

Handwritten musical notation on a piece of paper pasted onto the book cover. The notation includes a treble clef, a key signature of one sharp (F#), and a melody written on a five-line staff. The text "Handwritten" is written vertically on the left side of the staff. The text "Handwritten" is written vertically on the right side of the staff. The text "Handwritten" is written vertically on the right side of the staff. The text "Handwritten" is written vertically on the right side of the staff.

HI 12 IG

Inhaltsverzeichnis

Kap VIII.

- 1) Kurze Antikorrektur
des Kompositionsfalles
- 2) Zeitkonstruktionsprobleme
- 3) Räumliche Konstruktionsprobleme
- 4) Räumliche Konstruktionsprobleme
- 5) Räumliche Konstruktionsprobleme
- 6) Das Problem der Kompositionsfälle
- 7) Partialkonstruktionen bei der
Antikorrektur
- 8) Antikorrektur und
Kompositionsfälle
- 9) Die Partialkonstruktion
von Kompositionsfällen
- 10) Das Fundamentalphänomen
der Kompositionsfälle

Seite 1
18
73
85
122
122
139
139

Kap IX

Korrektur

1. bis 6. das
kompositionsfälle
Antikorrektur
Kompositionsfälle

Kapitel VIII. Doppelte Antithese des kompositiven Feldes

3) Zeckreueuativoren. Zu Bol XIV
S. 135

8.5.61. He sich aus der Fortsetzung,
 $\lim_{g \rightarrow \infty} |g|_6 = -1$ ergebende Aussage,
 $\lim_{g \rightarrow \infty} x_5 = i \varepsilon$ und $x_6 = i \eta$, ist in $g = 1$
 dasselbe Resultat wachst, wenn die
 Limesrelation ist in der zweideutigen

$$\lim_{g \rightarrow \infty} \frac{1}{g} \left| \begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pm 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pm 1 \end{array} \right| = -1$$

erfüllt, sodass $\lim_{g \rightarrow \infty} x_5 = \varepsilon \sqrt{\pm 1}$ und $x_6 = \eta \sqrt{\pm 1}$
 in setzen wäre. In der Folge wäre
 genau wie gewohnt, wächst
 der negative Wert gewählt, doch
 muss man nicht unbedingt unterscheiden

werden weil hervorgeht die Art des Fort-
 malismus der Lokalisationsmaximen, aber
 der zeitlich - geographischen Herkunfts-
 abhängigkeit. Es gilt tatsächlich das me-
 rative Zweite, wenn unterschieden
 wird die Architektureinheiten
 $S_{(2)}$, $S_{(3)}$ und $S_{(4)}$ mit in ihrer
 Qualität und ihrer ~~Quantität~~ ^{Lebensqualität}
 auch aber in ihrer Qualität, während
 im Fall der positiven Zweigigkeit
 $S_{(3)}$ und $S_{(4)}$ qualitativ nicht
 voneinander wesentlich abset-
 zen $S_{(2)}$ repräsentiert, die oben
 diskutierte transkritische Herkunfts-
 ist in der Formel $d\varphi/d\xi + \varphi \cdot \varphi^* = \lambda \varphi$
 mit $1 = \lambda^*$ und $x_5 = (a-1) \xi \cos \varphi$
 sowie $x_6 = (a-1) \xi \sin \varphi$ also
 $\xi^2 = \frac{x_5^2}{(a-1)^2} + \frac{x_6^2}{(a-1)^2}$, von $\xi^2 < 0$
 oder $\xi^2 > 0$ völlig unabhängig.
 Auf jeden Fall ist $a \neq 1$ und $a \neq -1$,

sodass $(a-1)^2 > 0$ mit $(a-1)^2 > 0$
 wegen der Realität von a und $a \neq 1$
 gilt. Das Verhalten von ξ hängt
 also alleine ab vom Vorzeichen oder
 imaginären Teil des φ bzw.
 fixierter Koordinaten x_5 . Wenn also
 aufgrund der transkritischen Herkunfts-
 Lage, ist $\xi^2 > 0$ oder $\xi^2 < 0$
 unterschieden werden kann dann
 ist damit auch das Verhalten
 von x_5 und x_6 unterschieden. Setzt
 man die Kürzung $x = \lambda \xi$ mit $\lambda = \lambda^*$
 und berücksichtigt man, dass die $\varphi a = 2$
 konstante Konstante $A = -1$ sein
 muss, kann sich nach der trans-
 kritischen Herkunfts- die Lösung
 $\varphi = \lambda e^{\pm (x^2 - 1)}$ und hier
 liefert das konvergente Kriterium
 des Kretschmer-Bianchi-Messens $\int \varphi^* dx_5 dx_6$
 $\sim \int \frac{\varphi^* dx_5 dx_6}{(a-1) \cdot (a-1)}$ sein.

Wenn ist $1 + e^x = 2 e^{\frac{x}{2}} \cos \frac{x}{2}$ also
 $\ln(1 + e^x) = \ln 2 + \frac{x}{2} + \ln \cos \frac{x}{2}$ und
 daher gilt $\frac{f}{2\pi} = \lim_{x \rightarrow \infty} \left(\frac{x^2}{4} + x \left(\ln \cos \frac{x}{2} - \frac{1}{x} \int \ln \cos \frac{x}{2} dx \right) \right)$. Setzt man
 $\ln \cos \frac{x}{2} = f(x)$ dann ist $\frac{1}{x} \int f dx =$
 $= \frac{1}{x}$ der Mittelwert dieser Funktion,
 was sich für die Limesschätzung
 $\frac{f}{2\pi} = \lim_{x \rightarrow \infty} \left(\frac{x^2}{4} - x(f - f) \right)$ ergibt.
 Die Funktion f ist stetig, also
 ist und gerade, was $\lim_{x \rightarrow \infty} (f - f) =$
 $= A < \infty$ liefert. Das bedeutet aber
 $\frac{f}{2\pi} = \lim_{x \rightarrow \infty} x^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{A}{x} \right) \rightarrow \infty$ d. h.,
 im Fall des positiven Zweiges
 $\Sigma > 0$ kann die Konvergenz beding-
 ung $f < \infty$, entgegen der unter
 der Bezeichnung gegeben ist -
 aussetzen, nicht erfüllt sein.
 Doch aber der negative Zweig
 $\Sigma < 0$ ist, dann ist $\Sigma = -\frac{1}{2}$
 imaginär und das liefert,

wegen der Lösung $\varphi = \lambda e^{\lambda z} (1 + e^{\lambda z})^{-1}$
 der transformaten Korrektur $\varphi = \lambda e^{\lambda z}$
 $= \lambda^2 (1 + e^{\lambda z})^{-1} (1 + e^{-\lambda z})^{-1} =$
 $= \frac{\lambda^2}{2 + e^{\lambda z} + e^{-\lambda z}}$ denn hier be-
 steht sich φ nicht auf die Ko-
 variablen z und $\bar{z}$ sondern nur
 noch auf das Verhältnis $\Sigma = -\frac{1}{2}$.
 Für die Transformation in das z -
 System lässt sich ableiten
 $f = \iint \varphi \varphi^* dx dy = 2\pi \lim_{\Sigma \rightarrow \infty} \frac{1}{2 + e^{\lambda z} + e^{-\lambda z}}$
 $\cdot \Sigma d\Sigma = 2\pi \lim_{\Sigma \rightarrow \infty} \frac{x dx}{2 + e^{\lambda z} + e^{-\lambda z}}$
 die Substitution $y = e^x$ liefert
 dann $\frac{f}{2\pi} = -\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\ln y}{1 - y} = -\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{\ln y}{1 + y}$
 $= -\lim_{y \rightarrow \infty} \frac{1}{y} = 0$ also $\frac{f}{2\pi} = 0$ ist
 die Potenz in höchster Ordnung
 divergiert. Aus dieser Entwicklung
 folgt also wenn die untere Grenze
 $y(0) = 1$ der imaginären Funktion

Betrachtung ist, $\mathbb{F} = \text{const}$ ∞
 was für den negativen Teil
 $\mathbb{Z} \leq \infty$ die Korrespondenz
 erfüllt ist und ein abstrakter Fix-
 Korrespondenz im Fall transformat
 Korrespondenz existiert, was sich
 mit den Daten der Weltbeziehung
 erreichen Farbformen durch
 9.5.61 $\mathbb{Z}^2 \leq \mathbb{Q}$ bedeutet aber, dass
 x_5 und x_6 imaginär sind
 was diese ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 Theorie ist, die ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 Theorie ist, die ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 der transformaten Korrespondenz ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 Architekturreinheiten $\mathbb{N}^{(3)}$ und $\mathbb{P}^{(4)}$
 sind ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 nicht aber qualitativ von $\mathbb{P}^{(2)}$,
 d. h. der Formalismus einer

gerade - unelastischen Korrespondenz
 also eine Formalisierung, das $\mathbb{Z} \leq \infty$
~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 der transformaten Korrespondenz ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 also analog. ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 Korrespondenz - hermitesche $\mathbb{Z} \leq \infty$
 Korrespondenz $\mathbb{P} = \{4, 5\} + \{5, 5\}$
 nach differenzierender Approximation
 unelastisch $\rightarrow 0$ der unelastischen
 Weltbeziehung, also $\mathbb{Z} \leq \infty$ ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 folgt, auch für die Korrespondenz
 die unelastische Formalisierung
 $(a-1) \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial x} + (a-1) \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial y} + \mathbb{P} \cdot \mathbb{P} = 0$
 $= 1 \cdot \mathbb{P}$ oder $\mathbb{P} \cdot (a-1) \cdot x = x \cdot \mathbb{P}$
 und $(a-1) y = x \cdot \mathbb{P}$ die $\mathbb{P} \cdot \mathbb{P} = 0$
 formalisierte Form $\frac{\partial \mathbb{P}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial y}$
 $+ \mathbb{P} \cdot \mathbb{P} = 1 \cdot \mathbb{P}$ ~~imaginäre~~ ^{imaginäre} ~~imaginäre~~ ^{imaginäre}
 wieder $\mathbb{Z}^2 = x^2 + y^2 \leq 0$
 auf Punkt der Symmetrie $\mathbb{P}(x_4, x_5) =$
 $= \mathbb{P}(\mathbb{Z})$ in der imaginären

x_4 ist x_5 - Ebene repräsentiert
 werden. Dies liefert die totale
 Differentialgleichung $\frac{dT}{dT} +$
 $T \cdot T'' = \lambda T$ mit $\frac{dT}{dT} = \lambda T$
 also $T = \lambda A e^{\lambda T} (1 + A e^{\lambda T})^{-1}$,
 wobei sich aus $\frac{dT}{dT} = \lambda T$ heraus-
 finden konstante λ ergibt aus-
 Lager Randbedingungen $A = +1$
 u. $a = b = -1$ also
 $\Sigma^2 = -\frac{1}{4} (c^2 t^2 + \varepsilon^2) =$
 $= -\frac{1}{4} r^2$ sind bereit als Kosmo-
 $\varphi(t, \varepsilon) = \lambda e^{\frac{1}{2} \lambda t} (1 + e^{\frac{1}{2} \lambda t})^{-1}$
 mit $r^2 = c^2 t^2 + \varepsilon^2 > 0$ gesetzt.
 10.5.61 da hier $r = c \sqrt{t^2 + \frac{\varepsilon^2}{c^2}} = c \cdot r$
 geschrieben werden kann wobei
 r die durch die physikalische Kos-
 mos ε gut kondensiert ca-
 brachte Zeitgählung ist, und
 in T der physikalische Faktor
 für $\lambda c = r$ eine Frequenz =

ausgebe sein und zwar die Frequenz
 eines Kristalls, die sich mit c
 ausbreitet, sodass T eine Kos-
 mos Schwingungsdauer be-
 schreibt. Wegen $\frac{1}{2} \lambda r = \frac{1}{2} r \cdot r$
 existieren also, bezogen auf r_0 ,
 nur stationäre Kondensations-
 stufen $\lambda c = r_0$, die also be-
 zogen auf den r_0 , nicht als
 stationäre Stufen erscheinen
 können. Zur physikalischen Fak-
 torisation dieses $\lambda c = r_0$ erschei-
 nen Zeitkondensationsstufen mit
 die q im Fall der gestrich-
 lenen Hermetie bestimmt wer-
 den. Auch dieses Formalisierens
 ist eine Analogie zu denjenigen
 der transformativen Hermetie, aus-
 $T = \{4,5\} + \{5,5\}$ folgt daher
 Verwendung derjenigen $\lambda c = r_0$

waben für die $g_{4,5} = 0$ ist
 $P = g_{4,4} \{4,4,5\} + g_{5,5} \{5,4,5\}$
 und dies liefert auch $dS = \frac{1}{2} dS$
 und $dS = i \cdot de$, in $d\tau/dS +$
 $+ p^2 = \lambda \tau$ eingesetzt,
 $d^2\psi/dS^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{d\psi}{dS} \right)^2 = -\frac{\lambda}{2} \frac{d\psi}{dS}$,
 wenn gilt Kürzungen
 $\psi = \ln g_{4,4}$ verwendet wird.
 Es gilt $g_{4,4} \{5,5\} \frac{d^2\psi}{dS^2} = \left(\frac{d\psi}{dS} \right)^2 -$
 $- 2\lambda \frac{d\psi}{dS} = -\lambda^2 \left(1 - \left(\frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d\psi}{dS} - 1 \right)^2 \right)$
 also $\frac{d^2\psi}{dS^2} = \frac{1}{\lambda} \frac{d\psi}{dS} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{d\psi}{dS} - 1 \right) = -\lambda \cdot S$
 und also mit $f = A e^{-\frac{\lambda}{2} S}$ erhält
 lich $\frac{d\psi}{dS} = 2\lambda f(1+f)^{-1}$. Da
 $d \ln f = -\frac{\lambda}{2} dS$ ist wird $\psi =$
 $= 2\lambda \int f(1+f)^{-1} dS = -4 \int f(1+f)^{-1} d \ln f =$
 $= -4 \ln(1+f) + \text{const} = \ln B(1+f)^{-4}$.
 Berechnen mit $\psi = \ln g_{4,4} \{5,5\}$
 $B g_{4,4} \{5,5\} = (1+f)^4$, wobei $B = \text{const.}$
 eine Integrationskonstante ist oder
 $A = \text{const}$ in f . Mit Hilfe von

Gleichung kann aber eine weitere
 der hermiteschen Funktion $g_{4,4} \{5,5\}$
 abhängige Funktion λ definiert
 werden, nämlich $\lambda = \sqrt[4]{B} g_{4,4} \{5,5\}^{-1}$,
 die also den Verlauf der eukleidi-
 schen bedingten Zeitkonstante
 fiktiv beschreibt. Einsetzen von
 λ in die Lösung liefert $\lambda = f$,
 also mit $e = i c \lambda$ und $\lambda c = \tau$,
 das komplexe Schwingerpaar
 setzt $\lambda \sim e^{-\frac{i}{2} \tau^2} = \cos \frac{1}{2} \tau^2 i \sin \frac{1}{2} \tau^2$
 und dieses Komplexes harmoni-
 sche Schwingungsgesetz erhält
 die Differentialgleichung
 $\frac{d^2\lambda}{d\tau^2} + \frac{\lambda^2}{4} c^2 \lambda = 0$. Diese
 homogene lineare Differenz-
 gleichung 2. Ordnung ist
 eindeutig, wenn in τ_{-4}
 die lineare Bedingung $\lambda \tau_{-4}^2 P =$
 $= \frac{\lambda^2}{4} P$ für die Randfunktion

$P(x_k)^4 = \lambda \cdot w(x_k)^3$ angesetzt,
 ist, denn aufgrund der homogenen
 Linearität von λ ist $\lambda =$
 paration möglich, was η^2 für
 beiden Beziehungen $\text{div grad } w = \frac{\lambda^2}{4} w$
 und $\frac{d^2 \lambda}{d \eta^2} + \frac{\lambda^2}{4} c \lambda = 0$ führt,
 wenn $x_4 = i c \lambda$ verwendet wird,
 also ist aber $\text{div}_4 \text{ grad}_4 P = \frac{\lambda^2}{4} P$
 das Eigenwertproblem $\Delta P = \lambda^2 P$ welches
^{graustrich} sein elektromagnetisches Feld im $\mathbb{R}_4$ vollständig beschreibt
 wird, welches sich mit der $\text{Ga} =$
 schwindigkeit c ausbreitet.
 sind die Wellenlänge λ $\lambda = \frac{c}{\nu}$
 groß, d. h. treten die Komponenten
 Eigenschaften des Feldes
 quanten so stark ein, dass
 $\lambda^2 \approx 0$ gesetzt werden kann.
 und wird η^2 $\text{Kürzung} \frac{2P}{\eta^2} = P$
 akzeptiert, kann genau η^2 λ^2

Wellenfunktion $\text{div grad } P = \frac{\lambda^2}{4} P$
 im $\mathbb{R}_3$ als Approximation η^2
 Feldfunktion und diese
 Wellenfunktion beschreibt ein
 sich im $\mathbb{R}_3$ ausbreitendes elektromagnetisches
 Feld. Auf diese Weise wird eine physikalische
 Interpretation der publizierten Koordinaten
 bewirkt. Alle Koordinaten sind
 möglich. Alle Wellenfunktionen
 liegen im $\mathbb{R}_3$ des Feldes
 Koordinaten und erstrecken
 sich in der Achsenrichtung
 $s^{(3)}$. Wellen sind im $\mathbb{R}_3$
 $\mathbb{R}_4$ definiert und breiten
 sich im $\mathbb{R}_3$ mit der Geschwindigkeit
 c aus, wobei sich die
 Ausbreitung unter Beachtung
 der Relativitätstheorie

Mauch ist sodas $\lambda_m^{(k,l)} = 0$ folgt.
 Die Spektra metrischer Kerne -
 satzstufen haben demnach auch
 das Kerne. Korrespondenzen in anti-
 hermetischen Bereichen, was die
 Theorie der Antihermitie definition
 entspricht. Im Folgenden werde
 auch m stets als hermetisch
 angenommen, wofür sich aus
 allgemeinen $\lambda_m^{(k,l)} \neq 0$ ergibt
 es folgender spezielle aus der
 Darstellung K_m ; $[K, e] = 0$ die aus =
 wegen $\lambda_m^{(m,m)} = \lambda_m^{(K,m)} = 0$.
 Für die Spektra $\lambda_m^{(m,l)}$ und
 $\lambda_m^{(l,l)}$ gilt wegen $\lambda_m^{(m,l)} [m, l] =$
 $= \int_m [m, m] - \int_m [l, l] +$
 $+ [l, e], () [m, m] - [l, m], () [m, l]$
 und $\lambda_m^{(l,l)} [l, e] = \int [l, m] -$
 $- \int_m [l, e] + [l, e], () [l, m] -$
 $- [l, m], () [l, e]$, sowie nach

13.5.61, Inversehermites
 $\lambda_l^{(l,m)} [l, m] = \int_m [l, e] - \int [l, m] +$
 $+ [l, m], () [l, e] - [l, e], () [l, m]$
 und $\lambda_{(m,m)} [m, m] = \int [m, e] -$
 $- \int_l [m, m] + [l, m], () [m, e] -$
 $- [l, e], () [m, m]$, wegen der
 Hermitie der Kompositionsfeldes
 $[l, m] = [m, e]$ ergibt sich also
 aus dem System von Gleichungen
 ein hermetisches System
 nämlich $\lambda_m^{(m,l)} [m, l] +$
 $+ \lambda_{(m,m)} [m, m] = 0$ was wieder
 eine Proportionalität der
 Fundamentalkerne =
 $\lambda_m^{(l,e)} [m, l] =$ sowie bestimmt, die
 für Fundamentalkerne verwendet
 werden kann. Da es in Bezug
 auf die hermiteschen Kovariante
 Bedingungen $(\frac{4}{2}) = 6$ möglich
 werden $m \neq l$ aber nicht 4 möglich

Bei der $m = l$ erhält, erscheint es
 zweckmäßiger mit $a_{lm} = -\lambda_l(m, m)$
 = konst. die Proportionalitätskonst.
 $[l^i, e] = a_{lm} [l^i, m]$ zu wählen.
 Als der Koordinaten Hermitischer
 ist freilich aber auch $[l^i, l^i] - [l^i, m] = 0$
 also $a_{lm} [l^i, m] - a_{lm} [l^i, l] = 0$
 was zu weiteren Identifikationen
 verwendet werden kann. Mit diesen
 Proportionalitäten kann in der allg.
 allgemeinen Koordinatenformung der
 Gleichung $\lambda_m(k, l) [k^i, l] =$
 $= \sum [k^i, m] - \sum [k^i, e] + [l^i, l] \cdot (l, m)$
 $= [l^i, m] - (l, m) [l^i, l]$ substituiert werden.
 Der vorausgesetzte, daß m, k und l
 tatsächlich hermitesische Koordinaten
 sind, zeigt sich, man erhält
 $a_{kl} \lambda_m(k, l) [l^i, e] = a_{km} \sum [l^i, m] -$
 $= a_{kl} \sum [l^i, e] + a_{kl} a_{km} [l^i, l] \cdot (l, m)$
 $= a_{kl} a_{km} [l^i, m] - (l, m) [l^i, l] = a_{km} \sum [l^i, e]$

$$\begin{aligned}
 & - a_{kl} \sum [l^i, e] + a_{kl} a_{km} \sum [l^i, l] \cdot (l, m) \\
 & - a_{kl} a_{km} \sum [l^i, l] \cdot (l, m) = \\
 & = (a_{kl} a_{km} \sum [l^i, e] - a_{kl} \sum [l^i, e] + \\
 & + (a_{kl} a_{km} \sum [l^i, l] - a_{kl} a_{km} \sum [l^i, l]) \cdot (l, m) \\
 & ; (l, m) \text{ ist} \\
 & a_{km} \lambda_m(k, l) [l^i, e] = (a_{kl} \sum [l^i, e] - a_{kl} \sum [l^i, l] \cdot (l, m)) \\
 & ; [l^i, e] + (a_{kl} \sum [l^i, l] - a_{kl} \sum [l^i, l] \cdot (l, m))
 \end{aligned}$$

Dies ist die Lösung $a_{lm} = c_{lm}$ sowie
 $\frac{a_{kl} a_{km}}{a_{kl} a_{km}} = (a_{kl} a_{km} - a_{kl} a_{km})$
 bezieht sich auf $\lambda_m(k, l) = \lambda_m(k, l) \cdot (l, m)$
 falls, wenn wir das Gleichungssystem
 $\lambda_m(k, l) [l^i, e] = (a_{kl} \sum [l^i, e] -$
 $= \sum [l^i, e] + \lambda_{m, l} [l^i, l] \cdot (l, m))$
 offenbar ist die Proportionalitätskonst.
 faktorell verhältnisse von Eigen-
 werten. Ist also $a_{kl} =$
 $= -\lambda_{kl}(p, p)$ der Faktor p hermitisch
 Hermitisch, aber p hermitisch
 nicht, ist $\lambda_{kl}(p, p)$

$= \lambda_p(p, s) = 0$ die Größe a_{sp}
 invariabel, doch folgt aus der
 Definition $[L^c, p] = a_{sp} [L^c, p]$
 wegen $[L^c, p] = 0$ und $[L^c, p] \neq 0$
 sofort $a_{sp} = 0$ und damit
 $L_{m,s}(K, e) = 0$ wenn s antisymmetrisch
 ist. Die Symmetrisation
 $L_{m,s}[L^c, e]$ läuft symmetrisch mit
 längen des hermiteschen Fadings
 s. In dem so entstandenen System
 von Selektionsregeln kann $g^0 =$
 nachst längen des hermiteschen
 Koordinaten $\neq 0$ in m Dimensionen
 werden, was mit $\sum_{m=1}^m \lambda(K, e) =$
 $= \lambda(K) \text{ prose } \sum_{m=1}^m a_m(K, e) = a(K)$ und
 $\sum_{m=1}^m L(K, e) = \beta_s(K) \sum_{m=1}^m \lambda(K) [L^c, e] =$
 $= (a(K) \sum_{m=1}^m L^c - \sum_{m=1}^m a_m(K) \sum_{m=1}^m L^c) \cdot [L^c, e] +$
 $+ \beta_s(K) [L^c, e] \cdot (L^c, e] \text{ folgt.}$
 Multiplikation mit $\beta_s(K)$ sind
 Einführung der metrischen Ko-

koordinaten $\beta_p(K) [L^c, e] \cdot m =$
 $= \Phi_L$ liefert zum m weiten $\text{Det} =$
 einfache $\lambda(K) \Phi_L^2 = (a(K) \sum_{m=1}^m L^c -$
 $- \sum_{m=1}^m a_m(K) \sum_{m=1}^m L^c) \cdot \Phi_L^2 + \Phi_L^2 \sum_{m=1}^m \Phi_L^2$
 ist auch über i die m weite $g^0 =$
 bildet (jedoch mit längen des $\text{Det} =$
 metrischen Fadings) und $\text{Det} =$
 $\sum_{m=1}^m \lambda(K) \Phi_L^2 = \Phi_L^2$ gesetzt von $\text{Det} =$
 $\lambda(K) \Phi_L^2 = (a(K) \sum_{m=1}^m L^c - \sum_{m=1}^m a_m(K) \sum_{m=1}^m L^c)$
 $\cdot \Phi_L^2 + \Phi_L^2$, weil $\sum_{m=1}^m \Phi_L^2 \sum_{m=1}^m \Phi_L^2 =$
 $= \Phi_L^2$ ist. Dieses Gleichungs-
 system wiederum ist ein
 System partieller Differential-
 Equale, deren infinitesimale
 Approximation zu einem $\text{Det} =$
 hermiteschen $\text{Det} = 0$ führen
 kann. Mit $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Phi_L = \Phi_L(K)$ also
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \lambda(K) = \lambda(K)$ und
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\lambda(K)}{\sum_{m=1}^m L^c} = \frac{\lambda(K)}{\sum_{m=1}^m L^c}$

$$\lambda_k f_{\text{EK}} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \left((a(\text{EK}) \frac{\partial}{\partial x} - \# \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial^m}{\partial x^m}) \right) f_{\text{EK}}$$

$$= (a(\text{EK}) \frac{\partial}{\partial x} - \# \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial^m}{\partial x^m}) f_{\text{EK}}$$

$$\text{Es ist } f_{\text{EK}} = \frac{a_{\text{EK}}(e)}{a_{\text{EK}}(e)} = \frac{\lambda_e(m, e)}{\lambda_e(m, e)}$$

$$\cdot \left(\frac{\lambda_e(m, e)}{\lambda_e(m, e)} \right)^{-1} \text{ also } f_{\text{EK}} = 1.$$

Annahme hat man

$$a(\text{EK}) \frac{\partial}{\partial x} - \# \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial^m}{\partial x^m} =$$

$$= (a(\text{EK}) - 1) \frac{\partial}{\partial x} - \# \sum_{m \neq 0} \frac{\partial^m}{\partial x^m}.$$

Esse die Komponenten ℓ des Systems kennzeichnende Koordinatenformation Λ kann in der linearen Form $(a(\text{EK}) - 1) \Lambda_\ell = X_\ell$ und $\# \Lambda_m = -X_m$ ausgedrückt werden und des

für EK $(a(\text{EK}) - 1) \frac{\partial}{\partial x} - \# \sum_{m \neq 0} \frac{\partial^m}{\partial x^m} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\partial^m}{\partial x^m}$, wenn p den laufenden Index $\partial/\partial x$ der hermiteschen Koordinaten ausst. Das hermitesche Gleichungssystem, welches die physikalischen Raumkoordinaten

stationären Zufallsintegralprozesse = stationär beschreibbar, wenn man nach der Fourier

$$\sum_p \frac{\partial}{\partial \lambda_p} f_{\text{EK}} + f_{\text{EK}}^2 = \lambda_p^{(k)} f_{\text{EK}}$$

als $\lambda_p^{(k)}$ was speziell bedeutet, das hermiteschen Eigenwerte $\Lambda^{(1)}$ und $\Lambda^{(3)}$ ist

diese partielle Differentialgleichung ist für das Problem der Lösung $\sum_{k=1}^2 = \sum_{k=1}^2 \Lambda_k^2$ in eine totale Form überführt = bar, wenn für f_{EK} die Symmetrie $f_{\text{EK}}(\Lambda_p)_{\text{sym}} = f_{\text{EK}}(\sum_k)$ gilt, dann kann man die

Hermitesche Form des Operator zu $\sum_p \frac{\partial}{\partial \lambda_p} = \frac{d}{d\lambda}$, was die $\lambda =$ alle Fassungen $\frac{d}{d\lambda}$ $+ f_{\text{EK}}^2 = \lambda_p^{(k)} f_{\text{EK}}$ gilt Frequenz hat. 15.5.61 Diese Differentialgleichung

beschreibt aber wiederum ein Area-
gesetz mit der Lösung $\varphi = \lambda_l(k) A_{l,k}$
wobei $A_{l,k}$ die Integrationskonstante
bezeichnet. Das Argument dieser
Begründung $\sum_{l=1}^{\infty} \lambda_l^2 = \sum_{m \neq l}^{\infty} \lambda_m^2$
ist offenbar mit

$$\frac{1}{(a(l,k)-1)^2}$$

verträglich durch die Konstanz

$$a(l,k)$$

bestimmt, welche
 wiederum von den Eigenwerten =
 Werten $a_{p,q}$ abhängen. Alle
 diese Eigenwerte sind aber wegen
 der Operatorhermitizität des
 Hilbertschen approximierten
 Raumoperators reelle Zahlen,
 wovon ~~noch~~ auch die $a_{p,q}$ und
 die λ_l wie bestimmten
 Konstanten reelle Zahlen sind. Nach
 gilt $a(l,k) = \sum_{m \neq l}^{\infty} \lambda_m^2 \neq 1$ wegen
 die Eigenwerte von λ_l verschwin-
 den sind. Hieraus folgt aber,

$$e^{\lambda_l(k)} \leq e \cdot (1 + A_{l,k} e^{\lambda_l(k)} \leq e)^{-1}$$

$$\sum_{l=1}^{\infty} (a(l,k) - 1)^2 > 0$$

~~$$\sum_{l=1}^{\infty} \lambda_l^2 = \sum_{m \neq l}^{\infty} \lambda_m^2$$~~
 für nicht verschwindende Eigen-
 werte λ_l . Die Konstanten

des $\pi_3 \equiv A_{(1)}$ sind reell,

$$\text{wobei } \lambda^{(1)} \equiv \lambda_5 = \lambda_1$$

summiert ist, wovon $\lambda_5^2 > 0$

$$\text{für } \lambda_1^2 \leq \lambda_3^2, \text{ aber } \lambda_2^2 < 0$$

$$\text{gilt. Mit } \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p^2 = \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p^2 \geq 0$$

$$\text{gilt } \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p^2 = -\lambda_5^2, \text{ sowie } \lambda_2^2 =$$

$$= \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p^2 - \sum_{p=1}^{\infty} \lambda_p^2 = \lambda_5^2 = \lambda_1^2 \text{ gilt}$$

$$\lambda_{l,k} \sim e^{\lambda_l(k)} (1 + A_{l,k} e^{\lambda_l(k)})$$

in dieser Fassung gestaltet die

Begleichung eine qualitative Zu-

schreibung der räumlich-euk-

lidischen Konstante. $\sum_{l=1}^{\infty} \lambda_l^2$ ist of-

ferat ein Radius im π_3 wovon

λ_1 eine euklidische, also kranfi-

erte Bewertung ist (gültig oder
 falls peell). Ist $E_L > S_L$ dann
 bleibt $E_L^2 - S_L^2 > 0$ und $\mu_{\text{ap}} = 0$
 was wegen $L_{\text{in}(K)} = \text{für } L(K)^{L+}$
 + $\text{für } L(K) \text{ für die Zustands-}$
 funktion L für $E_L > S_L$
 keine komplexen periodische Funktionen
 sein beschreibt, für welche die
 $L(K)$ offenbar diskrete Eigen-
 werke sind. Heißt für period.
 vorgegebenen Wert E_L der Raum-
 bereich $S_L < E_L$ an wovon
 $E_L = S_L$ überschritten wird dann
 gilt für die Punkte auf der
 durch diese Bedingung be-
 schriebenen Raumfläche $p_2 = 0$
 also $L_K = \text{const.}$ Invertieren
 der Fläche $S_L = E_L$ hervorst
 also ein periodisches Potential-
 linesgesetz, aber außerhalb

durch Fläche $S_L > E_L$ enthält $E_L^2 =$
 $- \frac{E_L^2}{2} < 0$ sein, so muß
 dies bestehen $L \sim L^{-1}(K) \sum_{i=1}^L (1 +$
 $+ A_{L,K} e^{-R(K) \sum_{i=1}^L L_K}$ mit $\mu_{\text{ap}}(K) \cdot \sum_{i=1}^L = 0$
 weil in diesem Fall $\sum_{i=1}^L > 0$,
 bleibt. Außerdem ist Raum-
 fläche $S_L = E_L$ wird L_K zu
 einem exponentiellen Anwachse
 gesetz, was Abklingungs konstante L_K
 des Eigenwertes $L(K)$ ist.
 Wegen des exponentiellen Abfalls
 hat L_K für $S_L > E_L$ offen-
 bar den Charakter eines Nah-
 angrangespeldes. Wenn die
 Eigenwerte welche die Linie-
 ar konfigurations des Wortes
 naturtraces formale L_K A
 bestimmen, so beschaffen sind
 das alle konfigurations für
 $p \leq 3$ vers charakter.

oberflächlich wird das Interpretation
des Raumkorrelationskoeffizienten als
kleinsten Korrelationskoeffizienten.

31.5.61.

Einige Bestimmungen

der Eigenwertspektren, also der
multiplen Korrelationskoeffizienten
des T_3 , muß auf jeden Fall
eine Bestimmung des Funktionens
korrelationskoeffizienten $A_{l,k}$ aus der

$$\text{Lösung } T_{l,k} = \lambda_{l,k} \cdot l(1+l)^{-1}$$

$$\text{mit } l = \sum_{k=1}^{\infty} A_{l,k} \cdot l(1+l)^{-1}$$

$$\sum_{l=1}^{\infty} l = \sum_{l=1}^{\infty} l(1+l)^{-1}$$

festgestellt werden, bzw. wegen der
Hörmann-Besitz des Raumkorrelationskoeffizienten

die $\lambda_{l,k}$ reelle Zahlen sind,

während wegen $x_5 = i \varepsilon$ reell

$$\text{dargestellt werden } \sum_{l=1}^{\infty} \lambda_{l,k}^2 = -\varepsilon^2 \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_l^2}\right) =$$

$$= -\varepsilon^2 \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l^2} \text{ für } 0 \leq \varepsilon_l < \varepsilon \text{ immer}$$

$$\text{da } \varepsilon_l \leq \varepsilon \text{ mit } \varepsilon_l \text{ reell}$$

$$z = \lambda_{l,k} \cdot \varepsilon_l \cdot y \text{ Korrelationen sind;}$$

wird auch φ eine Korrelation
Funktion in $T_{l,k}$ Intervall $0 \leq \varepsilon_l < \varepsilon$

ist. Wenn aber $T_{l,k}$ komplex ist

dann ist im allgemeinen Fall

auch die Funktionenskorrelation

$$A_{l,k} = a_{l,k} + i b_{l,k} \text{ komplex}$$

auszuweisen. Wegen der Realität

$$\text{für } \lambda_{l,k}(k) \text{ kann also}$$

$$\frac{T_{l,k}}{\lambda_{l,k}} = \mu + i \nu \text{ und } A_{l,k} z =$$

$$= (a_{l,k} + i b_{l,k}) (\cos z + i \sin z) =$$

$$= a_{l,k} \cos z - b_{l,k} \sin z +$$

$$+ i (a_{l,k} \sin z + b_{l,k} \cos z) =$$

$$= \eta + i \pi, \text{ also } \eta = a_{l,k} \cos z -$$

$$b_{l,k} \sin z \text{ und } \pi = a_{l,k} \sin z +$$

$$b_{l,k} \cos z \text{ gesetzt werden.}$$

Dann wird aus der Lösung

$$\text{die Korrelation bestimmt}$$

$$\eta + i \pi = (\mu + i \nu) (1 + \gamma + i \varepsilon)$$

$$= \mu (1 + \gamma) - \nu \varepsilon + i (\nu (1 + \gamma) + \mu \varepsilon)$$

$$\text{Spaltung in Real- und Imaginärteil}$$

liefert die beiden Begleichungen

$$u(1+\eta) - v x - \eta = 0 \quad \text{und}$$

$$u x + v(1+\eta) - x = 0. \quad \text{Aus}$$
 der zweiten Begleichung folgt

$$u = 1 - \frac{v}{x}(1+\eta) \quad \text{womit in}$$
 der ersten substituiert werden
 kann. Das ergibt $0 = (1+\eta)(1 - \frac{v}{x}(1+\eta)) - v x - \eta = 1 - v \frac{v x}{x} \quad \text{aber}$

$$v = \frac{x}{2\omega}, \quad \text{wenn gilt Kützinger}$$

$$\omega = (1+\eta)^2 + x^2 \quad \text{benutzt}$$
 damit ergibt sich für den
 Realteil der Eigenfunktionen

$$u = 1 - \frac{v}{x}(1+\eta) = 1 - \frac{1}{2\omega}(1+\eta).$$
 Die Entwürfe der periodischen
 Eigenfunktionen im Intervall

$$0 \leq \xi \leq 2\pi$$
 werden besetzt =
 ben $\frac{d^2 u}{d\xi^2} = 0, \quad \frac{d}{d\xi} \sim \frac{d}{dx} (u+iv) = 0,$
 also $\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dx} = 0, \quad \text{es ist}$

$$\frac{u}{x} = -x \quad \text{und} \quad \frac{dx}{d\xi} = \eta, \quad \text{aber}$$

$$\frac{dv}{d\xi} = 2 \frac{d\eta}{d\xi} (1+\eta) + 2x \frac{dx}{d\xi} =$$

$= -2x.$ Damit folgt aus der
 Exkreuzbedingung $\frac{du}{d\xi} = 0$
 Forderung $-x\omega = -2x(1+\eta)$ also
 $-x^2 = (1+\eta)^2 - 2(1+\eta) =$
 $= \eta^2 - 1, \quad \text{also} \quad x^2 + \eta^2 = 1.$
 Aus $\frac{dv}{dx} = 0$ folgt $\eta\omega = -2x^2$
 aber $x^2(2+\eta) = -\eta(1+\eta)^2.$
 Substituiert man $x^2 = 1-\eta^2$
 liefert man $\eta = -1.$ Eine
 Bedingung für $A_{L,K}$ folgt aus
 unmittelbar aus $\eta = x^2 + \eta^2 =$
 $= a_{L,K}^2 + b_{L,K}^2.$ Die andere Be-
 dingung $\eta = -1$ liefert
 $a_{L,K} \cos z = b_{L,K} \sin z - 1$ also
 $1 - 2b_{L,K} \sin z + b_{L,K}^2 \sin^2 z =$
 $= a_{L,K}^2 \cos^2 z = \cos^2 z - b_{L,K}^2 \cos^2 z =$
 $= 1 - b_{L,K}^2 \cos^2 z - \sin^2 z, \quad \text{also}$
 $1 + (b_{L,K} - \sin z)^2 = 1. \quad \text{Ganz exakt}$
 speaking folgt $1 + (a_{L,K}^2 + \cos z)^2 = 1$
 aber für die Eigenwertprobleme

$\cos z = -a_{l,k}$ und $\sin z = b_{l,k}$ mit
 $z = \lambda_l(k)E_l$ während $\rho_{l,k}^{\text{von}} =$
 statisches $\rho_{l,k}^{\text{von}} = a_{l,k}^2 + b_{l,k}^2 = 1$
 Zusammenhang. Zur Be-
 stimmung des Proportions
 einer zweiten Beziehung zur
 Substitutionskondition, da
 es gilt für den verbleibenden
 Konstanten $\leq$ Möbiustransformationen,
 nämlich $0 < (a_{l,k}^2 + b_{l,k}^2) < 1$
 sowie $a_{l,k} = 0$, $b_{l,k} = \pm 1$
 und $a_{l,k} = \pm 1$, $b_{l,k} = 0$.
 D.h. b. b. l. Zur Bestimmung beider
 Konstanten gibt eine weitere Be-
 ziehung zwischen $a_{l,k}$ mit $b_{l,k}$ für
 Substitutionskonst. $a_{l,k}^2 + b_{l,k}^2 = 1$
 abh. Zur Auffindung des stat. $\rho_{l,k} =$
 stat. $\rho_{l,k}$ Konvergenz
 $\rho_{l,k} = \rho_{l,k}^{\text{stat.}}$ d. $\rho_{l,k} < \infty$ was
 bedeutet werden. Dann sieht man

Folgendes alles auf die Zustandsfunktion
 von z bezieht, soll die Funktion
 $z_{l,k}$ als verknüpfend we-
 gelassen werden. Mit dem Ver-
 hältnis $\rho_{l,k}$ $z = \lambda_l(k)E_l$.
 $1 - (\frac{\rho_{l,k}}{E_l})^2$ zeigt sich, daß z
 ein unveränderliches Maß für den
 Abstand S_l im $\mathbb{R}_3$ vom Zentrum
 der Koordinaten ist, weil E_l
 $= \text{const.}$ wegen der Äquivalenz
 aus der metrischen angenommen
 werden muß. Der Parameter $\rho_{l,k}$
 kann z als modifizierter
 Maß von S_l aufgefaßt werden,
 wobei für $dS_l = 4\pi z^2 dz$ $z =$
 setzt werden kann. Diese Ver-
 änderung gilt für $S_l = 0$ zu $z =$
 $= \lambda_l(k)E_l$ oder für $z = 0$ auf
 der Fläche $S_l = E_l$ und $\rho_{l,k} = 0$
 für $S_l > E_l$, was im $z \rightarrow \infty$

für $S_L \rightarrow \infty$ gilt Folgesatz
 des Satzes der Riemannschen
 Integration. R_3 wird durch die Fläche
 $z = 0$ mit $E_L \neq 0$ in zwei aus-
 gegliederte Bereiche zerlegt.
 Berechnung der Fläche
 $P = \lambda A e^{iz} (1 + A e^{iz})^{-1}$ für $S_L < E_L$
 und $P = \lambda A e^{-iz} (1 + A e^{-iz})^{-1}$ für
 $S_L > E_L$, wobei immer $AA^* = 1$ ist.
 Im $\int P^* d\Omega$ <läuft> zwischen
 E_L und ∞ geht λ in ∞ über.
 Dieser Intervall $z = 0$ erreicht
 nicht. Herangehen $\lambda^2 P^* = \lambda^2 (P + \text{const})$
 und $\lambda^2 P^* \leq \lambda^2 (P + \text{const})$ mit
 $P = \frac{1}{\lambda^2} \int P^* d\Omega$ und $P =$
 $= \frac{1}{\lambda^2} \int P^* d\Omega$ wenn bedacht
 $\lim_{z \rightarrow 0} P^* = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} P^* d\Omega$ und
 $\lim_{z \rightarrow 0} P^* = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} P^* d\Omega$ die
 Unbestimmten Integrale ohne
 Integrationskonstante für $z = 0$.

Da immer $z = 0$ innerhalb der Integrations-
 bereiches $\int P^* d\Omega < \infty$ liegt,
 wenn $\lim_{z \rightarrow 0} P^* = \lim_{z \rightarrow 0} P$ sein, wobei
 der stetige Übergang von P
 $S_L < E_L$ über $S_L = E_L$ nach
 $S_L > E_L$ stattfindet.
 Diese Eigenschaft der Grenzwerte
 für $z \rightarrow 0$ kommt genau Ausdruck
 für $0 = \lim_{z \rightarrow 0} (P - P^*) = \frac{1}{\lambda^2} \left(\int_0^{\infty} P^* d\Omega - \int_0^{\infty} P^* d\Omega \right) = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} P^* d\Omega$
 $= \int_0^{\infty} \left(\frac{P^*}{(1+P)^2} - (1 + \alpha y + y^2)^{-1} \right) d\Omega$
 wenn $P^* = A e^{iz}$ sowie $y = e^{iz}$
 und $A = A + A^*$ ist, da beide Teile
 große Größen der gleichen Ordnung
 vergrößern müssen. Folgt $\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} P^* d\Omega =$
 $= \int_0^{\infty} P^* d\Omega = \frac{1}{\lambda^2} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^{\infty} (P^* - P^*) d\Omega =$
 $= \frac{1}{\lambda^2} \lim_{z \rightarrow 0} \left(\int_0^{\infty} P^* d\Omega - \int_0^{\infty} P^* d\Omega \right) =$
 $= (2 + \alpha)^{-1}$, was eingesetzt wegen
 $A = A + A^* = 2\alpha_{LH} \equiv 2\alpha$ die Be-
 zeichnung $(1+A)^2 = 2A(1+\alpha)$ oder

$A^2 - 2Aa = -1$ liefert. Hieraus
 folgt aber $(A - a)^2 = a^2 - 1$ was
 nicht $A = a_{\ell, k} + i b_{\ell, k} \equiv a' + i b$
 zu hat die Eigenwerte definierenden
 Dispersionsbeziehung $a^2 + b^2 = 1$
 genügt. Aus der Stelle $z = a$
 muss also ebenfalls ein Eigenwert
 liegen, so dass der Bereich für Γ
 mit ^{komplexen} $b_{\ell, k}$ Intervalle $0 \leq \xi_{\ell} \leq \xi_{\ell}$
 die Fläche $S_{\ell} = \xi_{\ell}$ ausfüllt.
 $z = a$ kann nun auch in die $\xi_{\ell} =$
 Grenzwertbeziehung $\cos z = -a_{\ell, k}$
 und $\sin z = b_{\ell, k}$ eingesetzt werden
 was $\sin b_{\ell, k} = a_{\ell, k}$ und $a_{\ell, k} = -1$
~~liefert~~. Also $A_{\ell, k} = -1$ folgt. Auf
 diese Weise ist also die Integrations-
 konstante bestimmt, doch
 zeigt sich das wegen $A_{\ell, k} = -1$
 diesen Wert von der jeweiligen Γ -
 Abhängigkeit ℓ, k unabhängig ist

und nunmehr für alle $\Gamma_{\ell, k}$ gelten
 muss, besteht folglich aus der Eigen-
 wertbeziehung $\cos z = +1$ und $\sin z = 0$
 die Gesamtheit der Eigenwerte $\Gamma_{\ell, k}$
 zu $\lambda_{\ell, n}(k) \cdot \xi_{\ell} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_{\ell, n}}{\xi_{\ell}}\right)^2} = \frac{\pi}{2} \cdot 2\pi n \frac{\ell}{2}$
 wobei der jeweilige Wert $\xi_{\ell} = \text{const.}$
 vorgegeben sein muss. Auftrags $\Gamma_{\ell} =$
 per Bestimmung der Integrationskon-
 stanten werden die Lösungen $\Gamma_{\ell, k} =$
 $= -\lambda_{\ell}(k) \cdot e^{i z} (1 - e^{i z}) \frac{\ell}{2}$ nicht
 $\cos z_n = +1$ einbehalten. d. h.
 es darf keine Unterscheidung
 zwischen einem positiven und
 einem negativen $\Gamma_{\ell, k}$ und das
 hat wiederum zur Folge dass die
 durch die Randwertbestimmung
 beschriebenen separablen katali-
 feldquanten bei ärmischer Anti-
 korrelation keine Bipolarität auf-
 weisen können. Diese Fiktion ist

Eigenwertoperatoren $\lambda^k(l, l) = \lambda_p(l, k)$
 für Folge hat. Weiter gilt allgemein

$$a(l, k) = \sum_m a_m^{(k, l)} = \sum_m \frac{a_{k+m} a_m}{a_{k+m} a_m} =$$

$$= 3 - a_{k,5} \cdot \frac{a_{5,5}}{a_{5,5}}. \text{ Damit ist aber}$$

 die Möglichkeit $\lambda_{5,5}$ kein gegeben, die zu

$$\hat{P}(\pi_3) = (\tau_{l,k}^3)_{3 \times 3} \text{ Zusammenfassung}$$

 fester Zustandsfunktionen zu
 Vektoren. Sets gilt wegen
 $k \neq 5$ und $l \neq 5$ in Ansatz
 Matrix $E_l = \varepsilon$, wobei die
 einzelnen Elemente hinsichtlich
 von k und l mit $\sqrt{1 - (\frac{g_l}{\varepsilon})^2}$
 von $\lambda_l(k)$ und $\lambda_l(k) \in \sqrt{1 - (\frac{g_l}{\varepsilon})^2}$
 also $\sum_l$ abhängen. Für die für $a =$
 Eigenwerte $k = l$ gilt

$$a(l, l) = 3 - a_{5,5} \neq \text{also } a(l, l) - 1 =$$

$$= \lambda_p(l, 5) \cdot (2\lambda_1'(l, 5) + \lambda_5(l, l)).$$

 Wenn also $\sum_{p \neq 5} x_p^2 = x^2$ gesetzt wird,
 dann folgt für die Diagonalform

$$\sum_l x_l^2 = x^2 + \frac{x_l^2 \cdot \lambda_l(l, 5)}{(2\lambda_2(l, 5) + \lambda_5(l, l))^2}.$$

d.h. die beiden Eigenwertoperatoren
 $\lambda_5(l, l)$ und $\lambda_l(l, 5)$ definieren im
 Sinne einer Affinität die Raum-
 koordinaten x_i solange $\lambda_l(l, 5) \neq$
 $\neq 2\lambda_1(l, 5) + \lambda_5(l, l)$ bleibt.
 Gilt jedoch $\lambda_5(l, l) = -\lambda_l(l, 5)$
 also $a_{5,5} = 1$, wenn wieder diese
 Affinität nicht mehr.
 $a_{5,5} \neq 1$ bedeutet zweier
 Typ in $\tau_{l,l}$ stets die Koordinaten
 von x_l des π_3 definieren
 worden ist. Ein Eigenwertoperatoren
 nämlich $\lambda_5(l, l)$ kann durch
 $\lambda_l(l)$ und $\lambda_m(l, l)$ für $m \neq (l, 5)$
 ausgedrückt werden, denn wegen
 $\lambda_l(l, l) = 0$ gilt $\lambda_l(l) = \sum_{m \neq l, 5} \lambda_m(l, l)$
 $+ \lambda_5(l, l)$. Für die Isotriagonal
 elemente von $\hat{P}(\pi_3)$ also $k \neq l$
 folgt wegen, da jetzt $a(l, k) =$
 $= 3 - a_{k,5} \cdot \frac{a_{5,5}}{a_{k,5}}$ ist und $a_{k,5} \neq a_{l,5}$

$$= - \frac{Z(\lambda, \kappa, e)}{n(\lambda, \kappa, e)}$$
 ist eine aus
 drei Eigenwertspektren gebildete
 Perizykel in Zähler (2) und
 Nenner (n) besteht, die sämtl-
 lich die Indignation 5/ der
 Eutelechia enthalten, folgt
 also die Indignation $S^2 = x^2 + \frac{(2n+2)^2}{x^2 \cdot n^2}$
 d.h. auch in den T_{κ} erfüllt
 die Räumkoordinaten x , eine
 affine deformation, was aber
 die Koordinaten x_n . Diese affine
 Transformation wird
 wiederum von den eutelechia-
 Komponenten der Eigenwerttypen
 l und κ und den pänuelischen in
 l und $\kappa \neq l$ bestimmt ab-
 soll die Koordinaten κ sein
 deformation erscheint. Das pän-
 elwertspektrum $\lambda_l(\kappa) = \sum_m \lambda_m(\kappa, e) =$
 $= \lambda_m(\kappa, e) + \lambda_5(\kappa, e) + \lambda_\kappa(\kappa, e) =$

$= \lambda_m(\kappa, e) + \lambda_5(\kappa, e) + \lambda_\kappa(\kappa, \kappa)$ und
 $\lambda_\kappa(e) = \lambda_m(e, \kappa) + \lambda_5(e, \kappa) + \lambda_\kappa(e, e)$ folgt
 wegen $\lambda_l(\kappa) = \lambda_\kappa(e)$ sowie $\lambda_m(\kappa, e) =$
 $= \lambda_m(e, \kappa)$ unmittelbar $\lambda_l(\kappa, \kappa) =$
 $= \lambda_\kappa(e, e)$. Für $l = 5$ und $\kappa \neq 5$
 19.6.61 ist wegen $(a(5, \kappa) - 1)^2 =$
 $= (2(a(\kappa, 5) - 1)^2 - 1) - \frac{(5-1)^2}{2} =$
 $a(5, \kappa) \neq a(\kappa, 5)$ so daß in
 diesem Fall Zusammenhang
 zwischen den Eigenwerten nicht
 wie im T_3 hergestellt werden
 können. Es ist $a(5, \kappa) =$
 $= \sum_m a_m^{(\kappa, 5)} = \frac{1}{a_{\kappa, 5}^{m+5}} \sum_{m+5} a_{m+5}^{5, m} + 1$
 aber $a(l, 5) = \sum_m a_m^{(l, 5)} = \frac{1}{a_{l, 5}^{m+5}} \sum_{m+5} a_{m+5}^{5, m} -$
 $= \frac{1}{a_{l, 5}^{m+5}}$. Hieraus folgt, daß im Fall
 $l = 5$ und $\kappa \neq 5$ wegen
 $S^2 = \sum_{\kappa=1}^3 x_\kappa^2$ nicht deformation
 erscheint, während die eutele-
 chalen Eigenwertkomponenten
 wegen $\sum_5 = \varepsilon(a(5, \kappa) - 1) - 1$ die

Ausgeführte Koordinaten x_5 im
Raum der Hermiteschen Definitivität.
Auch $\varphi^{5,5}$ ist positiv definit weil
 $a(5,5) = 1 - \sum_{m \neq 5}^{m=5} a_m^5 \neq 1$
bleibt. Die per seichen drei Eigen-
funktionen der Form $\varphi^{5,5}$ nach
 $l \neq 5$ zeigen Ableitungen wegen
 $E = \varepsilon$ räumliche Definitivität =
Raum der Koordinaten x des
 R_3 , welche durch die Koeffi-
zienten $a(l,5)$ bestimmt
werden. Das quadratische Schema
 $\varphi(R_3)$ kann also durch die
Spalte $\varphi^{5,5}$ zu einem Rechteck =
Reksschema erweitert werden,
in welchem die Eigenwerte
nur affine Raumdefinitivität =
Raum vertragen. Eine
abnormaler Erweiterung zu
 φ durch eine vierte Zeile $\varphi^{5,k}$

(hier durchläuft k alle hermiteschen
schon früher) umfasst dann
alle Eigenfunktionen und die
Zeile $\varphi^{5,k}$ diejenigen in denen
die Eigenwerte der Transformierten
Koordinaten x_5 definieren.
Zusammengefasst sieht also für
die Eigenfunktionen der Raum-
koordinaten

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_{1,1} & \varphi_{1,2} & \varphi_{1,3} & \varphi_{1,5} \\ \varphi_{2,1} & \varphi_{2,2} & \varphi_{2,3} & \varphi_{2,5} \\ \varphi_{3,1} & \varphi_{3,2} & \varphi_{3,3} & \varphi_{3,5} \\ \varphi_{5,1} & \varphi_{5,2} & \varphi_{5,3} & \varphi_{5,5} \end{pmatrix}$$

mit $\varphi_{l,k} = -\lambda_l(k) \cdot \varphi^{5,k} (1 -$
 $\varphi^{5,k})^{l-1}$ und $\varphi_{l,k} =$
 $= \lambda_l(k) \cdot \varphi_{l-1} \cdot \left(\frac{\varphi_{l-1}}{\varphi_{l-1}} \right)^2$. Für
die Eigenwerte $\lambda_l(k)$ folgt aus
der Eigenwertbedingung
 $\cos \varphi_{l,k} = -a_{l,k} \cdot \varphi_{l,k} = \lambda_{l,k}$

Werte für den Integrationsbereich

$$a_{\ell, \kappa} = -1 \text{ und } \delta_{\ell, \kappa} = 0 \text{ das}$$

Eigenwertspektrum $\lambda_{\ell}(\kappa) \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$

$$= \pm 2\pi n_{\ell}(\kappa) \text{ für alle } \ell \in \mathbb{Z}$$

manche aus $\mathcal{P}$, liegen

$$\text{u.z.B. } \lambda_{\ell}(\kappa) = \sum_m \lambda_m(\kappa, \ell) \text{ und}$$

ist Linearität hinsichtlich $n_{\ell}(\kappa)$

$$\text{dann immer } n_{\ell}(\kappa) = \sum_m n_m(\kappa, \ell)$$

$$\text{also } 0 = \sum_m \lambda_m(\kappa, \ell) \in \mathbb{R} \setminus \{0\} \Rightarrow \sum_m n_m(\kappa, \ell) = 0$$

$$\Rightarrow \sum_m n_m(\kappa) = \sum_m (\lambda_m(\kappa, \ell) \in \mathbb{R} \setminus \{0\}) \Rightarrow \sum_m n_m(\kappa) = 0$$

ist $2\pi n_m(\kappa, \ell)$ beschrieben werden,

was aber noch Quadraturen

$$\lambda_m^2(\kappa, \ell) (\ell^2 - \sum_{\ell} \ell^2) = 4\pi^2 n_m^2(\kappa, \ell)$$

gilt Folge hat, ist stets $\kappa_5 \perp \kappa_3$

gilt dann zwei Einheitsvektoren

$$\bar{e}_{\ell} = e_{\ell} \text{ und } \bar{e}_{\ell}^{\top} e_{\ell} = \sum_{\ell} e_{\ell}^{\top} e_{\ell} = \sum_{\ell} 1 = \sum_{\ell} 1$$

ist orthogonalität $\bar{e}_{\ell}^{\top} e_{\ell} = 0$ definiert

$$\text{werden, wobei sich } \sum_{\ell} e_{\ell}^2 - \sum_{\ell} 1 =$$

$$= (\sum_{\ell} 1 - \sum_{\ell} 1)^2 \text{ ergibt. Für alle}$$

Druckzahlen $n_m(\kappa, \ell)$ gilt dann

die gleiche Modultat, nämlich

$$n_m^2(\kappa, \ell) = (\bar{e}_{\ell}^{\top} e_m(\kappa, \ell) - \bar{e}_m^{\top} e_{\ell}(\kappa, \ell))^2$$

was entspricht eine Linearitätsbedingung

und eine Spalten, nämlich

$$\lambda_m(\kappa, \ell) \in \mathbb{R} = \pm 2\pi n_m(\kappa, \ell) \text{ und}$$

$$\lambda_m(\kappa, \ell) \in \mathbb{R} = \pm 2\pi n_m(\kappa, \ell) \text{ gilt}$$

Folge hat, mit $(\mu, \nu)_{\kappa, \ell} = \sum_m (\mu, \nu)_m(\kappa, \ell)$

gilt also $\lambda_{\ell}(\kappa) \in \mathbb{R} = \pm 2\pi n_{\ell}(\kappa)$ sowie

$$\lambda_{\ell}(\kappa) \in \mathbb{R} = \pm 2\pi n_{\ell}(\kappa) \text{ offenbar}$$

Rechengesamt das erste Eigenwertoper-

stern (μ) transfinite, euklidische Kon-

stant Konvergenz, welche als

auktorene außerhalb des $\mathbb{R}_3$ das

euklidische Kaps der Raumkonstanten

sation bestimmen, während die

Eigenwertoperaten (ν) offensichtlich

ist die Raumkonstanten als

zentrale Elementarkörperstellen

direkt angeben. Die Linearität

des Spektrums μ weist offenbar auf

das Bohrendensetz neutralisiert. Man kann
 daher Antikörpern zugeben, die aber
 bezogen auf den π_3 , wegen ihres
 kausalen Charakters, latent
 bleiben müssen, vorausgesetzt,
 dass eine äussere Hercektore
 fehlt. Auf eine solche elektros-
 tische Ladungen kann als das Zwei-
 deutigkeit der Spektra nicht ge-
 schlossen werden, weil diese Spektra
 in den Eigenfunktionen und die
 Isopermeten bestimmen. Aus
 diesem Grunde können konstantes
 verwendet werden, dass die Zwei-
 deutigkeit der Spektra π im π_3
 auf die Bipolarität zwischen
 hersekt = mit Gravitationsfeld =
 massen gravitativ.
 6.7.61 Division der beiden Eigenwert-
 gleichungen miteinander liefert

die passende Verknüpfung $S = \frac{\pi_{k,e}}{\pi_{k,e}}$
 ist zwischen π_3 und π_5 nicht ganz
 linear von Quasenzahlen. Alle $\pi_{k,e}$
 stände $\pi_{k,e} < \pi_{k,e}$ kennzeichnen
 Eigenwerte innerhalb $S = \pi_{k,e}$.
 Im Bereich $S > \pi_{k,e}$ ist aber
 das Eigenwertproblem nicht
 mehr lösbar (abstraktes
 Wirkungsfeld) selbst für
 die ganzen Quasenzahlen
 $\pi_{k,e} \leq \pi_{k,e}$ zu setzen ist. Für
 $\pi \neq 5$ gilt immer $\pi = \pi$, also
 $S = \frac{\pi_{k,e}}{\pi_{k,e}} \pi$ aber für $\pi = 5$
 stets $S^2 = \sum_{i=1}^3 \pi_i^2 = \pi^2$ und
 $\pi_5 = (a(5, \pi) - 1)^{-1} \pi = \pi_k \pi$, also
 $\pi = \frac{\pi_{k,5}}{\pi_{k,5}} \pi_k \pi$ für alle hersektoren
 Fußgänger π_k . In der Verknüpfung
 erscheinen für $\pi \neq 5$ die S_k
 Eigenwertverhältnisse zwischen $\pi =$
 formiert im Raum von Affektoren.

Während für $l=5$ immer $S_5 = r$ undefiniert bleibt, ist Bestimmung des nächsten Trägheitsmassen zentraler Elementarbaupunktes ist es daher zweckmäßig die Bogenlänge $l = 5$ zu benutzen. Es gilt $r = \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} \varepsilon_5 = \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} a_K \varepsilon$. Die zentralen Kondensationsfelder der Theorie sind bei äquivalenter Antihierarchie als präzifizierte Kondensationsstufen für $\eta = a$ aufzufassen, für die aber das Spektrum $\pm 2\pi n = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\varepsilon^2 + \eta^2} = \frac{\lambda}{2} \varepsilon$, also $\varepsilon = \pm 4\pi n \cdot \frac{1}{\lambda}$ gilt. Einsetzen liefert $r = \pm 4\pi n \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} \lambda$. Wenn beide offensichtlichen r die halbe Wellenlänge ist einer ritsch die Brackenzahlen definierten Zustandes. Für die Grundwellenlänge muß dannach

$\lambda = 2 \sum \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} r = \pm 8\pi n \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} a_K = \pm 8\pi n \frac{N}{\lambda}$, wobei $N = n \sum \frac{r_{K,5}}{r_{K,5}} a_K$ eine zahlentheoretische Funktion sein muß, denn die a_K werden von Eigenwertverhältnissen bestimmt. Nach dem Grundsatz der Quantendynamik ist aber $\lambda = \frac{h}{p}$ mit dem Impuls $p = \frac{h}{\lambda} + p_K$ der Impuls $p = m \cdot c$ Reizeschwer dabei den Impuls der faktischen Teilmasse m als Trägheit der Elementarbaupunkte erschreckend und $p = \frac{h}{\lambda} + p_K$ ist bei Resonanzimpuls! Mit der Kürzung $\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{4\pi r}$ wird dannach $\pm 2Nc = \frac{h}{m} \left(1 - \frac{4\pi r}{m}\right)^{-1}$ oder auch $\frac{h}{2Nc}$ auch $m \left(1 - \frac{4\pi r}{m}\right) = M$ weil $a = \frac{4}{3} c$ ist.

25.7.61 offenbar existiert für jeden Zustand K ein anderes λ die

Messfeldwellenlänge λ die offensichtlich den Trägheitswert der neutralen Elementarpartikelbestimmung entspricht genau beschreibend ist.

$$\lambda = 2 \sum_n r = \pm 8 \pi \frac{n}{\lambda} \cdot \sum_n \frac{r_{n,5}}{r_{n,5}} a_n$$

Es muß für diese Summe die halbe Messfeldlänge angenommen werden, weil die Messfeldmasse als Negativ der gravitativen Feldmasse die Oberfläche $S = \xi$ der Korpustikel bezieht. Da nun diese Fläche entsprechend auch $S = \xi = \xi_{\frac{5}{2}} = \xi_{\frac{1}{2}}$ ist $r_{n,5} = r_{n,1/2}$ also $\sum_n \frac{r_{n,5}}{r_{n,5}} a_n = \sum_n a_n = a$. Damit dies bedeutet für die Messfeldwellenlänge der Korpustikel $\lambda = \pm 8 \pi n \frac{a}{\lambda}$. Da weiter nach dem Querkontinuum, alioquin des meso- und gta = vitarisfeldes $\lambda = -\frac{h}{p \omega}$ gilt, erhält die Messfeldmasse für $p = \frac{h}{2 \pi a \omega}$.

Diese Messfeldmasse kann aber aus der Lösung des approximations Graft. = Relativgesetz $p q e^{-9} = A (1 - \frac{p}{c})^2$ mit $A = \frac{3}{16} \frac{p^3}{c^2}$ und $M = L_m$ wird eine Lieresrelationen ermittelt werden. Es ist $p (1 - \frac{p}{c})^{-2} q e^{-9} = A = \text{const.}$ also auch, denn $p_0 \ll p$ da $\text{rel} = \text{pärkeleffektiv}$ ist, $A = p_0 (1 - \frac{p_0}{c})^{-2} q e^{-9} \approx p_0 q e^{-9}$. Da weiter $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{p^2}{c^2}}$ und $p = p \frac{m}{c} (1 - \frac{p}{c})^2 \ll c^2$ bleibt folgt, $p \approx \frac{p_0}{c} m$, also $A \approx p_0 (1 - \frac{p_0}{c})^{-2} q e^{-9} \approx \frac{3}{16} \frac{p_0^3}{c^2} m (1 - \frac{3}{16} \frac{p_0^2}{c^2} \frac{m}{p_0})$ während $A = p (1 - \frac{p}{c})^{-2} q e^{-9}$ im ganzen Fall $p_0 \leq p \leq p_{\text{ext.}}$ gilt, gilt auch die Lieresrelation $A = \lim_{p \rightarrow 0} p (1 - \frac{p}{c})^{-2} q e^{-9} = \frac{3}{16} \frac{p_0^3}{c^2} m$ für $p \rightarrow 0 = \frac{3}{16} \frac{p_0^3}{c^2} m$, weil $\lim_{p \rightarrow 0} e^{-9} = e^0 = 1$ ist. Daraus mit A liefert $m_s = m (1 - \frac{3}{16} \frac{p_0^2}{c^2} \frac{m}{p_0})$. Für die Messfeldmasse folgt dann

$$\mu = m - m = \frac{3}{16} \frac{\pi^2}{c^2} \frac{m^2}{k_0}, \text{ wobei}$$

$$= \frac{3}{16} \frac{\pi^2}{c^2} \frac{m^2}{k_0} \text{ in Substitutionsform ist.}$$

Diese Substitutionsform liefert für das Massenspektrum der neutralen Elementarkorpuskel $m^2 = \frac{8}{3} \frac{c^2}{\pi} \frac{\pi k_0}{\pi a \omega}$

$$= \frac{8}{3} \frac{c^2}{\pi} \frac{\pi k_0}{\pi a \omega} \text{. Hierin Korr.} =$$

auf $\lambda \cdot p_0$ ein zuteilbares Eigenwertproblem, nämlich $\lambda p_0 =$

$$= \frac{8}{3} \frac{c^2}{\pi} \frac{\pi k_0}{\pi a \omega} = \pm 2\pi \frac{\pi k_0}{\pi a \omega} =$$

$$= \pm 2\pi \frac{\pi k_0}{\pi a \omega} \text{. Sowohl } m^2 \text{ als auch}$$

λp_0 sind zweideutig. Da aber die Massentragheit einer freien Korpuskel immer reell sein muß, kann nur das obere oder andere Vorzeichen von m mit dem anderen oder oberen von λp_0 korrespondieren, so daß $\lambda p_0 = \pm 2\pi \frac{\pi k_0}{\pi a \omega}$ ist. Damit folgt aber

$$m^2 = 4\pi \frac{c^2}{\pi} \frac{\pi k_0}{\pi a \omega} = \frac{4\pi^2 c^2 k_0}{\pi a \omega}.$$

85
 Wenn die ganze quantenmechanische Korpuskeldefinitheit seine volle Wirkung auf die Fläche $S = E$ ausübt, wird dies bedeutet, $\mu_{4,5} = \mu_{4,5}$, wobei $\mu = \mu = \frac{1}{N} \mu_{4,5}$, also $\frac{\mu}{N} = \frac{1}{N} \mu_{4,5}$ oder Transfinitendele = chole Quantenzahlen enthält. Werden diese Quantenzahlen in der zahlentheoretischen Funktion $N = \frac{1}{m} \sum_{d|N} \mu(d)$ zusammengefasst und wird weiter berücksichtigt, daß $\alpha = \sum_{k=1}^N \alpha_k$ mit $\frac{1}{\alpha} = \alpha(5, k) - 1$ und $\alpha(5, k) = \frac{1}{m} \sum_{d|k} \mu(d)$ $\alpha_m = \frac{\alpha_{4,5}}{\alpha_{4,5}} = \frac{a_{4,5}}{a_{4,5}}$ nur durch Eigenwertverhältnisse $a_{4,5}$ der Form $a_{p,q} = \frac{1}{\lambda p(q,p)}$ bestimmt werden, und mit $\lambda p(q,p)$ die Tatsache beruht, daß alle diese Eigenwerte diskontinuierliche Phasenfunktionen sind, die durch $\exp(i \cdot 2\pi \cdot a_{p,q})$ ausgedrückt werden.

braucht auch die $a_m^{(k,5)}$ sowie die α_k zahlen-theoretische Funktionen sein wissen. Dies bedeutet aber drp daß α und $\frac{N}{\alpha} = p^2$ eine solche zahlen-theoretische Funktion von ganzen Quadratzahlen sein muß. Demnach gilt für das Massenspektrum von α das Elementarkopistheorem $m = \pm p \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$. 28.7.61. Aus der Zweideutigkeit dieses Spektrums geht hervor daß sowohl $m > 0$ als auch $m < 0$ möglich ist, falls hypothetische angenommen werden darf, daß das Spektrum $m < 0$ als negatives ganze Spektrum $m > 0$ verschieden ist. $m < 0$ entspricht als das zu $m > 0$ gehörige Spektrum des neutralen Antikopistheorems angenommenes

werden. Es ist neutralen Elementarkopistheorem als Kombination des π^3 gehört, was auch eine Antikopistheoreme die aber experimentell nicht immer erscheint. Weitere Aussagen über die Faktoren in π^3 ergeben sich aus einer Analyse der zahlen-theoretischen Funktion, π ganzes Quadratzahlen. Es ist $\pi^3 = \frac{N}{\alpha}$. Demnach kommt es darauf an, den Definitionsbereich dieses Faktors zu bestimmen. Es ist $\pi = \sum_k \mu_{k,5}$ und $\alpha = \sum_k \alpha_k$ mit $\frac{1}{\alpha} = a^{(k,5)} = a^{(5k)-1}$ sowie $a^{(k,5)} = \sum_m a_m^{(k,5)}$ und für $a_m^{(k,5)} = \frac{a_{m,5}}{a_{5,m}}$. Da für $(k,m) \leq 3$ gilt $a_{k,m} = -1$ als Eigenwert-symmetrie gilt folgt für $k \leq 3$ in π das Spektrum $\frac{1}{\alpha_k} = -\frac{1}{a_{k,5}} \prod_{m=1}^3 a_{m,5} / a_{5,m}$ und

$\frac{1}{\alpha_5} = - \sum_{m=1}^3 a_{m,5}$ weil auch
 $a_{5,5} = -1$ ist (unveränderlicher
 Ausdruck). Da alle $a_{p,q} < 0$
 bleiben, wenn die $\lambda_m(p,q) > 0$
 angenommen werden gilt für
 alle $\alpha_k > 0$. Gleichzeitigkeit
 aber aus der Eigenschaft der Eigen-
 werte folgt, dass $\frac{1}{\alpha} \leq 3$
 bleibt, wenn im Falle der
 Eigenvalue α der
 Eigenwertverhältnisse
 $a_{p,q} = -1$ für alle hermeti-
 schen p und q angenommen.
 Dies bedeutet aber $\alpha > \frac{1}{3}$
 und wegen der Apriori Annahme =
 trischen Forderungen der
 Randbedingung ist $\alpha \geq \frac{4}{3}$.
 Entsprechend gilt für die räum-
 lich - zeitlichen Randbedingungen
 $\alpha_{k,5} \leq n$, wenn n die räum-

09
 Messfehler, untere Schranke
 Messabweichungen ausser, die mit
 den Randbedingungen kor-
 respondieren. Danach gilt $\alpha \leq 4n$
 und $\alpha \geq \frac{4}{3}$, wobei sich die
 Gleichheit stets auf das Niveau =
 nullniveau bezieht. Für p
 liegt dann das halb offene
 Definitionsintervall $0 < p^2 \leq 3$
 wobei $p = 0$ das volle Fehlen
 einer Randbedingung kenn-
 zeichnet, was hier ausgeschlossen =
 sein werden darf, während
 das Maximum bei der Max-
 imalspektion erreicht $m_{max} =$
 durch $p^2 = 3$ also $m_{max} =$
 $= \pm \sqrt{\frac{3ch}{p}}$ gekennzeichnet ist.
 Wegen der Definition $\tau = \frac{ch}{p^2}$ ist
 $\frac{ch}{p^2} = \tau \left(\frac{3p^2}{c^2} \right) = \frac{4c^2}{p^2} \left(\frac{p^2}{c^2} \right) =$
 $= \frac{4c^2}{p^2} \cdot \tau$, also $m_{max} = \pm \frac{2c^2}{p} \sqrt{\tau}$

nach dem Brauer-Realisationsatz ist
aber $m_{\max}$ mit einer Minimal-
wellenlänge $\lambda_{\min}$ gegeben
 $m_{\max} = \frac{c}{\lambda_{\min}}$ verknüpft. Da bei
gleich liefert $\lambda_{\min} = \pm \frac{2}{3} \sqrt{2} \cdot h \cdot k$
den metrischen Koeffizienten $a_k =$
 $= \pm \sqrt{2}$ für $k \leq 3$ aber $a_k = \pm i \sqrt{2}$
für $k > 3$ der komplexen Metrik=
schen Tensorraum R_3 folgt die
Darstellungsmöglichkeit von
 $\lambda_{\min} = \lambda_{\min} \cdot n$ durch einen
Wellenlängenselektor $\lambda_{\min} = \frac{2}{3} \sqrt{2} \cdot h \cdot k$
wobei $Z_k = a_k \cdot n$ den Koordinat=
nationalen Selektor der Hyperstruktur=
mit Kennzeichnung. Da immer
 $\frac{2}{3} \sqrt{2} < 1$ ist wird wieder
daß die q_k $m_{\max}$ zugeordnete $W_k =$
aktualwellenlänge $\lambda_{\min}$ ist
zu einem Krausfunktion gehört=
ganz aus dem R_3 in die Kraus=

freie hermitesche Struktur $\times 5,6$
fähig ist. Diese also das $m_{\max} =$
realisieren des Messenspektrums $m_{\max}$
in R_3 als Randbedingung her=
leitet ist, diese besteht jedoch
die Möglichkeit daß diese Kraus=
Realisationsstufe in ihrer Form
als neutrale Elementarteilchen=
des massenloser Masse aus dem
 R_3 verschieden und Krausfunktion
in die Struktur $\times 5$ ist $= n$
geht. Wegen $m_{\max} = \pm \frac{2}{3} \sqrt{2} \cdot h \cdot k$
ist auch hier die Darstellung=
durch einen massenselektor
 $m_{\max} = M \cdot n$ das Kriterium
 $M = \frac{2}{3} \sqrt{2} \cdot \frac{h \cdot k}{\lambda_{\min}}$ möglich auf
dieser Selektor geben, der immer
mit ganz ganzer Wellenlänge von
 $m_{\max}$ Krausfunktion werden können
die Substrukturen, die Realisieren,

auf ein neues Transistoren Modell =
ganz im prinzipiellen, ergibt sich
ein $F_{min} = 1/m_{max} / c^2 = \frac{2 \cdot 10^{-7}}{9}$
Einsetzen des Naturkonstanten
liefert $F_{min} \approx 5,5 \cdot 10^9 [\text{Watt}] \approx$
 $\approx 2700 [\text{KW} \cdot \text{h}]$. Fortsetzung Nr. XIV S. 212
Zur obigen Bestimmung des
maximalen Transistoren in
müssen alle Energiekosten beachtet
sein, von denen a aus 2 auf-
gebaut wird. Auf diese Weise
besteht aber noch kein Transi-
störmodell, welches mit einem
empirisch aufzunehmenden
Spektrum neutraler Elementar-
transistoren verfahren werden
kann, denn das Spektrum in
Einheit ist nur die gemittelte
stabile Teilung sondern auch
alle instabilen energiereichen

Transistoren, die Daten zeigen =
welche Korrespondenzen imstande
sind. Zur Selektion der
stabilen Teile des Spektrums
müß also erst eine Analyse der
eigenen Frequenz im Frequenz-
bereich sein erst ist solche an-
schen Transistoren die Korre-
pondenzen und inneren Korrelati-
onen für charakteristische Ge-
stalten.

5. Transistorentransistoren

2.9.61 Die Transistorentransistoren
als selbst Transistoren transistoren
Auf Transistoren müssen als
solche Transistoren gesehen
werden. Selbst werden bei
Transistoren Transistoren im en-
de Transistoren Transistoren T_5 des

Tensorraum $\mathcal{T}_6$ herrscht. Sobald
 alle Koordinaten der Symmetrie
 als auch x_5 sind hermitisch.
 nicht aber x_6 . Für das Welt-
 gleichnis der Kompositionsfeldes
 $[, [] = 0$, das als Raumkon-
 tensor $K; [] = \lambda \times []$ zu Kom-
 ponentenform $K_m; [^i e] =$
 $= \lambda_m (K, l) [^i e]$ durchlaufen
 die hermitischen Indizes
 nur noch das ganze λ als
 Fall $\lambda \equiv (K, l) \leq 6$ der
 erreicht eine der Indizes
 der Wert 6 der herrscht
 Antisymmetrie wofür definiert
 Proportional $\lambda_m (K, l) = \lambda_m (6, l) =$
 $= \lambda_m (6, 6) = 0$ gilt. Aus der
 Wirkungsweise der Raum-
 Randers $K_m; [^i e] = \lambda [^i e]$
 $= \sum_m [^i e] + \lambda [^i e]; () [^i e] - [^i e]$

folgt linearisierbar für $m = 6$ wegen
 $[^i e] = 0$ und $[^i e] \cdot n = \{n^i\}^5 =$
 $= \text{const} (n^i)$, die Basisidee
 $\lambda_0 (K, l) [^i e] = 0$ was, wegen
 $[^i e] \neq 0$ nur mit $\lambda (K, l) = 0$
 möglich ist. Auch hier hat der
 Kovariationsraum der hermitischen
 Kovariations Ralle Komposi-
 tionen im Antisymmetrischen
 Bereich. Dennoch auch
 $m \leq 6$ bleiben, während $i \leq 6$
 möglich ist. Setzt man $\kappa = m$
 dann folgt aus $\lambda_m (m, l) \cdot [^i e]$ per
 $\lambda_l (m, m) [^i m]$ nach Addition
 wieder ein Symmetrie theoreme
 $\lambda_m (m, l) [^i e] + \lambda_l (m, m) [^i m] = 0$,
 was gut in Einklang
 $\lambda_m (K, l) [^i e] = \lambda [^i e] - \lambda [^i e]$
 $+ [^i e] \cdot \lambda \cdot [^i m] - [^i m] \cdot \lambda$
 $\cdot [^i e]$ verwendet werden

Raum, mit $a_{m,e} = -\frac{\lambda_e(m,m)}{\lambda_m(m,e)} \cdot \lambda_m$
 die Symmetriebeziehung $\gamma_m [m^i e] =$
 $= a_{m,e} [m^i m]$ und wegen $\overline{[m^i e]} = [m^i]^*$
 sollte $[e^i m] = a_{m,e} [m^i e]$ folge dann
 die weitere Symmetriebeziehung
 $a_{m,e} [m^i m] - a_{m,e} [e^i e] = 0$
 und mit diesen Theoremen kann
 in der beliebigen Substitution
 nicht werden, es ist gleichmäÙig
 in $\lambda_m(k,e) [k^i e] - \lambda_m [e^i e]$ alle Terme
 durch die Korrespondenzformeln
 $[k^i e] - [e^i e]$ ausgedrückt. Es ist
 $[k^i m] = a_{k,m} [m^i m] = a_{k,m} \frac{a_{m,e}}{a_{m,e}} [m^i e] =$
 $= \frac{a_{k,e} - a_{m,e}}{a_{k,e} - a_{m,e}} [k^i e] = a_{m,e} [k^i e] = \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} [k^i e]$
 und $[e^i m] = a_{m,e} [m^i e] = a_{m,e} \frac{a_{m,e}}{a_{m,e}} [m^i e] =$
 $= a_{m,e} \frac{a_{m,e}}{a_{m,e}} [e^i e] = \frac{a_{m,e} \cdot a_{m,e}}{a_{k,e} \cdot a_{m,e}} [k^i e]$
 diese Ausdrücke haben aber
 $[e^i e] - [k^i m] - [e^i m] - [m^i e] - [k^i e] =$
 $= \frac{a_{k,e} - a_{m,e}}{a_{k,e} - a_{m,e}} [k^i e] - \frac{a_{m,e} \cdot a_{m,e}}{a_{k,e} \cdot a_{m,e}} [k^i e]$

$= \left(\frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} \cdot a_{m,e} - \frac{a_{m,e} \cdot a_{m,e}}{a_{k,e} \cdot a_{m,e}} \right) [k^i e] - [k^i e]$
 $= \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} [k^i e] - [k^i e]$ auf des betrachteten
 für die beliebige Substitution $\lambda_m(k,e) [k^i e] =$
 $= (a_{m,e} \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} - \frac{a_{m,e}}{a_{k,e}}) [k^i e] + \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} [k^i e]$
 $= \left(\frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} \cdot [k^i e] \right)$
 f. g. b. Nur kann s in der Summe
 ihre nur herunterschreiben,
 während für i auch $i = 6$
 zugelassen ist. Folgt man
 $\lambda(k,e) = \sum_{m=1}^5 \lambda_m(k,e)$ so wie
 $a(k,e) = \sum_{m=1}^5 a_m(k,e)$ und $\lambda(k,e) =$
 $= \sum_{m=1}^5 \lambda_m(k,e)$ so und Summe
 folgt $\lambda(k,e) \leq m \leq 5$ dann
 $\lambda(k,e) = \left((a(k,e) - 1) \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} - \sum_{m=1}^5 \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} \right) [k^i e]$
 $+ [k^i e] - \left(\frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} \cdot \frac{a_{k,e}}{a_{k,e}} \right) [k^i e]$
 Ausdruck kann mit $\frac{a_{k,e}}{a_{k,e}}$ multi-
 pliziert und dann $i \leq 5$
 Summe werden. Folgt man
 dann noch dem Verfahren

$\Phi_{k,l} = \Phi^{(k,l)} [k,l]$ mit $\Phi_{k,m} =$
 majorisierten $\Phi_{k,l}$ für $k \leq m$
 dann wird die Ableitung
 $\lambda(k,l) \Phi = ((a(k,l) - 1) \Phi -$
 $- 1) \Phi - \sum_{m \neq l} \Phi_{k,m}^{(k,l)}; \Phi_{k,l}^{(k,l)}$ mit
 der Ableitung $\Phi_{k,l}^{(k,l)}; n =$
 $= \Phi_{k,l}^{(k,l)}$ Metriken Differential
 $\lambda_{k,l} \Phi_{k,l} = ((a(k,l) - 1) \Phi - \sum_{m \neq l} \Phi_{k,m}^{(k,l)})$
 welches der infinitesimalen
 Kurvenrelation $\Phi \rightarrow 0$ Punkt =
 werten werden kann. Mit
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \lambda(k,l) = \lambda_l(k)$ setzen
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} a(k,l) = a_l(k)$ sowie
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Phi_{k,l}^{(k,l)} = \Phi_{k,l}^{(k,l)}$ und $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Phi = \Phi$
 existiert, dann die infinitesimalen
 Ableitungen, nämlich
 $\lambda_l(k) \Phi_{k,l} = ((a_l(k) - 1) \Phi - \sum_{m \neq l} \Phi_{k,m}^{(k,l)})$
 hierin ist die Koordinaten
 Transformation $\lambda_l^{(k)}(a_l(k) - 1) =$
 $= \lambda_l^{(k)} \Phi_{k,l} = - \Phi_{k,m}$ mit $m \neq l$

undlich, sodass $(a_l(k) - 1) \frac{\partial}{\partial x_l} -$
 $- \sum_{m \neq l} \frac{\partial}{\partial x_m} = \sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p}$, also
 $\sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p} \Phi_{k,l} + \Phi_{k,l}^{(k,l)} = \lambda_l(k) \Phi_{k,l}$ mit
 der Ableitung $\Phi_{k,l}^{(k,l)}$ $\Phi_{k,l}^{(k,l)} = \sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p} \Phi_{k,l}^{(k,l)}$
 $= \Phi_{k,l}^{(k,l)}$ mit $\sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p} = \sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p}$
 Riemannsche, dann kann
 die partielle Differential
 Metriken als totale
 Differentialgleichung
 $\frac{\partial}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}$ beschrieben
 werden, sodass sich das Axiom
 ergibt $\frac{\partial \Phi_{k,l}}{\partial x_l} + \Phi_{k,l}^{(k,l)} = \lambda_l(k) \Phi_{k,l}$
 analog.
 Die Lösung der Differentialgleichung
 lautet $\Phi_{k,l} = \lambda_l(k) A_{k,l}$
 $\cdot e^{\sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p} (1 + A_{k,l} \frac{\partial}{\partial x_p} \Phi_{k,l}^{(k,l)}) - 1}$
 5.9.61 $\sum_{p=1}^p \frac{\partial}{\partial x_p} \Phi_{k,l}^{(k,l)} = \sum_{p=1}^p \lambda_l^{(k)} \Phi_{k,l}^{(k,l)}$
 mit $\Phi_{k,l}^{(k,l)} = \lambda_l^{(k)} \Phi_{k,l}^{(k,l)}$ sind
 alle $\lambda_l^{(k)} > 0$ für $p \leq 3$ weil die
 semantische Archimedischkeit

R aus reellen Koordinaten besteht, während $re A = re A_5 = 0$ ist. Mit $x^2 = a z^2 + b c^2 t^2$ wird dann $A^2 + A^5 = -x^2$. Für den Abstand von Mittelpunkten der Kondensation um R_3 dann $S^2 = \sum_{p=1}^3 A_p^2$ gesetzt werden, setzt, dass in $S^2 = -x^2 + S^2$ die Transformations (L) setzen a & sind S ausgedrückt wird. Für $\eta = 0$ also ist äussere Antikal = welche ist aber $\frac{a z^2}{a z^2} +$ $\frac{b c^2}{t^2} = A$ mit dem Fourieranteil der Wellen = schwingen in dem ersten Teil der Randzeitkondensationen entsprechend Bereich identisch, wo es immer $x^2 = \omega^2 \cdot t^2$? geht werden dann. Damit

Wird aber $S^2 = -\omega^2 t^2 (1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 t^2})$ oder $S^2 = \pm i \omega t \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 t^2}}$. Da S irgendein vorgegebener Abstand von Zentren der Kondensation ist, aber die Strecke $\omega \cdot t$ linear mit der imaginären Wellenlänge λ wächst, kann immer $\omega t \gg \lambda$ erreicht werden, wo die Teilchenabstände von S in der Form $S = i \omega t (1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 t^2} + R)$ mit $R = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n!} a_n (\omega t)^{n-2}$ linear stark konvergierenden Rest hat, dass, dass immer $R \rightarrow 0$ gesetzt werden kann. Daraus folgt aber $S^2 = i (\omega t - \frac{\omega^2}{2})$ und die Lösung R_k wird somit g_n einem konstanten Schwingungsgesetz, welches sich aus dem periodischen Zeitfunktion und ergibt.

periodischen zeitlich konstanten Verteilung, im $\mathbb{T}$ zusammen-
setzt. Kennzeichnend $t = 0$ den Zeitpunkt der Entstehung eines Raumzeitkondensates, so gilt es im Bezug auf Σ offenbar stets eine Zeit $t = \tau > 0$, nämlich $\tau^2 = \frac{1}{6c^2} (\Sigma^2 - \alpha \varepsilon^2)$, danach das längs $0 \leq t \leq \tau$ die Kondensation als Pseudoräum-Kondensation erscheint und zwar als Raumkondensation außerhalb der Fläche $\Sigma = \Sigma_L$, denn für $t \leq \tau$ ist immer $\Sigma^2 \geq 0$, was aber ein expotentialles Abklingensfeld, also ein Maximumfeld, kennzeichnet. Erst für $t > \tau$ erscheint der eigentliche Charakter der Raumzeitkondensation =

sativa. Die physikalische Interpretation dieses Sachverhaltes führt zu folgendem: Wenn die $\mathbb{T}_4$ -Kondensation bei $t = 0$ entsteht, beginnt sofort die Entwertung eines Weltvolumens. Die Zeit ist im $\mathbb{T}_3$ fortgesetzt. α ist aber als Quotient $\frac{\alpha}{c^2}$ der Weltgeschwindigkeit und wird bei Ausbreitung $\frac{\alpha}{c^2}$ verschwindend, elektrisches Leitfahigkeitsgesetz im $\mathbb{T}_3$ identisch, schließt die von $\mathbb{T}_4$ ausstehenden Kondensationen ein. Die Weltvolumen mit $\alpha = 0$ präzedenzlos aktiv, seien Raumzeit. Weltlinien zeigen aber $\Sigma = i \left(\omega t - \frac{\Sigma^2}{2} \right)$ die $\mathbb{T}_4$ -Platzpunkte Spaltbarkeit von $\mathbb{T}_4$ in einen zeitlichen und einen räumlichen

probleme $q > 1$ des hermiteschen
 Komplementes zu lösen scheint,
 das diese allgemeine Lösung der
 jeweiligen Hermiteschen Bedingung
 ausgepaßt werden kann. Das
 Vektorsystem $L = K - \bar{K} X(\cdot)$
 gestattet eine Beschreibung
 der Wellenbewegung durch den
 Raumkoordinatenraum
 $K; [I] = \bar{K} X [I]$ und diese Be-
 leuchtungsraum ist dann
 in die Komponentenform
 $K_m \cdot [K^i e] = \lambda_m [K^i e]$
 gebracht worden. Diese Aussage
 lautet $6^4 = 1296$ Gleichungen
 zwischen Punktveränderung der
 Definitive des Raumkoordinaten
 also wegen $K_m \cdot [K^i e] = \bar{K} [K^i m]$
 $= \bar{K} [K^i e] + [S^i e] \cdot \bar{K} [K^i m]$
 $= \bar{K} [K^i m]; (\cdot) [K^i e]$ Die Formeln
 (als Raumkomplement)

an
 $\bar{K} [K^i m] = \bar{K} [K^i e] + [S^i e] \cdot (\cdot) [K^i m]$
 $= [S^i m]; (\cdot) [K^i e] = \lambda_m [K^i e]$
 Es seien nun $q > 1$ Koordinaten
 herangezogen. Sind die Koordinaten
 von K und L bezogen auf K oder L auf-
 herichtet, dann folgt $\lambda_m(K, L) = 0$
 nach der Antisymmetriebedingung.
 Lassen dagegen K u. L im Bereich
 der q hermiteschen Koordinaten
 und ist $m = \bar{m}$ antihermiteisch,
 dann folgt, wegen $\bar{L}^i [K^i e] = 0$
 und $[K^i e] = \text{const} (\bar{K}^i m)$ dass
 stets $\lambda_m(K, L) [K^i e] = 0$ ist
 was aber wegen $[K^i e] \neq 0$ nur
 durch $\lambda_m(K, L) = 0$ realisiert
 werden kann. Das bedeutet
 aber, daß die Eigenwertspalten
 Kovarianz hermitescher Koordi-
 naten des Fundamentalsystemes =

Satz: Keine kompositen in der aus-
herkunftlichen Architektoneinheit
der Welt haben Komplex. Durch
das Vorhandensein dieser aus-
herkunftlichen Einheit bleibt
also immer die Eigenwertstruktur
 $\lambda_m(K, \tilde{K}) = \lambda_m(\tilde{K}, \tilde{K}) =$
 $= \lambda_m(K, \tilde{K}) = 0$ leer.

Darüber hinaus gilt es aber
noch grundsätzlich, leere Ei-
genwertstruktur unabhängig
von der jeweiligen Herkunft (be-
trachtet man auf Grund des
Bauers der Weltgleichung
angehen sich die Funktionen
 $\lambda_m(K, m) \lambda_m^i m = 0$ und
 $\lambda_m(m, m) \lambda_m^i m = 0$. Da die
Herkunftstrace $\lambda_m^i m \neq 0$ und
 $\lambda_m^i m \neq 0$ bleibt, gilt auch
satzlich $\lambda_m(K, m) = \lambda_m(m, m) = 0$,

haben diese keine Eigenwertstruktur
auch es aber wiederum aufgrund
des Bauers der Weltgleichung
gilt es, dass diese
Eigenwertstruktur zusammen-
hängen geben. Für $K = m$ folgt
die Formel $\lambda_m^i m - \lambda_m^i m = \lambda_m^i m$
 $+ \lambda_m^i m; \lambda_m^i m = \lambda_m^i m$ und für $\lambda_m^i m =$
 $\lambda_m(m, e) \lambda_m^i m$ und für $\lambda_m^i m =$
auch $\lambda_m^i m - \lambda_m^i m = \lambda_m^i m$
 $+ \lambda_m^i m; \lambda_m^i m - \lambda_m^i m = \lambda_m^i m$
 $= \lambda_m(m, m) \lambda_m^i m$, Addition der
beiden Formeln liefert die
Formelbeziehung $\lambda_m(m, e) \lambda_m^i m +$
 $\lambda_m(m, m) \lambda_m^i m = 0$. Wird
dieser für Eigenwertstruktur
 $\lambda_m^i m = \lambda_m(m, m)$ eingeführt, dann
gilt die Proportionalität
 $\lambda_m^i m = \lambda_m(m, m)$. Zusatz-
gleichung auch $\lambda_m^i m = \lambda_m$.

Das ist Homogenität der Komposition =
 Komposition = $\hat{I}^*$ folgt aber aus
 der Helmut $[m, e] = [e, m]$ und
 damit das System hermitisch ist
 Symmetriebeziehungen $a_{m, e} [m, m] =$
 $a_{m, e} [e, e] = 0$, das als
 Proportionalität beschreiben
 $[m, m] = \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e]$. Als Index
 steht $a_{m, e}$ und also zwei
 Systeme von Proportionalitäten
 nämlich $[m, e] = a_{m, e} [m, m]$ und
 $[m, m] = \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e]$ vorgegeben.
 Korrektur kann aber in der Folge
 werden für $[e, m] = f [e, e]$
 $+ [e, e] ; () [e, m] = [e, m] ; () [e, e] =$
 $= \lambda_m (k, e) [e, e] + \lambda_m (k, e) [e, e]$
 werden, das sind die ersten
 und noch die Kovarianzen kon-
 stant Kompositionen k, e im
 Indizesraum gegeben.

Die quadratische Invarianz
 lässt λ im quadratischen Glied
 laufen mit $\lambda \leq s \leq q$ dann
 mit der Invarianzindex
 alle hier keine Hilfsfaktoren
 $[e, e] = 0$ gilt. Es ist $[e, m] =$
 $= a_{m, e} [e, e] = \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e]$ und
 $[e, e] = [e, e] = a_{e, s} [e, e] = \frac{a_{e, s}}{a_{e, s}} [e, e]$
 $= \frac{a_{e, s}}{a_{e, s}} [e, e]$ also $[e, e] ; () [e, m] =$
 $= \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e] ; \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e] ; () [e, e]$
 aus $a_{m, e} [e, m] = a_{m, e} [e, m]$
 setzen $a_{m, e} [e, m] = \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, m]$
 dann $(\frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e] - f [e, e]) ; [e, e] +$
 $+ (\frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e] - \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e]) [e, e] ; ()$
 $[e, e] = \lambda_m (k, e) [e, e]$. Mit den
 Indizes $\frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} = a_{m, e}$ sowie $\frac{a_{m, e}}{a_{m, e}}$
 $= \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e] = \frac{a_{m, e}}{a_{m, e}} [e, e]$

$(a_m^{(ke)} - \sum_m \dots) \cdot [k^i e] + d_m^{(ke)} [k^i e]$
 $= \lambda_m^{(ke)} [k^i e]$. Wird längs
 der Hauptachsen Fortsetzung
 in $\mathbb{R}^n$ gemacht und gilt Klärung
 $a(k, e) = \sum_{m=1}^n a_m^{(ke)}$ sowie
 $b(k, e) = \sum_{m=1}^n b_m^{(ke)}$ und $\lambda(k, e) =$
 $= \sum_{m=1}^n \lambda_m(k, e)$ verwendet dann
 ergibt sich nach der Variation
 und $a(k, e) - \sum_{m=1}^n \dots =$
 $= (a(k, e) - 1) \sum_{m=1}^n \dots - \sum_{m=1}^n \dots$
 ist, $(a(k, e) - 1) \sum_{m=1}^n \dots + b^{(ke)} [k^i e]$
 $+ b^{(ke)} [k^i e]$; $(1) [k^i e] = \lambda(k, e) [k^i e]$
 wird in dieser Beziehung ausge-
 wiesen dass die Konstanten
 bei $i = 1$ antisymmetrisch
 sind so beschreibt diese Be-
 ziehung eine lineare Beträge
 der Konstanten aufhat-
 welches Konstantenkonpo-
 nenten mit der herkömmlichen

$(1) [k^i e] =$
 der herkömmlichen Konstanten.
 $i = 1$ ist noch nicht, denn $[k^i e] =$
 $= \dots [k^i e] \neq 0$ ist eine lineare
 oder Variation der rein konstanten
 oder Konstantenkonponenten
 weil die antisymmetrischen $\lambda_{ii} =$
 dann als $\lambda_{ii} = 0$
 $=$ konst. $\lambda_{ii} = 0$ auf die $\lambda_{ii} =$
 metrischen Konstanten $\lambda_{ii} =$
 Längs $\lambda_{ii} = 0$ ist ebenfalls
 konstant so beschreibt die
 Selektionsleistung offensicht-
 lich die Konstanten der $\lambda_{ii} =$
 fenden Konstantenkonponenten
 Konstanten $b_{ii}^{(ke)}$ sind $\lambda_{ii} =$
 nicht. Die Selektionsleistung
 kann also mit $b_{ii}^{(ke)}$ $\lambda_{ii} =$
 gilt und längs $1 \leq i \leq 9$
 $\lambda_{ii} = 0$ werden.

Symmetrie übertrauf auf das Zentrum
des Kondensators. Die p Koords =
haben $\Lambda_{(e)s}$ stehen daher immer
im Zusammenhang $r_0 = \sum_{s=1}^p \Lambda_{(e)s}^2$
wobei $\psi_{eK}(\Lambda_{(e)s}) = \psi_{eK}(r_0)$
mit $\frac{\partial}{\partial \Lambda_{(e)s}} = \frac{\partial}{\partial r_0} \cdot \frac{\partial r_0}{\partial \Lambda_{(e)s}} = \frac{\partial}{\partial r_0} \cdot \frac{\partial \Lambda_{(e)s}}{\partial \Lambda_{(e)s}}$
= $\frac{d}{dr_0} \left(\sum_{s=1}^p \frac{\Lambda_{(e)s}}{r_0} \right) = \frac{d}{dr_0} \left(\sum_{s=1}^p \cos(\Lambda_{(e)s}/r_0) \right)$

Die $\Lambda_{(e)s}$ bilden ein Orthogonalsystem
weil von Einheitsvektoren
 $\bar{r}_{(e)s} \cdot \bar{r}_{(e)t} = \delta_{st}$ so daß
und $\bar{r}_0 = \sum_{s=1}^p \bar{r}_{(e)s}$, so daß
 $\cos(\Lambda_{(e)s}/r_0) = \bar{r}_{(e)s} \cdot \bar{r}_0$, also
 $\sum_{s=1}^p \cos(\Lambda_{(e)s}/r_0) = \sum_{s=1}^p \bar{r}_{(e)s} \cdot \bar{r}_0 =$
 $\bar{r}_0 \sum_{s=1}^p \bar{r}_{(e)s} = \bar{r}_0$ weil
dann kann aber die Summe
der partiellen Ableitungen
durch den totalen Differential-
quotienten $\frac{d}{dr_0} = \sum_{s=1}^p \frac{\partial}{\partial \Lambda_{(e)s}}$
ersetzt werden, auf diese

Weise wird die Fokalebene zur
totalen Differentialgleichung
 $\frac{d\psi_{eK}}{dr_0} + \psi_{eK}^2 = \Lambda_{(e)}^2 \psi_{eK}$,
was ~~bedeutet~~ die soeben die $\tilde{a}$ -
eindeutige Ausdrucksform bedeu-
tet sphärische Symmetrie $\tilde{a}$
rückgekehrt. Mit $\tilde{a}_{eK} = 2 \frac{\psi_{eK}}{\Lambda_{(e)}} - 1$
wird $\frac{d\tilde{a}_{eK}}{dr_0} = \frac{2}{\Lambda_{(e)}} \left(\Lambda_{(e)} \psi_{eK} - \psi_{eK}^2 \right) =$
 $= \frac{2}{\Lambda_{(e)}} \left(\frac{1}{4} \Lambda_{(e)}^2 - (\psi_{eK} - \frac{1}{2} \Lambda_{(e)})^2 \right) =$
 $= \frac{1}{2} \Lambda_{(e)} (1 - \tilde{a}_{eK}^2)$. Die hier-
mit erhält $\tilde{a}_{eK} = \text{tg } \alpha_{eK}$ wobei die
einfache Darstellung $\frac{d\tilde{a}_{eK}}{dr_0} = \frac{1}{2} \Lambda_{(e)}$
oder, nach Fokalebene
 $\text{ARTG } \tilde{a}_{eK} = \frac{1}{2} \Lambda_{(e)} r_0 + \text{const.}$
wobei $\text{ARTG } \tilde{a} = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\tilde{a}}{1-\tilde{a}}$ gilt
wobei, wenn Λ_{eK} die Fokalebene
konstante darstellt und gilt $\Lambda_{eK} =$
 $\tilde{a} = \Lambda_{eK} e^{\frac{1}{2} \Lambda_{eK} r_0}$ verwendet wird
 $\tilde{a}_{eK} = \frac{e^{\frac{1}{2} \Lambda_{eK} r_0} - 1}{e^{\frac{1}{2} \Lambda_{eK} r_0} + 1}$ oder mit $\mu_{eK} = 2 \frac{\psi_{eK}}{\Lambda_{eK}} - 1$

auch als Lösung des Sturmtheorems =
 bleibe $\gamma_{\ell k} = \lambda_{\ell}(k) \cdot f(1+f)^{-1}$ mit
 $f = A_{\ell k} \cdot e^{\lambda_{\ell}(k)k} \cdot f_{\ell}^2 = \sum_{s=0}^{\ell} \lambda_{\ell}(s) \cdot$
 unter der Voraussetzung, dass $\lambda_{\ell}(s)$
 Ausdrücke sind. Die Bestimmung
 der jeweiligen Eigenwertfunktionen
 wird zunächst eine Erweiterung der
 Funktionalkonstanten $A_{\ell k}$
 notwendig. Analogie dazu,
 ob das Exponent $\lambda_{\ell}(k) \cdot f \sim$
 $\sim \sqrt{1}$ reell oder imaginär
 ist (deswegen sich nach
 der Koordinaten in f also
 nach der jeweiligen Hermit-
 Bedingung) kann $A_{\ell k} =$
 $= a + i \cdot b$ komplexe ausgedr-
 ert werden, wenn man auch
 eine reelle Exponent mit $\lambda_{\ell}(k)$
 als Parameter $AR \cdot f_{\ell}^2$ einfügt.
 Die Konstante f_{ℓ}^2 enthalten,

Wie durch den Logarithmus der Funk-
 tionalkonstante konstantisiert
 werden. Wegen $A_{\ell k} = a + i \cdot b$ gilt
 es also unabhängig von den
 beiden möglichen Fällen des
 Exponenten $\lambda_{\ell}(k) \cdot f = \sqrt{1} \pm 1$
 die Komplexdarstellung
 $\frac{\gamma_{\ell k}}{\lambda_{\ell}(k)} = \mu + i \cdot \nu$ weil, wegen der
 Hermitizität des Raum-
 Vektors, $\lambda_{\ell}(k) = \lambda_{\ell}^*(k)$ ist.
 Auch kann stets, wegen der Kom-
 plexen Eigenschaften der Funkt-
 ionalkonstante $A_{\ell k} \cdot e^{\lambda_{\ell}(k)f} =$
 $= \eta + i \cdot \kappa$ gesetzt werden was
 $\eta + i \cdot \kappa = (a + i \cdot b)(1 + \eta + i \cdot \nu) =$
 $= \eta(1 + \eta) - \kappa \nu + i(\nu(1 + \eta) + \kappa \eta)$
 oder nach der Spaltung
 $\eta(1 + \eta) - \kappa \nu = \eta$ mit $\nu(1 + \eta) +$
 $+ \kappa \eta = \kappa$ folgt! Mit der
 Kürzung $\kappa^2 = (1 + \eta)^2 + \kappa^2$

wird $\mu = 1 - \frac{1}{\omega^2} (1 + \eta)$ und $\nu = \frac{\eta}{\omega^2}$.
 Die Extrema können offensichtlich =
 sich durch Prüfen ermittelt werden, wenn
 die Eigenwertoperatoren bekannt sind.
 Die Bedingungen eines Extremums
 lauten aber $\frac{d\eta_{ik}}{dx} = 0$, was aus =
 ergibt in der Feldgleichung
 $\eta_{ik} = \lambda_{ik}$ oder $\mu + i\nu = 1$,
 also nach der Spektraltheorie $\mu = 1$
 und $\nu = 0$ liefert. Demnach
 gilt auch $1 - \frac{1}{\omega^2} (1 + \eta) = 1$
 und $\frac{\eta}{\omega^2} = 0$ für das Extremum
 also stets $\eta = 0$ und $\eta = -1$,
 weil $\omega^2 \neq 0$ bleibt. Nach
 dieser allgemeinen Analyse
 kann zwischen zwei beiden Fällen
 $\lambda_{ik}(\mu) \cdot \rho = 2 \sqrt{1 + \eta}$ betrachtet =
 den werden. Für das Exponent
 reell und reellwertig
 $\lambda_{\text{ext}} = \alpha$ den Extremwert,

also $\eta = a \cdot e^{\alpha}$ und $x = b \cdot e^{\alpha}$
 also $a \cdot e^{\alpha} = -1$ und $b \cdot e^{\alpha} = 0$. Für
 stets $e^{\alpha} \neq 0$ ist, wird die letzte
 Bedingung mit $b = 0$ erfüllt,
 falls, so daß im reellen Fall die
 Funktionalwertverhältnisse $A_{ik} = -e^{-\alpha}$
 negativ reell wird. Für imaginär
 im zweiten Fall der Exponent
 imaginär, dann gilt $\eta + i\alpha =$
 $= (a + ib) \cdot e^{i\alpha} = (a + ib)(\cos \alpha +$
 $+ i \sin \alpha) = a \cos \alpha - b \sin \alpha +$
 $+ i(a \sin \alpha + b \cos \alpha)$ oder
 $\eta = a \cos \alpha - b \sin \alpha$ und $\alpha = a \sin \alpha +$
 $+ b \cos \alpha$. Für die Extrema
 folgt daraus für $\alpha = -\frac{b}{a}$ und
 $a \cos \alpha - b \sin \alpha = -1$. Für
 ist dann aber auch, wenn
 mit dem ersten Quotienten
 substituiert wird $a^2 + b^2 =$
 $= -\frac{a}{\cos \alpha} = -a \cdot \sqrt{1 + \eta^2} =$

$= -\sqrt{a^2 + b^2}$, also $\sqrt{a^2 + b^2} = -1$
 ist $a^2 + b^2 = 1$ gesetzt
 worden. Wenn somit für $\exp$ -
 Argument a bekannt ist, dann
 kann also $\log a = -\frac{A}{a}$ und
 $a^2 + b^2 = 1$ sowohl a als
 auch b mit $\arccos A_{L,K}$
 klärungsfähig werden.
 S. 9.61. Liegt der Fall eines reellen
 Exponenten z vor, also $b = a$
 und $a = -e^{-a}$, dann kann
 offenbar a jeden Wert des
 Intervalls $-\infty < a < +\infty$
 annehmen. Die beiden Fälle =
 vollenutzen $a \rightarrow \pm \infty$ haben
 offenbar $a \rightarrow -\infty$ oder
 $a = 0$ zur Folge, sodass
 $a \rightarrow \pm \infty$ ausgeschlossen
 werden darf. Es bleibt
 demnach nur noch als

Exponent $a = 0$, also $a = -1$
 doch existiert offensichtlich
 kein Exponentenproblem für a ,
 sodass die Lösung der Welt =
 Gleichung nicht reellen $\exp$ -
 Argumentes $\gamma_{L,K} = \lambda_{L,K} \cdot e^{z(\lambda_{L,K})}$
 $- 1$ keine Randbedingung =
 stiften und deshalb nur
 keine Parameterwerte
 beschreibt. Tatsächlich er-
 scheinen aber alle $\lambda_{L,K}$ =
 vorgegeben in quantenmechanischer
 Form, sodass nur Lösungen
 realisiert zu sein scheinen
 vor. Exponenten imaginär
 sind. Dies erscheint insofern
 plausibel, als reelle Exponenten =
 nur aus positiver Definiten
 Quadratischen Formen $\lambda_{L,K}^2$ ent-
 stehen können, weil $\lambda_{L,K}^2 = \lambda_{L,K}^*$

eukl. Dieser positiv definite Charakter ist aber im $\mathbb{R}_0$ nicht für die reellen Koordinaten des $\mathbb{R}_3$, also $\rho^{(4)}$, wobei doch können diese Koordinaten wiederum alleine konvergieren wie im Raum $\mathbb{R}_n$ gesehen wird; es muß vielmehr stets eine euklidische Bewertung mitwirken, doch wird dann ρ^2 wegen $x_5^2 = x_2^2$, mindestens indefinit, also ebenfalls sogar negativ definit, sodaß auf diese Weise der Exponent immer imaginär werden kann. In diesem imaginären Fall ist aber wegen $\rho_0 = -\frac{b}{a}$ und $\text{Var} \bar{x}_2 = -1$ ein Eigenwertproblem und durch ein Lg =

einer quadratischen matrixcharakteristischer (allgemein) in imaginärer Approximation gegeben. Für ρ_0 gibt es die Extrema $\rho_0 \rightarrow \pm \infty$ und $\rho_0 = 0$. Im ersten Fall ist dies für $b \neq 0$ aber $a = 0$ also $b = -1$ im reellen adieren und geht gegen sich für das Eigenwertproblem $a_\infty = \pm \frac{\pi}{2} (2n_\infty + 1)$ während der zweite Fall $\rho_0 = 0$ nur für $b = 0$ und $a \neq 0$ also $a = -1$ realisiert werden kann. Für die Eigenwertprobleme gibt es zwei Möglichkeiten, nämlich nämlich charakteristisch $a_{+0} = \pm 2\pi \rho_0$ auf ungeradzahlig $a_{-0} = \pm \pi (2n_0 + 1)$. Letzteres ist aber das allgemeine

$= f(N_s)$ erreicht werden doch gilt
 innerer $f'_s f = f(N_s) - f(N_s) -$
 mit $f N_s = \text{const} + 1$, wenn
 f'_s das Kettedifferential in-
 bezug auf N_s bezeichnet,
 haben der Korrespondenz-
 $(a(k, e) - 1) \underline{f}_s - \sum_{m \neq e} \underline{f}_m =$
 $= \underline{f}_s$ hat aber diese Form-
 attransformation der $n \sim N_s$ auch
 zur Folge das die $\underline{f}_m$ $\underline{f}_s =$
 $= f'_s$ zum Ketten-
 ideal gehört, denn stets gilt
 $N_s - f N_s \sim n_s - 1$. Das so-
 ale Kettedifferential bezieht
 sich daher auf die $\underline{f}_m$
 $N_s = \sum_{s=1}^n N_s$. Somit ist also
 durch die Transformation N_s
 die Verkleinerung des Korpositi-
 onsfeldes im Ketten-
 differential $\underline{f}_s f_{k,e} + f^2 = \lambda(k, e) f_{k,e}$

erwarten. Hieraus wird
 $\underline{f}'_{k,e} = \lambda(k, e) f_{k,e} - f^2 =$
 $= \frac{1}{4} \lambda^2(k, e) - (f_{k,e} - \frac{1}{2} \lambda(k, e))^2$
 Einführung von $\frac{f_{k,e}}{\lambda(k, e)} \pm \frac{1}{2} = \frac{f_{k,e}}{\lambda(k, e)} - 1$
 liefert nach dem Gesetz der multi-
 plikation die Differentialen
 $\cdot \underline{f}'_{k,e} = \pm f'_{k,e}$
 also $\underline{f}'_{k,e} = \pm \frac{1}{2} \lambda(k, e) (1 - \frac{1}{2})$. Neben
 ist je Produktivitäts-
 f'_s die negativste Längeneinheits-
 orientierung $\frac{f'_s}{f}$ hat. Auch das
 Lineartransformation des inneren-
 schen Differentialen $\frac{f'_s}{f}$
 $= f'_s$ kann jedoch ein Diagonal-
 elementes Selektor ausdruck
 den durch unkreuzische Hyperbel-
 schenkreuzen transformiert. Das
 $\frac{f'_s}{f} \frac{1 - \frac{1}{2}}{2} = \pm 1$ erreicht werden.
 Unter Berücksichtigung der Hyperbel-

Hier $\tilde{u} = \text{tg } \eta$ wird $\frac{f' \tilde{u}}{1 - \tilde{u}^2} =$
 $= \frac{1}{\cos^2 \eta} \cdot \text{tg } \eta = \pm 1$. Das
 hierin auftretende Kettenprodukt
 ist als abermals Binomialformel
 wettbar. Es gilt $f' \text{tg } \eta = \text{tg } \eta -$
 $-\text{tg}(\eta - f' \eta)$ und wenn
 zurückgehend $\eta = i\alpha$ sowie
 $f' \eta = i\varepsilon$ gesetzt wird
 $\text{tg}(\eta - f' \eta) = \text{tg } i(\alpha - \varepsilon) =$
 $= i \text{tg}(\alpha - \varepsilon) = i \frac{\text{tg } \alpha - \text{tg } \varepsilon}{1 + \text{tg } \alpha \text{tg } \varepsilon} =$
 $= \frac{\text{tg } \eta - \text{tg } f' \eta}{1 + \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta}$, also $f' \text{tg } \eta =$
 $= \frac{1 - \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta}{\text{tg } \eta - \text{tg } f' \eta} \cdot \text{tg}(\eta - f' \eta) = \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta -$
 $-\text{tg } \eta + \text{tg } f' \eta = \frac{\cos^2 \eta \cdot \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta}{1 - \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta}$.
 Einsetzen liefert
 $\cos^2 \eta \cdot f' \text{tg } \eta = \frac{\text{tg } f' \eta}{1 - \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta} = \pm 1$.
 Also $e^{\pm \eta}$ kann mit $\frac{1}{f'}$
 $= f' \ln f'$ ein Theorem gut wei-
 teren Substitutionen abgeleitet
 werden. Es ist nämlich
 $f' e^{\pm \eta} = e^{\mp \eta - f' \eta} = e^{\mp \eta} (1 -$

$- e^{\pm f' \eta})$, oder $1 - e^{\pm f' \eta} =$
 $= \frac{f' e^{\mp \eta}}{e^{\mp \eta}} = f' \ln e^{\mp \eta} = \mp f' \eta$. Hier-
 aus folgt aber unmittelbarer das
 Theorem $e^{\pm f' \eta} = 1 \pm f' \eta$. Mit
 diesem Theorem wiederum ist es
 klar sich wegen $f' e^{\pm \eta} = e^{\mp \eta} \cdot$
 $(1 - e^{\mp f' \eta})$ das weitere Theorem
 $f' e^{\pm \eta} = \pm e^{\mp \eta} \cdot f' \eta$. Mit Hülfe
 beider Theoreme folgt aber $\text{tg } f' \eta =$
 $= \frac{e^{\mp \eta} - e^{\mp f' \eta}}{e^{\mp \eta} + e^{\mp f' \eta}} = f' \eta$ und $\text{tg } \eta \cdot \text{tg } f' \eta =$
 $= \frac{\text{tg } \eta \cdot f' \eta}{f' (e^{\mp \eta} + e^{\mp \eta})} = \frac{e^{\mp \eta} - e^{\mp \eta}}{e^{\mp \eta} + e^{\mp \eta}} =$
 $= \frac{f' \ln 2 \cos \eta}{f' \ln 2} =$
 $= f' \ln 2 \cos \eta + f' \ln 2 =$
 $= f' \ln 2 \cos \eta$. Einsetzen liefert
 $\frac{\text{tg } f' \eta}{1 - \text{tg } \eta \text{tg } f' \eta} = \frac{f' \eta}{1 - f' \ln 2 \cos \eta} = \pm 1$,
 also
 $f' (\eta \pm \ln 2 \cos \eta) = \pm 1$ als weiter-
 wach integrierbare Formel.
 Substitution von $f' = \frac{z}{\lambda(k, z)}$

liefert das längs N ausfallende $\mu_e =$
 freiwinkel $\sum \int' (\eta \pm \ln \cos \eta) =$
 $= \pm \frac{1}{2} \lambda(k, e) \sum \int N_{k,e} = \pm \frac{1}{2} \lambda(k, e) \cdot N_{k,e}$
 + const. aber nach allgemeiner
 funktion $\eta \pm \ln \cos \eta = \pm \frac{1}{2} \lambda(k, e) N_{k,e}$
 + const. Wegen $\mu = \eta \eta$ gilt
 $\eta = \text{ARTG } \bar{u}$ und $\cos \eta = (1 - \eta^2)^{-1/2}$
 $= (1 - \bar{u}^2)^{-1/2}$ also $\eta \pm \ln \cos \eta =$
 $= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \bar{u}}{1 - \bar{u}} \mp \frac{1}{2} \ln (1 - \bar{u}^2) \cdot \#$
 $= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \bar{u}}{1 - \bar{u}} (1 - \bar{u}^2) - \ln (1 - \bar{u}^2)$
 aber nach Einsetzen und Polarisierung
 Gleichung $1 - \bar{u} = 2 A_{k,e} e$
 $= 2 \cdot$, wenn gilt Krümmung mit der
 metrischen Integrationskon-
 stanten $A_{k,e} e^{-\frac{1}{2} \lambda(k, e) N_{k,e}} = 1$
 nach Berechnung gilt Krümmung $\bar{u} =$
 $\exp \eta$ ist. Einsetzen der
 Transformations-
 über sind offensichtlich zwei-
 Krümmung zweifach möglich, je

nachteil, ob der obere oder untere
 Vorzeichen von $\pm \frac{1}{2} \lambda(k, e) \cdot N_{k,e}$ vor-
 zeichen ist, was dem doppelten
 Vorzeichen von $\bar{u} = \pm (2 \frac{\lambda(k, e)}{N_{k,e}} - 1)$
 entspricht. Werde die beiden Vor-
 zeichen $\bar{u}_{\pm}$ sowie $\lambda_{\pm}(k, e)$ be-
 zeichnet, wenn gilt für die
~~bestimmte~~ ^{bestimmte} Zweifachbarkeit wenn
~~die~~ ^{die} nach beiden Zweifach-
 ausfallenden metrischen Vor-
 zeichenkonstanten nach
 Polarisierung sind
 $\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \bar{u}_{\pm}}{1 - \bar{u}_{\pm}} \mp \frac{1}{2} \ln (1 - \bar{u}_{\pm}^2) =$
 $= \pm \frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, e) \cdot N_{k,e} + \text{const.}$ für den
 positiven Fall, gilt denselbe
 $\ln (1 - \bar{u}_{\pm}) = -\frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, e) N_{k,e} + \text{const.}$
 oder $1 - \bar{u}_{\pm} = 2 A_{(\pm)k,e} e^{-\frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, e) N_{k,e}}$
 während sich für den negativen
 Fall $1 + \bar{u}_{\pm} = 2 A_{(-)k,e} e^{-\frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, e) N_{k,e}}$ ergibt.
 Einsetzen von $\bar{u}_{\pm} = \pm (2 \frac{\lambda_{\pm}(k, e)}{N_{k,e}} - 1)$

liefert in beiden Fällen die formal
gleiche Beziehung, nämlich $\frac{\lambda_{\pm}(k, \epsilon)}{\lambda_{\pm}(k, \epsilon)} =$
 $A_{\pm}(k, \epsilon) \cdot e^{-\frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, \epsilon) N_{\pm}}$ wobei
auf der rechten Seite das
beide Zweige also auf $\lambda_{\pm}(k, \epsilon) =$
 $= \lambda(k, \epsilon)$ und $A_{\pm}(k, \epsilon) = A(k, \epsilon)$
geschlossen werden kann, denn
nach der Form des
Metrikinintegrals sind die gr.
 $\lambda_{\pm}(k, \epsilon) = \lambda(k, \epsilon) (1 - A_{\pm}(k, \epsilon) e^{-\frac{1}{2} \lambda_{\pm}(k, \epsilon) N_{\pm}})$
und $N_{\pm}(k, \epsilon) = \sum_{s=1}^s N_s$ ist $N_s \sim \alpha_s N_s$ und
nach der Metrikinstatik gilt $\alpha_s =$
 $= \sqrt{\epsilon}$ für $1 \leq s \leq 3$ aber
 $\alpha_s = i/\sqrt{\epsilon}$ für $s > 3$ sodass
auch die entsprechenden N_s invar-
ganz oder reell ausfallen, d.h.
 $N_{\pm}$ ist im allgemeinen komplex.
während $\lambda(k, \epsilon) = \lambda^*(k, \epsilon)$ wegen
der Hermitizität des Raumkon-
stanten reell bleibt. Mit Hilfe

kann das Exponent, dem $\frac{1}{2} \lambda(k, \epsilon)$
 $\cdot N_{\pm}(k, \epsilon) = \alpha + i\beta$, komplex geschrieben
werden, sodass auch $\lambda(k, \epsilon) =$
 $= \alpha + i\epsilon$ eine komplexe
metrische Funktion ist.
Für die Integrationskonstante
muss daher ebenfalls eine kom-
plexe Zahl nämlich $A = \alpha + i\beta$
angewiesen werden mit der
bedeutet die komplexe Darstel-
lung $\gamma + i\kappa = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \lambda(k, \epsilon) N_{\pm}} =$
 $= (\alpha + i\beta) \cdot e^{-(\alpha + i\beta) N_{\pm}} = e^{-\alpha(\alpha + i\beta)} \cdot e^{i\beta(\alpha + i\beta)}$
 $= (\cos \beta - i \sin \beta) = e^{-\alpha} (\alpha \cos \beta + i \sin \beta + i(-\alpha \sin \beta + \beta \cos \beta))$
also $\gamma \cdot e^{\alpha} = \alpha \cos \beta + \beta \sin \beta$ und
 $\kappa \cdot e^{\alpha} = -\alpha \sin \beta + \beta \cos \beta$ wäh-
rend für die Lösung $\alpha + i\epsilon = \gamma$
 $= 1 - \gamma - i\kappa$, also $\mu = 1 - \gamma$
und $\nu = -\kappa$ gilt. Die metro-
rischen Konstanten liegen bei

$\mathcal{F}'_{\kappa,e} = 0$, was in $\mathcal{F}' + \mathcal{T}_{\kappa,e}^3 = \lambda(\kappa,e) \mathcal{T}_{\kappa,e}$ eingesetzt
 $\mathcal{F}_{\kappa,e} = \lambda(\kappa,e)$ oder $u + i v = 1$ ergibt. Dies bedeutet aber $u = 1$ und $v = 0$, also $\eta = \pi = 0$ in den Extrema. Für die Punkte verknüpfen Extrema des Jena-Quartils β des Exponentialgesetzes durchs wirbeln wiederum $\beta = -\frac{a}{b}$ und $\beta_2 = \frac{1}{b}$. Nach diesen Beziehungen lassen die entsprechenden Eigenwerte als Extrema fest wenn a und b bekannt wären. Es ist klar, dass überhaupt keine Extrema, d. h. sind alle $n_s = 0$ was $N_s = 0$ und $N_{\kappa,e} = 0$ bedeutet, wenn man $\lambda(\kappa,e) = 0$ auch $\mathcal{F}_{\kappa,e}(0) = 0$ sein, wenn dann ebenfalls abhängt keine

unendlichen Zustand. Einsetzen dieses Nullwertes liefert aber $1-A = 0$, also $a + i b = 1$ mit $a = 1$ und $b = 0$. Für diesen Wert der Werte folgt aber $\beta_2 \rightarrow -\infty$ und $\beta_1 = 0$. Damit liegen aber die möglichen Eigenwerte im Spektrum fest. Es folgt aus den betreffenden Ortsbeziehungen
 $\beta_1 = -\frac{\pi}{2} (2n_\infty + 1)$ und $\beta_2 = \pm 2\pi n_\pm$ und $\beta = \pm \pi (2n_\pm + 1)$. Zusammengefasst ergibt die Lösung des Systems $\mathcal{F}_{\kappa,e} = \lambda(\kappa,e) (1 - e^{-\frac{1}{2} \lambda(\kappa,e) N_{\kappa,e}})_{\kappa,e}$
 $\lambda(\kappa,e) = \lambda^*(\kappa,e)$, $N_{\kappa,e} = \frac{\pi}{2} N_s$
 $N_{\kappa,e} = \frac{\alpha_{\kappa,e} n_e}{\alpha(\kappa,e) - 1}$, $N_m = -\alpha_{\kappa,e} n_m (m \neq l)$
 $\beta_1 = \pm 2\pi n_\pm$, $\beta_2 = -\pi (2n_\pm + 1)$.
 Damit ist aber das algebraische Randwertproblem gelöst, und

zwar ihre infinitesimale Approxima-
 tion $\tau \rightarrow 0$ | Diese Lösung
 zeigt ein bemerkenswertes
 Erbeben's natürlich, das aus
 $\mu(\lambda, \tau, e) N_{\tau, e}$ am Eigenen =
 widersprechen als distantes
 Punktspektrum liefert, während
 $\mu(\lambda, \tau, e) N_{\tau, e}$ in Bezug auf
 die Dichte von Eigenwerten.
 also auf die Dichte von un-
 endlichen Kondensationsstufen
 wirkungslos bleibt. Die Existenz
 von 3 imaginären Koordinaten
 in der äolischen Welt ver-
 trachtet dennoch die der
 mehrfachen Kondensation, so daß
 die dieser Funktion der Dichte
 Lösung imaginärer Summe =
 sehr architektonischen
 liegen muß. x_4, x_5 und x_6

wissen dennoch magisch sein
 weil es außerordentlich keine mehr-
 schen Kondensationsstufen und so si-
 cher kein zeitliches Geschehen
 in einer letzten Kondensation Be-
 weise gäbe, was aber offen =
 stehen in Widerspruch mit
 dem Sinn der äolischen Welt =
 architektur stände. Weiter
 verifiziert den Tatsache nach =
 nämlich die Definitionen der
 drei reellen Koordinaten des
 τ als eine gemeinsame
 Architekturstärke.
 Die Größen $\lambda(x, e)$ der Lösung
 können offenbar wegen ihrer
 Konstanz nicht als Funktionswerte
 selektieren aufgefapst werden,
 doch ist $N_{\tau, e}$ gemäß $N_{\tau, e} = \tau_{\tau, e}$ in un-
 endlicher Reihe einer Folge von

$$Z_{k,e} = \frac{a_e Z_{e^m}}{a(k,e) - 1} - \sum_{m \neq e} a_m Z_m$$
 darstellbar. Es ist also stets die
 Polynomformung $\lambda(k,e) (1 - e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,e) \omega_{k,e}})$
 $= \lambda(k,e) \left(\frac{0}{1} - e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,e) \omega_{k,e}} \right); n$
 möglich. Andererseits gilt
 $P_{k,e} = P_{k,e} / n$ wobei $P_{k,e}$
 $= \lambda(k,e) [k,e]$ das Konstante
 kleine Linearglied des
 Konstanten des Fundamentals
 Konstanten ist. Einsetzen
 dieser Größen liefert dann
 nach die obige Formel
 stellen dieses Konstante
 aggregiertes durch eines
 punktuell exakt aus
 $\lambda(k,e) [k,e] = \lambda(k,e) \left(\frac{1}{1} - e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,e) \omega_{k,e}} \right)$
 werden beschreibt nach den
 angegebenen Ausdrücken
 die sechs Teile die durch die
 imaginären permutationen

Anmerkungen: Das
 well bedingten metrischen
 = Eigenwerte in Form
 sehr Konstanten des
 metrischen Tensorfeldes
 wobei auch die
 Fundamentalkonstante für
 [] mit den Konstanten
 $[k,e]$ identisch ist.
 Auch aus der Tatsache
 Eigenwertespannen
 $\beta \sim \lambda(k,e) \sqrt{e}$ gilt der
 Konstantencharakter des
 inneren des Eigenwertes
 In den Integrierten
 werden partiellen
 Grunddifferential der
 der Wellenfunktion
 $-\sum_{m \neq e} \frac{1}{\omega_m} ; P_{k,e} + P_{k,e}$
 kann approximativ die

zu autorisieren. Nach dem Ertrag =
wissen von Kapitel VII liefert
die transfinite Hermetrie ein
Fall spezifizierter latente Trans-
finite Energiestufen die, wenn
ihre Wellenlinien spezifizieren
Müllionen sind, auf dem R_3
projiziert, als Gravitations-
wellen erscheinen. Weiter
erscheinen, saubere Kanten =
Säulen und Lichtkeilen das
Sonnendach, also in dem Ort =
Chitakinsäulen $S_{(1)}$ und $S_{(2)}$,
stets einmünden mit der Her-
metrie in $S_{(3)}$ und $S_{(4)}$, die Transfi-
nite Hermetrie in $S_{(3)}$ und $S_{(4)}$
ist offensichtlich nur mit
Gravitationsvorgängen verknüpft.
Sind die Hermetrie in $S_{(3)}$ und
darüber hinaus ihre Eigenschaften

(in R_3)

beschreiben die für alle Höhen im
 R_4 charakteristisch ist, denn die
eukleide Hermetrie, bezieht
alle anderen Hermetriebedingungen
(nach den Untersuchungen über die
hermetrische Architektur das
Welt). Eine Eigenschaft, die al-
len charakteristiquitäten (den
sind die Kooperationsstufen
des Kompositivsystems)
gemeinsam ist, wird aber von
ihnen allegemein herrschen-
heit, aber auch dem Äquivalenz-
bezugstypus durch ihre allge-
meine Gravitation repräsentiert
kennzeichnet. Gravitation erscheint
es abermals perfektioniert
die Hermetrie in $S_{(3)}$ und $S_{(4)}$
durch ~~Gravitation~~ Gravitationsprozesse
an Interpretieren. Die Her-
(in R_3)

metrisch in $s_{(2)}$ scheint dagegen stets elektromagnetische Feldphänomene zu veranschaulichen. Diese Beobachtung $s_{(34)}$ mit $s_{(2)}$ so erscheint eine elektromagnetische Feldwirkung in der π_3 projiziert wärde elektrostatische Prozesse kausale Charaktereigenschaften aufweisen, wobei $s_{(3)}$ und $s_{(2)}$ mit $s_{(1)}$ vereinigt werden. Die Kombination von $s_{(3)}$ mit $s_{(1)}$ liefert dagegen elektrisch neutrale Elemente für Korpuskel, so daß die Radiokombination $s_{(1)}$ Grundlegend mit $s_{(3)}$ charakteristisch verknüpft erscheint. Nach diesen Ergebnissen einer Korrelationsuntersuchung des

Korpositionen selber scheinen also die 4 geometrischen Einheiten für die Einheit der Welt zusammengefaßt. Bei Kürzungen in Form nichtthermischer Eigenschaften im Bereich der Partialraumpositionen zu definieren. Da π diese Koordinaten der Architektureinheiten zu den Eigenschaften und die damit verbundene Interpretation dieser Felder als Kristalleinheiten den Lücken nach den Ergebnissen der Korrelationsuntersuchungen im Korpositionenfeld bei der Analyse der Korrelationen $(s_{(3)}, s_{(4)}) \equiv$
 $\equiv \pi_{(2)} = \pi_{(1)} (g): \text{gratist}$
 $(s_{(2)}) \equiv \pi_{(2)} = \pi_{(2)} (e): \text{elektrisch}$
 $(s_{(2)}) \equiv \pi_{(2)} (e): \text{elektrisch}$
 $\equiv \pi_{(2)} = \pi_{(2)} (m): \text{materiell}$

hervor auf diese Weise die se-
mantisches Einheiten der Satz-
struktur repräsentiert, wobei
diese Einheiten repräsentiert als
Trennungen interpretiert werden
sind. Diese Trennungen werden
als $\mathcal{E}^{(p,v)} = \mathcal{A}^{(p)} \times \mathcal{E}^{(p,v)}$
interpretiert, die spezifischen
Korrespondenzen zwischen den
Einheiten von $\mathcal{E}^{(p,v)}$ zum
Ausdruck, was wiederum durch
eine Auswahl der vom Null-
selektor verknüpften Kom-
ponenten aller Fundamentale-
Korrespondenzen $\mathcal{E}^{(p,v)} \left[\frac{u}{x} \frac{v}{x} \right]$
Korrespondenzen repräsentiert.
15.9.61 Wenn angegeben ist, so
als Antikorrektur definiert
einer Korrespondenzen Korrespondenzen
und z.B. die Antikorrektur $\mathcal{A}^{(p,v)}$

Wenn es sich um die für das Element
 $\mathcal{E}^{(p,v)}$ aus $\mathcal{A}^{(p)}$ handelt, dann
die Definition ist aber $\mathcal{E}^{(p,v)} = \mathcal{A}^{(p)} \times \mathcal{E}^{(p,v)}$
= const., besagten $\mathcal{E}^{(p,v)} = \mathcal{A}^{(p)} \times \mathcal{E}^{(p,v)}$
und $\mathcal{E}^{(p,v)} = \mathcal{A}^{(p)} \times \mathcal{E}^{(p,v)}$, d.h.
einer Korrespondenzen des Fundamentale-
selektors liefert immer
einen Korrespondenzen Wert, wenn
mindestens eine der Faktoren
oder antikommutativ ist.
Nach der Korrespondenzdefinition liefert
zwar die Korrespondenzen eines $\mathcal{A}^{(p)} =$
Fundamentalselektors für die An-
nahme von $\mathcal{A}^{(p)}$ (wenn Korrespondenzen
bezüglich auf die betreffende
Antikommutativ besteht) sowie
eine Korrespondenzen des Fundamentalse-
lektors von Korrespondenzen;
jedoch immer einen Korrespondenzen
Wert, wenn antikommutativ ist.

der Hauptbestandteil ist, doch
 antikerweise ist, doch
 besteht dies nicht aus für
 die extradiagonalen Korrela-
 tionen. Hier $\mu \neq \nu$
 gelten, denn wegen $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} =$
 $= \sum_{\mu} \tilde{y}_{(\mu)} \times \frac{\tilde{y}_{(\mu, \nu)}}{\tilde{y}_{(\mu, \nu)}}$
 $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} = \sum_{\mu=1}^n \tilde{y}_{(\mu)} \times \tilde{y}_{(\mu, \nu)}$

Beziehen sich μ und ν auf
 herkömmliche / Antikörper-
 heiten, deren $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ =
 sich mit $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} \tilde{y}_{(\mu)} = \text{const}$
 ergibt. Hier, denn im
 Fall $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} \tilde{y}_{(\mu)}$ besteht die
 Möglichkeit, dass die Faktoren
 $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ $\tilde{y}_{(\mu)}$ Reine antiker-
 Antikörper sind.

Nach der Herleitung folgt:
 $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} = \text{const}$

inbegriff auf die antikerweise
 Koordination, aber ~~es~~ erschein
 als Funktion der ~~Herleitung~~
 diese herleitung sehen man
 Antikörper-einheiten beziehen
 sich aber nach der Faktorproba-
 tion der Antikörper als $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$
 Antikörper auf die jeweiligen
 mit ihnen koordinierten $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$
 Antikörper. Danach kann
 $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ mit $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ und $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$
 aber $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ mit $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$
 $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ mit $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$ bestimmt
 werden. Ist eine dieser Ant-
 antikörper-einheiten antiker-
 weise, also herrscht z. B.
 inbegriff auf die Antikörper-
 heiten, v. völliger Antikörper-
 weise, denn gilt $\tilde{y}_{(\mu, \nu)} =$
 $= \text{const}$, was wegen $\tilde{y}_{(\mu, \nu)}$

$$\overline{z}^{(2,2)} = \text{const.}, \quad \overline{z}^{(2,3)} = \text{const.},$$

Fall II:

Gitterpunkte $\overline{z}^{(1)} (Z_4)$ und $\overline{z}^{(3)} (Z_{56})$ sind $\overline{z}^{(3)} = \text{const.}$. Dies bedeutet für die Elemente von $\overline{z}^{(2)}$ die Funktionswerte.

$$\overline{z}^{(1,2)} (Z_{56}, Z_4), \quad \overline{z}^{(1,1)} (Z_{56}), \quad \overline{z}^{(1,3)} (Z_4), \quad \overline{z}^{(2,3)} (Z_4), \quad \overline{z}^{(3,3)} = \text{const.}$$

Fall III:

Gitterpunkte $\overline{z}^{(1)} (Z_{56})$ und $\overline{z}^{(3)} (Z_4)$ sind $\overline{z}^{(3)} = \text{const.}$. Dies bedeutet für die Elemente von $\overline{z}^{(2)}$ die Funktionswerte.

Fall IV:

Gitterpunkte $\overline{z}^{(1)} (Z_{56})$ und $\overline{z}^{(3)} (Z_4)$ sind $\overline{z}^{(3)} = \text{const.}$. Dies bedeutet für die Elemente von $\overline{z}^{(2)}$ die Funktionswerte.

$$\overline{z}^{(1,2)} (Z_{56}, Z_4), \quad \overline{z}^{(1,1)} (Z_{56}), \quad \overline{z}^{(1,3)} (Z_4), \quad \overline{z}^{(2,3)} (Z_4), \quad \overline{z}^{(3,3)} = \text{const.}$$

Diese Klassifikationen mit Hilfe der Funktioneigenschaften gestattet man eine Analyse der speziellen Herleitung bedingte. Diese Klassifikationen in Bezug auf die Partialkompositionen in $\overline{z}$ also hinsichtlich der Diagonalen Partialstruktur und der orthogonalen Korrelationsvektoren.

23.9.64 Zur Diskrepanzanalyse
 Analyse kann weiter beibehalten
 werden, dass die Her-
 leitung bedingt wegen $I-H$ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$
 und H $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ mit zu K =
 denation in imaginären
 Koordinaten führen, während
 in H $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ und H $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$
 neben den imaginären Ein-
 heiten der reellen Elemente
 $s_{(1)}$ wirkt, sodass diese Kon-
 densation, Komplexe
 hat ist. Die Analyse der
 Partialkomplexe ~~ist~~
 auch in der Symmetrie mit
 sich vereinbar, auf die Klasse
 der imaginären und auf die
 reellen Komplexe Kon-
 densation. Die Analyse soll eine
 Folgenden Diskrepanz
 werden. Folgt $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ ~~B.1.2.47~~ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$

2.) Die Partialkompositionen ~~qua-~~
 drater Kondensationsstufen.

(Aus Kapitel VIII von Selbstkon-
 densation und Selbstkompositionen Aus-
 führungen über metrischen $\mathbb{R}^n$ -
 Vektorräume und $\mathbb{R}^n$ -

Die Menge $\mathbb{R}^n$ ist $\mathbb{R}^n$ -

2.) Das Fundamentalthema ~~kon-~~
 ditioniert Partialkompositionen

25.9.64

Zur Diskrepanz der $\mathbb{R}^n$ -
 Kompositionen der Partial-
 Kompositionen werden ~~aus-~~
 wenn, $\mathbb{R}^n$ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} \leq \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}$ im $\mathbb{R}^n$
 Reihe $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}$
 mit $n = \begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 4 \\ 4 \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix}$
 und $\mathbb{R}^n$ von den n einfachen
 metrischen Tensoren
 $1 \leq K \leq p$ hermetisch und
 $n - p$ antihermetisch sind.

Die ω Partialstrukturen sind
 isomorph aus pseudoklassischen
 Archimedischen Teilsystemen des R_n
 definiert, sodass im allg. =
 meien $\lambda \leq q \leq p$
 Partialstrukturen $\mathcal{Z}^{(w)}$ als
 Faktoreen hermetrischer
 Koordinationsvektoren
 Z_n erscheinen, wobei
 $q \leq \omega$ gilt, während $q+1 \leq$
 $\leq \leq \leq \leq \leq \leq$, Partialstruktur =
 kriter $\mathcal{Z}^{(z)}$ = const. sich auf
 antihermiteische Einheiten
 in R_n beziehen. Dies be-
 deutet aber, dass in $\mathcal{Z}^{(z)}$
 $\mathcal{Z}^{(z)} = (\mathcal{Z}^{(z)}(x, \lambda))$ der Betrag
 für Fakt. gegeben $\mathcal{Z}^{(z)}$ be-
 stehende Koordinationsvektoren
 $(\mathcal{Z}^{(z)}, \lambda) \geq q+1$ wegen
 $\mathcal{Z}^{(z)} = \mathcal{Z}^{(z)}(x) \times \mathcal{Z}^{(z)}(x)$
 $\mathcal{Z}^{(z)}(x, \lambda)$

aus pseudoklassischen Ele-
 menten $\mathcal{Z}^{(z)} = \text{const.}$ besteht.
 Für Kürzungen werde $\mathcal{Z}^{(z)} = \mathcal{Z}^{(z)} +$
 $+ \mathcal{Z}^{(z)}$ in zwei Ausdrücke $\mathcal{Z}^{(H)}$
 spalten, wobei $\mathcal{Z}^{(A)}$ die $\mathcal{Z}^{(H)}$
 die Hermitesche bedingten Ele-
 mente $\mathcal{Z}^{(z)}$ mit $\mathcal{Z} \leq \omega$ und
 $\lambda \leq q$ über $\mathcal{Z} \leq q$ und $\lambda \leq \omega$
 enthält, während die Elemente
 $(\mathcal{Z}, \lambda) \geq q+1$ hermitesche
 Nullvektoren sind. $\mathcal{Z}^{(z)} =$
 $= \text{const.}$ enthält $\mathcal{Z}^{(A)}$ und
 wobei $\mathcal{Z}^{(z)} = \text{const.}$ und
 $(\mathcal{Z}, \lambda) \geq q+1$ sind solche
 Nullvektoren, welche auch
 im Gegensatz zum Kompositi-
 onsfeld $\mathcal{Z}^{(z)} = \mathcal{Z}^{(z)}$ für die $\mathcal{Z}^{(H)}$
 Nullkompositionen $\mathcal{Z}^{(z)} =$
 $= \mathcal{Z}^{(z)} + \mathcal{Z}^{(z)}$
 also $\mathcal{Z}^{(z)} \neq \mathcal{Z}^{(z)}$ gefordert
 $(\mathcal{Z}, \lambda)$

werden wenn T_n ein Modell
für das pränormale Weltkennzeichen
für T_n sein soll. Folgt auf
die allgemeine geometrische Welt-
gleichung $L \cdot [I] = 0$ für $T_n =$
Kompositionsgesetz der Funktionen-
Kombinationen aller Partial-
Kompositionen $I = \sum_{\mu, \nu} \frac{I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu}}{\lambda} + \dots$
 $= \sum_{\mu, \nu} \frac{I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu}}{\lambda} I + \dots$ ausgedr.
der dann entsteht nach
IV. 4 eine Wellenfunktion
der Partialkompositionen
 $I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} : I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} I = I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} \times I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} I$
wobei die Selektoren $I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} =$
 $= K_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} + D_{\mu, \nu}^{\mu, \nu}$ sich aus einem
Rauerkontinuum $K_{\mu, \nu}^{\mu, \nu}$ und
einem quadratischen Wechsel-
wirkungskontinuum $D_{\mu, \nu}^{\mu, \nu}$ der
Partialkompositionen zusammensetzen.

$\Lambda^{(\mu, \nu)}$ erzeugt dabei nicht der Her-
miteschkeitsbedingung und ist
mithin kein Zustandsoperator
des metrischen Vektorraums.
D.h. die nicht kon-
mutative Fassung der Einzel-
 $\Lambda^{(\mu, \nu)}$ bestimmen wellenlei-
dende beschreibende Reine me-
trischen Koordinationsstufen.
Erst die Kontraktion
der Selektoren $\Lambda^{(\mu, \nu)}$ erzeugt
dieser Hermitischkeitsbedingung
sogar die metrischen Kontinua-
tationsstufen der Partial-
Kompositionen, erst für die
Hermitischkeitsbedingung $\Lambda^{(\mu, \nu)}$
 $\Lambda^{(\mu, \nu)} : I_{\mu, \nu}^{\mu, \nu} I$ dieser Welt-
gleichung $\Lambda^{(\mu, \nu)}$ beschreiben werden.
Für $\Lambda^{(\mu, \nu)}$ auf Grund der Antikommutativ-
ität der Auswahl $\Lambda^{(\mu, \nu)} = \text{const} \neq 0$

$\dim (\omega - q)^2$ von Null verschiedene
 Elementen gibt
 ist offenbar für jede ω^4
 der nullteiler Fundamentale-
 Rundenstein $[\frac{p}{x, n}]$ bedingt,
 selbst wenn alle Fortgangshäufigen
 hermetische Einheiten kon-
 gruenz gibt, $[p, x]_{(x, n)} = a$
 für $(x, n) \geq q+1$ wegen
 $\frac{p}{x} = \text{const.}$ wobei $q \leq \frac{p}{x}$
 aus $\frac{p}{x} \neq \frac{p}{y}$ für
 alle Partialquotienten $(\frac{p}{x}, \frac{p}{y}) \equiv a$
 d. h. es gilt auch $0 = \frac{p}{x} \cdot (\frac{p}{y})' \cdot (\frac{p}{x})' = a$
 $= [\frac{p}{x}]_{(x, n)}$ und das bedeutet
 daß von den ω^4 Fundamentale-
 teil Rundenstein wegen $[\frac{p}{x, n}] =$
 $= 0$ für $(x, n) \leq q+1$
 insgesamt $\omega^2 (\omega - q)^2$ ver-
 schwindet. Damit ist die
 Zahl der potenzen kon-

stanten bedingt auf ω^4 -
 $-\omega^2 (\omega - q)^2 = \omega^2 q (\omega - q)$.
 Es gilt mit der Fundamentale-
 $\frac{p}{x} = \omega^2 q (\omega - q)$ Fundamentale-
 teil Rundenstein $[\frac{p}{x, n}] \neq 0$
 wenn $\omega - q$ Partialquotienten
 $\frac{p}{x} = \text{const.}$ bleibt.
 $\frac{p}{x} \cdot q \cdot \frac{p}{x} = \omega^2 q (\omega - q)$ haben die Ausdrücke
 $[\frac{p}{x, n}] = \frac{p}{x}$ für $(x, n) \geq q+1$
 die wird $\frac{p}{x} = \text{const.} \neq 0$ be-
 steht $\frac{p}{x}$ ist es noch
 derart, daß die Nullstelle
 $\frac{p}{x} = \text{const.}$ für die $\frac{p}{x}$
 potenzen von $[\frac{p}{x, n}] \neq$
 $\frac{p}{x}$ für $(x, n) \leq q$ d. h.
 wenn von konstanten teil-
 steil Rundenstein Elementen
 aus $\frac{p}{x}$ potenzen, wenn
 also $\frac{p}{x} \equiv q$ oder $\frac{p}{x}$ und $\frac{p}{x}$
 bezogen auf $\frac{p}{x}$ eine Kon-

Parameterisation von $\tau a_m p(x, x) =$
 $= \int_m p(x, x) \tilde{K}$ liefert das lokale
 Metriendifferential $a_{\tilde{K}} = \tau \sum_{m=1}^n a p_{\tilde{K}+m}$
 $= \sum_{m=1}^n \int_m p(x, x) \tilde{K} = \int p(x, x) \tilde{K}$, es
 soll weiter das notwendige Kriterium
 eines Systems $\tilde{K} \cdot \tilde{K} = \int_{K, L}$ für
 alle n Koordinaten existieren
 sein, das $p(x, x) = \text{const.}$ ist, umgibt
 also auch $\int_{\tilde{K}+m} p(x, x) \tilde{K} =$
 $= a_{\tilde{K}} = \text{const.}$ sein muß mit
 $\tilde{a}_{(A)} = \sum_{K=T+1}^n \tilde{K} \cdot a_{\tilde{K}} \text{ wird}$
 $\tilde{a}_{(A)} = \sum_{K=T+1}^n \tilde{K} \cdot \int p(x, x) \tilde{K} = \int p(x, x) \tilde{K} \text{ und}$
 das für jeden Ausdruck existiert
 das Metrikenintegral, nämlich
 $\tilde{p}_{(A)} = \sum_{K=1}^n \tilde{a}_{(A)} \tilde{K}^K = \tilde{a}_{(A)} \tilde{K} +$
 wobei $\tilde{p}$ nur Komponenten in
 antikommutierenden Naturalem
 haben kann. Entsprechend folgt

aus $\tau a_m p(x, x) = \int_{\tilde{K}+m} p(x, x) \tilde{K}$ nach
 Parameterisation $\tilde{K}^K = \int_{\tilde{K}+m} p(x, x) \tilde{K}$
 $\tilde{K} \leq n$, das lokale Kriterium
 differenziell im antikommutierenden
 metrischen Bereich $A_m = \tau \sum_{K=T+1}^n a_{\tilde{K}}$
 $\cdot p(x, x) = \sum_{K=T+1}^n \int_{\tilde{K}+m} p(x, x) \tilde{K}$
 $= \int_{(A)} p(x, x) = \text{const.}$ nach
 Multiplikation mit $\tilde{K}_m$ und
 weiterer Parameterisation folgt
 $1 \leq m \leq n$ ist, dann $\tilde{A} =$
 $= \sum_{m=1}^n \tilde{K}_m A_m = \sum_{m=1}^n \tilde{K}_m \int_{(A)} p(x, x) \tilde{K} =$
 $= \int_{(A)} \sum_{m=1}^n \tilde{K}_m p(x, x) \tilde{K} = \int_{(A)} p(x, x) \tilde{K}$ und
 diesen Metrikenintegral $\tilde{p}_{(A)} =$
 $= \tilde{A} = \text{const.}$ kann metrisch
 über sein antikommutierendes
 antikommutierendes interpretiert werden.
 Wegen dieser Abhängigkeit von $\tilde{p}_{(A)} =$
 negativem Bereichs folgt $\tilde{p}_{(A)} =$
 $= \frac{\tilde{A}}{A} \tilde{K} = \tilde{A} \tilde{K}^K + \tilde{K}^K$

$\bar{f}(Z_m)^2 = \text{const } (Z_m)_{k+1}^n$ ein
 charakteristischer hermitescher Punkt =
 charakteristischer ist, das wegen
 der Einschränkung, das $\bar{f}(Z_m) =$
 charakteristisches auf die ausstar-
 metrischen Einheiten als
 charakteristischer Punkt an-
 schließt. In der hermiteschen
 Komponenten $\bar{f}(Z_m) \neq 0$ können
 aber nur hermitesche Punkte =
 Punkte von $\bar{f}(Z_m)$ auftreten
 so daß es zweckmäßig erscheint
 $\bar{f}(Z_m) = \bar{f}(Z_m) - \bar{f}(Z_m) = (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) \cdot Z_m$
 bilden. Kennzeichnend
 einer hermiteschen Folge,
 kann sich $\bar{f}(Z_m) \bar{f}(Z_m) =$
 $= -\frac{1}{\bar{a}_{(A)}} \bar{a}_{(A)} + \bar{f}(Z_m)$ aber
 $\bar{f}(Z_m) \bar{f}(Z_m) = \frac{1}{\bar{a}_{(A)}} (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) = \text{const.}$
 weil $\bar{f}(Z_m) \bar{f} = 0$

und $\bar{f}(Z_m) = 0$ ist wenn $\bar{f} = 0$
 eine antihermiteische Folge ist
 darstellt. Dies bedeutet aber
 $\bar{f}(Z_m) = \text{const} + \bar{f}(Z_m) - \bar{f}(Z_m)$
 für $\bar{f}(Z_m) = \bar{f}(Z_m) - \bar{f}(Z_m)$
 | Andererseits gilt für die un-
 hermiteschen Fundamentalknoten
 sowie der Partialkompositionen
 $\bar{f}(Z_m) = \frac{1}{2} (\bar{f}(Z_m) + \bar{f}(Z_m))$
 ist in Komponenten $\bar{f}(Z_m)$
 $= \bar{f}(Z_m) + \bar{f}(Z_m) =$
 $= \bar{f}(Z_m) ; () \cdot (\bar{f}(Z_m) + \bar{f}(Z_m))$
 d.h. das antihermiteische
 Anteil $\bar{f}(Z_m) = \bar{f}(Z_m) \cdot ()$
 $\cdot \bar{f}(Z_m)$ mit in sein
 Antihermiteisch allein
 die Kovariante $\bar{f}(Z_m) =$
 $= \frac{1}{2} (\bar{f}(Z_m) + \bar{f}(Z_m) - \bar{f}(Z_m))$
 bestimmt, der Produkt mit
 von der hermiteschen Komponente

des Raumkoordinaten haben die
 Identifizierung der Hermiteschen
 $K(\mu\nu) \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} = \int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} -$
 $(\mu\nu) m) [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} - \int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} -$
 $- \int_m [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} + [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}; ([K^{\mu\nu}]^{(p\nu)})$
 $- [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}, ([K^{\mu\nu}]^{(p\nu)})$ nimmt
 diese Form der Wellengleichung
 Gestalt an $\int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} - \int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$
 $+ [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} \cdot ([K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} - [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}) \cdot ([K^{\mu\nu}]^{(p\nu)})$
 $\cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} - \lambda(\mu\nu) \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} =$
 $= -D(\mu\nu) [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$, die also,
 wenn der Hermitesche, nur
 durch den Einfluss des Korr-
 laturselators der Partikel =
 Kompositionieren $D(\mu\nu) \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} + 0$
 von der Wellengleichung der Kompo-
 sitionsfeldes unterscheidet.
 Annahme, wenn $D(\mu\nu) \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} =$
 $= 0$ gesetzt werden kann,

wird $\int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} = \int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$
 $\times [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$ formal, wobei $\int [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$
 vorkommt, da diese bereits gelöst
 System $K \cdot [K] = \lambda \times [K]$ des
 Kompositionsfeldes, wobei
 auch $[K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} = [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)}$ existieren
 hat. Wobei die Koppelung =
 selbster mit sich selbst, wobei von
 verschiedenen Wellenlängen ist, ge-
 des ab, wenn Werte zu unter-
 scheiden, ob eine Approximation =
 stochastische, wobei sich wird
 welche der Einfluss des Korr-
 laturselators als Korr-
 laturselator für $D(\mu\nu) \cdot [K^{\mu\nu}]^{(p\nu)} = 0$
 aufzufassen werden kann.
 5. b. c. Dieser Koppelungsselator
 wird bestimmt durch die Korr-
 laturselator $D(\mu\nu)$ der Partikel =
 Kompositionieren und ist eine

quadratische Form aufgebaut aus den Komponenten aller Fundamentalkondensatoren.

Nach Gl 98a gilt für diese quadratische Form $D^{(u,v)} \cdot [k_e]^{(u,v)} = \sum_i (L_{ik}^{(e)} J^{(k,t)} - \sum_j L_{jm}^{(e)} J^{(j,t)} J^{(m,p)} - \sum_l L_{lm}^{(e)} J^{(l,t)} J^{(m,p)}) \cdot S^{(p,q)}$ mit $S^{(u,v)} = 1 \cdot S^{(p,q)} \cdot S^{(q,u)}$.

Wenn gilt Krümmung des Potentials der Erhaltungssatz $S^B =$

$= S^{x,p} \cdot S^{p,q} \cdot S^{q,r} \cdot S^{r,t}$ ver-

wendet wird. Auswählen der

Komponenten von $[k_e]^{(u,v)}$ gel-

teilt diese Ausdruck in einen

Linearanteil und einen quadrat-

ischen Anteil der diese Koe-

ffizienten nicht enthält. Die

Komponenten der anderen

Fundamentalkondensatoren können

als Summen von Fundamentalkon-

den zusammengefasst werden, wird für die Komponenten eines solchen Fundamentalkon-

$F_{k,e}^{(u,v)}(x, \lambda, \mu, v) = \sum_{p,q,k,t=1}^n (1 - S^B) [k_e]^{(u,v)}$

gesetzt, dann wird $F_{k,e}^{(u,v)}$ ein

Funktion in Bezug auf $[k_e]^{(u,v)}$ sein

solcher Fundamentalkon-

den. Die ganze Untersuchung

bezieht auf diese Kondensatoren-

hat, begreift, soll gut: Krümmung

$F_{k,e}^{(u,v)}(x, \lambda, \mu, v) = F_{k,e}^{(u,v)}$ sein. Alle

diese Fundamentalkon-

den $D^{(u,v)} = [k_e]^{(u,v)}$ =

$= [L_{ik}^{(e)} J^{(k,t)}]^{(u,v)} \cdot (1) F_{k,e}^{(u,v)} + \sum_{j,l} L_{jm}^{(e)} J^{(j,t)} J^{(m,p)} -$

$- \sum_{l,m} L_{lm}^{(e)} J^{(l,t)} J^{(m,p)} \cdot (1) F_{k,e}^{(u,v)} - F_{k,e}^{(u,v)} \cdot (1) [k_e]^{(u,v)}$

$\frac{F_{k,e}^{(u,v)}}{F_{k,e}^{(u,v)}} \cdot (1) \frac{F_{k,e}^{(u,v)}}{F_{k,e}^{(u,v)}} =$

mit der Möglichkeit die mit

Hilfe der Superpositionssatz

der Fundamentalkon-

Differenzen betrachtet in die
 folgende Kompositionenform zu
 bringen: $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)} +$
 $+\sum [L_e]^{(\mu\nu)} + \sum [K_e]^{(\mu\nu)}; (1) [L_{km}]^{(\mu\nu)} + \sum [K_e]^{(\mu\nu)} -$
 $+\sum [L_e]^{(\mu\nu)} + \sum [K_e]^{(\mu\nu)}; (2) [L_{km}]^{(\mu\nu)} +$
 $+\sum [K_e]^{(\mu\nu)} = \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}; (K, e) \cdot [K_e]^{(\mu\nu)} +$
 $[K_e]^{(\mu\nu)} = \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}; (K, e) \cdot [K_e]^{(\mu\nu)} +$
 Diese Aussagen würde man
 weil sind die Fundamentalepaare
 von als hergeleitet erdogen
 haben. Wegen $[I] = \sum_{\mu\nu\lambda} [L_{\mu\nu}^{\lambda}]$
 muß aber aufzufassen $[K_e] =$
 $= [K_e]^{(\mu\nu)} + [K_e]^{(\mu\nu)}$ sein. Dies
 hat aber $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)} +$
 $+ [L_e]^{(\mu\nu)}; (1) [L_{km}]^{(\mu\nu)} - [L_e]^{(\mu\nu)}; (2) [L_{km}]^{(\mu\nu)} -$
 $- (\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)}) = \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}; (K, e)$
 $\cdot [K_e]^{(\mu\nu)} - \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}; (K, e) \cdot [K_e]^{(\mu\nu)} + \sum [K_e]^{(\mu\nu)}$
 ist aber nach der Wellenlänge
 des Kompositionenfeldes $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} -$
 $- \sum [K_e]^{(\mu\nu)} + [L_e]^{(\mu\nu)}; (1) [L_{km}]^{(\mu\nu)} -$
 $- [L_e]^{(\mu\nu)}; (2) [L_{km}]^{(\mu\nu)} = \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}; (K, e) [K_e]^{(\mu\nu)}$
 = Aussage, auf Seite 194

also $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)} = (\lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}) \cdot [K_e]^{(\mu\nu)}$
 $\cdot [K_e]^{(\mu\nu)}$ also die parti-
 alle identische Kompositionen
 auf eine solche der Freierfolge
 (Lepton) reduziert. Zur Analyse
 d. 10.64 dieses partielles Kompo-
 sitions als Kompositionen =
 adies in der Kompositionen =
 ist veränderlich wie die
 Kompositionen von $[I]$ linear
 aufzuheben. Mit der Kompo-
 $\lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)} (K, e) = \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)} (K, e)$ also
 $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)} = (\lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)}) \cdot [K_e]^{(\mu\nu)}$
 $+ \lambda_{(x\lambda)}^{(\mu\nu)} [K_e]^{(\mu\nu)} = \sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} - \sum [K_e]^{(\mu\nu)}$
 wenn $m = m$ aufzuheben
 besagen auf $[I]$ ist, $F_{km}^{(\mu\nu)} = 0$
 und $\sum [L_{km}]^{(\mu\nu)} = 0$ weil wenn
 eine Antikomposition inbegriffen auf
 $[I]$ existiert, auch alle $[L_{km}]^{(\mu\nu)}$

in dem multiplikativen Ring der
 Produkte antikommutativ sein
 müssen. Dieser Sachverhalt
 ist für das Superpositiv-
 ongesetz der Fundamentalkom-
 mutoren aller Partialkomposi-
 sitionen in L evident. Ist
 also $m = n$, dann gilt im Kom-
 positionsfeld $\Lambda_m(K, e) = 0$ so
 das gilt $-\Lambda_m(K, e) \cdot (L^e e) \leq F^e_{K, e} =$
 $= 0$ ergibt. In der allgemei-
 nen $L^e e - F^e_{K, e} = L^e e \cdot J^{(K, e)} \neq 0$
 ist, kann man $\Lambda_m(K, e) = 0$
 sein, durch die Eigenschaft
 von der Partialkomposition
 haben, dass keine Kom-
 positionen in antikommutati-
 ven Bereichen des Kom-
 positionsfeldes. In Komposi-
 tionen ergeben sich die Aus-

sagen wenn sich in diesem Fall
 die Antikommutativität auf die Kom-
 positionen $(K, \lambda) \geq q+1$ in J bezieht
 nämlich $\Lambda_m(K, e) = J(A) \Lambda_m(K, e) =$
 $= \Lambda_m(K, e) = 0$ bedeutet aus
 der Kommutativitätsbedingung.
 In Analogie zum Kompositionsfeld
 folgt für $e = m$ identisch
 $(\Lambda_m(K, m) - \Lambda_m(K, m)) [L^e_{K, m} J + \Lambda_m(K, m) F^e_{K, m}] =$
 $= \sum_{m, K, m} F^e_{K, m} - \sum_{m, K, m} F^e_{K, m} + \Lambda_m(K, m) F^e_{K, m}$
 da außerdem die Komposition
 gilt für dieses Kompositionsfeld
 $\Lambda_m(K, m) = 0$ gilt und $L^e_{K, m} J - F^e_{K, m}$
 $= L^e_{K, m} J^{(K, m)} \neq 0$ ist kann man
 $\Lambda_m(K, m) = 0$ sein was bedeutet
 dass die Kompositionsfeld aus
~~der Kommutativität~~ $\Lambda_m(K, m) = 0$ eine Antikommutativität
 in Analogie ergibt sich für
 $K = e = m$ nämlich $\Lambda_m(m, m) = 0$
 da in jedem Fall $\Lambda_m(m, m) = 0$

Seid $L_{m,m}^i(\mu, \nu) \neq 0$ ist. Für
 die Spektra von $L_{m,m}^i(\mu, \nu) = \bar{A}$
 gelten mit den dem Komposi-
 tionsfeld vollen analogen
 Eigenschaften $A_m(K, m) = A_m(m, m) =$
 $= 0$ sowie $A_m(K, e) = 0$ bedeutet =
 nicht $\bar{A}$ für alle Elemente aus
 $\bar{A}$. Wäre die Selektionsgleichung
 für $K = m \neq e$ ausgesetzt
 dann gilt $\sum_{m,m} F_{m,m}^i - \sum_{m,m} F_{m,m}^i =$
 $= (\lambda_m(m, e) - \lambda_m(m, e)) L_{m,m}^i +$
 $+ A_m(m, e) F_{m,m}^i - A_m(m, e) F_{m,m}^i +$
 Satz für $A_m(m, m)$ die Form
 $\sum_{m,m} F_{m,m}^i - \sum_{m,m} F_{m,m}^i = (\lambda_m(m, m) - \lambda_m(m, m)) F_{m,m}^i -$
 $- A_m(m, m) \cdot L_{m,m}^i + A_m(m, m) F_{m,m}^i -$
 Addition beider Selektionsgleichun-
 gen liefert $0 = (\lambda_m(m, e) - \lambda_m(m, e)) L_{m,m}^i +$
 $+ (\lambda_m(m, m) - \lambda_m(m, m)) L_{m,m}^i +$
 $+ A_m(m, e) F_{m,m}^i + A_m(m, m) F_{m,m}^i =$
 $= A_m(m, e) L_{m,m}^i + A_m(m, m) L_{m,m}^i -$

$- A_m(m, e) \cdot (L_{m,m}^i - F_{m,m}^i) - A_m(m, m) (L_{m,m}^i -$
 $- F_{m,m}^i) + A_m(m, e) + A_m(m, m) = 0$ also L
 also $L_{m,m}^i$ als
 die dem Kompositionsfeld des
 Theorems $A_m(m, e) \cdot L_{m,m}^i +$
 $+ A_m(m, m) L_{m,m}^i = 0$ weil
 die Kompositionsfeld stets $A_m(m, e)$.
 $\cdot L_{m,m}^i + A_m(m, m) L_{m,m}^i = 0$ ist.
 Diese Analogie zu $\bar{A}$ können
 wir auf die selbe Gl. 101a nach
 gelesene Herleitung von
 $[L_{m,m}^i]$ übertragen. Wenden
 7.10.61 in Analogie zu $\bar{A}$, die
 Wertverhältnisse $a_{-K,e}$ zu
 ergibt die den $a_{K,e}$ von $\bar{A}$
 entsprechen und analog $A^{(K,e)}$
 zu a_m dem Wert dieses
 Theorems $[L_{m,m}^i] - F_{m,m}^i =$
 $= A^{(K,e)} (L_{m,m}^i - F_{m,m}^i)$ also
 $F_{m,m}^i = [L_{m,m}^i] - A^{(K,e)} [L_{m,m}^i] + A^{(K,e)} F_{m,m}^i$.
 Einsetzen in die Selektionsgleichung

Linearttransformationen der einfachen
metrischen Transformation, wobei

$$N^{(K, \epsilon)} = -a_m \quad \text{für } m \neq l$$

aber $N^{(K, \epsilon)} = \frac{A^{(K, \epsilon)} - 1}{a_{K, \epsilon}}$ auch für

partielle Metrisierung

$$J^{(N)} \text{ durch } N^{(K, \epsilon)} \text{ durch } g \text{ für } g \text{ für } g$$

$$- \sum_{m \neq l} J_m; g_{K, \epsilon} = \sum_{m \neq l} J_m; g_{K, \epsilon}$$

$$\sum_{m \neq l} J_m = J \text{ das totale Me}$$

$$N^{(K, \epsilon)} = \sum_{m \neq l} J_m \text{ ist, Kien}$$

$$\text{wobei } N^{(K, \epsilon)} \text{ für } K, \epsilon \text{ unterschieden}$$

$$\text{von } N^{(K, \epsilon)} \text{ das Kompositionsfeld}$$

$$\text{bezeichnet, weil sich}$$

$$N^{(K, \epsilon)} \text{ wegen der Abhängig}$$

$$\text{keit von } A(K, \epsilon) \text{ immer nur}$$

$$\text{auf eine Kompositionsfeld}$$

$$(K \neq \lambda) \text{ bezieht. Mit Hilfe}$$

$$\text{Linearttransformationen } N^{(K, \epsilon)} =$$

$$= -a_m \quad \text{für } m \neq l \text{ und } N^{(K, \epsilon)} =$$

$$= \frac{A^{(K, \epsilon)} - 1}{a_{K, \epsilon}} \text{ sowie } N^{(K, \epsilon)} = \frac{A^{(K, \epsilon)} - 1}{a_{K, \epsilon}}$$

wird das partielle Metrisierung

$$\text{bezeichnet der Kompositionsfeld}$$

$$\text{für totale Forme$$

$$J^{(K, \epsilon)} - A^{(K, \epsilon)} g' = J^{(K, \epsilon)} \phi -$$

$$- \phi_{K, \epsilon} + (A^{(K, \epsilon)} - A^{(K, \epsilon)}) \phi_{K, \epsilon} \text{ ist}$$

$$J \text{ linearisierbar, doch existiert}$$

$$\text{durch eine alternative Linear}$$

$$\text{transformation } \frac{J}{A^{(K, \epsilon)}} = -J'$$

$$\text{die partielle Forme, was}$$

$$g' J' \phi + g_{K, \epsilon} = -\frac{1}{A^{(K, \epsilon)}} J^{(K, \epsilon)} \phi -$$

$$- \phi_{K, \epsilon} - \left(\frac{A^{(K, \epsilon)} - 1}{A^{(K, \epsilon)}} \right) \cdot \phi_{K, \epsilon} = -A^{(K, \epsilon)}$$

$$\text{führt. Nach der Linearisierung}$$

$$\text{des Kompositionsfelds ist aber}$$

$$\text{das Kompositionsfeld } \phi =$$

$$= A^{(K, \epsilon)} (1 - e^{-\frac{1}{A^{(K, \epsilon)}} \lambda_{K, \epsilon}}) \text{ auf}$$

$$D^{(K, \epsilon)} = \sum J^{(K, \epsilon)}, \text{ wenn } J^{(K, \epsilon)} =$$

$$= -a_m \sum J_m \text{ für } m \neq l \text{ und}$$

$$J^{(K, \epsilon)} = \frac{a_{K, \epsilon} J_{K, \epsilon}}{a_{K, \epsilon} - 1}$$

die Lösung, $L; \tilde{L} = \tilde{U}$ d. h.
 die zugehörige Lösung von
 $f'_{K,e} + g_{K,e}$ besteht aus
 beliebigem Polynom, so
 daß auch die Funktionswerte =
 Null sind. $R_{K,e} = \frac{1}{\lambda(K,e)} \int (A(K,e) f_{K,e} - \varphi_{K,e}) + \left(\frac{\lambda(K,e)}{\lambda(K,e) - 1} \right) \cdot \varphi_{K,e}$, wegen
 $\varphi_{K,e} = \sum_{m=1}^{\infty} \varphi_{K,m}$, eine Reihe für Lösung
 $\varphi_{K,e}$ der Kompositionsfelder vorgegeben.
 Geben wir Polynom ist. Führt man
 die metrischen Funktionen
 $g_{K,e}; v = f_{K,e}$ und $R_{K,e} \cdot n =$
 $-g_{K,e}$ ein, dann erhält die
 lineare Polynomgleichung
 zum inhomogenen linearen aber
 homogenen Differential
 $f'_{K,e} + f_{K,e} = -g_{K,e}$. Da für
 $f \rightarrow 0$, dieses Gesetz in eine inhomogene
 lineare Differentialgleichung
 übergeht, nach für die Lösung

der linearen Differentialgleichung
 $f'_{K,e} + f_{K,e} = 0$ die allgemeine
 Lösung $f_{K,e} = C e^{-x}$ ist, so ist die
 inhomogene Lösung $f_{K,e} = C e^{-x} + f_{K,e}$
 die allgemeine Lösung. Die
 allgemeine Lösung aller Lösungen
 $f_{K,e}$ muß sich durch eine
 der Gesamtheit aller Lösungen
 der homogenen Differentialgleichung
 bilden. Inhomogene Lösung
 $f_{K,e} = C e^{-x} + f_{K,e}$ ist die
 allgemeine Lösung, wobei
 $f_{K,e} = C e^{-x}$ die inhomogene
 Lösung ist. Die allgemeine Lösung
 der inhomogenen Differentialgleichung
 ist $f_{K,e} = C e^{-x} + f_{K,e}$, also
 setzen wir $f_{K,e} = C e^{-x} + f_{K,e}$
 ein, so erhält man
 $f'_{K,e} + f_{K,e} = -g_{K,e}$ für
 $f_{K,e} = C e^{-x}$

$$= -\frac{1}{\Lambda(\kappa, e)} \int \ln f \quad \text{und } \Lambda$$

Der Raum der Kosinus-Integrale
ausgespannt werden kann.

$$\ln f = \sum \Lambda(\kappa, e) \cdot \int N =$$

$$\ln f_{\cos \kappa, e} = \Lambda(\kappa, e) \cdot N_{\cos \kappa, e} + \text{const.}$$

$$\text{oder } f_{\cos \kappa, e} = B_{\cos \kappa, e} \cdot e^{\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}}$$

weilen $B_{\cos \kappa, e}$ die Integrations-
Konstante ist. Einsetzen von

$$f_{\cos \kappa, e} = f_{\cos \kappa, e} + f_{\cos \kappa, e} \quad \text{und } f =$$

$$= \mu \cdot f_{\cos \kappa, e} \quad \text{an } \int' f_{\cos \kappa, e} + f_{\cos \kappa, e} = -\mu \cdot f_{\cos \kappa, e} =$$

$$\neq 0 \quad \text{erfassen } -\mu \cdot f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e} + \int' f_{\cos \kappa, e} =$$

$$+ f_{\cos \kappa, e} + \mu \cdot f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e} + \int' f_{\cos \kappa, e} +$$

$$+ \mu \cdot f_{\cos \kappa, e} - \mu \cdot f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e} + \mu \cdot f_{\cos \kappa, e} =$$

$$= \mu \cdot \left(\int' f_{\cos \kappa, e} + f_{\cos \kappa, e} \right) + \int' f_{\cos \kappa, e} - \mu \cdot$$

$$\int' f_{\cos \kappa, e} = 2 \int' f_{\cos \kappa, e}, \quad \text{wobei}$$

$$\int' f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e}, \quad \text{wobei}$$

$$f_{\cos \kappa, e} + f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e} + \int' f_{\cos \kappa, e} =$$

$$\text{hat also die charakteristische$$

$$\text{Form } \int' u = \frac{1}{2} \Lambda(\kappa, e) \cdot \int' f_{\cos \kappa, e} =$$

$$= \frac{1}{2} \Lambda(\kappa, e) \cdot \int' f_{\cos \kappa, e} = \frac{1}{2} \Lambda(\kappa, e) \cdot \int' f_{\cos \kappa, e}$$

$$\text{Die charakteristische Integrations-}$$

liefert nach Einsetzen in die
Gesamtheit aller Konvergenz-
= $\int' \Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e} \cdot \left(B_{\cos \kappa, e} + \frac{1}{2} \Lambda(\kappa, e) \cdot \int' f_{\cos \kappa, e} \right)$

$$= \sum \int' f_{\cos \kappa, e} \cdot e^{-\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}} \cdot \int' N_{\cos \kappa, e} =$$

$$\int' f_{\cos \kappa, e} \cdot e^{-\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}} \cdot \int' N_{\cos \kappa, e} =$$

$$\text{Dieses Linearaggregat wird}$$

$$\text{die Abhängigkeit des Aggregats}$$

$$= \int' f_{\cos \kappa, e} = \sum \int' f_{\cos \kappa, e} \cdot e^{-\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}} \cdot \int' N_{\cos \kappa, e} =$$

$$\text{in } f = e^{\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}} \cdot \left(B_{\cos \kappa, e} + \frac{1}{2} \Lambda(\kappa, e) \cdot \int' f_{\cos \kappa, e} \right)$$

$$\text{unterschiede, wobei die Konvergenz}$$

$$f_{\cos \kappa, e} = \int' f_{\cos \kappa, e} ; \quad \text{in der Konvergenz-}$$

$$\text{Zustand der } f_{\cos \kappa, e} \text{ veränderbar ist}$$

$$\text{g. 10.64 hat } f_{\cos \kappa, e} = \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - e^{-\Lambda(\kappa, e) N_{\cos \kappa, e}})$$

$$\text{wird } \Lambda(\kappa, e) \cdot f_{\cos \kappa, e} = \int' \Lambda(\kappa, e) \cdot f_{\cos \kappa, e} +$$

$$+ \left(\Lambda(\kappa, e) - \Lambda(\kappa, e) \right) \cdot f_{\cos \kappa, e} =$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot (1 - \Lambda(\kappa, e)) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

$$= \frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \cdot (1 - \exp \left[\frac{\Lambda(\kappa, e)}{2} \cdot \Lambda(\kappa, e) \right])$$

Wahrscheinlichkeiten von den Eigen-
werten bestimmte Randwerte

Tabellen für welche $\phi_m = \frac{\alpha \cdot \lambda}{\lambda(\kappa_m) \alpha}$

$$G_1 = \frac{\lambda(\kappa, e)}{\alpha \lambda} (1 - \exp \left[\frac{\alpha \lambda(\kappa, e)}{2 \lambda(\kappa, e) - \alpha} \right]) - \lambda(\kappa, e) \cdot (\lambda(\kappa, e) - \lambda(\kappa, e)) \text{ wobei}$$

$G_0 = \lambda(\kappa, e) (\lambda(\kappa, e) - \lambda(\kappa, e))$ gesetzt
werden kann. Inwiefern wird $\lambda(\kappa, e)_{\kappa, e}$

$$= G_0 + \sum_{m=1}^{\infty} G_m \cdot e^{-\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) \kappa_m} \text{ also } \lambda(\kappa, e) \cdot \kappa = G_0 \cdot \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) \kappa_m} \cdot \kappa_m$$

$$+ \lambda(\kappa, e) N_{\kappa, e} \cdot \exp \left[\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) \kappa_m \right] + \text{unverändert, } G_{\kappa, e}^{-an} = \exp \left[\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) \kappa_m \right] - \exp^a \text{ also } 1 - \exp^a = \frac{\exp^{-an}}{\exp^{-an}} =$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} \cdot \exp^a = -a \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} \text{ also } \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} \cdot \exp^a = \exp^{-an} (1 - \exp^a) =$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} \text{ was zur Integration}$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} \cdot \exp^a = -\frac{1}{a} \sum_{m=1}^{\infty} \exp^{-an} = -\frac{1}{a} (e^{-an} + \text{const}) \text{ falls.}$$

nach diesem Theorem gilt also

$$\sum_{m=1}^{\infty} e^{-\lambda(\kappa, e) \kappa_m} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e} = -\frac{1}{\lambda(\kappa, e)} \left(e^{-\lambda(\kappa, e) \kappa_m} + B_{\kappa, e} \right),$$

wobei für die Integrationskon-
stante $B_{\kappa, e} = \frac{1}{B_{\kappa, e}}$ gesetzt werden
kann, wobei $B_{\kappa, e}$ im Anfangswert
für $e + \lambda(\kappa, e) N_{\kappa, e}$ ist. Auf diese Weise

beweist man das Kettenintegral
partiell erhält man $\lambda(\kappa, e) \cdot \kappa =$

$$= -\frac{1}{\lambda(\kappa, e) B_{\kappa, e}} \left(1 + B_{\kappa, e} \cdot e^{-\lambda(\kappa, e) N_{\kappa, e}} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} G_m \cdot \sum_{m=1}^{\infty} e^{x_m} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e}$$

11.10.61 Mit $\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) = a$, und $\lambda(\kappa, e) = a$,
wobei $a = e^{-\frac{1}{2} \lambda(\kappa, e) \kappa_m}$ und $g = e^{-a \frac{N_{\kappa, e}}{2}}$

wird $e^{x_m} = \mu \cdot g$, sodas auf
 $\sum_{m=1}^{\infty} e^{x_m} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e}$ das Kettenintegral

$$\text{partielle Kettenintegral}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} g \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e} = \mu \sum_{m=1}^{\infty} g \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e} + \sum_{m=1}^{\infty} (g + \sum_{m=1}^{\infty} g \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e}) \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e}$$

Gl. 53 angewendet werden darf.
Wegen $\sum_{m=1}^{\infty} g \cdot \sum_{m=1}^{\infty} N_{\kappa, e}^{-\kappa, e} = -\frac{1}{a} \cdot g$ gilt

$$\sum e^{x_m} \int \frac{N}{a} - \frac{1}{a} + \left(1 + \frac{1}{a}\right) \cdot \sum$$
 Es ist $\int \frac{N}{a} = \int e^{-b N_{k,m}} = e^{-b N_{k,m}} -$

$$- \exp \left[b(N_{k,m} - N_{k,m} \frac{N}{a} - \int \frac{N}{a}) \right]$$
 also $- b \int \frac{N}{a} = \int \frac{N}{a}$ was immer
 setzt $\sum e^{x_m} \int \frac{N}{a} = -\frac{1}{a} e^{x_m} - \frac{b}{a} (1 +$
 $+ a) \cdot \sum e^{x_m} \int \frac{N}{a}$ liefert, daher
 kann $\int \frac{N}{a} = \int \frac{N_{k,m}}{a}$ $\int \frac{N}{a}$
 verwendet werden. In die
 Komponenten von N und N'
 linear sind gilt $\int \frac{N_{k,m}}{a} = 0_{k,e,m}$
 = 0. also $\frac{\int N_{k,e}}{\int N_{k,e}}$

$$\sum e^{x_m} \int \frac{N_{k,m}}{a} = 0_{k,e,m} \sum e^{x_m} \int \frac{N}{a}$$
 Der betriebs aber $(1 + \frac{1}{a}) \sum e^{x_m} \int \frac{N}{a}$

$$+ a) \sum e^{x_m} \int \frac{N}{a} = -\frac{1}{a} e^{x_m}$$
 ist nur dem bekannt integral, aber
 ebenfalls konstanter Faktor steht
 und im Fall $m = e$ immer

$$a = 1(k,e) + \frac{1}{2} \lambda(k,e)$$
 aber $b = 0$ gilt, kann eine
 neue Konstante, wiewohl

$$\left[\frac{b_m}{b_m} \cdot (a + a_{k,e,m}) \cdot (1 + a) \right]$$

$$b'_m (1(k,e) + \frac{1}{2} \lambda(k,e)) \cdot a_{k,e,m} (1 + 1(k,e)) =$$

$$= b_m$$

für $m \neq e$ und

$$b'_e (1(k,e) + \frac{1}{2} \lambda(k,e)) = b_e$$

abgeleitet
 werden, sodass sich nach
 Einsetzen $1(k,e) \cdot b_e = -\frac{b'_e}{1+b_e} \cdot$
 $\cdot e^{-1(k,e) N_{k,e}} - \sum e^{x_m} e^{x_m N_{k,e}}$

$$b'_e = \frac{b_e}{1(k,e)}$$

erfolgt

Berechnung von x_m und
 analoge Funktionen in der
 Lösung $\int \frac{N_{k,e}}{a} = e^{1(k,e) N_{k,e}} (b_{k,e} +$
 $+ \frac{1}{2} \lambda(k,e) \frac{N_{k,e}}{a})$ liefert $\int$

$$= e^{1(k,e) N_{k,e}} \left[b_{k,e} - \frac{1}{2} e^{-1(k,e) N_{k,e}} \left(\frac{1}{b'_e} + \sum \frac{e^{x'_m}}{m} \right) \right]$$

$$\cdot e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,e) N_{k,m}} - \frac{b'_e}{2} \cdot \frac{1}{b_{k,e}}$$
 immer mit einer konstanten
 Lösung in $\int = \int_{k,e} + \int_{(k)k,e}$

zur Gesamtheit aller homogenen
 Lösungen zu addieren ist
 muß das additive Glied $\frac{c}{2B_{k,e}}$ zu
 berücksichtigen bleiben, denn
 geht dieser Glied auch wenn
 es berücksichtigt wird stets
 in der homogenen Integration
 aus Konstante $B_{k,e}$ auf. Die
 Lösung des linearen Problems
 lautet dennach $x = B_{k,e} e^{\lambda(k,e)x_{k,e}}$
 $- \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}}$
 $= (B_{k,e} e^{\lambda(k,e)x_{k,e}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}})$
 Selektieren $G' \cdot n = x$ ver-
 eichen wegen $G' = \lambda_{k,e} B_{k,e}$
 als Linearintegral Kontra-
 variabler Koordinaten $x_{k,e}$
 Fundamentalelementen $B_{k,e} e^{\lambda(k,e)x_{k,e}}$
 $= B_{k,e} e^{\lambda(k,e)x_{k,e}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}}$
 $= \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{2(c)}$ ergibt Antwort

oder für das entsprechende Quasi-
 integral der Koordinatensystem-
 koordinaten $\phi_{k,e} = b_{k,e}^{(k,e)} [x_{k,e}]$
 $= \lambda(k,e) \left(\frac{1}{2} - e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,e)x_{k,e}} \right) \cdot B_{k,e}$
 bedeutet aber grundsätzlich
 $\phi_{k,e} - G_{k,e} = b_{k,e}^{(k,e)} ([x_{k,e}] - F_{k,e})$
 $= b_{k,e}^{(k,e)} [x_{k,e}] (x_{k,e})$. Das Kon-
 travariante Linearintegral
 der Koordinatenkoordinaten
 kann einer Invarianz ist mit
 dem gegebenen Integral
 $b_{k,e}^{(k,e)} [x_{k,e}] \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) =$
 $= \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}} - \frac{1}{2} \sum_m \frac{c}{c_m} e^{-\frac{1}{2} \lambda(k,m)x_{k,m}} -$
 $= \lambda(k,e) e^{\frac{1}{2} \lambda(k,e)x_{k,e}} - B_{k,e}$
 $= \lambda(k,e) x_{k,e} + \left(\frac{1}{2} c \right) + \lambda(k,e)$

und das ist die allgemeine
 Lösung des als $L: [] = \frac{c}{2}$
 auch $[] = \sum_{k,e} \frac{1}{2} \frac{c}{x_{k,e}} [x_{k,e}]$ result-
 ierendes Selektionsbedingung

$$\Lambda^{(\mu, \nu)} \cdot \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right] = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \times \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right]$$

Da das Lösungswort für
Kürzung $\bar{\Lambda} = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)}$ sowie

$$\bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} = \frac{a_{\mu} z_{\mu}}{a_{(\mu, \nu)} - 1} - \sum_{m \neq \nu} a_m z_m$$

das Korrelationsfeld nicht
ist $= \frac{a_{\mu} z_{\mu}}{a_{(\mu, \nu)} - 1} - \sum_{m \neq \nu} a_m z_m$
für die Korrelation der Partial-
Korrelations (μ, ν) und (μ, λ)
aus je verschieden, so kommt

12.10.1961 kommt darauf an,
die Substitutionskonstante $B^{(\mu, \nu)}$
sowie die Exponente der mikro-
wischen Kondensationsstufen
zu prüfen. Zur Kürzung wird

$$\bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right] = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right]$$

$$\bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right] = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right]$$

$$\bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right] = \bar{\Lambda}^{(\mu, \nu)} \left[\frac{\mu}{\nu} \frac{\nu}{\lambda} \right]$$

$$\Lambda = \frac{1}{2} \sum_{m \neq \nu} \bar{\Lambda}_m \exp \left(-\frac{1}{2} \lambda(\mu, m) N_{\mu, m} \right) +$$

$$+ \left(\frac{1}{2} \bar{\Lambda}_\nu - \lambda(\mu, \nu) \right) \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \lambda(\mu, \nu) N_{\mu, \nu} \right)$$

$$- B_{\mu, \nu} \exp \left(\lambda(\mu, \nu) N_{\mu, \nu} \right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \bar{\Lambda}_\nu + \lambda(\mu, \nu) \exp \left(\lambda(\mu, \nu) N_{\mu, \nu} \right)$$

Extraktion dieser mikroskopischen
Korrelationsfunktion liefert bei

$$f_{\mu, \nu} = 0 \text{ wenn } 1 \leq j \leq p \text{ die}$$

$$Korrelationsfunktionsstufen$$

$$f_{\mu, \nu} = \cos \left(\frac{\pi}{2} \right) = 0, \text{ also } f_{\mu, \nu} = 0$$

$$+ \lambda(\mu, \nu) = 0 \text{ ist, wobei gilt } \lambda(\mu, \nu) =$$

$$f_{\mu, \nu} = \lambda(\mu, \nu) - \lambda(\mu, \nu) = 0$$

$$\exp \left(-\frac{1}{2} \lambda(\mu, m) N_{\mu, m} \right) + \frac{1}{2} \lambda(\mu, \nu) \cdot$$

$$+ \frac{1}{2} \bar{\Lambda}_\nu - \lambda(\mu, \nu) \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \lambda(\mu, \nu) N_{\mu, \nu} \right) +$$

nicht für $j \neq l$ $N_e(p-1)$ -
 Bezeichnungen $\frac{1}{4} \sum_{m \neq j, l} \lambda(k, m) e'_m$.
 $\cdot \exp(-\frac{1}{2} \lambda(k, m) N_{k, m}) - \frac{\lambda(k, j) e'_j}{4(a(k, j)-1)}$.
 $\cdot \exp(-\frac{1}{2} \lambda(k, j) N_{k, j}) + \frac{1}{2} \lambda(k, e) (\frac{1}{2} e'_e)$
 $- \lambda(k, e) \cdot \exp(-\frac{1}{2} \lambda(k, e) N_{k, e}) +$
 $+ \lambda(k, e) B_{k, e} \cdot \exp(\lambda(k, e) N_{k, e}) = 0$.
 14.10.61 Wird das aus $p-1$ Gleichungen
 bestehende System $j \neq l$ mit diesen
 Gleichungen dieses Systems addiert
 Dann erhält man für alle der
 untersuchten $1 \leq j \leq p$ folgende
 Systeme $-\frac{1}{4} \lambda(k, j) e'_j (1 + \frac{1}{a(k, j)-1})$
 ~~$\cdot e^{x_j} + \frac{1}{2} \lambda(k, e) (\frac{1}{2} e'_e - \lambda(k, e))$~~ .
 $\cdot (1 + \frac{1}{a(k, e)-1}) e^{x_e} + \lambda(k, e) B_{k, e}$
 $\cdot (1 + \frac{1}{a(k, e)-1}) = 0$, wenn
 durch $\exp(\lambda(k, e) \cdot N_{k, e})$ dividiert
 wird wird jedes $x_m = -\frac{1}{2} \lambda(k, m) N_{k, m}$
 $- \lambda(k, e) N_{k, e}$ gut klugweise ein-
 gefügt wird. Da dieses System
 aus p Gleichungen für alle j gilt,

muss es auch für $j = l \leq p$ gel-
 ten. $j = l$ liefert aber
 $-\frac{1}{4} \lambda^2(k, e) \cdot \frac{a(k, e)}{a(k, e)-1} \cdot e^{x_e} + \lambda(k, e) B_{k, e}$.
 $\cdot \frac{A(k, e)}{A(k, e)-1} = 0$, wobei die Expre-
 ssion durch $B_{k, e} \cdot e^{-x_e} = \frac{1}{4} \lambda^2(k, e)$.
 $\cdot \frac{a(k, e)}{A(k, e)} \cdot \frac{A(k, e)-1}{a(k, e)-1} = A_{k, e}$ ~~erw.~~
 beschrieben werden. Da alle
 Eigenwerte reell sind weil die
 Selektoren der Verteilung
 wegen ihrer Eigenschaft $\lambda_{ii} =$
 Hauptselektoren im vektor-
 schen Funktionensystem zu sein
 bewiesen sind, sind, sind also die
 nicht mit die Eigenwerte
 $\lambda(k, e) = \lambda^+(k, e)$ sowie ~~die~~
 $\lambda(k, e) = \lambda^+(k, e)$ als reell
 sondern auch ihre Verteilung-
 se $a(k, e) = a^+(k, e)$ und
 $A(k, e) = A^+(k, e)$.
 Wenn aber alle diese Größen

reelle Zahlen sind, dann muß
auch die Konjugate $A_{k,e}^* = A_{k,e}^*$
sein, also für $A_{k,e} = 0$ seine
was 'muss' bedeutet im $B_{k,e} x_e =$
 $= 0$ für Folge hat. wird auch =
nullen das man den p
hermiteschen Koordinaten

$p \equiv p$ imaginär Zahlen
dann kann offenbar immer

$x_k = \alpha_{k,e} + i \beta_{k,e}$ gesetzt
werden, wobei $\alpha_{k,e} = \frac{1}{2} \lambda(k,e)$.

$\sum_{m=1}^p N(k,e) + \lambda(k,e) \sum_{m=1}^m N(k,e) =$
und $\sum_{m=1}^p \lambda(k,e) \sum_{m=1}^m N(k,e) +$
 $+ \lambda(k,e) \sum_{m=1}^m N(k,e)$ gesetzt wird.

da auch die Forderung von =
stande $B_{k,e} = \alpha_{k,e} + i \beta_{k,e}$ in
algebraischen Komplexe angesetzt =

fassen ist folgt $A_{k,e} e^{-\alpha_{k,e}} =$

$= (a_{k,e}^* + i b_{k,e}) e^{\frac{1}{2} \beta_{k,e}} =$
 $= (a_{k,e} + i b_{k,e}) (\cos \beta_{k,e} + i \sin \beta_{k,e})$

$$= \alpha_{k,e} \cos \beta_{k,e} - b_{k,e} \sin \beta_{k,e} +$$

$$+ i (\alpha_{k,e} \sin \beta_{k,e} + b_{k,e} \cos \beta_{k,e}),$$

$$\text{also } A_{k,e} e^{-\alpha_{k,e}} = \alpha_{k,e} \cos \beta_{k,e} -$$

$$- b_{k,e} \sin \beta_{k,e} \quad \text{und } \beta_{k,e} = - \frac{b_{k,e}}{\alpha_{k,e}},$$

$$\text{was eingesetzt}$$

$$A_{k,e} e^{-\alpha_{k,e}} = \sqrt{\alpha_{k,e}^2 + b_{k,e}^2}$$

$$\beta_{k,e} = - \arg \frac{b_{k,e}}{\alpha_{k,e}} \quad \text{liefern,}$$

Nun folgt das auch in der
Korrelation der Falsifikation
mit die imaginären Konjugate
hat, metrischen Koordinaten
fähig sind. Wegen also je
Fall des metrischen Wert =
konjugiertes $\bar{K}_0$ imaginäre
Koordinaten setzen von dann
wird $\alpha_{k,e} = 0$ für alle (k,e)
während in Fall der Komplexe =
einer Klasse die $\alpha_{k,e}$ von der
Koordinaten der permutierten

Architekturreicheit $I^{(n)} \equiv \mathbb{R}^3$
 ausschließlich bedingt werden.
 18.10.61 Für früheren Analyse für den
 Fall der linear approximierten
 Grundfeldbeziehung nach $B_{K,e}$, also
 die Funktionalitätskonstante der
 konjugierten Lösungen $f^{(0)K,e}$
 erweitert werden. Wegen des
 linearen Charakters der Basis-
 funktion $f + f^{K,e} = -q^{K,e}$
 und der Potenzen $f^{K,e}$, $f^{K,e}$ +
 + $f^{(0)K,e}$ unter der Gleichung =
 Substitutionsne diese linear =
 approximation für alle Kondensat-
 ionen gilt, ist angenommen,
 daß $B_{K,e}$ ebenfalls für alle
 Kondensationsstufen der Gleichung
 „den Wert hat und somit ~~hat~~
 von der Gleichheit nicht abhängt.
 Dies scheint nur so naheliegend =

der als $f^{(0)K,e}(N_{K,e}) = B_{K,e}^{N(K,e)N_{K,e}}$
 für $N_{K,e} = 0$ gilt $f^{(0)K,e}(0) = B_{K,e}$ aus
 wobei $N_{K,e} = 0$ wegen $N = \sum_{j=1}^n N^{(j,e)}$
 und $N^{(1,e)} \sim n$, der Mittelpunkt der
 vektorisierten Hyperstruktur kenn-
 zeichnet. $B_{K,e}$ liefert also den
 Wert der konjugierten linearen
 Grundfeldbeziehung im Bezugspunkt
 der Hyperstruktur und Raum
 somit gar nicht von der Kon-
 densationsstufe abhängen.
 Da $B_{K,e} = a_{K,e} + i b_{K,e}$ gesetzt
 würde, sich diese Unabhängig-
 keit auch für $a_{K,e}$ und $b_{K,e}$
 zur Analyse von $A_{K,e} e^{-N_{K,e}} =$
 = $\sqrt{a_{K,e}^2 + b_{K,e}^2}$ werde eine un-
 clineare Kondensation $\alpha = 0$
 auszuweisen. Denn überhaupt
 eine Kondensationsstufe vorliegt
 ist immer $A_{K,e} \neq 0$, doch alle

ausgeworfen werden das die
imaginäre Kondensation eines
transfiniten Komplexes bei einer
Ausdehnung der Transfiniten =
haben gemeint. Dies bedeutet aber
für die Partialstrukturen also
die Zifferkette $\overline{Z}(Z_5, Z_6)$
aber $\overline{Z}(Z_2) = \text{const.}$ mit $\overline{Z}(Z_3) = \text{const.}$
Die diese beiden letzten Partial-
strukturen sei die noch größer =
sich bedingende vergrößert
 $\overline{Z}(Z_2) \times \overline{Z}(Z_3) = \overline{Z}(Z_3) \times \overline{Z}(Z_2)$
 $= \overline{Z}_0$, k. h. es liege ein Integral =
fall vor, dass das und
 $\overline{Z}(Z_2) = \overline{Z}(Z_3) + \overline{Z}(Z_4)$ die beiden
Wurzeln $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$
und $\overline{Z}(Z_5) = \overline{Z}(Z_6) \times \overline{Z}(Z_7)$
 $\overline{Z}(Z_6) = \overline{Z}(Z_7) \times \overline{Z}(Z_8)$
bestimmend sind, auch für

den Fall von $\overline{Z}(Z_4)$ oder ab =
wohl nur eine imaginäre Struktur =
wechselkondensiert $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$
existiert. Nach dem Superposition-
theorem $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$ gilt also
 $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$ so dass die gleiche
Formelstruktur für diesen Fall
gilt wie für das Komposition-
feld. Diese Komposition muss aber
 $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$ und damit
 $\overline{Z}(Z_4) = \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$ also $\overline{Z}(Z_4) =$
 $= \frac{1}{4} \overline{Z}(Z_5) \times \overline{Z}(Z_6)$ gilt Folge haben.
Da außerdem $\overline{Z}(Z_4) = 0$ ist oder
auch $\overline{Z}(Z_4) + \overline{Z}(Z_5) = \frac{1}{16} \overline{Z}(Z_6)$.
Also $\overline{Z}(Z_4) = \frac{1}{16} \overline{Z}(Z_6) - 1$. Ein =
setzen in die Eigenwertgleichung
liefert $\overline{Z}(Z_4) = -\sqrt{\frac{1}{16} \overline{Z}(Z_6) - 1}$
also $\overline{Z}(Z_4) = \frac{1}{16} \overline{Z}(Z_6)$.
Dieses Ergebnis
ist jedoch das beiden anderen

Quadranten zu Seite 162

F mit dem quadratischen Feld

$$\text{auch } R_{k,m}^i = F_{s,e}^i; () F_{k,m}^i$$

$$- F_{s,m}^i; () \cdot F_{k,e}^i$$

Quadranten zu Seite 168

Let ersten Näherungsapproximation lässt
Elektronenbewegung kann eine sehr
starke Korrelation der Feldkomponenten
des auszuwählen werden, woraus für die
quadratischen Korrelationsdeterminanten
 $F_{s,e}^i; () \cdot F_{k,m}^i \approx F_{s,m}^i; () F_{k,e}^i$, also
 $R_{k,m}^i \rightarrow 0$ gesetzt werden darf.

Im Fall der praktischen fehlenden quadratischen
Feldkomponenten existiert also
approximative die inhomogen lineare
partielle Ableitungsgleichung erster Ordnung
 $A_m^{(k,e)} \int_L F_{k,e}^i - \int_m F_{k,e}^i - A_m^{(k,e)} F_{k,e}^i =$
 $= \int_L (A_m^{(k,e)} [k,e] - [k,m]) + (\lambda_m^{(k,e)} - \lambda_m^{(k,e)}) [k,e].$