

Euler
Symmetrische
maximale Logarith
Paul H. 1.50

116/96 K



Korrektur

$\hat{A} = A^*$ beapindet.
 notuniatdantent beapindet

§ 126
 § 166

- 1) Die äusserliche Welt
- 2) Die äusserliche Welt
- 3) Die äusserliche Welt
- 4) Die äusserliche Welt
- 5) Die äusserliche Welt
- 6) Die äusserliche Welt
- 7) Die äusserliche Welt
- 8) Die äusserliche Welt
- 9) Die äusserliche Welt
- 10) Die äusserliche Welt
- 11) Die äusserliche Welt
- 12) Die äusserliche Welt
- 13) Die äusserliche Welt
- 14) Die äusserliche Welt
- 15) Die äusserliche Welt
- 16) Die äusserliche Welt
- 17) Die äusserliche Welt
- 18) Die äusserliche Welt
- 19) Die äusserliche Welt
- 20) Die äusserliche Welt

Kapitel VI

Kapitel VII

§ 39
 § 160

Kapitel VI

Die Zouische Welt

2.) ^{Heuristisches} Konstruktive der Zouischen Welt

Die in qf. 880 gesammelten
geordneten Proben liefern einen Klu-
ster Papir, wie die Zouische Welt
zu konstruieren ist. Denn diese
Beziehungen sind ^{Heuristisches} ~~geordnet~~ ^{welche auf =}
spektriert ihrer hat, eine Fawar-
ang eines reguläre affizierten
fahren, weil bei R_6 , permut R_6 -
interpretation entsprechen, affiz-
iert. Die affizierten ^{Heuristisches} ~~geordnet~~ ^{welche auf =}
von quadratischen Typ $\mathbb{P}^6$ und
ihre Determinanten von Welt
alle verschieden sein, was bei
Regulären ^{Heuristisches} ~~geordnet~~ ^{welche auf =} ^{entspricht}
kann man zunächst einmal an,

2. Das es sich um R_3 im Freiraum =
 System handelt, welche sich mit
 $v = \text{const}$ relativ zu einander be-
 wegen, trotz die Transformati-
 onen im R_4 durch $\hat{B}$, also durch
 Raumzeit-Veränderungen beschrieben
 werden, kann man sich

$$\begin{aligned} \hat{C} &= (\underline{C}_{\kappa, \epsilon})_6 \text{ in der Form} \\ \hat{C} &= (\underline{B}_{\kappa, \epsilon})_4 \text{ Rd} (\underline{C}_{\rho, \sigma}, \underline{C}_{\sigma, \rho})_1^5 \\ &\quad \text{Rd} (\underline{C}_{q, 6}, \underline{C}_{6, q})_1 \end{aligned}$$

hier eine zweifache Raumerweiterung
 der Umweltaffinität $\hat{B}$ hat =
 stellen lassen. Und die speziellen
 Voraussetzungen ~~parallelisierbare~~ $\hat{B} = 0$
 es muß $\hat{B}$ in dieser Weise ge-
 paart werden. Die paargestell-
 te Kopplung $\hat{C}$ ist
 dabei durch die Relativgeschwin-
 digkeit $v \geq 0$ (Konstant) der
 Systeme im R_3 bestimmt, was

zu einer Relativität der Räume = 3
 Zeitkoordinaten führen muß.
 Dieser Relativität können aber die
 Koordinaten x_5 und x_6 auswechsel-
 unterworfen sein, denn, wenn
 man annimmt, daß x_5 und x_6 in der
 Licht-Welt von relativen Bewe-
 gungsgrößen $v = \text{const}$ abhängt,
 dann würde sich die eukleidi-
 sche Beschreibung eines Systems mit
 der Relativgeschwindigkeit ändern,
 was aber mit der Definition der
 Euklidie im Widerspruch steht.
 Wenn aber diese Euklidie in-
 variant bleibt, dann kann
 sich auch die Koordinaten x_5
 nicht ändern, denn gerade die
 Koordinaten beschreiben die Aus-
 wechslungen der eukleidischen
 Affinität. Dies haben Gründe

4 Liegt im speziellen Fall $\hat{B}$

der $\hat{G}$ eine Erweiterung
in der Form

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & 0 & -\sin \psi & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \sin \psi & 0 & 0 & \cos \psi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

besonders nahe, denn wegen
 $\hat{B} \cdot \hat{B}^* = \hat{E}$ ist auch $\hat{G} \hat{G}^* = \hat{E}$
zu erwarten. Setzt man $\hat{G} \hat{G}^* = \hat{D}$,
dann ergibt bei Einheitsdegenen
dieser Erweiterung kartesischen

$D_{k,l} = \delta_{k,l}$, also $\hat{D} = \hat{E}$,
denn die Unitarität von $\hat{G}$
erwiesen ist. Auch verschärft=
sich bei halbgantefest, denn
für die Determinante folgt,
denn erst nach der sechsten
und dann nach der fünften

Seite entwickelt wird

$$|\hat{G}|_6 = |\hat{B}|_4 = \cos^2 \psi + \sin^2 \psi = 1$$

womit die $\det \hat{G} = 1$
belle Regelmäßigkeit von $\hat{G}$ erwiesen
ist.

10.5.60 $\hat{B}$ läßt in R_4 die indefinite
quadratische Form $\sum_{k=1}^4 x_k^2 - 7 \mu =$
variant und diese Form ist
Reueigenschaften von $\hat{B}$ linear abh.
stehen von zwei Punkten in R_4 .
Folger: $\hat{B}$ ist eine Erweiterung
um $\hat{G}$ auch der Abstand =
quadrat von zwei Punkten in R_4 .
Anzeichen soll invariant
lassen. Aber der Abstand ist
nur diese Welt in gleicher Weise
produziert. Bleibt wie
in R_4 weiter. Anzeichen der
Einheitlichkeit von $\hat{B}$. Für den
Abstand eines Weltpunktes von

10 geben, wenn, würde die Aussage:
 sehr Form verschwinden, dann
 würde $\text{reg } \underline{\hat{e}} < 6$ und $\text{reg } \underline{\hat{e}} > 0$
 eine Linearität ^{sein} Kausalstruktur,
 was aber die Widerspruch ~~ist~~
 die Regularitäts voraussetzung
 stünde. Wenn aber $1/c_{i,k} \neq 0$
 ist, dann kann immer $1/c_{i,k} = 0$
 = $1/\underline{\hat{e}}$ in die Werte setzen
 Grades entwickelt werden was
 die invertierbaren Fälle $\text{reg } \underline{\hat{e}} / \underline{\hat{e}} / c_{i,k} =$
 = $\frac{1}{c_{i,k}}$ für Zeile i und Spalte k
 führt. Nach dem allgemeinen
 Berechnungstheorem $1/\underline{\hat{e}} =$
 = $1/c_{i,k}$ folgt dann aus der
 Entwicklung in die Werte
 ersten Grades nach Entwicklung
 Entwicklung $1/\underline{\hat{e}} / c_{i,k} = 1/\underline{\hat{e}}$
 • $1/c_{i,k} = 1/c_{i,k}^{17} = 1/c_{i,k}^{15}$
 = $1/c_{i,k}$ oder $1/\underline{\hat{e}} = 1$, also

$1/\underline{\hat{e}} = \pm 1$ wobei der negative 1
 Zerleg aus den gleichen Graden
 entfällt wie für $1/\underline{\hat{e}} = 1$
 aus der hat die untere Zeile und
 zweifachen Dimension, von Relativ
 Unvergleichbarkeit unabhängig,
 $\text{reg } \underline{\hat{e}}$ prop. sich von oben was
 hier Aussage ist die Elemente
 der 5. und 6. Reihe von $\underline{\hat{e}}$. Wenn
 unendlich x_5 und x_6 alle gleichde-
 pendent Systeme von der gewöhn-
 gen Relativbeziehung im τ_3 un-
 abhängig sind, welche mit $v > 0$
 exp. prop., dann sind in allen
 Systemen $x_{5,6} = \text{const}(v)$,
 aber auch $x'_{5,6} = \text{const}(v)$
 und dies bedeutet, wegen $x'_{5,6} =$
 = $\sum_{k=1}^{(5,6)} c_{(5,6)k} x_k = \text{const}(v)$
 — hier ist $\underline{\hat{e}}$ das Indizesystem $v=0$
 das die Kausalstruktur der 5.

12 und 6. Reihe der beiden Bedingungen =
 $\sum_{e=1}^6 c_{5,e} x_e = \cos \psi(v)$
 $\text{und } \sum_{e=1}^6 c_{6,e} x_e = \cos \psi(v)$
 genügen müssen. In gleiche
 Punkte sind für die schwere Trans-
 formation gegeben. Die allgemeine
 Transformationsgruppe von gleich-
 beschapen Fuchtsystemen
 der R_4 ist bekannt, wenn
 über dem R_4 die äquivalente Welt
 konstruiert wird, danach aus
 Systeme

$$\begin{aligned} \vec{e} &= (c_{i,k})_6, \quad \vec{e} = \sum_{e=1}^6 \vec{e}_e \cdot x_e, \\ (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_k)_6 &= \vec{e}_i \cdot \vec{e}_k = \delta_{ik}, \\ \vec{e}_i \cdot \vec{e}_i &= \vec{e}_i \cdot \vec{e}_i = 1, \\ \vec{e}_i \cdot \vec{e}_k &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (c_{i,k})_6 = f(v), \\ \sum_{e=1}^6 c_{5,e} x_e &= \cos \psi(v), \\ \sum_{e=1}^6 c_{6,e} x_e &= \cos \psi(v) \end{aligned}$$

81
Gleichung

beschreiben. Im speziellen Fall 13
 $(c_{i,k})_4 \rightarrow \vec{B}$ nach Gl. 20a
 kann dann $\vec{e}_i$ durch die ein-
 fache bekannte Matrix $\vec{e}_i(\psi)$
 der Symmetrie der Linsen-
 wird $\psi(v)$ nach Gl. 20a ersetzt
 werden, deren räumliche
 Ausdr. zwar eine spezielle Be-
 weisung in R_3 beschreibt, die
 aber alle in Gl. 20 beschriebene
 von Eigenschaften von $\vec{e}$ erfüllt.
 Für diese spezielle Form gibt dann
 das Schema

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 & 0 & -\sin \psi & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \sin \psi & 0 & 0 & \cos \psi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\vec{e} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{x},$$

81a
Gleichung

14. wozu $\gamma'(v)$ nach Gl. 20a die komplexe Rechnung in der Variabel ausführt.

Die durch Gl. 20a erwartete Formel für $\gamma' = \gamma'$ hat indefiniten quadratischen Form und muss dann gelten, wenn sich die Größe der invarianten Differenziale ausdrückt, d. h. wenn $\gamma = \gamma' + \Delta \gamma'$, dann muss auch $\gamma + \Delta \gamma = \gamma' + \Delta \gamma'$ also $\Delta \gamma = \Delta \gamma'$ stat in Linien

$d\gamma = d\gamma'$ richtig sein. Man ist

$$d\gamma = 2 \sum_{\ell=1}^6 x_{\ell} dx_{\ell} \text{ mit } d\gamma' = 2 \sum_{\ell=1}^6 x'_{\ell} dx'_{\ell}, \text{ wobei auch die Invarianten } \sum_{\ell=1}^6 x'_{\ell} dx'_{\ell} = \sum_{\ell=1}^6 x_{\ell} dx_{\ell}$$

gilt. Dies beruht aber auf einer Koordinatentransformation die Form-

$$dx'_i = \sum_{k=1}^6 c_{ik} dx_k, \text{ also } c_{ik} = \text{const.} \text{, da } \gamma' = \text{const.}, \text{ weil sonst } \sum_{i=1}^6 \gamma'^i \neq \gamma \text{ wäre.}$$

was aber ~~ist~~ γ' in Rittersprache steht. Aus diesem Ergebnis und den beiden, in Gl. 20a enthaltenen Zusatzforderungen $x'_{5,6} = \text{const} (v) = I$ kann eine Aussage über die Wellgeschwindigkeit abgeleitet werden.

Mit den Größen $c_{(5,6)\ell} = \alpha_{\ell}$ durchläuft die beiden Zusatzbedingungsgleichungen $\sum_{\ell=1}^6 \alpha_{\ell} x_{\ell} = I$. Ja wegen $\sum_{\ell=1}^6 \alpha_{\ell} x_{\ell} = I$ nimmt $\bar{c} = \text{const}$, also

$dx_{\ell} = 0$ sein muss, folop für die totale Differentiation

$$\sum_{\ell=1}^6 \alpha_{\ell} dx_{\ell} = dI = \sum_{\ell=1}^6 \frac{\partial I}{\partial x_{\ell}} dx_{\ell}$$

Man ist $d\bar{c} = \sum_{\ell=1}^6 \bar{c}_{\ell} dx_{\ell}$ und es gilt die Bedingung dieses Abstands $g_{00} =$

$$\text{wenn zwei Wellenlinien Punkte als Wellengeschwindigkeiten } \bar{y} = \frac{d\bar{c}}{dt} = \bar{v} + i\bar{c} + \bar{c}_5 \bar{x}_5 + \bar{c}_6 \bar{x}_6 \text{ repräsentiert werden. Hiermit sind zwei Größen}$$

18. Setze $x_1 = x_2 = x_3 = +1$ aber

$x_4 = -1$ also $\frac{1}{\sqrt{g}}(R_4)' = -1$
 ist $\frac{1}{\sqrt{g}}(R_4)' = -1$ ~~bedeutend~~
 ist $\frac{1}{\sqrt{g}}(R_4)' = -1$ ~~bedeutend~~
 ist $\frac{1}{\sqrt{g}}(R_4)' = -1$ ~~bedeutend~~

Wendet Determinanten nicht an
 sollen also wenn auch $\frac{1}{\sqrt{g}}(R_4)' = -1$
 sein soll. Dann muß auch
 $x_5 = \pm 1$ und $x_6 = \pm 1$ sein
 d. h. nur zwei sind x_5 und x_6
 beide je zwei oder beide imaginär.

• Zuerst gibt es im R_6 Wellenkatete
 $\varphi(x_0)$, deren Feldvektor $q_{\mu} =$

frei ist, so daß die Wellengleichung
 metrische Wellengleichung $\Delta \varphi = 0$

gilt, welche wiederum genau die
 anderen Transportationsvektoren φ
 invariant ist. Analytisch gilt

$$\Delta = \sum_{\mu=1}^6 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\mu}^2} = \Delta \varphi = \frac{1}{x_1} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} +$$

liche Wellengleichung im R_3
 Liegt keine vor, wenn $\Delta \varphi =$

$$= \frac{1}{x_1^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_5^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_6^2} > 0 \text{ nach 19}$$

mit $\frac{1}{x_1^2}$ ist positiv, aber für alle
 Werte erfüllt, wenn die Ableitungen
 zweiter Ordnung positiv bleiben,

wenn $x_5 = i \varepsilon$ und $x_6 = i \eta$ und
 reellen ε und η imaginär werden
 Normierung, Ad 15. Seite 156

• Zuerst gibt es im R_6 Wellenkatete
 $\varphi(x_0)$, deren Feldvektor $q_{\mu} =$

frei ist, so daß die Wellengleichung
 metrische Wellengleichung $\Delta \varphi = 0$

gilt, welche wiederum genau die
 anderen Transportationsvektoren φ
 invariant ist. Analytisch gilt

$$\Delta = \sum_{\mu=1}^6 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\mu}^2} = \Delta \varphi = \frac{1}{x_1} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} +$$

liche Wellengleichung im R_3
 Liegt keine vor, wenn $\Delta \varphi =$

Gleichung 82

10 ergeben, mit neuen $\bar{y}$ prägnanter werden kann. Es ist $\bar{y} = \frac{d\bar{s}}{dt} = \sum_{i=1}^6 \frac{d\bar{x}_i}{dt} = \bar{v} + i(\bar{x}_4 c + \bar{x}_5 \dot{\epsilon} + \bar{x}_6 \dot{\eta}) = \bar{v} + i\bar{w}$, wobei für reellen Anteil die Konstante $\bar{v} = \text{schwundigkeit im } R_0$ ist, während der imaginäre Anteil aus der Fortschrittsgeschwindigkeit c in R_3 in der Richtung x_4 und aus der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ sowie $\dot{\eta}$ aus der Zustandsänderung in geklärter Richtung besteht. Jetzt ist $c = \text{const}(t)$, doch $R_{00} = \text{nen ohne weiteres } \dot{\epsilon}$ und $\dot{\eta}$ getrennt bleiben, wobei trotz $\bar{v} = \text{const}(t)$ die Wellengeschwindigkeit $\bar{y}(t)$ geklärungs-² sein kann. Wegen $\bar{x}_i \cdot \bar{x}_k = \delta_{i,k}$ muß auf $\bar{w} \perp \bar{v}$ geschlossen werden. Für die Wellengeschwindigkeit =

21
 tropheit folgt also
 $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}, \quad \bar{w} = \sum_{k=1}^3 \dot{\bar{x}}_k = \text{const}(t)$
 $\bar{w}(t) = \bar{x}_4 c + \bar{x}_5 \dot{\epsilon} + \bar{x}_6 \dot{\eta},$
 $\epsilon = -i x_5, \quad \eta = -i x_6$

Gleichung 13

13.5.80
 Für Abgleichungen sind nicht nur $\epsilon(t)$ und $\eta(t)$ sowie $\dot{\epsilon}(t)$ und $\dot{\eta}(t)$, also $\bar{w}(t)$ nach t sondern auch von den äußeren Koordinaten abhängig, was für den Ruhezustand in R_3 also für $\bar{v} = 0$ die Wellengeschwindigkeit $\bar{y} = i\bar{w}(t)$ die Zustandänderung eines Systems Gottes = postuliert oder korrespondierender Äquivalenz angenommen, wenn die getrennte Abhängigkeit $\bar{w}(t)$ umfasst eine beschleunigte die Änderung der elektromagnetischen mit verschiedenen Auswertung.
 Es gilt in R_0 für das Berechnen

$\vec{E} = \text{const. und } \vec{E} \cdot \vec{E}^* = E^2$, also
 genau parallelschichtungen oder
 Hähnen im Abstand λ , wenn die
 physikalischen Dimensionen der freien
 Koordinatenquadranten seine
 die 4 Koordinaten des periodischen
 nach approximierten R_4 , also
 die drei periodischen Organismen mit der
 inorganischen Hochzahl sind also in R_6
 in der ganz weitere inorganische Koordinaten
 in einem Organismus werden, besteht
 aus der R_6 von drei periodischen und
 drei inorganischen Koordinaten
 besteht. von $\binom{6}{2} = 15$ Koordinaten
 einem Organismus wird von denen
 3 periodischen und 9
 inorganischen sind bedingt aus, was
 $\binom{6}{2} = 20$ Dimensionen von R_3 gibt,
 von denen vier periodischen, nämlich der
 physikalischen Raum R_3 des Organismus

stellt sich einer von inorganischen, also
 aber die übrigen 15 periodischen haben
 sind. Organismus entspricht gilt es
 $\binom{6}{4} = 15$ Kopierdimensionen R_4 und
 $\binom{6}{3} = 20$ Dimensionen R_5 als Hyperflächen des
 periodischen R_6 , die säkularer Kon-
 stanz sind. Wenn man betrachtet,
 algebraische Gegenstände aufeinander
 durch, die eine qualitativ - un-
 sere Abweichung der R_6 von R_5
 zu erwarten ist, genau die Eigen-
 schaften der beiden Dimensionen R_{+4}
 sowie diejenigen der inorganischen
 Koordinaten dimensionen R_4 (die periodischen
 nach Kopierdimensionen mit den R_{-4}
 verwechseln) als Vorzeichen sind
 per ~~Bedingung~~ Bedingungen in der
 dreierischen Welt R_6 enthalten sind
 die sechs Koordinaten sind nicht
 anders als 6 Punkte periodisch,

24. Begr. unangewandter Zahlen - und konkreten Ereignissen unter 27
 steht das jeder Punkt des R_0 die
 eine Zahlenreihe die einem phys.
 -wissenschaftlichen Koordinatensystem
 zugeordnet ist. Die entsprechenden
 Punkte des R_0 (s. 1.1) ist
 das Ereignis, dass jeder Ort
 einen phys. Zustand R_3 (reell)
 annimmt, der eine unangewandte Zeit-
 -angabe ergibt. Für R_0 erhält
 jedes Ereignis auch eine unangewandte
 zeitliche Bewertung. Nach der
 konkreten Bewertung, nach der
 das Ereignis in der Relation
 zur Gesamtheit der anderen
 Ereignisse gesetzt ist. In der
 R_4 ist ein komplexer Zustand
 der R_0 ist, mit einem Wert
 verbunden, der gutachten ausweist.

und konkreten Ereignissen unter 27
 stehen werden nach. Hauptpunkte
 Ereignisse sind solche, die in
 unmittelbar im phys. System R_3 an
 irgendwelchen Punkten der Zeitachse
 festgelegt werden können.
 Die konkreten Ereignisse sind
 in R_4 neben in einem exak-
 ten - äusseren Bereich
 jenseits des R_4 aufzuheben, ~~aber~~
~~aber~~ aber unangewandte Ereignisse
 in R_4 veranlassen können.
 26.5.60. Jeder Koordinatenwert ist
 also einem Punkt $P(x_1)$, als R_0 im
 R_0 an. In diese Punkte der äuss-
 schen Zeitreihe in R_4 mit
 elektronisch - äusserer Bewertung
 sind (latente oder manifest) und
 die Gesamtheit R_4 alle verengten
 geographischen und geographischen

28 manifesten Ereignisse umfasst
 und darüber hinaus die latenten Er-
 eignisse jenseits der realen Raum-
 -zeit liegen, kennzeichnet die ge-
 samtheit aller Punkte des R_6 die
 gesamte ätherische Welt, sodass die
 Bezeichnung des $P(x_1)$ als Welt-
 -punkte gerechtfertigt ist. In jedem
 Punkt des physischen Universums R_3
 gibt es immer noch eine imaginäre
 R_3 , der von drei unabhängigen im-
 aginären Zahlenlinien begrenzt wird.
 Offenbar ist die eine dieser Begren-
 zen die Zeitlinie, also das gesamte
 Schicksal dieses Punktes, bestehend
 aus einer Folge manifesten Ereig-
 nisse, während die beiden andern
 Begrenzungslinien die zu jedem mani-
 festem Ereignis gehörenden Braut-
 -linien x_5 und x_6 sind, die

manifeste Gesamtheit R_4 , welche 29
 alle manifesten Ereignisse umfasst,
 ist nicht der einzige mögliche Unter-
 raum R_4 ; vielmehr weiß es um
 R_6 eine zweifach mehrfache sehr
 andere Teilungswelt als vord-
 ere Gesamtheiten geben, welche die
 Gesamtheit aller latenten Ereignisse
 im ätherisch-euklidischen Bereich
 enthalten. Ob der manifeste
 Charakter der Gesamtheit abso-
 lut relativ ist, dürfte eine
 Frage von weittragender Bedeutung,
 hinsichtlich der Kosmologischen
 Architektonik der ätherischen
 Welt sein.
 Jede eindimensionale
 Folge R_1 scheint Weltpunkte Raum-
 -geraden als eine Linie im R_6
 also als eine Weltlinie begriffen werden

30 Neben der allgemeinsten Form der
Wellenide gibt es mehrere Sonderfälle;
und zwar die Wellen aus Fundamen-
talschwingen, die alle gleichzeitig als $\sin$ -
Kurve im τ_3 liegen, und eine $\cos$ -Kurve
durch alle Punkte dieser Kurve sinu-
lär, manifeste Ereignisse sind.
Esst tragen die Wellen voll-
ständig eine manifesten τ_4 , denn
ist sie eine gitterige Folge man-
fester Ereignisse, die in τ_4 jeweils
ein τ_3 projiziert werden kann.
Schonoper. besteht auch die Wellen-
kurve die Wellen mit einer Punkt-
mit τ_4 zusammen hat also
in den Wellen x_5 mit x_6 ver-
läuft. In diesem Fall besteht die
Wellen mit aus einem eigenen
manifesten aber sonst einfach in-
auf dem Schat bekannt Ereignisse,

Die alle ^{in diesem ~~oder~~ unbestimmten} ~~unter~~ stehenden R_4 liegen, $\exists$ diesen beliebigen Entsprechend muß es die zweidimensionalen Mannigfaltig-
keiten als Weltflächen R_2 sowie die
Vollunterräume R_3 und R_4 , als auch
die Hyperflächen der AB Welt R_5
geben. Das physische Naturverständnis
ist also der reelle Unterraum R_3
und die manifeste Locuswelt der Kom-
plexe Unterraum R_4 . Die Welt-
punkte sind auch in ihre Projektionen
in dem R_3 Punkte R_0 , deren
geometrisches Verhalten als manifeste
Weltlinie erscheint, vorant das
jeden Punkt dieser Linie eine
entsprechende Bezeichnung zugewor-
sen ist, die durch den Punkt
im Punkte der Weltlinienprojektion
in dem R_4 erscheint ist, die die
Entstehung dieser Weltlinien ist

32 Drei H₀ kosmologische Weltlinien
 lateraler Ereignisse. Diese lateralen
 Ereignisse werden auch dieses Kore-
 strukturen ^{in den} Raum manifest,
 wenn sie ^{in den} R_3 projizierbar sind,
 denn mit Raum entsteht als Projektion
 auch die Raumzeitkurve des Kosmos,
 welche das zeitliche Schicksal eines
 Pt. Punktes des R_3 darstellt. In
 Analogie H₀ Weltlinienprojektion
 auch als Raumzeitkurve im man-
 festes R_4 ausgedr., sondern nur
 in Form eines einzigen manifesten.
 Ereignisses, denn Raum die Welt-
 Linie kein raumzeitliches Schicksal
 und physikalisch = absoluter Raum-
 feld, darstellen, welches beschreibt
 die Raum nur eine Folge von lateralen
 Ereignisse. Die drei eines manifesten
 Ereignisses besteht ist.

Die beiden H₀ Kurven des 37
 pellen R_3 sind identisch Punkte
 sondern stets räumliche Beträge,
 also tiefste räumliche Punktkurven
 identisch, während räumlicher Teil
 des H₀ manifesten H₀ Kurven des R_3
 ebenfalls mit Betrag von Raum-
 zeitlicher sein können, bereit auf
 jede beliebige dieser Raumzeitkurve
 des Punktes als manifeste Projektion
 kann einer aufgenommen, regelmäßig pro-
 jiziert werden Weltlinie auf größtes-
 sen ist, so daß es im R_0 auch
 eine entsprechende Weltlinienkurve
 geben muß. Diese Darstellung ist
 physikalischer H₀ Kurve des R_3 liegt es
 nahe, jedem Momentanpunkt der
 H₀ Kurve eine zu Raum und Zeit H₀
 koordinaten zugeordnet zu werden.
 H₀ Kurve im Raum von Weltlinien

34. Betrachtet Euklidische 3-gitter
 (diese Weltlinien x_5 wären also
 nicht projiziert in dem π_4 projiziert
 werden). Dann hat die Projektion
 des π_3 nicht nur ein gerades
 Schieferes π_4 als Raumgeraden-
 bildet in unendlichen π_4 , sondern
 auch in jedem Momentanmoment
 eine Endel euklidischer Kurve
 (Orthogonal zum π_4), hat
 das ist ein Hauptkreis der π_4 -
 in π_4 ist π_4 - Parallelprojektion -
 hat ein solches π_4 - Projektion
 ist! Daraus folgt stattdessen
 das jedes Momentanmoment eine
 dimensionsvolle Fortsetzung aus
 dem π_3 in x_5 entspricht, dass
 das parallele euklidische Bild
 muss als ein momentanes euklidisches
 Bild aufpassen werden,
 welches hat das momentanmoment

liefert, aber nicht mehr in π_3 , aber
 auch nicht in π_4 befindet sich.
 Diese euklidische Welt projiziert
 sich in Projektion entsprechend
 euklidisch projiziert, so dass es
 aus dem π_3 kommt eine
 andere Fortsetzung in π_4 ,
 x_5 haben muss. Aus dem
 euklidischen dimensionsalen Raum
 es also in einer Variation der
 euklidischen Welt, in einer
 aber ein euklidisches, dass
 das nächste Momentanmoment
 eine Fortsetzung der Welt in π_4 -
 Raum x_4 bedeutet,
 28.5.60 nach diesem Bild erscheinen
 alle Prozesse im physikalischen π_3 als
 vielfach projektäre Abbildungen
 von Punkten in einem π_4 , und
 3 imaginären Koordinaten.

36 Jede dieser Funktionen ist dabei
 zweifach in Richtung x_6 fortge-
 setzt, d. h. es gibt zwei dieser
 wechselseitigen Funktionen heraus die
 einseitigen Felder (Linien in x_5)
 zerteilen in Richtung x_6 , wenn man
 absteigt werden, was, bezogen auf
 das R_3 , die wechselseitigen Korrespon-
 denzen und Korrelationen der man-
 festen Funktionen im Sinne von Zu-
 standänderungen bedingt.
 Alle diese prädestinierten Gebilde
 der äusseren Welt, sowie ihre
 Wechselbeziehungen, werden offen-
 bar durch Wellenfunktionen $f(x_1)$,
 beschrieben, die detailliert geordnet
 gegeben sind, das ist ihr Wert =
 messbar ist, aus der Koordination
 der prädestinierten Welt abgeleitet
 ist. Immer dann, wenn eine

solche Funktion f gegen $\bar{x}_1$
 invariant und ~~unter~~ Richtungsan-
 geben fehlen, dann trägt diese
 Funktion skalaren Charakter
 und wird als Wellenwert bezeichnet.
 In einem solchen Skalarfeld für
 man aber stets Wellenlinien auf-
 finden werden, die eine Bezugs-
 richtung der skalaren Feldverfä-
 le beschreiben, d. h. diese Li-
 nien haben Richtung und Rich-
 tung erhalten, was, was wieder
 Wellenfunktionen mit dem Eigen-
 schaften von ~~Funktionen~~ in R_1 ,
 gegeben sind, die als Wellenwert
 (also Wellenwert als Felder solcher
 Funktionen) bezeichnet werden
 können. So sind z. B. $\bar{y}$ und
 das prädestinierte Element ~~des~~
 einer Wellenlinie als solche Welt

40 Betrag $ds = \left(\sum_{\ell=1}^6 dx_{\ell}^2 \right)^{1/2} =$
 $= \left(v^2 - c^2 - \dot{\epsilon}^2 - \dot{\eta}^2 \right)^{1/2} \cdot dt =$
 $= \frac{1}{c^2} \left(1 - \beta^2 \right)^{1/2} dt$ mit $\beta^2 = \frac{1}{c^2} (v^2 - \dot{\epsilon}^2 - \dot{\eta}^2)$
 $= \frac{1}{c^2} \left(\dot{\gamma}^2 + c^2 \right) = 1 + \frac{\dot{\gamma}^2}{c^2}$ wobei
 für die Weltgeschwindigkeit
 $\dot{\gamma} = \frac{ds}{dt} = c \sqrt{1 - \beta^2}$. Ist nun eine
 Wellenlänge gegeben, dann gilt für
 die Cosinus ihrer Winkel α_{ℓ}
 mit den eingezeichneten Koordinaten x_{ℓ}
 stets $\cos \alpha_{\ell} = \frac{dx_{\ell}}{ds} = \frac{\dot{x}_{\ell}}{\dot{\gamma}} =$
 $= \frac{\dot{x}_{\ell} (1 - \beta^2)^{-1/2}}{c}$, d. h. hat den
 Koordinaten des R_3 werden diese
 Größen imaginär, für die pro
 imaginäre Koordinaten gegeben
 wird. Es folgt auch Invarianz
 das Theorem $\sum_{\ell=1}^6 \cos^2 \alpha_{\ell} = -\frac{v^2 (1 - \beta^2)}{c^2}$
 $+ \left(1 + \frac{\dot{\gamma}^2}{c^2} + \frac{\dot{\gamma}^2}{c^2} \right) (1 - \beta^2)^{-1} =$
 $= \left(1 - \beta^2 \right)^{-1} \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2} (v^2 - \dot{\epsilon}^2 - \dot{\eta}^2) \right) =$
 $= -1$, wegen $\beta^2 = \frac{1}{c^2} (v^2 - \dot{\epsilon}^2 - \dot{\eta}^2)$.
 Für diese Richtungsgrößen gilt dann

nach

$$\cos \alpha_1 = \frac{\dot{x}_1}{c} (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$\beta^2 = \frac{1}{c^2} (v^2 - \dot{\epsilon}^2 - \dot{\eta}^2),$$

$$\sum_{\ell=1}^6 \cos^2 \alpha_{\ell} = 1$$

gleichung

41 wobei das letzte Theorem das typi-
 sche Kennzeichen einer euklidischen
 bzw. pseudo-euklidischen R_6 ist.
 Es gilt für das Richtungsabweichen α_{ℓ}
 verschiedene Sonderfälle. Zunächst
 liegt eine Bewegung $\vec{v} \neq \vec{0}$ in
 R_3 vor, doch sei $\eta = \text{const}(t) \neq 0$
 bei $\epsilon(t)$, also $\dot{\epsilon} \neq 0$, aber $\dot{\eta} = 0$
 was $\cos \alpha_1 \neq 0$ für $\ell \neq 6$ aber
 $\alpha_6 = \frac{\pi}{2}$ zur Folge hat. Das bede-
 utet, dass $\vec{ds} \perp \vec{x}_6$ und die Well-
 lenke im euklidischen R_5 ver-
 läuft. Analog verläuft die Well-
 lenke im äuklidischen R_5 für
 $\dot{\epsilon} = 0$ aber $\dot{\eta} \neq 0$, denn dann

44. Aug - aber Korrelationsausdrück
 ist für Koordinaten, der Zeit =
 Koordinaten hinsichtlich der Welt-
 achsen bekannt, prinzipiell. Stellung =
 sich gibt es noch einen Lorentz =
 Fall, bei welchem diese Parallel-
 erhalt mit x_4 immer eingehalten
 wird mit ganz x_4 dieses Lorentz =
 Fall ein, wenn $\beta^2 = 0$, also
 $v^2 = \dot{\epsilon}^2 + \eta^2$ wird. Es folgt

diese Relativbewegung in π_3
 parallel zur x_1 - Achse, so daß
 $v^2 = \dot{x}_1$ wird, dann gilt
 $\cos \alpha_1 = \beta$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$
 (wie zu erwarten), aber $\alpha_4 = 0$
 und $\cos \alpha_5 = \frac{\dot{\epsilon}}{c}$ bzw. $\cos \alpha_6 = \frac{\eta}{c}$.
 Das diesen Beziehungen geht her-
 vor, daß das elektromagnetische
 Relativitätsprinzip $0 \leq \beta < 1$
 in π_4 im Fall

$$v^2 = \dot{\epsilon}^2 + \eta^2$$

geschwindigkeit

85.5
 Keine Eigenschaften mehr hat, denn
 in diesem Fall Sonderfall Koordinate
 v jedes beliebigen Wert $v > c$
 angegeben ausrechnen, wobei alle-
 ding in interessanten wäre,
 ob dann v übersteigt noch,
 als geteilte Organisations, in
 R_3 definiert ist. Konsequenz: Vor-
 wärts Bewegung.
 3) Transformationsmatrix und ~~Ergebnisse~~
 Welttemperatur.

30.5.60 nach der heutigen
 Konstruktion ist es notwendig, zu
 nächst die Affinitätsmatrix der $g_{\mu\nu}$
 und insbesondere die Metrik γ in
 R_4 zu präzisieren um dann
 die allgemeine Form der $g_{\mu\nu}$ in
 ähnlicher Weise zu untersuchen.
 Erst dann wird es möglich, eine

76 Analysis allgemeiner normierter
 Vektorräume zu entwickeln. Zur
 Präzisierung der kurzfristigen
 Form ~~von~~ ^{ist} ~~und~~ Berücksichtigung ist
 zu, dass die Komplexwertigkeit
 ψ sich aus der Locally-
 der Gruppen $A \pm$ zu B ergeben
 hat, was doch ist zu erwarten,
 dass diese Synthesen im R_6 nicht
 nicht weiter getrieben zu werden
 braucht, weil sich aus der Metrik
 der R_6 die Metris der beiden Linsen
 welchen $R_{\pm 4}$ von selbst für
 spezielle Annahmen übersteht,
 x_5 und x_6 ergibt. Zur Metrik
 Änderung einer ψ äquivalenten
 Änderung ϕ im R_6 ist es zunächst
 notwendig, die Richtungsvektoren
 der Ge. ~~zu~~ ^{zu} beschreiben. Mit
 $\beta^2 = \frac{1}{c^2} (v^2 - \dot{e}^2 - \dot{\eta}^2)$ ist

nämlich $c(1-\beta^2)^{1/2} = v(1-\beta^2)^{1/2}$,
 wenn $\beta = \frac{v}{c}$ eingesetzt wird. auf diese
 Weise erscheint es nicht mehr auf c an
 sondern auf $\bar{v}$ $\bar{v} = v \dots$ bezogen
 als Ausdrück der Richtungsvektoren
 ergibt sich mit diesem β = Wert
 $\cos \alpha_2 = -i\beta(1-\beta^2)^{-1/2}$ für $\beta \leq 3$
 ferner $\cos \alpha_4 = \frac{c}{v}(1-\beta^2)^{-1/2}$ was
 $\cos \alpha_5 = \frac{c}{v}(1-\beta^2)^{-1/2}$ und
 $\cos \alpha_6 = \frac{c}{v}(1-\beta^2)^{-1/2}$.
 z.B. 5.60. Es werde der spezielle Fall
 $v = \dot{x}$, der d.h. ~~von~~ ^{aus} angenommen
 dann ist $\alpha_1 = \phi = \angle(\dot{x}, \bar{v})$
 $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$, also $\cos \phi =$
 $= -i\beta(1-\beta^2)^{-1/2}$, was zu $\cos \phi$
 $= i\beta$ führt. Ferner gilt
 $\sum_{k=4}^6 \bar{x}_k \cos \alpha_k = \frac{1}{v}(1-\beta^2)^{-1/2} =$
 $= \bar{v} \cdot \cos \phi$, was $\cos \phi = (1-\beta^2)$
 weil $\frac{\bar{v}}{v} = \bar{v}$ ist. Aus diesem
 Grunde sei $\phi = \angle(\dot{x}, \bar{v})$ sein

48 also $\cos \varphi = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ somit
 $\log \varphi = i\beta$, d.h. $-\beta = i \log \varphi =$
 $\log i\varphi$ und $\frac{1}{\beta} = i \log \varphi$
 $= \log i\varphi$, da die Wechselstufung
 zwischen komplexwertig ist,
 folgt für die beiden Wurzeln
 $\varphi = \pm (d\bar{s}, \bar{v})$, $\varphi = \pm (d\bar{s}, v)$,
 $i\varphi = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\beta+1}{\beta-1} \right)$,
 $i\varphi = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right)$,
 $\beta = \frac{v}{w}$

Gleichung 86
 75

d.h. $\bar{w}$ und $\bar{v}$ verursachen in
 R zwei imaginäre Drehungen.
 Addition beider Drehungen ergibt
 die Komplexcharakteristik $i(\varphi + \bar{\varphi}) =$
 $= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{-1}{-1} \right) = i \frac{\pi}{2}$ oder
 $\varphi + \bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}$, weil $\ln(-1) = i\pi$
 ist. Die gleiche Komplexcharakteristik
 ergibt sich auch für

mittelbar aus $\log \varphi = i\beta$
 und $\log \bar{\varphi} = i\bar{\beta}$, also $\log \varphi \cdot \log \bar{\varphi}$
 $= 1$, wenn es ist $\log(\varphi + \bar{\varphi}) =$
 $= \frac{1 - \log \varphi \log \bar{\varphi}}{\log \varphi + \log \bar{\varphi}} = 0$, was mit
 für $\cos(\varphi + \bar{\varphi}) = 0$ oder
 $\varphi + \bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}$ übereinstimmt.
 Hierdurch wird auch das Theorem
 $\sum_{k=1}^6 \cos^2 \alpha_k = 1$ der Gl. 85
 bewiesen, es gilt $\sum_{k=1}^6 \cos^2 \alpha_k =$
 $= \cos^2 \varphi + \cos^2 \bar{\varphi} = \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi$
 $= 1$, weil immer $\cos \bar{\varphi} =$
 $= \cos(\frac{\pi}{2} - \varphi) = \sin \varphi$ ist.
 Die Komplexcharakteristik
 $\varphi + \bar{\varphi} = \frac{\pi}{2}$

Gleichung 86
 75

der beiden imaginären Drehun-
 gen ist genau eine allgemeine
 Eigenschaft der dreiwertigen Dreh-
 ungen, die immer im 3D-Raum
 Rotationsbereich der komplexen Affi-

50 ist also $\beta = \text{const}$, also

$v = \text{const}$ und $i^2 + j^2 = \text{const}$ gefordert werden. Nach diesen

Voraussetzungen ist es also mög-
lich, das durch die Formeln

thesen der Gruppen im R_4 ver-
stärkteste Relativitätsprinzip

aus $A \pm \text{det } R_{\pm 4}$ weiter im R_0 zu ver-
stärken, wenn als Ge-

schwindigkeit β verwen-
det wird. Die Konstante

des R_0 fordert also das
nicht mehr auf die für alle

Fälle gleiche Geschwindigkeit
c oder d sondern auf den

variablen Wert w bezogen
ist. Auf diese Weise kann

$\vec{e}$ in die Form gebracht
werden, durch welche die Dir-

51 zissierung geleast wird

nurlich

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1-\beta^2)^{-1/2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

da, nach Gl. 75, immer $(1-\beta^2)^{-1/2}$
= $\cos \phi$ und $i\beta(1-\beta^2)^{-1/2} = \sin \phi$

ist, wird diese hatrige durch
die Darstellung

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} \cos \phi & 0 & 0 & \sin \phi \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sin \phi & 0 & 0 & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$\beta = \text{const}$.

Gleichung 86b

verändert werden, das kann
Nur hatrige nach Gl. 86a

auch durch ϕ ausgedrückt wer-
den. Tatsächlich folgt genau

$1/\vec{e} = \cos^2 \phi + \sin^2 \phi = 1$ als
Regularität von $\vec{e}$, wenn die de-

52. Permutationen zuwächst nach der
6. Zeile und dann nach der fünf-
ten und sechsten W-Zst. Auch
folgt Permutierbarkeit aus $s = \text{const.}$.
Die Konstanz der beiden Invarianten =
männ. Drehungen, sobald die
haltlose ~~25~~ auch die Fortsetzung
 $\vec{g} = \text{const.}$ liefert, bestätigt.
Die Zuordnung indefinierter
quadratischer Hypercentrifor-
men in der Euklidischen Welt
garantiert ist.

1.6.60. Wirt aus $\vec{E}$ die atomisch-elektronische Reduktion fortgelassen, so geht sich, das auch die $\vec{p}_{\text{atom}}$ = getrennten Elemente von $\vec{E}$ besteht = Link Inverses ist als Gegen- von $\vec{B}$, denn $\vec{B}$ beschreibt mit $\vec{E}$ Sonderfälle $\vec{v} = c$ und $\vec{v} = a$ zusammen,

doch gibt keine geometrische
 Beschreibung der $\mathcal{R}_{\pm 4}$ und das
 $\hat{A}_+$ im Sinne einer selben Type =
 diese prinzipiell. Erst $(\mathcal{G}_{in})_4$
 bildet die echte Symmetrie der Grp-
 pen, denn setzt man $x = \hat{e}^+ + \hat{e}^-$,
 dann gilt, $\lim_{x \rightarrow 0} \beta = i\beta_-$ und
 $\lim_{x \rightarrow c^2/c^2} \beta = i\beta_+$ bezw. $\lim_{x \rightarrow 0} \text{line}(\mathcal{G}_{in})_4$
 = $\hat{A}_+$ aber $\lim_{x \rightarrow c^2/c^2} (\mathcal{G}_{in})_4 = \hat{A}_+$,
 während alle anderen x Werte,
 also alle anderen sich ausle-
 chern zweierden $\mathcal{H}$ bilden,
 ebenfalls durch $(\mathcal{G}_{in})_4$ in $\mathcal{R}_4$
 bezw. $\mathcal{H}$ in $\mathcal{R}_0$ beschrie-
 ben werden, was $\hat{B}$ beschrie-
 ben wird wie $\hat{A}_+$. Das ist
 auch unmittelbar evident, denn
 $\hat{B}$ beschreibt keine metrische
 Vereinheitlichung der $\mathcal{R}_{\pm 4}$,
 vielmehr stehen beide $\mathcal{R}_{\pm 4}$ =

54 Welchen Anteil des mesodiat-
schen Korrelationsbereichs R_4
mit $\bar{y} \neq \bar{y}_x$ in einem Inter-
gruppen Zusammenhang? Es
ist aber zu erwarten, daß auf-
grund der Eigenschaften von $\bar{y}$
als R_0 eine metrische Synthesis
des metrischen Korrelationssystems
 R_{++} , R_{+-} , R_{-+} im euklidischen
 R_0 der äquivalenzen Welt möglich
wird. Kürzer wird es aber
notwendig $\bar{y}$, also der mittlere
sollen Fall $\bar{y}$ einer be-
trachten Vereinfachung einer
deren Konstruktoren der äquivalenzen
Welt $\bar{y}$ hergeleitet.

Im Fall $\bar{y}$ kann stets

$$x_1 = x, \quad x_2 = x_3 = 0 \text{ und}$$

$$\bar{u} = (c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2)^{1/2} \text{ t gesetzt}$$

werden. Für die Ketts ϵ und

brue $ds^2 = dx^2 - dt^2$ und 55
idee $= ds \cdot \cos \phi$, was die $= w \cdot dt$
ist. Andererseits ϵ ist immer
 $dx/dt = \beta$, setzt aus der Ketts
 $\beta^2 - 1 = \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = -\frac{1}{\cos^2 \phi}$ oder
für $\phi = i\beta$, wie oben $\beta =$
Sollst. für die Integrations-
gleichung für die Kovarianz-
 $\gamma = x^2 - t^2$ und diese kann so
umgewandelt werden, daß $x^2 - t^2 = \pm a$
mit $0 \leq a \leq 1$ wegen $\gamma \leq \infty$
wird. Im Mesosystem ϵ ist die
maximale Konstruktoren, die den Fall
 $\bar{y}$ kennzeichnet, wird die Hypot-
hese $a > 0$ von den beiden
Asymptoten $a = 0$, also den
beiden Nullpunktsoperatoren $x = \pm a$
bezeugt. Diese Ebene Konstruktoren
kann ist nun in der R_0 zu über-
legen, wobei ähnlich vorgegangen

56 werden Raum wie bei der Metrik, ebenen Konstruktoren in der $x_5 - 57$
 Güte, für $x_5 = 0$ in den R_{-4} .
 3.6.60 Ausgangspunkt der Untersuchung
 ist Problem die normierten Faktoren =
 auch $\int < \infty$, aber dieses Real
 in R_6 . Es gilt $\int = \sum_{k=1}^3 x_k^2 -$
 $-(c^2 + \dot{c}^2 + \dot{\eta}^2) dt^2$, $\int$ aber
 wenn x_k die Parameter sind auf $\int$
 bezogene Koordinaten sind,
 $\sum_{k=1}^3 x_k^2 - \sum_{k=4}^6 x_k^2 = \mp 1$, d.h.,
 in den R_6 , in welchem $\int$ gilt,
 herrscht, wie in R_{-4} eine hyper-
 bolische Metrik, damit, was die
 beiden gegeneinander orthogonalen
 hyperbolischen Räume $X^2 = \pm 1$ ist
 $X^2 = \sum_{k=1}^3 x_k^2 - \sum_{k=4}^6 x_k^2$ ist
 der Kurven Raum $X^2 = 1$
 normierter optischer Wert.
 Hier ist gegeben die sechsdimensionale
 Erweiterung der

ebenen Konstruktoren in der $x_5 - 57$
 - Ebene, denn wenn $\int$ gilt, dann
 sind die mit β relativbewegten
 Bezugssysteme in R_3 achsen
 parallel und α ist einer der
 Koordinatenachsen parallel,
 das in dreidimensionalen Raumfor-
 malismen finden wir. Tatsäch-
 lich wird mit $x_1 = x$, $x_2 = y$,
 und $\sum_{k=4}^6 x_k^2 = \bar{a}^2$ die Konstante
 von der hyperbolischen Räume
 wegen $\int^2 = x^2 - \bar{a}^2$ gilt Hyperbel
 sein in der Ebene. Für alle α -
 werten Fall propagieren sind die
 beiden Koordinatensysteme in
 R_3 nicht mit beliebig gegen ein-
 ander gedreht, sondern auch α
 kann eine beliebige Richtung haben
 in x_5 bezw. x_6 , d.h. es wird
 so beschaffen sein, dass $\int$

58 und η mit in der Form β def.
 stehen. In diesem Fall hängen
 auch die Elemente von β nicht
 ausschließlich von β ab, sondern
 es ist willkürlich, weshalb β $\in$
 und η den Raum dieser Matrizen
 zu bestimmen. Zur Bestimmung
 der Konstanten in R_0 wird auf
 der positiven Seite der zweiseitigen
 Hyperbelräume ein Punkt A
 $(\frac{x}{(A)K})$ angenommen, dessen Kon-
 stanten für Antikurven $\sum_{k=1}^n x_k \frac{x}{(A)K}$
 $-\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n x_k \frac{x}{(A)K} = 0$ den charakterli-
 chen Hyperbelraum für einen Ellipsoid
 ist. Somit, wie wird weiter
 angenommen, dass A in der charakterli-
 chen $\leq$ des zweiseitigen Hyper-
 belraumes wandert. Da in $\leq$ immer
 $x_k = 0$ für $k > 3$ sein muss,
 ist es notwendig, dass für A Kon-

stante Antikurvenräume in S_3
 den Raum R_3 über, weil die drei
 imaginären Koordinaten verschiedenen
 und der Punkt dieses R_3 mit dem
 einschließigen Hyperbelraum
 nicht ganz Endesknäuel $\sum_{k=1}^n x_k^2 = 1$
 in R_0 . In R_0 sollen die außer-
 Koordinatenräume $\mathbb{C}$ und $\mathbb{C}'$ sein,
 die in R_0 mit v relativ
 bewegt sind. Bezogen auf das
 System $\mathbb{C}$ sei in der Konstanten
 $A \equiv \sum$, sodass die Maßfläche
 in $\mathbb{C}$ die Einheitknäuel und die
 Einheitsstrecke in Radius ist.
 Dann gibt OA die Richtung von
 $\vec{w}$ an. Die Systeme $\mathbb{C}$ wäre
 dann also $OA = \vec{OS}$, wenn
 $\mathbb{C}$ den Koordinatenraum angibt.
 Bezogen auf $\mathbb{C}'$ muss dann die Einheit-
 knäuel in $\mathbb{C}$ mit $\vec{C}$ die elliptische

60 Informations erhalten, was aber
 so viel bedeutet, daß A aus Σ
 heraus zu sehen ist und $\bar{\omega}$ relativ zu
 $\bar{C}'$ getrennt erscheint. Ist nun $\bar{\omega}$
 Relativ die ganz konstruktive auf
 $\bar{C}'$ bezogen, dann müßte sich
 A nicht Σ in $\bar{C}'$ befinden, nicht
 aber bezogen auf $\bar{C}$ und für
 Scherz des Krümmungsfeldes ist
 messerräumlich von A mit dem
 einseitigen Hyperbelraum
 müßte in $\bar{C}'$ ein Einheitskreis
 bezogen auf $\bar{C}$ oder ein Ellipsoid
 werden, jedoch geht, bezogen auf $\bar{C}$,
 der Zusammenhang von Weltgeschehnis-
 freiheit getrennt erscheint, eine
 ganz andere Konstruktion $\bar{C}^2 = 1$
 und der Bewegung $\bar{C}^2 = 0$ könnte
 auslast auf das System $\bar{C}$ auf ein
 anderes Koordinatensystem $\bar{C}'$

bezeugen werden, so daß $\bar{C}$ und $\bar{C}'$
 ihre Rollen vertauschen, während
 wiederum nachgewiesen werden kann
 Relativ konstruktive können die Anteile von
 $\bar{C}$ und $\bar{C}'$ in beiden $\bar{C}$ so ganz
 einander getrennt werden (denn das
 heraus die prägnanteren Strukturen
 von erhalten), daß die Ly-
 stene in $\bar{C}_2$ interessiert ist
 gehen. Dann läßt sich auf die
 $\bar{C}_2 = \bar{C}$ möglichste Fall von
 $\bar{C}'$ vor, wenn $\bar{C} = \bar{C}'$ (als $\bar{C}'$) $\equiv$
 $\equiv \bar{C} (\bar{\omega}, \bar{\omega})$, interpretiert
 werden kann. Aber über die
 Länge der räumlichen Anteile wird
 Relativität so daß $\bar{C}$ gilt.
 Dann müßte $\bar{C}$ auf ihren Anteil
 gleiches wichtiger algebraischer
 Eigenschaften als $\bar{C}$ haben, denn
 die geometrische Interpretation

es
kann von
folgenden
C.

$\bar{C}$ ist genau
jeder Punkt A

der positiven
skalaren Hyperbelräume $\mathbb{H}^2 = -1$
Raum genau als eine Form =
formation $\bar{C}$ begrenzt auf
 $\leq \neq A$ aufgefasst werden,

bringt, dass die metrische An-
sehnliche Folge von Punkten
dieses Hyperbelraumes einer
entsprechenden Folge gleich =
berechneter Koordinatensystem =
me entspricht. In jedem Fall
besteht das Wesen aller äqui-
valenten Transformations-
darm, dass der Transformations-
teil vollkommene Kopie in
seiner Wirkung geblieben ist.
b. b. 60. Die strukturelle Welt R_0
ist durch den asymptotischen

Raum $\mathbb{H}^2 = 0$ in $\mathbb{H}^3$
der Teil zerlegt, in dem alle

unberechneten Feldlinien aus
haben sind. Mit $\mathbb{H}^2 = \sum_{k=1}^3 x_k^2$
und $\mathbb{H}^2 = \sum_{k=4}^6 x_k^2$ wird $\mathbb{H}^2 =$
= $\mathbb{H}^2 - \mathbb{H}^2$, d. h. für die beiden

Hyperbelräume gilt $\mathbb{H}^2 - \mathbb{H}^2 = -1$
und für den Koordinaten Raum =
folgendes $\mathbb{H}^2 - \mathbb{H}^2 = 0$. Die
ersten beiden Weltteile sind
symmetrisch. Für $\mathbb{H}^2 >$
 $> \mathbb{H}^2$ mit $\mathbb{H}^2 > 0$ und $\mathbb{H}^2 >$
 $> \mathbb{H}^2$ mit $\mathbb{H}^2 < 0$ im Hyper-
belraum $\mathbb{H}^2 - \mathbb{H}^2 = -1$ bzw.
 $\mathbb{H}^2 < \mathbb{H}^2$ im Raum $\mathbb{H}^2 - \mathbb{H}^2 = +1$
diese beiden Weltteile sind sym-
metrisch. $\mathbb{H}^2 = \mathbb{H}^2$
Dieser letzte Weltteil $\mathbb{H}^2 < \mathbb{H}^2$
bringt die beiden Teile $\mathbb{H}^2 > \mathbb{H}^2$
symmetrisch. Bezogen auf den

64 Weltpunkt a liegen alle eukl. von a aus mit einer noch $\alpha_{\text{max}} = 15^\circ$
 beschränkten Kugeln $U > 0$ später
 und alle $U < 0$ früher als die
 gegenwärtige Kristall 0 entspr.
 der Weltteil $U > 0$ die $\text{gr. Ring} =$
 tropen Aktualisierungsbez.
 Lichtreiser der gegenwärtigen
 euklearchalen Kristall im Raum
 einer äreischen Kristallpotenz
 enthält während der Weltteil
 $U < 0$ die der Voropazungen
 ausgehörenden tatsächlich
 manifest gewordenen Abstr.
 alisierungen aufspr. der
 Begriff $\text{gr. äreische Kristallpotenz}$
 scheint sich als gerechtfertigt,
 weil für jede gegenwärtige
 Kristall ein eigenes Spektrum
 in duplizierter Aktualisierungs-
 mögl. leichten offen ist,

schon festgesetzt und ist
 die Gegenwart in der Weltteil
 $U < 0$ opt. Neben dem Weltteil
 äreischen Kristallpotenzen $U > 0$
 und perzeptionsverorgener,
 manifest euklearchaler Felder
 opt. es noch den st. inen Welt-
 teil $U^2 < U^2$, das nicht den
 Kognitiven Inrechner des
 zweischaligen Hyperbelraumes
 einen ebenen Raum bildet,
 in welchem gleichzeitige
 euklearchale Felder möglich sind.
 Da immer $dU = w dt$ und
 $K = v \cdot dt$ ist, folgt auch für
 die Weltteil $w^2 > v^2$ reali-
 siert durch die Kristallpotenz
 $w > 0$ und die Manifestation
 $w < 0$. In diesen beiden

66 weiterfallen wäre vorausgesetzt, weil $\eta^2 \beta^2 \geq 1$ finden, was $\beta^2 < 1$ aber $\beta^2 \geq 0$ also auch im Fall $\dot{\epsilon}^2 + \eta^2 = c'^2 - c^2$ $0 \leq \beta^2 < 1$, wobei $\dot{\epsilon}^2 + \eta^2$ jeder beliebigen Wert annehmen kann, dann $\omega^2 > 0$ bezw. $\omega^2 < 0$ ist, gibt sich aus der Zwischenklammer $\omega^2 = \pm \sqrt{c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \eta^2}$. Für $\omega^2 =$ schwebereich der Welt gilt $\omega^2 =$ gegen $\omega^2 < c^2$ was wegen $\omega^2 \geq 0$ und c^2 möglich ist, wenn $\omega^2 \leq 0$ gilt, und dies kann, wegen $c = \text{const.}$, nur für $\dot{\epsilon}^2 + \eta^2 < 0$ aber $|\dot{\epsilon}^2 + \eta^2| > c^2$ werden. Ein Bedingung hierfür sind die sogenannten Feldstörungen $\dot{\epsilon}^2 + \eta^2 = c'^2 - c^2$, also $\omega^2 = c'^2 = -\omega^2 < 0$, welches aber so verhält können alle Pro- zesse des Zwischenbereichs der

Welt $\eta^2 \beta^2 \geq 1$ finden, was β^2 auch im Fall $\dot{\epsilon}^2 + \eta^2 = c'^2 - c^2$ aus der elementaren Theorie ergibt. Letzter Feldstörungen $\dot{A}$, konst. (die bei Weltweite $\dot{A}^2 \rightarrow \infty$ v. b. 1960) sollen gut Kitzung mit W_f , W_z und W_v bezeichnet werden, wobei W_f die äusseren Intertalpa- senzen und W_v die vorgegebenen unendlichen ausdehnenden W_z den W_v enthält während W_z den Zwischenbereich kennzeichnet. Für W_f und W_v gilt $\dot{A}^2 > \mathbb{R}^2$ mit $\dot{A} > 0$ ($\dot{W}_f$) und $\dot{A} < 0$ ($\dot{W}_v$) also $0 \leq \beta^2 < 1$, während $\dot{A}^2 < \mathbb{R}^2$ den Bereich W_z mit $\beta^2 > 1$ kennzeichnet. Letzter, wenn $\omega = 0$ im Π_3 wird, gilt $\beta = 0$, sodass die Intervalle prägnant werden können zu $0 \leq \beta < 1$ (W_f, W_v) und

68 $\beta > 1 (W_2)$. Diese Konstante ist dann
 nicht das, was wir brauchen. Asymptotischer Raum $X^2 = 0$ besagt
 das $W_2 = X^2$ oder $\beta = 1$.
 fort. Mit der asymptotischen
 Beschränkung dieses Kreises
 sehen wir, dass β im Falle
 teilen gesehen, dass β im
 β im halboffenen Intervall
 $0 \leq \beta < \infty$ existieren, wobei
 $0 \leq \beta \leq 1$ und $\beta \geq 1$ für
 die drei Weltteile mit $\beta = 1$
 oder Beschränkung gilt. Das
 elektrodynamische Relativitäts-
 als Prinzip $0 \leq \beta < 1$ im R_4
 oder voraus für $\beta \leq 1$ + $\dot{\eta}^2 = 0$
 wenn W_2 ausgeschlossen ist,
 während das relativistische Relativitäts-
 als Prinzip im R_{+4} , nämlich
 $0 \leq \beta < \infty$, mit $\dot{\eta}^2 + \dot{\eta}^2 = c^2 c^2$.

Auf $c' = 1$ ist unter Ausschluss von β
 W_2 und W_2 resultiert, auch der
 Kovariante Asymptotischer Raum $X^2 = 0$
 oder $U^2 = X^2$ ergibt sich eben-
 falls in 3 Bereichen, denn es ist
 $X^2 > 0$ möglich, was auch
 $U^2 \geq 0$, also die drei Möglichkeiten:
 Keinen $U > 0$, $U < 0$ und $U = 0$
 bedingt. Der muss auch für die
 Differentialquotient $dU = 0$ ist
 gelten, in welcher Voraussetzung
 Beweis $w = 0$ ist. Für
 zusammenhänge $w > 0$
 also der positive Teil von w
 $w = \pm \sqrt{c^2 + \dot{\eta}^2}$ gewählt
 werden. Mit $w > 0$ beschränkt
 $U > 0$ von $X^2 = 0$ im Bereich
 W_2 mit der Zeitachse $t > 0$,
 während die Zeitachse $t < 0$,
 im Bereich W_2 konvergieren, ist

so kann $U < 0$ von $X^2 = 0$ be-
 greift wird. Wenn dagegen der
 negative Wert $w < 0$ gewählt
 wird, dann kehren sich die
 beiden konischen Räume auch
 $X^2 = 0$ mit $U \neq 0$ in ihrer
 Bedeutung um, was für die Fra-
 gung des imaginären Teiles der
 Wellenschwindigkeit grundsätz-
 lich wichtigsten im Sinne eines
 Antiparallelismus in Frage.
 Im Gegensatz der Konstanten
 $X^2 = \pm 1$ und $X^2 = 0$ der drei
 Wellen mit ihrem konischen
 Asymptotenraum im $\bar{y} = \bar{w}$
 als doppelte Antiparallelismus-
 geschwindigkeit sind im
 euklidischen Feldstrahlen im
 euklidischen π_4 ($\bar{x}_5 \perp \pi_3$)
 interpretiert werden kann,

ergibt sich die Aussage, dass
 eine, zum manifesten Verlauf
 $\bar{w}$ antiparallele Bewegung
 Antiparallelismus möglich ist,
 bei welcher W_1 und W_2 ihre Be-
 deutung vertauschen. Auch
 diese Aussage gibt einen Hin-
 weis auf die Wellencharakteristik.
 Neben den beiden konischen Be-
 wegungen $U \neq 0$ von $X^2 = 0$, gibt
 es wegen $U^2 \geq 0$ noch die Hyper-
 bolizität $U = 0$. Während
 $U \neq 0$ die Wellen W_1 und W_2
 asymptotisch beschreiben, kenn-
 zeichnet $U = 0$ einen $w \neq 0$
 Wert, mit $t' = 0$ einen man-
 festen Wellenpunkt der Gegenwart
 dessen Fiktionalisierung in W_1 und
 dessen manifeste Verlagerung steht
 im W_2 liegend. Des Weiteren aber

$\sqrt{2}$ nichts anderes, als $\sqrt{p}$ es für
 jeden Punkt der Geraden in $\mathbb{R}^2$
 endlich, jedes Element λ ist
 mit $\sqrt{2}$ eine Konstante $\lambda^2 = \pm 1$
 besetzt. Für $\lambda^2 = 0$ in $\mathbb{R}^2$
 oben besetzt. Für λ^2 kann aber
 $\lambda^2 = 0$ von $\lambda^2 = 0$ für alle $\lambda \neq 0$
 auch sein $w = 0$ oder $w = \pm \sqrt{\frac{2}{3}} \eta^2$
 realisiert werden, d. h. wenn
 diese Bedingung erfüllt ist,
 ist die manifeste Wellen-
 an der Bedingung Wellen-
 an der Bedingung Wellen-
 erfüllt ist und das bedeutet,
 wenn $\sqrt{2}$ der Wellen-
 ist, dann ist die Bedingung an-
 erfüllt ist für alle $\lambda \geq 0$
 in $\lambda^2 = 0$ der Fall $\lambda = 0$ ist
 ist, d. h. auch die manifeste
 elementare Felder für alle

in der Richtung x^4 ab, so daß β^3
diese Kriechst im W , seine
Funktionsform, also seine
Einwirkung wech. hat. Folgerung:
die davische Abkühlung,
eindeutiger Faktor β^3 ist in unmittel-
bar zu manifesten Erscheinungen
im Falle von Kausalreihen β^3 und β^4 ^{und β^5 und β^6}
sowohl als für β^3 und in der
dieser Ketten bedeutet Ereignisse
eindeutiger Kausalreihen abhänge
manifeste Ereignisse, bezogen
eine Synkronizität abhänge
Kausalreihen variabler Ereignisse
eindeutiger Ereignisse werden, was
noch zu betonen. Die Kon-
struktion der drei Weltreihen
ihrer Kausalreihen, Beziehung
für jeden Punkt des Weltraum R_3 ,
und zusammengefasst in

$74 \quad X^2 = \pm 1, \quad X^2 = 0, \quad X^2 = X^2 - u^2,$
 $X^2 = \sum_{k=1}^3 X_k^2, \quad u^2 = \sum_{k=4}^6 X_k^2,$
 $X_k \sim X_{k+1}, \quad k \leq 3, \quad X_k \sim X_{k+1},$
 $k \geq 4, \quad u^2 > X^2, \quad u > 0 (W_1),$
 $u < 0 (W_2), \quad u^2 < X^2 (W_3),$
 $0 \leq \beta < 1 (W_1, W_2), \quad \beta > 1 (W_3),$
 $\beta = 1 (X^2 = 0), \quad (u > 0) \equiv W_1,$
 $|t > 0, \quad w > 0, \quad t < 0, \quad w < 0,$
 $(u < 0) \equiv W_2, \quad t < 0, \quad w > 0, \quad t > 0,$
 $w < 0, \quad \frac{w}{u} = \pm \sqrt{c^2 + \dot{\eta}^2 + \dot{\epsilon}^2},$
 $u = 0, \quad w \neq 0, \quad t = 0, \quad t \neq 0$
 $w \neq 0, \quad (w = 0) \equiv /ic = \pm \sqrt{\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2}$

Germany 76
 Die letzte Bedingung ist = 11
 = $\pm \sqrt{\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2}$ für das andere
 der der Fiktionalporen im W_1
 ist ebenfalls geometrisch - Substanz
 präzise beschreibbar, denn
 wird $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = -c^2$ in die letzten

$dx^2 = \sum_{k=1}^6 dx_k^2 = \sum_{k=1}^3 dx_k^2 - (c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2) \frac{dx^2}{k^2}$
 der R einwertig, dann degeneriert
 die quadratische Differentialform
 gut positiv definiten euklidischen
 $\sum_{k=1}^3 dx_k^2$ in R_3 im Raum
 einer dreifach singulären ab-
 bildung des komplexen R_6 auf
 den R R_3 , besagt, dass
 nach der Abbildung Punkte der
 imaginären Koordinaten nicht
 definiert ist.

Nach der Konstruktion
 d.h. kommt es auch in spez.
 einem Fall $\hat{c}$ zu einer Drehung
 des Weltvectors der Aktualisierung
 geschwindigkeit zur Abkühlung =
 lichen Richtung für $\dot{\epsilon} = \dot{\eta} = 0$
 wobei $\hat{c}$ eine propädeutische Koart.
 unbedeutende in R_6 beschreibt.
 In W_1, W_2 gilt $0 \leq \beta \leq 1$, also

$$T_0 \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{4} \text{ ist}$$

$$0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{4}, \text{ ist für } \beta \text{ von } \cos = \frac{\pi}{4} \text{ bis } \frac{\pi}{2} \text{ und } \frac{\pi}{2} \geq \varphi \geq \frac{\pi}{4}.$$

Nur in W_2 ist die imaginäre Teilung wegen $\beta > 1$ reell und hierfür gilt $0 \leq \varphi < \frac{\pi}{2}$ wobei $\lim_{\beta \rightarrow \infty} \varphi = \frac{\pi}{2}$ erreicht wird. Was dann π_{++} entspricht, die Erweiterung von φ zu $\frac{\pi}{2}$ läuft nun auf das Problem hinaus, das allgemein die lineare Transformation als reguläre Affinität $\underline{C} = \text{const.}$ Berücksichtigung $\underline{C} = \text{const.}$ in einer neuen Koordinaten = Drehung zu finden. Wegen $\varphi = \frac{1}{\beta} \sqrt{x_1^2 + x_2^2} = \beta^2$ muß das x_0 = orthogonale im $\mathbb{R}$ orthogonale also $(\bar{x}_1, \bar{x}_2)_0 = E$ sein. Diese Größe muß aber gegen $\underline{C} = (c_{ik})_0$

invariant sein, so daß immer

$$\bar{x}' = \underline{C}^T \cdot \bar{x} = (c_{ik})_0 \cdot \bar{x} \text{ oder}$$

$$\text{wobei } \bar{x} = (c_{ki})_0 \cdot \bar{x}' = \underline{C}^* \cdot \bar{x}'$$

sein, denn nur auf diese Weise bleibt die indefinite quadratische Form $\bar{x}$ invariant. Es setzen wir $\bar{x}' = \underline{C}^T \bar{x}$ und $\bar{x} = E \bar{x}'$ in $\bar{x} = \underline{C}^* \bar{x}'$ liefert, wenn die Unitarität $\underline{C}^T \underline{C}^* = E$. Da bei der Transformation weiterhin keine Koordinaten verloren gehen muß es eine weitere Unitäre Matrix $\bar{x} = \underline{C}^* \bar{x}' = E \bar{x}'$ geben, welche die kanonische Transformation $\underline{C}^T \underline{C}^* = (a_{ik} s_{ki})_0$ also $1 \bar{x}' \underline{C}^T \bar{x}' = \frac{1}{\beta^2} a_{ik} \neq 0$ erfüllt, woraus aber unmittelbar die Regularität $D = 1 \bar{x}' \neq 0$ also $\det \underline{C}^T = 0$ und $\det \underline{C} = 0$ folgt, denn wenn die Basis =

78 Nach Transformationskriterium
 einer verschwindenden Determinante hat,
 denn auch hier gilt $\underline{C} \in GL_2$
 wenn eine Singularität ausge-
 schlossen ist. Wegen der Un-
 tuität von $\underline{C}$ folgt für die Ent-
 wicklung der Determinante der
 Zusammenhang mit den Werten
 1. Grades $\delta_{i,k} \cdot D = D_k$ und
 eine alternierende Determinanten-
 bildung ergibt für die Determinan-
 tante der Werte $|D_k|_6 = D^6 / \delta_{i,k}^6$
 $= D^8$, doch sich nach einem
 Theorem der Determinanten-
 theorie $|D_k|_6 = D^5$ was eine =
 gesetzt $D^2 = 1$ oder nach $\bar{D} =$
 Eigenwert $D = \pm 1$ liefert.
 Hierbei folgt $D = -1$ an, denn D
 ist eine stetige Funktion der
 Koeffizienten. Da sich im Laufe-

fall identischer Transformations 79
 das Vorzeichen nicht wechseln darf
 kann also mit $D = +1$ in Betracht
 kommen. Wird $D = 1$ in $\delta_{i,k} \cdot D =$
 $= D_k$ eingesetzt, dann folgt
 mit $D_k = \delta_{i,k}^6$ gilt besseren Bedin-
 gungen, dass die Elemente von $\underline{C}$
 gemäß $\delta_{i,k} = \delta_{i,k}^6$ mit den
 entsprechenden Werten ersten
 Grades identisch werden. Neben-
 der sich aus der Unitarität $\underline{C} \cdot \underline{C}^T =$
 $= E$ ergebenden Koeffizienten =
 Orthogonalität $\sum_{i=1}^6 \delta_{i,k} \cdot \delta_{i,l} = \delta_{k,l}$
 ergibt sich dann eine analoge
 für die Werten 1. Grades $\sum_{i=1}^6 \delta_{i,k}^6 = \delta_{k,l}$
 $= \delta_{i,k}$ und eine ähnliche auch
 für die Werten 2. Grades $\delta_{i,k}^6$.
 Auch wird aus dem indefiniten
 Charakter von $\underline{C}$ deutlich, dass
 für alle Indizes $1 \leq i, k \leq 3$

so stets $\text{für } \mathbb{C}_{i,k} \sim \mathbb{C}_{i,k}$ und
 $\text{für } \mathbb{C}_{k,l} \sim \mathbb{C}_{k,l}$ mit $l \geq 4$,
 dann wird in diesem Fall bleibt
 für $\mathbb{F}$ der Spiegelsindese der
 quadratischen Form invariant.
 Aufgibt der Konstanten $\mathbb{F}$ für
 konkrete Parameter $\mathbb{F}$ wo $\mathbb{F} =$
 Mandelbrot bestätigt werden,
 doch Gruppe $\mathbb{F}$ wo auch Daten der
 Zusatz

$$\mathbb{C}_{i,k} = \mathbb{C}_{k,l}^m, \text{ für } \mathbb{C}_{i,k} \sim \mathbb{C}_{i,k},$$

$$1 \leq i, k \leq 3, \text{ für } \mathbb{C}_{k,l} \sim \mathbb{C}_{k,l},$$

$$l \geq 4$$

Gleichung
 ergäuss werden, wenn die $\mathbb{F} =$
 definiert von $\mathbb{F}$ zu erhalten,
 alle $\mathbb{F}$ Felder
 in der arithmetischen Welt müssen
 gegen die algebraische Form
 $\mathbb{F}$ der $\mathbb{F}$ invariant sein.
 da die reguläre Transformation =

mathematische Struktur von quadratischen = 81
 sehen Typ $\mathbb{C}$ ist, können die in-
 variablen Felder $\mathbb{F}$ mit $\mathbb{F} =$
 sche Welt $\mathbb{F}$ $\mathbb{F}(x_k)$, in
 Form von Transformationen
 Grade m sein, für die es die
 sieben Möglichkeiten $0 \leq m \leq 6$
 gibt, dann wird das polare $\mathbb{F}$
 wenn können gegen reguläre
 Affinitäten mit der Transforma-
 tionen $\mathbb{F}$ der $\mathbb{F}$ $\mathbb{F}$
 $\mathbb{F}' = \mathbb{F}$ invariant sein
 wenn sich $\mathbb{F}$ auf das Kon-
 struktionssystem $\mathbb{F}'$ aber $\mathbb{F}$
 sich auf $\mathbb{F}$ in $\mathbb{F}$ bezieht.
 Beide Systeme $\mathbb{F}$ und $\mathbb{F}'$ $\mathbb{F} =$
 wenn sich dabei eine projektive
 Transformations $\mathbb{F} = \text{const} + \delta$
 von einem $\mathbb{F}$ unterscheiden.
 2.7.60 Alle diese Größen mit

86 Wieviel not bei Polynomen von n sind dabei diejenigen T_{ik} variablen, die aus den Kompositionen von $\overline{T}$ gebildet werden können während die T_{ik} als realscheere gesammengesetzten Eigenwerte $T = [\lambda_i \delta_{ik}]$ das Eigenrat dieser Hauptachsen Transformation zustandende Hauptachsenwerte von $\overline{T}$ ist. Es zeigt sich, dass polare Hauptachsenwerte = Formations hermitescher Funktionen 2. Grades, bzw. die Mittelpunktsymmetrie 2. Ordnung besitzen, denn das Eigenwertproblem ergibt sich nach dem Multiplikationsverfahren aus der gegen $\overline{T}$ inversen Doppelsumme $\sum_{i,k=1}^n x_i x_k T_{ik} = 0$ weil die aber einem symmetrischen quadratischen Mittelwerts =

naue innerhalb von τ_0 be = 87
schreibt, dessen Hauptachsen die
Abstandsrichtungen sind.

Ist ${}^m\overline{T}(x)$, ein Tensorfeld
 in R_6 , dann sind nach den Gesetzen
 der allgemeinen Tensoranalysis alle
 impliziten begw. pseudovektori-
 schen tensoranalytischen Opera-
 toren ausgedrückt, deren Ein-
 träge, wiederum in Invarianten
 fñkt, wobei allerdings der Ten-
 sorgrad eine rekursiver bezog-
 Kontraktion erfahren kann.
 Der allgemeinste Operator ist der
 Tensordivergenz, doch muß wegen
 der Gradveränderung $\text{div}^m T =$
 ${}^{m+1}\overline{T}$ stets $m \leq 5$ ~~sein~~
 berücksichtigt werden, weil
 $m+1 = 7$ die R_6 nicht mehr
 mögl. ist. Auch Krümmungsk-

88 $\sum_{k \in \mathbb{Z}} \frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} = \frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T}$ =
 $= m \cdot \frac{1}{\text{div}_0} W$ das Wellenfeld von $m \overline{T}$, wobei
 $\frac{1}{\text{div}_0}$ beschränkt ist, das immer
einer der folgenden, die bei der Bildung
des Nullzeigenspektrums identifiziert
werden, $\frac{1}{\text{div}_0}$ den Komponenten des
Operators $\frac{1}{\text{div}_0}$ operieren muß.
Die Bildung des Nullzeigenspektrums
ist aber nicht die einzige Möglichkeit
für, in welcher der Nullzeigenspektrum=
operator erzeugt werden kann.
Es liefert die Hermitesierung der
im allgemeinen nicht hermiteschen
Nullzeigenspektrum eine Dualform
 $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} + \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} \right)^* \right)_{k \in \mathbb{Z}}$ =
 $= \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} \right) + (k, e)$ ganze Zahlen =
kann für die Tensorgrade $m > 0$,
wobei aber immer $m \leq 5$ bleiben
müß, während für $m = 0$ dieses

operator für einen Gradienten 89
 $\text{grad}_0 T = \overline{W}$ ist. Hier ist $\overline{W}$
der Feldvektor des skalaren Feldes T
aus ähnlich wie $m+1 \overline{W} = \frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T}$
der Feldvektor von $m \overline{T}$ ist. Die
Quellenbeschränkung ist die Dek-
torbedingung, also das Nullzeigenspektrum
spektrum des Feldvektors ist
für $m = 0$ nicht mehr möglich,
weil niemals $m < 0$ werden kann.
4.7.60 Neben der Hermitesierung
der Tensorierung ist auch die anti-
hermitesierung möglich. Offenbar
gilt $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} - \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} \right)^* \right)_{k \in \mathbb{Z}}$ =
 $= \left(\frac{1}{\text{div}_0} m \overline{T} \right) - (k, e)$ = $\text{pot}_0(k, e)$ dem
für $m = 1$ ist dieser antiderivativ =
herische Anteil zum Feldvektor in R .
Auf jeden Fall muß bei der Tensorierung
wegen der Existenz des Tensorgrades
 $m \leq 5$ bleiben und somit der für

86 zeigten wir das Polynome von λ sind dabei diejenigen f_{λ} variieren, die aus den Komponenten von $\overline{T}$ gebildet werden können während die μ von $\overline{H}$ realscheure Invarianten darstellen. Eigenwerte $\overline{T} = [\lambda_i, \delta_{ik}]$, das Defizit dieser Hauptachsen transformiert sich in eine andere Transformation von $\overline{T}$ ist, es zeigt sich, das $\overline{H}$ hat ein polares Hauptachsenkreuz = formales hermitesches Produkt 2. Grades, das die Mittelpunktsymmetrie 2. Ordnung besitzt, wenn das Eigenwertproblem existiert, weil das Multiplikationsverfahren aus der Eigen $\overline{H}$ invarianten Doppelsumme $\sum_{i,k=1}^n x_i \cdot x_k \cdot T_{ik} = 0$ weil die aber einem symmetrischen quadratischen Mittelprodukts =

raum innerhalb von R_0 $be = 87$
schreib, besser Hauptknoten. Die
Abstandsreihenfolge ist.

Ist $\overline{T}(x_r)$ ein Tensorfeld
in R_0 , dann ist nach dem Satz
des allgemeinen Tensoranalysis alle
Einführungen begw. pseudovektoriell =
schen tensoranalytischen Opera-
toren ausgedrückt, deren Einw-
Räume wiederum in Invarianten
führt, wobei allerdings der Ten-
sorgrad eine beschränkte Beg-
konditionen erfahren kann.
Der allgemeinste Operator ist der
Tensordivergenz, der $\frac{m}{m+1}$ argu-
der Gradveränderung $\frac{m}{m+1} =$
- $\frac{m+1}{m+1}$ stets $m \leq 5$ ~~ist~~
berücksichtigt werden, weil
 $m+1 = 7$ in R_0 nicht mehr
möglich ist. Auch Krümmung

90. Hier K, L wirken sich auf die Lösung der Operatorkompositionen aus.

Für $m = 0$, so kann vom Feld T als Feldvektor $\vec{W} = \text{grad}_0 T$ gesprochen werden, dessen Quellenwertigkeit durch die Bilanzierung $\text{div}_0 \vec{W} = \text{div}_0 \text{grad}_0 T$ beschrieben wird, für $\text{div}_0 \vec{W} = 0$ Quellfrei, so beschreibt $\text{div}_0 \text{grad}_0 T = 0$ eine Wellengleichung im R_0 , die auf jeden Fall gegen $\vec{G}$ invariant bleibt, wenn T speziell ein Wellenscalar ist.

Wegen $x_4 = i\eta$ ist $\text{proj}_5 x_5 = i\varepsilon$ und $x_6 = i\eta$, also $\text{div grad} = \sum_{k=1}^6 \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_4^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_6^2} = \text{div grad} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right)$, sodass die Wellengleichung $\text{div grad} T = 0$ in $\text{div grad} T = \frac{1}{c^2} \ddot{T} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} = 0$ übergeht, wenn also grad den entsprechenden Operator im reellen R_0 kennzeichnet.

4) Die Wellenscalarität

Es sei zunächst angenommen, dass die Funktion der reellen Welt so beschaffen ist, dass $\vec{G} = \text{const.}$ und durch die Verteilung $ds^2 = \sum_{i=1}^6 dx_i^2$ ausgedrückt wird. $\vec{G} = \text{const.}$ impliziert $\text{grad}_0 \vec{G} = \text{const.}$ und dies wiederum fordert $\beta = \text{const.}$, was $\phi = \text{const.}$ und wegen der Komplexwertigkeit $\phi = \text{const.}$ gilt Folge hat. Man ist aber $\phi = \phi(\vec{r}, t)$ sodass $\phi = \text{const.}$ den Gradientenverlauf einer Wellenlinie kennzeichnet, wenn in jedem Punkt der R_0 Raum, unter dieser Voraussetzung, die Bewegung der Wellenlinie von Anfang an in einem infinitesimal benachbarten Punkt abzuweichen, muss also $\vec{G}$ unverschränkt gelten, d.h., dass müsste die Geschwindigkeit

92 also beliebig eine mehrfache an =
 endliche Mannigfaltigkeit von Geraden
 sein, weil $\mathbb{C}_1$ Krümmungen der Welt-
 Linien ausfällt, was sich ausdrückt
 mit der Metrik $ds^2 = \sum_{i=1}^6 dx_i^2$ besteht.
 Für das $\mathbb{R}_6$ aber keine konplexwertige
 algebraischen Zahlkörper definiert,
 dann gilt für den metrischen $\mathbb{R}_n =$
 inneren Produktmetrischen dieser Beträ-
 gungssphäre die euklidische Formel
 $g = \frac{1}{2} E$, während stat für $\mathbb{R}_n =$
 einen Zahlkörper die Welt-
 pseudoeuklidischen hyperbolischen
 Form die Minkowski $g = [\lambda_i, \delta_{ik}]_6$
 mit $\lambda_i = +1$ für $i \leq 3$, aber
 $\lambda_i = -1$ für $i > 3$ metrisch be-
 stehen wird. Die notwendige
 Voraussetzung, die für eine solche
 Weltstruktur erfüllt sein muss,
 ist $\beta = \text{const.}$, doch ist dies

Konstanz nicht allein durch $v^2 = \text{const.}$ 93
 erreicht, wie bei den Relativitätsprin-
 zipien $A \neq \text{stat } B$, weil in $\beta = \frac{v}{w}$
 die konstante Weltgeschwindigkeit w
 auch eine Koordinatenfunktion
 sein kann. Für $v = \text{const.}$ kann aber
 $\beta = \text{const.}$ nur möglich werden,
 wenn zugleich $w = \text{const.}$ ist, was
 aber nicht der Forderung $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 =$
 $= \text{const.}$ identisch ist. Es liegt
 keine Voraussetzung vor, aus der
 Konstanz von c zu folgen.
 Ist $w(x_k)_6$, dann besteht immer
 die Darstellungsweltmetrisch $w^2 =$
 $= c^2 + g$ mit $g(x_k)_6 = \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$.
 Dieser Faktorenverlauf kann immer
 durch $v^2 = f(x_k)_6$ konpensiert
 werden, sodass trotz dem $\beta = \frac{v}{w} =$
 $= \text{const.}$ bleibt, doch sind diese
 f und v zweifelslos abhängig.

94 Die Bedingung für $\beta = \text{const.}$ lautet:
 $\text{denn } \mathcal{L} = \frac{1}{2} \beta^2 - c^2$. Wenn also
 diese Bedingung eingehalten wird,
 dann gilt $\vec{v}$ auch dann, wenn
 v und $\vec{R}_3$ zeitlich nicht statisch,
 aber verläuft, und genau ist dies
 eine Sachverhalt, was steht von $A_{\pm}$
 noch von B in den $\vec{R}_{\pm 4}$ oder $\vec{R}_4$
 erfüllt wird. Erst in $\vec{R}_6$ kann
 diese Eigenschaft von β in $\mathcal{L}$
 erscheinen treten. Die punktierten
 also Punkte der äusseren Welt
 erfüllt ausschliesslich das Voraus-
 setzung $\beta = \text{const.}$ die in Doppel-
 ter Weise erfüllt ist nämlich
 entweder durch $v = \text{const.}$ und
 $w = \text{const.}$, oder durch $\beta^2(\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2) =$
 $v^2 - \beta^2 c^2$ für $v(x_k)$, und $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 =$
 $\mathcal{L}(x_k)$. Schließlich existiert auch
 die Bedingung $v^2 = \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$, die in den

95 letzten hyperbolischen Weltlinien
 M_1 und M_2 ein Ausweichen von v über
 ihre vorgegebene Bahn aus ermöglicht
 unter der Voraussetzung $v^2 = \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$
 ist nämlich $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2 + v^2}$, was für
 Limesrelation $\lim_{v \rightarrow \infty} \beta^2 = 1$ führt, so
 dass die Divergenz $v \rightarrow \infty$ die Kon-
 vergenz $\beta^2 \rightarrow 1$ zur Folge hat.
 Dies bedeutet aber, dass unter der
 Bedingung $v^2 = \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ die Formel
 $\beta^2 < 1$ aus $\vec{v}$ in den beiden
 Weltlinien bereits durch $v < \infty$
 erfüllt werden kann.
 Die pseudobewertende
 Weltlinien, die durch $\beta = \text{const.}$
 gekennzeichnet sind, kann aber
 mit ein idealisierter Grenzfall sein,
 denn tatsächlich sind die Bedingungen
 die zu $\beta = \text{const.}$ führen, nur in
 denjenigen Punkten erfüllbar, realisiert.

7.6 Für allegeraden n -Type $\beta(x_k)$
 seien, was fraglicher die funktionalen
 Zusammenhänge $\varphi(x_k)$ und $\varphi(x_k)$
 nach sich ziehen muß, und das be-
 deutet, daß die Wellenbewegung in
~~Fall~~ α allegeraden Fall eine Funk-
 tion der Ortskoordinaten x_k von
 T_0 ist. Wenn aber eine Körper-
 weignung wohl konstant ist, dann
 muß die Länge getrennt sein
 hat der Fall getrenntes Verhalten
 schließt wiederum die Gültigkeit von
 $\vec{E}$ ab $\vec{E}$ aus, wenn $\beta(x_k)$
 verbleibt $\vec{E} = \text{const.}$ das $\vec{E} = \text{const.}$,
 was aber wiederum den periodischen
 Charakter des Lichts imangenes
 macht, was $ds^2 = \sum_{k=1}^n dx_k^2$ behal-
 tet, aber $\vec{E} = \text{const.}$ parallel
 nicht aber gegen eine statige,
 deren Elemente Koordinatenfunktionen

sind. Hieraus folgt zunächst, daß
 daß die elektrische Wellenfunktion und
 ein idealistischer Grenzfall sein kann
 und daß die wahre Funktion der äther-
 schen Wellen nicht einseitig ist
 Charakteristischer. Diese Wellenfun-
 ktions Wellenfunktion wäre neuartig.
 aufgeführt bereits bekannter Faktoren
 in analysiert, denn die Wellen-
 fungen des T_0 bestimmen
 wesentlich den partiellen
 elektischen Feldverteilungen.
 Fortsetzung zu Bd. IV. 125

Einführung in autopermutierender
 Signaturtheorie Band II (Schluß)

elektrische Wellenfunktion

7.70 In einem beliebigen T_n
 sei die metrische Funktion des Typus
 positiv ausgedrückt von α Partial:

als R-Räume. Sind die $\underline{\Sigma}^i$ und $1 \leq i \leq n$ die Kontravarianten geodätischen Koordinaten des R_n und sind die x^k mit $1 \leq k \leq n$ beliebig andere Kontravariante Koordinaten, sodass die n Transformationen $\underline{\Sigma}^i = (x^k)^n$ existieren, dann gilt für ein Linienelement $ds^2 = \sum_{i,j=1}^n \bar{g}_{ij} d\underline{\Sigma}^i d\underline{\Sigma}^j$ in R_n . Benutzend also gilt für die Metrik die konjugierten quadratischen Form, wenn die Transformationen verwendet werden, $ds^2 = \sum_{i,j=1}^n \bar{g}_{ij} d\underline{\Sigma}^i d\underline{\Sigma}^j = \sum_{i,j=1}^n \bar{g}_{ij} \frac{\partial \underline{\Sigma}^i}{\partial x^m} \frac{\partial \underline{\Sigma}^j}{\partial x^n} dx^m dx^n$ mit $g_{ik} = \sum_{j,l=1}^n \bar{g}_{jl} \frac{\partial \underline{\Sigma}^j}{\partial x^i} \frac{\partial \underline{\Sigma}^l}{\partial x^k}$. Ist metrische Fundamentalkensort $\underline{g} = [g_{ik}]_n$ ist dabei im allgemeinen Fall über irgendeinem

algebraischen Zahlenkörper definiert und durch $\underline{g} \neq \underline{g}^*$ gekennzeichnet. Dieses Tensorfeld soll aber ein kovariantes sein, also durch die Wechselwirkung von ∂ Partialableiten ∂ linear ausgedrückt sein. Für jede einzelne dieser $1 \leq i \leq n$ Partialableiten muss also wieder nur eine Metrik $ds^2 = g_{(i)ik} dx^i dx^k$ und der Krümmungstensor $\underline{g}^{(i)}(x^k)$ existiert jeden Partialableiten hat man also einen Fall der Eigenschaft $\underline{g}^{(i)} \neq \underline{g}^{(i)*}$ und alle diese $\underline{g}^{(i)}$ als Tensorfelder müssen durch ein Funktionalgesetz in Wechselbeziehung stehen, damit das Funktionalgesetz die metrische Komposition der Partialableiten gemäß $\underline{g}^{(i)}(x^k)$ als metrischen

106 nach folgenden Konventionen = in einem quadratischen Matrizen-
 ten $n \times n$ Kompositionen in
 gemischte Variante Wechselwort-
 Kompositionen betrachtet werden,
 in denen diese Wechselwörter
 funktionieren als Elemente der
 $n \times n$ Kompositionen erhalten
 sind. Mit der Vereinheitlichung
 der Symbole $\{i, k, e\}_{(n)} = [i, k, e]_{(n)}$
 für $n \leq m$ sowie $\{i, k, e\}_{(n)} = (i, k, e)_{(n)}$
 für $m < n \leq p$ und $\{i, k, e\}_{(n)} =$
 $= [i, k, e]_{(n)}$ für $p < n \leq \omega$ folgt
 dann für $n \leq \omega^2$ gleiches
 verändertes Partialkompositionen =
 neu $g_{i,d}^{(p)} \{j, k, e\}_{(n)} = \{i, k, e\}_{(n)}$
 wobei j der Einfluss der Indizes
 die erste Ziffer stets das Kom-
 positionale Feld angibt.
 Alle diese gemischten Varianten
 Partialkompositionen können

in einem quadratischen Matrizen-
 von Typ ω angeordnet werden
 zu dieser Matrix bilden die
 Diagonalelemente der Feld-
 reihe der Kompositionen, deren
 für $\mu = \nu$ links keine Kom-
 positionen existiert, während
 sind die Eckdiagonalelemente $\mu \neq \nu$
 der Diagonale bilden, welche
 alle Kompositionen elementare
 enthält. Für alle elementaren
 besteht also der Feldreihen aus
 ω , das Diagonalelement aber aus $\omega(\omega-1)$
 Elementen. Jede $n \times n$ Kom-
 positionen $n \times n$ Kompositionen können
 geschrieben werden formal
 Vertauschungen $\sum_{i,j} A_{(i,j)}^{(i,j)} =$
 $= \pm \{i, e, i\}_{(n)} \cdot A_{(i,j)}^{(i,j)} \cdot x_{i,j}^{\pm}$, deren
 Gesamtheit, arithmetische Det.
 Paravariante bei Vertauschungen
 ↓ Anmerkungen auf Seite 154

108 von den metrischen Körpern =

Skalarfeld φ des R_n ausgeht.

Nehmen wir für eine solche Vektordarstellung $S A_i^{(e)} =$

$$= \sum_{\mu, \nu=1}^n \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_i^{(\mu, \nu)} = \sum_{\mu, \nu=1}^n \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\pm \begin{Bmatrix} \mu, \nu \\ i \end{Bmatrix} \right) x^\mu$$

$$= \pm \left(\sum_{\mu, \nu=1}^n \begin{Bmatrix} \mu, \nu \\ i \end{Bmatrix} \right) A_i^{(\mu, \nu)} = A_i^{(e)} \quad S x^\mu$$

Da es sich aber um die Vektorvariation der allgemeinen metrischen

Skalarfeld des Vektorraum = position verändert, muß auch mit

$$\{i, k, e\} = g^{ik} \{j, k, e\} \quad \text{und}$$

$$\{i, k, e\} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^e} + \frac{\partial g_{ki}}{\partial x^e} - \frac{\partial g_{ee}}{\partial x^i} \right)$$

$$S A_i^{(e)} = \pm \begin{Bmatrix} (e, i) \\ (e, e), k \end{Bmatrix} A_i^{(e)} \cdot S x^k$$

oder was mit der Summe der Partialkomponenten

$$\text{verfolgt, } \begin{Bmatrix} (e, i) \\ (e, e), k \end{Bmatrix} A_i^{(e)} S x^k =$$

$$= \left(\sum_{\mu, \nu=1}^n \begin{Bmatrix} (e, i) \\ (e, e), k \end{Bmatrix} \right) A_i^{(\mu, \nu)} S x^k$$

definiert. Hieraus folgt, was das

metrischen Körpern die Differentialrechnung

$$\{i, k, e\} = \sum_{\mu, \nu=1}^n \begin{Bmatrix} \mu, \nu \\ i \end{Bmatrix} \{k, \nu\} \quad \text{welche die}$$

$$\text{Partialkomponenten } \varphi(x^\mu) =$$

$$= \varphi(x^\mu)^n \quad \text{an } n = 2 \text{ d.} =$$

$$A_i^{(e)} S x^k =$$

schreibt.

§ 7.60 In einem Koordinatensystem

Körper, die in einem beliebigen,

wechselwirkenden R_n , infinitesimal

translativem eines Vektorfeldes R_n

erficht werden. (Kaps. II, 4 hier

erficht). Die sich für die g_{ik}

unverkürzten Komponenten

des Koordinatensystems R_n

$$\text{im Feld } \varphi \quad \text{die Darstellung}$$

$$R_{i, k, e} = \frac{\partial}{\partial x^i} \begin{Bmatrix} i \\ k, m \end{Bmatrix} - \frac{\partial}{\partial x^m} \begin{Bmatrix} i \\ k, e \end{Bmatrix} +$$

$$+ \begin{Bmatrix} i \\ s, e \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} s \\ k, m \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} i \\ s, m \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} s \\ k, e \end{Bmatrix}$$

folgt und ganz ähnliche Tensorkomponenten

ausdrücken in den Partial-

Komponenten (μ, ν) dargestellt

()

112 Als ganze linearen Abbildungen über
 die Transmissionsoperatoren, wirken
 auf die Partialkompositionen, proste-
 ken und Zusammenhängen gestrichen
 Transmissionsfeld = Felder = und
 bilinearoperatoren differenzierbare
 Multiplikationen, insbesondere
 hinsichtlich der Operatortheorie
 und Kommutativitäten mittels

$$\{e_i\} = \sum_{\mu, \nu=1}^n \{e_i, e_j\} \text{ herstellen.}$$

Das Kompositionsfeld $\sum g$
 und der Transmissions $\{e_i, e_j\}$ Raum
 immer einer Produktkomposition =
 ihre Interaktionen werden. Das
 Raum, wenn in einer Raum =
 relative oder der Partialstruktur =
 Raum $\sum g^{(v)} \rightarrow {}^2E$ abklingend
 wird. Diese lineare Relation
 Raum als eine Lieoperator

$$\sum (v) = \lim_{g^{(v)} \rightarrow {}^2E} () \text{ auftrifft.}$$

dessen Entwicklung die Struktur 113
 v immer publiziert macht aber
 auf andere Strukturen $p \neq v$ in
 Widerspruch bleibt. Damit wäre also

$$\sum (v); \sum g^{(v)} = {}^2E \text{ oder } \sum (v); g^{(v)}$$

$$= \sum g^{(p)}.$$
 Die Feldrelationen
 innerer Struktur die Operatorvari-
 ante Wechselwirkungsstrukturen

$$g^{(\mu)}_{i,j} \cdot g^{(v)}_{j,k} = g^{(v)}_{i,k} \text{ besetzte}$$

 sein, sodass die Entwicklung von

$$\sum (v) \text{ auf } g^{(v)}_{i,k} \text{ die bekannten}$$

 periodische Wirkung von $\sum$
 veranschaulichen müssig. Fol =
 sachlich $g^{(v)}_{i,k} \sum (v); g^{(v)}_{j,k} =$

$$= g^{(\mu)}_{i,j} \cdot \sum g^{(v)}_{j,k} = g^{(v)}_{i,k}$$

$$= g^{(\mu)}_{i,j} \cdot g^{(v)}_{j,k} = g^{(v)}_{i,k} \text{ oder}$$

$$\sum (v); g^{(v)}_{i,k} = g^{(v)}_{i,k} \sum; g^{(v)}_{i,j}$$

$$= g^{(v)}_{i,j} \cdot g^{(v)}_{j,k} = g^{(v)}_{i,k}, \text{ voraus}$$

116 $x \leq v \leq \lambda$ eintritt
 und eine Einkoppelung in
 diesen Einkoppelungen
 auch eine erzeugen. Für
 einen solchen mehrfachen Lie-
 operator gilt stets das Gesetz
 der Liniensrelationen $S(v)^{\lambda} =$
 $= \prod_{v=x}^{\lambda} S(v)$, woraus sich das
 mehrfache Liniens in einer
 Folge von Einkoppelungen $S(v)$
 auflöst, jedoch kann nach dem
 Gesetz des mehrfach linearen die
 Einkoppelung von $S(v)^{\lambda}$ aus
 dann realisieren, wenn alle
 Einkoppelungen $S(v)$ Koinzidenz-
 fall können. Mit Hilfe des Be-
 griffes dieses mehrfachen Lieopera-
 tors können aus einer Kompositi-
 onsfeld φ ganze Klassen von
 Partialfunktionen ausgekoppelt

117 werden, wobei dann die univari-
 ante Gesamtheit φ in verschiedene
 spezielle Gesamtheiten zerfallen
 übergehen kann. Es entstehen
 bereits bei Operieren, für
 die Lieoperatoren $S(v)^m$, $S(v)^{m+1}$
 und $S(v)^{m+2}$, jene wieder
 werden auseinander die
 $1 \leq v \leq m$ Transistorenklasse
 bezw. die $m+1 \leq v \leq p$ Rotat-
 orteiten oder die $p+1 \leq v \leq \lambda$
 Lieoperatorn. Entsprechend
 sodas $S(v)^m$ eine Rotations-
 orteiten, aber $S(v)^{m+1}$
 eine Transistorenklasse
 orteiten und schließlich $S(v)^{p+1}$
 eine Transistorenklasse
 entstehen läßt und zwar als
 Koinzidenz Komposition der
 entsprechenden Felder φ .

Bei weiteren geometrischen
 existieren, wenn die Abbildungen
 dieser Klassenoperatoren aber =
 als Kommutativität werden.
 $S(v)^m; S(v)^p = S(v)^p,$
 koppelt alle Transistoren = und
 Rotationsklappen, $S(v)^p; S(v)^q =$
 $S(v)^{m+1}$, alle Rotations und
 Zirkulationsklappen und
 $S(v)^m; S(v)^p$ wiederum
 koppelt alle Transistoren = und
 Zirkulationsklappen aus. Auf
 diese Weise entstehen aus den
 vorgegangenen drei Geo-
 metrischen drei weitere; nämlich
 eine reine Zirkulationsgeometrie,
 eine Transistorgeometrie und
 eine Rotationsgeometrie, wobei
 12.7.60 jeweils von unterschiedl. Feld-
 $S(v)^m$ bestimmt ist, was

119
 die Porenformel $S(v)^p = S(v)^p$
 impliziert. Aus diesen stehen geo-
 metrischen Möglichkeiten ergeben
 sich weitere Geometrien durch
 Kopplung antisymmetrischer
 Klappen in den Partialstruktur-
 für welche im allgemeinen
 $S(v)^p \neq S(v)^q$ gilt. Zur Kürzung
 sollen die Klassen der Partial-
 strukturen mit T, R und Z be-
 zeichnet werden, wobei T insgesamt m
 R insgesamt $p-m$ und Z insgesamt $q-p$
 Partialstrukturen der Transistor-
 (T) -, der Rotor (R) - und der
 Zirkulationsgeometrie (Z) umfasst.
 Die stehen geometrischen Grundfor-
 men werden kennzeichnend mit dieser
 Kürzung bezeichnet durch
 $S(v)^p(T, R, Z)$ (Universalformel),
 $S(v)^p(T, R), S(v)^p(T, Z), S(v)^p(R, Z)$ (Spezialformeln)

120 mit $\sum_{i=1}^m g(T)$, $\sum_{i=1}^m g(R)$, $\sum_{i=1}^m g(Z)$ ($\sum_{i=1}^m g_i =$
 240). Wenn hieraus neue Geo-
 metrien durch $\sum_{i=1}^m g(T) \rightarrow \sum_{i=1}^m g(T) \times \text{ent} =$
 stehen, dann gibt es innerhalb
 der Transitorklasse, $s_1 = \sum_{i=1}^m \binom{m}{q}$
 für die Rotorklasse, $s_2 = \sum_{i=1}^m \binom{m}{q}$
 $s_2 = \sum_{i=1}^m \binom{p-1}{q}$ und für die Rot-
 Rotorklasse $s_3 = \sum_{i=1}^m \binom{p-1}{q}$
 Möglichkeiten hat Symmetrisierung,
 gibt es eine Klasse symmetrisial
 so gibt es in der Universalform
 eine, in der Sekundärform zwei
 und in der Tertiärform vier
 eine, also insgesamt vier Gruppen
 geometrischer Verbindungen.
 Und zwar hinsichtlich der Klasse
 möglichkeiten 4 mal s_1 mit
 $1 \leq K \leq 3$. Wenn also jeweils
 mit einer Klasse symmetrisial,
 ergeben sich daraus $4 \cdot (s_1 + s_2 + s_3)$

möglichen. Symmetrisieren 127
 Gruppen 2 Klassen symmetrisial, dann
 ergibt sich jeweils aus der Quoten-
 scharform und der Sekundärform
 jeweils eine Gruppe von möglichen
 Klassen, also $2 \cdot s_1 \cdot s_2$ mit
 $2 \cdot s_1 \cdot s_2 (1 - s_2)$ mit $1 \leq i, K \leq 3$
 s. h. insgesamt liefert dieses
 eine Ebene symmetrisierten von
 zwei Klassen $2 \cdot (s_1 + s_2 + s_3)$
 Möglichkeiten, während die primäre
 keine Symmetrisierung von allen
 drei Klassen in der Universal-
 form gibt $s_1 \cdot s_2 \cdot s_3$ möglich -
 Klassen gibt, wobei die Sekundär-
 dar = und Tertiärformen ab-
 hängen von Formitäten mit
 einfachen und doppelten Klas-
 sen symmetrisierungen finden.
 Neben den $n_s = 7$ geometrischen

12.2. Spinfornen bei vorgegebener
 neuer Abgabemenge Q und $W = 1$
 geobener Differenzierung des
 abgelesenen
 Abgabebereiches $1 \leq V \leq m$
 $m + 1 \leq V \leq \beta, \beta + 1 \leq V \leq Q$
 gilt es also $n_\beta = 4(s_1 + s_2 + s_3) +$
 $+ 2(s_1 s_2 + s_1 s_3 + s_2 s_3) +$
 zwei Buchstaben z_1, z_2 einsetzen

Atomsymmetrisierung immer =
 half $\sum_{p-m} \sum_{q} (p-m) \sum_{q=1}^m \binom{m}{q}$
 $\sum_{p-m} \sum_{q=1}^{p-m} \binom{p-m}{q}$ und $S_3 = \sum_{q=1}^{p-1} \binom{p-1}{q}$.
 haben diese Symmetrisierungen
 das multiplizieren atommeasures von
 $\sum_{q} \sum_{p-m}$ besteht auch die Mög. ist =
 Zeit, mehrfach atommeasures sind =
 operatoren so auszuwerten,
 dass alle atommeasures $\sum_{q} \rightarrow \sum_{q=1}^p$
 kritisch werden. Dies kann =
 bei der Produkt

$$\begin{aligned}
 & \sum (v)_1^{\omega} \cdot \frac{zq}{z} (T, R, Z) = \cancel{\sum (v)_1^{\omega} \cdot \frac{zq}{z} (T, R, Z)} \\
 & = \sum (v)_1^{\omega} \cdot \frac{zq}{z} (T, R) = \\
 & = \sum (v)_{m+1}^{\omega} \cdot \frac{zq}{z} (R, Z) = \\
 & = \sum (v)_1^{\omega} \cdot \sum (v)_{p+1}^{\omega} \frac{zq}{z} (T, Z) = \\
 & = \sum (v)_1^m \cdot \frac{zq}{z} (T) = \sum (v)_{m+1}^p \cdot \frac{zq}{z} (R) = \\
 & = \sum (v)_p^{\omega} \cdot \frac{zq}{z} (Z) = \frac{zq}{z} (Z) = \text{const}
 \end{aligned}$$

d. h. für $n_\alpha + n_\beta$ Konstruktion kann
 noch $n_\gamma = 1$ hinzugefügt werden, sodass sich
 insgesamt $n_\alpha + n_\beta + n_\gamma = 8 +$
 $+ 4(s_1 + s_2 + s_3) + 2(s_1, s_2, s_3 + s_3, s_3) +$
 $+ s_1, s_2, s_3$ hinzuerkelt für das
 metrische Pol $z\bar{g}$ im R_n erge-
 ben haben. Alle diese Konstrukti-
 onen führen aber zu allgemeinen
 $z\bar{g} \neq z\bar{g}^*$ doch können stattdessen
 auch alle eine Selbstsymmetrische
 $z\bar{g} - z\bar{g}^*$ erfahren ist ganz
 unabhängig von den anderen $z\bar{g}$ Multi-
 plizieren. Auf diese Weise wird
 die Zahl $n_\alpha + n_\beta + n_\gamma$ vergrößert.

124 Fest liegt $\mathbb{A}^n$ und die eine
 Richtung $\mathbb{A}^n(\mathbb{Z}) = \mathbb{Z}^n \times (\mathbb{Z}) \Rightarrow$
 wodurch eine reue. $\mathbb{A}^n$ -Blockes
 Verhalten des $\mathbb{A}^n$ gekennzeichnet
 wird. Damit ist aber die
 ganze Hauptfaktigkeit des $\mathbb{A}^n$ -
 galisierens des $\mathbb{A}^n$ versetzen
 Kompositionen feldes beschreiben
 wenn die Dimension n und die
 Hyperreduktion des metrischen
 Argumentbereiches des $\mathbb{A}^n$ -
 strukturen vorgegeben ist. alle
 diese $N = 2(8 + 4 \cdot (s_1 + s_2 + s_3) +$
 $+ 2(s_1 s_2 + s_1 s_3 + s_2 s_3) + s_1 s_2 s_3) +$
 $+ 1$ geometrische Möglichkeiten
 können dabei noch über der
 ganzen Hauptfaktigkeit $\mathbb{A}^n$ ver-
 schiedenes algebraischen
 Zahlkörpern beschreiben
 werden, wodurch eine $\mathbb{A}^n$ -

§ 1 große Anpassungs-fähigkeit
 dieser Präsentationsmethode
 an die veränderlichen Probleme
 gegeben ist.

die für $\mathbb{A}^n$ entwickelte
 Theorie der Γ -Operatoren und
 ihrer Wirkungsweisen ist
 diesen N -geometrien jeweils
 anzupassen, wobei aufgrund
 der Definition der Γ -Operatoren
 im allgemeinen eine Analyse
 des Verhaltens von $\{x, e\} = \sum_{i=1}^n \{x_i\}$
 bei der betreffenden Spezialisierung =
 Attributen geordnet. $\mathbb{A}^n$ -
 küh viele Band II Seite 3665.

Faktoren, von § 9

Die geometrischen Koordinaten des
 natürlichen $\mathbb{A}^n$ seien
 $= \mathbb{A}^n$, die mit bestimmten
 Koordinaten $x \in \mathbb{A}^n$ durch $x \in \mathbb{A}^n$

126 Defizit, reguläre Transforma-
tionen $\xi^i(x^k)$, die Kissungen-
hauz stehen. Von der Gesamt-
heit aller, die R_6 möglichen Ko-
ordinaten ξ^i bilden aber nur solche
gelassen werden, für die diese
Transformations hatsächlich
einanderbig regulär werden.
Die ξ^i der ξ^i können, wegen
des nicht mehr geradlinigen Ver-
laufs der ξ^i , kein normiertes
Orthogonalsystem mehr bilden,
d. h. es wird $(\bar{\xi}^i, \bar{\xi}^k)_6 = \hat{A}(x^k)_1 +$
 $\neq \hat{E}$ eine Koordinatenfunktion.
In der R_6 keine Zusatzannahmen
hinichtlich der $\bar{\xi}^i$ mehr gemacht
zu werden braucht sie in R_6
(den alten Beständen) zu bleiben $\bar{\xi}^i, \bar{\xi}^k =$
 $= \bar{\xi}^k, \bar{\xi}^i$ Kommutativ, also
 $A = \hat{A}^x$ hermisch, in Abhängig auf

die speziatischen Koordinaten best,
 R_6 gibt beim für die speziatische
Kissungen $ds^2 = \sum_{i,j=1}^6 \bar{a}_{ij} d\xi^i d\xi^j$, also
für die quadratische Form der Kett
 $ds^2 = \sum_{m,n=1}^6 \bar{a}_{mn} d\xi^m d\xi^n$ wird
 $\leq E(x^k)_6$ also $d\xi^2 = \sum_{k=1}^6 \frac{\partial \xi^2}{\partial x^k} dx^k$ wird
was erwiesen $ds^2 = \sum_{k=1}^6 \frac{\partial \xi^2}{\partial x^k} dx^k$ also wird $ds^2 =$
 $= \sum_{k=1}^6 \left(\sum_{m,n=1}^6 \bar{a}_{mn} \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \frac{\partial \xi^n}{\partial x^k} \right) dx^k dx^k$
 $= \sum_{k=1}^6 g_{kk} dx^k dx^k$, also wird $ds^2 =$
Formulationsregel $ds^2 = g_{kk} dx^k dx^k$
erfolgt. Es ist $g_{kk} = \sum_{m,n=1}^6 \bar{a}_{mn} \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \frac{\partial \xi^n}{\partial x^k}$
 ~~$\hat{A}$~~ A was unter Bezeichnungen
von $\hat{A} = \hat{A}^x$ die Aussage $g_{kk} =$
 $= \sum_{m,n=1}^6 \bar{a}_{mn} \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \frac{\partial \xi^n}{\partial x^k} = \frac{\partial \xi^2}{\partial x^k} \frac{\partial \xi^2}{\partial x^k}$
also $g_{kk} = g_{kk}$ also für den
metrischen Freiheitsgrad der
 R_6 die Bestimmung $\xi^2 = \xi^2 \times$ Defi-
ne Bestimmung der Rang
die Bestimmung in der Rang
erfolgt, was es zwei, qualitativ

128 wiederum verschiedene Räume =
 zeitlich-Entstehenden $R_{4,4}$ gab in denen
 verschiedene Relativitätsprinzipien
 gelten und welche durch den moso-
 barischen Korrelationsbereich R_4
 in einen Korrelativen Zusammenhang
 stehen, wodurch die Wechsel-
 selbstbeziehungen garblicher physika-
 lischer und materieller Objekte =
 sein beschreiben werden. In der
 ständigen Relativitätswelt existieren
 aber also drei korrelierte
 Objekte, welche sich in dem
 R_6 fortsetzen müssen, denn
 jedes Objekt entspricht eine
 zentrale und eine periphere
 Bewertung, wie alle Objekte
 infolge ihrer Korrespondenzen
 untereinander, die Relativitätssysteme
 definieren können.

129
¹²⁹ der R_6 wird gemacht als
 harmonisches Koordinatensystem
 aufgestellt werden. In solchen
 Dimensionen gehen der metrischen
 Abstand n und der metrischen Ab-
 ständes n der Zusammenhänge
 $n = 2d$ besteht, aber $n = 6$ ist,
 folgt $d = 3$; d. h. in R_6 können
 maximal gemäß $2g(2g)$ 3 un-
 drei Partialstrukturen korrespondieren
 woraus folgt, dass es in R_6 keine
 methodische Partialstruktur gibt, die
 nicht auch in der Relativität ex-
 istiert. Zwar muss immer
 $2g = 2g^*$ sein, doch gelten für
 die Partialstrukturen keine
 Austauschbeziehungen, also
 stets $2g^{(n)} \neq 2g^*(n)$, also die
 gleichen metrischen Abstände
 wie in mosobarischen Korrela-

130 Provisionsbereich bei Formeln
für diese Partialdifferentialen an-
gewendet werden können. Man
hat nur noch für die weiteren
Eigenschaften in R_6 die
Beziehungen

$$ds^2 = \sum_{i,k=1}^6 g_{i,k} dx^i dx^k = g_{i,k} dx^i dx^k,$$

$$\frac{\partial g}{\partial x^i} = \frac{\partial g}{\partial x^i} (x^k),$$

$$\frac{\partial g}{\partial x^i} (x^k) = \frac{\partial g}{\partial x^i} (x^k) \cdot \frac{\partial x^k}{\partial x^i}$$

gleichung

anzunehmen. Hieraus folgt un-
mittelbar für das Transmissions-
feld $\{K, E\} = \{K, E\}^*$, aber für die
Partialkompositionen $\{K, E\}^* \neq$
 $\{K, E\} = \{K, E\} + \{K, E\}^* -$
da die Ableitung für das Transmissions-
ausfeld immer die Differential-
gleichung

gleichung $\{K, E\} = \sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)}$
oder falls $0 = \{K, E\} - \{K, E\}^* =$
 $= \sum_{i,j=1}^3 (\{K, E\}^{(i,j)} - \{K, E\}^{(i,j)*}) =$
 $= 2 \sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)}$ wird

$$\{K, E\} = \sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)} - \{K, E\}^{(i,j)*}$$

also

$$\frac{\partial g}{\partial x^i} = \frac{\partial g}{\partial x^i} + \frac{\partial g}{\partial x^i}$$

$$\{K, E\} = \{K, E\}^*$$

$$\{K, E\} = \sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)}$$

$$\sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)} = 0,$$

gleichung

13.7.60. Dieses allgemeine Gesetz
schließt, trotz der Komplexität $\frac{\partial g}{\partial x^i}$ +
 $\neq \frac{\partial g}{\partial x^i}$ nicht aus, denn $\sum_{i,j=1}^3 \{K, E\}^{(i,j)} =$
 $= 0$ bedeutet nicht, dass die
Kompositionen einzeln verschwinden

132 umfassen, weil gegenwärtig, da =
 häufiger besser auszusprechen kommen.
 Für jede Partialkomposition μ, ν
 muß es eine Wirkungsquadrant
 Γ geben, deren Elemente
 (μ, ν) beliebige Differentialtypen
 Replikationsquadranten sind, denn,
 für die Replikationstypen sind alle
 sechs Formeln $1 \leq \varepsilon \leq 6$, zwei =
 plekt, weil $\{i, e\}^{(p, \nu)} \neq \{i, e\}^{(p, \nu)}$
 sowohl für die Bijurfeld = als
 auch für die Feldreuelemente
 im allgemeinen gilt. Im Gegen-
 satz hierzu werden die Γ -Operat-
 toren im Falle des allgemeinen
 metrischen Kompositionstheorems
 spezialisiert. Wegen $\varepsilon g = \varepsilon g^+$
 und $\{i, e\} = \{i, e\}^+$ werden die
 Replikationstypen $(\varepsilon = 1, \varepsilon = 2, \varepsilon = 3) \equiv +$
 unbedeutend überflüssig. Dagegen

133 die Typen $(\varepsilon = 4, \varepsilon = 5, \varepsilon = 6) \equiv -$,
 werden die Feldstellen gegeben
 geordnet werden. Die Kern-
 für die Transposition bedingt
 also nur zwei Typenreuelemente,
 und für die Darstellung der Γ -
 samkeit aller Γ -Operatoren
 wesentlich vereinfacht wird.
 Auch das Gesetz $\frac{\partial \Gamma}{\partial x \varepsilon} = \{i, e\}^{(m, p)}$
 mit $\Gamma = \ln \sqrt{|g|}$ und $g = |g_{i, k}|$
 ist gültig, weil $\varepsilon g = \varepsilon g^+$ die $\partial \Gamma / \partial x \varepsilon$
 Wertenbedingung erfüllt. Mit
 diesen Theoremen wird aber $\Gamma \varepsilon = \frac{\partial}{\partial x \varepsilon} + \{i, e\}^{(p, \nu)} = \frac{\partial \Gamma}{\partial x \varepsilon} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x \varepsilon} (\varepsilon + \Gamma)$.
 Auch das Theorem $\frac{\partial}{\partial x \varepsilon} (\frac{1}{p} \Gamma_{\varepsilon}; p) -$
 $-\frac{\partial}{\partial x \varepsilon} (\frac{1}{p} \Gamma_m; p) = \frac{\partial}{\partial x \varepsilon} \{i, e\}^{(m, p)} - \{i, e\}^{(p, \nu)}$
 $-\frac{\partial}{\partial x \varepsilon} \{i, e\}^{(p, \nu)}$ gilt, weil das Theorem
 voraussetzt überhaupt keinen anti-
 korrelativen Anteil hat und
 dieser auch bei εg fehlt, g^+

$$134 \quad \frac{\partial}{\partial x^2} \{s\} - \frac{\partial}{\partial x^2} \{e_s\} =$$

$$= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2 \partial x^m} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2 \partial x^2} = 0, \text{ wegen}$$

der Vertauschbarkeit gemischter partieller Ableitungen, sodass

ausstelle dieses Theorems die Symmetrie

$$\frac{\partial}{\partial x^2} \left(\frac{1}{p} \Gamma_m; p \right) = \frac{\partial}{\partial x^2} \left(\frac{1}{p} \Gamma_e; p \right)$$

H.M. Schließlich kann auch das Theorem

$$g_{i,k} \Gamma_{(r)} e; g_{i,k} = (n-2) \Gamma_e; e \text{ für diesen Satz}$$

wirkenden Fall in Betracht ziehen, so ist

$$n = 6 \text{ ferner } \varphi = e^T \text{ und dies führt,}$$

unter Berücksichtigung der Symmetrie im hermiteschen Fall,

$$\text{zu } g_{i,k} \cdot \Gamma_{(r)} e; g_{i,k} e^T = 4 \Gamma_e; e^T. \text{ Hierin ist}$$

$$\Gamma_e; e^T = e^T \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} + e^T \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} = 2 e^T \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} \text{ ferner gilt}$$

$$\Gamma_{(r)} e; g_{i,k} = \frac{\partial}{\partial x^2} g_{i,k} + 135$$

$$+ g_{i,k} \{s, e\} + g_{i,k} \{s, e\} =$$

$$= g_{i,k} e^T \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} + e^T \left(\{s, e\} + \{k, e\} \right)$$

$$= e^T \left(g_{i,k} \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} + 2 \{s, e\} \right),$$

$$\text{also } g_{i,k} \cdot \Gamma_{(r)} e; g_{i,k} = e^T \left(6 \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} + 2 \{k, e\} \right) =$$

$$= 8 e^T \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}, \text{ was absteht, mit}$$

4 $\Gamma_e; e^T$ vergleichen, so erhält

Identität folgt. Sie wesentlich

Theoreme werden also zusammen

gefasst in $\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}, \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} = \{s, e\},$

$$\varphi = \ln \sqrt{|g|}, g = |g_{i,k}|,$$

$$\frac{\partial}{\partial x^2} \left(\frac{1}{p} \Gamma_m; p \right) = \frac{\partial}{\partial x^2} \left(\frac{1}{p} \Gamma_e; p \right),$$

$$(\varepsilon=1, \varepsilon=2, \varepsilon=3) \equiv +, (\varepsilon=4, \varepsilon=5, \varepsilon=6) \equiv$$

Gleichung ~~77a~~

138. Zunächst folgen für den hat =
 mittlere Transmissionszeit die

$$\begin{aligned} \text{Spitzenzeit } (sp_{i=k} \overline{R}) &= R_{l_m} = \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \\ &+ \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} = 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weiter } (sp_{i=e} \overline{R}) &= R_{k,m} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \\ \text{und } (sp_{i=m} \overline{R})_{k,e} &= R_{k,e} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{wobei} \quad sp_{i=e} \overline{R} &= sp_{i=m} \overline{R} = \\ &= \overline{R}, \text{ aber } sp_{i=k} \overline{R} = \cdot \overline{R} \text{ folgt} \end{aligned}$$

und aus diesem kettigen Spektrum $\overline{R}$
 geht unmittelbar $\overline{R} = \overline{R}^*$ her-
 vor, weil die Transmissions-
 zeit Komponenten korrespondiert.

139. Entsprechend können von 139

den spezialisierten Verteilungen =
 bestimmten $\overline{R}_{(k,m)}$ mit der derer =
 bestimmten Kopplungen $\overline{R}_{(k,m)}$ =
 die kettigen Spektrum gebildet werden.

$$\begin{aligned} \text{Für } R_{(k,m)} &= R_{(k,m)}, \text{ dann gilt für die Spalten} \\ (sp_{i=k} \overline{R})_{k,m} &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} = A_{(k,m)} \neq 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{aber } (sp_{i=e} \overline{R})_{k,m} &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} = R_{(k,m)} \text{ und} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (sp_{i=m} \overline{R})_{k,e} &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} + \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} - \\ &= \left\{ \frac{1}{x} \right\} \left\{ \frac{1}{x} \right\} = R_{(k,e)} \end{aligned}$$

140 Also $|R_{(\mu, \nu)k, m}| = |R_{(\mu, \nu)k, e}| \neq$
 $\neq |A_{(\mu, \nu)l, m}|$. Es sind also

Zwei verschiedene λ -Eigenwerte
 von $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)}$, nämlich $\frac{1}{2} R_{(\mu, \nu)}$
 und $\frac{1}{2} A_{(\mu, \nu)}$, wogegen
 $\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \neq \{k, l\}_{(\mu, \nu)}$ nicht gelten
 $\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \neq \{k, l\}_{(\mu, \nu)}$ nicht gelten

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} + \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} \right) = \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} +$$

(nach $A_{(\mu, \nu)}$)

~~(analoge Austauscher)~~
 ~~$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)}$~~ und gilt $A_{(\mu, \nu)} + l, m =$

$$= \frac{1}{2} (A_{(\mu, \nu)l, m} + A_{(\mu, \nu)m, l}) = 0,$$

$$\text{aber } A_{(\mu, \nu)l, m} = \frac{1}{2} (A_{(\mu, \nu)l, m} -$$

$$- A_{(\mu, \nu)m, l}) = \frac{\partial}{\partial x} \{k, l\}_{(\mu, \nu)}$$

$$+ \{k, l\}_{(\mu, \nu)} = \frac{\partial}{\partial x} \{k, l\}_{(\mu, \nu)}$$

$$- \{k, m\}_{(\mu, \nu)} = A_{(\mu, \nu)l, m};$$

d. h. für die beiden λ -Eigenwerte

speziell der Partialkompositionen
 $\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} = \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} + \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} \neq$
 $\neq \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)}$, aber $\frac{\partial}{\partial x} A_{(\mu, \nu)} = -\frac{\partial}{\partial x} A_{(\mu, \nu)}$
 es bleibt noch zu zeigen, dass
 Teiler $\frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)}$ der berechneten
 Fedkoppelung λ -Eigenwerte sind
 λ -Eigenwerte zu analysieren.

15.7.60. In puncto variabler
 gilt $\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \right) -$
 $- \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \{k, l\}_{(\mu, \nu)} (1 - \delta_{\mu, \nu} \delta_{\nu, \lambda}),$

d. h. für die ungleichen λ -Eigenwerte
 kann gezeigt sein $\left(\frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} \right)_{l, m} =$
 $= \frac{\partial}{\partial x} \left(\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \right) -$
 $- \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \{k, l\}_{(\mu, \nu)} (1 - \delta_{\mu, \nu} \delta_{\nu, \lambda}) =$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \right) -$$

$$\text{aber } \left(\frac{\partial}{\partial x} R_{(\mu, \nu)} \right)_{l, m} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\{k, l\}_{(\mu, \nu)} \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \right) -$$

$$- \{k, m\}_{(\mu, \nu)} \{k, l\}_{(\mu, \nu)} (1 - \delta_{\mu, \nu} \delta_{\nu, \lambda}) =$$

142

$$= \mathcal{C}_{(\mu, \nu) \kappa, m} \text{ und } (\mathcal{C}_{(\mu, \nu) \kappa, \ell}^{\pm})_{\kappa, \ell} = \sum_{\lambda=1}^3 \frac{1}{x_{\lambda}} \left(\begin{matrix} \{m\} \\ \{s, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} - \begin{matrix} \{m\} \\ \{s, m\} \end{matrix} \left(\begin{matrix} \{s\} \\ \{k, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} \right)$$

$$\cdot (1 - \delta_{\mu x} \delta_{\nu \lambda}) = \mathcal{C}_{(\mu, \nu) \kappa, \ell}$$

Also dieses Spektrum folgt in =

$$\text{mittelbar } |\mathcal{C}_{(\mu, \nu) \kappa, m}| = |\mathcal{C}_{(\mu, \nu) \ell, m}| \neq 0$$

die weitere Untersuchung zeigt

$$\mathcal{C}_{(\mu, \nu)} \neq \mathcal{C}_{(\mu, \nu)}^{\pm} \text{, denn es ist}$$

$$\frac{1}{2} (\mathcal{C}_{(\mu, \nu) \kappa, \ell} \pm \mathcal{C}_{(\mu, \nu) \ell, \kappa}) =$$

$$= \mathcal{C}_{(\mu, \nu)} \pm \kappa \ell \text{, also } \mathcal{C}_{(\mu, \nu)}^{\pm}$$

$$= \mathcal{C}_{(\mu, \nu)} + \mathcal{C}_{(\mu, \nu)}^{\pm} \text{; w\u00e4hrend}$$

$$\frac{1}{2} (\mathcal{D}_{(\mu, \nu) \ell, m} + \mathcal{D}_{(\mu, \nu) m, \ell}) = 0 \text{ oder}$$

$$\frac{1}{2} (\mathcal{D}_{(\mu, \nu) \ell, m} - \mathcal{D}_{(\mu, \nu) m, \ell}) = \sum_{\lambda=1}^3 \left(\begin{matrix} \{k\} \\ \{s, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} - \begin{matrix} \{k\} \\ \{s, m\} \end{matrix} \left(\begin{matrix} \{s\} \\ \{k, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} =$$

$$- \begin{matrix} \{k\} \\ \{s, m\} \end{matrix} \left(\begin{matrix} \{s\} \\ \{k, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} (1 - \delta_{\mu x} \delta_{\nu \lambda}) =$$

$$= \mathcal{D}_{(\mu, \nu) \ell, m} \text{ liefert, was mit 143}$$

$$\frac{1}{2} (\mathcal{D}_{(\mu, \nu) \ell, m} - \mathcal{D}_{(\mu, \nu) m, \ell}) = \mathcal{D}_{(\mu, \nu) \ell, m}$$

verf\u00e4hrt, gilt ausdifferenzierbar

$$\mathcal{D}_{(\mu, \nu)} = -\mathcal{D}_{(\mu, \nu)}^{\pm} \text{ f\u00fcr } x$$

es versteht sich aber das $\mathcal{D}_{\ell}$ besetzt =

$$\text{beiden Tensoren 4. Grades ist}$$

$$\text{den weiteren Zusammenhang u}$$

$$\mathcal{D}_{\ell} = \sum_{\mu, \nu=1}^3 \left(\mathcal{D}_{(\mu, \nu)} - \mathcal{D}_{(\mu, \nu)}^{\pm} \right)$$

$$\mathcal{D}_{\ell, \kappa, \ell, m} = \frac{\partial}{\partial x_{\ell}} \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} - \frac{\partial}{\partial x_{\ell}} \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} +$$

$$- \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s \\ \kappa, m \end{matrix} \right\}$$

$$\mathcal{D}_{(\mu, \nu) \kappa, \ell, m} = \frac{\partial}{\partial x_{\ell}} \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} - \frac{\partial}{\partial x_{\ell}} \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} +$$

$$+ \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\}$$

$$= \sum_{\lambda=1}^3 \frac{1}{x_{\lambda}} \left(\begin{matrix} \{i\} \\ \{s, \ell\} \end{matrix} \right)_{(\mu, \nu)} - \left\{ \begin{matrix} i \\ \kappa, m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} s \\ \kappa, \ell \end{matrix} \right\} (1 - \delta_{\mu x} \delta_{\nu \lambda})$$

Schluss 96

w\u00e4hrt sich f\u00fcr die Matrizen =

144 spektrale Invarianten

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \overline{R} \right) = \overline{R}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R} = \overline{A} \quad \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R} = \overline{A} \quad \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R} = \overline{A} \quad \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R} = \overline{A} \quad \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \right) \overline{R} = \overline{R}$$

Gleichung 96a

ist die komponentenweise Darstellung

$$R_{k,l} = \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \overline{R} \} - \frac{\partial}{\partial x_l} \{ \overline{R} \} + \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \} - \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \}$$

$$R_{(k,l)} = \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \overline{R} \} - \frac{\partial}{\partial x_l} \{ \overline{R} \} + \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \} - \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \}$$

$$A_{(k,l)} = \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \overline{R} \} - \frac{\partial}{\partial x_l} \{ \overline{R} \} + \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \} - \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \}$$

$$B_{(k,l)} = \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \overline{R} \} - \frac{\partial}{\partial x_l} \{ \overline{R} \} + \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \} - \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \}$$

$$D_{(k,l)} = \frac{\partial}{\partial x_k} \{ \overline{R} \} - \frac{\partial}{\partial x_l} \{ \overline{R} \} + \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \} - \{ \overline{R} \} \cdot \{ \overline{R} \}$$

Gleichung 96

$$- \text{exactly, because } \overline{A} = - \overline{A}$$

$\text{sp}^2 A_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{D}_{(\mu, \nu)} = -\overline{D}_{(\mu, \nu)}^*$ ist stets
 $\text{sp}^2 A_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{D}_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{D}_{(\mu, \nu)}^*$
 gleiches $\text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{C}_{(\mu, \nu)} = 0$
 doch können $\text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)}$ positiv
 $\text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)} +$ und $\text{sp}^2 \overline{C}_{(\mu, \nu)} =$
 $= \text{sp}^2 \overline{C}_{(\mu, \nu)} +$ gebildet werden.

Für $\text{sp}^2 \overline{R} = R$ gilt $R = g_{kl} R_{kl}$
 $= R_{kl}$ und diese Skalargröße
 läßt sich eindeutig fest, was
 aber nicht für die beiden folgenden
 halbgewissen gilt. Zwei Raum
 $\{l, i\}$ eindeutig gemäß $g_{kl} \{l, i\} =$
 $= \{k, e\}$ in die andere Darstellung
 gebracht werden, weil aber $\{k, e\}$
 dann hier können nicht werden
 Antikorraktionen die Anst =
 Feld = und Feldkomplexe
 mit weiteren Kovarianten
 Partialstrukturen $\overline{g}_{ij}^{-1}$ konpo =
 $J_{(e)}$

werden, denn es kann es die $\{k, e\}$ 147
 gibt, dann muß es auch weitere nicht
 hermitesche kovariante Formen
 $g_{kl} \{l, i\}_{(\mu, \nu)} = \{k, e\}_{(\mu, \nu)}$ als
 $J_{(e)}$ wäre Formen geben, wobei $e \neq k$
 und $e \neq \nu$ sein können. Mit

diese Formfeldkomponenten
 wird dann $\text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)} = g_{kl} R_{kl}$
 $= R_{(\mu, \nu)}$ und $\text{sp}^2 \overline{C}_{(\mu, \nu)} = g_{kl} C_{kl} + ke$
 $= C_{(\mu, \nu)}$, d. h. für die Bildung

der Skalargröße gilt
 $R = \text{sp}^2 \overline{R}$, $R_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{R}_{(\mu, \nu)} +$

$C_{(\mu, \nu)} = \text{sp}^2 \overline{C}_{(\mu, \nu)} +$

$g_{kl} \{l, i\} = \{k, e\}$

$g_{kl} \{l, i\}_{(\mu, \nu)} = \{k, e\}_{(\mu, \nu)}$

Gleichung 148
 mittels Hermiteschen Antikorr =

148 aussagen über den $\mathcal{R}_0$ es -
 kann werden. Die Tensoren $\mathcal{R}$
 n. f. 60 mit $\mathcal{R}_{(\mu, \nu)}$ können auch
 durch die Γ -Operatoren dargestellt
 werden. ~~Später von $\mathcal{R}$ im Zusammenhang~~
 mit $\{\kappa, \ell\} = \{\kappa, \ell\}^*$ ~~wegen $\mathcal{R} = \mathcal{R}^*$~~
 sein kovariantes Kovarianten
 enthält $\Gamma^{(+, -)}$, wenn $\mathcal{S}(\underline{\ell}, m)$
 ein operat. $\mathcal{S}(\underline{\ell}, m); \{\kappa, \ell\} =$
 $= \{\kappa, m\}$ ständiger Austausch -
 operat. Kovariante $\mathcal{S}(\underline{\ell}, m)$
 ist $\mathcal{R}_{\kappa, \ell, m}^{\underline{\ell}} = \frac{\partial}{\partial x^{\underline{\ell}}} \{\kappa, m\} - \frac{\partial}{\partial x^m} \{\kappa, \ell\} +$
 $+ \{\ell, \ell\} \{\kappa, m\} - \{\ell, m\} \{\kappa, \ell\} =$
 $= \Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m); \{\kappa, \ell\} = \Gamma^{(+, -)};$
 $= \Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m) - \Gamma^{(+, -)}; \{\kappa, \ell\}$
 aber, wenn $\Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m) - \Gamma^{(+, -)} =$
 $= \mathcal{R}_{\kappa, \ell, m}^{\underline{\ell}}$ verwendet $\mathcal{R}_{\kappa, \ell, m}^{\underline{\ell}}$
 $= \mathcal{R}_m; \{\kappa, \ell\}$, d. h. der Operator $\mathcal{R}$

erweitert den Tensorgrad um 1. 149
 Mit der Permutator $\{\kappa, \ell\}^*$
 $\{\kappa, \ell\} = \{\kappa, \ell\}^*$ die neuen kovariante
 schen Spannungsionsfeldes ist.
 3. Grades entspricht (mit im Fall
 komplexen Affinitäten existiert
 der Tensorkarakter) wird $\mathcal{R} =$
 $\mathcal{R}; \{\kappa, \ell\}$ eine analoge Operator-
 Darstellung wird auch für die
 Partialkovarianten $\mathcal{R}_{(\mu, \nu)}^{\kappa}$ an-
 genommen, wegen $\mathcal{R}_{(\mu, \nu)}^{\kappa} \neq \mathcal{R}_{(\mu, \nu)}^{\kappa}$
 die nichtverschwindende Kovariante
~~Abhängigkeit~~ $\Gamma^{(+, -)}(\mu, \nu)$
 verwendet werden. Es
 $\mathcal{R}_{(\mu, \nu)}^{\kappa} = \frac{\partial}{\partial x^{\underline{\ell}}} \{\kappa, m\} - \frac{\partial}{\partial x^m} \{\kappa, \ell\} +$
 $+ \{\ell, \ell\} \{\kappa, m\} - \{\ell, m\} \{\kappa, \ell\} =$
 $= \Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m); \{\kappa, \ell\} = \Gamma^{(+, -)};$
 $= \Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m) - \Gamma^{(+, -)}; \{\kappa, \ell\}$
 aber, wenn $\Gamma^{(+, -)}; \mathcal{S}(\underline{\ell}, m) - \Gamma^{(+, -)} =$
 $= \mathcal{R}_{\kappa, \ell, m}^{\underline{\ell}}$ verwendet $\mathcal{R}_{\kappa, \ell, m}^{\underline{\ell}}$
 $= \mathcal{R}_m; \{\kappa, \ell\}$, d. h. der Operator $\mathcal{R}$

$$\begin{aligned}
 150 &= (\Gamma_{(-1)}^{(1,1)}(p, v); \delta(l, m)) - \\
 &= \Gamma_{(-1)}^{(1,1)}(p, v); \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v) = \\
 &= \epsilon_m(p, v); \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v) \cdot \text{oder mit} \\
 &(\{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v)) = \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v) + \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v) \text{ als} \\
 &\text{Tensorzeichen} \quad \overline{R}_{(p, v)} = \epsilon(p, v); \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v)
 \end{aligned}$$

ist gleichzeitige Kopplungs-
 tensor $\epsilon(p, v)$ des Parallel-
 kompositivens, $\overline{R}_{(p, v)}$ zu $\overline{R}$
 kann übergeben wird durch auf-
 sprechende Γ -operatoren das =
 gestellt werden. Für die opera-

tortheorie soll zusammengefaßt

$$\begin{aligned}
 \overline{R}_{(p, v)} &= \epsilon(p, v); \{\epsilon_k, \epsilon_l\}(p, v) \\
 \{\epsilon_k, \epsilon_l\} &= (\{\epsilon_k, \epsilon_l\}) \\
 &= \frac{\epsilon_k \epsilon_l}{(-1)^k}; \delta(l, m) \\
 \epsilon_m(p, v) &= \Gamma_{(-1)}^{(1,1)}(p, v); \delta(l, m) - \Gamma_{(-1)}^{(1,1)}(p, v) \\
 \delta(l, m); \{\epsilon_k, \epsilon_l\} &= \{\epsilon_k, \epsilon_l\}
 \end{aligned}$$

Gleichung 99

können die datenreihen geord-
 net werden. Es zeigt sich, daß die
 beiden reihen, die diesen gleich-
 führung des koordinatensystemen
 haben mit einem der beiden
 führung des koordinatensysteme
 bereits, was auf den datenreihen-
 chen miteinander identisch sind,
 während die identische für $i=k$
 für $\overline{R}$ verschwindet. ~~oder~~
~~Reihen $\overline{R}$ ist aktiviert~~
 Reihen $\overline{R}$ für $i=k$.

Reihen $\overline{R}$ sind $\overline{R}$ ~~operatoren~~
 mit diesen Reihen die datenreihen
 sein werden. ~~Reihen~~
 $\overline{R}$ ~~operatoren~~ sind $\overline{R}$
 geben: Es ist $(\overline{R})_{l, m} =$
 $\epsilon_m; \{\epsilon_k, \epsilon_l\} = (\epsilon_k; \epsilon_l)_{l, m}$
 da $\{\epsilon_k, \epsilon_l\} = \epsilon_k \epsilon_l$ mit $\epsilon_k = \epsilon_l$ ist also

152 bei Theorem $\{K, \tau\} = \frac{\partial \tau}{\partial x^e}$, also

$$\begin{aligned} \text{sp} \{ \} &= \sum_{i=1}^n \bar{x}_i \frac{\partial \tau}{\partial x^e} = \text{grad}_0 \tau \text{ an } \\ \text{Wendepunkt} & \text{ ist } \text{sp} \{ \} = \text{grad}_0 \tau = 0, \text{ was} \\ \text{ausgesagt} & \text{ wird, grad}_0 \tau = \frac{\partial \tau}{\partial x^e} \text{ liefert.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Einsprechend folgt } (\text{sp}_{i=m}^{\tau}) &= R_{K,e} = \\ &= \{ \}^m; \{ K, e \} = (\text{sp } \{ \}; \{ \})_{K,e}, \text{ also} \\ \tau R &= \text{sp } \{ \}; \{ \}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Nun gilt } \tau R &= \text{sp } \{ \}; \{ \} = -(\tau_{(-1)m}, \tau_{(-1)e}) = -(\tau_{(-1)e}, \tau_{(-1)m}) \text{ was} \\ & \text{schon vorher angedeutet wurde } \tau R = \text{sp } \{ \}; \{ \} \\ & \text{folgt. Für Fall von } \tau R_{(\mu, \nu)} \text{ folgt da-} \\ & \text{heraus } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} = A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weil } \tau A_{(\mu, \nu)} &= -\tau A_{(\mu, \nu)}^* \text{ ist, oder} \\ \text{sp } \tau A_{(\mu, \nu)} &= 0, \text{ folgt also das} \\ \text{Theorem } \text{sp } \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)} &= 0 \\ \text{gilt. Entsprechend liefert die} & \\ \text{Kontingenzrelation } (\text{sp}_{i=e}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{K,m} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{also } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} &= A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weil } \tau A_{(\mu, \nu)} &= -\tau A_{(\mu, \nu)}^* \text{ ist, oder} \\ \text{sp } \tau A_{(\mu, \nu)} &= 0, \text{ folgt also das} \\ \text{Theorem } \text{sp } \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)} &= 0 \\ \text{gilt. Entsprechend liefert die} & \\ \text{Kontingenzrelation } (\text{sp}_{i=e}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{K,m} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{also } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} &= A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weil } \tau A_{(\mu, \nu)} &= -\tau A_{(\mu, \nu)}^* \text{ ist, oder} \\ \text{sp } \tau A_{(\mu, \nu)} &= 0, \text{ folgt also das} \\ \text{Theorem } \text{sp } \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)} &= 0 \\ \text{gilt. Entsprechend liefert die} & \\ \text{Kontingenzrelation } (\text{sp}_{i=e}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{K,m} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{also } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} &= A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

Gleichung, Nozia

Operatoren, die auf diese Weise
der Spinnen mit einem Anfangspunkt
sind alle weiteren Punkte
die das hermitesche Skalarprodukt
fest in R_0 und die unendlichkeits-
schen Partialdifferentialgleichungen
Regelungen bestimmen, durch Γ -Be-
rechnungen ausgetriggert werden.
Diese Operatoren können aber als
Einsprechend aufgeführt

$$\begin{aligned} \text{also } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} &= A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weil } \tau A_{(\mu, \nu)} &= -\tau A_{(\mu, \nu)}^* \text{ ist, oder} \\ \text{sp } \tau A_{(\mu, \nu)} &= 0, \text{ folgt also das} \\ \text{Theorem } \text{sp } \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)} &= 0 \\ \text{gilt. Entsprechend liefert die} & \\ \text{Kontingenzrelation } (\text{sp}_{i=e}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{K,m} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{also } (\text{sp}_{i=N}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{L,m} &= A_{(\mu, \nu)} L_m = \\ &= \{ \}_m (\mu, \nu); \{ K, e \}_{(\mu, \nu)} = (\{ \}_m^{\tau} \text{sp } \{ \})_{(\mu, \nu)} L_m, \\ & \text{also } \tau A_{(\mu, \nu)} = \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Weil } \tau A_{(\mu, \nu)} &= -\tau A_{(\mu, \nu)}^* \text{ ist, oder} \\ \text{sp } \tau A_{(\mu, \nu)} &= 0, \text{ folgt also das} \\ \text{Theorem } \text{sp } \{ \}_m (\mu, \nu); \text{sp } \{ \}_{(\mu, \nu)} &= 0 \\ \text{gilt. Entsprechend liefert die} & \\ \text{Kontingenzrelation } (\text{sp}_{i=e}^{\tau} R_{(\mu, \nu)})_{K,m} & \end{aligned}$$

154) weiter, beacht, daß alle $u_{\epsilon i} =$
 schon Eigenschaften des $\mathbb{R}_0$ als $\mathbb{R}$ -
 Modul eines projektiv-invarianten
 komplexen Raumes erscheinen.
 Hierdurch würde aber eine Anzahl
 Eigenschaften, welche die Aufstellung
 universeller zweierster Felder
 ermöglichen.

1. Bemerkung zu Seite 107

Neben den Kovarianten Kurvenstrahlen
 können $\{i, k, l\}_{(n)}$ der Transversalstrahlen
 Rotor = und Kurvenstrahlstrahlenstrahlen
 aus sowie der quadratischen
 Quadranten $\{i, k, l\}_{(n)}$ mit der
 a) Kurven Feldstrahlenstrahlen
 $k = n$, muß es noch die geoe-
 metrischen Kurvenstrahlenstrahlen
 aus Transversalstrahlen geben,
 und über die Wechselwirkungen =

155) Funktionen $f_{(p, n)}$: neben der 155-
 Regularität keine Zusatzbedingung,
 Gruppen auftreten werden. So sind
 die Elemente eines Torusfeldes
 zu der Form $g_{(E)}^{k, i} \{j, i\}_{(p, n)}$
 $= \{k, l\}_{(E, p, n)}$ definiert, die einen
 Gesamtheit der binären Felder
 $\epsilon = p, \epsilon = n$ sind $\mu = n$, aber
 wiederum nur a) höhere Felder
 $\epsilon = \mu = n$. Tatsächlich ist auch
 der Fall einer Kovarianten
 Punkt, der in den Elementen
 eines Quadranten $g_{(n)}^{k, i} \{j, i\}_{(p, n)}$
 $= \{i, k, l\}_{(n, \epsilon, p, n)}$ führt, haben den
 binären und höheren Felder
 elementen gibt es in dieser
 Mannigfaltigkeit n^2 Quadranten.
 Felder, stehen in Elementen
 in einer quadratischen Felder
 $n = \epsilon = p = n$. (keine Wert =

155 R_0 kann eine der drei inneren Dimensionen und sein innerer Parameter identifiziert oder proportional gesetzt werden. Nach den Untersuchungen ⁽¹⁵³⁾ über die Wirkung Kovariats der quadratischen Wellen mit Gravitationswellen R_0 kann $x^i = i \cdot t$ eine Sonderstellung in der Wellencharakteristik zu, trotz es zweckmäßiger erscheint $p = t$ als Parameter zu verwenden. Wird das getan, dann beschreibt in $x^i = \{x^i\} + \{x^i\} = 0$ die Größe x^i für alle $1 \leq i \leq 6$ die Zeit- und die Wellenlänge eines Zustands und zwar, für $i \leq 3$ die Wellenlänge einer Ortsänderung in R_3 und für $i > 4$ die Wellenlänge der Ausbreitung des Lichtes = transversal, also der inneren

160 daß die wesentliche Eigenschaft
 der Raumwelt $\{ \}$ im $\mathbb{R}_6$ ist
 also ein aus dem Hauptbegriff der
 vorgegebenen universellen Wirklich-
 keit, welches die gesamte Welt-
 existenz in Richtung der kosmi-
 schen Bewegung, zeitlichen Ge-
 schehens beschreibt. Aus diesem
 Grunde müßten alle phänomenen-
 logischen physikalischen Größen
 Funktionen von $\{ \}$ sein, denn der
 $\mathbb{R}_6$ erscheint als Tensorraum des
 Feinschlechten, trotz alles,
 was auch immer in der Welt ge-
 schieht, der Ausdruck der un-
 veränderlichen Weltwirklichkeit ist und
 bildet mit dieser im Faktischen
 Zusammenhang, stehen auf.
 Eine universelle phänomenen-
 logische Größe ist der Energie =

Dichte tensor $\mathbb{E} \neq \mathbb{E}^T$ im $\mathbb{R}_{10}$
 mit dem Hauptpaarungswert und kaffee-
 der von der Funktion der Energie-
 funktionen $\mathbb{E}$ in $\mathbb{R}_9$ auf $\mathbb{R}_{10}$ auf-
 gehoben. Folglich ist $\mathbb{E} \neq \mathbb{E}^T$ ~~in~~
 $\mathbb{R}_9$ $\mathbb{E} = \mathbb{E}^T$ ~~in~~ $\mathbb{R}_{10}$ ~~erfolgt~~.
 Folglich für den Fall $\mathbb{E}$ ~~ist~~ $\mathbb{E}$ ~~ist~~
 als auch für die bei Feldgleichung
 ausstreichende Funktionen $\mathbb{E}$ der ko-
 smische Formationszeiten $\mathbb{E}$ auf
 kann $\mathbb{E}$ mit der den Komponenten
 $\mathbb{E}^i_j$ und ihren ersten partiellen
 Ableitungen nach den Koordinaten
~~abhängig, aber $\mathbb{E}^i_j = \mathbb{E}^j_i$ in $\mathbb{R}_{10}$~~
~~erfolgt~~ $\mathbb{E}^i_j = g^i_k \mathbb{E}^k_l$ und
 $\mathbb{E}^i_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g^i_k}{\partial x^j} + \frac{\partial g^k_l}{\partial x^i} - \frac{\partial g^k_l}{\partial x^j} \right)$
 und $\mathbb{E}$ also das hermitesche ~~Tensor~~
~~positivdefinites~~ ~~Tensor~~ ~~feld~~, als Tensorfeldes
 Potential von $\{ \}$ aufgefapst wird.
 wobei der Verlauf der gesamten
 kosmischen Bewegung auf die un-

164

104 eindeutig nur einen einzigen Einsetzen dieser halbierten -
Funktoren, der diesen Bedingungen ge- spalten liefert deren den
unverändertlich $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$, zusammenfassend $\frac{1}{2} \pi = x(\frac{1}{2} \pi - \frac{1}{2} \pi) T$.
wobei $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ ist, auch auch $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ durch diese
auf $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ sein was aber
ausdrückt $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ in Folge
hat. Andererseits ist $\frac{1}{2} \pi \neq \frac{1}{2} \pi$
noch gilt nicht mit $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$, $\frac{1}{2} \pi =$
 $= 0$ sondern auch $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ =
 $= 0$, also $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$, was mit
 $\frac{1}{2} \pi$ wegen $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ gemäß $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$
oder $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ in einem
proportionalen Zusammenhang
gefasst werden kann, für $\frac{1}{2} \pi$
charakteristische Folgen, wenn
 $\frac{1}{2} \pi = \frac{1}{2} \pi$ ersetzt wird,
 $x \pi = \pi (\frac{1}{2} \pi - \frac{1}{2} \pi)$ =
 $= \pi (1 - \frac{1}{2} \pi)$ = $- \frac{1}{2} \pi$,
weil $\pi \frac{1}{2} \pi = 6$ im π_6 ist.

166 gilt Hermitizität des Operators
 $\text{sp } \mathcal{C} = \{\{\}^x = \{\{\}^x$ und $\text{sp } \mathcal{C} \cdot \{\{\} =$
 $= (\text{sp } \mathcal{C} \cdot \{\{\})^x$ wegen $\overline{\text{sp } \mathcal{C}} = \text{sp } \mathcal{C}^x$ ist.
 $dR = e^{\frac{1}{4} \frac{\text{II}}{\text{I}}} dx^{\frac{1}{2}}$ ist ein Element
 des Wellenraums, neben dieser
 Hermitizität von $\text{sp } \mathcal{C}$ kann
 stets die Konvergenz $\{\{\}^x \cdot \{\{\}^x dx^{\frac{1}{2}}$
 in der Weise von $\{\{\}^x \cdot \{\{\}^x dx^{\frac{1}{2}}$
 $\int \{\{\}^x \cdot \{\{\}^x dx^{\frac{1}{2}}$ ausgedrückt werden
 und die Konvergenz $\{\{\}^x \cdot \{\{\}^x dx^{\frac{1}{2}}$
 möglich macht. Wenn aber $\text{sp } \mathcal{C}$
 hermitisch und $\{\{\}$ konvergent
 ist, dann muß in $\text{sp } \mathcal{C} \cdot \{\{\}$ der
 Operator $\text{sp } \mathcal{C}$ ein Zustands-
 Operator sein und $\{\{\}$ eine Zu-
 standsfunktion, wobei für den
 diesen Zustandsoperator metri-
 sche Raumgstände des $\mathcal{C}$ be-
 schrieben werden. Nach $\text{sp } \mathcal{C} \cdot \{\{\} =$
 $= x(\frac{1}{2} \frac{\text{II}}{\text{I}} - \frac{1}{4} \frac{\text{II}}{\text{I}} T)$ sind diese
 metrischen Raumgstände

aber unendlichbar quereigenschaften 167
 also phänomenologischen Größen
 äquivalent, welche aber nach
 der phänomenologischen Forderung
 ihre immer in Quanteinstufen
 erscheinen müssen. Dieser
 phänomenologische Defekt
 deckt sich aber wiederum
 mit der Tatsache, daß $\text{sp } \mathcal{C}$
 hermitisch und $\{\{\}$ konvergent
 ist, denn unter diesen Umständen
 der unendlichen Zusammenhänge
 der Form $\mathcal{C}_m$; $\{\{\}^m, \mathcal{C}\} = \lambda_m(k, l)$.
 $\{\{\}^m, \mathcal{C}\}$ oder $\text{sp } \mathcal{C} \cdot \{\{\} = \lambda_m \{\{\}^m$
 wie in wegen der Hermitizität und Konvergenz ein
 sicheres Kriterium für die Konvergenz
 der Funktionssysteme geben $\lambda_m \rightarrow$
 $\rightarrow x(\frac{1}{2} \frac{\text{II}}{\text{I}} - \frac{1}{4} \frac{\text{II}}{\text{I}} T)$ hat Übergang
 von den ~~metrischen~~ metrischen Raum-
 gständen zum ~~metrischen~~ metrischen
 Feldkoordinaten des $\text{sp } \mathcal{C}$; $\{\{\} \rightarrow \overline{\text{sp } \mathcal{C}}$

[illegible]
$$dR_k = e^T \frac{dx}{k=1} \quad \text{gleichung 91}$$

welche aussagen, das für

172 ein abstrakter Funktionsraum existiert, dessen $\mathcal{F}(\mathcal{R})$ geraden ist $\mathcal{R}_0$ ist. In diesem Funktionsraum stellt das Gesetz $\mathcal{G}, \{\} = \bar{\lambda} \times \{\}$

Gleichung 22

offenbar ein einzig ineinander-
les hatinsetzung hat, denn $\mathcal{G}$
wirkt hierbei als Transformations-
operator des Komplexen $\mathcal{F}(\mathcal{R})$ =
mes $\mathcal{R}_0$ selber hermitisch
auf die Korrespondenz Kritik =
Hilfsfunktion $\{\}$ dieses
Raumes ein, veranlaßt, daß ein
sechsdimensionales Eigenwert-
wertproblem entsteht, das die
Eigenwerte im Funktionspektrum
dieser diskreten metrischen
Quadranten bilden,
welche, in den $\mathcal{R}_4$ des Vorrates =

welt projiziert, von geitli = 173
che Fiktion als bei Koberfeld
graben im $\mathcal{R}_3$ beschreiben.
Dap es sich bei diesen Eigenwerten
hauptsächlich um metrische Qua-
dranten handelt, oft unklar
hat ein $\mathcal{G}, \{\} = \bar{\lambda} \mathcal{R}$ hervor, was
mit $\mathcal{G}, \{\}$ die Aussage $\bar{\lambda} \mathcal{R} = \bar{\lambda} \times \{\}$
liefert. In $\mathcal{R}_0$ ist offenbar mit
denn euklidisch, wenn $\bar{\lambda} \mathcal{R} = \bar{\lambda} \mathcal{R}$
ist, und dies kann für $\{\} \neq \emptyset$
nur predikt werden, wenn die
Eigenwertprobleme $\bar{\lambda} = \emptyset$ be-
trifft. Wenn also die Eigen-
werte aus $\mathcal{G}, \{\}$ verschwinden
dann wird der $\mathcal{R}_0$ euklidisch
i.h. die Eigenwerte $\bar{\lambda} \neq \emptyset$
bedingen die $\bar{\lambda} \neq \emptyset$ metrischen
Bedingungen, so daß das metrische
Eigenwerte als metrisch

176 Ein kinetische Anstoss in dem
 betreffenden Weltbereich also
 bedingungsbedingungen vor-
 liegen, die ein dynamisches
 Geschehen kennzeichnen, ~~an~~
~~dem~~ $\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ $\neq 1$ sein, $v =$
 $\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \lambda \times \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \neq 1$ heißt.
 $\lambda \times \text{grad } \varphi = \frac{20}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ Punkte auch
 hinter $\text{grad } \varphi = 0$ realisiert λ
 worden, doch würde dies eine
 Einschränkung des Allgemein-
 heit bedeuten, weil $\text{grad } \varphi = 0$
 mit für $\varphi' = \text{const}$, also $g = \text{const}$,
 möglich ist, wobei $g = \text{const}$.
 im Fall $\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = 1$ mit für
 eine ganz spezielle Klasse von
 Fundamentalkennoren stet
 im Fall $\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \text{const}$ mit in
 Bezug auf geometrische Koordinaten
 haben erreicht werden können.

177 Im allgemeinen Fall ist
 immer $\text{grad } \varphi \neq 0$ und des be-
 deutet für $\lambda \times \text{grad } \varphi = \frac{20}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$
 $\lambda \parallel \text{grad } \varphi$ seine umf, wenn
 $g(x, \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}})$ ist. Aus dieser Beding-
 ung des Hauptspektrums der Gl. 82
 folgt wiederum die grundsätzliche
 Aussage

$$\lambda \parallel \text{grad } \varphi, \quad \text{gleiches, 82b}$$

d. h. die verschiedenen ortlichen
 ten unterschiedlichen Quantenstufen
 laufen stets den Gradienten
 des zeitlichen Begleitfeldes
 der verschiedenen Determinanten
 parallel.

Es bleibt noch übrig,
 die beiden Partialkomponenten
 von $\nabla \varphi$ untersuchen, weil auch
 ihre unterschiedlichen Größen durch

188 Operatoren äquivalent sind.
 Hierbei kann nicht das gleiche
 besprochen werden, wie
 der in Gl. 8.8⁹² führt. Denn
 die Kommutatoren der Form
 $[T^{\mu\nu}, \dots]$ sind phänomenologisch
 nicht bekannt und die $H^{\mu\nu} =$
 eine eines skalaren $\mathcal{H}^{\mu\nu} =$
 zuspätkommen aus der Kovari-
 anten Form $T^{\mu\nu}$ muß zu
 Tensorfeldkomponenten führen,
 so daß kein eindeutiges Tensor-
 objekt ist, der mit einem
 ext. phänomenologischen Tensor
 $T^{\mu\nu}$ proportional gesetzt wer-
 den könnte. Nichtsdestoweniger
 von der Koppelung der Parti-
 alkompositionen, also von
 dem Theorem $T^{\mu\nu} = \sum_{\lambda=1}^3 (T^{\mu\nu})_{\lambda}^{\lambda} + \mathcal{H}^{\mu\nu}$
 und Verwendung von $(\mathcal{H}^{\mu\nu})_{\lambda}^{\lambda}$.

$T^{\mu\nu} = \mathcal{C}^{\mu\nu}$ und $T^{\mu\nu} = \mathcal{C}^{\mu\nu}$, $\{\mathcal{C}^{\mu\nu}\}$ 189
 auspropiert werden. $\mathcal{H}^{\mu\nu}$ ist
 und kann $T^{\mu\nu} \times \{\mathcal{C}^{\mu\nu}\} = \sum_{\lambda=1}^3 (\mathcal{C}^{\mu\nu})_{\lambda}^{\lambda}$
 $+ \mathcal{H}^{\mu\nu}$. Eine weitere
 Annahme, daß erst dann möglich
 wenn es möglich, auch $\mathcal{C}^{\mu\nu}$ ist
 einen Operator auszuzeichnen.
 Eine Darstellung dieses quadrat-
 ischen, aber nicht hermiteschen
 Kopplektors des Partial-
 Kompositionen durch $T = \text{op}$
 kann nicht möglich sein, dies
 müßte aber mit Hilfe eines
 Multiplikations = und sein.
 unationsoperator möglich sein.
 Für die Komponenten von $T^{\mu\nu}$
 gilt $\mathcal{C}^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} = \sum_{\lambda=1}^3 (1 - \delta_{\lambda\lambda})$
 $\cdot (\{\mathcal{C}^{\mu\nu}\}_{\lambda\lambda}) - \{\mathcal{C}^{\mu\nu}\}_{\lambda\lambda}$
 $= \sum_{\lambda=1}^3 (1 - \delta_{\lambda\lambda}) (\{\mathcal{C}^{\mu\nu}\}_{\lambda\lambda}) - \{\mathcal{C}^{\mu\nu}\}_{\lambda\lambda}$

182. Damit nimmt das Eigenwertproblem $\bar{\lambda} \times \{\} = \sum_{\mu, \nu=1}^3 \Lambda(\mu, \nu); \{\}$ nach Prüfung des Matrixspektrums die Form an
$$\bar{\lambda} \times \{\} = \sum_{\mu, \nu=1}^3 \frac{1}{\lambda(\mu, \nu)} \cdot \text{sp} \Lambda(\mu, \nu) \cdot \{\} - \sum_{\mu, \nu=1}^3 (\text{sp} \Lambda(\mu, \nu)); \{\} - \bar{\lambda}(\mu, \nu) \cdot \{\} \quad (1.2)$$
 doch plus kann wir setzen, wenn die Summanden einzeln verschwinden, d. h. wenn die Gleichungen $\text{sp} \Lambda(\mu, \nu); \{\} = \bar{\lambda}(\mu, \nu) \cdot \{\}$ existieren. Wenn $\bar{\lambda} = \frac{1}{\lambda^*}$ ist, kann man sich die Einganten $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = \bar{\lambda}^*(\mu, \nu)$ leicht, also $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = \frac{1}{\lambda^*}$ sein. Ganz ähnliches folgt aus der Konvergenz $\bar{\lambda} < \infty$ wegen $\{\} = \sum_{\mu, \nu=1}^3 \frac{1}{\lambda^*} \cdot \{\}$, daß auch $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = \frac{1}{\lambda^*} \cdot \{\}$ und $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = \frac{1}{\lambda^*} \cdot \{\}$ konvergieren, weil $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = 0$ sofort ist. Mit dieser Konvergenz und $\bar{\lambda}(\mu, \nu) = 0$

[illegible]

184# ~~richtig, dass ergibt sich nur~~
~~unmittelbar $\{ \{ \}_{(k,p)} + \text{sp } 1(k,p); \{ \}_{(k,p)} + d \cdot 2 = 0,$~~
~~weil $\text{sp } 1(k,p)$ hermitesch, aber $\{ \}_{(k,p)}$ -~~
~~antihermiteesch ist. Diese sollte~~
~~gleichung keine wegen $\{ \}_{(k,p)} + \{ \}_{(k,p)} +$~~
~~mit der Tatsache, dass es sich um~~
~~ein Gebietsintegral handelt, aus~~
~~Druck $\text{sp } 1(k,p); \{ \}_{(k,p)} = 20$ er-~~
~~gibt. Das Eigenwertproblem~~
~~ist auf diese Weise die Form~~

Das Erwartungswertproblem $\text{sp } 11(\mu, \nu); \{\tilde{\pi}^{(\mu, \nu)}\}_{(\mu, \nu)} =$
 $= \tilde{\pi}(\mu, \nu); \{\tilde{\pi}^{(\mu, \nu)}\}_{(\mu, \nu)}$, für welches, wegen
 der Konvergenz und der Hermitizität =
 hat der Zustandsoperator, ein
 abstrakter Funktorenraum
 realisieren ~~ist~~ ^{ist}, bereit top
 Die Edgewerte V Punktsystem
 haben, ist das quadratische
 eines übergeordneten Ebenen =
 übergeordnetes, das sich, im vollen

Analogie zu QF_2 , die das Folgende 185
 $\Lambda(\mu, \nu); \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$ hat
 Stellen lässt. In die Konvention von
 $\{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$ und $\bar{\Lambda}(\mu, \nu) = 0$ bereits vor
 dem Satz, folgt $\{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \Lambda(\mu, \nu) \cdot \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} -$
 $= \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} (\Lambda(\mu, \nu) \cdot \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}) - \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$
 $= \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$
 Mod $\{\{\}^{(\mu, \nu)}\} = \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} + \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) - \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$
 $(\bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\})^* = \frac{\{\{\}^{(\mu, \nu)}\}}{\bar{\Lambda}(\mu, \nu)} \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}^* \quad \text{erg.}$
 Fol. $\bar{\Lambda}(\mu, \nu) \neq 0$ wird aus dem Folde
 erhalten $\{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \cdot \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$
 $\times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} (\bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\})^* - \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) -$
 $\times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$
 $= 2 \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \cdot \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} - 2 \{\{\}^{(\mu, \nu)}\} \bar{\Lambda}(\mu, \nu) -$
 $\times \{\{\}^{(\mu, \nu)}\}$; Hieraus folgt unmittelbar,
 dass $\Lambda(\mu, \nu)$ wohl invertierbar ist,
 wobei für die QF_2 analoge Be-

186 Zeichnung $A(\mu, \nu)$

$$\Lambda(\mu, \nu); \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \times \{\{\}_{(\mu, \nu)}\},$$

$$\text{Für } \bar{\Lambda}(\mu, \nu) = 0, \quad F(\mu, \nu) = \int_0^1 \{\{\}_{(\mu, \nu)}\}^* d\lambda_{(\mu, \nu)}^*$$

$$\Lambda(\mu, \nu); () \neq (\Lambda(\mu, \nu); ())^*$$

Gleichung $\frac{913}{3}$
 trotz der reellen Eigenwerte, der
 Operator nicht hermitesch ist,
 also kein abstrakter Funktion =
 Raum existiert. Erst der Matrix =
 Spektrum dieses Gleichung
 liefert ein Eigenwertproblem
 für die binären Partialraum =
 positiven Λ

$$\text{sp } \Lambda(\mu, \nu); \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \{\{\}_{(\mu, \nu)}\}$$

$$\text{sp } \Lambda(\mu, \nu); () = (\text{sp } \Lambda(\mu, \nu); ())^*$$

Gleichung $\frac{8498a}{2}$
 für welches ein abstrakter Funkt =
 linearen selbst ist und

dessen Eigenwerte ebenfalls ein 187
 Partialspektrum direkter metrischer
 Bräuteinstufen bilden. Alle diese
 metrischen Bräuteinstufen des Brä-

würfelte superpositionen gültig
 Spektrum $\bar{\Lambda}$, was die lineare
 $\sum_{\mu, \nu=1}^3 \text{sp } \Lambda(\mu, \nu); \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \sum_{\mu, \nu=1}^3 \bar{\Lambda}(\mu, \nu) \cdot \{\{\}_{(\mu, \nu)}\}$
 $= \bar{\Lambda} \sum_{\mu, \nu=1}^3 \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda} \{\{\}_{(\mu, \nu)}\}$ wegen
 $\sum_{\mu, \nu=1}^3 \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = 0$ oder noch Rück.

bedeutung der Matrixelemente
 $\sum_{\mu, \nu=1}^3 \Lambda(\mu, \nu); \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda} \times \{\{\}_{(\mu, \nu)}\}$

möglichst beacht. der dieser
 Beziehung widerwärtigen Raum
 des Matrixspektrums in auf =
 per Richtung, nämlich $\sum_{\mu, \nu=1}^3 \Lambda(\mu, \nu);$
 $\{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda} \times \text{sp } \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = \bar{\Lambda} \times \text{grad } \varphi =$
 $= \frac{20}{3}$ gegeben werden. Wenn

$\sum_{\mu, \nu=1}^3 \Lambda(\mu, \nu); \text{sp } \{\{\}_{(\mu, \nu)}\} = 20$ ist, dann
 Raum des mit möglich sein, wenn
 die linearen selbst ist und

schreiben, wenn also also

$$\begin{aligned} \text{Gleichungen } \Lambda(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} &= \overline{20} \\ \text{oder } D(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{D}(\mu, \nu)\} &= -\overline{8}(\mu, \nu) \cdot \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} \\ &= -\overline{2}A(\mu, \nu) \end{aligned}$$

man ist $\hat{A}(\mu, \nu) \neq \overline{20}$ und $D(\mu, \nu)$ ist kein

Nulloperator, weil sonst, wegen

$$D(\mu, \nu); \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} = \overline{44}(\mu, \nu) = \overline{40}$$

wäre, trotz Reine / Koppelung der

Partialrepräsentationen in $\pi R =$

$$= \overline{20}(\mu, \nu) + \overline{44}(\mu, \nu) \text{ wäre}$$

von wäre, was aber nicht sein

quadratischen Charakters von

πR und $\pi R(\mu, \nu)$ im Widerspruch

steht. Wenn dies so ist,

dann muß aber auch $\operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} \neq$

$\neq \overline{0}$ bleiben. Andererseits ist,

$$\text{wegen } \hat{A}(\mu, \nu) = -\overline{4}^+(\mu, \nu) \text{ stets}$$

$$\operatorname{sp} \hat{A}(\mu, \nu) = 0, \text{ also } \operatorname{sp} D(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} = 0$$

man $\hat{A}(\mu, \nu)$ ist, dann muß auch

das Matrixspektrum $\Lambda(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} =$

$$= \overline{\Lambda}(\mu, \nu) \times \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} \text{ nicht, selb}$$

und hierin ist, nach dem Vorangehenden

$$\text{wenn, } \Lambda(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} = \overline{20}, \text{ also}$$

$$\overline{\Lambda}(\mu, \nu) \times \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} = \overline{20}, \text{ da } \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} \neq$$

$\neq \overline{0}$ nachgeordnet würde und $\neq$ die

$$\overline{\Lambda}(\mu, \nu) \neq \overline{0} \text{ ist, kann dies mit}$$

$$\text{durch } \overline{\Lambda}(\mu, \nu) \parallel \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} \text{ erfüllt}$$

werden. Weiter ist Gl. ~~84~~⁹⁸, also

das Eigenwertproblem wertvolle

Brückenstufen der linearen Part.

Strukturpositionen bilden die zu

zugehörigen

$$\operatorname{sp} D(\mu, \nu); \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\} = 0,$$

$$\overline{\Lambda}(\mu, \nu) \parallel \operatorname{sp} \{\hat{\Lambda}(\mu, \nu)\}$$

$$\text{speichere}$$

98a

98a

zu prägen. Alle Vorgänge im R

sowie die gesamte Weltstruktur

von R werden unter diesen

Gl. ~~92~~⁹⁸ und ~~94~~^{98a} zusammengefasst

beachtet. 6.) ~~als charakteristisches~~^{als charakteristisches}

zu ~~den~~^{den} Teil ~~II~~^{II} 1.3

