

1

Ist dagegen der **Metronintegral** selber ein Metrondifferential, also $\varphi = \delta\phi$, dann wird $\varphi \delta n = \delta\phi \delta n = \delta\phi$, weil immer $\delta\phi = \frac{\phi}{\delta n}$ gesetzt werden kann. Einsetzen von $\varphi = \delta\phi$ liefert

$$\sum_{n_1}^{n_2} \varphi \delta n = \sum_{n_1}^{n_2} \delta\phi = \sum_{n=n_1}^{n_2} (\phi(n) - \phi(n-1)) = \phi(n_2) - \phi(n_1 - 1).$$

Setzt man $J(n_1, n_2) = \phi(n_2) - \phi(n_1 - 1)$, dann gilt für das begrenzte Metronintegral die Darstellung

$$J(n_1, n_2) = \sum_{n_1}^{n_2} \varphi(n) \delta n, \quad S \triangleq \Sigma, \quad n_1 \geq 1, \quad n_2 > n_1 \quad \text{M2a.}$$

Die Revisionen (M2) und (M2a) gestatten noch weitere Entwicklungen. Zunächst kann der Prozeß der Metrondifferentiation wiederholt werden. Ist bereits $\varphi = \delta\phi$, dann wird offensichtlich

$\delta\varphi = \delta(\delta\phi) = \delta^2\phi$ zur zweiten Ableitung. Die so definierten vielfachen Metrondifferentiale sind explizit darstellbar. Es gilt zum Beispiel

$$\begin{aligned} \delta^0\varphi &= \varphi, \quad \delta^1\varphi = \delta\varphi = \varphi(n) - \varphi(n-1), \\ \delta^2\varphi &= \varphi(n) - 2\varphi(n-1) + \varphi(n-2), \\ \delta^3\varphi &= \varphi(n) - 3\varphi(n-1) + 3\varphi(n-2) - \varphi(n-3), \\ \delta^4\varphi &= \varphi(n) - 4\varphi(n-1) + 6\varphi(n-2) - 4\varphi(n-3) + \varphi(n-4), \\ \delta^5\varphi &= \varphi(n) - 5\varphi(n-1) + 10\varphi(n-2) - 10\varphi(n-3) + 5\varphi(n-4) - \\ &\quad - \varphi(n-5) \text{ u. s. w.} \end{aligned}$$

Wird dieses Rekursionsverfahren und die Schlußweise der vollständigen Induktion angewendet, so folgt für irgendein k-faches Metrondifferential, weil die Rekursionsformel $\delta^k\varphi = \delta(\delta^{k-1}\varphi)$ gilt,

$$\delta^k\varphi = \sum_{v=0}^k (-1)^v a_v(k) \varphi(n-v), \quad a_v(k) = \binom{k}{v}, \quad 0 \leq k \leq N \quad \text{M3}$$

worin die $a_v(k)$ die ganzzahligen Koeffizienten aus der Zeile k der Matrix des Pascal'schen Dreiecks sind, wenn die Dreiecksspitze mit dem einen Element 1 als Zeile $k=0$ aufgefaßt wird.

Wegen dieser Eigenschaften der $a_v(k)$ gilt immer $a_v(k) = \binom{k}{v}$. Mit diesem Gesetz können nach Gleichung (M3) alle vielfachen Metrondifferentiale gebildet werden, doch erscheint es für die Durchführung

metronischer Differentialoperationen zweckmäßig, für $k=1$ einige Umformungen zu entwickeln. Neben $\varphi(n) = \varphi$ seien auch $u(n) = u$ und $v(n) = v$ Metronenfunktionen und zur Kürzung werde $\varphi(n-1) = \varphi'$ verwendet, so daß $\delta\varphi = \varphi - \varphi'$ gilt. Zunächst sei $\varphi = \sum_j u_j(n)$. Offenbar ist dann

$$\delta\varphi = \delta \sum_j u_j = \sum_j \delta u_j - \sum_j u_j' = \sum_j (u_j - u_j') = \sum_j \delta u_j, \quad \text{d. h., es gilt immer}$$

$$\delta \sum_j u_j(n) = \sum_j \delta u_j.$$

Ist dagegen $\varphi = C = \text{const}(n)$, dann muß $\varphi = \varphi'$ sein, was $\delta\varphi = \delta C = 0$ zur Folge hat. Für die Konstante gilt demnach immer $\delta C = 0$. Für $\varphi = Cu(n)$ folgt daher $\delta\varphi = Cu - Cu' = C\delta u$, also die Regel $\delta(Cu) = C\delta u$, wonach konstante Faktoren C wieder als Faktoren auftreten. Schließlich ist $\varphi = uv$ als Produkt darstellbar. Für diesen Fall wird $\delta\varphi = uv - u'v'$ und hierin kann immer $u' = u - u + u' = u - \delta u$, und entsprechend $v' = v - \delta v$ gesetzt werden, was $u'v' = (u - \delta u)(v - \delta v) = uv - u\delta v - v\delta u + \delta u\delta v$ liefert. Einsetzen in $\delta\varphi = uv - u'v'$ ergibt dann eine Produktregel, nämlich $\delta(uv) = u\delta v + v\delta u - \delta u\delta v$. Schließlich ist noch der Fall

$$\varphi = \frac{u}{v} \text{ denkbar. Es gilt } \delta\left(\frac{u}{v}\right) = \frac{u}{v} - \frac{u'}{v'} = \frac{1}{vv'}(uv' - vu') =$$

$$= \frac{1}{vv'} \left| \begin{array}{cc} uu & \\ vv' & \end{array} \right| = \frac{1}{vv'} \left| \begin{array}{cc} u(u - \delta u) & \\ v(v - \delta v) & \end{array} \right| = \frac{1}{vv'}(u(v - \delta v) - v(u - \delta u)) =$$

$$= \frac{1}{vv'}(v\delta u - u\delta v) = \frac{1}{vv'} \left| \begin{array}{cc} \delta u \delta v & \\ uv & \end{array} \right|. \text{ Weiter ist } vv' = v(v - \delta v) =$$

$$= v^2 - v\delta v = \left| \begin{array}{cc} v\delta v & \\ vv & \end{array} \right| = v \left| \begin{array}{cc} v & v \\ 1 & 1 \end{array} \right|. \text{ Nach Einsetzen folgt also für das}$$

$$\text{Quotientengesetz } \delta\left(\frac{u}{v}\right) = \frac{1}{v} \left| \begin{array}{cc} \delta u \delta v & \\ uv & \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} v\delta v & \\ 1 & 1 \end{array} \right|^{-1}. \text{ Alle diese Regeln}$$

der metronischen Differentialoperationen für $k=1$ werden zusammengefaßt in

$$\delta \sum_j u_j(n) = \sum_j \delta u_j, \quad \delta C = 0, \quad \delta(Cu) = C\delta u, \quad C = \text{const}(n),$$

$$\delta(uv) = u\delta v + v\delta u - \delta u\delta v, \quad \delta\left(\frac{u}{v}\right) = \frac{1}{v} \left| \begin{array}{cc} \delta u \delta v & \\ uv & \end{array} \right| \left| \begin{array}{cc} v\delta v & \\ 1 & 1 \end{array} \right|^{-1} \quad \text{M3a.}$$

Ist $f(n)$ so beschaffen, daß $\varphi(n)$ definierbar wird, und zwar als neue Variable, d. h., daß f zu $f(\varphi)$ wird, dann kann gemäß

$$\delta_{\varphi} f = \frac{1}{\delta \varphi} (f(\varphi) - f(\varphi - \delta \varphi)), \text{ also} \\ f = f(\varphi), \quad \delta_{\varphi} f \delta \varphi = f(\varphi) - f(\varphi - \delta \varphi) \quad \text{M8}$$

zur Entwicklung eines Analogons zur Kettenregel verwendet werden, mit deren Hilfe beliebige implizite Funktionen der metronischen Differentiation unterworfen werden können.

Im allgemeinen ist φ nicht nur über einem einfachen Tensorium n definiert. Vielmehr bilden $1 \leq i \leq L < \infty$ Tensoren n_i in den ganzzahligen Intervallen $\kappa_i \leq n_i \leq N_i < \infty$ mit $\kappa_i \geq 1$ ein L -dimensionales **metronisches Gitter** in einem R_L , derart, daß $\varphi = \varphi(n_1 \dots n_L)$ gilt, wofür im folgenden zur Kürzung $\varphi(n_1 \dots n_L) = \varphi(n_i)_1^L$ gesetzt werden soll. In diesem Fall kann auch die φ -Steigung untersucht werden, und zwar gilt partiell $\delta_i \varphi = \varphi - \varphi(\dots, n_i - 1, \dots)$, während für die totale Änderung $\delta = \sum_{i=1}^L \delta_i$ hergeleitet werden kann.

Bei der Bildung der totalen Änderung δ^K mit ganzzahligem $K \geq 1$ erscheinen die δ_i in Iterationen, doch gilt für die Folge dieser Schritte stets $(\delta_i \times \delta_k)_- = 0$ in Analogie zur partiellen infinitesimalen Differentiation. Zusammengefaßt werde dieser Sachverhalt in

$$\varphi = \varphi(n_1 \dots n_L) = \varphi(n_i)_1^L, \quad 1 \leq \kappa_i \leq n_i \leq N_i < \infty, \\ \delta_i \varphi = \varphi - \varphi(\dots, n_i - 1, \dots), \quad \delta = \sum_{i=1}^L \delta_i, \quad (\delta_i \times \delta_k)_- = 0 \quad \text{M9.}$$

Hier besteht nun wiederum die Möglichkeit $1 \leq j \leq \lambda$ Transformationen $\psi_j(n_1 \dots n_L)$ so aufzufinden, daß $\varphi = \varphi(\psi_1 \dots \psi_{\lambda})$ wird. Sind auf diese Weise die n_i implizit in φ enthalten, dann kann in einer Erweiterung der Beziehung (M8) ein Analogon zur allgemeinen infinitesimalen Kettenregel, nämlich $\delta \varphi = \sum_{j=1}^{\lambda} \delta_{\psi_j} \varphi \delta \psi_j$ mit $\delta_{\psi_j} \varphi =$

$= (\varphi - \varphi(\dots, \psi_j - \delta \psi_j, \dots)) (\delta \psi_j)^{-1}$, also zusammengefaßt in

$$\varphi = \varphi(\psi_1, \dots, \psi_{\lambda}), \quad \psi_j = \psi_j(n_1 \dots n_L), \quad \delta \varphi = \sum_{j=1}^{\lambda} \delta_{\psi_j} \varphi \delta \psi_j, \\ \delta_{\psi_j} \varphi = (\varphi - \varphi(\dots, \psi_j - \delta \psi_j, \dots)) (\delta \psi_j)^{-1} \quad \text{M9a}$$

aufgefunden werden. Allgemein kann jedoch eine solche Kettenregel nur selten verwendet werden, weil für δ keine allgemeinen, der infinitesimalen Analysis analogen Regeln auffindbar sind, so daß der Prozeß δ individuell durchgeführt werden muß.

Die metronische Integration findet für $L > 1$ ihre analoge Erweiterung in

$$\varphi = \prod_{k=1}^L \varphi(n_i)_1^L \delta n_k, \quad \delta_i n_k = \delta_{ik} \quad \text{M10}$$

als Analogon zum Gebietsintegral, wobei $\delta_i n_k = \delta_{ik}$ evident sein dürfte, wenn die n_k unabhängig sind.

Eine metronische Funktion $\varphi(n_i)_1^L$ kann nicht nur als zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Indizes, sondern auch als vielfache Folge aufgefaßt werden, für die Konvergenzuntersuchungen angestellt werden können. φ konvergiert mit wachsendem n_i nach dem allgemeinen Konvergenzkriterium immer dann, wenn $|\varphi(n_i)_1^L - \varphi(n'_i)_1^L| < \varepsilon$ unter eine beliebig kleine Schranke $\varepsilon > 0$ fällt, sofern es irgendeine sehr große Zahl $N = N(\varepsilon) > 0$ gibt, und die $n_i > N$ und $n'_i > N$ vorgebar sind. Wenn dieses Konvergenzkriterium erfüllt ist, muß es für φ selbst eine Schranke g geben, derart, daß auch $|\varphi - g| < \varepsilon$ für $n_i > N$ wird, und diese Schranke g wäre dann als Grenzwert der L -fachen Folge φ anzusprechen, d. h. für $|\varphi(n_i)_1^L - g| < \varepsilon$ mit $\varepsilon > 0$ und $n_i > N(\varepsilon) > 0$ gilt $\lim_{(n_i)_1^L \rightarrow \infty} \varphi = g$, d. h. es konvergiert $\varphi \rightarrow g$, wenn alle $1 \leq i \leq L$

Zahlenfolgen $n_i \rightarrow \infty$ über alle Grenzen wachsen. φ konvergiert für $g < \infty$, divergiert aber für $g \rightarrow \infty$. Wenn g existiert, dann muß es auch möglich sein, den L -fachen Limes nacheinander durchzuführen,

d. h., mit $\lim_{n_1 \rightarrow \infty} \varphi = \varphi_1(n_i)_2^L$ muß auch $|\varphi - \varphi_1| < \varepsilon$ sowie

$|\varphi_1 - \varphi_2| < \varepsilon$ mit $\varphi_2 = \lim_{n_2 \rightarrow \infty} \varphi_1$ usw., also allgemein

2

Jede metronische Funktion $\varphi(n_i)_1^L$ kann wegen der Ganzzahligkeit der n_i auch als eine L -fache Zahlenfolge aufgefaßt werden, für welche alle Kriterien der Vielfachfolgen gelten. Ein solches Zuordnungsgesetz φ , als Zahlenfolge aufgefaßt, wählt im allgemeinen, wenn die n_i die positiven ganzen reellen Zahlen durchlaufen, aus dem jeweiligen algebraischen Körper irgendeine Folge von Zahlen aus, und die durch φ gekennzeichnete Folge wiederum muß sich in ihrer Struktur ändern, wenn das Zuordnungsgesetz $\varphi()$ geändert wird. Größen, die ein Zuordnungsgesetz ändern, werden aber als Operatoren definiert, woraus folgt, daß es auch metronische Operatoren geben muß. Ist zum Beispiel φ vom Grade h homogen, derart, daß die Beziehung

$$\sum_{i=1}^L n_i \delta_i \varphi = (-1)^{h+1} \sum_{v=0}^{h-1} \binom{h}{v} \varphi \text{ gilt, so kann } \sum_{i=1}^L n_i \delta_i = C \text{ als}$$

metronischer Operator aufgefaßt werden. Mit der Kürzung

$$(-1)^{h+1} \sum_{v=0}^{h-1} \binom{h}{v} = \lambda \text{ wird dann } C; \varphi = \lambda \varphi, \text{ woraus ersichtlich wird,}$$

daß die Schreibweise metronischer Gleichungen unter Verwendung metronischer Operatoren wesentlich vereinfacht werden kann, wenn „;“ besagt, daß C als Auswähler wirkt.

Ein metronischer Operator wirkt also auf irgendeine Zahlenfolge ein, derart, daß auf diese Weise aus einem entsprechenden algebraischen Körper eine eindeutig definierte andere Zahlenfolge ausgewählt wird, weshalb es angebracht erscheint, die metronischen Operatoren als **Selektoren** zu bezeichnen, damit eine präzise Unterscheidung vom infinitesimalen Operatorbegriff erreicht wird. Da alle analytischen Operationen durch einzelne Selektoren dargestellt werden können, ist jede metronische Funktion φ durch eine Folge von Selektoren darstellbar, die auf die einfachen Folgen $n_i > 0$ der positiven ganzen reellen Metronenziffern einwirkt. Zur Darstellung von metronischen Funktionen

vieldimensionaler metronischer Argumente erscheint noch die Einführung eines **Zuordnungsselektors** $Z(i) = ()_i$ zum jeweiligen metronischen Bereich i angebracht, so daß $Z(i); n = n_i$ ist, d. h., die beliebige ganze Zahlenfolge n laufe im metronischen Bereich i . Wenn nun also $\varphi = \varphi(n_i)_1^L$ ist, dann kann auch $\varphi = \varphi(Z(i); n)_1^L$ geschrieben werden, und diese L Zuordnungsselektoren wiederum können durch $1 \leq k \leq K$ andere Selektoren C_k verknüpft sein, was den Zusammenhang φ in einer Selektorfassung liefert. Offenbar gilt

$$\varphi(Z(i); n)_1^L = \phi(C_k, Z(i))_{i,k=1}^{L,K}; n, \text{ wenn } \phi(C_k, Z(i))_{i,k=1}^{L,K} \text{ der Funk-}$$

tionalselektor ist, in welchem die L **Koordinationsselektoren** durch die K Selektoren C_k so verknüpft werden, daß die Einwirkung $\phi; n = \varphi(n_i)_1^L$ auf die Folge der ganzen positiven reellen Zahlen n die metronische Funktion φ liefert. Die Koordinations- und Funktionalselektoren machen also gemäß

$$Z(i) = ()_i, \quad \varphi(n_i)_1^L = \phi; n, \quad \phi = \phi(C_k, Z(i))_{i,k=1}^{L,K},$$

$$C_k; n_i = f_k(n_i)$$

M11

eine allgemeine Selektortheorie möglich, die so beschaffen ist, daß die Theorie metronischer Funktionen in dieser allgemeinen Selektortheorie enthalten ist. Grundsätzlich muß zwischen den Koordinations- und Funktionalselektoren unterschieden werden. Nicht nur ϕ , sondern auch C_k sind solche Funktionalselektoren, wobei allerdings ϕ als kombinierter Funktionalselektor von mehreren **Argumentselektoren** abhängt, während die C_k einfache, also nicht kombinierte Funktionalselektoren sind. Aufgrund dieser Selektordefinition ist es evident, daß es auch einen **Null-** und einen **Einheitsselektor** $0; n = 0$ und $E; n = 1$ geben muß

2

Diese metronischen Beziehungen können in die aus $\lim \Delta s^2 = \lim g_{ik} \Delta x^i \Delta x^k$ folgende metronische Metrik

$(\delta s)^2 = g_{ik} \delta x^i \delta x^k$ eingesetzt werden, was mit der durch τ und p bestimmten Konstanten $\alpha(p, \tau) = \sqrt{\tau^{-2}} f(p, \tau)$ die Beziehung

$\kappa^i \kappa^k g_{ik} = \alpha$ liefert. Hierin ist α so beschaffen, daß $\alpha(2, \tau) = 1$ wegen $f = \tau$ für $p = 2$ ist. Andererseits sind die metrischen Größen

$g_{ik} = g_{ik}(x^l)_1^N$ insgesamt N^2 Tensorkomponenten, weil ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^x$ ist.

Dieser metrische Fundamentaltensor aber kennzeichnet die metrischen Eigenschaften des metronischen Tensoriums und muß daher selbst eine tensorielle metronische Funktion sein, die von den L Folgen von Metronenziffern n_l mit $1 \leq l \leq L$ des Tensoriums abhängt. Demnach gilt ${}^2\bar{g}(x^k)_1^N = {}^2\bar{g}(n_l)_1^L$ und dieser metronische Fundamentaltensor wiederum kann nach dem Selektorbegriff durch einen tensoriellen Selektor vom zweiten Grad ${}^2\bar{\gamma}$ in die Form ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{\gamma}; n$, oder in Komponentendarstellung $g_{ik} = \gamma_{ik}; n$ gebracht werden. Mithin gilt für die metronische Darstellung der Metrik des Tensoriums

$\kappa^i \kappa^k \gamma_{ik}; n = \alpha = \left(\alpha \frac{()}{()} \right); n$, was zur Darstellung des **Metrikselektors** $\kappa^i \kappa^k \gamma_{ik} - \alpha \frac{()}{()} = 0$ führt. Hierin kann der metrische **Fundamentalselektor** ${}^2\bar{\gamma} \neq {}^2\bar{\gamma}^x$ in zweifacher Weise entstehen, nämlich entweder als Extension ${}^2\bar{\gamma} = \bar{\gamma} \times \bar{\gamma}$ aus einem vektoriellen Selektor oder aber als Kontraktion ${}^2\bar{\gamma} = sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa})$ aus einem tensoriellen Selektor ${}^2\bar{\kappa}$. Ist ${}^2\bar{\gamma} \neq {}^2\bar{\gamma}^x$, also ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_-$ mit ${}^2\bar{\gamma}_+ = {}^2\bar{\gamma}_+^x$, und

${}^2\bar{\gamma}_- = -{}^2\bar{\gamma}_-^x$, dann muß auch ${}^2\bar{\kappa} \neq {}^2\bar{\kappa}^x$ im Fall der Kontraktion sein, während im Fall der Extension $(\gamma_i \times \gamma_k)_\pm \neq 0$ weder kommutativ noch antikommutativ zu sein braucht. Die metronische Metrik eines Tensoriums wird also durch das System

${}^2\bar{g}(x^l)_1^N = {}^2\bar{\gamma}(Z^k)_1^N; n$, $\kappa^i \kappa^k \gamma_{ik} - \alpha(p, \tau) \frac{()}{()} = 0$,
 $\alpha(p, \tau) \neq 1$, $p \neq 2$, ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_- \neq {}^2\bar{\gamma}^x$, ${}^2\bar{\gamma} = \bar{\gamma} \times \bar{\gamma}$,
 $(\gamma_i \times \gamma_k)_\pm \neq 0$, ${}^2\bar{\gamma} = sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa})$, ${}^2\bar{\kappa} \neq {}^2\bar{\kappa}^x$

beschrieben.

M16

Die Anwendung des Metro-nisierungsverfahrens auf beliebige Feldgleichungen wird demnach beschrieben durch

$$\varphi(x^k)_1^N \rightarrow \phi; n, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x^k} \rightarrow \left(\frac{\delta_k \phi}{\delta C^k} \right); n, \quad d\varphi \rightarrow \left(\sum_{k=1}^N \delta_{(C^k)} \phi \right); n,$$

$$\delta C^k = \sum_{i=1}^N \delta_i C^k, \quad \delta_i n^l = \delta_{il}, \quad \int \varphi d\psi \rightarrow S\phi; n \delta\psi \quad \text{M20a}$$

worin auch Gleichungen eines metrischen Feldes enthalten sind; denn ${}^2\bar{g}$ kann stets als tensorielle Feldfunktion aufgefaßt werden, welche in der metronischen Hyperstruktur durch den metrischen Fundamentalsелеktor dargestellt wird.

③

können, die ihrerseits hinsichtlich der kovarianten Indizes (k, m) in einen hermiteschen und einen antihermiteschen Anteil (indiziert durch $+$ oder $-$) spaltbar sind. Mithin sind diese Funktionalselektoren $\left[\begin{smallmatrix} ikm \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ die Komponenten des Fundamentalkondensors für ${}^2\bar{\gamma}_{(ab)} \mp {}^2\bar{\gamma}_{(ab)}^*$. Werden diese Komponenten gemäß

${}^{[3]}\left[\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]_N \right] = [\widehat{ab}]$ zu einem Schema zusammengefaßt, dann bezeichnet dieses Schema den Fundamentalkondensor der allgemeinen Struktur ${}^2\bar{\gamma}_{(ab)} = sp({}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}) \mp {}^2\bar{\gamma}_{(ab)}^*$ in kovarianter Fassung. Zusammengefaßt wird die kovariante Form dargestellt durch

$${}^2\bar{\gamma}_{(ab)} = sp({}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}), \quad \left[\begin{smallmatrix} (ab) \\ pkl \end{smallmatrix} \right](\tau) = \left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]; n$$

$${}^{[3]}\left[\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]_N \right] = [\widehat{ab}]$$

M24.

Bei der Metronisierung von Strukturfeldgleichungen erscheinen die metrischen Feldfunktionen nicht in ko-, sondern in gemischtvarianter Form, so daß der gemischtvariante Fundamentalkondensor aufgefunden werden muß. Ist im allgemeinsten Fall ${}^2\bar{\gamma}_{(cd)} = sp({}^2\bar{c} \times {}^2\bar{d})$ irgendein anderes Element von $\hat{\gamma}$ und stehen die zugehörigen Struktortensoren in Korrelation zueinander, dann besteht nach der Theorie der Kompositionsfelder und ihrer Partialstrukturen immer die Möglichkeit, $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ mit der kontravarianten Form ${}^2\bar{\gamma}_{(cd)}^{-1}$ in die gemischtvariante Stufe zu heben. Dieser Prozeß ist aber nicht eindeutig, weil die extradiagonalen Fundamentelektoren von $\hat{\gamma}$ sich jeweils aus zwei verschiedenen Gitterkernen aufbauen. Bei dem Übertragungsvorgang in die gemischte Varianz bedeutet $\gamma_{(cd)}^{i\bar{l}} \left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]^{(cd)}$, daß

dieses **Binärfeld** dadurch entstanden ist, daß der kontravariante Index vom Gitterkern ${}^2\bar{c}_{(-)}$ geliefert wurde, während der Index des Gitterkerns ${}^2\bar{d}_{(+)}$ die Summation ermöglicht; denn es gilt stets

$$\gamma_{(cd)}^{i\bar{l}} = \sum_{\nu=1}^N c_{\nu}^i d_{\nu}^{\bar{l}}. \text{ Hieraus folgt unmittelbar, daß im allgemeinen}$$

$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]^{(cd)} \mp \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]^{(cd)}$ wird. Allgemein können in einem solchen Fundamentalkondensor (ab) als **Basissignatur**, (cd) als **Kontrasignatur** zur Basis und die Angaben $(+, -)$ bzw. $(-, +)$ als **Wirkungssignatur** zwischen Kontra- und Basissignatur bezeichnet werden. Auch diese gemischtvarianten Formen können zu dem allgemeinen Schema des gemischtvarianten binären Fundamentalkondensors

$${}^{[3]}\left[\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]_N \right] = \left[\begin{smallmatrix} cd \\ ab \end{smallmatrix} \right] \text{ zusammengefaßt werden. Ganz analog kann}$$

noch ein ternärer und ein quartärer, also völlig kontravarianter Fundamentalkondensor gebildet werden. Doch sind hierfür keine zusätzlichen Kriterien zu entwickeln, weil diese Ternär- und Quartärformen in den infinitesimalen Strukturfeldgleichungen nicht auftreten. Für den binären Fundamentalkondensor gilt also

$${}^2\bar{\gamma}_{(cd)} = sp({}^2\bar{c} \times {}^2\bar{d}), \quad \gamma_{(cd)}^{i\bar{l}} \left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]^{(cd)}$$

$${}^{[3]}\left[\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} l \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]_N \right] = \left[\begin{smallmatrix} cd \\ ab \end{smallmatrix} \right]$$

M24a.

Mit diesem Selektor wird es wiederum möglich, die $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ -Operatoren in eine metronische Selektorfassung zu bringen. Die infinitesimalen $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ -Operatoren wirken linear durch die Komponenten der Parallelverschiebungsfelder. Wenn ein $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ -Operator metronisiert wird, dann wirken nach (M24) und (M24a) immer die metronischen Kondensationszustände im Sinne von Funktionalselektoren auf irgendeine metronische Feldfunktion, das heißt, die metronisierten $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ -Operatoren sind immer Funktionalselektoren, welche mit Hilfe von metronischen Kondensationsfeldern wirken. Aus diesem Grunde erscheint für derartige metronisierte Operatoren die Bezeichnung **Kondensfeldselektoren** angebracht. Es kommt nunmehr darauf an, mit den Gleichungen (M24) und (M24a) diese Kondensfeldselektoren durch eine Metronisierung der infinitesimalen $\left[\begin{smallmatrix} pkl \\ (ab) \end{smallmatrix} \right]$ -Operatoren kovarianter Differentiation explizit darzustellen.

3

Werden die das metronische Gitter bildenden geodätischen Linien als Parameterfunktionen auf das geodätische System x^i aus $R_{N(0)}$ bezogen, dann genügen diese Gitterlinien dem Gleichungssystem $\ddot{x}^i + \Gamma_{kl}^i \dot{x}^k \dot{x}^l = 0$. Ist p der Parameter, dann gilt auch für die Metro-nenziffern $n^i(p)$ im $R_{N(0)}$, wobei auch p metronisiert erscheinen muß. Demnach gilt $\ddot{x}^i = \alpha_i \delta_p^2 n^i$ und $\dot{x}^i = \alpha_i \delta_p n^i$, während aus der Translationsfeldkomponente eine Kondensorwirkung

$$\Gamma_{kl}^i \rightarrow \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n \text{ wird. Dies bedeutet, daß für das metronische Gitter}$$

$$\text{die Gleichung } \delta_p^2 n^i + \frac{\alpha_k \alpha_l}{\alpha_i} \delta_p n^k \delta_p n^l \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n = 0 \text{ gilt, und zwar in}$$

bezug auf die Hyperstruktur C_0 des $R_{N(0)}$. Wird dagegen auf die Hyperstruktur C_ξ des R_N bezogen, dann gilt infinitesimal $\ddot{\xi}^i = 0$ mit $\Gamma_{kl}^i = 0$, was in $\left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n$ eingesetzt

$$\left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n = 0 \text{ liefert, so daß } \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)} = 0 \text{ mit dem Nullsektor iden-}$$

tisch wird. Bezogen auf C_ξ gilt demnach $\left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_{(\xi)} = \hat{0}$, während dieser Kondensor, bezogen auf C_0 oder irgendein anderes System vom Null-

$$\text{schema verschieden bleibt. Dieser Sachverhalt wird zusammengefaßt in}$$

$$\delta_p^2 n^i + \frac{\alpha_k \alpha_l}{\alpha_i} \delta_p n^k \delta_p n^l \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n = 0, \quad n^i = n^i(p),$$

$$\delta_p^2 \xi^i = 0, \quad \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_{(\xi)} = \hat{0}, \quad \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right] \neq \hat{0} \quad \text{M25,}$$

wobei die Hyperstruktur C_ξ des R_N auf C_0 des $R_{N(0)}$ bezogen wurde.

Die allgemeinen Eigenschaften des Fundamentalkondensors werden demnach ergänzt durch

$$\left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right] \neq \left[\begin{matrix} cd \\ +ab \end{matrix} \right], \quad {}^2\bar{c} \neq {}^2\bar{d}, \quad \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right] \neq \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]^x, \quad {}^2\bar{\gamma}_{(ab)} \neq {}^2\bar{\gamma}_{(ab)}^x,$$

$$\left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right] = \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_+ + \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_-, \quad \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_\pm = \pm \left[\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right]_\pm^x \quad \text{M26.}$$

$\frac{\partial}{\partial x^k} \rightarrow \delta_{x^k} = \frac{1}{\alpha_k} \delta_k$ ist, folgt für den allgemeinen Kondensfeldselektor mit einem beliebigen gemischtvarianten Multipllett als Typensignatur, aber aus nur einem Kondensortyp,

$$\left[\begin{matrix} (s_1)(s_2) \\ (\pm) \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)} = \frac{1}{\alpha_k} \delta_k + \sum_{\lambda=\mu+1}^m \left(\right)_{\sigma} \left[\begin{matrix} i \lambda \\ \sigma k \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n -$$

$$- \sum_{\lambda=1}^{\mu} \left(\right)_{\sigma} \left[\begin{matrix} \sigma \\ i \lambda \end{matrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}; n = \left(\begin{matrix} cd \\ -ab \end{matrix} \right)_{(\pm)k}^{(s_1)(s_2)},$$

wenn dieser so übertragene Kondensfeldselektor auf ein metronisches Tensorfeld vom Grade m einwirkt, wobei m höchstens die um 1 verminderte Dimensionszahl des Tensoriums erreichen darf. Im allgemeinen Fall wird dieser Selektor von verschiedenen Kondensoren aufgebaut, die sich in ihrer Kondensorsignatur voneinander unterscheiden. Kennzeichnet $\alpha(\lambda)$ die Basis und $\beta(\lambda)$ die Kontrasignatur mit der jeweiligen Wirkungsindizierung, dann kann in der Form

$$\left(\begin{matrix} \beta \pm \\ \alpha \end{matrix} \right)_{(\pm)k}^{(s_1)(s_2)} = \frac{1}{\alpha_k} \delta_k + \sum_{\lambda=\mu+1}^m \left(\right)_{\sigma} \left[\begin{matrix} i \lambda \\ \sigma k \end{matrix} \right]_{(\alpha(\lambda))(\epsilon_1(s_1))}^{(\beta(\lambda))(\pm)}; n -$$

$$- \sum_{\lambda=1}^{\mu} \left(\right)_{\sigma} \left[\begin{matrix} \sigma \\ i \lambda \end{matrix} \right]_{(\alpha(\lambda))(\epsilon_1(s_2))}^{(\beta(\lambda))(\pm)}; n$$

diese Erweiterung erfolgen, wenn wie bei den Γ -Operatoren die Singul-ettsignaturen durch

$$[] = []_{(1)}, []^x = []_{(2)}, []_+ = []_{(3)}, []_- = []_{(4)}, []_-^x = []_{(5)} \text{ und}$$

$$0[] = []_{(6)} \text{ indiziert werden. Auch liefert eine Zusammenfassung der}$$

$$\text{Selektorkomponenten den gesamten, den Tensorgrad erweiternden}$$

$$\text{Kondensfeldselektor } \left(\begin{matrix} \beta \pm \\ \alpha \end{matrix} \right)_{(\pm)}^{(s_1)(s_2)} = \sum_{k=1}^N \left(\begin{matrix} \beta \pm \\ \alpha \end{matrix} \right)_{(\pm)k}^{(s_1)(s_2)}. \text{ Dabei sind } \alpha$$

und $\beta \pm$ die Signaturgesetze der Kondensorsignatur.

3

Diese Gültigkeit des Korrelationsgesetzes der Varianzstufen hat aber zur Folge, daß Paralleltranslationen in der metronischen Hyperstruktur sowohl mit $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}$ als auch mit $Q_m^i(\alpha) \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(ab)}^{(cd)}$ im Korrelationsbereich der Partialstrukturen durchgeführt werden können, deren Gesamtheit zur Paralleltranslation im Kompositionsfeld mit

$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa)}^{(\kappa)} = \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]$ führt. Die $Q_m^i(\alpha)$ sind hierbei allerdings Funktionalselektoren, die in konkreter Form von den Verbundselektoren $f_j^i(\beta)$ abhängen, wobei diese Abhängigkeit allein vom Kompositionsgesetz ${}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)})_1^\omega$ bestimmt wird. Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar, daß die Komposition einer metronischen Hyperstruktur als Selektorge-setz in metronisierter Komponentendarstellung

$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \sum_{\alpha=1}^{\omega^4} \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(ab)}^{(cd)} + Q_m^i(\alpha); () \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(ab)}^{(cd)} \right)$ beschrieben werden kann. Offensichtlich sind die Q_m^i als Komponenten eines gemischtvarianten tensoriellen Selektors ${}^2\bar{Q}$ aufzufassen, so daß sich insgesamt für das Grundgesetz der Strukturkondensationen

$$\widehat{\Pi} = \sum_{\alpha=1}^{\omega^4} \left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{cd} \\ \widehat{ab} \end{smallmatrix} \right] + sp^2\bar{Q}(\alpha); () \times \left[\begin{smallmatrix} \widehat{cd} \\ \widehat{ab} \end{smallmatrix} \right] \right), \quad \alpha \triangleq \begin{pmatrix} cd \\ ab \end{pmatrix} \quad \text{M30}$$

ergibt.

Eine sehr wesentliche, jede metrische Struktur beschreibende Größe ist der Krümmungstensor infinitesimaler Translationen, nämlich ${}^4\bar{R}$ mit den Komponenten

$$R_{.klm}^i = \frac{\partial}{\partial x^l} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \frac{\partial}{\partial x^m} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} i \\ s \ l \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ m \ s \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right].$$

Wird hierin $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]$ als metrisches Maß des Kompositionsfeldes aufgefaßt, dann kann unter Verwendung von $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \rightarrow \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; n$ und $\frac{\partial}{\partial x^j} \rightarrow \frac{1}{\alpha_j} \delta_j$ auch diese metrische Größe metronisiert werden, was zu $R_{.klm}^i \rightarrow \varsigma_{klm}^i; n =$

$$= \left(\frac{1}{\alpha_l} \delta_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \frac{1}{\alpha_m} \delta_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} i \\ l \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ m \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \right); n$$

nach ei-

ner Anwendung des Metronisierungsverfahrens führt.

Gemäß (M31) kann nun mit Hilfe dieser Beziehung (18) auch der Krümmungstensor durch den als **Raumkompressor** bezeichneten Funktionalselektor ${}^4\bar{\varsigma}$ metronisiert werden, was $R_{.kmp}^i \rightarrow \varsigma_{kmp}^i; n$ ergibt. Die Matrixspur liefert hier $\varsigma_{km} = \varsigma_{kmp}^p$ als Metronisierung des Riccitors ${}^2\bar{\varsigma} = sp^4\bar{\varsigma}$ und weiter $\varsigma = sp^2\bar{\varsigma}$, so daß $R_{km} \rightarrow \varsigma_{km}; n$ und auch $R \rightarrow \varsigma; n$ gilt.

Die Tensordivergenz im leeren R_6 wird metronisch zum Kondensfeldselektor $(-)^{-1}_{(-)}$ und demzufolge die Vektordivergenz zu

$sp(-)^{-1}_{(-)}$. Andererseits gilt für den divergenzfreien infinitesimalen Strukturtensor der Übergang $R_{km} - \frac{1}{2} g_{km} R \rightarrow (\varsigma_{km} - \frac{1}{2} \gamma_{km}; () \varsigma); n$, wobei wegen der kovarianten Hermitezität der Tensorelektor ${}^2\bar{\varsigma} - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}; () \varsigma$ ebenfalls divergenzfrei ist, so daß $sp(-)^{-1}_{(-)}; ({}^2\bar{\varsigma} - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}; () \varsigma) = \bar{0}$ gilt, wenn in (M27) wegen $g_{ik} = g_{ik}^x$ für die einfache alternative Typensignatur $\varepsilon \triangleq (1,2,3) \triangleq (+)$ und $\varepsilon \triangleq (4,5,6) \triangleq (-)$ gesetzt wird.

Hinsichtlich der Parallelverschiebungen erscheint nach (8) stets $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]$ makromar, aber die konvergierenden $\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\}$ mikromar und $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]; n$ metronisch submikromar, so daß der Übergang $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] \rightarrow \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\} \rightarrow \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]; n$ angegeben werden kann. Da durch die $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]$ die Geodäsie ausgedrückt wird, was ihre Interpretation durch Wechselwirkungsfelder ermöglicht, kommt diese Interpretation auch $\{\}$ und primär $\widehat{\Pi}$ zu, wobei die Eigenschaft von $\widehat{\Pi}$, ein Maß metronischer relativer Kondensationen zu beschreiben, metaphorischer Natur ist, aber zugleich den Wechselwirkungscharakter unterstreicht.

Der Übergang vom makromaren in den mikromaren Bereich wird nach (8) beschrieben durch $R_{kmp}^i \rightarrow C_p \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\}$, doch gilt für den Übergang vom makromaren in den mikromaren Bereich direkt $R_{kmp}^i \rightarrow \varsigma_{kmp}^i; n$, so daß auch $C\{\} \rightarrow {}^4\bar{\varsigma}; n$ gelten muß.

4

Nach (M31a) gilt auch ${}^4\bar{\zeta} = K; \bar{\Gamma}$, wobei im allgemeinen K als darstellender Funktionalselektor nicht der Hermitezitätsbedingung eines Zustandsselektors zu genügen braucht. Wegen der kovarianten Hermitezität des R_6 gilt aber $(\cdot)_{(-)}^{(1,6)} = (\cdot)_{(-)}^{(+,-)}$, und dies bedingt, daß im R_6 dieser Selektor K die Hermitezitätsforderung des abstrakten Funktionenraumes erfüllt, so daß $C\{\cdot\} \rightarrow K; \bar{\Gamma}; n$ gesetzt werden kann, was $C \rightarrow K$ ermöglicht. In (8) ist die Matrixspur wegen der makromakren Approximation $\lambda_p(k, m) \left\{ \begin{smallmatrix} p \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\} \rightarrow \alpha (T_{km} - \frac{1}{4} g_{km} T)$ mit $\alpha = \text{const}$ energetischer Natur, wobei die $\bar{\lambda}$ in diskreten Punktspektren liegen. An dieser Eigenschaft ändert offensichtlich $C \rightarrow K$ nichts, so daß $\bar{\lambda}\{\cdot\} \rightarrow \bar{\lambda}\bar{\Gamma}; n$ ebenso durchführbar ist wie $\bar{\lambda} \times \bar{\Gamma} \rightarrow \bar{\lambda} \times \bar{\Gamma}; n$, was im Vergleich die Selektorbeziehung $K; \bar{\Gamma} = \bar{\lambda} \times \bar{\Gamma}$ als Synthese von (8) und (15) liefert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die $\bar{\lambda}$ reelle diskrete Punktspektren bilden, weil $\bar{\Gamma}; n$ wegen der Konvergenz von $\{\cdot\}$ ebenfalls konvergent ist und K wegen der kovarianten Hermitezität ein hermitescher Zustandsselektor ist, so daß für $K; \bar{\Gamma} = \bar{\lambda} \times \bar{\Gamma}$ nach (17) ein metronischer Funktionenraum im allgemeinen Hilbertraum existiert. In (8) beschreiben die diskreten $\bar{\lambda}$ metrische Strukturstufen, die jedoch wegen $\tau > 0$ als strukturelle Kondensationsstufen interpretiert werden müssen; denn der jeweilige Zustand eines Terms wird durch den Fundamentalkondensor als zugehörige Zustandsfunktion beschrieben, während $\bar{\lambda} \times \bar{\Gamma}; n$ auf den Einfluß des Zustandsselektors K auf den Fundamentalkondensor zurückgeht. K bzw. spK verursacht also diese strukturellen Kondensationsstufen des R_6 , weshalb K als darstellender Selektor von ${}^4\bar{\zeta}$ auch als **Raumkondensor** bezeichnet werden kann. In der Fassung ${}^4\bar{0} = K; \bar{\Gamma} - \bar{\lambda} \times \bar{\Gamma} = (K - \bar{\lambda} \times (\cdot)); \bar{\Gamma} = L; \bar{\Gamma}$ beschreibt die Synthese offenbar ein übergeordnetes Prinzip

$$L; \bar{\Gamma} = {}^4\bar{0} \quad (19)$$

als Selektorgleichung, welche aussagt, daß der Selektor

$$L = K - \bar{\lambda} \times (\cdot) \quad (19a)$$

aus allen überhaupt möglichen Fundamentalkondensoren möglicher R_6 -Strukturen diejenigen auswählt, welche als Weltstrukturen elementarer Art existent sein können, und zwar dadurch, daß die Wirkung von L auf $\bar{\Gamma}$ immer dann zu einem tensoriellen Nullselektor vierten Grades führt, wenn es sich bei $\bar{\Gamma}$ um eine Weltstruktur handelt, also wenn $\bar{\Gamma}$ im physischen R_3 als physikalische Struktur erscheint. Demnach könnte L als **Weltselektor** bezeichnet werden.

Das Schema (19) gestattet die Bildung von drei Matrixensuren, nämlich zwei der Form $spK; \bar{\Gamma}$ und eine der Form $K; sp\bar{\Gamma}$. Nach (M31) und (M31b) gilt für den Raumkompressor in Komponentenform

$$\varsigma_{kmp}^i = K_p; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] = \check{\zeta}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ p \end{smallmatrix} \right] - \check{\zeta}_p \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} i \\ m \ s \end{smallmatrix} \right]; (\cdot) \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ p \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ p \ s \end{smallmatrix} \right]; (\cdot) \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right],$$

woraus hervorgeht, daß wegen $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]; n \rightarrow \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\}$ und $\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\} \triangleq \varphi_{km}^i$ die algebraischen Eigenschaften von R_{kmp}^i sowohl im nichthermiteschen R_4 als auch im hermiteschen R_6 tatsächlich in den mikromakren Bereich übertragbar sind, was (3) und (3a) begründete. Damit müssen jedoch auch die Symmetrieeigenschaften in ${}^4\bar{\zeta}$ wieder erscheinen, was die möglichen Matrixensuren bestimmt. So ergibt sich für die Spur in $i = p$ der Selektor $\varsigma_{kmp}^p = \varsigma_{km} = K_p; \left[\begin{smallmatrix} p \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] = \lambda_p(k, m) \left[\begin{smallmatrix} p \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]$, aber

$$\varsigma_{kmp}^m = K_p; \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] = -\varsigma_{kp}, \text{ während } \varsigma_{kmp}^k = K_p; \left[\begin{smallmatrix} k \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] \text{ in } m$$

und p antisymmetrisch ist, woraus für $m = p$ die Beziehung

$$0 = K_m; \left[\begin{smallmatrix} k \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] = \lambda_m(k, m) \left[\begin{smallmatrix} k \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] \text{ folgt. Die aus } spL; \bar{\Gamma} = {}^2\bar{0} \text{ folgende}$$

Spur $spK; \bar{\Gamma} = \bar{\lambda}\bar{\Gamma}$ zeigt, daß es wegen $\varsigma_{kmp}^p = \varsigma_{km}$ und $\varsigma_{kmp}^m = -\varsigma_{kp}$ zu jeder Kondensationsstufe mit positiver Krümmung eine komplementäre Stufe mit negativer Krümmung gibt, derart, daß reale R_6 -Kondensationsstufen ς_{km} existieren, zu denen es virtuelle Stufen $-\varsigma_{kp}$ gibt. Möglicherweise gibt es eine zeitliche Oszillation realer und virtueller Strukturzustände im Sinne eines periodischen Zustands-

$$s_{(1)}: (x_1, x_2, x_3) \\ s_{(2)}: (x_4)$$

5

Trägheitsmasse und der Begriff des elektrischen Ladungsfeldes sind die Grundbegriffe aller im physischen R_3 manifesten materiellen Strukturen, die offenbar wegen $\overline{\text{div}}_6^2 \overline{M} = \overline{0}$ allein auf die Änderung einheitlicher Feldkomponenten in x_5 und x_6 , also $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ zurückgehen. Bei allen Hermetrieformen möglicher Weltstrukturen muß also $s_{(3)}$ und (oder) $s_{(4)}$ auf jeden Fall hermetrisch sein, während $s_{(1)}$ und (oder) $s_{(2)}$ hermetrisch sein können. Bezeichnet A die drei möglichen Hermetrien $s_{(1)}, s_{(2)}$ und $(s_{(1)}, s_{(2)})$ des R_4 -Unterraumes, dann gibt es offenbar nur drei Gruppen aus jeweils vier Hermetrieformen, nämlich $H_1(s_{(3)}, A)$ sowie $H_2(s_{(4)}, A)$ und $H_3((s_{(3)}, s_{(4)}), A)$, wodurch die Zahl möglicher Hermetrieformen abermals eine Reduktion auf $Z_2 \rightarrow Z_3 = 12$ erfährt.

Da Hermetrieformen der Art A des R_4 allein niemals existieren können, sondern stets eine Hermetrie in $s_{(3)}$ und (oder) $s_{(4)}$ simultan auftritt, kann geschlossen werden, daß während eines kosmogonischen Zeitintervalls immer primär eine Hermetrie in den **Transkoordinaten** (bezogen auf den R_4) vorangeht und sekundär die Formen A im R_4 bzw. R_3 induziert. Unterstellt man nun in der Spur (19b) von (19) lediglich eine Hermetrie in $s_{(3)}$ oder $s_{(4)}$, dann zeigt sich unter Verwendung der Theoreme aus Kapitel III, daß in diesem Fall alle $\lambda_p(k, m) = 0$ sind und somit keine Kondensationsstufen in x_5 oder x_6 vorliegen. Wenn aber derartige Kondensationsstufen in den Transkoordinaten fehlen, dann müssen auch $s_{(1)}$ und $s_{(2)}$ des R_4 antihermetrisch bleiben. Somit entfallen die Klassen H_1 und H_2 , was abermals die möglichen **Hermetrieformen** auf $Z_3 \rightarrow Z_4 = 4$ der Klasse H_3 reduziert. Symbolisiert $H(x, y)$ eine Hermetrie in x und y , dann werden diese vier Hermetrieformen physikalischer Lösungsmannigfaltigkeiten von (19) in die Klassen **imaginärer Kondensationen** $a \triangleq H(s_{(3)}, s_{(4)})$ und $b \triangleq H(s_{(2)}, s_{(3)}, s_{(4)})$, sowie **komplexer Kondensationen** $c \triangleq H(s_{(1)}, s_{(3)}, s_{(4)})$ und $d \triangleq H(s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(3)}, s_{(4)})$ geteilt; denn in c und d wird auch die reelle Einheit $s_{(1)}$ hermetrisch. Während in a der R_4 , in b der R_3 und in c nur noch x_4 antihermetrisch sind, ist in d eine totale R_6 -Hermetrie gegeben. Die Hermetrieform a kennzeichnet **Selbstkondensationen** in den Transkoordinaten

(bezüglich des R_4), aber b **Zeitkondensationen** bzw. c **Raumkondensationen** und d **Raumzeitkondensationen**. Man könnte vermuten, daß die von Kondensationsstufen freien Formen $H(s_{(3)})$ und $H(s_{(4)})$ latente Potenzen der primären Selbstkondensation a sind. Wenn sich a, b, c und d als Elementarformen der Materie erweisen sollten und wenn die Übergänge $a \rightarrow (b, c, d)$ existieren, dann wären diese Potenzen als Propagation einer Kosmogonie der Materie anzusprechen. Vor einer Analyse dieser Formen a bis d erscheint es sinnvoll, zunächst das hermetrische Fundamentalproblem (19) allgemein zu lösen.

Ist die Gesamtzahl derjenigen Koordinaten q , welche die hermetrischen Architektureinheiten aufbauen, dann gibt es für $q = 1$ nur latente Möglichkeiten von Kondensationen (bezogen auf x_5 oder x_6), nicht aber metrische **Kondensationsstufen**. Wenn es also $1 < q \leq 6$ hermetrische Koordinaten im R_6 gibt, dann muß es möglich sein, (19) für dieses allgemeine Hermetrieproblem $q > 1$ des hermiteschen Strukturfeldes zu lösen, derart, daß diese allgemeine Lösung der jeweiligen **Hermetriestruktur** angepaßt werden kann. Der Weltselektor $L = K - \bar{\lambda} \times ()$ gestattet eine Beschreibung der Beziehung (19) durch den Raumkondensor, nämlich $K; [\bar{\lambda}] = \bar{\lambda} \times [\bar{\lambda}]$, und diese Selektorbeziehung kann wiederum in die Komponentenform

$$K_m; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \lambda_m(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \text{ gebracht werden. Diese insgesamt } 6^4 = 1296$$

Gleichungen nehmen unter Verwendung der Definition des Raumkondensors, also wegen

$$K_m; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \check{\lambda}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \check{\lambda}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} i \\ l \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ m \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \text{ als Raumkompressor die Form}$$

$$\check{\lambda}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \check{\lambda}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] + \left[\begin{smallmatrix} i \\ l \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ m \ s \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \lambda_m(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \text{ an. Es}$$

seien nun $q > 1$ Koordinaten hermetrisch. Sind die kovarianten Komponenten k und l bzw. k oder l antihermetrisch, dann folgt $\lambda_m(k, l) = 0$ nach der Antihermetriedefinition.

6

Es handelt sich um vier mögliche Formen x der Hermetrie, welche durch den Einfluß von Sieboperatoren $S(\mu)$ auf $\hat{\gamma}$ definiert sind, derart, daß $S(\mu)$ die Struktureinheit μ antihermetrisch werden läßt. Nach (53a) ergeben sich für $\hat{\gamma}_x$ die folgenden Schemata:

$$\hat{\gamma}_a = S(2,3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\gamma}_{(11)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{E}, & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{E}, & {}^2\overline{E} \end{pmatrix}, \text{ was die Selbstkondensationen}$$

jenseits des R_4 als eine Pseudo-Bimetrie kennzeichnet. Hingegen werden die Zeit- und Raumkondensationen gemäß

$$\hat{\gamma}_b = S(3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\gamma}_{(11)}, & {}^2\overline{\gamma}_{(12)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\overline{\gamma}_{(21)}, & {}^2\overline{\gamma}_{(22)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(2)} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(2)}, & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} \text{ und}$$

$$\hat{\gamma}_c = S(2)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\gamma}_{(11)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{\gamma}_{(13)} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{E}, & {}^2\overline{\kappa}_{(3)} \\ {}^2\overline{\gamma}_{(31)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(3)}, & {}^2\overline{\gamma}_{(33)} \end{pmatrix} \text{ durch eine zeitartige bzw.}$$

raumartige Pseudo-Hexametrie beschrieben, wogegen die Raumzeitkondensationen $\hat{\gamma}_d = ({}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$ durch die totale Hermetrie im R_6 als Enneametrie charakterisiert sind.

Mit Hilfe dieser Schemata $\hat{\gamma}_x$ kann nunmehr die synmetronische Analyse der Partialkompositionen durchgeführt werden, wobei sofort deutlich wird, daß auch in dieser synmetronischen Fassung die Hermetrieformen $x \triangleq (a,b)$ imaginärer Natur, aber die Formen $x \triangleq (c,d)$ wegen ${}^2\overline{\kappa}_{(3)}$ komplexer Natur sind.

7

Schließlich

wurde noch $Imq = 0$ aus $rqe^{-q} \sim (1 - r/\varrho)^2$ und das Theorem zweidimensionaler Metronen nach (30) 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 (37) ist also eine universell 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

$$1 = f_{(0)} \cdot \sqrt{3 \frac{\pi}{2}} \cdot \left(\frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} f_{(0)}^3 - 1 \right)^2 = \pi^3 \sqrt{6/\pi} \cdot \eta^2 (\eta^6 - 1)^2 =$$

$$= \pi^3 \sqrt{6/\pi} \cdot (\eta^7 - \eta)^2 \text{ oder } \eta^7 - \eta = \pm a, \text{ wenn die Substitutionen}$$

$$2\eta^2 = f_{(0)}^6 \sqrt{6/\pi} \text{ und } a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6} \text{ verwendet werden. Hierin gilt}$$

$$f_{(0)} \cdot (eD_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}}, \text{ weil die Substitution}$$

$\tau_0 = \pi D_0^2$ und $D(o) = D_0$ auch in $f(D, \tau)$ der Gleichung (37) zu erfolgen hat. Mithin ist D_0 des Weltanfangs implizit in der Bestimmungsgleichung

$$\eta^7 - \eta = \pm a, \quad 2\eta^2 = f_{(0)}^6 \sqrt{6/\pi}, \quad a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6},$$

$$f_{(0)} (eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}} \quad (47)$$

8

Das Ursprungsereignis des R_4 mit $t=0$ und $R_3(D_0)$ ist also durch drei konzentrische monometronische Sphären charakterisiert, wobei die größte dieser Sphären $D_2 = D_p$ als **Protosphäre** dieses Protouniversums umschließt, derart, daß diese Protosphäre D_p bei ihrer Aktualisierung die Initiation der kosmischen Bewegung bedingt. Der monometronischen Sphäre D_3 mit dem kleinsten Durchmesser kommt offensichtlich in bezug auf die Aktualisierung des R_3 eine grundlegende aber unbekannte Bedeutung zu, so daß diese monometronische Sphäre D_3 als **Fundamentalsphäre** $D_f = D_3$ bezeichnet werden soll. Entsprechend werde die zwischen diesen beiden konzentrischen Sphären liegende Lösung D_1 als **Mesosphäre** $D_1 = D_m$ bezeichnet. Das Protouniversum im Weltenursprung wird also durch eine **kosmogonische Sphärentrinität** aus den drei konzentrischen monometronischen Sphären mit den Durchmessern

$$D_f(t=0) < D_m(t=0) < D_p(t=0) \quad (48)$$

strukturiert, deren numerische Werte in $[m]$ als reelle Lösungen von (47) durch

$$D_f = 0,90991797, D_m = 1,06425810, D_p = 3,70121163 \quad (48a)$$

gegeben sind, wobei der Begriff kosmogonisch sich auf das initiale Ursprungsereignis $t=0$ des R_4 bezieht. Ursprung und Bedeutung der Sphärentrinität sind offensichtlich mit den vorliegenden Methoden nicht zugänglich.

9

Wenn es also gelingt, $m(\mathcal{A})$ aus den gegenwärtigen (zur Zeit $t = T$) Naturkonstanten zu bestimmen, dann wäre die obere Realitäts-schranke nach (14), also

$R_+ = \varrho_{\mathcal{A}}(1 + \alpha)\left(1 + \sqrt{1 - (1 + \alpha)^{-2}}\right)$ mit $\alpha e \gamma m(\mathcal{A}) = 2\omega c \varrho_{\mathcal{A}}$ identisch mit diesem zukünftigen Maximalwert $\mathcal{A} = 2R_+(m(\mathcal{A}))$ für m_L aus (32) im R_3 -Zustand $\mathcal{A}$. Da in diesem Extremfall die Approximation (12a) ebenso optimal erfüllt sein dürfte wie (37b), und auch $\alpha \gg 1$ gilt, wäre in äußerst guter Näherung

$$\mathcal{A} = 4\alpha \varrho_{\mathcal{A}} = \frac{32c^2 h^4}{3e\gamma^3} m(\mathcal{A})^{-7} \text{ gültig. Zur Bestimmung der unteren}$$

Schranke komplexer c -Hermetrie im Zustand $\mathcal{A}$ des R_3 , also $m(\mathcal{A})$ wird die aus (32) und (36) gewonnene Proportionalität $m_L \sim \sqrt[3]{\tau}$ zeitlich differenziert, was $3\frac{\dot{m}}{m} = \frac{\dot{\tau}}{\tau}$ liefert. Unter Verwendung von (37b) und

$DA = \dot{D}$ wird daraus $3\dot{m}/m = -\frac{6\mathcal{A}}{11}$. Die Zeitintegration über das Intervall $T \leq t \leq T_{\mathcal{A}}$ vom gegenwärtigen Zustand D bis $\mathcal{A}$ liefert dann

$$\frac{m(\mathcal{A})}{m_L} = \left(\frac{D}{\mathcal{A}}\right)^{2/11}. \text{ Hiermit kann in } \mathcal{A} \sim m(\mathcal{A})^{-7} \text{ substituiert werden.}$$

Mit (12a) sowie (32) und $2\omega c^2 \tau = \gamma h$ wird dann

$\mathcal{A} 3e \gamma m_L = 32c^2 \varrho_L^2 \left(\frac{\mathcal{A}}{D}\right)^{14/11}$ oder als eine zur Abschätzung geeignete Beziehung

$$\left(\frac{\mathcal{A}}{D}\right)^{3/11} \sqrt{E} = 2^9 e^4 \sqrt{\pi} \left(9\pi^2 \sqrt[3]{2}\right)^{-1} \left(\frac{\tau}{E}\right)^{11/6} D \quad (52).$$

Damit kann aber T aus D_T zu $T \approx 1,72 \cdot 10^{115} [s]$ und $T_{\mathcal{A}}$ bis zur Erreichung des Endzustandes $\mathcal{A}$ der expansiven Hemisphäre zu $T_{\mathcal{A}} \approx 2,754 \cdot 10^{117} [s]$, also zu $T_{\mathcal{A}} \approx 160 T$ ermittelt werden. Dies bedeutet, daß die kosmische Bewegung hinsichtlich $T_{\mathcal{A}}$ im gegenwärtigen Weltalter T erst ca. 0,6% ihrer Zeitstruktur in der expansiven R_4 -Hemisphäre aktualisiert hat, wogegen der Definitionsbereich $\mathcal{A}$ im maximalen Expansionszustand des R_3 erst zu ca. 38% expansiv als Folge der kosmischen Bewegung im Sinne D_T realisiert worden ist. Für das Äon als zeitliches Definitionsintervall des R_4 -Unterraumes der Welt ergibt sich also numerisch $\Theta = 2 T_{\mathcal{A}} \approx 320 T$.

Wegen der Größenordnung des gegenwärtigen Weltalters $T \approx 1,72 \cdot 10^{115} [s]$ kann bemerkt werden, daß die Kosmogonie der Materie unmöglich mit dem Eckereignis $t = 0$ des R_4 begonnen haben kann.

10

Da in diesen extradiagonalen Elementen eine erste tensorielle Korrelation der Gitterkerne vorliegt, sollen diese Elemente im Gegensatz zu den diagonalen **Partialexektoren** als **Korrelationsvermittler** und demzufolge $\hat{\gamma}$ als **Korrelator** bezeichnet werden. Diese beiden Selektortypen

$${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}), \quad \hat{\gamma} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_{\omega}$$

M22

haben in der infinitesimalen Analysis kein Analogon

2 x

1 x

In der folgenden Untersuchung handelt es sich um die spezielle Polymetrie des aus $L_2 = \binom{6}{2} = 15$ primitiv strukturierten R_2 -Mannigfaltigkeiten aufgespannten Weltensoriums R_6 , weil τ zweidimensional ist. Diese spezielle Polymetrie bezieht sich dabei auf 3 als Struktureinheiten auftretende Gitterkerne, derart, daß dieses polymetrische Zusammenwirken der Struktureinheiten des R_6 im R_3 die physikalischen Phänomene beschreibt. Aus diesem Grunde werde zur Abkürzung diese spezifische Weltpolymetrie als **Synmetronik** bezeichnet. Eine Synmetronik der Welt muß also wegen (48) und (49) bis (52) von

$$1 \leq (\mu, \nu) \leq 3, \quad {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \neq {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}^{\times}, \quad {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}),$$

$$\hat{\gamma} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3 \quad (53)$$

gemäß III., 5. ausgehen. Da die vier Hermetrieformen a bis d aus IV., 3. in ihren Koordinatenabhängigkeiten in $\hat{\gamma}$ wieder erscheinen müssen, wobei diese Koordinatenabhängigkeiten durch Einwirken eines Sieboperators oder einer geeigneten Siebkette auf $\hat{\gamma}$ (nach III.) entstehen, werden hierdurch entsprechende Abhängigkeiten der Gitterkerne bedingt. Sind die $C_k = \alpha_k()_k$ die Gitterselektoren des $R_{6(0)}$ (pseudo-euklidische Bezugswelt), dann wäre also nach IV., 3. für die Hermetrieformen $\hat{\gamma}_a = \hat{\gamma}_a(C_5, C_6)$ für die Selbstkondensationen, $\hat{\gamma}_b = \hat{\gamma}_b(C_4, C_5, C_6)$ für die Zeitkondensationen, aber $\hat{\gamma}_c = \hat{\gamma}_c(C_1, C_2, C_3, C_5, C_6)$ für die Raumkondensationen und $\hat{\gamma}_d = \hat{\gamma}_d(C_k)_1^6$ für die Raumzeitkondensationen zu fordern. Da diese Korrelatoren aber auf den Einfluß von Sieboperatoren zurückgehen müssen, setzt dies für die Gitterkerne die Abhängigkeiten

$${}^2\bar{\kappa}_{(1)} = {}^2\bar{\kappa}_{(1)}(C_5, C_6), \quad {}^2\bar{\kappa}_{(2)} = {}^2\bar{\kappa}_{(2)}(C_4),$$

$${}^2\bar{\kappa}_{(3)} = {}^2\bar{\kappa}_{(3)}(C_1, C_2, C_3) \quad (53a)$$

voraus, womit (53) zu ergänzen ist.

In Komponentenform gilt daher in

diesem Bereich $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \bar{k} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}^{(\mu\nu)} = 0$, wenn wieder $\bar{k}$ eine antihermetrische Indizierung kennzeichnet. Dieses Verschwinden der Kondensorkomponenten kann aber wegen $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \bar{k} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}^{(\mu\nu)} = \gamma_{(\mu\nu)}^{i\bar{s}}; () \cdot \left[\begin{smallmatrix} i \\ s \bar{k} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}$ nur durch die

kovariante Basissignatur $\left[\begin{smallmatrix} i \\ i \bar{k} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)} = 1/2 \left(\frac{1}{\alpha_{\bar{k}}} \delta_{\bar{k}} \gamma_{il}^{(pq)} + \frac{1}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)} - \frac{1}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} \right) = 0$, also $\delta_{\bar{k}} \gamma_{il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}$ erfüllt werden. Hieraus folgt aber unmittelbar wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)} = {}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ die Aussage $\delta_{\bar{k}} \gamma_{+il}^{(pq)} = 0$ und $\delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}$, das heißt, die antihermetrischen Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)}$ ändern sich in der antihermetrischen Struktur, nicht aber die hermiteschen Komponenten, so daß für diese hermiteschen Anteile immer ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} = \text{const}(Z_{\bar{k}})$ gilt, wenn $Z_k = C_k$ gesetzt wird. Wenn also eine Antihermetrie in bezug auf das Element (pq) aus $\hat{\gamma}$ vorliegt, dann wird diese Antihermetrie der Partialstrukturen vollständig durch die Selektorgleichungen

$$\begin{aligned} {}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} &= \text{const}(Z_{\bar{k}}), & \delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)} &= \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \\ & - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}, & {}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} &\equiv f(Z_{\bar{k}}) \end{aligned} \quad (55)$$

beschrieben, wenn im Sinne einer deutlicheren Schreibweise ausnahmsweise die Signatur der Partialstruktur in $\hat{\gamma}$ hochgestellt wird. In Gleichung (55) ist offensichtlich der antihermitesche Anteil ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ mit dem Feldaktivator des Protosfeldes des betreffenden Korrelationsvermittlers $p \neq q$ oder der betreffenden Partialstruktur $p = q$ identisch, so daß Gleichung (55) eine Interpretation dieser Feldaktivatoren mit Hilfe des Antihermetriebegriffes gestattet. Aus $\delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)}$ folgt unmit-

telbar das Metronintegral

$$\begin{aligned} \gamma_{-il}^{(pq)}; n &= S \left(\frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)} \right); n \delta n^{\bar{k}} = \\ &= \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} S \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} S \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}}, \end{aligned}$$

$${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = \text{ROT}_{(n)} \bar{A}_{(pq)}$$

Für das lineare

Aggregat von Gitterselektoren kann, wie bei der Entwicklung von (20) wieder

$$\mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k()_k \text{ verwendet werden, was}$$

$\bar{a} \delta \bar{Z} = \underline{a}_{kl} \delta \mu$ mit $\underline{a}_{kl} = (\underline{a}(k, l) - 1)^{-1} + 1 - q$ liefert. Setzt man weiter $\underline{a}_{kl} \lambda(k, l) = \underline{\lambda}_{kl}$ und $\underline{a}_{kl} \underline{b}_s(k, l) = \underline{c}_s$, dann gilt $\delta \ln F_{kl}^i = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]) \delta \mu$ oder nach metronischer Integration und anschließender Potenzierung $F_{kl}^i = \underline{A}_{kl}^i \exp(\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu)$, wobei $\underline{A}_{kl}^i = \text{const}$ die Integrationskonstante ausdrückt. Werden für F_{kl}^i wieder die Feldgrößen eingesetzt, dann gilt für die Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} + Q_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)\underline{l}} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} = A_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)\underline{l}} \exp(\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu) \quad (62)$$

d. h., dieses Fundamentalproblem wurde auf $S \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu$ des Kompositionsfeldes reduziert. Die Lösung (62) kann explizit dann angegeben werden, wenn die Metronenziffern hoch genug liegen und μ den gleichen Hermetriegrad wie $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]$ hat, also der zweite Gültigkeitsbereich in Anwendung gebracht werden kann. In diesem Approximationsbereich gilt nämlich für das Kompositionsfeld das lineare Kondensoraggregat $b_s(k, l) \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \lambda(k, l) (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1}$. Wird wieder das normierte Orthogonalsystem verwendet und

$$\vec{b} = \sum_{s=1}^q \vec{e}_s b_s(k, l), \text{ sowie } \vec{c} = \sum_{s=1}^q \vec{e}_s \underline{c}_s \text{ gesetzt, dann folgt}$$

$\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \vec{c} \vec{b}^{-1} \lambda(k, l) (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1}$. Da $\vec{c} / \vec{b} = \text{const}$ eine die Korrelation kennzeichnende Konstante ist und $\lambda(k, l) = \frac{\lambda_{kl}}{a_{kl}}$ mit $a_{kl} = (a(k, l) - 1)^{-1} + 1 - q$ ist, kann als die Korrelationskonstante $\underline{\alpha}_{kl} = \frac{\vec{c}}{\vec{b} a_{kl}} \equiv \underline{\alpha}$ eingeführt werden. Nunmehr kann die Integration ausgeführt werden. Mit dem Selektor $x = \lambda_{kl} \mu$ wird $\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu = \underline{\alpha}_{kl} \lambda_{kl} S(E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1} \delta \mu = S \frac{\underline{\alpha}_{kl} \delta x}{E - e^{-x}} = \underline{\alpha} S \frac{e^x \delta x}{e^x - E} = \underline{\alpha} \ln(e^{\lambda_{kl} \mu} - E) + \text{const} = \ln B_{kl}(e^{\lambda_{kl} \mu} - E)^{\underline{\alpha}}$. Wird dieses Integral in Gleichung (62) eingesetzt und verwendet man als neue Integrationskonstanz $\underline{C}_{kl}^i = \frac{A_{kl}^i}{B_{kl}}$, dann nimmt die Lösung im zweiten Gültigkeitsbereich die vollständige Fassung

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} + Q_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)\underline{l}} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} = C_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)\underline{l}} e^{\lambda_{kl} \mu} (e^{\lambda_{kl} \mu} - E)^{-\underline{\alpha}_{kl}}, \quad \underline{\alpha}_{kl} = \text{const}, \quad T_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{T} \quad (63)$$

an, in welcher nur noch die Integrationskonstante zu bestimmen ist. Für die Extrema folgt die Bedingung $\delta F_{kl}^i = 0$, wenn wieder zur Kürzung F_{kl}^i verwendet wird. Nach (62) ist aber $\delta F_{kl}^i = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () F_{kl}^i \delta \mu$, so daß $\delta F_{kl}^i = 0$ wegen $\delta \neq 0$ nur durch $F_{kl}^i = 0$ oder $\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \underline{\lambda}_{kl}$ erfüllt werden kann.

4. Symmetronik der Hermetrieformen

Zur Beschreibung der speziellen Korrelationen in den internen Strukturen kompositiver Kondensationsstufen der möglichen Hermetrieformen *a* bis *d* ist die explizite Darstellung des spezifischen Korrelationstensors ${}^2\bar{Q} = {}^2\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ wesentlich, wenn wieder die Kürzung $\underline{T}$ aus (63) verwendet wird.

Zur Elimination des Korrelationstensors erscheint die partikuläre Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems in Form der Beziehung (63) besonders geeignet. Da (63) aber im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich approximativ entwickelt wurde, soll dieser Approximationsbereich auch für die folgende Untersuchung vorausgesetzt werden.

Mit $\psi_{kl} = \psi_{kl}^{\alpha}$ wird (63) zu $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + \underline{Q}_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{C}_{kl}^i \psi_{kl}$ und dies wird zu $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2 \underline{q}_{kl} \psi_{kl} \delta\mu$. Da ${}^2\bar{Q} \neq {}^2\bar{0}$ bleibt, wird

$$\underline{q}_{kl} = \underline{C}_{kl} \sum_s \left(\sum_i \left(\gamma_{(\kappa\lambda)}^{is} + \underline{Q}_m^i \gamma_{(\kappa\lambda)}^{ms} \right)^{-1} \right) = \underline{C}_{kl} \sum_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1},$$

wenn die Summation über die q hermetrischen Indizierungen erfolgt und $\underline{C}_{kl} = \sum_i \underline{C}_{kl}^i$ sowie $\underline{Q}_s = \sum_i \underline{Q}_s^i$, bzw. der Skalarselektor $\underline{Q} = \sum_s \underline{Q}_s$ verwendet wird. Damit folgt $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} =$

$$= 2 \sum_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} ; () \underline{C}_{kl} \psi_{kl} \delta\mu, \quad \text{oder nach Multiplikation}$$

mit δ_{kl} und Summation, wenn zur Kürzung $p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q \underline{C}_{ll} \psi_{ll}$ verwendet wird, $2 \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)})^{-1} p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \delta\mu = \delta s p^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} =$

$$= s p^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta \ln s p^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll} \psi_{ll}^{(\kappa\lambda)} s p^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta\mu =$$

$= q_{(\mu\nu)} s p^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta\mu$, oder wenn $G = p s p^2 \bar{\gamma}$ als weitere Kürzung einge-

führt wird $\sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} (p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)})^{-1}$. Mit $(\bar{e}_i \bar{e}_k)_q =$

$= \hat{E}$ und $\bar{c} = \sum_{l=1}^q \bar{e}_l (E + \underline{Q}_l)^{-1}$ wird dann $\sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} =$

$= \bar{c} \sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)}$, also $\sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} (\underline{p} \bar{c})^{-1}$ oder

$\frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \underline{p}^{-1} \bar{c}^{-1} = \bar{e}_l \sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} \delta_{sl} = \gamma_{ll}^{(\kappa\lambda)}$. Es ist also

$(s p^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q (E + \underline{Q}_s)$. Mit $G_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = (s p^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$

wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^q Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)i} = 2 G_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} G_{(\mu\nu)}^{-1} - q E$. Hierin ist die

invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^q Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)i} = Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ein skalarer Kopplungs-

selektor, der die korrelative Kopplung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. Wird die Lösung in (67) mit den beiden Kürzungen eingesetzt und $2 C_{(\kappa\lambda)} C_{(\mu\nu)}^{-1} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ als neue Integrationskonstante benutzt und werden weiter die partikulären Metronintegrale mit $\alpha_l^{(\kappa\lambda)}$ als Korrelationsexponent der $(\kappa\lambda)$ -Signatur

$\psi_{ll}^{(\kappa\lambda)} = \psi_{ll}^{\alpha_l^{(\kappa\lambda)}}$ im zweiten Gültigkeitsbereich des Kompositionsfeldes $\psi_{ll} = (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-1}$ nach (22) verwendet, dann folgt explizit für den Korrelationsselektor

$$Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)l}^{(\kappa\lambda)} (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-\alpha_l} \cdot \left(\sum_{k=1}^q C_l^{(\mu\nu)} (E - e^{-\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu})^{-1} \right)^{-1} \cdot \left| \delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\kappa\lambda)} \mu} - E)^{\alpha_{kl}^{(\kappa\lambda)}} \right|_q \cdot \left| \delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu} - E)^{\alpha_{kl}^{(\mu\nu)}} \right|_q^{-1} - q E \quad (68).$$

10

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar, daß $Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k ()_k$ der hermetrischen Gitterselektoren abhängt und in seinem Verlauf von insgesamt $N = 8q + 1$ Korrelationsziffern bestimmt wird, wenn man zu diesen Ziffern auch die $3q$ Eigenwertspektren $\lambda_l^{(\mu\nu)}$ sowie $\lambda_l^{(\kappa\lambda)}$ der Pseudokomposition und λ_l des Kompositionsfeldes zählt. Mit den Kürzungen

$$P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} () \cdot \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \quad \text{und} \quad P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} () \cdot \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}, \quad \text{also} \quad Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + qE \sim P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} P_{(\mu\nu)}^{-1}$$

wird nach dem Quotientengesetz der Metrondifferentiale

$$\underline{\partial} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sim P_{(\mu\nu)}^{-1} (P_{(\mu\nu)} - \underline{\partial} P_{(\mu\nu)})^{-1} \begin{vmatrix} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} & \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \\ P_{(\mu\nu)} & \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} \end{vmatrix}, \quad \text{weil} \quad \underline{\partial}(qE) = 0$$

evident ist.

Nach der Extremwerttheorie aus III. liegen die Kopplungsextrema bei $\underline{\partial} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = 0$, was wegen der Regularität von $P_{(\mu\nu)} < \infty$ nur durch das Verschwinden des Determinantenselektors erreichbar ist, was aber $\underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = 0$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Metron-

$$\text{differentiale ist aber } \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} + \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) - \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)})$$

$$\text{und } \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} + \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}) - \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}), \quad \text{so daß} \quad \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = 0$$

nur durch $\underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ und $\underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}) = \underline{\partial} (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) = 0$ erfüllt werden kann, denn aus physikalischen Gründen müssen die

Kopplungsextrema mit den Extrema von $\square$ und denen der Elemente aus $\hat{\gamma}$ kongruieren. $\underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ liefert aber mit $\underline{\partial} \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$ nach Gleichung (67) die Bedingung $\underline{\partial}^2 \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$. Die für die Matrixspektren tensorieller Selektoren geltenden Differentialgesetze müssen aber auch für die Tensoren selbst gelten, weil immer eine unitäre Transformation in ein Diagonalschema möglich ist. Die Aussage über die Kopplungsextrema kann wegen $\psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} = (\psi_{ll})^{\alpha_{ll}}$ noch weiter umgeformt werden; denn es gilt $0 = \underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} = (\psi_{ll})^{\alpha_{ll}} - (\psi_{ll} - \underline{\partial} \psi_{ll})^{\alpha_{ll}}$, was nur mit $\underline{\partial} \psi_{ll} = 0$ möglich ist. Damit werden die Aussagen über die Kopplungsextrema reduziert auf

$$\begin{aligned} \underline{\partial} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} &= 0, & \underline{\partial} \psi_{ll} &= 0, & \underline{\partial}^2 (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) &= \underline{\partial}^2 \bar{0}, \\ \underline{\partial}^2 (\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}) &= \underline{\partial}^2 \bar{0} \end{aligned} \quad (68a),$$

was eine Interpretation gestattet.

11

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Struktureinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig, im hermiteschen Bereich V_r des R_6 mit $r \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\gamma}$ zu untersuchen; denn auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der Symmetronik in bezug auf den hermiteschen Fundamentalkondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}$ für ein Element aus $\hat{\gamma}$ gesetzt, dann kann in der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen, gemäß ${}^2\bar{\gamma}_- = {}^2\bar{\rho} = \frac{1}{\tau} \text{ROT}_{(s)} \bar{\Phi}$ der antihermitesche Anteil aus ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_-$ immer durch den Spinselektor, also durch den metronischen Feldrotor (hinsichtlich der Gitterselektoren $C_k = = \alpha_k()_k$) eines Spinfeldselektors ausgedrückt werden, was für den hermiteschen Anteil die Darstellung $\gamma_{+kl} = \partial_k \phi_l$ mit der Kürzung $\alpha_m \partial_m = \partial_m$ für antihermetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine Indizierung auf jeden Fall antihermetrisch, wogegen die andere zum V_r gehören kann. Die Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}_+$, die vollständig im V_r liegen, können dagegen nicht durch $\bar{\Phi}$ ausgedrückt werden. Wegen der Hermitezität von ${}^2\bar{\gamma}_+$, gilt also im antihermetrischen Bereich $\partial_k \phi_l - \partial_l \phi_k = 0$, während im V_r immer $\partial_p \phi_q - \partial_q \phi_p = \gamma_{-pq} \neq 0$ bleibt, weil im V_r der hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann, woraus folgt, daß dieser Feldselektor im engen Zusammenhang mit der hermiteschen Struktur des betreffenden Elements aus $\hat{\gamma}$ stehen muß. Da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld ${}^2\bar{\gamma}$ zur Folge hat, dem eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert, aber andererseits diese Spinorientierung als Vorprägung des metrischen Feldes aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors im V_r die hermitesche Struktur ${}^2\bar{\gamma}$ vorprägen oder zumindest aktivieren, wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für ${}^2\bar{\gamma}_-; n$, beziehungsweise Protofeld für ${}^2\bar{\gamma}_+; n$ gerechtfertigt erscheinen. Nach der Hermetriebedingung ist ${}^2\bar{\gamma}_+; n = \text{const}$ in bezug auf die antihermetrischen Gitterselektoren, so daß im antihermetrischen Bereich auch $\partial_k \phi_l = \text{const}$ sein muß. Ist auch $l = \bar{l}$ anti-

hermetrisch, so kann $\partial_k \phi_l = \text{const}$ nur durch

$$\phi_l = \sum_{m=1}^6 \varphi_{(l)m}(V_r) Z^m$$
 erfüllt werden, wenn $(\bar{l})$ den Bezug φ_m auf $\bar{l}$ ausdrückt und $Z^m = \alpha_m()^m$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des Protofeldes ergibt sich unmittelbar die Symmetrie $\varphi_{(l)m} = \varphi_{(m)l}$, weil immer $\gamma_{+kl} = \partial_k \phi_l$ gilt. Dieses Gesetz gilt aber nur solange $\bar{l}$ wirklich im antihermetrischen Bereich liegt, nicht aber, wenn l ein Element des V_r ist, was wegen $\gamma_{+kl} = \partial_k \phi_l$ möglich sein kann. In diesem Fall wäre γ_{+kl} ein Linearaggregat der C_k , was einen Widerspruch zu der Antihermetrieforderung außerhalb des V_r bildet. Die einzige Möglichkeit ist durch $\varphi_{(l)m} = a_{lm} = \text{const}$ gegeben, was im antihermetrischen Bereich zu $\gamma_{+kl} = a_{kl} = a_{lk} = \text{const}$ mit $\gamma_{-kl} = 0$ führt, während im V_r immer $\gamma_{+kl}(V_r)$, aber $\gamma_{-kl} = a_{kl} - a_{lk} = \text{const} \neq 0$ gilt. Für die Komponenten im V_r muß also eine Unsymmetrie von a_{kl} zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $\varphi_{(l)m} = \varphi_{(m)l}$ bildet; denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetrischen Bereich. Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\hat{\gamma}$ nach der Spaltung ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_-$, daß das Protofeld im antihermetrischen Bereich konstant, aber im V_r eine Strukturfunktion der hermiteschen Gitterselektoren ist, wogegen der Feldaktivator im antihermetrischen Bereich überhaupt nicht, im V_r aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von

$$\begin{aligned} \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] &\neq \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^\times \text{ sind } \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i\ s}; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} \text{ und rein kovariant} \\ 2 \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} &= \partial_k \gamma_{sl} + \partial_l \gamma_{ks} - \partial_s \gamma_{kl} = \partial_k \gamma_{+sl} + \partial_l \gamma_{+ks} - \partial_s \gamma_{+kl} = \\ &= 2 \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} \text{ mit } \alpha_p \partial_p = \partial_p, \text{ weil immer } \gamma_{-kl} = \text{const}, \\ \text{oder } \gamma_{-kl} &= 0 \text{ ist. Dies bedeutet aber auch } \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i\ s}; () \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} = \\ &= \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} \text{ oder } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+, \text{ weil die kovariante Symmetrie} \end{aligned}$$

nicht von einer Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflusst wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Spinfeld-

11

selektoren ist also $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- = \hat{0}$. Da $\gamma_{+\bar{k}l} = \text{const}$ und $\gamma_{-\bar{k}l} = 0$ ist, wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \bar{k} l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = 0$ im antihermetrischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indizierungen von selbst evident, weil in $\left[\begin{smallmatrix} s\bar{k}l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}$ die Summanden als Metronddifferentiale $\bar{\partial}_l$ (hermetrisch) auf $\gamma_{+\bar{k}s}$ bzw. $\bar{\partial}_{\bar{k}}$ (antihermetrisch) auf $\gamma_{+sl}(V_r)$ einwirken, so daß in jedem Fall eine Konstanz hinsichtlich des partiellen Metronddifferentials besteht. Bei der Formulierung des symmetronischen Fundamentalproblems hat man also neben (53) bis (55a) von den Eigenschaften der Protokfelder und Feldaktivatoren, nämlich

$$\begin{aligned} \gamma_{(\mu\nu)+}^{\bar{k}l} &= \text{const}, & \gamma_{(\mu\nu)+}^{kl} &= \gamma_{(\mu\nu)+}^{kl}(V_r), & \gamma_{-\bar{k}l}^{(\mu\nu)} &= 0, \\ \gamma_{-kl}^{(\mu\nu)} &= \text{const} \neq 0 \end{aligned} \quad (56)$$

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

$$\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_\times \quad (56a)$$

ist, womit das symmetronische Fundamentalproblem gestellt werden kann.

Steht

$\varepsilon \equiv (\kappa, \lambda, \mu, \nu)$ für die Indizierungen der Kondensorsignaturen, dann gilt für die Strukturkombination die Vierfachsumme

$$\begin{aligned} \bar{\Pi} &= \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}(\cdot) \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right). \quad \text{Wäre } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ + \\ &+ \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- \neq \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_\times, \text{ dann setzte das Kompositionsgesetz wegen} \end{aligned}$$

$$\bar{\Pi} = \bar{\Pi}^\times \text{ das Verschwinden } \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}(\cdot) \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- \right) = \hat{0}$$

voraus. Nach den Beziehungen (56) und (56a) wird diese Bedingung aber gliedweise identisch erfüllt, so daß für das strukturelle Kompositionsgesetz

$$\begin{aligned} \bar{\Pi} &= \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}(\cdot) \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ \right), \\ \varepsilon &\equiv (\kappa, \lambda, \mu, \nu) \end{aligned} \quad (57)$$

geschrieben werden muß. Das symmetronische Fundamentalproblem wird also gestellt, wenn die Beziehungen (56), (56a) und (57) auf (19) angewendet werden.

Nach dem Variationsprinzip versucht also jeder Raumkompressor in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronenziffer den Minimalwert zu erreichen. Die Beziehung

$$\ddot{x}^i_{(\kappa\lambda)} = - \left[\begin{matrix} i \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right]^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} \dot{x}^k \dot{x}^l, \quad \delta \sum_{n_1}^{n_2} {}^4\overline{Q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; n \delta n = {}^4\overline{Q} \quad (74)$$

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{\gamma}$ 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 ${}^4\overline{Q} = K; \overline{\Gamma} = \overline{\lambda} \times \overline{\Gamma}$ nach Bildung des Matrizenpektrums ${}^2\overline{Q} = sp {}^4\overline{Q} = \overline{\lambda} \overline{\Gamma} \sim {}^2\overline{W} = {}^2\overline{T} - \frac{1}{4} {}^2\overline{\gamma}; () T$ mit dem kanonischen Energiedichteselektor ${}^2\overline{T}$ und $sp {}^2\overline{T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert ${}^2\overline{Q} - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma}; () sp {}^2\overline{Q} \sim {}^2\overline{T}$, worin das Energieerhaltungsprinzip durch die Divergenzfreiheit $sp ()^{(6,6)}_{(-)}; {}^2\overline{T} = \overline{Q}$ oder äquivalent durch $sp ()^{(6,6)}_{(-)}; ({}^2\overline{Q} - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma}; () sp {}^2\overline{Q}) = \overline{Q}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld möglich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$sp ()^{(6,6)}_{(-)}; (() - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma} sp ()); sp {}^4\overline{Q} = \overline{Q} \quad (74a)$$

als ein kompositives Erhaltungsprinzip des Raumkompressors. Dieses Erhaltungsprinzip sagt aus, daß der durch $(() - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma} sp ()); sp {}^4\overline{Q}$ beschriebene Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld immer erhalten bleibt und zwar unabhängig von synmetronischen Änderungen der Partialstrukturen.

Im folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \triangleq (\mu\nu)$, $\beta \triangleq (\kappa\lambda)$ und

$\left[\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right] \triangleq \left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right]$ verwendet werden. Die Kopplungsextrema $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ charakterisieren die Kopplungsklassen Ia und IIa durch $\left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] = \hat{0}$,

was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] = \hat{0}$ bedingt aber nach Gleichung (63) und (64) $\psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)} = 0$, also $(\psi_{kl})^{\alpha\mu} = 0$. Das partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervall $0 < \psi_{kl} < E$ definiert, so daß $(\psi_{kl})^{\alpha\mu} = 0$ nur für $\alpha_{kl} \rightarrow -\infty$ erfüllt werden kann, oder für $\psi_{kl} = 0$. In jedem Fall wird hierdurch aber $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ mit $\left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] = \hat{0}$ als Kopplungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu; n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es einen anderen Punkt im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $\mu; n_+ = N_+$, in welchem $\delta \left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] = \hat{0}$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $\left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] (+) \neq \hat{0}$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Kopplungsmaxima mit den Kondensationsminima decken, folgt, daß die Kondensationsmaxima in N_+ mit Kopplungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ erfüllt sein muß. Diese Beziehung wiederum liefert eine Aussage über die Lage von N_+ ; denn es folgt $0 = \delta \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} +$

$$+ \delta \left[\begin{matrix} s \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} + \left[\begin{matrix} s \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} \delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} - \delta \left[\begin{matrix} s \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} \delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} \triangleq \delta \psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)}$$

aus (63), weil auch $\delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} = 0$ sein muß, wenn dies für die Summe gilt, weil die Summenglieder als voneinander unabhängig angenommen werden dürfen. Nach (64) bedingt aber $\delta \psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)} = 0$ unmittelbar $\delta \psi_{kl} = 0$, d. h., die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Auch bestimmen diese Maxima der Kondensation die Kopplungsklassen Ih und IIh.

Die in N_+ liegenden Kondensormaxima definieren Raumkompressoren ${}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert sind, weil $\delta {}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)} = {}^4\overline{Q}$ auch durch $\delta \left[\begin{matrix} \alpha \\ \beta \end{matrix} \right] = \hat{0}$ erfüllt wird.

12

Nach Gleichung (74) versucht aber jeder synmetronische Raumkompressor das tiefstmögliche Kompressionsniveau zu erreichen, wogegen für den Kompressionszustand ${}^2\bar{\varrho} - \frac{1}{2}{}^2\bar{\gamma}; ()sp{}^2\bar{\varrho}$ des Kompositionsfeldes das Erhaltungsprinzip (74a) gilt. Die Minima der ${}^4\bar{\varrho}_{(\beta)}^{(\alpha)}$ müssen dagegen bei N_- , also $\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \hat{0}$ in den Kopplungsmaxima liegen, was die Tendenz ${}^4\bar{\varrho}_{(\beta)}^{(\alpha)}; n_+ \rightarrow {}^4\bar{\varrho}_{(\beta)}^{(\alpha)}; n_-$ verursacht. Da immer das kompositive Erhaltungsprinzip (74a) gewahrt bleiben muß, kann diese Tendenz nur den Sinn eines Austauschvorganges $N_+ \rightleftharpoons N_-$ haben, der die Kopplungsextrema, beziehungsweise Kondensor- oder Kompressoextrema vertauschen kann. Wenn es zu $N_+ \rightleftharpoons N_-$ kommt, dann kann dieser Vorgang auch als eine Bewegung des Kondensationszustandes $\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ im R_6 aufgefaßt werden, welche als **Kondensorfluß** $N_+(\alpha, \beta)N_-$ bezeichnet werden soll.

Es wird nunmehr notwendig, zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Kondensorfluß zustande kommen kann. Nach (73) gilt ${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)+}f_{\kappa}f_{\lambda} + {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)-}$ mit dem konstanten metronischen Spinselektor ${}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)-}$. Nach dieser Beziehung folgt für eine Kondensorkomponente, wenn die Zusatzselektoren

$$\lambda_{(\beta)skl} = \frac{1}{2}(a_{(\beta)+sl}\check{\varrho}_k + a_{+ks}^{(\beta)}\check{\varrho}_l - a_{+kl}^{(\beta)}\check{\varrho}_s) \text{ und } A_{(\beta)kl}^{(\alpha)i} = a_{(\alpha)+}^{i\frac{s}{s}}\lambda_{(\beta)skl}$$

eingeführt werden,

$$\begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix}_{(\beta)}^{(\alpha)} = \gamma_{(\alpha)}^{i\frac{s}{s}}\begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}_{(\beta)} = \left(\frac{A_{(\beta)kl}^{(\alpha)i}}{f_{\mu}f_{\nu}} + a_{(\alpha)-}^{i\frac{s}{s}}\lambda_{(\beta)skl} \right); f_{\kappa}f_{\lambda}.$$

Der zweite Term dieses Selektors enthält 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 Kondensors, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt. Erst durch die gleiche Spinorientierung ist offensichtlich die Möglichkeit des Kondensorflusses gegeben, das heißt, es müssen konstante Feldaktivatoren für beide Kondensorsignaturen existieren, wenn es zum Kondensorfluß $N_+(\alpha, \beta)N_-$ kommen soll. Diese Bedingung ist aber nur dann erfüllbar, wenn in $N_{\pm}$ neben $\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ auch die Signaturtransposition $\begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}$ vorkommt; denn nur dann gibt es im $N_{\pm}$ beide Feldaktivatoren ${}^2\bar{\gamma}_{(\alpha)-}$ und ${}^2\bar{\gamma}_{(\beta)-}$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

$$N_+\left(\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}\right)(\alpha, \beta)N_-\left(\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}\right), \quad \alpha \triangleq (\mu\nu), \beta \triangleq (\kappa\lambda) \quad (75).$$

13

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

$$F_v = \binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F(q_j)_v \triangleq N_+(\alpha\beta, \kappa\lambda) N_-, \quad 1 \leq v \leq 6,$$

$$AF_p BF_r C = AF_v C, \quad p+r=v, \quad A \neq C,$$

$$\left(() - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma} sp() \right); sp^4 \overline{\varrho} = \sum_{k=1}^{L \geq 1} \left(() - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma}_k sp() \right); sp^4 \overline{\varrho}_k,$$

$$A = C, \quad \left(() - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma} sp() \right); sp^4 \overline{\varrho} = \text{const}(()_4) \quad (76)$$

für jeden Fundamentalkondensor existiert ein Geodäsie-

selektor

$$\dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} + \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{K}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{L}} = 0, \text{ auf den auch } sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()$$

einwirken kann. Multiplikation und Summation des symmetronischen

$$\text{Problems } L_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{matrix} \right]_+ = 4\bar{0} \text{ in Komponentendarstellung nach}$$

$$\text{Gleichung (61a) mit } A^{klm} = \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{K}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{L}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{M}} \text{ liefert dann wegen}$$

$$\text{des zwangsläufigen Ergebnisses } D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} A^{klm} = 0, \text{ sowie}$$

$$Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{S}} + Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} \left[\begin{matrix} s \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{K}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{L}} = 0 \text{ die Aussage}$$

$$0 = L_{(\mu\nu)+m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} A^{klm} = \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} A^{klm} +$$

$$+ \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \cdot Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} \left[\begin{matrix} s \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} A^{klm} =$$

$$= -(\dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} + Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\dot{I}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{S}}) \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{M}},$$

was aus den gleichen Gründen wie im Fall des Kompositionsfeldes nur

$$\text{durch } \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} = 0 \text{ erfüllt werden kann. Dies folgt aus}$$

$$D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} A^{klm} = 0, \text{ was wegen } \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{K}} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{L}} =$$

$$= \left[\begin{matrix} i \\ k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}^{\dot{K}} \dot{\bar{C}}^{\dot{L}} \text{ möglich wird; denn jede Kondensorsignatur gibt die}$$

$$\text{hermetrischen Struktureinheiten und damit die hermetrischen Koordi-}$$

$$\text{naten des Kondensors an. Gibt es für } \left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{matrix} \right]_+ \text{ nur } z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q \leq 6$$

$$\text{hermetrische Koordinaten, und beschreibt } \dot{\bar{C}} = \sum_{i=1}^q \dot{\bar{C}}_i \text{ den}$$

$$\text{Geschwindigkeitsselektor im hermetrischen Unterraum des Komposi-}$$

$$\text{tionsfeldes, dann wird die angeführte Identität evident, weil die antiher-}$$

$$\text{metrischen Koordinatenindizierungen von } \left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{matrix} \right]_+ \text{ stets verschwinden.}$$

$$\text{Mit } \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; n \rightarrow \sum_{i=1}^z \dot{\bar{x}}_i = \bar{Y}(z) \text{ und } z = z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q \text{ folgt also aus}$$

$$\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} = 0, \text{ weil auch hier } \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \neq \bar{0} \text{ und } \dot{\bar{C}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} \neq \bar{0} \text{ ist, die}$$

$$\text{Orthogonalität } \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \perp \bar{Y}(z). \text{ Für die Partialstrukturen gilt demnach}$$

$$\text{die gleiche Orthogonalität wie für das Kompositionsfeld, was in}$$

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

$$z = z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q \leq 6, \quad \bar{Y}(6) = \bar{v} + i\bar{w},$$

$$w^2 = c^2 + \varepsilon^2 + \eta^2 \quad (77)$$

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, zusammen mit den Extremaluntersuchungen der Kondensoren, geht hervor, daß die symmetronischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation, gekennzeichnet durch $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima für ihre Struktureinheiten Antihermetrie verursachen, so daß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der Kongruenz der $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ mit $\bar{\lambda}$ (bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z(\kappa\lambda\mu\nu)$) besteht die symmetronische Komposition darin, daß die $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ metaphorisch als mosaikartiges Muster $\bar{\lambda}$ aufbauen. Aus dieser Metapher wird der Zusammenhang zwischen den internen Korrelationen und dem externen Korrespondenzfeld besonders deutlich. Demnach erscheint das allgemeine Korrespondenzfeld als integrale Struktur des kompositiven $\bar{\lambda}$ -Terms aller Korrelationsfelder mit jeweils mindestens einer Komponente außerhalb einer metaphorischen «Oberfläche» des ebenfalls metaphorischen mosaikartigen Musters. Alle diese Kondensormaxima $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ müssen wiederum der Orthogonalität (77) genügen, was für $z = q$ die Parallelität $\bar{\lambda} \parallel \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ d , so daß hier $q = 6$ gilt und die λ -Strukturen der symmetronischen und kompositiven Kondensationsstufen als Kondensormaxima 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.

74b

Jedes System Q aus Kondensorquellen und Senken kann einen Kondensorfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung (75) für $N_+(\alpha, \beta, \kappa, \lambda)N_-$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensorflüsse $q_1 = Q_1, q_2 = Q_2^+, q_3 = Q_2^-, q_4 = Q_3, q_5 = Q_4^+$ und $q_6 = Q_4^-$. Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensorflüsse in einer Kopplungsstruktur einzeln auftreten, zumal es in b, c und d Systeme von Kondensorbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit daß $v > 1$ Flüsse q_j sich zu einem **Flußaggregat** zusammenschließen, so daß es $1 \leq v \leq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt. Jede dieser **Flußklassen** v ist dann mit $\binom{6}{v}$ Flußaggregaten $F(q_j)_v$ besetzt, was durch die Symbolik $\binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda}F(q_j)_v$ präzisiert wird, wenn $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix}\right]_+$ das Flußaggregat F_v bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, so daß es zu jedem Element der Flußklasse noch $v!$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich einschließlich dieser isomeren und der einfachen Kondensorflüsse nur $Z = \sum_{v=1}^6 v! \binom{6}{v} = 1956$ Flußaggregate

geben, doch wird Z eingeschränkt, wenn gefordert wird, daß diese Flußaggregate eine Kondensation aufbauen, welche für ein von 0 verschiedenes Zeitintervall definiert sein soll. F_v kann immer für $v > 1$ in zwei Aggregate F_p und F_r mit $p + r = v$ aufgeteilt werden. Ist A ein Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Kopplungsstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß AF_pB in den Zustand B , so kann F_r anschließen und BF_rC diesen Zustand in einen Endzustand C überführen, so daß $AF_pBF_rC = AF_vC$ für die Wirkungsweise des Flußaggregates geschrieben werden kann. Es gibt für C zwei Möglichkeiten, nämlich entweder erzeugt F_v einen Finalzustand $C \neq A$ oder aber F_v verläuft zyklisch, also rotatorisch, und führt A über B in den Anfangszustand $C = A$ periodisch zurück. Ist $A \neq C$, dann muß sich auch der zugehörige synmetronische Raumkompressor nach (74) verändern, so daß in C ein tieferes Kompressor-niveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz (74a) der Kompressor-isostasie bedeutet, daß

$$= ((1) - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}.sp(1)); sp {}^4\bar{Q}$$

$$= \sum_{k=1}^{L>1} ((1) - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}_k.sp(1)); sp {}^4\bar{Q}_k$$

in L kompositive Kondensationen

tieferen Kompressorniveau aus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^4\bar{Q}$, so daß $A \neq C$ keine zeitlich definierten Kondensationen ermöglicht, unabhängig davon, welche Signatur $\binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda}F_v$ das Flußaggregat verursacht; denn jeder Kondensor bedingt nach dem synmetronischen Zusammenhang der Kopplungsstruktur die übrigen Kondensorextrema. Durch $A \neq C$ muß also auf jeden Fall die Kopplungsstruktur gestört werden.

14c

Nach der Beziehung (68a) bedingt jedes Kopplungsextremum $Q_{(\mu\nu)\text{ext}}^{(\kappa\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{pmatrix}$ eine Kopplungsgruppe, welche alle Kopplungsextrema enthält, die durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Kondensorsignatur stets zusammenbleiben müssen, weil nur diese Ziffern einer Signatur permutieren. Eine **Kopplungsgruppe** kann also maximal acht Kopplungsselektoren als Extrema umfassen. Inbezug auf eine solche Kopplungsgruppe müssen sich nach (68a) alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantihermetrisch verhalten und zwar primär diejenigen, welche die beiden Signaturangaben der Kopplungsgruppe als Basis- und Kontrasignaturen tragen, und sekundär diejenigen, welche irgendein Ziffern paar der Kopplungsgruppe als Basis signatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach (68a) die Kopplung eine Pseudoantihermetrie im Kopplungsextremum erzwingt und die Basis signatur eines Kondensors durch partielle Metronddifferentiale bestimmt wird. Diese primär- und sekundär pseudoantihermetrischen Kondensoren einer Kopplungsgruppe werden im Extremalbereich dieser Gruppe noch von einem System primär und sekundär hermetrischer Kondensoren begleitet, welche in ihren Basissignaturen überhaupt keine Signaturindizierungen der Kopplungsgruppen enthalten. Da zu jeder Kopplungsgruppe drei derartige Kondensorsysteme gehören, müssen alle Kopplungsgruppen untereinander in Wechselbeziehungen stehen. So können immer zwischen zwei Kopplungsgruppen hermetrische und antihermetrische **Kondensorbrücken** existieren;

denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantihermetrisch sind, oder aber eine Anzahl identischer hermetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im ersten Fall sind also die Kondensorbrücken antihermetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten hermetrisch. Auch **Kondensorquellen** und **Kondensorsenken** sind zwischen zwei Kopplungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Kopplungsgruppe ein System hermetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudoantihermetrisch erscheint (Primär- oder Sekundärsenken). Daraus folgt, daß die Kondensorsenken stets die

eigentliche Kopplung der Partialstrukturen verursachen. Hier handelt es sich um potentialtheoretische Metaphern, auf die daher der Quellen- und Senkenbegriff im Sinne der Potentialtheorie nicht anwendbar ist. Wesentlich zur Erkenntnis des korrelativen Baues der symmetronisch komponierten Kondensorstufen ist demnach eine Analyse der schematischen Definition

$$Q_{(\mu\nu)\text{ext}}^{(\kappa\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{pmatrix} \quad (68b)$$

der Extrema von Kopplungsgruppen, welche zu jeder Signaturquadrupel einer Klasse von Kondensorsignaturen gehören und zusammengefaßt eine **Kopplungsstruktur** ergeben. Eine solche Untersuchung symmetronischer Kopplungen kann jedoch nicht allgemein durchgeführt werden. Zur Analyse müssen die vier möglichen kompositiven Strukturkondensationen einzeln symmetronisch beschrieben werden.

Nach (53a) gibt es neben den nichtkondensierenden latenten Seinspotenzen der Koordinate x_6 die folgenden Kondensationsformen:

- (x_5, x_6) -Selbstkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}) \triangleq {}^2\bar{\kappa}_{(1)}$
- Zeitkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \triangleq ({}^2\bar{\kappa}_{(1)}, {}^2\bar{\kappa}_{(2)})$
- Raumkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \triangleq ({}^2\bar{\kappa}_{(1)}, {}^2\bar{\kappa}_{(3)})$
- Raumzeitkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(k)})_1^4 \triangleq ({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)})_1^3$.

15

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{(3)m}^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(3)} = \alpha_{kl}^i e^{\lambda_{kl}\mu} \left[\frac{1}{2}(E + \cos K)(E + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2 \sin^{-2} K) \right]^{-a/(2\lambda_{kl})}, \quad K = \lambda_{kl}T,$$

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

$$a = \vec{c}_{(3)} \vec{C}^{-1} = a^*$$

(79),

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

$\lim_{K \rightarrow 0} [3] = \hat{0}$ aus (79), weil für $K = 0$ immer $\sin K = 0$ und $\cos K = E$ ist. Eine reelle Raumkondensation $[3] \neq \hat{0}$, 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 -Werte, welche zu keiner Raumkondensation fähig 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 $[3] = \hat{0}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum $K; n = \pm \frac{\pi}{2}(2N+1)$; denn dann gilt $\cos K = 0$ und $\sin K = \pm E$, was das Extremum der Raumkondensation

$$\left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{(3)m}^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(3)} \right)_{\max} = \alpha_{kl}^i e^{\lambda_{kl}\mu} (1/2(E + e^{2\lambda_{kl}\mu}))^{-a/(2\lambda_{kl})},$$

$$K; n = \pm \frac{\pi}{2}(2N+1)$$

(79a)

bedingt. Der einzige Verlauf von $[3]$ im R_3 hat 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 Extremwerttheorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\delta[3] = \hat{0}$ oder $0 = \delta e^\varphi = e^\varphi (\lambda_{kl} - a\alpha) \delta\mu$, was nur durch

$$\alpha = \frac{\lambda_{kl}}{a} = A \quad \text{wegen } e^\varphi > 0 \text{ und } \delta\mu > 0 \text{ erfüllt werden kann.}$$

$A < E$ bedeutet aber auch $a > \lambda_{kl}$, woraus sich im dritten Gültigkeitsbereich eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \rightarrow 0$ wird $\lim_{\tau \rightarrow 0} \mu; n = r$ und dies bedeutet in (79) eingesetzt für hinreichend große Werte r den Verlauf

$$[3]_{kl}^i; n \rightarrow \psi \sim e^{\lambda_{kl}r} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right)^{-a/(2\lambda)} \approx \exp(\lambda_{kl} - a)r =$$

$$= e^{-\alpha r} \quad \text{mit } \alpha > 0, \text{ weil } e^{\lambda r} \gg b \text{ und erst recht } e^{\lambda r} \gg 1 \text{ in diesem}$$

Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein exponentiell steil abklingendes Strukturfeld, dessen Eigenschaften sich mit denen eines Nahwirkungsfeldes decken.

Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensationstypen $(a, b, c, d) \triangleq x$, wird dann durch die Funktionalselektoren

$$F_{a\beta\gamma}(x) = (A_{kl}^i)^{-1} \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(0)}^0 + Q_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(0)}^0 \right) = \exp \left(\underline{\lambda} V - \underline{c}_s S \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(1)}; (\cdot) \delta V \right)$$

beschrieben, wenn es sich um die Kondensorklasse $[\alpha\beta\gamma]$ im hermetrischen Aggregat V und der Hermetrieform x handelt.

$$\underline{c}_s S \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \end{smallmatrix} \right]_{(1)}; (\cdot) \delta V = \underline{a} S \psi_{kl}; (\cdot) \delta V = \frac{a}{\lambda} S(E -$$

$$- e^{-\lambda Q})^{-1} \delta(\lambda V) = \frac{a}{\lambda} \ln(e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}) + \text{const} = \ln \left(\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}} \right)^a,$$

Aus den zwölf Kondensorsystemen F für die vier Hermetrieformen ergeben sich sämtliche Kondensormaxima aus $\delta F = 0$ zu N^+ , weil hier die Korrelation zum Minimum, also ebenfalls extremal wird. Das Kopplungsmaximum dagegen wird durch das Verschwinden der Kondensoren, also der Fremdfeldselektoren durch $F = 0$ bestimmt, woraus für seine jeweilige Lage N^- bestimmt werden kann. $N^\pm$ ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^\pm(\underline{\alpha}\underline{\lambda})$ von der Kondensorsignatur gekennzeichnet, doch wird dies, wenn die Bedingung $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\underline{\lambda}$ erfüllt ist, auf $N^\pm(\underline{\alpha})$ reduziert. Mithin werden die Kondensations- und Kopplungsextrema hinsichtlich ihrer Lage im R_6 (bezogen auf den 2. Gültigkeitsbereich) allein durch die Korrelations-exponenten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensorsystem F neben der Existenz der $N^\pm$, also der Zyklizität auch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllen, dann können für die vier Hermetrieformen die Kondensorflüsse $N_a^+(1)N_a^-$, $N_b^+(1)N_b^-$, $N_b^+(2)N_b^-$, $N_b^+(1,2)N_b^-$, $N_c^+(1)N_c^-$, $N_c^+(1,3)N_c^-$, $N_d^+(1,2)N_d^-$, $N_d^+(1,3)N_d^-$, $N_d^+(2,3)N_d^-$ und $N_d^+(1,2,3)N_d^-$ beschrieben werden, weil [1] und [2] im Typ d nur

als $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$ und $\begin{bmatrix} 2 & 2 \\ 2 & 2 \end{bmatrix}_+$, also ohne Korrelation auftreten und somit kei-

nen Kondensorfluß bilden können; 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 Kondensorsignatur nur um Proportionalitätsfaktoren unterscheiden, kommt es zu den folgenden Entsprechungen der Kondensorflüsse $N_a^+(1)N_a^- \equiv N_b^+(1)N_b^- \equiv N_c^+(1)N_c^- \equiv A$, $N_b^+(2)N_b^- \equiv B$, $N_b^+(1,2)N_b^- \equiv N_d^+(1,2)N_d^- \equiv C$, $N_c^+(1,3)N_c^- \equiv N_d^+(1,3)N_d^- \equiv D$, 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 Kondensorflüssen in den Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen zu untersuchen sind.

Aus dieser Betrachtung ergeben sich einige allgemeine Konsequenzen hinsichtlich der möglichen Hermetrieformen. Zunächst folgt aus dem Übergang $C_0(\vec{v} = \vec{0}) \rightarrow C(\vec{v} \neq \vec{0})$ vom Ruhesystem C_0 nach C ,

welches mit $\vec{v}$ im R_3 bewegt wird, daß eine in C_0 ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ während der Zeit des Überganges erfährt. Nach $\hat{C}$ aus II., 2. liegt aber im System C hinsichtlich C_0 eine komplexe Drehung vor, welche mit $\vec{v}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung (77) zeitlich stetig gestört und immer wieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ der Kondensation stets der Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Krägheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. Alle Hermetrieformen müssen sich also träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3 , weil das Orthogonalitätsprinzip der $\bar{\lambda}$ bzw. $\bar{\lambda}$ in bezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von w grundsätzlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensor $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel

sind nur die Kondensationstypen c und d , weil das reelle Kondensorsystem [3] nur diese Typen bestimmt, so daß a und b imponderabel sind. Infolge dieser Kondensorthorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern, als beide Eigenschaften allen Hermetrieformen gleichermaßen zukommen. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Partialstrukturen $\bar{\lambda}$ und ihre integrale Komposition zum Term $\bar{\lambda}$ betrachtet. Für alle Hermetrieformen x gilt uneingeschränkt das Trägheitsprinzip (77) der $\bar{\lambda}(x)$, und zugleich werden alle diese Terme von $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ bzw. $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$

begleitet. Diese Strukturen erscheinen aber bei ihrer Projektion in den R_3 immer als gravitative Feldstruktur (11) dieses Raumes, so daß für die $\bar{\lambda}$ die Eigenschaften der Trägheit und der Gravitation in sämtlichen Hermetrieformen als einander äquivalent erscheinen. Wird dagegen die interne Partialstruktur $\bar{\lambda}(x)$ eines solchen kompositiven Terms $\bar{\lambda}(x)$ betrachtet, dann erscheinen die Begriffe der Trägheit und der Gravitation als strukturell völlig verschiedene Phänomene. Dies bedeutet aber, daß das Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation zwar für die

15

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

$$\begin{aligned} \underline{\lambda} &= \underline{\alpha}\lambda, & P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} &= \underline{P} & A(1) &= [E - \exp\{-\lambda(iT + i\delta_{xb}Z + \delta_{xc}\mu)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xb}e^{-i\lambda Z} - \delta_{xc}e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}, \\ B(2) &= [E - \exp\{-i\lambda(Z + T)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - e^{i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}, \\ C(1,2) &= [E - \exp\{-\lambda(iT + iZ + \delta_{xd}\mu)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xd}e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}, \\ D(1,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iT + i\delta_{xd}Z)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xd}e^{-i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}, \\ E(2,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iZ + iT)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - e^{-i\lambda T})^{\underline{\alpha}}, \\ F(1,2,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iT + iZ)\}]^{-\underline{\alpha}}, \\ \mu &= \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 ()_k, & Z &= \sqrt{\tau} ()_4, \\ T &= \sqrt{\tau} (()_5 + ()_6), & x &\triangleq (a, b, c, d) \end{aligned} \quad (80),$$

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

Ein jedes Flukton umfaßt eine Schar elementarer Grundflüsse vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ des Fluktons; denn dieser Korrelations-exponent ist der einzige Parameter, welcher ein Flukton bestimmt, während λ als kompositive Stufe den Grundflußparameter innerhalb des Fluktons im zweiten Gültigkeitsbereich kennzeichnet. Dieser Sachverhalt wiederum bedingt das Auftreten einer **Signaturisomerie**.

16

Handelt es sich um eine allgemeine Hermetrieform $x \triangleq (a, b, c, d)$ im R_6 derart, daß der Korrelator $\hat{\gamma}_{(x)} = (\hat{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$ als Folge der Einwirkung eines Sieboperators über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von ${}^2\overline{E}$ unterscheiden, dann können aus diesen Elementen insgesamt n^2 Kondensoren gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignatur unterschiedlich sind, und somit Korrela-

tionen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ -+ \\ \alpha\beta \end{smallmatrix} \right]_+$ für

welche es keine Korrelation, und damit keine Kondensorflüsse gibt. Diese Kondensoren, welche nicht zur Ausbildung von Flußaggregaten fähig sind, bilden jedoch metronische Kondensationsstufen, beziehungsweise für $\alpha = \beta = 3$ das nicht in metrischen Stufen auftretende Nahwirkungsfeld der Raumkondensation aus. Diese Kondensationen ohne Kondensorflüsse umschließen jedoch die Flußaggregate und sollen daher als Schirmfelder bezeichnet werden. Es gibt hier zunächst die **singulären Schirmfelder** $\alpha = \beta$, welche die **Hermetriecharakteristik** umfassen, während die Schirmfelder $\alpha \neq \beta$ als **korrelative Schirmfelder** bezeichnet werden sollen.

Nach dieser Definition wäre das nicht in Kondensationsstufen auftretende Kondensorquartett [3] zusammengesetzt aus den singulären Pseudofeldern $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 \\ 3 \end{bmatrix}$, sowie den pseudokorrelativen Schirmfeldern $\begin{bmatrix} 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$, welche jedoch nur wegen der Kondensationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flußaggregate der Kopplungsstruktur umhüllenden Feldes quantisierter Raumverdichtung [3] haben. Nach (79) erfolgt die Quantisierung des stets die Ponderabilität bestimmenden umhüllenden Nahwirkungsfeldes durch das Aggregat T imaginärer Gitterselektoren. Wegen dieses Pseudoschirmfeldcharakters ohne Kondensationsstufen und der Eigenschaft (79) werde [3] im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als **Straton** bezeichnet, weil es sich um eine die Kondensationsstufen umhüllende (also «aufgelegte») Einheit eines R_3 -Strukturfeldes handelt. Ein solches Straton ist also als ein kondensationsstufenfreies Pseudoschirmfeld einer R_3 -Verdichtung definiert.

Nach dieser Untersuchung der zur Korrelation fähigen Fluktonen und der flußfreien Schirmfelder ist die Beziehung (80) zu ergänzen durch

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_{(x)} &= ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3, & n({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{E}) &\leq 9, \\ Z &= n(n-1) \end{aligned} \quad (80a).$$

Die n singulären und korrelativen Schirmfelder, bzw. das Straton umschließen die Flußaggregate der betreffenden Kopplungsstruktur, deren Kopplungsgruppen (Fluktonen nach (80)) mit signaturisomeren Grundflüssen identisch sind, wobei jeder Grundfluß durch ein enantiostereoisomeres Flußaggregat elementarer Kondensorflüsse der betreffenden Kopplungsstruktur spiegelsymmetrisch ergänzt wird. Für die einzelnen Hermetrieformen gibt es dabei die folgende Verteilung: Im Fall $x \hat{=} a$ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $Z = 2$ mögliche Kondensorflüsse. Bei $x \hat{=} b$, beziehungsweise $x \hat{=} c$ wird $n = 6$, und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und

zwei korrelativ, wobei im Fall $x \hat{=} c$ vier Stratonen auftreten. Doch gibt es $Z = 30$ Kondensorflüsse in der Kopplungsstruktur. Für $x \hat{=} d$ dagegen sind $n = 9$ Schirmfelder (davon ein Straton), nämlich drei singuläre und sechs korrelative gegeben, welche $Z = 72$ gekoppelte Kondensorflüsse umschließen.

Die zu (79) und (80) führende Untersuchung erfolgte im 2. metronischen Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation zwischen Basis- und Kontrasignatur eines Kondensors allein durch $\alpha \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Flukton aus (80) besteht aus einer Serie signaturisomerer Grundflüsse, die als ausgeartet korrelationsfrei mit $\alpha = 1$ aufgefaßt werden können, also wenn Basis- und Kontrasignatur identisch sind. Solche ausgearteten Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Kondensorflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder singulärer oder korrelativer Art erscheinen. $\alpha = 1$ in (80) führt also tatsächlich gemäß $(A \dots E)_{\alpha=1} \equiv \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix}$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem symmetronischen linearen Kondensoraggregat $\underline{\psi} = (\psi)^\alpha$ identisch ist, weil hier drei Struktureinheiten korrelieren. Aus diesem Grund kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden, was für F in Analogie zum Begriff des Stratons die Bezeichnung **Weltflukton** nahelegt, weil F in allen Struktureinheiten und damit auch in sämtlichen Unterräumen des R_6 existiert. Das noch fehlende Schirmfeld ist durch die nicht in metronischen Kondensationsstufen auftretende diskriminantenhafte Raumverdichtung [3], also das Straton nach (79) gegeben, welches ein exponentiell abklingendes Nahwirkungsfeld des R_3 im 3. Gültigkeitsbereich (79b) beschreibt. Nach der Beziehung

$$(A \dots E)_{\alpha=1} \equiv \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix} \quad (81)$$

und Ergänzung durch (79) sind also die Begriffe Schirmfeld und Flukton ineinander überführbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich nur um verschiedene Zustände des gleichen Phänomens symmetronischer Strukturkondensationen, welche demnach als Urgestalten der Weltarchitektur aufgefaßt werden müssen

18

. Diese **Prototropen** sind zwar metrischer, aber nicht materieller Natur; denn die materiellen Eigenschaften der Terme von (27) entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Prototropen; wie z. B. die Eigenschaft (77). Da die Prototrope als Oberbegriff von Flukton, Straton und Schirmfeld auftritt, erscheint eine einheitliche Symbolisierung sinnvoll. Im folgenden werden die fluktonenhaften Prototropen aus (80) symbolisiert durch $(E...F) \triangleq (- (1...6))$, während für die Schirmfeldprototropen $(A...E)_{\alpha=1} \triangleq (+ (1...5))$ und $[3] \triangleq (+7)$ gelten soll. Für die Prototropen ist also die Symbolschrift

$$\begin{aligned} (A...F) &\triangleq (- (1...6)), & (A...E)_{\alpha=1} &\triangleq (+ (1...5)), \\ [3] &\triangleq (+7) \end{aligned} \quad (82)$$

für die folgende Untersuchung verbindlich.

19

Ein System signaturisomerer Grundflüsse bildet ein Flukton und hieraus wird sofort evident, daß zu jedem Flukton $(-k)$ in einem Unterraum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schirmfeldern ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die $(-k)$ stets in Verbindung mit den Schirmfeldern $(+k)$ in den betreffenden Unterräumen auftreten, weil die Grundflüsse als Flüsse metrischer Struktur dynamisch aufgefaßt werden müssen, und Schirmfelder wegen der Identität von Basis und Kontrasignatur statischer Natur sind. Diese $(+k)$ umschließen offenbar als symmetronische Kondensationsstufen die $(-k)$, so daß die Prototropen $k \leq 5$ bereits einfachste Struktursysteme $(\pm k)$ bilden. Ein solches einfachstes symmetronisches System $(\pm k)$ soll im folgenden als **Protosimplex** bezeichnet werden. Von diesen Protosimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn zum Weltflukton (-6) gibt es kein Schirmfeld und zu $(+7)$ kein Flukton. Die Kopplungsstrukturen aus VI., 4. für die möglichen Hermetrieformen a bis d liefern Schemata aus Kopplungsgruppen, welche Kondensorbrücken sowie Verteilungen von Kondensorquellen und Kondensor-senken definieren. Die hieraus resultierenden zyklischen Kondensorflüsse können aber nur in den Protosimplexen

$$p_k = (\pm k), \quad 1 \leq k \leq 5 \quad (82a)$$

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

Mit den in (82) und (82a) ausgedrückten Begriffen der Prototropen und des Protosimplex wird eine außerordentlich einfache symmetronische Beschreibung der vier kompositiven Hermetrieformen hinsichtlich ihrer Kopplungsstrukturen und Schirmfeldverteilungen möglich. Die Selbstkondensation $x \cong a$ erscheint als Trans-Protosimplex $(\pm 1)_a$, wenn sich «Trans» auf den R_4 -Unterraum bezieht, die photonische Zeitkondensation $x \cong b$ dagegen als Triade von Protosimplex $(\pm(123))_b$, während für die Raumkondensationen $x \cong c$ der Neutrokorpuskeln $(\pm(14))_c(+7)_c$ neben den Protosimplex das Stratonensystem der Ponderabilität auftritt. Die symmetronische Prototropenstruktur der Raumzeitkondensation $x \cong d$ elektrisch geladener Korpuskeln $(+(127))_d(\pm(345))_d(-6)_d$ verfügt über eine Schirmfeldtriade (singulär), eine Protosimplextriade (mit korrelativen Schirmfeldern) und das Weltflukton aller drei Struktureinheiten.

Auf diese Weise entstehen E_N enantiostereoisomere Fluktonen des Protosimplex derart, daß zu jeder Spinstruktur eine spiegelsymmetrische Antistruktur hinsichtlich des Kondensorspins existiert. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\begin{aligned} E_N^{(\pm)} &= 2^{N-2} \cdot (N!)^2, & Z_N &= 2^{N-1} \cdot N!, \\ S_N &= N! \end{aligned} \quad (83),$$

wodurch die Zahl aller überhaupt möglichen Isomeren eines aus N verschiedenen Grundflüssen aufgebauten Fluktons gegeben ist.

Da für die Schirmfelder keine Isomeren existieren, beschreibt (83) auch sämtliche Isomere eines vom Flukton bestimmten Protosimplex. Nach der im Vorangegangenen durchgeführten Beschreibung der Kopplungsstrukturen aller Hermetrieformen $x \triangleq (abcd)$ durch die $(\pm k)_x$ bleibt die Zahl $n(x)$ der Fluktonen eines jeden überhaupt möglichen Materiefeldquants x gemäß $n \leq 6$ beschränkt. Ist $1 \leq k \leq n \leq 6$ die laufende Indexziffer der zur Komposition kommenden Protosimplexe (mit dem Weltflukton), dann gibt es nach (83) für das Flukton k die Enantiostereoisomeren $E_k^{(\pm)} = 2^{N_k-2} \cdot (N_k!)^2$, wenn in k die ganze Zahl von N_k Grundflüssen korrelieren. Gibt es irgendein Konjunktionsgesetz, welches k mit $l \neq k$ symmetronisch komponiert, dann muß es wegen der $E_l^{(\pm)}$ Enantiostereoisomeren von l für die Komposition $E_k^{(\pm)} \cdot E_l^{(\pm)}$ isomere Strukturen geben. In einem beliebigen Materiefeldquant der Hermetrieform x korrelieren aber nach einem symmetronischen Kompositionsgesetz n Prototrope mit fluktonischer Charakteristik, so daß sich für die Zahl $N_x^{(\pm)}$ seiner Formen

$$N_x^{(\pm)} = \prod_{k=1}^n E_k^{(\pm)} = 2^y \cdot \prod_{k=1}^n (N_k!)^2 \quad \text{ergibt, wenn zur Kürzung}$$

$$y = \sum_{k=1}^n N_k - 2n \quad \text{gesetzt wird.}$$

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

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

Die Konjunktordefinition aufgrund des Begriffs der Struktureinheit und der Fluktonkonjunktion ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es brauchen nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über einen Konjunktiv zum korrelativen Austausch (**Fluktonkonjugation**) zu kommen. Ist $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Grundflüsse im Flukton $(-k)$ und existiert der Konjunktiv $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$, dann ist im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$, so daß $|Z_p - Z_q| \geq 0$ zu setzen ist. Ist $Z(Z_p, Z_q)$ die obere Schranke der Grundflüsse in p und q , welche über $|Z_p - Z_q|$ liegen, dann gilt $Z = \frac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|)$, und dies ist zugleich die obere Schranke der Grundflußzahl, welche im Konjunktiv zur Konjugation

Da aber keineswegs alle Grundflüsse in μ zu korrelieren brauchen, sondern nur $x_\mu \leq Z$, wäre die Definition $-(\mu)-$ durch den Begriff der **Konjunktivalenz** x_μ zu $-(\mu x_\mu)-$ zu ergänzen. Die Aussage $x_\mu = 0$ würde bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktivalenz stets $x_\mu > 0$ zu fordern ist, wenn überhaupt ein Konjunktiv zwischen Fluktonprototropen existieren soll. Die so ergänzte Konjunktordefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivgesetzen wird also beschrieben durch

$$\begin{aligned} &-(\mu x_\mu)- \triangleq {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}, & (\pm p) - (\mu x_\mu) - (\pm q), \\ &(\pm p) - (\mu x_\mu) - (\mp q), & (\pm p) - (3x_3) - (+7), \\ &Z((-k)) = Z_k, & Z(Z_p, Z_q) = \frac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|), \\ &0 < x_\mu \leq Z \end{aligned} \quad (84).$$

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

$$Z_p \neq Z_q, \quad x_\mu < Z \quad (84a)$$

geben muß, welche den bereits untersuchten Isomeren der Protosimplexe, also der Enantiostereoisomerie und der Signaturisomerie der betreffenden Kondensoren überlagert, wodurch sich die Zahl der Isomeren einer Hermetrieform wesentlich erhöht.

Für die Existenzbedingung von $-(\mu)-$ als $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ gilt demnach zunächst die Bedingung der Kondensorkonjugation, nämlich

$$\begin{aligned} (-p) &\equiv F_p(\mu, N^\pm) = N^+(p) \begin{pmatrix} \kappa \lambda \\ \nu \mu \end{pmatrix} N^-(p), \\ (-q) &\equiv F_q(\mu, N^\pm) = N^+(q) \begin{pmatrix} \kappa' \lambda' \\ \nu' \mu \end{pmatrix} N^-(q), \\ (\kappa \lambda \nu) &\neq (\kappa' \lambda' \nu'), \quad F_p(N^\pm(p), \mu) = F_q(N^\pm(q), \mu), \\ \mu &\cong {}^{2\overline{\kappa}}_{(\mu)} \end{aligned} \quad (85)$$

welche durch die Phasen- und Parallelitätsbedingung der Fluktonspins

$$\begin{aligned} \overline{F}_{pq}(\mu) \perp \overline{\sigma}_{pq} &= \omega_{pq} \overline{s}_{pq}, \quad \overline{s}_{pq} = \overline{s}_{pq}^{(o)} \cdot s_{pq}, \\ |\overline{s}_{pq}^{(o)}| &= 1, \quad \overline{s}_p \parallel \overline{s}_q, \quad \varphi = \pi/2 \end{aligned} \quad (85a)$$

Wenn $-(\mu)-$ in $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ existiert, so daß es zur Kondensorkonjugation der partiellen Fluktonen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\overline{s}_p^{(o)} = \pm \overline{s}_q^{(o)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Fluktonen, daß es infolge dieser Konjugation zur Ausbildung eines Konjunktorspins kommen muß. Ganz eindeutig müssen Spins von Ortho- und Parakonjunktorspin als Ortho- und Paraspins antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktorspins ist zur eindeutigen Schreibweise neben der Angabe der zur Konjugation kommenden Protosimplexe p und q , sowie des Konjunktors μ noch diejenige der jeweiligen Hermetrieform x und der Ortho- oder Paraspinsignatur $(\pm)$ von μ notwendig. Ist $\overline{S}$ der Konjunktorspin des Konjunktivs $(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x$ in Ortho- oder Paraeinstellung, dann soll der Konjunktorspin durch $\overline{S}[(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x] = \overset{p}{x}(\mu)_\pm^q$ oder in Kurzform $(\mu)_\pm^q$ symbolisiert werden. Da auf jeden Fall Ortho- und Paraeinstellung $(\mu)_+$ oder $(\mu)_-$ des Konjunktorspins antiparallel laufen, muß stets $\cos[(\mu)_+, (\mu)_-] = -1$ sein. Aus der Definition

$$\begin{aligned} \overline{S}[(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x] &= \overset{p}{x}(\mu)_\pm^q, \\ \cos[(\mu)_+, (\mu)_-] &= -1 \end{aligned} \quad (86)$$

des Konjunktorspins folgt unmittelbar, daß allen Hermetrieformen $x \triangleq (b, c, d)$, welche durch Konjunktivgesetze bestimmt werden, der Protosimplex- und Konjunktorspinstruktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert ist. Da jeder dieser Konjunktorspinen gemäß (86) jeweils über eine Ortho- und Paraeinstellung verfügt, aber nur eine dieser Möglichkeiten verwirklicht werden kann, ist jede derartige Spinstruktur durch eine weitere Isomerieform, die sogenannte **Konjugationsisomerie**, ausgezeichnet.

21

Aus der symmetronischen Darstellung des Konjunktorspins

$$p_x(\mu)^\pm \sim S \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} \sum_c s p A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\widehat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}} \right]_+; () \prod_{k=1}^3 \delta()_k \quad (87)$$

ergibt sich also die einfache Lösung

$$p_x(\mu)^q = \pm \bar{s}_\mu \frac{\hbar}{2} m_x^{(pq)}, \quad p_x(\mu)^q = \bar{s}_\mu | p_x(\mu)^q | \quad (87a).$$

Bei dieser Beschreibung des Konjunktorspins handelt es sich stets um das Metronintegral, erstreckt über einen Bereich des reellen physischen metronisierten R_3 , in welchem aber auch jedes Straton definiert ist. Mithin müßte die Superposition aller Konjunktorspins des kompositiven Terms einer Hermetrieform x stets zu einer abstrakten begleitenden Spinstruktur im R_3 als R_3 -Spin führen, der als **Stratonspin** zu bezeichnen wäre. Ein Straton (+7) ist nur für $x \hat{=} (c,d)$ definiert, nicht aber für $x \hat{=} (a,b)$, doch gilt die Summe der Konjunktorspinintegrale auch für diese Imaginärkondensationen

Ist $m_x = \sum_{p,q} m_x^{(pq)}$ der Selektor ganzer Spin-

quantenzahlen eines solchen Straton- oder Pseudostratonspins $\bar{s}_x$, und ist sein Einheitsvektor gegeben durch $\sum_\mu \bar{s}_\mu = \bar{s}_0$, dann folgt für den Selektor dieses Stratonspins der Hermetrieform x die Darstellung

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

Der Stratonspinselektor ist also explizit gegeben durch

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu, p, q} p_x(\mu)^q = \pm \bar{s}_0 \hbar m_x / 2 \quad (88).$$

Für den Raumspin gilt also $\sigma_r = iJP_a$, so daß sich für den allgemeinen Stratonspin

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(x) &= i(\bar{e}_l s + \bar{e}_r JP_a), & \bar{e}_l &\perp \bar{e}_r, & 2s &= P \geq 0, \\ 2J &= Q \geq 0, & P_a &= \alpha_p (-1)^J, & \alpha_p &= \pm 1 \end{aligned} \quad (89)$$

ergibt. Da $\bar{e}_l \perp \bar{e}_r$ gilt, folgt für die beiden Komponenten des Stratonspins

$$\sigma_l = is, \quad \sigma_r = iJP_a \quad (89a),$$

in denen s und J , also P und Q immer reelle Zahlen sind.

Liegt der andere Fall $Q = 2n + 1$ vor, dann wird J halbzahlig und $P_a = \pm i$, so daß $\sigma_r = \pm J_S$ reell und halbzahlig wird. Derartige Terme können wegen der Halbzahligkeit $2J_S = 2n + 1$ nicht durch tensorielle Zustandsfunktionen beschrieben werden. Auch besteht der algebraische Unterschied in der reellen σ_r -Zählung, so daß diese $\bar{\lambda}$ mit $2J_S = 2n + 1$ als **Spinorterm**e bezeichnet werden sollen, wobei $n \geq 0$ in diesem Fall nicht mehr durch die Dimensionszahl des Träger- raumes beschränkt wird. Da beim Spinorterm $\sigma_r = \pm J_S$ reell ist, besteht eine Verwobenheit eines solchen Spinors mit dem ebenfalls reellen R_3 derart, daß im R_3 -Volumen eines solchen Spinortermes ein Ausschlußprinzip für jeden anderen Spinorterm gilt. Man könnte sagen, daß hier zwar keine Intensität im Sinne der Tensorterme definierbar ist, daß aber der Spinorterm den Begriff des Gegenständlichen erfüllt. Zusammengefaßt werden diese Sachverhalte in

$$\begin{aligned} Q &= 2n, & \sigma_r &= \pm iJ_T, & J_T &= n, & 0 \leq n \leq 6, \\ Q &= 2n + 1, & \sigma_r &= \pm J_S, & 2J_S &= 2n + 1, \\ n &\geq 0 \end{aligned} \quad (91),$$

woraus hervorgeht, daß neben den Eigenschaften der Gravitation und der Trägheit aller Hermetrieformen sowie den Eigenschaften der Imponderabilität imaginärer Hermetrie (a, b) , beziehungsweise der Ponderabilität komplexer Hermetrie (c, d) noch zwischen der räumlichen Gegenständlichkeit von Spinor- oder Nichtgegenständlichkeit von Tensortermen zu unterscheiden ist. Auch bilden c - und d -Terme eine durch k klassifizierte R_3 -Struktur als jeweiliges Straton $(+7)$ aus, während für a - und b -Terme nur pseudostratonische Wir-

kungsbereiche im R_3 beschreibbar sind. Darüber hinaus kann (+7) im Fall komplexer Hermetrie auch im Zustand des elektrischen Ladungsfeldes (29) im Sinne eines d -Terms erscheinen, und generell können die c - und d -Terme mit $J = \text{const}$ in die spinisomorphen Multipletts nach (90) und (90a) eingeordnet werden. Betrachtet man lediglich die imaginären Kondensationen a und b und von a nur diejenigen, die im R_4 -Schnitt als Gravitonen $a_g \triangleq a(R_4)$ im R_3 manifestierbar sind, dann kann zunächst für beide Strukturen der Singulettcharakter $P(a_g) = P(b) = 0$ festgestellt werden. Auch entfällt für diese imponderablen Terme der Spinorcharakter; denn wegen der Verwobenheit dieser Spinore $Im\sigma_r = 0$ mit dem reellen R_3 muß für Relativbewegungen $v = \text{const}$ im R_3 gemäß $\hat{C}$ stets $v < w \approx c$ oder $v < c$ hinsichtlich $\hat{B}$ im R_4 angenommen werden. Tatsächlich kann jedes Photonenfeld als b -Hermetrie durch eine vektorielle Zustandsfunktion (vom Tensorgrad $n = 1$) beschrieben werden, woraus sich $J_T(b) = 1$ ergibt. Wird (19) mit $\tau \rightarrow 0$ infinitesimal approximiert und nach dem Korrespondenzprinzip der Übergang in das makromare Feldkontinuum des R_4 durchgeführt, dann ergibt sich zunächst das nicht hermitesche System (1) als Äquivalenzprinzip, welches aber bei Vernachlässigung des phänomenologischen gravitativen Vektors in T_{ik} und $g_{ik}^- = 0$ zur hermiteschen Grundbeziehung der allgemeinen Relativitätstheorie wird. Hier können nun die Komponenten des Fundamentaltensors wegen der Geodätengleichung als tensorielle Gravitationspotentiale interpretiert werden, die als Zustandsfunktionen des Gravitonenfeldes (pseudoeuklidische Approximation) verwendbar sind. Damit kann aber wegen des Tensorgrades $n = 2$ für Gravitonen $J_T(a_g) = 2$ gesetzt werden. Für die Phasenziffer kann bei diesen imponderablen Strukturen stets der Wert $+1$ festgelegt werden. Insgesamt gilt also für diese beiden imaginären Hermetrieformen

$$\begin{aligned} a_g &\triangleq a(R_4), & P(a_g) &= P(b) = 0, & J_T(a_g) &= 2, \\ J_T(b) &= 1 \end{aligned} \quad (91a).$$

Zum Spektrum der komplexen Hermetrieformen $\bar{\lambda}$ gibt es also ein spiegelsymmetrisches Spektrum von entsprechenden Antitermen, so daß auch die spinisomorphen (hinsichtlich $J = \text{const}$) Multipletts $I_+(R_4^+)$ und $I_-(R_4^-)$ einander gemäß

$$I_+(X) \equiv I_-(\bar{X}) = \bar{I} \quad (92a)$$

entsprechen. Zwar unterscheiden sich die $\bar{X}$ von den X nicht in ihrer Trägheit oder ihrem Gravitationsfeld, doch sind die $\bar{X}$ des R_4^- bezogen auf den R_4^+ als die enantiostereoisomeren Strukturen der X des R_4^+ , wobei sich diese Enantiostereoisomerie stets auf den integralen zyklischen Kondensorfluß der korrelativen Kopplungsstruktur des kompositiven Terms $\bar{\lambda}$ bezieht. Unabhängig vom $R_4^\pm$ -Bezug ist stets $\bar{\lambda} \perp \vec{x}_4$ im R_6 erreichbar, so daß es naheliegt, den integralen zyklischen Kondensorfluß auf einen zeitlichen «Schraubungssinn» $\vec{S} \parallel \vec{x}_4$ so zu beziehen, daß als Zeithelizität $\varepsilon = \cos(\vec{S}, \vec{x}_4)$ definiert werden kann. Im Fall des $R_4^\pm$ -Bezuges wird dann $\cos(\vec{S}, \vec{x}_4) = \pm 1$ oder $\varepsilon(R_4^\pm) = \pm 1$. Mit dieser Zeithelizität können nun alle Quantenzahlen $C_\pm = -C_\mp$ durch die Multiplikation $\varepsilon C_\pm = C > 0$ von $\vec{S}$ und damit vom $R_4^\pm$ -Bezug der $\bar{\lambda}$ als X oder $\bar{X}$ -Antiterm (enantiostereoisomer zu X) unabhängig gemacht werden. Diese Zeithelizität wird demnach als Quantenzahl definiert durch

$$\begin{aligned} \varepsilon(R_4^\pm) &= \cos(\vec{S}(\bar{\lambda}), \vec{x}_4) = \pm 1, & C_\pm(R_4^\pm) &= -C_\mp, \\ \varepsilon C_\pm &= C > 0 \end{aligned} \quad (93),$$

worin C unabhängig vom $R_4^\pm$ -Bezug ist.