

Handwritten text on a label, likely a library or archival tag, featuring musical notation and a signature.

Handwritten text:
Symphonische
Hochschule
Hochschule
Paul X

Small text on the right side of the label:
110/96 K

¹⁷Falsch verzweigt

[illegible]

Kurvenklippen:

2 68
 Maschine 100: $\frac{2}{p}$, $n = \text{const}(n_k)$
 besterfolgreich nach Ideen Formel
 2 69
 zu CL 100 a $Tg_{k,l} = 4 T_{+k,l}$
 vorwieder: $Tg_{k,l}$

Kap. III, 5. aufg. Aus dimensionsgründen
 zu 6 AD S. 106 $d = 2$ und d^2 betrachtet
 korrelativ aus vorer. kleine in
 je im kombinatorische Gesetz
 $\binom{d^2}{2} = n^2$ zu betrachten mag
 welchen Partialstufenplan $d = 3$,
 also $n = 6$, einzuordnen.

Kap. VIII, 1. Schwabens im Beginn nicht
an $m = 5$ bestärken. Immer
eigentlich wenn mit einer Kostrakte
herauskommt. Eingige Holzschekel
jetzt $m = 5$ und $m = 6$.

Kap. VIII —
für den Paragraphen 2, 3 u. 4 alles über
die Parteipolitik. können, wird Spurene-
lektionen ausgrenzen und zu den
entsprechenden Paragraphen von
Kap. IX verweisen (frei vom 30.8.64)

Kaps VIII die Paragraphen 2, 3, 4 & 5 betreffen
zu XIV. die Ziffern 3, 4, 5 & 6, während § 6
in § 2 nicht aufgenommen in allen Abs.
des XVIII. Paragrafen die Einreden
begründen ist. Paragrafen aufgeführt
nicht, sondern, während des Vorkommens in der
Korrespondenz benutzt werden sollen.

Da die Komponenten von $\bar{z}_W$ reellen metrischer Größen sind, muß es einen Ähnlichkeitsfaktor $\bar{z}_F$ geben, der die gleiche Eigenschaft wie $\bar{z}_W$ hat, nämlich $\text{sp} \begin{pmatrix} 1 & - \\ & -1 \end{pmatrix}, \bar{z}_F = \bar{0}$, $\text{sp} \bar{z}_F \bar{z}_W \sim \bar{z}_W$ gesetzt werden kann. Da $\bar{z}_F = \bar{z}_F^*$ hermitisch $[\bar{z}_F] = [\bar{z}_F]^*$ gilt, folgt, daß, müssen alle metrischen Selektoren, also auch $\bar{z}_F = \bar{z}_F^*$ hermitisch sein, während $\bar{z}_W \neq \bar{z}_W^*$ bleibt. Wenn aber $\text{sp} \begin{pmatrix} 1 & - \\ & -1 \end{pmatrix}, \bar{z}_W = \bar{0}$ ist, dann muß auch $\text{sp} \begin{pmatrix} 1 & - \\ & -1 \end{pmatrix}, \bar{z}_W^* = \bar{0}$ sein, daher $\frac{1}{2} \text{sp} \begin{pmatrix} 1 & - \\ & -1 \end{pmatrix}, (\bar{z}_W + \bar{z}_W^*) = \bar{0}$ mit $\bar{z}_W = \bar{z}_W^*$ sein und Folger hermitische Selektoren aus dem Raum mit in der Verknüpfung mit $\bar{z}_F$ wegen $\bar{z}_F = \bar{z}_F^*$ eliminieren, also diese

2 Selektionsproportionalität

zu der Form $\bar{F} \sim \bar{W}_+$ im Korrigieren ist, wegen der Interpretation von $\bar{F}$ darf $\bar{F}$ mit von den Kondensationskomponenten, ihren ersten Metroidifferenzialen und den Komponenten der Funktionalteilselektors abhängen. Im infinitesimalen Fall $\varepsilon \rightarrow 0$ gibt es mit einem metrischen Fixpunktsektor, der einer Bedingung $\text{sp } \Gamma^{(-,-)}, () = 0$ genügt, nämlich $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$ und zugleich von den infinitesimalen Komponenten von Kreuzvektor und Funktionalteilselektors abhängig, wie $\bar{F}$ es oft schreibt, denn es ist immer $\text{sp } \Gamma^{(-,-)}! (\bar{F} - \frac{1}{2} \text{tg } R) = 0$. Auf jeden Fall kann $\bar{F}$ als Funktional und zwar als Randkomponente des Selektors V dargestellt werden, denn

dieser Tensor wirkt auf von den Komponenten des Schnittflächen Transmissionsfeldes und ihren ersten partiellen Ableitungen bestehend, deren ~~Wert~~ = $\frac{1}{2} \text{tg } R$ infinitesimale Komponenten der Komponenten des Funktionalsektors aus sich. Es muß dann auch immer die Selektorstelle $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$; n mal sein, was wegen der Gaselastizität, gut strukturierten Brücken der Matingenspektren $\bar{F} = \text{sp } \bar{F}$ und $\bar{F} = \text{sp } \bar{F}$ oder metrisch mit $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$ gut strukturierten Brücken der Selektorstellen $\bar{F} = \text{sp } \bar{F}$ und $\bar{F} = \text{sp } \bar{F}$ oder $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$; n mal $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$; n mal $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$ ergibt. Hiermit kann $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R$ infinitesimal genau $\bar{F} = \frac{1}{2} \text{tg } R = (\frac{1}{2} \text{tg } R) \cdot n$

4. beschreiben werden, was zur

Lineare Relation $\bar{0} = \text{sp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, (\bar{R} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{R}) =$
 $= \lim_{\tau \rightarrow 0} \text{sp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; (\bar{S} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{S}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tau = \bar{0}$
 also $\text{sp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, (\bar{S} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{S}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \bar{0}$
 fñhlt. da auch $\text{sp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \bar{S} = \bar{0}$
 folgt und $\bar{S} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{S} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ allein $\bar{0}$
 Hypothesen von $\bar{F}$ genügt,
 dann $\bar{F} = \bar{S} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{F}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{S}$ und
 erreicht $\bar{S} - \frac{1}{2} \text{sp} \bar{F}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{S} \sim \frac{1}{2} \bar{W}^+$ of
 setzt werden. Man muss das halt-
 zugeschrñben liefert wert steb
 $\text{sp} \bar{F} = 6$ also auch $\text{sp} \bar{F}; n = 6$
 in $\bar{R}_6$ ist, $\bar{W}; n = \text{sp} \frac{1}{2} \bar{W}^+; n \sim$
 $\sim \text{sp} (\bar{S}; n - \frac{1}{2} \bar{F}; n \cdot \bar{S}; n) =$
 $= -2 \bar{S}; n$, also $\bar{S}; n \sim -\frac{1}{2} \bar{W}; n$
 Einsetzen ergibt $\bar{S}; n \sim \frac{1}{2} \bar{W}^+; n -$
 $-\frac{1}{4} \bar{F}; n \cdot \bar{W}; n$, das an Selektat-
 elation geschrieben $\bar{S} \sim \frac{1}{2} \bar{W}^+ -$
 $-\frac{1}{4} \bar{F}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{W}$ mit $\bar{S} = \text{sp} \bar{S}$
 und $\bar{S}; n = \bar{R}$.

28.10.60. 3. Teil: Einmal $\text{sp} \bar{R} = \text{sp} \bar{F} \bar{R}$, 5

oder, in Komponentenform $\bar{R}_{K,e} = \bar{R}_{K,e,m} =$
 $= \frac{\partial}{\partial \lambda} \bar{e} \begin{pmatrix} m \\ m \end{pmatrix} - \frac{\partial}{\partial \lambda} \bar{e} \begin{pmatrix} m \\ m \end{pmatrix} + \{ \bar{e} \begin{pmatrix} m \\ m \end{pmatrix} \}$
 $= \{ \bar{e} \begin{pmatrix} m \\ m \end{pmatrix} \} \bar{e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e} - \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e}$
 $= \bar{e}_m; \{ \bar{e} \}$. Dies ist aber $\{ \bar{e} \}$
 ist $\bar{R}_{K,e}$ einer Selektatrelation also
 $\bar{R}_{K,e} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e}; S(\bar{e}, m) - \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e};$
 $= \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{R}_{K,e}; [\bar{e}]; n$, was
 mit $\bar{R}_{K,e} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{e}_{K,e}; n$ vergleichen
 $\bar{S}_{K,e} = \bar{K}_m; [\bar{e}]; n$ oder $\bar{S}_{K,e} = \text{sp} \bar{K}; [\bar{e}]$
 ergibt, wobei der Selektor $\bar{K}$ mit der
 Komponente $\bar{K}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; S(\bar{e}, m) -$
 $= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e}$ als Raumkonvektor der
 Hyperstruktur $\bar{R}_6$ bezeichnet wird
 sein soll. Einsetzen in $\bar{S} =$
 $= \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{W}$ liefert dann
 die Selektatrelation $\text{sp} \bar{K}; [\bar{e}] =$
 $= \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{e}; \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \bar{W}$, wobei α
 die Proportionalitätsfaktor in
 $\bar{F} \sim \frac{1}{2} \bar{W}^+$, ist. Da $\bar{F} = \lim_{\tau \rightarrow 0} [\bar{e}]; n$ ist,

[illegible]

18 $\mathcal{C}, \{\} = \bar{\lambda} \times \{\}$, weil die
 Spätschichten $\text{sp } \mathcal{C}, \{\} = \bar{\lambda} \cdot \{\}$ und
 $\mathcal{C}, \text{sp } \{\} = \bar{\lambda} \times \text{sp } \{\}$ übereinstimmen
 werden. $\text{sp } \mathcal{C}, \{\} = \bar{\lambda} \cdot \{\}$ be-
 zeichnet dabei wiederum das $\mathcal{P}_0 =$
 diese Punktstruktur der multi-
 sekulären ~~Struktur~~ während
 wegen $\{\} = \{\}$ stets $\text{sp } \{\} =$
 $= \text{grad}$, da mit $\omega = 1/9^{1/2}$ und
 $\mathcal{C}, \text{sp } \{\} = \bar{\omega}$ ist, daraus die ge-
 15 ~~me~~ äquivalente, infinitesimale
 Projektion $\bar{\lambda} \parallel \text{grad}$, da es folgt,
 werden schließlich die Folgen-
 schichten aus dem Kontinuum $\mathcal{C},$
 in die Ebene $\mathcal{P}_+$ projiziert,
 und werden die Größen im $\mathcal{P}_4$ der
 Überstrichungen übereingestimmt,
 dem ergeben sich die westfälische
 westfälischen $\mathcal{C}, \{\} = \bar{\lambda} \times \{\}$
 mit $\{\} \neq \{\}$, denn das Projektions-

notwendig, lässt im Korrelationsfeld 19
 einen nicht korrelativen Anteil ent-
 stehen und diese nicht korrelativen
 Eigenschaften führen zu den
 Leistungen einer westfälischen $\mathcal{C} =$
 selbständigen, die ganz Spektrum
 $\mathcal{C}, \text{sp } \{\} = \bar{\lambda} \times \text{sp } \{\} = -(\mathcal{C}, \text{sp } \{\})$
 $\neq \bar{\omega}$ und das wiederum gilt für $\mathcal{C} =$
 jenen $\text{sp } \{\} = \bar{\omega}$ führt. Die $\mathcal{P}_+$
 Struktur $\text{sp } \mathcal{C}, \{\} = \bar{\lambda} \cdot \{\}$ be-
 zeichnet dabei die westfälische $\mathcal{C} =$
 in der westfälischen. Aus der west-
 fälischen ~~ausstehenden~~ westfälischen
 durch infinitesimale Approximation =
 westfälischen die westfälischen Teil-
 gleichungen, deren Projektion
 im $\mathcal{P}_4$ westfälischen, die west-
 fälischen westfälischen gleichungen
 erklärt. Diese westfälischen
 auf implizieren approximativ

20 km nach der Mesogingeladen ausströmen, was das zu
 untersuchen, sowohl die ein-
 fache beginnende Beschreibung der
 Energie- und Impulsquanten als
 auch die ebenfalls empirisch be-
 stätigten Beschreibungen von
 Protonen und Elektronen-
 Ausweis. Die Entstehung der beiden
 Quanten π_{+4} ist ebenfalls
 in diesen mesodatischen Gleichun-
 gen enthalten.

Da jeder geistige Ort =
 ganz ein reelles R_3 hat, einen
 räumlich-energetischen Ort =
 beschreibbar werden kann, der jeder
 jeder Energie im Sinne von Materie =
 folgendes erscheint und der
 R_3 aber reelles Antiräumen ist
 R_6 ist, dessen Antiräumen physisch
 in Form reelles Kondensat-

ausströmen, was das zu
 einfach erscheint, das die R_3 -
 jahren der Konkreten mathematischen
 Kondensationsformen in allen
 ein Raumkonstrukt in dem reellen
 R_3 als Materiefeldquanten π_{+4}
 schenken, die wiederum in Tischen,
 π_{+4} in Korrespondenz stehen, was
 inkompatibel, als Zeitablauf
 der Kosmischen Bewegung, erschien

X ^{ausströmen als}
 Teilzahlbarkeit 60 1.10 metrische
 Teilzahlbarkeit 253

beobachteten der Korrelationen =
 gleichzeitigen für die $\alpha = 3$ Teilzahl
 Antiräumen hat, wie bei der räumlichen
 bestimmten Analyse, von dem Topos
 positiv negativ $\{\} = \frac{1}{n-1} \{\}$ mit
 $\frac{1}{n-1} \{\} = 0$ des räumlichen
 reelles abstrahieren, wobei die
 Partikelrepositionen nicht der
 mikroskopisch. Was gilt die R_3 =

24 also gegeben. Um diese Menge besser
 der Spektralanalyse Raum für Topf der
 Kovarianzmatrix $K_{(n,n)}$ Koeffizienten
 selektors $(\cdot)_{(-)}$ ebenfalls gegeben
 werden. Es wählt $(\cdot)_{(-)} = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$
 $-(\cdot)_{(-)} \lim_{m \rightarrow \infty} \dots$
 $-(\cdot)_{(-)} \lim_{m \rightarrow \infty} \dots$
 damit besteht die Menge, die
 Selektors $\# \sum$ durch eine Hyperposit
 kann der Autopersekutor, nicht der
 uniteschen Selektors $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ be-
 zogen auf die zugehörigen Perikonal
 skripturen und Korrelationsvermuten
 auszuscheiden. Ist $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ analog
 der suffizienten Beschreibungen
 die korrelativer Koeffizienten
 der H. Grade, in welchen die
 Hauptachsen (Koeffizienten) unter-
 wechelt. Offensichtlich aber
 quadratisch, aufzählen, dann

folgt, für die Hyperpositiven der 2-
 Leisten, unter Berücksichtigung der Kom-
 positionen, $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{1}{n}} \dots +$
 $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$. Wenn dann $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$
 also aus der Kompositionenstellung
 hervorgeht, wird durch par. Hallen
 Raumraum nicht der Kompositionen-
 len $K_{(n,n)} = (\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots; S(\cdot, \cdot, m))$ --
 $(\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots)$ --
 der $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ ausgesprochen werden, ist auf
 den $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ Selektors $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$
 nicht einwirkend, so daß $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots =$
 $= K_{(n,n)} / \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ gegeben werden
 kann. In analoge zur Safford
 unites Beschreibung kann weiter der
 Koeffizienten, ist unter der
 weichen, der 98, ebenfalls 1998
 einen Hyperpositiven und affekt
 unter dem Fraktions elektr
 $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ ausgesprochen werden der
 $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ --
 genau $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$; $\frac{1}{n} \sum_{m=1}^n \dots$ --

30, wenn das Kristallgitter...

ausgesprochen, wobei, was in der
Zu auf 99a bzw. aktiv. Wechsel-
Ausdrucksformen, wobei die 1. Phase
Erststadium ist, erst danach die 2. Phase

Die des halbierten Spektrums 99
Konditionen, wobei die Bildung
des Spektrums 99 besteht
99a, wobei die Bildung des 1a =
Kontinuumsspektrums $\frac{1}{2} A_{(u,v)}^{(p,q)} \times \text{sp} \left[\frac{1}{2} \frac{1}{p,q} \right]$

Das ist, dass: Selektion,
wegen der leicht herzustellenden
Eigenschaften aller Elemente
von 1 im Gegensatz zur analogen
Spektralanalyse herzustellenden
Kompositionen, falls $\frac{1}{2} A_{(u,v)}^{(p,q)} \times$
 $\frac{1}{2} A_{(p,q)}^{(u,v)} = \frac{1}{2} A_{(u,v)}^{(p,q)} \times$
antikommutativ, also $\frac{1}{2} A_{(p,q)}^{(u,v)} = 0$
was, abgesehen, für die Eigenschaften

des Fundamentalkristallgitters 31

Die Kristallgitter...

$$\text{sp} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{p,q} \right) \times \text{sp} \left[\frac{1}{2} \frac{1}{p,q} \right] = 0$$

Erststadium 99a
erfolgt.

Anmerkung zu Band III Seite 180

4.11.60 Auf jeden Fall sind also die
Lagen von 9 Korrespondenzen in 27
bekannt. Die isotropen Elemente
müssen dabei so angeordnet werden,
dass grundsätzliche Spaltungen der
Form $\frac{1}{2} \frac{1}{p,q} \pm \frac{1}{2} \frac{1}{p,q} = 2 \frac{1}{2} \frac{1}{p,q}$ nicht-
erfolgt, für die entsprechenden
Spaltungen der Elemente (m, i, n)
 $\neq 0$ führen. Auch muß angenommen
werden, dass Elemente, welche
Ausdrücke der Form $(\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}) \times$ bezogen
 $(\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}) \times$ i. p. w. enthalten sind,
so ausgeschlossen sind, dass sie in

32 Reihe, ist natürliches Folge der
Komponenten entprechend liegen.
Im Fall $(\overline{P} \times \overline{P})_K$ würde man
da die Komponente $K=2$ mit
schwächer, zwischen den beiden
nicht verschiedenen eine Rolle
im Thema offen bleiben, in welche
eine andere Komponente eingestuft
werden muß, die additive Struktur
die Funktionalität $(\overline{P} \times \overline{P})_2 = 0$ ist
ganz werden kann in. s. d.
Schloß sich besteht nach der Ausfüh-
rung, da es in verschiedenen
mit, was darauf auskommt,
die 5. und 6. Reihe ausfüllen,
die Wahl einer Reihenbestimmung
nach dem Gesichtspunkt gleicher,
multiplikativer Wechselbeziehungen
hinzuführen. Nach der Approximation
mation beschreibt in $\mathbb{Z}$ der $\mathbb{Z}_2$

Die Komponenten entsprechend die 33
elektrisch - magnetische Feldindukt-
tionen $\vec{D}$, $\vec{E}$, stets für die 5. und
6. Reihe nur noch die multipli-
katives Wechselwirkungen $\vec{D}$, $\vec{p}$
und $\vec{E}$, $\vec{p}$ im Sinne elektrisch -
gradienten ist magnetisch -
gradienten Induktivitäten ist
denn Superpositionen ist, bleiben,
offensichtlich ist es belanglos,
welche Klasse von Wechselwirkung
der 5. oder 6. Reihe des Tensors
zugeordnet wird, denn wenn in
der Berechnung von $\vec{E}$ zwei
benachbarte Reihen vertauscht
werden, dann wechselt nur das
Berechnungsergebnis, doch
wäre dieser Vorzeichenwechsel
wieder kompensiert werden, denn
es stehen dem Austausch von zwei

34 Zeilen also ganz auslassen

von 2 Spalten Kocceent. Dieser Fall wäre aber realisiert, wenn in $\mathbb{Z}_7$ die Besetzungen der 5. und 6. Reihe ausgetauscht werden.

S. 11.60 werden alle diese Cosets als Punkte berücksichtigt und mit vorherigen bei euklidischen Vektoralgebra verwechselt, was auch im $\mathbb{R}_3$ bezogen $\mathbb{R}_4$ Ausstellungen der Form $\overline{D} \times \overline{P}$ bezogen $\overline{E} \times \overline{P}$ nicht manifest werden durch Änderung der x_k mit $1 \leq k \leq 4$ des $\mathbb{R}_4$, dann ergibt sich, unter Berücksichtigung der Chiffrezipfeler $(m \circ n) \equiv g(m) \circ n$ das vorläufige Permutation

$$\frac{2}{W} = \begin{bmatrix} (411) (412) (413) (544) (214) (314) \\ (421) (122) (123) (124) (423) (324) \\ (431) (132) (133) (194) (234) (312) \\ (344) (142) (143) (144) (211) (322) \\ (241) (432) (243) (341) (422) (213) \\ (341) (342) (321) (233) (231) (433) \end{bmatrix}$$

Wäre die Erzeugnisse $(244) = (344)_{35}$
 $= 0 + i(\overline{D} \times \overline{E})_1$, so wäre

$$(423) = (423) + i(\overline{D} \times \overline{P})_2 \text{ und}$$

$$(312) = (312) + i(\overline{E} \times \overline{P})_3 \text{ für } x =$$

$$\text{ganzes sind, denn } (\overline{D} \times \overline{E})_1 =$$

$$= (\overline{D} \times \overline{P})_2 = (\overline{E} \times \overline{P})_3 = 0 \text{ von}$$

schwedischen idempotischen, doch können die Faktorisierungen zyklisch und =
 faktoriell werden. Faktoriell nach der
 Komposition von $\mathbb{Z}_7$ für permutierten
 sind, ergibt sich aus der Forderung,
 dass das Gesetz $\underline{\Sigma}_{(4)} = \overline{\text{div}}_4 [\overline{T}_{ik}]_4$
 des $\mathbb{R}_4$ in dem angegebenen Gesetz
 $\underline{\Sigma} = \overline{\text{div}}_6 \overline{\mathbb{Z}_7}$ mit $\underline{\Sigma} = \sum_{k=1}^6 \underline{\Sigma}_k \text{ für } \mathbb{R}_6$
 erhalten sein muss und genau

im Sinne eines Approximation. Es ist $\underline{\Sigma} \equiv$

$$\begin{aligned} &= \overline{\text{div}} [W_{ik}]_3 + i \frac{\partial}{\partial x_4} (\overline{D} \times \overline{E})_4 + \\ &+ i \frac{\partial}{\partial x_5} (\overline{D} \times \overline{P}) + i \frac{\partial}{\partial x_6} (\overline{E} \times \overline{P}) + \\ &+ i \overline{E}_2 \frac{\partial}{\partial x_5} W_{2,5} + i \overline{E}_2 \frac{\partial}{\partial x_6} W_{2,6} \end{aligned}$$

$$= [\overline{T}_{ik}]_6,$$

ρ_0 permut $\frac{1}{2}$ $\equiv \text{id} \times \bar{D} \times \bar{D} \times \bar{D} + \sum_{k=4}^6 \frac{2}{\partial x_k} W_{4,k}$
 $\text{stere } \frac{1}{2} \equiv \text{id} \times \bar{D} \times \bar{D} + \sum_{k=4}^6 \frac{2}{\partial x_k} W_{5,6} + \frac{2}{\partial x_k} W_{5,2}$
 $\text{und } \frac{1}{2} \equiv \text{id} \times \bar{D} \times \bar{D} + \sum_{k=4}^6 \frac{2}{\partial x_k} W_{6,k} + \frac{2}{\partial x_k} W_{6,3}$
 $\text{wenn } \bar{x}_5 = \bar{x}_5 \cdot x_5 \text{ und } \bar{x}_6 = \bar{x}_6 \cdot x_6$, die
 $\text{beiden g\u00e4nzlichen, den } R_4 \text{ zum } R_6$
 $\text{erzeugenden Koordinaten sind.}$
 $\text{Zun\u00e4chst liegt dies } x_5 = i \varepsilon \text{ und}$
 $x_6 = i \eta \text{ und reellen } \varepsilon \text{ und } \eta$
 $\text{n\u00e4he. Mit dieser Annahme k\u00fcnstlich}$
 $\text{lich } x_5 \text{ und } x_6 \text{ als nicht abgepasst}$
 $\text{denn ist ohne weiteres die Riccati-}$
 $\text{relation } \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (\text{div } \bar{W})_{(4)}$
 $\text{unver\u00e4ndert und auch dies } \bar{D} \times \bar{D} \text{ bez\u00e4h}$
 $\text{dies } \bar{D} \times \bar{D} \text{ werden plausibel, sodass}$
 $\text{immer noch die Lager von}$
 $W_{5,k} \text{ und } W_{6,k} \text{ mit } 4 \leq k \leq 6 \text{ offen}$
 $\text{bleiben. In aber } W_{4,5} \text{ und } W_{4,6}$
 $\text{festliegen m\u00fcssen auch die Lager}$
 $\text{von } W_{5,4} \text{ bez\u00fcgl } W_{6,4} \text{ festliegen.}$
 $\text{N\u00f6tig bleiben nur noch } W_{5,5}, W_{5,6},$

$W_{6,5}$ und $W_{6,6}$. Von diesen Korrespondenzen
 $\text{ist aber nur } W_{5,6} \text{ und } W_{6,5}$ selbst das
 $\text{reziprok (nicht symmetrisch), aber}$
 $\text{diese beiden Korrespondenzen m\u00fcssen}$
 $\text{Diagonalkorrespondenzen von } \bar{W} \text{ sein}$
 $\text{k\u00f6nnen, w\u00e4hrend } W_{5,5} \text{ und } W_{6,6}$ das
 $\text{Symmetrie fordern, gen\u00fcgen. Mit der}$
 $\text{Klarheit also nur noch die Lage von}$
 $W_{5,5} \text{ und } W_{6,6} \text{ zu bestimmen.}$
 $\text{Da f\u00fcr die 5. Reihe von } \bar{W} \text{ die un-$
 $\text{terk\u00fcnstliche Wechselbeziehung g\u00e4nzlich}$
 $\bar{D} \text{ und } \bar{D} \text{ aber f\u00fcr die 6. Reihe die}$
 $\text{gen\u00fcge g\u00e4nzliche } \bar{D} \text{ und } \bar{D} \text{ charakt-}$
 $\text{teristisch ist und } W_{5,5} = (4 \ 2 \ 2) \text{ und}$
 $\text{von } \bar{D} \text{ und } \bar{D}, \text{ aber } W_{6,6} = (4 \ 3 \ 3) \text{ und}$
 $\text{von } \bar{D} \text{ und } \bar{D} \text{ abh\u00e4ngt, liegen auch}$
 $\text{diese beiden Diagonalkorrespondenzen}$
 $\text{im } \bar{W} \text{ richtig, sodass das entsprechende}$
 $\text{Schema } \bar{W} = \bar{W} \text{ als eindeutig an-}$
 $\text{gesprochen werden muss und}$

38 bei jetzt bekannt ist, müßte gemäß $\overline{27} = \text{sp } \overline{27} \times \overline{27}$ mit $\overline{27} \neq \overline{27}^*$ wegen $\overline{27} \neq \overline{27}^*$ als Charakter eines euklidischen Feldens $\overline{27}$ ausgesprochen werden. Jeder Beweisführung des Chiffrierziffern gilt denselbe

$$\overline{27} = \begin{pmatrix} (411) & (412) & (413) & (244) & (214) & (314) \\ (421) & (122) & (123) & (124) & (423) & (324) \\ (431) & (132) & (133) & (134) & (234) & (312) \\ (344) & (142) & (143) & (144) & (211) & (322) \\ (241) & (432) & (243) & (311) & (422) & (213) \\ (341) & (342) & (321) & (233) & (231) & (433) \end{pmatrix} \neq \overline{27}^*$$

$$\overline{27} = \text{sp } \overline{27} \times \overline{27}, \quad \overline{27} \neq \overline{27}^*$$

$$\begin{aligned} (m, i, n) &= g_{(m), i, n} \neq 0, \\ (\underline{244}) &= (\underline{344}) = i(\overline{D} \times \overline{E})_1 = 0, \\ (\underline{423}) &= (\underline{423}) + i(\overline{D} \times \overline{P})_2 = (\underline{423}), \\ (\underline{312}) &= (\underline{312}) + i(\overline{E} \times \overline{P})_3 = (\underline{312}). \end{aligned}$$

Gleichung 68

für den Energieeigenwert des $\overline{P}_6$,
Mit den bekannten Tensoralgebrai =

schen Methoden ist die Elimination 39 von $\overline{27}$ aus der Gleichung nicht möglich, weil die gte Diskussion über beiden Tensoren nicht bewirkt = sicher korrek ist. Erst wenn weitere Zusatzbedingungen bekannt werden, kann diese Elimination verwirklicht werden, wodurch weitere Hinweise auf die Wechselbeziehungen zwischen $\overline{D}$, $\overline{P}$ und $\overline{E}$ wahrscheinlich zu erwarten sind.

Fortschreibung von Körper II aus Band VII 7. 189

5.) für euklidische Feldensort in expl. Form
Basis 8. Teil 191 und 198

8. 11. 1960 Dies bei änderungen Feldensort $\overline{E}, \overline{P} = \overline{E} \times \overline{P}$ des Kompositionsfeldes $\overline{27} (\overline{27})^3$ folgt $\text{sp } \overline{E}, \overline{P} = \overline{E} \cdot \overline{P}$ mit assoziativ nach dem Korrespondenzprinzip

40. Lim $\frac{1}{\sqrt{t}} \{ \dots \} = \{ \dots \} = \{ \dots \}$ sind

$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \{ \dots \} = \frac{1}{\sqrt{t}} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}} \right)$, also
 $\frac{1}{\sqrt{t}} \sim \frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{t}} \frac{1}{\sqrt{t}} \sim \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}}$, also $\frac{1}{\sqrt{t}} \sim \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}}$
 weil $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$ in $\mathbb{R}_0$ gilt,
 folgt auch $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$ und $\mathbb{R} = \mathbb{R}^+$,
 also $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \mathbb{R} = \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \mathbb{R} \right)^+$
 vorausgesetzt, dass von $\frac{1}{\sqrt{t}} \neq \frac{1}{\sqrt{t}}$
 nur der hermitesche Anteil $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$
 in den äquivalenz Feldgleichungen
 relevant sein kann und dass
 relevante hermitesche Anteil
 der Energieoperator als $\frac{1}{\sqrt{t}}$
 auf, genau $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}} \times \frac{1}{\sqrt{t}}$ der
 wirbelchen, energetischen Feldern =
 $\frac{1}{\sqrt{t}}$ der Welt bestimmen. Wegen
 der sich so projektiven Hermitesche =
 gilt das Problem besteht aus =
 mehr die Möglichkeit das in
 Gl 67a aufzufassene Problem
 einer Eliminierung von $\frac{1}{\sqrt{t}}$ in
 lösen. Zunächst folgt aus $\frac{1}{\sqrt{t}} =$

$= \frac{1}{\sqrt{t}} \times \frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$, wegen $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$,
 dass es nur die hochfrequenten $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{\sqrt{t}}$
 gibt, denn nur diese liefert die
 Hermiteschen hermiteschen Teil =
 ist. Es muss weiter erfordert ist =
 sein, dass sich die Feldtheorien
 $\frac{1}{\sqrt{t}}$ mit $\frac{1}{\sqrt{t}}$ der Lorentz
 $\mathbb{R}_{\pm 4}$ approximativ als $\frac{1}{\sqrt{t}}$
 $\frac{1}{\sqrt{t}}$ ergeben. Da aber diese ist
 Theorien alle antikommutativ sind
 bleibt für $\frac{1}{\sqrt{t}}$ mit $\frac{1}{\sqrt{t}} = -\frac{1}{\sqrt{t}}$, um
 sich die Feldtheorien der $\mathbb{R}_{\pm 4}$
 approximativ ergeben sollen.
 Wukun ist die Problemstellung.
 eindeutig gegeben. Zunächst
 ist Gl 68 genau $\frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{t}} + \frac{1}{\sqrt{t}} \right)$
 in hermiteschen im $\mathbb{R}_{\pm 4}$
 hermiteschen Teil in $\mathbb{R}_{\pm 4}$
 stehen. Für die hermiteschen
 Komponenten folgt dann nach
 Gl 68 das System

$T_{+1,2}$
 $T_{+1,3}$
 $T_{+1,4}$
 $T_{+1,5}$
 $T_{+1,6}$
 $T_{+2,2}$
 $T_{+2,3}$
 $T_{+2,4}$
 $T_{+2,5}$
 $T_{+2,6}$
 $T_{+3,3}$
 $T_{+3,4}$
 $T_{+3,5}$
 $T_{+3,6}$
 $T_{+4,4}$
 $T_{+4,5}$
 $T_{+4,6}$
 $T_{+5,5}$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{25}{32} p_1^2 - \frac{p^2}{32} \left(\gamma + \frac{18}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) \right), \\
 &= \frac{1}{32} (25 p_1 p_2 - 9 \bar{p}^2 \left(\frac{2}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) + \frac{7}{6} \frac{D_1 p_2}{\bar{p}} \right)), \\
 &= \frac{1}{32} (25 p_1 p_3 - 9 \bar{p}^2 \left(\frac{2}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) - \frac{1}{6} \frac{v_1 p_3}{\bar{p}} \right)), \\
 &= -i (\bar{D} \times \bar{v})_1, \\
 &= -\frac{1}{8} i (\bar{D} \times \bar{p})_1, \\
 &= +\frac{1}{8} i (\bar{v} \times \bar{p})_1, \\
 &= \frac{1}{8} (D_2^2 + v_2^2) - \frac{7}{6} \bar{q}^2 \left(1 - \frac{p_2 p_3}{\bar{p}} \right), \quad (11.11.60) \\
 &= \frac{1}{32} (25 p_2 p_3 - 9 \bar{p}^2 \left(\frac{2}{q^2} (D_2^2 + v_2^2) - \frac{1}{6} \frac{v_2 p_3}{\bar{p}} \right)), \\
 &= -i (\bar{D} \times \bar{v})_2, \\
 &= \frac{1}{32} (25 p_2 p_3 - \frac{3}{2} \bar{p}^2 \left(\gamma \frac{D_2 p_3}{\bar{p}} - \frac{v_2 p_3}{\bar{p}} \right)), \\
 &= \frac{7}{8} i (\bar{v} \times \bar{p})_2, \\
 &= D_3^2 + v_3^2 + \bar{q}^2 \left(1 - \frac{p_3 v_3}{\bar{p}} \right), \\
 &= -i (\bar{D} \times \bar{v})_3, \\
 &= -\frac{1}{8} i (\bar{D} \times \bar{p})_3, \\
 &= \frac{1}{8} (\bar{v}_1 p_1)_{1,2} + \frac{3}{2} \bar{v} \bar{p} \frac{1}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) + \frac{1}{6} \bar{p} (D_1^2 + v_1^2) - 2 \bar{D} \bar{v}_1, \\
 &= \frac{1}{8} (\bar{v} (D_1 + v_1))_{1,2} + \frac{1}{2} \bar{p} \left(\frac{2}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) - 1 \right) \bar{p} - \bar{q}_+, \\
 &= \frac{1}{8} (\gamma D_3 p_3 + v_3 p_3)_{1,2} + \frac{1}{2} \bar{p} \bar{q}_+ + \frac{1}{6} \bar{p} \left(\gamma \bar{v} \frac{D_3 p_3}{\bar{p}} + \bar{D} \frac{p_3 p_3}{\bar{p}} - \frac{4}{3} \bar{q}_+ \right), \\
 &= \frac{25}{32} p_2^2 - \frac{p^2}{8} \left(\gamma + \frac{18}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) \right),
 \end{aligned}$$

$T_{+5,6} = \frac{7}{8} (D_1 p_1)_{1,3} - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{p} \left(\frac{2}{q^2} (D_1^2 + v_1^2) - \frac{1}{6} \frac{v_1 p_1}{\bar{p}} \right) - \frac{1}{6} \frac{v_1 p_1}{\bar{p}}$
 $T_{+6,6} = \frac{25}{32} p_3^2 - \frac{p^2}{8} \left(\gamma - \frac{3}{4} \frac{p_3 v_3}{\bar{p}} \right) \cdot 11.11.60$
 Damit ist aber $zT_+ (\bar{p}, \bar{D}, \bar{v})$ analog =
 geben, sodass wiederum die Eio =
 mit einem des punktschen
 Feldesens der Wert $zT_+ = -zT_+$
 auf $zT_+ = p^2 \bar{M} \times \bar{M}$ setzen
 werden kann.
 Dann $zT_+ = p^2 \bar{M} \times \bar{M}$
 steht in Konjugation =
 form das algebraische System $zT_{+1,2}$
 $= \sum_{i=1}^3 M_{1,2} M_{2,1}$, t.h. $zT_+ \equiv \frac{1}{T}$ und
 $zT \equiv \bar{M}$ können als quadratische
 Matrices von Typ 6 aufgefasst
 werden, was
 direkt die
 Tensorgleichung mit
 Matrixgleichung
 $\bar{T} = M$ adan

46 $\vec{M} = \pm \sqrt{A}$ admt. Weopar
 $\frac{2}{T} = \frac{2}{T}^x$ ist auch $\frac{1}{T} = \frac{1}{T}^x$ het =
 unbesch, sodap die Elimination un-
 auf die Radizierung einer qua-
 dratischen konstanten hat die wir =
 ausläßt. Im allgemeinen Fall gilt
 $\frac{1}{T} = (T_{ik})_0$ und $M = (M_{ik})_0$,
 d. h. es muß ein System aus 6
 Eigenvektoren geben, die ein
 normiertes orthogonalesystem
 bilden und die Ketten = oder Spalten-
 vektoren einer unitären Matrix
 $\sum_{i=1}^n \frac{1}{T}^x = E$ bilden. Auch
 diese unitären Transformation-
 formatrix ist dann die Span-
 formatrix in der diagonal =
 schen $\sum_{i=1}^n T \cdot \frac{1}{T}^x = 1 = (1, \delta_{ik})$
 ausgedr., aber $\sum_{i=1}^n T = M^2$ exakt dann
 einsetzen von $\frac{1}{T} = 1$ aber $\sum_{i=1}^n M^2 \frac{1}{T} =$

[illegible]

$\forall \epsilon > 0$ gibt es ein $\delta > 0$ so dass
 $\|p\| < \delta \Rightarrow \|p\|_D < \epsilon$ für
 jedes $p \in \mathcal{P}_n$.
 Beweis: Sei $p(x) = a_0 + a_1 x + \dots + a_n x^n$.
 Dann gilt:
 $\|p\|_D = \max_{x \in [-1, 1]} |p(x)| \leq \sum_{k=0}^n |a_k| \cdot \max_{x \in [-1, 1]} |x|^k = \sum_{k=0}^n |a_k|$
 und
 $\|p\| = \sqrt{a_0^2 + a_1^2 + \dots + a_n^2}$
 nach Cauchy-Schwarz:
 $\|p\|_D \leq \sqrt{n+1} \cdot \|p\|$
 also für $\|p\| < \frac{\epsilon}{\sqrt{n+1}}$ gilt $\|p\|_D < \epsilon$.

Die Eigenwerte von A , also λ ,
 die Bestimmung von λ und $\vec{v}$,
 ist ein lineares Problem, wenn
 für $\vec{v}$ ein Eigenwertproblem vor-
 liegt. Für $A = (A_{ij})_{i,j=1}^n$ in
 Analoge zu $\vec{v}$ eine hermitesche
 sein hat die von quadratisches
 Typ und Reizeswert $\lambda = \vec{v}^* A \vec{v} / \vec{v}^* \vec{v}$
 die charakteristische Determinante
 von A muss sein die Elemente
 von $A - \lambda E$ linearfunktions
 von λ sind. Daraus folgt
 $L = (A - \lambda E)^* A (A - \lambda E) = 0$
 sein aus $(n-1)$ Reihen, also
 Polynom in λ vom Grad $n-1$.
 Für A hermitesch, von L ist hermitesch
 $L_{ij} = \sum_{k=1}^n (A_{ik} - \lambda \delta_{ik}) (A_{kj} - \lambda \delta_{kj})$
 wobei δ_{ij}
 die Kronecker Delta ist, also
 $\delta_{ij} = 1$ wenn $i=j$, sonst 0 .
 Also $L_{ij} = \sum_{k=1}^n (A_{ik} - \lambda \delta_{ik}) (A_{kj} - \lambda \delta_{kj}) = L_{ji}$

48 wobei also die L_k auch unter charakteristischen Gleichung von A mehr λ enthalten, da die L_k irreduzibel ist. Man kann folgern, dass für das Polynom die charakteristische Gleichung $L_k = \sum_{k=0}^{n-1} L_k \lambda^k$ oder $L_k = \sum_{k=0}^{n-1} L_k \lambda^k$ erfüllt, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist.

Folgt $w = f(z)$ eine polynomiäre analytische Funktion ist der Komplexwert algebraischen Zahlenwert, welche bis auf den Pol $z = z_0$ überall regulär ist, dann existiert für diesen Pol $\lim_{z \rightarrow z_0} \frac{1}{z - z_0} = 0$. Für Pol kann man auch $\frac{1}{z - z_0}$ als Potenzreihe $\frac{1}{z - z_0} = \sum_{p=0}^{\infty} A_p (z - z_0)^p$ entwickeln, mit der Bedingung $A_p = 0$ für $p \leq k-1$ oder $A_p \neq 0$ für $p \geq k$. Man bekommt die Entwicklung $\frac{1}{z - z_0} = \sum_{p=k}^{\infty} A_p (z - z_0)^p = (z - z_0)^k \sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p = (z - z_0)^k \sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p$, wobei $\sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p$

48 wobei also die L_k auch unter charakteristischen Gleichung von A mehr λ enthalten, da die L_k irreduzibel ist. Man kann folgern, dass für das Polynom die charakteristische Gleichung $L_k = \sum_{k=0}^{n-1} L_k \lambda^k$ oder $L_k = \sum_{k=0}^{n-1} L_k \lambda^k$ erfüllt, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist, wenn diese charakteristische Gleichung erfüllt ist.

Folgt $w = f(z)$ eine polynomiäre analytische Funktion ist der Komplexwert algebraischen Zahlenwert, welche bis auf den Pol $z = z_0$ überall regulär ist, dann existiert für diesen Pol $\lim_{z \rightarrow z_0} \frac{1}{z - z_0} = 0$. Für Pol kann man auch $\frac{1}{z - z_0}$ als Potenzreihe $\frac{1}{z - z_0} = \sum_{p=0}^{\infty} A_p (z - z_0)^p$ entwickeln, mit der Bedingung $A_p = 0$ für $p \leq k-1$ oder $A_p \neq 0$ für $p \geq k$. Man bekommt die Entwicklung $\frac{1}{z - z_0} = \sum_{p=k}^{\infty} A_p (z - z_0)^p = (z - z_0)^k \sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p = (z - z_0)^k \sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p$, wobei $\sum_{p=0}^{\infty} A_{k+p} (z - z_0)^p$

50 = $\sum_{\lambda=0}^{\infty} A_{k+\lambda} (z-z_0)^{\lambda}$ eine Funktion =
 Laurentreihe Entwicklung ist.
 Mit $\sum_{\lambda=0}^{\infty} = \sum_{\lambda=-k}^{\infty}$ gilt dann $f(z) =$
 $= (z-z_0)^{-k} \cdot \sum_{\lambda=0}^{\infty} a_{k+\lambda} (z-z_0)^{\lambda}$ wobei $-k$ die Ordnung der Polstelle angibt,
 Auch $\sum_{\lambda=0}^{\infty}$ kann als Reihe ausgeschrieben
 werden, und zwar gilt $\sum_{\lambda=0}^{\infty} = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{-k+\nu} (z-z_0)^{\nu}$
 oder $f(z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{-k+\nu} (z-z_0)^{\nu}$,
 wobei a_{-1} als Residuum mit
 $H(k) = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{-k+\nu} (z-z_0)^{-k+\nu}$
 als Hauptteil der komplexen Funktion
 kann $f(z)$ bezeichnet werden.

Es seien die Zahlen $a_j \neq a_{j+1}$
 beliebige reelle oder komplexwertige Zahlen
 und zwar bleibe $j < \infty$, während
 eine Folge weiterer Zahlen $p_j > 0$
 reell ganzgültig bleibt. Auf diesen
 Basis kann ein allgemeines Polynom

$$p(x) = \prod_j (x - a_j)^{p_j}$$
 so wie auch

andere Polynom $\chi(x)$ definiert werden,
 wobei die a_j in der komplexen Ebene
 liegen. Diese Punkte a_j der komplexen
 Ebene können vom Nullpunkt aus
 durch eine auswertbare geordnete Liste
 verfahren werden, die sich nicht
 überschneidet. Da $j < \infty$ bleibt,
 $\chi(x)$ kann diese Punkte a_j der
 komplexen Ebene stets geradlinig
 aufzählen. Diese sind die Schnittstelle
 verschiedener Punkte a_j der komplexen
 Ebene x sind aber die Pole
 der polynomen analytischen Funktion
 $\chi(x)$ von der jeweiligen
 Ordnung p_j . Mit reellen ganz-
 zahlige $n > 0$ kann $\sqrt[n]{x}$ gebildet
 werden und ganz bleibt $\sqrt[n]{x} \neq 0$
 polynomen analytisch und daher auch
 $\sqrt[n]{x}$ mit Entwicklung der Polstellen
 $x = a_j$. Sind die Funktionen $H_j(x)$

5.2 Die Nullstellen von $x^m + \dots + 1$ an den
 Stellen a_j , dann muß also, nach der
 Fundamentalsatz, $\frac{p(x)}{q(x)} = \sum_{j=1}^n H_j(x) = \sum_{j=1}^n H_j(x) = \sum_{j=1}^n H_j(x)$
 eine in der ganzen komplexen Ebene
 reguläre analytische Funktion sein.
 Für diese Hauptstelle gilt, da der
 Pol a_j die Ordnung k_j hat,
 $H_j(x) = \sum_{v=1}^{k_j} b_{jv} (x - a_j)^{k_j - v} =$
 $= (x - a_j)^{-k_j} \sum_{v=1}^{k_j} b_{jv} (x - a_j)^{k_j - v} =$
 $= (x - a_j)^{-k_j} P_j(x)$, wobei $P_j =$
 $= \sum_{v=1}^{k_j} b_{jv} (x - a_j)^{k_j - v}$ ein Polynom
 vom Grad $(k_j - 1)$ ist. Werten diese
 Hauptstelle in $S(x)$ eingesetzt und mit
 q multipliziert, dann folgt
 $\sqrt[n]{x} = q \cdot S + \sum_{j=1}^n P_j q (x - a_j)^{-k_j}$ mit
 wobei ist $q \cdot (x - a_j)^{-k_j}$ für jedes Wert
 j ein Polynom, so daß jedes Summand
 gleich ein Polynom $F_j = P_j q (x - a_j)^{-k_j}$
 ist, was $\sqrt[n]{x} = q \cdot S + \sum_{j=1}^n F_j$ folgt
 die Beziehung $\sqrt[n]{x} = q \cdot S + \sum_{j=1}^n F_j$ ist

nichts anderes als die Interpolationsformel
 für $\sqrt[n]{x}$. Mit der regulären
 Funktion $\lambda(x) = \sum_{j=1}^n F_j$, die als
 Summe von Polynomen interpretieren ein
 Polynom sein muß, setzt $\sqrt[n]{x} =$
 $= \lambda + q \cdot S$, wobei $x = \lambda^n + q^n P$,
 wobei P als reguläre Funktion
 interpretieren ein Polynom ist. Ist
 hier gilt $\lambda^n - x = -q^n P$ d. h.
 es kann immer ein Polynom
 $\lambda(x)$ gefunden werden, welches
 $\sqrt[n]{x}$ beschreiben ist, trotz $\lambda^n - x$
 Wäre das Polynom $p(x) = \frac{1}{n}(\lambda^n - x)$
 selbst ist, wobei q eine, als
 auf die a_j reguläre analytische
 Funktion ist. Die a_j werden
 durch die Schnittstelle aus der
 komplexen Ebene ausgehend,
 14.11.60 ist $\sqrt[n]{x}$ nicht separiert mit
 quadratisch, dann muß $\sqrt[n]{x}$

54 Die charakteristische Gleichung
 erfüllen und in der charakteristischen Gleichung für
 diesen Wert $\lambda = \lambda_1$ für welche $\lambda = 0$ ist.
 verschwindet, das charakteristische Gleichung
 nicht, weil λ nicht negativ ist, das bedeutet aber, dass λ die Eigen-
 schaften der Funktion $\chi(\lambda)$ erfüllt, sodass es charakteristisch =
 wäre $\chi(\lambda)$ und $\hat{\chi}(\lambda)$ als rege-
 lare analytische Funktionen
 geben muss, welche mit $\lambda = \lambda_1$
 die Bedingung $\chi_{\lambda_1}^m - \lambda_1 E =$
 $= \lambda_1 \hat{\chi}(\lambda)$ erfüllen, wobei $m > 0$
 ganzzahlig sein ist. Da die
 dieser Beziehung die gleichen
 Potenzen von λ vorkommen sind
 und auch für λ_1 hat $\lambda_1 =$
 bezeugen $\chi_{\lambda_1}^{\alpha} = \chi_{\lambda_1}^{(\alpha+\beta)}$ gilt
 kann $\lambda_1 = \chi_{\lambda_1}^{\alpha}$ steht
 den, was $\chi_{\lambda_1}^m(\lambda_1) - \lambda_1 = \lambda_1(\lambda_1)$

führt. Hier ist $\lambda(\lambda)$ die 55
 charakteristische Gleichung für
 für welche $\lambda = 0$ ist.
 Dies bedeutet $\lambda = \sqrt{\lambda}$ d. h., wenn
 λ quadratisch und reell ist,
 dann existiert immer eine
 charakteristische $\lambda(\lambda)$, wobei
 als Wurzel mit dem Wert
 entsprechen in dieser
 Menge λ aufzufassen ist.
 Da eine eigenliche $\lambda_0 =$
 klein ist $\lambda_1 = \lambda_1$ und $m_1 = 2$ zu setzen.
 Andererseits kann $\lambda = \sum \lambda_j$ aus
 getrennt werden, wobei die $\lambda_j =$
 diese λ_j aus den Funktionen
 charakteristischen Hauptstellen ergeben.
 Es ist $\lambda_j = \frac{\lambda_j}{(\lambda_j - \lambda_j)^2}$, weil $\lambda = \lambda$
 zu setzen ist.
 17.11.60 Aus diesem Grade auf
 $\lambda(\lambda)$

56 also auf jeden Fall für $\hat{T} = \hat{T}^*$

eine Quasiform $\hat{S} \cdot \hat{S}^* = E$ existiert =

neu, mit deren Hilfe die Spars-

formulation in der Diagonalform =

$$\text{mit } \hat{A} = \hat{S} \hat{T} \hat{S}^* = \hat{S} M \hat{S}^* =$$

$$= \hat{S} M E M \hat{S}^* = \hat{S} M \hat{S}^* \hat{S} M \hat{S}^* =$$

$$= (\hat{S} M \hat{S}^*)^2 \text{ wegen } \hat{T} = M^2 \text{ oder}$$

$$1/\hat{S} M \hat{S}^* / \hat{n}^2 = 1/\hat{A} \hat{I}_n = \frac{n}{n-1} \lambda_n \text{ bzw.}$$

$$1/\hat{S} M \hat{S}^* / n = \frac{n}{n-1} \sqrt{\lambda_n} = 1/\hat{A}^{(2)} \hat{I}_n \text{ also =}$$

wort. Diese Determinantenbeziehung =

phases entspricht aber genau der

der Elimination $\hat{M} = \sqrt{\hat{T}}$, denn

$$\text{so gilt } \hat{S} M \hat{S}^* = \hat{A}^{(2)} \text{ bzw.}$$

$$\hat{M} \hat{S}^* \hat{A}^{(2)} \hat{S} \text{, wobei } \hat{S} \hat{S}^* = E \text{ mit =}$$

hat ist. Das ganze Radikalierungs-

problem läuft also darauf

hinaus, eine geeignete Unitar =

matrice in $\mathbb{R}_6$ zu konstruieren

($n = 6$), mit deren Hilfe genau

$$\hat{A} = \hat{S} \hat{T} \hat{S}^* \text{, die } \lambda_n \text{ aus } \hat{T} = \hat{T}_+^*$$

erhalten werden. Diese Diagonal-57

elemente wiederum können in der

Form $\sqrt{\lambda_n}$ radikalisiert und in diagonal-

$$\text{schon } \hat{A}^{(2)} \equiv \hat{T}_+^{(2)} \text{ untergebracht}$$

werden. Dieses Schema wiederholen

es sich, mit $\hat{S}$ zusammen die ex =

plizite Darstellung $\hat{M} = \hat{S}^* \hat{A}^{(2)} \hat{S}$

$$\text{bzw. } \hat{T}_+ \hat{M} = \hat{S}^* \hat{T}_+^{(2)} \hat{S} \text{, wobei alles =}$$

hier eine weitere Zusatzforderung

an $\hat{S}$ sichergestellt ist, denn es muß

$$\text{immer } \hat{T}_+ \hat{M} = -\hat{T}_+^* \text{ sein. Zwar ist}$$

$$\text{immer } \hat{T}_+ = \hat{T}_+^* \text{ wegen } \hat{T}_+ = \hat{T}_+^* \text{,}$$

doch können alle Komponenten

$$\lambda_n = -\lambda_n < 0 \text{ sein was zu}$$

$$\hat{T}_+^{(2)} = [\epsilon \delta_{n,2} \sqrt{\lambda_n}]_6 = -\hat{T}_+^{(2)} \text{ bzw.}$$

$$\hat{T}_+ = \hat{T}_+^* \text{ führen würde. Zu}$$

diesem Fall braucht ~~man~~ $\hat{S}$

wahrscheinlich keine Zusatz-

forderung, wegen $\hat{T}_+ = -\hat{T}_+^* \text{ ge =}$

stellt gn werden. Bei nachste

60 reellen Unterraum R_3 des physikalischen Universums auch einen imaginären Unterraum $R_3 \perp R_3$, der von den imaginären Koordinaten x_4, x_5 und x_6 aufgespannt wird. Der R_3 ist genau der Euklidische 3-Isotop in beliebigem n -Raum. Folglich hat die reellen x_k mit $k \leq 3$ sind beliebig veränderlich und deshalb per se unabhängig voneinander. Die Fortbewegung der R_3 bedingt, dass die reellen R_3 ist demzufolge offenbar eine genauere Fläche existiert in der Weltkarte = R_3 , was für den imaginären R_3 unmöglich ist. Folglich kann die R_3 nicht x_4, x_5 der R_3 zur Komplexe von R_4 ergänzen. Man geht sich, dass x_4 ganz genau = x_5 ist, nicht aber qualitativ und

61 quantitativ in der Einheit R_3 61 aufzuspannen werden kann, was auch für x_5 und x_6 gilt, denn alle diese Koordinaten x_4, x_5, x_6 unterscheiden sich auf jeden Fall qualitativ von denen des R_3 . Daher ihre imaginären Eigenschaften. Stattdessen man sagt sich die komplexe Bewegung des R_3 in Richtung x_4 , die in der physikalischen Raumzeit R_4 nicht reversibel erscheint, dann zeigt sich die Fortbewegung von x_4 in der Weltkarte, die eine Gleichberechtigung mit x_5 und x_6 ausschließt, gänzlich aber auch zeigt, dass R_4 keine symmetrische Einheit sein kann, weil der R_4 in Richtung x_4 ausstrahlt. Der Wert ist. Entsprechend zeigt sich, dass auch x_5 und x_6 nicht

62. verlässlicher steht was auf die
 Anwendung dieses Koordinatensystems
 ist. Wir zeigen im $\text{anw. } T = 0$ dass
 die Eigenschaften im Gegensatz zum R_3
 ist das T_3 völlig anisotrop.

Zwar unterscheiden sich seine
 Koordinaten weder qualitativ
 noch qualitativ von einander
 jedoch unterscheiden in ihrer Le-
 mander, sodass jede Koordi-
 nate des dreidimensionalen T_3 als
 räumliche Einheit des Welt-
 systems aufgefasst ist.

Die Propagationsbedingungen der
 und Antikernenergie unterschieden
 Koordinationsstufen können
 sich also nur auf die vor ge-
 meinschaftlichen Architekturen
 haben R_3 , X_4 , X_5 und X_6
 bestehen, denn die räumliche Ko-
 ordination des T_3 steht, wegen

der Isotropie gleichbedeutend mit
 mit flächenhafte Kristallstruktur-
 soliden im R_3 können keine
 physikalische Bedeutung haben.
 Es gibt also grundsätzlich das
 T_3 entweder totale Hermetisie-
 rung oder totale Antikernenergie
 während im R_3 diese Eigen-
 schaften gemeinsam auftreten
 können, weil nicht als eine
 räumliche Architektural-
 einheit existiert.

13.11.60 der Hermetie = bezog. Antikern-
 energie ist räumlich mit auf
 diese Einheiten $s_{(1)} \equiv T_3$, $s_{(2)} \equiv X_4$
 $s_{(3)} \equiv X_5$ und $s_{(4)} \equiv X_6$ an-
 weisend, nicht aber $s_{(5)}$ einzu-
 auf die sechs Koordinaten.

Definitionsoperatoren mit der
 Hermetie in periodischen Ko-

66 ergibt nach Einsetzen der Kongruenz =
 Feldcharakteren $K_m; [L^i L] =$
 $= \frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L] - \frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L] + [L^i L] \cdot (1)_{m, \ell; n}$
 $= \frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L]; n = 0$, da
 abhängen $[L] - [L] = 0$
 gilt, unabhängig auch $K_m; [L^i L] =$
 $= \frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L] - \frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L] +$
 $+ [L^i L]; (1)_{m, \ell; n} = 0$
 sein, und diese beiden Fortsetzung
 lie sich aus der Rekurrenzgleichung ableiten
 oben, sind Fundamentalsystem mit ℓ
 gebildet, wobei für alle i und ℓ
 gilt $[L^i L] = 0$ ist. Da nach
 Einsetzen dieses Wertes in
 $K_m; [L^i L] = 0$ der Ausdruck
 $\frac{1}{d_m} \sum_{i=1}^m [L^i L] = 0$ folgt, bleibt
 folgt weiter, daß alle Gruppen-
 charakteren von L linear unabhängig
 autohermiteschen Charaktere
 konstant bleiben, da diese

Konstant $[L^i L] = 0$ einwärtig ist
 folgt aus $\sum_{i=1}^m [L^i L] = 0$ und
 $[L] = \text{const}(n)$; d.h. das $\sum_{i=1}^m$
 der Charaktere von L ist
 nicht von der Vertauschung der
 autohermiteschen Charaktere
 abhängig. Das ist aus dem
 Autohermiteschen Charakter $[L^i L] = 0$
 folgt, wegen $[L^i L] = \sum_{j=1}^m [L^j L] = 0$
 und $[L^i L] = \frac{1}{d_m} \sum_{j=1}^m [L^j L] +$
 $+ \frac{1}{d_m} \sum_{j=1}^m [L^j L] - \frac{1}{d_m} \sum_{j=1}^m [L^j L]$ unendlich
 ist als weitere Autohermiteschen
 Charakter $\sum_{j=1}^m [L^j L] + \frac{1}{d_m} \sum_{j=1}^m [L^j L] =$
 $= \frac{1}{d_m} \sum_{j=1}^m [L^j L]$, was immer $\sum_{j=1}^m [L^j L] \neq$
 $\neq 0$ bleibt, und daher $[L^i L] = 0$
 mit $[L^i L] = 0$ erfüllt
 werden kann. Wir haben jetzt also
 Propositionen, die eine Autohermitesche
 in iterativer Architektursweise
 beschreiben, nämlich *

$$\begin{aligned}
 A_{(1)} &\equiv \pi_3, & A_{(2)} &\equiv X^4, \\
 A_{(3)} &\equiv X^5, & A_{(4)} &\equiv X^6, \\
 [1], n &= \text{const}(n_{\tilde{K}}), \\
 \tilde{g}_{\tilde{K}}^p &= \frac{d}{dx} \tilde{g}_{\tilde{K},p} = \frac{d}{dx} \tilde{g}_{\tilde{K},e}
 \end{aligned}$$

Gleichung 116

Die Indikatoren mit anti-hermiteschem Index können auch im Fall $n \rightarrow 0$ und $\tilde{g} \rightarrow \infty$, also bei infinitesimalen, unendlich kleinen Approximation, nach der Krümmung des phänomenologischen Tensors $\tilde{T}_+$ ausgedrückt werden, wenn wenn $K_m; [\tilde{K}^m] = 0$ ist, wenn wir auch das Krümmungsspektrum $K_m; [\tilde{K}^m] = 0$ wegen $\text{sp } K; [1] = \tilde{\lambda} [1]$ sein. Die infinitesimalen Löcher ist

aber $\lim_{\tilde{K} \rightarrow 0} K_m; [\tilde{K}^m] = n = 69$
 $= 1/6_m; \{\tilde{K}^m\} = 0$ und unverändert
~~unverändert~~, wenn der Krümmungsspektrum
 Prinzip, $\lim_{\tilde{K} \rightarrow 0} \{ \tilde{K}^m \} =$
 $= 1/\tilde{K}_{\tilde{K},e} = 0$. Außerdem ist
 $\tilde{g}_{\tilde{K},e} \sim \tilde{T}_+ \tilde{K}_e - \frac{1}{4} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^T$ mit
 $\tilde{T}_+ = \text{sp } \tilde{T}_+$. Da der Proportionalitätsfaktor eine von Null verschiedene
 dann konstante ist, kann $\tilde{K}_{\tilde{K},e}$
 $= 0$ nur durch $\tilde{T}_+ \tilde{K}_e - \frac{1}{4} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^T = 0$
 oder $\tilde{T}_+ \tilde{g}_{\tilde{K},e} = 4 \tilde{T}_+ \tilde{K}_e$ erfüllt werden.
 $\tilde{g}_{\tilde{K},e}^m$ kann ebenfalls aus einer
 relativ invarianten werden.
 Es gilt auf jeden Fall $\lim_{\tilde{K} \rightarrow 0} [1], n = \{ \}$
 also im Fall infinitesimaler Anti-hermitescher $\{ \} = \text{const}(X^{\tilde{K}})$.
 Es gilt $\lim_{\tilde{K} \rightarrow 0} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^p + \frac{1}{\tilde{K}_e} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^T =$
 $\frac{1}{\tilde{K}_e} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^p; n = \frac{1}{\tilde{K}_e} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^p + \frac{2}{\tilde{K}_e} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^T =$
 $-\frac{2}{\tilde{K}_e} \tilde{g}_{\tilde{K},e}^T = 0$ und hierin kann
 für $\tilde{K} \rightarrow \infty$ mit $\tilde{g}_{\tilde{K},e}^T = \frac{4}{\tilde{T}_+} \tilde{K}_e$ sind

so nicht weiter. auf diese

weise entsteht dann eine parti-
elle Differentialgleichung $\frac{\partial}{\partial x^E} g_{p,e} =$
 $= 4 \left(\frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,e} - \frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,p} \right)$, wenn
 $\tilde{g} = \frac{1}{\pi} \sqrt{17}_+$ verwendet wird.

Diese Differentialgleichung ist nicht
offenbar die hermiteschen ~~116~~
Anteile von $\tilde{g}$ durch die Zerlegen
in Spaltenvektoren von $\sqrt{17}_+$
aus, die von antihermiteischen
Antiteile hergeleitet entsprechen,
d.h. ~~116~~ kann also durch die
Näherung ~~116~~

$$(\tilde{e} \rightarrow 0), \quad \tilde{g} = \text{const}(x^E),$$

$$(\tilde{e} \rightarrow 0), \quad (\tilde{f} \rightarrow \infty),$$

$$\frac{\partial}{\partial x^E} g_{p,e} = 4 \left(\frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,e} - \frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,p} \right),$$

$$\tilde{g} = \frac{1}{\pi} \sqrt{17}_+ \quad \tilde{g} = \text{const}(x^E) \quad 116a$$

$$\text{sprach werden, dann so ist } \frac{\partial}{\partial x^E} g_{p,e} =$$

$$= 4 \left(\frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,e} - \frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,p} \right) \text{ aber}$$

$$\frac{\partial}{\partial x^E} g_{e,A} = 4 \left(\frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,p} - \frac{\partial}{\partial x^E} \tilde{g}_{k,e} \right) = \tilde{g}$$

$$= - \frac{\partial}{\partial x^E} g_{p,e}, \text{ da aber } \tilde{g} = \tilde{g}^*$$

$$\text{ist, gilt } \frac{\partial}{\partial x^E} g_{p,e} = 0 \text{ oder } g = \text{const}(x^E)$$

$$\text{d.h. aus den hermiteschen$$

$$\text{Anteilen antiferromagnetische Antiteile ist}$$

$$\text{da } \tilde{g} \text{ nicht nach den Gleichungen}$$

$$\text{116a und 116b offensichtlich einen}$$

$$\text{hermiteschen Charakter, denn}$$

$$\text{jede metrische Koordinatentransformation}$$

$$\tilde{g} \neq 0 \text{ als Ausdruck einer Welt =}$$

$$\text{Antiteile, wenn in mindestens}$$

$$\text{einer hermiteschen Einheit}$$

$$\text{eine hermitesche hermitescher, wenn}$$

$$\text{man nicht bei Voraussetzungen einer}$$

$$\text{Welt leeren Welt } \tilde{g} \neq 0, \text{ die}$$

$$\text{die totale Antihermite ist,}$$

$$\text{also Antihermite in } \tilde{g}_{(j)} \text{ mit}$$

$$1 \leq j \leq 4, \text{ dann wird nach } \tilde{g}$$

$$\text{summiert } [\tilde{g}] = 0 \text{ in allen Koordinaten}$$

$\lambda \neq 0$ beweisen, also wird die Welt =
 gleichmäßig $L: \hat{I} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^3} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^4}$
 $= \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}$ folgt $\lambda \neq 0$.
 Wert ist $\lim_{\lambda \rightarrow 0} K: \hat{I} \cdot \lambda =$
 $= \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}$ und $\lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{1}{\lambda^2} =$
 $= \frac{1}{\lambda^2} = 0$, was aber das "Koma" =
 gegeben durch sein pädagogischen
 heißt ist, d.h. in metrischen
 Form wird Objekt = und Hyperse =
 bekannt pädagogisch proportional,
 wodurch Widerspruch eine Seite
 Welt $R_{(10)}$ beschrieben ist,
 was im Widerspruch ^{zu} der
 Voraussetzung $\lambda \neq 0$ steht.
 Beweis ist aber die Koma =
 Ursache der Metrischen ist nicht
 keine Welt nachgewiesen.
 Folglich geht aus dieser Unter-
 suchung hervor, dass der Fall
 totaler Antikommunikation an-

geschlossen werden kann, weil
 hindurch wird die metrische
 Hyperstruktur $R_{(10)}$ der Welt
 Welt $\lambda = 0$ erfasst wird.
 die geometrischen Einheiten
 $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ liegen wegen
 $s_{(3,4)} = x_{(5,6)}$ hinsichtlich ihrer
 metrischen Strukturen jenseits
 von Raum und Zeit und sollen
 daher als Hauptpunkt betrachtet
 werden, haben der totalen Anti-
 kommunikation ist die totale Koma =
 die als mehrere Gruppen aus-
 geht, die jedoch die optische Aus-
 verselbstständigung hat, doch müssen
 auch Antikommunikation parabolisch
 Komastruktur existieren seine eine
 erste Klassifikation der Antik =
 hängen der ~~Kommunikation~~ ^{Kommunikation} feldes
 Koma sich auf die Koma =

74 zweiten Einheiten begreife, wobei zwischen der Hauptformel der Antikorrektur, der Hauptformel der Korrektur und der partiellen Hauptformel Korrektur zu unterscheiden ist. Im Fall der Hauptformel Antikorrektur hatten die Kritiker des Poncelet R_4 weder eine absolute noch eine endliche Bewertung, was aber bedeutet, daß es im R_4 Nothenausstufen ohne endliche Bewertung geben müßte, was aber unser Grundsatzkriterium der Definition der endlichen Faser bedeutet. Im Gegensatz dazu präzisieren Annahmen keine Kristalle haben können, das bedeutet aber einen Widerspruch in sich selbst, daß es nicht sein Fall.

transponierter Antikorrektur
ausgeschlossen werden muss.
Die paarweise Divisoren $x_i = \beta_i$
Korrespondenzen ~~Definitionen~~
alle Ausdrücke der suble-
chalen Felder im Sinne einer
Wiederholungsform in T sind
für x_i , wobei alle Korres-
pondenzen von Korrespondenzen =
stufen beschrieben werden,
sowie eine andere Antikorre-
ktur bei partieller Transposition
Korrektur im Kreuzfall der
Korrespondenzen sind
Korrespondenzfreiheit vorausgesetzt.
Die andere partielle Korrektur
wird die Transposition Korrektur
involutionsmäßig alle Korrespon-
denzen ~~Definitionen~~
des, die unpassend, wodurch die
Teil eine erste Klassifikation
Korrektur des Archivkriteriums
erweitert werden ist, nämlich

76 Die äussere Antikorrektur
 und die transfinite Korrektur.
 Kennzeichnet A den ersten und
 H den zweiten Fall, und a
 die antikorrekturen, h aber
 die korrekturischen, h aber
 schon existieren, dann ergeben
 sich für die Antikorrektur der
 antikorrekturen Korrekturen =
 Hufen der korrekturischen ~~Korrekturen~~
~~Antikorrektur~~ des folgenden
 Modells, wenn die Typen
 höher a oder h, die Typen =
 ziffern der jeweiligen Ebenen
 sind:

$A[a(124)h(3)]$,
 $A[a(14)h(32)]$,
 $A[a(24)h(13)]$,
 $A[a(4)h(123)]$

Dies entspricht für die Transfinite

Antikorrektur

$H[a(123)h(4)]$,
 $H[a(12)h(34)]$,
 $H[a(1)h(234)]$,
 $H[a(2)h(134)]$,
 $H[a(0)h(1234)]$.

Zwar ist im Fall der Transfinite
 Korrektur der partielle Fall
 $h(4)$ möglich, wenn hier Korrektur
 eine existiert, auch nicht reali-
 sierte, äussere Antikorrektur
 möglich, doch müssen $h(14)$,
 $h(24)$ und $h(124)$ ausgeschlossen
 sein werden, weil die Berechnung
 zwischen $h(4)$ und den parti-
 en korrekturischen Korrekturen =
 wenn im Fall der Transfinite
 Korrektur nur über $s(3)$ oder
 dann, wenn wäre $s(3)$ auf-
 korrekturisch, dann wäre Holz

78 h(4) wieder der Widerspruch
einer Ausisomorphie entgegenka-
lar Folger entgegen. Da A und
H sind vermisch alle die mögli-
chen korrekturen Korrekturen
hervorbringen im Sinne von Her-
meisterstufen des ~~Korrekturen~~
zu Baum 3.2.4.9. Es bleibt noch
in 470, ähnliche Untersuchungen
herausfinden der Partialkomposi-
tion. In Untersuchungen mit dem
allgemeinen Fundamentalsatz
anzustellen, wobei die Bestat-
tionen Korrekturenverweilen
aus J zu berücksichtigen sind.
25.11.60 Für die nicht hermitischen
Partialkompositionen, also die E =
wende von J, können ganz analoge
Korrekturen Untersuchungen, die für
das Kompositionsspiel angeschlossen

werden, denn im Gegensatz zu
 $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)}$ das Pl. 99a ist $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)}$ ein
Korrekturenprodukt des metrischen
Fundamentalsatzes, dessen diskrete
Ergebnisse gemäß $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)}$, $[\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}] =$
 $= \Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)} [\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]$ oder in Kompo-
sition $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)} = [\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]_{(p, q)}$
 $= \Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)} (\mu, \nu) [\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]_{(p, q)}$ in einem
diskreten Fundamentalsatz Eise
und ebenfalls metrische Korrekturen
sichergestellt des Partialkompo-
sitionsatzes beschreiben. Dies be-
deutet aber, daß der Begriff der
Ausisomorphie in K ebenso de-
finiert ist wie in Kompositionsauf-
gaben. Für $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)} (\mu, \nu) (\mu, \nu) = 0$
was für die Ausisomorphie in
der K geltenden Anordnungen
herausfinden $\Lambda^{(\mu, \nu)}_{(p, q)} \cdot [\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]_{(p, q)} = 0$
für Folger hat. Wegen $[\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]_{(p, q)} \neq [\frac{\mu}{p}, \frac{\nu}{q}]_{(p, q)}$

so kann es ganz sein analoges
 $\gamma \tilde{L} = \text{Korrel}(\tilde{m})$ des Korrelat =
 korreliertes geben. Doch gilt $\Lambda_{(k,v)}^{(p,q)} =$
 $= \tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)} + \tilde{D}_{(p,q)}^{(k,v)}$ und dem Kopp =
 Kreuzprodukt $\tilde{D}_{(p,q)}^{(k,v)}$ bei Parti =
 alternativen und ihre
 Randkorrektur mit den $\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}$
 berechnen $\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)} m = (\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})_{(1,0)}; \tilde{S}(\tilde{L})$
 $= (\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})_{(1,0)} m$, was folgt,
 daß $\Lambda_{(k,v)}^{(p,q)}; [\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}]_{(1,0)} = 0$ ist.
 Weiter $[\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}]_{(1,0)}^{(k,v)} = 0$ erfüllt =
 hat ist, was ein Analog =
 von ganz Korrelativitätsfeld dar =
 stellt. Wegen $[\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}]_{(1,0)}^{(k,v)} =$
 $= 1/\gamma_{(k,v)}^{m,i}; (\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})_{(1,0)}^{(k,v)} = 0$
 und $\gamma_{(k,v)}^{m,i} \neq 0$ kann ~~man~~
 aber nicht ableiten die Kovarianz
 Form $[\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}]_{(1,0)}^{(k,v)} = 1/2 (\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)} \tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})$
 $+ \frac{1}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) - \frac{1}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) = 0$
 Also $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) = \frac{\alpha_l}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) - \frac{\alpha_l}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})$

erfüllt werden. Woraus folgt ist
 aber berechenbar, wegen $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) =$
 $= \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) + \tilde{S}(\tilde{D}_{(p,q)}^{(k,v)})$, die Aussage
 $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) = 0$ und $\tilde{S}(\tilde{D}_{(p,q)}^{(k,v)}) =$
 $= \frac{\alpha_l}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) - \frac{\alpha_l}{\alpha_l} \tilde{S}(\tilde{D}_{(p,q)}^{(k,v)})$ s. h.
 Die alternativen Werte:
 $(m) -$ weichen von $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})$ ab und
 sich in der alternativen
 Statistik, nicht aber die der =
 alternativen Komponenten, so
 daß für diese berechneten Aufw.
 le jenes $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)}) = \text{Korrel}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})$
 ersetzt werden kann. Wenn
 also in $\tilde{S}(\tilde{K}_{(k,v)}^{(p,q)})$ eine Alternative =
 die wegen $\Lambda_{(k,v)}^{(p,q)} m(\tilde{K}, l) = 0$
 Unabhängigkeit von $\tilde{S}(\tilde{K}, v)$ in Bezug
 auf den Faktor $\tilde{K}$ erhalten ist
 kann wird diese Alternative =
 nicht berechnete durch

$$\bar{y}_{(p,q)}^+ = \text{const}(\bar{z}_n^-),$$

$$\sum_k \bar{y}_{-i, l}^{(p,q)} = \frac{\alpha_k}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)} - \frac{\alpha_k}{\alpha_l} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)},$$

$$\bar{y}_{(p,q)}^- = f(\bar{z}_n^+)$$

Gleichung 141
wenn die Forme einer

ab. 11.60 denkliehen Verteilung
ausdrucksweise die Logarithm der
Partialstabilität in $\bar{y}$ ~~ausdrucksweise~~
hochgeheben wird. In $\bar{y}$ ist
offensichtlich das antisymmetrische
keine Anteil $\bar{y}_{(p,q)}^-$ mit dem
Feldaktivator des Photofeldes
des betreffenden Correlations-
irreduziblen $p \neq q$ oder der
betreffenden Partialstabilität
 $p = q$ identisch, stattdes
es $\bar{y}_{141}$ eine Interpretation an

deser Feldaktivators mit 83
Kette der Antisymmetrisierung
geordnet. Aus $\sum_k \bar{y}_{-i, l}^{(p,q)}$ folgt
Unveränderlichkeit des Aktivations-
 $\bar{y}_{-i, l}^{(p,q)}; n = \sum (\frac{\alpha_k}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)} -$
 $-\frac{\alpha_k}{\alpha_l} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)}); n \sum \bar{y}_n =$
 $= \frac{\alpha_k}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)}; n \sum \bar{y}_n =$
 $= \frac{\alpha_k}{\alpha_l} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)}; n \sum \bar{y}_n =$
wobei sich mit einem unbedeutenden
den veränderten Feldaktivator $\bar{A}_{(p,q)}$

Die Formel $\frac{\alpha_k}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)}; n \sum \bar{y}_n =$
 $= \frac{1}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)} n$ also $\bar{y}_{-i, l}^{(p,q)} =$
 $= \frac{1}{\alpha_i} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)} \frac{1}{\alpha_l} \sum_l \bar{y}_{k, l}^{(p,q)} = (\text{ROT } \bar{A})_{(p,q)}$
oder $\bar{y}_{(p,q)}^- = \text{ROT } \bar{A}_{(p,q)}$
werden kann. Da die $\bar{A}$ wenn
antisymmetrisiert sind und die
qualitative von einander her-
schieden, je nachdem ob $l \leq 3$

89 oder $\ell > 3$ ist, aus, bezogen
 auf das metrische Gitter Φ
 der metrische Spurfeldvektor
~~mit $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$~~ dieser Spiegel-
 leue Bildungen der leeren Be-
 spiegelung $R_{\ell}(0)$ angepasst ist.
 Bei dieser Anpassung
 entsteht aus $\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$
 das Äquivalent $\vec{F} = ROT_{(x)} \vec{F}$, n
 wofür auch $\vec{F} = \vec{p}$, n ein
 äquivalentes Spurfeldvektor
 $\vec{p} = ROT_{(x)} \vec{p}$ bedeutet
 werden kann, wo R_{ℓ} weiter-
 wische Spurfeldfunktionen
 $\vec{p} \cdot n$ nach dieser ~~Bedingung~~
 dimensionsänderung fort-
 wachen nimmt die Dimen-
 sionierung $[m^3]$ Kraft,
 Für $\vec{F} = \vec{p}$ oder aber
 $\vec{F} = ROT_{(x)} \vec{p}$ -
 falls die Feldstärkegleichung

$\vec{F}(p,q) = ROT_{(x)} \vec{A}(p,q)$ in welcher
 wegen $\vec{F} = \text{const.}$, stets $\vec{F} = \vec{F}$
 elektrischproportional $\vec{F} = \vec{F}$
 existiert, d. h. $\vec{F}$ ist stets
 durch einen Spurfeldvektor
 interpretierbar. Einsetzen
 liefert $\vec{F}(p,q) = \vec{F} ROT_{(x)} \vec{F}$
 $= \vec{F}$ wegen $ROT_{(x)} \vec{F} =$
 $= \vec{F}$ nach ~~$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$~~ . Dies
 bedeutet aber, dass alle Rot-
 ionalen Feldabsoluten nicht
 anders als Spurfeldvektoren der
 betr. Partikelstruktur sind,
 die im Gegensatz zu den in-
 ertialen herkömmlichen Spul-
 feldern durchaus funktiven
 der antielementischen Archi-
 tekturen sein können.
 Also $\frac{\vec{F}}{n} \leq \frac{\vec{F}}{n} ; n \leq n$

$\delta_6 = \frac{1}{\alpha} \sum_m A_m^{(p,q)}$; n folgt, $\alpha \sum_m y_{km}^{(p,q)} =$
 $= \sum_k \sum_l A_m^{(p,q)} = \sum_k \sum_l A_m^{(p,q)}$ oder
 $\alpha \sum_k y_{km}^{(p,q)} = \sum_k A_m^{(p,q)}$. Hier
 kann wieder der Gruppenelektro-
 potenzwert werden, was gilt
 $\sum_k \alpha \sum_l (y_{km}^{(p,q)} + y_{km}^{(p,q)}) =$
 $= \sum_k \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)}$ führt. Auf diese
 Weise werden also auch die
 Potenzierelemente der
 der metrischen Potenzierelemente
 ausgedrückt, wenn diese kon-
 stant sind, der Faktor eines
 aktiven Elementes. Hier aus-
 halten. In der Metrischen
 kann die Konstante immer so
 bestimmt werden, daß für die
 der Wert Null gesetzt werden darf.
 Erwartung von $\sum_k \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)} = (RDT) \sum_k \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)}$
 liefert den einfachen Zusammenhang:

kann $\sum_m \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)} = \sum_m \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)}$
 was auch die metrischen
 Potenzierelemente des Potenzierelementes
 allein durch den Potenzierelementes
 ist bestimmt werden. Die
 auf diese metrischen Potenzierelementes
 stehenden Interpretationen des
 Korrelationskoeffizienten aber der
 Fundamentalelementes
 Partialkorrelationen werden
 durch Gruppenelementes in:
 $\sum_k \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)} = \sum_m \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)}$
 $\sum_k \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)} = \sum_m \alpha \sum_l y_{km}^{(p,q)}$

Gleichung 141a

28.11.60 Diese Aussage über die aus
 der Metrischen abhängenden Funda-
 mentalelementes der Partialkorre-
 lationen und Korrelationskoeffizienten
 ist gestaltet eine anschauliche

88 Färbepreparation. $\text{ant}^{\text{st}}(p, q) = {}^{\text{st}}P(p, q)$
 ergab sich ganz ~~stark~~ ^{ant} dem $\text{ant}^{\text{st}} =$
 Komplementbezug, von opet die
 Propositionen offenbar unabhängig
 waren, ob irgendwelche Archi-
 tekturelemente des Netz anti-
 komplementär sind oder nicht.
 und das bedeutet, das Opnd =
 nämlich die antikomplementären
 Bestandteile der Fundamentalkom-
 selektoren als metrische Spin-
 selektoren aufzufassen sind.
 und das bedeutet, die das Super-
 vinktor betragte Spinstruktur-
 der betreffenden metrischen
 Tensorraum gegeben ist. Die
 komplementären Anteile des An-
 trumals elektren bestimmen
 offensichtlich die metrische
 Konstant, also die Konstanten =

spüren sind sind daher von 89
 komplementären oder antikomplementären
 Verhalten der jeweiligen Archi-
 tekturelemente abhängig. Nach
~~88~~ ⁷⁴ sind die Komplementen der
 komplementären Anteile von diesen
 antikomplementären Elementen un-
 abhängig und alle Komplementen
 mit antikomplementären Färbese-
 wandern mit dem Verlauf eines
 partiellen Metrischen Typenals
 von zu diesem Färbese $\text{ant}^{\text{st}}P(p, q) =$
 den Komplementen der Spindel-
 selektoren, bestimmt, d. h. das
 Verhalten muß ebenfalls von den
 antikomplementären Komplementen
 unabhängig sein. Diese aus-
 sage bedeutet aber physika-
 lisch, das, wenn in irgendwelchen
 wissenschaftlichen Elementen eine pat-

90 ~~Die~~ viele Kristallkonstruktionen =
 Adva. polarisiert und ist eine partielle
 Kometrie verifiziert, in der ausstrahlenden
 charakteristischen gitterkanten
 unrichtige Kondensationsverhältnisse
 handelt ist, wohl aber die meiste
 Kometische Ausbreitung eines Spindel-
 feldselektors, durch welche die
 partielle Kometrie nicht in der
 Kondensation in die offenen
 ausstrahlenden architektonischen
 eingegriffen. Ein Spindelselektor brach
 dabei nicht notwendig in der
 Struktur vom Kometenstruktur ver-
 schieden im Sinne, doch muß
 seine Einwirkungswirkung ge-
 geben sein. Diese Spindelstruktur
 muß nach Ge^{141a} auf jedem
 Fall in ausstrahlenden Archi-

tekturverhältnisse verschwinden, 91
 wenn man $\bar{\alpha}_m \gamma^{(p,q)} = \int_m \phi^{(p,q)}$
 gibt, dann muß $(\text{ROT}_{(n)} \phi^{(p,q)})_{n,m} = 0$
 und somit auch $\bar{\alpha}_m^{(p,q)} = 0$ für
 alle ausstrahlenden Faktoren.
 Diese während der Verhältnisse der Kon-
 densation Konzentrationen, also
 unregelmäßiges Konzentrationen, also
 $\bar{\alpha}_m^{(p,q)}$ die keine antihelene-
 trischen Faktoren enthalten, steht
 die Konzentration eines Spindel-
 selektors als Konzentration eines
 Feldselektors darstellbar, wenn
 $\bar{\alpha}_m^{(p,q)} \neq \frac{\alpha}{\gamma} + \int_m \phi^{(p,q)}$ ist, was
 nach der Konzentration der Feldselektoren
 Verhältnisse der Konzentrationen Kon-
 struktion nicht vom unregelmäßigen
 Verhältnisse der Spindelstruktur
 sondern vom Konzentrationen der
 reich der Faktoren abhängt.

94. Wenn es zu einer Korrespondenz kommt, als Folge der Korrespondenz kann es zu einer inneren Änderung der Kristall des Systems mechanischer Funktionen kommen, wenn die Korrespondenz einen anderen stationären Zustand relativ zu Zustand der Partikelstruktur verursacht hat.

Konstante ist, als die Korrespondenzen des Korrespondenzfeldes oder diejenigen der Partikelstruktur zu Grunde gelegt werden, gelten die bereits abgeleiteten, wo Zustände der Korrespondenzen A und H, dann ob das System mechanischer Korrespondenzstufen als ganzes oder ob die statischen Begriffe.

dynamischen Korrelationen zu den inneren Kristall zu Grunde gelegt werden, gelten für die Korrespondenzen immer die gleichen, wo Zustände A und H die gleichen Aus-schließungen mechanischer der mechanischen Aus-schließungen sind. Es waren dann die Gruppen A und H ein korrespondierendes Korrespondenzfeld, also die ätherische Antikorrespondenz und die transponierte Korrespondenz im Korrespondenzfeld zu untersuchen. Im Anschluss daran wäre die transponierte Korrespondenz der Korrespondenzen vereinigt zu beschreiben und ganz sowohl der statischen als auch der dynamischen Fall. Ist dann besteht die Möglichkeit zu entscheiden

93 Quadratensystem der Eigenwertoperatoren

$$K(m); [K(m), K] = \lambda(m) (K, K) [K(m), K].$$

Wegen $[K(m), K] \sim S_{K, K}$ bleibt mit

$$[K(m), K] = \varphi_m \neq 0, \text{ während immer } [K(m), K] = 0 \text{ ist.}$$

im Fall A $[A(124), K(3)] \neq 0$ ist eine

Null verschiedene Eigenwertoperatoren

$$\lambda_m(K, K) = \lambda_m \text{ gesetzt werden}$$

soll. Damit wird das System auf

$$6 \text{ Gleichungen } K(m); \varphi(m) = \lambda(m) \varphi(m)$$

reduziert. Für die Komponenten der

$$\text{Rauv-Roundouts gilt } K_m = \binom{m-1}{m-1} S(m)$$

für die Abstandsknoten $S(l, m); l, m =$

$$= [K, m] \text{ woraus hervorgeht,}$$

dass quadratensystem mit $l = K$

ausdrücklich ist und in der

$$\text{Form } \binom{m-1}{m-1}; S(K, m); [K, m] =$$

$$= \binom{m-1}{m-1}; 4K [K, m] = \binom{m-1}{m-1}; [K, m]$$

sein muss, das hat aber $K(m); \varphi(m) =$

$$= \binom{m-1}{m-1}; \varphi(m) \neq 0 \text{ ist.}$$

Folgt.

Woraus ist $\binom{m-1}{m-1}; \varphi(m) =$

$$= \binom{m-1}{m-1}; [K, K]; n =$$

$$= \binom{m-1}{m-1}; [K, K]; n = [K, K]; n = [K, K]; n =$$

$$S(m, K); \varphi(m) = (1 - S(m, K)) \varphi(m)$$

$$\text{also } K(m); \varphi(m) = (1 - S(m, K)) \varphi(m)$$

$$- \binom{m-1}{m-1} \varphi(m) = \binom{m-1}{m-1} \varphi(m)$$

bedeutet aber, $\lambda_K \varphi(m) = 0$. Wie gilt

$$\lambda \parallel \text{sp} [K]; n = \text{GRAD}_{(K)} \varphi \text{ mit } \varphi(m)$$

$$\text{oder } \sum_{l=1}^m \bar{x}_l \varphi(m-1) \cdot n = \sum_{l=1}^m \bar{x}_l \varphi(m)$$

da auf der linken Seite die

$$\text{Parasubstanz } l = m = K \text{ in der}$$

Komplexstruktur nicht verschwindet,

$$\text{bleibt } \bar{x}_K \varphi(m) = \sum_{l=1}^m \bar{x}_l \varphi(m)$$

$$\text{also } \varphi(m) = \sum_{l=1}^m \bar{x}_l \varphi(m) \neq 0, \text{ wegen}$$

$$\varphi(m) \neq 0, \text{ auf } \lambda_K \varphi(m) = 0 \text{ mit}$$

$$\text{für } \lambda_K = 0 \text{ erfüllt werden kann}$$

$$\text{bleibt } m \neq K, \text{ denn gilt } \lambda(m) \varphi(m) +$$

$$+ \binom{m-1}{m-1} \varphi(m) = \binom{m-1}{m-1} \varphi(m) =$$

$$= \binom{m-1}{m-1} \varphi(m) - (1 - \varphi(m)) \varphi(m)$$

ist aber $[K]; n = \text{grad}(K(m))$

also $\varphi^{(m)} = \cos(n\frac{x}{2})$ für $k \neq \pm$
 im Fall $A \cdot \text{faktoriell}$, sodass wegen
 $m \neq \pm$, stets $\varphi^{(m)} = 0$ gilt.
 was $\varphi^{(m)} - (\varphi^{\pm})^2 = \lambda^{(m)} \varphi^{(m)}$
 mit $m \neq \pm$ aber $\lambda^{\pm} = 0$ für k .
 hat auf beiden $\varphi^{\pm} = \pm$ und
 $\alpha^2_{\pm}$ ist, folger unmittelbar
 $\varphi^2 - (\varphi^{\pm})^2 = -\epsilon \lambda^{(m)} \varphi^{(m)}$ für
 alle $m \neq \pm$ und $\lambda^{\pm} = 0$, d. h.

der Wert $\lambda^{(m)} \varphi^{(m)}$ ist für alle
 antikommutierenden Ableitungen
 beiden $\varphi^{\pm}$ und $\varphi^{\pm}$ das gleiche
 und verschwindet mit für die $\varphi^{\pm} =$
 feste Konstante in $\varphi^{(3)}$ ist
 für die antikommutierenden Ableitungen
 haben $\lambda^{(m)} \varphi^{(m)} = \varphi^{(n\pm)}$ gesetzt
 werden kann. Damit entsteht die
 Form $\varphi^2 - (\varphi^{\pm})^2 = -\epsilon \varphi$.
 5.12.60 Mit Bestimmung von φ und
 die Determinanten $\lambda_m \varphi^m = \varphi_m, \varphi^m$

unterschiedet werden. Es ist $\varphi_m; \varphi^m = 101$
 $= \binom{+}{-} \varphi^{\pm}; \varphi^{\pm} = \binom{+}{-} \varphi^{\pm}$
 $= \binom{+}{-} \varphi^{\pm}; \varphi^m = \binom{+}{-} \varphi^{\pm}; \varphi^{\pm} = \frac{1}{2} \varphi^m$
 $+ [\varphi^m] \cdot n \cdot [\varphi^{\pm}] \cdot n = (1 - \delta_{m,\pm}) \cdot \frac{1}{2} \varphi^m$
 und hier ist mit $\varphi^{\pm} \neq 0$, wäh-
 rend für $m \neq \pm$ jeweils $\varphi^m = 0$
 wegen $\varphi^m = [\varphi^m] \cdot n = \cos(\frac{m}{2})$
 ist. Demnach gilt $\sum_{m \neq \pm} \lambda_m \varphi^m = 0$,
 weil bereits $\lambda^{\pm} = 0$ ist, und dies

bedeutet, wegen der Unabhängig-
 keit der Eigenwerte $\lambda^{(m)} \varphi^{(m)}$
 $= 0$ für alle m , sodass auch $\varphi = 0$
 ist. Einsetzen liefert $\varphi^2 -$
 $-(\varphi^{\pm})^2 = 0$ oder $\varphi^2 =$
 $-(\varphi^{\pm})^2 = 0$. Mit $\alpha_{\pm} = \frac{1}{2} \varphi^{\pm}, n$
 ist dann das Matrixintegral
 $\sum \frac{\varphi^2 - (\varphi^{\pm})^2}{(\varphi^{\pm})^2} = \frac{1}{2} \varphi^{\pm}, n$ oder in $\varphi =$
 physikalisches Limes $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \varphi^{\pm}, n = 2 \frac{1}{2} \varphi^{\pm}$
 (hier ist im orthogonale Fall die
 eigene Koordinaten) sowie

102. linear $\varphi = \varphi(x)$ und

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{f(x) - f(0)}{(x-0)^2} = \int \frac{d\varphi}{\varphi^2}, \text{ also}$$

$$X = \int \frac{d\varphi}{\varphi^2} = -\frac{1}{\varphi}, \text{ was } \varphi = -\frac{1}{x}$$

ist Folge von. Auererseits gilt

$$\varphi = \lim_{x \rightarrow 0} \left[\frac{f(x) - f(0)}{x} \right], n = \left\{ \frac{f(x) - f(0)}{x} \right\}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{g(x) - g(0)}{x} = \frac{1}{2} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right)$$

$$= \frac{\partial g}{\partial x} \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right) = g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial g(x)}{\partial x}$$

$$= g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial g(x)}{\partial x}$$

wegen $\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{1}{x}$ von genau

der Voraussetzung $\frac{\partial g}{\partial x}$ und von

$x = x$ abhängig ist $\frac{\partial g(x)}{\partial x} \sim \frac{1}{x}$

und dies bedeutet $\varphi = \sum_{k=1}^{\infty} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right)$

+ $\frac{1}{2} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right)$. Da nach $\frac{\partial g(x)}{\partial x}$

stets in $\frac{\partial g(x)}{\partial x}$ ~~unverändert~~

bleibt das Polynom

$$\lim_{x \rightarrow \infty} g_{i,k} = \frac{4}{\pi^2} \text{ für } n \text{ ist}$$

metrische Größe gilt und

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \varphi = -\frac{1}{x} \text{ erhalten bleibt,}$$

folgt unmittelbar die totale 103

Hyperexponentialgleichung (weil die

Größen mit $x = x$ abhängen)

$$= \frac{1}{2} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right) - \frac{1}{x} = \sum_{k=1}^{\infty} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right)$$

$$= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{d}{dx} \ln \frac{\pi}{\pi} = \frac{d}{dx} \ln \frac{\pi}{\pi}$$

Korrespondenz folgt für die erste Zeile

$$- \frac{1}{2} g \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x} \right) - \frac{1}{x} = - \frac{d}{dx} \ln(x) \frac{\pi}{\pi}$$

$$\text{also } \frac{d}{dx} \ln(x) \frac{\pi}{\pi} = \frac{d}{dx} \ln \frac{\pi}{\pi}$$

was intuitiv $\frac{1}{x}$ ist das Integral =

liefert nach der Polynom

$$x \frac{\partial g(x)}{\partial x} = A \frac{\pi}{\pi} \frac{\pi}{\pi}$$

Auf diese Weise würde auch $g(x)$

also der rein konstanten $\frac{1}{x}$

Anteil von $\frac{1}{x}$ durch $\frac{\pi}{\pi}$ ~~best~~

Polynom

und daraus folgt unmittelbar,

da jetzt alle Korrespondenzen von $\frac{1}{x}$

bestehen sind, dass neben $\frac{1}{x} \neq 0$

auch für die Korrespondenzen $n \neq 0$

wegen der Linearrelationen

104 $\lim_{x \rightarrow \infty} \left\{ \frac{m}{x} \right\} = \left\{ \frac{m}{x} \right\}$ =

= $\sum_{k \neq x} g \frac{m}{x} \frac{d g_k}{d x} + \frac{1}{2} g \frac{m}{x} \frac{d g_x}{d x}$
 oder; wenn selbst wenn $\frac{1}{x} = \cos(x)$
 wäre, würde sich doch $g \sim \frac{1}{x^2}$
 ergeben. Wenn aber $\lim_{x \rightarrow \infty} g \neq 0$
 ist, dann muß nach $\lim_{x \rightarrow 0} g \neq 0$ und
 $f^m \neq 0$ für alle m sein. Wenn
 dies aber so ist, dann kann die
 Beziehung $\lambda_{(m)} f^{(m)} = 0$ nur
 durch $\lambda_m = 0$ erfüllt werden
 und wir bedenken, daß es im
 Fall der transformierten partiellen
 differentialgleichungen
 elektrischen Feldstärke über-
 haupt keine Eigenwerte geben
 kann, d. h. in diesem Falle =
 Brustige kann es ~~in~~ überhaupt
 keine elektrischen Kondensations-
 stufen im Sinne quantenmechanischer
 Maxwellsche Eigenwertprobleme geben.

15.2.61 Wenn also die Hermitesche mit

in einer Koordinate x ~~erläßt~~
 dann kommt es wegen $\lambda_m(x, x) = 0$
 für alle $1 \leq m \leq 6$ grundsätzlich
 nicht zu einem unendlichen Kon-
 ditionsstufen eines ~~Kontinuum~~
 sondern nur für den
~~Stufenwert~~ Stufenwert, ~~Stufenwert~~
 hermitesche ~~Kontinuum~~ Kontinuum ~~feld~~ feld
 die vorangehende Analyse,
~~nicht aber für die unendlichen~~
~~hermiteschen~~ hermiteschen ~~Kontinuum~~. Es
 bleibt übrig, zu Punkt 2.4.1,
 welche Koordinaten des $\mathbb{R}_0$ für
 diese einfache Hermitesche in
 Betracht kommen. Die drei pol-
 lare Koordinaten des $\mathbb{R}_3$ kommen
 für diese einfache Hermitesche nicht
 in Betracht, weil sie völlig gleich-
 berechnungsfähig sind und eine semanti-
 sche Analyse nicht zulassen.

¹⁰⁶ Die Koordinaten $x^{\pm}$ (also $p^{(2)}$)
 können ebenfalls nicht in Betracht
 weil eine Zerlegung in eine Kik-
 in-Änderung der Formaleit bedingen
 würde mit der hätte $p^{(2)}$ sein
 eine Änderung in $x^{\pm}$ und $x^{\pm}$ für
 Folge. Dementselbst bleibt nur noch
 $\lambda = 5$ und $\lambda = 6$ für die ein-
 fache Hermetrie dar, d. h.
 entweder eine einfache äquivalente
 Hermetrie oder aber eine ein-
 fache eukleische Hermetrie in
 der λ ^{Änderung mit $\lambda = 5$}
 die λ ^{Änderung} sind denkbar.
 Denn es besteht die Möglichkeit
 einer einfachen äquivalenten Her-
 metrie als lateinische in-Änderung
 Folge eines eukleischen Feldes
 und λ ^{Änderung} einer einfachen
 eukleischen Hermetrie eines
 sich ^{Änderung} nicht ändernden

¹⁰⁷ eukleischen Feldes. Dieses eukle-
 chale Feld würde aber eine äquivalente
 Prozedur voraussetzen, der Her-
 Feld eine eine solche Prozedur
 nicht bedingt, seine kann. Es
 ist zwar eine äquivalente Her-
 metrie ohne eukleische Hermetrie
 sind, möglich ähnlich, wie
 eukleische Hermetrie ohne
 Formaleit äquivalenten Hermetrie
 sind, nicht aber äquivalent.
 Aus diesen Gründe folgt also
 auch die Möglichkeit $\lambda = 5$
 für die einfache Hermetrie aus
 was wir noch $\lambda = 6$ für
 Diskussion steht. Da die äqui-
 vale Hermetrie in $x^{\pm}$, also
 in der Äquivalenz $p^{(2)}$
 äquivalent, in der bleibt und es
 möglich in Äquivalenz $x^{\pm}$ ^{Änderung}

030

130 Auch im Fall des Partialraum-
positivus bleiben die Eigenwert-
spekten im den antikommutati-
schen Algebren invariant. Dies
wird im folgenden, gut illustriert
sein stehenden Fall der einfachen
äquivalenten Korrelation $\lambda^{(p, p)} (p, p) = 0$
lokal, denn bei $\lambda^{(p, p)}$ ergänzte
Raumkorrelationen erfüllt werden
diesem Raumkorrelationen mit noch
additiv, der Koppelungselementen
der Abbildung mit quadratisch
durch $\lambda^{(p, p)}$ und $\lambda^{(p, p)}$ ^{Einheitsmatrix}
mit $\lambda^{(p, p)}$ ^{Einheitsmatrix} ^{Einheitsmatrix}
bestimmt ist.
Für die antikommutativen Korrelationen
werden die Elemente von $\lambda^{(p, p)}$ ^{Einheitsmatrix}
aber noch die Beziehungen $\lambda^{(p, p)}$
und $\lambda^{(p, p)}$ ^{Einheitsmatrix} ^{Einheitsmatrix}
Antikommutativität im Raum-
beziehung zwischen diesen

Particulars of the

181

Partikelantistruktur mit neuer
 metronischen Sprungfeldstruktur bekräftigt.
 Was gut kündigt, $\frac{1}{f} \equiv \frac{1}{f_{(p,q)}}$ für die
 Elemente von $\frac{1}{f}$ eingeleitet, dann
 gilt im Falle der perfekten Antisymmetrie
 haben Hermetik - also der Anti-
 hermetik im antelektischen Antisymmetrie
 $\frac{1}{f} \sim \frac{1}{f_{(p,q)}}$ und
 $\frac{1}{f} = \text{const} \left(\frac{1}{f_{(p,q)}} \right)^5$ und
 $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$ weise
 $\frac{1}{f} \leq 6$ und $\frac{1}{f} \leq 6$ bleibt, wegen
 $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$ und $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$
 $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$ und $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$ für alle
 $\frac{1}{f} \leq 6$ und $\frac{1}{f} \leq 6$ und $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$
 $\frac{1}{f} = 0$, also auch $\frac{1}{f} = 0$ und
 $\frac{1}{f} = 0$. Eine perfekte Komplex
 wurde $\frac{1}{f} = 0$, dann es nicht geben,
 weil man wegen $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$ und $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{(p,q)}}$
 die Realität der metronischen
 Rotors fordern muss. Das bedeutet

aber $\overline{z}^k = \overline{z}^0$, d. h. es sei =
 steht kein Korrelationswert der be-
 treffenden Korrelation voraussetzt
 und auch kein Spinssektor,
 wenn sich die Hermitie mit
 auf die absolute Ähnlichkeit
 Einheit erstreckt. Da für das
 Profilfeld im Fall dieses Her-
 mitie $\overline{z}^k + (z^0) = \text{const} (z^k)^5$,
 gilt, kann $\alpha_1 \overline{z}^k + \alpha_2 = \overline{z}^k$
 mit diese Konstanz erfüllen,
 wenn $\overline{z}^k = \text{const} (z^k)^5$ ist.
 Dies setzt aber voraus, daß die
 Komponenten des jeweiligen
 Spinssektors Lineargregate
 der Koordinaten Koordinate =
 Spinssektors $\overline{z}^k$ sind, wenn
 mit in der Fassung $\overline{z}^k = \frac{z^k}{z^0} = \overline{z}^k$
 kann $\overline{z}^k = \text{const} (z^k)^5$ erfüllt werden,
 wenn die $\overline{z}^k$ ist. Folgt Funktionsal-

133
 gegeben sind, die nur von der Kraft
 abhängt, so kann die Hermitie eines Endes
 beschrieben werden, wenn auf diese
 Weise mit $\overline{z}^k + \alpha_2 (z^0)$ ebenfalls
 erfüllt. Das der Hermitieplatz
 des Profeldes folgt unmittelbar

$$\overline{z}^k = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \overline{z}^k + \alpha_2 \text{ oder } \overline{z}^k = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \overline{z}^k$$

$$= \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \overline{z}^k$$

 konstante $\overline{z}^k + \alpha_2 = \overline{z}^k$ ist
 eine von dieser Spinssektors
 unabhängige Funktionsalgebra
 ist, der der Verlauf des Her-
 mitie bestimmt. Lineare =
 umfassend kann feststellen
 werden, daß sich im Fall
 einfacher absoluter Hermitie,
 also der Hermitie
 eines Endes übersehen
 des Profeldes, auch im Bereich
 der Partikelstrukturen keine

metrischen Koordinationsstufen
auswählen, der Betrag der Herme-
die wird von der äquivalenten Kon-
ponente des Potentials bestimmt.
Während alle anderen Komponenten
von der Potential (welche mit der
mindestens einer anderen metrischen
Faktor enthalten) der metrischen
sehen Tensordivergenz der Form-
faktorelektors proportional sind.
Wes hat aber zur Folge, dass der
Felddivergenz und damit der
Spurselector zum tensoriellen
Nullselector werden und dass
weiter dass der Spurselector
nur ein Koordinationsstadium
der Koordinationsselectoren
sehr wenig, dessen Koefizienten-
ten addieren am Betrag der
äquivalenten Hermetische ab

135
Körper und einer hermetischen
Symmetrie genügen, die einfache
äquivalente Hermetische hat also ein
eine nichtkonvergente metrische
Körper in $\mathcal{P}_{(4)}$ zur Folge
welche im Bereich der stetigen
seemantischen Architekturstufen
heilen, aber im Bereich der
chalen $\mathcal{P}_5$, einer metrischen
Spezialisierung, entspricht, die
das Feld späterer Hermetischen
zusammen darstellen. da die
metrische Tensordivergenz
dieser Spurselectors der
hermetischen Aussehen der her-
metischen hermetischen propo-
tial ist erst für diese die Be-
rechnung der hermetischen
faktoren, qualitativ einfache
äquivalente Hermetische als

136 kondensierte, latente Verpa-
nung der Welt aufsteigt, werden
Folgerungen z. B. aus S. 85-3
muss. 7. Teilung, die Part II aus S. 85
Anmerkungen zu Bagg F. 94
Dauerhaftigkeit zu Seite 58

Eine Untersuchung der Bedi-
keit der Kondensierten Welt setzt
 voraus, dass die Dimensionszahl
 $n = 6$ in eindeutiger Weise
feststeht. Auf jeden Fall müssen
bei der Bestimmung dieser Dimen-
sionszahl wegen $n = 2$ und für
Lebenszeit $t > 0$, aus der ge-
samtheit aller natürlichen
ganzen rationalen Zahlen, die
ungerade, ausbezogen werden,
mit positiven T_n mit $n = 2$ und
Dimensionsausgewiesen, in der
a) Partialstruktur g_n einer
Korrespondenzfeldes T_n ist $n = 2$
andere, auf einer $n = 2$

137
Kondensierter Totalismus der Total-
as $1^{(p,q)}; [1^{(p,q)}] = \overline{1^{(p,q)}} \times [1^{(p,q)}]$
denkt, dass die $\overline{1^{(p,q)}}$ metrische
Kondensationsstufen bilden, die
in einem diskreten Phasenraum
Atome liegen, dann gibt es immer
(2) solcher 'Geraden', weil es
für die Atome und oberen
Funktionswerte ω und ω eine
einfache, wenn die Dimensionen
hier 'Partialstruktur' und
Korrelationswerte ω ist
quadratisch von Typ ω .
Wenn weiter die Projektionen dieser
Kondensationsstufen in dem selben
 R_3 mit der entsprechenden Geraden
stufen identisch sein sollen (der
muss sofort sein, weil die
Kondensationsstufen aus der
allgemeinen Korrelationen = und

Korrespondenz fürstücken $\{ \}$ E
 korrespondenzen sind) dann anders
 von auch die besten das metrischen
 Korrespondenzstücken den gegebenen
 Zuweisung fortwährend genügend
 wie die Quasistellen Euklyde-
 sche. Es muß also ein Tensor-
 schen von Grade 2 im $\mathbb{R}_n$ vor-
 stehen, welches die (ω^2) Spektra-
 als Komponenten enthält, von
 allen gegebenen $\mathbb{R}_n$ kommt
 also nur derjenige in Betracht,
 in welchem $\binom{\omega^2}{2} = n^2$ möglich ist,
 denn in dem Tensor gibt es n^2
 Komponenten. Weiter muß
 $n = 2\omega$ erfüllt sein, so daß aus
 der Zuweisung fortwährend der
 Spektralmetrischen Kräfte aus-
 fließen die Bestimmung
 $\binom{\omega^2}{2} = 4\omega^2$ für die Zahl ω der

Partialstücken folgt. Elimina-

tion liefert eindeutig $\omega^2 = 9$,

also $\omega = 3$ und $n = 2\omega = 6$.

Kieraus folgt aber, daß der metrische $\mathbb{R}_6$ eindeutig das einzige metrische Tensorraum ist, welches allen Eigenschaften der Welt entspricht, so daß festgelegt werden kann, daß das metrische Determinanten nur ein $\mathbb{R}_6$ sein kann.

Fortschritt B viele Band 13 S. 1

2.) die Selbstkonstanten bei Kraus =
 fixierter Konstante.

23.2.61

Es ist zu erwarten, daß sich das ätherische Selbstpotential der Welt anders verhält, wenn neben der ätherischen Konstante auch eine elektrostatische Konstante existiert, d. h. wenn eine Krausfichte

Hermites in der Archimedischen
 Ketten $A_{(4)}$ und $S_{(3)}$ vorgef.
 Zunächst werde das Kompositionsfeld
 mit dem Fundamentalelekt
 $\mathbb{F} = \mathbb{F}_p \times \mathbb{F}_q$ untersucht. Da in
 der einzigen Potenz $\mathbb{F}_4$ Autokom-
 position herrscht, gilt für den Fun-
 damentalelekt $\Pi \cdot n =$
 $= \text{const } (n^{\frac{1}{2}})^4$ mit $\Pi \in \mathbb{F}$ für
 $K \leq 5$ und $l < 5$, aber
 $\mathbb{F}_{p,q} \mathbb{F}_4; n = \text{const } (n^{\frac{1}{2}})^4 + 0 -$
 für $(p,q) = (5,4)$, denn in
 $\mathbb{F}_4$ werden die beiden her-
 mitischen Koordinaten mit
 p und q bezeichnet werden.
 Aus der Vertiefung $L; \mathbb{F} = \mathbb{F}_0$
 kann offenbar $\mathbb{F}_4$ in der her-
 miteischen $\mathbb{F}_4$ Raumkonstruk-
 tion $K; \mathbb{F} = \mathbb{F} \times \mathbb{F}$ auf die
 Eigenschaften eventueller Eigenwerte

transponierter Kompositionen stufen des
 Kompositionsfeldes geschlossen, verteil.
 In der Kompositionsdarstellung gilt
 $K_m; [\kappa^i \ell] = \lambda_m(\kappa, \ell) [\kappa^i \ell]$
 und ganz richtig, wenn der Gesetzmäßig-
 keitscharakter und ganz gilt hier für
 den Raumkonstrukt, wegen der her-
 mitischen $\mathbb{F}_4$ des Fundamentalelekt-
 for und $[\mathbb{F}] = [\mathbb{F}]^*$ die Komposi-
 tiondarstellung $K_m = \begin{pmatrix} (+, -) \\ (-, -) \end{pmatrix}; S(\mathbb{F}, m)$
 $= \begin{pmatrix} (+, -) \\ (-, -) \end{pmatrix}_m$, denn es kommen nur
 die beiden einfachen Typensymbole
 $0 = -$ und $1 = +$ der Konstruk-
 tion darstellbar in Betracht. Nach
 den Gesetzen der Autokomposi-
 tion es aber bei transponierter
 Hermites in $\mathbb{F}_4$ keine Konstruk-
 tionen stufen geben, so daß
 $K_m; [\kappa^i \ell] = \lambda_m(\kappa, \ell) [\kappa^i \ell]$ mit
 auf $K = p$ mit $l = q$ aus $\mathbb{F}$

werten ist. Dies liefert wegen

$$\begin{aligned} [p, q] & ; n \neq 0 \text{ aber } \lambda_m(p, q) [p, q] = \\ & = \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot S(q, m) \cdot [p, q] - \\ & - \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, q] = \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, m] - \\ & - \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, q]. \end{aligned}$$

Nach dem Lemma von
sagen, kovariante Koordinatenfeldvektoren
von Differentialquotient $\binom{(+, -)}{(-, -)} = \frac{1}{\alpha_m} \cdot \frac{1}{\alpha_m}$
- $\binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, m] \cdot \binom{(+, -)}{(-, -)}$ existiert ~~für die~~

24.2.60 für die Wirkung des Raum-

Koordinaten im Raum auf die der-

metrischen Einheiten $K_m; [p, q] =$

$$= \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, m] - \binom{(+, -)}{(-, -)} \cdot [p, q] =$$

$$= \frac{1}{\alpha_q} \cdot S_q [p, m] - \frac{1}{\alpha_m} \cdot S_m [p, q] +$$

$$+ [s, q]; \binom{(+, -)}{(-, -)} [p, m] - [s, m]; \binom{(+, -)}{(-, -)} [p, q] =$$

$$= \lambda_m(p, q) [p, q], \text{ wobei das } \lambda_m =$$

metrischen in ganzgültigen

Intervall $1 \leq s \leq 6$ läuft. Da

in den quadratischen Theorem

steht ein Faktor auftritt, der

A konvergiert enthält aber noch

den Antikernstruktur alle Faktoren:

Kalkulationswert mit einem antiker =

metrisch-kovariante Faktoren zugeordnet

den, stat für s mit der Werte $s=5$

und $s=6$ möglich. Für m gibt

es einerseits die Möglichkeit $m < 5$

und andererseits $m \geq 5$. Ist

$m < 5$ dann wird, da es sich um

antikernstruktur Konvergenz

handelt und $[m, q] = 0$ ist,

$$\lambda_m(p, q) [p, q] = \frac{1}{\alpha_q} \cdot S_q [p, m] -$$

$$- \frac{1}{\alpha_m} \cdot S_m [p, q] + [s, q]; \binom{(+, -)}{(-, -)} [p, m] -$$

$$- [s, m]; \binom{(+, -)}{(-, -)} [p, q] = - \frac{1}{\alpha_m} \cdot S_m [p, q] = 0,$$

weil $[p, q]; n = \text{const}(n_m) \neq 0$

ist. Ziffern kann aus diesem

$$\text{Grunder } \lambda_m(p, q) [p, q] = 0 \text{ aus}$$

den $\lambda_m(p, q)$ erhalten werden.

d. h. die Konvergenz bewirkt

transfiniten Kardinalzahlen kleiner
sich abz abzählen nicht in der
arithmetischen $\mathbb{N}$, sondern
es bleibt noch die Mächtigkeit
 $m = p$ fest $m = q$ und da
hier wieder gilt $p = q$ und
 $p \neq q$ zu widersprechen ist hei-
ßen mit noch 8 Eigenwertproble-
me von der invariant 216 aus
den 36 Gruppen zu je 6 Körper-
weisen über. Diese acht ver-
bleibenden Eigenwertprobleme

$$\frac{1}{\alpha_q} \int_p [p_m] - \frac{1}{\alpha_m} \int_p [p_q] + [s_q] (1) [p_m]$$

$$- [s_m] (1) [p_q] = \alpha_m (p,q) [p_q]$$
 sind nun zu analysieren.
 Zunächst geht es sich auf
 zurückföhrlich für $m = q$ da aus =
 sage $\lambda_q (p,q) [p_q] = 0$ exist,
 was wegen $[p_q] \neq 0$ auf

¹⁴⁵
 ist $\lambda_q (p,q) = 0$ realisiert werden
 kann d.h. von der acht Personen
 bleiben weitere vier leer, so daß
 sich die Analyse nur noch auf
 $\lambda_5 (5,6)$, $\lambda_5 (6,6)$, $\lambda_6 (5,5)$ und
 $\lambda_6 (6,5)$ zu reduzieren hat.
 z.B. für $\lambda_q (p,p) [p_p] =$
 $= \frac{1}{\alpha_p} \int_p [p_q] - \frac{1}{\alpha_q} \int_q [p_p] +$
 $+ [s_p] (1) [p_q] - [s_q] (1) [p_p]$
 und $\lambda_p (p,q) [p_q] = \frac{1}{\alpha_q} \int_q [p_p] -$
 $- \frac{1}{\alpha_p} \int_p [p_q] + [s_q] (1) [p_p] -$
 $- [s_p] (1) [p_q]$ können ganz
 auf die Hermitischen $[p] = [p]^*$
 der Kompositivitätspeits zurückge-
 führte Symmetriekorrekturen
 $\lambda_q (p,p) [p_p] + \lambda_p (p,q) [p_q] = 0$
 wenn der Randwert von der
 Hermitischen bedingungslos gleich
 und $[p]$ konvergenz ist, dann
 die unendlichen Kardinalzahlen =

¹⁴⁶
 Sküpfen in einem Markten Δ ist
 spezifiziert, denn es existiert ein
 metrisches Funktorenraum,
 in welchem der Raumraum
 ein Zustandsraum ist. Δ ist
~~metrisch~~ Eigenschaft der Metrik
 schärfen, Konvergenz
 im Raum des metrischen
 Messwertes zu sein, was in
 der Symmetriebedingung
 immer $\frac{\lambda(p,p)}{\lambda(p,q)} = \text{const}$ und
 daher auch $(\lambda(p,p))^{-1} [\lambda(p,q)] \cdot x =$
 = const. gelten und dies ist
 und für $\lambda(p,p) \sim [\lambda(p,q)]$ was
 ist. Mit $a = \text{const}$ und $b = \text{const}$
 kann also $[\lambda^{i,5}] = a [\lambda^{i,6}]$ und
 $[\lambda^{i,6}] = b [\lambda^{i,5}]$ gesetzt werden.
 Bedingung war $[\lambda^{i,5}] =$
 $[\lambda^{i,6}] \cdot x$ und setzt man $\lambda^{i,5}$

¹⁴⁷
 Rüdiger $[\lambda^{i,6}]$; $n = \lambda^{i,5}$ als Konstante
 variierende Konstante eines metrischen
 metrischen Feldes ein. Dann folgt
 $\lambda^{i,5}(5,6) \lambda^{i,5} = \frac{a}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} -$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} + a \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} + ab \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} -$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} - \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} = \left(\frac{a}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,5} - \right.$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} + (ab-1) \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} -$
 $\text{und } \lambda^{i,6}(6,5) \lambda^{i,6} = \frac{b}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} -$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} + ab \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} + b \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} -$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} - b \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} = \left(\frac{b}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} - \right.$
 $-\frac{1}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} + (ab-1) \lambda^{i,6} \lambda^{i,6} \text{ und}$
 aus der Symmetriebedingung folgt
 $a \lambda^{i,6}(5,5) + \lambda^{i,5}(5,6) = 0$ und
 $b \lambda^{i,5}(6,6) + \lambda^{i,6}(6,5) = 0$ weil
 auf jeden Fall $\lambda^{i,5} \neq 0$ bzw. $\lambda^{i,6}$
 konstant also ein konstantes
 darauf an, die beiden quadrati-
 schen aber partiellen ^{Mobius} Differenz
 gleichsetzen, erst dann
 $\left(\frac{a}{\lambda^{i,6}} \lambda^{i,5} - \frac{1}{\lambda^{i,5}} \lambda^{i,5} \lambda^{i,5}\right); \lambda^{i,5} + (ab-1) \lambda^{i,5} \lambda^{i,5} =$

$\lambda_5(5,6) \varphi^{\pm}$ und $(\frac{1}{\alpha_5} \varphi^{\pm} - \frac{1}{\alpha_6} \varphi^{\pm}) \cdot \varphi^{\pm}$
 $+ (a \cdot b - 1) \varphi^{\pm} \varphi^{\pm} = \lambda_6(6,5) \varphi^{\pm}$
 zu lösen, wobei das Kurvenpaar
 gleiche Forderung i des Intervall
 $1 \leq i \leq 6$ bei Dimensionen
 des R_6 hinreichend ist. Ist genau =
 triviale Charakteristik von den
 Komponenten bestimmt, die zu
 dem Hausfunktionskonvergenz
 Bereich gehören. Sind $\varphi^{\pm}$ und $\varphi^{\pm}$
 bekannt, kann werden die Gei-
 schungen $i \leq 4$ linear, sodass
 sind die quadratischen Glieder
 Wechselwirkungsglieder sind,
 die Konvergenzcharakter bei Kreis =
 funktionskonvergenz als ansehn =
 = endliche Selbstkonvergenz =
 linear, anfangs werden können.
 Im antikenmetrischen R_4 , kann
 Antikona, ist es bezeugen

149
 keine quadratischen Korrelationen, die
 zu Selbstkonvergenzen führen,
 weil die Gleichungen für $i \leq 4$
 linear sind. Die vier partiellen
 Konvergenzcharaktere für $i = 5$
 und $i = 6$ werden, weil von
 Konvergenz $\varphi_5^{\pm} = \frac{1}{\alpha_5} \varphi^{\pm} - \frac{1}{\alpha_6} \varphi^{\pm}$
 $\varphi_6^{\pm} = \frac{1}{\alpha_6} \varphi^{\pm} - \frac{1}{\alpha_5} \varphi^{\pm}$ und $a = a \cdot 1$
 zu $\varphi_5^{\pm} \cdot \varphi_5^{\pm} + \alpha (\varphi_5^{\pm})^2 =$
 $= \lambda_5(6,5) \varphi_5^{\pm} \cdot \varphi_5^{\pm} + \alpha \varphi_5^{\pm} + \alpha \varphi_5^{\pm}$
 $= \lambda_6(6,5) \varphi_6^{\pm} \cdot \varphi_6^{\pm} + \alpha \varphi_6^{\pm} + \alpha \varphi_6^{\pm}$
 $= \lambda_5(5,6) \varphi_5^{\pm} \cdot \varphi_5^{\pm} + \alpha (\varphi_5^{\pm})^2 =$
 $= \lambda_5(5,6) \varphi_6^{\pm} \cdot \varphi_6^{\pm} + \alpha (\varphi_6^{\pm})^2 =$
 4 Gleichungen liefert $\varphi_5^{\pm} (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm})$
 $+ \varphi_6^{\pm} (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm}) + \alpha (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm})^2 =$
 $= \lambda_6(6,5) (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm}) + \lambda_5(5,6) (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm})$
 $= (\lambda_6(6,5) + \lambda_5(5,6)) (\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm})$
 Hier kann offensichtlich $\varphi_5^{\pm} + \varphi_6^{\pm} = \varphi$
 als neue Zustandsfunktion und
 $\lambda_6(6,5) + \lambda_5(5,6) = \lambda$ als evident

Wieder Eigenwert-Eigenvektoren angegeben werden. Da $\psi_5; \varphi + \psi_6; \varphi = (\psi_5 + \psi_6); \varphi = \psi_6; \varphi$ mit λ dem Eigenwert $\psi_6 = \frac{1}{a-1} \psi_5 + \frac{1}{a} \psi_6$ ist, wiederum das mehrwertige Eigenwertproblem die Form $\psi_6; \varphi + a\varphi^2 = \lambda \varphi$ an. 28.2.61 Mit der Proportionalität und der Normalität ergeben sich auch für $\lambda q(p,p)$ [p,p] analoge Eigenwertgleichungen, deren quadratische Formeln für $i=5$ und $i=6$ nach Addition unter Verwendung von φ, ψ und a den Ausdrücken $(a\lambda_6(5,5) + b\lambda_5(6,6)) \cdot \varphi = -\lambda \varphi^2 - \psi_6; \varphi = -\lambda \varphi$ oder $a\lambda_6(5,5) + b\lambda_5(6,6) = -\lambda$ ergeben. Mit $\lambda = \lambda_5(5,6) + \lambda_6(6,5)$ ergibt sich aber, daß der gleiche Ausdruck durch die

151
Addition der beiden Symmetrischen = $a\lambda_6(5,5) + \lambda_5(6,6) = 0$ und $b\lambda_5(6,6) + \lambda_6(6,5) = 0$ entsteht, sodaß hier eine Formel vorliegt, aus der folgt, daß mit der Selektionsgleichung $\psi_6; \varphi + a\varphi^2 = \lambda \varphi$ auch $\psi_6 = \frac{1}{a-1} \psi_5 + \frac{1}{a} \psi_6$ und $\lambda = a - 1$ gelöst ist. Diese Lösung kann approximativ verwendet werden, indem der Selektionswert der entsprechenden Selektionsgleichung mit $\varphi \rightarrow a$ für infinitesimalen Hypercentralgleichung berücksichtigt wird. Für die Korrelationsgleichung gilt $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \varphi(n^2, n^2) = \varphi(x^2, x^2)$ und $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{1}{a_n} \psi_n = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ also $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \psi_6; \varphi = (a-1) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + (a-1) \frac{\partial^4}{\partial x^4}$ mit und die Koordinatenkorrelationsfunktion $(a-1)x = x^2$ begab.

ASL

15.2
(a-1) $y = x^2$ durchgeführt,
dann wird $\psi(x, x^2) = \psi(x, y)$
und es existiert die partielle Df-
funktionsgleichung $\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} =$
 $= \lambda \psi - \alpha \psi^2$. Für die Ko-
ordinaten gilt, weil $x_5 = i \varepsilon$
und $x_6 = i \eta$ ist, $\rho e x = \rho e y = 0$
so daß $\frac{\partial \psi}{\partial x} = x^2 + y^2 < 0$ bleibt,
 $\varepsilon = \sqrt{x^2 + y^2} = i \cdot \rho$ ist $\rho = 0$
nach imaginär. Aber für $\rho = 0$
wäre, daß ψ so beschaffen
ist, daß x und y nicht in der
Verbindung ε erscheinen,
also $\psi(x, y) = \psi(\varepsilon)$ ist,
wird eine Koordination heraus-
formulation der linken Seite
in der Form $\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} =$
 $= \frac{d\psi}{d\varepsilon}$ möglich, wodurch die
partiellen Differentialgleichung
in die in der letzten Zeile

Form $\frac{d\psi}{dx} = \lambda \psi - \alpha \psi^2$ ist separat.
 da das Eigenwert spektrale Diskret
 und reell sein muss also $\lambda = \lambda^*$
 gilt dies auch für α und λ sind
 auch α pure reelle Zahl ist, da
 $\xi = i\eta$ gilt, ist ψ als $\text{Re} u =$
 reelle Funktion zu erwarten.
 Es gilt $\lambda \psi - \alpha \psi^2 = -\alpha \left(\psi^2 - \frac{\lambda \psi}{\alpha} \right)$
 $= -\alpha \left(\left(\psi - \frac{\lambda}{2\alpha} \right)^2 - \frac{\lambda^2}{4\alpha^2} \right) =$
 $= \frac{\alpha^2}{4\alpha} \left(1 - \frac{\lambda^2}{\alpha^2} \left(\psi - \frac{\lambda}{2\alpha} \right)^2 \right)$. Ansatz:
 setzt man $\frac{d\psi}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\psi - \frac{\lambda}{2\alpha} \right)$. Wird die
 Transformation $w = \frac{\lambda}{\alpha} \left(\psi - \frac{\lambda}{2\alpha} \right)$
 verwendet, kann man die Form an
 herleiten, denn nimmt die Form an
 $\frac{dw}{dx} = \frac{\lambda}{2} (1 - w^2)$ stat. mit $\frac{dx}{dw} = \frac{1}{\frac{\lambda}{2} (1 - w^2)}$
 $w = \tanh x$ schließlich $x = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{1+w}{1-w}$
 Integration ergibt $x = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{1+w}{1-w} \right)$
 und $x = \text{ARTG } w = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{1+w}{1-w} \right)$
 mit Daten, wenn $A = \text{const}$ als
 Integrationskonstante benutzt wird

$\frac{1+\omega}{1-\omega} = A e^{\lambda z}$. Wegen $\omega = \frac{z}{\lambda} \psi - 1$
 und $\frac{1+\omega}{1-\omega} = p \cdot p$ nimmt die Lösung
 die Gestalt $\alpha \psi = A e^{i \lambda z} (1 - \alpha \psi)$
 an. ^{Umkehrung, siehe Lösungssatz}
 Es erscheint tatsächlich kom-
 plexe, denn für die Exponential-
 funktion gilt die Relation
 $e^{i \lambda z} = \cos \lambda z + i \sin \lambda z$.

Im allgemeinen Fall muß es auch
 $A = B + i C$ komplex angenommen =
 sein werden. Was noch $\psi = u + i v$
 verwendet, so besteht die Lösung =
 elementar, die Lösung in der
 spaltbare komplexen Formung

$$\begin{aligned} & B((\lambda - i u) \cos \lambda z + i v \sin \lambda z) - \\ & - B((\lambda - i u) \sin \lambda z - i v \cos \lambda z) + \\ & + i [C((\lambda - i u) \cos \lambda z + i v \sin \lambda z) + \\ & + B((\lambda - i u) \sin \lambda z - i v \cos \lambda z)] = \\ & = u + i v \end{aligned}$$

Stimmen, die Lösung
 in der Real- und Imaginärteil
 liefert die beiden in u und v

linearen Begleichungen $u \cdot (1 + B \cos \lambda z -$
 $- C \sin \lambda z) - v (B \sin \lambda z +$
 $+ C \cos \lambda z) = \lambda (B \cos \lambda z -$
 $- C \sin \lambda z)$ und $v (1 - B \sin \lambda z +$
 $+ B \cos \lambda z) + u (C \cos \lambda z + B \sin \lambda z)$
 $= \lambda (C \cos \lambda z + B \sin \lambda z)$, also

weil u und v zu gleichwertigen sind.
 Gilt $\sum_{k=1}^n a_{i,k} x_k = y_i$ mit $1 \leq i \leq n$,
 und ist $A = (a_{i,k})_{i,k} \neq 0$, dann be-
 steht die

lineare Gleichungssysteme der Lösung
 $x_k = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n y_i A_{i,k}^m$ mit dem Wert
 1. Grades $A_{i,k}^m \sim (-1)^{i+k}$ (siehe K. 2. Teil)

2. 3. 61. Das lineare System der Lösung
 ist $a_{1,1} u + a_{1,2} v = c_1$, $a_{2,1} u +$
 $+ a_{2,2} v = c_2$ oder $u = \frac{1}{a} (c_1 a_{2,2} -$
 $- c_2 a_{1,2})$ und $v = \frac{1}{a} (c_2 a_{1,1} - c_1 a_{2,1})$
 mit $a_{1,1} = 1 + B \cos \lambda z - C \sin \lambda z$,
 $a_{1,2} = -B \sin \lambda z - C \cos \lambda z$,
 $a_{2,1} = C \cos \lambda z + B \sin \lambda z$,
 $a_{2,2} = 1 - C \sin \lambda z + B \cos \lambda z$

so oder $c_1 = \lambda (B \cos \lambda r - C \sin \lambda r)$

und $c_2 = \lambda (C \cos \lambda r + B \sin \lambda r)$

Für die Integrationskonstante folgt

$$a = 1 + B^2 + C^2 + 2(B \cos \lambda r - C \sin \lambda r)$$

und schließlich nach der Integration

$$w = B \cos \lambda r - C \sin \lambda r \quad \text{für}$$

den Realteil der Zustandsfunktion.

$$w = \lambda \frac{1 + B^2 + C^2 + 2w}{B \sin \lambda r + C \cos \lambda r}$$

Integrierteil $v = \lambda$

4.3.61 Die Exkreise der Zustands-

funktion ψ liegen bei $\frac{d\psi}{dr} = 0$

$$= \frac{1}{dr} + i \frac{dw}{dr} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{dw}{dr} = 0$$

und $\frac{dw}{dr} = 0$. Aus $\frac{dw}{dr} = 0$ folgt

$$(1 \pm B^2 \pm C^2) \frac{dw}{dr} = 0 \quad \text{oder} \quad B \sin \lambda r +$$

$+ C \cos \lambda r = 0$, sodass die

Exkreise von ψ bei $\lambda r = 0$

$$= -\frac{C}{B} \quad \text{liegen.} \quad \text{Wird} \quad \frac{dw}{dr} = 0 \quad \text{oder}$$

umgekehrt, so oder anders sieht

4.4... Die Exkreise sind periodisch

Wiederkehrende Linsen.

157
Einsprechend wird aus $\frac{dw}{dr} = 0$ die

$$\text{Bedingung } w(1 + B^2 + C^2) = -2(B^2 + C^2)$$

da sich wegen $\psi = u + i v$ also

man von u mit den Exkreisen von v

beziehen können, ist in der ersten

den Bedingung für v mit $\lambda r =$

$$= -\frac{C}{B} \quad \text{gilt periodisch, was}$$

$$B^2 + C^2 = 1 \quad \text{bedeutet.} \quad \text{Aber, exakt}$$

nicht nach Folgerungen $\frac{dw}{dr} = 0$

d. h. die Linsen von ψ liegen

auch mit den Wendepunkten

von v . Die Aussage $B^2 + C^2 = 1$

gestattet weitere Rückschlüsse

auf die Integrationskonstante

weil es gilt nur die Maximalen

von $B < 1$ und $C < 1$ oder

$$B = 1 \quad \text{und} \quad C = 0 \quad \text{bzw.} \quad B = 0$$

und $C = 1$. Auf jeden Fall ist

$$\text{wegen } A = B + i C \quad \text{stets } A \cdot A^* =$$

$$= B^2 + C^2 = 1 \quad \text{und} \quad \text{die betonen}$$

$$\begin{aligned}
 \psi \cdot \psi^* &= A e^{i\lambda r} (\lambda - \psi) [A e^{i\lambda r} \\
 &= A A^* (\lambda - \psi) (\lambda^* - \psi^*) = \\
 &= \lambda^2 + \psi \psi^* - \lambda (\psi + \psi^*) \text{ also} \\
 &= \frac{\lambda}{2} \text{ weil } \lambda = \lambda^* \text{ und } \psi + \psi^* = \\
 &= 2u \text{ ist. } u = \frac{\lambda}{2} \text{ wird weil} \\
 &B^2 + G^2 = 1 \text{ auch direkt anhand} \\
 &\text{aus } u = \lambda (B^2 + G^2 + u) \cdot (1 + B^2 + G^2) \\
 &+ 2u)^{-1} \text{ unter Berücksichtigung} \\
 &\text{eine von } B^2 + G^2 = 1 \text{ folgt also} \\
 &\text{aus } \lambda r = -G/10 \text{ die Eigen-} \\
 &\text{werte des Spektrums zu einem} \\
 &\text{werden, doch müssen hier} \\
 &\text{auch weitere Aussagen über} \\
 &B \text{ und } G \text{ gemacht werden.} \\
 &\text{Da } \frac{G}{B} \geq 0 \text{ angenommen werden} \\
 &\text{darf und } -\frac{G}{B} \lambda r = \lambda r (-\lambda r) \\
 &\text{ist, wird } 1 + \frac{G^2}{B^2} (-\lambda r) = |\cos^{-2}(-\lambda r)| \\
 &= 1 + \frac{G^2}{B^2} \text{ und } \frac{1 + \cos^2(-\lambda r)}{B^2} = \\
 &= \frac{1 + \sin^2(-\lambda r)}{B^2} = 1 + \frac{B^2}{G^2} \text{ oder} \\
 &\cos \lambda r = B \text{ und sin } \lambda r = -G.
 \end{aligned}$$

8.3.61 Die Funktion ψ
 muß als Zustandsfunktion über
 eukleider Zustände interpretiert
 werden, deren Definitionsbereich
 die gesamte xy -Ebene für
 sechs der $\mathbb{R}_4$ ist. Der gesamte
 ψ in einem bestimmten Punkt
 Akzentuieren existiert und
 $\psi(\xi) = \psi(x, y) = \cos$
 ist, muß der Kosinus $= \left(\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}\right)$
 Quotienten in dieses Ebene
 Es genügt $\int_E \psi^* \psi^* dx dy =$
 erfüllt sein. Die diese Ebene
 zunächst zweifachgedacht
 werden kann und das Integral
 kann der ganzen Ebene in
 eukleider ist wird $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi^* dx dy$
 $= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \psi^* \psi^* dx dy = 1.$
 nach dem Differentialquotient gilt

also aber $\frac{d\psi}{dz} + \psi^2 = \lambda \psi$, was
 $\psi^2 = \psi \cdot \psi^*$ im Komplexen
 Fall ist. Dann wird aber der
 Integral zu $\psi \psi^* = \lambda \psi$
 $-\frac{d\psi}{dz}$ und nicht $\lambda - \sum \cos v$
 sowie $\frac{d\psi}{dz} = \sum \sin v$, also
 $dx \cdot dy = \frac{\partial(x,y)}{\partial(\xi,\eta)} \cdot d\xi \cdot d\eta =$
 $= \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{d\xi}{dz} \frac{d\eta}{dz} \frac{\partial(x,y)}{\partial(\xi,\eta)} \cdot d\xi \cdot d\eta$
 $= \sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\lambda \psi - \frac{d\psi}{dz} \right) \frac{\partial(x,y)}{\partial(\xi,\eta)} \cdot d\xi \cdot d\eta$
 $= -2\pi \int_0^{\infty} \left(\lambda \psi + i \frac{d\psi}{dz} \right) \cdot r \, dr$
 weil $\sum_{\nu=0}^{\infty} \sin v$ und $0 \leq r < \infty$
 aber $0 \leq v \leq 2\pi$ ist. Wir
 im rein Integralen $\psi = u + iv$
 mit $u = \frac{\lambda}{2} \cos v$, dann
 $\frac{d\psi}{dz} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left(\frac{\lambda^2}{2} - \frac{d^2\psi}{dz^2} + i \left(\lambda v + \frac{d\psi}{dz} \right) \right) r \, dr$
 ist, was $\frac{d\psi}{dz} = 0$, also
 nach Spaltung in den Real-
 und Imaginärteil $\int_0^{\infty} \left(\frac{\lambda^2}{2} - \frac{d^2\psi}{dz^2} \right) r \, dr$
 $= -\frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} v \cdot r \, dr = 0$.

ist das meromorphe Integral $\psi =$
 bestimmt geschrieben, dann gilt
 $\int \left(\frac{\lambda^2}{2} - \frac{d^2\psi}{dz^2} \right) r \, dr = \frac{\lambda^2}{4} r^2 - \int r \frac{d\psi}{dz} dr$
 $= \frac{\lambda^2}{4} r^2 - \lambda v + \int v \, dr$. Hierin ist
 $v = \frac{1}{2} (B \sin \lambda r + C \cos \lambda r)$
 $= \frac{1}{2} (1 + \cos)^{-1} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \ln(1 + \cos)$
 $= -\frac{1}{2} (1 + \cos)^{-1} \frac{d\cos}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \ln(1 + \cos)$
 also $\int \left(\frac{\lambda^2}{2} - \frac{d^2\psi}{dz^2} \right) r \, dr = \frac{\lambda^2}{4} r^2 -$
 $- \lambda v - \frac{1}{2} \ln(1 + \cos) + \text{const.}$
 Als bestimmtes Integral gilt
 $\int_0^{\infty} \left(\frac{\lambda^2}{4} - \frac{d^2\psi}{dz^2} \right) r \, dr = \frac{\lambda^2}{4} S^2 - S v(S)$
 $= \frac{1}{2} \ln(1 + \cos(S)) + \frac{1}{2} \ln(1 + \cos(0))$
 denn es ist $v(0) = \frac{\lambda}{2} \cos(1 + B) < 0$
 also $v = 0$ für $r = 0$. Da
 $v(0) = B$ ist und von dem In-
 tegral der Wert $-\frac{1}{2\pi}$ der Wert
 des meromorphen Integrals $S \rightarrow 0$
 ist, folgt $\frac{1}{2\pi} \ln(1 + \cos(S)) =$
 $\lim_{S \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{2\pi} + \frac{1}{2} \ln(1 + B) \right) =$
 $= \lim_{S \rightarrow 0} \left(\frac{v}{S} + \frac{1}{2S} \ln(1 + \cos) - \frac{\lambda^2}{4} \right) = 0$

wegen $\cos \lambda \rho = \cos i \lambda \rho$ mit

$$i \sin \lambda \rho = \sin i \lambda \rho \quad \text{so dass}$$

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = 1 \quad \text{oder} \quad \lim_{\rho \rightarrow \infty} \cos^{-1} \lambda \rho =$$

$$= 0 \quad \text{wobei} \quad \frac{1}{\rho} \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$+ \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

$$= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \log \lambda \rho$$

163
Aus diesem Grunde und weil
in der Bedingung der Konvergenz
nämlich $\log \lambda \rho = -\frac{1}{\rho}$ das
Produkt $\lambda \rho$ auftritt, ersieht
es zweckmäßig, die Reihe
relativ zu der Folge
 $\lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{2} \log(1+B) \right) =$
 $= \lim_{\rho \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho} \log(1+B) \right) =$
 $= \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\rho}$ anzusetzen. Da
 $\lim_{\rho \rightarrow \infty} \lambda = 0$ ist, kann $\lim_{\rho \rightarrow \infty} \lambda \rho =$
 $= \alpha = \text{const} < \infty$ angenommen
werden, wenn λ in jeder
Ordnung gegen Null konvergiert.
Diese Art der Konvergenz ist
aber für die Konvergenz des
starkes angenommen, dass aus
da $\lambda \rho = -\frac{1}{\rho}$ folgt, und
folglich $\lambda \sim \frac{1}{\rho}$. Mit dem
Grenzwert α wird dann

164 $\frac{2}{\alpha} \left(\frac{1}{2\pi} + \frac{1}{2} \ln(1+B) \right)$

$$= \lim_{S \rightarrow \infty} \left(B \sin \lambda r + C \cos \lambda r \right) \cdot \frac{1}{\alpha} \left(1 + \cos \right)^{-1} + \frac{1}{\alpha} \lim_{S \rightarrow \infty} \ln(1+w) - \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha} \lim_{S \rightarrow \infty} \ln(1+w)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} + \frac{1}{2} \ln(1+B) &= \lim_{S \rightarrow \infty} \left(S \cdot r + \frac{\lambda^2}{4} S^2 \right) = \\ &= \frac{\alpha}{2} \left(B \sin \alpha + C \cos \alpha \right) \cdot (1-B \cos \alpha + \\ &+ C \sin \alpha)^{-1} - \frac{\alpha^2}{4} + \frac{1}{2} \ln(1+B \cos \alpha - \\ &- C \sin \alpha) \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \ln 2 - \frac{\alpha^2}{4} \quad \text{weil } \tan \alpha = -\frac{C}{B}$$

also $\sin \alpha = -C$ und $B^2 + C^2 = 1$
 $\cos \alpha = B$ und $B^2 + C^2 = 1$

Man hat dann

$$\frac{\alpha^2}{2} = -\frac{1}{\pi} - \ln \frac{1}{2} (1+B)$$

$$\alpha = \sqrt{2 \left(\frac{1}{\pi} + \ln \frac{1}{2} (1+B) \right)}$$

$$\sin \alpha = -C \quad \text{und} \quad \cos \alpha = B$$

Einsetzen in

$$-C = \sin iD = \frac{1}{2} \sin(-D)$$

$$= i \cdot \sin D \quad \text{da} \quad \sin \alpha = -C$$

bleibt für $B = -1$ hätte D wegen

$\ln 0 \rightarrow -\infty$ eine Klammer =
 Klammerstelle, was aber mit $B =$
 $= \cos iD = \cos D$ im Widerspruch
 stünde) auch stets $D > 0$ reelle
 sein. Da C aber ebenfalls als
 reelle Zahl vorausgesetzt wurde,
 liefert $i \sin D = -C$ einen Widerspruch,
 der nur durch $\sin D = 0$
 also $C = 0$ aufgehoben werden kann
 Es verbleibt noch $C = 0$ mit
 auch $B^2 = \cos^2 D = 1 + \sin^2 D$
 $= 1$, nach dem Theorem
 $\cos^2 D - \sin^2 D = 1$ der
 Hyperbelfunktion, also $B = \pm 1$
 was aber bei negativer Lösung
 wegen der Singlewertigkeit bei
 $B = -1$ auffällt. Einsetzen
 ergibt wiederum für die Funktionen
 der konstanten der reellen

Wert $A = +1$ setzt sich für
 die Lösung der Zustandsgleichung

$$\Psi = \bar{r} \cdot \lambda \cdot r + \bar{r} \cdot \lambda^2 \cdot r - 1$$
 ergibt, wenn $\Psi = \frac{1}{2}$ gilt. Für
 ganz verwendet wird. Die
 Zusammenhang der Eigen-
 werte λ mit $r = 0$ und $\lambda r = +1$
 kann in dieser Hinsicht aus-
 drück. $\lambda \cdot r = 2 \cdot n \cdot \pi$ also
 ganzzahlige Ordnung aller affek-
 tiven, was für die Lösung der
 Zustandsgleichung $\Psi = e^{i 2 n \pi} \cdot \bar{r} + e$

$$= (-1)^{2n} \cdot (1 + (-1)^{2n})^{-1} = \frac{1}{2}$$
 ergibt, wobei $2 \cdot n \cdot \pi =$

$$= (-1)^{2n} = +1$$
 und
 für $2 \cdot n \cdot \pi = \frac{2\pi \cdot 135}{360}$ ist für $\lambda > 0$
 eine hypothetische akustische - pure -
 lechale Elementarläure, deren
 Wert $\Psi \geq \frac{1}{2}$ oder λ gesetzt
 werden muss, wenn diese

den Eigenwertspektrum für $\lambda = 0$
 in einem kontinuierlichen Akustik-
 spektrum liegen, was aber $\frac{1}{2}$
 der Normierung des Zustandspe-
 cators (Begriff des Zustandspektrums)
 und der Konvergenz der Eigenfunk-
 tionen im Widerspruch stehen.
 Die Existenz der metrischen
 Funktionenraumes bezog. der
 abstrakten Funktionenraumes
 also die Lage der Knoten-

$$\left[\frac{1}{2} \right] = \left[\frac{1}{2} \right]$$
 schiedensachen besaß das
 Elementare in einem der-
 selben. Punktspatium, für
 das man die Existenz
 einer transformativen Diskon-
 tinuität, also die Existenz
 eines unverschobenen
 Elementarläure $\lambda = \text{const} > 0$
 im Falle einer konstanten

ten, wenn wir keine $\lambda_{n, 5}^{(i)}$ die diskontinuierlichen $\lambda_{n, 5} = \frac{1}{a}$ vermeiden.

11.3.61 Es bleibt noch übrig, die weiteren Analyse die beiden Proportionalitätsfaktoren a und b zu bestimmen. Es ist

Messung Zwecke wird zur Kürzung, als weitere metrische

Zustandsfunktion $f_{-}^{(i)} = [5, 5]$; ausgeführt und, dies bedeutet, $[5, 5] \cdot n = \frac{1}{a} f_{-}^{(i)}$ und $[6, 6] \cdot n = b [5, 6]$; $n =$

$= \frac{b}{a} f_{-}^{(i)}$. Was weiter gilt

Kürzung $\lambda_1 = \lambda(5, 5)$ und

$\lambda = \lambda(6, 6)$ wobei wir auf a und b an dem Faktor a und b zu berücksichtigen

folgt $a \lambda_1 f_{-}^{(i)} = \left(\frac{1}{a} f_{-}^{(i)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(i)} \right)$; $f_{-}^{(i)} = \frac{1}{a} f_{-}^{(i)} f_{-}^{(i)}$ und

$b \lambda_2 f_{-}^{(i)} = \left(\frac{1}{a} f_{-}^{(i)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(i)} \right)$; $f_{-}^{(i)} = \frac{1}{a} f_{-}^{(i)} f_{-}^{(i)}$

169. Diskontinuitäten für $i = 5$

und $i = 6$ mit $\lambda = a \lambda_1 + b \lambda_2$

so wie $f_{-} = f_{-}^{(5)} + f_{-}^{(6)}$ ergibt

$\lambda f_{-} = \left(\frac{1}{a} f_{-}^{(5)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(6)} \right) + \left(\frac{1}{a} f_{-}^{(6)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(5)} \right)$

$= \frac{1}{a} (f_{-}^{(5)} + f_{-}^{(6)}) + \frac{1}{b} (f_{-}^{(6)} - f_{-}^{(5)})$

$= \frac{1}{a} f_{-}^{(5)} + \frac{1}{b} f_{-}^{(6)} + \frac{1}{b} f_{-}^{(6)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(5)}$

$= \frac{1}{a} f_{-}^{(5)} + \frac{1}{b} f_{-}^{(6)} + \frac{1}{b} f_{-}^{(6)} - \frac{1}{b} f_{-}^{(5)}$

Wird $\lim_{i \rightarrow 0} f_{-} = \psi$ und

$\lim_{i \rightarrow 0} \frac{1}{a} f_{-} = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ entspricht, dann

wird das partielle Differential für

partiellen Differential, entsprechend

$-\frac{1}{a} \cdot \psi = \left(\frac{1}{a} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \left(\frac{1}{b} \right) \frac{\partial \psi}{\partial y} +$

$+\frac{1}{a} \psi^2 = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{1}{a} \psi^2$. Mit

ψ und $\psi' = \frac{1}{a} \psi$ wird dann

$\frac{d\psi}{dx} + \psi'^2 = -\frac{1}{a} \psi$. Mit

$\lambda = -1$ geht aber diese Differentialgleichung in die Form

$n = \cos(n^{\frac{1}{2}})$ ist. Addition bzw. Subtraktion dieser beiden Selektionsgleichungen liefert $((a^2 \pm 1)j_{66} \pm (b^2 \pm 1)j_{55} - 2(a \mp b)j_{56}) \cdot n = \cos(n^{\frac{1}{2}}) \pm \cos(n^{\frac{1}{2}})$.
 In dieser differenzierenden Komposition des Fundamentalspektros sind bei Transparenz Hermitesche Funktionen aus von $\lambda^{\frac{1}{2}}$ und $\lambda^{\frac{1}{2}}$, die aber auch von a und b abhängen können, weil diese Konstanten nur die Symmetriebegrenzungen berücksichtigen. Demnach kann die Gleichung mit $\cos(n^{\frac{1}{2}}) \pm \cos(n^{\frac{1}{2}}) = 0$, also $(a^2 \pm 1)j_{66} + (1 \pm b^2)j_{55} - 2(a \mp b)j_{56} = 0$ erfüllt werden. Da die Kompositionen des Fundamentalspektros nun alle verschieden sind, ist das

mit $a^2 \pm 1 = b^2 \pm 1 = a \pm b$ möglich und das wiederum erhaltet mit $a^2 = \mp 1$ bzw. $b^2 = \mp 1$.
 Da $-b^2 = x^2 + y^2 = -(x^2(b-1)^2 + y^2(a-1)^2)$ gilt und b definiert, sozusagen, weil seine reelle Natur ausfallen von einer Reihe $a^2 = b^2 = -1$, so daß mit $a = b = \pm 1$ richtig bleibt. Da $a = b = +1$ die Eigenwerte $g = 0$ bedingt würde, können wir auch $a = b = -1$ in Betracht war $g = \frac{1}{2}\sqrt{x^2 + y^2}$, sowie $\lambda_5(5,6) \cdot g_n = \lambda_6(5,5) g_n = \lambda_5(5,6) g_n$ und $\lambda_6(6,5) g_n = \lambda_5(6,6) g_n = \lambda_6(6,5) g_n$ für die Eigenwertespektren gilt. Diese ist aber die Transparenz Gleichung, die zwei Randbedingungen $0 \leq n_1 < \infty$

176 vollständig bestimmt, sodass
 mit der ² Austausch - euklektischen
 Elementarumlänge ε ganz $\text{haus} =$
 frühe Zustandsgrößen $H_{(1,2)n} =$
 $\sim \varepsilon \cdot n_{1,2} \cdot \varepsilon$ ausgeprägt war -
 den Kernen, von denen die Kon-
 densationssphären bei Transpi-
 rations-Hermetik in den se-
 matischen Archilektaren-
 ketten $\rho_{(3,4)}$ jenseits des R_4
 vollständig beschrieben werden.
 Da bei einfacher Hermetik
 in $\rho_{(3)}$ oder $\rho_{(4)}$ nur Kern-
 funktionelle Reaktionsphänomene
 existieren, also keine Ho-
 rizen Kondensationsstufen,
 aber diese Kondensationsstufen
 erscheinend, wenn $\rho_{(3)}$ und $\rho_{(4)}$
 hermetisch werden, muss an-
 genommen werden, dass

diese Höhen sind eine Sekunde = 177
 Kondensation bei hausfunkt. Her-
 metik entstehen. Andererseits
 hat aber die einfache Hermetik
 mit in $\rho_{(4)}$ einen semantischen
 Kern als latente Teilspotenz,
 sodass ^{statisches Teil} ~~ausgewähltes~~ worden auf-
 der diese latente Teilspotenz
 eine Hermetik in $\rho_{(3)}$ indu-
 ziert, was immerherbar zur
 Selbstkondensation bei ~~haus-~~
^{Fortsetzung siehe Seite 191} ~~früher~~ ~~Hermetik~~
früher Hermetik führt. ~~191~~
 17.4.61. Es versteht sich nach der
 halten der Partialkondensations-
 bei hausfunkt. Hermetik in $\rho_{(4)}$ und
 sachen. $\text{haus} \text{ gilt } \varepsilon \rho_{(4)} = \varepsilon \rho_{(4,v)} -$
 wenn (μ, v) die Lage in $\rho_{(4,v)}$ be-
 für die hermetischen Kondensate-
 ren der hermetischen äußeren $\rho_{(4)}$
 wenn gar Kühlung $\varepsilon \rho_{(4,v)} = \varepsilon \rho_{(4)}$

178 bewirkt $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 während $\vec{p} + \vec{p}_g = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 aber $\vec{p} \leq 0$ oder $\vec{p} = 0$. In anderen
 $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 (hier ist $\vec{p}$ der Spinfeldvektor =
 für den Korrelationsvektor
 $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 Korrelationsvektor $\vec{p} + \vec{p}_g = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 also $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 transformierten korrelativen
 Bereich bildet den Bereich
 $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$ $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_g$
 punkte aus, die als Kompo-
 nenten des metrischen
 Rotors vom Spinfeldvektor
 aufgefächert werden müssen
 und erklären diesen Rotor
 mit den korrelativen Be-

reichen, sowohl in der physikalischen
 Zusammenhang mit der korrelativen
 schen Kristall des betreffenden
 Korrelationsvektors aus
 stehen muß. In die Hyperstruktur
 für einen metrischen Tensor
 metrisch durch die Pseudoselektoren
 befreit ist, was das Selektoren
 $\vec{p}$ gibt Folge hat, denn eine Folge-
 orientierung überlagert, aber an-
 dererseits eine Spinfeldorientierung
 als Orientierung des metrischen
 Feldes aufzufassen ist, muß
 die metrische Rotation des
 Spinfeldvektors in transformierten
 korrelativen Bereich des kor-
 metrischen Kristalls $\vec{p} + \vec{p}_g$
 gen der Spinfeldvektoren
 wodurch die Spinfeldvektoren
 Feldvektor für $\vec{p} - \vec{p}_g$

180 Protokoll für $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z}$ geteilt =
 Faktor erscheint. Da $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z} \cdot n =$
 $= \text{const}(\mathbb{R}_4)$ im Bogen auf die
 antikommutativen Euklidischen Korollar
 erscheint (die antikommutative
 Korollar $\mathbb{R}_4$ kann im Bogen auf
 die transformierte Hermitesche als
 Antisymmetrie bezeichnet werden)
 und $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z} \cdot \mathbb{F}_p = \mathbb{F}_p$ ist unip
 auch $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z} \cdot \mathbb{F}_p = \text{const}(\mathbb{R}_4)$
 sein. Ist auch $\mathbb{F}_p \leq 4$, dann
 ist diese Bedingung aus $\mathbb{F}_p$
 $\mathbb{F}_p = \sum_{m=1}^6 \mathbb{F}_p(\mathbb{Z}, \mathbb{Z}^6) \cdot \mathbb{Z}^m$
 zu erfüllen wobei, wegen der
 Hermiteschen von $\mathbb{F}_p$ Antisymmetrie
 hat die Symmetrie $\mathbb{F}_p(\mathbb{Z})_m =$
 $\mathbb{F}_p$ selbst ist, antikommutativ
 $\mathbb{F}_p^{(m)} \mathbb{Z}$ dieses Gesetz wirkt.
 $\mathbb{F}_p > 4$, dann in $\mathbb{F}_p$ Fall
 würde $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z}$ eine lineare Abh.

181 Hauptpolynom von $\mathbb{R}_4$ aufweisen, was aber im Widerspruch mit der
 Voraussetzung steht. Auf diesen
 Punkte $\mathbb{F}_p = a \cdot \mathbb{F}_p = \text{const}$
 auszuweisen werden, voraus, dass
 Antikommutativ $\mathbb{F}_p + \mathbb{Z} = a + \mathbb{Z} \cdot \text{const}$
 für $\mathbb{F}_p \leq 4$ und $\mathbb{F}_p \leq 6$ aber
 $\mathbb{F}_p - \mathbb{Z} = 0$ resultiert. Für $\mathbb{F}_p$
 transformierten Korporationen
 gilt $\mathbb{F}_p = \mathbb{F}_p + \mathbb{Z} \cdot \mathbb{Z}^6$
 und $\mathbb{F}_p - \mathbb{Z} = a \cdot \mathbb{Z} - a \cdot \mathbb{Z} = \text{const} \neq 0$
 resultiert. Nach Hermiteschen
 Beziehung gilt $a \cdot \mathbb{Z} - a \cdot \mathbb{Z} =$
 doch $\mathbb{F}_p$ eine $\mathbb{Z}^6$
 Antisymmetrie $a \cdot \mathbb{Z} \neq a \cdot \mathbb{Z}$ für
 die transformierten Korporationen
 zugelassen werden. Mit diesen
 Aussagen über $\mathbb{F}_p$ (die Lage in $\mathbb{F}_p$
 ist bekannt) können nunmehr

182 Die fundamentalen Konstanten =
 seien $[\begin{smallmatrix} x & x \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}]$ Invertiert
 werden. Für ihre Komponenten
 gilt $[\begin{smallmatrix} i & i \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot (i) [s, v, e]$
 und sein Kovariant
 $[\begin{smallmatrix} s & s \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) = \frac{1}{2} (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2})$
 für alle Komponenten $\frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot n = \text{const.}$
 gilt. Trotz $\frac{\partial^2}{\partial x^2} \neq \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2}$ ist also
 $[\begin{smallmatrix} i & i \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) = [\begin{smallmatrix} e & e \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda)$, weil die
 invarianten, kovarianten
 unter Komponenten keinen Ein-
 fluss auf die hermitesche Ko-
 varianten haben, auch geht man
 auf Grund der unitaritätssachen
 Eigenschaften $[\begin{smallmatrix} i & i \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) = 0$
 für $\lambda \leq 4$ und $\lambda \leq 6$, was
 in den Folgerungen aus
 auch $[\begin{smallmatrix} i & i \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) \neq 0$ für be-
 10.4.61. Konstante $K_{(\mu, \nu)}$ erfüllt

183 Rückwärtigen Blick. Bei
 $\Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} ; [\begin{smallmatrix} x & x \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}] = \Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} \times [\begin{smallmatrix} x & x \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}]$
 ist mit $\text{sp } \Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} ; [\begin{smallmatrix} x & x \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}] = \Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)}$
 $\cdot [\begin{smallmatrix} x & x \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}]$ ein unitäres Produkt =
 linearelemente erzeugt, weil
 $\text{sp } \Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)}$ hermitesch ist aber
 nicht $\Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)}$. Mit der Definition
 der Konstanten-Komponenten auf
 Kovariante hermitesche Formen
 ist bewiesen dass gilt Diskurs
 stehende Systeme von Selektoren
 für $\Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} ; [\begin{smallmatrix} m & m \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) =$
 $\Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} ; [\begin{smallmatrix} m & m \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda)$ bedingt,
 während sich das Kompositum
 gesetzt $[\begin{smallmatrix} m & m \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}] = \sum_{\mu, \nu} \Lambda_{(\mu, \nu)}^{(x, \lambda)} [\begin{smallmatrix} m & m \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda)$
 wegen $[\begin{smallmatrix} m & m \\ \mu & \mu \end{smallmatrix}](x, \lambda) = 0$ von selbst
 ergibt. Die Einheiten des Raum-
 10.4.61. Konstante $K_{(\mu, \nu)}$ erfüllt

157 wegen der unangewiesenen, da-
 verschiedenen Kompositionen des $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ -
 Brackets. ~~Brackets~~ $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ ist gleiches
 wie im Kompositionsfeld $\mathcal{F}(\mu, \nu)$
 $\mathcal{F}(\mu, \nu) = \mathcal{F}(\mu, \nu) + \mathcal{F}(\mu, \nu)$, also $\mathcal{F}(\mu, \nu)$
 des Brackets des quadratischen $\mathcal{F}(\mu, \nu) =$
 $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ formal
 von $\mathcal{F}(\mu, \nu) = \mathcal{F}(\mu, \nu)$ abhängt.
 Wenn $\mathcal{F}$ mit ein einziges Element
 $\mathcal{F}(\mu, \nu) \neq \mathcal{F}(\mu, \nu)$ enthalten wäre,
 alle $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ Elementen
 verschwinden, dafur kann der
 Kopplungsoperator kein von
 Null verschiedenes Glied mehr
 enthalten, was grundlegend.
 $\mathcal{F}(\mu, \nu) = \mathcal{F}(\mu, \nu)$ gilt
 Folger hat und damit wird
 das Selektionsystem der Partial-
 Kompositionen mit $\mathcal{F}(\mu, \nu) =$

gen des Kompositionsfeldes $\mathcal{F}(\mu, \nu) = 185$
 henken werden, was in diesem Fall
 zu priori zu erwarten wäre.
 Tatsächlich wäre dieser Fall
 aber mit $\mathcal{F}(\mu, \nu) = \mathcal{F}(\mu, \nu)$ realisierbar
 wenn $\mathcal{F}(\mu, \nu) \neq \mathcal{F}(\mu, \nu)$
 wäre, wegen $\mathcal{F}(\mu, \nu) = \mathcal{F}(\mu, \nu) \times \mathcal{F}(\mu, \nu)$
 von mehreren $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ verschiedenen
 Charakterselektoren definiert,
 die in $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ von Null ver-
 schiedene Elemente erzeugen.
 Immer dann, wenn mehrere $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ -
 Werte existieren mu also eine
 Kopplungsoperator $\mathcal{F}(\mu, \nu)$, $\mathcal{F}(\mu, \nu) \neq$
 $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ existieren, der im Selekt-
 ionsystem der Partialkomposi-
 tionen als ein Kompositionsfeld
 aufgefahrt werden kann, welches
 das ganze Kompositionsfeld formal
 analoge $\mathcal{F}(\mu, \nu)$ gestatzt wird.

188
 $\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial x} = T$ total
 nämlich $T' + T^2 + T' = \lambda \cdot T$ und
 diesen Ausdruck setzt für $T \rightarrow 0$,
 also die Kopplungsfreiheit in
 den Adäquaten des Kompos-
 sitionsfeldes über. Es gilt

$$T' = \lambda T - T^2 - T' = -(T - \frac{\lambda}{2})^2 + \frac{\lambda^2}{4} - T'$$

ist, dann $\omega = T - \frac{\lambda}{2}$ und
 $B(\xi) = \frac{\lambda^2}{4} - T$ als neue
 Kopplungsfunktion eingeführt
 wird. Damit wird

denn die approximative
 Differentialgleichung auf
 die Form $\omega' + \omega^2 = B$ ge-
 bracht. Diese Beziehung wird

12.4.61 für $B \rightarrow \frac{\lambda^2}{4}$ als $T \rightarrow 0$
 Kopplungsfrei und damit lös-
 bar. Die Lösung nach sich dann
 mit der des Kompositionsfeldes

decken, doch ist auch dann eine 18,
 elementare Lösung möglich, wenn
 die Kopplungsfunktion $F' = F'_0 = a$
 $\neq 0$ ist, was $B = \frac{\lambda^2}{4} - F'_0 = a \neq 0$
 zur Folge hat. Für $a = \text{const}$ ist
 mit $\omega' = a - \omega^2 = a(1 - \omega^2)$
 mit $y = \frac{2\omega}{\sqrt{a}}$, also $y' = (1 - y^2)$
 was nach $y = \text{tg} \xi$ und $Ta = a$
 gilt $y' = a$ oder $y = a \xi$ oder
 wegen $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right)$ oder dem
 nach $\frac{a + \omega}{a - \omega} = A e^{2a\xi}$ oder $\omega =$
 $= a (A e^{2a\xi} - 1) \cdot (A e^{2a\xi} + 1)^{-1}$
 und ganz ist hier wegen $B = a$
 für $\omega = \omega_a$ setzen. Wird in
 angenommen, dass F' etwas ver-
 iert, beacht, dass $F' = F'_0 + \Delta F$ eine
 sehr schwache aber von Null ver-
 schiedene Verlauf zeigt, dann
 wäre die lineare Approxima-
 tion $\omega \approx \omega_a + \Delta \omega_a$ die linear ap-
 proximative Lösung, von $\omega' + \omega^2 =$

190 im Falle sehr schwacher Korrelation $\Delta a \approx 0$. Für die Abweichung von Δw_a und die Differenz der Änderung von w_a berechnen, wenn a um Δa variiert. Es ist $\Delta w_a / \Delta a = \frac{\Delta w_a}{\Delta a} = \frac{\Delta a}{\Delta a} = 1$.
 $= \frac{1}{2a} \cdot \frac{\Delta w_a}{\Delta a}$ und $\frac{\Delta w_a}{\Delta a} = (A e^{2a\xi} - 1) (A e^{2a\xi} + 1)^{-1}$
 $+ 2a\xi A e^{2a\xi} (A e^{2a\xi} + 1)^{-1} - 2a\xi A e^{2a\xi} (A e^{2a\xi} - 1) (A e^{2a\xi} + 1)^{-1} =$
 $= (A e^{2a\xi} + 1)^{-1} [A e^{2a\xi} - 1 + 4a\xi A e^{2a\xi}]$
 $\cdot (A e^{2a\xi} + 1)^{-1}$, also mit $A e^{2a\xi} = y$ schließlich $\frac{\Delta w_a}{\Delta a} =$
 $= (y+1)^{-1} [y^{-1} + 4a\xi y (y+1)^{-1}] =$
 $= (y+1)^{-2} [y^2 - 1 + 4a\xi y^2]$
 $= \left(\frac{y+2a\xi}{y+1} \right)^2 - \frac{1+4a^2\xi^2}{(1+y)^2}$

Dies bedeutet aber $\Delta w_a = \left(\frac{1+2a\xi}{1+y} \right)^2 \cdot \frac{\Delta a}{2a} - \frac{1+4a^2\xi^2}{(1+y)^2} \cdot \frac{\Delta a}{2a}$.
 Hierin kann Δa nur $\Delta a = a - a = 0$

$= F - F_0 = \Delta F$ sein, was selbsterklärend ist. In der Approximation im Falle sehr schwacher Korrelationen, wobei $w \approx w_a + \Delta w_a = (1+y)^{-2} [a(y^2 - 1) + 2a\xi(1 - 4a^2\xi^2)\Delta F]$ folgt, wobei $a = \bar{a}$ sowie $a = \frac{1}{4} - \bar{a}$ und $y = A e^{2a\xi}$ gelte, wenn y mit der Integration konstanten A die Lösung im Falle $\bar{a} = a = \text{const.}$ ist. Schließlich kann man mit $a = \frac{1}{4} - \bar{a}$ substituiert werden, wobei die lineare Approximation für F ausreicht ist.

Nach der Integration in y integriert. Es bleibt $\bar{a} + \bar{a}$ die aus = Wirkungen des Hauptkristallfeldes bei transmittierter Herceitthe linear bestimmen, wenn man die Bestimmung auf das Kristallfeld $\bar{a}$ unternehmen. Die transmittierte

192. Ferner ist φ^2 der infinitesimale Approximation besitzenden Nach $\frac{d\varphi}{dx} + \varphi^2 = \lambda \cdot \varphi$, weil $\varphi = \{5^5 6\} + \{5^6 6\} = \varphi^x$, also $\varphi \cdot \varphi^x = \varphi^2$ ist. Hierin gilt für die totale Differentialoperation wegen $x^5(b-1) = x$, sowie $x^6(a-1) = y$ und $a = b = -1$ die Beziehung $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} = -2(\frac{\partial}{\partial x^5} + \frac{\partial}{\partial x^6})$. Ferner gilt $\{5^5 6\} = \varphi^{5^5}$, $\{5^5 6\}$ und $\{5^6 6\} = \varphi^{6^5}$ mit $\varphi \equiv (5, 6)$. Also gilt nach unseren Sätzen die Gruppe $G_{\varphi\varphi} \equiv \varphi, \varphi^x, \varphi^2$, sowie $G_{\varphi^x\varphi} \equiv \varphi, \varphi^x$ und $\frac{\partial}{\partial x^5} = (p)$ ausgeführt, dann folgt unmittelbar

hat $\varphi = \frac{1}{2} \{55\} (6) 55 + \frac{60}{2} (5) 66 + 56((6) 55 + (5) 66))$ und $\frac{d\varphi}{dx} = -[66(55) + (56)] 66 + 55(56) + (66) 55 + 56(56) + (56 + 66) + (55) 66 + (66) 55 + (5) 66 (5) 66 + (5) 55 (6) 55 + (5) 56 (6) 66 +$

$\pm (6) 55) + (6) 66 (5) 66 + (6) 55 (6) 55 + 193$
 $+ (6) 56 (5) 66 + (6) 55]$. Hauptsatz Gleich.
 oder $\frac{\partial \ln \rho}{\partial y} = \bar{\sigma}$, also $\sum_{k=1}^6 \frac{\partial \ln \rho}{\partial x_k} = 0$
 was voraussetzt immer $(K)_i K = (K) K_i =$
 $= 0$ bedingt. Was bedeutet aber,
 $\ln (iK) = (K_i)$ kann nicht,
 $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -[66(55)66 + 55(66)55 + 56(55)66 +$
 $+ (66)55) + (5)66(5)66 + (6)55(6)55]$ mit
 $\varphi = \frac{1}{2} (55(6)55 + 66(5)66 + 56(6)55 + 56(6)55 + 56(6)55)$
 15.4.61 hat gut Klänge $g_{5,5} = \eta$
 $g = w$ wobei $g_{iK} = p$ erzeugen
 $g_{5,6}$ und $g_{iK} \cdot g_{iK} = 1$ bei Konstanten
 neue Formel $-\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial^2 \ln \rho}{\partial x^2} \ln \rho +$
 $+\frac{\partial^2}{\partial y^2} \ln \eta + \frac{1}{w} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right)$
 mit $x = x$ mit $y = x^6$.
 Fürst mit $\varphi = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln \rho + \frac{\partial}{\partial y} \ln \eta + \right.$
 $\left. + \frac{1}{w} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \right)$. Immer bestet
 die Möglichkeit $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ mit einer An-
 forderung $\sum \cdot \sum x = E$ auf
 ein Diagonalisieren $g_{i,K} \sim \delta_{i,K}$

196

$$\begin{aligned}
 f &= 2\lambda \cdot f \cdot (1+f)^{-1} \text{ mit} \\
 f &= A e^{-\frac{2}{\lambda} \xi}, \text{ wenn } A \text{ die Integrationskonstante ist, so } f = \frac{d\psi}{d\xi} \\
 \text{also } \frac{d\xi}{d\psi} &= 2\lambda f (1+f)^{-1}, \text{ gilt,} \\
 \text{besteht die Möglichkeit auch } \psi & \\
 \text{mit einer Integration zu erhalten.} \\
 \text{Da } d \ln f &= d \left(\ln A - \frac{1}{2} \xi \right) = \\
 &= d \left(-\frac{1}{2} \xi \right) \text{ ist, wird } \psi = \\
 &= 2\lambda \int f (1+f)^{-1} d\xi = \\
 &= -4 \int f (1+f)^{-1} d \ln f = \\
 &= -4 \int d \ln (1+f) \\
 &= -4 \ln (1+f) + \text{const.} = \\
 &= \ln B (1+f)^{-4} \text{ wenn } B \\
 & \text{ebenfalls eine Integrationskonstante ist.} \\
 \text{Andererseits gilt} \\
 \psi &= P + Q = \ln p + \ln q = \\
 &= \ln g_{5,5} \cdot g_{6,6}, \text{ also f\"ur den} \\
 \text{invarianten Produkt der konstanten} \\
 \text{transpirierten Konstanten} \\
 g_{5,5} \cdot g_{6,6} &= B (1+A e^{-\frac{2}{\lambda} \xi})^{-4}, \text{ wobei}
 \end{aligned}$$

ξ ist imaginäre, reelle - 197
 elementare Eigenschaft ist. Er auf
 diese Weise beschreiben, transpirieren,
 konstantische Konstante kann auch
 anders interpretiert werden.
 Man kann annehmen, dass diese
 Konstante, die durch $\psi = \ln g_{5,5} \cdot g_{6,6}$
 beschrieben wird, als Feldwert
 über eine antineutrinoische
 Spurenschicht π_4 gegeben ist
 und ein Feld in einem einbe-
 strahlten bezog. punktierten Bereich
 Raum beschreibt. In diesem Fall
 wäre $\psi(\xi) = \psi(x_5, x_6)$ der
 der transpirierten Koordinaten
 abhängig und proper dieser für
 Interpretation wäre $g_{i,k} \rightarrow g_{i,k}^{\text{eff}}$
 selbst, wobei $p_{i,k}^{\text{eff}} = dx_k^2 = dr^2 + d\xi^2$
 positiv definites proper, wobei

$198 \quad dk^2 = \sum_{k=1}^4 dx_k^2$ die Metrik
 des pseudoeuklidischen approximations-
 R_4 ist. Für allgemeinen ist ψ
 transversal und definiert den-
 nach Zustände jenseits des
 R_4 , doch greifen diese latenten
 transversierten Prozesse nur ein
 in die Lorentzwell ein, wenn ψ
 Oszillationen beschreiben, die metrisch
 so beschaffen sind, daß $\sum$ invariant-
 selbst durch ψ gegeben ist. Dies ist
 unabhängig der Fall, wenn die Well-
 linie von ψ eine quadratische Null-
 linie ist, wenn man $ds^2 = 0$
 also $d\xi = i dk$ und man erhält
 die transversierte Beziehung

$$\frac{d^2 \psi}{d\xi^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{d\psi}{d\xi} \right)^2 + \frac{\lambda}{2} \frac{d\psi}{d\xi} = 0,$$
 wegen $\psi(\xi) = \psi(x_k)_1$ gilt
 Rayleigh's Gleichung:

$$\frac{d^2 \psi}{dk^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{d\psi}{dk} \right)^2 + i \frac{\lambda}{2} \frac{d\psi}{dk} = 0.$$

Die euklidische Approximation 199
 der R_4 ist gänzlich, denn es besteht
 die hochlimitale $R_4 \rightarrow R_{\pm 4}$, wobei
 ψ publizierbar ist, welche diesen
 Projektionsvorgang einleiten für die
 transversierten Nullienprozesse ψ
 möglich ist, denn man kann eben
 hat sich die physikalische R_4
 Interpretation von ψ . In der
 die $R_{\pm 4}$ nur in x_4 tändeln
 sondern, aber die Zweifels-
 heitigkeit durch $x_4 = 0$ t. man
 gen, wobei $\psi = i c$ für R_4
 aber $\psi = 0$ der $R_{\pm 4}$ wegen
 der totalen Randungsgelegen-
 heit, für ψ transversierten
 quadratischen Glied die Wechsel-
 kungen gegebenes gleiches trans-
 versierten Prozessen in der Lorentz-
 so daß es für eine Interpretation
 ψ genügt, diesen quadratischen

100 $(\frac{d\psi}{d\tau})^2 \rightarrow 0$ für verschwinden.

Es ist substeuere, lineare Approximation ist $\frac{d^2}{d\tau^2} = \bar{\tau}_0 \frac{d}{d\tau} \bar{\tau}_0 \frac{d}{d\tau}$
 $= \bar{\tau}_0 \frac{d}{d\tau} \text{grad}_4 = \bar{\tau}_0 \left(\sum_{k=1}^4 \frac{dx_k}{d\tau} \frac{\partial}{\partial x_k} \right)$
 $= \bar{\tau}_0 \sum_{k=1}^4 \frac{1}{x_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \text{grad}_4 = \bar{\tau}_0 \sum_{k=1}^4 \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial^2}{\partial x_k^2}$
 $= \sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2}{\partial x_k^2}$ wenn die Eigenwertes

des Koordinaten ein normierter Orthogonalen $\bar{\tau}_i = \delta_{ik}$ bilden.
 Andererseits ist $\lambda \frac{d\psi}{d\tau} = \frac{1}{\lambda} \text{grad}_4 \psi =$
 $= \sum_{k=1}^4 \lambda \frac{\partial \psi}{\partial x_k}$ d. h., in analoge
 Modest Fassung wird die Lösung
 approximation zu $\sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_k^2} =$
 $= - \sum_{k=1}^4 \frac{\lambda}{x_k} \lambda \frac{\partial \psi}{\partial x_k}$, wegen des
 linearen Charakters besteht

immer die Möglichkeit, die
 Unabhängigkeit, gemäß $\psi(x_k)^T =$
 $\mathcal{I}(t) w(x_k)$, zu separieren.
 Für diese Separation folgt, wenn
 $x_k - \delta \cdot t$ gesetzt wird,

$$\frac{1}{w} \left(\sum_{k=1}^3 \frac{\partial^2 w}{\partial x_k^2} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} \right) =$$

$$= - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \cdot \text{Wirkung}$$

$$\text{Wirkung } \lambda_4 = \lambda \text{ verteilte}$$

$$\text{Wirkung folgt, weil } \frac{1}{w} \left(\sum_{k=1}^3 \frac{\partial^2 w}{\partial x_k^2} \right) = a = \text{const}$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} = a = \text{const}$$

$$\text{ist, für die Zerlegung, weil } a$$

$$\text{für die Zerlegung, weil } a$$

20.2 Dies behauptet aber $y = x \cdot \frac{F-1}{F+1}$.
 Hieraus folgt wiederum $H = x \cdot \frac{F-1}{F+1} - \frac{i}{4} \lambda \cdot 6$. Dieser Ausdruck ist
 aber (A ist in F die Integrations-
 Konstante) wiederum integrierbar.
 Es gilt $H = x \int \frac{F-1}{F+1} dt - \frac{i}{4} \lambda \cdot 6$.
 Da $d \ln F = \frac{2x}{F} dt$ ist gilt
 $x \int \frac{F-1}{F+1} dt = \frac{1}{2} \int \frac{F-1}{F+1} \frac{dF}{F} = \frac{1}{2} \int \frac{F-1}{F^2+F} dF = \frac{1}{2} \ln(1+F) - \frac{1}{2} \int \frac{1}{(F+1/2)^2 - 1/4} dF$. Hierin ist aber
 wieder $-\frac{1}{2} \int \frac{1}{(F+1/2)^2 - 1/4} dF = \int \frac{d(2F+1)}{2 - (2F+1)^2}$
 $= \frac{1}{2} \ln(-\frac{1}{F} (1+F))$. Einsetzen
 liefert $x \int \frac{F-1}{F+1} dt = \frac{1}{2} \ln(-\frac{1}{F} (1+F)^2)$.
 + const. Annahme wegen plus $H =$
 $= \frac{1}{2} \ln(-\frac{1}{F} (1+F)^2) + \ln e^{-\frac{i}{4} \lambda \cdot 6} + \text{const}$
 $= \ln \frac{B}{F} (1+F) \frac{1}{F} e^{-\frac{i}{4} \lambda \cdot 6}$ wenn
 $B = \frac{1}{2} \cdot \text{const}$ eine weitere Inte-
 grationskonstante ist. Wegen
 $\lambda \sim e^H$ ergibt sich dann für
 das Zerfallsz $\lambda \sim \frac{B}{F} (1+F) e^{-\frac{i}{4} \lambda \cdot 6}$

20.3
 auch $F = A e^{2xt}$ und $x = i \cdot 8 \sqrt{\frac{\lambda^2}{16} + a}$
 20.4.61. Wegen $\frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} = -\frac{1}{2} \left(\frac{9}{y^2} + \frac{i \lambda}{28} \cdot y \right)$
 $= a = \text{const}(x)$ und auch $a =$
 $= \text{const}(x_k)^3$ sein, weil λ von den
 Koordinaten des $\mathbb{R}^3$ unabhängig ist.
 Hierin im $\mathbb{R}^3$ kugelsymmetrische
 Verteilung vor, dann kann
 $dR^2 = \sum_{k=1}^3 dx_k^2 \geq 0$ erfüllt
 werden und dies führt zu $\frac{dw}{dR^2} - a w = 0$.
 $\frac{d^2 w}{dR^2} + \frac{i}{2} \lambda \frac{dw}{dR} - a w = 0$
 wobei im $\sum_{k=1}^3 \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} = \lambda \frac{dw}{dR}$
 $= \lambda \frac{dw}{dR}$ gilt. Hierin $\lambda = \frac{R}{\lambda}$
 gesetzt wird, wird zum Bessel-
 Satz $w \sim e^x$ nimmt die Form an $0 = \frac{d^2 w}{dR^2}$
 $+ \left(\frac{d^2 x}{dR^2} \right) + \frac{i}{2} \lambda \frac{dw}{dR} - a = 0$
 $= \frac{d^2 x}{dR^2} + \left(\frac{d^2 x}{dR^2} + \frac{i}{4} \lambda \right)^2 + \left(\frac{\lambda^2}{16} - a \right) w = 0$
 Hierin setzt $\beta^2 = a - \frac{i}{16} \lambda$ und
 $y = \frac{1}{\beta} \left(\frac{d^2 x}{dR^2} + \frac{i}{4} \lambda \right)$ eingeführt.

204 was in $\frac{dy}{dx} = \beta(1-y^2)$ führt.
 Ist in $f = A \cdot e^{\beta R}$ die Integration
 Konstante A , dann ergibt sich
 für die erste Integration $\frac{dx}{\beta} +$
 $\frac{1}{4} \lambda = \beta \frac{1}{1+\lambda}$ und dies macht
 eine weitere Integration mög-
 lich. Man erhält $\lambda + \frac{1}{4} \lambda \beta R - \cos$
 $= \beta \int \frac{1}{1+\lambda} d\lambda = \frac{1}{2} \int \frac{1}{1+\lambda} d\ln \lambda =$
 $= \frac{1}{2} \ln(1+\lambda) - \frac{1}{2} \int \frac{d\lambda}{1+\lambda} =$
 $= \frac{1}{2} \ln(1+\lambda) + \frac{1}{2} \int \frac{d(1+\lambda)}{1-(1+\lambda)^2} =$
 $= \frac{1}{2} \ln(1+\lambda) + \frac{1}{2} \ln\left(-\frac{1}{1+\lambda}\right)$
 λ und Integration ergibt dann
 $w \sim \frac{1}{\sqrt{1+\lambda}} (1+\lambda)^2 e^{-\frac{1}{2} \beta R}$. Wegen
 $\psi = w \cdot \beta$ beschrieb w die Ver-
 teilung in den R_4 prozessen
 der transfiniten Prozess in
 R_3 . Da aufgrund des Falles von
 ψ , also des Zeitverlaufes, immer

$\lim_{t \rightarrow \infty} D \neq 0$ bleibt, Quasilinearität zu
 bzw., welche der hier betrachteten $R_{\pm 4}$
 realisiert ist, muß $\lim_{t \rightarrow \infty} w < \infty$
 efordert werden, wenn ~~linear~~
 $\lim_{t \rightarrow \infty} y < \infty$ bleiben soll.
~~Es ist~~ y ist eine Zustandsfunktion
 und muß daher eintätig sein
 konvergieren, weil für y eine ad
 strekter Funktionenraum existiert
 sein muß, d. h. die Konvergenz
 ist in der Form $\lim_{t \rightarrow \infty} y = \lim_{t \rightarrow \infty} \lim_{x \rightarrow 0} R_{\pm 4}$
 $< \infty$, also
 $\lim_{t \rightarrow \infty} w < \infty$ und $\lim_{t \rightarrow \infty} D < \infty$
 zu fordern. wo für sich der
 Verlauf $w \sim (1 + A e^{2\beta t}) \cdot \exp(-\frac{2}{4} \lambda \int R - \beta \int R)$ eintätig
 ist, weil für reelle Unter
 raum R_3 eintätig festgelegt
 (die Konvergenz $R_{\pm 4}$ liegt
 sich auf X_4). Hier steht

206 hier Verlauf von α gemindert von
 Konvergenzbedingungen, aber mit dem
 wenn $\Re \beta = \alpha$ und $\Im \beta \geq 0$ ist,
 dann hier, wenn $\Im \beta > 0$ ist, geht
 komplexen periodischen Funktionen.
 Für $\Re \beta > \alpha$ und $\Im \beta = 0$
 divergiert w wegen monoton
 for, was wegen der Konvergenz-
 gefordert, ausfallen
 ist. Der Verlauf von α wird be-
 wegen von β bestimmt, wobei
 für R_{+4} entsprechend die Weg-
 Längen $\beta = i\epsilon$ und
 $\beta = a$ gibt. Nimmt man
 für die antihierarchischen
 R_4 den imaginären Wert
 $\beta = i\epsilon$, also für das Antisymmetrische,
 $\beta = i\epsilon$ an, dann geht sich
 $\lim_{t \rightarrow \infty} R \rightarrow \infty$ so rasch
 R_{-4} aus, dass das Antisymmetrische
 sein kann und ist transportiert
 Funktion auf Seite 209

Nullwertempfang ψ kann $\Gamma_{-4} = 20.7$
 wobei im $\Gamma_{-4} \equiv \Gamma_{-4}$ als $\psi_{\Gamma} =$
 Ruhe, mit einer geodätischen Linie
 Linie in der Lorentz als ψ_{Γ}
 konjugiertes Hadlinengrenze
 erscheinen. Im selben Fall ψ_{Γ}
 der Γ_{+4} drohen, wird Γ_{-4}
 einen Komplexen Schwingung
 erzeugt, sodass hiermit die Kon-
 vergenz Linie $\Gamma_{-4} \rightarrow \infty$ gegeben
 wird. $\Gamma_{-4} \rightarrow \infty$ entspricht Γ_{-4}
 also nur der Γ_{+4} sein. In
 der Lorentz laufen aber
 nur Gravitationswellen mit
 $c = \frac{4}{3} c$ und dieser Befund
 gestattet eine physikalische In-
 terpretation der Nullwertempfang
 Zonen ψ . Wenn die Wellen
 der transmittierten Gravitationswellen
 (also äquivalenz-physikalische Gravitationswellen)

Quartierung auf Seite 209

epistatibare Nullstellen sind
 nicht vorhanden. Diese Kondensations-
 stufen sind im ^{ausgesprochenen} R_4
 als Randgeschehen, die im R_3
 R_3 als quantitative Gravitationen
 wellen auftreten.

Die transkritischen Knoten =
 Transaktionsstufen, deren Welt =
 linearer Reihe epistatibarer Hülle-
 stufen sind. Knoten offenbar
 nicht im R_4 erscheinend. Auch
 nicht sind aber alle rezeptions-
 kondensationsstufen der Welt =
 gleiches, entsprechend einer =
 gelistete Epistatibaren stufen
 Neue Kondensationen als trans-
 krierte energetische Zustände
 aufzufassen sind, die in R_4 trans-
 krierten, quantitativen Aechts-
 bestärkenden der Welt.

also jenseits von Raum und Zeit,
 lateinisch liess sich die R_4 un-
 fest zu werden. Mit der R_4 R_4
 sinden Methoden ist offenbar eine
 physikalische Interpretation ab-
 weichen, wodurch die neue Welt =
 schattende, sichtbar, in der Welt
 Neue transkritischen Kondensations-
 latente Ereignisse der R_4 R_4
 Welt bestärken. Am. 1. 210
 F. Anmerkungen zu Seite 206
 Die Konvergenzformel für den R_4
 Lauf von 2^2 wird sich R_4
 nach R_4 R_4 R_4 R_4
 wegen $R_4 = \sqrt{a - \frac{1}{16} \lambda^2}$ als Betrag
 R_4 für die separativen Konstanten
 $16a \approx \lambda^2$ liefert.

240
Anmerkung zu Seite 209

Im Gegensatz hierzu erscheinen diejenigen
zu haupthsachen Kondensationen, deren
Wellen, geotätische Wellen sind,
im R_3 als Gravitationswellen. Die
Abbildung dieser Kondensations-
stufen auf dem R_3 erscheint als
System von Energieformen der
 $R \times [1]$ energetischer Natur ist.
Diese energetischen Bausteine
sind Gravitationswellen im R_3
sollen als Gravitationen bezeichnet
werden.

Anmerkung zu Bd VII S. 17

In Analogie zu den Gravitationen sollen
die Bausteine der elektromagnetischen
sich Wirkungsenergie als
Photonen bezeichnet werden,
denn auch sie sind Energieformen
und kannliche Ausdrücke der Zeit-
Kondensationen. ^{Entstehung v. Raum} ^{III S. 13}