Wilh. F. Kassebeer
Northeim

S. 20

X	Symmetronik der ~~Korrelationen~~ Partialstrukturen	Bd XIV 248
	4) Symmetronik der Kondensationsformen (Fortsetzung v. Bd XIV S. 384) S. 1.	
	5) Feldaktivierung und Kondensorfluß S. 106	
	Korrelationen	S. 139
	1.) Die enantiostereoisomeren Flussaggregate der Koppelungsstrukturen S. 139	
	2.) Prototrope Konjunktoren	S. 241
	3.) Konjunktor- und Stratonspin	S. 277
	4.) Antistrukturen	S. 309
	5.) Elementargrößen der minimalen Raumzeitkondenzation	" 351
I	Symmetronik des ~~Kosmologischen Problems~~ Vorschlagfähiger Weltstrukturen	
	1.) Das kosmologische Paradoxon	S. 372

Fortsetzung von Bd XIV S. 384

1

$sp\, \overline{{}^2\varkappa}_{(1)} \times \overline{{}^2E} = sp\, \overline{{}^2E} \times \overline{{}^2\varkappa}_{(1)} = \overline{{}^2\varkappa}_{(1)}$ usf.

~~Es gibt also bei transfiniter Hermetrie~~ Bei dieser transfiniten Hermetrie gibt es ~~die~~ in $\hat{\gamma}_{(a)}$ nur zwei korrellierende Selektoren, nämlich $\overline{{}^2\gamma}_{(1,1)} \equiv \overline{{}^2\gamma}$ und $\overline{{}^2\varkappa}_{(1)} \equiv \overline{{}^2\varkappa}$, welche im Zusammenhang einer Iteration 2. Grades $\overline{{}^2\gamma} = sp\, \overline{{}^2\varkappa} \times \overline{{}^2\varkappa}$ stehen. Diese beiden Elemente von $\hat{\gamma}_{(a)}$ gestatten wiederum die Konstruktion von vier Fundamentalkondensoren, nämlich $[\hat{\varkappa}]_+$ und $[\hat{\gamma}]_+$ als Feldkern, sowie $[\hat{\varkappa}\gamma]_+$ und $[\hat{\gamma}\varkappa]_+$, bei denen sich ~~nicht~~ Basis- und Kontrasignatur voneinander unterscheiden. In allen vier Fällen erübrigt sich die Angabe einer Wirkungssignatur weil sämtliche Strukturen aus dem gleichen transfiniten

~~XI S. 136~~

F Anmerkung zu Band ~~XIV~~ S. 382

18.9.63 Die Lösung ~~120~~ 153 gilt im zweiten Approximationsbereich ebenso, wie das partikuläre Integral ~~116a.~~ 149a da beide Beziehungen geeignet sind, den Kopplungstensor zu eliminieren, erscheint es zweckmäßig, weiterhin in diesem Approximationsbereich zu bleiben, denn zur Beschreibung der inneren Korrelation eines Materiefeldquants ist der explizite Verlauf des Kopplungstensors einer jeden Kondensorsignatur wesentlich. Mit $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l} = \psi^{\underline{\alpha}_{\kappa l}}_{\kappa l}$ wird ~~116a~~ 149a zu

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

$$= C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)\kappa l}\,\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l}$$ und dies wird zu $\delta\gamma^{(\mu\nu)}_{+\kappa,l} = 2\,q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l}\,\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,l}\,\delta\mu$.

Da $\overline{{}^2Q} \neq \overline{{}^2E}$ bleibt, wird

$$q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l} = C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l}\sum_{s=1}^{q}\Big(\sum_{i=1}^{q}\big(\gamma^{\underline{i}s}_{(\varkappa\lambda)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)m}\,\gamma^{\underline{m}s}_{(\varkappa\lambda)}\big)\Big)^{-1} =$$

$$= C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l}\sum_{s=1}^{q}\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\big(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s}\big)^{-1}$$

mit $C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa l} = \sum_{i=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)\kappa l}$ und $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s} = \sum_{i=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)s}$, was eingesetzt $\delta\gamma^{(\mu\nu)}_{+\kappa l} =$

$$= 2\sum_{s=1}^{q}\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\big(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s}\big)^{-1}\,\underline{C}_{\kappa l}\,\underline{\psi}_{\kappa l}\,\delta\mu$$

ergibt. Multiplikation mit $\delta_{\kappa,l}$ und Summation liefert dann, wenn zur Kürzung $p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q}\underline{C}_{ll}\,\underline{\psi}_{ll}$ verwendet wird, $2\sum_{s=1}^{q}\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\big(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)s}\big)^{-1}\,p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\,\delta\mu =$

$$= \delta\,\underline{sp}\,\overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} =$$

$$= \underline{sp}\,\overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)}\,\delta\,\ln\underline{sp}\,\overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} =$$

$$= \sum_{l=1}^{q} C_{(\mu\nu)ll}\,\psi^{(\mu\nu)}_{ll}\,\underline{sp}\,\overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)}\,\delta\mu =$$

$= p_{(\mu\nu)}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)}\, \delta\mu$ oder wenn $D = p\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}$ als weitere Kürzung eingeführt wird,

$$\sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} = \tfrac{1}{2} D_{(\mu\nu)} (p_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)})^{-1}.$$

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

$$\sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} = \bar{c} \sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} \bar{e}_s$$

also $\sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} \bar{e}_s = \frac{1}{2} D_{(\mu\nu)} p^{-1} \bar{c}^{-1}$

oder $\frac{1}{2} D_{(\mu\nu)} p^{-1} c_l^{-1} = \bar{e}_l \sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} \bar{e}_s =$

$= \sum_{s=1}^{q} \gamma_{ss}^{(\varkappa\lambda)} \delta_{sl} = \gamma_{ll}^{(\varkappa\lambda)}$. Also

$\underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \cancel{\ } \cancel{\ } p_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} =$

$= \frac{1}{2} D_{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^{q} (E + \underline{Q}_s)$.

Mit $D_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} = \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\varkappa\lambda)}\, p_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)}$ wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^{q} Q_{(\mu\nu)s}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}} =$

$= 2 D_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} D_{(\mu\nu)}^{-1} - qE$.

19.9.1963 Hierin ist die invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^{q} Q_{(\mu\nu)s}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}} =$

$= Q_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)}$ ein Koppelungsselektor, der die korrelative Koppelung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. Wird die Lösung ~~120~~ 153 in den beiden Kürzungen eingesetzt und $2 C_{(\varkappa\lambda)} C_{(\mu\nu)}^{-1} = A_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)}$ als neue Integrationskonstante benutzt, und werden weiter die partikulären Metronintegrale $\Psi_{(\mu\nu)l,l}^{(\varkappa\lambda)} = \Psi_{l,l}^{\alpha_l^{(\mu\nu)}}$ im zweiten approximationsbereich des Kompositionsfeldes $\Psi_{l,l} = (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-1}$ verwendet, dann folgt explizit für den Korrelationsselektor

$$Q_{(\mu\nu)}^{(\varkappa,\lambda)} = A_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} \sum_{l=1}^{q} C_{(\mu\nu)l}^{(\varkappa\lambda)} (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-\alpha_{(\mu\nu)l}^{(\varkappa\lambda)}} \cdot$$

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

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

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

Gleichung ~~121~~ 154

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar, daß $B^{(\lambda\lambda)}_{(\mu\nu)}$ und von der Linearkombination $\mu = \sum_{\kappa=1}^{q} \alpha_\kappa ()_\kappa$ des kennzeichnenden Hyperadelektrons abhängen und in jedem Quadrupel von Indizes $N = 8q+1$ Korrelationsgrößen bestimmt sind, wenn man für diesen Zifferen alle $3q$ Eigenwerte $\lambda^{(\mu\nu)}_\ell$ sowie $\lambda^{(\lambda\lambda)}_\ell$ der Paardekomposition und λ_κ des Komponentenfeldes zählt. Anmerkung auf S. 24

~~Fortsetzung von Seite 1~~

Anmerkung zu Seite 1

19.10.63 In den Fällen b und c der Zeit- und Raumkondensationen kann prinzipiell für den Superoperator $\leq$ (2) $\hat{\leq}$ (3); $\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \overline{\mu}_{(1,1)} & \overline{\mu}_{(1,2)} & \overline{\mu}_{(1)} \\ \overline{\mu}_{(2,1)} & \overline{\mu}_{(2,2)} & \overline{\mu}_{(2)} \\ \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu}_{2} & \overline{\mu} \end{pmatrix} =$ $= \hat{\mu}_{(b)}$ für die Zeitkondensationen und $\leq$ (2); $\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \overline{\mu}_{(1,1)} & \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu}_{(1,3)} \\ \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu} & \overline{\mu}_{(3)} \\ \overline{\mu}_{(3,1)} & \overline{\mu}_{(3)} & \overline{\mu}_{(3,3)} \end{pmatrix} =$ $= \hat{\mu}_{(c)}$ für die Raumkondensationen ergibt. Im Falle der Raumzeitkondensationen dürfte das halbe Rad Superoperator d. h. formal wird die Subkette $\leq = E$ zum Eindeutigkeitsselektor sodaß sich für den raumzeitlichen Korrelator operator $\leq$; $\hat{\mu} = E$; $\hat{\mu} = 1\hat{\mu} = \hat{\mu}_{(d)}$ nichts ändert. Charakteristisch für alle drei Kondensationsformen ist das

bezw. $\leq$ (2) einschränken, sodaß sich für diese beiden Korrelatoren $\leq$ (3); $\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \overline{\mu}_{(1,1)} & \overline{\mu}_{(1,2)} & \overline{\mu}_{(1)} \\ \overline{\mu}_{(2,1)} & \overline{\mu}_{(2,2)} & \overline{\mu}_{(2)} \\ \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu}_{2} & \overline{\mu} \end{pmatrix} =$ $= \hat{\mu}_{(b)}$ für die Zeitkondensationen und $\leq$ (2); $\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \overline{\mu}_{(1,1)} & \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu}_{(1,3)} \\ \overline{\mu}_{(1)} & \overline{\mu} & \overline{\mu}_{(3)} \\ \overline{\mu}_{(3,1)} & \overline{\mu}_{(3)} & \overline{\mu}_{(3,3)} \end{pmatrix} =$ $= \hat{\mu}_{(c)}$ für die Raumkondensationen ergibt. Im Falle der Raumzeitkondensationen dürfte das halbe Rad Superoperator d. h. formal wird die Subkette $\leq = E$ zum Eindeutigkeitsselektor sodaß sich für den raumzeitlichen Korrelator operator $\leq$; $\hat{\mu} = E$; $\hat{\mu} = 1\hat{\mu} = \hat{\mu}_{(d)}$ nichts ändert. Charakteristisch für alle drei Kondensationsformen ist das

Auftreten von $\overline{{}^2\gamma}_{(1,1)}$ und $\overline{{}^2\kappa}_{(1)}$ im jeweiligen Korrelator. Diese Selektoren müssen deshalb eine Eigenschaft beschreiben, welche allen Kondensationstypen in gleicher Weise zukommt. Einerseits wird diese Eigenschaft aber allein durch die transfiniten Selbstkondensationen $\overline{{}^2\kappa}_{(1)}$ bestimmt, die andererseits nach den Untersuchungen der Kompositionsfeldstruktur als Gravitonensysteme interpretierbar sind, wenn die Projektionsmöglichkeit in den R_{++} und damit in den R_3 besteht. Hieraus und aus dem einheitlichen Auftreten von $\overline{{}^2\kappa}_{(1)}$ in allen

Korrelatoren geht hervor, daß die Gravitation eine allgemeine einheitliche Eigenschaft aller Kondensationsformen sein muß. Da weiterhin das Aequivalenzprinzip zwischen Gravitation und Trägheit gilt, kann festgestellt werden, daß es keine Strukturkondensationen geben kann, die im R_3 nicht dem Trägheitsgesetz unterworfen sind.

Fortsetzung von Seite 1

26.10.63 ~~bei dieser transfiniten~~

Da ein Koppelungstensor immer verschiedene Elemente aus γ in eine Wechselbeziehung setzt, muß für Koppelungen von Kondensoren mit identischen

Tensoreinheit stets $\overline{{}^{2}Q^{(\alpha\alpha)}} = \overline{{}^{2}E}$ gemäß der Korpelationsgesetz definiert. Von den vier möglichen Kovalenzen bei transformierten Koordinaten ist auch für $[\frac{\nu}{\kappa}]_+$ und $[\frac{\kappa}{\nu}]_+$ Korpelationstensoren $\overline{{}^{2}Q^{(\nu)}_{(\kappa)}}$ und $\overline{{}^{2}Q^{(\kappa)}_{(\nu)}}$ gegeben. Stets ist ein solcher Tensor gemischt variabel (kontragredient) aus Korrelationstensoren gemäß Gesetz. Weiterhin folgt aus ${}^{2}\nu = sp\ {}^{2}\kappa \times {}^{2}\kappa$ das Gesetz $\nu^{\frac{i}{\cdot k}} = \nu^{\frac{i\nu}{\cdot}} \nu_{\nu k} = \delta^{\frac{i}{\cdot}}_{\cdot k}$ und entsprechend $\kappa^{\frac{i\nu}{\cdot}} \cdot \kappa_{\nu k} = \delta^{\frac{i}{\cdot}}_{\cdot k}$, daraus $\nu^{\frac{ip}{\cdot}} \kappa_{pk} = \kappa^{\frac{ik}{\cdot}}$ und $\kappa^{\frac{ip}{\cdot}} \nu_{pk} = \kappa_{ik}$ folgt. Das bedeutet aber, daß es für ${}^{2}Q(\kappa, \nu)$

nur 3 Möglichkeiten gibt, nämlich $\overline{{}^{2}Q_{(1)}} = \overline{{}^{2}E}$ und $\overline{{}^{2}Q^{\pm}} = \overline{{}^{2}K^{\pm 1}}$, weil alle Kovalenzkoeffizienten der Korrelationstensoren im Fall $\hat{\nu}(\alpha)$ auf diese gemeinschaftlich kontravalenten Tensoren kontragredienten Koeffizienten sind als Korpelationskoeffizienten $Q^{\frac{ik}{\cdot}}_{+k} = \sum_{\nu=1}^{q} \delta^{\frac{i}{\cdot}}_{\cdot\nu} \kappa_{\nu k} = \kappa_{ik}$ und $Q^{\frac{i}{\cdot}}_{-k} =$  $= \sum_{\nu=1}^{q} \delta^{\nu}_{k} \kappa^{\frac{i\nu}{\cdot}}$ zu verstehen.

Damit ergibt sich 28.10.63 also für die Korpelationstensoren $Q^{\pm n}_{\cdot} = \sum_{ik=1}^{q} (\kappa_{ik})^{\pm 1}$, Entsprechend existiert aber eine kontragredient transformatorische $\hat{\nu} = \hat{\nu}^{\times T}$ mit welcher operiert $\hat{\nu}^{\overline{{}^{2}K}} \hat{\nu}^{\times} = \overline{{}^{2}K}^{-1}$ das Fundamentalsystem $\kappa^{\cdot}_{ik} \sim \delta_{ik}$ gemäß Kom.

Wegen $\overset{1}{S} \cdot \overset{1}{S}^{+} = \overset{1}{E}$ wird dann

$\sum_{i,k=1}^{q} (\varkappa_{ik})^{\pm 1} = \sum_{s=1}^{q} (\varkappa'_{s,s})^{\pm 1} =$

$= sp\ {}^{1}\varkappa'^{\pm 1}$, also $Q_{\pm} = sp\ {}^{1}\varkappa'^{\pm 1}$.

Da $(q = 2)$ bei der transponierten Kontinuität ist und für $sp\ {}^{1}\varkappa'$ die Bezeichnung $\chi_{(0)}$ 153 accordant ist, ergibt sich für den Kovariationskoeffizienten mit den Kürzungen $\mathfrak{C}_{(\varkappa)} = \mathfrak{C}$, $\lambda'_{ee}(\varkappa) = \lambda_e$ und $a'_{ee}(\varkappa) = a_e$ sowie $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = \Lambda$, $a_1 = a$ und $a_2 = b$ die Darstellung $Q_{\pm} = \mathfrak{C}(e^{\lambda\mu} - E)^{a}(e^{\Lambda\mu} - E)^{b}$.

Bei der kontravarianten Koppelung ist gegeben $Q_{-} = \varkappa'^{11} + \varkappa'^{22} =$

$= (\varkappa'_{1,1}\ \varkappa'_{2,2})^{-1}\ sp\ {}^{2}\varkappa' =$

$= \varkappa'^{-1} Q_{+}$, denn wegen des diagonalen Charakters von ${}^{2}\varkappa'$ ist das Produkt $\varkappa'_{1,1}\ \varkappa'_{2,2} =$

$= |{}^{2}\varkappa'|_2 = \varkappa'$ mit der Gitterkonstanten determinante identisch und diese Determinante kann keine Singularität haben, weil der Gitterkonstanten Tensorcharakter $\neq 0$ und daher in jedem Falle jeden Maximalgrad besitzt verschieden. Dies bedeutet aber $\varkappa' \neq 0$ sodaß es auch für Q_{-} keine Unendlichkeitsstelle geben kann. Die beiden Koppelungsscharen der transponierten Selbstkontinuationen werden also beschrieben durch

$\varkappa'_{(1)}\ Q_{-} = Q_{+} = \mathfrak{C}(e^{\lambda\mu} - E)^{a} \neq 0$

$\cdot (e^{\Lambda\mu} - E)^{b}$,

$\overset{1}{S}\ {}^{2}\varkappa_{(1)}\ \overset{1}{S}^{+} = {}^{2}\varkappa'_{(1)}$, $\varkappa'_{(0)ik} \sim \delta_{ik}$.

155

Gleichung 122.

Aus dieser Fassung geht unmittelbar hervor, daß beide Korrelationsoperatoren $Q_\pm = 0$ werden, wenn entweder $\lambda = 0$ oder $\Lambda = 0$ ist, weil in diesen Fällen $e^{(\lambda,\Lambda)\mu} = E$ wird. Wenn also eine Raumfunktion Korrelation also eine Selbstkondensation existieren soll, muß mit $\lambda \neq 0$ und $\Lambda \neq 0$ bleiben, damit $Q_\pm \neq 0$ erreicht wird. Dagegen ist der Fall $\Lambda = \lambda \neq 0$ durchaus zulässig, was mit der Kürzung $a + b = \alpha$ zu einer reinen Faktorendarstellung $Q_+ = C(e^{\lambda\mu} - E)^\alpha$ führt.

Auf der folgenden Betrachtung ~~1252~~ 155 Konnten die Existenz der

Korrelationen hergeleitet werden. Nach der Theorie der mehrdimensionalen Analysis müssen diese Existenzen bei $\mathfrak{F} Q_\pm = 0$ liegen, was wegen $\overline{Q}_\pm(\mu)$ identisch ist mit $\mathfrak{F}_\mu Q_\pm = \underline{\mathfrak{F}} Q_\pm = 0$.

Für die Kovariante Korrelationsfaktor kann mit $(e^{\lambda\mu} - E)^a = u(\mu)$ und $(e^{\Lambda\mu} - E)^b = v(\mu)$ die Korrelationsfaktor $Q_+ \sim u\,v$ also $\underline{\mathfrak{F}} Q_+ = C\,\underline{\mathfrak{F}}(u\,v) = C(u\,\underline{\mathfrak{F}} v + v\,\underline{\mathfrak{F}} u - \underline{\mathfrak{F}} u\,\underline{\mathfrak{F}} v)$ oder in Existenzen nach Auflösung nach $u.v \neq 0$ umgeformt

$$0 = \frac{1}{u\,v}(u\,\underline{\mathfrak{F}} v + v\,\underline{\mathfrak{F}} u - \underline{\mathfrak{F}} v\,\underline{\mathfrak{F}} u) = \underline{\mathfrak{F}} \ln u + \underline{\mathfrak{F}} \ln v - \underline{\mathfrak{F}} \ln u\,\underline{\mathfrak{F}} \ln v =$$

$$= a\lambda e^{\lambda\mu}(e^{\lambda\mu} - E)^{-1}\mathfrak{F}_\mu + b\Lambda e^{\Lambda\mu}(e^{\Lambda\mu} - E)^{-1}\mathfrak{F}_\mu -$$

$- a b \lambda \Lambda \cdot e^{\lambda\mu} e^{\Lambda\mu} (e^{\lambda\mu} -$
$- E)^{-1} \cdot (e^{\Lambda\mu} - E)^{-1} (\mathfrak{J}\mu)^2$.
Wegen $\mathfrak{J}\mu \neq 0$ folgt daraus
$\cancel{\frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \cdot E = (}$ $\frac{a}{b} \frac{\lambda}{\Lambda} (E -$
$- e^{-\Lambda\mu}) = a \lambda \mathfrak{J}\mu - E + e^{-\lambda\mu}$.
Der Übergang von der Selektorbeziehung zur metronischen Funktionalgleichung liefert wegen des imaginären Charakters der transfiniten Architektureinheiten $\mathfrak{J}\mu; n = 2 i \sqrt{\tau}$ sowie $\lambda\mu; n = i \varepsilon$ und $\Lambda\mu; n = i \eta$, also $\frac{a}{b} \frac{\lambda}{\Lambda} (1 - e^{-i\eta}) = 2 i a \lambda \sqrt{\tau} - 1 + e^{-i\varepsilon}$.
Mit den reellen Zahlen $c = \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda}$ und $A = 2 a \lambda \sqrt{\tau}$ entsteht unter Verwendung der Relation $e^{\pm i\varphi} = \cos\varphi \pm i \sin\varphi$

die spaltbare Form $c(1 - \cos\eta + i \sin\eta) = iA - 1 + \cos\varepsilon - i \sin\varepsilon$ oder nach der Spaltung $c(1 - \cos\eta) = \cos\varepsilon - 1$ und $c \sin\eta = A - \sin\varepsilon$.
Da $\cos^2\varepsilon + \sin^2\varepsilon = 1$ ist folgt $1 = (1 + c(1 - \cos\eta))^2 + (A - c \sin\eta)^2 = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta) - 2Ac \sin\eta + c^2((1 - \cos\eta)^2 + \sin^2\eta) = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta - A \sin\eta) + 2c^2(1 - \cos\eta)$.
Dies bedeutet aber $(1 + c)(1 - \cos\eta) - A \sin\eta = -\frac{A^2}{2c}$. Nunmehr besteht die Möglichkeit, die Approximation mit $\tau \to 0$ in den mikromaren Approximationsbereich zu treiben.
Aus $Q_+; n = Q_+(n) =$

$= \mathcal{C}\left(e^{\lambda N} - 1\right)^{a}\left(e^{\Lambda N} - 1\right)^{b}$
folgt zunächst $\lim\limits_{\tau \to 0} N \cdot n =$
$= \pm iy$ mit $y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$
(hier als Beträge von x_5 und x_6).
~~damit~~ daraus folgt aber $q_+(y) =$
$= \lim\limits_{\tau \to 0} Q_+(n) = \mathcal{C}\left(e^{\pm i\lambda y} - 1\right)^{a} \cdot$
$\cdot \left(e^{\pm i\Lambda y} - 1\right)^{b}$. Wegen $A \sim \sqrt{\tau}$
muß in diesem Bereich auch
$\lim\limits_{\tau \to 0} A = 0$ sein, sodaß
für die Lage der kovari-
anten Koppelungsextrema
$\cos\varepsilon = \cos\eta = 1$ und
$\sin\varepsilon = \sin\eta = 0$ folgt.
Für $\tau \to 0$ ergibt sich
demnach die Symmetrie
$\varepsilon = \eta = \beta^{+}_{(a)} = \pm 2\pi n_{(a)}$,
d. h. die kovariante Koppe-
lungsextrema bilden ein
positiv oder negativ zählen-

des Spektrum geradzahlig diskreter
Eigenwerte welche sich ~~für~~
symmetrisch decken sodaß sich
für $\tau \to 0$ stets die Symetrie
$\lambda = \Lambda \neq 0$ ergibt. Mithin
folgt $q_+(y) = \mathcal{C}\left(e^{\pm i\lambda y} - 1\right)^{a}$
wenn wieder $\alpha = a + b$ ge-
setzt wird. Ganz analog kann
die Lage der kontravarian-
ten Koppelungsextrema unter-
sucht werden. Für die Lage
dieser Extrema gilt im
zweiten metronischen Bereich
$\underline{\mathfrak{J}}\, Q_- = \underline{\mathfrak{J}}\left(\frac{Q_+}{\varkappa'}\right) = 0$ oder,
nach dem Quotientengesetz
der Metrondifferentiale
$\frac{1}{\varkappa'}\left(\varkappa' - \underline{\mathfrak{J}}\,\varkappa'\right)^{-1} \begin{vmatrix} \varkappa' & \underline{\mathfrak{J}}\,\varkappa' \\ Q_+ & \underline{\mathfrak{J}}\, Q_+ \end{vmatrix} = 0$,
was wegen der Regularität
$\varkappa' \neq 0$ nur durch $\begin{vmatrix} \varkappa' & \underline{\mathfrak{J}}\,\varkappa' \\ Q_+ & \underline{\mathfrak{J}}\, Q_+ \end{vmatrix} = 0$

erreichbar ist. ~~Da grundsätzlich~~

$\cancel{\varkappa'_{1,1} + \varkappa'_{2,2} + \varkappa'_{1,1} \cdot \varkappa'_{2,2}}$

das Verschwinden dieser Determinante kann aber nur durch $Q_+ = \varkappa' = 0$ oder $\underline{\mathfrak{J}}\, Q_+ = \underline{\mathfrak{J}}\, \varkappa' = 0$ erfüllt werden, wobei $Q_+ = \varkappa' = 0$ von vornherein nicht realisiert sein kann. Es bleibt also nur die Möglichkeit $\underline{\mathfrak{J}}\, Q_+ = 0$ mit $\underline{\mathfrak{J}}\, \varkappa' = 0$. Dieses Ergebnis bedeutet aber daß die Extrema der kontravarianten Koppelung $\beta^-_{(a)}$ im gleichen diskreten Eigenwertspektrum der kovarianten Koppelung $\beta^+_{(a)}$ liegen, doch ~~es~~ sind die Kufen der kontravarianten Koppelung

durch das zusätzliche Extremum $\underline{\mathfrak{J}}\, \varkappa'_{(1)} = 0$ der Gitterkernde-terminante charakterisiert. Die Beziehung ~~122~~ 155 kann also durch

$$q_+(y) = \lim_{\tau \to 0} Q_+ ; \quad n = C(e^{\pm i\lambda y} - 1)^a ,$$

$$\beta^+_{(a)} = \pm 2\pi\, n_{(a)} ,$$

$$y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 ,$$

$$\beta^-_{(a)}(Q_-) \equiv \beta^+_{(a)}(\varkappa'_{(1)} = \varkappa^{(1)}_{ext})$$

Gleichung ~~122 a~~ 155a

ergänzt werden, die im mikromaren Bereich gilt. In diesem Approximationsbereich bilden also die kovarianten Kopplungsextrema gradzahlig diskrete Eigenwerte, während die kontravarianten Kopplungsextrema

mit denjenigen des Kovarianten-
tensorfeldes, in denen die Tensoren
der Elementardeterminanten
stehen. Kopplungsgruppen, Teilsysteme
tensorielle Begriffe
29.10.63 Bei den Zeit- und
Raumkoordinatoren wirkt
auf die Komponenten die gleiche
Klasse von Substitutionen,
somit sind $\hat{y}^{(b)}$ und $\hat{y}^{(c)}$
hinsichtlich der Verteilung der
Elemente formal sowohl ver-
wandt und trotz die einzelnen
Möglichkeiten der Unterstriche der möglichen
Koordinatoren für die beiden
Fälle (b) und (c) ebenfalls
durchgeführt werden kann.
Wenn zur Kürzung die Schreib-
weise $\overset{2}{y}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \varkappa, \lambda$ sowohl

$\overset{2}{y}_{(\mu)} \equiv \mu$ und $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\\ \lambda\end{smallmatrix}\right] \equiv \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]$
eingeführt, dann ergeben sich so-
wohl für die Zeit- als auch für die
Raumkoordinatoren jeweils
30 Koordinatoren aus $\hat{y}^{(b)}$ und $\hat{y}^{(c)}$.
Für diese Koordinatoren gelten formal
die Schemen $[\,'\alpha\,]$ $[\,''\alpha\,]$ $[\,'''\alpha\,]$,
$[\,\alpha\,\alpha\,]$, $[\,'\alpha\,'\alpha\,]$, $[\,''\alpha\,''\alpha\,]$, $[\,'\alpha\,''\alpha\,]$ $[\,''\alpha\,'\alpha\,]$
$[\,'\alpha\,\alpha\,]$ $[\,''\alpha\,\alpha\,]$ $[\,\alpha\,'\alpha\,]$ $[\,\alpha\,''\alpha\,]$ $[\,'\alpha\,'\alpha\,]$,
$[\,\alpha\,\alpha\,]$ $[\,\alpha\,'\alpha\,]$, $[\,\alpha\,''\alpha\,]$ $[\,'\alpha\,''\alpha\,]$ $[\,''\alpha\,'\alpha\,]$,
$[\,'\alpha\,\alpha\,]$, $[\,''\alpha\,\alpha\,]$, $[\,\alpha\,'\alpha\,]$, $[\,\alpha\,''\alpha\,]$, $[\,'\alpha\,'\alpha\,]$
$[\,\alpha\,\alpha\,]$, $[\,\alpha\,\alpha\,]$, $[\,\alpha\,\alpha\,]$, $[\,\alpha\,\alpha\,]$, $[\,\alpha\,\alpha\,]$ und
$[\,'\,'\,]$, $[\,''\,'\,]$, $[\,'''\,'\,]$. Je nachdem,
ob $\alpha = 2$ oder $\alpha = 3$ gesetzt
wird, entstehen die Koordinatoren
aus $\hat{y}^{(b)}$ $(\alpha = 2)$ oder $\hat{y}^{(c)}$ $(\alpha = 3)$.
Typisch für die Fälle (b) und (c)
ist die gemeinsame Fortsetzung
der Koordinatoren in den Raum-

formalen Bereich durch $[\,,\,]_+ = [\not{x}\,,\,]_+$ und $[\,,\,]_+ = [\not{p}\,,\,]_+$ in Form eines Anzahlen Kompliments für dessen selbst Kondensation[korrigiert] die Lösung $f22^{155}$ und $f22a^{155a}$ selbst. Damit diese Eigenschaften wissen die Kondensationen α und c, also die Spektren der imaginären Photonen (Zeitkondensation α) und der raumartigen Neutrinokorpuskeln (Raumkondensation c) physikalisch mehr verwandt sein. Fortsetzung Seite V. 31

V Anschluß an Seite 6

31.10.63 Mit den Ansätzen $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{e=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, i()\, \not{\partial}\, {}^2\gamma_{(\varkappa\lambda)}$ hat

$P_{(\mu\nu)} = \sum_{e=1}^{q} C^{(\mu\nu)}_{ee}\, \psi^{(\mu\nu)}_{ee}\, i()\, \not{\partial}\, {}^2\gamma_{(\mu\nu)}$ also $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - q\,E \sim P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\, P^{-1}_{(\mu\nu)}$ und nach der Differentialgesetz der Determinantendifferentiale $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim P^{-1}_{(\mu\nu)} \left(P_{(\mu\nu)} - \underline{\delta}\, P_{(\mu\nu)}\right)^{-1}$ nach der Eisenhartschen Analysis liegen die Korrelationsstellen bei $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = 0$ was wegen der Regularität, wenn $P_{(\mu\nu)} < \infty$ mit Rücksicht das Verschwinden des determinantenanalytischen entsprechend ist was aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \underline{\delta}\, P_{(\mu\nu)} = 0$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Determinantendifferentiale ist aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \sum_{e=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \underline{\delta}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee} \cdot \not{\partial}\, {}^2\gamma_{(\varkappa\lambda)} + \sum_{e=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \underline{\delta}\, \not{\partial}\, {}^2\gamma_{(\varkappa\lambda)} - \sum_{e=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \underline{\delta}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)ee}\, \underline{\delta}\, \not{\partial}\, {}^2\gamma_{(\varkappa\lambda)}$ und

$$\underline{\mathfrak{J}}\, P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^{q} C_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} +$$
$$+ \sum_{l=1}^{q} C_{ll}^{(\mu\nu)}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} -$$
$$- \sum_{l=1}^{q} C_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)}\, \underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)},$$

sodaß $\underline{\mathfrak{J}}\, P_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} = \underline{\mathfrak{J}}\, P_{(\mu\nu)} = 0$ nur durch $\underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\varkappa\lambda)} = \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ und $\underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} = \underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} = \underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = 0$ erfüllt werden kann. $\underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ liefert aber mit $\underline{\mathfrak{J}}\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$ nach Gl ~~120~~ 153 die Bedingung $\underline{\mathfrak{J}}^2\, \underline{sp}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} = 0$. Die für die Lahrigenspektren 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 Koppelungsextrema kann wegen $\psi_{(\mu\nu)ll}^{(\varkappa\lambda)} = (\psi_{ll})^{\underline{\alpha}_{ll}}$ noch weiter umgeformt werden, denn es gilt $0 = \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\varkappa\lambda)} = (\psi_{ll})^{\underline{\alpha}_{ll}} - (\psi_{ll} - \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll})^{\underline{\alpha}_{ll}}$, was nur mit $\underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll} = 0$ möglich ist. Damit würden die Aussagen über die Koppelungsextrema reduziert auf

$$\underline{\mathfrak{J}}\, Q_{(\mu\nu)}^{(\varkappa\lambda)} = 0, \quad \underline{\mathfrak{J}}\, \psi_{ll} = 0,$$
$$\underline{\mathfrak{J}}\, \overline{{}^2\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = \overline{{}^2 0}, \quad \underline{\mathfrak{J}}^2\, \overline{{}^2\gamma}_{(\mu\nu)} = \overline{{}^2 0}$$

Gleichung ~~121a~~ 154a

was eine Interpretation gestattet. Die Koppelungsextrema aller aus $\overline{{}^2\gamma}$ bildbaren Konden=

soren liegen zunächst nach $\underline{\mathfrak{J}}\,\psi_{ll} = 0$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. Im Koppelungsbereich dieser kompositiven Kondensation verlaufen die Fundamentalselektoren beider Kondensorsignaturen extremal und zwar hinsichtlich der Basissignatur als Wendebereich. Dies bedeutet aber, daß im Kopplungsextremum die aus $\hat{\mathfrak{J}}$ hinsichtlich der betreffenden Kondensorsignatur ~~ge~~ koppelnden Elemente ihren metrischen Definitionsbereich metronisch so umstrukturieren (als Folge der

Koppelung), daß die zugehörigen Hyperselektoren im Koppelungsbereich mit den Gitterselektoren kongruent ~~fähig~~ werden. Im Koppelungsbereich liegt demnach in Bezug auf die Kondensorsignatur eine Pseudoantihermetrie vor, sodaß in jedem Kopplungsextremum die Gesamtheit aller aus $\hat{\mathfrak{J}}$ bildbaren Kondensoren stets infolge dieser Pseudoantihermetrie reduziert wird. Eine metronische Analyse dieser Kopplungsextrema muß zu einer Aussage über die Komposition der Partialstrukturen führen, denn eine Variation dieser komponierenden

Koppelungen muß zu einer Umstrukturierung des Kompositionsfeldes führen. Die innere Korrelation irgendeines Kondensationssystems hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Koppelungsextrema ab, sodaß nach einer Analyse der gesamten Koppelungsstruktur eine Bestimmung der Stabilitätszeit möglich erscheint. Nach einer solchen Stabilitätszeit muß es dann zur Umstrukturierung der Koppelungsstruktur und damit zur spontanen Änderung

des Kompositionsfeldes der Kondensation im Sinne einer inneren Korrelation kommen. Auf diese Weise muß es möglich sein $n(t)$ und $q(t)$ der kompositiven Spektralfunktion zu ermitteln (Anmerkung siehe Seite 32)

Fortsetzung von Seite 24

18.11.63 Diese Verwandtschaft bezieht sich aber nur auf die Struktur der Kondensorsignaturen, nicht aber auf das Linearaggregat μ der Gitterselektoren. Im Fall b ist μ wie in a imaginär aber in c dagegen komplex weil die semantische Einheit $s_{(1)}$ null zählt. Auf diesen Sachverhalt muß die grundsätzliche phänomenologische

Unterscheidung zwischen Photonen und Neutrokorpuskeln beruhen. Es liegt demnach die Vermutung nahe, daß Photonen und Neutrokorpuskeln hinsichtlich ihrer Kondensorstrukturen völlig wesensverwandt erscheinen ~~sind~~ aber in Bezug auf die Sonnawelt R_4 auf verschiedene metrische ~~As~~ Aspekte bezogen sind. Im Gegensatz zu a sind in b und c jeweils 30 mögliche Kondensoren definiert welche Koppelungsselektoren möglich machen, sodaß für b und c die Beziehung ~~121 a~~ 154 a berücksichtigt werden muß. ~~Anmerkung zu Seite 13/31~~ Nach ~~dieser~~ der Beziehung 154 a 121 a bedingt jedes Koppelungsextremum $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\,\text{extr.}} \equiv \begin{pmatrix}\varkappa\lambda\\ \mu\nu\end{pmatrix}$ eine Koppelungs-

gruppe, welche alle Koppelungsextrema enthält, welche durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Signatur naturgemäß zusammenbleiben müssen. Eine Koppelungsgruppe kann also maximal acht Koppelungsselektoren als Extrema umfassen. Inbezug auf eine solche Koppelungsgruppe müssen sich nach ~~121 a~~ 154 a alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantihermetrisch verhalten und zwar primär diejenigen welche die beiden Signaturangaben der Koppelungsgruppe als Basis- und Kontrasignaturen enthalten und sekundär diejenigen,

welche irgendein Ziffernpaar der Koppelungsgruppe als Basissignatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach ~~121a~~ 154a die Koppelung eine Pseudoantihermetrie im Koppelungsextremum erzwingt, und die Basissignatur eines Kondensors durch partielle Hetrondifferentiale 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 Koppelungsgruppe enthalten. Da zu jeder Koppelungsgruppe drei derartige Kondensorsysteme gehören, müssen alle Koppelungsgruppen untereinander in Wechselbeziehungen stehen. So ~~existieren~~ können immer zwischen zwei Koppelungsgruppen hermetrische und antihermetrische Kondensorbrücken existieren, denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantihermetrisch sind, oder aber eine Zahl identischer hermetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im

ersten Fall sind also die Kondensorbrücken antihermetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten hermetrisch. Auch Kondensorquellen und Kondensorsenken sind zwischen zwei Koppelungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Koppelungsgruppe ein System hermetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudoantihermetrisch erscheint (primäre- oder sekundäre Senke). Hieraus folgt, daß die Kondensorsenken stets die eigentliche Koppelung der Partialstrukturen verursachen. Eine solche Untersuchung

symmetronischer Koppelungen kann jedoch nicht allgemein durchgeführt werden. Zur Analyse müssen die vier möglichen kompositiven Strukturkondensationen einzeln ~~be~~ symmetronisch beschrieben werden.

Forts. S. Bd. XIV. S. 352

Fortsetzung von Seite 32

Eine derartige Berücksichtigung entfällt dagegen für den Fall a, weil hier nur ein einziger Gitterkern als transfinite Struktureinheit die möglichen Koppelungen bestimmt. Für die beiden, formal 19.11.63 identischen Fälle b und c kann es dagegen nur sechs Koppelungsgruppen geben, was aus dem Bild der 30 Kondensoren hervorgeht, welche zur Bildung von Koppelungsselektoren

fähige sind. Als Fabrizierungen dieser Korrelatengruppen folgen ~~154~~ 121a nebenstehend ad. I.

$\mathrm{I}\,1 \equiv (1)$, $\quad 2\,\mathrm{I} \equiv (\alpha)$,

$\mathrm{III}\,3 \equiv ((1\alpha))$, $\quad 4\,\mathrm{IV} \equiv (1\,\alpha)$,

$\mathrm{V}\,5 \equiv (1\,(1\alpha))$ und $\mathrm{VI}\,6 \equiv (\alpha\,(1\alpha))$.

Weiterhin sollen die als pseudoantithermetischen Kondensoren einfach primärer oder sekundärer Art äußeren Kondensatoraggregate mit $\mathrm{I}\,a$ oder $\mathrm{II}\,a$ und entsprechend die homöothermischen Kondensatorquellen mit $\mathrm{I}\,h$ bezw. $\mathrm{II}\,h$ bezeichnet werden.

Aus dem Bau dieser acht Korrelatengruppen folgt ohne Beweis, daß die Gruppen $\mathrm{I}\,1$ bis $\mathrm{III}\,3$ hinsichtlich der gruppenindizierenden homonomen aber $\mathrm{IV}\,4$ bis $\mathrm{VI}\,6$ heteronomen sind.

Es allgemein $\mathrm{I}\,a$, $\mathrm{II}\,a$ $\mathrm{I}\,h$, $\mathrm{II}\,h$ die Folge der besetzten Kondensatoraggregate, dann verteilen sich die Kondensoren nach den Schlüsseln (2, 8, 12, 8) ~~2, 8, 8, 12~~ auf die homonomen und 12, 8, 2, 8 auf die heteronomen Korrelatengruppen.

Zu den einzelnen Gruppen gehören die folgenden Korrelatensetzungen, wenn die übliche Symbolisierung $\binom{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}$ für die Korrelatensetzungen verwendet wird: $\mathrm{I}\,\mathrm{IV} \equiv \binom{1}{1}, \binom{1}{1}$, sowie $\mathrm{I}\,\mathrm{III} \equiv \binom{\alpha\,\alpha}{\alpha}, \binom{\alpha}{\alpha\,\alpha}$ und $\mathrm{I}\,\mathrm{II}_2 \equiv \binom{1\,\alpha}{1}, \binom{\alpha}{1\,\alpha}$ und $\mathrm{I}\,\mathrm{II}_3$

homogenen ab:

$\mathfrak{S}_{IV_4} \equiv \binom{1}{\alpha}, \binom{1}{\alpha\alpha}, \binom{11}{\alpha}, \binom{11}{\alpha\alpha}, \binom{\alpha}{1}, \binom{\alpha}{11}, \binom{\alpha\alpha}{1}, \binom{\alpha\alpha}{11}$

$\mathfrak{S}_{IV_5} \equiv \binom{1}{1\alpha}, \binom{\alpha}{11}, \binom{11}{1\alpha}, \binom{11}{\alpha 1}, \binom{1\alpha}{1}, \binom{\alpha 1}{1}, \binom{1\alpha}{11}, \binom{\alpha 1}{11}$

und

$\mathfrak{S}_{IV_6} \equiv \binom{\alpha}{1\alpha}, \binom{\alpha}{\alpha 1}, \binom{\alpha\alpha}{1\alpha}, \binom{\alpha\alpha}{\alpha 1}, \binom{1\alpha}{\alpha}, \binom{\alpha 1}{\alpha}, \binom{1\alpha}{\alpha\alpha}, \binom{\alpha 1}{\alpha\alpha}$

für die betreffenden Korrelationstripel, weil $\mathfrak{S}^{2}\mathfrak{y}_{(\lambda\lambda)} = \overline{2\mathfrak{o}}$, wegen $\overline{{}^{2}\mathfrak{y}_{(\lambda\lambda)}} = sp\,\overline{{}^{2}\mathfrak{x}_{(\lambda\lambda)}} \times \overline{{}^{2}\mathfrak{x}_{(\lambda)}}$ Ferner ist $\mathfrak{S}\,\overline{{}^{2}\mathfrak{x}_{(\lambda)}} = \overline{2\mathfrak{o}}$ bedingt. Für $\alpha = 2$ und $\alpha = 3$ diese sechs Korrelationstripel bedingen verbleiben noch als Involution

Fund Quellen noch dem Schlüssel I a, II a, I h, II k in folgender Weise in den einzelnen Korrelationstripeln:

#1 I a) $[1,1]$, $[1,1]$.

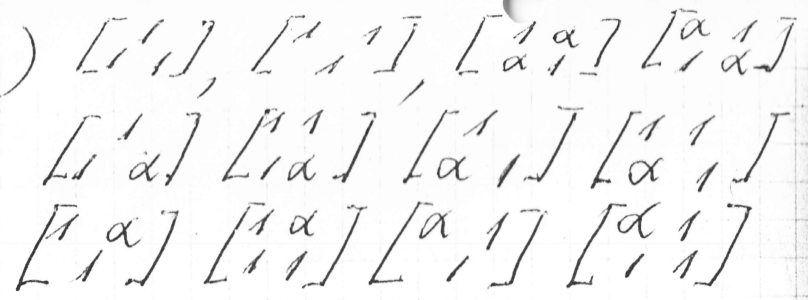
#1 II a) $[\alpha,]$, $[\alpha,1]$, $[\alpha,\alpha]$, $[\alpha,\alpha 1]$, $[1\alpha,]$, $[1,\alpha]$, $[\alpha,1]$, $[\alpha,11]$.

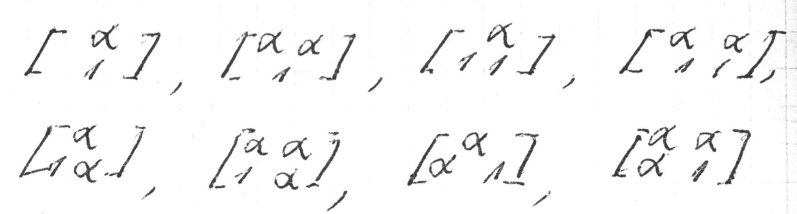
#1 I h) $[\alpha\alpha,]$, $[\alpha\alpha,]$, $[1\alpha,]$, $[\alpha\alpha,]$, $[\alpha 1,]$, $[\alpha\alpha,]$, $[1\alpha,]$, $[\alpha\alpha,]$, $[\alpha 1,]$, $[\alpha\alpha,]$, $[1\alpha,]$, $[\alpha 1,]$

#1 II h) $[\alpha 1,]$, $[\alpha\alpha 1,]$, $[1\alpha,]$, $[\alpha 1,]$, $[\alpha 1,]$, $[11,]$, $[1\alpha,]$, $[\alpha 1,]$

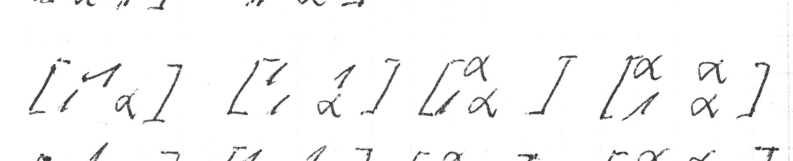
#2 I a) $[\alpha\alpha,]$, $[\alpha\alpha,]$,

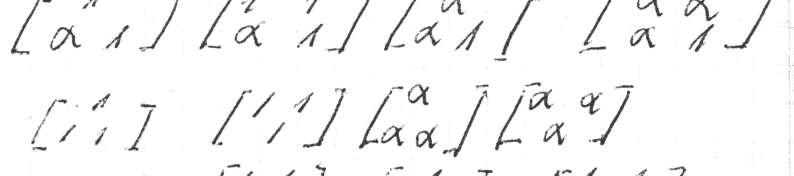
#2 II a) $[\alpha 1,]$ $[\alpha\alpha,]$ $[1\alpha,]$ $[\alpha\alpha,]$ $[1\alpha,]$ $[\alpha\alpha,]$ $[\alpha 1,]$ $[\alpha\alpha,]$

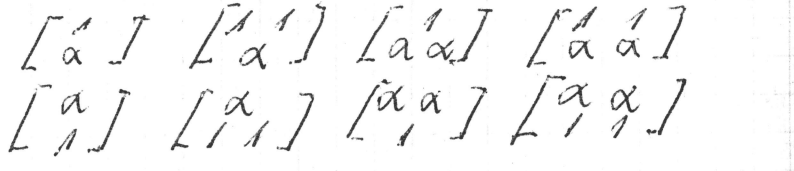
2 I b) 

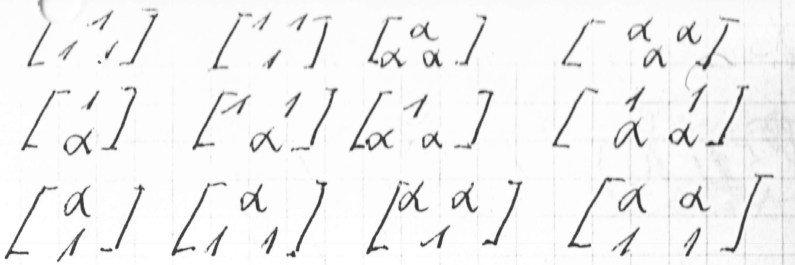
2 II b 

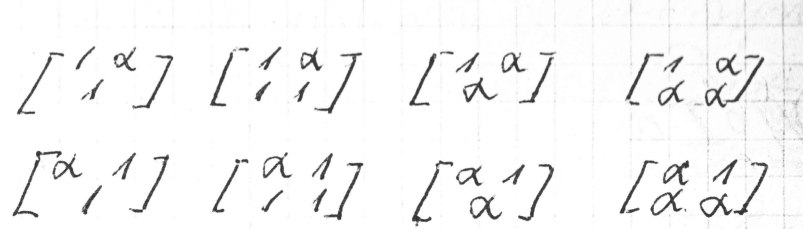
3 I a) 

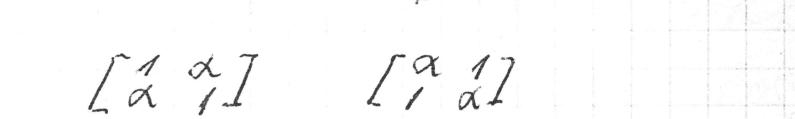
3 II a) 

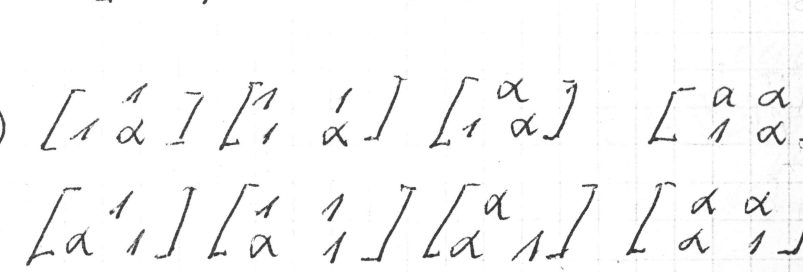
3 I b) 

3 II b) 

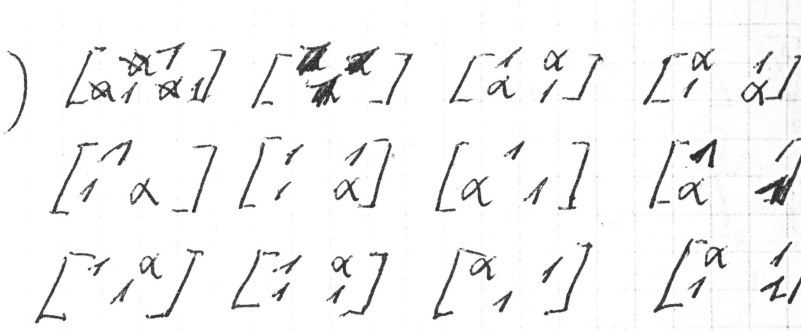
4 I a) 

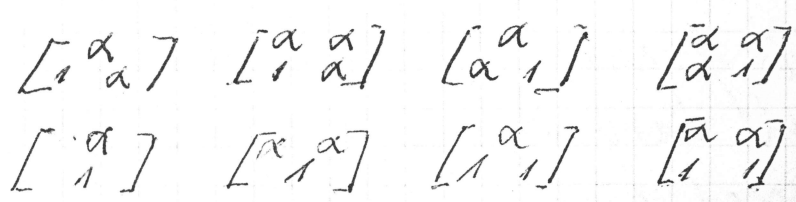
4 II a) 

4 I b) 

4 II b) 

21. 11. 63

5 I a) 

5 II a) 

V 5 I h) $\begin{bmatrix} \alpha & \\ & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$

V 5 II h) $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} 1 & \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & \\ & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ & \alpha \end{bmatrix}$

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

$\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$

VI 6 II a) $\begin{bmatrix} 1 & \\ \alpha & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} 1 & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 1 & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$

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

VI 6 II h) $\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$

$\begin{bmatrix} \alpha & \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor daß die größte Symmetrie innerhalb der

Kopplungsformen auftreten. Zunächst zeigt die Koeffizientenmatrix der Besetzung aller I a - Systeme sich antisymmetrisch zu der Besetzung der I h - Systeme verhält. Außerdem gibt es noch eine Symmetrie der Teilmodifikationen innerhalb einer jeden Kopplungsform wobei sich die Besetzung von II h aus derjenigen von II a und umgekehrt, wenn die Basis und Koeffizientenmatrizen der Zahlen werden. Außerdem dieser Systemen Koeffizienten schließlich die Kondensatorbrücken aller sechs Kopplungs

gruppen zusammengestellt werden. Eine unmittelbare Konsequenz der Symmetrie muß eine analoge Symmetrie der primären und sekundären Kondensorbrücken sein. In I a gibt es zunächst eine Brücke V_1, IV_4, III_5 in $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ sowie V_2, IV_4, III_6 in $\begin{bmatrix}\alpha&\alpha\\\alpha&\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha&\alpha\\\alpha&\alpha\end{bmatrix}$ und V_3, IV_4, III_6 in $\begin{bmatrix}1&\alpha\\\alpha&1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha&1\\1&\alpha\end{bmatrix}$. Hieraus ist zu schließen, daß IV_4 ein Schnitt von zwei Kondensorbrücken ist, während III_3 die Enden V_5 und III_6 der sich in IV_4 schneidenden Brücken verbindet. Eine ganz analoge Brückenkonstruktion liegt in I h vor; denn hinsichtlich $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$

gilt die Brücke III_2, V_3, III_6, sowie V_1, V_3, III_4 hinsichtlich $\begin{bmatrix}\alpha&\alpha\\\alpha&\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha&\alpha\\\alpha&\alpha\end{bmatrix}$ und V_1, V_2, III_4 hinsichtlich $\begin{bmatrix}1&\alpha\\\alpha&1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha&1\\1&\alpha\end{bmatrix}$. Hier schneiden sich die beiden Brücken V_2, III_3, III_6 und V_1, III_3, III_5 in III_3, während ihr Anfang V_1 und V_2 durch IV_4 überbrückt wird. Zwischen diesen beiden primären Brückenkonstruktionen in I a und I h herrscht also eine völlige Spiegelsymmetrie.

22.11.63 Zur Kürzung werden für diese primären Kondensorbrücken $K_{\#}(\mathrm{I}h) = K^{++}$, $K(\mathrm{II}h) = K^{+}$, $K(\mathrm{I}a) = K^{--}$ und $K(\mathrm{II}a) = K^{-}$ gesetzt, wenn $K(\mathrm{II}h)$ und $K(\mathrm{II}a)$ die entsprechenden Sekundärbrücken bezeichnen. Mit dieser

Formulierung ergeben sich also zunächst zwei Systeme aus Primärbrücken, nämlich $K_1^{++} = \underline{\mathrm{X}}2\,\underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}6$, $K_2^{++} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}5$, $K_3^{++} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}2$ sowie $K_1^{--} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}4\,\underline{\mathrm{X}}5$, $K_2^{--} = \underline{\mathrm{X}}2\,\underline{\mathrm{X}}4\,\underline{\mathrm{X}}6$, $K_3^{--} = \underline{\mathrm{X}}5\,\underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}6$. Die Kondensoren aus $\underline{\mathrm{X}}4\,\underline{\mathrm{I}}a$ bis $\underline{\mathrm{X}}6\,\underline{\mathrm{I}}a$ und $\underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{I}}h$ bis $\underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{I}}h$, in welchen sich Basis- und Kontrasignatur unterscheiden, sind dagegen zu keiner Brückenbildung fähig. Für die Sekundärbrücken ergeben sich zwei Systeme aus jeweils sechs Brücken, nämlich $K_1^{+} = \underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}6$, $K_2^{+} = \underline{\mathrm{X}}2\,\underline{\mathrm{X}}6$, $K_3^{+} = \underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}5$,

$K_4^{+} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}5$, $K_5^{+} = \underline{\mathrm{X}}2\,\underline{\mathrm{X}}4$, $K_6^{+} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}4$ und $K_1^{-} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}4$, $K_2^{-} = \underline{\mathrm{X}}1\,\underline{\mathrm{X}}5$, $K_3^{-} = \underline{\mathrm{X}}2\,\underline{\mathrm{X}}4$, $K_4^{-} = 2\,\underline{\mathrm{X}}\,\underline{\mathrm{X}}6$, $K_5^{-} = \underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}5$, $K_6^{-} = \underline{\mathrm{X}}3\,\underline{\mathrm{X}}6$.

Während also die K^{++} und K^{--} aus jeweils drei Brücken bestehen, von denen jede drei Koppelungsgruppen verbindet, bestehen die K^{+} bezw K^{-} aus jeweils sechs Brücken, von denen jede zwei Gruppen verbindet. Weiter sind alle Brücken so beschaffen, daß sie hinsichtlich der Kopplungsgruppen primär zwei antisymmetrische pseudozyklische und sekundär zwei antisymmetrisch zyklische Brückensysteme bilden. Zusam-

mengefaßt wird dieser Sach-
verhalt in

$K_1^{--} = \underline{V}1\,\underline{VV}4\,\underline{V}5$, $K_2^{--} = \underline{V}2\,\underline{VV}4\,\underline{VV}6$,

$K_3^{--} = \underline{V}5\,\underline{VV}3\,\underline{VV}6$, $K_1^{-} = \underline{V}1\,\underline{VV}4$,

$K_2^{-} = \underline{V}1\,\underline{V}5$, $K_3^{-} = \underline{V}2\,\underline{VV}4$,

$K_4^{-} = \underline{V}2\,\underline{VV}6$, $K_5^{-} = \underline{VV}3\,\underline{V}5$, $K_6^{-} = \underline{VV}3\,\underline{VV}6$,

$(\underline{V}1 \ldots \underline{VV}6)_- = (\underline{VV}6 \ldots \underline{V}1)_+$

Gleichung ~~123~~ 156,

worin die hermetrischen Brücken nach der Anti-symmetrie $(\underline{V}1 \ldots \underline{VV}6)_- = (\underline{VV}6 \ldots \underline{V}1)_+$ aller hermetrischen und antihermetrischen Systeme der Kopplungsgruppen ermittelt werden können. Brückenfreie Kondensoraggregate

gibt es offensichtlich in den Sekundärsystemen nicht.
Es kommt nun noch darauf an, die Verteilung relativer Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken innerhalb der sechs Kopplungsgruppen zu ermitteln. Es gibt für die

23.11.63 Kondensationsformen b und c grundsätzlich vier verschiedene Klassen Q von Quellen- und Senkensystemen, wenn die Quellen- bezw. Senkeneigenschaften nach dem Hermetriegrad I h, II h, II a, I a bewertet werden. Das stärkste Hermetriegefälle müssen die primären Quellen- und Senkensysteme

$Q(\underline{I}h \to \underline{I}a)$ aufweisen, in welchem ~~sich~~ primäre Quellen primären Senken gegenüber=stehen. Q_1 umfasse alle in primären Kondensorbrücken auftretenden Aggregate doch muß es noch $Q_1^{(0)}$ geben, womit die Brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt werden. Das zweite System von Quellen= und Senkenverteilungen bilden die beiden Klassen von Primär = Sekundärquellen nämlich $Q_2^+(\underline{I}h \to \underline{II}a)$ bezw. $Q_2^-(\underline{II}h \to \underline{I}a)$, während $Q_3(\underline{II}h \to \underline{II}a)$ die sekundäre Quellenverteilung beschreibt. Alle diese Verteilungen sind externer Natur, d. h. hermetrische Quellenaggregate stehen antihermetrischen Senkenaggregaten gegenüber. Es muß jedoch noch eine interne Verteilung innerhalb a oder h geben, weil es in jedem Fall zwischen primären und sekundären Kondensoraggregaten graduelle Hermetrieunterschiede gibt. Die beiden möglichen Klassen dieses internen Verteilungssystems sind dann $Q_4^+(\underline{I}h \to \underline{II}h)$ und antihermetrisch $Q_4^-(\underline{II}a \to \underline{I}a)$. Aus dem Bau der sechs Kopplungsgruppen und dem Gesetz der Kondensorbrücken folgt unmittelbar: $Q_1 = \cancel{Q_1(K_j^{++} \to K_j^{--})}$ $= Q_1(K_j^{++} \to K_j^{--})_1^3$ und sekundär: $Q_3 = Q_3(K_i^+ \to K_i^-)_1^6$.

während in diesen beiden Systemen sämtliche Kondensorbrücken als Quellen oder Senken auftreten, ist dies für die brückenfreien Primärquellen nicht der Fall. Man erhält $Q_1^{(0)}$ =

$= Q_1 (\mathrm{I}1, \mathrm{I}2, \mathrm{II}3 \rightarrow \mathrm{II}6, \mathrm{I}5, \mathrm{II}4)$,

wobei sich $1\,\mathrm{I}, 2\,\mathrm{I}, 3\,\mathrm{II}$ auf $\mathrm{I}h$ und $\mathrm{II}6, \mathrm{I}5, \mathrm{II}4$ auf $\mathrm{I}a$ beziehen. Wenn die Indizierung $K_{\alpha\beta} \equiv (K_\alpha, K_\beta)$ zwei Kondensorbrücken der gleichen Art kennzeichnen, dann ergibt sich aus dem Schema der Kopplungsgruppen für die hermetrischen Primär-Sekundärquellen Q_2^+ =

$= Q_2 (\mathrm{I}1, \mathrm{I}2, \mathrm{II}3 \longrightarrow K^-_{3,5}, K^-_{1,6}, K^-_{2,4})$,

d. h. hier stehen die gleichen Kopplungsgruppen in $\mathrm{I}h$

mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensorbrücken. Die antihermetrische Klasse dieser Quellen ist wiederum brückenfrei. Hier wirken jeweils zwei Kopplungsgruppen aus $\mathrm{II}h$ auf zwei entsprechende in $\mathrm{I}a$ ein, sodaß sich

$Q_2^- = Q_2 ((\mathrm{I}1\,\mathrm{II}6)(\mathrm{I}2\,\mathrm{I}5)(\mathrm{II}3\,\mathrm{II}4) \rightarrow (4\,\mathrm{II}\,\mathrm{I}5)(\mathrm{II}4\,\mathrm{II}6)(\mathrm{I}5\,\mathrm{II}6))$

ergibt. Es bleibt nun noch übrig, die beiden internen Quellensysteme zu erfassen. Für die hermetrische Form folgt Q_4^+ =

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

während sich für die antihermetrische Klasse Q_4^- =

$= Q_4 (K^-_{2,4}, K^-_{1,6}, K^-_{3,5} \rightarrow \mathrm{II}4, \mathrm{I}5, \mathrm{II}6)$

ergibt. Die vier Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der sechs Kopplungs-

gruppen werden zusammengefaßt in (25.11.63)

$$Q_1(\mathrm{I}h \to \mathrm{I}a) = Q_1(K_i^{++} \to K_i^{--})_1^3,$$

$$Q_1^{(0)} = Q_1(\mathrm{I}1\,\mathrm{I}2\,\mathrm{I}3 \to \mathrm{I}6\,\mathrm{I}5\,\mathrm{I}4),$$

$$Q_2^+(\mathrm{I}h \to \mathrm{II}a) = Q_2(\mathrm{I}1\,\mathrm{I}2\,\mathrm{I}3 \to K_{3,5}^-\,K_{1,6}^-\,K_{2,4}^-)$$

$$Q_2^-(\mathrm{II}h \to \mathrm{I}a) = Q_2((\mathrm{I}1\,\mathrm{I}6)(\mathrm{I}2\,\mathrm{I}5)(\mathrm{I}3\,\mathrm{I}4) \to (\mathrm{I}4\,\mathrm{I}5)(\mathrm{I}4\,\mathrm{I}6)(\mathrm{I}5\,\mathrm{I}6)),$$

$$Q_3(\mathrm{II}h \to \mathrm{II}a) = Q_3(K_k^+ \to K_k^-)_1^6,$$

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

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

Gleichung ~~123a~~ 156a.

Damit ist die strukturelle Beschreibung der Kondensationsformen b und c abgeschlossen.

Zur symmetronischen Untersuchung der Raumzeitkondensationen d muß die Tatsache berücksichtigt werden,

daß auf $\hat{\gamma}_{(d)}$ kein Sieboperator einwirkt, sodaß in $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ alle Elemente wirksam werden. Aus diesem Grunde muß es $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren geben, welche zur Definition von Kopplungsselektoren geeignet sind, wenn wieder der allgemeine Fall $\overline{{}^2\gamma}_{(\varkappa\lambda)} \neq \overline{{}^2\gamma}_{(\lambda\varkappa)}$ angenommen wird. Charakteristisch für diese 72 Koppelungsselektoren ist das Fehlen reiner Gitterkernindizierungen in den Kondensorsignaturen. Dieses Verhalten geht allein auf $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ zurück. Aus der Natur von $\hat{\gamma}$ geht unmittelbar hervor, daß die 72 ~~Koppelungs~~ Kondensoren der Koppelungs=

selektoren, sich in 18 Koppe=
lungsgruppen anordnen und
zwar müssen, wieder nach Gl 121a,
primär und sekundär pseudo
hermetrische Kondensoren die
Extrema der gesamten Koppelungs
struktur aller Koppelungsgruppen
kennzeichnen die von primär=
und sekundärhermetrischen
Kondensoren begleitet wird.
Die 18 Koppelungsgruppen können
wiederum ähnlich wie in b und c
klassifiziert werden, doch gibt
es in diesem Fall nicht
homo= und heteronome sondern
diagonale, semidiagonale und
extradiagonale Koppelungsgruppen.
Zur expliziten Beschreibung
soll die Indizierung $(\varkappa\lambda)$ der

Elemente von $\hat{\gamma}$ durch die Chiffren
$(1,1) \equiv 1$, $(2,2) \equiv 2$, $(3,3) \equiv 3$
$(1,2) \equiv \alpha$, $(1,3) \equiv \beta$, $(2,3) \equiv \gamma$,
bezw $(2,1) \equiv \alpha^*$ $(3,1) \equiv \beta^*$
und $(3,2) \equiv \gamma^*$ vereinfacht werden.
Damit folgt unmittelbar für die
Indizierungen der Koppelungsgruppen
$\underline{\mathrm{I}}\,1\,d\,(1\,2)$, $2\,\underline{\mathrm{II}}\,d\,(1\,3)$, $3\,\underline{\mathrm{III}}\,d\,(2\,3)$,
$4\,\underline{\mathrm{IV}}\,d\,(\alpha)$, $5\,\underline{\mathrm{V}}\,d\,(\beta)$, $6\,\underline{\mathrm{VI}}\,d\,(\gamma)$,
$1\,\underline{\mathrm{X}}\,s\,(1\,\alpha)$, $2\,\underline{\mathrm{X}}\,s\,(1\,\beta)$, $3\,\underline{\mathrm{XI}}\,s\,(1\,\gamma)$,
$4\,\underline{\mathrm{XII}}\,s\,(2\,\alpha)$, $\underline{\mathrm{X}}\,5\,s\,(2\,\beta)$, $6\,\underline{\mathrm{XX}}\,s\,(2\,\gamma)$,
$7\,\underline{\mathrm{XX}}\,s\,(3\,\alpha)$, $\underline{\mathrm{XIII}}\,8\,s\,(3\,\beta)$, $9\,\underline{\mathrm{XX}}\,s\,(3\,\gamma)$,
$\underline{\mathrm{X}}\,1\,e\,(\alpha\,\beta)$, $2\,\underline{\mathrm{X}}\,e\,(\alpha\,\gamma)$, $3\,\underline{\mathrm{XX}}\,e\,(\beta\,\gamma)$,
wobei d die diagonale, s die
semidiagonale und e die
extradiagonale Klasse kenn=
zeichnet. ~~Die Koppelungsex=
trema verteilen sich auf diese
18 Gruppen in folgender Weise~~

~~I d $\binom{1}{2}\binom{2}{1}$, II d $\binom{1}{3}\binom{3}{1}$,~~

~~III d $\binom{2}{3}\binom{3}{2}$, IV d $\binom{\alpha}{\alpha^*}\binom{\alpha^*}{\alpha}$,~~

~~V d $\binom{\beta}{\beta^*}\binom{\beta^*}{\beta}$, VI d $\binom{\gamma}{\gamma^*}\binom{\gamma^*}{\gamma}$,~~

~~I s $\binom{1}{\alpha}\binom{1}{\alpha^*}\binom{\alpha}{\alpha^*}\binom{\alpha}{1}\binom{\alpha^*}{1}\binom{\alpha^*}{\alpha}$,~~

~~II s $\binom{1}{\beta}\binom{1}{\beta^*}\binom{\beta}{\beta^*}\binom{\beta}{1}\binom{\beta^*}{1}\binom{\beta^*}{\beta}$~~

~~III s (~~

Nach diesen Koppelungsindizierungen verteilen sich also die Koppelungsextrema auf die achtzehn Koppelungsgruppen. Für die begleitenden Kondensoren dieser Koppelungsselektoren gilt nach ~~121a~~ 154a wieder innerhalb jeder Gruppe eine Verteilung auf primär- oder sekundär pseudoantihermetrische bezw. hermetrische Systeme nach dem Schlüssel I a, II a, I h, II h wie in b und c. Aus dem Schema

der 18 Koppelungsindizierungen ergibt sich für die Besetzung dieser Systeme ~~einer~~ aller Koppelungsgruppen der Klassen d, s und e das Verteilungsschema d (2, 14, 42, 14), s (6, 18, 30, 18), e (12, 20, 20, 20), sodaß nunmehr explizit die Kondensorbesetzung aller Koppelungsgruppen in Bezug auf I a, II a, I h, II h durchgeführt werden kann. 26.11.63 Zuvor erscheint es zweckmäßig zur Kürzung der Schreibweise eine weitere Chiffrierung einzuführen, denn nach den bereits verwendeten Chiffren wird jede Signatur durch nur eine Ziffer angegeben, sodaß $\begin{bmatrix} a \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b \\ \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ \gamma \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} a & b & c \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix}$ oder wenn $\alpha = \beta = \gamma$ ist,

$\left|\begin{matrix} a & b & c \\ \alpha & \alpha & \alpha \end{matrix}\right| = (a\,b\,c)_{(\alpha)}$ wegen

$\left|\begin{matrix} \alpha & \alpha & \alpha \\ a & b & c \end{matrix}\right| = (a\,b\,c)^{(\alpha)}$.

Zufolge etscheinen die Kut=
gruppen $\mathcal{E} \equiv (\alpha\alpha^+\,\beta\beta^+\,\gamma\gamma^+)$,

$\mathcal{E}_1 \equiv (\alpha\alpha^+\,\beta\beta^+)$,

$\mathcal{E}_2 \equiv (\alpha\alpha^+\,\gamma\gamma^+)$ und

$\mathcal{E}_3 \equiv (\beta\beta^+\,\gamma\gamma^+)$ sowie

$A \equiv \left|\begin{matrix} \alpha & \alpha^+ \\ \alpha^+ & \alpha \end{matrix}\right|$, $B \equiv \left|\begin{matrix} \beta & \beta^+ \\ \beta^+ & \beta \end{matrix}\right|$ und

$\mathfrak{C} \equiv \left|\begin{matrix} \gamma & \gamma^+ \\ \gamma^+ & \gamma \end{matrix}\right|$ determinante.

Drains kann als Korrelations=
symbolik die Kollineations=
gruppe des Schemas der
18 Korrelationsdeterm. Es
ist

1* a) I a) $\left|\begin{matrix} 1 & 2 \\ 2 & 1 \end{matrix}\right|$, II a) $(3\mathcal{E})_{(1,2)}$,

I h) $(\mathcal{E})^{(3)}_{(3)}$, $(x^+\mathcal{E}_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\mathcal{E}_3)^{(\alpha^+)}_{(\alpha^+)}$,

$(\beta^+\gamma\gamma^+)^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\gamma^+)^{(\beta^+)}_{(\beta^+)}$, $\mathfrak{C}$,

II h) $(3\mathcal{E})^{(1,2)}$,

2* a) I a) $\left|\begin{matrix} 1 & 3 \\ 3 & 1 \end{matrix}\right|$,

II a) $(2\mathcal{E})$,

I h) $(\mathcal{E})^{(2)}_{(2)}$, ~~$(\beta^+\gamma)^{(1,3)}$~~, $(\alpha^+\mathcal{E}_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\mathcal{E}_3)^{(\alpha^+)}_{(\alpha^+)}$,

$(\beta^+\gamma\gamma^+)^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\gamma^+)^{(\beta^+)}_{(\beta^+)}$, $\mathfrak{C}$,

II h) $(2\mathcal{E})^{(1,3)}$,

3* a) I a) $\left|\begin{matrix} 2 & 3 \\ 3 & 2 \end{matrix}\right|$,

II a) $(1\mathcal{E})_{(2,3)}$,

I h) $(\mathcal{E})^{(1)}_{(1)}$, $(\alpha^+\mathcal{E}_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\mathcal{E}_3)^{(\alpha^+)}_{(\alpha^+)}$,

$(\beta^+\gamma\gamma^+)^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\gamma^+)^{(\beta^+)}_{(\beta^+)}$, $\mathfrak{C}$,

II h) $(1\mathcal{E})^{(2,3)}$,

4* a) I a) A,

II a) $(1, 2, 3, \mathcal{E}_3)_{(\alpha\alpha^+)}$,

I h) $(2,3,\mathcal{E}_3)^{(1)}_{(1)}$, $(3\mathcal{E}_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\mathcal{E}_3)^{(3)}_{(3)}$,

$(\beta^+\gamma\gamma^+)^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\gamma^+)^{(\beta^+)}_{(\beta^+)}$, $\mathfrak{C}$,

II h) $(1, 2, 3, \mathcal{E}_3)^{(\alpha\alpha^+)}$,

5 d

I a) B

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

I b) $(2, 3, \varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$,
$(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, ~~$(\beta^x \gamma \gamma^x)$~~ $(\alpha^x \gamma \gamma^x)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,
$(\gamma \gamma^x)^{(\alpha^x)}_{(\alpha^x)}$, $\mathfrak{C}$.

II b) $(1, 2, 3, \varepsilon_2)^{(\beta, \beta^x)}$,

6 d

I a) $\mathfrak{C}$

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

I b) $(2, 3, \varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$,
$(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^x \beta \beta^x)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,
$(\beta, \beta^x)^{(\alpha^x)}_{(\alpha^x)}$, B .

II b) $(1, 2, 3, \varepsilon_1)^{(\gamma \gamma^x)}$

1 s

I a) $\left| \begin{matrix} 1 & 1 & \alpha & \alpha & \alpha^x & \alpha^x \\ \alpha & \alpha^x & 1 & \alpha^x & 1 & \alpha \end{matrix} \right|$

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

I b) $(3\,\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^x \gamma \gamma^x)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma \gamma^x)^{(\beta^x)}_{(\beta^x)}$, $\mathfrak{C}$,

II b) $(2, 3, \varepsilon_3)^{(1\,\alpha\,\alpha^x)}$.

2 s

I a) $\left| \begin{matrix} 2 & 2 & \alpha & \alpha & \alpha^x & \alpha^x \\ \alpha & \alpha^x & 2 & \alpha^x & 2 & \alpha \end{matrix} \right|$

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

I b) $(3\,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^x \gamma \gamma^x)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma \gamma^x)^{(\beta^x)}_{(\beta^x)}$, $\mathfrak{C}$,

II b) $(1\,3\,\varepsilon_3)^{(2\,\alpha\,\alpha^x)}$.

3 s

I a) $\left| \begin{matrix} 3 & 3 & \alpha & \alpha & \alpha^x & \alpha^x \\ \alpha & \alpha^x & 3 & \alpha^x & 3 & \alpha \end{matrix} \right|$

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

I b) $(2\,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\beta^x \gamma \gamma^x)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma \gamma^x)^{(\beta^x)}_{(\beta^x)}$, $\mathfrak{C}$,

II b) $(1, 2, \varepsilon_3)^{(3\,\alpha\,\alpha^x)}$

4 s

I a) $\left| \begin{matrix} 1 & 1 & \beta & \beta^x & 1 & 1 \\ \beta & \beta^x & 1 & 1 & \beta & \beta^x \end{matrix} \right|$ B , (27.11.63)

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

I h) $(3\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^x \gamma \gamma^x)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,
$(\gamma\gamma^x)^{(\alpha^x)}_{(\alpha^x)}$ | $\mathcal{C}$;

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

5 I a) $/ \overset{2}{\beta} \overset{2}{\beta^x} \overset{\beta}{2} \overset{\beta^x}{2} / B$,

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

I h) $(3\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^x \gamma \gamma^x)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$
$(\gamma\gamma^x)^{(\alpha^x)}_{(\alpha^x)}$ | $\mathcal{C}$,

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

6 I a) $/ \overset{3}{\beta} \overset{3}{\beta^x} \overset{\beta}{3} \overset{\beta^x}{3} / B$.

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

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

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

7 I a) $/ \overset{1}{\gamma} \overset{1}{\gamma^x} \gamma_1 \gamma_1^x /$, $\mathcal{C}$,

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

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

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

8 I a) $/ \overset{2}{\gamma} \overset{2}{\gamma^x} \gamma_2 \gamma_2^x /$, $\mathcal{C}$,

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

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

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

9 I a) $/ \overset{3}{\gamma} \overset{3}{\gamma^x} \gamma_3 \gamma_3^x /$, $\mathcal{C}$,

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

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

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

~~X~~ 1 e

I a) $\left| \begin{matrix} \alpha & \alpha & \alpha^* & \alpha^* & \beta & \beta & \beta^* & \beta^* \\ \beta & \beta^* & \beta & \beta^* & \alpha & \alpha^* & \alpha & \alpha^* \end{matrix} \right| AB_1$

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

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

$(\gamma\ \gamma^*)^{(3)}_{(3)}$, $\mathcal{C}$

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

2 ~~XX~~ e

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

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

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

$(\beta\ \beta^*)^{(3)}_{(3)}$, B,

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

3 ~~XX~~ e

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

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

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

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

30. 11. 1963

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

- $K_1^{--}(\alpha)$ = 4 ~~IV~~ d, 1 ~~X~~ s, 2 ~~X~~ s, 3 ~~IX~~ s, 1 ~~X~~ e, 2 ~~X~~ e, sowie
- $K_2^{--}(\beta)$ = 5 ~~V~~ d, 4 ~~IV~~ s, 5 ~~V~~ s, 6 ~~XX~~ s, 1 ~~V~~ e, 3 ~~XX~~ e und
- $K_3^{--}(\gamma)$ = 6 ~~XX~~ d, 7 ~~VII~~ s, 8 ~~VIII~~ s, 9 ~~IX~~ s, 2 ~~X~~ e, 3 ~~XX~~ e.

Alle übrigen Elemente aus I a sind brückenfrei, sodaß es trotz der achtzehn Koppelungs-

gruppen innerhalb der Struktur nur drei primär antihermetrische Kondensorbrücken gibt. Im hermetrischen Antagonismus Ih muß es dagegen mehr Kondensorbrücken geben. Zunächst folgt für die zu Ia komplementären Brücken in α, β und γ das Schema

- K_1^{++} (α) = 1 X d, 2 XI d, 3 XII d, 5 XV d, 6 XVI d, 4 XX s, 5 XX s, 6 XX s, 7 VIII s, 8 VIII s, 9 XX s, 3 III e, ferner
- K_2^{++} (β) = 1 XI d, 3 III d, 2 XI d, 4 XV d, 6 XVI d, 1 XI s, 2 XI s, 3 III s, 7 VIII s, VIII 8 s, 9 XX s, 2 II e und
- K_3^{++} (γ) = 1 X d, 2 XI d, 3 III d, 4 XV d, 5 XV d, 1 XI s, 2 XI s, 3 III s, 4 XV s, 5 XV s, 6 XI s, 1 X e.

Im hermetrischen Fall gibt es aber neben diesen zwölfgliedrige

Brücken pseudodiagonaler Formen auch noch Brücken echter Diagonalformen, nämlich

- K_4^{++} (1, 2) = 4 XV d, 5 XV d, 6 XVI d, 3 III s, 6 XVI s, 9 XX s, 1 X e, 2 II e, 3 III e, sowie
- K_5^{++} (1, 3) = 4 XV d, 5 XV d, 6 XVI d, 2 II s, 5 XX s, 8 VIII s, 1 X e, 2 II e, 3 III e und
- K_6^{++} (2, 3) = 4 XV d, 5 XV d, 6 XVI d, 1 X s, 4 XV s, 7 VIII s, 1 X e, 2 II e, 3 III e.

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

- K_7^{++} (1, α) = 3 III d, 5 XV d, 6 XVI d, 5 XX s, 6 XX s, VIII 8 s, 9 XX s, 3 III e,
- K_8^{++} (2, α) = 2 II d, 5 XV d, 6 XVI d, 4 XV s, 6 XVI s, 7 VIII s, 9 XX s, 3 III e,
- K_9^{++} (3, α) = 1 X d, 5 XV d, 6 XVI d, 4 XV s, 5 V s, 7 VIII s, 8 VIII s, 3 III e,

$K_{10}^{++}(1,\beta) = 3\,\mathrm{III}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 6\,\mathrm{VI}\,d,\ \mathrm{II}\,s,\ 3\,\mathrm{III}\,s,$
$8\,\mathrm{VIII}\,s,\ 9\,\mathrm{XI}\,s,\ 2\,\mathrm{II}\,e,$

$K_{11}^{++}(2,\beta) = 2\,\mathrm{II}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 6\,\mathrm{VI}\,d,\ 1\,\mathrm{I}\,s,\ 3\,\mathrm{III}\,s,\ 7\,\mathrm{VII}\,s,$
$9\,\mathrm{XI}\,s,\ 2\,\mathrm{II}\,e,$

$K_{12}^{++}(3,\beta) = 1\,\mathrm{I}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 6\,\mathrm{VI}\,d,\ 1\,\mathrm{I}\,s,\ 2\,\mathrm{II}\,s,\ 7\,\mathrm{VII}\,s,$
$8\,\mathrm{VIII}\,s,\ 2\,\mathrm{II}\,e,$

$K_{13}^{++}(1\,\gamma) = 3\,\mathrm{III}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 5\,\mathrm{V}\,d,\ 1\,\mathrm{I}\,s,\ \overset{3}{\mathrm{III}}\,s,\ \overset{5}{\mathrm{V}}\,s,$
$6\,\mathrm{VI}\,s,\ 1\,\mathrm{I}\,e,$

$K_{14}^{++}(2\,\gamma) = 2\,\mathrm{II}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 5\,\mathrm{V}\,d,\ 1\,\mathrm{I}\,s,\ 3\,\mathrm{III}\,s,$
$4\,\mathrm{IV}\,s,\ 6\,\mathrm{VI}\,s,\ 1\,\mathrm{I}\,e,$

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

während sich für die extradiagonalen Brücken

$K_{16}^{++}(\alpha,\beta) = 1\,\mathrm{I}\,d,\ 2\,\mathrm{II}\,d,\ 3\,\mathrm{III}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,d,\ 7\,\mathrm{VII}\,s,$
$8\,\mathrm{VIII}\,s,\ 9\,\mathrm{XI}\,s,$ sowie

$K_{17}^{++}(\alpha,\gamma) = 1\,\mathrm{I}\,d,\ 2\,\mathrm{II}\,d,\ 3\,\mathrm{III}\,d,\ 5\,\mathrm{V}\,d,\ 4\,\mathrm{IV}\,s,$
$5\,\mathrm{V}\,s,\ 6\,\mathrm{VI}\,s$ und

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

ergibt. Ganz analog ergeben sich 18.12.1963 für die Sekundärsysteme II a und II h jeweils dreißig Kondensorbrücken, doch sind immer zwei derselben hinsichtlich ihrer Indizierungen transponiert, sodaß zur Vereinfachung $K_l\binom{\nu}{\mu} = C_l\binom{\nu}{\mu}$ gesetzt werden soll, wenn $K_l = K_l\binom{\mu}{\nu}$ ist. Für die Gesamtheit aller sekundären Kondensorbrücken folgt dann die Symmetrie $K_l^{\pm} = C_l^{\mp}$, sodaß nur die 30 Brücken aus a oder h in 15 Indizierungen geschrieben werden braucht. Die Gesamtheit aller Kondensorbrücken im Fall (d) ist enthalten in

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$\mathcal{C}_1^{-} = 2d\ 1s\ 4p\ 7p,$

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

$\mathcal{C}_2^{-} = 1d\ 1s\ 4p\ 7p,$

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

$\mathcal{C}_3^{-} = 1d\ 2p\ 5p\ 8p,$

$K_4^{-}\left(\frac{1}{\alpha\alpha^*}\right) = 4d\ 2s\ 3p\ 1e\ 2e,$

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

$K_5^{-}\left(\frac{2}{\alpha\alpha^*}\right) = 4d\ 1s\ 3p\ 1e\ 2e,$

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

$K_6^{-}\left(\frac{3}{\alpha\alpha^*}\right) = 4d\ 1p\ 2p\ 1e\ 2e,$

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

$K_7^-\binom{1}{\beta\beta^*} = 5d\ 5s\ 6s\ 1e\ 3e,$

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

$K_8^-\binom{2}{\beta\beta^*} = 5d\ 4s\ 6s\ 1e\ 3e,$

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

$K_9^-\binom{3}{\beta\beta^*} = 5d\ 4s\ 5s\ 1e\ 3e,$

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

$K_{10}^-\binom{1}{\gamma\gamma^*} = 6d\ 8s\ 9s\ 2e\ 3e,$

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

$K_{11}^-\binom{2}{\gamma\gamma^*} = 6d\ 7s\ 9s\ 2e\ 3e,$

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

$K_{12}^-\binom{3}{\gamma\gamma^*} = 6d\ 7s\ 8s\ 2e\ 3e,$

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

$K_{13}^-\binom{\alpha\alpha^*}{\beta\beta^*} = 5d\ 4s\ 5s\ 6s\ 3e,$

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

$K_{14}^-\binom{\alpha\alpha^*}{\gamma\gamma^*} = 6d\ 7s\ 8s\ 9s\ 3e,$

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

$K_{15}^-\binom{\beta\beta^*}{\gamma\gamma^*} = 6d\ 7s\ 8s\ 9s\ 2e,$

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

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

Gleichung ~~124~~ 157

19.12.63 Mit Hilfe dieser Kondensorbrücken innerhalb der Einzelterme des Spektrums der Raumzeitkondensationen wird es nunmehr möglich, die Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken zu untersuchen, was aber weitaus kompliziertter ist als die entsprechende Untersuchung der Kondensationsformen (b) und (c). Diese Komplikation geht auf die Tatsache zurück, daß alle Kondensorbrücken komplizierte Vernetzungssysteme bilden, deren einfachste aus den K^{-*-*} gebildet werden. Äußerst verwickelt ist das Brückensystem der K^{++} während wiederum eine Symetrie zwischen

$(K, \mathcal{C})^+$ und $(K, \mathcal{C})^-$ besteht, was in Gl. ~~124~~ 157 zum Ausdruck kommt. Brückenfreie Elemente gibt es nur in $\underline{I}a$ aber nicht in $\underline{I}h$ oder $\underline{II}(ah)$, was ebenfalls eine innerstrukturelle Abweichung von den Formen (b) und (c) bedeutet. Trotz dieser Vernetzungssysteme der Kondensorbrücken kann es auch im Fall (d) der Kondensation nur die vier Arten von Quellen-Senkensystemen geben wie im Fall (bc), denn diese Verteilungen gehen auf die Teilsysteme $\underline{I}a$, $\underline{II}a$, $\underline{I}h$, $\underline{II}h$ der Koppelungsgruppen zurück, welche auch im Fall (d) die innere Koppelungsstruktur beschreiben. Aus den Kondensorbrücken

§. 1. 64 Gl. ~~124~~ 157 und der allgemeinen Kopplungsstruktur von (d) ergeben sich für die 4 Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen im Fall der Raumzeitkondensationen die Darstellungen

$$Q_1(\underline{I}h \to \underline{I}a) = Q_1((K_l^{++})_1^{18} \to K_{123}^{--}(123)d, s, e)$$
$$Q_2^+(\underline{I}h \to \underline{II}a) = Q_2((K_l^{++})_4^{18} \to (K_i^- \mathcal{C}_i^-)_1^{15}),$$
$$Q_2^-(\underline{II}h \to \underline{I}a) = Q_2((K_i^+, \mathcal{C}_i^+)_1^{15} \to (123)d, s, e),$$
$$Q_3(\underline{II}h \to \underline{I}h) = Q_3(K_l^+, \mathcal{C}_l^+ \to \mathcal{C}_l^- K_l^-)_1^{15}$$
$$Q_4^+(\underline{I}h \to \underline{II}h) = Q_4((K_l^{++})_4^{18} \to (K_i^+, \mathcal{C}_i^+)_1^{15}),$$
$$Q_4^-(\underline{II}a \to \underline{I}a) = Q_4((K_l^-, \mathcal{C}_l^-)_1^{15} \to (123)d, s, e)$$

Gleichung ~~124a~~ 157a,

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

Die im Vorangegangenen beschriebenen 4 Kondensationsformen $\hat{\gamma}_{(a)}$, $\hat{\gamma}_{(b)}$, $\hat{\gamma}_{(c)}$, $\hat{\gamma}_{(d)}$ ≡

$\equiv (a, b, c, d)$ unterscheiden sich im Wesentlichen durch drei Gruppen von Eigenschaften, nämlich durch metrische Eigenschaften m, strukturelle s und konfigurative K. Die metrischen Eigenschaften beziehen sich dabei auf die algebraischen Eigenschaften der hermetrischen Koordinaten, also auf $\operatorname{Im} \mu = 0$ oder $\operatorname{Im} \mu \neq 0$ bezw. $\operatorname{Re} \mu = 0$ oder $\operatorname{Re} \mu \neq 0$, während s die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Koppelungsstruktur umfaßt. Die konfigurative Klasse von Eigenschaften enthält dagegen alle Eigenschaften der Kondensorquellsysteme. Zwischen den vier Kondensationsformen gibt es

ganz eindeutig Affinitäten hinsichtlich dieser drei Eigenschaftsgruppen. Denkbar sind Affinitäten in erster Klasse (m), (s), (K), ferner in der zweiten Klasse (ms), (mK), (sK) und in der dritten Klasse (msK), wobei die vier Kondensationsformen zu $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zur zweiten Klasse fähig sind. In der dritten Affinitätsklasse existieren offenbar überhaupt keine Affinitäten, denn in dieser Klasse wäre die Affinität so stark, daß sie zur Identität würde. In der zweiten Klasse dagegen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten $a(ms)b$ sowie $b(sK)c$ und $c(ms)d$, während die erste Klasse $a(s)c$ und $b(s)d$ um-

faßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieuntersuchung im Kompositionsfeld verglichen, so zeigt sich daß m als Imaginärform die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften aber als Komplexeform die ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppe s werden die Unterschiede deutlicher. a (m s) b bedeutet, daß die durch a (1) beschriebenen gravitonischen Eigenschaften b begleiten aber daß in b das photonische Verhalten

durch die Signaturen (1,2), (2), (2,2) der Koppelungsstruktur verursacht werden muß. Aus b (s k) c geht hervor, daß zwar auch die Neutrokorpuskel von a (1) begleitet wird und daß auch ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, während die typischen Kennzeichen der Neutrokorpuskeln auf die Signaturen (1,3), (3), (3, 3) zurückgehen müssen, was auch das komplexe Verhalten des linearen Selektoraggregates μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität c (m s) d schließlich bedeutet, daß d nicht mehr von a (1) begleitet wird, sondern daß die transfiniten Zra=

vitationsterme nur noch in der Signatur (1,1) auftreten. Ferner sind in d sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (1,2), (2,2), und komplexe ponderable Eigenschaften (1,3), (3,3) ~~vertreten~~. Darüber hinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft nämlich (2,3), die bei a, b und c nicht auftritt. Dies bedeutet aber, daß (2,3) nur das elektrische Kraftfeld beschreiben kann, welches von den Kondensationen d ausgehen muß, weil diese Formen durch geladene Korpuskel interpretierbar sind. In diesem statischen elektrischen Feld müssen wegen (2,3) photonische Eigen-

schaften (2) mit solchen der Ponderabilität oder Statik (3) kombiniert sein, worauf die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes an seine Ladung und seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nullinie im R_4) zurückgehen kann. Wird nun noch die erste Affinitätsklasse a(s)c und b(s)d berücksichtigt, dann zeigt sich, daß es bereits aufgrund dieser Affinitäten transmutatorische Uebergänge zwischen den grundsätzlichen Kondensationsformen geben muß. Diese vermuteten Uebergänge wären progressiv $a \to b \to c$ oder $a \to b \to d$ bezw. revers $(cd) \to b \to a$. Hier ist $a \to b$

möglich, wenn teilweise die Zeitkondensation und b → c wenn diese Zeitkondensation in eine komplexe Raumkondensation übergeht. Im Fall b → d muß vorgegen dieser Aussprung der Kondensation mit partiellen erfolgen, wobei der begleitende Term a als eigenständige kondensation verschwindet. Dieses Verschwinden ist aber keineswegs an den Übergang b → d gebunden, vielmehr kann wegen b(SK) c auch der Übergang c → d stattfinden, denn hier braucht nur ein partielles Aussprung in eine imaginäre Zeitkondensation beim Verschwinden des eigenständigen Terms a

zu erfolgen. In beiden Fällen (b c) → d muß aber wegen des partiellen räumlichen und zeitlichen Kondensierens eine durch die Signatur (2, 3) charakterisierten elektrischen Feldterm entstehen. Der Übergang c → d ist deutlich mit dem intermittierenden Übergang einer Neutrokorpuskel in die entgegengesetzte der Komplexen Ladungsspektrum, was bereits beim ~~β-Zerfall~~ Spektrum der komplexen Kondensationen im Kompositionsfeld als intermittierender β-Zerfall der Neutrokorpuskeln beschrieben wurde.

X Anmerkung zu Band XIV Seite 188 nach Gleichung g_1

Nach dieser Ergänzung der Gl. 126 g wird eine Untersuchung ihres Gültigkeitsbereiches notwendig. Die Spektralfunktion würde aus dem Eigenwertspektrum der Partiallösung des Hermetrieproblems im ~~ersten~~ zweiten ~~Approximations~~ ~~Gültigkeits~~bereich hergeleitet, für welchen $\Lambda \ll 1$ in Gl. 118 ~~a~~ ist. Das Eigenwertspektrum dieser Partiallösung ist aber nach Gl. 118 ~~a~~ im ganzen metronischen Bereich gültig, d.h. die exakt metronische Fassung 118 ~~a~~ liefert die gleiche Eigenwertbedingung wie Ψ_{ke} im ~~ersten~~ zweiten Approximationsbereich. Dieser Sachverhalt sagt aber aus, daß die Spektralfunktion Gl. 126 ~~g~~ mit

ihrer Ergänzung, Gl. 126a ~~g~~, trotz ihrer Herleitung aus der 1. Approximation auch im Bereich einzelner Metronen, also niedriger Metronenziffern exakte Gültigkeit hat.

Anmerkung zu Band XIV Seite 358

11.I.64

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

Anmerkung zu Band XIV S. 360

Für alle kosmologischen Untersuchungen der Weltstruktur ist eine Bestimmung von D_0 notwendig. Zur Ermittlung dieses Anfangswertes kommen zwei Beziehungen in Betracht, die offenbar in jedem Momentanzustand des R_3 gelten, nämlich

$$r q e^{-q} = A\left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2 \quad \text{mit}$$

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3}{8}\cdot\frac{\varphi}{c^2}} \quad \text{und Gl. g.}$$

Für die obere Grenze des durch φ bestimmten ~~Gro~~ Realitätsbereiches gilt $\frac{\varphi_e}{c^2} = \frac{8}{3}$ wegen $\operatorname{Im} q = 0$, also $q = 1$ für $r = R$. ~~Dies bedeutet aber, $R = eA\left(\frac{R}{\varrho} - 1\right)^2$. Die untere Schranke der Spektralfunktion, also das Leptoneutrino, setzt als obere Schranke $R_{max} = \frac{D}{2}$ durch $\varrho_{min} = \frac{h^2}{\gamma m_0^3}$, sodaß~~

~~$D = 2eA\left(\frac{D}{2}\frac{\gamma m_0^3}{h^2} - 1\right)^2$ gilt.~~

Der Anfangswert D_0 kann so beschaffen sein, daß $D_0 > D$ oder $D_0 \leqq D$ ist, was ein statisches Universum $D_0 = D$ bezw. ein expandierendes $\dot{D} > 0$ oder ein kontragierendes $\dot{D} < 0$ beschreibt. Wäre $\dot{D} \leqq 0$, dann müßte irgend ein unbekannter Prozess die dispersionsfreie empirisch beobachtete Rotverschiebung, entgegen einer dispersionsfreien Blauverschiebung oder der völlig fehlenden Spektralverschiebung verursachen, was aber ~~aus den~~ auf Grunde der vorangegangenen Analysen in keiner Weise hervorgeht. Aus diesem Grunde muß $D_0 < D$ mit $\dot{D} > 0$ angenommen werden. Nach ~~m~~ 134 a ist aber $D \sim \tau^{\frac{11}{6}}$ näherungsweise, d. h. mit abnehmen-

dem D in Richtung auf den Welt-
anfang muß τ anwachsen und zwar auch in 134 die
Verkleinerung von D kann aber
nach diesem Sachverhalt niemals
den Wert 0 beliebig annähern,
denn τ kann in keinem Zu-
stand des R_3 als Fläche unter-
schritten werden. Auch die Ober-
fläche des R_3 muß immer ein
ganzzahliges Vielfaches vom
Momentanwert τ sein, sodaß
im Weltanfang der R_3 so groß
sein muß, daß seine Ober~~fläche~~
fläche mit τ_0 in diesem Anfang
identisch ist. Da andererseits die
Kugelfläche von allen Raum-
flächen bei minimalem Flächen-
inhalt ein Volumenmaximum
umschließt, kann $\tau_0 = \pi D_0^2$ für
den Weltanfang beschrieben werden.

Im Weltanfang existiert deshalb
nur ein Metron, sodaß nur exak-
te metronische Beziehungen zur
weiteren Analyse dieses Welt-
anfangs verwendet werden können.
Tatsächlich ist Gl 126 g eine sol-
che Beziehung denn die Spektral-
funktion ergab sich aus dem
Eigenwertproblem der im ersten
Bereich approximierten Partial-
lösung des Hermetrieproblems,
doch konnte gezeigt werden, daß
dieses Eigenwertspektrum mit
demjenigen der exakten Par-
tiallösung a identisch ist.
Gl 126 g gilt also auch im Bereich
einzelner Metronen. Anmerkung S. 131 ~~also auch~~
~~die untere Schranke~~
~~$m_0 = \frac{h}{\beta c} \sqrt[3]{4 \cdot \frac{\tau}{E}}$, was in~~
~~$D = 2 e A \left(\frac{D}{2} \frac{\gamma m_0^3}{h^2 - 1} \right)^2$ eingesetzt~~

~~eine auch im Bereich einzelner~~ hebronen gültige Beziehung

$$D = 2eA\left(\frac{D}{2}\pi^{-\frac{3}{4}}\frac{\gamma h}{c^3}4\frac{6^{-\frac{1}{2}}}{E}-1\right)^2 =$$

$$= 2eA\left(\frac{D\sqrt{\tau}}{E}\frac{16}{3}\pi^{-\frac{3}{4}}-1\right)^2$$

liefert. Für $D = D_0$ wird aber $eA = \beta_0 = \frac{eE^{-\frac{2}{3}}}{\sqrt[4]{\pi}\sqrt[3]{2}}\tau_0^{\frac{5}{6}}$. Die Bestimmungsgleichung für D_0 lautet also $\left(\frac{D_0}{\sqrt{E}}\right)^{-\frac{2}{3}} = \pi^{\frac{7}{12}}e\sqrt[3]{4}\left(\frac{D_0^2}{E}\frac{16}{3}\pi^{-\frac{1}{4}}-1\right)^2$.

Zur expliziten Lösung dieser algebraischen Beziehung wird mit $\eta^6 = \frac{D_0^2}{E}\frac{16}{3}\pi^{-\frac{1}{4}}$ substituiert, was die Bestimmungsgleichung

$$\eta^7 - \eta = \left(\frac{2}{\pi e\sqrt{3e}}\right)^{\frac{1}{3}}$$

$$\eta^6 = \frac{D_0^2}{E}\frac{16}{3}\pi^{-\frac{1}{4}}$$

Gleichung 0

~~für D_0 ergibt~~ Eine elementare Lösung dieser zweideutigen Gleichung siebenten Grades existiert nicht doch besteht die Möglichkeit der Interpolation.

da immer $D_0 > 0$ ~~mit~~ im $D_0 = 0$ sein muß, kommen nur positive reelle Lösungen in Betracht. ~~Setzt man zunächst $a = \left(\frac{2}{\pi e\sqrt{3e}}\right)^{1/3} \approx 0{,}4345 > 0$~~ Stets kann $\eta^7 - \eta \mp a = 0$ als Ordinatennullstelle $y(\eta) = 0$ der ebenen Kurve $y(x) = x^7 - x \mp a$ aufgefaßt werden. Für $a > 0$ liegen die drei Punkte $x = \pm 1$ und $x = 0$ ~~liegen~~ auf einer Parallelen zur Abzisse, nämlich $y(\pm 1) = y(0) = -a < 0$, während im Bereich $-1 < x < -\infty$ der Verlauf stetig im Intervall $-a < y < -\infty$ verläuft. Ganz analog gilt für $1 < x < +\infty$ das offene Intervall $-a < y < +\infty$. Die Extrema werden beschrieben durch $\frac{dy}{dx} = 7x_e^6 - 1 = 0$, also

Anmerkung S. 132

$x_c = \pm \sqrt[6]{\frac{1}{7}}$. Nach $dy/dx^2 = 42x^5$ beschreibt $x_c = -\sqrt[6]{\frac{1}{7}} = x_{max}$ und $x_c = +\sqrt[6]{\frac{1}{7}} = x_{min}$, während der Wendepunkt bei $x_w = 0$ liegt. Für die zugehörigen Ordinaten folgt

$$y_{max} = \left(1 - \frac{1}{7}\right)\sqrt[6]{\frac{1}{7}} - a > 0,$$

aber $y_w = -a$ und $y_{min} = -\left(1 - \frac{1}{7}\right)\sqrt[6]{\frac{1}{7}} - a < -a < 0$.

Hieraus folgt, daß $y(x)$ aus $-\infty$ kommt, den Punkt $y(-1) = -a$ in $x = -1$ durchläuft, die Abzisse in $-1 < x < 0$ zur Erreichung des positiven Maximums zweimal schneidet, um über den Wendepunkt $y_w = -a$ in $x_w = 0$ in das Minimum zurückzulaufen, um anschließend über $y(+1) =$

$= -a$ nach $+\infty$ anzusteigen, wobei wiederum die Abzisse in $x_+ > +1$ mit $y(x_+) = 0$ geschnitten wird. $y(x)$ hat also drei Nullstellen, von denen zwei in $x < 0$ liegen. Anmerkung S. 132 ~~Da aber $\eta > -1$ sein muß kann nur $\eta = x_+ > +1$ sein. Wegen~~ oder $-1 < \eta = x_- < 0$ ~~Anmerk. S. 132~~

$a \approx 0{,}4345 < 1$ muß diese positive Nullstelle auf jeden Fall im Intervall $1{,}05 < \eta < 1{,}06$ liegen. Man kann für die dritte Dezimalstelle die Unbekannte z einführen, sodaß $\eta = 1{,}05z = 1 + b$ mit $b = \frac{5z}{100}$ gilt, wenn $0 < z < 10$ die dritte Dezimalstelle durchläuft. Nach dem Binomischen Satz gilt

$$a = \eta^7 - \eta = (1+b)^7 - 1 - b = 6b + 21b^2 + 35b^3 + 35b^4 +$$

~~$+ 21 b^5 + 7 b^6 + b^7 \approx$~~

$\approx 6b + 7b^2(3 + 5b(1+b))$, weil $21 b^5 + \cancel{\text{[illegible]}} + 7 b^6 + b^7$ wegen $b < 1$ erst jenseits der vierten Dezimalstelle erscheint, aber a nur bis zur vierten Dezimale angegeben ist. Es kommt also darauf an, in $b = \frac{5,z}{100}$ einen Wert z so anzupassen, daß $6b + 7b^2(3 + 5b(1+b)) - a \approx 0$ in möglichst guter Näherung erreicht wird. Wird in gröberer 13.I.64 Näherung quadratisch approximiert, dann ergibt sich aus $21 b^2 + 6b \approx a$ als erster Anhaltspunkt $z > 9$, was unter einer dann folgenden Hinzuziehung von $35 b^3(1+b)$ weitere Eingrenzung ~~$z < 9,1$ liefert, welche~~

~~auch für die exakte Fassung~~

$6b + 7b^2(3 + 5b(1+b)) + 21 b^5 + 7 b^6 + b^7 - a = 0$ gilt. Der wahre z-Wert liegt also zwischen 9 und 9,1, was für die wirkliche Nullstelle η die Eingrenzung durch das halboffene Intervall $\eta_1 = 1,0590 < \eta < \eta_2 = 1,0591$ erfordert. Da $\eta^6 = \frac{D_0^2}{E} \frac{16}{3} \pi^{-\frac{1}{2}}$ gilt, ergeben sich aus $\eta_1^6 = 1,4105$ und $\eta_2^6 = 1,4113$ auch für D_0 zwei derartige Eingrenzungen, nämlich mit $\sqrt[4]{\pi} = 1,3313$, wegen ~~$3\sqrt[4]{\pi}$~~ $\frac{16}{3\sqrt[4]{\pi}} = \frac{16}{3,9939} \doteq 4,0061$ als untere Schranke $D_1^2 = \frac{1,4105}{4,0061} = 0,35209 \approx 0,3521\,E$ und

$$D_2^2 = \frac{1,4113}{4,0061} = D_1^2 + \frac{8 \cdot 10^{-4}}{4,0061} = D_1^2 + 2 \cdot 10^{-4} \approx 0,3522\,E$$

~~oder $D_1 = 0{,}5934$ [m] und~~

$D_2 = 0{,}5935$ [m], sodaß D_0 zwischen diesen beiden Werten liegt. Da diese beiden Grenzen verhältnismäßig dicht neben einander liegen, kann das arithmetische Mittel mit einer ~~Fe~~ prozentualen Fehlerabweichung für D_0 angegeben werden. Dies liefert die quantitative Angabe $D_0 = 0{,}59345$ [m] $\pm$ $\pm\ 8{,}3 \cdot 10^{-3}$ % für den Anfangsdurchmesser des R_3 im Zeitnullpunkt der Kosmischen Bewegung.

Fortsetzung von S. 137

Wenn sich der R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung aus diesem Anfangszustand heraus gemäß $D(t) > D_0$ entfaltet, dann muß auch ein

Finalstadium, also eine Endzeit T_e mit einem Enddurchmesser $D_e = D(T_e)$ existieren. Für D_e kann es aber nur zwei prinzipielle Möglichkeiten geben, nämlich $D_e \to \infty$ oder $D_e < \infty$. Im Fall $D_e \to \infty$ wäre $\tau_e = 0$ und damit $\gamma_e = 0$ sowie $h_e = 0$ und $\mu_{(e_0)} = 0$ aber $\varepsilon_{(e_0)} \to \infty$ während μ, κ und ϑ als ~~natürl~~ Elementarkonstanten jeder Kondensation erhalten bleiben. $\vartheta > 0$ im Finalzustand $D_e \to \infty$ bedeutet aber ebenso einen Widerspruch in sich selbst, wie das Vorhandensein von Elementarladungen $\kappa > 0$ ohne eine untere Grenze des Massenspektrums g, die mit $\tau_e = 0$ ebenfalls verschwindet, während

die obere Grenze $\mu\sqrt[4]{2}$ erhalten bleibt, aber ~~je~~ wegen $\gamma_e = 0$ kein Gravitationsfeld erregt. Auch müßten die tieferen Terme der Spektralfunktion als Massenquanten weiter bestehen, obwohl $h_e = 0$ ist. Schließlich wäre noch $\omega_e = c_e = 0$, was aber nach der unitären Transformationsmatrix im euklidischen R_6 für alle Zustände singuläre Unendlichkeitsstellen zur Folge hat, obwohl die euklidischen Eigenschaften, wegen der mit $D_e \to \infty$ verschwindenden Krümmung exakt gelten. Die Existenz von $\tau > 0$ erfüllt nach A VIII die Televarianzbedingung einer Area, für welche bereits durch $D_0 > 0$ ein R_3 als

Telezentrum gegeben ist. Da weiter $\tau > 0$ immer ein R_2 ist und das Existenztensorium der äonischen Welt als komplexer R_6 beschrieben werden kann, müßte es sich um die televariante Area metrischer Kondensationsstufen handeln, die tatsächlich mit $h > 0$ nachweisbar und als Energiequanten interpretierbar sind. $D(t) > D_0$ der kosmischen Bewegung paßt also ohne Widerspruch in das Bild einer televarianten Aria mit zeitlich telezentrischer Tektonik, was aber $D_e < \infty$ fordert, weil eine derartige Area immer telezentrisch polarisiert sein muß und D_e als Gegentelezentrum zu D_0 erscheint. Außerdem führt $D_e < \infty$ nicht zu der Serie von

widersprüchen die sich aus $D_e \to \infty$ ~~ergibt~~ ergibt. Ueber $D_e < \infty$ können ohne eine explizite Angabe von $D(t)$ keine Aussagen gemacht werden. Wenn aber $D_e < D$ des Momentanzustandes ist, dann muß an die momentane Expansion in einem späteren Weltalter eine Kontraktion anschließen und diese Kontraktion kann, wiederum aufgrund der metronischen Struktur nur bis $D_e = D_0$ gehen, wodurch dann der Finalzustand als Gegentelezentrum gegeben ist. Die Konsequenz von Gleichung 137 ist also die kosmologische Beziehung

~~$D_0 \approx 0{,}59345\ [m] \pm 8{,}3 \cdot 10^{-3}\ \%$,~~

$D_e = D(T_e) < D(t)$, $D_{(e)\,f,m,p} = D_{(0)\,f,m,p}$ 137b

Gleichung

welche die kosmische Bewegung des R_3 im Unterraum R_4 des metronischen Welttensoriums R_6 als televariante Area mit zeitlich telezentrischer Tektonik widerspruchsfrei beschreibt, (Anm. S. 137) eine Aussage über die Telezentrale T_e ist ohne eine Kenntnis des Verlaufes $\ln D = \frac{10}{11}\,\psi(t)$ nicht möglich, doch geht aus der Untersuchung die architektonische Bedeutung der Zeitdimension für die Weltstruktur eindeutig hervor. Völlig unbekannt bleibt aber die Innenstruktur und die Semantik der beiden Welttelezentren. Zu ihrer Untersuchung wird eine syndrometrische Beschreibung notwendig, weil hierfür der anthropomorphe Quan-

Lokales asperk offensichtlich nicht
ausreicht. Erst Band VI Korektur, dann
Band XIV S. 234

5.) Feldaktivierung und Kondensorfluß

16.I.64 In allen Kondensoren der Kopplungsstärke K treten erscheinen die Kovariantenen Basissignaturen heraus, weil in $\hat{\chi} = \hat{\chi}_+ + \hat{\chi}_-$ von $\overline{{}^2\chi}_{(\mu,\nu)}$ die Anteile $\hat{\chi}_\pm \cdot n = \text{const}$ sind und als Feldaktivatoren interpretiert werden müssen. Da in den Kontrasignaturen kein partielles Retrodifferential mehr auftritt müssen diese Konstanten Feldaktivatoren oder metronischen Spinselektoren in diesen Kontrasignaturen enthalten sein. Aus dieser Eigenschaft von $\hat{\chi}$ und der Darstellbarkeit der Fundamentalselektoren durch die

Strukturen beider der Gitterkerne

$$\overline{{}^2\chi} = sp\, \overline{{}^2K} \times \overline{{}^2K} \quad \text{resp.} \quad \overline{{}^2\chi}_{(\mu\nu)} =$$

$$= \overline{{}^2\chi}_{(\mu,\nu)_+} + \overline{{}^2\chi}_{(\mu,\nu)_-} =$$

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

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

$$+ sp\,(\overline{{}^2K}_{(\mu)_+} \times \overline{{}^2K}_{(\nu)_-} + \overline{{}^2K}_{(\mu)_-} \times \overline{{}^2K}_{(\nu)_+})$$

oder $\overline{{}^2\chi}_{(\mu,\nu)_-} = sp\,(\overline{{}^2K}_{(\mu)_+} \times \overline{{}^2K}_{(\nu)_-} + \overline{{}^2K}_{(\mu)_-} \times \overline{{}^2K}_{(\nu)_+})$, was wegen $\overline{{}^2\chi}_{(\mu,\nu)_-} \cdot n = \text{const}$ für alle Gitterkerne nur dann $\overline{{}^2K}_{(\lambda)_\pm} \sim f^{(\pm 1)}(\mu)$ erfüllbar ist wenn μ das Linearaggregat der hermetischen Gitterselektoren bedeutet. Dieser Funktionalselektor f ist also von jeweiligen Gitterkern völlig unabhängig während μ jedoch diejenigen Gitterselektoren enthält von denen die betreffende Strukturdichte

bestimmt wird, dann kann man
Ansatz fassen also $\overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)+} = \overline{{}^2 a}_{(\varkappa\lambda)+} f_\varkappa f_\lambda$
mit $\overline{{}^2 a}_{(\mu\nu)+} = \text{const}$ und
$\overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)-} = \mathrm{sp}\, \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa)+} \times \overline{{}^2 \alpha}_{(\lambda)-} f_\varkappa f_\lambda^{-1} +$
$+ \mathrm{sp}\, \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa)-} \times \overline{{}^2 \alpha}_{(\lambda)+} f_\varkappa^{-1} f_\lambda$.
Die Konstanz dieses Selektors ist aber nur dann erreichbar, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitterkerne so beschaffen sind, daß $\mathrm{sp}\, \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa)+} \times \overline{{}^2 \alpha}_{(\lambda)-} = \mathrm{sp}\, \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa)-} \times \overline{{}^2 \alpha}_{(\lambda)+} = \frac{1}{4} \overline{{}^2 a}_{(\varkappa\lambda)-}$ ist. Damit dann
$\overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)+} = \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa\lambda)+} f(\mu_\varkappa) \cdot f(\mu_\lambda)$ und
$\overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)-} = \overline{{}^2 \alpha}_{(\varkappa\lambda)-} \frac{1}{f_\varkappa f_\lambda} (f_\varkappa^2 + f_\lambda^2)$.
Da aber $\overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)-} : n = \text{const}$
sein muß, muß die Bedingung $\frac{f_\varkappa^2 + f_\lambda^2}{f_\varkappa f_\lambda} = \beta_{\varkappa\lambda} = \text{const}$
mit $\beta_{\varkappa\lambda} \neq 2$ für $\varkappa \neq \lambda$, also
$\beta_{\lambda\lambda} = 2$. Einsetzen dieses Ansatzes
20.I.64 153
Gl. 120 liefert, wegen $\mathrm{sp}\, \overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)} = \mathrm{sp}\, \overline{{}^2 g}_{(\varkappa\lambda)+} \sim f_\varkappa f_\lambda$ eine weitere Bedingung, nämlich
$f_\varkappa f_\lambda \sim |(e^{\lambda_\varkappa \mu} - E)^{\alpha_\varkappa} \delta_{\varkappa\varkappa}|_q$
für die beiden Funktionalselektoren, wenn sich μ additiv aus den Gitterselektoren zusammensetzt, welche die Argumente von $f_\varkappa$ und f_λ sind. Alle Bedingungen dieser Funktionalselektoren der Gitterkerne werden zusammengefaßt in
$\overline{{}^2 \gamma}_{(\lambda)\pm} \sim f^{\pm 1} = f^{\pm 1}(\mu_\lambda)$,
$f_\varkappa f_\lambda \sim |(e^{\lambda_\varkappa \mu} - E)^{\alpha_\varkappa} \delta_{\varkappa\varkappa}|_q$, $\frac{f_\varkappa^2 + f_\lambda^2}{f_\varkappa f_\lambda} = \beta_{\varkappa\lambda} = \text{const}$
$\beta_{\varkappa\lambda} \neq 2$, $\beta_{\lambda\lambda} = 2$, $\mu = \mu_\varkappa + \mu_\lambda$ 158
Gleichung 125

Korrespondenzbeweis wurde nicht durchgeführt!

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

Jede der im Vorangegangenen behandelten Kondensationsformen wird durch ein System von Fundamentalkondensoren bestimmt, welches aus dem jeweiligen Korrelator hervorgeht und eine, für die betreffende Kondensationsform typische Koppelungsstruktur bedingt. In einem solchen Kondensorsystem gibt es zu jeder Basissignatur $(\varkappa, \lambda)$ ~~mit~~ und $(\lambda, \varkappa)$ eine ganze Serie von Kondensoren mit allen vom Korrelator zugelassenen Kontrasignaturen, und stets muß das Geodäsiegesetz $\ddot{x}^{(\mu\nu)\underline{i}}_{(\varkappa\lambda)} + \left[{i \atop k\,l}\right]^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \dot{x}^{\underline{k}} \dot{x}^{\underline{l}} = 0$

gelten wenn x für die Gitterselektoren gesetzt wird. Zwar kann für jedes Element $(\varkappa\lambda)$ aus $\hat{\gamma}$ ein geodätisches Bezugssystem $\mathcal{C}_{(\varkappa\lambda)} = \mathcal{C}_{(\lambda\varkappa)}$ gefunden werden, auf welches bezogen $\ddot{x}^{\underline{i}} = 0$ wird, doch ist die Geodäsiebedingung für jedes andere Element aus $\hat{\gamma}$ durch $\mathcal{C}_{(\varkappa\lambda)}$ nicht mehr gegeben. Da sich die Geodäsieeigenschaften immer nur in der Basissignatur eines Kondensors zeigen ~~können~~ und die gesamte Kondensation als Koppelungsstruktur immer nur auf ein Bezugssystem des π_6 bezogen werden kann, besteht zwar stets die Möglichkeit ein zu einer ~~geodätischen~~ Basissignatur ge-

höriges Kondensorsystem durch die Wahl des zu dieser Basissignatur geodätischen Bezugssystems fortzutransformieren, doch bleiben dabei grundsätzlich die Kondensoren anderer Basissignaturen erhalten, weil diese Elemente aus $\hat{\gamma}$ hinsichtlich des gewählten Bezugssystems unmöglich ebenfalls geodätisch sein können. Wenn also $\hat{\gamma}$ der betreffenden Kondensationsform aus mehr als einer Struktureinheit besteht, was ~~im Fall~~ bei den Kondensationen b, c u. d der Fall ist, dann kann grundsätzlich kein Bezugssystem gefunden werden, das diese Kondensationen

forttransformiert. Die Existenz dieser Kondensationen ist also eine Invariante gegen alle überhaupt denkbaren Koordinatentransformationen, was die unmittelbare Konsequenz von mehr als einem Gitterkern ist. Nur die Kondensationen a können durch ein, hinsichtlich (1,1) geodätisches System forttransformiert werden. Inbezug auf ein solches System $\mathcal{C}_{(1,1)}$ existieren also alle physikalischen Wirkungen nicht mehr, welche auf $\overline{\gamma}_{(1,1)}$ zurückgehen. Da es sich dabei aber immer um Gravitationsprozesse handelt, erscheint die Gravitationswirkung als eine vom Bezugssystem abhängige Scheinwirkung,

weshalb die geodätische Bewegung des freien Falles kräftefrei verläuft, und trotzdem die Gravitationsfeldquelle unverändert bleibt. Diese gravitativen Feldquellen können grundsätzlich nur in ihrer Existenz invariante Kondensationen der Klassen b, c oder d sein. Hinsichtlich der Kartesischen Gitterselektoren x einer leeren Welt $R_{6(0)}$ können die Fundamentalkondensatoren wegen der geodätischen Gleichung

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

Tensor als Potenziale einer möglichen Wechselbeziehung im Sinne einer ~~Korrespondenz~~ interpretiert werden. Es muß also für irgendeine Kondensationsform

ebensoviel Wechselwirkungsspektren einer Korrespondenzstruktur geben, wie es Kondensoren in der betr. Kondensationsform gibt. Der Maximalfall liegt bei d vor, weil hier auf $\hat{j}$ kein Sieboperator einwirkt, was zu $3^4 = 81$ verschiedenen Korrespondenzspektren führt.

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

durch die Equation das verkleinerte Koordinaten bestimmt wird, er operator $\overline{4\mathfrak{S}}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ durch einen Raumkoordinaten- also durch zwei Koordinatenfeldselektoren und Koordinaten-Differentialoperator dargestellt ist. Da sich ein solcher Raumkompressor im Falle einer Koordination des R_6 verhält Raum also zwei Kompositionsfeld beschrieben werden. Auf der Wirkung $\mathfrak{L}; [\,] = \overline{\text{Tensor}}\ \lambda \times [\,] = K; [\,] = \overline{4\mathfrak{S}}$ der metrischen Koordinationsräume während das Tensorspektrum $\mathrm{sp}\,\overline{4\mathfrak{S}} = \lambda\,[\,] \sim {}^2\overline{W}$ phänomenologisch dann einen quantisierten, kontinuierlichen

$\overline{{}^2W} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial V}$ mit $\int V = \sigma^{\frac{3}{2}} \frac{3}{\Pi_{k=1}} \int \xi_k$

des R_3 dargestellt werden kann: $\int \Omega = \frac{6}{\Pi_{i=1}} \int \xi_i$ mit $\xi_i = a_i()_i$ ein Volumenelement des Raumes R_6, dann folgt $\sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} \mathrm{sp}\,\overline{4\mathfrak{S}}()\int\Omega \sim \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^2W;()\int\Omega \sim \sum_{\tau_1}^{\tau_2}\sum_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\sum_{\eta_1}^{\eta_2} \overline{H};()\int()_6\int()_5\int()_4$

$= \sum_{\tau_1}^{\tau_2} {}^2G;()\int()_4$, wenn

${}^2G = \sum_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\sum_{\eta_1}^{\eta_2} {}^2H;()\int()_5\int()_6$ für

das Raumfinite metrische Energieintegral gesetzt wird. Nach dem elementaren Tensor-

40 Momentprinzip der Energie, nach welchem stets das Mehrfache hiervon angestrebt wird gilt aber $\delta \sum_{\tau_1}^{\tau_2} {}^2G;()\int()_4 = \overline{20}$ das einsetzt $\delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} \mathrm{sp}\,\overline{4\mathfrak{S}};()\int\Omega =$

$= \mathrm{sp}\,\delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} \overline{4\mathfrak{S}};()\int\Omega = \overline{20}$ oder

$\overline{40} = \delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} \overline{4\mathfrak{S}};()\int\Omega \sim$

$\sim \delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} \overline{4\mathfrak{S}};() \prod_{i=1}^{6} \int()_i = \delta \sum_{n_1}^{n_2} \overline{4\mathfrak{S}};()\int n$

also $\delta \sum_{n_1}^{n_2} \overline{{}^4\mathfrak{S}}$; $()\,\mathfrak{J}_n = \overline{{}^4\mathfrak{O}}$ liefert, weil immer $\mathfrak{J}_{n_i} = 1$ ist. Diese Eigentümlichkeit des Raumkompressors muß aber für alle Raumkompressoren universell gelten, die durch irgendeinen Fundamentalkondensor bestimmt werden, weil zu jeder Kondensorsignatur ein Energiedichteselektor, vereinbar ist. ~~[illegible]~~ Nach dem Variationsprinzip versucht also jeder Raumkompressor ~~versucht~~, in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronengiffer den Minimalwert zu erreichen. Die Beziehung

$$\ddot{x}^{\underline{i}}\begin{pmatrix}\mu & \nu\\ \varkappa & \lambda\end{pmatrix} = -\begin{bmatrix}i\\ k\ l\end{bmatrix}^{(\mu\ \nu)}_{(\varkappa\ \lambda)}\ \dot{x}^{\underline{k}}\,\dot{x}^{\underline{l}},$$

$$\delta \sum_{n_1}^{n_2} \overline{{}^4\mathfrak{S}}^{(\mu\ \nu)}_{(\varkappa\ \lambda)};\ ()\,\mathfrak{J}_n = \overline{{}^4\mathfrak{O}}$$

Gleichung ~~126~~ 159

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{\mathfrak{J}}$ gebildet werden kann, ein

Korrespondenzspektrum $\ddot{x}^{\underline{i}}$ von Wechselwirkungspotenzen und einen Raumkompressor gibt, der stets versucht, das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen. Im Falle 21.1.64 des Kompositionsfeldes folgt aus $\overline{{}^4\mathfrak{S}} = K$; $\hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ nach Bildung des Matrizenspektrums

$$\overline{{}^2\mathfrak{S}} = sp\,\overline{{}^4\mathfrak{S}} = \bar{\lambda}\,\hat{[\,]} \sim \overline{{}^2W} = \overline{{}^2T} - \tfrac{1}{4}\,\overline{{}^2\mathfrak{J}};\ ()\,T$$

mit dem kanonischen Energiedichteselektor $\overline{{}^2T}$ und $sp\,\overline{{}^2T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert

$$\overline{{}^2\mathfrak{S}} - \tfrac{1}{2}\,\overline{{}^2\mathfrak{J}};\ ()\,sp\,\overline{{}^2\mathfrak{S}} \sim \overline{{}^2T},$$

worin das Energieprinzip durch die Divergenzfreiheit $sp\,()^{(6,6)}_{(-)};\ \overline{{}^2T} = \overline{0}$ oder aequivalent durch $sp\,()^{(6,6)}_{(-)};\ (\overline{{}^2\mathfrak{S}} - \tfrac{1}{2}\,\overline{{}^2\mathfrak{J}};\ ()\,sp\,\overline{{}^2\mathfrak{S}}) = \overline{0}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld mög

lich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$sp()^{(6,6)}_{(-)}\,;\ ((\,) - \tfrac{1}{2}\,{}^2\overline{\gamma}\ sp()\,)\,;\ sp\,{}^4\overline{\varsigma} = \overline{0}$$

Gleichung ~~126a~~ 159a

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

25.I.64 Im Folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \equiv (\mu, \nu)$ $\beta \equiv (\kappa, \lambda)$ und $\left[\begin{smallmatrix}\mu & \nu\\ \kappa & \lambda\end{smallmatrix}\right]_+ \equiv \left[\begin{smallmatrix}\alpha\\ \beta\end{smallmatrix}\right]$ verwendet werden. Die Koppelungsextrema $\mathfrak{J}\,Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ charakterisieren die Koppelungsklassen

I a und II a durch $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\ \beta\end{smallmatrix}\right] = \hat{0}$, was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\ \beta\end{smallmatrix}\right] = \hat{0}$ bedingt aber nach Gl. ~~116a~~ 149a ~~und 117~~ und 150 $\psi^{(\alpha)}_{(\beta_{\kappa\ell})} = 0$, also $(\psi_{\kappa\ell})^{\underline{\alpha}_{\kappa\ell}} = 0$. Das partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervall $0 < \psi_{\kappa\ell} < E$ definiert, sodaß $(\psi_{\kappa\ell})^{\underline{\alpha}_{\kappa\ell}} = 0$ nur für $\underline{\alpha}_{\kappa\ell} \to -\infty$ erfüllt werden kann oder für $\psi_{\kappa\ell} = 0$. In jedem Fall wird hierdurch aber $\mathfrak{J}\,Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ mit $\left[\begin{smallmatrix}\alpha\\ \beta\end{smallmatrix}\right] = \hat{0}$ als Koppelungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu\,;\ n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es

einen anderen Punkt im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $\mu_i n_+ = N_+$, in welchem $\mathfrak{f}\left[{\alpha \atop \beta}\right] = \hat{0}$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $\left[{\alpha \atop \beta}\right](+) \neq \hat{0}$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Koppelungsmaxima mit den Kondensationsminima decken, folgt, daß die Kondensationsmaxima in N_+ mit Koppelungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $\mathfrak{f}\,Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = 0$ erfüllt sein muß. Diese Beziehung wiederum liefert aber eine Aussage über die Lage von N_+, denn es folgt $0 = \mathfrak{f}\left[{i \atop k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} + \mathfrak{f}\left[{s \atop k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} Q^{(\alpha\,i)}_{(\beta_s)} + \left[{s \atop k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \mathfrak{f}\,Q^{(\alpha\,i)}_{(\beta_s)} -$

$- \mathfrak{f}\left[{s \atop k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \mathfrak{f}\,Q^{(\alpha\,i)}_{(\beta_s)} \equiv \mathfrak{f}\,\psi^{(\alpha)}_{(\beta_{kl})}$, aus Cf. ~~116a~~ 149a, weil auch $\mathfrak{f}\,Q^{(\alpha\,i)}_{(\beta_s)} = 0$ sein muß, wenn dies für die Summe gilt. Nach Cf. ~~117~~ 150 bedingt aber $\mathfrak{f}\,\psi^{(\alpha)}_{(\beta_{kl})} = 0$ unmittelbar $\mathfrak{f}\,\psi_{kl} = 0$, d. h., die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Auch bestimmen diese Maxima der Kondensation die Koppelungsklassen I h und II h.

27. I. 64 Die in N_+ liegenden Kondensormaxima definieren Raumkompressoren $\overline{{}^4\Sigma}^{(\alpha)}_{(\beta)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert sind, weil $\mathfrak{f}\,\overline{{}^4\Sigma}^{(\alpha)}_{(\beta)} = \overline{{}^4 0}$ ~~eben~~ auch durch $\mathfrak{f}\left[{\alpha \atop \beta}\right] = \hat{0}$ erfüllt wird. Nach Cf. ~~126~~ 159 versucht aber jeder Raum-

Kompressor das diejenige Kompressionsarbeit zu erteilen, während für den Kompressionsgrad $\overline{\overline{z}} - \frac{1}{2}\overline{\overline{y}}$. (1 sp $\overline{\overline{z}}$ + $\overline{\overline{y}}$ des Kompositionsfeldes das Elektromagnetfeld Gl 159a gleich der Arbeit der $\overline{\overline{A}}^{(\alpha)}$ müssen dagegen bei N_-, also $[\frac{\alpha}{\beta}] = \delta$ in den Koppelungsmoleküle bleiben, was die Tendenz $\overline{\overline{A}}^{(\alpha)}_{(\beta)}$; $n_+ \rightarrow$ $\rightarrow \overline{\overline{A}}^{(\alpha)}_{(\beta)}$; n_- verursacht, da immer das Kompositionsfeld Gl 159a erhalten bleiben muß, kann diese Tendenz mit der Bildung eines Gleichgewichtes $N_+ \rightleftarrows N_-$ kaum, da die Koppelungsenergie bei Kondensation = der Kompressionsarbeit gleich verlorengeht, denn es gibt $N_+ \rightleftarrows N_-$ Komplexe, deren

Bildung der Kondensation gleichkommt, welche als Kondensationsfähig $N_+(\alpha,\beta)\,N_-$ bezeichnet werden soll. Es war notwendig, zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Komplex zustande kommen kann. Nach Gl 158 gilt $\overline{\overline{y}}_{(\varkappa\lambda)} = \overline{\overline{a}}_{(\varkappa\lambda)} + \overline{\overline{f}}_{\varkappa\varkappa'} f_\varkappa f_\lambda + \overline{\overline{N}}_{(\varkappa\lambda)\mu\nu} \overline{\overline{a}}_{(\varkappa\lambda)}$ mit dem Koeffizienten elektronischen Spannungsfeldes $\overline{\overline{a}}_{(\varkappa\lambda)}$. Nach dieser Beziehung kann für eine Kondensationskomponente wenn die Gesamtelektronen $\lambda_{(\beta)\,\rho,\kappa\varepsilon} = \frac{i}{2}(a_{(\beta)+\rho,\varepsilon}\,\underline{f}_\kappa + a^{(\beta)}_{+\kappa\rho}\,\underline{f}_\varepsilon - a^{(\beta)}_{+\kappa\varepsilon}\,\underline{f}_\rho)$ sind $\Lambda^{(\alpha)\frac{i}{2}}_{(\beta)\,\kappa,\varepsilon} = a^{\frac{i}{2}\rho}_{(\alpha)+}\,\lambda_{(\beta),\rho\kappa,\varepsilon}$ einge-

führt werden $[{}^{i}_{\kappa}{}^{i}_{\ell}]^{(\alpha)}_{(\beta)} = \gamma^{\underline{s}}_{(\alpha)} [{}_{s\kappa\ell}]_{(\beta)} =$
$= \left(\frac{\Lambda^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta)\kappa\ell}}{f_\mu f_\nu} + a^{\underline{i}s}_{(\alpha)-} \lambda_{(\beta)s,\kappa,\ell} \right); f_\varkappa f_\lambda$.

Der zweite Term dieses Selektors enthält nicht $f_\mu f_\nu$, 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, d. h. 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 $[{}^{\alpha}_{\beta}]$ auch die Signaturtransposition $[{}^{\beta}_{\alpha}]$ vorkommt; denn nur dann gibt es im $N_\pm$ beide Feldaktivatoren $\overline{{}^{2}\gamma}_{(\alpha)-}$ und $\overline{{}^{2}\gamma}_{(\beta)-}$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

$N_+([{}^{\hat{\alpha}}_{\beta}], [{}^{\hat{\beta}}_{\alpha}])(\alpha,\beta)N_-([{}^{\hat{\alpha}}_{\beta}], [{}^{\hat{\beta}}_{\alpha}])$,
$\alpha \equiv (\mu,\nu)$, $\beta \equiv (\varkappa,\lambda)$

Gleichung ~~127~~ 160

In den vier möglichen Koppelungsstrukturen ist diese Bedingung oft

erfüllt, sodaß in den einzelnen Kondensationsformen immer ein Kondensorfluß existiert. Auf diese Weise ist es aber unmöglich, daß sich der Kondensationszustand ausgleicht, obwohl nach Gl. ~~126~~ 159 jeder Raumkompressor diesen Ausgleich anstrebt. Während der kompositive Raumkompressor nach Gl. ~~126~~ 159 ein Minimalniveau anstrebt (destruktives Prinzip), kommt es durch die allgemeine Feldaktivierung zu einem ständigen Kondensorfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwelt=sphäre kompositiver Konden=sationsstufen (Kopplungsminima) und den Kopplungsmaxima (konstruktives Prinzip), welcher

dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors entgegenwirkt. Auf diese Weise muß ein Gleichgewichtszustand als Kompressorisostasie entstehen, der seinen Ausdruck im kompositiven Erhaltungsprinzip Gl. ~~126a~~ 159a findet. Eine unmittelbare Konsequenz von ~~126a~~ 159a wiederum ist das empirische Energieprinzip und alle aus diesem ableitbaren ~~Er~~ Erhaltungsprinzipien. Die tiefere Ursache der Kompressorisostasie ist neben der Gl. ~~126~~ 159 die Existenz eines Kondensorflusses (Gl. ~~127~~ 160), welche auf die Koppelungs- und Kondensorextrema der Koppelungsstrukturen, also auf die inneren symmetronischen Korrelationen der

Zur Stärkeübereinkunft zurückgekehrt, wird Gl 12[10] wird also eine explizite Analyse dieser Korrelationen möglich. S. 139 bis S. 148 anreizen zu IX 5.

Anmerkung zu Seite 93 (Anmerkung zu Bd. XIV S. 342)

Desgleichen wird das Gesetz gleichmäßiger Verteilung $n F_e = e R \sqrt{\tau}$ mit der Einheitsprojektion der Oberflächen $F = \pi \rho_e^2 = \pi E$ und $E = 1\,[m^2]$ gelten. Substituiert man $2n = 2 \frac{e}{\pi} \cdot \frac{R}{E} \sqrt{\tau}$ in Gl. 9 Seite 93 $m = \mu \left(2 \frac{e}{\pi} \frac{R}{E} \sqrt{\tau} - 1\right)^{-\frac{1}{2}}$. $\sqrt[4]{\frac{2e}{\pi} \frac{R}{E} \sqrt{\tau}} \left(1 + 4 \left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}}$ als Funktion der Realitätsgrenze R, welche aber auch in $\varphi_e = \frac{8}{3} c^2$, genau $T_e = \frac{\gamma m}{R} \left(\frac{R}{S} - 1\right)^2$ enthalten ist. Im Falle des Fehlens Schranken der Spektralfunktion, also des Leptonenradius $m = m_0$,

wird die Realitätsgrenze $R = \frac{D}{2}$ gleich Radius des π_3 und dieses wird bedeutet mit $f = \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{F^2 - 1}}$ und $\rho^2 = \frac{e}{\pi} \frac{D}{E} \sqrt{\tau}$ zur Kürzung, sowie zwei substitutionelle Beziehungen, nämlich $m_0 = \mu f$ wegen $q = 0$ des Leitstrahls und $\frac{2S}{D} \left(\frac{D}{2S} - 1\right)^2 = \frac{2 w c S}{\gamma m_0}$ existieren, die beide auch im Weltraum exakte Gültigkeit haben. Hier soll aber $D(0) = D_0$ und $\tau = \pi D_0^2$, also $\rho^2(0) = \rho^2 = \frac{e}{\sqrt{\pi}} \frac{D_0^2}{E}$ und $f(0) = f(\rho)$. Des Lepton $\frac{D_0}{2S_0} = \sqrt{\frac{3}{32\pi}} f^3$ und $\frac{2 w_0 c_0 S_0}{\gamma_0 m_0^3} = \frac{8}{3} \left(\frac{\mu}{m_0}\right)^4$ also $\sqrt{\frac{32}{3} \pi} \frac{1}{f^3} \left(f^3 \sqrt{\frac{3}{32\pi}} - 1\right)^2 = \frac{8}{3} \left(\frac{\mu}{m_0}\right)^4$, worin mit $m_0 = \mu f$ substituiert werden kann. Somit mit $\eta^2 = \sqrt[6]{\frac{3}{32\pi}} \cdot f = \frac{f}{2} \sqrt[6]{\frac{6}{\pi}}$ substituiert, wenn folgt

Anmerk. 2 S. 93

$$\eta^2(\eta^6-1)^2 = \frac{8}{3}\sqrt{\frac{3}{32\pi}}\sqrt[6]{\frac{3}{32\pi}} =$$

$$= \frac{8}{3}\left(\frac{3}{32\pi}\right)^{2/3} = \frac{1}{4\pi}\sqrt[3]{\frac{32}{3}\pi} =$$

$$= \frac{1}{\pi}\sqrt[3]{\frac{\pi}{6}}, \text{ aber nach Radizie-}$$

rung

$$\eta^7 - \eta = a, \quad \eta^2 = \frac{b}{2}\sqrt[6]{\frac{6}{\pi}},$$

$$f^2 = \frac{r}{\rho^2-1}, \quad \rho^2 = \frac{e}{\sqrt{\pi}}\frac{D_0^2}{E},$$

$$a = \pm\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}}$$

Gedanken zur Bestimmung von D_0.

Anmerkung zu Seite ~~97~~ 95

29.I.64 Im anderen Fall $a < 0$ gelte $y' = x^7 - x + |a|$, doch kann diese Funktion wegen ihrer ungeraden Eigenschaft und $\cos\pi = -1$ durch die Drehung der Koordinatenachsen um π auf $y = x^7 - x - a$ mit $a > 0$ zurückgeführt werden.

~~Gl. 152~~ Man also in jedem Fall, da die beiden Zweige spiegelsymmetrisch sind, die reellen Nullstellen $-1 < \eta_1 < -\sqrt[6]{\frac{1}{7}} < \eta_2 < 0$ und $\eta_3 > +1$, welche durch eine Fakultative Abschätzung werden können, wegen $a = \pm\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}} \approx 0{,}50651$ auf jeden Fall $1{,}06 < \eta_3 < 1{,}07$ sowie $0{,}8 < |\eta_1| < 0{,}9$ und $\eta_2 \approx -0{,}51$, welche Interpolationen mit $\eta_3 = 1 + \frac{6{,}2}{100}$ sowie $-\eta_1 = 1 - \frac{Z}{100}$ durchgeführt werden, wenn $0 < Z < 10$ eine Dezimalstelle angibt. Mit $b_3 = 6{,}2/100$ und $b_1 = \frac{Z}{100}$ wird für beide Nullstellen wegen $(1 \pm b)^7 = 1 \pm 7b + 21b^2 \pm 35b^3 + 35b^4 \pm 21b^5 + 7b^6 \pm b^7$ nach dem binomischen Gesetz $a = 6b_1 - 21b_1^2 + 35b_1^3(1-b_1) + 21b_1^5 - 7b_1^6 + b_1^7$ und $a = b_0 + 6b_3 + 21b_3^2 + 35b_3^3(1+b_3) +$

$+ 21\, b_3^5 + 7\, b_3^6 + b_3^7$. Maximal ist stets $b_{1,3} \leqq \frac{1}{10}$, woraus folgt, daß $21\, b_3^5 + 7\, b_3^6 + b_3^7 \approx$
$\approx 21\, b_1^5 - 7\, b_1^6 + b_1^7 \approx 0$
gesetzt werden kann, weil diese Anteile erst nach der dritten oder vierten Dezimalstelle erscheinen können, was aber für eine Abschätzung unwesentlich ist. Diese Abschätzung liefert

1.2.64 $\quad z_1 \approx 12{,}5, \quad z_2 \approx 48$

und $z_3 \approx 8$, woraus $\eta_1 \approx -0{,}875$, $\eta_2 \approx -0{,}52$ und $\eta_3 \approx +1{,}068$ folgt. Diese Werte genügen auf jeden Fall dem η = Intervall, weil $x_e = \pm \sqrt[6]{\frac{1}{7}} \approx \pm 0{,}70651$ ist. Definitionsgemäß gilt $\eta^2 = \frac{1}{2}\sqrt[6]{\frac{6}{\pi}}\, f_{(0)}$, also $f_{(0)} \approx 1{,}79554\, \eta^2$, weil $\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}} \approx 0{,}89777$ ist. Weiter gilt $f_{(0)}^2 = \frac{p}{p^2 - 1} \approx 3{,}23\, \eta^4 = \alpha > 0$

und daraus folgt $p = \frac{1}{2\alpha}\left(1 \pm \sqrt{1 + 4\alpha^2}\right)$ doch hat hiervon nur der positive Zweig $p = \frac{1}{2\alpha}\left(1 + \sqrt{1 + 4\alpha^2}\right)$ Bedeutung, weil $p \sim D_0 > 0$ gefordert werden muß. Einsetzen der η = Werte in $2\alpha \approx 6{,}46\, \eta^4$ ergibt dann $2\alpha_1 \approx 3{,}75$, sowie $2\alpha_2 \approx 0{,}47$ und $2\alpha_3 \approx 8{,}4$, also für die p = Werte $p_1 \approx 1{,}3$, $p_2 \approx 4{,}47$ und $p_3 \approx 1{,}125$. Nun ist $p = \frac{D_0}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\sqrt{e}}{\sqrt[4]{\pi}} \approx$
$\approx 1{,}2384 \cdot \frac{D_0}{\sqrt{E}}$, woraus sich für den Weltanfang drei Durchmesser monometronischer Sphären, nämlich $D_{(0)1} \approx \frac{1{,}3}{1{,}238} \approx 1{,}05$ [m] sowie $D_{(0)2} \approx \frac{4{,}47}{1{,}238} \approx 3{,}61$ [m] und $D_{(0)3} \approx \frac{1{,}125}{1{,}238} \approx 0{,}908$ [m] ergeben. Es gilt die Folge $D_{(0)2} > D_{(0)1} > D_{(0)3}$, d. h.

die reale kosmische Bewegung kann nur von der größten Sphäre, dem Protouniversum $D_{(0)2} = D_{(0)p}$ ausgegangen sein, während die beiden weiteren Sphären in irgendeiner Weise die Innenstruktur dieses Protouniversums bestimmen müssen. Die kleinste Sphäre hat wahrscheinlich einen grundlegenden Charakter und soll daher als Fundamentalsphäre $D_{(0)3} = D_{(0)f}$ und die mittlere als Mesosphäre $D_{(0)1} = D_{(0)m}$ bezeichnet werden. Diese Sphärentrinität des Weltanfangs nummerisch abgeschätzt in

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

$D_{(0)f} \approx 0{,}908$ [m]

Gleichung 137a

kann, wegen der monometronischen Eigenschaften aller Sphären mit den vorliegenden Methoden ebensowenig interpretiert werden wie die Innenstruktur des Protouniversums, doch scheint die Existenz von $D_{(0)f}$ und $D_{(0)m}$ in irgendeiner Weise mit dieser Innenstruktur zusammenzuhängen. Diese Innenstruktur wiederum muß irgendwie die reale kosmische Bewegung von $D_{(0)p}$ aus verursachen. Fortsetzung siehe S 100

Anmerkung zu Seite 105

vorausgesetzt, daß in der kontraktiven Phase der kosmischen Bewegung $D > D_e$ die gleichen kosmologischen Gesetze gelten wie in der expansiven Phase,

Aber auch dann, wenn in diesem Bereich des R_4 andere Gesetzmäßigkeiten gelten sollten, könnte sich nur an der Sphärentrinsität der Endzeit etwas ändern, nichts dagegen an der telezentrischen Eigenschaft $0 < D_e < \infty$.

Anmerkung zu Seite 133

Da Gl. 137 eine algebraische Gleichung 7ten Grades ist, müssen sieben Lösungen existieren. Nach der Definition ist aber $f_{(0)} = 2\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}}\,\eta^2 > 0$ weil $f_{(0)}$ die reellen positiven Terme der Spektralfunktion g bestimmt, sodaß $\eta^2 > 0$ gefordert werden muß, woraus folgt, daß die imaginären Lösungen der Gl. 137 von der Untersuchung

auszuschließen sind.

Kapitel X
Korrelationen

1.) Die enantiosterevisomeren Flußaggregate der Koppelungsstrukturen

Zu S. 130
5.2.64

Jedes System Q aus Kondensorquellen- und Senken kann einen Kondensorfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung Gl. 120 für $N_+(\alpha, \beta, \varkappa, \lambda)\, N_-$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensorflüsse:

$q_1 = Q_1$, $q_2 = Q_2^+$, $q_3 = Q_2^-$,
$q_4 = Q_3$, $q_5 = Q_4^+$ und $q_6 = Q_4^-$.

Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensorflüsse in einer Koppelungsstruktur einzeln auftreten, zumal es

in b, c und d System von Kondensorbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit, daß $\nu > 1$ Flüsse q_j sich zu einem Flußaggregat zusammenschließen, sodaß es $1 \leqq \nu \leqq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt. Jede dieser Flußklassen ν ist dann mit $\binom{6}{\nu}$ Flußaggregaten $F(q_j)_\nu$ besetzt, was durch die Symbolik $\begin{pmatrix}\alpha & \beta \\ \varkappa & \lambda\end{pmatrix} F_\nu(q_j)_\nu$ präzisiert wird, wenn $\begin{bmatrix}\alpha & \beta \\ \varkappa & \lambda\end{bmatrix}$ das Flussaggregat F_ν bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, sodaß es zu jedem Element der Flußklasse noch $\nu!$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich, einschließlich dieser isomeren und der einfachen

Kondensorflüsse, nur $Z = \sum_{\nu=1}^{6} \nu! \binom{6}{\nu} = 1956$ 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_ν kann immer für $\nu > 1$ in zwei Aggregate F_p und F_r mit $p + r = \nu$ aufgeteilt werden. Ist A ein Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Koppelungsstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß $A F_p B$ ~~diesen Zustand~~ in den Zustand B, so kann F_r anschließen und B, F_r, C diesen Zustand in einen Endzustand C überführen, sodaß $A F_p B F_r C = A F_\nu C$ für die Wirkungsweise

des Flußaggregates geschrieben werden kann. Es gibt für $\mathcal{C}$ zwei Möglichkeiten, nämlich, entweder erzeugt F_ν einen Finalzustand $\mathcal{C} \neq A$ oder aber F_ν verläuft zyklisch, also rotatorisch, und führt A über B in den Anfangszustand $\mathcal{C} = A$ zurück. Ist $A \neq \mathcal{C}$, dann muß sich auch der kompositive Raumkompressor nach Gl ~~126~~ 159 verändern, sodaß in $\mathcal{C}$ ein tieferes Kompressorniveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz ~~126a~~ 159a der Kompressorisostatie bedeutet, daß $(() - \frac{1}{2}\,{}^2\overline{\gamma}\,sp\,()) : sp\,{}^4\overline{\xi} = \sum_{k=1}^{L>1} (() - \frac{1}{2}\,{}^2\overline{\gamma}_k\,sp\,()) : sp\,{}^4\overline{\xi}_k$ in L kompositive Kondensationen tieferen Kompressorniveaus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber

im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^4\overline{\xi}$, so daß $A \neq \mathcal{C}$ keine zeitlich definierten Kondensationen ermöglicht, unabhängig davon, welche Signatur $\binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F_\nu$ das Flußaggregat verursacht; denn jeder Kondensor bedingt nach dem symmetronischen Zusammenhang der Koppelungsstruktur die übrigen Kondensorextrema. Durch $A \neq \mathcal{C}$ muß also auf jeden Fall die Koppelungsstruktur gestört werden. Im Fall $A = \mathcal{C}$ tritt dies dagegen nicht ein, weil A immer wiederhergestellt wird, sodaß nur solche Terme der Spektren aller Kondensationsformen zeitlich definiert sind, in denen

~~nur~~ zyklische Flußaggregate laufen. Die Zahl Z_r der wirklichen Flußaggregate ist also $Z_r < Z$ wegen dieser ~~zyklischen~~ Zyklizitätsforderung. Diese in

$$q_1 = Q_1, \quad q_{2,3} = Q_2^{\pm}, \quad q_4 = Q_3,$$
$$q_{5,6} = Q_4^{\pm}, \quad F_\nu = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \varkappa & \lambda \end{pmatrix}, \quad F(q_j)_\nu \equiv$$
$$\equiv N_+ (\alpha\beta, \varkappa\lambda) N_-, \quad 1 \leqq \nu \leqq 6,$$
$$A F_p B F_r C = A F_\nu C, \quad p + r = \nu,$$
$$A \neq C, \quad (() - \tfrac{1}{2}\, \overline{{}^2\gamma}\, sp\, ()); \quad sp\, \overline{{}^4\varsigma} =$$
$$= \sum_{k=1}^{L>1} (() - \tfrac{1}{2}\, \overline{{}^2\gamma_k}\, sp\, ()); \quad sp\, \overline{{}^4\varsigma_k},$$
$$A = C, \quad (() - \tfrac{1}{2}\, \overline{{}^2\gamma}\, sp\, ()); \quad sp\, \overline{{}^4\varsigma} =$$
$$= const\, (()_4)$$

Gleichung ~~128~~ 161

zusammengefaßte Zyklizitätsforderung eines jeden Flußaggregates ist, also zugleich die Bedingung dafür, daß der betreffende kompositive Term eines

Kondensationsspektrums zeitlich definiert ist und über ein zeitliches Stabilitätsintervall verfügt. Jeder zyklische Kondensorfluß muß aber, wegen seiner Rotation einen Spin zur Folge haben, sodaß die Terme der Kondensationsspektren über Spine und Spinore verfügen können, nämlich dann, wenn sich die Spine der Kondensorflüsse nicht ausgleichen. Andernfalls müssen spinfreie Kondensationen vorliegen. Auf jeden Fall kann jede zyklische Flußbewegung bei geeigneter Projektion als Schwingungsprozess aufgefaßt werden, sodaß der zyklische Kondensorfluß $N_\pm ()\, N_\mp$ der kompositiven Kondensation immer eine

Eigenfrequenz η zuordnet, welche mit der ~~Licht~~ Flußgeschwindigkeit w, die Wellenlänge $\lambda = \frac{w}{\eta}$ als Aggregatdiameter definiert. Da andererseits aus L; $\hat{[\,]} = \overline{{}^4V}$ oder $\overline{{}^4\varrho} = K$; $\hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ und der Lösung 126 als Spektralfunktion folgt, daß die Trägheitsmasse einer Kondensation mit wachsendem Raumkompressor ansteigt und gleichzeitig nach der Kompressorisostasie die Frequenz η des zyklischen Flusses anwachsen muß. Dies bedeutet aber zwischen Trägheitsmasse m und η die Proportionalität $m \sim \eta \sim \frac{1}{\lambda}$, weil w_f = const. sein muß, denn sonst $A = C$ unmöglich wäre, also $m \cdot \lambda$ = const. Der in C I aus Erfahrungen hergeleitete Quantendualismus $mc\lambda = h$

sowie die Äquivalenz des Korpusskular- und Wellenbildes, findet also eine vertiefte Interpretation in der Zyklizitätsbedingung 161 ~~128~~ aller Flußaggregate, welche zugleich die Spineigenschaften der Materiefeldquanten andeutet.

18.2.64 Da die Flußaggregate zyklisch sein müssen, kann eine Flußperiode definiert werden. Offensichtlich ist eine derartige Periode immer dann abgelaufen, wenn sämtliche Kondensorflüsse des Aggregates einmal gewirkt haben, dieh braucht durch eine Flußperiode $A = C$ noch nicht erreicht zu werden. Im Allgemeinen wird, wenn ω die Periodenzahl ist $A = C$ erst nach $\omega > 1$ wieder hergestellt, sodaß ein Fluß-

aggregat durch die zusätzliche Angabe von ω, gemäß

$$F_\nu \equiv \binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} \underline{F} \left(q_j\right)_\nu \omega$$

Gleichung ~~128 a~~ 161 a

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

$$q_j \equiv (j), \quad F_\nu \equiv (j)\,\omega$$

Gleichung ~~128 b~~ 161 b

Mit dieser Kürzung besteht die Möglichkeit unabhängig von einem speziellen Kondensormaximum und einer speziellen Koppelungsstruktur die grundsätzlich möglichen zyklischen Flußaggregate zu beschreiben. Auf diese Weise muß dann ein Rahmenwerk entstehen, welches

aufgrund seiner Universalität den natürlichen Koppelungsstrukturen angepaßt werden kann. Beginn ~~[illegible]~~ XI Zunächst folgt unmittelbar, daß die Flußklassen $\nu = 1$ und $\nu = 2$ nur im Falle zweifach bezw. einfach entarteter Koppelungsstrukturen (hinsichtlich des betreffenden Kondensors) auftreten können.

15.4.64 Für $\nu = 1$ kann nur eine zweifach entartete Koppelungsstruktur möglich sein. Mit $a \equiv \underline{I}\,h$, $b \equiv \underline{II}\,h$ sowie $\alpha \equiv \underline{I}\,a$ und $\beta \equiv \underline{II}\,a$ wird ersichtlich, daß die $\binom{6}{1} = 6$ Möglichkeiten $\nu = 1$ stets durch $\omega = 1$ gekennzeichnet sind, aber auf nur vier wirkliche F_1 reduziert werden; diese Reduktion liegt in der

Natur der Koppelungsstruktur, denn Koppelungsklassen von nur einem Typ b oder a können nicht allein in der Koppelungsstruktur vorkommen, sodaß die Kondensorflüsse (5) 1, sowie (6) 1 für $\nu = 1$ entfallen. Es verbleibt demnach (j) 1 für $1 \leqq j \leqq 4$. Die $\binom{6}{2} = 15$ Möglichkeiten $\nu = 2$ ~~erschei~~ setzen eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraus. Für diese Entartung gibt es die vier Möglichkeiten $(a\,\alpha\,\beta)$, $(b\,\alpha\,\beta)$, $(a\,b\,\alpha)$ und $(a\,b\,\beta)$. Für jede dieser $\binom{4}{3}$ Entartungsmöglichkeiten muß es $\binom{3}{2} = 3$ Aggregate F_2 geben, welche mit $\omega = 3$ den Anfangszustand wieder herstellen.

Die möglichen Aggregate verteilen sich in folgender Weise auf die Entartungsformen, nämlich $(a\,\alpha\,\beta)$: $(1,2)\,3$, $(1,6)\,3$, $(2,6)\,3$ ferner $(b\,\alpha\,\beta)$: $(3,4)\,3$, $(3,6)\,3$, $(4,6)\,3$, sowie $(a\,b\,\alpha)$: $(1,3)\,3$, $(1,5)\,3$, $(3,5)\,3$ und $(a\,b\,\beta)$: $(2,4)\,3$, $(5,4)\,3$, $(2,5)\,3$.

Bei diesen zyklischen Flußaggregaten entarteter Koppelungsstrukturen für die Fälle $\nu = 1$ und $\nu = 2$ gibt es noch keine Strukturisomerie wohl aber in beiden Fällen die Möglichkeit eines Spins des betreffenden Kondensorflusses. Dieser Kondensorspin, bezogen auf eine Strukturorientierung der Kondensation, entspricht offenbar ω des zyklischen Flusses und muß daher zweideutig sein. Es ~~gibt muß~~ gibt demnach tatsächlich

eine Spinisomerie des Kondensorspins ~~geben~~, welche für $\nu < 3$ allein die Isomeriemöglichkeiten bestimmt. Erst für $\nu \geqq 3$ kommt es wegen $\nu! > 2$ zu Struktürisomerien. Neben diesen Struktürisomerien $\nu \geqq 3$ sind aber wegen der Zyklizität $\omega \geqq 1$ immer Spinisomerien überlagert. Struktürisomerien sind aber ~~im~~ ~~mer~~ Herioisomerien, sodaß es zu jedem ~~alle~~ realen Flußaggregat $\nu \geqq 3$ mindestens ein exaktiosterioisomeres Aggregat geben muß. Auch $\nu = 3$ kann ~~setzt~~ eine einfache Entartung der Kopplungsstruktur voraussetzen. Es ergeben sich im Entartungsfall nur vier Grundtypen mit $\omega = 2$, nämlich

$(a\,\alpha\,\beta) \equiv (1,2,6)\,2$, ferner
$(b\,\alpha\,\beta) \equiv (3,4,6)\,2$, sowie
$(a\,b\,\alpha) \equiv (1,3,5)\,2$ und
$(a\,b\,\beta) \equiv (2,4,5)\,2$; von denen jeder über $3! = 6$ strukturisomere Möglichkeiten mit den entsprechenden Spinisomerien verfügt. Für die übrigen Flußaggregate $\nu \geqq 3$ kann es keine Entartungen in den Kopplungsstrukturen mehr geben d. h. ist die Kopplungsstruktur in irgend einer Form entartet, dann ~~sind~~ tritt immer $\nu \leqq 3$ auf, aber im Fall der ~~entartungsfreien~~ regulären Strukturen $\nu \geqq 3$.

16.4.64 Für $\nu = 3$ gibt es neben den vier Typen der Entartung mit $\omega = 2$ auch noch $\binom{4}{3} = 4$ reguläre Typen mit $\omega = 4$, näm-

lich (1,2,5)4, (6,3,1)4, (3,2,6)4 und (1,3,4)4; sodaß $\nu = 3$ ein ambivalentes Verhalten in Bezug auf die einfache Entartung oder Regularität (~~der~~ a b α β) der Koppelungsstruktur aufweist. Jedes der vier regulären Aggregate $\nu = 3$ verfügt ebenfalls über $3! = 6$ Strukturisomerien. Für alle $\nu \geqq 4$ kann es überhaupt keine Strukturentartung mehr geben, denn wegen der vier Koppelungsklassen innerhalb der Koppelungsstruktur können die $\nu \geqq 4$ strukturell nur regulär sein. Eine Entartungsmöglichkeit besteht dagegen für $\nu \geqq 4$ im System des Kondensorflusses selbst, denn

gerade wegen der Regularität der Kopplungsstruktur kann der zyklische Kondensorfluß für $\nu \geqq 4$ in mehrere Partialflüsse entarteter Strukturen $\nu \leqq 3$ zerfallen, die aber zyklisch überlagern. Für diese Flußsuperposition gibt es in den Bereichen $\nu \leqq 3$ keine Analogon. Für jedes Flußaggregat $\nu = 4$ gibt es $\nu! = 24$ Strukturisomere. Auch tritt hier, wie für alle $\nu \geqq 4$, erstmalig eine reguläre Enantiostereoisomerie auf, denn innerhalb einer Gruppe von Strukturisomeren gibt es immer mehrere ω-Werte und daher mehrere Flußspine je nachdem, ob die betreffende Strukturisomere eine Entartung

6.5.64

möglich macht oder regulär bleibt. Im Falle $\nu = 4$ gibt es $\binom{6}{4} = 15$ Grundtypen von Flußaggregaten. Nämlich (1,2,3,4), (2,3,4,5), (3,4,5,6), (1,2,5,6), ~~(3,4,5,6)~~, (1,3,5,6), (1,4,5,6), (3,2,5,6), (4,2,5,6), (1,2,5,4), (1,3,5,4), (1,2,6,4), (1,3,6,4), (1,2,3,5) sowie (1,2,3,6) und ( ).

Die $\binom{6}{5} = 6$ Flußaggregate $\nu = 5$, nämlich (1,2,3,4,5), (2,3,4,5,6), (1,3,4,5,6), (1,2,4,5,6), (1,2,3,5,6), und (1,2,3,4,6) verfügen über jeweils $\nu! = 120$ Strukturisomeren mit variablen ω-Werten, sodaß auch hier die ω-Angabe entfallen muß. Auch für $\nu = 6$ kann eine derartige Angabe nicht gemacht werden, denn das

eine mögliche Flußaggregat (1,2,3,4,5,6) verfügt über 720 mögliche Strukturisomerien.

Fortsetzung siehe Seite 168

Anmerkung von Band IX Seite 19

27.5.64 Dieser Schluß liefert aber nur einen heuristischen Hinweis auf $\varkappa_{5,6} = -1$, denn im Fall $\varkappa_{5,6} = +1$ besteht immerhin die Möglichkeit der Beschränkung $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} < \frac{\dot{\varphi}}{c^2}$, wodurch $\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi > 0$ ebenso erfüllt wird wie durch den Verlauf $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} < 0$. Ein exaktes Kriterium für $\varkappa_{5,6}$ im makromaren Bereich ergibt sich aus der Erfahrung stabiler Gravitationsbewegungen. Ist p die Zahl der reellen Weltdimensionen und wird mit $\varkappa_{5,6} = +1$ dem heuristischen

Hinweis entgegen $p > 3$ angenommen, dann gilt für das Gravitationsgesetz im Fall hinreichend schwacher Gravitationsfelder, bei denen der Mesofeldvektor vernachlässigt werden kann, ~~unter~~ ~~Vorau~~ $\operatorname{div} \operatorname{grad} Q = \text{const}$, wenn Q das Energiepotential des Gravitationsfeldes ist. ~~Diese Konstanz~~ Gibt es $p > 3$ reelle Dimensionen der Welt, dann muß in diesem reellen R_p das gleiche Differentialgesetz, nämlich $\operatorname{div}_p \operatorname{grad}_p Q(x_i)_1^p = \sum_{i=1}^{p} \frac{\partial^2 Q}{\partial x_i^2} = \text{const.}$ gelten. Ist das Gravitationsfeld Q des R_p symmetrisch, sodaß mit $r^2 = \sum_{i=1}^{p} x_i^2$ für das Energiepotential $Q(x_i)_1^p = Q(r)$ gesetzt werden kann (was im Fall des

Zentralkraftfeldes der Gravitation immer zutrifft), dann folgt für die Lösung der erweiterten Differentialgleichung $Q = C r^{2-p}$ mit $C = \text{const}$. Diese Funktion gibt die potentielle Energie der gravitierenden Masse m an. Ist ω die Winkelgeschwindigkeit von m inbezug auf das Gravitationszentrum, dann folgt für den konstanten Bahndrehimpuls $M = m r^2 \omega = \text{const}$ und für die Bahngeschwindigkeit $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$, wobei $\bar{r} \perp \bar{\omega}$ im Fall der Kreisbahn verläuft. Für die kinetische Energie der zirkulär gravitierenden Masse gilt daher $E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{M^2}{2m} \cdot r^{-2}$, weil $v \ll c$ ist, sodaß bei beobachtbaren Gravitationsbewegungen $\hat{A}_-$ des R_{-4} nicht zur Anwendung kommt. Ein gravitierendes System

im Fall schwacher Gravitationsfelder, wie sie im makromaren Bereich immer realisiert sind, ist aber konservativ, sodaß das Energieprinzip in der Form $E_k + E_p = \text{const}$ mit $E_p = -Q$ oder $\frac{M^2}{2m} \cdot r^{-2} - C \cdot r^{2-p} = \text{const}$ gilt. Die beobachteten stabilen Gravitationsbewegungen verlaufen längs ~~Ell~~ geschlossener Kegelschnittlinien, in deren einem Fokus das Gravitationszentrum liegt, wenn die Bahn exzentrisch ist. Da die Kreisbahn als irrationaler Zustand ausgeschlossen werden kann, verbleiben als beobachtete stabile Gravitationsbahnen nur noch Ellipsen $r_1 \leq r \leq r_2$, wobei ~~fr.~~ r_1 den Abstand des Peri- und r_2

den des Apozentrums angibt. Das Energieprinzip ~~lang~~ in den Extrema einer solchen stabilen Bahn nimmt dann die Form an $\frac{M^2}{2m} r_1^{-2} - C r_1^{2-p} = \frac{M^2}{2m} r_2^{-2} - C r_2^{2-p}$. Für die Zentripetale Gravitationskraft gilt aber immer $\left|\frac{dQ}{dr}\right| = (p-2) C r^{1-p}$ und für die Zentrifugale $Z = m\omega^2 r = \frac{M^2}{m r^3}$. Während im Perizentrum $\left|\left(\frac{dQ}{dr}\right)_1\right| < |Z_1|$ bleibt, gilt im Apozentrum $\left|\left(\frac{dQ}{dr}\right)_2\right| > |Z_2|$. Demnach können mit den Ungleichungen $(p-2) \cdot C r_1^{1-p} < \frac{M^2}{m r_1^3}$ und $(p-2) C r_2^{1-p} > \frac{M^2}{m r_2^3}$ in $\frac{M^2}{2m} r_1^{-2} - C r_1^{2-p} = \frac{M^2}{2m} r_2^{-2} - C r_2^{2-p}$ substituiert werden. Diese Substitution liefert die Ungleichung $\frac{M^2}{m r_1^2}\left(\frac{1}{2} - (p-2)^{-1}\right) < \frac{M^2}{m r_2^2}\left(\frac{1}{2} - (p-2)^{-1}\right)$, was für $p \geq 5$ auf jeden Fall wegen

28.5.64

$r_2 \geqq r_1$ falsch ist. Nur für $p = 4$ liefert das Energieprinzip $r_1^{-2} \cdot \left(\frac{M^2}{2m} - C\right) = r_2^{-2}\left(\frac{M^2}{2m} - C\right)$ die positive reelle Lösung $r_1 = r_2$, also $r = \text{const}$ als Kreisbahn, während die beobachtbaren stabilen elliptischen Bahnen auch für $p = 4$ unmöglich sind. Die Erfahrung stabiler Gravitationsbahnen läßt also nur $p = 3$ zu und schließt im makromaren Bereich alle $p > 3$ aus. Nach der Erfahrung der Gravitationsbahnen wird also im makromaren Bereich die heuristische Hypothese $\varkappa_{5,6} = -1$ bestätigt. Stellt sich heraus, daß dies auch für den mikromaren Bereich gilt, dann ist der

imaginäre Charakter der 5. und 6. Weltdimension eindeutig erwiesen.

In Analogie zur Erfahrung stabiler makromarer Gravitationsbahnen gibt es die Erfahrung der stabilen Materie, also der stabilen atomaren und molekularen Strukturen im mikromaren Bereich. Nach der Empirie der Atomstruktur aus B III im Sinne des korpuskularen Modells ist eine Atomstruktur stabil, weil das Energiepotential Φ eines Elektrons im elektropositiven Kernkraftfeld im Abstand r_0 ein Minimum hat, welches den quantenhaften stabilen Grundzustand des Elektrons kennzeichnet. Für Φ

gilt im R_3 die Näherung
div grad Φ = const. und daher
im R_p für $p > 3$ in Analo-
gie zum Gravitationsfeld
$\mathrm{div}_p\, \mathrm{grad}_p\, \Phi\, (x_i)_1^p = \sum_{i=1}^{p} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i^2} =$
= const. mit der Lösung $\Phi(r) =$
$= A\, r^{2-p}$, wenn die Symmetrie
$r^2 = \sum_{i=1}^{p} x_i^2$ angenommen wird,
was im Fall des symmetrischen
Kernkraftfeldes immer zu-
lässig ist. Im Fall des Kor-
puskularmodells der Elektronen-
bahn gilt für die mittlere Ener-
gie ebenfalls das Energieprinzip
des konservativen Systems
$\tilde{E} = \tilde{E}_K + \tilde{E}_P =$ const. worin
für die potentielle Energie
$\tilde{E}_P \approx -\Phi = -A\, r^{2-p}$ gesetzt
werden kann, da ~~die~~ für die
Bahngeschwindigkeit v des Elek-

trons nicht mehr $v \ll c$ erfüllt ist,
muß $\tilde{E}_K$ aus dem gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4}
invarianten ~~Ä~~ Äquivalent
$\tilde{E}_K^2 - m_0^2 c^4 = m^2 c^4 - m_0^2 c^4 =$
$= P^2 c^2$ ermittelt werden, wenn m_0
die Ruhemasse des Elektrons und
$m = m_0 (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ sowie $P =$
$= m_0 v (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ mit $\beta = \frac{v}{c}$
die gegen $\hat{A}_-$ invarianten
Größen sind. Demnach gilt
$\tilde{E}_K^2 = P^2 c^2 + m_0^2 c^4$ und hierin
kann, – da es sich um den mikro-
maren Quantenbereich handelt – für
den mittleren Bahnimpuls $P \approx \Delta P$
gesetzt werden. Weiter folgt aus
dem Quantendualismus
$P \lambda = h$ für kanonisch konju-
gierte Größen $\Delta P \cdot \Delta x \geq h$ und
im Fall der Atomarstruktur
$\Delta P \Delta x \approx h$ für $\Delta x \approx r$. Demnach

kann $\Delta P \approx \frac{h}{r}$ also $P^2 c^2 \approx$
$\approx \frac{c^2 h^2}{r^2}$ und daher $\tilde{E}_K^2 \approx \frac{c^2 h^2}{r^2} +$
$+ m_0^2 c^4 = \frac{a}{r^2} + b$ gesetzt werden,
was mit $\tilde{E}_p \approx -A r^{2-p}$ in $\tilde{E} = \tilde{E}_K +$
$+ \tilde{E}_p$ eingesetzt die Approximation $\tilde{E} \approx \sqrt{\frac{a}{r^2} + b} - A r^{2-p}$
liefert. Im Grundzustand $r \to r_0$
würde mit $r_0 \to 0$ für alle
$p > 3$ das negative Glied
in höherer Ordnung anwachsen als das ~~Pos~~ Positive, sodaß
für alle $p > 3$ kein energetisches Minimum existiert.
Dies bedeutet aber, daß es in
einer Welt die einen reellen R_p
mit $p > 3$ als Unterraum hat
keine stabilen Elektronenbahnen geben kann, denn wegen
des fehlenden Energieminimums
würden sich die Elektronen, unter

Emission induzierter elektromagnetischer Quanten dem Atomkern
bis zur Berührung nähern. Für
$p > 3$ könnte es also keine
stabile Materie geben, was der
Erfahrung widerspricht. Nur für
$p = 3$ wachsen beide Terme
in $\tilde{E}$ in gleicher Ordnung
sodaß nur für diesen Fall das
energetische Minimum und damit die Stabilität des Grundzustandes existiert. Auch im
mikromaren Bereich kann nur
$p = 3$ sein, was für die zusätzlichen Weltdimensionen x_5
und x_6 ~~ro~~ imaginäre Zählungen fordert und zwar aufgrund der
Empirie makromarer stabiler
Gravitationssysteme und mikromarer stabiler Atomstrukturen.

Anmerkung zu Bd IX Seite 19

Dieser Sachverhalt steht nicht im Widerspruch zu der Konstruktion des R_{+4}, denn dieser reelle Raumzeitbereich ist nicht das Tensorium materieller Strukturen. Der R_{+4} ist nur der Definitionsbereich von $\hat{\underline{A}}_+$ inbezug auf die im R_{+4} definierten Gravitationsfeldstrukturen, die über den mesobarischen Raumzeitbereich R_4 der Sonnawelt mit den Strukturen des R_{-4} korrelieren. Die Koordinaten des R_4 und des R_{-4} stehen aber nicht im Widerspruch zum Gesetz $p = 3$ des reellen Unterraumes.

Fortsetzung v. Seite 156

4.6.64 Es kommt nun darauf an, irgendwelche Kriterien aus der Kompressorisostasie und den Theoremen des Kondensorflusses zu entwickeln, – welche, auf dieses allgemeine Schema der Flüssaggregate angewendet, – es gestatten die nach diesen Gesetzen möglichen Aggregate auszuwählen. Erst danach können die enantiosterioisomeren Aggregate hinsichtlich ihrer Struktur und ihres Spins analysiert werden. Wird $\overset{+}{\partial}_t \varphi = \dot{\varphi}$ wie in A VIII 7 zur Kürzung gesetzt, der metronischen Geräusebeziehung dann folgt mit $\ddot{C}^{\underline{i}} + [\underline{k}^i l]\dot{C}^{\underline{k}}\dot{C}^{\underline{l}} = 0$ wobei die $C^{\underline{k}}$ Gitterselektoren sind, aus der Komponentendarstellung von $L_j[\hat{\ }] = \overline{4 \cdot 0}$, also $\lambda_m(k,l) \cdot [k^i l] = K_{m;}[k^i l]$, nach

Multiplikation mit $\dot{c}^{\underline{k}\,\dot{i}\,\underline{l}}\,\dot{c}^{\underline{m}}$ und Summation $\lambda_m(K,l)\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\,\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{l}}\dot{c}^{\underline{m}} =$

$= \left(\underset{\underline{l}}{\mathfrak{f}}\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{m}] - \underset{\underline{m}}{\mathfrak{f}}\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\right)\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{l}}\dot{c}^{\underline{m}} +$

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

$= -[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{m}]\,\dot{c}^{\underline{l}}\,\underset{\underline{l}}{\mathfrak{f}}\left(\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{m}}\right) + \dot{c}^{\underline{l}}\,\underset{\underline{l}}{\mathfrak{f}}\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{m}]\sum_{\ell=1}^{q}\underset{\underline{l}}{\mathfrak{f}}\left(\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{m}}\right)\tau$

$+ [\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\,\dot{c}^{\underline{m}}\,\underset{\underline{m}}{\mathfrak{f}}\left(\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{l}}\right) - \dot{c}^{\underline{m}}\,\underset{\underline{m}}{\mathfrak{f}}\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\sum_{m=1}^{q}\underset{\underline{m}}{\mathfrak{f}}\left(\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{s}}\right)$

$- \left(\dot{c}^{\underline{l}}[\dot{s}^{\dot{i}}\dot{e}]\,\ddot{c}^{\underline{s}\,\underline{m}} - \dot{c}^{\underline{m}}[\dot{s}^{\dot{i}}\dot{m}]\,\ddot{c}^{\underline{s}\,\underline{l}}\right) = 0$ also

$0 = \lambda_m(k\ell)\,[\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\,\dot{c}^{\underline{k}}\dot{c}^{\underline{l}}\dot{c}^{\underline{m}} = -\ddot{c}^{\underline{i}\,\underline{l}}\,\lambda_m(K,l)\,\dot{c}^{\underline{m}}$

$= -\ddot{c}^{\underline{i}\,\underline{l}}\,\bar{\lambda}(K,l)\,\bar{\dot{c}}^{-1} = -\ddot{c}^{\underline{i}\,\underline{l}}\,\bar{\lambda}\,\bar{\dot{c}}^{-1}$

für alle (K,ℓ). Da $\ddot{c}^{\underline{i}\,\underline{l}} \neq 0$ bekanntlich $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ ist, kann dies nur durch $\bar{\lambda}\,\bar{\dot{c}}^{-1} = 0$ erfüllt werden. Hierin ist aber $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ und auch $\bar{\dot{c}}^{-1} \neq 0$ sodass also $\sphericalangle(\bar{\lambda}, \bar{\dot{c}}) = \pi/2$ der $\bar{\lambda} \perp \bar{\dot{c}}$ sein kann. Da die $\dot{c}_K = \dot{c}_K(\,)_K$ die Spaltenelemente der Determinante $\dot{c}: n \to \sum_{i=1}^{q} x_i$ sind, also $\bar{\dot{c}} = \bar{\gamma}(q)$ und also die Komplexe linearunabhängig in $\mathfrak{R}_q$ und

der reellen Geschwindigkeit $\bar{v}$ die $\mathfrak{R}_{2^q}$ nämlich $\bar{\gamma}(6) = (\bar{v} + i\bar{w})$ Daraus folgt aber die Orthogonalität des Vektors Komponenten der Kondensationsstärke

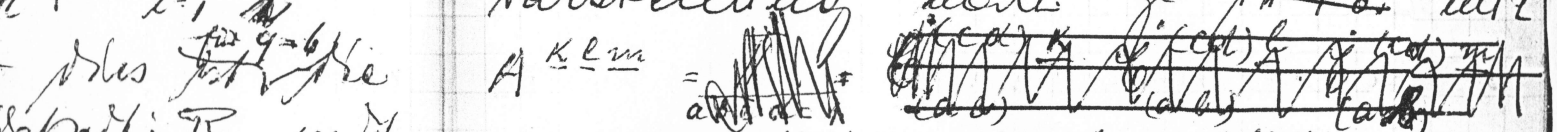
$\bar{\lambda} \perp \bar{\gamma}(q)$ und $\lambda^2 = c^2 + \dot{c}^2 + \eta^2$ (im Falle reeller Parameter $q = 4$)

Diese Komponentenunterscheidung kann auch für das symmetrische Fundamentalproblem $\mathfrak{H}$ §§ 144 a 147a Mitgespielt werden; denn jeder Fundamentalvektor besitzt ein Gegenstück ein Gegenselektor $\ddot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{i}}$

$+ [\dot{k}^{\dot{i}}\dot{e}]\,\dot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{k}}\,\dot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{e}}\,\dot{b}^{(\mu\nu)} = 0$

der auch $\mathrm{Sp}\,\overset{(\mu\nu)}{\mathfrak{Q}}{}^{(\kappa\lambda)}\,\chi\,(\,)$ (2. Fundamentalform) kann. Multiplikation des symmetrischen Problems $\overset{(\kappa\lambda)}{L}{}_{(\mu\nu)+i}$; $[\overset{\kappa}{\mu}\,\overset{\lambda}{\nu}] = \bar{0}$ in Komponentendarstellung mit § 147a mit

$A^{\underline{k}\,\underline{e}\,\underline{m}} =$



$= \ddot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{s}} \cdot \dot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{e}} \cdot \dot{c}^{(\kappa\lambda)\,\underline{m}}$

Liefert diese wegen der Symmetrie der Lösungen $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} \cdot [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+}$ sowie $Q^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\kappa}}_{(\mu\nu)s} \overset{\cdot}{\mathcal{C}}^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\kappa}}_{(\mu\nu)} + Q^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\mu}}_{(\mu\nu)s} [\overset{s}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+}$ die Aussage

$$0 = L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+m} \cdot [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\pm\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} =$$

$$= \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} + \lambda^{(\mu\nu)m}_{(\varkappa\lambda)} Q^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\mu}}_{(\mu\nu)s} [\overset{s}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} =$$

$$= L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} \cdot [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} + \lambda^{(\mu\nu)m}_{(\varkappa\lambda)} \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{m}{\nu}}_{(\mu\nu)}$$

was aus der gleichen Symmetrie, wie beim Fall des Kompositionsfeldes nach $\lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{m}{\nu}}_{(\mu\nu)} = 0$ gefolgert wurden kann. Aus folgt

10.6.64

$$\text{aus } D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} \cdot [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} = 0$$

$$\text{folgt wegen } [\overset{s}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\kappa}}_{(\mu\nu)} \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\mu}}_{(\mu\nu)} =$$

$$= [\overset{i}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} \mathcal{C}^{\overset{\varepsilon}{\kappa}} \mathcal{C}^{\overset{\varepsilon}{\mu}}$$

sodass jede Komponente $\mathcal{C}^{\overset{\varepsilon}{\kappa}}$ eine der kontravarianten Koordinaten des

$$[\overset{\varkappa}{\mu}\overset{\lambda}{\nu}]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} = 0$$

$$\mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\kappa}}_{(\mu\nu)} \cdot \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\mu}}_{(\mu\nu)} = 0$$

$$Q^{(\varkappa\lambda)\overset{\varepsilon}{\mu}}_{(\mu\nu)s} [\overset{s}{k}\overset{l}{e}]^{(\varkappa\lambda)}_{-+} A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} =$$

$$\lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} \cdot A^{\overset{\varepsilon}{\kappa}\overset{\varepsilon}{\mu}\overset{m}{\nu}} = 0$$

Kontinuums als Spur für $[\overset{\varkappa}{\mu}\overset{\lambda}{\nu}]_+$ mit $\mathfrak{Z}(\varkappa\lambda\mu\nu) \leqq q \leqq 6$ kontinuierliche Koordinaten sind beschrieben durch $\mathcal{C} = \sum_{i=1}^{q} \mathcal{C}_i$ den

geschwindigkeitsrelativen kontinuierlichen Integralen des Kompositionsfeldes, wenn wir die ausgeprägte Identität setzen, weil die Koordinaten antikommutativen Faktorsystem $[\overset{\varkappa}{\mu}\overset{\lambda}{\nu}]_+$ sich vertauschen. Mit $\mathcal{C}^{\overset{\varepsilon}{\kappa}(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}; n \to \sum_{i=1}^{z} \overset{i}{x} = \bar{y}(z)$ und $z = z(\varkappa\lambda\mu\nu) \leqq q$ folgt also aus $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \mathcal{C}^{\overset{n}{\varepsilon}(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)} = 0$, weil auch $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} + 0$ und $\overset{i}{\mathcal{C}}{}^{(\varkappa\lambda)-1}_{(\mu\nu)} \neq \bar{0}$ ist die Orthogonalität $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \perp \bar{y}(z)$.

Für die Partialstrukturen gilt demnach die gleiche Orthogonalität wie für das Kompositionsfeld, was in

$\bar{\lambda} \perp \bar{y}(q)$, $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \perp \bar{y}(z)$,

$\bar{y}(p) = \sum_{i=1}^{p} \dot{\bar{x}}_i$, $z = z(\varkappa, \lambda, \mu, \nu) \leqq q \leqq 6$,

$\bar{y}(6) = \bar{v} + i\,\bar{w}$, $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$,

Gleichung ~~129~~ 162

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, ~~zusam~~ zusammen mit den Extremaluntersuchungen der Kontensoren und Korrelatoren, geht hervor, daß die Symmetronischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation gekennzeichnet durch $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima

für ihre Strukturreinheiten Antihermetrie verursachen, sodaß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der ~~geometrischen~~ Kongruenz der $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit $\bar{\lambda}$ (bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z(\varkappa\lambda\mu\nu)$) besteht die symmetronische Komposition darin, daß die $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als mosaikartiges Muster $\bar{\lambda}$ aufbauen. Alle diese Kondensormaxima $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ müssen wiederum der Orthogonalität G. ~~129~~ 162 genügen, was für $z = q$ die Parallelität $\bar{\lambda} \parallel \bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ d, sodaß hier $q = 6$ gilt und die

λ = Strukturen der gamma-
tronischen und kompositiven
Kondensationsstufen als Konden-
sormaxima zu $\bar{y} = \bar{v} + i\,\bar{w}$
orthogonal verlaufen müssen.
Bezogen auf ein Eigensystem
$\mathcal{C}_{(0)}$ im R_3 ist $\bar{v} = \bar{0}$, sodaß
in $\mathcal{C}_{(0)}$ die Orthogonalität zu
$\bar{y} = i\,\bar{w}$ erfolgt, was un-
mittelbar einzusehen ist.
Entsteht dagegen bezogen auf
$\mathcal{C}_{(0)}$ eine Raumbewegung $\bar{v} \neq \bar{0}$
der Kondensation, dann müssen
sich $(\bar{\lambda}, \bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}) \equiv \underline{\lambda}$ wegen
Gl ~~129~~ 162 und $\bar{v} \neq \bar{0}$ bezogen
auf $\mathcal{C}_{(0)}$ neu einstellen, weil
Gl ~~129~~ 162 auf jeden Fall gewahrt
werden muß. Diese Neueinstel-
lung der Orthogonalität be-
deutet aber eine von $\bar{v}$ ab-

hängige komplexe Drehung im R_6
bezw. im R_4, sodaß $\hat{\underline{C}}$ sowie
$\hat{\underline{A}}$ durch die Orthogonalitäts-
beziehung unmittelbar inter-
pretierbar werden. Im Innern einer
kompositiven Kondensation kommt
es wegen der Koppelungstrukturen
und dem Gesetz der Konpressor-
isostasie immer zum Kondensor-
fluß, dessen Flußaggregate wegen
der notwendig zu fordernden
zeitlichen Stabilität zyklisch
sein müssen. Dies bedeutet
aber nichts anderes als die
zyklische Verlagerung der
Kondensormaxima im Sinne
eines Ortsaustausches zwischen
Korrelations- und Kondensor-
maximum. Eine derartige
Ortsänderung des Kondensa-

177 tionszustandes ist aber immer zeitlich definiert, weil die semantische Architektureinheit $\rho_{(2)} = x_4$ der Welt wegen der kosmischen Bewegung des $R_3 \equiv \rho_{(1)}$ die Sonderstellung der Telezentralen zwischen Weltanfang und Weltende einnimmt. Dies bedeutet aber, daß auch ~~für~~ dem Kondensorfluß als zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums von zeitlich periodischer Natur (wegen der Zyklizität), ein Wert $\bar{y}$ zukommt. Da Gl ~~129~~ 162 auch für diesen Wert gelten muß, können nur solche Flußaggregate existieren, bei denen die symmetronischen Kondensationsstufen $\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ zur zyklischen Flußrichtung $\bar{y}$ orthogonal verlaufen.

9.7.64 Eine Bestimmung der Flußgeschwindigkeit wird möglich, wenn berücksichtigt wird, daß nach der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems die Kondensationsstufen allein durch die imaginären Gitterselektoren verursacht werden. Da andererseits die Kondensorsignaturen zugleich die Indizierungen der Strukturreinheiten sind, sodaß bereits aus der Signatur die hermetrischen Koordinaten abgelesen werden können, folgt, daß alle Kondensoren mit Ausnahme von $\left(\widehat{\begin{bmatrix}3&3\\3&3\end{bmatrix}}, \widehat{\begin{bmatrix}&3&\\3&&3\end{bmatrix}}, \widehat{\begin{bmatrix}3&&3\\&3&\end{bmatrix}}, \widehat{\begin{bmatrix}&3&\\&3&\end{bmatrix}}\right) \equiv [3]$ metrische Kondensationsstufen ausbilden. Die in $[3]$ zusammengefaßten Kon-

densoren hängen und von $\overline{{}^2K}_{(3)}$, also vom reellen R_3 ab, während alle übrigen Kondensoren die transfinite oder zeitliche Strukturreinheit $\overline{{}^2K}_{(1)}$ oder $\overline{{}^2K}_{(2)}$ enthalten, welche allein durch die imaginären Gitterselektoren des R_6 bestimmt werden. Nach diesem Sachverhalt bilden also die Kondensationen [3] im R_3 keine ~~diskreten~~ Stufen in einem diskreten Punktspektrum, sondern ein kontinuierliches Streckenspektrum welches die diskreten Stufen umschließt, wenn [3] vorhanden ist. Der maximale Grad dieser kontinuierlichen Raumkondensationen ändert sich allerdings mit den Quantenzahlen des jeweiligen Kompositionsfeldes,

sodaß sich die Kontinuität auf die innere Struktur von [3] des betreffenden Kompositionsfeldes bezieht. Während die Kondensationstypen a und b rein imaginär die Strukturreinheit $\overline{{}^2K}_{(3)}$ nicht enthalten und als imponderable Kondensationen erscheinen sind [3] in den Typen c und d, also in den ponderablen komplexe Kondensationen enthalten. Dieses Ergebnis legt den Schluß nahe daß einerseits die Ponderabilität eines Systems von Flußaggregaten durch die Existenz kondensorflußfreier kontinuierlicher Raumkondensationen [3] bestimmt wird. Weiterhin können nur die imaginären Strukturreinheiten $\overline{{}^2K}_{(1,2)}$ nach den

Lösungen des kompositiven und symmetronischen Fundamentalproblems Kondensationsstufen und damit einen Kondensorfluß verursachen. Nach dem Gesetz der Kompressorisostatie ist aber $m\lambda = \text{const.}$, wenn λ der Durchmesser des zyklischen Flußaggregates ist, der als Wellenlänge des als kompositive Kondensation aufgefaßten Materiefeldquants interpretiert werden muß. Im Fall der Zeitkondensationen, also der Photonen, gilt $\lambda = \frac{hc}{m}$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Dies bedeutet aber für die Photonenfrequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$, d.h. für die Flußgeschwindigkeit im Photon gilt $w_f = c$, aber ~~im~~

~~Graviton~~ $w_f > c$ im Graviton, welches ein Sonderfall des anderen imaginären Kondensationstypes a ist. Wird nun $\hat{C}$ des euklidisch approximierten Π_6 aus der Konstruktion der ävnischen Welt berücksichtigt und wird weiter beachtet, daß nur die imaginären Struktureinheiten zum Kondensorfluß fähig sind, dann folgt, daß $w_f = w$ für die Flußgeschwindigkeit gesetzt werden muß. Nach $\hat{C}$ ist w als Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der kosmischen Bewegung identisch und diese Geschwindigkeit der makromaren kosmischen Bewegung findet sich ~~wegen~~ als Flußgeschwindig=

keit des strukturellen Kondensorflusses im mikromaren Kondensorsystem wieder. Im allgemeinen ist $w \geqq c$ wegen $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \geqq 0$, doch wird $w = c$ wenn sich der transfinite Zustand gemäß $\dot{\varepsilon} = 0$ und $\dot{\eta} = 0$ zeitlich nicht ändert. Erst bei einer Änderung dieses durch den Kondensationstyp a bestimmten Zustandes wird $w > c$.

Ist $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$ die Kondensationskonstante des Massenspektrums der Kondensationstypen c und d und ist λ_0 der zu μ gehörige Diameter, dann gilt nach der Kompressorisostatie $m\lambda = \mu\lambda_0 = \text{const.}$ Ist $E_{(a,b)}$ die phänomenologische Energie, welche die imaginären, imponderablen Kondensationen vom Typ a und b bestimmt, dann gilt nach dem Energiematerieäquivalent und dem Gesetz der Kompressorisostatie $\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim E^{-1}_{(a,b)}$, während für die Kondensationstypen c und d die Beziehung $\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0} = \frac{\mu}{m}$ und nach der Spektralfunktion $\left(\frac{\mu}{m}\right)^4 = \frac{1}{2n}(2n-1)^2 \cdot \left(1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)$, also $2n\left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0}\right)^4 = (2n-1)^2\left(1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)$ gilt. Hierin ist immer $q = 0$ für c aber $q \geqq 1$ ganzzahlig für d. Die Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeit und den Diameter des Kondensorflusses werden zusammengefaßt in dem folgenden System, welches die Bedingung ~~129~~ 162 ergänzt, nämlich:

$w_f = w \geq c$, $m\lambda$ $\mu\lambda_0 = \text{const}$,

$\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_0} \sim E^{-1}_{(a,b)}$, $2\cancel{mn}\left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_0}\right)^4 =$

$= (2n-1)^2\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)$

Gleichung ~~130~~ 163

11.7.64 Die notwendige Realität von [3] findet ihren Ausdruck in $\mathrm{Im}\left(\begin{bmatrix}3&3\\3&3\end{bmatrix}_+ + \mathrm{sp}\ {}^2\overline{Q}^{(3,3)}_{(3,3)} \times \begin{bmatrix}3,3\\3,3\end{bmatrix}\right) = {}^3\overline{0}$, worin mit Gleichung ~~116~~ 149+ substituiert werden kann. Mit $A^{i}_{(3)kl} = a + ib$ und der Spaltung $c_{(3)s}\, S[{}^{s}_{k}l]$; $()\,\delta\mu = f + iF$ wird, da μ das reelle Aggregat der Gitterselektoren des R_3 und $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\lambda}^{\times}_{kl}$ immer reell ist, $0 = \mathrm{Im}(a+ib)\cdot\exp(\varphi - iF) = e^{\varphi}\,\mathrm{Im}(a+ib)\cdot e^{-iF}$, wenn der reelle Selektor $\varphi = \underline{\lambda}_{kl}\,\mu - f$ zur Kürzung eingeführt wird. Mit $e^{-iF} = \cos F - i\sin F$ wird

$(a+ib)\cdot e^{-iF} = a\cos F + b\sin F + i(b\cos F - a\sin F)$, was in $\mathrm{Im}(a+ib)\,e^{-iF}$ eingesetzt $\mathrm{tg}\,F = \frac{b}{a}$ und $[{}^{i}_{k}l]_{(3)} + Q^{i}_{(3)m}[{}^{m}_{k}l]_{(3)} = e^{\varphi}(a\cos F + b\sin F)$ liefert. Hierin ist aber nach der Substitution mit $\mathrm{tg}\,F = \frac{b}{a}$ immer

$\cos F = (1+\mathrm{tg}^2 F)^{-1/2} = \frac{a}{\sqrt{a^2+b^2}}$

und $\sin F = (1+\mathrm{ctg}^2 F)^{-1/2} = \frac{b}{\sqrt{a^2+b^2}}$,

also $a\cos F + b\sin F = \sqrt{a^2+b^2} = \alpha^{i}_{kl} = \text{const}$.

Damit wird aber aus der reellen Lösung [3] nach Gl ~~116~~ 149 die exponentielle Beziehung $[{}^{i}_{k}l]_{(3)} + Q^{i}_{(3)m}[{}^{m}_{k}l]_{(3)} = \alpha^{i}_{kl}\,e^{\varphi}$ mit $\varphi = \underline{\lambda}_{kl}\,\mu - \mathrm{Re}\ c_{(3)s}\, S[{}^{s}_{k}l]$; $()\,\delta\mu$.

14.7.64 Bei der Analyse dieses Potenzselektors kann zunächst festgestellt werden, daß $c_{(3)s} = c^{\times}_{(3)s}$ sein muß, weil sich

man ist [illegible] dieser Faktor als den reellen Eigenwerten zugeordnet. Auch die Koeffizienten des linearen Kompositions-Koordinatorsystems $\psi_{k\ell} = \mathfrak{C}_s [k^s e]$ müssen reell sein und dies bedeutet, daß $\bar{c}_{(3)} \mathfrak{C}^{-1} = a = a^x$ eine reelle Zahl ist, wenn mit den normierten Orthogonalsystemen $\bar{e}_i \bar{e}_k = \delta_{ik}$ die Vektoren $(\bar{c}_{(3)}, \bar{\mathfrak{C}}) = \sum_{i=1}^{q} \bar{e}_i (c_{(3)} \mathfrak{C}_i)$ als die Koeffizienten der Koordinatendarstellung werden. Damit folgt aber $c_{(3)s} [k^s e] = a \psi_{k\ell}$. Entwickelt man $\operatorname{Re} c_{(3)s} S[k^s e], () \mathfrak{f}\mu = S(\operatorname{Re} c_{(3)s} [k^s e]), () \mathfrak{f}\mu = a \sum \operatorname{Re} \psi_{k\ell}, () \mathfrak{f}\mu$. Die Folgerung besagt, daß $\mathfrak{f} = \sum_{k=1}^{3} \mathfrak{f}_k$ nur dann R_3 ist, wenn alle $\mathfrak{f}_k$ ist.

Da dann [illegible] $\operatorname{Re} \psi_{k\ell}$ und damit $\operatorname{Re} \hat{I}$, dass diese beiden Feldselektoren kongruent ist und somit $\psi_{k\ell} = (E - e^{-\lambda_k \tau})^{-1}$ mit $\tau = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k$ wo allen $q \leqq 6$ kommutativen Feldselektoren ab, wobei das Vektorsystem linear ist. Wenn $\sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k = \mu + i \sqrt{\tau} \sum_{k\tau 3} ()_k = \mu + i T$ komplex ist also zeigt Spaltung $\psi_{k\ell} = (E - e^{-\lambda \mu} (\cos \lambda T - i \sin \lambda T))^{-1}_{k\ell} = (\varkappa + i \eta)^{-1}$ mit $\varkappa = E - e^{-\lambda \mu} \cos \lambda T$ und $\eta = e^{-\lambda \mu} \sin \lambda T$, wenn zur Kürzung $\lambda = \lambda'$ gesetzt wird. Nach dieser Vorschrift ist also $\psi_{k,\ell} = \alpha + i \beta$ eine Spaltung, sofern $\operatorname{Re} \psi_{k,\ell} = \alpha$ ist $\mathfrak{f} = \operatorname{Re} c_{(3)s} \cdot S[k^s e], () \mathfrak{f}\mu = a S \alpha \mathfrak{f}\mu$

reziprozen ist. Da x und η bekannt sind folgt β aus $\alpha + i\beta = (x + i\eta)^{-1}$ elementar berechnet und α ist erhalten. Wegen $1 = (\alpha + i\beta)(x + i\eta) = \alpha x - \beta\eta + i(\alpha\eta + x\beta)$ also, $\alpha x - \beta\eta = 1$ und $\beta x = -\alpha\eta$ folgt $\alpha = x(x^2 + \eta^2)^{-1} = (E - e^{-\lambda\mu}\cos\lambda T)\cdot(E - 2e^{-\lambda\mu}\cos\lambda T + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Da in $S\alpha\, f\mu$ mit $\cos\mu$ das R_3 integriert wird bleibt das Integral integrierbar über Zylinderkoord. T. $n = \mathrm{const}$ (R_3) setzt $\cos\lambda T = b = \mathrm{const}\,(R_3)$ gesetzt werden kann. Damit wird $\alpha = (E - be^{-\lambda\mu})(E - 2be^{-\lambda\mu} + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Mittels bekannter Transformation

$\lambda\mu = \omega = \ln w$, sowie $\tilde{a} = \frac{w-b}{\sqrt{E-b^2}}$ und $\tilde{u} = \frac{\sin y}{\sqrt{E-b^2}}$ erhält die Integration $\lambda\alpha\, f\mu = (E - be^{-x})(E - 2be^{-x} + e^{-2x})^{-1} f x = (e^x - b)(e^x + e^{-x} - 2b)^{-1} f x = (w - b)(w + \frac{1}{w} - 2b)^{-1}\frac{fw}{w} = (w-b)(w^2 - 2bw + E)^{-1} fw = \frac{\tilde{a} f\tilde{u}}{E + \tilde{a}^2} = \frac{\tilde{a}}{\sqrt{E+\tilde{a}^2}}\, y\, fy = f \ln\cos y = f \ln\sqrt{E + \tilde{a}^2}$, was mittels bekannter Integrale werden kann. Somit $\alpha\lambda f = \frac{a}{2\lambda}\ln(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2(E - b^2)^{-1}) + C$, wenn C die Integrationskonstante ist. Mittels Rekursionsformel der mehrfachen Integrale folgt C als $\lambda\mu\cdot(n-1)$ fach im Kreisquerschnitt, was $C = -\frac{a}{2\lambda}\ln(E + (E-b)^2\cdot(E-b^2)^{-1}) = -\frac{a}{2\lambda}\ln(E + \frac{E-b}{E+b}) = \frac{a}{2\lambda}\ln\frac{1}{2}(E+b)$ und $\lambda\mu; 0 = 0$ ist. Integriert $\alpha\lambda$ also $f = \frac{a}{2\lambda}\ln\frac{1}{2}(E + b)(E + (e^{\lambda\mu} - \beta)^2(E - \beta^2)^{-1})$, setzt

nunmehr der Potenzselektor $\mathcal{T} = \lambda_{kl}\mu - f$ explizit bekannt ist. Einsetzen und potenzieren 15.7.64 liefert dann mit $\lambda T = K$ und $E - b^2 = \sin^2 K$ die Struktur

$$[{}^{i}_{kl}]_{(3)} + \mathcal{B}^{i}_{(3)m}\,[{}^{m}_{kl}]_{(3)} = \alpha^{i}_{kl}\, e^{\lambda_{kl}\mu}\left[\tfrac{1}{2}(E + \cos K)(E + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2 \sin^{-2} K)\right]^{-\frac{a}{2\lambda_{kl}}},$$

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

$$\mu = \sum_{k=1}^{3} \alpha_k (\,)_k, \quad a = \bar{c}_{(3)}\,\bar{b}^{-1} = a^*$$

Gleichung ~~13~~ 11,64

aus welcher unmittelbar hervorgeht, wie die imaginären Gitterselektoren, welche immer als transfinite Größen vorhanden sind, die Raumkondensationen [3] verursachen. Wird nämlich angenommen, daß $K = 0$ wird, dann folgt in jedem Fall, da $\frac{a}{2\lambda_{kl}} > 0$ bleibt, $\lim_{K\to 0} [3] = \overline{{}^{3}0}$ weil für $K = 0$ immer $\sin K = 0$ und $\cos K = E$ (ist). Eine reelle Raumkondensation

$[3] \neq \overline{{}^{3}0}$, 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 $[3] = \overline{{}^{3}0}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum $K;\ n = \pm \pi/2\,(2N+1)$, denn dann gilt $\cos K = 0$ und $\sin K = \pm E$, was das Extremum der Raumkondensation

$$\left([{}^{i}_{k\ell}]_{(3)} + Q^{\underline{i}}_{(3)m}\,[{}^{m}_{k\ell}]_{(3)}\right)_{\text{max}} =$$
$$= \alpha^{\underline{i}}_{k\ell}\, e^{\underline{\lambda}_{k\ell}\mu}\left(\tfrac{1}{2}\left(E + e^{2\lambda_{k\ell}\mu}\right)\right)^{-\frac{a}{2\lambda_{k\ell}}},$$
$$K;\ n = \pm\frac{\pi}{2}(2N+1)$$

Gleichung ~~131a~~ 164a

bedingt. Der einzige Verlauf von [3] im R_3 erfährt für $0 < |\cos K| < E$ bei $e^{\lambda_{k\ell}\mu} = \cos K$ des Kompositionsfeldes, also bei $\lambda_{k\ell}\mu = \ln\cos K$, ebenfalls ein Extremum. ~~Bei~~ weiterem Anstieg von $\lambda_{k\ell}\mu$ wird schließlich $e^{\lambda_{k\ell}\mu} \gg \cos K$ und $e^{\lambda_{k\ell}\mu} \gg E$, sodaß approximativ $\left(\frac{1}{2}(E+\cos K)\cdot\left(E + (e^{\lambda_{k\ell}\mu} - \cos K)^2 \sin^{-2} K\right)\right)^{-\frac{a}{2\lambda_{k\ell}}} \approx$ $\approx Z \sim e^{-a\mu}$ und damit $[3]^{\underline{i}}_{k\ell} \sim$ $\sim \exp(\underline{\lambda}_{k\ell} - a)\,\mu$ wird, da immer $a > \underline{\lambda}_{k\ell}$ ist, beschreibt [3] für sehr große Werte $\lambda_{k\ell}\mu$; n ein exponentielles Abklingungsgesetz im R_3.

16.7.64 Aus der metronischen Extremwerttheorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\mathfrak{f}[3] = \overline{{}^{3}\mathcal{O}}$, oder $\mathcal{O} = \mathfrak{f}e^{\varphi} =$ $= e^{\varphi}(\underline{\lambda}_{k\ell} - a\alpha)\,\mathfrak{f}\mu$, was nur durch $\alpha = \frac{\underline{\lambda}_{k\ell}}{a} = A$, wegen $e^{\varphi} > 0$ und $\mathfrak{f}\mu > 0$ erfüllt werden kann. Mit der Transformation $\mathfrak{u} = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ wird diese Bedingung zu $\frac{\mathfrak{u}(\mathfrak{u} + \mathfrak{b})}{E + \mathfrak{u}^2} = A$. Werden zur Kürzung $\mathfrak{b} = \operatorname{ctg} K$ und $B = \frac{\mathfrak{b}}{2(E-A)}$ verwendet, dann folgt für diese quadratische Gleichung die zweideutige Lösung $w_{\text{ext}} = \left(E + \frac{1}{2}(E-A)^{-1}\left(-E \pm \pm\sqrt{\frac{A}{B^2} + E}\right)\right)\cdot\cos K$. Da auf jeden Fall $\frac{A}{B^2} > 0$ bleibt, wird der positive Zweig nahegelegt, weil $\cos K > 0$ wegen $(\lambda_{k\ell}\mu)_{\text{max}} =$ $= \ln\cos K$ sein muß und auch

$w = e^{\lambda\mu} > 0$ im ganzen Bereich ist. Die Forderung $(E + \frac{1}{2}(E - A)^{-1}(\sqrt{\frac{A}{B^2} + E} - E)) \cos K > 0$ kann für die erlaubten Werte K aus $0 < \cos K < E$ innerhalb dieses Bereiches aber nur dann erfüllt werden, wenn $A < E$ und $A > 0$ bleibt, denn für $A = E$ kommt es zu einer Unendlichkeitsstelle, während für $A > E$ der Fall $w_{ext} < 0$ möglich würde, was aber ein Widerspruch ist. $A < E$ bedeutet aber auch $a > \underline{\lambda}_{\kappa e}$, woraus sich im dritten Approximationsbereich hoher Metronenziffern eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \to 0$ wird $\lim_{\tau \to 0} \mu_i n = \rho$ und dies bedeutet,

in Gl. 131 (64) eingesetzt für hinreichend große Werte ρ den Verlauf $[3]^{\frac{i}{\kappa l}} \sim$
$\sim e^{\underline{\lambda}_{\kappa e}\rho}\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1+b}{1-b}}\,(e^{\lambda\rho} - b)^2\right)^{-\frac{a}{2\lambda}} \approx$
$\approx \exp(\underline{\lambda}_{\kappa e} - a)\rho = e^{-\alpha\rho}$, mit $\alpha > 0$, weil $e^{\lambda\rho} \gg b$ und erst recht $e^{\lambda\rho} \gg 1$ im dritten Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein exponentiell steil abklingendes Strukturfeld, dessen Eigenschaften sich mit denen eines Nahwirkungsfeldes decken.

29.7.64 Im Gegensatz zur stufenfreien Raumkondensation bilden alle imaginären Strukturreinheiten Kondensationsstufen. In Analogie zu [3] bilden die imaginären Kondensationen die Klassen [1] sowie [2] und [1,2], doch

erscheinen diese Kontraktionsstufen auch dann, wenn es sich um Korrelatoren höherer Ordnung handelt, also wenn die reelle Wirkung $\overline{\mathcal{L}_R}^{(3)}$ mit $\mathcal{W}_R$ identisch wird. Demnach werden die stufenbildenden Kondensor-Klassen über die drei nächsten Korrelatoren $[1,3]$ sowie $[2,3]$ und $[1,2,3]$ ergänzt. Nach Gl. 146 ist der Verlauf exponentiell. Für Kürzung soll die laufende jeweilige Kondensatormatrix einer Stufe durch $A^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = \underline{A}$ gekennzeichnet und die Komponentenindizierungen fortgelassen werden. Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensatorstufen

$(a\ b\ c\ d) \equiv \varkappa$ wird durch die Funktionalselektoren

$$F_{\alpha\beta\gamma}(\varkappa) = (\underline{A}^{\varkappa}_{\kappa,\ell})^{-1}\,([\mathfrak{L}^{\varkappa}_{\kappa\ell}]^{(\cdot)}_{(\cdot)} + \underline{Q}^{\varkappa}_{m}\,[\mathfrak{L}^{m}_{\kappa\ell}]^{(\cdot)}_{(\cdot)}) =$$

$$= \exp\,(\underline{\lambda}\,\mathcal{V} - \underline{c}_{\varkappa} \sum [\mathfrak{L}^{\varkappa}_{\kappa\ell}]; (\cdot)\,\delta\,\mathcal{V})$$

wenn es sich um die Kondensatorform $[\alpha\beta\gamma]$ im hermetischen Aggregat $\mathcal{V}$ und dem Kondensationstyp $\varkappa$ handelt. Mit den Linearaggregaten $\underline{c}_{\varkappa}[\mathfrak{L}^{\varkappa}_{\kappa\ell}] = \underline{a}\,\psi_{\kappa\ell} = \underline{a}\,(E - \varepsilon^{\lambda\mathcal{V}})^{-1}$ kann für jeden Hermetiegrad das Korrelat ausgeführt werden. Mit den weiteren Kürzungen $\mu = \sqrt{\mathcal{V}}\sum_{\kappa=1}^{3}(\cdot)_{\kappa}$ sowie $T = \sqrt{\mathcal{V}}\,((\cdot)_5 + (\cdot)_6)$ und $z = \sqrt{\mathcal{V}}\,(\cdot)_4$ folgt dann

gilt nämlich für $\hat{[\,]}$ den höheren Hermetiegrad als für die jeweilige Lösung Gl. 146, sodaß $[\hat{\,}](Q)$ mit $Q = P + \mathcal{V}$ in $F_{\alpha\beta\gamma}(\varkappa)$ gesetzt werden kann, denn sodaß für das im Exponenten stehende

Kettenintegral $\underline{c}_s \sum [x^s e_j; ()] \mathcal{J} v$

$= \underline{a} \sum \psi_{ke_j}; () \mathcal{J} v = \underline{a}/\lambda \sum (E - e^{-\lambda a_j})^{-\gamma}$

$= \underline{a}/\lambda \ln (e^{\lambda v} - e^{-\lambda p}) + \text{const} =$

$= \ln \left(\frac{e^{\lambda v} - e^{-\lambda p}}{E - e^{-\lambda p}} \right)^{\underline{a}}$ und $\mathcal{J}$ ~~sind~~ immer als partielles Kettenintegral auf die Variable von v der symmetrischen Partialbrüche bezieht und der Beweis der mehrdimensionalen Integration stets bei $v_i (n-1)$ und $n = 1$ liegt, was aber $v_i \, 0 = 0$ bedeutet. Hiermit erledigt sich nach Gl. ~~116a~~ 149a immer $\underline{a}/\lambda = \underline{\alpha}$ wenn $\mathfrak{A} = v$ mit dem Komposition[s]feld übereinstimmt. Nach diesem allgemeinen Schema können die stufenbildenden Kondensations-Klassen der möglichen Typen einzeln analysiert werden, ~~für die Gradtonen, also die kontinuierlichen Selbstkondensationen,~~

~~gibt es, wenn die reine Möglichkeit~~

$\mathcal{J} \lambda v =$ ~~$F_1(a) - (E - e^{-i\lambda}$~~

Zur Klärung alles zu diesem Zweck die reellen Aggregate $\mu = \mathfrak{Re} \sum_{\kappa=1}^{3} ()_\kappa$ sowie $z = \mathfrak{Re} ()_4$ und $T = \mathfrak{Re} ((()_5 + ()_6)$ zur Anwendung kommen. Für die gravitonen und lokalen Terme, also die transpiralen Selbstkondensationen gibt es im 2. Bereich die einzige Möglichkeit $F_1(a) = (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}$, während sich für die Photonen als Zeitkondensationen vom imaginären Typ b drei Möglichkeiten ergeben, nämlich $F_1(b) = e^{i\lambda T} \left(\frac{e^{iaT} - e^{-iaz}}{E - e^{-i\lambda z}} \right)^{-\underline{\alpha}}$ für $F_2(b) = e^{i\lambda z} \left(\frac{e^{i\lambda z} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}} \right)^{-\underline{\alpha}}$, während für $F_{12}(b) = (E - \exp(-i\lambda(T+z)))^{-\underline{\alpha}}$ die Gl. ~~116a~~ 149a gilt, die Klasse [1,2,3] existiert im Fall des imaginären Kondensationstypen a und b nicht. Für den Typ c mit kalter pondrabler

Korpuskeln als Komplexe von Kondensationen gibt es nur eine Mannigfaltigkeit $F^{1}(c) = e^{i\lambda T}\left(\frac{e^{i\lambda T} - e^{-\lambda\mu}}{E - e^{-\lambda\mu}}\right)^{-\alpha}$, während $F^{1}_{1,3}(c) = \left(E - \exp(-\lambda(\mu + iT))\right)^{-\alpha}$ wieder zu 1 + 9 a gibt. Es verbleiben noch die Möglichkeiten des Typs d, also der zusammengesetzten Korpuskeln als Komplexe von Kondensationen zu untersuchen. Hier treten alle sechs Klassen von Kondensationsmöglichkeiten auf und gibt die Aufspaltung der Komplexmannigfaltigkeit $F^{1}_{\alpha}(\alpha) = e^{\nu\lambda q_\alpha}\left(\frac{e^{\nu\lambda q_\alpha} - e^{-\nu\lambda z_\alpha}}{E - e^{-\nu\lambda z_\alpha}}\right)^{-\alpha}$, wenn $\alpha = 1$ mit $q_\alpha = iT$, $z_\alpha = \mu + iz$ oder $\alpha = 2$ mit $q_\alpha = iz$, $z_\alpha = \mu + iT$ bezw. $\alpha = 1, 2$ mit $q_\alpha = i(z+T)$, $z_\alpha = \mu$ $\nu = 1$ liefert keine Kondensationen; ist $\nu \neq 1$ die Komplexen Mannigfaltigkeiten

sind darzu, entsprechen dritten $F^{1}_{1,3}(\alpha) = e^{\lambda(\mu+iT)}\left(\frac{e^{\lambda(\mu+iT)} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}}\right)^{-\alpha}$ und $F^{1}_{2,3}(\alpha) = e^{\lambda(\mu+iz)}\left(\frac{e^{\lambda(\mu+iz)} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}}\right)^{-\alpha}$, während nur für die letzte Klasse $F^{1}_{1,2,3}(\alpha) = \left(E - \exp(-\lambda(\mu + iz + iT))\right)^{-\alpha}$ also zu 1 + 9 a gibt. Damit sind aber alle Kondensationsklassen der einzelnen Kondensationstypen erschöpft dargestellt worden, welche Kondensationsstufen ausbilden und somit ein Gegenstück zu [3]-zyklische Aggregate von Kondensationsflächen ermöglichen. 15.8.64 Die Zyklizität dieser Kondensationsfläche rechtfertigt die Form $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$ als eine Schwingungscharakter aller derjenigen Aggregate, die von den imaginären Elementarelementen bestimmt werden. Denn jeder periodische Prozess wird als Projektion eines

zyklischen Vorgangs aufgefaßt werden.

~~Um~~ Aus den ~~11~~ 11 Kondensorsystemen F für die 4 Kondensationstypen 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 durch $F = 0$ bestimmt, woraus für seine jeweilige Lage N^- eliminiert werden kann. $N^\pm$ ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^\pm(\underline{\alpha}, \underline{\lambda})$ von der Kondensorsignatur gekennzeichnet doch wird dies, ~~durch~~ wenn die Bedingung erfüllt ist, $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$ auf $N^\pm(\underline{\alpha})$ reduziert.

Mithin werden die Kondensations- und Kopplungsextrema, hinsichtlich ihrer Lage im R_6, allein durch die Korrelationsexponenten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensorsystem F neben der Existenz der $N^\pm$, also der Zyklizität noch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllen, dann können für die vier Kondensationstypen die Kondensorflüsse $N_a^+(1)\,N_a^-$, $N_b^+(1)\,N_b^-$, $N_b^+(2)\,N_b^-$, $N_b^+(1,2)\,N_b^-$, $N_c^+(1)\,N_c^-$, $N_c^+(1,3)\,N_c^-$, $N_d^+(2)\,N_d^-$, $N_d^+(1,2)\,N_d^-$, $N_d^+(1,3)\,N_d^-$, $N_d^+(2,3)\,N_d^-$ und $N_d^+(1,2,3)\,N_d^-$ definiert werden, weil $[1]$ im Typ d nur als $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}_+$, also ohne Korrelation auftritt und somit keinen Kondensorfluss bilden kann; ~~weil~~ 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: $N_a^+(1)N_a^- \equiv N_b^+(1)N_b^- \equiv N_c^+(1)N_c^- \equiv A$,

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

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

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

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

sodaß nur diese sechs Typen von Kondensoflüssen in den Koppelungsstrukturen der Kondensationstypen zu untersuchen sind. Aus dieser Untersuchung ergeben sich einige allgemeine Kon-

sequenzen ansichtlich der möglichen Kondensationstypen. Alle Kondensationstypen müssen sich träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3, weil das Orthogonalitätsprinzip der $\bar{\lambda}$ bezw $\underline{\bar{\lambda}}$ inbezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von ω grundsätzlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensor $[\overline{1;1}]_+$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel sind nur die Kondensationstypen c und d, weil das reelle Kondensorsystem [3] nur diese Typen bestimmt, sodaß a und b imponderabel sind. Infolge dieser Kondensortheorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität

zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern, als beide Eigenschaften allen Kondensationstypen gleichermaßen zukommen. Auch wird klar, wie die Kondensorflüsse A bis F die Kondensationstypen bestimmen. So wird a nur durch den transfiniten Kondensorfluß A aufgebaut, der als Gravitonensystem erscheinen kann. Die als Photon interpretierte Kondensation b besteht dagegen aus ~~einer~~ den Zeitkondensationen B, welche von A begleitet werden und einem Kondensorfluß C aus einer ~~pro~~ photonisch-gravitonischen Koppelung. Die durch [3] ponderable Struktur c wird dagegen

durch die gravitonischen Kondensorflüsse A und die Flüsse einer gravitonisch-räumlichen Koppelung D bestimmt, was als neutrale Elementarkorpuskel zu interpretieren ist. Die als elektrisch geladene Korpuskeln interpretierbaren Formen des Typs d werden nicht nur durch die photonischen und räumlichen Kondensorflüsse B, C und D bestimmt, sondern noch durch die Kondensorflüsse E einer photonisch-räumlichen und F einer gravitonisch-photonischen-räumlichen Koppelung, wobei E und F die den Typ d bestimmenden Eigenschaften der elektrischen Ladung ausmachen müssen. Die photonischen Bestimmungsstücke aus d müssen dagegen das mit

dieser Ladung gekoppelt: Elektrostatische Feld beschreiben, welches als Sonderfall des ~~Ph~~ Photons aufzufassen ist, wenn A fehlt. Der Charakter der Raumkondensation von d wird durch das Auftreten von D aus c ohne A und die Ponderabilität durch [3] verursacht. Neben diesen zu Kondensorflüssen führenden Korrelationssystemen gehören zu jedem Kondensationstyp noch die durch eine einzige Indizierung bestimmten korrelationsfreien Kondensoren $\left[\begin{smallmatrix}\lambda & \lambda \\ \lambda & \lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ mit $1 \leqq \lambda \leqq 3$, welche zwar mit Ausnahme von $\lambda = 3$ Kondensationsstufen bilden aber kein Flußaggregat erzeugen weil das Kopplungsmaximum als Kondensorminimum nicht

gegeben und somit die Existenzbedingung des Kondensorflusses, wegen dieser fehlenden Kondensorsenke nicht erfüllt ist. Dem Typ a ist nur $\lambda = 1$ aber den Typen b und c noch $\lambda = 2$ bezw $\lambda = 3$ und dem Typ d sind $1 \leqq \lambda \leqq 3$ überlagert.

27.10.64 Alle diese Kondensationstypen werden also durch nur sechs Klassen sterioisomerer Flußaggregate bestimmt, nämlich

$\mathcal{A}(1)$, $\mathcal{B}(2)$, $\mathcal{C}(1,2)$,

$\mathcal{D}(1,3)$, $\mathcal{E}(2,3)$ und $\mathcal{F}(1,2,3)$,

wenn die Indizierungen der Strukturreinheiten aus den Kondensorsignaturen angegeben werden. Die Flußklassen ab $\mathcal{C}$ beschreiben eindeutig die inneren Korrelationen der Strukturreinheiten

(Gitterkerne), welche die zyklischen Kondensatflüsse und ihre Superposition zum Kompositionsfeld unter Wahrung der Kompressorisostasie ermöglicht. + 8. 12. 1964

Überarbeitung beendet am 19. 7. 1966, Durchsicht beendet am 30. 12. 1966, Maschinenschrift beendet 15. 8. 1969

---

10. I. 1967

Die möglichen Kondensatflüsse $N^+ (\alpha\beta\gamma) N^- \equiv (A \ldots F)$ im R_6 laufen also zyklisch zwischen dem Koppelungsmaximum N^- und dem Kondensatmaximum N^+ und werden in ihrem funktionellen Verlauf durch die $F_{\alpha\beta\gamma}(\varkappa)$ wiedergegeben. Da $F_1(d)$ und $F_2(d)$ nicht zur Ausbildung von Kondensatflüssen fähig

sind, gelten die Entsprechungen $(F_1(a), F_1(b), F_1(c)) \equiv A(1)$ für gravitonische, $F_2(b) \equiv B(2)$ für photonische, $(F_{1,2}(b), F_{1,2}(d)) \equiv C(1,2)$ für gravitonisch-photonische $(F_{1,3}(c), F_{1,3}(d)) \equiv D(1,3)$ für gravitonisch-räumliche, sowie $F_{2,3}(d) \equiv E(2,3)$ für photonisch-räumliche und $F_{1,2,3}(d) \equiv F(1,2,3)$ für räumlich photonisch-gravitonische Kondensatflüsse. Da die explizite Darstellung der $F_{\alpha\beta\gamma}(\varkappa)$ wegen $S[{}^{i}_{k}l]; ()$ FV im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich erfolgte, und hier stets $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$ durch den jeweiligen Korrelationsexponenten und die kompositiven Stufen λ ausdrückbar ist, können die Kondensatflüsse

R 13 A bis F explizit im allgemeinen Fällig keits bereich angegeben werden. E, sonders wie offensichtlich bei A bis F um prototypische Funktionswerte, die jedes Flitzaggregat annehmen kann. Ein derartiger prototypischer Funktionswert soll sodann als Flitzkennzeichen werden. Wegen $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$ folgt also für die im R_6 möglichen sechs Flitzkennzeichen Symbole

$\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$, $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\varkappa)} = \mathcal{R}\mathcal{I}$,

$A(1) = (E - exp - \lambda(i\bar{T} + i\int_{\varkappa b} Z + \int_{\varkappa c} \mu))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \int_{\varkappa b} \cdot e^{-i\lambda Z} - \int_{\varkappa c} e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

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

$C(1,2) = (E - exp - \lambda(iT + iZ + \int_{\varkappa a} \mu))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \int_{\varkappa a} e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

$D(1,3) = (E - exp - \lambda(\mu + iT + i\int_{\varkappa a} Z))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \int_{\varkappa a} e^{-i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}$,

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

$F(1,2,3) = (E - exp - \lambda(\mu + iT + iZ))^{-\underline{\alpha}}$, $\mu = \sqrt{\tau} \cdot \sum_{k=1}^{3} ()_k$,

$Z = \sqrt{\tau} \cdot ()_4$, $T = \sqrt{\tau} \cdot (()_5 + ()_6)$, $\varkappa \in \{a,b,c,d\}$ — — — — — 165,

wenn $\varkappa$ die jeweilige Kennziffern a, b, c oder d annimmt. Diesen Flitzkennzeichen werden reindliche Flitzaggregate der Korrelationsprototypen und aber ihrer Quantisierungsmaßen zugeordnet.

Ein jedes Flitzkennzeichen impliziert eine Schar skalarer Funktionswerte vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ (Flitzkennzeichen-Korrelationsexponent), deren einzige Parameter, welcher

ein Fluktor bestimmt, während n als Dieser kompositive Stufe den Grundflußparameter innerhalb des Fluktors im Sachverhalt wiederum bedingt, das Auftreten einer Signatur zweiten Gültigkeitsbereich kennzeichnet: Zwar wird jede Koppelungsgruppe einer Koppelungsstruktur aus § IX.4 durch nur ein Fluktor beschrieben, doch werden hierdurch mehrere Grundflüsse erfasst, welche sich durch α hinsichtlich der Signaturpermutation unterscheiden. Diese Signaturisometrie der Grundflüsse, also das Auftreten mehrerer Kondensaten in den Klassen einer Koppelungsgruppe geht zwangsläufig daran zurück, daß höchstens drei Struktureinheiten korrelieren, aber stets vier Kondensatsignaturen gegeben sind. (Anmerkung siehe Seite 232) Handelt es sich um eine

allgemeine Hermetrieform $\varkappa \equiv (a\ b\ c\ d)$ im R_6, derart daß der Korrelator $\mathcal{H}_{(\varkappa)} = ({}^2\mathcal{H}_{(\mu\nu)})$ als Folge der Einwirkung eines Siebeoperators über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von ${}^2\bar{E}$ unterscheiden, dann können aus diesen Elementen insgesamt n^2 Kondensaten gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignatur unterschieden sind, und somit Korrelationen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\widehat{\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ -\alpha & +\beta \end{bmatrix}}$ für welche es keine Korrelation und damit keine Kondensatflüsse gibt. Diese Kondensaten, ~~ohne Kondensatflüsse~~ welche nicht zur Ausbildung von Flußaggregaten fähig sind, bilden jedoch metronische Kondensationsstufen bzw. für $\alpha = \beta = 3$ daß

nicht in metrischen Gleichungen auftretende Nahwirkungsfeld der Raumkondensation aus. Diese Kondensationen ohne Kondensatflüsse 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. Anmerkung siehe 237 [Nach dieser Untersuchung der zur Korrelation fähigen Fluktonen 165 ~~ist demnach~~ zu ergänzen und der flußfreien Schirmfelder ist durch

$$\hat{\mathfrak{X}}_{(\varkappa)} = ({}^2\bar{\mathfrak{X}}_{(\mu\nu)})_3 \,,\; n\,({}^2\bar{\mathfrak{X}}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{E}) \leq 9$$

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

Die n singulären ~~oder~~ und korrelativen Schirmfelder bzw. das Kraton umschließen

die Flußaggregate der betreffenden Koppelungsstruktur, deren Koppelungsgruppen (Fluktone) nach 165 mit signaturisomeren Grundflüssen identisch sind, – Anmerkung siehe S. 232 für die einzelnen Hermetrieformen gibt es dabei die folgende Verteilung: Im Fall $\varkappa = a$ ~~ist~~ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $Z = 2$ mögliche Kondensatflüsse. Bei $\varkappa = b$, bzw. $\varkappa = c$ wird $n = 6$, und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und zwei korrelativ, wobei im Fall $\varkappa = c$ 4 Kratonen auftreten, doch gibt es $Z = 30$ Kondensatflüsse in der Koppelungsstruktur. Für $\varkappa = d$ dagegen sind $n = 9$ Schirmfelder (darin Kraton), nämlich ~~und zwar~~ drei singuläre und sechs korrelative Ge-

geben, welche $Z = 72V$ gekoppelte Kondensatflüsse umschließen.

23.2.67. Die zu 164 und 165 führende Untersuchung erfolgte im 2. metronischen Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation zwischen Basis- und Kontrasignatur eines Kondensats allein durch $\underline{\alpha} \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Fluktion aus 165 besteht aus einer Serie signaturisomerer Grundflüsse, wobei formal zwei derartige Grundflüsse als ausgeartet korrelationsfrei mit $\underline{\alpha} = 1$ aufgefaßt werden können, bei denen Basis- und Kontrasignatur identisch werden. Solche

ausgearteten Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Kondensatflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder singulärer oder korrelativer Art erscheinen. $\underline{\alpha} = 1$ in 165 führt also tatsächlich gemäß $(A \ldots E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv [\alpha, \beta]$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem symmetronischen linearen Kondensataggregat $\underline{\psi} = (\psi)^{\underline{\alpha}}$ identisch ist, weil hier drei Strukturreinheiten korrelieren. Aus diesem Grunde kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden. Bemerkung s. S. 239 Das noch fehlende Schirmfeld ist durch die nicht in metronischen Kondensations-

stufen auftretende diskriminantenhafte Raumverdichtung ~~164~~ also das Straton nach 164 gegeben, welches ein exponentiell abklingendes Nachwirkungsfeld des R_3 beschreibt. Nach der Beziehung ~~166~~

$$(A \ldots E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix} \ldots 166$$

und Ergänzung ~~...~~ durch 164 sind also die Begriffe Schirmfeld und Flukton ineinander übertrübbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich nur um verschiedene Zustände des gleichen Phänomens ~~einer~~ symmetronischen Strukturkondensationen, welche demnach als ~~Urge~~ Urgestalten der Wettarchetektur aufgefaßt werden müssen. Diese Prototropen sind zwar metrischer, aber

nicht materieller Natur, denn [3] die materiellen Eigenschaften der Terme von 126 entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Prototropen. Da die Prototrope als Oberbegriff von Flukton (Straton) und Schirmfeld auftritt, erscheint eine einheitliche Symbolisierung ~~als~~ sinnvoll. Im Folgenden werden die fluktonenhaften Prototropen aus 165 symbolisiert durch $(A \ldots F) = (-(1 \ldots 6))$, während für die Schirmfeldprototropen $(A \ldots E)_{\underline{\alpha}=1} = (+(1 \ldots 5))$ und $[3] = (+7)$ gelten soll. Für die Prototropen ist also die Symbolschrift

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

für die folgende Untersuchung verbindlich Z.

Ein System signaturisomerer Grundflüsse bildet ein Flukton und hieraus wird sofort evident, daß zu jedem Flukton $(-k)$ in einem Unterraum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schirmfeldern ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die $(-k)$ stets in Verbindung mit den Schirmfeldern $(+k)$ in den betreffenden Unterräumen auftreten. Diese $(+k)$ umschließen offenbar als symmetronische Kondensationsstufen

die $(-k)$, sodaß die Prototropen $k \leq 5$ bereits einfachste Struktursysteme $(+-k)$ bilden. Ein solches einfachstes symmetronisches System $(+-k)$ soll im Folgenden als Protosimplex bezeichnet werden. Von diesen Protosimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn ~~für~~ zum Weltflukton (-6) gibt es kein Schirmfeld und zu $(+7)$ kein Flukton Z. Die Kopplungsstrukturen aus C IX 4 für die möglichen Hermetrieformen a bis d liefern Schemata aus Koppelungsgruppen, welche Kondensatbrücken, sowie Verteilungen von Kondensatquellen und Kondensatsenken definieren. Die hieraus resultierenden

zyklischen Kondensatkürze können aber nur in den Protosimplexen ~~167a~~

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

und in (-6) enthalten sein, während (+7) als Straton die Ponderabilität der kompositiven Hermetrieformen c und d bestimmt. Es muß also ein Konjugationsgesetz der Protosimplexe existieren, welches eine Konjugation der ~~Sicher bemerk. Seite 2313~~ Fluktonen ~~Fluktonen zu Flußaggregaten zu Fl~~ impliziert und von der jeweiligen Koppelungsstruktur bestimmt wird. Mithin werden der Koppelungsstruktur entsprechend, die Protosimplexe zu einem Prototropenkombinat ~~konjugiert~~ verbunden, dessen symmetronische Kondensationsstufen

zu dem metaphorisch mosaikartigen Muster komponieren, als welches die kompositiven Kondensationsstufen erscheinen.)

18.3.67.

[Mit den in 167 und 167a ausgedrückten Begriffen der Prototropen und des Protosimplex wird eine außerordentlich einfache symmetronische Beschreibung der vier ~~möglichen~~ kompositiven Hermetrieformen hinsichtlich ihrer Koppelungsstrukturen und Schirmfeldverteilungen möglich. Die transfinite Selbstkondensation $\varkappa = a$ erscheint als transfinitet Protosimplex $(\pm 1)_a$. Die photonische Zeitkondensation $\varkappa = b$ dagegen als Triade von Protosimplexen $(\pm(123))_b$, während für die Raumkondensationen

$x = c$ der Neutrokorpuskeln $(\pm(14))_c$ $(+7)_c$ neben den Protosimplexen das ~~Schirmfeld~~ Stratonen-system der Ponderabilität auftritt. Die symmetronische Prototropenstruktur der Raumzeitkondensationen $x = d$ geladener Korpuskeln $(+(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$ verfügt über eine Schirmfeldtriade (eingulär), eine Protosimplextriade (mit korrelativen Schirmfeldern) und dem Weltfluktion aller drei Strukturreinheiten. ~~Da jedes Fluktion aus einer definierten Zahl von $N \geq 1$ signaturisomeren Grundflüssen besteht und jedes dieser zyklischen Kondensatflüsse dem relativen Umlaufsinn entsprechend eine doppelte Einstellung des Kondensatspins ermöglicht~~ Anmerkung siehe Seite 233 ~~gibt es zu~~

~~jedem Fluktion eine aus den N signaturisomeren Grundflüssen bestimmbare Zahl Z_N von Spinisomeren~~. Liegt die Stereoisomerie der N Grundflüsse bezogen auf das Schirmfeldsystem des betreffenden Protosimplexes fest, dann müßte sich für $N=1$ die doppelte Spineinstellung $Z_1 = 2$ ergeben. Für $N = 2$ wird dann $Z_2 = 2 \cdot 1 \cdot 2 = 4$, und für $N = 3$ ist $Z_3 = 2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 24$ völlig evident. Der vollständige Induktionsschluss liefert dann für beliebige $N > 3$ das 8 zahlentheoretische Gesetz $Z_N = 2^{N-1} \cdot N!$ ~~für~~ möglicher Spinisomerien des Fluktons. Da sich alle Grundflüsse des Fluktons in ihren Signaturisomeren

zu und enantiostereoisomere Flussaggre-
Korrelationsexponenten unter-
gaben
scheiden, wird das Fluktion
aus N begrifflich verschiedenen
Elementen aufgebaut, für
welches (wiederum auf das Schirm-
feld bezogen) N! Permutations-
möglichkeiten existieren. Diese N! Per-
mutationen können aber nur
verschiedene Relativlagen der
Grundflüsse im Definitionsbe-
reich des betreffenden Fluk-
tons sein. Dies bedeutet aber,
daß die N! Permutationen
die möglichen Stereoisomeren
des Fluktons hinsichtlich des
Schirmfeldsystems sind. Bezeich-
net S_N die Zahl der möglichen
Stereoisomerien, dann gilt also
$S_N = N!$ und $Z_N = 2^{N-1} \cdot S_N$ für
die Zahl der Spinisomerien.

Nun gibt es aber zu jeder der
N ist Fakultät stereoisomeren
Grundflußkombinationen
jeweils Z_N Spinisomerien so,
daß es für das betreffende
Fluktion $E_N = Z_N \cdot S_N$ enantio-
stereoisomere geben muß.
Hier erscheint der Begriff der En-
antiostereoisomerie eines Fluk-
tons besonders sinnvoll, weil
es zu jeder fluktonischen Iso-
merie hinsichtlich des gesam-
ten Kondensatspins (+) aller
Grundflüsse immer ein S spiegelsym-
metrisches Spinsystem (−) ge-
ben muß, welches bis auf die
Spinorientierung mit (+) iden-
tisch ist. Kennzeichnet $E_N^{(\pm)}$ die
Zahl dieser enantiostereoiso-
meren Fluktonen, welche

paarweise spiegelsymmetrisch auftreten, dann gilt $2E_N^{(\pm)} = E_N$. Die N signaturisomeren Grundflüsse eines Flukbons ermöglichen demnach hinsichtlich des zugehörigen Schirmfeldsystems S_N stereoisomere Anordnungen im Definitionsbereich des betreffenden Protosimplex, welche von Z_N Spinisomerien überlagert werden. Auf diese Weise entstehen $E_N^{(\pm)}$ enantiostereoisomere Flukbonen des Protosimplex, derart, daß zu jeder Spinstruktur eine spiegelsymmetrische Antistruktur hinsichtlich des Kondensatspins existiert. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in $E_N^{(\pm)} = 2^{N-2} \cdot (N!)^2$, $Z_N = 2^{N-1} \cdot N!$, $S_N = N!$ . . . . . 168, wodurch die Zahl aller überhaupt möglichen Isomeren

eines aus N verschiedenen ~~Grund~~ ~~Flußaggregaten~~ Grundflüssen ~~flüssen~~ aufgebauten Flukbons gegeben ist. Fortsetzung siehe Seite 234.

3.5.67

Anmerkung zu S. 215. Nach Gl. 161 bis Gl. 161 b besteht wiederum jeder dieser signaturisomeren Grundflüsse aus einem System enantiostereoisomerer Flußaggregate $F_\gamma = (\alpha\beta\,\varkappa\lambda)\, F\, (q_j)_1^\gamma$ zyklischer Kondensatflüsse hinsichtlich der Systeme q_j von Kondensatquellen und -senken, woraus hervorgeht, daß im allgemeinen die Zahl N der Elemente eines Systems signaturisomerer Grundflüsse sehr hoch liegen kann. Sind dagegen diese Kondensatflüsse in ihrer Morphologie identisch, dann wird N allein

Anmerkung zu S. 218: ... Wobei jeder Grundfluß durch ein ~~durch die Permutationsmöglichkeiten der betreffenden~~ Kondensatsignaturen [illegible]

~~enantio~~ stereoisomeres Flußaggregat der betreffenden Koppelungsstruktur dargestellt wird.

Anmerkung zu 227: Da jedes Fluktion aus signaturisomeren Grundflüssen gekoppelt ist, von denen jeder wiederum durch eine Serie enantiostereoisomerer Flußaggregate dargestellt wird, (mit jeweils zwei ~~Möglich~~ Orientierungsmöglichkeiten des Kondensatspins), wird das Fluktion durch eine ~~im allgemeinen~~ die Signaturisomerie ~~hochliegende~~ beschreibende Zahl von N begrifflich verschiedenen Elementen bestimmt, welche stets Flußaggregate im betreffenden Definitionsbereich der ~~Kopplungsstruktur~~ Fluktions als R_6-

Unterraum der Koppelungsstruktur sind. In einer solchen fluktionischen Korrelation signaturisomerer Grundflüsse verfügt jedes der N Flußaggregate über eine Einstellung des Kondensatspins, welche von den beiden ~~M~~ möglichen Einstellungen realisiert ist, so daß aus $N > 1$ aller Flußaggregate der ~~Flu~~ Grundflüsse die Zahl Z_N der möglichen Spinisomerien des betreffenden Fluktions ermittelt werden kann.

Fortsetzung von Seite 232

4.5.67.) Da für die Schirmfelder keine Isomerien gegeben sind, beschreibt 168 ~~alle~~ auch sämtliche Isomere eines

vom Fluktion bestimmten Protosimplex. Nach der im Vorangegangenen durchgeführten Beschreibung der Koppelungsstrukturen aller Hermetrieformen $\varkappa \equiv (a\,b\,c\,d)$ durch die $(\pm k)_\varkappa$ bleibt die Zahl $n(\varkappa)$ der ~~Protosimplexe~~ Fluktionen eines jeden überhaupt möglichen Materiefeldquants gemäß $n \leqq 6$ beschränkt. Ist $1 \leqq k \leqq n \leqq 6$ die laufende Indexziffer der zur Komposition kommenden Protosimplexe mit ~~Fluktion~~ Weltfluktion, dann gibt es nach 168 für das Fluktion k die Enantiostereoisomeren $E_k^{(\pm)} = 2^{N_k - 2} \cdot (N_k!)^2$, wenn in k die ganze Zahl von N_k ~~Flußaggregaten~~ 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 $\varkappa$ korrelieren aber nach einem symmetronischen Kompositionsgesetz n Prototrope mit fluktonischer Charakteristik, so daß sich für die Zahl $N_\varkappa^{(\pm)}$ seiner isomeren Formen $N_\varkappa^{(\pm)} = \prod_{k=1}^{n} \cdot E_k^{(\pm)} = 2^y \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2$ ergibt, wenn zur Kürzung $y = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n$ gesetzt wird. Nach der Beziehung

$$N_\varkappa^{(\pm)} = 2^y \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2, \quad y = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n, \quad n = n(\varkappa) \leqq 6 \quad \text{------} \quad 168a$$

gibt es also für jeden ponderablen Spektralterm aus 126

sowie für jeden Inpondet blen Term der Hermetrie $\varkappa \equiv (a, b)$ eine im allgemeinen hohe Zahl von $N_{\varkappa}^{(\pm)}$ enantiostereoisomeren Strukturen, welche immer aus den Zahlen N_k enantiostereoisomerer Flußaggregate der jeweiligen Kopplungsstruktur für die Hermetrieform $\varkappa \equiv (abcd)$ ermittelt werden kann (Anmerkung s. S. 239)

Anmerkung z. S. 217, 16.8.69

Nach dieser Definition wäre das nicht in Kondensationsstufen auftretende Kondensatquartett [3] zusammengesetzt aus den singulären Pseudoschirmfeldern $\hat{\begin{bmatrix}3&3\\3&3\end{bmatrix}}$ und $\hat{\begin{bmatrix}3\\3\end{bmatrix}}$, sowie den pseudokorrelativen Schirmfeldern

$\hat{\begin{bmatrix}3&3\\3&3\end{bmatrix}}$ und $\hat{\begin{bmatrix}3&3\\3&\end{bmatrix}}$, welche jedoch nur wegen der Kondensationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flußaggregate der Kopplungsstruktur umhüllenden Feldes quantisierter Raumverdichtung [3] haben. Nach 164 erfolgt die Quantisierung des stets die Ponderabilität bestimmenden umhüllenden Nahwirkungsfeldes durch das Aggregat T imaginärer Gitterelektoren. Wegen dieses Pseudoschirmfeldcharakters ohne Kondensationsstufen, ~~der~~ und der Eigenschaft 164 werde [3] im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als

Straton bezeichnet. Ein solches Straton ist also als ein Kondensationsstufenfreies Pseudoschirmfeld einer R_3-Verdichtung definiert.

Anmerkung zu Seite 220: 16.10.69 was für F ~~die~~ in Analogie zum Begriff des Stratons die Bezeichnung Weltfluktion nahelegt, weil F in allen Strukturreinheiten und damit auch in sämtlichen Unterräumen des R_6 definiert ist.

Anmerkung zu Seite 237, Anmerk. s. S. 385

Zur Weiterführung der Analyse symmetronischer Korrelationen muß versucht werden, daß Konjunktionsprinzip der

Prototopen mit fluktonischer Charakteristik zu beschreiben; denn diese Konjunktion ist das eigentliche ~~Konju~~ Korrelationsgesetz, welches die Komposition zu den Termen der jeweiligen Hermetrieform bestimmt. Erst wenn eine Beschreibung dieses Konjunktionsprinzips bekannt ist, kann die ~~Symme~~ korrelative Symmetronik der Terme von 126 hinsichtlich $\varkappa \equiv (c, d)$, sowie diejenige der imponderablen Stufen $\varkappa \equiv (a, b)$ transparent werden.

2.) Prototrope Konjunktoren.

30.11.69) Die $k \leq 5$ Protosimplexstrukturen $(\pm k)$ sowie das Weltfluktoon (-6) und das Straton $(+7)$ sind offensichtlich strukturelle Vorstufen, welche die möglichen Hermetrieformen zwar ~~komponieren~~ als Koppelungsstrukturen unter Berücksichtigung der Protosimplexladung komponieren, aber selbst die materiellen Eigenschaften der Trägheit, Gravitation, Ponderabilität, Unponderabilität 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 Fluktoon $(-k)$ zyklischer Kondensatflüsse 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, d. h., die zyklischen Konden-

zerflüsse beider Protosimplexe gehen ineinander über. Hieraus folgt unmittelbar, daß ein solcher Austauschvorgang nur dann erfolgen kann, wenn die korrelierenden Kondenzor, flüsse dimensionell im gleichen Unterraum des R_6 liegen, also wenn sie zur selben Strukturreinheit gehören. Den ~~dro~~ $\mu \leq 3$ Strukturreinheiten ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ entsprechend kann es also nur drei mögliche Konjunktoren geben. Ein Konjunktivgesetz zwischen zwei Protosimplexen $(\pm(pq))$ kann also nur dann existieren, wenn p und q über eine gemeinsame Strukturreinheit

μ verfügen. In diesem Falle gilt dann für den Konjunktiv $(\pm q)-(\mu)-(\pm p)$, wobei der Konjunktor $-(\mu)-$ sich definitionsgemäß nur auf die Fluktonen $(-(pq))$ 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 Fluktonaustausch hinsichtlich ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$. 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 Konjunktor 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. ~~Diese zunächst noch grobe Definition des Konjunktors gestattet also für die Kopplungsstrukturen der mo~~ Hieraus folgt weiter, daß den Protosimplexstrukturen gewisse Wertigkeiten hinsichtlich möglicher Konjunktoren zugeordnet werden können, derart, daß die Protosimplexwertigkeit identisch ist mit der Zahl s derjenigen Struktureinheiten, welche ~~die~~ 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 Strukturreinheiten das Weltfluktion bestimmen. Im Gegensatz zu diesen Fluktionen kann von einer Wertigkeit der $(+k)$ mit $k \neq 6$ nicht gesprochen werden, denn diese Schirmfelder können nur über Kontaktkonjunktive ~~ein~~ oder den Stratonkonjunktiv eine Korrelation vermitteln.

4.12.69 Die Konjunktordefinition aufgrund des Begriffes der Strukturreinheit und der Fluktonkonjugation ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es brauchen nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über

einen Konjunktor zum korrelativen Austausch (Fluktonkonjugation) kommen. Ist $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Grundflüsse im Fluktion $(-k)$ 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 ~~$Z = 1/2$~~

$$Z = 1/2\,(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|),$$

und dies ist zugleich die obere Schranke der Grundflußzahl, welche im Konjunktor zur Konjugation kommen kann. Da aber keineswegs alle

Grundflüsse in μ zu korrelieren brauchen, sondern nur $x_\mu \leq 2$, wäre die Definition $-(\mu)-$ durch den Begriff der Konjunktorvalenz x_μ zu $-(\mu x_\mu)-$ zu ergänzen. Die Aussage $x_\mu = 0$ würde bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktorvalenz stets $x_\mu > 0$ zu fordern ist, wenn überhaupt ein Konjunktiv zwischen Fluktonprototropen existieren soll. Die so ergänzte Konjunktordefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivgesetzen wird also beschrieben durch "

$$-(\mu x_\mu)- \equiv {}^2\bar{x}_{(\mu)},$$
$$(\pm p)-(\mu x_\mu)-(\pm q),$$
$$(\pm p)-(\mu x_\mu)-(\mp q),$$
$$(\pm p)-(3 x_3)-(+ 7),$$
$$Z((-k)) = Z_k,$$
$$Z(Z_p, Z_q) = 1/2\,(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|),\quad 0 < x_\mu \leq 2 \ldots\ldots 169.$$

Da im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$ und $x_\mu < 2$ bleibt, wird sofort deutlich, daß es eine Konjunktorisomerie unter der Voraussetzung $Z_p \neq Z_q$, $x_\mu < 2$ ..... 169a geben muß, welche den bereits untersuchten Isomerien der Protosimplexe, also der ~~Ent~~ Enantiostereoisomerie und der Signaturisomerie der betreffenden

Kondensaten überlagert, wodurch sich die Zahl der Isomerien einer Hermetrieform wesentlich erhöht. Die Zahlen möglicher Konjunktorisomerien können jedenfalls erst dann untersucht werden, wenn die Konjunktivgesetze der einzelnen Hermetrieformen explizit vorliegen, was aber wiederum eine Bestimmung der Protozimplexladung nach 168 b erfordert.

7. 12. 69

Die Schirmfeldprototropen (+(127)) sind in Bezug auf die -(μ)- beliebig mehrdeutig, weil diese Prototropen nicht fluktonischen Charakter tragen, sondern als Kondensationsstufen die $^2\bar{x}_{(123)}$-Strukturen metrisch darstellen und somit die Definitionsbe-

reiche der -(μ)- festlegen. Dies bedeutet aber, daß es immer dann bei der Grundflußkonjugation zur Ausbildung von Kontakt- bez. Stratonkonjunktiven kommt, wenn mindestens eine dieser Prototropen (+(127)) in der Koppelungsstruktur existiert. Liegt dagegen (+(12)) in dem transfiniten oder zeitlichen Kondensatquartett (±(12)) vor – also in den Hermetrieformen b und c – dann treten Korrelationskonjunktive ~~auf~~ mit der Wertigkeit 2 auf, weil in diesen Kondensatquartetten jeweils zwei Grundflußaggregate vorliegen. Werden die noch

unbekannten Konjunktorvalenzen nicht angegeben, dann können die Koppelungsstrukturen der vier Hermetrieformen durch die Protosimplexe und ihre Konjunktoren dargestellt werden. Im Fall der transfiniten Selbstkondensationen $(\pm 1)_a$ existiert überhaupt kein Konjunktor, während die Protosimplexe-Triade der Zeitkondensationen gemäß

$(\pm 1)_b$ —(1)— $(\pm 3)_b$ -(2)- (± 2)

allein durch Korrelationskonjunktive bestimmt wird. In der Triade der Raumkondensationen ~~wirkt dagegen~~

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

wirkt dagegen neben einem Korrelationskonjunktiv noch ein Stratonkonjunktiv. Liegen Raumzeitkondensationen der Hermetrieform ~~[illegible]~~ d vor, dann tritt die Schirmfeldtriade $(+(127))$ auf, so daß trotz des Weltfluktons der Wertigkeit 3 nur Kontakt- bzw Stratonkonjunktive d bestimmen. In der zyklischen Kontaktstruktur $(+1)_d$ -(1)- $(\pm 3)_d$ -(2)- $(+2)_d$ -(2)- $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ -(1)- $\rightarrow (+1)_d$ kommt es noch zum Einfluß von $(-6)_d$ im Kontaktkonjunktiv zu den $(+(127))_d$, so daß die zyklische Kontaktstruktur gemäß

::: $(+1)_d$ -(1)- $(-6)_d$ -(2)- $(+2)_d$
::: und ::: $(-6)_d$ -(3)- $(+7)_d$ :::
~~zu ergänzen ist.~~ zur Kopplungsstruktur der Hermetrieform d zu ergänzen ist.

11. XII. 69 Immer dann, wenn -(μ)- in $^2\bar{x}_{(\mu)}$ Prototrope in wie auch immer beschaffene Konjunktive setzt, kommt es zu einer Konjugation von Kondensatflüssen der beteiligten Fluktonen (-λ) mit λ ≦ 6; dann diese Konjugation erscheint als einzig mögliche Form prototroper Wechselbeziehungen. Die Unabhängigkeit von der Konjunktivform geht

auf die Tatsache zurück, daß die singulären Schirmfelder mit den Definitionsbereich des -(μ)- in metrischen Kondensationsstufen strukturieren, aber keine Flußaggregate aus bilden. Aus diesem Grunde genügt es, mit den Korrelationskonjunktiv ~~(± p)~~ (± p) -(μ)- (± q) ~~einen~~ zu analysieren, weil hierdurch die Allgemeingültigkeit nicht eingeschränkt wird. Zur Analyse muß berücksichtigt werden, daß die zur Konjugation kommenden Fluktonen (-(p, q)) Flußaggregate zyklischer Kondensatflüsse

sind, welche nach C IX jeweils über ein pseudoeuklidisches Kopplungs-Maximum N_- und ein ~~Kondensations~~ ~~Korrelations~~ maximum N_+ extremer Kondensation verfügen. Ferner ist der Definitionsbereich eines derartigen Flußaggregates durch die beteiligten Kondensarsignaturen bestimmt, während der Spin des Flußaggregates durch die Zahl w der Zyklen festgelegt ist, nach welcher der Anfangszustand wieder hergestellt ~~ist~~ wird. Die zyklischen Kondensarflüsse selbst werden durch die antihermiteschen Anteile

ihrer Kontrasignaturen aktiviert, und strukturieren die Flußaggregate der Grundflüsse eines Fluktons durch die Verteilung der Kondensarquellen und -senken, bezw. der quellen- und senkenhaften Kondensarbrücken innerhalb einer Kopplungsstruktur. Werden p und q durch die Signaturen $(-p) \equiv \equiv \begin{pmatrix} \varkappa\lambda \\ \nu\mu \end{pmatrix}$ und $(-q) \equiv \begin{pmatrix} \varkappa'\lambda' \\ \nu'\mu \end{pmatrix}$ gekennzeichnet, dann wird $-(\mu)-$ möglich, weil beide Fluktonen bei $(\varkappa\lambda\nu) \neq (\varkappa'\lambda'\nu')$ in der gleichen Strukturreinheit ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ definiert sind, was der Existenzbedingung für

-(μ)- genügt. Sind die $N_\pm(p,q)$ die Kopplungs- bzw. Korrelationsmaxima für p und q in μ, dann kann für die Flußaggregate nach den Untersuchungen über zyklische Kondensatflüsse $F_p(\mu) = N_+(p)\begin{pmatrix}\varkappa & \lambda \\ \gamma & \mu\end{pmatrix} N_-(p)$ und $F_q(\mu) = N_+(q)\begin{pmatrix}\varkappa' & \lambda' \\ \gamma' & \mu\end{pmatrix} N_-(q)$ geschrieben werden. Nach C IX gilt aber für die Symmetronik der $F_{pq}(\mu)$ stets $N_\pm \to N_\mp$, d. h., die N_+ und die N_- werden periodisch vertauscht, was die Zyklizität der F_{pq} bedingt. Aus diesem symmetronischen Sachverhalt kann nunmehr die Konjugationsbedingung abgelesen werden, unter

welcher in ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die p und q den Korrelationskonjunktiv bilden. Die Konjugation kann sich dabei nur auf das jeweilige Kondensatmaximum in N_+ beziehen, was jedoch nur dann möglich ist, wenn der Momentanwert $F_p(N_\pm)$ aus p mit dem entsprechenden Wert $F_q(N_\mp)$ aus q zusammenfällt, daß heißt, wenn zwischen F_p und F_q in ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ eine Flußphase φ existiert, derart, daß beide Flußaggregate um $\varphi = \pi/2$ phasenverschoben sind. Offenbar sind i.B. auf ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die $F_{pq}(\mu)$ orientiert, so daß für die Stromvektoren der

Flußaggregate T_{pq} zu setzen ist. Da außerdem die Zyklizität $N_{\pm} \to N_{\mp}$ für p und q gilt, existieren ~~partiellen~~ auch die partiellen Spinvektoren hinsichtlich $^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$, nämlich $\bar{\sigma}_{pq} \perp \bar{F}_{pq}$, für welche mit den Spinzahlen w_{pq} hinsichtlich μ auch $\bar{\sigma}_{pq} = w_{pq}\,\bar{s}_{pq}$ ~~mit~~ gesetzt werden kann, wobei $\bar{\sigma}$ der Spin des Aggregates und $\bar{s}$ der Fluktonspin in $^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ ist. Mit den Spineinheitsvektoren $\bar{s}^{(0)}_{pq}$ gilt dann $\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(0)}_{pq} \cdot s_{pq}$, wenn $|\bar{s}^{(0)}_{pq}| = 1$ ist. Wenn nun für F_p und F_q die zur Konjugation notwendige Phasenbedingung $\varphi = \pi/2$ erfüllt ist, dann ist diese Bedingung zwar notwendig, aber

nicht hinreichend, denn $\bar{s}_p$ und $\bar{s}_q$ können irgendwelche Winkel einschließen. ~~Ist nun sin $(\bar{s}_p, \bar{s}_q)$~~ Sollen in $^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die F_p und F_q im Sinne von -(μ)- eine Konjugation ihrer Kondensatmaxima durchführen, dann muß offensichtlich $\bar{F}_p \parallel \bar{F}_q$ sein, was aber wegen $\bar{F}_{pq} \perp \bar{\sigma}_{pq} = w_{pq} \cdot \bar{s}_{pq}$ unmittelbar $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ als hinreichende ~~be~~ ergänzende Bedingung zur Folge hat. Für die Existenzbedingung von -(μ)- als $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ gilt demnach zunächst die Bedingung der Kondensatkonjugation, nämlich

$(-p) \equiv F_p(\mu, N_\pm)$ ~~$N_+($~~

$= N_+(p) \begin{pmatrix} \varkappa & \lambda \\ \gamma & \mu \end{pmatrix} N_-(p)$,

$(-q) \equiv F_q(\mu N_\pm) =$

$= N_+(q) \begin{pmatrix} \varkappa' & \lambda' \\ \gamma' & \mu \end{pmatrix} N_-(q)$,

$(\varkappa \lambda \gamma) \neq (\varkappa' \lambda' \gamma')$

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

$\mu \equiv {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ - - - - - - - - 170,

welche durch die Parallelitätsbedingung der Fluktonspine

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

$\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(0)}_{pq} \cdot s_{pq}$, $|\bar{s}^{(0)}_{pq}| = 1$,

$\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ - - - - - - - - - - 170a

zu ergänzen ist. Die Beziehungen 170 und 170 a beschreiben also die notwendige und hinreichende Existenzbedingung von

-(μ)- im Fall des Korrelationskonjunktivs. Liegt

dagegen ein Kontakt- oder Stratonkonjunktiv vor, dann ändert sich an dieser Existenzbedingung nichts, weil die ~~singulären~~ Schirmfelder nur die zur Konjugation kommenden Kondensatmaxima durch ihre metrischen Kondensationsstufen deformieren, nicht aber die Konjugationsdynamik der Fluktonen umstrukturieren. Die Beziehung 170 a, also $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ eröffnet einen weiteren Einblick in die möglichen Konjunktivstrukturen; denn diese Parallelität wird zweideutig durch $\bar{s}^{(0)}_p =$

$= \pm \bar{s}_q^{(0)}$ ermöglicht. Im Fall des positiven Zweiges, also der Parallelität ~~[illegible]~~ wäre $-(\mu)-$ ein Orthokonjunktor, aber im Fall des negativen Zweiges, also der Antiparallelität wäre $-(\mu)-$ ein Parakonjunktor. Diese Möglichkeit der Ortho- und Parakonjunktoren findet also ihren Ausdruck in

$$\bar{s}_p^{(0)} = \pm \bar{s}_q^{(0)} \quad \text{- - - - -} \quad 120\,b,$$

woraus hervorgeht, daß der zusätzlichen Konjunktorisomerie noch eine Klassifikation in Ortho- und Parakonjunktoren überlagert.

12. 12. 69

Aus dem Existenznachweis

der $-(\mu)$, und der Darstellung partieller Fluktonspine, sowie dem Konjugationsprinzip zyklischer Kondensatflüsse über $-(\mu)-$ bei der Phasenverschiebung um $\pi/2$ ergeben sich zwei weitere Ansatzmöglichkeiten der Analyse. Einerseits folgt unmittelbar aus den Möglichkeiten der Ortho- und Parakonjunktoren die Existenz eines allgemeinen Konjunktorspins, während andererseits die Existenz der $-(\mu)-$ unmittelbar die Komposition der $(\pm k)$, (-6), $(+7)$ mit $k \leq 5$ zu den Termen von 126 und den imponderablen

unter Berücksichtigung von 168 b

Hermetrieformen aufzeigt.

Diese Komposition der Protosimplexe zu den ~~elementaren Materiefeldquanten~~ Hermetrieformen schließt den Übergang von den strukturellen Vorformen zu den elementaren Materiefeldquanten, worin sich eine durchgehende strukturelle Hiërarchie aller Weltstrukturen des R_6 und ihrer R_3-Projektionen offenbart. × Die Makrostruktur des R_3 wird allein durch das Gravitationsphänomen $r q e^{-q} \sim (1-\frac{r}{\varrho})^2$ bestimmt.

1.) Die Makrostruktur des R_3 für $R \gg \varrho$ und $R > \varrho$ wird durch Spiralnebelsysteme charakterisiert, welche durch keine gravitative Attraktion in Zusammenhang stehen.

2.) Im Bereich $0 \leq r < \varrho$ ist die Infrastruktur der Spiralnebelsysteme gegeben, deren Galaxien im attraktiven Zusammenhang stehen.

3.) Ein Spiralnebel gekennzeichnet durch $0 \leq r \leq \varrho$ ist strukturell aus gravitierenden Sternwolken und nichtleuchtender kosmischer Materie aufgebaut.

4.) Die Elemente einer solchen Sternwolke wiederum sind Einzelsterne, welche gravitierende Pla-

nebensysteme ermöglichen.

5.) Die Strukturelemente aller dieser kosmischen Objekte sind makromare heteromorph zusammengesetzte Materieverteilungen.

6.) Die Strukturelemente jeglicher Materie sind molekularer Natur und stehen durch intermolekulare Attraktionskräfte im Zusammenhang.

7.) Der Molekülbau wiederum ist atomistischer Natur und wird durch die atomaren Valenzen bedingt.

8.) Die atomaren Elementarstrukturen der Materie

werden bestimmt durch Z Hüllenelektronen e_ (Hermetrieform d) und das jeweilige Nuklid.

9.) Die Nuklide werden in ihrer Struktur allein durch die Terme von 126 bestimmt.

10.) Alle Makro~~struk~~ und Mikrostrukturen der Welt stehen durch die imponderablen Hermetrieformen ~~von~~ a und b in Wechselbeziehungen, während ihre ponderablen Elemente allein durch die Hermetrieformen c und d strukturiert werden.

11.) Wegen der Existenz von -(μ)- werden die

materiellen Elementarstrukturen der Welt (a bed) durch Konjunktivgesetze aus den Vorstufen der Materiefeldquanten – also den Protosimplexen – komponiert.

12.) Protosimplexe wiederum sind Strukturaggregate der Prototropen.

13.) Alle Prototropen werden aus echten oder entarteten Kondensatflüssen aufgebaut.

14.) Die Elemente eines jeden Kondensatflusses sind stets metronische Kondensationszustände.

15.) Jeder Kondensationszustand wird aus elementaren metronischen Kondensationsstufen aufgebaut.

16.) Die präformierende Vorbedingung jeder metronischen Kondensationsstufe ist die Feldaktivierung in der metronisch isotropen leeren Welt, welche immer als metronische Spinanisotropie erscheint.

17.) Das Urelement der Spinanisotropie eines Feldaktivators ist wegen des metronischen Charakters des R_6 immer die relative Spinumkehr eines Einzelmetrons, welche als Elementaranisotropie ε bezeichnet

werden.

In dieser hierarchischen Ordnung der Weltstrukturen ist ε das letztmögliche Glied und zugleich das Urphänomen, auf welches jede wie auch immer geartete Struktur des R_6 zurückgehen muß. Andererseits hat ε mit Ausnahme seiner Existenz oder Nichtexistenz keine weiteren Eigenschaften mehr, sodaß nur noch eine einzige Alternativaussage $a_\pm$ hinsichtlich ε möglich ist, nämlich die seiner Existenz (a_+) oder seiner Nichtexistenz (a_-). Wenn aber nur für

15. XII. 69

eine Eigenschaftslose

Struktur ε eine Entscheidung in dieser Aussagenalternative ~~bei~~ möglich ist, dann ist der Zustandsraum für ε ein zweidimensionaler komplexer Vektorraum.

Anmerkung siehe:

Da nach diesen Untersuchungen der zweidimensionale komplexe Vektorraum als Zustandsraum von ε nur auf einen reellen dreidimensionalen kompakten Raum abbildbar ist, dessen Koordinaten vertauschbar sind, decken sich die Eigenschaften dieses Abbil-

dungsraumes vollständig mit demjenigen R_3, der als semantische reelle Architektureinheit $s_{(1)} \equiv R_3$ das Tensorium des physischen Universums darstellt. Nach den Untersuchungen ~~des~~ aus $\mathcal{C}$ $\overline{V}$ kann ein reeller Unterraum der Welt R_p mit $p \leq 6$ wegen der makromaren und mikromaren Stabilität nur $p \leq 3$ haben, weil $p > 3$ eine Welt stabiler Strukturen unmöglich macht. Für die von diesem Gesichtspunkt möglichen Dimensionen $p < 3$ ist jedoch wiederum das Abbildungsge-

setz nicht möglich, so daß für den reellen Unterraum des R_6 mit $p = 3$ nur der kompakte R_3 des physischen Universums übrig bleibt. Die Tatsache des dreidimensionalen reellen Universums als semantische Architektureinheit der Welt geht demnach unmittelbar auf die Existenz der eigenschaftslosen Elementaranisotropie des Metronenspins (als Anfang der Strukturellen Hierarchie) zurück, während umgekehrt $R_3 \equiv s_{(1)}(x_k)_1^3$ einen Hinweis auf die Existenz von ε gibt.

3.) Konjunktor- und Stratonspin

18.12.61 Wenn $-(\mu)-$ in $(\pm p)-(\mu)-(\pm q)$ existiert, sodaß es zur Kondensatkonjugation der partiellen Fluktonen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\bar{s}_p^{(0)} = \pm \bar{s}_q^{(0)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Fluktonen, daß es in Folge dieser Konjugation zur Ausbildung eines Konjunktorspins kommen muß. Ganz eindeutig müssen die Spine von Ortho- und Parakonjunktor ~~anti~~ als Ortho- und Paraspin antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktorspins ist zur eindeutigen Schreibweise neben der Angabe der zur

Konjugation kommenden Protosimplexe p und q, sowie des Konjunktors μ noch diejenige der jeweiligen Hermetrieform $\varkappa$ und der Ortho- oder Paraeinstellung $(\pm)$ von μ notwendig. Ist $\bar{S}$ der Konjunktorspin des Konjunktivs ~~$(\pm p)$~~ $(\pm p)_\varkappa-(\mu)-(\pm q)_\varkappa$ in Ortho- oder Paraeinstellung, ~~im Fall der~~ dann soll ~~im~~ der Konjunktorspin durch ~~$\bar{S}((\pm p)_\varkappa-(\mu)-$~~ $\bar{S}((\pm p)_\varkappa-(\mu)-(\pm q)_\varkappa) = {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm}$ oder in Kurzform $(\mu)_\pm$ 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

$$\bar{S}\left((\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x\right) =$$

$$= {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}\,,\ \cos\left((\mu)_+ , (\mu)_-\right) = -1 \ldots$$

$$\text{- - - - - - - - - } 171$$

des Konjunktorspins folgt unmittelbar, daß allen Hermetrieformen $x \equiv (b\,c\,d)$, welche durch Konjunktivgesetze bestimmt werden, der Protosimplex- und Konjunktorstruktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert ist. Da jeder dieser Konjunktorspine gemäß 171 jeweils über eine Ortho- und eine Paraeinstellung verfügt, aber jeweils nur eine dieser Möglichkeiten ver-

wirklich werden kann, ist jede derartige Spinstruktur durch eine weitere Isomerieform die sogenannte Konjugationsisomerie ausgezeichnet. Zur Erfassung dieser Spinstrukturen kann zunächst festgestellt werden, daß nur $x \equiv (b\,c\,d)$ in Betracht kommt, weil $x \equiv a$ über keine Konjunktoren verfügt. Die transfiniten Protosimplexe $(\pm 1)_{abc}$ der Selbstkondensationen werden durch ein transfinites Kondensorquartett beschrieben, in welchem $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$ singuläre Schirmfelder, aber $\begin{bmatrix}1\\1&1\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}1&1\\1\end{bmatrix}$ das Flukton beschreiben. Ganz entsprechend bildet

$(\pm 2)_b$ ein Zeitquartett, und $(+7)_c$ ein Chrotonquartett welches aus vier ~~Sch~~ schirmfeldartigen Strukturen ohne Fluktonen besteht. Auch sind die ~~Proton~~ Fluktonen $(-1)_{abc}$ und $(-2)_b$ nach C IV bicyklisch (x, y) so daß es bei $(\pm 1)_{abc}$ $-(1)-$ und $(\pm 2)_b$ $-(2)-$ hinsichtlich des Konjunktorspins zu einer Konjunktorspaltung kommen kann, denn an jedes der beiden Grundflußsysteme kann jeweils ein Teil der betreffenden Konjunktorvalenz anschließen. Diese Bizyklizität wird jedoch nur in $x \equiv (b\,c)$ wirksam, weil nur hier die Kondenzorquartette im Zusammenhang mit

Konjunktivgesetzen erscheinen. Bezeichnet V_μ die Valenz von $-(\mu)-$ der in Bezug auf $(-1)_{bc}$ oder $(-2)_b$ gespalten ist, und bezeichnen $V_\mu^{x,y}$ die Valenzanteile von $-(\mu V_\mu)-$, welche auf die Zyklen x und y der betreffenden bicyklischen ~~H~~ Fluktonen entfallen, dann ist stets $V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu$. Diese Spaltung des Konjunktorspins im Fall bicyklischer Fluktonen wird demnach beschrieben durch

$(-p)_{bc}$ $-(\mu V_\mu)-$ $(\pm q)_{bc}$,

$V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu$ 171a

~~Hiermit besteht nun die Möglichkeit, die Konjunktiv bedingten~~

~~Hermetrieformen $(\ell \equiv (bcd)$ hinsichtlich ihrer Spinstrukturen und Konjugationsisomerien zu untersuchen.~~

20. XII. 1969

Die durch diese Beziehung beschriebene Konjunktorspaltung ist offensichtlich erweiterungsfähig. Nach C IX sind nämlich die Fluktonen der möglichen Protosimplexe zyklische Aggregate von Kondensatflüssen, deren korrelative Strukturen allein durch die Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der jeweiligen Koppelungsstruktur aller Kondensaten gegeben sind. Wenn nun $(\pm p)-(\mu)-(\pm q)$ in

μ gegeben ist, dann besteht die Möglichkeit, daß neben p und q in μ partiell auch noch $(\pm k)$ existiert, und eine Konjugation seiner Kondensatflüsse in μ mit dem bereits existierenden Konjunktiv zwischen p und q erzwingt. Liegt eine derartige konjugierende Protosimplextriade vor, dann muß es zwangsläufig zu mindest einer Konjunktorspaltung kommen, wenn alle drei Protosimplexe in der gleichen Strukturreinheit μ durch entsprechende Konjunktive in Wechselbeziehung stehen soll. Die Möglichkeit einer Konjunktorspaltung wächst

offenbar mit der Zahl der Kombinationsklasse der betreffenden Elementen in der betreffenden Anordnungszahl, die aber wiederum nach den Permutationen über Korrespondenzen mittels der Zahl der möglichen Spinorkonnexionen, deren es 2 gibt. Demnach wird immer der Konjunktionsspin ${}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm}$ von $(\pm p)_a (\mu) (\pm q)$ über- oder unterstrichen ${}^{k}_{\varkappa}(\mu)^{pq}_{\pm}(V^{\varkappa}_{\mu}, V^{\psi}_{\mu})$, wenn $(-k)$ eine höhere Spinorkonnexionsart als diejenigen von $(-p)$ und $(-q)$, d.h. $\frac{1}{2}$ wenn $\mathfrak{z}(k) > \mathfrak{z}(p)$ und $\mathfrak{z}(k) > \mathfrak{z}(q)$ oder $\mathfrak{z}(k) > \frac{1}{2}[\mathfrak{z}(p) + \mathfrak{z}(q)]$

fällt. Die Bezeichnung $121\,\alpha$ ist also zu ersetzen durch $(\pm p) (\mu) (\pm q)$ ~~$(\pm p) (\mu) (\pm k_1)$~~ $(\pm p) (\mu V^{\varkappa}_{\mu}) (\pm k) (\mu V^{\psi}_{\mu}) (\pm q)$, ${}^{k}_{\varkappa}(\mu)^{pq}_{\pm} (V^{\varkappa}_{\mu}, V^{\psi}_{\mu})$, ~~$\mathfrak{z}(k) > \frac{1}{2}(\mathfrak{z}(p) + \mathfrak{z}(q))$~~ ... 171 b.

Hiermit besteht nun die Möglichkeit, die Konjunktion bestimmter Kennbuchstaben $\varkappa \equiv (b c \alpha)$ hinsichtlich ihrer Spinorkonnexionen und Konjunktionsionen zu untersuchen. Zunächst folgt für die Zahlkonjunktionen $(\pm 1)_b (1 V_1) (\pm 3)_b (2 V_2) (\pm 2)_b$ die Spinorkonnexionen ${}^{1}_{b}(1)^{3}_{(\pm)} (V^{\varkappa}_{1}, V^{\psi}_{1})$, ${}^{3}_{b}(2)^{2}_{(\pm)} (V^{\varkappa}_{2}, V^{\psi}_{2})$, welche demnach über $4 \cdot 4 = 16$ Konjunktionsionen verfügt, wenn $\mathfrak{z}(q)$

$()_{(\pm)}$ angibt, daß die Möglichkeiten $()_+$ oder $()_-$ unabhängig von den übrigen Konjunktorspinen frei vorgebbar sind. Im Fall der Raumkondensation $(\pm 1)_c$ -(1 V_1)- $(\pm 4)_c$ -(3)- $\boxed{(+7)_c}$ gilt ${}^1_c(1)^4_{(\pm)}$ (V_1^x, V_1^y), ~~denn~~ sodaß nur $2 \cdot 2 = 4$ K-Isomere vorliegen, weil -(3)-$(+7)_c$ wegen des Fehlens eines Fluktons im Cratoon keinen Konjunktorspin ausbilden kann. Liegt die Gruppe der Raumzeitkondensationen vor, dann ~~werden~~ führen alle Konjunktoren zu Kontaktkonjunktiven, was durch $(+\mu)_{(\pm)}$ im Spinsymbol gekennzeichnet werden soll. Da die Kopplungsstruktur für $x = d$ durch

... $(\pm 4)_d$ -(1)- $(+1)_d$ -(1)- $(\pm 3)_d$ -(2)- $(+2)_d$ -(2)- $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ ..., $(+(1,2))_d$ -(1,2)- $(-6)_d$ -$(+7)_d$ gegeben ist und hier neben den Kontaktkonjunktiven das Weltfluktoon erscheint, müssen zunächst die Signaturisomerien untersucht werden. Nach den ~~Unt~~ symmetronischen Untersuchungen der Kopplungsstrukturen und einer Betrachtung der Signaturkombinatorik ist $2\mathcal{F}(6) > \mathcal{F}(4) + \mathcal{F}(3)$ aber auch $2\mathcal{F}(6) > \mathcal{F}(3) + \mathcal{F}(5)$ und $2\mathcal{F}(6) > \mathcal{F}(4) + \mathcal{F}(5)$, so daß $(-6)_d$ als dreiwertiger Protosimplex in allen drei Strukturreinheiten

nur Konjunktorspaltung kommt. Für die Spinstruktur folgt dann, weil nur Kontaktkonjunktive $(+\mu)_\pm$ vorliegen, das Schema ${}^{3}_{d}(+1)^{4}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+1)^{3,4}_{(\pm)}$ (V_1^x, V_1^y) für die transfinite, aber ${}^{3}_{d}(+2)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+2)^{3,5}_{(\pm)}$ (V_2^x, V_2^y) für die zeitliche und ${}^{4}_{d}(+3)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+3)^{4,5}_{(\pm)}$ (V_3^x, V_3^y) für die stratonische Strukturreinheit. Hier wird $(+3)_{(\pm)}$ möglich, weil in den Fluktonen (-4) und (-5) stratonische Flußanteile in $-(3)-$ über $(+7)_d$ korrelieren. In jeder der drei Strukturreinheiten ${}^{2}\bar{x}_{(\mu)}$ sind nach diesem Schema $2 \cdot 4 = 8$ Spineinstellungen möglich, so daß insgesamt

$8^3 = 512$ Konjugationsisomerien für $x = d$ existieren.

2. 4. 70.

Bei dem Konjunktorspin handelt es sich wie bei den Flußaggregaten stets um zyklische Strukturprozesse, wenn das betreffende Konjunktivgesetz einen stabilen Kondensationsterm beschreibt. Ist $\bar{w}$ der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}$ nach $\mathfrak{C}$, also $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$, dann folgt für einen Drehimpulstensor ${}^{3}\bar{M}$ im R_6, wenn der Energiedichtetensor ${}^{2}\bar{T}$ bekannt und $\bar{\xi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{x}_k$ irgendein Radiusvektor ist, wo ${}^{3}\bar{M} = \bar{\xi} \times {}^{2}\bar{T}$ und dieses Gesetz muß auch für

die Spinbasisdrehung $\bar{p}$ bedingt Vorfaktor Volumenelement. Für die Größen von ${}^3\bar{M}$ wie folgt unmittelbar $\overline{div}_6 (w\,{}^3\bar{M}) = \overline{div}_6 \bar{\xi} \times {}^2\bar{T} = {}^2\bar{T} - {}^2\bar{T}^x = 2\,{}^2\bar{T}_-$. Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{div}_6 (w\,{}^3\bar{M}) = {}^2\bar{0}$ ist also nur dann gegeben, wenn ${}^2\bar{T}_-$ im der Beziehung 79 nicht relevant ist, wenn also ${}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R \sim {}^2\bar{T}$ nur Strukturbeschreibung ist. Die durch die Erhaltung des Drehimpulses erzwungene Hermitizität ist ${}^2\bar{T}_+$ hätte also ${}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R = ({}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R)^x$ nur damit $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^x$ oder ${}^2\bar{q} = {}^2\bar{q}^x$ nur folge. Diese hermitische Symmetrie blieb bei der Entwicklung von 115

auch nach der Metrisierung formal $\hat{[\,]} = \hat{[\,]}^x$ erhalten, was in der spinmetrischen Formelsprache bezeichnet $\hat{[\,{}^{\mu\nu}_{\kappa\lambda}\,]} = {}^3\bar{0}$ trotz ${}^2\bar{g}_{(\kappa\lambda)} \neq {}^2\bar{g}^x_{(\kappa\lambda)}$ erzwingt, was vom Standpunkt der Metrisierung spin ${}^2\bar{g}_-^{(\kappa\lambda)}$; n = count im Korrelator $\hat{g}$ für M. Umgekehrt rechtfertigt die Eigenschaft der Feldaktivatoren, Momente der Metrisierung zu beschreiben, unmittelbar die Erhaltung des Drehimpulses aller Strukturen im R_6.

Der Tensor ${}^3\bar{M}$ beschreibt [R)^x] offensichtlich die räumliche Dichte (bezogen auf den R_3) des Drehimpulses, wobei für die räumliche Spindichte $\bar{\sigma} = \text{sp}\,{}^3\bar{M} = 1/w \cdot \text{sp}\,\bar{\xi} \times {}^2\bar{T} =$

$= 1/w \cdot \bar{\xi}\ {}^2\bar{T}$, oder für den als Spin definierten Eigendrehimpuls $\bar{s} = \iiint \frac{\bar{\xi}}{w} \cdot {}^2\bar{T} \cdot dx_1 dx_2 dx_3$ im entsprechenden Falle zu setzen ist. Nach der symmetrischen Fassung der Wellgleichung bezeichnen die $\bar{\lambda}^{(\mu\varkappa)}_{(\varkappa\lambda)}$ Koeffizientenmatrizen der Antikommutatoren, wobei im Diracschen $\lim_{\xi \to \infty} sp \bar{\lambda}^{(\mu\varkappa)}_{(\varkappa\lambda)} i \left[\begin{matrix} \mu\varkappa \\ \varkappa\lambda \end{matrix}\right]_+ \sim {}^2\bar{w}^{(\mu\varkappa)}_{(\varkappa\lambda)}$ zu einem tensorialen Ausdruck vereinbar ist. Hier wird die Normierung so gewählt, daß in der Diagonalform $-(\mu)-$ im ${}^2\bar{\varepsilon}_{(\mu)}$ den Koeffizienten $(\pm p)-(\mu)-(\pm q)$ darstellt, dann wird die Koeffizientenmatrix ${}^{p}_{\varkappa(\mu)}{}^{q}_{\pm}$ mit Folge haben, daß sämtliche Diskriminanten durch $F_V\ {}^{p}_{\varkappa(\mu)}{}^{q}_{\pm} = \bar{\xi}_\mu / w \ {}^2\bar{P}_\mu$ zu beschreiben ist,

wenn $\bar{\xi}_\mu$ der Radius der zyklischen Konjugation in ${}^2\bar{\varepsilon}_{(\mu)}$ ist. ${}^2\bar{P}_\mu = \sum_{\varepsilon} {}^2\bar{w}^{(\mu\varkappa)}_{(\varkappa\lambda)}$ ist hierin ein Energiedifferential, welches additiv aus denjenigen beiden Vektoren zusammengesetzt ist, deren Koeffizienten die im Konjugiertheitsverhältnis $-(\mu)-$ stehenden Projektionen p und q enthalten. Durch den R_3-Element $F V$ der Substitution F_V entsteht somit $F V = \prod_{k=1}^{3} F z_k = \tau \cdot \sqrt{\tau} \cdot \prod_{k=1}^{3} F()_k$ als metrischer R_3-Volumen für den Konjugationsprozeß, somit das Differentialintegral ${}^{p}_{\varkappa(\mu)}{}^{q}_{\pm} = \int \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} \cdot \sum_{\varepsilon} sp \bar{\lambda}^{(\mu\varkappa)}_{(\varkappa\lambda)} i \left[\begin{matrix} \mu\varkappa \\ \varkappa\lambda \end{matrix}\right]_+ ; () F V$. Dieser Ausdruck ist bezüglich μ zyklisch, aber für $\xi \to \infty$ die Fassung ${}^{p}_{\varkappa(\mu)}{}^{q}_{\pm} =$

$= S \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} \, {}^2\bar{p}_\mu \, F V = S \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} F [\bar{w}_\mu] \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} \cdot x_\mu = \frac{\bar{\xi}_\mu^{(0)}}{w} \cdot \frac{u_\mu x_\mu}{2\pi w} =$

$= \frac{\bar{\xi}_\mu^{(0)}}{4\pi}$, also ${}^r_x(\mu)^q = \pm \frac{1}{2} \hbar \cdot S \bar{\xi}_\mu^{(0)} F {}^2\bar{m}_x^{(pq)}$. Da $\bar{\xi}_\mu$ ein

Eigenvektor der Konjugation ist, und die $\bar{m}_x^{(pq)}$ Quantenzahlen, welche mit den Komponenten von ${}^2\bar{m}_x^{(pq)}$ selbst wieder Konjugation, wenn der Konjugation in die eigenen

~~Form~~ ${}^r_x(\mu)^q = \pm \frac{1}{2} \hbar S$ dann wird $\bar{\xi}_\mu^{(0)} F {}^2\bar{m}_x^{(pq)} =$

$= \bar{s}_\mu F \bar{m}_x^{(pq)}$ mit $\bar{s}_\mu =$ const. wegen ${}^r_x(\mu)^q = \bar{s}_\mu |{}^r_x(\mu)^q|$, also ${}^r_x(\mu)^q =$

$= \pm \frac{1}{2} \hbar \bar{s}_\mu S F \bar{m}_x^{(pq)} =$

$= \pm \frac{1}{2} \hbar \bar{s}_\mu \bar{m}_x^{(pq)}$ möglich. Das

der quantenmechanischen Darstellung

des Konjugationsprinz

des Selektionsprinz besteht darin, daß nur die Simplexe (p,q) Quantenzahlen tragen, welche innerhalb der Hyperebene, welche die Simplexe (p,q) enthält, die Möglichkeit der Ortho- und Parasimplexe des Konjugationsprinz besitzen, dann folgt ${}^r_x(\mu)^q =$

$= \pm \hbar S \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} x_\mu F {}^2\bar{m}_x^{(pq)}$. Da $\bar{\xi}_\mu = \frac{\bar{\xi}_\mu^{(0)}}{w}$. $u_\mu / 2\pi$ der Radius der zugehörigen Konjugationsbahn ist, welche mit der Koordinate x_μ den Winkel u_μ macht, und $x'_\mu = w$ senkrecht darauf steht, aber im Integranden

siehe 327

$$ {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm} \sim S \frac{\bar{\xi}_\mu}{m} \varepsilon_\varepsilon \, sp \, \Pi^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} ; \left[\widehat{\begin{matrix}\mu\nu \\ -+ \\ \varkappa\lambda\end{matrix}}\right]_+ ; \; () \; \frac{3}{\underset{k=1}{\parallel}} \; \mathcal{F} \, Z_k \; \ldots\ldots \quad 172 $$

ergibt sich also die einfache Lösung

$$ {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q} = \pm \bar{s}_\mu \cdot \hbar/2 \cdot \underline{m}^{(pq)}_{\varkappa} , $$

$$ {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q} = \bar{s}_\mu \, | {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q} | \; \ldots\ldots \quad 172a $$

Bei dieser Beschreibung des Konjunktorspins handelt es sich stets um das Metronintegral erstreckt über einen Bereich des reellen physischen metronisierten R_3 in welchem aber auch jedes Straton definiert ist. Mithin müßte die Superposition ~~Summe~~ aller Konjunktorspine

des Termes einer Hermetrieform $\varkappa$ stets zu einer abstrakten begleitenden Spinstruktur im R_3 als R_3-Spin führen, der als Stratonspin zu definieren wäre (Anmerkung siehe Seite 326). Ist $m_\varkappa = \sum_{p,q} \underline{m}^{(pq)}_{\varkappa}$ der Selektor ganzer Spinquantenzahlen eines solchen ~~dieses~~ Stratons oder Prenstratonspins ~~dann~~ $\bar{s}_\varkappa$, und ist sein Einheitsvektor gegeben durch $\sum_\mu \bar{s}_\mu = \bar{s}_0$, dann folgt für den Selektor dieses Stratonspins der Hermetrieform $\varkappa$ die Darstellung

$$ \bar{s}_\varkappa = \sum_{\mu pq} {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q} = $$

$$ = \pm 1/2 \, \hbar \sum_\mu \bar{s}_\mu \cdot \sum_{pq} \underline{m}^{(pq)}_{\varkappa} = $$

$$ = \pm \bar{s}_0 \cdot \hbar/2 \cdot m_\varkappa . $$

~~Mit~~ Der Stratonspinselektor ist also explizit gegeben durch

$$\bar{s}_\varkappa = \sum_{\mu p q} {}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q} =$$

$$= \pm\, \bar{s}_0 \cdot \hbar \cdot m_\varkappa/2 \;\ldots\ldots\ldots$$

— — — — — — — 1 7 3.

3. 4. 70.

Ist $r \geqq 0$ eine laufende Metronenziffer, dann wird $\bar{s}_\varkappa$; $r = \bar{s}$ zum meßbaren Chratonspin und $m_\varkappa$; $r = m \geqq 0$ zur Folge der ganzen Zahlen. Mit der Quantenzahl $s = m/2$ des Chratonspins folgt also die einfache Darstellung $\bar{s} = \pm\, \bar{s}_0\, \hbar\, s$, durch den Faktor $1/2$ in s zerfällt das s-Spektrum in zwei offensichtlich völlig verschiedene Zweige. Ist nämlich $m = 2n$ mit ganzzahligem $n \geqq 0$ geradzahlig, dann wird $s = s_+ = n > 0$ zur Folge der ganzen Zahlen, während die ungeraden Zahlen $m = 2n+1$ zu einem halbzahligen Spektrum

was nach 164 auch für die Pseudo-Anmerkung s. S. 342 der Tatsachen imaginärer Kondensationen gelten muß.

$s = s_- = 1/2\,(2n+1) \geqq 1/2$ der Spinquantenzahlen führt.

Wird im Rahmen einer kanonischen Feldmechanik irgendein Feldvorgang durch eine tensorielle Zustandsfunktion ${}^{Q}\Phi$ beschrieben, dann muß die L-Funktion aus den vorgegebenen Invarianzforderungen nach CI 1 konstruiert werden, was die Darstellung des kanonischen Energiedichtetensors ${}^{2}\bar{T}$ ermöglicht. Auf diese Weise kann durch die Komponenten von ${}^{Q}\Phi$ auch ein Drehimpulstensor ${}^{3}\bar{M} \sim \bar{T} \times {}^{2}\bar{T}$ dargestellt werden, der aber nach der quantisierten kanonischen Feldmechanik aus CI quantisierbar ist. Hierbei zeigt sich, daß die Spinquantenzahlen

derartiger Tensorquanten $s' = Q \geqq 0$ mit dem jeweiligen ganzzahligen Tensorgrad der betreffenden Zustandsfunktion identisch sind. Der Zweig des Spinspektrums $s_+ = n$ muß also als Stratonspin von Tensorquanten interpretiert werden, was jedoch im R_6 ~~wegen~~ die Begrenzung $n \leqq 6$ neben $n \geqq 0$ aufgrund der Interpretation als Tensorgrad erzwingt. Empirisch können die Raumspine des empirischen Spektrums der Elementarkorpuskeln B III gemessen werden, weil ~~ein~~ jeder Raumspin ein magnetisches Moment zur Folge hat. Hierbei zeigt sich, daß tatsächlich alle diejenigen Feldquanten einen ganzzahligen Spin tragen, deren Zustände durch Tensorfunktionen beschreibbar sind. Alle übrigen Elementarkorpuskeln sind als Spinorquanten mit halbzahligem Spin versehen. Aus diesem Grunde muß der Stratonspin mit den beiden Spektren von Spinquantenzahlen

$s_+ = n \geqq 0$, $s_- = 1/2\,(2n+1) \geqq 1/2$,

$0 \leqq n \quad (s_+) \leqq 6$ . . . . . 124.

als der empirisch nachweisbare Spin aller elementaren Materiefeldquanten interpretiert werden. Die Spektralfunktion 126 dieser Quanten beschrieben durch metronische Kondensationsstufen umfaßt also hinsichtlich des Stratonspins

Tensorterme mit ganzzahligem s_+ und Spinorterme mit halbzahligem s_-, so daß die Spektralfunktion 126 möglicher Kondensationsstufen nach 174 Tensor- und Spinorquanten einheitlich beschreibt.

6.4.1970 Da die ganzzahligen ~~s_+ der Tensorterme~~ $s_+ = n \geq 0$ der Tensorterme als Tensorgrade der jeweiligen Zustandsfunktion zu interpretieren sind und der Tensorgrad seinerseits die zur Bildung des Tensors notwendige Zahl von Vektoren ist, beschreibt die Spinquantenzahl s_+ des Subrasters der Tensorterme aus 126 die ganze Zahl möglicher Spineinstellungen

hinsichtlich der den Tensor aufbauenden Vektoren. Andererseits trägt $\bar{s} = \pm \bar{s}_0$ · $\hbar s$ ein ~~doppeltes~~ zweideutiges Vorzeichen, so daß es auf jeden Fall $2s_+$ Spineinstellungen für $n>0$ gibt. Liegen Skalarterme $n = 0$ vor, dann ist zwar kein Spin vorhanden, jedoch gibt es die betreffende Kondensation, was zur Folge hat, daß es zu jeder Quantenzahl $s_+ \geq 0$ eine ganze Familie von Termen des tensoriellen Subrasters von 126 gibt, deren ~~Anzahl~~ Besetzung durch die als Isospin bezeichnete Quantenzahl $J_+ = 2s_+ + 1$ beschrieben

wird. Liegt dagegen das Subraster der Spinorterme vor, dann gilt $s_- = 1/2\,(2n+1) = n + 1/2$, das heißt, $s_- = s_+ + 1/2$ geht aus s_+ durch das additive Glied 1/2 hervor. Demnach muß auch das Subraster der Spinorterme von 126 in ein derartiges System von Isospinfamilien gegliedert werden, deren jeweilige Besetzung von der ~~jeweiligen~~ betreffenden Spinorquantenzahl gemäß $J_- = 2s_- + 1$ bestimmt wird. Formal gilt also für den Isospin die allgemeine Quantenzahl $J = 2s + 1$, $s \equiv s_\pm$ ------ 175.

Nach ~~dieser~~ der Beziehung 174 zerfällt also die Spektralfunktion 126 der möglichen

Kondensationsstufen hinsichtlich des Atomspins in die beiden Subraster der Tensor- und Spinorterme. Jedes dieser Subraster wiederum ist durch 175 in Isospinfamilien gegliedert, von denen jede mit $J \equiv J_\pm$ Kondensationstermen besetzt ist. Im Falle der Tensorterme gibt es zunächst das skalare Singulett $J_+ = 1$ mit $s_+ = 0$, dem sich mit $s_+ = 1$ das Vektortriplett $J_+ = 3$ und das Tensorquintett $J_+ = 5$ mit $s_+ = 2$ anschließt usw. Ganz entsprechend sind die Isospinfamilien der Spinorterme geradzahlig besetzt,

nämlich für $s_- = 1/2$ das Doublett $J_- = 2$ für $s_- = 3/2$, das Quartett $J_- = 4$ usw. Empirisch kann sowohl für das Proton als auch für ~~und das~~ Neutron jeweils $s_- = 1/2$ gemessen werden, woraus folgt, daß beide Strukturen Spinore sind und ~~die~~ als Isospinfamilie $J_- = 2$ das Nukleonendoublett bilden. Entsprechend kann auch der Elektronenspin zu $s_- = 1/2$ bestimmt werden, so daß es auch ein Elektronendoublett $J_- = 2$ geben muß. Als zweiten Partner dieses Doubletts bietet sich in Analogie zum Nukleonendoublett das

Barjuvenitino an, welches demnach ebenfalls Spinoreigenschaften mit $s_- = 1/2$ ~~haben~~ müßte (Anmerkung siehe S. 328) für alle übrigen empirisch bekannten elementaren Materiefeldquanten können die Spinquantenzahlen gemessen werden, so daß nach 134 eine empirische Klassifikation in Tensor- und Spinorspektren und nach 135 eine solche in Isospinfamilien möglich ist.

Wird eine Folge abstrakter J-dimensionaler Isospinräume V_J konstruiert, dann enthält jeder dieser Isospinräume alle überhaupt

möglichen äquidimensionalen Isospinfamilien der metronischen Spektralfunktion 126. Hierbei enthält wiederum die Folge der ungradzahlig dimensionierten V_y die Isospinfamilien aller Tensorterme, während die Folge der gradzahlig dimensionierten diejenigen der Spinorterme umfaßt.

4. Antistrukturen.

9.4.70. Nach der Symmetronik C IX sind die $\bar{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \bar{\lambda}$ als symmetronische Kondensationsstufen die Maxima der Kondensationszustände $\begin{bmatrix}\hat{\mu}\nu \\ \bar{\varkappa}\lambda\end{bmatrix}_+$ für welche $\bar{\lambda} \perp \bar{y}$ mit der Weltgeschwindigkeit $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}$ gilt, woraus unmittelbar das Trägheitsprinzip ~~existiert~~ resultiert, weil die $\bar{\lambda}$ zu den Materiefeldquanten komponieren. In $\bar{y}$ kann stets durch geeignete Koordinatenwahl $\bar{v} = \bar{o}$ ~~also~~ erreicht werden, so daß $\bar{y} = i\bar{w}$ die kosmische Bewegung $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ einer Struktur mit sich änderndem transfinitem Zustand $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ angibt. Da auch $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$ ebenfalls stets erreichbar ist, kann auch $i\bar{w} = \dot{\bar{x}}_4$ und damit $\bar{y} \parallel \bar{x}_4$ oder $\bar{\lambda} \perp \bar{x}_4$ ohne Einschränkung der Allgemeinheit gesetzt werden. Andererseits bestimmen aber die $\bar{\lambda}$ als symmetronische Kondensationsstufen bei ihrer Komposition durch

Konjunktivgesetz die Orientierung der ${}^{p}_{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm}$ welche nach dem Vorangegangenen aber die Orientierung des Gesamt~~en Stratonspins~~ dessen R_3-Projektion als Stratonspin $\bar{s}_\varkappa$ erscheint. Dies bedeutet aber, daß die Orientierung von $\bar{s}_\varkappa$ unmittelbar auf die zeitliche Telezentrik $\bar{\lambda} \perp \bar{\varkappa}_4$ bezogen ist, und diese Telezentrik findet nach 85 b ihren Ausdruck in der Bedingung $\cos\alpha_4 \neq 0$ der Weltgeometrie hinsichtlich $\varkappa_4$. Nach dieser Beziehung 85 b gilt aber für die Somawelt R_4^+ und ihre in $\varkappa_5$ geschichteten Pararäume R_3^{+k} mit $k \geq 0$ und $R_3^{+0} \equiv R_3$ die Bedingung $\cos\alpha_4 > 0$. Da aber $\cos\alpha_4 \neq 0$

auch $\cos\alpha_4 < 0$ ~~zuläßt~~ mit antiparalleler Zeitkoordinate zuläßt, kann im R_6 auch die Existenz eines Antisoma R_4^- mit Antipararäumen R_3^{-k} konzipiert werden, dessen Existenz jedoch nicht direkt nachweisbar war. Wenn jedoch dieses Antisoma ~~Welt~~ ~~ex~~ R_4^- existiert, dann müßte es bezogen auf R_4^+ neben den Fluktuationen und Konjunktionsspinen der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $\bar{s}_\varkappa^+ \equiv \bar{s}_\varkappa(R_4^+)$ die entsprechenden enantiostereoisomeren Strukturen als Antistrukturen mit dem Antistratonspin $\bar{s}_\varkappa^- \equiv \bar{s}_\varkappa(R_4^-)$ geben ~~welche ihr S~~ deren Spingefüge in spiegelsymmetrischer

3.13 Weise auf R_4^+ so orientiert sind, daß sie bezogen auf R_4^- als Normalstruktur erscheinen. Es wären also Normal- und Antistrukturen der Spinzeuge hinsichtlich der $R_4^\pm$ vertauschbar. Wenn also R_4^- mit den R_3^{-k} im R_6 kosmologisch existiert, dann sind zwar im R_4^+ keine makromaren Antistrukturen im Sinne von Antimaterie möglich (diese würden die Strukturen des R_4^- bestimmen), doch müßten im R_4^+ bei Transmutationen von elementaren Materiefeldquanten die Antistrukturen von ~~Elementarkorp.~~ Kondensationsstufen als Elementarkorpuskeln mit $\bar{s}^-$ im R_3^{+0} erscheinen. Anmerkung s. S. 330 / Ob eine derartige (weil es in jedem Falle die Quantiostereoisomerie und das Patinyzip der Drehimpulserhaltung gibt.

15.4.70 Als Transmutation bietet sich der Übergang von photonischen Zeitkondensationen mit $s = 1$ in Raum- oder Raumzeitkondensationen mit $s = 1/2$ an; denn wegen $^2\bar{\gamma}_-^{\mu\nu}$; n = const des Metronenspins für alle μ und ν muß der Drehimpuls und damit die Quantenzahl des Ctratonspins erhalten bleiben. Wenn also der Tensorterm eines Photons γ mit $s = 1$ in ponderable Kondensationen transmutiert, welche Spinorterme mit $s = 1/2$ sind, dann muß es zur empirisch beobachtbaren Paarbildung

kommen. Hat γ ~~[illegible]~~ als Energiequant $E_\gamma \geq 2 m_e c^2$ mit der Elektronenmasse m_e, dann kommt es bei der Transmutation (welche ebenfalls über einen transfiniten Raumschluß gehen muß) nicht zur Bildung des Elektronendoublettes $e_- + \nu_b$ mit dem Barynentrino ν_b, sondern zu $\gamma \to e_- + e_+$, worin e_+ als Positron alle Charakteristika des Antielektrons aufweist. ~~Der Prozeß $\gamma \to \nu_b + \underline{\nu}_b$ mit dem Antibarynentrino $\underline{\nu}_b$ müßte ebenfalls auftreten~~ Ist dagegen $E_\gamma \geq 2 m_p c^2$, bezweise $E_\gamma \geq 2 m_n c^2$ mit der Protonen- oder Neutronenmasse m_{pn}, dann entsteht

wiederum nicht die nukleonische Isospinfamilie $p + n$ bei der Transmutation, sondern $\gamma\,(2 m_p c^2) \to p + \underline{p}$ oder $\gamma\,(2 m_n c^2) \to n + \underline{n}$, worin $\underline{p}$ und $\underline{n}$ ebenfalls über m_{pn} verfügen, jedoch haben $\underline{p}$ und $\underline{n}$ bezogen auf p, n entgegengesetzten Stratonspin und antiparalleles magnetisches Moment. Auch bleibt $\underline{n}$ elektrisch neutral, während $\underline{p}$ im Gegensatz zu p eine ~~[illegible]~~ e_--Ladung trägt. ~~Mi~~ $\underline{p}$ und $\underline{n}$ sind also Antiproton und Antineutron, welche somit die komplette Antiisospinfamilie $(\underline{p}, \underline{n})$ ~~das~~ Nukleonendoublettes (p, n) darstellen. Es müßte nach diesem Sachverhalt

neben $\varkappa\,(2\,m_e) \to e_+ + e_-$
auch $\varkappa \to \nu_b + \underline{\nu}_b$ möglich
sein, doch ist dies wahr-
scheinlich wegen des gerin-
gen Wechselwirkungsver-
mögens von ν_b empirisch
nicht nachweisbar. Zu
Analogie zum Butinukle-
onendoublett muß jedoch
auch das Butielektronen-
doublett $(e_+, \underline{\nu}_b)$ existieren;
denn zu den meisten Elemen-
tarkorpuskeln des empirischen
Spektrums sind die Butistruk-
turen nachweisbar. Mithin
kann festgestellt werden,
daß es zu jedem Multiplett
einer Isospinfamilie der
Besetzung $\underline{\mathcal{J}}^+ = 2\,\underline{s}^+ + 1$ ein
Butimultiplett $\underline{\mathcal{J}}^- = 2\,\underline{s}^- + 1$

gibt. Da weiterhin aus $\underline{p}$ und
$\underline{n}$ in geeigneten Anordnungen
das Butidauteriumnuklid
$\underline{d}$ und nach e_+-Einfang
die Butiwasserstoffisotopen
$\underline{H}^1$ und $\underline{H}^2$ synthetisierbar
sind, welche ~~m~~ sich wiede-
rum zu Butimolekülen
verbinden können, muß
die Möglichkeit von Buti-
materie generell gegeben
sein, welche hinsichtlich
einer Photonenemission
von R_4^+-Materie nicht
unterscheidbar sein kann.
Diese Butimaterie wäre hin-
sichtlich aller Konjunktor-
spine, sowie der Flußaggre-
gatspine aller Protosim-
plexe, also auch des elek-

trischen Ladungsverhaltens als ~~enantiostereoisomere~~ Spiegelsymmetrische Enantiostereoisomerie der R_4^+ - Materie anzusprechen. Durch diese spiegelsymmetrische Entsprechung aller Gospin- und Antiisospinfamilien ausgedrückt durch

$$\mathcal{G}^+(R_4^+) \equiv \mathcal{G}^-(R_4^-) \quad \text{------} \quad 176$$

muß also zu jedem Term aus 126 ein Antiterm existieren. Zwar kann im R_3^{+0} keine makromare Antimaterienstruktur nachgewiesen werden, doch legt die Tatsache, daß derartige Antiterme zumindest bei geeigneten Kondensor~~tions~~-Transmutationen aufgrund

der Spinerhaltung tatsächlich auftreten, die kosmologische Existenz des R_4^- mit allen R_3^{-k} $(k \geq 0)$ im R_6 nahe. Wird weiter $\cos \alpha_4 \neq 0$ und die sich aus der Existenz des R_4^- ergebende vollständige Symmetrie der telezentrischen Weltarea nach 6 VIII, 6 berücksichtigt, dann erscheint die Existenz des R_4^- mit den R_3^{-k} als ~~ergänzende~~ komplementäre Struktur der Somawelt im R_6 ~~völlig~~ außerordentlich wahrscheinlich. ~~evident.~~ Bezogen auf die zum R_4^+ antiparallele x_4^--Richtung der kosmischen Bewegung im R_4^- müssen dann alle Konjunktor- und Stratonspine der Antistrukturen in gleicher Weise orien-

tiert sein, wie diejenigen der R_4^+ - Kondensationen bezogen auf x_4^+ der kosmischen Bewegung ~~im~~ ~~des~~ R_4^+.

17.4.70 Da die Antiprotosimplexe $(\pm p)_x^-$ die ~~an~~ spiegelsymmetrisch Enantiostereoisomeren der $(\pm p)_x^+$ sind, was auch für die prototropen Konjunktoren gilt, folgt für die R_4^- - Hermetrieformen, daß wie im R_4^+ die imaginären Kondensationen $x \equiv (a, b)$ imponderabel und die Komplexen $x \equiv (c, d)$ ponderabel sind. Die R_4^- - Strukturen relativ zu denen des R_4^+ erscheinen dagegen hinsichtlich Konjunktor- und Stratonspin,

wie hinsichtlich ihrer elektrischen Ladungen konjugiert bezogen auf die R_4^+ - Strukturen, weil diese Spinsysteme aller Flußaggregate in Bezug auf die $x_4^\pm$ - Richtung der kosmischen Bewegungen aller $R_3^{\pm k}$ orientiert sind, welche mit den antiparallelen Weltgeschwindigkeiten $\bar{y}^\pm$ in den $R_4^\pm$ erfolgen. Demnach sind also die Spin- und Ladungskonjugationen der $R_4^\pm$ - Strukturen relativ hinsichtlich der $\bar{y}^\pm$ - Richtung aller $R_3^{\pm k}$.

Andererseits hat es nach den zu 176 führenden Untersuchungen nur Sinn, ~~wenn~~ als ~~den~~ echten Antikondensationen

Andererseits bilden nach den zu 126 führenden Untersuchungen nur die R_4^--Hermetrieformen c und d im R_4^+ manifestierbare Butikondensationen; denn die imaginären R_4^--Terme a und b unterscheiden sich von den adäquaten R_4^+-Termen nur durch eine Drehung ihrer jeweiligen Polarisationsebene. Dies hat aber zur Folge, daß im R_4^- photonische und gravitative Vorgänge völlig identisch mit denen im R_4^+ sind, zumal die R_4^--Massenterme $m = 0$ bleiben, weil alle Butistrukturen als Enantiosterioisomere bereits in 126 enthalten

sind. Aus diesem Grunde muß auch das Gravitationsgesetz $\propto r q e^{-q} \sim (1 - r/\rho)^2$ mit $\rho < \infty$ im R_3^{-0} ~~gelten~~ wie im R_3^{+0} während nach der Symmetrie der Butiterme das allgemeine Trägheitsprinzip $\bar{x} \pm \Gamma \bar{y}$ gelten, dies hätte aber zur Folge, daß es wie im ebenfalls im R_4^- evident ist, R_3^{+0} auch im R_3^{-0} makromare Systeme materieller Konfigurationsfeldelemente im Sinne von Galaxien aus Butimaterie mit antiparalleler kosmischer R_3^{-0}-Bewegung in Bezug auf den R_3^{+0} geben muß, wenn der R_4^- mit den R_3^{-k} als Komplement der Somawelt und ihrer Pararäume im R_6 existiert. Als Alternative hierzu wäre die Möglichkeit denkbar, daß es kein Antisoma gibt und mit

gleicher Parität butimaterie (wahrscheinlich in Form von butigallaxien) im R_3^{+0} existiert. Dieser Alternativfall würde dann sehr wahrscheinlich werden, wenn es bei der Korrespondenz zwischen Termen aus 126 und ihren enantiostereoisomeren butitermen zeitlich stabile Grundzustände gibt; ~~dann nur auf diese Weise wären~~ dann im wahrscheinlichsten, also razemischen Verteilungszustand von Systemen aus Gallaxien und butigallaxien ist nur auf diese Weise zeitlich stabile ponderable Materie in korrespondenzfähigen Strukturen im Ganzen

R_4^+ zwischen den Sphärentrinitäten des Weltanfangs und Weltendes möglich. Es kommt also darauf an, im Rahmen einer allgemeinen Korrespondenztheorie der Kondensatterme aus 126 die Existenzmöglichkeit derartiger stabiler Grundzustände bei einer Korrespondenz zwischen Termen und butitermen zu untersuchen. Erst dann kann eindeutig über die zweifellos sehr wahrscheinliche Existenz der komplementären butiromawelt mit den R_3^{-k} ($k \geq 0$) im R_6 entschieden werden.

19.4.70

Anmerkung zu Seite 298

Ein Ctraton (+7) ist nur für

$\varkappa \equiv (c, d)$ definiert, nicht aber für $\varkappa \equiv (a, b)$, doch gilt die Summe der Konjunktorspinintegrale auch für diese Imaginärkondensationen. Der Integrationsbereich im R_3 kann in diesem Fall nur ein R_3-Wirkungsbereich der betreffenden Imaginärkondensationen sein, der als Pseudostraton zu interpretieren wäre, ~~weil für $\varkappa \equiv (a, b)$ kein Stratonvolumen existiert.~~

Anmerkung zu Seite 295

Diese unbekannte Folgefrequenz ~~μ~~ ν'_μ wiederum kann durch die Umlauffrequenz ν_μ des Flusses eines Kondensors im Konjunktor ausgedrückt werden. Jeder

Konjunktiv kann nur ein Kondensoraustausch von zwei Fluktonen aus den im Konjunktiv stehenden Protosimplexen sein, so daß auf n_μ immer zwei Kondensoren mit der jeweiligen Flußfrequenz ν_μ laufen, was aber bedeutet, daß für die Folgefrequenz der Kondensoren längs n_μ die Verdoppelung $\nu'_\mu = 2\nu_\mu$ ~~und damit~~ zu setzen ist. ~~was~~ Für die Substitution folgt damit aber $2 n_\mu \nu_\mu = 2$

Anmerkung zu 308:

Wenn das Elektronendoublett in dieser Weise definiert ist, dann gibt es für das Leptonentrino nur zwei Möglichkeiten, dann ein

Elektronentriplett aus Vektortermen existiert empirisch nicht. Entweder ist das Leptonentrino tatsächlich die untere Schranke der Spektralfunktion 126 und dann müßte dieses Neutrino ein Singulett mit $s_+ = 0$ sein, oder aber das Leptonentrino ist die Komponente irgendeines Multiplett $s_\pm > 0$ unter der Elektronenmasse. In diesem Fall müßte es mindestens noch eine Neutrinoart unter der Elektronenmasse neben dem Leptonentrino geben, über welches jedoch mit den momentanen Ergebnissen nur ausgesagt werden

kann, daß es sich um die Hermetrieform $x = c$ handeln muß, weil die höher liegende Elektronenmasse die Minimalmasse eines d-Hermetriezustandes ist. ✗

Anmerkung zu S. 314.

Zunächst wird es erforderlich, aus der Symmetronik der Enantiostereoisomeren bezogen auf x_4 die Eigenschaften solcher Antikondensationen zu entwickeln. Es gelten die Indizierungen (+) für die Somawelt und (−) für das Antisoma, also $x_4 \equiv x_4^\pm$, $\bar{y} \equiv \bar{y}^\pm$ oder für die Protosimplexe $(\pm p)_x \equiv (\pm p)_x^\pm$ usw. Für die Weltgeschwindigkeit in den $R_4^\pm$ folgt unmittelbar

$\cos(\bar{y}^+, \bar{y}^-) = -1$, weil beide Hyperflächen des R_6 durch die Antiparallelität ihrer Zeitkoordinaten definiert sind. Da es sich bei den Antistrukturen stets nur um ~~Stereoan~~ Enantiostereoisomere handeln kann und zwar aller Fluktonen und Konjunktorspine hinsichtlich x_4, ~~handeln kann~~, muß das symmetronische Trägheitsprinzip $\bar{\lambda} \perp \bar{y}$ des R_4^+ auch im Antiuma gelten, so daß allgemein $\bar{\lambda}^\pm \perp \bar{y}^\pm$ zu setzen ist, was unmittelbar $\cos(\bar{\lambda}^+, \bar{\lambda}^-) = -1$ zur Folge hat. Auch im R_4^- müssen demnach die Antistrukturen ~~gem~~ dem Trägheitsprinzip

genügen. [Zur Symmetronik der Antikonjunktoren $-(\mu^-)-$ kann das Konjunktivprinzip $(\pm p)_x -(\mu)- (\pm q)_x$ eindeutig erweitert werden. So sei $(\pm p)^\pm_x -(\mu^\pm)- (\pm q)^\mp_x$ ein Konjunktiv der den Protosimplex (Antiprotosimplex) p mit dem Antiprotosimplex (Protosimplex) q über den Konjunktor (Antikonjunktor) μ verbindet. Der zugehörige Antikonjunktiv wäre dann gegeben durch ~~$(\pm p)^\mp_x -(\mu$~~ $(\pm p)^\mp_x -(\mu^\mp)- (\pm q)^\pm_x$, während für den Konjunktor- bezw. Antikonjunktorspin ${}^p_x(\mu^\pm)^q_\pm$ gesetzt werden kann. Werden nun die 4 möglichen Hermetrieformen

untersucht, dann folgt für $x = a$, daß $(\pm 1)_a \equiv (\pm 1)_a^{\pm}$ auch in der Antistruktur bizyklisch bleibt, doch ist $\bar{s}_a^- < \bar{o}$ für $(\pm 1)_a^-$, wenn $\bar{s}_a^+ > \bar{o}$ für $(\pm 1)_a^+$ gilt. Ganz analog verhält sich für $x = b$ neben $(\pm 1)_b^{\pm}$ das Zeitquartett $(\pm 2)_b^{\pm}$, welches mit $(\pm 3)_b^{\pm}$ über die Konjunktoren $(1^{\pm}, 2^{\pm})$ die zeitkondensierte Triade $(\pm(1,2,3))_b^{\pm}$ der Photonen (+) oder Antiphotonen (−) bildet. Andererseits

20.4.1970

hat dieses Zeitquartett beim Fehlen von (+7) nur Folge, daß als einzig möglicher Weltlinientyp der Zeitkondensationen nur geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$ auftreten

auf diese Weise unterscheiden sich aber mit c im R_3 fortschreitende Photonen von Antiphotonen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebene, so daß es keine spezifisch strukturierte Antizeitkondensation (Antiphoton) in den $R_4^{\pm}$ gibt. Analoges folgt für die $R_3^{\pm o}$-Projektionen der $(\pm 1)_a^{\pm}$ auf ~~$R_4^{\pm}$ Weltlinien~~ geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$, welche dann als Gravitonen bzw. Antigravitonen mit $w > c$ in den $R_3^{\pm o}$ fortschreiten und sich ebenfalls nur durch eine Drehung ihrer relativen Polarisationsebene unterscheiden.

Dies gilt jedoch nicht für alle a-Terme. Insbesondere dann nicht, wenn $(\pm 1)^{\pm}$ in der c-Struktur $(+7)$ bestimmt und die Triade der Neutrokorpuskeln $(\pm(1,4))^{\pm}_{c}$, $(\cancel{4}\,7)^{\pm}_{c}$ definiert. Hier bedingt die Bizyklizität des transfiniten Quartetts der Simplexe $(\pm 4)_c$ und somit die Spinstruktur der betreffenden Raumkondensation c^+. Die entsprechende tubikondensation c^- (also die neutrale Tubikorpuskel) muß sich hier allerdings grundlegend als enantiostereoisomere Spinstruktur von c^+ unterscheiden, was jedoch allein auf eine spiegelsymmetrische Konjugation zäm-

licher Konjunktorspine und des Strabonspins zurückgeht. Eine völlig analoge Spinkonjugation liegt beiden Raumzeitkondensationen vor. Im Gegensatz zu $c^{\pm}$ tritt jedoch beiden $d^{\pm}$-Strukturen der Protozimplexe $(\pm 5)^{\pm}_{d}$ und das Weltfluktion $(-6)^{\pm}_{d}$ auf, während das Strabon nur noch als Schirmfeld erscheint. Weltfluktion und $(\pm 5)^{\pm}$ verursachen aber durch die Konjunktoren $-(2^{\pm})-$ die elektrische Ladungsstruktur der d-Kondensationen, so daß sich die tubiraumzeitkondensationen d^- von den

d^+ wie im Fall der $e^\pm$-Terme durch eine totale Spinkonjugation unterscheiden. Diese Spinkonjugation hat jedoch bei den $d^\pm$-Termen wegen des Verhaltens der $(\pm 5)^\pm$ und $(-6)^\pm$ mit $-(2^\pm)-$ eine simultane elektrische Ladungskonjugation zur Folge.

Alle Hermetrieformen werden durch das transfinite Schirmfeld $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ als typische Eigenschaft bestimmt, welches im Fall $\varkappa \equiv (a,b,c)$ von $\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$ begleitet wird. Nach den symmetronischen Ergebnissen C IX erscheint dieses Schirmfeld aber nach seiner Projektion in den R_3^{+0} als Gravi-

tationsfeld. Nun müssen

27. IV. 1970

aber nach den Untersuchungen prototroper Konjunktoren die Schirmfelder grundsätzlich konjunktorfrei sein, also auch $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$ deren R_3-Projektion als Gravitationsfeld aller Hermetrieformen erscheint. Dieses Fehlen gravitativer Konjunktoren bedingt jedoch ein entsprechendes Fehlen von Konjunktorspinen, sodaß die gravitativen Eigenschaften nicht unterscheidbar den $R_4^\pm$-Strukturen gleichermassen zukommt. ~~Die Quellen eines jeden Gravitationsfeldes~~ Die Projektion der $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$ erscheinen demnach nicht nur im R_3^{+0}, sondern auch im R_3^{-0} das Antisoma als Attrak-

tives statisches Gravitationsfeld, für welches die approximative Lösung $+q\, e^{-q} \sim (1 - r/\rho)^2$ mit $0 < \rho < \infty$ gilt. Hierin bedingt aber $\rho > 0$ im physischen R_3^{+0} wegen $\rho \sim m^{-3}$ das stets $m^+(n,q) > 0$ die Terme der Spektralfunktion 126 kennzeichnet, was jedoch auch für die Antiterme $m^-(n,q) > 0$ gelten muß, da auch für das g-Feld in R_3^{-0} ~~das Gravi~~ die attraktiven Eigenschaften mit $\rho > 0$ typisch sind. Allgemein muß also sowohl für die Massenterme des R_4^+ als auch für ihre Antistrukturen $m^\pm > 0$ gelten. Dies wird andererseits völlig evident durch die Tatsache, daß es sich bei den

Antistrukturen nur um die ~~Ei~~ spiegelsymmetrischen Enantiostereoisomerien der R_4^+-Terme handelt, welche somit von 126 impliziert werden.

Ist K irgendeine Eigenschaft welche die $R_4^\pm$-Strukturen gemäß $K(R_4^\pm) = K^\pm$ indiziert, dann können alle diejenigen Eigenschaften der Kondensatterme, welche mit denen der Antiterme identisch werden in

$K(R_4^\pm) = K^\pm$, $\cos(\bar{y}^+, \bar{y}^-) = -1$, $\bar{\lambda}^\pm \perp \bar{y}^\pm$, $\bar{\lambda}^+ \parallel \bar{\lambda}^-$, $a^+(\omega) = a^-(\omega)$, $\overline{b}^+ = b^-$, $m^\pm > 0$ ..... 126 zusammengefaßt werden. Die gemeinsamen Eigenschaften der $R_4^\pm$-Strukturen in den $R_3^{\pm 0}$-Projektionen bei antiparallelen

Kosmischen Bewegungen sind also die allgemeine Trägheit aller Kondensationen und deren allgemeine Attraktive statische Gravitation, während Antigravitonen als a^--Terme in geodätischer Nullinienprojektion, sowie Antiphotonen sich von den adäquaten R_4^+-Formen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebenen unterscheiden. Die typische Unterscheidung der übrigen $R_4^\pm$-Terme geht auf das enantiostereoisomere Verhalten aller Spineigenschaften zurück, was sich unmittelbar observabel stets in einer Konjugation des Chratonspins und aller von ihm abhängigen Eigenschaften sowie einer elektrischen Ladungskonjugation (bedingt durch $(\pm 5)^\pm_d$ und $(-6)^\pm_d$) manifestiert. Die zu einer d-Hermetrie gehörende Antistruktur muß also neben der spiegelsymmetrischen Spineigenschaften stets die konjugierte elektrische Antiladung tragen.

[Mit diesen symmetronischen ~~Anti~~ Untersuchungen der Antistrukturen wird es nunmehr möglich, empirisch nach dem Auftreten von Antimaterie zu suchen.

Anmerkung zu Seite 299

26.V.20 [Mit Hilfe des Chratonspins $\bar{s}$ muß es möglich sein, die

beschleunigten mechanischen Komponente der ponderablen Materie von 126 zu erhalten, wofern für diese $s > 0$ gilt, weil der Schwerpunkt der Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ invariant ist. Um [Nachtrag] zu zeigen, daß eine derartige Bewegung möglich ist, welche die phänomenologischen makroskopischen Feldvektoren $\bar{H}, \bar{E}, \bar{F}$ und μ mit der elektrischen Raumladedichte $\varrho = \alpha\, dQ/dV$ der Massendichte $\sigma_0 = \frac{dm}{dV}$ der zeitlichen Geschwindigkeit $\bar{v}$ verknüpft, für diese makroskopische Approximation [Nachtrag] die Gleichungen

$$\operatorname{rot}\left(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) - 1/c \cdot \partial/\partial t \left(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + 3/4\left(\bar{F}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right)\right) = \left(s\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta}\right)\cdot\bar{v}$$

$$\operatorname{rot}\left(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{F}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) + 1/c \cdot \partial/\partial t \left(\bar{H}\sqrt{\mu_0} - 3/4\,\bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) = \bar{q}\left(\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma}\right)$$

an. Es handelt sich um eine ponderable Konfiguration im Rahmen [Nachtrag] einer Bewegung mit $s > 0$. Die Gültigkeit wird angestrebt durch $\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma} = 0$ wenn $\bar{q} = \bar{0}$ wenn ~~$\partial/\partial t$~~ $\partial/\partial t\,(\bar{E}, \bar{H}, \bar{F}, \bar{\mu}) = \bar{0}$, während die Gültigkeit bestimmte Symmetrie der Lösungen

[Nachtrag] noch die beiden Rotationsgleichungen aus 69, nämlich

$$\operatorname{rot}\left(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) - 1/c \cdot \partial/\partial t \left(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + 3/4\left(\bar{F}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right)\right) = \left(s\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta}\right)\cdot\bar{v}$$

und

$$\operatorname{rot}\left(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{F}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) + 1/c \cdot \partial/\partial t \left(\bar{H}\sqrt{\mu_0} - 3/4\,\bar{\mu}\sqrt{\beta}\right) = \bar{q}\left(\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma}\right)$$

an. Es handelt sich um eine ponderable Konfiguration im Rahmen einer Bewegung mit $s > 0$. Die Gültigkeit wird angestrebt durch $\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma} = 0$ wenn $\bar{q} = \bar{0}$ wenn ~~$\partial/\partial t$~~ $\partial/\partial t\,(\bar{E}, \bar{H}, \bar{F}, \bar{\mu}) = \bar{0}$, während die Gültigkeit bestimmte Symmetrie der Lösungen

Grundzustandes bei $s > 0$ durch $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$ ausgedrückt wird. Damit nimmt das Gleichungssystem die Form

$\mathrm{rot}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) =$
$= \sqrt{\mu_0} \cdot \vartheta\, \bar{r} \times \bar{\omega}$ und
$\mathrm{rot}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{0}$

an, wenn $\rho + \sigma_0 \sqrt{\beta/\mu_0} = \vartheta$ verwendet wird. Wegen $\mathrm{rot}\,\mathrm{grad} = \bar{0}$ im R_3 ist die letzte Beziehung nur durch $\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\,\phi$ erfüllbar, was für die erste Beziehung die Substitution $\bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\,\phi - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} - \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha}$ liefert. Mit der Kürzung $\bar{x} = \bar{H} - \bar{E} \cdot \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} - \bar{\Gamma} \cdot \sqrt{\alpha/\mu_0}$ wird dann wegen

$\mathrm{rot}\,\mathrm{grad}\,\phi = \bar{0}$ nach der Substitution $\mathrm{rot}\,\bar{x} = \vartheta \cdot \bar{r} \times \bar{\omega}$, wodurch der statisch stabile Fall beschrieben wird. Ist $d\bar{F} \parallel \bar{r} \times \bar{\omega} \parallel \mathrm{rot}\,\bar{x}$ ein Flächenelement, welches vom Meridian $d\bar{s} \perp d\bar{F}$ also $d\bar{s} \parallel \bar{x}$ begrenzt wird, und ist die Poldistanz $\pi/2 - \varphi = \sphericalangle(\bar{r}, \bar{\omega})$ durch den Breitengrad φ gegeben, dann gilt $\int \mathrm{rot}\,\bar{x} \cdot d\bar{F} =$
$= \int \vartheta\, \bar{r} \times \bar{\omega}\, d\bar{F} =$
$= \int \vartheta\, r\, \omega \sin(\pi/2 - \varphi)\, dF =$
$= \int \vartheta\, r\, \omega \cos\varphi\, dF$, was mit dem Integralsatz $\int \mathrm{rot}\,\bar{x} \cdot d\bar{F} = \oint \bar{x}\, d\bar{s} = \oint x\, ds$ verglichen $\oint x\, ds =$
$= \int \vartheta\, r\, \omega \cos\varphi\, dF$ liefert.

Da nun wegen der durch die statische Stabilität bedingten Symmetrie $dF = r\,dr\,d\varphi$ und $ds = dr\,d\varphi$ gilt, wird die Integralgleichung gemäß $\oint \varkappa\, ds = \int \varkappa\, dr\, d\varphi = \int \vartheta\, r^2 \omega \cos\varphi\, dr\, d\varphi$ differenzierbar, was die Elimination $\varkappa = \vartheta\, r^2 \omega \cos\varphi$ gestattet. Offensichtlich ist hierin der Betrag des Drehimpulsvektors $|\overline{\varphi}| = r^2 m \omega \cos\varphi$, also $\varkappa = |\overline{\varphi}| \cdot \vartheta/m$. Für das magnetische Moment gilt definitionsgemäß $\mu_0 \int \overline{H}\, dV$ oder durch $\overline{E}$ und $\overline{\Gamma}$ gemäß 69 korrigiert im Betrag $M = \mu_0 \int \varkappa\, dV = \mu_0 \int |\overline{\varphi}|\, \vartheta/m \cdot dV$,

(27.V.70)

oder vektoriell ~~$\overline{M} = \mu_0 \int \overline{\varphi}\, \vartheta/m$~~ $\overline{M} = \mu_0 \int \overline{\varphi}\, \vartheta/m \cdot dV$. Der Stratonspin wurde als Drehimpuls ausgedeutet, so daß der Übergang $\overline{\varphi} \to \overline{s} = \overline{s}_0 \cdot \hbar \cdot s = \text{const}$ $(\overline{R}_3)$ der Spinquantisierung von $\overline{M}$ entspricht. Da $c^2 \beta = 12\pi\gamma$, also $\sqrt{\beta/\mu_0} = 2 \cdot \sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_0}$ wegen $c^2 \varepsilon_0 \mu_0 = 1$ ist, wird aus $\overline{M} = \overline{s}_0\, \hbar\, s\, \mu_0 \int \vartheta/m \cdot dV = \overline{s}_0\, s\, \hbar\, \mu_0 \int 1/m\, (1 + 2 \cdot \sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_0} \cdot \frac{dm}{dQ})\, dQ$.

Setzt man zur Unterscheidung von m für die positiven ganzen Zahlen $p \geq 0$ in $s = p/2$, dann ergibt sich als Quantisierung des begleitenden magnetischen

Momentes einer ponderablen Kondensation $\bar{M} = p\,\bar{\mu}$, wobei $\bar{\mu} = \bar{\varepsilon}_0 \cdot \frac{1}{2}\hbar\mu_0 \int 1/m \left(1 + 2\cdot\sqrt{3\pi\varkappa\varepsilon_0}\,\frac{dm}{dQ}\right)\cdot dQ$ als elementares Quant dieses Momentes das Magneton wiedergibt. Das Integral kann dabei umgeschrieben werden in $\int 1/m\,(1 + a\,dm/dQ)\,dQ = \int \frac{dQ}{m} + a\int dm/m = \int \frac{dQ}{m} + a\ln(m/m_R)$, wenn m_R als Referenzmasse eine noch unbekannte absolute untere Massenschranke ist, während $a = 2\cdot\sqrt{3\pi\varkappa\varepsilon_0}$ zur Kürzung verwendet wurde. Aus der Darstellung des spinbedingten Magnetons ponderabler Kondensationsterme, nämlich

$$\bar{M} = p\,\bar{\mu},\quad 2s = p \geq 0,$$
$$\mu = \frac{1}{2}\hbar\mu_0 \int \left(dQ/m + \hbar/c\cdot\sqrt{3\pi\varkappa\mu_0}\cdot\ln(m/m_R)\right) \ldots \qquad 173a$$

geht zunächst hervor, daß es kein einheitliches Magneton für alle c- und d-Strukturen gibt, weil μ von der Ausführung des Integrales abhängig ist, die aber durch die ~~von der~~ jeweiligen Koppelungsstruktur gegeben ist ~~abhängt~~. Wenn auch die Referenzmasse $m_R > 0$ unbekannt ist, geht doch aus 173a hervor, daß auch die Hermetrieform der c-Strukturen trotz ihres Kribe-

tiumes $\int \frac{da}{m} = 0$ über ein Magneton $c\mu = \hbar \cdot \sqrt{3\pi\varkappa\mu_0'} \cdot \ln(m/m_R) > 0$ verfügt, so daß für $p > 0$ bei diesen Neutrokorpuskeln ebenfalls $\bar{M} \neq \bar{0}$ nachweisbar sein muß. Tatsächlich verfügt das Neutron als elektrisch neutrale Komponente des Nukleonen Doublettes

5. Elementargrößen der minimalen ~~Raumzeit~~ komplexer Kondensation.

(Anmerkung s. Band XVI. S. 93)

17.6.70

[Nach 126 erscheint die elektrische Ladung stets als ganzzahliges Vielfaches einer Elementarladung $\varepsilon_\pm$, welche für $a = \sqrt{2}$ bis auf $+0{,}125\,\%$ mit der empirischen Elektronenladung

$e_\pm$ identisch ist. Andererseits ist aber das Elektron die untere Schranke der mit $q = 1$ geladenen Raumzeitkondensationen in der Spektralfunktion 126. Offensichtlich geht $e_\pm < \varepsilon_\pm$ auf die Symmetronik dieser minimalen d-Struktur zurück. In allen Hermetrieformen d wird aber nach der symmetronischen Protosimplexdarstellung durch Konjunktoren die elektrische Ladungsstruktur durch (± 5), (-6) bestimmt. Jede d-Struktur wird insgesamt durch das Protosimplexgefüge einer Triade $(\pm(3,4,5))$ das Weltfluktion (-6) und die Schirmfeldtriade $(+(1,2,7))$

beschrieben, während für die komplementäre c-Struktur $(\pm(1,4))$, $(+7)$ gilt. (± 4) und $(+7)$ sind ~~also~~ sowohl in der c- als auch in der d-Struktur enthalten, während von $(\pm 1)_c$ mit $(+1)$ als $\begin{bmatrix}1&1\\1&1\end{bmatrix}$ auch d bestimmt. In d sind nun die Strukturen (± 5) und (-6) als Ladungseigenschaft mit (± 4) und $(+7)$ durch die Kontaktkonjunktive ~~$(\pm 5)-(1)-(+1)-(\pm 4)-(3)-(+7)-(3)-$~~ ~~und $(-6)-(1)-(+1)-(1)-(\pm 4)-(3)-(+7)-(3)-$~~ ~~verbunden, so daß als Folge der Konjunktorspine $-(2)-$~~

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

und $=(1,3)=(-6)-(2)-(+2)-(2)-(\pm 4)-(3)-$

bzw. $=(1,2)=(-6)-(3)-(+7)-(3)-(\pm 4)-(2)-$

verbunden, so daß als Folge der Konjunktorspine eine interne Ladungskomponente latent

bleibt, welche $\varepsilon_\pm$ auf $e_r < \varepsilon_\pm$ reduziert. ~~Aufgrund dieser Symmetronik~~ Für beide Ladungen können die statischen Potentiale $4\pi\varepsilon_0 V_r = e_r^2$ und $4\pi\varepsilon_0 V_\varepsilon = \varepsilon_\pm^2$ definiert werden, so daß aufgrund der Symmetronik V_r sich zu V_ε so verhalten muß, wie die Ruheenergie E_1 der mit $q=1$ geladenen minimalen Raumzeitkondensation zur Ruheenergie E_0 ihres neutralen c-Komplementes (also des Barineutrinos). Demnach gilt

$$E_1/E_0 = V_r/V_\varepsilon = (e_r/\varepsilon_\pm)^2$$

oder wegen des Energiematerieäquivalentes $E = mc^2$ auch $E_1/E_0 = m_1/m_0$. Wird nun

Gleichung 126 verwendet mit m_1 für $q = 1$, aber komplementär m_0 für $q = 0$, dann wird $m_1/m_0 = \pi(4+\pi^4)^{-1/4} = \eta$, was eingesetzt für die reduzierte Ladung $e_r = \varepsilon_\pm \cdot \sqrt{\eta}$ liefert. Da nun das Elektron als minimale d-Struktur der Spinorterm eines Isospindoubletts ist, muß wegen des ~~H~~ halbzahligen Stratonspins die interne latent bleibende Ladung $e_d = \varepsilon_\pm - e_r = \varepsilon_\pm(1-\sqrt{\eta})$ induktiv eine im Spinmoment wirksame Ladung e_w als arithmetisches Mittel zwischen $\varepsilon_\pm$ und e_r verursachen, für welche also $e_w = 1/2\,(\varepsilon_\pm + e_r) = 1/2\,\varepsilon_\pm(1+\sqrt{\eta})$ gelten muß. Für diese drei Komponenten der elektrischen

Ladungseigenschaft des Elektrons gilt also

$$e_r = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta}\,,\quad 2\,e_w = \varepsilon_\pm(1+\sqrt{\eta})\,,$$
$$e_d = \varepsilon_\pm(1-\sqrt{\eta})\,,\quad \eta\,\sqrt[4]{4+\pi^4} = \pi \ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots 177,$$

welche jedoch als interne Baukomponenten des Ladungsfeldes eines Elektrons empirisch nicht feststellbar sind. ~~Tatsächlich nachweisbar sind.~~ Tatsächlich feststellbar ist nur das extern erscheinende Potential V des Elektrons, welches als arithmetisches Mittel der Potentiale V_r und V_w der Komponenten e_r und e_w aufgefaßt werden muß. Man hat also $V = 1/2\,(V_r + V_w) = \dfrac{e_r^2 + e_w^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$ im Abstand r vom

Elektron in ruhe. In V mit Negativ die Eigenenergie aber empirisch feststellbare externe (als externes Faktorprodukt) Ladung $V \cdot e_{\pm}^2$ (Einh. $4\pi\varepsilon_0 \cdot V = e_{\pm}^2$) abstreifen, wenn im Vergleich $2e_{\pm}^2 = e_+^2 + e_w^2 = \frac{1}{4}\varepsilon_{\pm}^2 \cdot (5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1)$ nach 122 liegt. Wegen $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = 3 \cdot \sqrt{\pm}/R_-$ der Beziehung 126 ergibt sich dann für die empirische Elektronenladung $4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3\sqrt{2\cdot(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)}\,\hbar\,R_-$. Einsetzen der numerischen Werte zeigt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die Feinstrukturkonstante α mit $\Delta(e_{\pm}) \approx 2 \cdot 10^{-4}$ % bestätigt wird (praktisch exakt ist).

Wenn ein Elektron mit einem entgegengesetzt elektrischen Zentrum im einem attraktiven elektrischen Potential zusammenstößt, dann gilt für die Stabilität der mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ im Abstand r folgenden Bewegung des Elektrons $V = E_{k_1}$, wenn V das Potential im Abstand r und E_{k_1} die kinetische Energie des mit β bewegten Elektrons ist. Zu einer gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Form gilt mit der Ruhemasse $m_{(0)}$ des Elektrons $E_{k_1}^2 = c^4 \cdot (n_q^2 - m_{(0)}^2) = m_{(0)}^2 \cdot c^4 \cdot ((1-\beta^2)^{-1} - 1) = \beta^2 m^2 c^4 = \beta^2 E^2$ oder wegen des Quantendualismus im Wellenbild

deren Zentrum im einem attraktiven elektrischen Potential zusammenstößt, dann gilt für die Stabilität der mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ im Abstand r folgenden Bewegung des Elektrons $V = E_{k_1}$, wenn V das Potential im Abstand r und E_{k_1} die kinetische Energie des mit β bewegten Elektrons ist. Zu einer gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Form gilt mit der Ruhemasse $m_{(0)}$ des Elektrons $E_{k_1}^2 = c^4 \cdot (n_q^2 - m_{(0)}^2) = m_{(0)}^2 \cdot c^4 \cdot ((1-\beta^2)^{-1} - 1) = \beta^2 m^2 c^4 = \beta^2 E^2$ oder wegen des Quantendualismus im Wellenbild

$E_k = \beta \cdot c\, h/\lambda$, wenn λ die Wellenlänge des bewegten Elektrons ist. Da bei dieser Wechselwirkung nur der externe Bereich des Elektrons wirksam wird, gilt auch $4\pi\varepsilon_0 r V = e_\pm^2$, also $e_\pm^2 = 4\pi\varepsilon_0 r \cdot \beta c\, h/\lambda$ wegen $V = E_k$. Es handele sich nun bei diesem attraktiven System um den stabilen Grundzustand eines Elektrons, welches den s-Term der K-Schale eines H-Atoms besetzt. In diesem Fall würde $r = r_H$ zum Atomradius und ~~nach dem~~ $\lambda = \lambda_H$, während $\beta = \beta_H = v_H/c = \alpha$ zur Feinstrukturkonstanten der im Anregungsfall emittierten H-Serien wird. Für diesen s-Term wird also die Ctor-

bilitätsbedingung zu $\lambda_H \cdot e_\pm^2 = 4\pi\varepsilon_0 r_H \alpha c h$. Da der s-Term im komplementären Korpuskularbild seinem Bahnspin entsprechend eine Kreisbahn kennzeichnet, wird in diesem Fall der Quantendualismus durch $\lambda_H = 2\pi r_H$ ausgedrückt, was $e_\pm^2 = \cancel{4\pi\varepsilon_0}$ $= 4\pi\varepsilon_0 \alpha c \hbar = 4\pi\alpha\hbar/R_-$ wegen $c\varepsilon_0 R_- = 1$ bedingt. Wird hierin mit $4\pi^2 e_\pm = \cancel{\pm}$ $= \pm 3\sqrt{2(5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1)\hbar/R_-}$ substituiert, dann folgt für die Feinstrukturkonstante der H-Serien $(2\pi)^5 \cdot \alpha = 9(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)$. Einsetzen der Zahl π liefert einen numerischen Wert, der praktisch nicht vom Meßwert ~~der nur um den Fehler~~ ~~$|\Delta(\alpha)| \approx 0{,}0006\,\%$ vom~~

Kopweth abweich.. Da
~~$\Delta(\varkappa_\pm) = 0$ gibt, kann~~
~~$\Delta(\varkappa) \neq 0$ mit auf die phä-~~
~~nomenologische Bezeichnung~~
~~$\varkappa^2_\pm$ a $\varkappa$ mit die Meinungs~~
~~vielfältige Variante eigen-~~
~~$\Lambda(R_{-4})$ nützlich eben.~~ Aus
~~Ueberzeugung~~ hier erscheint ~~Verlust~~ die Doppelung kon-
kaum $\varkappa$ zweiten Probus und R_- im H-Atom
~~x~~ da keine Zahl mit rund
da kosmologische Konstante
dann in $\varkappa$ haben keine phy-
sikalischen Größen auf, welche
noch 6 VIII 6 wegen $\mathfrak{H}(l) \neq 0$
vom Raumkrümmungsmaß des R_3
~~darum~~ vom Weltradius abhängen
können. Tatsächlich zeigt
die spektroskopische Unter-
suchung der H-Serien extrem
fernst kosmischer Objekte die
Unabhängigkeit der Feinstruk-

turkonstanten vom Weltradius.
Die exakte Ladungseigen-
schaft des Elektrons als mini-
male Raumzeitkrümmung
wird also mathematisch
beschrieben durch
$4\pi^2 \varkappa_\pm = \pm 3\sqrt{2\vartheta}\, \hbar/R_*$ -,
$(2\pi)^5 \cdot \varkappa = 9\vartheta$,
$\vartheta = 5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1$ - - - - - - .
- - - - - - - - - - 1 2 7 0
23. VI. 20 X

Eine weitere Elementareigenschaft
der minimalen Raumzeitkrümmung
ist die Trägheitsmasse
des Elektrons, welche wegen der
Existenz des Strahlens in allen
$\varkappa$-Entwicklungen als proportionale
Masse erscheinen muß. In
C VIII 4 wurde es möglich,
eine Approximation mate-

an inverse Schranke des Raumgrenzkreises von 126 m für $q = 1$ zu erwarten. Diese Approximation kann mit η und $E = s_0^2 = 1_{\text{fm}}\,[\text{m}^2]$, also der Einheitsbreite $s_0 = 1\,[\text{m}]$ als Eichparameter wie oben dargestellt werden in $c\,\eta\,m_\alpha\,s_0 = 4 \cdot \sqrt[4]{\pi} \cdot \sqrt[3]{3\pi/\eta}\cdot s_0 \sqrt[3]{\hbar} \cdot \sqrt{c\hbar}/3\gamma^2$. Es ist $m_\alpha > m_e$, wenn m_e der bei Bäcklin die empirische Wechselwirkung [Neuberechnung s. Band 8 S. 96] ist. Es muß in Analogie zu $e_\pm$ und $\varepsilon_\pm$ eine reduzierte Masse $m_\pm < m_e$ existieren. Da der Winkel ϑ immer zwischen $0 \leq \vartheta \leq \pi$ mit $2\,m_e\,c\,\pi = h$ definiert ist, muß in Gleichung 99 unabhängig von $m_\pm$ oder m_α stets $\psi_+ = \psi_\alpha$ gesetzt werden, so daß im Verhältnis der Wechselwirkungsenergien $\varepsilon_+/M_\alpha = m_+/m_\alpha \cdot \exp(\psi_+ - \psi_\alpha) = m_+/m_\alpha$ sich selbst kompensiert. Nun gilt aber (diese Beziehung ist herzuleiten) $6/\pi \cdot \ln(H_+/H_\alpha) = \ln(V_{\varepsilon+}/V_\varepsilon)$, wenn $4\pi\varepsilon_0 r_0 \cdot V_{\varepsilon+} = \varepsilon_\pm e_+$ und $4\pi\varepsilon_0 r_0 \cdot V_\varepsilon = e_\pm^2$ ist. Die 122 und der Wechselwirkungshomogenisation folgt also $V_{\varepsilon+}/V_\varepsilon = e_+/\varepsilon_\pm = \sqrt{\eta}$, also $\ln(m_+/m_\alpha = 7/6 \ln\sqrt{\eta}$ oder potenziert $m_+ = m_\alpha \cdot \eta^{7/12} = m_\alpha \cdot \sqrt[3]{\eta} \cdot \sqrt[4]{\eta}$, weil $7/12 = 1/3 + 1/4$ ist. Einsetzen des Wertes von m_α liefert für die reduzierte Elektronenmasse $c\,\eta\,m_+\,s_0 = 4 \cdot \sqrt[4]{\pi\eta} \cdot \sqrt[3]{3\pi\eta} \cdot \sqrt[3]{3\pi}\,s_0 \sqrt[3]{\hbar} \cdot \sqrt{c\hbar}/3\gamma^2$. Nach den Multiplikationsgesetzen der Potenzen bezüglich des Produktes

sind Elektronen-Spinore, welche Isospin doubletts bilden. ganz allgemein muß noch eine Feldmasse m_s des ~~Konjunktorspins~~ Stratonspins existieren, ~~wegen $s \to 0$ noch eine Spinmasse m_s existieren muß~~, welche m_r nur additiv zu $m_e = m_r + m_s$ ergänzen kann, zumal $m_r < m_e$ gilt. Wenn es also gelingt m_s zu ermitteln, dann ist damit auch m_e gegeben. Allgemein gilt für den Spin $\underline{s} = s\hbar$ und mit der stratonischen Kreisfrequenz ω auch $\omega \underline{s} = s\hbar\omega = E_s = M_s c^2$ nach dem Energiematerieäquivalent. Andererseits folgt wegen $S = \omega r^2 M_r$ im Fall der Masse M_r das Verhältnis $M_s / M_r = r^2 \omega^2 / c^2$. Anmerkung siehe Band 16 Seite 26 ~~worin sich β als Geschwindigkeitsverhältnis allein auf die innere Spinstruktur des Elektrons bezieht. Diese innere Struktur hinsichtlich des Ladungsfeldes wird nach 122 im wesentlichen durch e_w und e_d bestimmt. Die Wechselbeziehung zwischen diesen beiden Komponenten des internen Ladungsfeldes wird offenbar ausgedrückt durch $4\pi\varepsilon_0 r V_{wd} = e_w \cdot e_d$ mit $e_d \leq e_w$. Die innere Stabilität dieses ε-Feldes ist offenbar garantiert durch $V_{wd} = p_d c = \beta m_d c^2 = \beta E_d$. Hierin gilt nun wieder wegen der Wechselbeziehung $E_d = p_w c = \beta m_w c^2 = \beta E_w$ und $E_w = V_w$ mit~~

$4\pi\varepsilon_0 \cdot V_w = e_w^2$, also

$E_d = \beta E_w = \beta V_w$ und $V_{wd} =$
$= \beta E_{wd} = \beta^2 V_w$ und damit
$\beta^2 = V_{wd}/V_w = \frac{e_w e_d}{e_w^2} = e_d/e_w =$
$= 2\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}$ wegen der Bedingung
127. Vergleich mit
$M_s/m_+ = \beta^2$ liefert dann
$M_s = 2 \cdot m_+ \cdot \frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}$. Die Gesamtmasse M_s setzt sich aus zwei Anteilen, nämlich $M_s = M_s' + M_s''$ zusammen, wovon jede Komponente einen m_s enthalten ist. Aufgrund der ~~Photonenmasse~~ Konjugiertheit (vgl. auch den $(\pm)M_d$ beschreiben) des Photonenspins kommt wieder jeder ganzen Zahl des Spins ein Wert m_s zu, so daß $M_s' = \frac{1}{2} m_s$

zu setzen ist. Ferner muß auch die Spinquantenzahl s als Vielfaches dieser Spinmasse als $M_s'' = s\, m_s$ aufgefaßt werden, wodurch insgesamt $M_s = M_s' + M_s'' = (\frac{1}{2} + s) m_s$ gilt. Für den speziellen Fall des Elektrons als Spinträger ist aber $s = 1/2$ und $\frac{1}{2} = 2s + 1 = 2$, also $(\frac{1}{2} + s)_e = 5/2$ bzw. $M_s = 5 m_s/2$, was mit $M_s = 2 m_+ (1-\sqrt{\eta}) \cdot (1+\sqrt{\eta})^{-1}$ verglichen $m_s = 4/5 \cdot m_+ (1-\sqrt{\eta}) \cdot (1+\sqrt{\eta})$ ergibt. Damit folgt für die phänomenologisch erscheinende Elektronenmasse $m_e = m_+ + m_s = m_+ (1 + 4/5 (1-\sqrt{\eta}) \cdot (1+\sqrt{\eta})^{-1}) = 1/5\, m_+ \cdot (9 + \sqrt{\eta}) \cdot (1+\sqrt{\eta})^{-1}$. Wird hierin der bereits ermittelte Wert für m_+ substituiert, dann ergibt sich die Elektronenmasse

~~$5 c \eta (1+\sqrt{\eta})\, m_e\, s_0 = 4 \cdot (9+\sqrt{\eta}) \cdot \sqrt[4]{\pi \eta} \cdot \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \cdot \frac{\sqrt{c\hbar}}{3\gamma}$, $s_0 = 1\,[m]$ ..... 177b,~~

ein Wert, der um den Fehler $\Delta(m_e) \approx +0{,}0002\,\%$ vom empirischen Wert abweicht.

Die durch 177a und 177b gegebenen Daten der minimalen Raumzeitkondensation wären vollständig, wenn nach 173a auch das magnetische Spinmoment angegeben werden könnte, welches existieren muß, weil $s > 0$ ist. Dies ist jedoch erst dann möglich, wenn es gelingt, die in 173a auftretende Referenzmasse m_R bekannt ist.

Da die in C VIII 4 ~~angegebenen~~ neben m_e angegebenen Massen des Lepto- und Barynentrino gleichermaßen durch m_e ausdrückbar sind, hat die korrigierte Form 177b zwangsläufig eine Korrektur dieser Neutrinomassen zur Folge. Für das Barynentrino ist dies völlig evident, ~~da~~ weil es sich hierbei um das neutrale Komplement, also die zweite Isospinkomponente des Elektronendoubletts handelt, für welche ebenfalls $2 \cdot (J+s) = 5$ gilt. Für das Leptoneutrino ist 177b jedoch nur dann relevant,

wenn auch hier für $s = 1/2$ gilt. Ist dies der Fall, dann müßte allerdings noch ein weiteres Neutrino als Spinor $s = 1/2$ existieren, welches die Isospinfamilie des Neutrino zum Doublett komplettiert. Stellt sich dagegen für das Leptonentrino $s \neq 1/2$ heraus, dann fehlen bei $s > 0$ nicht nur alle übrigen Komponenten der Isospin~~komponente~~familie $J > 0$ der Neutrinos, sondern auch 177 b kann nicht relevant werden. In gleicher Weise muß auf die durch 177 b gegebene Massenkorrektur des Leptonentrino verzichtet werden, wenn

es sich um einen Skalarterm $s = 0$ handelt, ~~so~~ doch entfällt dann auch die Suche nach weiteren Neutrinokomponenten, weil in diesem Fall wegen $J = 1$ die Isospinfamilie nur durch dieses Leptonentrino repräsentiert wird.

Kapitel XI

Symmetronik ~~des kosmologischen Problems.~~ durchgängiger Weltstrukturen.

1.) Das kosmologische Paradoxon

24.VI.70 Mit den offenbar exakten Beziehungen 177 a und 177 b kann das kosmologische Problem $A = \dot{D}/D \neq 0$ neu formuliert werden, weil h, μ_0, ε_0 und je

nach 135 unter 2. im Komentumtensor des R_3 [illegible] approximation ~~an~~ 134a allein vom Parameter λ, also dem Intervall $I)(x) < \infty$ des R_3 abhängen. In dem Bereich der Beziehungen 122 a und 122b ergibt sich die Einführung der beiden Ladungsparameter

~~$2a = \frac{4\sqrt{6\pi}}{5\eta} \cdot \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{\eta}} \cdot (1+\sqrt{\eta})$~~

~~$a = \frac{5\eta}{4\sqrt{6\pi}} \cdot \frac{\sqrt{\eta}}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{1-2\left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+9\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\eta}}{(1+\sqrt{\eta})}$~~

~~$= 4 \cdot \sqrt{\pi\eta} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot s_0$~~

mit $4\pi^2 b = 3\sqrt{3}\pi$ mit $\vartheta = 5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1$, wodurch $e_\pm$ und m_e die Formen $m_e = a \cdot \sqrt[3]{\frac{\hbar}{c\chi}}$ mit $e_\pm = \pm b \cdot \sqrt{\hbar/R_-}$ annehmen. Bezeichnen κ_g und κ_e die gravitative bzw. die elektrostatische Wechselwirkungskonstante zwischen zwei Elektronen im Abstand r, dann gilt für die Beträge $r^2|\kappa_g| = \chi m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_0 r^2|\kappa_e| = e_\pm^2$. Für das Verhältnis W dieser beiden Wechselwirkungen folgt demnach

$W = |\kappa_g| \cdot |\kappa_e|^{-1} = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \chi (m_e/e_\pm)^2$. Werden hierin $e_\pm$ und m_e eingesetzt, dann $c\,\varepsilon_0 R_- = 1$ berücksichtigt und das Wirkungsquantum $2w c^2 \tau_0 = \chi \hbar$ mit $3w = 4\tau$ nach τ eingeführt, dann ergibt sich für W die einfache Darstellung

$W = 16/3\,\pi\,\sqrt[3]{3}\,(a/b)^2$.

Dieses Verhältnis kann also allein von τ ab oder nach 134 und 134a wegen

Elektronen im Abstand r, dann gilt für die Beträge $r^2|\kappa_g| = \chi m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_0 r^2|\kappa_e| = e_\pm^2$. Für das Verhältnis W dieser beiden Wechselwirkungen folgt demnach

$W = |\kappa_g| \cdot |\kappa_e|^{-1} = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \chi (m_e/e_\pm)^2$. Werden hierin $e_\pm$ und m_e eingesetzt, dann $c\,\varepsilon_0 R_- = 1$ berücksichtigt und das Wirkungsquantum $2w c^2 \tau_0 = \chi \hbar$ mit $3w = 4\tau$ nach τ eingeführt, dann ergibt sich für W die einfache Darstellung

$W = 16/3\,\pi\,\sqrt[3]{3}\,(a/b)^2$.

Dieses Verhältnis kann also allein von τ ab oder nach 134 und 134a wegen

D (τ), bzw. τ (D) allein von D des R_3, derart, daß W mit wachsendem D abfällt, woraus geschlossen werden muß, daß W in einem früheren Weltalter wesentlich höher gewesen sein muß. Wenn dies aber in früher liegenden Teilen der Sonnenwelt so gewesen ist, dann muß die allgemeine Gravitationswirkung ebenfalls höher gewesen sein, was aber zur Folge haben mußte, daß die intrastellaren thermonuklearen Brennvorgänge intensiver gewesen sein müssen. Die Brennleistung stellarer Strukturen muß

also in diesen wesentlich früher liegenden R_3-Mannigfaltigkeiten ebenso wie die damit verbundene He-Produktion entsprechend höher gelegen haben. Tatsächlich wird im Momentanzustand des R_3 ein He-Überschuß beobachtet, der nur durch $W \sim \sqrt[3]{\tau^2}$ und τ (D) mit $\dot{D}(t) > 0$ verstanden werden kann. Ferner kann mit m_e die Oberfläche F des Elektrons wegen $2 r_e = \lambda$ und $c\, m_e \lambda = h$ zu $F = 4\pi r_e^2 = \pi \lambda^2$ ermittelt werden. Nach C VI ist aber jede Fläche ein ganzzahliges Vielfaches des Metrons τ, so daß auch

$F = N\tau$ gesetzt werden darf. Da nun die elektrischen Feldlinien von der Oberfläche der Ladung ausgehen, aber der Querschnitt einer solchen Feldlinie niemals ~~von~~ τ ~~ausgehen~~ unterschreiten kann und das elektrostatische Feld nach der Symmetronik eine metronische Strukturierung des R_3 ist, bei welcher Hyper- und Gitterselektoren bei metronischen Spinorientierungen voneinander abweichen, muß N in $F = N\tau$ als Zahl der Feldlinien interpretiert werden. Der Vergleich mit $F = \pi\lambda^2$ liefert dann für

diese Zahl der Feldlinien eines Elektrons $N = \pi\lambda^2/\tau$. Wird hierin $c\lambda m_e = h$ und $m_e = a\sqrt[3]{\gamma h}\cdot\frac{\sqrt{h}}{c\gamma}$ mit $2\omega c^2\tau = \gamma h$ eingesetzt, dann folgt für diese Zahl der Feldlinien $N\cdot\sqrt[3]{3}\cdot a^2 = 2\pi\cdot\tau^{-2/3}$. Es wird also nur $N \to \infty$ für $\tau \to 0$. Da aber im R_6 stets $\tau > 0$ ist, bleibt $N < \infty$, das heißt, die von einer beliebigen elektrischen Ladung ausgehende Zahl der Feldlinien ist wegen $\tau > 0$ stets begrenzt. Multiplikation von N mit $\mathfrak{M}$ liefert wiederum eine homologische Konstante, welche ebenso wie α aus 177a nicht durch $D(t)$

beeinflußt wird. Dann erhält, wenn b^2 vernachlässigt wird $NW = 32/3 \cdot \frac{16\pi^7}{9\vartheta}$. Hierin ist nach 122a aber $9\vartheta = 9 \cdot (5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) = (2\pi)^5 \cdot \alpha = 32\pi^5 \cdot \alpha$, also $3\alpha NW = (4\pi)^2$, so daß NW als kosmologische Konstante direkt durch die andere kosmologische Konstante α ausgedrückt wird. Die gedachten Zahlenwerte hinsichtlich W und N werden zusammengefaßt in $3W = 16\pi (a/b)^2 \cdot \sqrt[3]{3\pi^2 a}$, $a^2 N \sqrt[3]{3\pi^2} = 2\pi$, $3\alpha NW = (4\pi)^2$. ---------- 178, wobei für die Zahlfaktoren a und b die Definitionen

$\eta \alpha s_0 = 4 \cdot \sqrt[4]{\pi} \cdot \sqrt[3]{3s_0}$, $\frac{\eta \alpha s_0}{5} \sqrt{6\pi} = \sqrt[4]{\pi\eta} \cdot \sqrt[3]{\frac{3}{5} s_0} \cdot (1 + \sqrt{\eta})$, $\frac{\eta \alpha s_0}{5} \sqrt{6\pi} = \sqrt[4]{\pi\eta} \cdot \sqrt[3]{\frac{3}{5} s_0} \cdot (1 + \sqrt{\eta})$, $4 \cdot \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3/2} \sqrt[3]{s_0} (1 + \sqrt{\eta})$, $\sqrt{\frac{\eta}{4\pi}} : 2 \left(1 - \vartheta \left(\frac{2 \cdot (1 - \sqrt{\eta})}{3\sqrt{3} \sqrt{\pi\eta}}\right)^2\right)$, $b = \sqrt[3]{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\eta}{\pi}}$, $\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$ ---------- 128a

zu verwenden sind.

25. VI. 70

[1] Die Beziehung 128 erlaubt eine Parameterdarstellung der durch $A = 1)/1) \neq 0$ ausgezeichneten kosmologischen Problems, welches zu einem Paradoxon wird, wenn die empirisch beobachtete Rotverschiebung der Linien λ extragalaktischer Spektrallinien $z\lambda = \delta\lambda > 0$ der empirischen Beziehung $c\,z = H s$ mit $H \approx 2 \cdot 4 \cdot 10^{-18}$ [sek^{-1}] (wobei s den Beobachtungsort und s_0 den Nichtquellort der Distanz mißt) für Licht-Bewegung $v = H s$ im R_3 (vermittelt durch $1) > 0$) invariant

wird. Trifft nämlich $v = H s$ allein als Folge von $\dot{D} > 0$ zu, dann muß $A = H$ gelten, was mit $\dot{D} \leq w$ einen Widerspruch zu 134 a bildet, wenn $w \approx c$ gilt. Diese Paradoxie kann entweder gelöst werden durch $w \gg c$, also $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \gg 0$ bei der kosmischen Bewegung oder aber durch $A \ll H$. Da in der R_6-Konstruktion immer $\cos \alpha_4 \neq 0$ die Architektureinheit $x_4 = s_{(2)}$ kennzeichnet und nach $\hat{C}$ immer $v < w$ bleibt, wäre für $w \gg c$ auch $v \gg c$ möglich, was aber wiederum ein Widerspruch i. B. auf die Empirie hinsichtlich $\hat{B}$ und $\hat{A}_-$ des R_4 bildet. ~~Zu un-~~

~~tersuchen~~ Zur Lösung des kosmologischen Paradoxons wäre $A \ll H$ notwendig, während $A = H$ die Paradoxie ausdrückt. ~~Im Fall $A \ll H$ müßte dann~~ Nach der Beziehung 135 sind h, $\varkappa$, ε_0 und μ_0 direkt durch D metrisiert, derart daß $\varepsilon_0 \cdot \varkappa = \text{const}(D)$ unter der Voraussetzung von 134 a zur kosmologischen Konstante wird. Zur Untersuchung des kosmologischen Problems kann nach 178 das Verhältnis W verwendet werden; denn wegen $\varepsilon_0 \varkappa = \text{const}$ wird ~~W~~

$$W = 4\pi \varepsilon_0 \varkappa (m_e / e_\pm)^2 \sim \varkappa^{-2}$$

wenn nur Vielfache von $\varkappa$ $m_e = e^{\pm}$ vernichtet wird. Dieses Verhalten $\varkappa$ ist aber spektroskopisch und elektronenoptisch im Experiment nur Resultat von je einer universellen Separatormatrix. Unter Vernichtung von $12\varkappa$ wie $12\varkappa$ und $12\varkappa$ wird $\varkappa = \pm b/a \cdot (\varkappa h)^{-1/3} \cdot \sqrt{c\varkappa/R} = \pm b/a (\varkappa h)^{-1/3} \cdot \sqrt{\varkappa/\mu_0} = \pm b/a \cdot \varkappa^{1/6} \cdot h^{-1/3} \cdot \mu_0^{-1/2}$ oder reziprok differenziert und auf $\varkappa$ bezogen $\dot{\varkappa}/\varkappa = 1/6\, \dot{\varkappa}/\varkappa - 1/3\, \dot{h}/h - 1/2\, \dot{\mu}_0/\mu_0$. In dieser Beziehung kann aber mit 135 substituiert werden, was $\dot{\varkappa}/\varkappa = (-13/66 + 8/3$

bestimmt ist. Hierin wird $f(\varkappa)$ jedoch notwendig [illegible] die N_k der einzelnen N_k spektralen [illegible] $\varkappa$ [illegible] [illegible] [illegible]

386 schließt aber die Existenz morphologisch ähnlicher Grundflüsse aus, sodaß N_k als Zahl der Signaturisomeren mit der Besetzung einer Kopplungsklasse, also den Permutationen der zu ~~k~~ k gehörenden Kondensatsignaturen identisch wird. Dies hat aber zur Folge, daß die durch die Protosimplexe darstellbaren Kopplungsstrukturen der möglichen Hermetrieformen mit Schemata der allgemeinen prototropen Struktur dieser Hermetrieformen darstellen. Die realen Massenterme aus 126, sowie $\varkappa \equiv (a\,b)$ genügen zwar sämtlich diesen Schemata, doch werden sie hierdurch alleine noch nicht wieder gegeben. Tatsächlich gibt es zu jeder Hermetrie nach 126 ein ganzes Termspektrum, was nur darauf zurückgehen kann, daß die $\bar{\lambda}$ im allgemeinen aus $n_\varkappa^{(k)} \geq 1$ Protosimplexen

demnach der Begriff einer Protosimplexladung $Q_\varkappa^{(k)} = n_\varkappa^{(k)} (\pm k)_\varkappa$ zur Beschreibung der realen Hermetrieterme definiert werden. Zweifellos gilt dann $\bar{\lambda} \equiv Q_\varkappa^{(k)}$ für die symmetronischen Kondensationsstufen. Der Begriff dieser Protosimplexladung wird also ~~[illegible]~~ beschrieben durch die Definition

$$Q_\varkappa^{(k)} = n_\varkappa^{(k)} \cdot (\pm k)_\varkappa \equiv \bar{\lambda} \cancel{\equiv Q_\varkappa^{(k)}},$$

$$n_\varkappa^{(k)} \geq 1 \quad \text{- - - - - - - - 168 b,}$$

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