer wechselseitigen Korrelation stehen und das Kompositionsfeld strukturieren. Die Darstellung derartiger Partialstrukturen durch drei Gitterkernselektoren und das damit verbundene Erscheinen extradiagonaler Korrelationsvermittler in $\hat{g}$ 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 kein Analogon in einer infinitesimalen Strukturtheorie geben kann. Während die synmetronische Korrelation nach A VIII durch einen fundamentalen Korrelationsselektor ${}^2\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu,\nu)}$ in bezug auf $\widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}$ ausgedrückt wird, gilt nach A für die Superposition der Fundamentalkondensoren zum Kondensat des Kompositionsfeldes $\hat{[\;]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix} + sp\, {}^2\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}} \right)$, wenn mit Kürzung $\varepsilon \equiv (\varkappa, \lambda, \mu, \nu)$ ~~gesetzt~~ gesetzt wird. Nach den vorangegangenen Ergebnissen ist in dieser metronischen Superposition stets ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^\times$, aber ${}^2\bar{g}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{g}^\times_{(\mu\nu)}$, was $\hat{[\;]} = \hat{[\;]}^\times$ und $\widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}} = \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_+ + \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_- \neq \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}^\times$ hinsichtlich der kovarianten Basissignatur. Dieses Symmetrieverhalten zur Folge hat. metronischen Grundverhalten in der synmetronischen Grundbez~~eichnung~~iehung kann aber nur durch $\sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_- + sp\, {}^2\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_- \right) = {}^3\bar{o}$ erfüllt werden, was nach 142a identisch der Fall ist, so daß für die synmetronische Grundbeziehung im Fall der metronisierten äonischen Welt

$$\hat{[\;]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_+ + sp\, {}^2\bar{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu \end{bmatrix}}_+ \right),$$

$\varepsilon \equiv (\mu, \nu, \varkappa, \lambda)$ 143

zu verwenden ist.

Die Abhängigkeit der Gitterkerne und
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 ein R_3-Projektion synmetronisch beschrieben durch $\hat{g}$

stets drei geodätische Koordinatensysteme gibt, derart, daß jeweils ein Diagonalelement von $\hat{g}$ (gekennzeichnet durch die jeweilige Struktureinheit) geodätisch z.B. auf das zugeordnete Koordinatensystem wird. Da die betreffende Komposition immer nur auf ein R_4-System bezogen werden kann, ist es nur möglich, im R_4 die Geodäsiebedingung für höchstens eine Struktureinheit, also ein Diagonalelement (p,p) von $\hat{g}$ in der R_4-Projektion zu erfüllen. In dieser Projektion können demnach mit $1 \le (\mu,\nu) \le 3$ immer nur höchstens neun Summanden die Geodäsie $\left[\begin{smallmatrix}\mu & \nu \\ - & + \\ p,p\end{smallmatrix}\right] = \hat{0}$ 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 $\hat{[\,]} \ne \hat{0}$ invariant. Weil die metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$ und $\mathfrak{C}$; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ in ihren R_3-Projektionen mit den metrischen Quantenstufen ~~metrisch~~ identisch sind, müßte in $\mathfrak{C}\,\underline{V}\,6$ die Invarianz von $\hat{\{\}}$ gefordert werden, was durch die heuristische Postulation von $w = 3$ infinitesimalen Partialstrukturen erreicht wurde, wodurch sich wiederum mit ${}^2\bar{M}$ und ${}^2\bar{T}_+ = s\,p^2\,\bar{M} \times$

$\times\,{}^2\bar{M}$ die Heuristik der Weltmetronen ergab. Erst aus dem übergeordneten metronischen Sachverhalt 115 ergab sich über 134 und die Sphärentrinität der Welt[illegible] der [illegible] 139, der in der symmetronischen Kovarianz von $\hat{[\,]}$ in der Form 143 die Invarianteigenschaften und damit die [illegible] (Gemischtvarianz vom 3. Grad) der kompositiven ~~positiven~~ Kon- [illegible] 115 bekannt nachträglich verifiziert. [illegible] muß es also möglich sein, durch eine Substitution mit dem symmetronischen Ansatz in der invarianten Fassung 143 in der Weltgleichung 115 das symmetronische Fundamentalproblem zu stellen und zwar in der Form einer symmetronischen Weltgleichung.

3.) Das symmetronische Fundamentalproblem.

Es kann nun versucht werden, mit Gl. 143 die kompositive Weltgleichung 115 zu spalten und umzuformen, sodaß eine symmetronische 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 $\lambda_m(k,l) \cdot \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix}\right] = K_m;\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix}\right] = \underline{f}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k,m \end{smallmatrix}\right] - \underline{f}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k,l \end{smallmatrix}\right] +$

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

mit $\left[{}^{\,i}_{k,l}\right]=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(\left[{}^{\,i}_{k,l}\right]^{(\kappa,\lambda)}_{(\mu\nu)}+Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu,\nu)t}\left[{}^{\,t}_{k,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu,\nu)}\right)$ verwenden. Auf diese Weise folgt

$$K_m;\left[{}^{\,i}_{k\,l}\right]=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\Big(\underline{f}_l\left[{}^{\,i}_{k\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}-\underline{f}_m\left[{}^{\,i}_{k,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\left[{}^{\,i}_{s\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};()\left[{}^{\,s}_{k,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}-$$

$$-\left[{}^{\,i}_{s\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};()\left[{}^{\,s}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\underline{f}_l\,Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{k\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}-$$

$$-\underline{f}_m\,Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{s\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};$$

$$;()\,Q^{(\kappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{k\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}-Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{s\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};()\,Q^{(\kappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\nu)\underline{t}}\cdot$$

$$\cdot\left[{}^{\,t}_{k,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\mathfrak{C}^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)k,l,m}\Big)=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(\left(\left(\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)l};\delta(\underline{l},m)-\right.\right.$$

$$\left.-\left(\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)m}\right);\left[{}^{\,i}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\left(\left(\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)l};\delta(\underline{l},m)-\right.$$

$$\left.-\left(\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)m}\right);Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\left[{}^{\,t}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\mathfrak{C}^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)k,l,m}\Big)=$$

$$=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\Big(K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)m};\left[{}^{\,i}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)m};Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\cdot$$

$$\cdot\left[{}^{\,t}_{k,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}+\mathfrak{C}^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)k,l,m}\Big)$$

oder $K;\widehat{\left[\ \right]}=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\Big(K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\left(E+sp\;{}^{2}\overline{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right);\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right]}+\cancel{{}^{4}\mathfrak{C}}+{}^{4}\overline{\mathfrak{C}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\Big)$. Hierin bestehen die Komponenten von ${}^{4}\overline{\mathfrak{C}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ aus quadratischen Gliedern der Kondensorkomponenten. Für diese quadratische Korrelation gilt

$$\mathfrak{C}^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)klm}=\left[{}^{\,i}_{s\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\sum_{\varepsilon=1}^{3}\cdot\left[{}^{\,s}_{k\,m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta)-\left[{}^{\,i}_{s\,m}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left[{}^{\,s}_{k\,l}\right]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta)+$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$;\left[{}^{\,i}_{k\,l}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$, also eine Darstellung ${}^{4}\overline{\mathfrak{C}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}=\mathfrak{I}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right]}$ durch einen quadratischen Korrelationsselektor $\mathfrak{I}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit den Komponenten $\mathfrak{I}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)lm}=\delta(\underline{k},s);()\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left[{}^{\,s}_{k\,m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta)-$

112 $-\delta(k\,l,sm);()\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left[{}^{s}_{kl}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta)+$

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

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

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

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

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

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

in denen zur Kürzung ein mehrfacher Kroneckeroperator und $\delta=\delta_{\mu\alpha}\cdot\delta_{\nu\beta}\cdot\delta_{\kappa\gamma}\cdot\delta_{\lambda\delta}$ verwendet wurde. Einsetzen liefert also $\bar{\lambda}\times[\,]=\sum_{\varepsilon=1}^{3}(K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};(\gamma^{\mu}E+sp\,{}^{2}\bar{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times())+\theta^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)});\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}=\sum_{\varepsilon=1}^{3}\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}$, wenn das zu K analoge Selektorsystem durch $\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}=K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};(E+sp\,{}^{2}\bar{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times())+\theta^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ definiert wird. Bildung ~~des~~ Matrizenspektrums von $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}=\bar{\lambda}\times[\,]$ liefert $\sum_{\varepsilon=1}^{3}sp\,\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}=\bar{\lambda}\cdot\widehat{[\,]}$. Hierin gilt aber die Limesrelation $\lim_{y\to\infty}\bar{\lambda}\cdot\widehat{[\,]}=\alpha\cdot{}^{2}\overline{W}$ und infinitesimal für den Einfluß des phänomenologischen Entwicklungsselektors $\lim_{\tau\to 0}{}^{2}\overline{W};n={}^{2}\overline{\underline{T}}_{+}=\frac{1}{2}({}^{2}\overline{\underline{T}}+{}^{2}\overline{\underline{T}}^{\times})$ [illegible] aus 79. Für die tensorielle Gesamtenergie folgt demnach makromar ${}^{2}\overline{U}=\int{}^{2}\overline{\underline{T}}\cdot dV$, wenn dV ein Volumenelement des R_3 ist. Die Komponenten U_{ik} sind makromare Energien im vielleicht Gültigkeitsbereich und müssen sich nach dem Energieprinzip additiv aus denjenigen Anteilen zusammensetzen, welche von den 81 möglichen Kondensationsfigurbaren erstellt werden. Das Energieprinzip im Fall eines kompositiven Systems wirkt also im vielleicht Bereich beschrieben durch U^{ε}~~$_{(\mu\nu)}$~~$_{ik}=\sum_{\varepsilon=1}^{3}U^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)ik}$ oder tensorielle $\int{}^{2}\overline{\underline{T}}\,dV=\sum_{\varepsilon=1}^{3}{}^{2}\overline{U}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ oder nach Volumendifferentiation ${}^{2}\overline{\underline{T}}=\sum_{\varepsilon=1}^{3}{}^{2}\overline{\underline{T}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$, bzw. nach Hermitisierung ${}^{2}\overline{\underline{T}}_{+}=\sum_{\varepsilon=1}^{3}{}^{2}\overline{\underline{T}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$. Für diese additiven Terme muß ebenfalls ~~lim~~ ${}^{2}\overline{\underline{T}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}=\lim_{\tau\to 0}{}^{2}\overline{W}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};n$ und $\alpha\,{}^{2}\overline{W}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}=\lim_{y\to\infty}\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}$ nach 143 als Quantenprinzip gelten, was $\lim_{y\to\infty}\lim_{\tau\to 0}\sum_{\varepsilon=1}^{3}sp\,\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]};n=\alpha\,{}^{2}\overline{\underline{T}}_{+}=\lim_{y\to\infty}\lim_{\tau\to 0}\sum_{\varepsilon=1}^{3}\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]};n$ bzw. $\lim_{y\to\infty}\lim_{\tau\to 0}\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(sp\,\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}-\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}\right)={}^{2}\bar{0}$ zur Folge hat, wenn zur Kürzung $\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}=(E+sp\,{}^{2}\bar{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times());\widehat{\left[{}^{\kappa\lambda}_{-+\,\mu\nu}\right]}$ für die Terme von 143 verwendet wird.

113

Der doppelte Limes ist jedoch nur dann möglich, wenn auch $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(sp\,\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]} - \bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]}\right) = {}^{2}\bar\sigma$ ist, was wegen der Unabhängigkeit gleichweise erfüllt sein muss, so daß ${}^{2}\bar\sigma = \left(sp\,\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\left(E + sp\,{}^{2}\bar a^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right)\right);\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]} = sp\left(\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times\left(E + sp\,{}^{2}\bar a^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right)\right);\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]}$ gilt. Auch hier kann kein tensorieller Selektor antihermitescher Art existieren, so daß sich mit dem symmetronischen Weltselektor $L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times\left(E + sp\,{}^{2}\bar a^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right)$ nach Rückbildung des Matrizenspektrums die symmetronische Weltgleichung

$$L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]} = {}^{4}\bar\sigma \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 144$$

ergibt.

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

$$L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times\left(E + sp\,{}^{2}\bar a^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right)$$

$$\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\left(E + sp\,{}^{2}\bar a^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\right) + D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\delta = \delta_{\mu\alpha}\cdot\delta_{\nu\beta}\cdot\delta_{\kappa\gamma}\cdot\delta_{\lambda\delta} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 144a$$

zum Ausdruck gebracht wird. Das zu 144 führende Matrizenspektrum $\bar\lambda\cdot[\,] = \sum_{\varepsilon=1}^{3}\bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\cdot\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]}$ aus dem Energieprinzip kann stets durch die Superposition $\bar\lambda = \sum_{\varepsilon=1}^{3}\bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit $\bar\lambda^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}\cdot\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{smallmatrix}\right]}\sim\delta$ aus 143 realisiert werden. Wegen dieser Superposition der $\bar\lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ 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

$$\overline{\pi}\cdot\widehat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \cdot \underline{\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}} \quad\ldots\ldots\ldots\ldots 145$$

zusammengefaßte Sachverhalt macht darüber hinaus 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, welche dann das zugehörige Protofeld aktiviert, was zu einer Transmutation der kompositiven Hermetrieformen führen kann.

Es kommt nunmehr darauf an, in Analogie zur kompositiven Weltgleichung zu untersuchen, ob auch im synmetronischen Fall mit $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ein metronischer Funktionenraum existiert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Kondensoren auf jeden Fall konvergieren müssen, wenn $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- = {}^3\overline{0}$ ist, weil die $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_+$ nach Gl. 143 die Funktion $\widehat{[\,]}$ aufbauen und die Konvergenz im Funktionenraum mit $\widehat{[\,]}$ bereits evident ist. Nach Gl. 143 ist

$$\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]_- + sp^2\,\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \underline{\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}}_-\right) = {}^3\overline{0}$$

und daher auch $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- + sp^2\,\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- = {}^3\overline{0}$, so daß $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]} = \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + sp^2\,\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) ; \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_+$ gesetzt werden kann. Da $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als Spektrum der metrischen Kondensationsstufen immer [illegible] ist, folgt

$$\overset{\infty}{\underset{0}{S}}\left(\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}^{\times} \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]} - \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}\left(\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}\right)^{\times}\right) f\Omega = \left|\,\overset{\infty}{\underset{0}{S}}\left(\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}^{\times} - \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}\right)\cdot\right.$$

$$\cdot\,\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + sp^2\,\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) ; \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_+ ;$$

$; (\,) f\Omega = \overline{0}$ nur dann, wenn $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}^{\times} - \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]} = {}^3\overline{0}$ ist, was aber wiederum

$$\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- = {}^3\overline{0}$$

bedeutet. Ω gibt in dem metronischen Hermitezitätsintegral das metronisierte Volumen des R_6 an. Ein metronischer Funktionenraum der $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als Zustandsselektor des R_6 kennzeichnet, existiert also nur dann, wenn in Gl. 143 die Beziehung $\sum_{\varepsilon=1}^{3} \cdot \left(\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- + sp^2\,\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_-\right) = {}^3\overline{0}$ durch $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- = {}^3\overline{0}$ identisch erfüllt wird, was in

$$\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}_- = {}^3\overline{0}, \quad \overset{\infty}{\underset{0}{S}}\,\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]} ; (\,)\,\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\ \overset{-}{\mu}&\overset{+}{\nu}\end{smallmatrix}\right]}^{\times} ; (\,)\, f\Omega < \infty ,$$

$$\overset{\infty}{\underset{0}{S}}\; sp\; {}^2\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{bmatrix}} ;()\left(sp\; {}^2\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{bmatrix}}\right)^\times ;()\; \mathcal{F}\; \Omega < \infty, \quad \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \left(\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\right)^\times \ldots \quad 146$$

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

$$sp\; L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{bmatrix}} = {}^2\overline{0}, \quad \left(L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; sp\right); \widehat{\begin{bmatrix}\varkappa & \lambda\\ -\mu & +\nu\end{bmatrix}} = {}^2\overline{0} \quad 146a$$

was zur Lösung des Fundamentalproblems der Strukturkorrelationen verwendet werden kann, weil ein Kriterium durch 142a dafür gegeben ist, daß Gl. 146 erfüllt ist. Wegen 143 wird 144 auf jeden Fall von 115 impliziert, wobei 143 wiederum wegen 139 und 137a aus 134 eine Konsequenz aus der gleichen Beziehung 115 ist. Wird angenommen, daß $\hat{\gamma}$ nur ein einziges hermetrisches Element $\widehat{(\mu\mu)}$ enthält, dann existiert keine Korrelation, also ${}^2\overline{Q}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = {}^2\overline{0}$ und $D^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = 0$, was $\Lambda^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = K(\mu) \equiv K$, sowie $\widehat{\begin{bmatrix}\mu & \mu\\ \mu & \mu\end{bmatrix}} = \widehat{[\mu]} \equiv \widehat{[\;]}$ und $\overline{\lambda}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} \equiv \overline{\lambda}$ zur Folge hat. Dies wiederum bedeutet $L^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} \equiv L$, woraus hervorgeht, daß 144 im Falle nur eines hermetrischen Elementes von $\hat{\gamma}$ wegen des Fehlens jeder Korrelation in das bekannte Analogon zu 115 übergeht. [Zur Lösung des mit 144 erstellten symmetronischen 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 $\hat{\gamma}$ vom quadratischen Typ $\omega = n/2$ ist (dem Dimensionsgesetz $n = 2\omega$ entsprechend). Zur Diskussion des allgemeinen Hermetrieproblems der Partialkompositionen werde angenommen, daß $1 \le \gamma \le \omega$ Gitterkerne ${}^2\overline{\varkappa}_{(\gamma)} \ne {}^2\overline{\varkappa}^\times_{(\gamma)}$ im R_n mit $n = 2\omega$ existieren und daß von den n einfachen metronischen Tensorien $1 \le k \le p$ hermetrisch und

$n-p$ antihermetisch sind. Die w Partialstrukturen sind wiederum aus den antihermetischen Architektureinheiten des R_n definiert, so daß im allgemeinen $1 \le r \le q \le p$ Partialstrukturen ${}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)}$ als Funktionen hermetischer Koordinatenselektoren Z_r erscheinen, wobei $q \le w$ gilt, während $q+1 \le \xi \le w$ Partialstrukturen ${}^2\bar{\varkappa}_{(\xi)} = $ const sich auf antihermetische Einheiten des R_n beziehen. Dies bedeutet aber, daß in $\hat{g} = ({}^2\bar{g}_{(\varkappa\lambda)})_w$ der durch die Indizierung ξ bestimmte Koeffizientenabschnitt $(\varkappa, \lambda) \ge q+1$ wegen ${}^2\bar{g}_{(\varkappa\lambda)} = sp\, {}^2\bar{\varkappa}_{(\varkappa)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\lambda)}$ aus pseudoeuklidischen Elementen ${}^2\bar{g}_{(\varkappa\lambda)} = $ const besteht. Zur Kürzung werde $\hat{g} = \hat{g}_{(H)} + \hat{g}_{(A)}$ in zwei Anteile gespalten, worin $\hat{g}_{(H)}$ die durch die Hermetrie bedingten Elemente ${}^2\bar{g}_{(\varkappa,\lambda)}$ mit $\varkappa \le w$ und $\lambda \le q$ oder $\varkappa \le q$ und $\lambda \le w$ enthält, während die Elemente $(\varkappa, \lambda) \ge q+1$ invariante Nullselektoren sind. $\hat{g}_{(A)} = $ const enthält dagegen neben ${}^2\bar{g}_{(\varkappa\lambda)} = $ const mit $(\varkappa\lambda) \ge q+1$ nur solche Nullselektoren. Weiter muß im Gegensatz zum Kompositionsfeld ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ für die Partialkompositionen ${}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)} = {}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)-} = {}^2\bar{\varkappa}^{\times}_{(\gamma)}$, also ${}^2\bar{g}_{(\varkappa\lambda)} = {}^2\bar{g}^{\times}_{(\varkappa\lambda)}$ gefordert werden, wenn R_n ein Modell für das äonische Weltkontinuum R_6 sein soll. Da es aufgrund der Antihermetrie in $\hat{g}$ den Anteil $\hat{g}_{(A)} = $ const $\ne \hat{0}$ und $(w-q)^2$ von Null verschiedenen Elementen gibt, wird offenbar die Zahl w^4 der möglichen Fundamentalkondensoren $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}}\right]$ reduziert, denn selbst wenn alle Indizierungen hermetische Einheiten kennzeichnen, gilt $[ikl]_{(\varkappa\lambda)} = 0$ für $(\varkappa\lambda) \ge q+1$ wegen $\hat{g}_{(A)} = $ const. Weiter gilt aber immer ${}^2\bar{g}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{0}$ für alle Partialstrukturen $(\mu\nu) \le w$, d.h. es gilt auch $0 = {}^2\bar{g}^{ik}_{(\mu\nu)}; ( ) [ikl]_{(\varkappa\lambda)} = $
$= [ikl]^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ und dies bedeutet, daß von den w^4 Fundamentalkondensoren wegen $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}}\right] = {}^3\bar{0}$ für $(\varkappa\lambda) \ge q+1$ insgesamt $w^2(w-q)^2$ verschwinden. Damit wird die Zahl der wirksamen Kondensoren reduziert auf $w^4 - w^2(w-q)^2 =$
$= w^2 q(2w-q)$. Es gibt mithin grundsätzlich $Z = w^2 q (2w-q)$ Fundamentalkondensoren $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}}\right] \ne {}^3\bar{0}$, wenn $w-q$ Partialstrukturen ${}^2\bar{\varkappa}_{(\xi)} = $ const bleiben. Neben der Auswahlregel $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}}\right] = {}^3\bar{0}$ für $(\varkappa, \lambda) \ge q+1$, die durch $\hat{g}_{(A)} = $ const $\ne \hat{0}$ bestimmt wird, gibt es noch derartige Nullbeziehungen für die Komponenten von $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}}\right] \ne {}^3\bar{0}$ für $(\varkappa\lambda) \le q$, d.h. wenn von invarianten Nullselektoren verschiedene Elemente aus $\hat{g}_{(H)}$ vorliegen. Wenn also $(\varkappa, \lambda) \le q$ gilt, [illegible]

im Bezug auf ${}^2\bar{\gamma}_{(x\lambda)}$ eine Hermetrie in $t \leqq p$ der p hermetrischen Koordinaten vorliegt, so daß also $n-t$ antihermetrische Koordinaten im Bezug auf ${}^2\bar{\gamma}_{(x,\lambda)}$ übrig bleiben, dann gilt, wenn $z_k = z_{\tilde{k}}$ sich auf eine solche antihermetrische Koordinate bezieht, wegen der Komponentenforderung $\underbrace{\Lambda^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)m};\left[{}^{m}_{\tilde{k},l}\right]^{(\mu,\nu)}_{(x,\lambda)}} = \lambda^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)m}(\tilde{k},l) \cdot \underline{\left[{}^{m}_{\tilde{k}l}\right]^{(\mu\nu)}_{(x,\lambda)}}$ von sp $\Lambda^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)};\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\mu & \nu\\ - & +\\ x & \lambda\end{smallmatrix}\right]} = \bar{\lambda}^{(\mu,\nu)}_{(x,\lambda)} \cdot \underline{\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\mu & \nu\\ - & +\\ x & \lambda\end{smallmatrix}\right]}}$ aufgrund der Hermetriedefinition $\lambda^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)m}(\tilde{k},l)\underline{\left[{}^{m}_{\tilde{k}l}\right]^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)}} = 0$, also $\Lambda^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)m};\left[{}^{m}_{\tilde{k}l}\right]^{(\mu,\nu)}_{(x,\lambda)} = 0$. Nach C $\overline{\underline{\text{VII}}}$, 5 bedeutet dies aber $\left[{}^{m}_{\tilde{k},l}\right]^{(\mu\nu)}_{(x,\lambda)} = 0$ oder $\gamma^{\underline{m},\underline{s}}_{(\mu\nu)};()\left[s\tilde{k}l\right]_{(x,\lambda)} = 0$, was mit durch $\left[s\tilde{k}l\right]_{(x\lambda)} = 0$ erfüllt werden kann; denn $\gamma^{\underline{m},\underline{s}}_{(\mu\nu)} \neq 0$ ist immer möglich, ~~wenn~~ auch dann, wenn ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ in $\hat{\gamma}_{(A)}$ liegt. Aus $\left[s,\tilde{k},l\right]_{(x\lambda)} = 0$ folgt aber unmittelbar die Aussage der Gl. 141 und 141a, was eine Erweiterung der in C XIX, 2 durchgeführten Analyse der Spinselektoren im Sinne einer Verallgemeinerung gestattet. Im Folgenden werden die Selektoren $\bar{\Phi}_{(x\lambda)}$, sowie $\mathcal{F} = \sum_{m=1}^{n} \mathcal{F}_m$ und $z = \sum_{m=1}^{n} z_m$ gemäß $() = ()_{(H)} + ()_{(A)}$ in einen herm~~itischen~~etrischen

$()_{(H)} = \sum_{s=1}^{t} ()_{(s)}$ und einen antihermetrischen Anteil $()_{(A)} = \sum_{s=t+1}^{n} ()_{(s)}$ gespalten. Summation von $\tau\,\alpha_m\,\gamma^{(x\lambda)}_{+\tilde{k}m} = \mathcal{F}_m\,\phi_{(x\lambda)\tilde{k}}$ liefert das totale Kettendifferential $a_{\tilde{k}} = \tau\sum_{m=1}^{n}\alpha_m\,\gamma^{(x\lambda)}_{+\tilde{k}m} = \sum_{m=1}^{n}\mathcal{F}_m\,\phi_{(x\lambda)\tilde{k}} = \mathcal{F}\,\phi_{(x\lambda)\tilde{k}}$. Es soll weiter das normierte Orthogonalsystem $\bar{e}_k \cdot \bar{e}_l = \delta_{k,l}$ für alle n Koordinaten existieren. Da $\gamma^{(x\lambda)}_{+\tilde{k}m} =$ const. ist, muß also auch $\mathcal{F}\,\phi_{(x\lambda)\tilde{k}} = a_{\tilde{k}} =$ const. sein und mit $\bar{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^{n}\bar{e}_{\tilde{k}} \cdot a_{\tilde{k}}$ wird $\bar{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^{n}\bar{e}_{\tilde{k}}\,\mathcal{F}\,\phi_{(x\lambda)\tilde{k}} = \mathcal{F}\sum_{k=t+1}^{n}\bar{\phi}_{(x\lambda)\tilde{k}} = \mathcal{F}\,\bar{\phi}^{(A)}_{(x\lambda)}$ und für diesen Ausdruck existiert das Kettenintegral, nämlich $\bar{\phi}^{(A)}_{(x\lambda)} = S\,\bar{a}_{(A)}\,\mathcal{F}z = \bar{a}_{(A)}\underline{z} + \bar{C}$ mit $\bar{C} =$ const. $(z_m)_1^t$, wobei $\bar{C}$ mit Komponenten im antihermetrischen Unterraum haben kann. Entsprechend folgt aus $\tau\,\alpha_{\tilde{k}}\,\gamma^{(x\lambda)}_{+m\tilde{k}} = \mathcal{F}_{\tilde{k}}\,\phi_{(x\lambda)m}$ nach Summation längs $t+1 \leqq \tilde{k} \leqq n$ das totale Kettendifferential im antihermetrischen Bereich $A_m = \tau\sum_{\tilde{k}=t+1}^{n} a_{\tilde{k}} \cdot \gamma^{(x\lambda)}_{+m\tilde{k}} = \sum_{\tilde{k}=t+1}^{n}\mathcal{F}_{\tilde{k}}\,\phi_{(x\lambda)m} = \mathcal{F}_{(A)}\,\phi_{(x\lambda)m} =$ const. Nach Multiplikation mit $\bar{e}_m$ und weiterer Summation längs $1 \leqq m \leqq n$ wird dann $\bar{A} = \sum_{m=1}^{m}\bar{e}_m\,A_m = \sum_{m=1}^{n}\bar{e}_m\,\mathcal{F}_{(A)}\,\phi_{(x\lambda)m} = \mathcal{F}_{(A)}\sum_{m=1}^{n}\bar{\phi}_{(x\lambda)m} = \mathcal{F}_{(A)}\,\bar{\phi}_{(x\lambda)}$ und dieses

Metronintegral $\mathfrak{F}_{(A)}\overline{\Phi}_{(x\lambda)} = \overline{A} = const.$ kann metronisch über dem antihermetrischen Unterraum integriert werden. Wegen dieser Abgrenzung des Integrationsbereiches folgt $\overline{\Phi}_{(x\lambda)} = \underset{A}{S}\,\overline{A}\,\mathfrak{F}_{(A)}Z = \overline{A}\,Z_{(A)} + \overline{f}$, wobei $\overline{f}(Z_m)_1^t = const.(Z_s)_{t+1}^{n}$ ein vektorieller hermetrischer Funktionalselektor ist, der wegen der Einschränkung des Integrationsbereiches auf die antihermetrischen Einheiten als Integrationskonstante erscheint. In den hermetrischen Komponenten $\mathfrak{g}_{-kl}^{(x\lambda)} \neq 0$ können aber nur hermetrische Komponenten von $\overline{\Phi}_{(x\lambda)}$ auftreten, so daß es zweckmäßig erscheint $\overline{\Phi}^{(H)}_{(x\lambda)} = \overline{\Phi}_{(x\lambda)} - \overline{\Phi}^{(A)}_{(x\lambda)} = (\overline{A} - \overline{a}_{(A)})\cdot Z_{(A)} - \overline{a}_{(A)}\cdot Z_{(H)} - \overline{b} + \overline{f}$ zu bilden. Kennzeichnet s einen hermetrischen Index, dann gilt $\underline{\mathfrak{F}}_s\,\overline{\Phi}^{(H)}_{(x\lambda)} = -\frac{1}{x_s}\overline{a}_{(A)} + \underline{\mathfrak{F}}_s\,\overline{f}$, aber $\underline{\mathfrak{F}}_{\tilde{s}}\,\overline{\Phi}^{(H)}_{(x\lambda)} = \frac{1}{x_{\tilde{s}}}(\overline{A} - \overline{a}_{(A)}) = const.$, weil $\underline{\mathfrak{F}}_{\tilde{s}}\,\overline{f} = \overline{0}$ und $\underline{\mathfrak{F}}_{\tilde{s}}\,Z_{(H)} = 0$ ist, wenn $s = \tilde{s}$ eine antihermetrische Indizierung darstellt. Dies bedeutet aber τ. $\mathfrak{g}_{-kl}^{(x\lambda)} = const + \underline{\mathfrak{F}}_k f_l - \underline{\mathfrak{F}}_l f_k$. Da $\overline{f}$ in Bezug auf die antihermetrischen Koordinaten konstant ist, wird im Falle der Hermetrie in der Basissignatur für den Kommutator partieller Metrondifferentiale $(\mathfrak{F}_k \times \mathfrak{F}_l)_- = 0$ zur Anwendung kommen muß, ergibt sich auch in dieser universellen Fassung wieder die kovariante Hermetrizität von 142a als universelles Prinzip. Der antihermetrische Feldaktivator ist allerdings in 142a nicht eliminiert, sondern wirkt latent in der Kontrasignatur, wenn diese ein Element aus $\hat{\mathfrak{g}}_{(H)}$ ist. Die hermetrische 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 von 142a alle Funktionalselektoren aus $L^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$ hermetrisch sind und alle partiellen Fundamentalkondensoren, welche nicht unter die Auswahlregel fallen und mögliche Korrelationstensoren fundamental konvergent sind. Alle Bestimmungsstücke der Beziehung 144 gehören also prinzipiell zu einem abstrakten metronischen Funktionenraum, so daß immer die Existenzbedingung syntrometrischer Kondensationsstufen als Konsequenz kompositiver Kondensationsstufen erfüllt ist. Nach diesen allgemeinen Studien kann numerisch verwendet werden, das in 144 tabellierte symmetronische Fundamentalproblem zu lösen.

Die Darstellbarkeit der antihermiteschen Anteile der Fundamentalselektoren als Feldaktivatoren, die mit den metronischen Spinselektoren identisch sind, führt unter Berücksichtigung der geometrischen Struktureinheiten mit Gleichung 142a, welche die Hermitezität der Fundamentalkondensoren, also nach Gl. 146 die notwendige Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes erfüllt. Weil also der Hyperstruktur des metronischen Welttensoriums stets eine metronische Spinorientierung überlagert ist, erweisen sich die Fundamentalkondensoren der Partialstrukturen als konvergent und $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als Zustandsselektor eines metronischen Funktionenraumes, dessen Trägerraum das Welt~~raum~~tensorium ist. Da im Fall $\left[\begin{smallmatrix}\widehat{\varkappa\;\;\lambda}\\-\;\;+\\\mu\;\;\nu\end{smallmatrix}\right]$ immer $\left(\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(1,6)}_{(\pm)} = \left(\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(\pm)}$ ist, muß für den symmetronischen Weltselektor $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$ gesetzt werden. Das symmetronische Fundamentalproblem nimmt daher unter Berücksichtigung der Gl. 142a in Gl. 144 die präzisere Gestalt an

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\;;\;\left[\begin{smallmatrix}\widehat{\varkappa\;\;\lambda}\\-\;\;+\\\mu\;\;\nu\end{smallmatrix}\right]_+ = {}^4\overline{\vartheta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 147,$$

worin

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \left(K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right);$$

$$;\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

$$\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\;;\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) +$$

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

$$- \left(\begin{smallmatrix}\varkappa&\lambda\\-&+\\\mu&\nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 147a$$

gilt, wodurch das symmetronische Fundamentalproblem gestellt worden ist. Zunächst folgt aus der Hermitezität ein Kommutatortheorem der Selektoren, denn es gilt $K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\;;\;sp\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right);\left[\begin{smallmatrix}\widehat{\varkappa\;\;\lambda}\\-\;\;+\\\mu\;\;\nu\end{smallmatrix}\right]_+ = {}^2\overline{\vartheta}$ und daher $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\;;\;sp = \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times sp\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right)$. Wird dies vom ersten Spektrum der Gl. 146a substituiert, dann ergibt sich für das Kommutatortheorem

$$sp\,K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\;;\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) + \left(sp \times D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\right) =$$

$$= \left(sp \times \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right)_-;\left(E + sp^2\,\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\,)\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \text{Gl. } 148.$$

Zur metronischen Integration der Gl. 147, also ~~folgt~~ zur Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems werden

128 allgemein zunächst die Kürzungen $T^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \overline{T}$ für die Indizierungen und

als Fremdfeldselektor

$\kappa(\overline{\varepsilon} + 4\pi\, \overline{\overline{\alpha}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ())\,;\,\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa\lambda\\ \mu\nu\end{smallmatrix}\right]}_+ = {}^3\overline{F}$ für die

Feldgröße eingeführt, dann so daß Gl. 147 mit 147 a die Form $\underline{\kappa}_1\,;\,{}^3\overline{F} + \underline{D}\,;\,\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\kappa\lambda\\ \mu\nu\end{smallmatrix}\right]}_+ = \underline{\lambda} \times {}^3\overline{F}$, oder in Komponentenschreibweise unter expliziter Verwendung des Raumkondensors $\underline{\Gamma}_l\, F^i_{km} - \underline{\Gamma}_m\, F^i_{kl} + F^i_{sl}\left[{}^s_{km}\right]^{(\kappa\lambda)} - F^i_{sm}\left[{}^s_{kl}\right]]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \underline{D}_m\,;\,\left[{}^i_{kl}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \underline{\lambda}_m(k,l)\, F^{i(\mu\nu)}_{kl}$.

Hieraus kann unter Verwendung von 143 und Gl. 144 a das quadratische Korrelationsglied auf den kompositiven Fundamentalkondensor $\widehat{[\,]}$ reduziert werden. Es folgt $\underline{D}_m\,;\,\left[{}^i_{kl}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = F^i_{sl}\left[{}^s_{km}\right] - F^i_{sm}\left[{}^s_{kl}\right] - F^i_{sl}\left[{}^s_{km}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + F^i_{sm}\left[{}^s_{kl}\right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$, was eingesetzt $\underline{\Gamma}_l\, F^i_{km} - \underline{\Gamma}_m\, F^i_{kl} + F^i_{sl}\left[{}^s_{km}\right] - F^i_{sm}\left[{}^s_{kl}\right] = \underline{\lambda}_m(k,l)\, F^i_{kl}$ als reduzierte Form liefert. In dieser Darstellung wird unmittelbar $\underline{\lambda}_m(k,l) = \underline{\lambda}_m(k,\overline{l}) = \underline{\lambda}_m(\overline{k},\overline{l}) = 0$ für alle m und $\underline{\lambda}_{\overline{m}}(k,l) = 0$ für alle k und l, sowie $\underline{\lambda}_m(m,m) = 0$ wie im kompositiven Falle evident. Auch die symmetrischen Eigenwertspektren können demnach als metrische Kondensationsstufen keine Komponente in den [illegible] Unterräumen haben. Desgleichen bildet $\underline{\lambda}_m(l,m) = 0$ eine

Analogon zum Kompositionsfeld. Eine weitere Analogie zur kompositiven Hermetrie ergibt sich, wenn die reduzierte Form für $\underline{\lambda}_m(m,l)$ und $\underline{\lambda}_l(m,m)$ angesetzt wird und beide Gleichungen addiert werden. **129** Diese Addition ergibt ~~immer~~ dann unmittelbar $\underline{\lambda}_m(m,l)\cdot F^i_{ml} + \underline{\lambda}_l(m,m)\, F^i_{mm} = 0$, also $F^i_{ml} \sim F^i_{m,m}$ und $F^i \sim F^i_{kl}$ als Folge der Hermitezität. Mit diesen Proportionalitäten kann aber immer $F^i_{km} = \underline{a}_m(k,l)\cdot F^i_{kl}$, sowie $F^i_{sl} = a_{(1)}\, F^i_{kl}$ und $F^i_{sm} = a_{(2)}\, F^i_{kl}$ erreicht werden. Damit wird aber $(\underline{a}_m(k,l)\,\underline{\Gamma}_l - \underline{\Gamma}_m)\,;\,F^i_{kl} + (a_{(1)}\left[{}^s_{km}\right] - a_{(2)}\left[{}^s_{kl}\right])\, F^i_{kl} = \underline{\lambda}_m(k,l)\, F^i_{kl}$. Für die Komponenten von $\widehat{[\,]}$ gelten aber ganz analoge Proportionalitäten, so daß immer $a_{(1)}\left[{}^s_{km}\right] - a_{(2)}\left[{}^s_{kl}\right] = \underline{b}_{ms}(k,l)\left[{}^s_{kl}\right]$ erreichbar ist, was nach Summation längs der kombinatorischen Indizierungen $1 \le m \le q$ mit den Kürzungen $\sum^q_{m=1} \underline{a}_m(k,l) = \underline{a}(k,l)$, sowie $\sum^q_{m=1} \underline{b}_{ms}(k,l) = \underline{b}_s(k,l)$ und $\sum^q_{m=1} \underline{\lambda}_m(k,l) = \underline{\lambda}(k,l)$ zur [illegible] Fassung $((\underline{a}(k,l) - 1)\,\underline{\Gamma}_l - \sum_{m\neq l} \underline{\Gamma}_m)\,;\,F^i_{kl} + \underline{b}_s(k,l)\left[{}^s_{kl}\right]\,;\,()\,F^i_{k,l} = \underline{\lambda}(k,l)\cdot F^i_{kl}$ führt. Mit $\overline{\underline{z}}_l = \frac{[illegible]}{\underline{a}(k,l)-1} - \sum_{m\neq l} [illegible]$ wird dann [illegible] $(\overline{x}_1 \ldots \overline{x}_n)_q = \overline{\underline{b}}$ [illegible] $((\underline{a}(kl)-1)\,\underline{\Gamma}_l - \sum_{m\neq l} \underline{\Gamma}_m)\,;\,F^i_{kl} =$

$= \underline{a}^{-1} \cdot$ GRAD$_q F^{\underline{i}}_{kl}$, also GRAD$_q F^{\underline{i}}_{kl} = \underline{a}(\underline{\lambda}(kl) - \underline{b}_s(kl)[^s_{kl}]) F^{\underline{i}}_{kl}$. Wird $\overline{Z} = \sum_{k=1}^{q} \overline{e}_k ()_k$ verwendet, dann folgt GRAD$_q F^{\underline{i}}_{kl} \cdot f\overline{Z} = f F^{\underline{i}}_{kl}$, also $f \ln F^{\underline{i}}_{kl} = (\underline{\lambda}(k,l) - \underline{b}_s(k,l)[^s_{kl}])\, \underline{a}\, f \overline{Z}$. Für das lineare Aggregat von Gitterselektoren kann, wie bei der Entwicklung von 118 wieder $\mu = \boxed{\sum_{k=1}^{q}} \alpha_k ()_k$ verwendet werden, was $\underline{a}\, f\overline{Z} = \underline{a}_{kl}\, f\mu$ 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 $\underline{a}_{kl}\underline{b}_s(kl) = \underline{c}_s$, dann gilt $f \ln F^{\underline{i}}_{kl} = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s[^s_{kl}]) f\mu$ oder nach metronischer Integration und anschließender Potenzierung $F^{\underline{i}}_{kl} = \underline{A}^{\underline{i}}_{kl} \exp(\underline{\lambda}_{kl}\mu - \underline{c}_s S[^s_{kl}];()f\mu)$, wobei $A^{\underline{i}}_{kl}$ = const die Integrationskonstante ausdrückt. Werden für $F^{\underline{i}}_{kl}$ wieder die Feldgrößen eingesetzt, dann gilt für die Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems

$$[^{\underline{i}}_{kl}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)m} [^m_{kl}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = A^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)k,l} \exp(\underline{\lambda}_{k,l}\mu - \underline{c}_s S[^s_{kl}];()f\mu) \ldots\ldots$$

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

d.h., dieses Fundamentalproblem wurde auf $S[^{\underline{i}}_{kl}];()f\mu$ des Kompositionsfeldes reduziert. Die Lösung 149 kann explizit dann angegeben werden, wenn die Metronenziffern hoch genug liegen und μ den gleichen Hermetriegrad wie $[\vec{\ }]$ hat, also der zweite Approximationsbereich in Anwendung gebracht werden kann. In diesem Approximationsbereich gilt nämlich für das Kompositionsfeld das lineare Kondensoraggregat $b_s(kl)[^s_{kl}] = (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} \cdot \lambda(kl)$. Wird wieder das normierte Orthogonalsystem verwendet und $\overline{b} = \sum_{s=1}^{q} \overline{e}_s b_s(kl)$, sowie $\overline{\underline{c}} = \sum_{s=1}^{q} \overline{e}_s \underline{c}_s$ gesetzt, dann folgt $\underline{c}_s[^s_{kl}] = \frac{\overline{\underline{c}}}{\overline{b}} \lambda(kl)(E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1}$. Da $\frac{\overline{\underline{c}}}{\overline{b}}$ = const eine die ~~[illegible]~~ 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 $\underline{\alpha}_{k,l} = \frac{\overline{\underline{c}}}{\overline{b}\, a_{kl}} \equiv \underline{\alpha}$ eingeführt werden. Nunmehr kann die Integration ausgeführt werden. Mit dem Selektor $x = \lambda_{kl} \cdot \mu$ wird $\underline{c}_s S[^s_{kl}];()f\mu = \underline{\alpha}_{kl}\lambda_{kl} S((E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} \cdot f\mu = S\frac{\alpha_{kl} f x}{E - e^{-x}} = \underline{\alpha} S\frac{e^x f x}{e^x - E} = \underline{\alpha}\ln(e^{\lambda_{kl}\mu} - E) + \text{const.} = \ln B_{kl}(e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{\underline{\alpha}}$. Wird dieses Integral in Gl. 149 eingesetzt und verwendet man als neue Integrationskonstante $\underline{C}^{\underline{i}}_{kl} = \frac{A^{\underline{i}}_{kl}}{B_{kl}}$, dann nimmt die Lösung im zweiten Approximationsbereich die vollständige Form

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

$$= \mathfrak{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)kl}\; e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu}_{\cancel{(\varkappa\lambda)}}\left(e^{\lambda_{kl}\mu} - E\right)^{-\underline{\alpha}_{kl}},$$

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

an, in welcher nur noch die Integrationskonstante zu bestimmen ist. Für die Extrema folgt die Bedingung $\delta F^{\underline{i}}_{kl} = 0$, wenn wieder mit Kürzung $F^{\underline{i}}_{kl}$ verwendet wird. Nach Gl. 149 ist aber $\delta F^{\underline{i}}_{kl} = \left(\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[{}^{s}_{kl}\right];()\right) F^{\underline{i}}_{kl}\,\delta\mu$, so daß $\delta F^{\underline{i}}_{kl} = 0$ wegen $\delta\mu \neq 0$ nur durch $F^{\underline{i}}_{kl} = 0$ oder $\underline{c}_s \left[{}^{s}_{kl}\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ erfüllt werden kann. $F^{\underline{i}}_{k,l} = 0$ 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 $\underline{c}_s \left[{}^{s}_{kl}\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ bedingt, wegen $\underline{\lambda}_{kl} = \text{const}$ und $\underline{c}_s = \text{const.} \neq 0$, die Aussage $\delta \left[{}^{s}_{kl}\right] = 0$, also $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{c}_s \left[{}^{s}_{kl}\right]_{\text{ext}}$ und daraus folgt $\lambda(kl) = b_i(kl)\left[{}^{i}_{kl}\right]_{\text{ext}} = \frac{\underline{T}}{\underline{E}}\,\underline{\lambda}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\underline{\alpha}_{kl}}$ oder $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\lambda_{kl} = 0$, d. h., das Eigenwertspektrum der synmetronischen Korrelation unterscheidet sich nur durch den Faktor $\underline{\alpha}_{kl}$ vom Spektrum der Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes und wird mit diesem für $\underline{\alpha}_{kl} = 1$ identisch. Mit $\underline{c}_s \cdot \underline{\mathfrak{C}}^{\underline{1}}_{kl} = \underline{\mathfrak{C}}_{kl}$ und dem synmetronischen Zustandsselektor $\underline{\psi}_{kl} = \frac{\underline{c}_s}{\underline{\mathfrak{C}}} F^{\underline{1}}_{kl}$ wird dann $\underline{\psi}_{kl} = e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu}\left(e^{\lambda_{kl}\mu} - E\right)^{-\underline{\alpha}} = \exp\left(\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\lambda_{kl}\right)\mu\left(E - e^{-\lambda_{kl}\mu}\right)^{-\underline{\alpha}}$ im zweiten Approximationsbereich nach Gl. 149a. Da aber $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\lambda_{kl} = 0$ ist, wird $\underline{\psi}_{kl} = \left(E - e^{-\lambda_{kl}\mu}\right)^{-\underline{\alpha}}$, wobei aber $\left(E - e^{-\lambda_{kl}\mu}\right)^{-1} = \psi_{kl}$ der entsprechende Zustandsselektor des Kompositionsfeldes ist. Dies bedeutet aber $\underline{\psi}_{kl} = \psi_{kl}^{\underline{\alpha}_{kl}}$ im zweiten metronischen Approximationsbereich. Dieses Ergebnis hinsichtlich der Eigenwerte ~~und~~ der Korrelation ist also enthalten in

$$\underline{\psi}_{k,l} = \psi_{k,l}^{\underline{\alpha}_{kl}}, \quad \underline{\lambda}_{k,l} = \underline{\alpha}_{kl}\lambda_{k,l} \;\ldots\ldots\ldots\ldots\; 150,$$

woraus unmittelbar hervorgeht, daß das synmetronische Fundamentalproblem für $\underline{\alpha} = 1$ mit dem kompositiven identisch wird, während alle $\underline{\alpha} \neq 1$ irgendein Korrelationsspektrum 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 Korrelationsexpoexponenten $\underline{\alpha}$ Binomiallösung.

Der Zusammenhang $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl} \cdot \lambda_{kl}$ ergab sich aus $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[{s \atop kl}\right] = 0$ von $\delta F^{i}_{kl} = 0$, doch kann diese Extremalbedingung auch durch $F^{i}_{kl} = 0$ erfüllt werden, wenn in $\exp(\underline{\lambda}_{kl}\mu) = 0$ der Exponent $\underline{\lambda}_{kl}\mu = \underline{a} + i\underline{\beta}$ komplex ist, so daß $e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} = e^{\underline{a}}(\cos\underline{\beta} + i\sin\underline{\beta}) = 0$ durch $\cos\underline{\beta} = 0$ und $\sin\underline{\beta} = 0$ für den Real- und Imaginärteil zu erfüllen ist. Dies führt aber zu den gleichen Eigenwertspektren, wie im Falle der Partiallösung des Kompositionsfeldes 118a, nämlich

$$\underline{\beta}^{(\pm)}_{+} = \pm\frac{\pi}{2}(2\underline{Q}_{+} + E), \quad \underline{\beta}^{(\pm)}_{-} = \pm\pi\underline{Q}_{-} \quad \ldots\ldots\ldots 151.$$

Nunmehr besteht die Möglichkeit mit $r \to 0$ in den dritten, also mikromaren Bereich zu approximieren. Es gilt, wie beim Kompositionsfeld $\lim_{r\to 0} \mu;n = \pm iy$ mit $y^2 = \varrho^2 - r^2$, sowie $r^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2$ und $\varrho^2 = -\sum_{k>3} x_k^2$. Dies hat aber $\lim_{r\to 0}\underline{\Psi}_{kl};n = \Psi_{kl}(y)$ 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 $\underline{\alpha}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\lambda_{kl}} = \frac{(\pm i\underline{\lambda}_{kl}y)_{kl}}{(\pm i\lambda_{kl}y)_{kl}} = \frac{\underline{\beta}^{(\pm)}_{\pm}}{\beta^{(\pm)}_{\pm}}$, was die beiden

Möglichkeiten $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{n}_{kl}\cdot(2n_{kl}+1)^{-1}$ und $(\underline{\alpha}_{kl})_{(2)} = (2\underline{n}_{kl}+1)\cdot(2n_{kl}+1)^{-1}$ liefert. Da (1) die Möglichkeit (2) impliziert, kann allgemein $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{\alpha}_{kl}$ gesetzt werden, so daß sich für den Korrelationsexponenten

$$\underline{\alpha}_{kl} = \underline{n}_{kl}\cdot(2n_{kl}+1)^{-1} \quad \ldots\ldots\ 151a$$

ergibt.

Die Lösung $\underline{\Psi}_{kl} = (\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}}$ hat als erstes Metronenintegral mit dem Charakter einer Partiallösung. Zur Ermittlung des zweiten Metronenintegrales geht man zweckmäßig von der Darstellung $\left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \underline{Q}^{i}_{m}\left[{m \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \underline{\varphi}^{i}_{kl}\cdot(E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}}$ dieser Partiallösung aus. Hierin ist $\underline{\varphi}^{i}_{kl}(E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}} = \underline{\varphi}^{i}_{kl}(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = \varphi^{i}_{kl}$ ein bekannter Selektor. Weiter kann $p^{is} = \gamma^{is}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{Q}^{i}_{m}\cdot\gamma^{ms}_{(\varkappa\lambda)}$ zur Kürzung eingeführt werden, was $\left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \underline{Q}^{i}_{m}\left[{m \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = (\gamma^{is}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{Q}^{i}_{m}\cdot\gamma^{ms}_{(\varkappa\lambda)})\cdot[skl]_{(\mu\nu)+} = p^{is}[skl]_{(\mu\nu)+} = \varphi^{i}_{kl}$ ergibt. Mit $\sum_i p^{is} = p^{s}$ und $\sum_i \varphi^{i}_{kl} = (\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}}$, $\sum_i \underline{\varphi}^{i}_{kl} = \psi_{kl}$ längs der hermiteschen Indizierungen folgt $p^{s}[skl]_{(\mu\nu)+} = \psi_{kl}$ und mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$, sowie $\bar{p}^{-1} = \sum_s \bar{e}_s p^{s}$, oder auch $p^{s}[skl]_{(\mu\nu)+} = \bar{p}^{-1}\bar{e}^{s}[skl]_{(\mu\nu)+}$. Multiplikation mit $\bar{e}^{s}[skl]_{(\mu\nu)+} = \bar{p}\cdot\psi_{kl}$ Einheitsvektor ergibt einen anderen

$p_m \varphi_{kl} = \delta_{ms} [s\,k\,l]_{(\mu\nu)+} = [m\,k\,l]_{(\mu\nu)+} = \frac{1}{2} (\underline{\partial}_k \chi^{(\mu\nu)}_{ml} + \underline{\partial}_l \chi^{(\mu\nu)}_{km} - \underline{\partial}_m \chi^{(\mu\nu)}_{kl})$. Summation längs der hermiteschen Indizierungen m, k und l ergibt, wenn mit Kürzung $\sum_m p_m = p$, sowie $\sum_{kl} \varphi_{kl} = \varphi$ und $\sum_{kl} \chi^{(\mu\nu)}_{kl} = \chi_{(\mu\nu)}$ eingeführt, wird $2 p \varphi = \underline{\partial} \chi_{(\mu\nu)}$. Nach den Regeln der Metronentheorie ist aber $\underline{\partial} = \sum_s 1/\alpha_s \, \partial_s = \bar{\alpha}^{-1} \mathrm{GRAD}$, also $\mathrm{GRAD}\, \chi_{(\mu\nu)} = 2 p \varphi \bar{\alpha}$. Mit dem orientierten Koordinationsselektor $\bar{z} = \sum_s \bar{e}_s ()_s$, wird aber $\mathrm{GRAD} () \partial \bar{z} = \partial ()$, während $\bar{\alpha} \partial \bar{z} = \partial \mu$ zum Metrondifferential des Linearaggregates $\mu = \sum_s \alpha_s ()_s$ hermitescher Gitterselektoren wird. Multiplikation mit $\partial \bar{z}$ liefert demnach die metronisch integrable Form $\partial \chi_{(\mu\nu)} = 2 p \varphi ; () \partial \mu$, oder $\chi_{(\mu\nu)} = 2 \, S \, p \varphi \, \partial \mu = 2 \, S \, p \sum_{kl} \varphi_{kl} \, \partial \mu = \sum_{kl} 2 \, S \, p \varphi_{kl} \, \partial \mu$.

Da auch $\chi_{(\mu\nu)} = \sum_{kl} \chi^{(\mu\nu)}_{kl}$ gilt (nur die hermiteschen Komponenten sind in der Basissignatur des Kondensats wirksam), folgt $0 = \sum_{kl} \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} - 2 \sum_{kl} S \, p \varphi_{kl} \, \partial \mu = \sum_{kl} (\chi^{(\mu\nu)}_{+kl} - 2 \, S \, p \varphi_{kl} \, \partial \mu)$, was wegen ~~des~~ Tensorcharakters nur durch das gliedweise Verschwinden, also $\chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 2 \, S \, p \varphi_{kl} \, \partial \mu$ erfüllbar ist. In dieser impliziten Lösung ist $\varphi_{kl} = \sum_i \underline{C}^i_{kl} (\psi_{kl})^{\pm kl} = \underline{\psi}_{kl} \sum_i \underline{C}^i_{kl}$, so daß für $p \sum_i \underline{C}^i_{kl} = q_{kl}$ ein neuer Selektor, nämlich der Fremdfeldkorrelator eingeführt werden kann. Mit diesem Fremdfeldkorrelator nimmt die Lösung die Form an

$\chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 2 \, S \, q_{kl} \underline{\psi}_{kl} ; () \partial \mu$. Hierin ist q_{kl} nur von der Kontrasignatur des betreffenden Kondensats und dem gemischt varianten Korrelationstensor $\underline{Q}^i_m$ der betreffenden Kondensatsignatur abhängig, wodurch die Bezeichnung Fremdfeldkorrelator gerechtfertigt wird. Da das Metronenintegral alle Elemente von $\hat{\chi}$ inbezug auf irgendein Fundamentalkondensat erfaßt, liefert eine Kurvendiskussion dieses Integrals die Extrema und Wendebereiche von $\hat{\chi}$ ~~$(\mu\nu)$~~. Da die Extrema bei $\partial \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 0$ liegen und $\partial \, S \, q_{kl} \underline{\psi}_{kl} \, \partial \mu = q_{kl} \underline{\psi}_{kl} \, \partial \mu = 0$ nur durch $\underline{\psi}_{kl} = 0$ erreichbar ist, folgt unmittelbar, daß die Extrema von $\hat{\chi}$ mit den Nullstellen der linearen Kondensataggregate $\underline{\psi}_{kl} = 0$ zusammenfallen. $\partial \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 0$ wird eindeutig nur durch $\underline{\psi}_{kl} = 0$ erreicht, weil Partialstrukturen ohne Korrelation zu keinem Kompositionsfeld bilden können, was der Voraussetzung widerspricht, so daß $q_{kl} \neq 0$ bleibt und weil wegen der Linearität der Gitterselektoren $\digamma_\mu = const \neq 0$ ist. Für die Wandelbereiche der Elemente von $\hat{\chi}$ gilt dagegen $\digamma^2 \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 0$ oder $0 = \digamma^2 S q_{kl} \Psi_{kl} \digamma_\mu = \digamma (q_{kl} \Psi_{kl} \digamma_\mu) =$ $= \digamma_\mu (q_{kl} \digamma \Psi_{kl} + \Psi_{kl} \digamma q_{kl} - \digamma q_{kl} \digamma \Psi_{kl})$ was wegen $\digamma_\mu = const \neq 0$ nur durch $\digamma q_{kl} = 0$ und $\digamma \Psi_{kl} = 0$ erfüllt werden kann. Die Wandelbereiche von $\hat{\chi}$ liegen also immer dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators mit einem solchen des linearen Kondensoraggregates deckt. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\digamma \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 0, \quad \psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = 0, \quad \digamma^2 \chi^{(\mu\nu)}_{+kl} = 0,$$

$$\digamma q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = 0, \quad \digamma \psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)k,l} = 0, \quad q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} =$$

$$= \mathcal{C}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)k,l} \sum_{s=1}^{9} \Big(\sum_{i=1}^{9} \big(\chi^{\underline{is}}_{(\kappa\lambda)} + Q^{(\kappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)m} \chi^{\underline{ms}}_{(\kappa\lambda)} \big)\Big)^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 152,$$

doch gibt dieses System noch keinen Hinweis auf die explizite Ausführung des Metronintegrals. Sind $(\kappa,\lambda) \neq (\alpha,\beta)$ zwei verschiedene Kontrasignaturen mit gleicher Basissignatur $(\mu\nu)$, dann folgt wegen der Identität im Vergleich $S q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)k,l} \psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} \digamma_\mu = S q^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)kl} \psi^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)k,l} \digamma_\mu$ oder das Umformungsgesetz der Fremdfeldkorrelatoren

bei gleicher Basissignatur

$$q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)k,l} = q^{(\alpha\beta)}_{(\mu\nu)k,l} \psi^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)k,l} \psi^{(\kappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)k,l} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 152a$$

nach Bildung des ~~Metronintegrals des~~ Metrondifferentials. Ganz eindeutig muß diese Beziehung aber auch für $(\alpha,\beta) = (\mu\nu)$ gelten, während $(\kappa,\lambda) \neq (\mu\nu)$ bleibt. Wird schließlich nach der Fundamentalkondensor $\begin{bmatrix} \nu\mu \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix}_+ = \begin{bmatrix} \mu\nu \\ +- \\ \mu\nu \end{bmatrix}_+$ angenommen, dann kann es keine Korrelation geben, so daß sowohl der Korrelations- als auch der Kopplungstensor ${}^2\bar{Q}^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)} = \hat{E}$ wird. In der Substitution $q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = q^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)k,l} \psi^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)k,l} \big(\psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}\big)^{-1}$ gilt also für den Fremdfeldkorrelator $q^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)kl} =$

$$= \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{kl} \sum_{s=1}^{9} \Big(\sum_{i=1}^{9} \big(\chi^{\underline{si}}_{(\mu\nu)} + \big| Q^{(\nu\mu)\underline{s}}_{(\mu\nu)m} \chi^{\underline{mi}}_{(\mu\nu)} \big)\Big)^{-1} =$$

$$= \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{kl} \sum_{s=1}^{9} \Big(\sum_{i=1}^{9} \big(\chi^{\underline{si}}_{(\mu\nu)} + \big| \delta^{\underline{s}}_{m} \chi^{\underline{mi}}_{(\mu\nu)} \big)\Big)^{-1} =$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{kl} \sum_{s=1}^{9} \Big(\sum_{i=1}^{9} \chi^{\underline{si}}_{(\mu\nu)} \Big)^{-1} =$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{kl} \sum_{s=1}^{9} \chi^{(\mu\nu)}_{s,s} \Big(\sum_{i=1}^{9} \chi^{\underline{si}}_{(\mu\nu)} \chi^{(\mu\nu)}_{ss} \Big)^{-1} =$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{k,l} \sum_{s=1}^{9} \chi^{(\mu\nu)}_{s,s} \Big(\sum_{i=1}^{9} \delta^{\underline{si}}_{s} \Big)^{-1} =$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{k,l} \sum_{s=1}^{9} \chi^{(\mu\nu)}_{s,s} = \frac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{k,l} \, \underline{sp} \, {}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)},$$

wenn formal $\underline{sp}\, {}^2\bar{A} = \sum_s a_{s,s}$ verwendet wird, während $\psi^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)k,l} = \psi^{(\mu\nu)}_{kl}$ pseudokomponitiv werden muß, weil im Fundamentalkondensor die Wirkungssignatur zu (+,-) transponiert ist. Einsetzen des Sachverhaltes in $d\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2\, g_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \cdot \psi_{(\mu\nu)k,l}^{(\kappa\lambda)}\, d\mu = 2\, g_{(\mu\nu)k,l}^{(\nu,\mu)}\, \psi_{k,l}^{(\mu\nu)}\, d\mu$ ergibt dann $d\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = \underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}\, b_{k,l}^{(\mu\nu)}\, \psi_{kl}^{(\mu\nu)}\, d\mu$.

Multiplikation mit $\delta_{k,l}$ und Summation längs $1 \le (k,l) \le q$ liefert dann wegen $\sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl}\, d\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = d \sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl}\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = d \sum_{l=1}^{q} \gamma_{+ll}^{(\mu\nu)} = d\, \underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$, weil $\underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = 0$) ist, $d \ln \underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} b_{ll}^{(\mu\nu)}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, d\mu$.

Da sicher $\psi_{l,l}^{(\mu\nu)}$ pseudokompositiv ist, gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi_{ll}^{(\mu\nu)} = (E - e^{-\underline{\lambda}_{ll}\mu})^{-1}$ mit $\underline{\lambda}_{ll} = \lambda_{l,l}^{(\mu\nu)}$. Wird $x = \underline{\lambda}_{ll}\,\mu$ und $\underline{a}_{ll} = a_{ll}^{(\mu\nu)} = b_{l,l}^{(\mu\nu)}(\lambda_{l,l}^{(\mu\nu)})^{-1}$ verwendet, dann folgt $b_{l,l}^{(\mu\nu)}\, \psi_{l,l}^{(\mu\nu)}\, d\mu = \underline{a}_{ll}(e^{x} - E)^{-1} e^{x}\, dx = \underline{a}_{l,l}(e^{x} - E)^{-1} d(e^{x} - E) = \underline{a}_{ll}\, d \ln (e^{x} - E) = d \ln (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$, was eingesetzt $d \ln \underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = d \ln \prod_{l=1}^{q} (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$ ergibt. Nach Bildung des Stammintegrals wird dann die Lösung beschrieben durch

$$\underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = b_{(\mu\nu)}\, |(e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - E)^{\underline{a}_{k,l}}\, \delta_{kl}|_q\,, \quad \underline{\lambda}_{kl} = \lambda_{kl}^{(\mu\nu)}\,, \quad \underline{a}_{k,l} = a_{k,l}^{(\mu\nu)} = \text{const.}\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ 153,$$

wenn $b_{(\mu\nu)}$ die Integrationskonstante ist.

Diese endgültige Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems konnte wegen $\prod_{l=1}^{q} A_l = |A_{kl}\,\delta_{kl}|_q$ in die Form einer speziellen Determinante gebracht werden, was der Invarianz von $\underline{sp}\ {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ gerecht wird. Zwar liefert Gleichung 153 nicht die Elemente von $\hat{\gamma}$ explizit, wohl aber die Tensorspektren ihrer Elemente.

4.) Symmetronik der Hermetrieformen.

Die Elemente des Korrelators $\hat{\gamma}$ werden gemäß ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp\ {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}$ durch die drei Gitterkerne ${}^2\bar{\kappa}_{(\gamma)}$ bestimmt, für welche nach B $\underline{IX}$ 1 die Abhängigkeiten ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}(\underline{z}^5, \underline{z}^6)$ sowie ${}^2\bar{\kappa}_{(2)}(\underline{z}^4)$ und ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}(\underline{z}^k)_1^3$ von den semantischen Architektureinheiten gelten. Diese Gitterkerne als Struktureinheiten bestimmen wiederum die Elemente von $\hat{\gamma}$, von denen die symmetronischen Fundamentalkondensoren und Kondensorfeldselektoren aufgebaut werden. Mit der Lösung 153 des symmetronischen Fundamentalproblems und der Natur der Gitterkernselektoren kann nunmehr versucht werden die symmetronischen Korrelationen und

Kopplungen innerhalb der vier möglichen Typen kompositiver Kondensorbinären und der nichtkondensierten Seinspotenzen zu beschreiben.

Die Lösung 153 gilt im zweiten Approximationsbereich ebenso, wie das partikuläre Integral 149 a. Da beide Beziehungen geeignet sind, den Kopplungstensor zu eliminieren, erscheint es zweckmäßig in diesem Approximationsbereich zu bleiben; denn zur Beschreibung der inneren Korrelation eines Materiefeldquants ist der explizite Verlauf des Kopplungstensors einer jeden Kondensorsignatur wesentlich. Mit $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = \psi^{\varkappa\lambda}_{kl}$ wird 149 a zu $\left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + Q^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)m}\left[{m \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} =$ $= C^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)kl}\,\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}$ und dies wird zu $\sigma\chi^{(\mu\nu)}_{+kl} =$ $= 2\,q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}\,\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}\,\sigma_\mu$. Da ${}^2\bar{Q} \neq {}^2\bar{E}$ bleibt, wird $q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}\sum_{s=1}^{q}\left(\sum_{i=1}^{q}\left(\chi^{is}_{(\varkappa\lambda)} + Q^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)m}\cdot\chi^{ms}_{(\varkappa\lambda)}\right)\right)^{-1} = C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl}\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s}\right)^{-1}$ mit $C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)kl} = \sum_{i=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)kl}$ und $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s} =$ $= \sum_{i=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)s}$, was eingesetzt $\sigma\chi^{(\mu\nu)}_{+kl} =$

$= 2\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\right)^{-1}\underline{C}_{kl}\,\Psi_{kl}\,\sigma_\mu$ ergibt. Multiplikation mit δ_{kl} und Summation liefert dann, wenn zur Kürzung $p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q}\underline{C}_{ll}\,\Psi_{ll}$ verwendet wird, $2\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s}\right)^{-1}p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\,\sigma_\mu =$ $= \sigma\,\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = \underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}\,\sigma\ln\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} =$ $= \sum_{l=1}^{q} C_{(\mu\nu)ll}\,\psi^{(\mu\nu)}_{ll}\,\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}\,\sigma_\mu =$ $= p_{(\mu\nu)}\,\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)}\,\sigma_\mu$, oder wenn $D =$ $= p\,\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}$ als weitere Kürzung eingeführt wird, $\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\left(E + \underline{Q}_s\right)^{-1} =$ $= \frac{1}{2}D_{(\mu\nu)}\left(p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\right)^{-1}$. Mit $(\bar{e}_i\,\bar{e}_k)_q = \hat{E}$ und $\bar{c} = \sum_{l=1}^{q}\bar{e}_l\left(E + \underline{Q}_l\right)^{-1}$ wird dann $\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\left(E + \underline{Q}_s\right)^{-1} = \bar{c}\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\,\bar{e}_s$ also $\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\,\bar{e}_s = \frac{1}{2}D_{(\mu\nu)}\,p^{-1}\,\bar{c}^{-1}$ oder $\frac{1}{2}D_{(\mu\nu)}\,p^{-1}\,c_l^{-1} = \bar{e}_l\sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\,\bar{e}_s = \sum_{s=1}^{q}\chi^{(\varkappa\lambda)}_{ss}\cdot\delta_{sl} = \chi^{(\varkappa\lambda)}_{ll}$. Also $\underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\varkappa\lambda)}\cdot p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} =$ $= \frac{1}{2}D_{(\mu\nu)}\sum_{s=1}^{q}\left(E + \underline{Q}_s\right)$. Mit $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \underline{sp}\,{}^2\bar{\chi}_{(\varkappa\lambda)}\cdot p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)s} =$ $= 2\,D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\,D^{-1}_{(\mu\nu)} - q\,E$. Hierin ist die invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)i}_{(\mu\nu)s} =$ $= Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ein Kopplungsselektor, der die korrelative Kopplung von jeweils

2 Elementen des Korrelators beschreibt, wird die Lösung in 153 in den beiden Kürzungen eingesetzt und $2\, b_{(\varkappa\lambda)} b^{-1}_{(\mu\nu)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als neue Integrationskonstante benutzt und werden weiter die partikulären Matrizenintegrale $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll} = \psi_{ll}^{\lambda_l^{(\mu\nu)}}$ im zweiten Approximationsbereich des Kompositionsfeldes $\psi_{ll} = (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-1}$ verwendet, dann folgt explizit für den Korrelationsselektor

$$[Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{l=1}^{q} b^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)l} \cdot (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-a^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)l}} \cdot \left(\sum_{k=1}^{q} b_l^{(\mu\nu)} (E - e^{-\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu})^{-1} \right)^{-1} \cdot$$

$$\cdot \left| \delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\varkappa\lambda)} \mu} - E)^{a^{(\varkappa\lambda)}_{kl}} \right|_q \cdot \left| \delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu} - E)^{a^{(\mu\nu)}_{kl}} \right|_q^{-1} - qE$$

. . . . . . - - - - - - - - - 154.

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar, daß $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k$ der [illegible] Gitterselektoren abhängt und in seinem Verlauf von insgesamt $N = 8q+1$ Korrelationsziffern bestimmt wird, wenn man zu diesen Ziffern noch die $3q$ Eigenwertspektren $\lambda_l^{(\mu\nu)}$, sowie $\lambda_l^{(\varkappa\lambda)}$ der Partialkomposition und λ_l des Kompositionsfeldes zählt.

Mit den Kürzungen $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} b^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \cdot \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll} ;()\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$ und $P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} b_{ll}^{(\mu\nu)} \cdot \psi_{ll}^{(\mu\nu)} ;()\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$, also $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - qE \sim$

$\sim P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} P^{-1}_{(\mu\nu)}$ wird nach dem Quotientengesetz der Matrizendifferentiale $\underline{f}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim P^{-1}_{(\mu\nu)} (P_{(\mu\nu)} - \underline{f}\, P_{(\mu\nu)})^{-1} \begin{vmatrix} P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} & \underline{f}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \\ P_{(\mu\nu)} & \underline{f}\, P_{(\mu\nu)} \end{vmatrix}$. Nach der infinitesimalen Analysis liegen die Kopplungszentren bei $\underline{f}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = 0$, was wegen der Regularität von $P_{(\mu\nu)} < \infty$ nur durch das Verschwinden des Determinantenselektors erreichbar ist, was aber $\underline{f}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \underline{f}\, P_{(\mu\nu)} = 0$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Matrizendifferentiale ist aber $\underline{f}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} b^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}\, \underline{f}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}$ ~~$\cdot\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$~~ $\cdot\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} + \sum_{l=1}^{q} b^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}\, \underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} - \sum_{l=1}^{q} b^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}\, \underline{f}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll}\, \underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$ und

$$\underline{f}\, P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} b_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{f}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} + \sum_{l=1}^{q} b_{ll}^{(\mu\nu)}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} - \sum_{l=1}^{q} b_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{f} \cdot \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)},$$

so daß $\underline{f}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \underline{f}\, P_{(\mu\nu)} = 0$ nur durch $\underline{f}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll} = \underline{f}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ und

$\underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = \underline{f}$ ~~$\underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$~~ $\underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = 0$ erfüllt werden kann. $\underline{f}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ liefert nach Gl. 153 die aber mit $\underline{f}\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$ Bedingung $\underline{f}^2\, \underline{sp}\, {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$. Die für die Matrizenspektren tensorieller Selektoren geltenden Differentialgesetze müssen aber auch für die Tensoren selbstgelten, weil immer eine unitäre Transformation in ein Diagonalschema möglich ist. Die Aussage über die Kopplungsextrema kann wegen $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll} = (\psi_{ll})^{\hat{=}}{}_{ll}$ noch weiter umgeformt werden, denn es gilt $0 = \underline{f}\,\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ll} = (\psi_{ll})^{\hat{=}}{}_{ll} - (\psi_{ll} - \underline{f}\,\psi_{ll})^{\hat{=}}{}_{ll}$, was nur mit $\underline{f}\,\psi_{ll} = 0$ möglich ist. Damit werden die Aussagen über die Kopplungsextrema reduziert auf

$$\underline{f}\,Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = 0, \quad \underline{f}\,\psi_{ll} = 0, \quad \underline{f}\,{}^2\bar{\chi}_{(\varkappa\lambda)} = {}^2\bar{0},$$

$$\underline{f}^2\,{}^2\bar{\chi}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 154a,$$

was eine Interpretation erlaubt. Die Kopplungsextrema aller auf $\hat{\jmath}_e$ bildbaren Kondensoren liegen zunächst nach $\underline{f}\,\psi_{ll} = 0$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. Im Kopplungsbereich dieser kompositiven Kondensation verlaufen die Fundamentalselektoren beider Kondensorsignaturen extremal und zwar hinsichtlich der Basissignatur als Wendebereich. Dies bedeutet aber, daß im Kopplungsextremum die auf $\hat{\jmath}_e$ hinsichtlich der betreffenden Kondensorsignatur koppelnden Elemente ihrer ~~metrischen~~ nichteuklidischen Definitionsbereich ~~[illegible]~~ metrisch so umstrukturieren (als Folge der Kopplung f), daß die zugehörigen Hyperselektoren im Kopplungsbereich mit den Gitterselektoren konjugiert werden. Im Kopplungsbereich liegt demnach in Bezug auf die Kondensorsignatur eine Pseudoantisymmetrie vor, so daß in jedem Kopplungsextremum die Gesamtheit aller auf $\hat{\jmath}_e$ bildbaren Kondensoren stets infolge dieser Pseudoantisymmetrie reduziert wird. Eine metronische Analyse dieser Kopplungsextrema muß zu einer Aussage über die Komposition der Partialstrukturen führen, denn eine Variation dieser komponierenden Kopplungen muß zu einer Umstrukturierung des Kompositionsfeldes führen. Die innere Korrelation irgendeines Kondensationssystems hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Kopplungsextrema ab, so daß nach einer Analyse 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 Korrelations~~konstanten~~änderung kommen. Auf diese Weise muß es möglich sein $n(t)$ und $q(t)$ der kompositiven Spek-

Halfunktion ^{126} zu ermitteln.

Nach der Beziehung 154 a bedingt jedes Koppelungsextremum $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\,\mathrm{ext} \equiv \binom{\varkappa\lambda}{\mu\nu}$ eine Koppelungsgruppe, welche alle Koppelungsextrema enthält, welche durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Signatur notwendig zusammen bleiben müssen. Eine Koppelungsgruppe kann also maximal acht Koppelungsselektoren als Extremum umfassen. In bezug auf eine solche Koppelungsgruppe müssen sich nach 154 a alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantisymmetrisch verhalten und zwar primär diejenigen, welche die beiden Signaturen jeden der Koppelungsgruppe als Basis- und Kontrasignaturen enthalten und sekundär diejenigen, welche irgendein Ziffernpaar der Koppelungsgruppe als Basissignatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach 154 a die Koppelung eine Pseudoantisymmetrie im Koppelungsextremum erzwingt und die Basissignatur eines Kondensors durch partielle Metrondifferentiale bestimmt wird. Diese primär- und sekundär pseudoantisymmetrischen Kondensoren einer Koppelungsgruppe werden im Extremalbereich dieser Gruppe noch von einem System primär und sekundär symmetrischer 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 symmetrische und antisymmetrische Kondensatbrücken existieren; denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantisymmetrisch sind, oder aber eine Zahl identischer symmetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im ersten Fall sind also die Kondensatbrücken antisymmetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten symmetrisch. Auch Kondensatquellen und Kondensatsenken sind zwischen zwei Koppelungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Koppelungsgruppe ein System symmetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudann antihermetrisch erscheint (Primär- oder Sekundär~~k~~senke). Hieraus folgt, daß die Kondensationen stets die eigentliche Kopplung der Partialstrukturen verursachen. Wesentlich zur Erkenntnis des korrelativen Baues der synmetronisch komponierten Kondensationsstufen ist demnach eine Analyse der schematischen Definition

$$Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\,sel} \equiv \binom{\varkappa\;\lambda}{\mu\;\nu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 154\,b$$

~~einer Kopplungsstruktur~~ der Extrema von Kopplungsgruppen, welche zu jedem Signaturquadrupel einer Klasse von Kondensatsignaturen gehört und zusammengefaßt eine Kopplungsstruktur ergeben. Eine solche Untersuchung synmetronischer Kopplungen kann jedoch nicht allgemein durchgeführt werden. Zur Analyse müssen die vier möglichen kompositiven Strukturkondensationen einzeln synmetronisch beschrieben werden.

Nach B VIII gibt es neben den nichtkondensierenden latenten Seinspotenzen die folgenden Kondensationsformen:

a) Transfinite Selbstkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}) \equiv {}^2\bar{x}_{(1)}$;
b) Zeitkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \equiv ({}^2\bar{x}_{(1)}, {}^2\bar{x}_{(2)})$,

c) Raumkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv ({}^2\bar{x}_{(1)}, {}^2\bar{x}_{(3)})$;
d) Raumzeitkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(\ell)})_1^4 \equiv ({}^2\bar{x}_{(\mu)})_1^3$.

Zur Analyse dieser Kondensationstypen läßt man eine, der jeweiligen Kondensationsform angepaßte Siebkette auf den Korrelator einwirken um anschließend die von ${}^2\Xi$ verschiedenen Elemente aus je nach dem Einfluß der metrischen Siebkette zu analysieren.

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 auf des [illegible] besteht. Die in B VIII 1 durchgeführte~~x~~ Analyse latenter Seinspotenzen gilt für das Kompositionsfeld, woraus sich die Forderung ergibt, auch die Partialstrukturen unter der Voraussetzung~~en~~ einfacher äonischer Hermetrie zu analysieren.

152 Es muß festgestellt werden, daß im Fall der latenten Kinspolanz ein Kopplungstensor nicht existieren kann, während andererseits die in 146 nachgewiesene Hermitezität aller Funktionalselektoren aus 144 und 144a zu dem Kompositionsfeld analoge Proportionalität der Fundamentalkondensoren ermöglicht. Wird zur Unterscheidung des speziellen Falles vorübergehend die Basissignatur mit (pq) und die Kontrasignatur mit (μν) ~~bz~~ ~~[illegible]~~ bezeichnet, dann folgt zunächst, daß nach dem Hermetriebegriff überhaupt nur die Kondensorkomponenten ~~[illegible]~~ $\overline{\overline{[66]}}^{(\mu\nu)}_{(pq)} \neq 0$ bleiben können, so daß die Eigenwertspektren $\lambda^{(\mu\nu)}_{(pq)m}(6,k) = \lambda^{(\mu\nu)}_{(pq)m}(k,6)$ für alle m und k sind. Doch zeigt sich auch, daß ~~für~~ wegen der Hermitezität der Selektoren $\lambda^{(\mu\nu)}_{(pq)m}(6,6) = 0$ wird, woraus folgt, daß generell $\overline{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(pq)} = \overline{0}$ gilt. Auch die Partialstrukturen sind im Falle einfacher äonischer Hermetrie der latenten Kinspolanzen frei von Kondensationsstufen. Für die antihermetischen Komponenten der Elemente von $\hat{\gamma}$ gelten aber noch die Beziehungen 141 und 141a, d.h. im Fall der Antihermetrie muß ein Zusammenhang zwischen diesen Partialstrukturen und dem metronischen Spinselektoren bestehen. Wird zur Abkürzung $\overline{\overline{\chi}} \equiv \overline{\overline{\chi}}_{(pq)}$ für die Elemente von $\hat{\gamma}$ eingeführt, dann gilt im Falle der einfachen äonischen Hermetrie – also der Antihermetrie im [illegible] unbesetzten R_5 ~~[illegible]~~ [illegible] ${}^2\overline{\chi}_- = {}^2\overline{\chi} \sim \mathrm{ROT}_{(x)}\overline{\Phi}$, sowie ${}^2\overline{\chi}_+ = \mathrm{const}$ $(x^k)_1^5$ und $\tau\alpha_l \chi_{+kl} = \sigma_l \varrho_k$, wenn $k<6$ und $l \leq 6$ bleibt. Wegen ${}^2\overline{\chi}_+ = {}^2\overline{\chi}_+^T$ wird $1/\alpha_l\, \sigma_l \varrho_k - 1/\alpha_k\, \sigma_k \varrho_l = 0$, d.h., für alle $k<6$ und $l \leq 6$ wird $(\mathrm{ROT}_{(x)}\overline{\Phi})_{kl} = 0$, also auch $P_{kl} = 0$ und $\chi_{-kl} = 0$. Eine reelle Komponente $\chi_{-6,6}$ kann es nicht geben, weil man wegen $\sigma_l \varrho_k = \sigma_k \varrho_l \cdot \frac{\alpha_l}{\alpha_k}$ die Realität des metronischen Rotors [illegible] muß. Dies bedeutet aber ${}^2\overline{\chi}_- = {}^2\overline{0}$, d.h. es existiert kein Feldaktivator des betreffenden Korrelationsvermittlers und auch kein Spinselektor, wenn sich die Hermetrie nur auf die äonische Architektureinheit erstreckt. Da für das Protofeld im Falle dieser Hermetrie ${}^2\overline{\chi}_+(x^k) = \mathrm{const}\,(x^k)_1^5$ gilt, kann $\tau\alpha_l \chi_{+kl} = \sigma_l \varrho_k$ nur diese Konstanz erfüllen, wenn $\sigma_l \varrho_k = \mathrm{const}\,(x^k)_1^5$ ist. Dies setzt aber

voraus, daß die Komponenten des jeweiligen Spinfeldselektors Linearaggregate der kontravarianten Koordinationsselektoren Z^k sind; denn nur in der Fassung $\Phi_k = \sum_{j=1}^{6} g_{(k)j} (Z^j) \cdot Z^k$ kann $F_l \Phi_k = const$ $(Z^k)_1^5$ erfüllt werden, wenn die $g_{(k)j}$ Funktionalselektoren sind, die nur vom Gitterselektor der hermetrischen Einheit bestimmt werden; denn auf diese Weise wird $\gamma_{+kl}(Z^6)$ ebenfalls erfüllt. Aus der Hermitezität des Protofeldes folgt unmittelbar $F_l \Phi_k = \frac{\alpha_l}{\alpha_k} F_k \Phi_l$ oder $g_{(k)l} = \cancel{\frac{\alpha_l}{\alpha_k}} = \frac{\alpha_l}{\alpha_k} g_{(l)k}$. Nur die rein äonische Komponente $\gamma_{+6,6} = f(Z^6)$ 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 muß, daß weiter der Spinfeldselektor ein Linearaggregat der Koordinationsselektoren sein muß, dessen Koeffizienten wiederum vom Verlauf der äonischen Hermetrie abhängen und einer Hermitexeschen 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 Leerentelechalen R_5 eine metronische Spinorientierung induziert, die das Vorfeld späterer Strukturkondensationen darstellt. Da die metronische Tensordivergenz dieses Spinfeldselektors den hermiteschen Anteilen der Korrelationsvermittler proportional ist, wird für diese die ~~Beziehung~~ Bezeichnung Protofeld gerechtfertigt, zumal die einfache äonische Hermetrie als nichtkondensierte latente

Seinsphäre der Welt entsprochen werden muß.

Als erster Typ von Kondensationsformen liegen die transfiniten Selbstkondensationen latenter äonischer Seinspotenzen vor. Die Terme des Kompositionsfeldes dieser Korrelation müssen als latente transfinite Terme jenseits des R_4 interpretiert werden, welche im R_3 dann als Geonen projiziert erscheinen, wenn ihre auf den R_4 projizierten Weltlinien geodätische Nullinien sind. Da sich die Korrelation nur im ${}^2\overline{x}_{(1)}$ auswirkt und in den übrigen Strukturbereichen $\nu = 2$ und $\nu = 3$ eine Antisymmetrie vorliegt, muß die auf $\hat{y}$ wirkende Selektion die Form $S(2,3) = S(2); S(3)$ haben, was

$$S(2,3); \hat{y} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{y}_{(1,1)} & {}^2\overline{y}_{(1,2)} & {}^2\overline{y}_{(1,3)} \\ {}^2\overline{y}_{(2,1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{y}_{(3,1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} {}^2\overline{y}_{(1,1)} & {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{x}_{(1)} \\ {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} = \hat{y}_{(1)}$$ haben, weil

$sp\ {}^2\overline{x}_{(1)} \times {}^2\overline{E} = sp\ {}^2\overline{E} \times {}^2\overline{x}_{(1)} = {}^2\overline{x}_{(1)}$ ist. In den Fällen b und c der Zeit- und Raumkondensationen kann dagegen nur ein Selektor, nämlich $S(2)$ bzw. $S(3)$ einwirken, so daß sich für diese beiden Selektoren

$$S(3); \hat{y} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{y}_{(1,1)} & {}^2\overline{y}_{(1,2)} & {}^2\overline{x}_{(1)} \\ {}^2\overline{y}_{(2,1)} & {}^2\overline{y}_{(2,2)} & {}^2\overline{x}_{(2)} \\ {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{x}_{(2)} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} = \hat{y}_{(2)}$$

für die Zeitkondensationen und

$$S(2); \hat{y} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{y}_{(1,1)} & {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{y}_{(1,3)} \\ {}^2\overline{x}_{(1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{x}_{(3)} \\ {}^2\overline{y}_{(3,1)} & {}^2\overline{x}_{(3)} & {}^2\overline{y}_{(3,3)} \end{pmatrix} = \hat{y}_{(3)}$$

für die Raumkondensationen ergibt. Im Falle der Raumzeitkondensationen wirkt überhaupt kein Selektoroperator, d. h. formal wirkt die Selektion $S = E$ vom Einheitsselektor, so daß sich für den raumzeitlichen Korrelator gemäß $S; \hat{y} = E; \hat{y} = 1\, \hat{y} = \hat{y}_{(4)}$ nichts ändert. Charakteristisch für alle vier Kondensationsformen ist das Auftreten von ${}^2\overline{y}_{(1,1)}$ und ${}^2\overline{x}_{(1)}$ 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 ${}^2\overline{x}_{(1)}$ bestimmt, die andererseits nach den Untersuchungen der Kompositionsfeldstruktur als Gravitonensysteme interpretierbar sind, wenn die Projektionsmöglichkeit in den R_{+4} und damit in den R_3 besteht. Hieraus und aus dem einheitlichen Auftreten von $^2\overline{\varkappa}_{(1)}$ 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 $\hat{\chi}_{(a)}$ nur zwei korrelierende Selektoren, nämlich $^2\overline{\chi}_{(1,1)} \equiv {^2\overline{\chi}}$ und $^2\overline{\varkappa}_{(1)} \equiv {^2\overline{\varkappa}}$, welche im Zusammenhang einer Iteration 2. Grades $^2\overline{\chi} = sp\,{^2\overline{\chi}} \times {^2\overline{\varkappa}}$ stehen. Diese beiden Elemente von $\hat{\chi}_{(a)}$ gestatten wiederum die Konstruktion von vier Fundamentalkondensoren, nämlich $[\hat{\varkappa}]_+$ und $[\hat{\chi}]_+$ als Extremen, sowie $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\varkappa\\ \chi\end{smallmatrix}}\right]_+$ und $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\chi\\ \varkappa\end{smallmatrix}}\right]_+$, bei denen sich Basis- und Kontrasignatur voneinander unterscheiden. In allen vier Fällen ergibt sich die Angabe einer Wirkungsfigur, weil sämtliche Strukturen aus dem gleichen transfiniten Gitterkern hervorgehen. Da ein Kopplungstensor immer verschiedene Elemente aus $\hat{\chi}$ in eine Wechselbeziehung setzt, muß für Koppelungen von Kondensoren mit identischen Signaturen stets $^2\overline{Q}^{(\varkappa\varkappa)}_{(\varkappa\varkappa)} = {^2\overline{E}}$ sein, was die Koppelungsfreiheit ausdrückt. Von den vier möglichen Kondensoren bei transfiniter Hermetrie kann es also nur für $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\chi\\ \varkappa\end{smallmatrix}}\right]_+$ und $\left[\widehat{\begin{smallmatrix}\varkappa\\ \chi\end{smallmatrix}}\right]_+$ Kopplungstensoren $^2\overline{Q}^{(\chi)}_{(\varkappa)}$ und $^2\overline{Q}^{(\varkappa)}_{(\chi)}$ geben. Stets ist ein solcher Tensor gemischtvariant aus den Komponenten von Korrelationstensoren zusammengesetzt. Weiterhin folgt aus $^2\overline{\chi} = sp\,{^2\overline{\varkappa}} \times {^2\overline{\varkappa}}$ das Varianzstufengesetz $\chi^{\underline{i}}_{k} = \chi^{\underline{i\nu}}\chi_{\nu k} = \delta^{\underline{i}}_{k}$ und entsprechend $\varkappa^{\underline{i\nu}} \cdot \varkappa_{\nu k} = \delta^{\underline{i}}_{k}$, woraus $\chi^{\underline{ip}}\varkappa_{pk} = \varkappa^{\underline{ik}}$ und $\varkappa^{\underline{ip}}\chi_{pk} = \varkappa_{ik}$ folgt. Dies bedeutet aber, daß es für $^2\overline{Q}(\varkappa, \chi)$ nur 3 Möglichkeiten gibt, nämlich $^2\overline{Q}_{(1)} = {^2\overline{E}}$ und $^2\overline{Q}_{\pm} = {^2\overline{\varkappa}}^{\pm 1}$, weil alle Kombinationen der Korrelationstensoren im Fall $\hat{\chi}_{(a)}$ auf diese gemischtvarianten Selektoren linear darstellen. In gemischtvarianten Komponentenfeldern sind als Koppelungskomponenten $Q^{i}_{+k} = \sum_{\nu=1}^{q} \delta^{i}_{\nu} x_{\nu k} = x_{ik}$ und $Q^{i}_{-k} = \sum_{\nu=1}^{q} \delta^{\nu}_{k} x^{\nu i}$ zu verwenden. Damit ergibt sich also für die Koppelungsselektoren $Q_{\pm} = \sum_{i,k=1}^{q} (x_{ik})^{\pm 1}$. Grundsätzlich existiert aber eine reguläre Transformatormatrix $\hat{S} = \hat{S}^{\times -1}$, mit welcher gemäß $\hat{S}\,{}^2\bar{x}\,\hat{S}^{\times} = {}^2\bar{x}'$ das Diagonalschema $x'_{ik} \sim \delta_{ik}$ erreicht werden kann. Wegen $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ wird dann $\sum_{i,k=1}^{q} (x_{ik})^{\pm 1} = \sum_{s=1}^{q} (x'_{s,s})^{\pm 1} = \underline{sp}\,{}^2\bar{x}'^{\pm 1}$, also $Q_{\pm} = \underline{sp}\,{}^2\bar{x}'^{\pm 1}$. Da bei der transfiniten Hermetrie $q = 2$ ist, und für $\underline{sp}\,{}^2\bar{x}'$ die Beziehung 153 anwendbar ist, ergibt sich für den kovarianten Koppelungsselektor mit den Kürzungen $\mathfrak{C}_{(x)} = \mathfrak{C}$, $\lambda'_{l,l}(x) = \lambda_l$ und $a'_{l,l}(x) = a_l$, sowie $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = \Lambda$, $a_1 = a$ und $a_2 = b$ die Darstellung $Q_{+} = \mathfrak{C}(e^{\lambda\mu} - E)^{a}(e^{\Lambda\mu} - E)^{b}$. Bei der kontravarianten Koppelung ist dagegen $Q_{-} = x'^{\underline{1,1}} + x'^{\underline{2,2}} = (x'_{1,1}\, x'_{2,2})^{-1} \cdot \underline{sp}\,{}^2\bar{x}' = x'^{-1} Q_{+}$, denn des wegen diagonalen Charakters von ${}^2\bar{x}'$ ist das Produkt $x'_{1,1}\, x'_{2,2} = |{}^2\bar{x}'|_2 = x'$ mit der Gitterkerndeterminante identisch und diese

Determinante kann keine Singularität haben, weil der Gitterkern Tensorcharakter trägt und daher in jedem Fall ein Matrizendefekt verschwindet. Dies bedeutet aber $x' \neq 0$, so daß es auch für Q_{-} keine Unendlichkeitsstelle geben kann. Die beiden Koppelungsselektoren der transfiniten Selbstkondensationen werden also beschrieben durch

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

$$\hat{S}\,{}^2\bar{x}_{(1)}\,\hat{S}^{\times} = {}^2\bar{x}'_{(1)}, \quad x'_{(1)ik} \sim \delta_{i,k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 155$$

Aus dieser Fassung geht unmittelbar hervor, daß beide Koppelungsselektoren $Q_{\pm} = 0$ werden, wenn entweder $\lambda = 0$ oder $\Lambda = 0$ ist, weil in diesen Fällen $e^{(\lambda,\Lambda)\mu} = E$ wird. Wenn also eine transfinite Koppelung, also eine Selbstkondensation existieren soll, dann muß $\lambda \neq 0$ und $\Lambda \neq 0$ bleiben, damit $Q_{\pm} \neq 0$ erreicht wird. Dagegen ist der Fall $\Lambda = \lambda \neq 0$ durchaus zulässig, was mit der Kürzung $a + b = \alpha$ zur vereinfachten Darstellung $Q_{+} = \mathfrak{C}(e^{\lambda\mu} - E)^{\alpha}$ führt. Aus der expliziten Beziehung 155 können die Extrema der Koppelungen hergeleitet werden

Nach der Theorie der metronischen Analysis müssen die Extrema bei $\underline{F}\,Q_\pm = 0$ liegen, was wegen $Q_\pm(\mu)$ identisch ist mit $F_\mu Q_\pm = \underline{F}\,Q_\pm = 0$. 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 $\underline{F}\,Q_+ = \mathfrak{C}\,\underline{F}(u v) = \mathfrak{C}(u\,\underline{F}v + v\,\underline{F}u - \underline{F}u\,\underline{F}v)$ oder im Extremum nach Division durch $u v \neq 0$ schließlich $0 = \frac{1}{uv}(u\,\underline{F}v + v\,\underline{F}u - \underline{F}v\,\underline{F}u) = \underline{F}\ln u + \underline{F}\ln v - \underline{F}\ln u \cdot \underline{F}\ln v = a\lambda e^{\lambda\mu}(e^{\lambda\mu} - E)^{-1} F_\mu + b\Lambda e^{\Lambda\mu}(e^{\Lambda\mu} - E)^{-1} F_\mu - ab\lambda\Lambda \cdot e^{\lambda\mu} e^{\Lambda\mu}(e^{\lambda\mu} - E)^{-1} \cdot (e^{\Lambda\mu} - E)^{-1}(F_\mu)^2$. Wegen $F_\mu \neq 0$ folgt daraus $\frac{a}{b}\frac{\lambda}{\Lambda}(E - e^{-\Lambda\mu}) = a\lambda F_\mu - E + e^{-\lambda\mu}$. Der Übergang von der Selektorbeziehung zur metronischen Funktionalgleichung liefert wegen des imaginären Charakters der transfiniten Architektureinheiten $F\mu;n = 2i\sqrt{\tau}$, sowie $\lambda\mu;n = i\varepsilon$ und $\Lambda\mu;n = i\eta$, also $\frac{a}{b}\frac{\lambda}{\Lambda}(1 - e^{-i\eta}) = 2ia\lambda\sqrt{\tau} - 1 + e^{-i\varepsilon}$. Mit den reellen Zahlen $c = \frac{a}{b}\cdot\frac{\lambda}{\Lambda}$ und $A = 2a\lambda\sqrt{\tau}$ entsteht unter Verwendung der Relation $e^{\pm i y} = \cos y \pm i \sin y$ die spaltbare Form $c(1 - \cos\eta + i\sin\eta) = iA - 1 + \cos\varepsilon - i\sin\varepsilon$ 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 $1 = (1 + c(1 - \cos\eta))^2 + (A - c\sin\eta)^2 = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta) - 2Ac\sin\eta + c^2((1 - \cos\eta)^2 + \sin^2\eta) = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta - A\sin\eta) + 2c^2(1 - \cos\eta)$. Dies bedeutet aber $(1 + c)(1 - \cos\eta) - A\sin\eta = -\frac{A^2}{2c}$. Nunmehr besteht die Möglichkeit, die Approximation mit $\tau \to 0$ in den mikromaren Approximationsbereich zu treiben. Aus $Q_+;n = Q_+(n) = \mathfrak{C}(e^{\lambda N} - 1)^a (e^{\Lambda N} - 1)^b$ folgt zunächst $\lim_{\tau \to 0} N;n = \pm i y$ mit $y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$ (hier als Beträge von x_5 und x_6). Daraus folgt auch $q_+(y) = \lim_{\tau \to 0} Q_+(n) = \mathfrak{C}(e^{\pm i\lambda y} - 1)^a \cdot (e^{\pm i\Lambda y} - 1)^b$. Wegen $A \sim \sqrt{\tau}$ muß in diesem Bereich auch $\lim_{\tau \to 0} A = 0$ sein, so daß für die Lage der kovarianten Koppelungsextrema $\cos\varepsilon = \cos\eta = 1$ und $\sin\varepsilon = \sin\eta = 0$ folgt. Für $\tau \to 0$ ergibt sich demnach die Symmetrie $\varepsilon = \eta = \beta^+_{(a)} = \pm 2\pi n_{(a)}$, d. h. die kovarianten Koppelungsextrema bilden ein positiv oder negativ zählendes Spektrum ganzzahlig diskreter Eigenwerte, welche sich symmetrisch decken, so daß sich für $\tau \to 0$ stets die Symmetrie $\lambda = \Lambda \neq 0$

ergibt. Hieraus folgt $q_+(y) = \mathfrak{C}(e^{\pm i x y}-1)^\alpha$, wenn wieder $\alpha = a+b$ gesetzt wird. Ganz analog kann die Lage der kontravarianten Kopplungsextrema untersucht werden. Für die Lage dieser Extrema gilt im zweiten metronischen Bereich $\underline{f}\,Q_- = \underline{f}\left(\frac{Q_+}{x'}\right) = 0$ oder, nach dem Quotientengesetz der Metrondifferentiale $\frac{1}{x'}(x' - \underline{f}\,x')^{-1}\begin{vmatrix} x' & \underline{f}\,x' \\ Q_+ & \underline{f}\,Q_+ \end{vmatrix} = 0$, was wegen der Regularität $x' \neq 0$ nur durch $\begin{vmatrix} x' & \underline{f}\,x' \\ Q_+ & \underline{f}\,Q_+ \end{vmatrix} = 0$ erreichbar ist. Das Verschwinden dieser Determinante kann aber nur durch $Q_+ = x' = 0$ oder $\underline{f}\,Q_+ = \underline{f}\,x' = 0$ erfüllt werden, wobei $Q_+ = x' = 0$ von vornherein nicht realisiert sein kann. Es bleibt also nur die Möglichkeit $\underline{f}\,Q_+ = 0$ mit $\underline{f}\,x' = 0$. Dies bedeutet aber, daß die Extrema der kontravarianten Kopplung $\beta^-_{(a)}$ im gleichen diskreten Eigenwertspektrum der kovarianten Kopplung $\beta^+_{(a)}$ liegen, doch sind die Stufen der kontravarianten Kopplung durch das zusätzliche Extremum $\underline{f}\,x'_{(1)} = 0$ der Gitterkerndeterminante charakterisiert. Die Beziehung 155 kann also durch

$$q_+(y) = \lim_{\tau \to 0} Q_+ ; \quad n = \mathfrak{C}(e^{\pm i x y}-1)^\alpha , \quad \beta^+_{(a)} = \pm 2\pi n_{(a)} , \quad y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 , \quad \beta^-_{(a)}(Q_-) \equiv \equiv \beta^+_{(a)}\{x'_{(1)} = x^{(1)}_{ext}\} \quad \ldots\ldots\ldots 155a$$

ergänzt werden, die im mikromaren Bereich gilt. In diesem Approximationsbereich bilden also die kovarianten Kopplungsspektra stadzahlig diskrete Eigenwerte, während die kontravarianten Kopplungsspektra mit denjenigen des kovarianten Spektrums zusammenfallen, in denen die Extrema der Gitterkerndeterminante liegen. ~~Beiden~~

Bei den Zeit- und Raumkondensationen wirkt auf den Korrelator die gleiche Klasse von Lieboperatoren, so daß $\hat{\mathfrak{x}}_{(b)}$ und $\hat{\mathfrak{x}}_{(c)}$ 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 mit Kürzung die Chiffren ${}^2\bar{\mathfrak{x}}_{(\kappa\lambda)} \equiv \kappa, \lambda$, sowie ${}^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu)} \equiv \mu$ und $\widehat{\left(\begin{bmatrix}\kappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \nu\end{bmatrix}_+\right)} \equiv \begin{bmatrix}\kappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{bmatrix}$ eingeführt, dann ergeben sich sowohl für die Zeit- als auch für die Raumkondensationen jeweils 30 Kondensoren und $\hat{\gamma}_{(b)}$ wird $\hat{\gamma}_{(c)}$. Für diese Kondensoren gilt formal das Schema $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}11\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\11\end{bmatrix}$. Je nachdem, ob $\alpha = 2$ oder $\alpha = 3$ gesetzt wird, entstehen die Kondensoren und $\hat{\gamma}_{(b)}$ $(\alpha = 2)$ oder $\hat{\gamma}_{(c)}$ $(\alpha = 3)$. Typisch für die Fälle (b) und (c) ist die gemeinsame Fortsetzung der Kondensationen in den transfiniten Bereich durch $\widehat{\begin{bmatrix}11\\11\end{bmatrix}}_+ = \widehat{\begin{bmatrix}\gamma\\\chi\end{bmatrix}}_+$ und $\widehat{\begin{bmatrix}1\\11\end{bmatrix}}_+ = \begin{bmatrix}\chi\\\gamma\end{bmatrix}_+$ im Falle eines transfiniten Komplementes für dessen Selbstkondensationen die Koppelungsgleichungen 155 und 155a 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 der Gitterselektoren. Im Falle b ist γ wie in a imaginär aber in c dagegen kom-

plex, weil die semantische Einheit $\hat{\gamma}_{(c)}$ reell zählt. Auf diesem Sachverhalt muß die grundsätzliche phänomenologische Unterscheidung zwischen 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 Formwelt R_4 auf verschiedene metrische Aspekte bezogen sind. Im Gegensatz zu a sind in b und c jeweils 30 mögliche Kondensoren definiert, welche Koppelungsfaktoren möglich machen, so daß für b und c die Beziehung 154a 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 nur Bildung von Koppelungsselektoren fähig sind, als Indizierungen dieser Koppelungsgruppen folgt, wenn 154a 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 pseudoantihermetischen Kondensatsenken primärer oder sekundärer Art auftretenden Kondensataggregate mit I a oder II a und entsprechend die hermetischen Kondensatquellen mit I h bzw. II h bezeichnet 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 Kondensataggregate, dann verteilen sich die Kondensationen 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 $\left(\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right)$ für ein Koppelungsextremum verwendet wird: $y_1 \equiv \left(\begin{smallmatrix}1\,1\\1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\\1\,1\end{smallmatrix}\right)$, sowie $y_2 \equiv \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right)$ und $y_3 \equiv \left(\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right)$ im homonomen, aber

$y_4 \equiv \left(\begin{smallmatrix}1\\\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right) \left(\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\\1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{smallmatrix}\right) \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right)$

$y_5 \equiv \left(\begin{smallmatrix}1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\,1\end{smallmatrix}\right)$, und

$y_6 \equiv \left(\begin{smallmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right), \left(\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right)$

für die heteronomen Koppelungsgruppen, weil $f\;{}^2\overline{\varkappa}_{(\lambda\lambda)} = {}^2\overline{0}$ wegen ${}^2\overline{\varkappa}_{(\lambda\lambda)} = sp\;{}^2\overline{x}_{(\lambda\lambda)} \times {}^2\overline{x}_{(\lambda)}$ unmittelbar $f\;{}^2\overline{x}_{(\lambda)} = {}^2\overline{0}$ bedingt. Die 30 Kondensationen, 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) $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\1\end{smallmatrix}\right]$.

1 II a) $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\1\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\,1\end{smallmatrix}\right]$.

1 I h) $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right]$,

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

1 II h) $\left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right]$

2 I a) $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right]$.

2 II a) $\left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right] \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\\alpha\,\alpha\end{smallmatrix}\right]$

2 I h) $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,\alpha\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}\alpha\,1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\1\,\alpha\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right], \left[\begin{smallmatrix}1\,1\\\alpha\,1\end{smallmatrix}\right]$,

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

2 II b $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$

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

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

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

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

3 II b) $\begin{bmatrix}1\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$

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

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

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

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

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

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

$\begin{bmatrix}1\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$.

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

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

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

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

$\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$.

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

6 I b) $\begin{bmatrix}1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\end{bmatrix}$.

6 II b) $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$:

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 b - Systeme verhält. Außerdem gibt es noch eine Symmetrie der Sekundärsysteme, denn innerhalb einer jeden Koppelungsgruppe ergibt sich die Besetzung von II b stets aus derjenigen von II a und umgekehrt, wenn die Basis- und Kontrasignaturen vertauscht werden. Aufgrund dieser Symmetrien können nunmehr die Kondensatorbrücken aller sechs Koppelungsgruppen zusammengestellt werden. Eine unmittelbare Konsequenz der Symmetrie muß eine analoge Symmetrie der primären und sekundären Kondensatorbrücken sein. In I a gibt es zunächst eine Brücke 1, 4, 5 in $\begin{bmatrix}1\\11\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}11\\1\end{bmatrix}$, sowie 2, 4, 6 in $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$ und 3, 4, 6 in $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$. Hieraus ist zu schließen, dass 4 ein Schnitt von zwei Kondensatbrücken ist, während 3 die Enden 5 und 6 der sich in 4 schneidenden Brücken verbindet. Eine ganz analoge Brückenkonstruktion liegt in I b vor, denn hinsichtlich [illegible], [illegible] gibt die Brücke 2, 3, 6, sowie 1, 3, 4 hinsichtlich [illegible], [illegible] und 1, 2, 4 hinsichtlich [illegible], [illegible]. Hierin schneiden sich die beiden Brücken 2, 3, 6 und 1, 3, 6 in 3, während ihr Anfang 1, 2 durch 4 überbrückt wird. Zwischen diesen beiden primären Brückenkonstruktionen in I a und I b besteht also eine völlige Spiegelsymmetrie. Zur Kürzung werden für diese primären Kondensorbrücken $K(\mathrm{I}\,b) = K^{++}$, $K(\mathrm{II}\,b) = K^{+}$, $K(\mathrm{I}\,a) = K^{--}$ und $K(\mathrm{II}\,a) = K^{-}$ gesetzt, wenn $K(\mathrm{II}\,b)$ und $K(\mathrm{II}\,a)$ die entsprechenden Sekundärbrücken bezeichnen. Mit dieser Formulierung ergeben sich also zunächst zwei Systeme von 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 von 4 I a bis 6 I a und 1 I b bis 3 I b, in welchen sich Basis- und Kontrasignaturen unterscheiden, sind dagegen zu keiner Brückenbildung fähig. Für die Sekundärbrücken ergeben sich zwei Systeme von je-

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^{+} bzw. K^{-} aus jeweils sechs Brücken, von denen jede zwei Gruppen verbinden. 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 ~~Zusammen~~ Sachverhalt in

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

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

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

$(1 \ldots 6)_- = (6 \ldots 1)_+$ 156,

worin die hermetrischen Brücken nach der Antisymmetrie $(1 \ldots 6)_- = (6 \ldots 1)_+$ aller hermetrischen und anhermetrischen Systeme der Koppelungsgruppen ermittelt werden können. Brückenfreie Kondensataggregate gibt es offensichtlich in den Sekundärsystemen nicht. Es kommt nun noch darauf an, die Verteilung relativer Systeme von Kondensatquellen und Kondensatsenken innerhalb der vier Kopplungsgruppen zu ermitteln. Es gibt für die Kondensations~~gruppen~~ formen b und c grundsätzlich vier verschiedene Klassen Q von Quellen- und Senkensystemen, wenn die Quellen- bzw. Senkeneigenschaften nach dem Hermetriegrad $\underline{I}\,h$, $\underline{II}\,h$, $\underline{II}\,a$, $\underline{I}\,a$ bewertet werden. Das stärkste Hermetriegefälle müssen die primären Quellen- und Senkensysteme $Q(\underline{I}\,h \rightarrow \underline{I}\,a)$ aufweisen, in welchen primäre Quellen primären Senken gegenüberstehen. Q_1 umfasse alle in primären Kondensatbrücken auftretenden Aggregate, doch muß es noch $Q_1^{(0)}$ geben, womit die brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt werden. Das zweite System von Quellen- und Senkenverteilungen bilden die beiden Klassen von Primär-Sekundärquellen nämlich $Q_2^{+}(\underline{I}\,h \rightarrow \underline{II}\,a)$ bzw. $Q_2^{-}(\underline{II}\,h \rightarrow \underline{I}\,a)$, während $Q_3(\underline{II}\,h \rightarrow \underline{II}\,a)$ die sekundäre

Quellenverteilung beschreibt. Alle diese Verteilungen sind ex~~[illegible]~~terner Natur, d.h., hermetrische Quellenaggregate stehen antihermetrischen Senkenaggregaten gegenüber. Es muß jedoch noch eine interne Verteilung innerhalb a oder h geben, weil es in jedem Falle zwischen primären und sekundären Kondensataggregaten graduelle Hermetrieunterschiede gibt. Die beiden möglichen Klassen dieser internen Verteilungssysteme sind dann $Q_4^{+}(\underline{I}\,h \rightarrow \underline{II}\,h)$ und antihermetrisch $Q_4^{-}(\underline{II}\,a \rightarrow \underline{I}\,a)$. Aus dem Bau der sechs Kopplungsgruppen und dem Gesetz der Kondensatbrücken folgt unmittelbar $Q_1 = Q_1(K_7^{+-} \rightarrow K_7^{--})_1^3$ und sekundär $Q_3 = Q_3(K_i^{+} \rightarrow K_i^{-})_1^6$.

Während in diesen beiden Systemen sämtliche Kondensatbrücken als Quellen oder Senken auftreten, ist dies für die brückenfreien Primärquellen nicht der Fall. Man erhält $Q_1^{(0)} = Q_1(1,2,3 \rightarrow 6,5,4)$, wobei sich 1,2,3 auf $\underline{I}\,h$ und 6,5,4 auf $\underline{I}\,a$ beziehen. Wenn die Indizierung $K_{\alpha\beta} \equiv (K_\alpha, K_\beta)$ zwei Kondensatbrücken der gleichen ist kennzeichnen, dann ergibt sich aus dem Schema der Kopplungsgruppen für die symmetrischen Primär-Sekundärquellen $Q_2^+ = Q_2(1,2,3 \to K^-_{3,5}, K^-_{1,6}, K^-_{2,4})$, d.h. hier setzen die gleichen Kopplungsgruppen in $\underline{I}\,h$ mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensatbrücken im Zusammenhang. Die antisymmetrische Klasse dieser Quellen ist wiederum brückenfrei. Hier wirken jeweils zwei Kopplungsgruppen aus $\underline{II}\,h$ auf zwei entsprechende in $\underline{I}\,a$ ein, so daß sich $Q_2^- =$ ~~Q_3~~ $= Q_2((1,6)(2,5)(3,4) \to (4,5)(4,6)(5,6))$ ergibt. Es bleibt nun noch übrig, die beiden internen Quellensysteme zu erfassen. Für die symmetrische Form folgt $Q_4^+ = Q_4(1,2,3 \to K^+_{5,3}, K^+_{6,1}, K^+_{4,2})$, während sich für die antisymmetrische Klasse $Q_4^- = Q_4(K^-_{2,4}, K^-_{1,6}, K^-_{3,5} \to 4,5,6)$ ergibt. Die vier Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der Kopplungsgruppen werden zusammengefaßt in

$Q_1(\underline{I}\,h \to \underline{I}\,a) = Q_1(K_i^{++} \to K_i^{--})_1^3$,
$Q_1^{(0)} = Q_1(1,2,3 \to 6,5,4)$, $Q_2^+(\underline{I}\,h \to \underline{II}\,a) =$
$Q_2(1,2,3 \to K^-_{3,5}\, K^-_{1,6}\, K^-_{2,4})$, $Q_2^-(\underline{II}\,h \to \underline{I}\,a)$ ~~$= Q_2$~~ $=$

$= Q_2((1,6)(2,5)(3,4) \to (4,5)(4,6)(5,6))$,
$Q_3(\underline{II}\,h \to \underline{II}\,a) = Q_3(K_k^+ \to K_k^-)_1^6$, $Q_4^+(\underline{I}\,h \to \underline{II}\,h) =$
$= Q_4(1,2,3 \to K^+_{5,3}, K^+_{6,1}, K^+_{4,2})$, $Q_4^-(\underline{II}\,a \to \underline{I}\,a) =$
$= Q_4(K^-_{2,4}, K^-_{1,6}, K^-_{3,6} \to 4,5,6)$ . . . . .
. . . . 156a

Damit ist die strukturelle Beschreibung der Kondensationsstufen bereits als Kopplungsstruktur allgemein gelöst.

Zur geometrischen Untersuchung der Raumzeitkondensationen aber muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß auf $\hat{\gamma}$ kein Spiegeloperator einwirkt, so daß in $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ alle Elemente wirksam werden. Aus diesem Grunde muß es $9^2 - 9 = 72$ Kondensaten geben, welche zur Definition von Kopplungsselektoren geeignet sind, wenn wieder der allgemeine Fall ${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \neq {}^2\bar{\gamma}_{(\lambda\kappa)}$ angenommen wird. Charakteristisch für diese 72 Kopplungsselektoren ist das Fehlen reiner Gitterkernindizierungen in den Kondensatsignaturen. Dieses Verhalten geht allein auf $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ zurück. Aus der Natur von $\hat{\gamma}$ geht unmittelbar hervor, daß die 72 Kondensaten der Kopplungsselektoren sich in 18 Kopplungsgruppen anordnen und zwar müssen wieder nach Gl. 154a primär und sekundär pseudosymmetrische Kondensoren die Extrema der gesamten Kopplungsstruktur aller Kopplungsgruppen kennzeichnen, die von primär- und sekundär symmetrischen Kondensoren begleitet wird. Die 18 Kopplungsgruppen können wiederum, ähnlich wie in b und c, klassifiziert werden, doch gibt es in diesem Fall nicht homo- und heteronome, sondern diagonale, semidiagonale und extradiagonale Kopplungsgruppen. Zur expliziten Beschreibung soll die Indizierung $(\kappa\lambda)$ der Elemente von γ durch die Chiffren $(1,1) \equiv 1$, $(2,2) \equiv 2$, $(3,3) \equiv 3$, $(1,2) \equiv \alpha$, $(1,3) \equiv \beta$, $(2,3) \equiv \gamma$, bzw. $(2,1) \equiv \alpha^{*}$, $(3,1) \equiv \beta^{*}$ und $(3,2) \equiv \gamma^{*}$ vereinfacht werden. Damit folgt unmittelbar für die Indizierungen der Kopplungsgruppen

1d(12), 2d(13), 3d(23), 4d(α), 5d(β), 6d(γ), 1s(1α), 2s(1β), 3s(1γ), 4s(2α), 5s(2β), 6s(2γ), 7s(3α), 8s(3β), 9s(3γ), 1e($\alpha\beta$), 2e($\alpha\gamma$), 3e($\beta\gamma$), wobei d die Diagonale, s die semidiagonale und e die extradiagonale Klasse kennzeichnet. Nach diesen Kopplungsindizierungen verteilen

sich also die Kopplungsextrema auf die achtzehn Kopplungsgruppen, für die begleitenden Kondensoren dieser Kopplungs~~extrema~~selektoren gilt nach 154a wieder innerhalb jeder Gruppe eine Verteilung auf primär- oder sekundär pseudoantisymmetrische bzw. symmetrische Systeme nach dem Schlüssel I a, II a, I b, II b, wie in b und c. Aus dem Schema der 18 Kopplungsindizierungen ergibt sich für die Besetzung dieser Systeme aller Kopplungsgruppen der Klassen d, s und e das Verteilungsschema d(2, 14, 42, 14), s(6, 18, 30, 18), e(12, 20, 20, 20), so daß nunmehr explizit die Kondensatorbesetzung aller Kopplungsgruppen in Bezug auf I a, II a, I b, II b 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 $\begin{bmatrix} a \\ \alpha \end{bmatrix}\begin{bmatrix} b \\ \beta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} c \\ \gamma \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} a & b & c \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix}$, oder wenn $\alpha = \beta = \gamma$ ist,

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

Zugleich erscheinen die Kürzungen $\varepsilon \equiv (\alpha\alpha^{*}\beta\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})$, $\varepsilon_1 \equiv (\alpha\alpha^{*}\beta\beta^{*})$, $\varepsilon_2 \equiv (\alpha\alpha^{*}\varkappa\varkappa^{*})$ und $\varepsilon_3 \equiv (\beta\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})$ sowie $A \equiv \left|\begin{smallmatrix}\alpha & \alpha^{*} \\ \alpha^{*} & \alpha\end{smallmatrix}\right|$, $B \equiv \left|\begin{smallmatrix}\beta & \beta^{*} \\ \beta^{*} & \beta\end{smallmatrix}\right|$ und $\mathcal{C} \equiv \left|\begin{smallmatrix}\varkappa & \varkappa^{*} \\ \varkappa^{*} & \varkappa\end{smallmatrix}\right|$ zweckmäßig. Daraus folgt als Kopplungsstruktur der Raumzeitkondensationen das Schema der 18 Kopplungsgruppen. Es ist

1 d $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}1 & 2 \\ 2 & 1\end{smallmatrix}\right|$, $\underline{II}$ a) $(3\,\varepsilon)_{(1,2)}$,
$\underline{I}$ b) $(\varepsilon)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{*}\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{*})}_{(\alpha^{*})}$,
$(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta^{*})}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(3\,\varepsilon)^{(1,2)}$,

2 d $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}1 & 3 \\ 3 & 1\end{smallmatrix}\right|$,
$\underline{II}$ a) $(2\,\varepsilon)_{(1,3)}$,
$\underline{I}$ b) $(\varepsilon)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^{*}\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{*})}_{(\alpha^{*})}$,
$(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta^{*})}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(2\,\varepsilon)^{(1,3)}$,

3 d $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}2, & 3 \\ 3, & 2\end{smallmatrix}\right|$,
$\underline{II}$ a) $(1\,\varepsilon)_{(2,3)}$,
$\underline{I}$ b) $(\varepsilon)^{(1)}_{(1)}$, $(\alpha^{*}\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^{*})}_{(\alpha^{*})}$,
$(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(1\,\varepsilon)^{(2,3)}$

4 d $\underline{I}$ a) A,
$\underline{II}$ a) $(1,2,3,\varepsilon_3)_{(\alpha\alpha^{*})}$,

$\underline{I}$ b) $(2,3,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$,
$(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta^{*})}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(1,2,3,\varepsilon_3)^{(\alpha\alpha^{*})}$

5 d $\underline{I}$ a) B
$\underline{II}$ a) $(1,2,3,\varepsilon_2)_{(\beta\beta^{*})}$,
$\underline{I}$ b) $(2,3,\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$ $(3\,\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$,
$(\alpha^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varkappa\varkappa^{*})^{(\alpha^{*})}_{(\alpha^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(1,2,3,\varepsilon_2)^{(\beta\beta^{*})}$,

6 d $\underline{I}$ a) $\mathcal{C}$
$\underline{II}$ a) $(1,2,3,\varepsilon_1)_{(\varkappa\varkappa^{*})}$,
$\underline{I}$ b) $(2,3,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$,
$(\alpha^{*}\beta\beta^{*})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\beta\beta^{*})^{(\alpha^{*})}_{(\alpha^{*})}$, B,
$\underline{II}$ b) $(1,2,3,\varepsilon_1)^{(\varkappa\varkappa^{*})}$

1 s $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}1 & 1 & \alpha & \alpha^{*} & \alpha^{*} \\ \alpha & \alpha^{*} & 1 & \alpha^{*} & 1\,\alpha\end{smallmatrix}\right|$,
$\underline{II}$ a) $(2,3,\varepsilon_3)_{(1\alpha\alpha^{*})}$,
$\underline{I}$ b) $(3\,\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta^{*})}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(2,3,\varepsilon_3)^{(1\alpha\alpha^{*})}$,

2 s $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}2 & 2 & \alpha & \alpha & \alpha^{*} & \alpha^{*} \\ \alpha & \alpha^{*} & 2 & \alpha^{*} & 2 & \alpha\end{smallmatrix}\right|$,
$\underline{II}$ a) $(1,3,\varepsilon_3)_{(2\alpha\alpha^{*})}$,
$\underline{I}$ b) $(3\,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$
$(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,

3 s $\underline{I}$ a) $\left|\begin{smallmatrix}3 & 3 & \alpha & \alpha & \alpha^{*} & \alpha^{*} \\ \alpha & \alpha^{*} & 3 & \alpha^{*} & 3 & \alpha\end{smallmatrix}\right|$
$\underline{II}$ a) $(1,2,\varepsilon_3)_{(3\alpha\alpha^{*})}$
$\underline{I}$ b) $(2\,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\beta^{*}\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta)}_{(\beta)}$
$(\varkappa\varkappa^{*})^{(\beta^{*})}_{(\beta^{*})}$, $\mathcal{C}$,
$\underline{II}$ b) $(1,2,\varepsilon_3)^{(3\alpha\alpha^{*})}$

3 s
S. 182

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

4 s I a) $\left|\begin{matrix}1 & 1 & \beta & \beta^* \\ \beta & \beta^* & 1 & 1\end{matrix}\right|$, B ,

II a) $(2, 3, \varepsilon_2)_{(1\beta\beta^*)}$

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

$(\gamma\gamma^*)^{(\alpha^*)}_{(\alpha^*)}$, $\mathcal{C}$,

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

5 s I a) $\left|\begin{matrix}2 & 2 & \beta & \beta^* \\ \beta & \beta^* & 2 & 2\end{matrix}\right|$ B ,

II a) $(1, 3, \varepsilon_2)_{(2\beta\beta^*)}$,

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

$(\gamma\gamma^*)^{(\alpha^*)}_{(\alpha^*)}$, $\mathcal{C}$,

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

6 s I a) $\left|\begin{matrix}3 & 3 & \beta & \beta^* \\ \beta & \beta^* & 3 & 3\end{matrix}\right|$ B .

II a) $(1, 2, \varepsilon_2)_{(3\beta\beta^*)}$

I h) $(2\,\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^*\gamma\gamma^*)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\gamma\gamma^*)^{(\alpha^*)}_{(\alpha^*)}$ $\mathcal{C}$,

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

7 s I a) $\left|\begin{matrix}1 & 1 & \gamma & \gamma^* \\ \gamma & \gamma^* & 1 & 1\end{matrix}\right|$, $\mathcal{C}$,

II a) $(2, 3, \varepsilon_1)_{(1\gamma\gamma^*)}$,

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

$(\beta\beta^*)^{(\alpha^*)}_{(\alpha^*)}$, B ,

II h) $(2, 3, \varepsilon_1)^{(1\gamma\gamma^*)}$.

8 s I a) $\left|\begin{matrix}2 & 2 & \gamma & \gamma^* \\ \gamma & \gamma^* & 2 & 2\end{matrix}\right|$, $\mathcal{C}$,

II a) $(1, 3, \varepsilon_1)_{(2\gamma\gamma^*)}$,

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

$(\beta\beta^*)^{(\alpha^*)}$ B

II h) $(1, 3, \varepsilon_1)^{(2\gamma\gamma^*)}$.

9 s I a) $\left|\begin{matrix}3 & 3 & \gamma & \gamma^* \\ \gamma & \gamma^* & 3 & 3\end{matrix}\right|$, $\mathcal{C}$,

II a) $(1, 2, \varepsilon_1)_{(3\gamma\gamma^*)}$

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

$(\beta\beta^*)^{(\alpha^*)}_{(\alpha^*)}$, B ,

II h) $(1, 2, \varepsilon_1)^{(3\gamma\gamma^*)}$

1 l I a) $\left|\begin{matrix}\alpha & \alpha & \alpha^* & \alpha^* & \beta & \beta^* & \beta^* \\ \beta & \beta^* & \beta & \beta^* & \alpha & \alpha^* & \alpha\,\alpha^*\end{matrix}\right|$ A B ,

II a) $(1, 2, 3, \gamma\gamma^*)_{(\varepsilon_1)}$,

I h) $(2, 3, \gamma, \gamma^*)^{(1)}_{(1)}$, $(3\gamma\gamma^*)^{(2)}_{(2)}$, $(\gamma\gamma^*)^{(3)}_{(3)}$, $\mathcal{C}$,

II h) $(1, 2, 3, \gamma, \gamma^*)^{(\varepsilon_1)}$,

2 l I a) $\left|\begin{matrix}\alpha & \alpha & \alpha^* & \alpha^* & \gamma & \gamma & \gamma^* & \gamma^* \\ \gamma & \gamma^* & \gamma & \gamma^* & \alpha & \alpha^* & \alpha & \alpha^*\end{matrix}\right|$ A $\mathcal{C}$,

II a) $(1, 2, 3, \beta, \beta^*)_{(\varepsilon_2)}$

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

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

3 l I a) $\left|\begin{matrix}\beta & \beta & \beta^* & \beta^* & \gamma & \gamma & \gamma^* & \gamma^* \\ \gamma & \gamma^* & \gamma & \gamma^* & \beta & \beta^* & \beta & \beta^*\end{matrix}\right|$, B $\mathcal{C}$,

II a) $(1, 2, 3, \alpha, \alpha^*)_{(\varepsilon_3)}$,

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

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

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

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

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

$K_3^{--}(\gamma) = 6d, 7s, 8s, 9s, 2e, 3e.$

Alle übrigen Elemente aus $\underline{I}$ a sind brückenfrei, so daß es trotz der achtzehn Koppelungsgruppen innerhalb der Struktur nur drei primär antihermetischen Kondensatbrücken gibt. Im hermetischen Antagonismus $\underline{I}$ h muß es dagegen mehr Kondensatbrücken geben. Zunächst folgt für die zu $\underline{I}$ a komplementären Brücken in α, β und γ das Schema

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

$4s, 5s, 6s, 7s, 9s, 3e,$ ferner

$K_2^{++}(\beta) = 1d, 3d, 2d, 4d, 6d,$

$1s, 2s, 3s, 7s, 8s, 9s, 2e$ und

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

$1s, 2s, 3s, 4s, 5s, 6s, 1e.$

Im hermetischen Falle gibt es aber neben diesen zwölfgliedrigen Brücken pseudodiagonaler Formen auch noch Brücken echter Diagonalformen, nämlich:

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

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

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

Neben diesen 6 Diagonalbrücken gibt es noch 9 semidiagonale und 3 extradiagonale Formen. Für die semidiagonalen Brücken gilt:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

während sich für die extradiagonalen Brücken

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

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

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

erfüllt. Ganz analog ergeben sich für die Sekundärsysteme II a und II b jeweils dreißig Kondensorbrücken, doch sind immer zwei derselben hinsichtlich ihrer Indizierungen transponiert, sodaß mit Vertauschung $K_l\binom{\gamma}{\mu} = C_l\binom{\gamma}{\mu}$ gesetzt werden soll, wenn $K_l = K_l\binom{\mu}{\gamma}$ ist. Für die Gesamtheit aller sekundären Kondensorbrücken folgt dann die Symmetrie $K_l^{\pm} = C_l^{\mp}$, sodaß nur die 30 Brücken aus a oder b in 15 Indizierungen geschrieben zu werden brauchen. Die Gesamtheit aller Kondensorbrücken im Fall (α) ist enthalten in

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$K_{16}^{++}(\alpha,\beta) = 1d, 2d, 3d, 6d, 7s, 8s, 9s,$

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

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

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

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

$K_2^{-}\binom{1}{3} = 3d, 3s, 6s, 9s,$

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

$K_3^{-}\binom{2}{3} = 2d, 3s, 6s, 9s,$

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

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

$\mathcal{C}_4^- = 1d, 2d, 4s, 7s,$

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

$\mathcal{C}_5^- = 1d, 3d, 5s, 8s,$

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

$\mathcal{C}_6^- = 2d, 3d, 6s, 9s,$

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

$\mathcal{C}_7^- = 1d, 2d, 1s, 7s,$

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

$\mathcal{C}_8^- = 1d, 3d, 2s, 8s,$

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

$\mathcal{C}_9^- = 2d, 3d, 3s, 9s,$

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

$\mathcal{C}_{10}^- = 1d, 2d, 1s, 4s,$

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

$\mathcal{C}_{11}^- = 1d, 3d, 2s, 5s,$

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

$\mathcal{C}_{12}^- = 2d, 3d, 3s, 6s,$

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

$\mathcal{C}_{13}^- = 4d, 1s, 2s, 3s, 2e,$

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

$\mathcal{C}_{14}^- = 4d, 1s, 2s, 3s, 3e,$

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

$\mathcal{C}_{15}^- = 5d, 4s, 5s, 6s, 1e,$

$K_l^{\pm} = \mathcal{C}_l^{\mp}, \quad 1 \leq l \leq 15 \quad \ldots\ldots\ldots 157.$

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 Vernetzungssysteme bilden, deren einfachste aus den K^{--} gebildet werden. Äußerst verwickelt ist das Brückensystem der K^{++}, während wiederum eine Symmetrie zwischen $(K, {}^*\mathcal{C})^+$ und $(K, \mathcal{C})^-$ besteht, was in Gl. 157 zum Ausdruck kommt. Brückenfreie Elemente gibt es nur in I a, aber nicht in I b oder II (a b), was ebenfalls eine innerstrukturelle Abweichung von den Formen (b) und (c) bedeutet. Trotz dieser Verknüpfungssysteme der Kondensorbrücken kann es auch im Falle (d) der Kondensation nur die vier Arten von Quellen-Senkensystemen geben wie im Falle (b c), denn diese Verteilungen lassen auf die Teilsysteme $\underline{I}\,a$, $\underline{II}\,a$, $\underline{I}\,h$, $\underline{II}\,h$ der Koppelungsgruppen zurück, welche auch im Falle (d) die innere Koppelungsstruktur beschreiben. Aus den Kondensorbrücken gl. 157 und der allgemeinen Koppelungsstruktur von (d) ergeben sich für die 4 Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen im Falle der Raumzeitkondensationen die Darstellungen

$$Q_1(\underline{I}\,h \to \underline{I}\,a) = Q_1((K_l^{++})_1^{18} \to K_{123}^{--}(123)_{d,s,e})$$

$$Q_2^+(\underline{I}\,h \to \underline{II}\,a) = Q_2((K_l^{++})_4^{18} \to (K_i^- \mathcal{C}_i^-)_1^{15}),$$

$$Q_2^-(\underline{II}\,h \to \underline{I}\,a) = Q_2((K_i^+, \mathcal{C}_i^+)_1^{15} \to (123)_{d,s,e}),$$

$$Q_3(\underline{II}\,h \to \underline{II}\,a) = Q_3(K_l^+, \mathcal{C}_l^+ \to \mathcal{C}_l^- K_l^-)_1^{15},$$

$$Q_4^+(\underline{I}\,h \to \underline{II}\,h) = Q_4((K_l^{++})_4^{18} \to (K_i^{++}, \mathcal{C}_i^+)_1^{15}),$$

$$Q_4^-(\underline{II}\,a \to \underline{I}\,a) = Q_4((K_l^-, \mathcal{C}_l^-)_1^{15} \to (123)_{d,s,e})$$

. . . . 157 a

d. h. dieses System von Kondensorquellen ist wesentlich verwickelter gebaut als das Analoge von b und c.

Die im Vorangegangenen beschriebenen 4 Kondensationsformen $\hat{f}(a)$, $\hat{f}(b)$, $\hat{f}(c)$, $\hat{f}(d) \equiv (a, b, c, d)$ 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 [illegible] Koordinaten, also auf $\operatorname{Im}\mu = 0$ oder $\operatorname{Im}\mu \neq 0$ bzw. $\operatorname{Re}\mu = 0$ oder $\operatorname{Re}\mu \neq 0$, während s die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Koppelungsstruktur umfaßt. Die konfigurative Klasse von Eigenschaften enthält dagegen alle Eigenschaften der Kondensorquellsysteme. Zwischen 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 zu $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zu zweien 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 dagegen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten a (m s) b sowie b (s k) c und c (m s) d, während die erste Klasse a (s) c und b (s) d umfaßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieformbereiche [illegible] im Kompositionsfeld verglichen, so zeigt sich, daß a, b Imaginärfaktoren die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften, aber c, d Komplexfaktoren die ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppen s werden die Unterschiede deutlicher. a (m s) 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 (s k) c geht ferner, 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 der linearen Selektoraggregate μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität c (m s) 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 ~~c~~ d, sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (1,2), (2,2) und komplex ponderable Eigenschaften (1,3), (3,3). Darüber hinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft, nämlich (2,3), die bei a, b und c nicht auftritt. Dies bedeutet, daß (2,3) nur das elektrische Kraftfeld 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 Ladungsteilbarkeit oder Statik (3) kombiniert sein, worauf die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes an seine Ladung und seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nullinie im R_4) zurückgehen muss. Wird nun noch die erste Affinitätsklasse a (s) c und b (s) d berücksichtigt, dann zeigt sich, dass bereits aufgrund dieser Affinitäten transmutatorische Uebergänge zwischen den grundsätzlichen Kondensationsformen geben muss. Diese vermuteten Übergänge wären prinzipiell a → b → c, oder a → b → d, bzw. revers (c d) → b → a ~~[illegible]~~. Hier ist a → b möglich, wenn teilweise die Zeit kondensiert und b → c, wenn diese Zeitkondensation in eine komplexe Raumkondensation umspringt. Im Falle b → d muss dagegen dieses Umspringen der Kondensation nur partielle erfolgen, wobei der verbleibende Term a als eigenständige Kondensation verschwindet. Dieses Verschwinden ist aber keineswegs an den Uebergang b → d gebunden, vielmehr kann wegen b (sk) c auch der Übergang c → 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) → d muss aber wegen des partiellen räumlichen und zeitlichen Kondensierens ein durch die Eigenschaft (2, 3) charakterisiertes elektrisches Feldatom entstehen. Der Übergang c → d ist identisch mit dem intermittierenden Uebergang eines 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) ~~[illegible]~~ im β_--Prozess ~~der~~ Neutron-Protontransmutation unmittelbar und indirekt bei $\beta_{\pm}$-Prozessen von Nuklearstrukturen beobachtet werden. Beim β_+-Prozess einer Nuklearstruktur muss dagegen die inverse Affinität (d, c) und bei Korpuskelpaarbildungen (b d) im Falle geladener und (b c) im Fall der Neutrokorpuskelpaare wirksam werden, während die Zerstrahlungsprozesse derartiger Korpuskelpaare dann in den Affinitäten (a,b) und (a,b) entsprechen. Die ebenfalls mögliche Affinität (ab) bzw. (ba) liegt zwar nach 69 und 69a nahe, doch gibt es in der Empirie B hierfür kein direktes Analogon. Nur die Beziehung 19 B II ist wegen der Lösung von 69 für $\xi = 0$ sowie $\bar{\bar{z}} = \bar{\bar{0}}$ ein indirektes Analogon zu dieser Affinität.

5.) Feldaktivierung und Kondensatfluß

In allen Kondensoren der Koppelungsstrukturen erscheinen die kovarianten Basisignaturen letztlich, weil in $\hat{\gamma} = \hat{\gamma}_+ + \hat{\gamma}_-$ von ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ die Anteile $\hat{\gamma}_\pm; n$ = const sind und als ein Metronenfeld aktivierende metronische 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 $\hat{\gamma}$ wird die Darstellbarkeit der Fundamentalselektoren durch die Struktureinheiten der Gitterkerne

${}^2\bar{\gamma} = sp\,{}^2\bar{\varkappa} \times {}^2\bar{\varkappa}$ folgt ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = sp\,({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)+} + {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)-}) \times ({}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)+} + {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)-}) =$

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

$+ sp\,({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)-} + {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)+})$ oder

${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = sp\,({}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)-} + {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)+})$,

was wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-}; n$ = const für alle Gitterkerne nur durch ${}^2\bar{\varkappa}_{(\lambda)\pm} \sim f^{(\pm 1)}(\mu)$ erfüllbar ist, wenn μ das Linearaggregat der kovarianten Gitterselektoren bedeutet. Dieser Funktionalselektor 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 ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)+} = {}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)} f_\varkappa f_\lambda$ mit ${}^2\bar{a}_{(\mu\nu)+}$ = const und ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)-} =$

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

$\times {}^2\bar{a}_{(\lambda)+} f_\varkappa^{-1} f_\lambda$. Die Konstanz dieses Selektors ist aber nur dann erreichbar, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitterkerne so beschaffen sind, daß

$sp\,{}^2\bar{a}_{(\varkappa)+} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)-} = sp\,{}^2\bar{a}_{(\varkappa)-} \times {}^2\bar{a}_{(\lambda)+} = 1/4\,{}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$

ist. Man erhält dann ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)+} =$

${}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)+}\, f(\mu_\varkappa)\cdot f(\mu_\lambda)$ wird ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)-} = 8\,{}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)} - \frac{1}{f_\varkappa f_\lambda}\left(f_\varkappa^2 + f_\lambda^2\right)$. Da aber ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)-} =$ const sein muß, folgt die Bedingung

$$\frac{f_\varkappa^2 + f_\lambda^2}{f_\varkappa f_\lambda} = \beta_{\varkappa\lambda} = \text{const mit } \beta_{\varkappa\lambda} \neq 2 \text{ für}$$

$\varkappa \neq \lambda$, aber $\beta_{\lambda\lambda} = 2$. Einsetzen dieser Darstellung von ${}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$ in Gl. 153 liefert wegen $\underline{sp}\,{}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = \underline{sp}\,{}^2\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)+} \sim f_\varkappa f_\lambda$ eine weitere Bedingung, nämlich $f_\varkappa f_\lambda \sim |(e^{\varkappa} e^{\mu} - E)_{\varkappa\ell}\, \delta_{k\ell}|_q$ für die beiden Funktionalselektoren, wenn sich μ additiv aus den Gitterselektoren zusammensetzt, welche die Argumente von $f_\varkappa$ und f_λ sind. Alle Bedingungen dieser Funktionalselektoren der Gitterkerne werden zusammengefaßt in

$${}^2\bar{x}_{(\lambda)\pm} \sim f_\lambda^{\pm 1} = f^{\pm 1}(\mu_\lambda), \quad f_\varkappa f_\lambda \sim |(e^{\varkappa} e^{\mu} - E)^{\varkappa\ell}\, \delta_{k\ell}|_q$$

$$\frac{f_\varkappa^2 + f_\lambda^2}{f_\varkappa f_\lambda} = \beta_{\varkappa\lambda} = \text{const.} \quad \beta_{\varkappa\lambda} \neq 2, \quad \beta_{\lambda\lambda} = 2,$$

$\mu = \mu_\varkappa + \mu_\lambda$ . . . . - - - - - - - - - . . 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 Kontrolator determiniert und eine für die betreffende Kondensationsform typische Kopplungsstruktur bedingt. In einem solchen Kondensatsystem gibt es zu jeder Basissignatur $(\varkappa, \lambda)$ und $(\lambda, \varkappa)$ eine ganze Serie von Kondensaten mit allen vom Kontrolator zugelassenen Kontrasignaturen und stets muß das Geodäsiegesetz $\ddot{x}^{(\mu\nu)i}_{(\varkappa\lambda)} + \left[{}^{\;i}_{k\ell}\right]^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \dot{x}^k \dot{x}^\ell = 0$ gelten, wenn x für die Gitterselektoren gesetzt wird. Zwar kann für jedes Element $(\varkappa\lambda)$ aus $\hat{\gamma}$ ein geodätisches Bezugssystem $C_{(\varkappa\lambda)} = C_{\alpha\dot{x}}$ gefunden werden, auf welches bezogen $\ddot{x}^i = 0$ wird, doch ist die Geodäsiebedingung für jedes andere Element aus $\hat{\gamma}$ durch $C_{(\varkappa\lambda)}$ nicht mehr gegeben. Da sich die Geodäsieeigenschaften immer mit in der Basissignatur eines Kondensats zeigen und die gesamte Kondensationskopplungsstruktur immer nur auf ein Bezugssystem des R_6 bezogen werden kann, besteht zwar stets die Möglichkeit ein zu einer Basissignatur gehöriges Kondensatsystem durch die Wahl des zu dieser Basissignatur-

$\boxed{\delta_{k\ell}/q_1}$

geodätischen Bezugssystems forttransformieren, doch bleiben dabei grundsätzlich die Kondensoren an deren Basissignaturen erhalten, weil diese Elemente aus $\hat{\gamma}$ hinsichtlich des gewählten Bezugssystems unmöglich ebenfalls geodätisch sein können. Wenn also $\hat{\gamma}$ 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 ~~Kondensationen~~ 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. Übergang auf ein solches System $\mathfrak{G}_{(1,1)}$ existieren also alle physikalischen Wirkungen nicht mehr, welche auf $\hat{\bar{\gamma}}_{(1,1)}$ zurückgehen. Da es sich dabei aber immer um Gravitationsprozesse handelt, erscheint die Gravitationswirkung als eine vom Bezugssystem

abhängige Scheinwirkung, weshalb die geodätische Bewegung des freien Falles 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 kathetischen Gitterselektoren zu einer leeren Welt $R_{6(0)}$ können die Fundamentalkondensoren wegen der geodätischen Gleichung $\ddot{x}^i\binom{\mu\nu}{\kappa\lambda} = -\left[{i \atop kl}\right]^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)}\dot{x}^k\dot{x}^l$ 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 betr. ~~Kondensationsform~~ Hermetrieform gibt. Der Maximalfall liegt bei d vor, weil hier auf $\hat{\gamma}$ kein Gitteroperator einwirkt, was zu $3^4 = 81$ verschiedenen Korrespondenzspektren führt.

Ein Kondensor beschreibt immerden metronischen Verdichtungszustand hinsichtlich des leeren R_6 infolge einer metrischen Strukturänderung. Dieser Verdichtungszustand hat aber einen metrischen Kompressionszustand zur Folge, der durch einen Raumkompressor ${}^4\overline{\zeta}^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)}$ beschrieben wird. Dieser Raumkompressor wird nur durch die Signatur des betreffenden Kondensors bestimmt, weil er gemäß ${}^4\overline{\zeta}^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} = K^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} ; \widehat{\begin{bmatrix}\overline{\mu} & \overline{\nu} \\ \overline{\kappa} & \overline{\lambda}\end{bmatrix}}$ durch einen Raumkondensor, also durch zwei Kondensfeldselektoren mit kovarianter Dublettsignatur definiert ist. Wie sich ein solcher Raumkompressor im Falle einer Kondensation des R_6 verhält, kann aus dem Kompositionsfeld hergeleitet werden. Aus der Weltgleichung $\underline{L} ; \widehat{[\,]} = {}^4\overline{0}$ folgt $\overline{\lambda} \times \widehat{[\,]} = \underline{K} ; [\,] = {}^4\overline{\zeta}$ für die metrischen Kondensationsstufen, während das Matrizenspektrum $sp\,{}^4\overline{\zeta} = \overline{\lambda}\,\widehat{[\,]} \sim {}^6\overline{W}$ phänomenologisch durch einen quantisierten tensoriellen Energiedichteselektor ${}^6\overline{T} = \frac{\delta\,{}^2\overline{H}}{\delta V}$ mit $\delta V = \tau^{3/2} \prod_{k=1}^{3} \delta()_k$ des R_3 dargestellt werden kann.

Ist $\delta\Omega = \prod_{i=1}^{6} \delta\varphi_i$ mit $\varphi_i = \alpha_i ()_i$ ein Volu- menelement des leeren R_6, dann folgt $\mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} sp\,{}^4\overline{\zeta}\,()\,\delta\Omega \sim \mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^6\overline{W} ; ()\,\delta\Omega \sim \mathop{S}\limits_{T_1}^{T_2} \mathop{S}\limits_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \mathop{S}\limits_{\eta_1}^{\eta_2} {}^2\overline{H} ; ()\,\delta()_6\,\delta()_5\,\delta()_4 = \mathop{S}\limits_{T_1}^{T_2} {}^2\overline{\varphi} ; ()\,\delta()_4$, wenn ${}^2\overline{\varphi} = \mathop{S}\limits_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \mathop{S}\limits_{\eta_1}^{\eta_2} {}^2\overline{H} ; ()\,\delta()_5\,\delta()_6$ für das transfinite metronische Energieintegral gesetzt wird. Nach dem elementaren Extremalprinzip der Energie, nach welchem stets das tiefste Niveau angestrebt wird, gilt aber $\delta \mathop{S}\limits_{T_1}^{T_2} {}^2\overline{\varphi} ; ()\,\delta()_4 = {}^2\overline{0}$, was eingesetzt [illegible] $\delta \mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} sp\,{}^4\overline{\zeta} ; () ; \delta\Omega = 1\,sp\,\delta \mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{\zeta} ; ()\,\delta\Omega = {}^4\overline{0}$ oder ${}^4\overline{0} = \delta \mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{\zeta} ; ()\,\delta\Omega \sim \delta \mathop{S}\limits_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{\zeta} ; ; () \prod_{i=1}^{6} \delta()_i = \delta \mathop{S}\limits_{x_1}^{x_2} {}^4\overline{\zeta} ; ()\,\delta x$, also $\delta \mathop{S}\limits_{x_1}^{x_2} {}^4\overline{\zeta} ; ; ()\,\delta x = {}^4\overline{0}$ liefert, weil immer $\delta x_i = 1$ ist. Diese Eigentümlichkeit des Raumkompressors muß aber für alle Raumkompressoren universell gelten, die durch irgendeinen Fundamentalkondensor bestimmt werden, weil zu jeder Kondensorsignatur ein Energiedichteselektor definierbar ist. Nach dem Variationsprinzip verursacht also jeder Raumkompressor in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronenziffer den Minimalweit zu erreichen. Die Beziehung

$$\ddot{x}^i \binom{\mu\nu}{\kappa\lambda} = -\left[{}^{\,i}_{kl}\right]^{(\underline{\mu}\overset{+}{\nu})}_{(\kappa\lambda)} \dot{x}^k \dot{x}^l ,$$

$$\int S_{n_1}^{n_2}\, {}^4\overline{g}^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} ; ()\, f x = {}^4\overline{0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 159$$

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{g}$ gebildet werden kann, ein Korrespondenzspektrum $\ddot{x}^i$ von Wechselwirkungspotenzen und einen Raumkompressor gibt, der stets versucht, das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen. Im Falle des Kompositionsfeldes folgt aus ${}^4\overline{g} = K ; \hat{[\,]} = \overline{\lambda} \times \hat{[\,]}$ nach Bildung des Matrizenspektrums ${}^2\overline{g} = sp\,{}^4\overline{g} = \overline{\lambda}\,\hat{[\,]} \sim {}^2\overline{W} = {}^2\overline{T} - 1/4\,{}^2\overline{\gamma} ; ()\, T$ mit dem kanonischen Energiedichteselektor ${}^2\overline{T}$ und $sp\,\overline{T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert ${}^2\overline{g} - 1/2\,{}^2\overline{\gamma} ; ()\, sp\,{}^2\overline{g} \sim {}^2\overline{T}$, worin das Energieprinzip durch die Divergenzfreiheit $sp\,()^{(6,6)}_{(-)} ; {}^2\overline{T} = \overline{0}$ oder aequivalent durch $sp\,()^{(6,6)}_{(-)} ; ({}^2\overline{g} - 1/2\,{}^2\overline{\gamma} ; ()\, sp\,{}^2\overline{g}) = \overline{0}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld möglich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$sp\,()^{(6,6)}_{(-)} ; \left(() - 1/2\,{}^2\overline{\gamma}\, sp\,()\right) ; sp\,{}^4\overline{g} = \overline{0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 159a$$

als ein kompositives Erhaltungsprinzip des Raumkompressors. Dieses Erhaltungsprinzip sagt also aus, daß der durch $\left(() - 1/2\,{}^2\overline{\gamma}\, sp\,()\right) ; sp\,{}^4\overline{g}$ beschriebene Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld immer erhalten bleibt u. zwar unabhängig von symmetrischen Aufspaltungen der Partialstrukturen.

Im Folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \equiv (\mu\nu)$, $\beta \equiv (\kappa\lambda)$ und $\left[{}^{\underline{\mu}\overset{+}{\nu}}_{\kappa\lambda}\right]_+ \equiv \left[{}^{\alpha}_{\beta}\right]$ verwendet werden. Die Koppelungsextrema $f\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ charakterisieren die Koppelungsklassen Ia und IIa durch $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{0}$, was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{0}$ bedingt aber nach Gl. 149a und 150 $\psi^{(\alpha)}_{(\beta)kl} = 0$, also $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = 0$. Das partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervalle $0 < \psi_{kl} < E$ definiert, so daß $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = 0$ nur für $\underline{\alpha}_{kl} \to -\infty$ erfüllt werden kann, oder für $\psi_{kl} = 0$. In jedem Falle wird die durch aber $f\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ mit $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{0}$ als Koppelungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu ; n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es einen anderen Zustand im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $N_+ = N_-$, in welchem $f[\hat{\lambda}] = 0$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $[\hat{\lambda}](+) = 0$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Kopplungsmaxima mit den Kondensationsminima decken, folgt, daß die Kondensationsmaxima im N_+ mit Kopplungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $f\,Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ erfüllt sein muß. Diese Beziehung der [illegible] liefert aber eine Aussage über die Lage von N_+; denn es folgt $0 = f\left[{}^{s}_{kl}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} +$

$$+ f\left[{}^{s}_{kl}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} Q^{(\alpha)s}_{(\beta_s)} + \left[{}^{s}_{kl}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} f\,Q^{(\alpha)s}_{(\beta_s)} -$$

$$- f\left[{}^{s}_{kl}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} f\,Q^{(\alpha)s}_{(\beta_s)} \equiv f\,\psi^{(\alpha)}_{(\beta)kl}$$

und Gleichung 149 a, weil auch $f\,Q^{(\alpha)s}_{(\beta_s)} = 0$ sein muß, wenn dies für die Summe gilt. Nach Gl. 150 bedingt aber $f\,\psi^{(\alpha)}_{(\beta)kl} = 0$ unmittelbar $f\,\psi_{kl} = 0$, d.h. ~~die~~ die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes.

Durch [illegible] diese Maxima der Kondensation die Kopplungsflüsse $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}$.

Die in N_+ liegenden Kondensationsmaxima definieren Raumkompressoren ${}^{+}\bar{\xi}^{(\alpha)}_{(\beta)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert sind, weil ${}^{+}\bar{\xi}^{(\alpha)}_{(\beta)} = {}^{+}\bar{\xi}$ und durch $f[\hat{\lambda}] = 0$ erfüllt wird. Nach Gl. 159 versucht aber jeder [illegible] Raumkompressor das tiefstmögliche Kompressionsniveau zu erreichen, während mit dem Kompressionszustand ${}^{+}\bar{\xi} = {}^{+}\bar{\lambda}$; () wo ${}^{+}\bar{\xi}$ des Kompositionsfeldes das Erhaltungsprinzip Gl. 159 a gilt. Die Minima der ${}^{+}\bar{\xi}^{(\alpha)}_{(\beta)}$ müssen dagegen bei N_-, also $[\hat{\lambda}] = 0$ in den Kopplungsmaxima liegen, was die Tendenz ${}^{+}\bar{\xi}^{(\alpha)}_{(\beta)}; N_+ \Rightarrow {}^{+}\bar{\xi}^{(\alpha)}_{(\beta)}; N_-$ verursacht. Da immer das kompositive Erhaltungsprinzip 159 a gewahrt bleiben muß, kann diese Tendenz nur den Sinn eines Austausches zwischen $N_+ \rightleftarrows N_-$ haben, der die Kopplungsextrema bzw. Kondensat- oder Kompressorextrema vertauschen kann. Wenn es zu $N_+ \rightleftarrows N_-$ kommt, dann kann dieser Vorgang auch als eine Bewegung des Kondensationszustandes $[\hat{\lambda}]$ im R_6

aufgefaßt werden, welche als Kondensatfluß $N_+(\alpha,\beta)N_-$ bezeichnet werden soll. Es wird nunmehr notwendig zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Kondensatfluß zustande kommen kann. Nach Gl. 158 gilt ${}^2\bar{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)} = {}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)+} f_\varkappa f_\lambda + {}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$ mit dem konstanten metronischen Spinselektor ${}^2\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$. Nach dieser Beziehung folgt für eine Kondensatkomponente wenn die Zusatzselektoren $\lambda_{(\beta)s,k,l} = \frac{1}{2}\left(a_{(\beta)+s,l}\,\underline{f}_k + a^{(\beta)}_{+ks}\,\underline{f}_l - a^{(\beta)}_{+kl}\,\underline{f}_s\right)$ und $\Lambda^{(\alpha)i}_{(\beta)k,l} = a^{\underline{is}}_{(\alpha)+}\,\lambda_{(\beta)s,k,l}$ eingeführt werden

$$\begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix}^{(\alpha)}_{(\beta)} = \varkappa^{\underline{is}}_{(\alpha)}\,[skl]_{(\beta)} = \left(\frac{\Lambda^{(\alpha)i}_{(\beta)kl}}{f_\mu f_\nu} + a^{\underline{is}}_{(\alpha)-}\,\lambda_{(\beta)skl}\right); f_\varkappa f_\lambda .$$

Der zweite Term dieses Selektors enthält [illegible] nicht $f_\mu \cdot f_\nu$, wohl aber und zwar unabhängig von einer eventuellen Geodäsie der Kontrasignatur den metronischen Spinselektor. Da dieser Selektor konstant verläuft, existiert er sowohl in N_+ als auch in N_-. Durch diesen Spinselektor entsteht aber außerdem die Spinorientierung der Hyperstruktur im Definitionsbereich N des betreffenden Kondensats, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt. Erst durch die gleiche Spinorientierung ist offensichtlich die Möglichkeit des Kondensatflusses gegeben, d.h. es müssen konstante Feldaktivatoren für beide Kondensatsignaturen existieren, wenn es zum Kondensatfluß $N_+(\alpha,\beta)N_-$ 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 ${}^2\bar{\varkappa}_{(\alpha)-}$ und ${}^2\bar{\varkappa}_{(\beta)-}$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

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

$$\alpha \equiv (\mu,\nu),\ \beta \equiv (\varkappa,\lambda) \;\ldots\ldots\ldots\; 160.$$

In den vier möglichen Koppelungsstrukturen ist diese Bedingung oft erfüllt, sodaß in den einzelnen ~~Kondensations~~ Hermetrieformen immer ein Kondensatfluß existiert. Auf diese Weise ist es aber unmöglich, daß sich der Kondensationszustand ausgleicht, obwohl nach Gl. 159 jeder Raumkompressor diesen Ausgleich anstrebt. Während der kompositive Raumkompressor nach Gl. 159 ein Minimalniveau anstrebt (das Struk- [illegible] tives Prinzip), kommt es durch die Feldaktivierung zu einem allgemeinen ständigen Kondensatfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwertsphäre kompositiver Kondensationsstufen

(Kopplungsminimum) und den Kopplungsmaxima (konstruktives Prinzip), welches dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors entgegenwirkt. Auf diese Weise muß ein Gleichgewichtszustand als Kompressorinvarianz entstehen, der seinen Ausdruck im kompositiven Erhaltungsprinzip Gl. 159a findet. Eine unmittelbare Konsequenz von 159a ~~findet~~ wiederum ist das empirische Energieprinzip und alle aus diesem ableitbaren Erhaltungsprinzipien. Die tiefere Ursache der Kompressorinvarianz ist neben der Gl. 159 die Existenz eines Kondensatflusses (Gl. 160), welche auf die Kopplungs- und Kondensatschema der Kopplungsstrukturen, also auf die inneren symmetrischen Korrelationen der Strukturbereiche zurückgeht. Mit Gl. 160 wird also eine explizite Analyse dieser Korrelationen möglich. Vor einer Klassifikation der möglichen Systeme von Kondensatflüssen wird eine vorbereitende Untersuchung über die grundsätzlichen Eigenschaften aller durch die Feldaktivierung verursachten Kondensatflüsse notwendig.

Jedes System Q aus Kondensatquellen-Senken kann einen Kondensatfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung Gl. 160 bis $N_+(\alpha\beta,\varkappa\lambda)N_-$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensatflüsse:

$q_1 = Q_1$, $q_2 = Q_2^+$, $q_3 = Q_2^-$, $q_4 = Q_3$,

$q_5 = Q_4^+$ und $q_6 = Q_4^-$. Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensatflüsse in einer Kopplungsstruktur einzeln auftreten, zumal es in b, c und d Systeme von Kondensatbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit, daß $\nu > 1$ Flüsse q_j sich zu einem Flußaggregat zusammenschließen, so daß es $1 \leqq \nu \leqq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt. Jede dieser Flußklassen ν ist dann mit $\binom{6}{\nu}$ Flußaggregaten $F(q_j)_\nu$ besetzt, was durch die Symbolik $\binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F(q_j)_\nu$ präzisiert wird, wenn $\widehat{\left[\begin{smallmatrix}\alpha & \beta\\ - & +\\ \varkappa & \lambda\end{smallmatrix}\right]}_+$ das Flußaggregat F_ν bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, so daß es zu jedem Element der Flußklasse noch $\nu!$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich, einschließlich dieser isomeren und der einfachen Kondensatflüsse nur

$$z = \sum_{\nu=1}^{6} \nu!\binom{6}{\nu} = 1956$$ Flußaggregate geben.

dadurch wird Z eingeschränkt, wenn gefordert wird, daß diese Flußaggregate eine Kondensation aufkommen, welche für ein von 0 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 Kopplungsstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß $A \underset{p}{F} B$ 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 erreicht F_γ einen Finalzustand $C \neq A$ oder aber F_γ verläuft zyklisch, also rotatorisch ~~bzw. per~~ und führt A über B in den Anfangszustand C = A periodisch zurück. Ist $A \neq C$ dann muß sich auch der ~~kompositive~~ interzölle symmetrische Raumkompressor nach Gl. 159 verändern, so daß in C ein tieferes Kompressorniveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz 159a der Kompressorhierarchie bedeutet, daß $((\,) - \frac{1}{2}\,{}^2\bar{\chi}\,sp\,(\,))\,;\,sp\,{}^4\bar{g} = \sum_{k=1}^{L>1} ((\,) - 1/2\,{}^2\bar{\chi}_k\,sp\,(\,))\,;\,sp\,{}^4\bar{g}_k$ in L kompositive Kondensationen tieferen

Kompressorniveaus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^4\bar{g}$, so daß $A \neq C$ keine zeitlich definierten Kondensationen ermöglicht, unabhängig davon, welche Signatur $\binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda}F_\gamma$ das Flußaggregat verursacht; denn jeder Kondensor bedingt nach dem symmetrischen Zusammenhang der Kopplungsstruktur die übrigen Kondensorelemente. Durch $A \neq C$ muß also auf jeden Fall die Kopplungsstruktur gestört werden. Im Falle $A = C$ 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_+ der wirklichen Flußaggregate ~~laufen~~ ist also $Z_+ < Z$ wegen dieser Zyklizitätsforderung.

→) Diese im ✱

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

$$F_\gamma = \binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} \,\hat{=}\, F(q_j)_\gamma \equiv N_+(\alpha\beta, \varkappa\lambda)N_-, \quad 1 \leq \gamma \leq 6,$$

$$A F_p B F_r C = A F_\gamma C, \quad p + r = \gamma, \quad A \neq C, \quad ((\,) - 1/2\,{}^2\bar{\chi}\,sp\,(\,))\,;\,sp\,{}^4\bar{g} = \sum_{k=1}^{L>1} ((\,) - 1/2\,{}^2\bar{\chi}_k\,sp\,(\,))\,;\,sp\,{}^4\bar{g}_k, \quad A = C,$$

$$((\,) - 1/2\,{}^2\bar{\chi}\,sp\,(\,))\,;\,sp\,{}^4\bar{g} = \mathrm{const}\,((\,)_4) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 161$$

zusammengefaßte Zyklizitätsforderung eines jeden Flußaggregates ist, also zugleich die Bedingung dafür, daß der betreffende kompositive Term eines Kondensationsspektrums 126 zeitlich definiert ist und über ein zeitliches Stabilitätsintervall verfügt. Jeder zyklische Kondensatfluß 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 Kondensatflüsse nicht ausgleichen. Anderenfalls müssen spinfreie Kondensationen vorliegen.

Da $({}^2\overline{S} - 1/2\, {}^2\overline{\gamma} \,;\, (\,)\, S \,)\,;\, n \sim {}^2\overline{T}$ und nach dem Energiematerieäquivalent ${}^2\overline{T} \sim {}^2\overline{\sigma}$ 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 z.B. auf die vorgegebene Kopplungsstruktur. Wenn es dagegen zu einer R.radioaktiven Transmutation einer Komplex~~mutation~~ Kondensation kommt, dann kann sich diese Transmutation aufgrund der Kompressorbasis 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 Kompressorbasis 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 Kompressionsniveau in Strukturen geringerer Masse, aber konstanter Dichte zerfallen. Auf jeden Fall kann jede zyklische Flußbewegung bei geeigneter Projektion als Schwingungsprozeß aufgefaßt werden, so daß der zyklische Kondensatfluß $N_+ () N_-$ der kompositiven Kondensation immer eine Eigenfrequenz η zuordnet, welche mit der Flußgeschwindigkeit w_f die Wellenlänge $\lambda = \frac{w_f}{\eta}$ als Aggregatdiameter definiert. Da andererseits aus $L;\hat{[\,]} = 4\bar{s}$ oder $4\bar{s} = K;\hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ und der Lösung 126 als Spektralfunktion folgt, daß die Trägheitsmasse einer Kondensation mit wachsendem Raumkompressor anwächst und gleichzeitig nach der Kompressorklasse die Frequenz η des zyklischen Flusses

anwachsen muß. Dies bedeutet aber zwischen Trägheitsmasse m und η die Proportionalität $m \sim \eta \sim \frac{1}{\lambda}$ also $m \cdot \lambda =$ const., weil $w_f =$ const sein muß, denn anderenfalls wäre $A = 6$ unmöglich. Die in 6 I aus Erfahrung hergeleitete Quantenbedingung $m\,c\,\lambda = h$, sowie die Äquivalenz des Korpuskular- und Wellenbildes 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 abgeschlossen, wenn sämtliche Kondensatflüsse des Aggregates einmal gewirkt haben, doch braucht durch eine Flußperiode $A = 6$ noch nicht erreicht zu werden. Im Allgemeinen wird, wenn ω die Periodenzahl ist, $A = 6$ erst nach $\omega > 1$ wieder hergestellt, so daß ein Flußaggregat durch die zusätzliche Angabe von ω, gemäß

$$F_\gamma \equiv \binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F(q_j)_\gamma \, \omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 161a$$

zu ergänzen ist. Zur Beschreibung

der möglichen Flußklassen werde die folgende Chiffre verwendet:

$q_\gamma \equiv (j)$, $F_\gamma \equiv (j)\,w$ . . . . 161 b.

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

Kapitel X

Korrelationen

1.) Die enantiostereoisomeren Flußaggregate der Kopplungsstrukturen.

Wenn die in den Termen von 126 offenbar existenten und miteinander korrelierenden zyklischen Flußaggregate als Folge metronischer Feldaktivierungen analysiert werden sollen, um zu einer allgemeinen Theorie der Binnenstruktur dieser Terme zu gelangen (was $n(t)$ und $q(t)$ als Ergebnis dieser Korrelationstheorie zyklischer Kondensorflüsse liefern muß), dann

wird eine weitgehende Zusammenstellung aller in den Kopplungsstrukturen überhaupt möglichen zyklischen Flußaggregate unumgänglich. Zunächst folgt unmittelbar, daß die Flußklassen $\gamma = 1$ und $\gamma = 2$ nur im Falle zweifach, bzw. einfach entarteter Kopplungsstrukturen (hinsichtlich des betreffenden Kondensors) auftreten können. Für $\gamma = 1$ kann nur eine zweifach entartete Kopplungsstruktur möglich sein. Mit $a \equiv \mathrm{I}\,h$, $b \equiv \mathrm{II}\,h$, sowie $\alpha \equiv \mathrm{I}\,a$ und $\beta \equiv \mathrm{II}\,a$ wird ersichtlich, daß die $\binom{6}{1} = 6$ Möglichkeiten $\gamma = 1$ stets durch $w = 1$ gekennzeichnet sind, aber auf nur vier wirkliche F_1 reduziert werden. Diese Reduktion liegt in der Natur der Kopplungsstruktur; denn Kopplungsklassen von nur einem Typ h oder a können nicht allein in der Kopplungsstruktur vorkommen, sodaß die Kondensorflüsse $(5)1$, sowie $(6)1$ für $\gamma = 1$ entfallen. Es verbleibt demnach $(j)1$ für $1 \le j \le 4$. Die $\binom{6}{2} = 15$ Möglichkeiten $\gamma = 2$ setzen eine einfache Entartung der Kopplungsstruktur 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 $w = 3$ den Anfangszustand wiederherstellen. 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 Kondensatflusses. Dieser Kondensatspin, bezogen auf eine Strukturorientierung der Kondensation $\pm$ entspricht offenbar w des zyklischen Flusses und muß daher zweideutig sein. Es gibt demnach tatsächlich eine Spinisomerie des Kondensatspins, welche für $\gamma < 3$ allein die Isomeriemöglichkeiten bestimmt. Erst für $\gamma \geqq 3$ kommt es wegen $\gamma! > 2$ zu Strukturisomerien. Neben diesen Strukturisomerien $\gamma \geqq 3$ sind aber wegen der Zyklizität

$w \geqq 1$ immer Spinisomerien überlagert. Strukturisomerien sind aber stets Stereoisomerien, so daß es zu jedem realen Flußaggregat $\gamma \geqq 3$ mindestens ein enantiostereoisomeres Aggregat geben muß. Auch $\gamma = 3$ kann eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraussetzen. Es ergeben sich im Entartungsfalle nur vier Grundtypen mit $w = 2$, nämlich (a α β) ≡ (1,2,6)2, ferner (b α β) ≡ (3,4,6)2, sowie (a b α) ≡ (1,3,5)2 und (a b β) ≡ (2,4,5)2; von denen jeder über $3! = 6$ strukturisomere Möglichkeiten mit den entsprechenden Spinisomerien verfügt. Für die übrigen Flußaggregate $\gamma \geqq 3$ kann es keine Entartungen in den Koppelungsstrukturen mehr geben, d.h., ist die Koppelungsstruktur in irgend einer Form entartet, dann tritt immer $\gamma \leqq 3$ auf, aber im Falle der regulären Struktur $\gamma \geqq 3$. Für $\gamma = 3$ gibt es neben den vier Typen der Entartung mit $w = 2$, auch noch $\binom{4}{3} = 4$ reguläre Typen mit $w = 4$, 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 ∧ β) der Kopplungsstruktur aufweist. Jedes der vier regulären Aggregate γ = 3 verfügt ebenfalls über 3! = 6 Strukturisomerien. Für alle γ ≧ 4 kann es überhaupt keine Strukturentartung mehr geben; denn wegen der vier Kopplungsklassen innerhalb der Kopplungsstruktur können die γ ≧ 4 Strukturelle nur regulär sein. Eine Entartungsmöglichkeit besteht dagegen für γ ≧ 4 im System des Kondensorflusses selbst; denn gerade wegen der Regularität der Kopplungsstruktur kann der zyklische Kondensorfluß für γ ≧ 4 in mehrere Partialflüsse entarteter Strukturen γ ≦ 3 zerfallen, die aber zyklisch überlagern. Für diese Flußsuperposition gibt es in den Bereichen γ ≦ 3 kein Analogon. Für jedes Flußaggregat γ = 4 gibt es γ! = 24 Strukturisomere. Auch tritt hier, wie für alle γ ≧ 4 erstmalig eine reguläre Enantiostereoisomerie auf; denn innerhalb einer Gruppe von Strukturisomeren gibt es immer mehrere w-Werte und daher mehrere Flußspins, je nachdem, ob die betreffende Strukturisomere eine Entartung möglich macht oder regulär bleibt. Im Falle γ = 4 gibt es $\binom{6}{4} = 15$ Strukturtypen 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 (2346).

Die $\binom{6}{5} = 6$ Flußaggregate γ = 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 γ! = 120 Strukturisomeren mit variablen w-Werten, so daß auch hier die w-Angabe entfallen muß. Auch für γ = 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 Kompressorinvarianz 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 enantiostereoisomeren Aggregate hinsichtlich ihrer Struktur und ihres Spins analysiert werden.

Wird $F_t \varphi = \dot{\varphi}$ wie in A VIII 7 mit Kürzung gesetzt, dann folgt mit der metronischen Geodätenbeziehung $\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{i}} + \left[{i \atop kl}\right]\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}} = \overline{0}$, wobei die $\mathfrak{C}^{\underline{k}}$ Gitterselektoren sind, aus der Komponentendarstellung von $L;\hat{[\;]} = {}^4\overline{0}$, also $\lambda_m(k,l)\cdot\left[{i \atop kl}\right] = K_m;\left[{i \atop kl}\right]$, nach Multiplikation mit $\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}$ und Summation $\lambda_m(k,l)\left[{i \atop kl}\right]\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}} =$

$$= \left(\underline{f}_l\left[{i \atop km}\right] - \underline{f}_m\left[{i \atop kl}\right]\right)\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}} +$$

$$+ \left(\left[{i \atop sl}\right]\left[{s \atop km}\right] - \left[{i \atop sm}\right]\left[{s \atop kl}\right]\right)\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}} =$$

$$= -\left[{i \atop km}\right]\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\underline{f}_l\left(\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}\right) + \dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\underline{f}_l\left[{i \atop km}\right]\sum_{l=1}^{q}\underline{f}_l\left(\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}\right) +$$

$$+ \left[{i \atop kl}\right]\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}\underline{f}_m\left(\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\right) - \dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}\underline{f}_m\left[{i \atop kl}\right]\sum_{m=1}^{q}\underline{f}_m\left(\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\right) -$$

$$- \left(\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\left[{i \atop sl}\right]\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{s}} - \dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}}\left[{i \atop sm}\right]\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{s}}\right) = 0 \text{ oder } 0 = \lambda_m(kl)\cdot$$

$$\cdot\left[{i \atop kl}\right]\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}} = -\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{i}}\lambda_m(kl)\dot{\mathfrak{C}}^{\underline{m}} = -\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{i}}\,\overline{\lambda}(k,l)\,\dot{\overline{\mathfrak{C}}}^{-1} =$$

$= -\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{i}}\,\overline{\lambda}\,\dot{\overline{\mathfrak{C}}}^{-1}$ für alle (k,l). Da $\ddot{\mathfrak{C}}^{\underline{i}} \neq 0$ bleibt, solange $\hat{[\;]} \neq {}^3\overline{0}$ ist, kann dies nur durch $\overline{\lambda}\,\dot{\overline{\mathfrak{C}}}^{-1} = 0$ erfüllt werden. Hierin ist aber $\overline{\lambda} \neq \overline{0}$ und auch $\dot{\overline{\mathfrak{C}}}^{-1} \neq \overline{0}$, so daß nur $\sphericalangle(\overline{\lambda}, \dot{\overline{\mathfrak{C}}}) = \pi/2$ oder $\overline{\lambda} \perp \dot{\overline{\mathfrak{C}}}$ sein kann. Da die $\mathfrak{C}_k = \alpha_k \vartheta_k$ die Gitterselektoren der leeren Welt sind, gilt $\dot{\overline{\mathfrak{C}}}; n \to \sum_{i=1}^{q}\dot{\overline{x}}_i = \overline{y}(q)$ und dies ist für $q = 6$ die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 mit der reellen Geschwindigkeit $\overline{v}$ im R_3, nämlich $\overline{y}(6) = \overline{v} + i\overline{w}$. Hieraus folgt aber die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\overline{\lambda} \perp \overline{y}(q)$ mit $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ im Falle völliger Hermetrie $q = 6$. Diese kompositive Unterscheidung kann auch für das synmetronische Fundamentalproblem Gl. 147 und 147a durchgeführt werden; denn für jeden Fundamentalkondensor existiert ein Geodätenselektor

$$\ddot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)} + \left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{\substack{-\,+\\(\mu\nu)}}\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\nu)}\cdot\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\nu)} = 0,$$

auf den auch $s\,p\;{}^c\overline{a}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (\;)$ einwirken kann. Multiplikation und Summation des synmetronischen Problems $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+};\widehat{\left[{\underline{\varkappa}\;\underset{+}{\lambda} \atop \mu\;\nu}\right]} = {}^4\overline{0}$ in Komponentendarstellung nach Gl. 147a mit $A^{\underline{k}\underline{l}\underline{m}} = \dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\nu)}\cdot\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\nu)}\cdot\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{m}}_{(\mu\nu)}$ liefert dann wegen der zwangsläufigen Entgleisungen $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m};\left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{\substack{-\,+\\(\mu\nu)}}A^{\underline{k}\underline{l}\underline{m}} = 0$, sowie

$$Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)s}\ddot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\nu)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)s}\left[{s \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{\substack{-\,+\\(\mu\nu)}}\cdot\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\nu)}\cdot\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\nu)} = 0$$

die Aussage

$$0 = L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+m};\left[{i \atop kl}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{\substack{-\,+\\(\mu\nu)+}}A^{\underline{k}\underline{l}\underline{m}} =$$

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

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

$$\left.+\, Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)s}\ddot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\nu)}\right)\lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m}\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{m}}_{(\mu\nu)}$$

, was aus den gleichen Gründen wie im Falle des Kompositionsfeldes nur durch $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\dot{\overline{\mathfrak{C}}}^{(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)} = 0$ erfüllt werden kann.

Dies folgt aus $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m}$; $\left[{}^{\;i}_{kl}\right]^{(\underset{-}{\varkappa}\underset{+}{\lambda})}_{(\mu\nu)+} A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = 0$ was wegen $\left[{}^{\;i}_{kl}\right]^{(\underset{-}{\varkappa}\underset{+}{\lambda})}_{(\mu\nu)+} \dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\nu)} \dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\nu)} = \left[{}^{\;i}_{kl}\right]^{(\underset{-}{\varkappa}\underset{+}{\lambda})}_{(\mu\nu)+} \dot{\mathfrak{C}}^{\underline{k}} \dot{\mathfrak{C}}^{\underline{l}}$ möglich wird; denn jede Kondensorsignatur gibt die geometrischen Struktureinheiten und damit die geometrischen Koordinaten des Kondensors an. Gibt es für $\widehat{\left[{}^{\underset{-}{\varkappa}\underset{+}{\lambda}}_{\underset{-}{\mu}\underset{+}{\nu}}\right]}_+$ mit $z(\varkappa\lambda\mu\nu) \leqq q \leqq 6$ geometrische Koordinaten und beschreibt $\dot{\mathfrak{C}} = \sum_{i=1}^{q} \dot{\mathfrak{C}}_i$ den Geschwindigkeitsvektor im geometrischen Unterraum des Kompositionsfeldes, dann wird die angeführte Identität evident, weil die koordinaten $\widehat{\text{antigeometrischen}}$ Indizierungen von $\left[{}^{\underset{-}{\varkappa}\underset{+}{\lambda}}_{\underset{-}{\mu}\underset{+}{\nu}}\right]_+$ stets verschwinden. Mit $\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; n \rightarrow$ $\sum_{i=1}^{z} \dot{\bar{x}}_i = \bar{y}(z)$ und $z = z(\varkappa\lambda\mu\nu) \leqq q$ folgt also aus $\boxed{\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)} = 0}$, weil auch hier $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \neq \bar{0}$ und $\dot{\mathfrak{C}}^{(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)} \neq \bar{0}$ ist, die Orthogonalität $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \perp \bar{y}(z)$. Für die Partialstrukturen gilt demnach die gleiche Orthogonalität wie/für das Kompositionsfeld, was in

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

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

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

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, zusammen mit den

Extremaluntersuchungen der Kondensoren und Korrelatoren, geht hervor, daß die symmetrischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation gekennzeichnet durch $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima für ihre Struktureinheiten Antisymmetrie verursachen, so daß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der Kongruenz der $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit $\bar{\lambda}$ (bezogen auf den geometrischen Unterraum $z(\varkappa\lambda\mu\nu)$) besteht die symmetrische Komposition darin, daß die $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als mosaikartiges Muster $\bar{\lambda}$ aufbauen. Alle diese Kondensationsmaxima $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ müssen wiederum der Orthogonalität Gl. 162 genügen, was für $z = q$ die Parallelität $\bar{\lambda} \parallel \bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ a, so daß hier $q = 6$ gilt und die λ-Strukturen der symmetrischen und kompositiven Kondensationsstufen als Kondensationsmaxima zu $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}$ orthogonal verlaufen müssen. Bezogen auf ein Eigensystem

$C_{(0)}$ im R_3 ist $\bar{v} = \bar{0}$, so daß in $C_{(0)}$ die Orthogonalität zu $\bar{y} = i\bar{w}$ erfolgt, was unmittelbar einzusehen ist. Entsteht dagegen bezogen auf $C_{(0)}$ eine Raumbewegung $\bar{v} \neq \bar{0}$ der Kondensation, dann müssen sich $(\bar{\lambda}, \bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}) \equiv \underline{\bar{\lambda}}$ wegen Gl. 162 und $\bar{v} \neq \bar{0}$ bezogen auf $C_{(0)}$ neu einstellen, weil Gl. 162 auf jeden Fall erwirkt werden muß. Diese Neueinstellung der Orthogonalität bedeutet aber eine von $\bar{v}$ abhängige komplexe Drehung im R_6 bzw. im R_4, so daß $\underline{\hat{C}}$ sowie $\underline{\hat{A}}_-$ durch die Orthogonalitätsbeziehung unmittelbar interpretierbar werden. Im Innern einer kompositiven Kondensation kommt es wegen der Koppelungsstrukturen und dem Gesetz der Kompressionsstarre immer zum Kondensatfluß, dessen Flußaggregate wegen der notwendig zu fordernden zeitlichen Stabilität zyklisch sein müssen. Dies bedeutet aber nichts anderes als die zyklische Verlagerung der Kondensatmaxima im Sinne eines Ortsaustausches zwischen Korrelations- und Kondensatmaximum. 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 Kondensatfluß als zeitliche Lageänderung eines geometrischen Kondensatmaximums von zeitlich periodischer Natur (wegen der Zyklizität), ein Wert $\bar{y}$ zukommt. Da Gl. 162 auch für diesen Wert gelten muß, können nur solche Flußaggregate existieren, bei denen die symmetronischen Kondensationsstufen $\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ 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 Kondensatsignaturen zugleich die Indizierungen der Struktureinheiten sind, so daß bereits aus der Signatur die hermetrischen Koordinaten abgelesen werden kön-

230 man, sofort, daß alle Kondensationen mit Ausnahme von $6\begin{bmatrix}3&3\\3&3\end{bmatrix}, \begin{bmatrix}3&3\\3\end{bmatrix}, \begin{bmatrix}3&3\\3\end{bmatrix} \equiv [3]$ metrische Kondensationsstufen enthalten. Die in [3] zusammengefaßten Kondensationen hängen nur von $^2\overline{\kappa}_{(3)}$, also vom reellen R_3 ab, während alle übrigen Kondensationen die raumzeitliche oder zeitliche Struktureinheit $^2\overline{\kappa}_{(1)}$ oder $^2\overline{\kappa}_{(2)}$ enthalten, was ja 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 ausschließt, 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 $^2\overline{\kappa}_{(3)}$ nicht enthalten und als imponderable Kondensationen erscheinen, sind [3] in den Typen c und d, die in den ponderablen Komplexen Kondensationen enthalten. Dieser Befund legt den Schluß nahe, daß einerseits die Ponderabilität eines Systems von Flußaggregaten durch die Existenz [illegible] kontinuierlicher Raumkondensationen [3] bestimmt wird. Vielleicht können nur die imaginären Struktureinheiten $^2\overline{\kappa}_{(1,2)}$ nach dem Hinzutreten der kompositiven oder symmetrischen Fundamentalsyntrometrischen Kondensationsstufen und damit einen Kondensatfluß beobachtbaren verursachen. Nach dem Gesetz der Kompensationsoptik ist aber $m\lambda = \text{const}$, wenn λ der Durchmesser des zyklischen Flußaggregates ist, der als Wellenlänge des als kompositive Kondensation aufgefaßten Kategorienfeldquants interpretiert werden muß. Im Fall der Zeitkondensationen, also der Photonen, gilt $\lambda = \frac{hc}{m}$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Dies bedeutet aber für die Photonenfrequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$, d.h., für die

231

Flußgeschwindigkeit im Photon gilt $w_f = c$, aber $w_f > c$ im Graviton, welches ein Sonderfall des anderen imaginären Kondensationstyps a ist. Wird nun $\hat{\varepsilon}$ des euklidisch approximierten R_6 und der Konstruktion der äonischen Welt berücksichtigt und wird weiter beachtet, daß nur die imaginären Struktureinheiten zum Kondensatfluß fähig sind, dann folgt, daß $w_f = w$ für die Flußgeschwindigkeit gesetzt werden muß. Nach $\hat{\varepsilon}$ 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 Kondensatflusses im mikromaren Kondensatsystem wieder. Im allgemeinen ist $w \geq c$ wegen $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 \geq 0$, doch wird $w = c$, wenn sich der transfinite Zustand gemäß $\dot{\xi} = 0$ und $\dot{\eta} = 0$ zeitlich nicht ändert. Erst bei einer Änderung dieses durch den Kondensationstyp a bestimmten Zustandes wird $w > c$.

Ist $\mu = \sqrt{\frac{c\hbar}{\gamma}}$ die Kondensationskonstante des Massenspektrums der Kondensationstypen c und d und ist λ_0 der zu μ gehörige Diameter, dann gilt nach der Kompensationsvarianz $m\lambda = \mu\lambda_0 =$ 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 Kompensationsvarianz $\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim E^{-1}_{(a,b)}$, während für die Kondensationstypen c und d die Beziehung $\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0} = \frac{\mu}{m}$ und nach der Spektralfunktion $\left(\frac{\mu}{m}\right)^4 = \frac{1}{2n}(2n-1)^2 \cdot \left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)$, also $2n\left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0}\right)^4 = (2n-1)^2\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)$ gilt. Hierin ist immer $q = 0$ für c aber $q \geq 1$ ganzzahlig für d. Die Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeit und den Diameter des Kondensatflusses werden zusammengefaßt in dem folgenden System, welches die Bedingung 162 ergänzt, nämlich:

$$w_f = w \geq c, \quad m\lambda = \mu\lambda_0 = \text{const.}, \quad \frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim E^{-1}_{(a,b)},$$
$$2n\left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0}\right)^4 = (2n-1)^2\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right) \quad \ldots \quad 163$$

Die notwendige Realität von [3] für den idealen Ausdruck im $\mathrm{Im}\left(\left[\begin{smallmatrix}3\,3\\3\,3\end{smallmatrix}\right]_+ + \mathrm{sp}\,{}^2\overline{a}^{(3,3)}_{(3,3)} \times \left[\begin{smallmatrix}3,3\\3,3\end{smallmatrix}\right]_+\right) = {}^3\overline{\sigma}$, worin mit Gleichung 149 substituiert werden kann. Mit $A^i_{(3)kl} = a + ib$ und der Spaltung $c_{(3)s}\, S\left[{}^{s}_{kl}\right];()\,\delta\mu = f + iF$ wird, da μ das reelle Aggregat der Gitterselektoren des R_3 und $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\lambda}^*_{kl}$ immer reell ist, $\sigma =$ $= \mathrm{Im}(a+ib)\cdot\exp(g - iF) = e^g\,\mathrm{Im}\,\cdot$ $\cdot(a+ib)\cdot e^{-iF}$, wenn der reelle Selektor $g = \underline{\lambda}_{kl}\,\mu - f$ zur Kürzung eingeführt wird. Mit $e^{-iF} = \cos F -$ $- i \sin F$ wird $(a+ib)\cdot e^{-iF} = a\cos F +$ $+ b \sin F + i(b\cos F - a \sin F)$, was in $\mathrm{Im}(a+ib)e^{-iF}$ eingesetzt $\mathrm{tg}\,F = \frac{b}{a}$ und $\left[{}^{i}_{kl}\right]_{(3)} + Q^i_{(3)m}\left[{}^{m}_{kl}\right]_{(3)} = e^g(a\cos F + b \sin F)$ liefert. Hierin ist aber nach der Substitution mit $\mathrm{tg}\,F = \frac{b}{a}$ immer $\cos F = (1+\mathrm{tg}^2 F)^{-1/2} =$ $= \frac{a}{\sqrt{a^2+b^2}}$ und $\sin F = (1 + \mathrm{ctg}^2 F)^{-1/2} = \frac{b}{\sqrt{a^2+b^2}}$, also $a \cos F + b \sin F = \sqrt{a^2+b^2} = \alpha^i_{kl} = \mathrm{const}$. Damit wird aber aus der reellen Lösung [3] nach Gl. 149 die exponentielle Beziehung $\left[{}^{i}_{kl}\right]_{(3)} + Q^i_{(3)m}\left[{}^{m}_{kl}\right]_{(3)} = \alpha^i_{kl}\, e^g$ mit $g = \underline{\lambda}_{kl}\,\mu - \mathrm{Re}\, c_{(3)s}\, S\left[{}^{s}_{kl}\right];()\,\delta\mu$. Bei der Analyse dieses Potenzselektors kann zunächst festgestellt werden,

daß $c_{(3)s} \equiv c^*_{(3)s}$ sein muß, weil sich nach Gl. 149 dieser Faktor aus den reellen Eigenwerten aufbaut. Auch die Koeffizienten des linearen kompositiven Kondensoraggregates $\psi_{kl} = b_s\left[{}^{s}_{kl}\right]$ müssen reelle sein und dies bedeutet, daß $\overline{c}_{(3)}\,\overline{b}^{-1} = a = a^*$ eine reelle Zahl ist, wenn mit dem normierten Orthogonalsystem $\overline{e}_i\,\overline{e}_k = \delta_{ik}$ die Vektoren $(\overline{c}_{(3)}, \overline{b}) =$ $= \sum_{i=1}^{q} \overline{e}_i\,(c_{(3)i}, b_i)$ aus den Koeffizienten der Aggregate definiert werden. Damit folgt aber $c_{(3)s}\left[{}^{s}_{kl}\right] =$ $= a\,\psi_{kl}$. Andererseits gilt $\mathrm{Re}\, c_{(3)s}\,\cdot$ $\cdot\, S\left[{}^{s}_{kl}\right];()\,\delta\mu = S\left(\mathrm{Re}\, c_{(3)s}\left[{}^{s}_{kl}\right]\right);()\,\delta\mu =$ $= a\, S\, \mathrm{Re}\,\psi_{kl};()\,\delta\mu$. Im Folgenden beziehe sich $F = \sum_{k=1}^{3} F_k$ nur auf den R_3, in welchem auch μ allein definiert ist. In dem Potenzselektor g erscheint $\mathrm{Re}\,\psi_{kl}$ und damit $\mathrm{Re}\,\widehat{[\;]}$, 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 Kettenintegral nur längs μ läuft. Wegen $\sum_{k=1}^{q} \alpha_k\,()_k =$

$\mu + i \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^{9} ()_k = \mu + i T$ kommt es also zur Spaltung $\psi_{kl} = (E - e^{-\lambda\mu}(\cos\lambda T - i \sin\lambda T))^{-1} = (x + i\eta)^{-1}$ mit ~~x~~ $x = E - e^{-\lambda\mu}\cos\lambda T$ 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 $Re\,\psi_{k,l} = \alpha$ in $f = Re\, c_{(3)3} \cdot \int \left[{3 \atop kl}\right]; ()\delta\mu = a \int \alpha\, \delta\mu$ einzusetzen ist. Da x und η bekannt sind, muß β aus $\alpha + i\beta = (x + i\eta)^{-1}$ eliminiert werden, um α zu erhalten. Wegen $1 = (\alpha + i\beta)(x + i\eta) = \alpha x - \beta\eta + i(\alpha\eta + x\beta)$ also, $\alpha x - \beta\eta = 1$ und $\beta x = -\alpha\eta$ folgt $\alpha = x(x^2 + \eta^2)^{-1} = (E - e^{-\lambda\mu}\cos\lambda T)\cdot(E - 2e^{-\lambda\mu}\cos\lambda T + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Da in $\int \alpha\, \delta\mu$ nur längs μ der R_3 integriert werden, bleibt das Aggregat imaginärer Gitterselektoren T; $\tau = const\,(R_3)$ 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 $u = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ und $u = \mathfrak{Sin}\, y$ ergibt sich dann die Umformung $\lambda\alpha\,\delta\mu = (E - b e^{-x})(E - 2b e^{-x} + e^{-2x})^{-1}\delta x = (e^x - b)(e^x + e^{-x} - 2b)^{-1}\delta x = \boxed{(w - b)(w + \frac{1}{w} - 2b)^{-1}\frac{\delta w}{w} =} = (w - b)(w^2 - 2bw + E)^{-1}\delta w = \frac{u\,\delta u}{E + u^2} = \mathfrak{T}g\, y\, \delta y = \delta \ln \mathfrak{Cos}\, y = \delta \ln\sqrt{E + u^2}$, was unmittelbar integriert werden kann. Demnach gilt

$f = \frac{a}{2\lambda}\ln(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2(E - b^2)^{-1}) + \mathfrak{C}$, wenn $\mathfrak{C}$ die Integrationskonstante ist. Unter Berücksichtigung der metronischen Integralgesetze folgt $\mathfrak{C}$ aus $\lambda\mu; (n-1)$ mit $n = 1$ im Kondensationszentrum, was $\mathfrak{C} = -\frac{a}{2\lambda}\ln(E + (E - b)^2 \cdot (E - b^2)^{-1}) = -\frac{a}{2\lambda}\ln(E + \frac{E - b}{E + b}) = \frac{a}{2\lambda}\ln \frac{1}{2}(E + b)$, weil $\lambda\mu; 0 = 0$ ist. Insgesamt gilt also $f = \frac{a}{2\lambda}\ln\frac{1}{2}(E + b)(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2(E - b^2)^{-1})$, so daß unmittelbar des Potenzselektor $\varphi = \lambda_{kl}\mu - f$ explizit bekannt ist. Einsetzen und potenzieren liefert dann mit $\lambda T = K$ und $E - b^2 = \sin^2 K$ die Struktur

$\left[{i \atop kl}\right]_{(3)} + Q^i_{(3)m}\left[{m \atop kl}\right]_{(3)} = \alpha^i_{kl}\, e^{\lambda_{kl}\mu}\left[\frac{1}{2}(E + \cos K)(E + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2 \sin^{-2} K)\right]^{-\frac{a}{2\lambda_{kl}}}$, $K = \lambda_{kl} T$, $T = \sum_{k>3}^{9}\sqrt{\tau}\,()_k$, $\mu = \sum_{k=1}^{3}\alpha_k\,()_k$, $a = \bar{c}_{(3)}\bar{\mathfrak{C}}^{-1} = a^x$ 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 $\frac{a}{2\lambda_{kl}} > 0$ bleibt, $\lim\, [3] = {}^3\bar{0}$ weil für $K = 0$ immer $\sin K = \overset{K\to}{\bar{0}}$ und $\cos K = E$ ist. Eine reelle

Raumkondensation $[3] \neq {}^3\overline{0}$, welche die ponderablen Kondensationstypen c und d auszeichnet, ist also nur dann möglich, wenn $K \neq 0$ bleibt. Aber auch dann, wenn diese Voraussetzung erfüllt ist, gibt es K-Welle, welche zu keiner Raumkondensation fähig ~~ist~~ sind. Gilt nämlich $K;\, n = \pm \pi N$, dann wird $\cos K = \pm E$ und $\sin K = 0$, was sowohl für geradzahlige als auch für ungeradzahlige N wiederum $[3] = {}^3\overline{0}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum $K;\, n = \pm \pi/2\,(2N+1)$, denn dann gilt $\cos K = 0$ und $\sin K = \pm E$, was das Extremum der Raumkondensation

$$\left(\left[{}^{i}_{kl}\right]_{(3)} + Q^{i}_{(3)m}\left[{}^{m}_{kl}\right]_{(3)}\right)_{max} = \alpha^{i}_{kl}\, e^{2\lambda_{kl}\mu} \cdot$$

$$\cdot \left(\frac{1}{2}\left(E + e^{2\lambda_{kl}\mu}\right)\right)^{-\frac{a}{2\lambda_{kl}}},\quad K;\, n = \pm\frac{\pi}{2}(2N+1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 164a$$

bedingt. Der einzige Verlauf von $[3]$ im R_3 erhält für $0 < |\cos K| < E$ bei $e^{\lambda_{kl}\mu} = \cos K$ des Kompositionsfeldes, also bei $\lambda_{kl}\mu = \ln \cos K$ ebenfalls ein Extremum. Aus der metronischen Extrem~~[illegible]~~theorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\delta [3] = {}^3\overline{0}$, oder $0 =$

$= F e^{\vartheta} = e^{\vartheta}(\lambda_{kl} - a\alpha)F_\mu$, was nur durch $\alpha = \frac{\lambda_{kl}}{a} = A$ wegen $e^{\vartheta} > 0$ und $F_\mu > 0$ erfüllt werden kann. Mit der Transformation $u = \frac{w-b}{\sqrt{E-b^2}}$ wird diese Bedingung zu $\frac{u(u+u_0)}{E+u^2} = A$ mit Kürzung $u_0 = ctg\, K$. Werden u_0 und $B = \frac{u_0}{2(E-A)}$ verwendet, dann folgt für diese quadratische Gleichung die zweideutige Lösung $w_{ext} = \left(E + \frac{1}{2}(E-A)^{-1}\left(-E \pm \sqrt{\frac{A}{B^2}+E}\right)\right)\cdot \cos K$. Da auf jeden Fall $\frac{A}{B^2} > 0$ bleibt, wird der positive Zweig festgelegt, weil $\cos K > 0$ wegen $(\lambda_{kl}\mu)_{ext} = \ln \cos K$ sein muß und auch $w = e^{\lambda\mu} > 0$ im ganzen Bereich ist. Die Forderung $\left(E + \frac{1}{2}(E-A)^{-1}\left(\sqrt{\frac{A}{B^2}+E} - E\right)\right) \cdot \cos K > 0$ kann für die erlaubten Welle K und $0 < \cos K < E$ innerhalb dieses Bereiches aber nur dann erfüllt werden, wenn $A < E$ und $A > 0$ bleibt; denn für $A = E$ kommt es zu einer Unendlichkeitsstelle, während für $A > E$ der Fall $w_{ext} < 0$ möglich würde, was aber ein Widerspruch ist. $A < E$ bedeutet aber auch $a > \lambda_{kl}$, woraus sich im ~~dritten~~ zweiten Approximationsbereich ~~bereits [illegible]~~ eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \to 0$ wird $\lim_{\tau \to 0} \mu;\, n = +$ und dies bedeutet in Gl. 164 eingesetzt für hinreichend große Werte t den Verlauf

$$[3]^{\pm}_{kl} \sim e^{\underline{\lambda}_{kl}t}\left(\tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{1+b}{1-b}}\,(e^{\lambda t}-b)^2\right)^{-\frac{a}{2\lambda}} \approx$$

$$\approx \exp(\underline{\lambda}_{kl}-a)t = e^{-\alpha t}$$

mit $\alpha > 0$, weil $e^{\lambda t} \gg b$ und erst recht $e^{\lambda t} \gg 1$ im dritten Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein ex~~[illegible]~~ponentiell Teil 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 reelle Struktureinheit ${}^{2}\bar{x}_{(3)}$ mitwirkt. Demnach werden die stufenbildenden Kondensationsklassen durch die drei weiteren komplexen Klassen [1,3] sowie [2,3] und [1,2,3] ergänzt. Nach Gl. 149 ist der Verlauf aller dieser Fremdfeld bestimmten exponentiell. Zur Kürzung soll die laufende, jeweilige Kondensationsquantenzahl einer Größe durch

$A^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = \underline{A}$ gekennzeichnet und die Komponentenindizierungen fortgelassen werden. Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensationstypen $(a\,b\,c\,d) \equiv \varkappa$ wird dann durch die $\hat{\bar{\text{F}}}$unktionalselektoren

$$F_{\alpha\beta\varkappa}(\varkappa) = (\underline{A}^{\pm}_{kl})^{-1}\left([^{\,i}_{kl}]^{()}_{()} + \underline{Q}^{\pm}_{m}[^{\,m}_{kl}]^{()}_{()}\right) = \exp\left(\underline{\lambda}\gamma - \underline{c}_s \int [^{\,s}_{kl}];()\,d\gamma\right),$$

wenn es sich um die Konden~~sator~~sorklasse $[\alpha\beta\varkappa]$ im hermetrischen Aggregat γ und ~~der~~ Hermetriegraden ~~Kondensationstyp~~ $\varkappa$ handelt. Mit den hineingegebenen $\underline{c}_s[^{\,s}_{kl}] = \underline{a}\,\psi_{kl} = \underline{a}(E-e^{-\lambda\gamma})^{-1}$ kann für jeden Hermetriegrad das Metronintegral ausgeführt werden, gilt nämlich für $\hat{[\;]}$ ein höherer Hermetriegrad als für die jeweilige Lösung 149, so daß $[\;](Q)$ mit $Q = P + \gamma$ in $F_{\alpha\beta\varkappa}(\varkappa)$ ersetzt werden kann, dann folgt für das im Exponenten stehende Metronintegral

$$\underline{c}_s \int [^{\,s}_{kl}];()\,d\gamma = \underline{a}\int \psi_{kl};()\,d\gamma = \underline{a}/\lambda \int (E-e^{-\lambda Q})^{-1}\,d\lambda\gamma =$$

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

weil $\int$ sich immer als partielles Metronintegral auf die Hermetrie von V der symmetronischen Partiallösung bezieht und der Beginn der metronischen Integration stets bei $\sqrt{\;}(n-1)$ mit $n=1$ liegt, was aber $\sqrt{\;}0 = 0$ bedeutet. Außerdem erweist sich nach Gl. 149a immer $\underline{\alpha}/\lambda = \underline{\alpha}$, wenn $Q = \gamma$ mit dem Kompositionsfeld übereinstimmt. Nach diesem allgemeinen Schema können die stufenbildenden Kondensationsklassen der möglichen Typen einzeln analysiert werden. Zur Kürzung sollen zu diesem 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 2. 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 $F_1(b) = e^{i\underline{\lambda}T}\left(\frac{e^{i\lambda T} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}}\right)^{-\underline{\alpha}}$ und $F_2(b) = e^{i\underline{\lambda}z}\left(\frac{e^{i\lambda z} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}}\right)^{-\underline{\alpha}}$, während nur für $F_{1,2}(b) = (E - \exp(-i\lambda(T+z)))^{-\underline{\alpha}}$ die Gl. 149a 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 $F_1(c) = e^{i\underline{\lambda}T}\left(\frac{e^{i\lambda T} - e^{-\lambda\mu}}{E - e^{-\lambda\mu}}\right)^{-\underline{\alpha}}$, während auf $F_{1,3}(c) = (E - \exp(-\lambda(\mu + iT)))^{-\underline{\alpha}}$ wieder Gl. 149a 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 Einführung der kompositiven Strukturintegrale $F_\alpha(d) = e^{\underline{\lambda} q_\alpha}\left(\frac{e^{\lambda q_\alpha} - e^{-\lambda z_\alpha}}{E - e^{-\lambda z_\alpha}}\right)^{-\underline{\alpha}}$, wenn $\alpha = 1$ mit $q_\alpha = iT$, $z_\alpha = \mu + iz$ oder $\alpha = 2$ mit $q_\alpha = iz$, $z_\alpha = \mu + iT$, bzw. ($\alpha = 1, 2$) mit $q_\alpha = i(z+T)$, $z_\alpha = \mu$ ist. $\alpha = 1$ und $\alpha = 2$ liefert hier keinen Kondensattyp. Die komplexen Strukturen sind dagegen durch $F_{1,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu+iT)}\left(\frac{e^{\lambda(\mu+iT)} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}}\right)^{-\underline{\alpha}}$ und $F_{2,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu+iz)}\left(\frac{e^{\lambda(\mu+iz)} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}}\right)^{-\underline{\alpha}}$, während nur für die letzte Klasse $F_{1,2,3}(d) = (E - \exp(-\lambda(\mu+iz+iT)))^{-\underline{\alpha}}$, also Gl. 149a gilt. Damit sind aber alle ~~Kondensatklassen~~ der einzelnen ~~Kondensationstypen~~ Hermetrieformen explizit dargestellt worden, welche Kondensationsstufen ausbilden und somit im Gegensatz zu [3] zyklische Aggregate von Kondensatflüssen ermöglichen. Die Zyklizität dieser Kondensatflüsse 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 Kondensatsystemen F für die vier Hermetrieformen ~~Kondensationstypen~~ ergeben sich sämtliche Kondensationsmaxima aus $\delta F = 0$ zu N^+, weil hier die Korrelation zum Minimum, also ebenfalls extremal wird. Das Kopplungsmaximum dagegen wird durch das Verschwinden der Fremdfeldselektoren der Kondensaten, also durch $F = 0$ bestimmt, woraus für seine jeweilige Lage N^- eliminiert werden kann. $N^\pm$ ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^\pm(\underline{\alpha}, \underline{\lambda})$ von der Kondensatsignatur gekennzeichnet, doch wird dies, ~~wenn~~ die Bedingung ~~erfüllt ist~~ $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$ erfüllt ist (auf) $N^\pm(\underline{\alpha})$ reduziert. Hierin werden die Kondensations- und Kopplungsextrema hinsichtlich ihrer Lage im R_6 allein durch die Korrelationsexponenten der betreffenden Kondensatsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensatsystem F neben der Existenz der $N^\pm$, also der Zyklizität noch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensatflüsse erfüllen, dann können für die vier Hermetrieformen ~~Kondensationstypen~~ die Kondensatflüsse $N_a^+(1)N_a^-$, $N_b^+(1)N_b^-$, $N_b^+(2)$, N_b^-, $N_b^+(1,2)N_b^-$, $N_c^+(1)N_c^-$,

$N_c^+(1,3)N_c^-$, ~~$N_d^+(2)N_d^-$~~, $N_d^+(1,2)N_d^-$, $N_d^+(1,3)N_d^-$, $N_d^+(2,3)N_d^-$ 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 Kondensatfluß bilden kann; denn N^- ist in diesem Fall nicht definiert. Da außerdem $N^\pm$ nur von den $\underline{\alpha}$, $\underline{\lambda}$ abhängig ist und diese Exponenten sich bei Permutationen der jeweiligen Indizes einer Kondensatsignatur nur um Proportionalitätsfaktoren unterscheiden, kommt es zu den folgenden Entsprechungen der Kondensatflüsse: $N_a^+(1)N_a^- \equiv N_b^+(1)N_b^- \equiv N_c^+(1)N_c^- \equiv A$, $N_b^+(2)N_b^- \equiv B$ ~~$N_d^+(2)N_d^- \equiv B$~~ $N_b^+(1,2)N_b^- \equiv N_d^+(1,2)N_d^- \equiv C$, $N_c^+(1,3)N_c^- \equiv N_d^+(1,3)N_d^- \equiv D$, 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 Kondensatflüssen in den Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen ~~Kondensationstypen~~ zu untersuchen sind. / Bei dieser Untersuchung ergeben sich einige allgemeine Konsequenzen hinsichtlich der möglichen Hermetrieformen ~~Kondensationstypen~~ (Anmerkung siehe Seite 287) ~~Alle Kondensationstypen~~ Hermetrieformen also müssen sich träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3, weil das Orthogonalitätsprinzip der $\bar{x}$ bzw. $\underline{x}$ inbezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von w gleichzeitlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensat $\widehat{\begin{bmatrix}1,1\\1,1\end{bmatrix}}_{+}$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel sind nur die Kondensationstypen c und d, weil das reelle Kondensatsystem [3] nur diese Typen bestimmt, so daß a und b imponderabel sind. Infolge dieser Kondensattheorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern als beide Eigenschaften allen ~~Kondensationstypen~~ Hermetrieformen gleichermaßen zukommen. Auch wird klar, wie die Kondensatflüsse A bis F die ~~Kondensationstypen~~ Hermetrieformen bestimmen. So wird a nur durch den transfiniten Kondensatfluß A aufgebaut, der als Gravitonensystem erscheinen kann. Die als Photon interpretierte Kondensation b besteht dagegen aus den Zeitkondensationen B, welche von A begleitet werden und einem Kondensatfluß C aus einer photonisch-gravitonischen Koppelung. Die durch

[3] ponderable Struktur c wird dagegen durch die gravitonischen Kondensatflüsse 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 Kondensatflüsse, B, C und D bestimmt sondern noch durch die Kondensatflüsse E einer photonisch-räumlichen und F einer gravitonisch-photonisch-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 elektromagnetische Feld beschreiben, welches als Gestalt des Photons aufzufassen ist, wenn A fehlt. Der Charakter der Raumkondensation von d wird durch das Auftreten von D und c ~~und A~~ sowie E und F und die Ponderabilität durch [3] verursacht. Neben

(Hermetrie, siehe S. 288)

248 dieser zu Kondensatfeinen führenden Korrelationssystemen gehören zu jedem ~~Kondensationstyp~~ Netzwerkgefüge noch die durch eine einzige Indizierung bestimmten korrelationsfreien Kondensoren $\left[\begin{smallmatrix}\lambda\lambda\\\lambda\lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ mit $1 \leq \lambda \leq 3$, welche zwar mit Ausnahme von $\lambda = 3$ Kondensationsstufen bilden, aber kein Flußaggregat erzeugen, weil das Koppelungsmaximum als Kondensationsminimum nicht gegeben wird und somit die Existenzbedingung des Kondensatfeinen wegen dieser fehlenden Kondensatreihe nicht erfüllt ist. Dem Typ a ist nur $\lambda = 1$ aber den Typen b und c nach $\lambda = 2$, bzw. $\lambda = 3$ und dem Typ d sind $1 \leq \lambda \leq 3$ überlagert, wodurch der jeweilige Netzwerkcharakter bestimmt wird.

Alle diese Kondensationstypen werden also durch nur sechs Klassen definierter 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 und der Kondensatorstufen angegeben werden. Die Flußklassen als C beschreiben eindeutig die inneren Korrelationen der Struktureinheiten (Syntrome), welche die zyklischen

Kondensatfeine und ihre Superposition zum Kompositionsfeld unter Wahrung der Kompressatinvarianz ermöglicht. 249

Fortsetzung siehe Band VIII S. 1

Zu Band IV Seite 144

6. Evolution der Populationen im variablen Biotop.

Nach der deduktiven analytischen Untersuchung der empirischen Aussagen α, β und γ der phänomenologischen Zeitstruktur ist noch die Analyse der Aussage γ z.B. auf lebende Organismen offen. Von allen in B IV untersuchten Eigenschaften der Organismen erhält ja diejenigen, die nicht nur universell allen Organismenarten zukommen, sondern darüber hinaus analytisch über dem Quantitätsaspekt erfaßbar sind. Eine Deduktion von γ muß also aufzeigen, bis zu welchem Grade die Organismen im Quantitätsaspekt hinsichtlich des elementaren Lebensprozesses beschreibbar sind und welche Methodik zur vollständigen Beschreibung dieses Elementarprozesses des Lebens jenseits des Quantitätsaspektes zu konzipiert ist.

Die phänomenologische induktive Aussage ζ enthält vier analytisch fassbare Aussagen über den elementaren Lebensprozess:

a) Die empirisch als historisch gesicherten Wirkungsgefüge der Lebensorganismen reduplizieren sich identisch, d. h., eine Fortpflanzungseinheit aus $q \geq 1$ Individuen produziert $p > 0$ Organismen der gleichen Art, von denen $z \leq p$ nicht zur Fortpflanzung kommen. Die identische Reduplikation ist nur innerhalb einer Organismenart möglich.

b.) Längs der Phylogenese kommt es zu exogenen, endogenen und spontanen Biktomutationen (x, y, z) des generativen Informationsmusters, deren Änderung mit der Zeit t die Mutationsbewegung $\mu = \dot{x} + \dot{y} + \dot{z} = \text{const}(t)$ längs der Typokline kennzeichnet.

c) Die Typoklinencharakteristik $v(t)$ (Evolutionsgeschwindigkeit) ist nach 45 B IV 3 während der Typogenese und Typolyse nicht-linear, sodass Evolution- und Mutationsbewegung nicht identisch sind.

d.) Auf der Typokline gibt es keine singulären Unendlichkeitsstellen, so daß stets $v < \infty$ bleibt.

Zunächst kann versucht werden aus a bis d die Population charakterisierende Zustandsgröße zu entwickeln, in welcher jedoch die Anfangspopulation $A \geq q$ zur Zeit $t = 0$ im Biotop B sowie die Generationsziffer n nicht enthalten sein dürfen. Die Anfangsbesetzung von B ist $Q_0 = A$. Kommen als kennzeichnende Größe der Organismenart im Biotop $N = p - z \geq 0$ Organismen in jeder Generation zur Fortpflanzung, dann ist B in der ersten Generation mit $Q_1 = A \cdot N/q$, in der zweiten Generation mit $Q_2 = A\,(N/q)^2$ und in der Dritten mit $Q_3 = A\,(N/q)^3$ Organismen der diskutierten Art besetzt. Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses liefert für die Generation n die Besetzung $Q_n = A \cdot (N/q)^n$. Da hierin A als Faktor und n als Potenz auftritt, ist Q_n

252 noch keine im allgemeinen belegte geeignete Zustandsgröße. Ist ~~Log~~ irgendein Logarithmus zu einer Basis b, dann kann $\phi_n = \log_b Q_n = n \log_b (N/q) + \log_b A$ gewählt werden; denn für den Übergang von $n-1$ nach n ergibt sich ein Ausdruck $\phi = \phi_n - \phi_{n-1} = \log_b (N/q)$, welcher A und n nicht mehr enthält, so daß ϕ eine geeignete Zustandsgröße der Organismenart hinsichtlich ihrer sexuellen Entfaltung ist. Zur Interpretation muß berücksichtigt werden, daß $N/p = 1 - Z/p = w \leqq 1$ eine Fortpflanzungswahrscheinlichkeit darstellt, während $q/p = w_0$ die Ursprungswahrscheinlichkeit dafür ist, daß die Fortpflanzungseinheit p Organismen produziert. Zum einen ist also $N/q = w/w_0$ ein Wahrscheinlichkeitsverhältnis, und zum anderen kann jeder Logarithmus zur ~~Bas~~ Basis b ~~zu~~ mit einem Modul $\beta(b)$ gemäß $\log_b = \beta \cdot \ln$ auf den Logarithmus naturalis reduziert werden, so daß die Zustandsgröße zu $\phi = \beta \cdot \ln(w/w_0)$ wird. Da es sich bei der Population eines Biotops stets um eine statistische Masse handelt, und alle

größen statistischer Natur sein müssen, kann nach b I 2 auch $\ln(w/w_0)$ eine den Fortpflanzungswahrscheinlichkeiten entsprechende Sexualentropie definiert werden, deren Differenz $\sim S \sim \ln(w/w_0)$ den Übergang von $n-1$ nach n kennzeichnet. Dies bedeutet aber, daß $\phi = \beta \alpha S$ mit dem Proportionalitätsfaktor $\alpha > 0$ einer Differenz der Sexualentropie zwischen zwei aufeinander folgenden Generationen entspricht. In $\ln(w/w_0) = \alpha S$ ist das Wahrscheinlichkeitsverhältnis $\psi = w/w_0 = p/q - Z/q = \omega - \eta$ mit $\omega = p/q$ und $\eta = Z/q$ eine weitere Zustandsgröße der Organismenart, welche wegen $\psi = \omega - \eta$ binären Charakter trägt und den Organismus als Doppelsystem kennzeichnet, welches trotz seiner Labilität existiert. Es ist nämlich $\omega = p/q$ ein Maß sexueller Vitalität, also der Quantität, während $\eta = Z/q$ als Maß der Morbidität die Qualität angibt, so daß die Binärgröße $\psi = \omega - \eta$ Quantität und Qualität der Organismenart darstellt. Wegen $\psi = w/w_0$ folgt für den Zusammenhang zwischen dieser Quantität und Qualität 253 darstellenden Binärgröße und der ~~Sep~~ Sekundärentropie $\ln\psi = \alpha S$ mit dem Parameter $\alpha > 0$ der betreffenden Organismenart.

Wegen der Stabilitätstendenz aller Organismen wird das genetische zeit Informationsmuster ~~im Erbgang~~ hereditär durch die Generationsfolge der Phylogenese getragen. Nach der Aussage b und g kann dieses Informationsmuster Mikromutationen erfahren, derart, daß der statistische Trend der Mutationsbewegung ~~der Mutationsbewegung~~ $\mu = \dot x + \dot y + \dot z = \mathrm{const}(t)$ verläuft. Nach der paläontologischen Aussage c gilt aber für den statistischen Trend der Evolutionsgeschwindigkeit $v(t) = \mu + q(t) \neq \mu$ insbesondere während der Typogenese und Typolyse. Der Korrekturterm q kann zweifellos in drei Anteile, nämlich einen biotopischen (q_x), einen organismischen Strukturellen (q_y) und in einen chemisch-abiotischen Anteil q_z zerspalten werden, von denen jeder gemäß $v = \dot x + \dot y + \dot z + q = (\dot x + q_x) + (\dot y + q_y) + (\dot z + q_z)$ mit der entsprechenden genetischen Variablen korreliert. Durch Zeitintegration

der v-Komponenten folgen demnach mit ganz den genetischen Variablen die sog. Evolutionsvariablen $x_1 = \int (\dot x + q_x)\,dt$, sowie $x_2 = \int (\dot y + q_y)\,dt$ und $x_3 = \int (\dot z + q_z)\,dt$, welche als generalisierte Koordinaten einen abstrakten Evolutionsraum $V_3(x_k)_1^3$ aufspannen. Jeder Punkt dieses V_3 kennzeichnet dann ~~einen~~ den momentanen Evolutionszustand einer Phylogenese, so daß sich die Strukturen des V_3 mit t ändern. Es ist also stets $x_k(t)$ für $1 \leq k \leq 3$ zu setzen. Die Anwendung dieses deduktiven Ergebnisses von b und c hinsichtlich a, also $\ln\psi = \alpha S$ bedeutet, daß ψ und S zu Funktionen der x_k im V_3 werden, wenn die Organismenart in B evolviert. Im allgemeinen muß jedoch noch B mit t variabel sein, so daß eine separate Zeitabhängigkeit diese Variabilität des Biotops impliziert, was durch $\psi(x_k, t)_1^3$ bzw. $S(x_k, t)_1^3$ ausgedrückt wird. Der durch die Analyse von a, b und c gewonnene Ansatz wird also beschrieben durch

$x_{1,2,3}(t) = \int((\dot x, \dot y, \dot z) + (qx, qy, qz))dt$, $V_3 = V_3(x_k)_1^3$, $\ln\psi(x_k, t)_1^3 = \alpha S(x_k, t)_1^3$, $\psi = w - \eta$, $w = p/q$, $\eta = z/q$, $\alpha > 0$ . . . . 41.

Zur weiteren Analyse können die x_k des V_3 mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar e_i \cdot \bar e_k)_3 = \hat E$ zu $\bar x_k = \bar e_k \cdot x_k$ ergänzt werden, was ~~$\bar v = \sum_{k=1}^3 \dot x_k$ quantitativ ermöglicht~~ weil die x_k gegeneinander unabhängig sind. Als Hilfsmittel der Analyse wäre 41 durch

$(\bar e_i \cdot \bar e_k)_3 = \hat E$, $\bar x_k = \bar e_k \cdot x_k$, $\bar v = \sum_{k=1}^3 \dot{\bar x}_k$ 41a

zu ergänzen.

In 41 ist S die Formalentropie, welche nach dem allgemeinen Entropieprinzip mit α nur anwachsen kann. Dieses Wachstum ist jedoch nur bis zur Optimalbesetzung von B möglich, weil dann kein weiteres Anwachsen der Population mehr erfolgen kann. Nunmehr ist $n = q$, also $\psi = 1$ erreicht, was die Differenz $S = 0$ werden läßt. Dieser stabile Zustand wird immer erreicht, unabhängig davon, wie sich die x_k als die Strukturen ~~der~~ des V_3 oder B mit t verändert. Stets oszilliert die Population um die jeweilige relative Optimalbesetzung des variablen Biotops, wobei sich der Begriff Optimalbesetzung auf den Momentanzustand des B und das betreffende Niveau der V_3-Struktur bezieht. Der jeweilige Stabilitätszustand maximaler Formalentropie, die nicht weiter anwächst, erscheint im V_3 als Struktur einer Formalentropie. Dieses Prinzip der Formalentropie einer evolvierenden stabilen Population im variablen Biotop sagt also aus, daß die totale Zeitänderung von S verschwindet, wenn B konstant bleibt, aber mit der partiellen Zeitänderung identisch wird, wenn B variiert, also $\dot S \neq 0$ ist. Die Formalentropie wird demnach durch die Stabilitätsbeziehung $dS/dt = \dot S$ beschrieben, was eine unmittelbare Konsequenz des allgemeinen Entropieprinzips ist. Wegen $\alpha = const$ und $S \sim \ln\psi$ folgt die gleiche Stabilitätsbeziehung für ψ, nämlich $d\psi/dt = \dot\psi$, so daß mit $dS/dt = \dot S$ und $d\psi/dt = \dot\psi$ die werere Analyse zweideutig wird. Da S und ψ gleichermaßen von x_k und t abhängen, können beide Zweige durch $(S, \psi) \equiv \varphi(x_k, t)_1^3$ symbolisiert werden, so daß vorläufig die zweideutige Semmelisentrope durch die Stabilität $d\varphi/dt = \dot{\varphi}$ ausgedrückt wird. Hierin ist $d \cancel{\psi} \varphi = \sum_{k=1}^{3} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \cdot dx_k\right) + \dot{\varphi} \cdot dt$, also $d\varphi/dt = \dot{\varphi} + \sum_{k=1}^{3} \dot{x}_k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_k}$, was eingesetzt die Elimination $\dot{\varphi}$ der Variablen B im der Form $\sum_{k=1}^{3} \dot{x}_k \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} = 0$ oder nach 41a in Vektorform $\bar{v}\, \mathrm{grad}\, \varphi = 0$ liefert. Da die partiellen Ableitungen kommutieren, gilt $\mathrm{div}\, \bar{v} = 0$, also $0 = \bar{v}\, \mathrm{grad}\, \varphi = \bar{v}\, \mathrm{grad}\, \varphi + \varphi\, \mathrm{div}\, \bar{v} = \mathrm{div}\,(\bar{v} \cdot \varphi)$. Die so umgeformte Beziehung $\mathrm{div}\,(\bar{v} \cdot \varphi) = 0$ ist erfüllbar durch $\bar{v} \cdot \varphi = 0$ oder $\bar{v} \cdot \varphi = \mathrm{const}$. Da aber $\bar{v} \neq \bar{0}$ bleibt, und φ mit im Zweig $\varphi \equiv S$ als Entropiedifferenz verschwinden kann, ist $\bar{v} \cdot \varphi = 0$ nicht allgemein gültig. Auch kann $\bar{v} \cdot \varphi = \mathrm{const}$ nicht realisiert werden, weil die Evolutionsfaktoren während jeder Ontogenese und im Lauf jeder Phylogenese stetig wir-

ken und nur bei der Fortpflanzung sich spontan manifestieren. Dies bedeutet, daß $\mathrm{div}\,(\bar{v}\, \varphi) = 0$ wegen $\mathrm{div}\, \mathrm{rot} = 0$ im V_3 mit durch $\varphi = \mathrm{rot}\, \bar{\mu}$ erfüllbar ist (wenn $\bar{\psi} = \bar{v}$ ~~[illegible]~~ als Kürzung verwendet wird), wenn $\bar{\mu}$ als abstraktes Vektorfeld im V_3 als Semmelisentrope Vektorpotenz bezeichnet werden kann. Skalarmultiplikation der Semmelisentropen mit $\bar{\psi}$ sowie Subtraktion von $\bar{\mu} \cdot \mathrm{rot}\, \bar{\psi}$ liefert wegen der Vertauschbarkeit von Vektorprodukten durch Determinanten im V_3 die Operatorbeziehung $\bar{\psi}^2\, \cancel{\psi} - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{\psi} = \bar{\psi}\, \mathrm{rot}\, \bar{\mu} - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{\psi} = -\mathrm{div}\,(\bar{\psi} \times \bar{\mu})$. Diese Beziehung kann über den ganzen V_3 integriert werden. Ist $dV = dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3$ ein Volumenelement und $d\bar{F}$ ein Element der das Integrationsvolumen ~~[illegible]~~ begrenzenden abstrakten Fläche, dann folgt für das ~~unendliche~~ kubische Integral über ~~den ganzen~~ ein Volumen V des Evolutionsraumes $\int_V (\bar{\psi}^2\, \cancel{\psi} - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{\psi})\, dV = -\int_V \mathrm{div}\,(\bar{\psi} \times \bar{\mu}) \cdot dV = -\oint \bar{\psi} \times \bar{\mu} \cdot d\bar{F}$.

[siehe Einlegeblätter 259a bis 259b]

~~[Da sich die Integration über den ganzen V_3 erstreckt, der wegen seiner Unendlichkeit auch~~

260 von einer im Unendlichen liegen~~den abstrakten Fläche begrenzt wird, kann diese unveränderliche Fläche stets so gelegt werden, daß für ihren normalen Vektor die Orthogonalität $\bar n \perp \bar v \times \bar\mu$ erreicht wird. Wegen $d\bar F = \bar n \cdot dF$ hat diese Orthogonalität unmittelbar $\oint \bar v \times \bar\mu \cdot d\bar F = 0$, also $\int_{V_3} (v^2 \varphi - \bar\mu \operatorname{rot} \bar v)\, dV = 0$ zur Folge, was nur durch $v^2\varphi - \bar\mu \operatorname{rot} \bar v = 0$ erreichbar ist.~~] Fortsetzung von 259 a.

$\bar\psi = \operatorname{rot}\bar\mu$ folgt $\bar\psi \parallel \operatorname{rot}\bar\mu$ und $\bar\psi \perp \bar\mu$ also $\bar\mu \parallel \operatorname{rot}\bar\psi$, so daß mit der Kürzung $\bar f = \operatorname{rot}\bar\psi$ − 1 / $\bar\mu_0$ und $\bar\mu_0 \cdot \mu = \bar\mu$ $= \psi^2$ die Vektorpotenz ~~tek~~ $\bar\mu = \psi^2 \bar f$ eliminiert und in $\bar\psi = \operatorname{rot}\bar\mu$ substituiert werden kann. Dies liefert die invariante Differentialgleichung $\bar\psi = \operatorname{rot}(\psi^2 \bar f)$, in welcher ψ und $\bar v$ durch die x_k des V_3 verknüpft sind. Nach den dreidimensionalen Operatortheoremen wird $\operatorname{rot}(\psi^2 \bar f) = \psi^2 \operatorname{rot}\bar f - (\operatorname{grad}(\psi$ was skalar mit $\bar\psi$ multipliziert und in die Differentialgleichung eingesetzt $\psi^2 (1 - \bar\psi \operatorname{rot} \bar f) = -\bar\psi (\operatorname{grad}(\psi^2)) \times \bar f = \bar\psi \times \bar f \cdot \operatorname{grad}(\psi^2$ ergibt. Wegen $\bar\psi \perp \bar f$ ist $(\bar\psi \times \bar f)^2 = \psi^2 f^2$,

Überarbeitung VII S. 259

Hierin ist $\bar\mu \times \bar\psi = \bar\mu \times \operatorname{rot}\bar\mu \neq \bar 0$ diejenige Zustandsgröße im V_3, welche offenbar die betreffende Taxonomie im Rahmen der Phylogenese durch die Strukturen des V_3 trägt. Da jede Phylogenese zeitlich begrenzt, also in einem endlichen Zeitintervall definiert ist, und auch der Aufwand (d) immer $v < \infty$ bleibt, wird jede Phylogenese durch ein abstraktes Gebilde mit endlichem Volumen Ω im V_3 beschrieben. Das phylogenetische Evolutionsvolumen $\Omega < \infty$ umfaßt also sämtliche Evolutionszustände während der betreffenden Phylogenese, so daß $\bar\mu \times \operatorname{rot}\bar\mu$ die begrenzende abstrakte Oberfläche von Ω nicht durchdringen kann. Weil $\cos \pi/2 = 0$ ist, kann die Bedingung für die Grenze des ~~St~~ Ω-Volumens mit die Orthogonalität $\bar\mu \times \operatorname{rot}\bar\mu \perp d\bar F$ sein, so daß für $V = \Omega$ die Integralbeziehung zu $\oint_\Omega \bar\mu \times \bar\psi \cdot d\bar F = 0$ das Verschwinden von $\int_\Omega (\psi^2 - \bar\mu \cdot \operatorname{rot}\bar\psi)\, dV = 0$ zur Folge hat. Während einer Phylogenese ist eine Richtungsumkehr von $\bar\mu$ bzw. $\bar\psi$ wegen der Nichtumkehrbarkeit der Zeit unmöglich, so daß auch $\operatorname{rot}\bar\mu$ und $\bar\mu$ wegen $\bar\psi = \operatorname{rot}\bar\mu$ keine derartige Richtungsumkehr nicht erfahren können. Dies hat aber wiederum zur Folge, daß auch $\bar\mu \times$ $\bar\mu \times \operatorname{rot}\bar\mu = \bar\mu \times \bar\psi$ während der Phylogenese die Richtung behält, und zwar bezogen auf alle x_k. Aus diesem Grunde kann z Quellenverteilung $\operatorname{div}(\bar\mu \times \bar\psi)$ im einem Volumen Ω (abgeschlossene Phylogenese) das Vorzeichen nicht ändert. Da $y^2 - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{y} = \mathrm{div}\,\bar{\mu} \times \bar{y}$ andererseits $y^2 - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{y}\;dV = \oint \bar{\mu} \times \bar{y} \cdot d\bar{F}$ und $\int_\Omega \mathrm{div}\,\bar{\mu} \times \bar{y}\;(y^2 - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{y})\,dV = 0$ $= 0$ gilt, kann $\int_\Omega$ [illegible] wegen des nichtbeliebigen Vorzeichens von $\mathrm{div}\,\bar{\mu} \times \bar{y}$ in Ω nur durch $y^2 - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{y} = 0$ erfüllt werden, was als eine aus der Aussage (d) als $v \to \infty$ resultierende Substitutionsbeziehung der Sekundärentropie Vektorpotenz $\bar{\mu}$ aufgefaßt werden kann.

Fortsetzung siehe $\underline{\mathrm{VII}}$ S. 260.

---

so daß ~~sich~~ nach Skalarmultiplikation mit $\bar{y} \times \bar{f}$ die Darstellung für den Gradienten $\mathrm{grad}\,(y^2 \Psi) = \Psi f^{-2} \cdot (1 - \bar{y}\,\mathrm{rot}\,\bar{f}) \cdot \bar{y} \times \bar{f}$ entsteht. Skalarmultiplikation mit dem orientierten Linienelement $d\bar{s} = \sum_{k=1}^{3} d\bar{x}_k = \bar{v} \cdot dt$ des V_3 liefert $\mathrm{grad}\,(y^2 \Psi)\,d\bar{s} = \Psi f^{-2} \cdot (1 - \bar{y}\,\mathrm{rot}\,\bar{f})\,\bar{y} \times \bar{f} \cdot \bar{v}\,dt = 0$, wobei diese Integrabilität nach dem Determinantensatz $\bar{v} \cdot (\bar{y} \times \bar{f}) = 0$ (wegen $\bar{y} = \bar{v} \cdot y$) entsteht. Andererseits ist $\mathrm{grad}\,a \cdot d\bar{s} = da$ also $d(y^2 \Psi) = 0$ (wegen $dy = 0$), was integriert die Lösung $y^2 \Psi = a = \mathrm{const}$ liefert, worin die Integrationskonstante a wiederum ein die Organismenart kennzeichnender Parameter ist. Da ~~stets gilt y = S~~ Wird in diesem Integral Ψ ($\Psi \equiv S$, aber Zweig $y \equiv S$) verwendet, dann folgt $v^2 = a\,S^{-1}$. Hierin kann die Entropiedifferenz S zwischen zwei aufeinanderfolgenden Generationen verschwinden und dies hätte $v \to \infty$ zur Folge. Nach der Aussage d und e ist aber die Typostase frei von (singulären) Unendlichkeitsstellen, so daß für jede Phylogenese $v < \infty$ gefordert werden muß. Aus diesem Grunde schließt d den Zweig $y \equiv S$ aus, so daß Siebteilung die

$) + \bar{f}.$

$\Psi)$

einem Volumen Ω (abgeschlossene Phylogenese) das Vorzeichen nicht ändert. Da $\psi^2 - \bar\mu\,\mathrm{rot}\,\bar\psi = \mathrm{div}\,\bar\mu\times\bar\psi$ andererseits $\oint \bar\mu\times\bar\psi\cdot d\bar F = $ und $\int_\Omega \mathrm{div}\,\bar\mu\times\bar\psi\,dV = \oint$ … $= 0$ gilt, kann $\int_\Omega(\psi^2 - \bar\mu\,\mathrm{rot}\,\bar\psi)\,dV = 0$ wegen des nichtalternierenden Vorzeichens von $\mathrm{div}\,\bar\mu\times\bar\psi$ in Ω nur durch $\psi^2 - \bar\mu\,\mathrm{rot}\,\bar\psi = 0$ erfüllt werden, was als eine aus der Aussage (α) also $\nu \to \infty$ resultierende Substitutionsbeziehung der sekundärentropen Vektorpotenz $\bar\mu$ aufgefaßt werden kann.

Fortsetzung siehe $\underline{\text{VII}}$ S. 260.

so daß ~~sich~~ nach Skalarmultiplikation mit $\bar\psi\times\bar f$ die Darstellung für den Gradienten $\mathrm{grad}(\psi^2\Psi) = \Psi f^{-2}\cdot(1 - \bar\psi\,\mathrm{rot}\,\bar f)\cdot\bar\psi\times\bar f$ entsteht. Skalarmultiplikation mit dem orientierten Linienelement $d\bar s = \sum_{k=1}^{3} d\bar x_k = \bar v\cdot dt$ des V_3 liefert $\mathrm{grad}(\psi^2\Psi)\,d\bar s = \Psi f^{-2}\cdot(1 - \bar\psi\,\mathrm{rot}\,\bar f)\,\bar\psi\times\bar f\cdot\bar v\cdot dt = 0$, wobei diese Integrabilität nach dem Determinantentheorem $\bar v\cdot(\bar\psi\times\bar f) = 0$ $^{\text{wegen } \bar\psi = \bar v\text{; }\psi\text{ entsteht}}$ entsteht. Andererseits ist $\mathrm{grad}\,a\cdot d\bar s = da$ also $d(\psi^2\Psi) = 0$ $^{\text{und } d\psi = 0}$ was integriert die Lösung $\psi^2\Psi = a = \text{const}$ liefert, worin die Integrationskonstante $a < \infty$ wiederum ein die Organismenart kennzeichnender Parameter ist. Da ~~stets gibt $a < \infty$~~ Wird in diesem Integral $\nu\varphi$ $^{= a \text{ der Zweig } \psi \equiv S}$ Ψ verwendet, dann folgt $\nu^2 = a S^{-1}$. Hierin kann die Entropiedifferenz S zwischen zwei aufeinanderfolgenden Generationen verschwinden und dies hätte $\nu \to \infty$ zur Folge. Nach der Aussage α und β ist aber die Typokline frei von $^{\text{zuzulassen}}$ Unendlichkeitsstellen, so daß für jede Phylogenese $\nu < \infty$ gefordert werden muß. Aus diesem Grunde schließt α den Zweig $\psi \equiv S$ aus, so daß schließlich die

262 Eindeutigkeit $\varphi = \psi$ und damit $v\,\psi = a$ erreicht wird. Mit 41 wird daraus $v = a \cdot e^{-\alpha S}$, was differenziert $dv = -\alpha a e^{-\alpha S} \cdot dS = -\alpha v\, dS$ liefert. Wird für v ein logarithmisches Maß $W = \ln v$ verwendet, dann folgt $-\alpha\, dS = \frac{dv}{v} = d \ln v = dW$, was nach dem Übergang zur Differenzengleichung $\Delta W \sim -\Delta S = \Delta(-S)$ weil $\alpha > 0$ ist. In $\Delta W = \Delta(-S)$ ist $\alpha S = \ln w/w_0$ ein direktes Maß für die Entfaltungswahrscheinlichkeit w, welche mit w ansteigt. Somit ist also $\alpha \cdot S$ ein direktes Maß der Desorganisation, was der Entropieinterpretation vollständig entspricht. Wegen der logarithmischen Natur dieses Maßes entspricht $-\alpha S = -\ln w/w_0 = \ln w_0/w$ dem reziproken Wahrscheinlichkeitsmaß, welches mit wachsender Wahrscheinlichkeit abnimmt. [Es ist mithin $-\alpha S$ die Inversion des Entropiebegriffes, also der Desorganisation. Aus diesem Grunde muß $-\alpha S$ als Maß des Organisationszustandes eines Systems interpretiert werden.] Nach $\Delta W \sim \Delta \varepsilon$ wächst die Evolutionsgeschwindigkeit mit ε. Während der Typogenese fällt also ε von

Siehe Seite 262a

3

hier nicht alle mit Namen nenne und ihnen für alles Gedenken im Jahr 1967 und auch schon wieder im neuen Jahr; denn wir hatten beide ja eben erst Geburtstag, in Dankbarkeit sage: Sie und Ihr und Du, viel Freude kam mit jedem Gruß

eines Organisationszustandes

S. 2

Anmerkung zu S 262

Ein direkter Zusammenhang $-dS \sim \varepsilon$ kann nicht gegeben sein, weil $S = 0$ im Fall $\psi = 1$ keine Entropieänderung ~~im~~ beim Generationswechsel liefert, obgleich der Organisationszustand der Population nicht verschwindet. Ist $\vartheta = const$ eine die betreffende Taxonomie kennzeichnende Zeitkonstante, dann wird $-dS = \vartheta \cdot \dot\varepsilon$ möglich, denn S kennzeichnet die Änderung der Sexualentropie beim Übergang von der Generation $n-1$ nach n, so daß $-dS \sim \ln(w_0/w)$ die zeitliche Änderung des Organisationszustandes beschreiben muß, was durch $-dS = \vartheta \dot\varepsilon$ zum Ausdruck gebracht werden kann. Der Fall $\psi = 1$, also $S = 0$ hätte dann nach $\dot\varepsilon = 0$, oder $\varepsilon = const$ zur Folge, d. h., im Falle $S = 0$ bleibt der Organisationszustand beim Generationswechsel erhalten.

---

einem Maximalwert auf den konstanten Wert der Typostase, so daß $\dot\varepsilon$ sein Maximum im Divergenzpunkt der Typostase derjenigen Taxonomie hat, aus welcher die neuen Taxonomie im Divergenzintervall hervorgehen. Ein derartiger Evolutionsschritt längs der typostatischen Phylogenese der Organismenart $\mathfrak{X}_x$ zur neuen Taxonomie $\mathfrak{Y}_y$ ist also mit einem steilen Anstieg von $\dot\varepsilon_y$ z. B. auf $\dot\varepsilon_{x0}$ der Färbung $\mathfrak{X}$ gekennzeichnet, wenn (σ) den typostatischen ε-Wert angibt. Da $\mathfrak{Y}$ im allgemeinen ein höheres Organisationsniveau hat als $\mathfrak{X}$, liegt auch v_y in der Typostase von $\mathfrak{Y}$ höher als der entsprechende v-Wert für $\mathfrak{X}$, was wegen $\Delta w \sim \Delta \dot\varepsilon$ unmittelbar $\dot\varepsilon_{y0} > \dot\varepsilon_{x0}$ und auch $\varepsilon_{y0} > \varepsilon_{x0}$ nach sich zieht. Durch diese Eigentümlichkeit wird die ~~Te~~ Terminologie „orthogenetischer Modulationsfaktor" für $q(t)$ in v nach 45 B IV 3 gerechtfertigt. Wenn dies aber so ist, dann muß ε nicht einfach als Maß eines Organisationszustandes interpretiert werden, sondern als Bewertung eines Organisationszustandes

S. 262 a
Anmerkung zu S 262

Ein direkter Zusammenhang
$-\Delta S \sim \dot{\varepsilon}$ kann nicht gegeben sein, weil
$S = 0$ im Fall $\gamma = 1$ keine Entropieände-
rung ~~im~~ beim Generationswechsel liefert,
obgleich der Organisationszustand der
Population nicht verschwindet. Ist $\vartheta = const$
eine die betreffende Taxonome kennzeich-
nende Zeitkonstante, dann wird $-\Delta S =$
$= \vartheta \cdot \dot{\varepsilon}$ möglich, denn S kennzeichnet
die Änderung der Besetz ein
Übergang von der Ge ner
n, so daß $-\Delta S \sim$ e
Änderung des Or an-
des beschreiben es
$\Delta S = \vartheta \dot{\varepsilon}$ acht
werden kann o $S = 0$
hätte dann erst zur
ge, d. h. der Orga-
nisationsz usses
l

---

einem Maximalwert auf den kon- 263
stanten Wert der Typostase, so daß
$\dot{\varepsilon}$ sein Maximum im Divergenz-
punkt der Typostase derjenigen
Taxonome hat, aus welcher die neu-
en Taxonome im Divergenzintervall
hervorgehen. Ein derartiger Evoluti-
onsschritt längs der typostatischen
Phylogenese der Organismenart X_x
zur neuen Taxonome Y_y ist also
mit einem steilen Anstieg von $\dot{\varepsilon}_y$
z. B. auf $\dot{\varepsilon}_{xo}$ der Färbung X gekenn-
zeichnet, wenn (σ) den typosta-
tischen $\dot{\varepsilon}$-Wert angibt. Da Y im
allgemeinen ein höheres Organi-
sationsniveau hat als X, liegt
auch v_y in der Typostase von
Y höher als der entsprechende v-
Wert für X, was wegen $\Delta w \sim \Delta \dot{\varepsilon}$
unmittelbar $\dot{\varepsilon}_{yo} > \dot{\varepsilon}_{xo}$ und auch $\dot{\varepsilon}_{yo} > \dot{\varepsilon}_{xo}$ nach sich zieht.
Durch diese Eigentümlichkeit wird
die ~~Be~~ Terminologie „orthogeneti-
scher Modulationsfaktor“ für $q(t)$ in
v nach 45 B IV 3 gerechtfertigt. Wenn
dies aber so ist, dann muß $\dot{\varepsilon}$
nicht einfach als Maß eines Organi-
sationszustandes interpretiert
werden, sondern als Bewertung
eines Organisationszustandes

13.7.62 a

mit zeitlicher Einzelbestimmung. Eine so interpretierte Größe genügt aber in allen Einzelheiten der Definition einer Entelechie, so daß nach $\Delta W \cong \Delta\dot{\varepsilon}$ die Änderung der loga- ~~[illegible]~~ rithmischen Evolutionsgeschwindigkeit mit der Entelechieänderung des organischen Systems identisch ist. Einsetzen von $-\alpha S = \vartheta\dot{\varepsilon}$ in die Lösung $v \cdot \psi = a$ und $\alpha S = \ln\psi$ liefert für diese beiden Fundamentalbegriffe des elementaren Lebensprozesses die Darstellungen $v = a \cdot e^{\vartheta\varepsilon}$ und $\psi = e^{-\vartheta\varepsilon}$, welche somit allein von der Entelechie bestimmt werden. Das Ergebnis der Analyse [illegible] über den Quantitätsaspekt nämlich

$$v = a \cdot e^{\vartheta\varepsilon}, \quad \psi = e^{-\vartheta\varepsilon}, \quad -\alpha S = \vartheta\dot{\varepsilon} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 42$$

zeigt, daß die empirische Definition des lebenden Organismus als geschichtetes Wirkungsgefüge mit entelechialer Bewertung zu einer semantischen Definition aufgrund der Beziehung 42 abgewandelt werden muß. Diese semantische Definition muß nach 42 lauten: ~~Ein~~ Jeder lebende Organismus wird jede po-

sitive oder negative [illegible] der Organismen ist stets ein entelechial geschichtetes Wirkungsgefüge.

Aus Gleichung 42 folgt, daß der Anstieg der Semantentropie während der Typogenese bis zur Typostase einem Abfallen der Entele~~chie~~chialbewegung $\dot{\varepsilon}$ entspricht, so daß v mit $\dot{\varepsilon}$ abnimmt, während die Binärfunktion ansteigt. Der Typostasenwert $\dot{\varepsilon}_0 = const.$ liefert auch $v = const.$, während $\dot{\varepsilon}_0 = 0$ zu $v = a$ führt, was die Integrationskonstante a als Evolutionsgeschwindigkeit mit Konstanter ~~verschwindender Entelechieänderung~~ Entelechie ~~[illegible] Entelechie~~ interpretiert. Da die gesamte Evolution aller Organismenarten stets so verlaufen muß, daß zwar die allgemeine Entropie in den Einzelphylogenesen ansteigen kann, aber die ε-Niveaus orthogenetisch steigen, gilt $\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x$, wenn die Taxonomie y aus x hervorgeht und später liegt. Diese zeitlich gemittelten ε-Niveaus werden mit der zeitlichen Phylogenesendauer T beschrieben durch $T \cdot \tilde{\varepsilon} = \int_0^T \varepsilon\,dt$. Für die mittlere Binärfunktion hinsichtlich einer Phylogenese gilt entsprechend $T\tilde{\psi} = \int_0^T e^{-\vartheta\varepsilon}\,dt$, woraus

| S. 267 a

266 evident wird, daß für die Orthogenese $\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x$ immer $\tilde{\psi}_y < \tilde{\psi}_x$ gilt. Da andererseits $\tilde{\psi} = \tilde{\omega} - \cancel{x}\tilde{\eta}$ ist, kann diese Orthogenese beim Übergang von $\mathfrak{X}$ nach $\mathfrak{Y}$ gemäß $\tilde{\omega}_y - \tilde{\eta}_y < \tilde{\omega}_{\cancel{y}x} - \tilde{\eta}_x$ nur darin bestehen, daß sich beim Anstieg des ε-Niveaus Quantität und Qualität der Organismenart ~~einem~~ zu nivellieren, was einer Senkung der Binärfunktion mit einem $\dot{\varepsilon}$-Anstieg entspricht. Die aus 42 unmittelbar folgende Orthogenese wird also beschrieben durch

$$\mathfrak{X} \to \mathfrak{Y}, \quad T\tilde{\varepsilon} = \int^T \varepsilon \, dt, \quad T\tilde{\psi} = \int_0^T e^{-\vartheta_\varepsilon} \, dt,$$
$$\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x, \quad \tilde{\omega}_y - \tilde{\eta}_y < \tilde{\omega}_x - \tilde{\eta}_x \quad \ldots \ldots \quad 42a.$$

Da jeder lebende Organismus als entelechal geschichtetes Wirkungsgefüge auch eine sehr starke positive Symbiose eines Organverbandes ist, muß das orthogenetische Prinzip 42a auch für die Organevolution längs einer Phylogenese T gelten. Während T kann sich also ε und damit auch ψ nur so verändern, daß es zum Quantitäts-Qualitätsausgleich kommt. Dies bedeutet, daß sich während T primär diejenigen Organe des Organismus ~~evolu~~ über das genetische Informationsmuster evolutiv einordnen, bei denen ψ am höchsten liegt, also ein besonders starker Unterschied zwischen der Funktion sexueller ~~mit~~ Vitalität und residenter Qualität besteht.

267

Aufgrund der Ergebnisse 42 und 42a ~~besteht~~ das Prinzip des elementaren Lebensprozesses darin, daß dieser Elementarprozeß zeitlich als Entelechie angelegt ist, worauf sich der Organismus als entelechal geschichtetes Wirkungsgefüge definiert. Hieraus folgt unmittelbar die Grenze des Quantitätsaspektes i. B. auf den Lebensprozeß, denn die entelechale Schichtung ist im Kompetenzbereich dieses Aspektes (analytischer nicht faßbar. Wegen der hierarchischen Tektonik telezentrierter Ökodynamenstrukturen nach A bietet sich zur vollständigen Beschreibung der Organismen eine syntrometrische Methode an, bei welcher jedoch die Wahl des günstigsten Aspektivsystemes offen bleiben muß. Auf jeden Fall hat dieses System dem entelechalen

S. 262 a

Charakter dieser Strukturen zu berücksichtigen. Andererseits erscheint der Lebensprozeß stets an ein somatisches, also an ein materielles System gebunden, woraus folgt, daß unmittelbar jedem Bestandteil dieses Systems, also in letzter Konsequenz jedem ponderablen und imponderablen Materiefeldquant eine entelechale Bewertung koordiniert werden muß. Dies hätte also eine durch 42 erzwungene entelechale Revision der Atomistik zur Folge, derart, daß die mikromaren Entelechien erst in den höchsten Organisationsformen der Materie makromar erscheinen. Zur Beschreibung der Materiefeldquanten ist der Quantitätsaspekt besonders geeignet, doch erscheint auch in diesem Bereich wegen der Existenz mikromarer Wechselwirkungen und der damit verbundenen Änderung von Organisationszuständen das Prinzip entelechaler Schichtung. Die durch 42 geforderte entelechale Revision der Atomistik kann also nur darin bestehen, daß eine geschlossene analytische Beschreibung der Atomistik im Quantitätsaspekt

so formuliert und eindeutig erweitert wird, daß das Übergangskriterium zur anthropomorphen Syntrometrie erfüllt ist und die entelechale Bewertung in der graduellen Tektonik äondynischer Metroplexkombinate erscheint, deren Trägerraum als Äondyna[illegible] mindestens der R_4 sein muß. Die Basissyntrokoden dieser Strukturen müssen dabei die elementaren Syntrizen in der T(0) des Quantitätsaspektes anthropomorpher Syntrometrie sein.

Da der Lebensprozeß immer durch entelechal geschichtete Wirkungsstufe je an materielle Strukturen gebunden ist, müssen die Basissyntrokoden der organischen Metroplexkombinate in der gleichen T(0) stehen wie diejenigen der anthropomorph mikromar beschriebenen ~~Materiefeldquanten~~ Entelechalatomistik. Auf jeden Fall müssen alle diese äondynischen Metroplexkombinate im R_4 zeitlich telezentriert sein, wobei die telezentrische Tektonik über eigentliche oder uneigentliche Telezentren verfügt.

270 und muß es im Falle der organischen Strukturen p > 0 Zusatzdimensionen geben, welche das Trägerkontinuum zum R_{p+4} ergänzen. Das den Organismen angepaßte Aspektivsystem wiederum muß das anthropomorphe Aspektivsystem und in diesem wiederum den Quantitätsaspekt implizieren. Diese Forderung ist notwendig, weil die Basissyntropoden organischer Strukturen mit denen der Atomistik identisch sind und sich erst in höherer gradueller Tektonik unterscheiden. Ob eine durchgehende Korrespondenz zwischen organischen Strukturen und der über den Quantitätsaspekt beschreibbaren Atomistik existiert oder nicht, hängt davon ab, ob der R_{p+4} mit p > 0 entelechal bedingten Zusatzdimensionen bereits für die entelechale Revision der Atomistik eine sich selbst ergebende Notwendigkeit ist. Ist $\varepsilon(p)$ ein Element der Prädikatrix des optimalen subjektiven Aspektes aus einem organischen Aspektivsystem (was wiederum die entelechal bedingten p > 0 berücksichtigt), sind V und L Metroplexkombinate organischer Strukturen, welche von den p + 4 Koordinaten des Trägerkontinuums abhängen, und ist B ein anorganischer Biotop (als Metroplexkombinat beschrieben), der mindestens vom R_4 abhängt, dann gilt für die allgemeine Beschreibung organischer Strukturen durch äondynamische Metroplexkombinate über einem organischen Aspektivsystem mit entelechaler Prädikatrix das Schema 271

$$\overset{g}{V}(x_k)_1^{p+4}\ \{\}\ \overset{s}{B}(x_k)_1^{(p)+4},\ \varepsilon(p),\ \overset{m}{L}(x_k)_1^{p+4}$$

. . . . 43.

Hierin sind die x_k die Koordinaten des Trägerkontinuums, wobei in der Kondyme $\overset{s}{B}$ des anorganischen Biotops durch (p)+4 ~~durch~~ die Existenz der durchgehenden Korrespondenz p ≥ 0 zwischen anorganischer und organischer Strukturierung offen bleibt. Aufgrund des Quantendualismus und der hierdurch notwendigen Interpretation des Quadrates der Zustandsfunktion als Wahrscheinlichkeitsdichte wird allerdings für Materiefeldquanten das Auftreten von Freiheitsgraden oder von $p > 0$ verborgenen Koordinaten nahegelegt, was die Existenz des R_{p+4} auch für die anorganische Strukturbildung naheliegend wahrscheinlich macht. Diese $p > 0$ entelechal bedingten Zusatzkoordinaten η_k können nur die graduelle Tektonik der Metroplexkombinate in Richtung der zeitlich teleozentrischen Tektonik verändern, denn wegen des Zeitverlaufs aller Phylogenesen und des Zeitablaufs der Typoklinen $v(t)$ muß die teleozentrische Tektonik organischer Metroplexkombinate zeitartig sein. Wenn also eine anorganisch–organische Korrespondenz des Entelechalfaktors $p > 0$ existiert, dann muß für die Metroplexgrade von 43 das System

$$q = q(\eta_k)_5^{p+4}, \quad s = s(\eta_k)_5^{p+4}, \quad m = m(\eta_k)_5^{p+4},$$

$$\eta_k = \eta_k(t) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 43a$$

berücksichtigt werden, wenn eine einheitliche syntrometrische Beschreibung anorganischer und organischer Strukturen durchgeführt we

43 zur einheitlichen
ie des Lebensprozesses
Beziehungen 42 und
ck, aus denen (an der
Kompetenzbereiches
bilitätsaspektes) hervor-
ypoklinencharakteristik
logenesen und die
bische Evolutionsten-
wachsenden Organisa-
ündern allein auf die
lle Natur des Lebens-
s zurückgeht. Die Natur
ismen, nach 42 ente-
lechaler [illegible] Wirkungsge-
füge zu sein, macht die Evolution zu steigenden Organisationsformen von der anorganischen Existenzsphäre über diejenige organischer autogener Katalyse durch die Biosphäre in die humane Noosphäre und die Logosphäre des Vernunftwesens zur Notwendigkeit.

Ende der Überarbeitung

allerdi … kadiepaldquan-
ten das … von Freiheits-
graden … p > 0 verbor-
genen K … nahegelegt,
was die E … R_{p+4} und
für die … Strukturbeziehung
unterliegt … ich macht.
Diese p > 0 … bedingten Zu-
satzkoord … können und die
gradzahl … der Heteroplex-
kombinat … g der zeitlich
telezentri … nik verändern,
dann wa … rlaufs aller
Phylogenesen während des Zeitablaufs
der Typoklinen $\nu(t)$ muß die te-
lezentrische Tektonik organischer He-
teroplexkombinate zeitartig sein.

Wenn also eine anorganisch-organische Korrespondenz des Entelechialfaktors p > 0 existiert, dann muß für die Heteroplexgrade von 43 das System

$$q = q(\eta_k)_5^{p+4}, \quad s = s(\eta_k)_5^{p+4}, \quad m = m(\eta_k)_5^{p+4},$$

$$\eta_k = \eta_k(t) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 43a$$

berücksichtigt werden, wenn eine einheitliche syntrometrische Beschreibung anorganischer und organischer Strukturen durchgeführt werden soll.

Der Ansatz 43 zur einheitlichen Syntrometrie der Lebensprozesse geht auf die Beziehungen 42 und 42a zurück, aus denen (an der Grenze des Kompetenzbereiches des Quantitätsaspektes) hervorgeht daß die Typoklinencharakteristik aller Phylogenesen und die orthogenetische Evolutionstendenz zu wachsenden Organisationszuständen allein auf die entelechale Natur des Lebensprozesses zurückgeht. Die Natur der Organismen, nach 42 entelechal verschiebbare Wirkungsgefüge zu sein, macht die Evolution zu steigenden Organisationsformen von der anorganischen Existenzsphäre über diejenige organischer anbogener Katalyse durch die Biosphäre in die humane Noosphäre und die Logosphäre des Vernunftwesens zur Notwendigkeit.

Ende der Überarbeitung

Einführung zu Bd $\underline{V}$ S. 101

Allgemein beschreibt das System 69 einen Zusammenhang zwischen ponderabler Materie, elektrischer Ladung, sowie zwischen elektromagnetischen und gravitativen Wirkungsfeldern. Offensichtlich sind die Naturkonstanten ε_0, μ_0, α und β den Vektoren $\overline{\underline{E}}$, $\overline{\underline{H}}$, $\overline{\underline{\Gamma}}$ und $\overline{\underline{\mu}}$ koordiniert, so daß $\overline{A}\cdot\sqrt{a} = \overline{\underline{A}}$ mit Kürzung verwendet werden kann. Damit wird 69 zu $\operatorname{rot}(\overline{\underline{H}} + \overline{\underline{\mu}}) - (\dot{\overline{\underline{E}}}/c + \dot{\overline{\underline{\Gamma}}}/\omega + \dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega) = (\varrho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\cdot\sqrt{\beta})\cdot\overline{v}$, $\operatorname{rot}(\overline{\underline{E}} + \overline{\underline{\Gamma}} + \overline{\underline{\mu}}) + \dot{\overline{\underline{H}}}/c - \dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega = \frac{\partial}{\partial t}\, d/d\overline{F}\,(m_0 - m)\cdot\sqrt{\beta}$, $\sqrt{\varepsilon_0}\operatorname{div}\overline{\underline{E}} = \varrho$, $\sqrt{\alpha}\operatorname{div}\overline{\underline{\Gamma}} = 0$, $\operatorname{div}\overline{\underline{H}} = 0$, $\operatorname{div}\overline{\underline{\mu}} = \omega(\sigma_0 - \sigma)\sqrt{\beta}$. Dieser Zusammenhang beschreibt im Vakuum $\sigma_0 = 0$ und $\varrho = 0$ unmittelbar die Wechselbeziehung zwischen dem elektromagnetischen und gravitativen Wirkungsfeld. Im Falle hinreichend schwacher Felder $\sigma \approx \sigma_0 = 0$ mit approximativ verschwindender Feldmasse kann diese gravitativ-elektromagnetische Wechselbeziehung explizit durch das Vakuumsystem $\operatorname{rot}(\overline{\underline{H}} + \overline{\underline{\mu}}) - (\dot{\overline{\underline{E}}}/c + \dot{\overline{\underline{\Gamma}}}/\omega + \dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega) = \overline{0}$, $\operatorname{rot}(\overline{\underline{E}} + \overline{\underline{\Gamma}} + \overline{\underline{\mu}}) + \dot{\overline{\underline{H}}}/c - \dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega = \overline{0}$, $\operatorname{div}\overline{\underline{E}} = \operatorname{div}\overline{\underline{H}} = \operatorname{div}\overline{\underline{\Gamma}} = \operatorname{div}\overline{\underline{\mu}} = 0$ beschrieben werden. Die Separation von $\overline{\underline{E}}$ und $\overline{\underline{H}}$ in der Form $\operatorname{rot}\overline{\underline{H}} - \dot{\overline{\underline{E}}}/c = -\operatorname{rot}\overline{\underline{\mu}} + \dot{\overline{\underline{g}}}/\omega$ und $\operatorname{rot}\overline{\underline{E}} + \dot{\overline{\underline{H}}}/c = -\operatorname{rot}\overline{\underline{g}} + \dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega$ zeigt, daß

$\overline{\underline{g}} = \overline{\underline{\Gamma}} + \overline{\underline{\mu}}$ der einheitliche Gravitationsfeldvektor ist, der über das Mesofeld $\overline{\underline{\mu}}$ an das elektromagnetische Feld gekoppelt ist, so daß dieses Mesofeld im Falle der elektromagnetisch-gravitativen Wechselbeziehung als Kopplungsfeld interpretiert werden muß. Zur weiteren expliziten Beschreibung dieser Kopplung wird von den approximierten Vakuumbeziehungen die erste skalar mit $\overline{\underline{E}} + \overline{\underline{g}}$ und die zweite skalar mit $\overline{\underline{H}} + \overline{\underline{\mu}}$ multipliziert und beide Beziehungen voneinander subtrahiert. Mit der Kürzung $\dot{Q}/c = -\overline{\underline{E}}\operatorname{rot}\overline{\underline{\mu}} + \overline{\underline{E}}\,\dot{\overline{\underline{g}}}/\omega + \overline{\underline{H}}\operatorname{rot}\overline{\underline{g}} - \overline{\underline{H}}\,\dot{\overline{\underline{\mu}}}/\omega$ wird $\overline{\underline{E}}\operatorname{rot}\overline{\underline{H}} - \overline{\underline{H}}\operatorname{rot}\overline{\underline{E}} - (\dot{\overline{\underline{E}}}\cdot\overline{\underline{E}} + \dot{\overline{\underline{H}}}\,\overline{\underline{H}})\cdot 1/c = -\operatorname{div}\overline{\underline{E}}\times\overline{\underline{H}} - \dot{\eta}/c = -(\operatorname{div}\overline{\underline{E}}\times\overline{\underline{H}} + \dot{\eta})\cdot 1/c$ wird $\operatorname{div}\overline{\underline{E}}\times\overline{\underline{H}} = -Q + \dot{\eta}$, oder nach Gradientenbildung $\operatorname{grad}\operatorname{div}\overline{\underline{E}}\times\overline{\underline{H}} = -\operatorname{grad} Q + \operatorname{grad}\dot{\eta}$. Hierin ist offensichtlich $\dot{\overline{\underline{\xi}}}_r = -\operatorname{grad} Q$ die zeitliche Änderung einer ponderomotorischen Kraftdichte, welche als Trägheitskraft erscheinen muß und wegen des Äquivalenzprinzips von Trägheit und Gravitation als gravitative Wirkung zu interpretieren ist. Allerdings erscheinen wegen der Darstellung von Q die gravitativen Feldgrößen multiplikativ an $\overline{E}$ und $\overline{H}$ gekoppelt. Der rein elektromagnetische, aber ponderomotorisch erscheinende Strahlungsdruck $\overline{\xi}_e$ verursacht durch $\overline{E} \times \overline{H}$ wird beschrieben durch $\overline{\xi}_e = \operatorname{grad} \eta - \int \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H} \cdot dt$ oder $\dot{\overline{\xi}}_e = \operatorname{grad} \dot{\eta} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H}$, womit in $\operatorname{grad} \operatorname{div} \overline{E} \times \overline{H} = \dot{\overline{\xi}}_p + \operatorname{grad} \dot{\eta} = \dot{\overline{\xi}}_p + \dot{\overline{\xi}}_e + \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H}$ substituiert werden kann. Da im R_3 stets grad div − div grad = rot rot ist, folgt $\dot{\overline{\xi}}_e + \dot{\overline{\xi}}_p = \operatorname{grad} \operatorname{div} \overline{E} \times \overline{H} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H}$. In dieser Operatorgleichung wird also die Summe von zwei Kraftdichteänderungen ausgedrückt durch $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H}$. Während $\dot{\overline{\xi}}_e$ den Strahlungsdruck beschreibt, kennzeichnet $\dot{\overline{\xi}}_p$ einen gravitativen Vorgang, der als kontrabarisch bezeichnet werden soll, wenn dieser Gravitationsvorgang $\dot{\overline{\xi}}_p \to (\max)$ den Maximalwert erreicht. Für einen Extremwert $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H} = \text{const}$ ist dies in $\dot{\overline{\xi}}_e + \dot{\overline{\xi}}_p$ nur für $\dot{\overline{\xi}}_e = \overline{0}$ möglich. Die Kontrabarie $\dot{\overline{\xi}} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H}$ wird also durch die kontrabarische Bedingung $\dot{\overline{\xi}}_e = \overline{0}$ oder $\operatorname{grad} \dot{\eta} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H} = \overline{0}$ ermöglicht. Da stets $\operatorname{rot} \operatorname{grad} = \overline{0}$ ist, und $(\operatorname{rot} \times \operatorname{div} \operatorname{grad})_- = \overline{0}$ kommutiert, wird durch Rotorbildung die kontrabarische Bedingung $\overline{0} = \operatorname{rot}(\operatorname{grad} \dot{\eta} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H}) = -\operatorname{rot} \operatorname{div} \operatorname{grad} \overline{E} \times \overline{H}$ oder $\operatorname{div} \operatorname{grad} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H} = \overline{0}$. Diese kontrabarische Bedingung gestattet eine Umfassung der kontrabarischen Wirkung $\dot{\overline{\xi}}_p$. Rotorbildung liefert $\operatorname{rot} \dot{\overline{\xi}}_p =$ ~~rot rot~~ $= \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H} = \operatorname{rot}(\operatorname{grad} \operatorname{div} - \operatorname{div} \operatorname{grad})$; $\overline{E} \times \overline{H} = -$ ~~div grad rot~~ $= -\operatorname{div} \operatorname{grad} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H} = \overline{0}$, das heißt, $\dot{\overline{\xi}}_p$ ist gemäß $\operatorname{rot} \dot{\overline{\xi}}_p = \overline{0}$ wirbelfrei, was erst die Gradientendarstellung $\dot{\overline{\xi}}_p = \operatorname{grad} \dot{\eta}$ als Ausdruck der kontrabarischen Bedingung zuläßt. Substitution liefert demnach als kontrabarisches Gleichungssystem die Operatorbeziehung $\operatorname{grad} \dot{\eta} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H}$, wonach $\overline{E} \times \overline{H}$ mit zeitlichen Änderung eines ponderomotorischen Gradientenfeldes (Gravitationsprozeß) wird, wenn auf $\overline{E} \times \overline{H}$ der Feldrotor doppelt einwirkt.

Die inverse Separation von $\overline{\Gamma}$ und $\overline{\mu}$, also $\operatorname{rot} \overline{\mu} - (\dot{\overline{\Gamma}} + \dot{\overline{\mu}})/\omega = \dot{\overline{E}}/c - \operatorname{rot} \overline{H}$ und $\operatorname{rot}(\overline{\Gamma} + \overline{\mu}) - \dot{\overline{\mu}}/\omega = -\operatorname{rot} \overline{E} - \dot{\overline{H}}/c$ liefert in völliger Analogie $-\operatorname{div} \overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ −

$-\mathfrak{S}\,\dot{\varepsilon} = Q_e ; \mathfrak{S}$ mit $\dot{\varepsilon} = \overline{\Gamma}\,\dot{\overline{\Gamma}} - \overline{\mu}\,\dot{\overline{\mu}}$, ~~führt~~ während Q_e die zu Q analoge elektromagnetische Größe ist. Die vektoranalytische Operatorenentwicklung läuft der kontrabarischen Entwicklung völlig parallel. Ist Φ das elektromagnetische Analogon zu φ, dann ergibt sich für ein elektromagnetisches Gradientenfeld das dynabarische Gleichungssystem grad $\dot{\Phi}$ = rot rot $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$, wonach eine freie Gravitationswirkung $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ in einem elektromagnetischen Prozeß Φ transformierbar ist.

Da grad $\dot{\Phi}$ ein elektromagnetischer Prozeß der Energiedichte Φ ist, muß ein Operator T existieren, derart daß T; grad $\dot{\Phi} = \overline{E} \times \overline{H}$ zum elektromagnetischen Strahlungsfeld wird. Substitution mit der dynabarischen Beziehung liefert den Ausdruck $\overline{E} \times \overline{H}$ = T; rot rot $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$, mit welchem in der kontrabarischen Beziehung gemäß grad $\dot{\varphi}$ = rot rot $\overline{E} \times \overline{H}$ = rot rot T; rot rot $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ substituiert werden kann. Da T und somit auch ~~C =~~ C = rot rot T; rot rot von den elektromagnetischen Bestimmungsstücken abhängt, aber φ eine gravitative Energiedichte ist, beschreibt grad $\dot{\varphi}$ = C; $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ den Übergang von $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ über ein elektromagnetisches System in die ponderomotorische Gradientenkraft eines gravitativen Systems, so daß grad $\dot{\varphi}$ = C; $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ als telebarische Beziehung und C als telebarischer Operator bezeichnet werden kann.

Ganz analog muß ein Operator W existieren, welcher die gravitative Wirkung des kontrabarischen Vorganges gemäß $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ = W; grad $\dot{\varphi}$ = W; rot rot $\overline{E} \times \overline{H}$ in eine Substitution für die dynabarische Beziehung transformiert, was zu grad $\dot{\Phi}$ = rot rot W; rot rot $\overline{E} \times \overline{H}$ = D; $\overline{E} \times \overline{H}$ führt. Wegen W; grad $\dot{\varphi} = \overline{\Gamma} \times \overline{\mu}$ hängt W und damit auch D = rot rot W; rot rot nur von gravitativen Feldgrößen ab, so daß grad $\dot{\Phi}$ = D; $\overline{E} \times \overline{H}$ als telektronische Beziehung mit dem telektronischen Operator D ($\overline{\Gamma}, \overline{\mu}$) zeigt, daß jede elektromagnetische Zustandsänderung grad $\dot{\Phi}$ eines elektromagnetischen Systems durch Emission oder Absorption von $\overline{E} \times \overline{H}$ nur über ein gravitatives Feldsystem eines telektronischen Operators erfolgen kann.

Die aus 69 hergeleiteten Beziehungen von Kontrabarie, Synbarie, Telebarie und Telektronik werden in der approximierten Form $\sigma \approx \sigma_0 = 0$ schwacher Felder im Vakuum $\rho = 0$ beschrieben durch:

$\sigma \approx \sigma_0 = 0$, $\rho = 0$, $\operatorname{grad} \dot{\rho} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} \overline{E} \times \overline{H}$, $\operatorname{grad} \dot{\varphi} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} \overline{F} \times \overline{\mu}$, $\operatorname{grad} \dot{\rho} = C$; $\overline{F} \times \overline{\mu}$, $\operatorname{grad} \dot{\varphi} = D$; $\overline{E} \times \overline{H}$, $(C, D) = \operatorname{rot}\operatorname{rot}(T, W)$; $\operatorname{rot}\operatorname{rot} \overline{T}(\overline{E}, \overline{H})$; $\operatorname{grad} \dot{\rho} = \overline{F} \times \overline{\mu}$, $W(\overline{F}, \overline{\mu})$; $\operatorname{grad} \dot{\varphi} = \overline{E} \times \overline{H}$ . . . . 69 a.

Ist der R_3 nicht leer, sondern gibt es ponderable Ladungs~~ände~~träger * $\sigma_0 \neq 0$ mit $\rho \neq 0$ und $\sigma \neq 0$, dann verschwinden die Divergenzen der Feldvektoren nicht mehr. Wegen $\operatorname{div}\operatorname{rot} = 0$ im R_3 folgt aus $\operatorname{rot}(\overline{H} + \overline{\mu}) - (\dot{\overline{E}}/c + \dot{\overline{F}}/\omega + \dot{\overline{\mu}}/\omega) = (\rho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0 \cdot \sqrt{\beta}) \cdot \overline{v}$ nach Divergenzbildung $\operatorname{div}(\rho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta}) \cdot \overline{v} = -\operatorname{div} \dot{\overline{E}}/c - \operatorname{div}(\dot{\overline{F}} + \dot{\overline{\mu}}) \cdot 1/\omega = -(\dot{\rho} \cdot \sqrt{\mu_0} + \dot{\sigma} \cdot \sqrt{\beta} + (\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma}) \cdot \sqrt{\beta}) = -(\dot{\rho}\sqrt{\mu_0} + \dot{\sigma}_0 \cdot \sqrt{\beta})$ oder $0 = \dot{\rho} \cdot \sqrt{\mu_0} + \dot{\sigma}_0 \cdot \sqrt{\beta} + \operatorname{div}(\rho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta}) \cdot \overline{v} = \frac{d}{dt}(\rho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0 \cdot \sqrt{\beta})$, was einer Kontinuitätsbeziehung elektrisch-gravitativer Ladungen entspricht. Zeitintegration liefert $\rho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta} = a = \text{const}(t)$. Hieraus kann als Dichte der allgemeinen elektrisch-gravitativen Ladung $\frac{dQ}{dV} = \rho + \sigma_0 \sqrt{\beta/\mu_0}$ eingeführt werden, was

$\frac{dQ}{dV} \cdot \sqrt{\mu_0} = a$ liefert $\sqrt{\beta}\,\sigma' = \frac{dm}{dV}$ eine äquivalente gravitative Vergleichsquelle, dann gilt auch $\sigma'\sqrt{\beta} = a$, wenn wegen des Vergleichs $\rho' = 0$ gesetzt wird.

Q ist offensichtlich eine der räumlichen Gravitationsfeldverteilung immanente Ladungsverteilung

Nach der Produktregel folgt durch Division beider Beziehungen $\frac{dQ}{dm} \cdot \frac{dV'}{dV} = \sqrt{\beta/\mu_0} = 1/2\sqrt{3R_+/R_-}$ oder $\frac{dQ}{dm} = 1/2 \frac{dV}{dV'} \cdot \sqrt{3R_+/R_-}$. Wenn es gelingt $\frac{dV}{dV'}$ aus den äquivalenten Niveauflächen F und F' des Vergleichs zu ermitteln, dann ist offensichtlich ein direkter Zusammenhang zwischen elektrischen und gravitativen Feldquellen hergestellt. Eine Divergenzbildung der zweiten Wirbelbeziehung aus 69 führt lediglich zur Quellenverteilung $\operatorname{div} \overline{\mu} = \omega(\sigma_0 - \sigma)$ zurück, weil grundsätzlich $\operatorname{div} \overline{H} = 0$ bleibt.

In der Beziehung $\frac{dQ}{dm} \cdot \sqrt{R_-/R_+} = 1/2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{dV}{dV'}$ sind V und V' Volumina, welche von den sphärischen Niveauflächen der Feldverteilungen Q und m begrenzt sind. Wegen der sphärischen Symmetrie gilt also $dV = 4\pi r^2\, dr$ und $dV' = 4\pi r'^2 \cdot dr'$, also ~~dV~~ $\frac{dV}{dV'} = \frac{r^2\, dr}{r'^2\, dr'}$. Die Niveaus beider Feldstrukturen werden dagegen

beschrieben durch
$Q(r) = 4\pi\varepsilon_0 U\cdot r$ und $\gamma m(r') = \psi\cdot r'$, wobei auf einer Niveaufläche jeweils $U = const.(r)$ und $\psi = const.(r')$ gilt. Variationen von Q und m liegen demnach auf derartigen Niveauflächen
$\frac{dQ}{dm} = | \frac{U\,dr}{\psi\,dr'}\,4\pi\varepsilon_0\cdot\gamma = 1/2\sqrt{3R_+/R_-}\cdot\frac{r^2\,dr}{r'^2\,dr'}$, woraus das Verhältnis der Niveauflächen $\frac{r^2}{r'^2} = 8\pi\varepsilon_0\cdot\gamma\cdot\sqrt{1/3\,R_-/R_+}\cdot U/\psi = const$ eliminiert werden kann. Wegen dieser Konstanz auf den Niveauflächen gilt $r \sim r'$ und daher $V \sim V'$, was $\frac{dV}{dV'} = V/V' = const$, bzw. $\frac{dr}{dr'} = r/r' = const$ und damit auch $\frac{dQ}{dm} = Q/m = const$ zur Folge hat. Weil $8\pi\varepsilon_0\cdot\gamma\cdot\sqrt{\frac{R_-}{3R_+}} = 1/4\cdot\sqrt{\varepsilon_0/\gamma}$ und $U/\psi\cdot\sqrt{\varepsilon_0/\gamma} = \sqrt{K/K'}$ einem Verhältnis von Wechselwirkungskräften entspricht, gilt $(2r/r')^2 = \sqrt{K/K'}$ oder $4\cdot\frac{V}{V'} = r/r'\cdot\sqrt{K/K'}$. Zweifellos ~~ist~~ sind $K\cdot r = E$ und $K'\cdot r' = E'$ die Energien dieser Wechselbeziehungen, deren energetische Niveauflächendurchsätze $q \sim r\,E/V$ und $q' \sim r'\,E'/V'$ mit gleichem Proportionalitätsfaktor sind. Quadratierung von $4V/V' = r/r'\cdot\sqrt{K/K'}$ liefert $16(V/V')^2 = \frac{rE}{r'E'} = q/q'\cdot\frac{V}{V'}$, also $16\,V/V' = q/q'$. Der Energiedurchsatz einer Niveau-

fläche muß mit dem Normalenvektor dieser Fläche gleichgerichtet sein, sodaß $\bar q = \bar F_0\cdot q$ und $\bar q' = \bar F_0'\cdot q'$ gilt. Da $F \| F'$ ist, muß auch $\bar q \| \bar q'$ sein. Bei dieser Energie handelt es sich aber bei $\bar q$ um ein mit c, aber bei $\bar q'$ um ein mit w fortschreitendes Feld, so daß $\bar q\cdot c$ und $\bar q'\cdot w$ die Niveauflächendichten zeitlicher Energieflüsse sind, deren Zeitintegrale gemäß $\bar x = c\cdot\int\bar q\,dt$ und $\bar x' = w\cdot\int\bar q'\,dt$ ponderomotorische Kräfte dieser Energieflüsse darstellen, für welche ebenfalls $\bar x \| \bar x'$ gelten muß. Da immer $16\,V/V' = q/q' = const$ ist, muß neben $q \sim q'$ auch $\bar x \sim \bar x'$ sein. Werden die ~~beiden~~ Dichten dieser beiden Kräfte auf das Volumen des Q-Systems bezogen, dann gilt $\bar\xi = \frac{d\bar x}{dV}$ und $\bar\xi' = \frac{d\bar x'}{dV}$, sowie $\bar\xi \sim \bar\xi'$ und auch $\dot\xi \sim \dot\xi'$. Da es sich bei diesen beiden Größen wiederum um eine Feldwechselbeziehung gravitativ-elektromagnetischer Art handeln muß, kann immer $\dot\xi = \operatorname{grad}\phi$ und $\dot\xi' = \operatorname{grad}\varphi$ erreicht werden, so daß das System 69a anwendbar ist. Nach der [illegible] Beziehung gilt $\dot\xi = \operatorname{grad}\dot\phi = \operatorname{rot}\operatorname{rot}W$; und hierin kann wegen $\operatorname{rot}\operatorname{rot}\bar E\times\bar H$ und $\dot\xi' = \operatorname{grad}\dot\varphi$ mit der kontrabarischen

Beziehung $\dot{\xi}' = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\overline{E}\times\overline{H}$ mit $\dot{\xi} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}'$ substituiert werden. Wegen $\dot{\xi} \sim \dot{\xi}'$ muß daher auch $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}' = A\,\dot{\xi}''$ sein, wenn A ein Proportionalitätsfaktor ist. ~~Da~~ $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W$ beschreibt einen nichtdimensionierten Operator, welcher ein Wirbelfeld darstellt. Es muß also auch $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}'$ dem Azimut α und dem Höhenwinkel ϑ in den Intervallen $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ und $0 \leq \vartheta \leq \pi$ auf einer Niveaufläche direkt proportional sein, weil $\dot{\xi}' = \mathrm{const.}(\alpha,\vartheta)$ ~~ist~~, was ~~entsprechend~~ durch $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}' \sim \alpha\cdot\vartheta\,\dot{\xi}'$ erreicht werden kann. Vergleich mit $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}' = A\,\dot{\xi}'$ liefert für A die einzig mögliche Wahl $A = a\cdot\alpha\cdot\vartheta$, wobei a ein noch unbekannter Zahlfaktor ist. Einsetzen von $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}' = a\,\alpha\,\vartheta\,\dot{\xi}'$ in $\dot{\xi} = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,W;\ \dot{\xi}'$ liefert dann $\dot{\xi} = a\,\alpha\,\vartheta\,\dot{\xi}' \sim \dot{\xi}'$, was partiell nach α und ϑ differenzierbar ist. Wegen der Vertauschbarkeit der Differentiationen ergibt sich mit der Kürzung $\overline{x} = \frac{\partial^2 \overline{x}}{\partial\alpha\,\partial\vartheta}$ die räumlich integrierbare Form $\frac{d\dot{\overline{x}}}{dV} = a\,\dot{\xi}'$ oder integriert $\dot{\overline{x}} = a\,\dot{\overline{x}}' + \overline{B}$. Für $V = 0$ ist offensichtlich immer $\dot{\overline{x}}(0) = \dot{\overline{x}}'(0) = \overline{0}$, was $\overline{B} = \overline{0}$ festlegt. Ganz entsprechend muß auch $\overline{x}(t=0) = \overline{x}'(t=0) = \overline{0}$ folgen, so daß aus $\dot{\overline{x}} = a\,\dot{\overline{x}}'$ nach Zeitintegration $\overline{x} = a\,\overline{x}'$ wird. In dieser Beziehung beschreibt $\overline{x}$ die partielle Änderung der durch den elektromagnetischen Energiefluß (in der räumlichen Gravitationsfeldverteilung) erzeugten Kraft mit Azimut- und Höhenwinkel, während $\overline{x}'$ die Umgebungswirkung der gravitativen Energieflußdichte gleicher Feldverteilung ist.

Anmerkung s. Seite 286

~~Demzufolge muß sich $\overline{x}$ wie die Diagonale eines Quadrates verhalten, dessen Kantenlänge $\overline{x}'$ ist. Aus diesem Grunde gilt $\overline{x}^2 - \overline{x}'^2 = \overline{x}'^2$ oder $\overline{x}^2 = 2\cdot\overline{x}'^2$, was $a^2 = 2$ also $\overline{x} = \overline{x}'\cdot\sqrt{2}$ bedingt. Integration längs $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ und $0 \leq \vartheta \leq \pi$ liefert $\overline{x} = \sqrt{2}\cdot\int_{\alpha=0}^{2\pi}\int_{\vartheta=0}^{\pi}\overline{x}'\cdot d\alpha\,d\vartheta = 2\pi^2\cdot\overline{x}'\cdot\sqrt{2}$, weil $\overline{x}' = \mathrm{const}(\alpha,\vartheta)$ sein muß, wenn $\dot{\xi}' = \mathrm{const}(\alpha,\vartheta)$ ist. Andererseits gilt $\overline{x} = \int\overline{q}\,c\,dt$ und $\overline{x}' = \int\overline{q}'\,\omega\,dt$, was eingesetzt zu $\int\overline{q}\,c\,dt = 2\pi^2\sqrt{2}\cdot\int\overline{q}'\,\omega\,dt$ oder zeitlich differenziert zu $\overline{q}\,c = 2\pi^2\cdot\overline{q}'\,\omega\sqrt{2}$ führt. Wird hierin $\overline{q} \parallel \overline{q}'$ und $3\omega = 4c$ berücksichtigt, dann folgt $3\,q/q' = 8\pi^2\sqrt{2}$ und hiermit kann in V/V' substituiert werden, was $16\,V/V' = q/q' = \frac{8}{3}\pi^2\cdot\sqrt{2}$ oder $V/V' = \frac{\pi^2}{6}\sqrt{2} = \frac{\pi^2}{\sqrt{18}}$ liefert. Dies wiederum le-~~

~~erfährt eine Substitution in Q/m, was zu $Q/m \cdot \sqrt{R_-/R_+} = 1/2 \cdot \sqrt{3} \cdot V/V' = \frac{\pi^2}{2\cdot\sqrt{6}}$, also dem einfachen Theorem~~

~~$2\,Q \cdot \sqrt{6R_-} = \pi^2 \cdot m \cdot \sqrt{R_+}$ . . . . 69 b~~

~~führt~~ Fortsetzung nach Seite 287

~~In dieser Beziehung wird also eine feldartige elektrische Ladungsverteilung Q von unbekanntem Charakter innerhalb einer räumlichen Gravitationsfeldverteilung unmittelbar durch die gravitative Feldquelle m ausgedrückt. Es liegt die Vermutung nahe, dass 69 b oder tiefere Hintergründe für die aus 69 b folgende Proportionalität zwischen magnetischer Horizontalintensität H_h, Drehimpulsdichte, $\eta = \frac{m r^2 \Omega}{V} = \frac{3 m \Omega}{4\pi r}$ und $\cos\vartheta$ des Breitengrades ϑ in der Form $H_h \sim \eta \cos\vartheta$ einer mit Ω rotierenden kugelförmigen (r) Masse m ohne elektrische Ladungs- und Feldverteilungen ist.~~

Fortsetzung: Band V. S. 101

~~(Ende der Einführung).~~

Anmerkung zu S. 285 Da $\dot{\xi}' = \mathrm{const}(\alpha, \vartheta)$ ist, muss auch $\overline{x}' = \mathrm{const}(\alpha, \vartheta)$ sein, so dass $\overline{x} = a\,\overline{x}'$ längs der Intervalle von α und ϑ gemäß $\overline{x} = a \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \overline{x}'\,d\alpha\,d\vartheta = 2\pi^2 a\,\overline{x}'$ integrierbar ist. Einsetzen der Zeitintegrale $\overline{x} = \int \overline{q}\,c\,dt$ und $\overline{x}' = \int \overline{q}'\,w\,dt$ ~~und~~ mit anschließender Zeitdifferentiation liefert dann $\overline{q}\,c = 2\pi^2 a\,\overline{q}'\,w$. Berücksichtigung von $\overline{q} \parallel \overline{q}'$ und $3w = 4c$ liefert $3\,q/q' =$

$= 8\pi^2 \cdot a$ als Substitution ~~für~~ in V/V'. Einsetzen in $16\,V/V' = q/q'$ ergibt also $V/V' = a \cdot \pi^2/6$, womit wiederum in Q/m substituiert werden ~~kann~~ $\cdot \sqrt{R_-/R_+} = 1/2 \cdot \sqrt{3} \cdot V/V'$ substituiert werden kann. Diese Substitution ergibt also das einfache Theorem $Q/m \cdot \sqrt{R_-/R_+} = a \cdot \frac{\pi^2 \cdot \sqrt{3}}{12} = \frac{a\pi^2}{4\cdot\sqrt{3}}$ oder

$4\,Q\,\sqrt{3R_-} = a\pi^2 m\,\sqrt{R_+}$ . . . . 69 b.

Fortsetzung siehe Seite 286

Anmerkung zu Seite 4

Aus diesem Ergebnis folgt unmittelbar, dass $\varepsilon_\pm(a)$ als Elektronenladung erscheint, wenn in der zu 69 b führenden Proportionalität $\overline{x} = a\,\overline{x}'$ oder skalar $x = \pm a x'$ (wegen $\overline{x} \parallel \overline{x}'$) die Größe x als Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge x' aufgefasst wird, was $a = \sqrt{2}$ zur Folge hat. Unter dieser Voraussetzung wird nämlich $\varepsilon_\pm(a) = \pm\frac{3}{a\pi^2} \cdot \sqrt{2\frac{\hbar}{R}}$ zu $\varepsilon_\pm(\sqrt{2}) = \pm\frac{3}{\pi^2}\sqrt{\frac{\hbar}{R}} \approx \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19}$ [Ampsek] und dieser Wert deckt sich bis auf rund 0,125 % mit der empirisch gemessenen Elektronenladung. Die positive Fehlerabweichung muss dabei noch erklärt werden."

Anmerkung ~~siehe~~ zu Seite 245

Zunächst folgt aus dem Übergang $\mathfrak{C}_0(\overline{v} = \overline{0}) \to \mathfrak{C}(\overline{v} \neq \overline{0})$ vom Ruhesystem

C_0 nach C, welches mit $\bar{v}$ im R_3 bewegt wird, daß eine in C_0 ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\dot{\bar{v}} \neq \bar{0}$ während des Übergangs erhält. Nach $\hat{C}$ liegt aber im System C hinsichtlich C_0 eine komplexe Drehung vor, welche mit $\dot{\bar{v}}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung 162 zeitlich stetig verletzt und immerwieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ der Kondensation stets $\dot{\bar{v}} \neq \bar{0}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Trägheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. (Bemerkung ~~Seite~~ zu Seite 242.) Wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, dann liefert 162 eine verblüffende Auffassung des Ponderabilitätskriteriums [3]. Wenn nämlich $\overset{\bar{\lambda}^{(3)}}{[3]}$ die Signatur eines Kondensatgebietes mitbestimmt, dann erscheint diese Signatur auch in den Eigenwerten der Kondensationsstufen. Die durch die Signatur (3) gekennzeichneten $\bar{\lambda}$ liegen aber in $S_{(1)} \equiv R_3$ in welchem $\bar{v} \neq \bar{0}$ möglich wird. Wenn es also in diesem Falle zu keiner inneren Strukturänderung kommt, dann wird 162 durch $\bar{\lambda} \perp \bar{v}$ erfüllt, was $\dot{\bar{v}} \neq \bar{0}$ und $0 \leq v < c$ nach $\hat{C}$ für $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$ ermöglicht, was aber das Kriterium der Ponderabilität der Formen c und d ist. Im Fall a oder b fehlt dagegen die Signatur (3) in $\bar{\lambda}$, so daß hier 162 ~~immer~~ stets durch $\bar{\lambda} \perp \bar{v}$ erfüllt wird, so daß für diese Elementarformen das Geschwindigkeitsintervall aus $\hat{C}$ als Ponderabilitätskriterium nicht existiert. Auf diese Weise wird das Charakteristikum der Ponderabilität wegen 162 allein durch [3] bestimmt.

288 $\mathfrak{C}_0$ nach $\mathfrak{C}$, welches mit $\overline{\vartheta}$ im R_3 bewegt wird, daß eine in $\mathfrak{C}_0$ ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\dot{\overline{\vartheta}} \neq \overline{0}$ während des Übergangs erfährt. Nach $\hat{\mathfrak{C}}$ liegt aber im System $\mathfrak{C}$ hinsichtlich $\mathfrak{C}_0$ eine komplexe Drehung vor, welche mit $\dot{\overline{\vartheta}}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung 162 zeitlich stetig verletzt und immerwieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\overline{\lambda}^{(x\lambda)}_{(\mu\nu)}$ der Kondensation stets $\dot{\overline{\vartheta}} \neq \overline{0}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Trägheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. (Bemerkung ~~siehe~~ zu Seite 242.) Wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, dann liefert 162 eine vertiefte Auffassung des Ponderabilitätskriteriums [3]. Wenn nämlich $\overline{\lambda}^{(3)}$ ~~[3]~~ die Signatur eines Kondensationsgebietes mitbestimmt, dann erscheint diese Signat

auch in den Eigenwerten der Kond

stufen. Die durch die Signatur

werten $\overline{\lambda}$ liegen aber in $S_{(4)} \equiv R$

$\dot{\overline{\vartheta}} \neq \overline{0}$ möglich wird. Wenn

Falle zu kleiner inneren

kommt, dann wird

erfüllt, was $\dot{\overline{\vartheta}} \neq \overline{0}$

$\hat{\mathfrak{C}}$ für $\varepsilon = \eta = 0$ ermöglicht, was aber das Kriterium der Ponderabilität der Formen c und d ist. Im Falle a oder b fehlt dagegen die Signatur (3) in $\overline{\lambda}$, so daß hier 162 allein ~~durch~~ $\overline{\lambda} \perp \overline{\vartheta}$ erfüllt wird, so daß für diese Hermetrieformen das Geschwindigkeitsintervall aus $\hat{\mathfrak{C}}$ als Ponderabilitätskriterium nicht existiert. Auf diese Weise wird das Charakteristikum der Ponderabilität wegen 162 allein durch [3] bestimmt.