

Euker. 14

Symphonische

Maximale beleuchtung

Band 7

116/96 K



III

M

Fortsetzung von Kap. IV

Fortsetzung von Sept. 11

Antikaypingsymbole oder zweidimensionale Raumzeit $R_{\pm 4}$, deren metrische Fundamentelemente sind

$$\sqrt{2g_{\pm 1}^{\pm 1}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pm 1 \end{bmatrix}$$

angeben. Ist es nun die Struktur, welche gefordert werden.

opprekken afleid, want die
hoofthouten, welke bovenstee worden.
Afsneemende onderscheidt worden

elektromagnetischen und praktischen Vorgängen liegt demnach im wesentlichen darin, daß sich präventive Vorgänge in einer akkumulativen Reihenfolge R_{+4} und $^2g_{+} = ^2E$ und elektromagnetische Vorgänge sind in einer pseudoreduzierten ~~oder unvollständigen~~ ^{reduzierten} Reihenfolge R_{-4} abspielen.

Die meisten Funktionen werden also zusammengefasst in

$$\frac{\gamma_{\pm}^2}{k} = \frac{1}{\gamma_{\pm}^2 k} \left(\sum_{j=1}^n x_j \right)$$

$$= \frac{y^{+4}}{\alpha^2} - y^{-4}$$

$$t_4 = ct, \quad \bar{t}_4 = \frac{2}{3}E, \quad \eta_{-4} = iet,$$

Именникъ въ П. з.

$$P_{+1}^{\perp T} = 0, \quad P_{+1}^{\perp T} = 0, \quad \text{also}$$

$$P_{(\pm/\mp)} = \frac{1}{2} \left(\overline{T} \pm \overline{T} \right) = \rho \text{ wegen } 24 \text{ B. unterb. selu.}$$

2 110 Hder wolle Lebtzgenen eolpas und me =
eender Kertelaxen / Haderkeltien suetata
Haderkeltien for of 15-ur 15 a.

296
27er auf 100 nach für 27 steht
für 27 unterschieden

Ms. 5086 He of 26 and 26a was first cut =
sawed the Quaker saw $\frac{1}{2}$ inches.

sprechende Punkte von 572 erörtern.
 nach 10 20a Begriffe unterachtet
 wörtchen Korrelation (austrick - gewicht &)
 weatkalb eines wertes, der gewichtlichen werten
 auf korrespondenz als transmissive. wechselschwingung
 zordnen des Systems.

§ 113
 Aussage von $\overline{IV/1}$: Kuchensche kufetender Drog
 des Fruchtsatzes gegen die Chippenen $\hat{A}^+$ und $\hat{B}^+$.
 § 114
 R_4 und $29 \neq \overline{E}$ Kuchensche kufetender Drog $\hat{A}^+$ und $\hat{B}^+$.

Existence of $\tilde{u}^{\pm}$ depending on $\tilde{u}^{\pm}$

$\{K_2\}$ mit φ_{reg} propläre Affinitäten substituieren.

p 149
 Aufgabe für die folgenden Kompositionen von X und Y ist:
 nicht Realisierbarkeit von X ist die: Substitutions- und Modifikation

mit part_i von acc_i . $x = \text{acc}_i$ mit part_i und acc_i =
Teil von $\{x \in \mathbb{Z}\}$ mit part_i von acc_i =

see ~~for~~ ^{the} ~~above~~,
P. Nicholson & Co. } Boston.

2 1600 Empfänger von $\{x, z\}$ bepröben.
 2 1111 Konstante Zufolge in $\{x, z\}$ abschätzen.

2 161
Kategorie der Werke in es umfasst.

12. ^{in 1957 optimiert} ~~Prüfung~~ Die erste Forderung der Relativitätstheorie ist, dass die Geschwindigkeit des Lichts c in allen Inertialsystemen konstant ist. Dies führt zu den Lorentz-Transformationen, die die Zeit und den Raum in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v verknüpfen. Die Lorentz-Transformationen sind:

$$t' = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right) \quad x' = \gamma (x - vt)$$

mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Die Lorentz-Transformationen zeigen, dass die Zeit in einem bewegten System langsamer vergeht (Zeitdilatation) und dass die Länge in Bewegungsrichtung kontrahiert wird (Längenkontraktion). Die Lorentz-Transformationen sind die Grundlage der speziellen Relativitätstheorie.

$$\gamma_{A_+} = \begin{pmatrix} (1 \pm \beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1 \pm \beta^2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\beta_+ = \frac{v}{\omega}, \quad \beta_- = \frac{v}{ic}, \quad v = \text{const.}$$

die beiden Relaxationsprozesse
und auch die aus ihnen resultie-
rende Transformationsgeschwin-
digkeit sehr unterschiedlich, kann

12. ^{im 18.57 optimiert} ~~Prüfung~~ die erste Forderung die bei
den Relativitätsprinzipien ~~definiert~~
Zusammen mit der ersten Axiom:
kinematisches Erklärungsprinzip
elektromagnetischer Feldwirkungen
erhöhen sich aus dieser Forderung =
Forderung die beiden Gruppen gleicher
berechneter Forderungssysteme, welche
unter der relativistischen Transforma-
tion invarianten $A \neq A'$ und
 $A = A'$ charakterisiert sind. F

~~$\hat{A} = \hat{A}^-$~~ Chaitin's test - mod. F
Während $\hat{A}^+$ ohne real ist, stehen
 $\hat{A}^-$ über, sodass für beide Aussagen,
sowohl den Aussagen die Aussagen

Körpern abgelesen, der Zusammenhang
habe $\hat{A}_\pm \cdot \hat{A}_\pm^* = \hat{E}$ gilt, und hat
eine Analyse dieser letzteren ge-
geben, daß in beiden Fällen $|\hat{A}_\pm|_4 = 1$
ist. Im speziellen Fall abgepaarte
Leber und speicherdarmer Kost-
zusammensetzung $\delta_\pm$ und $\delta'_\pm$
sind $\delta_\pm = \delta'_\pm$ aus 19.36. 4. 36

4. geistlich: Facetialsysteme $\alpha = \text{const}$
 verschoben also, wenn verändert in ganz
~~andere~~ method. verschieden $\alpha \neq \alpha'$
 künftigen Facetialen $R_{\pm 4}$.
 11. Tatsächlich kann es aber sein, dass
 Systeme des Geschehens in Raum und
 Zeit, also mit einer Richtung R_4
 geben, sodass eine Synthese des
 elektromagnetischen Feldes R_{-4}
 und der gravitativen Felder R_{+4}
 in einer gemeinsamen Form $R_{\pm 4}$
 11. Eine R_{+4} der speziellen Relativität
 und Licht sein müßte. Die Relativität
 R_4 soll als Relativität begriffen
 werden, weil sich in R_4 das elek-
 tromagnetische und auch gravita-
 tive Geschehen als Wechselwirkung
 zwischen den einzelnen materi-
 ellen Körpern abspielt und
 weil die Quanten elektromagnet-
 ischer Strahlung, alle Felder

elektromagnetischen erzeugen kön-
 nen, was den Fall α nachfolgt,
 dass diese elektromagnetischen
 Facetialen Prototypen der positiven
 oder negativen Facetialen sind.
 Eine Synthese der Facetialen
 kann nur auf eine Synthese der
 Gruppen und ihrer Variationen,
 also der Tensoren in den $R_{\pm 4}$
 zurückgehen, doch kann der
 Formansatz mit einer
 geführt werden, wenn zu den
 Variationen in den $R_{\pm 4}$ ver-
 fügen werden. ~~Die Variationen~~
 in der speziellen Form der Facetialen
 $A_{\pm}$ aus Gl. ⁵⁷ ~~77~~ entsprechen die Zeilen
 2 und 3 einer einer vierteligen
 Einheitsmatrix, sodass nur die beiden
 nicht identischen Transformations-
 Matrizen zu werden brauchen.
 Mit $\gamma_{\pm 1} = x_{\pm}$ und $\gamma_{\pm 4} = u_{\pm}$ wird

1. Die Zusammenhang zwischen dem System G_+ und dem mit $v = \text{const}$ relativ bewegten System G'_+ im Fall der speziellen relativistischen Achsenparallelität, dargestellt durch $x'_\pm = \gamma(x_\pm, u_\pm)$ und $t'_\pm = \gamma(t_\pm, u_\pm)$. Die Lorentz-Transformation von G'_+ in G_+ erfolgt in G_+ nach dem Bewegungsgesetz $x_\pm = \gamma(u_\pm)$, was eine Relativgeschwindigkeit $v = \text{const}$, stat $v = v(t)$ ist der Bewegungszustand von G'_+ durch die Tangentialbewegung des Raums zugeordnet. Relativ zu G_+ - also angegeben. Für den Bewegungszustand folgt $\varphi'_\pm = \arcsin \frac{u_\pm}{c}$ = $\arcsin \beta'_\pm$, wobei stets $\frac{dx_\pm}{dt} = v$ und $\beta'_\pm \sim t$ ist. Wenn die durch $\hat{A}_\pm$ beschriebenen Gruppensystemen, ist immer $\beta'_\pm = \text{const}$. und damit auch $\varphi'_\pm = \text{const}$, wenn

das Bewegungsgesetz von G'_+ in G_+ gemäß $q(u_\pm) = \beta'_\pm \cdot t$ und $\beta'_\pm = \text{const}$ eine Folge von Hilfspunktsoperationen in G_+ ist. Es handelt sich um Hilfspunktsoperationen, weil sich $v = 0$ die Koordinatenwerte der Systeme beider Seiten der Unterschieb zwischen den Gruppen $\hat{A}_\pm$ äußert sich im Verhalten von $\varphi'_\pm$. Die von Null verschiedenen Elemente von $\hat{A}_+$ lassen für alle Werte $\beta'_\pm \geq 0$ volle und einfachen Blick für $\beta'_\pm \rightarrow \infty$, keine Gruppen bildet. Es ist

$$\lim_{\beta'_\pm \rightarrow \infty} \hat{A}_\pm = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

d. h. für $\beta'_\pm$ geht das halboffene Intervall $0 \leq \beta'_\pm < \infty$ für $\hat{A}_\pm$ tropen mit eine Singulartät

$\beta_{\pm}$ als Grenzwerte, welche bereits für $i\beta_{\pm} \rightarrow 1$ auf, während $i\beta_{\pm} > 1$ die Elemente, welche $\beta_{\pm}$ enthalten ihre Realität verändern. Die Elemente, welche im Intervall $0 \leq i\beta_{\pm} < 1$ reell sind, werden für $i\beta_{\pm} > 1$ imaginär und imaginär, sodass $i\beta_{\pm}$ im halboffenen Intervall $0 \leq i\beta_{\pm} < 1$ reell ist. Der Wert $\beta_{\pm} = 0$ ist für beide Gruppen zulässig, doch verschwindet an dieser Stelle der Unterschied zwischen $\hat{A}_{+}$ und $\hat{A}_{-}$. Wenn es ist $\lim_{\beta_{\pm} \rightarrow 0} \hat{A}_{+} = \lim_{\beta_{\pm} \rightarrow 0} \hat{A}_{-} = \hat{E}$. Dieser Unterschied zwischen den Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ äußert sich auch im Definitionsbereich von $\mathcal{T}_{\pm}$. Wegen $0 \leq i\beta_{\pm} < 1$ gilt auch $0 \leq \mathcal{T}_{\pm} < \frac{\pi}{4}$, während nur für elektromagnetische Prozesse $i\beta_{\pm} = 1$ und $\mathcal{T}_{\pm} = \frac{\pi}{4}$ wird, aber $i\beta_{\pm} > 1$ und $\mathcal{T}_{\pm} > \frac{\pi}{4}$ nicht möglich.

ist. ~~Wird~~ $\beta_{+} > 1$ zulässig, ist dann auch $\mathcal{T}_{+} > \frac{\pi}{4}$ möglich und die beschriebene Interpretation in beiden Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ läuft dann auf eine Strehungs Transformation der Rotationsdiagramme von $\mathcal{L}_{\pm}$ in Rotierungen von $\mathcal{L}_{\pm}$ hinaus. Diese Interpretation wird insgesamt ungenutzt in

$$\mathcal{T}\mathcal{P}_{\pm} = \rho \mathcal{T}_{\pm}, \quad \lim_{\beta_{\pm} \rightarrow 0} \hat{A}_{\pm} = \hat{E},$$

$$0 \leq \beta_{\pm} < \infty, \quad 0 \leq i\beta_{\pm} < 1,$$

~~gleichung 16a~~

~~Wenden sich die Punkte $\beta_{\pm}$~~

$$\lim_{\beta_{+} \rightarrow \infty} \hat{A}_{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lim_{\beta_{+} \rightarrow \infty} \hat{A}_{-}$$

$$\lim_{i\beta_{-} \rightarrow 1} \hat{A}_{-} = \lim_{a \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} a & 0 & 0 & ia \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -ia & 0 & 0 & a \end{pmatrix}$$

~~Gleichung 16a~~

~~am Ende von 7. 37~~

$12 \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^3 \frac{d\eta_{\pm k}^2}{dt^2} = \sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\eta_{\pm k}}{dt} \right)^2 = v^2$
 und $\sum_{k=1}^3 \left(\frac{d\eta_{\pm k}}{dt} \right)^2 = \beta_{\pm}^2$ die Beziehung
 $\left(\frac{ds_{\pm}}{d\eta_{\pm 4}} \right)^2 = 1 + \beta_{\pm}^2$ wenn $\#A(N \neq \beta_{\pm})$ oder
 $\frac{ds_{\pm}}{d\eta_{\pm 4}} = \sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}$, wobei mit
 der positive Zweig, $\frac{ds_{\pm}}{d\eta_{\pm 4}} \geq 0$ in
 Betracht kommt. Das lässt Begrif-
 fung geht hervor, für die Raumzeit-
 Einheiten gegen $A_{\pm}$ invariant ist,
 dann für die Teilungskreis $\alpha_{\pm}$
 gegeben $\eta_{\pm}$ und den Raumzeit-
 Koordinaten der $\tau_{\pm 4}$ oder
 $\alpha_{\pm} = \frac{d\eta_{\pm e}}{ds_{\pm}} = \frac{d\eta_{\pm e}}{d\eta_{\pm 4}} \cdot \frac{d\eta_{\pm 4}}{ds_{\pm}} = \frac{d\eta_{\pm e}}{ds_{\pm}}$
 $= \beta_{\pm e} \sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}$, ~~weil~~
 $\beta_{\pm 1} = 4$ und $\beta_{\pm e} = 1$, weil
 $\frac{d\eta_{\pm e}}{d\eta_{\pm 4}} = 1$ ist. Die $\alpha_{\pm e}$ sind Rich-
 tungsvektoren der $\eta_{\pm 4}$ und $\beta_{\pm e}$ sind die
 Beträge ~~der~~ $\beta_{\pm e}$, ~~weil~~
~~Einheitsvektoren~~ $\beta_{\pm e}$ ist. Für den
~~Einheitsvektor~~ Bereich relativ zum τ_3 , t. d.

ist $v = 0$ und also auch $\beta_{\pm} = 0$ und
 $\beta_{\pm k} = 0$ für $k \leq 3$, so ergibt $\alpha_{\pm k} = 0$
 aber $\alpha_{\pm 4} = 1$ wenn, t. d. dass
~~Angabe~~ keine Bedingung im τ_3 aus
 sondern verändert mit geteilt seinen
 inneren Zustand. Die invarianten
 Raumzeitlinien werden also besch-
 ben für
 $\frac{ds_{\pm}}{d\eta_{\pm 4}} = \sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}$,
 $\alpha_{\pm e} = \frac{d\eta_{\pm e}}{ds_{\pm}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}} (1 + \beta_{\pm}^2)^{-1/2}$,
 $\beta_{\pm e} = \frac{d\eta_{\pm e}}{d\eta_{\pm 4}}$, $\alpha_{\pm e} = \cos \eta_{\pm e}$, 59
 Gleichung, ~~77~~
 wegen $\sum_{e=1}^3 \beta_{\pm e}^2 = \beta_{\pm}^2$ und $\sum_{k=1}^3 \alpha_{\pm k}^2 =$
 $= \frac{1}{1 + \beta_{\pm}^2} + \frac{1}{1 + \beta_{\pm}^2} \cdot \beta_{\pm}^2 = 1$, so
 für die ~~Einheits~~ Cosinus der Winkel
 oder in beiden Raumzeitkoordinaten die
 Theorem $\sum_{k=1}^4 \cos^2 \eta_{\pm k} = 1$. Die
 Breiten der Geschwindigkeits-
 Breiten auch Breiten dieses Winkel
 so folgt für den Zustand der Teil-
 im τ_3 , also für $\beta_{\pm e} = 0$ mit $1 \leq \beta_{\pm} \leq$

14 zunächst $\cos \vartheta_{\pm e} = 0$ wird
 $\cos \vartheta_{\pm 4} = 1$ u. a. d. die $\vartheta_{\pm e} = \frac{\pi}{2}$
 bilden die Winkelpaare $\vartheta_{\pm 3}$, während
 $\vartheta_{\pm 4} = 0$ accept, typ sind die
 Raumgeraden mit den Richtungen
 der $\vartheta_{\pm 4}$ vert. Für $\beta_{\pm e} \rightarrow \infty$
 gilt $\lim_{\beta_{\pm e} \rightarrow \infty} \cos \vartheta_{\pm 4} = 1$ und $\lim_{\beta_{\pm e} \rightarrow \infty} \cos \vartheta_{\pm 4} = 0$
 In diesem Fall also verläuft die Raum-
 geraden des gradations Brücken
 in allen drei Richtungen des $\vartheta_{\pm 3}$
 parallel, während sie für $\vartheta_{\pm 4}$
 senkrecht stehen. orthogonale ver-
 läuft. ~~parallel~~ ^{parallel} ~~parallel~~ ^{parallel} Grenzpaar
 in $\vartheta_{\pm 4}$, während $\vartheta_{\pm 3} \rightarrow 1$ Raum
 für die $\cos \vartheta_{\pm 4}$ als Richtungs-
 werden, weil es für Bewegung
 $\cos \vartheta_{\pm 4} \rightarrow \infty$ konvergenz wird,
 was für den Cosinus irrelevant ist,
 für das Theorem der Vertikalen =
 Winkel gilt also ^{Annahme auf d.}

15
 $\frac{1}{\kappa=1} \cos^2 \vartheta_{\pm 4} = 1$,
 also $\vartheta_{\pm 4} = 0$, also $\vartheta_{\pm 4} = \frac{\pi}{2}$,
 $\beta_{\pm e} \rightarrow \infty$, $\beta_{\pm e} \rightarrow \infty$,
 also $\vartheta_{\pm e} = \frac{\pi}{2}$, $\lim_{\beta_{\pm e} \rightarrow 0} \vartheta_{\pm 4} = 0$.
 Gleichung 17a

Wendet sich im Vorangehenden
 nun der Projektion auf die optische
 Form $\vartheta_{\pm 4}$ der beiden Punkte $A_{\pm}$ gegen-
 gerichteten Gruppen bezug, erscheint
 es notwendig, diesen Vertikalen
 auch für den allgemeinen Fall
 $A_{\pm}$ durchzuführen; d. h. die ge-
 ault mit $v = \text{const.}$ relativ be-
 wegen Raumzeitpunkte $\vartheta_{\pm}$ auf
 $\vartheta_{\pm}$ sind wieder gleich orientiert
 noch achsenparallel. Im speziellen
 Fall konstanter $A_{\pm}$ als reelle Stellung
 $\beta_{\pm} \vartheta_{\pm 1} = \log \vartheta_{\pm}$ der ebenen Raum-
 zeit Diagramme aufgeführt werden

14 wobei im reellen Zeitraum $\vec{a}_\pm$
 die Ebenen aller Raumzeitdiagramme
 im reellen Ebene bleiben. Wird in
 der euklidischen Ebene bezug. auf euklidisch
 Raumzeitdiagramm $ds_\pm^2 = \sum_{k=1}^4 d\eta_k^2$
 Das reelle Zeitraum $\vec{a}_\pm = \eta_{\pm 4} = \omega t$
 bezug. elektromagnetisch $\vec{a}_\pm = -i\eta_{\pm 4}$
 = ct eingebracht, so ergibt sich für
 die reelle Ableitung $\frac{d\eta_\pm}{dt} = \frac{d\eta_\pm}{d\omega t}$
 und aus $\sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2$ wird aus $\eta_{\pm 1} = x_\pm$
 und $\eta_{\pm 2} = \eta_{\pm 3} = 0$ (die Gruppen $\vec{A}_\pm$
 liefern für diese Koordinaten Struktur-
 sale Transformations) die werden
 facile Transformations $\sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2 = x_\pm^2 \pm \vec{a}_\pm^2$,
 was auch in $\mathcal{E}'_\pm$ wegen der Invarianz
 gelten muß. Die Zeitstrahlen
 müssen im reellen Raumzeitdiagramm
 wohl festgelegt werden. Im $\mathcal{E}_+$ ge-
 schickt dies mit Hilfe des Einheits-
 Kreises $x_\pm^2 + \vec{a}_\pm^2 = 1$ und im $\mathcal{E}_-$
 und den beiden Gleichseitigen Typat-

15 bei in der Asymptotenform
 $x_\pm^2 - \vec{a}_\pm^2 = \pm 1$, deren Asymptoten die
 $x_\pm^2 - \vec{a}_\pm^2 = 0$ beschränkt werden, die
 einer Verallgemeinerung stehen die
 Transformationsmatrix $\vec{A}_\pm$ zur die
 Rotation, wobei die Konstruktion
 der ebenen Raumzeitdiagramme in
 die orthogonales Raumzeitdiagramm
 $\mathcal{R}_{\pm 4}$ zu übertragen ist. Diese Vor-
 schreibungen werden im $\mathcal{R}_{\pm 4}$ zur Ein-
 heitsregel $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 + \vec{a}_\pm^2 = 1$, welche
 von $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 + \vec{a}_\pm^2 = 0$ hergeleitet wird,
 während im $\mathcal{R}_{-4}$ die euklidische
 bezug. zweischalige Hyperbelraum
 $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \vec{a}_\pm^2 = \pm 1$ vom Ausgang
 Lotenraum $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \vec{a}_\pm^2 = 0$ ausgeht
 folglich hergeleitet wird. Die Scherke
 dieser dreidimensionalen Räume
 nach der Ebene $\eta_{\pm 1}$ liefert den
 die Konstruktion der ebenen Raum-
 zeitdiagramme, weil $\eta_{\pm 2} = \eta_{\pm 3} = 0$

18 wegen der Punkte $\hat{A}_{\pm}$ ganz analoge
 optischen identischen Transforma-
 tion dieser Koordinaten geschieht aus-
 der Raum. Zur Veranschaulichung der
 Konstruktion im R_{-4} wird auf der
 positiven Seite der zweischaligen
 Hyperbelräume ein Punkt A mit
 den Koordinaten η_{-kA} und u_{-A} an-
 genommen, ~~an~~ dessen Radialvektor-
 lot OA die Kegungskeits Normales-
 senkrechte $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k} \cdot \eta_{-kA} - u_{-A} u_{-A} = 0$
 gebildet, dessen Scheitel mit $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2 - u_{-}^2 = 1$ eine Ellipse ist, welches
 für Einheitskegel $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2 = 1$ ist,
 wenn sich A mit dem Perizel-
 Punkt des Hyperbelraumes deckt,
 dann für diesen Perizelphänomen ist
 $u_{-} = 0$ und der Kegungskeits
 Normalesenkrechte ist nicht mehr
 im R_{-4} sondern nur noch im
 im R_{-3} definiert. Im R_{+4} liegt

A in $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2 + u_{+}^2 = 1$, was für den 19
 Kegungskeits Normalesenkrechte $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k} \cdot \eta_{+kA} + u_{+} \cdot u_{+A} = 0$ liefert. Das Wesen von $\hat{A}_{\pm}$ die
 liegt nun darin, daß in $\hat{C}_{\pm}$ und $\hat{C}_{\pm}$ die
 gleiche Einheitsstrasse OA und die gleich
~~Anteile~~
 Hauptachsen, nämlich der Kegungskeits
 Normalesenkrechte $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k} \cdot \eta_{\pm kA} \pm u_{\pm} u_{\pm A} = 0$
 = 0 und seine Scheitel mit $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 \pm u_{\pm}^2 = 1$
 versehen ist, wobei hinsichtlich der
 R_{-4} der Schuttraum mit eine Ellipse
 in Bezug auf $\hat{C}_{-}$ ist, welche für $u_{-} = 0$
 für Einheitskegel ist, während es in
 $\hat{C}_{+}$ nur eine Einheitskegel ist und
 in Bezug auf $\hat{C}_{+}$ erscheint der Schut-
 traum in $\hat{C}_{-}$ als Ellipsoid. Ist aber
 einer von $\hat{C}_{\pm}$ noch $\hat{C}_{\pm}$ Raum also ist es
 Bedingung der η_{-k} dargestellt werden,
 welcher u_{-} nicht betrachten. ~~Es ist~~
 diese Bedingung so ~~Anteile~~ ~~Anteile~~ ~~Anteile~~
 sind also die Normen $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2$ und $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2$
 - u_{-}^2 invariant. Gleiches kann an

so mit den Koordinaten von $\mathcal{C}_+$ durchgeführt werden. Im R_{+4} gelten nach der raumzeitlichen Konstanz von ρ eine ganz analoge Betrachtung, die hier sind klar die Formeln $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2$ und $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2 + \bar{u}_+^2$ gegen solche Dichtungen invariant, was auch für das System $\mathcal{C}_+$ gilt. Auf jeden Fall sind die Längstrecken, nämlich $\overline{OA}$ und die Längsflächen in den Systemen $\mathcal{C}_+$ und $\mathcal{C}'_+$ die gleichen. Da die metrischen Konstanten Konstanten auf die Konstanten der zweidimensionalen Raumzeit Diagramme nicht hängt, und zwar in Form einer Verallgemeinerung, und da weiter diese Diagramme unveränderlich einen Ausdruck der speziellen Form $A_{\pm}$ sind, muß die verallgemeinerte Dichtungen = solche Konstanten ein Ausdruck der allgemeinen Form $A_{\pm}$ sein.

Da jeder Punkt der positiven Schalen von $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2 - \bar{u}_-^2 = -1$ bzw. $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2 + \bar{u}_+^2 = 1$ ein System $\mathcal{C}_{\pm}$ mit einem anderen $\mathcal{C}_{\mp}$ verbunden und zwar durch jeweils eine Transformationsform des Form $A_{\mp}$, muß es eine dreifach lineare Schale gleichberechtigt über das Bezugssystem $\mathcal{C}_{\pm}$ in den Raumzeitssystemen $R_{\pm 4}$ geben, denn sowohl $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2 + \bar{u}_+^2 = 1$ als auch $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2 - \bar{u}_-^2 = -1$ beschreiben eine dreifach lineare Fläche Raumberechtigkeits. Für den Asymptotenfall $\sum_{k=1}^3 \eta_{-k}^2 - \bar{u}_-^2 = 0$ im R_{-4} bzw. $\sum_{k=1}^3 \eta_{+k}^2 + \bar{u}_+^2 = 0$ im R_{+4} werden $R_{\mp 4}$ in jeweils $\mathcal{C}_{\mp}$ überführt. Für diese Raumberechtigkeits gelten $\bar{u}_{\pm}^2 > \sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2$, wenn $\bar{u}_{\pm}^2 > 0$ ist. Ferner $\bar{u}_{\pm}^2 > \sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2$ wenn $\bar{u}_{\pm}^2 < 0$ ist und $\bar{u}_{\pm}^2 < \sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2$ nicht messbar. Auf jeden Fall entspricht eine der

22. Bedingung der $R_{\pm 4}$ in einem Vor-
 und einem Nachkegel. Die Punkte =
 getrennte $\bar{u}_{\pm} = 0$ sind offen =
 sichlich gegenüber, während die
 Punkte $\bar{u}_{\pm} < 0$ später als $\bar{u}_{\pm} = 0$
 liegen und somit als später liegen =
 der Punkte der Vorkegel ausfallen,
 während die $\bar{u}_{\pm} > 0$ früher liegen
 und der Nachkegel ausfallen. Später
 und früher beziehen sich auf die
 gegenwärtig $\bar{u}_{\pm} = 0$. Die Aufforderung
 der $R_{\pm 4}$ geht auf $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \bar{u}_{\pm}^2 = 0$
 zurück und bedeutet, dass
 die beiden Hyperflächen gegen $A_{\pm}$
 bezw. $A_{\pm}$ gekennzeichnend, sodass
 diese Aufforderung grundsätzlich gegen
 $A_{\pm}$ invariant bleibt und somit
 von der speziellen Wahl des oberen -
 berechneten Systems $\bar{u}_{\pm}$ unab-
 hängig ist.

der $R_{\pm 4}$ wird durch $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \bar{u}_{\pm}^2 = 0$
 in drei Bereiche, nämlich $\bar{u}_{\pm}^2 > \sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2$
 für $\bar{u}_{\pm} > 0$ sowie $\bar{u}_{\pm}^2 < \sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2$ aufgeteilt.
 In den beiden Hyperflächen
 werden durch Zeichen $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \bar{u}_{\pm}^2$
 $= \pm \bar{r}_{\pm}^2$ mit dem Schaparameter
 $0 \leq \bar{r}_{\pm}^2 \leq 1$ dargestellt. Ausdrück
 wird der $R_{\pm 4}$ durch $\sum_{k=1}^3 \eta_{\pm k}^2 - \bar{r}_{\pm}^2 = 0$
 aufgeteilt. Allerdings ist die Be-
 zeichnung kein Asymptotenraum
 und bedeutet nicht, sondern
 ist eine geog. Halbkugel mögliche
 weil bei einer Koordinatentransformation
 $\bar{r}_{\pm} = \sqrt{\sum_{k=1}^3 (\bar{u}_{\pm}^2 - \bar{r}_{\pm}^2)}$ im Betrach-
 zutischen 0 und $\bar{r}_{\pm}$ möglich ist
 während $\bar{r}_{\pm}$ mit geog. 0 und $\bar{r}_{\pm}$
 definiert ist. Unabhängig von
 diesen Koordinatentransformationen
 $\bar{r}_{\pm}^2$ charakteristisch $\bar{u}_{\pm}$ aufgeteilt
 werden. Offenbar beschreibt $\bar{u}_{\pm} = 0$

124 Die $R_{\pm 3}$ ~~ist~~ in einem Raum liegen die projektiven 2-
 gewerthsgruppen, während die Raumtransformationen $A_{\pm}$ zum Austausch
 der Punkte $a_{\pm} > 0$ spalten und $a_{\pm} < 0$ die identischen Konstanten
 bilden. Die projektiven Gruppen haben zwei Erzeugenden das
 Raumgitterpunkte $a_{\pm}$ und $a_{\pm}^2$ sind identisch und besitzbar
 Bereich und sind "Zirkulär", während die projektiven Gruppen
 die Punkte $a_{\pm}$ liegen in einem Raum-
 Bereich $a_{\pm}$ und $a_{\pm}^2$ sind identisch, während die projektiven Gruppen
 "Zirkulär" und "Zirkulär" sind. Dies aber so ist, muß auch
 den sich dabei auf den Gruppen $R_{\pm 4}$ aufbauen. Diese
 Zustand $a_{\pm} = 0$. Im Fall der $R_{\pm 4}$ gegen $A_{\pm}$ invariant sein
 sind $a_{\pm} = 0$ und konstante Regel. Diese Ableitung ist in
 im Fall der $R_{\pm 4}$ Gruppen nicht.
 Die Ableitung der $R_{\pm 4}$ ist die
 Begrenzung $\sum_{k=1}^3 p_{\pm k}^2 + a_{\pm}^2 = 0$
 geht auf die identischen Konstanten
 Konstanten $\sum_{k=1}^3 p_{\pm k}^2 - a_{\pm}^2 = \pm 1$
 und $\sum_{k=1}^3 p_{\pm k}^2 + a_{\pm}^2 = 1$ gilt.
 Die identischen oder Erzeugenden
 der ebenen Raumgruppen $R_{\pm 4}$
 ist und diese Raumgruppen =

[illegible]

formations, der allgemeinen Trans-
formationen $\hat{A}_{\pm}$ auf beobachtbar
werden, daß $\hat{A}_{\pm}$ Transformation von $\underline{A}_{\pm}$ sind
sodass die zu $\hat{A}_{\pm}$ gehörenden Transforma-
tionen ebenfalls linear sein müs-
sen. Es kommt also darauf an,
die allgemeinen Transformationen
kann auf Affinen Abbildungen der $\mathbb{R}_{\pm}^4$
zu finden, welche $\sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2$ invariant
lassen. Betrachten die $\alpha_{\pm ik}$ die
Elemente der $\hat{A}_{\pm}$, so sind die all-
gemeinen affinen Abbildungen,
welche den euklidischen Bedingungen
genügen, daher $\eta'_{\pm i} = \sum_{k=1}^4 \alpha_{\pm ik} \eta_{\pm k}$
bezgl. die Transform. $\eta_{\pm k} = \sum_{i=1}^4 \alpha_{\pm ik} \eta'_{\pm i}$
gegeben, d. h. die Koeffizienten
bilden ein Orthogonalsystem
 $\sum \alpha_{\pm ik} \cdot \alpha_{\pm jk} = \delta_{ij}$. δ_{ik} sind
kann als Richtungsgrößen
interpretiert werden. Diese
Orthogonalität der Koeffizienten

folgt, wenn die Koordinaten $\mathbb{R}_{\pm}^4$, also die $\eta_{\pm i}$, kartesisch
sind (in Betrachtung also $\eta_{\pm i} \cdot \eta_{\pm k}$
 $\sim \delta_{ik}$) aus der Forderung des
Quadrates der normierten
Faktors $\bar{r}_{\pm} = \sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2$. Die
 $\alpha_{\pm ik}$ können wegen der affinen Ab-
bilden der allgemeinen Koordinaten
formation zu $\hat{A}_{\pm} = (\alpha_{\pm ik})$, zusammen-
gefasst werden, denn diese
Koeffizienten Kennzeichnen die
Transformations der Koordinaten
in der $\mathbb{R}_{\pm}^4$, welche mit der
gegebenen Transformation $\hat{A}_{\pm}$
der $\hat{A}_{\pm}$ identisch ist. Für die Tra-
nsformation von $\bar{r}_{\pm} = \sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2$ gilt
 $\bar{r}'_{\pm} = (\alpha_{\pm ik})_4 \cdot \bar{r}_{\pm}$ oder
 $\bar{r}_{\pm} = (\alpha_{\pm ik})_4 \cdot \bar{r}'_{\pm} = \hat{A}_{\pm}^x \bar{r}'_{\pm}$
Andererseits ist $\bar{r}'_{\pm} = \hat{A}_{\pm}^{-1} \bar{r}_{\pm}$
 $\bar{r}_{\pm} = \hat{A}_{\pm}^{-1} \bar{r}'_{\pm}$, was verglichen
 $\hat{A}_{\pm}^x \bar{r}'_{\pm} = \hat{A}_{\pm}^{-1} \bar{r}'_{\pm}$ liefert, u. a. d.

30 $\underline{A}_\pm \cdot \underline{A}_\pm^* = E$ geht, top $\underline{A}_\pm$ aber
 Wie $\underline{A}_\pm$ in $\mathbb{R}_{++}$ orthogonal und in
 $\mathbb{R}_{-4}$ Dualität ist. Für vollständigen
 Beschreibung von $\underline{A}_\pm$ muß das Ver-
 halten von $|\underline{A}_\pm|_4 = |\alpha_{\pm i, k}|_4$ unter-
 sucht werden. Wegen der Orthogon-
 alität $\alpha_{\pm i, k} \cdot \alpha_{\pm j, l} = \delta_{ij} \delta_{kl}$
 das Kräftegleichgewicht ist
 $|\alpha_{\pm i, k}|_4 = \pm \frac{\prod_{k=1}^4 \alpha_{\pm k, k}}{\alpha_{\pm k, k}} \neq 0$
 d.h. $|\underline{A}_\pm|_4 \neq 0$ Reingewicht $\underline{A}_\pm$
 als regulär, denn wären $\underline{A}_\pm$ sin-
 gular, so hätten die Randwerte
 äquivalenten Formeln einen von
 Null verschiedenen Kräftegleichgewicht
 was $|\underline{A}_\pm|_4 = 0$ gilt Folge hätte,
 was aber mit der Orthogonalität
 $\underline{A}_\pm \cdot \underline{A}_\pm^* = E$ $\alpha_{\pm i, k} \cdot \alpha_{\pm j, l} = \delta_{ij} \delta_{kl}$
 im Widerspruch steht. Mit $|\underline{A}_\pm|_4 \neq 0$
 $\neq 0$ eindeutig mit Reingewicht
 $\underline{A}_\pm^*$ der Minor der Zeile i und Spalte k
 der Determinante, so gilt

$|\underline{A}_\pm|_4 \cdot \alpha_{\pm i, k} = A_{\pm k}^i$, was als
 Determinante der Minoren $|\underline{A}_\pm^i|_4$
 $= |\underline{A}_\pm^i|_4 \cdot \alpha_{\pm i, k} = |\alpha_{\pm i, k}|_4 \cdot |\underline{A}_\pm^i|_4$
 $= |\underline{A}_\pm|_4^5$ nach einem Gesetz der
 Determinantentheorie ist stets
 $|\underline{A}_\pm^i|_4 = |\alpha_{\pm i, k}|_4^{n-1}$, was für $n=4$
 für die Determinante der Minore
 ersten Grades $|\underline{A}_\pm^i|_4 = |\underline{A}_\pm^i|_4^3$, also
 in der Gleichung $|\underline{A}_\pm^i|_4^2 = 1$ liefert. Nach
 Radizierung erhält man das negative
 Vorzeichen, weil die Determinante selbst
 eine stetige Kräftegleichgewichtsfunktion
 und bei den gegebenen identischen
 Transformations mit $+1$ in Betrag
 übereinstimmt. Es gilt daher $|\underline{A}_\pm^i|_4$
 $= +1$. Wenn dies aber so ist, so ist
 die Determinantenkoeffizienten im
 der ersten Zeile der Determinante
 nicht identisch, denn es ist $A_{\pm k}^i$
 $= \alpha_{\pm i, k} \cdot |\underline{A}_\pm^i|_4 = \alpha_{\pm i, k}$. Die Eigen-
 schaften der alternierenden Transforma-

§ 2. Kann man das mit $\beta_{\pm} = \text{const.}$ die =
 großen Logosysteme $\mathcal{C}_{\pm}$ und $\mathcal{C}'_{\pm}$
 in den $\mathcal{R}_{\pm 4}$ sind also zusammen-
 gefasst in

$$\mathcal{F}'_{\pm} = \hat{A}_{\pm} \cdot \mathcal{R}_{\pm}, \quad \hat{A}_{\pm} \cdot \hat{A}_{\pm}^* = \hat{E},$$

$$|\hat{A}_{\pm}|_4 = +1 \quad \text{Gleichung 61}$$

Die Elemente von $\hat{A}_{\pm}$ sind in $\mathcal{R}_{\pm 4}$ die
 reelle, in $\mathcal{R}_{-4}$ komplex sind diejenigen
 der Elemente, welche den Indizes $\pm$
 mit periodisch erhalten imaginär
 alle anderen aber reell, denn mit $\beta_{\pm}$
 kann die Realität der Koordinaten
 in den $\mathcal{R}_{\pm 3}$ gewahrt werden.

Auch ist das Element $\alpha_{\pm 4,4}$ immer
 mit dem Cosinus des Winkels iden-
 tisch, der von den Zeitachsen der
 Systeme $\mathcal{C}'_{\pm}$ und $\mathcal{C}_{\pm}$ eingeschlossen
 wird. Die speziellen Formen $\hat{A}_{\pm}$ gehen
 nach diesen Bedingungen heraus
 aus $\hat{A}_{\pm}$ hervor. Die Orthogonalität

$\hat{A}_{\pm i, n} \cdot \alpha_{\pm j, c} = \delta_{ij} \cdot \delta_{nc}$ ist
 eine innermetrische Folge von $\hat{A}_{\pm} \cdot \hat{A}_{\pm}^*$
 - $\hat{E}$ und gilt wegen $|\hat{A}_{\pm}|_4 = 1$, also
 $\alpha_{\pm i, n} = A_{\pm n}^i$ auch für die ersten
 ersten Grades, deren Komponenten auch
 die zweite 2. Grades $A_{\pm n, k}^{i, j}$ gebildet
 und für die die gleiche Orthogonalität
 erfüllt werden werden.

Faustregeln, § 2 Seite 1

In jedem $\mathcal{R}_{\pm 3}$ (es kann sein $\mathcal{R}_{+3} = \mathcal{R}_{-3} = \mathcal{R}_3$)
 für den physikalischen Raum existiert ein
 System also die Zeitangaben $\mathcal{T}_{\pm 4}$,
 so daß der physikalische metrische Index
 steht zwischen $\mathcal{R}_{+4}$ und $\mathcal{R}_{-4}$. Die
 den Zeitangaben zugehörige Komponenten. In
 Raumzeitssystemen $\mathcal{R}_{\pm 4}$ verhalten sie
 demnach über dem reellen algebra-
 ischen Körper die euklidische bzw.
 pseudoeuklidische Metrik in der
 Invariantenartigkeit, d.h. in

34 jeder Punkt führt ein Quadratpaar
 durch bei $0\hbar$ = und einer Zeitangabe
 beibehalten wird. Insofern muß je-
 doch ausgehen werden, ob es sich um
 eine Zeitangabe im System R_{+4} oder R_{-4}
 handelt. Die Raumzeitpunkte können
 demnach als Ereignisse aufgefaßt
 werden und eine Folge solcher Punkte
 in zeitlicher Richtung wäre dann eine
 Raumzeitkurve, die auch als Schicksal
 oder Geschehen eines Punktes aus
 dem R_{+3} aufgefaßt werden kann,
 irgendein Bereich des R_{+3} wird dann in
 die R_{+4} projiziert, hinsichtlich
 seines Schicksals als Raumzeitkurve-
 Gänze dargestellt. Die relative
 Gleichzeitigkeit wird demnach über
 η_{+4} = const. gekennzeichnet, selbst
 steht eine dreidimensionale Punkt-
 mannigfaltigkeit, welche die drei-
 dimensionale Hyperfläche R_{+3} in

35 den R_{+4} bildet, als gleichzeitig
 ausgesprochen werden kann. Der phys-
 sche R_{+3} erscheint demnach als
 ausgedehnte Abbildung des R_{+4} ,
 derart daß die Abbildungsmatrix
 den Maßstabsfaktor 1 hat und an-
 sondern so beschaffen ist, daß die
 Abbildung aus dem R_{+4} die spa-
 tialen, diejenige aus dem R_{-4}
 die elektromagnetische Kräfte in
 der Hyperfläche R_{+3} darstellt.
 Eine Raumzeitkurve mit Angabe für
 Richtung und eines Richtungsvektors
 ist dann das Feld eines polaren
 Raumzeitvektors, dessen Erweiterung
 zum Proportionalitätsvektor
 führt. Ganz entsprechend können
 auch gerichtete Funktionen der
 Raumzeitkurven als polare
 zeitliche Skalarfelder beschrieben
 werden, sodaß alle Vektoren in

36 mehrdimensionalen Tensorraum =
Lyns und das analytische In-
finitesimalgeraden auf die
Rahmgeraden $R_{\pm 4}$ aus-
gezeichnet werden können.

Annahme in Seite 2.

Die zweifelhafte in $\mathbb{R}_{\pm 4}$ verhalten =
da wenn η_{-4} imaginär gewählt
wird, weshalb im Folgenden immer
die imaginäre Teilzahl in $\mathbb{R}_{-4}$
verwendet werden soll, wobei
die hyperbolisch reelle Teil $\mathbb{R}_{+4}$
im physisch euklidisch komplexen ist.
 $\mathbb{R}_{+4}$ und auch $\mathbb{R}_{-4}$ haben somit
eine euklidische Teil $\mathbb{R}_{+4}$, doch ist
 $\mathbb{R}_{+4}$ ist eine reelle, und $\mathbb{R}_{-4}$
ist eine komplexen algebraischen
Körper aufspannen.

Annahme in S. 2.

Die beiden halben $\hat{A}_{\pm}$ bestehen sich
aber nur auf den Zusammenbau

von zwei Koordinatensystemen $\mathbb{C}_{\pm}^1$
und $\mathbb{C}_{\pm}^2$, welche gleich orientiert und
achsenparallel sind und sich so
mit $v = \text{const}$ relativ zueinander
bewegen, das im Beginn des Be-
wegung ihre Koordinatenwerte
punkte zusammenfallen und die
Relative Bewegung längs der gemein-
samen $\eta_{\pm 1}$ - Achse erfolgt. Kop-
pspezifischer Fall beliebig gegen-
einander gedreht Koordinaten und
beliebig orientiertes Relativ-
schwindigkeit vor, so werden die
Transformationsmatrizen mit
 $\hat{A}_{\pm}$ gekennzeichnet.

Annahme in Seite 9.

Wird die beiden reellen Breiten $T_{\pm}$
Räumen für die Intervallgrenzen von
 $\beta_{\pm} \cdot T_{\pm 1}$ untersucht werden. Zunächst
ist $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm} = 0$, was ist $\lim_{\beta \rightarrow 1} T_{\pm} = \frac{1}{4}$

38 aber $\lim_{\beta \rightarrow \infty} \gamma_{\pm} = \pi/2$. Für weiteren
 Untersuchung des Rotationsstroms
 wird es zweckmäßiger $\gamma_{\pm} = \beta_{\pm} \sin \beta_{\pm}$
 zu setzen. In R_{+} bleibt $\gamma_{+} = \gamma_{+}$ eine
 reelle Drehung, während in R_{-} die
 Drehung γ_{-} wegen $\beta_{-} = -\beta_{+}$ imaginär
 sein wird. Mit $\cos^2 \gamma_{\pm} = 1 + \tan^2 \gamma_{\pm} =$
 $= 1 + \beta_{\pm}^2$ wird $\cos \gamma_{\pm} = (1 + \beta_{\pm}^2)^{-1/2}$ und
 $\sin \gamma_{\pm} = \frac{\beta_{\pm}}{\sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}} = \beta_{\pm} (1 + \beta_{\pm}^2)^{-1/2}$,
 was $g_{\pm}$ der Darstellung $A_{\pm}$

$$A_{\pm} = \begin{pmatrix} \cos \gamma_{\pm} & 0 & 0 & -\sin \gamma_{\pm} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sin \gamma_{\pm} & 0 & 0 & \cos \gamma_{\pm} \end{pmatrix} \text{ führt.}$$

Mit der Relation $e^{-i\alpha} = \cos \alpha + i \sin \alpha$
 wird $e^{\pm i \gamma_{\pm}} = \cos \gamma_{\pm} \pm i \sin \gamma_{\pm} = \frac{1 \pm i \beta_{\pm}}{\sqrt{1 + \beta_{\pm}^2}}$
 also $\text{tg } i \gamma_{\pm} = \frac{e^{i \gamma_{\pm}} - e^{-i \gamma_{\pm}}}{e^{i \gamma_{\pm}} + e^{-i \gamma_{\pm}}} =$
 $= i \text{tg } \gamma_{\pm} = i \beta_{\pm}$ oder $i \gamma_{\pm} = \text{arctg } i \beta_{\pm}$
 $= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + i \beta_{\pm}}{1 - i \beta_{\pm}} \right)$ und dies ist eine
 explizite Darstellung von $\gamma_{\pm}$ in
 Logarithmusform. Gibt es

n-Gesch $1 \leq l \leq n$ Geschwindigkeit $\gamma_{\pm}$
 v_l , wenn zur Geschwindigkeit $\gamma_{\pm}$
 v_l überlagern, so würde dieser Be-
 schleunigungsprozess einer aufeinander-
 folge von n Drehungen $\gamma_{\pm l}$ ent-
 sprechen, so daß $\beta_{\pm} = \text{tg} \sum_{l=1}^n \gamma_{\pm l}$ gilt
 handelt es sich mit zwei Geschwin-
 digkeiten mit der dimensionslo-
 sen Lapse $\beta_{\pm 1}$ bezw. $\beta_{\pm 2}$, welche sich
 zu $\beta_{\pm}$ addieren, so gilt $\beta_{\pm} = \text{tg}(\gamma_{\pm 1} + \gamma_{\pm 2})$
 $= \frac{\text{tg } \gamma_{\pm 1} + \text{tg } \gamma_{\pm 2}}{1 - \text{tg } \gamma_{\pm 1} \text{tg } \gamma_{\pm 2}} = \frac{\beta_{\pm 1} + \beta_{\pm 2}}{1 - \beta_{\pm 1} \beta_{\pm 2}}$, woraus
 hervorgeht, daß das dimensionslose
 Additionstheorem dreidimensionale
 Geschwindigkeitseinheiten in $\beta_{\pm} = \text{tg } \gamma_{\pm}$ mit
 $\gamma_{\pm} = \sum_{l=1}^n \gamma_{\pm l}$ erhalten ist. Auch
 für die Drehungen $\gamma_{\pm}$ gelten die
 Kommutativgesetze $\lim_{\beta_{\pm} \rightarrow 0} \gamma_{\pm} = 0$
 aber $\lim_{\beta_{\pm} \rightarrow \infty} \gamma_{\pm} = \pi/4$ und
 $\lim_{\beta_{\pm} \rightarrow \infty} \gamma_{\pm} = \pi/2$, dass Akt von Drehung,
 werden also zusammengefasst in

$\mathbb{R}_{\pm 4}$ sind zwei Erweiterungen von $\mathbb{R}$. Wegen der metrischen Struktur
 können Untervektoren, deren Gruppen
 unter der allgemeinen Transformations-
 invarianten $\hat{A}_{\pm}$ als spezielle $\hat{A}_{\pm}$ ausge-
 drückt werden, wobei stets $\hat{A}_{+} \sigma =$
 $\sigma \hat{A}_{+}$ gilt, aber $\hat{A}_{-}$ nicht ist. Die
 metrische Struktur von $\mathbb{R}_{+4}$ sowie
 als auch von $\mathbb{R}_{-4}$ ist positiv definit, doch
 spannen über $\mathbb{R}_{+4}$ mit den reellen
 η_{+k} über dem $\mathbb{R}$ -Vektorraum, und $\mathbb{R}_{-4}$ über
 dem komplexen algebraischen Körper
 auf, weil von den Koordinaten η_{-k}
 (es ist $k \leq 4$) die Zerlegung
 η_{-4} imaginär ist. Dies bedeutet,
 daß von den $\binom{4}{2} = 6$ Koordinaten
 ebenen im $\mathbb{R}_{-4}$ insgesamt 3 Kom-
 plexe Ebenen sind, während von den
 $\binom{4}{3} = 4$ reelldimensionalen Hyper-
 flächen wiederum drei komplex
 sind. Für $\mathbb{R}_{+4}$ gibt es dagegen
 überhaupt keine komplexen Unter-

räume. Wegen der metrischen Struktur
 ist das $\mathbb{R}_{\pm 4}$ linear unabhängig, also reell-
 dimensionale, also reell-
 lineare Unterräume metrisch so zu kon-
 struieren, daß die $\mathbb{R}_{\pm 4}$ Unterräume
 dieser Unterräume $\mathbb{R}_{\pm}$ sind, doch ist
 eine solche metrische Konstruktion
 prinzipiell unmöglich, weil die be-
 stehenden reellen Unterräume nicht
 $\mathbb{R}_{\pm 4}$ mit zwei verschiedenen al-
 gebraischen Körpern definiert sind.
 Das Problem ist offensichtlich
 die metrische Konstruktion einer
 Unterräume $\mathbb{R}_{\pm}$, welche $\mathbb{R}_{\pm 4}$ als un-
 terschiedliche Unterräume erhält, im $\mathbb{R}$ -
 reellen Dimensionen nicht ohne weiteres
 möglich, doch ist es denkbar, daß
 eine höher dimensionale Welt ex-
 istiert, deren reelldimensionale Pro-
 jektion je nach Art der Projektion
 entweder $\mathbb{R}_{+4}$ oder $\mathbb{R}_{-4}$ liefert

44 Unabhängig davon ergibt sich
 jedoch die Höflichkeit, eine Lorentz-
 symmetrische Gruppe $\hat{A}_+$ und über
 Transformationen zu postulieren, daß
 die Lorentztransformationen sowohl im
 R_{+4} gegen $\hat{A}_+$ als auch im R_{-4}
 gegen $\hat{A}_-$ invariant sein müssen,
 da die physikalischen Felder in
 der charakteristischen (R_{-4}) nicht invariant
 mit gravitativen Feldern (R_{+4})
 verknüpft, weil die allgemeine
 Relativität, und damit auch das
 Äquivalenzprinzip die Gravitation
 als charakteristisches Feld definiert. Für P
~~physikalische~~ physikalische Felder,
 so wäre $P_- = \hat{A}_- \cdot P$ die Transformation
 zwischen R_{-4} und $P_+ = \hat{A}_+ \cdot P$
 definiert im R_{+4} . Für die Transformation
 zwischen den beiden Koordinatensystemen
 würde sich eine Zweideutigkeit,
 nämlich $P_\pm = \hat{A}_+ \cdot P$ oder $P_\mp = \hat{A}_- \cdot P$

ergeben. Die Höflichkeit, eine Lorentz-
 symmetrische Gruppe $\hat{A}_+$ und über
 Transformationen zu postulieren, daß
 die Lorentztransformationen sowohl im
 R_{+4} gegen $\hat{A}_+$ als auch im R_{-4}
 gegen $\hat{A}_-$ invariant sein müssen,
 da die physikalischen Felder in
 der charakteristischen (R_{-4}) nicht invariant
 mit gravitativen Feldern (R_{+4})
 verknüpft, weil die allgemeine
 Relativität, und damit auch das
 Äquivalenzprinzip die Gravitation
 als charakteristisches Feld definiert. Für P
~~physikalische~~ physikalische Felder,
 so wäre $P_- = \hat{A}_- \cdot P$ die Transformation
 zwischen R_{-4} und $P_+ = \hat{A}_+ \cdot P$
 definiert im R_{+4} . Für die Transformation
 zwischen den beiden Koordinatensystemen
 würde sich eine Zweideutigkeit,
 nämlich $P_\pm = \hat{A}_+ \cdot P$ oder $P_\mp = \hat{A}_- \cdot P$

ergeben. Die Höflichkeit, eine Lorentz-
 symmetrische Gruppe $\hat{A}_+$ und über
 Transformationen zu postulieren, daß
 die Lorentztransformationen sowohl im
 R_{+4} gegen $\hat{A}_+$ als auch im R_{-4}
 gegen $\hat{A}_-$ invariant sein müssen,
 da die physikalischen Felder in
 der charakteristischen (R_{-4}) nicht invariant
 mit gravitativen Feldern (R_{+4})
 verknüpft, weil die allgemeine
 Relativität, und damit auch das
 Äquivalenzprinzip die Gravitation
 als charakteristisches Feld definiert. Für P
~~physikalische~~ physikalische Felder,
 so wäre $P_- = \hat{A}_- \cdot P$ die Transformation
 zwischen R_{-4} und $P_+ = \hat{A}_+ \cdot P$
 definiert im R_{+4} . Für die Transformation
 zwischen den beiden Koordinatensystemen
 würde sich eine Zweideutigkeit,
 nämlich $P_\pm = \hat{A}_+ \cdot P$ oder $P_\mp = \hat{A}_- \cdot P$

16 auch der Kommutator $\hat{A}_- \hat{A}_+^* - \hat{A}_+^* \hat{A}_- =$ liefert, wenn jedoch mit der $\hat{A}_+^*$
 $= 0$ in gleicher Weise nachgewiesen werden kann, $\hat{B}_- \hat{B}_+^* - \hat{A}_+ \hat{A}_-^* \hat{A}_+^* =$
 $= \hat{A}_+ \hat{A}_+^* \hat{A}_- \hat{A}_-^* = \hat{E}$, weil $\hat{A}_+ \hat{A}_+^* =$ also für den allgemeinen Fall auf
 $= \hat{E}$ ist. In $\hat{B}_-$ ist $\hat{A}_+$ orthogonal
 aber $\hat{A}_-$ punktiert, sodass $\hat{B}_- \hat{B}_+^* = \hat{E}$
 die Lorentztransformation $\hat{B}_-$ ebenfalls als $\hat{B}_- \hat{B}_+^* = \hat{E}$, $|\hat{B}_-|_4 = +1$
 invariant gekennzeichnet wird, dem
 der Komplexcharakter eines $\hat{E} = \text{Idem}$. Im speziellen Fall ausserpar-
 meteres wird durch reelle Faktoren alles mit gleich orientierter Koordi-
 naten geändert. Mit $\hat{B}_- = (\hat{b}_{ik})_4$ natursysteme $\hat{b}'$ und $\hat{b}$, welche sich
 kann immer, wegen der Punktierten Ver-
 halten, $|\hat{B}_-|_4 = \pm \prod_{k=1}^4 \hat{b}_{kk} \neq 0$ mit $\hat{b} = \text{const.}$ in der Lorentz-
 rechnet werden, d.h. $\hat{B}_-$ beschränkt relativ zu punktierten Bedingungen (Beweis
 ebenfalls wegen der Determinanten gleich in der Lorentztransformation besteht nach der
 charakteristischer einer reziproken affinen bei wirkt auf eine metrische Kori-
 Abbildung der Lorentztransformation. Die Lini-
 Abbildung in die Idemote ergibt invarianten $\hat{B}_-$, wird entsprechend
 $|\hat{B}_-|_4 \cdot \hat{b}_{ik} = \hat{B}_{ik}^m$, also $|\hat{B}_{ik}^m|_4 =$ aus den speziellen hatigen $\hat{A}_+$ aus
 $= |\hat{B}_-|_4^4 \cdot |\hat{b}_{ik}|_4 = |\hat{B}_-|_4^5$, was mit die spezielle Form $\hat{B}_- = \hat{A}_+ \hat{A}_-^*$ wegen
 $|\hat{B}_{ik}^m|_4 = |\hat{B}_-|_4^3$ vergleichen $|\hat{B}_-|_4 = \pm 1$ der Eigenschaften von $\hat{E}$ ⁶², welche auf

Gleichung ~~62~~

48 für B gelten müssen und $B_{ik} = \sum_{j=1}^4 A_{ij} \cdot A_{jk}$. Als $\psi_+ = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right)$ folgt, ~~da~~
 $B_{32} = B_{3,3} = 1$ und $B_{1,4} = -\chi(\beta_+ + \beta_-) = \cos \psi_-$ keine imaginäre ist, während
 $\psi_+ = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right)$ mit der reellen Steigung
 identisch ist, d. h. $\psi = \psi_+ + \psi_-$
 $\left[\beta_-^2 \right]^{-1/2}$ Punkte als Komplexes Stellen
 der Zeitachse von $\vec{O}$ gegen $\vec{O}$ ein
 geführt werden. ^{Umkehrung der Zeit} Während also $\hat{A}_+$
 durch eine reelle und $\hat{A}_-$ durch eine
 imaginäre Steigung bestimmt wird
 ist B durch eine Komplexes Stei-
 ung in der Lorentz charakteri-
 siert. Für den Komplexes Stei-
 winkel $\psi = \psi_+ + \psi_-$ folgt also
 wegen der Logarithmusverhältnisse
 $\psi = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right) \cdot \frac{(1-i\beta_-)}{(1-i\beta_+)} = \frac{(1-i\beta_-) \cdot (1-i\beta_-)}{(1-i\beta_+)^2}$ und
 mit dieser Komplexes Steigung setzt
 die von Null verschiedene Elemente
 von B zu $B_{1,1} = B_{4,4} = \cos \psi$ und
 $B_{1,4} = -\sin \psi = -B_{4,1}$ und
 $B_{2,2} = B_{3,3} = 1$ also

48 für B gelten müssen und $B_{ik} = \sum_{j=1}^4 A_{ij} \cdot A_{jk}$. Als $\psi_+ = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right)$ folgt, ~~da~~
 $B_{32} = B_{3,3} = 1$ und $B_{1,4} = -\chi(\beta_+ + \beta_-) = \cos \psi_-$ keine imaginäre ist, während
 $\psi_+ = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right)$ mit der reellen Steigung
 identisch ist, d. h. $\psi = \psi_+ + \psi_-$
 $\left[\beta_-^2 \right]^{-1/2}$ Punkte als Komplexes Stellen
 der Zeitachse von $\vec{O}$ gegen $\vec{O}$ ein
 geführt werden. ^{Umkehrung der Zeit} Während also $\hat{A}_+$
 durch eine reelle und $\hat{A}_-$ durch eine
 imaginäre Steigung bestimmt wird
 ist B durch eine Komplexes Stei-
 ung in der Lorentz charakteri-
 siert. Für den Komplexes Stei-
 winkel $\psi = \psi_+ + \psi_-$ folgt also
 wegen der Logarithmusverhältnisse
 $\psi = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_+} \right) \cdot \frac{(1-i\beta_-)}{(1-i\beta_+)} = \frac{(1-i\beta_-) \cdot (1-i\beta_-)}{(1-i\beta_+)^2}$ und
 mit dieser Komplexes Steigung setzt
 die von Null verschiedene Elemente
 von B zu $B_{1,1} = B_{4,4} = \cos \psi$ und
 $B_{1,4} = -\sin \psi = -B_{4,1}$ und
 $B_{2,2} = B_{3,3} = 1$ also

52 die Transformations B (das gilt auch für den allgemeinen Fall der Gl 20) erschienen denman ist, als ob die Elemente von A durch diejenigen von A_+ ersetzt wären und umgekehrt. Mit Hilfe von B oder besser mit der B definierten Größe ψ ersieht es wohl, das Intervall das in der Laccasell niedergeboren $g =$ schwindet Karten im R_3 im Daten- sachen, offensichtlich gilt $\lim_{i\psi \rightarrow 0} i\psi =$
 $= \frac{e^{i\psi} - e^{-i\psi}}{e^{i\psi} + e^{-i\psi}}$ also für $\lim_{i\psi \rightarrow 0} i\psi = 1$.
 Mit $e^{\pm i\psi} = \cos \psi \pm i \sin \psi$ ist aber auch $\lim_{i\psi \rightarrow 0} i\psi = i \lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi$ und auch hierfür gilt die Relation $i \lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi = 1$.
 Andererseits ist $0 = \lim_{i\psi \rightarrow 0} i\psi = i \lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi$, was für $i\psi$ den Intervall $0 \leq i\psi < \infty$ nahelegt und für das Form $0 \leq \lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi < 1$ bezw. $0 \leq i \lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi < 1$ gilt. Mit $\psi^+ = \psi + \psi_-$ ist, wenn $\lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi = \beta_+$

berücksichtigt ist $\lim_{i\psi \rightarrow 0} \psi = \lim_{i\psi \rightarrow 0} (\psi^+ + \psi_-)$
 $= \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \cdot \beta_-}$, d. h. für das halboffene Intervall folgt $0 \leq i \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \cdot \beta_-} < 1$.
 Diese Intervallgrenze liegt, wegen $\beta_+ = \psi^+$ und $i\beta_- = \psi_-$ offensichtlich bei $\psi = 0$, während die andere Grenze unabhängig von $0 \leq \beta_+ < \infty$ nach A_+ durch $i\beta_- \rightarrow 1$, also $\psi \rightarrow c$ angegeben ist. Für $i\beta_- = 1$ ist nämlich $i \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \cdot \beta_-} = 1$, was aber die Intervallgrenze kennzeichnet.
 Wird $i\beta_- > 1$, so wird auch die Intervallgrenze überschritten, was aber nicht möglich ist, weil $i\psi$ nicht mehr als gegen unendliches divergieren kann. Das hat Loga-
 rithmusdarstellungen $i\psi =$
 $= \ln \frac{(1 + i\beta_+)(1 + i\beta_-)}{(1 - i\beta_+)(1 - i\beta_-)}$ folgt, was
 hinsichtlich für $i\beta_- \rightarrow 1$ die Be-
 deutendkeitsstelle von $i\psi$ erreicht, und genau so, das in jedem Fall

54 Unabhängigkeit von der Zeitrechnung, Sonnenwelt unbeeinträchtigt und
 $\beta_+ \geq 0$ grundsätzlich für $\beta_- \rightarrow 1$ Dann gravitative Kräfte stets weiter
 Irregularität auftritt, während für andere verknüpfte auftreten. Nur
 $\beta_- > 1$ den Vorzeichen des reellen. Die frei fortsetzbaren gravita-
 Faktoren $\frac{1+i\beta_-}{1-i\beta_-}$ im Regelmäßigen
 Einspreizung, was zu $e^{i\pi/4} < 0$
 führen müßte, was aber ~~ist~~ nicht. Der der eigentlich imaginäre
 der Natur der e -Funktionen im Ausbreitungsgeschwindigkeit in
 Widerspruch steht. Zwar läßt es können auch frei fortzusetzen =
 $\hat{A}_+$ beliebige Geschwindigkeitsebenen
 $0 \leq \beta_+ < \infty$ zu, das ist das
 durch den Einfluß von $\hat{A}_-$ in $\hat{B}$ über was nach dem Ausbreitungsge-
 konvergierst, statt in der Sonne = setz dieses Welles nur beim
 weil nur das Geschwindigkeitsebene =
 Intervall
 $\beta_- \leq \beta_+ \leq 1$, Gleichung 2.63
 für ponderable Materie mit $\beta_- = 1$
 für den Sonnenfall gleichzeitige =
 mechanische Funktionen von Energie
 zulässig ist, was nur darauf zu-
 rückzuführen kann, daß in der mit der Definition des katastrophes

55
 Sonnenwelt unbeeinträchtigt und
 gravitative Kräfte stets weiter
 auftreten. Nur
 die frei fortsetzbaren gravita-
 tiven Feldstörungen laufen nicht
 ab, das ist in der der
 Der der eigentlich imaginäre
 Ausbreitungsgeschwindigkeit in
 Es können auch frei fortsetzen =
 beide Gravitationswellen sein
 für die $\hat{T} + \hat{\mu} \neq 0$ auftreten
 was nach dem Ausbreitungsge-
 setz dieses Welles nur beim
 Orthogonalitätsverbot
 $\cos(\hat{\mu}, \hat{T}) \neq 0$ möglich ist.
 angewandt auf 8.195
 also wegen der Ver-
 halten von $\hat{A}_+$ aus, daß in der
 Sonnenwelt Gravitations = und
 Materiefeldstörungen grundsätzlich =
 gekoppelt sind was wiederum
 mit der Definition des katastrophes

156 Probeklausur.

Die q_i sind welche ~~gewissen~~

~~Werte~~ Koordinaten eines Vektors

welt, welche genau $\vec{q}_i \cdot \vec{q}_k \sim \delta_{ik}$

eine Orthogonalsystem bilden

so ist jeweils $\sum_{i=1}^4 q_i^2$ gegen B

invariant, denn es gilt

$$\sum_{i=1}^4 q_i'^2 = (q_1 \cos \varphi - q_4 \sin \varphi)^2 +$$

$$+ q_2^2 + q_3^2 + (q_1 \sin \varphi + q_4 \cos \varphi)^2 =$$

$$= \sum_{i=1}^4 q_i^2, \text{ wegen } \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi = 1.$$

Eine Invarianz gegen B folgt in

obduktier Weise. Es ist $\vec{q} = \sum_{i=1}^4 \vec{q}_i$

und $\vec{q}' = \sum_{i=1}^4 \vec{q}_i'$, also $q_i' = \sum_{k=1}^4 b_{ik} q_k$,

was unter Berücksichtigung von

$$\underline{B} \cdot \underline{B}^* = E$$

Invarianz folgt.

Die Einheitsvektoren $\vec{e}_{\pm k}$ für $\eta_{\pm k}$

im Raum $R_{\pm 4}$ sollen das orthonormale

$$\text{Orthogonalsystem } (\vec{e}_{\pm i} \cdot \vec{e}_{\pm k})_4 = \delta_{ik}$$

bilden, wobei von $\vec{e}_{\pm} = \sum_{k=1}^4 \vec{e}_{\pm k} \eta_{\pm k}$

des Quadrats die Erwartungswerte für

Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ liefern, mit $\hat{A}_{\pm} = \frac{1}{2}$

$$\text{Leitung } \nabla_{\pm} = \frac{1}{k_{\pm 1}} \vec{e}_{\pm 1} \frac{\partial}{\partial \eta_{\pm 1}} + \dots$$

des elektromagnetischen Feldes in $R_{\pm 4}$

wenn keine ponderablen Ladungen

vorhanden sind, $\text{rot}_{\pm} \vec{H} = \epsilon_0 \vec{E}$

$$\text{rot}_{\pm} \vec{E} = -\mu_0 \vec{H}, \text{ div}_{\pm} \vec{E} = 0, \text{ div}_{\pm} \vec{H} = 0$$

was gegen $\hat{A}_{\pm}$ invariant ist, aus

bei gilt in $R_{\pm 4}$ für die gegen $\hat{A}_{\pm}$

invariante Ableitung $\text{grad}_{\pm}$

Feldstärken, wenn $\text{grad}_{\pm} u_0 = 0$

die $\text{div}_{\pm} \vec{H} = 0$ mit $u_0 = 0$

$$\text{rot}_{\pm} \vec{E} = -\mu_0 \vec{H}, \text{ div}_{\pm} \vec{E} = 0$$

invariant ist, $\vec{D} = \text{rot}_{\pm} \vec{H}$

$$- i \frac{\vec{E}}{\partial \eta_{\pm 1}} + i \vec{e}_{\pm 4} \cdot \text{div}_{\pm} \vec{E} =$$

$$= \text{div}_{\pm} \vec{H} \quad \text{und} \quad \vec{D} = \text{rot}_{\pm} \vec{E} +$$

$$+ i \vec{e}_{\pm 4} \cdot \text{div}_{\pm} \vec{H} =$$

$$= \text{div}_{\pm} \vec{H} \quad \text{im } R_{\pm 4}, \text{ während}$$

5.9. Nach mit $\vec{g} = \vec{F} + \vec{F}/\alpha\omega = \vec{F} + \vec{R}_+ \cdot \vec{\mu}$ aus der umgekehrten Gauß'schen Bezeichnungen
 $\vec{p} = \alpha \vec{g}$, $\vec{p} = \beta \vec{\mu}$
 und $\text{div}_+ \vec{g} = 0$ folgt $\text{div}_+ \vec{\mu} = 0$
 Die beiden vorgeordneten Funktionen
 $\vec{0} = \vec{p} = \vec{R}_+ \vec{\mu} = \frac{\partial \vec{g}}{\partial \eta_{++}} \vec{\mu}$
 $\vec{0} = \vec{p} = \vec{R}_+ \vec{g} = \frac{\partial \vec{g}}{\partial \eta_{++}} \vec{g}$ und
 $\vec{0} = \vec{p} = \vec{R}_+ \vec{g} = \frac{\partial \vec{g}}{\partial \eta_{++}} \vec{g}$ und
 x die Werte 1 und 2 annehmen,
 gibt es insgesamt vier Feld-
 Messoren $\vec{M}_{(\pm 1)}$ in den $\vec{R}_{\pm 1}$,
 welche in

$$\vec{M}_{(-1)} = \begin{bmatrix} 0 & R_{-} H_3 & -R_{-} H_2 & -i E_1 \\ -R_{-} H_3 & 0 & R_{-} H_1 & -i E_2 \\ R_{-} H_2 & -R_{-} H_1 & 0 & -i E_3 \\ i E_1 & i E_2 & i E_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & E_3 & -E_2 & i R_{-} H_1 \\ -E_3 & 0 & E_1 & i R_{-} H_2 \\ E_2 & -E_1 & 0 & i R_{-} H_3 \\ -i R_{-} H_1 & i R_{-} H_2 & -i R_{-} H_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\vec{M}_{(+1)} = \begin{bmatrix} 0 & R_{+} \mu_3 & -R_{+} \mu_2 & -g_1 \\ -R_{+} \mu_3 & 0 & R_{+} \mu_1 & -g_2 \\ R_{+} \mu_2 & -R_{+} \mu_1 & 0 & -g_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\vec{M}_{(+2)} = \begin{bmatrix} 0 & g_3 & -g_2 & -R_{+} \mu_1 \\ -g_3 & 0 & g_1 & -R_{+} \mu_2 \\ g_2 & -g_1 & 0 & -R_{+} \mu_3 \\ R_{+} \mu_1 & R_{+} \mu_2 & R_{+} \mu_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$R_{-} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}, \quad R_{+} = \sqrt{\beta/\alpha} = 16R_{-}$$

~~zusammengefasst werden. Betrachte Feldmessoren mit passenden Koordinaten multipliziert~~
 es existieren vier weitere Messoren
 nämlich $\vec{M}_{(-x)} = \sqrt{\epsilon_0/2} \cdot \vec{M}_{(-x)}$
 $\vec{M}_{(+x)} = \sqrt{\alpha/2} \cdot \vec{M}_{(+x)}$, deren Dimensionierung jeweils die Quadratwurzel einer Energie/dichte ist. Die Herleitung 2. Grades dieses Tensor ergibt Energiedichtemessoren
 $\vec{M}_{(\pm 1)} = \vec{M}_{(\pm 1)} \times \vec{M}_{(\mp 1)}$ auf

60 mit ${}^2\bar{T}(\pm x, \pm x) = {}^2\bar{N}(\pm x) \times {}^2\bar{N}(\pm x)$ /
 also insgesamt 16 Wörter, welche
 zu einer quadratischen Matrix
 vom Typ 4 der quadratischen ele-
 mentararithmetischen Invertierung

$${}^2\bar{T} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{T}_{(-1,-1)} & {}^2\bar{T}_{(-1,-2)} & {}^2\bar{T}_{(-1,+1)} & {}^2\bar{T}_{(-1,+2)} \\ {}^2\bar{T}_{(-2,-1)} & {}^2\bar{T}_{(-2,-2)} & {}^2\bar{T}_{(-2,+1)} & {}^2\bar{T}_{(-2,+2)} \\ {}^2\bar{T}_{(+1,-1)} & {}^2\bar{T}_{(+1,-2)} & {}^2\bar{T}_{(+1,+1)} & {}^2\bar{T}_{(+1,+2)} \\ {}^2\bar{T}_{(+2,-1)} & {}^2\bar{T}_{(+2,-2)} & {}^2\bar{T}_{(+2,+1)} & {}^2\bar{T}_{(+2,+2)} \end{pmatrix}$$

$${}^2\bar{T}_{(i,k)} = {}^2\bar{N}_{(i)} \times {}^2\bar{N}_{(k)}$$

$${}^2\bar{N}_{(-x)} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{2}} {}^2\bar{M}_{(-x)}$$

$${}^2\bar{N}_{(+x)} = \sqrt{\frac{\alpha}{2}} {}^2\bar{M}_{(+x)}$$

64
 Gleichung 23

Zusammengefasst ist, dass
 die 16 quadratischen Invertierung
 Matrizen durch 16 Matrizen
 ${}^2\bar{T}_{(i,k)} \sim {}^2\bar{N}_{(i)} \times {}^2\bar{N}_{(k)} = {}^2\bar{W}_{(i,k)}$
 verwendet werden. Es genügt,
 daher, die Invertierung

$$\bar{W} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{W}_{(-1,-1)} & {}^2\bar{W}_{(-1,-2)} & {}^2\bar{W}_{(-1,+1)} & {}^2\bar{W}_{(-1,+2)} \\ {}^2\bar{W}_{(-2,-1)} & {}^2\bar{W}_{(-2,-2)} & {}^2\bar{W}_{(-2,+1)} & {}^2\bar{W}_{(-2,+2)} \\ {}^2\bar{W}_{(+1,-1)} & {}^2\bar{W}_{(+1,-2)} & {}^2\bar{W}_{(+1,+1)} & {}^2\bar{W}_{(+1,+2)} \\ {}^2\bar{W}_{(+2,-1)} & {}^2\bar{W}_{(+2,-2)} & {}^2\bar{W}_{(+2,+1)} & {}^2\bar{W}_{(+2,+2)} \end{pmatrix}$$

$${}^2\bar{W}_{(i,k)} = {}^2\bar{M}_{(i)} \times {}^2\bar{M}_{(k)} \quad \text{Gleichung 23}$$

Durchzuführen. Da die ${}^2\bar{M}_{(i)} = {}^2\bar{M}_{(i)}$
 antisymmetrisch, bezüglich der Invertierung
 sind, müssen die Elemente von W
 symmetrisch sein, hergeleitet
 durch die antisymmetrischen Elemente von W
 zunächst per W (Analogie von W)

Beispielsweise: Es ist $W_{(-1,-1)1,1} = E_1^2 +$
 $+ R_-^2 \cdot H_1^2 - R_-^2 \bar{H}^2$ $W_{(-1,-1)2,2} = E_2^2 +$
 $+ R_-^2 \cdot H_2^2 - R_-^2 \bar{H}^2$ $W_{(-1,-1)3,3} = E_3^2 +$
 $+ R_-^2 \cdot H_3^2 - R_-^2 \bar{H}^2$ $W_{(-1,-1)4,4} = E_4^2$
 $W_{(-1,-1)1,2} = W_{(-1,-1)2,1} = E_1 E_2 + R_-^2 H_1 H_2$
 $W_{(-1,-1)1,3} = W_{(-1,-1)3,1} = E_1 E_3 + R_-^2 H_1 H_3$
 $W_{(-1,-1)2,3} = W_{(-1,-1)3,2} = E_2 E_3 + R_-^2 H_2 H_3$
 $W_{(-1,-1)1,4} = W_{(-1,-1)4,1} = -i R_- (E_1 \times H)_1$

$$W_{(-1,-1)2,4} = W_{(-1,-1)4,2} = -iR_{-}(\bar{E} \times \bar{H})_2, \\ W_{(-1,-1)3,4} = W_{(-1,-1)4,3} = -iR_{-}(\bar{E} \times \bar{H})_3.$$

Für das nächste Inequivalent gilt

$$W_{(-2,-2)1,1} = E_1^2 + R_2^2 H_1^2 - E_2^2,$$

$$W_{(-2,-2)2,2} = E_2^2 + R_2^2 H_2^2 - E_1^2,$$

$$W_{(-2,-2)3,3} = E_3^2 + R_2^2 H_3^2 - E_1^2,$$

$$W_{(-2,-2)4,4} = R_2^2 H^2$$

$$W_{(-2,-2)1,2} = W_{(-2,-2)2,1} = E_1 \bar{E}_2 + R_2^2 H_1 H_2,$$

$$W_{(-2,-2)1,3} = W_{(-2,-2)3,1} = E_1 \bar{E}_3 + R_2^2 H_1 H_3,$$

$$W_{(-2,-2)2,3} = W_{(-2,-2)3,2} = E_2 \bar{E}_3 + R_2^2 H_2 H_3,$$

$$W_{(-2,-2)1,4} = W_{(-2,-2)4,1} = -iR_{-}(\bar{E} \times \bar{H})_1,$$

$$W_{(-2,-2)2,4} = W_{(-2,-2)4,2} = -iR_{-}(\bar{E} \times \bar{H})_2,$$

$$W_{(-2,-2)3,4} = W_{(-2,-2)4,3} = iR_{-}(\bar{E} \times \bar{H})_3.$$

Die quadratischen Inequivalente

erhalten sich zu

Die Eckdaten erhalten sich:

$$W_{(-1,-2)1,1} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-1,-2)2,2} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-1,-2)3,3} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-1,-2)4,4} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-1,-2)1,2} = W_{(-1,-2)2,1} = 0,$$

$$W_{(-1,-2)1,3} = W_{(-1,-2)3,1} = 0,$$

$$W_{(-1,-2)2,3} = W_{(-1,-2)3,2} = 0,$$

$$W_{(-1,-2)1,4} = W_{(-1,-2)4,1} = 0,$$

$$W_{(-1,-2)2,4} = W_{(-1,-2)4,2} = 0,$$

$$W_{(-1,-2)3,4} = W_{(-1,-2)4,3} = 0,$$

$$\text{und } W_{(-2,-1)1,1} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-2,-1)2,2} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-2,-1)3,3} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-2,-1)4,4} = -R_{-} \bar{E} \bar{H},$$

$$W_{(-2,-1)1,2} = W_{(-2,-1)2,1} = 0,$$

$$W_{(-2,-1)1,3} = W_{(-2,-1)3,1} = 0,$$

$$W_{(-2,-1)2,3} = W_{(-2,-1)3,2} = 0,$$

$$W_{(-2,-1)1,4} = W_{(-2,-1)4,1} = 0,$$

$$W_{(-2,-1)2,4} = W_{(-2,-1)4,2} = 0,$$

$$W_{(-2,-1)3,4} = W_{(-2,-1)4,3} = 0.$$

Für die rein quadratischen Inequivalente
ausser der Energieerhaltung folgt für

gültig:

$$W_{(1,1)1,1} = R_+^2 \mu_1^2 - g_1^2 - R_+^2 \bar{\mu}^2,$$

$$W_{(1,1)2,2} = R_+^2 \mu_2^2 - g_2^2 - R_+^2 \bar{\mu}^2,$$

64

$$\begin{aligned}
W_{(+1,+1)3,3} &= R_+^2 \mu_3^2 - g_3^2 - R_+^2 \bar{\mu}^2, \\
W_{(+1,+1)4,4} &= -\bar{g}^2, \\
W_{(+1,+1)1,2} &= W_{(+1,+1)2,1} = R_+^2 \mu_1 \mu_2 - g_1 g_2, \\
W_{(+1,+1)1,3} &= W_{(+1,+1)3,1} = R_+^2 \mu_1 \mu_3 - g_1 g_3, \\
W_{(+1,+1)2,3} &= W_{(+1,+1)3,2} = R_+^2 \mu_2 \mu_3 - g_2 g_3, \\
W_{(+1,+1)1,4} &= W_{(+1,+1)4,1} = -R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_1, \\
W_{(+1,+1)2,4} &= W_{(+1,+1)4,2} = -R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_2, \\
W_{(+1,+1)3,4} &= W_{(+1,+1)4,3} = -R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_3,
\end{aligned}$$

double

$$\begin{aligned}
W_{(+2,+2)1,1} &= g_1^2 - R_+^2 \mu_1^2 - \bar{g}^2, \\
W_{(+2,+2)2,2} &= g_2^2 - R_+^2 \mu_2^2 - \bar{g}^2, \\
W_{(+2,+2)3,3} &= g_3^2 - R_+^2 \mu_3^2 - \bar{g}^2, \\
W_{(+2,+2)4,4} &= -R_+^2 \bar{\mu}^2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_{(+2,+2)1,2} &= W_{(+2,+2)2,1} = g_1 g_2 - R_+^2 \mu_1 \mu_2, \\
W_{(+2,+2)1,3} &= W_{(+2,+2)3,1} = g_1 g_3 - R_+^2 \mu_1 \mu_3, \\
W_{(+2,+2)2,3} &= W_{(+2,+2)3,2} = g_2 g_3 - R_+^2 \mu_2 \mu_3, \\
W_{(+2,+2)1,4} &= W_{(+2,+2)4,1} = R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_1, \\
W_{(+2,+2)2,4} &= W_{(+2,+2)4,2} = R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_2, \\
W_{(+2,+2)3,4} &= W_{(+2,+2)4,3} = R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_3,
\end{aligned}$$

and bracketed equal:

$$W_{(+1,+2)1,1} = -R_+^2 \bar{g} \bar{\mu},$$

$$\begin{aligned}
W_{(+1,+2)2,2} &= -R_+^2 \bar{g} \bar{\mu}, \\
W_{(+1,+2)3,3} &= -R_+^2 \bar{g} \bar{\mu}, \\
W_{(+1,+2)4,4} &= -R_+^2 \bar{g} \bar{\mu}, \\
W_{(+1,+2)1,2} &= W_{(+1,+2)2,1} = 0, \\
W_{(+1,+2)1,3} &= W_{(+1,+2)3,1} = 0, \\
W_{(+1,+2)2,3} &= W_{(+1,+2)3,2} = 0, \\
W_{(+1,+2)1,4} &= W_{(+1,+2)4,1} = 0, \\
W_{(+1,+2)2,4} &= W_{(+1,+2)4,2} = 0, \\
W_{(+1,+2)3,4} &= W_{(+1,+2)4,3} = 0,
\end{aligned}$$

need

$$\begin{aligned}
W_{(+2,+1)1,1} &= W_{(+2,+1)2,2} = W_{(+2,+1)3,3} = \\
&= W_{(+2,+1)4,4} = -R_+ \bar{g} \bar{\mu}, \\
W_{(+2,+1)1,2} &= W_{(+2,+1)2,1} = 0, \\
W_{(+2,+1)1,3} &= W_{(+2,+1)3,1} = 0, \\
W_{(+2,+1)2,3} &= W_{(+2,+1)3,2} = 0, \\
W_{(+2,+1)1,4} &= W_{(+2,+1)4,1} = 0, \\
W_{(+2,+1)2,4} &= W_{(+2,+1)4,2} = 0, \\
W_{(+2,+1)3,4} &= W_{(+2,+1)4,3} = 0,
\end{aligned}$$

double plus plus electrodynamic
beg. plus plus plus plus plus
to electrodynamic plus plus plus

66 geht elektromagnetischer - quadratische,
nicht lineare,
Wechselwirkungselemente in Form
geeigneter Iterationen.

$$\begin{aligned} W_{(-1+1)1,1} &= R_+ R_- H_1 \mu_1 - i E_1 g_1 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(-1+1)2,2} &= R_+ R_- H_2 \mu_2 - i E_2 g_2 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(-1+1)3,3} &= R_+ R_- H_3 \mu_3 - i E_3 g_3 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(-1+1)4,4} &= -i \bar{E} \cdot \bar{g}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{(-1+1)1,2} &= R_+ R_- \mu_1 H_2 - i E_1 g_2, \\ W_{(-1+1)1,3} &= R_+ R_- \mu_1 H_3 - i E_1 g_3, \\ W_{(-1+1)2,3} &= R_+ R_- \mu_2 H_3 - i E_2 g_3, \\ W_{(-1+1)2,1} &= R_+ R_- \mu_2 H_1 - i E_2 g_1, \\ W_{(-1+1)3,1} &= R_+ R_- \mu_3 H_1 - i E_3 g_1, \\ W_{(-1+1)3,2} &= R_+ R_- \mu_3 H_2 - i E_3 g_2, \\ W_{(-1+1)1,4} &= R_- (\bar{H} \times \bar{g})_1, \\ W_{(-1+1)2,4} &= R_- (\bar{H} \times \bar{g})_2, \\ W_{(-1+1)3,4} &= R_- (\bar{H} \times \bar{g})_3, \\ W_{(-1+1)4,1} &= i R_+ (\bar{\mu} \times \bar{E})_1, \\ W_{(-1+1)4,2} &= i R_+ (\bar{\mu} \times \bar{E})_2, \\ W_{(-1+1)4,3} &= i R_+ (\bar{\mu} \times \bar{E})_3; \end{aligned}$$

gener

$$\begin{aligned} W_{(+1-1)1,1} &= R_+ R_- \mu_1 H_1 - i E_1 g_1 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(+1-1)2,2} &= R_+ R_- \mu_2 H_2 - i E_2 g_2 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(+1-1)3,3} &= R_+ R_- \mu_3 H_3 - i E_3 g_3 - R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(+1-1)4,4} &= -i \bar{E} \cdot \bar{g}, \quad 1 \leq i, k \leq 3, \\ W_{(+1-1)1,k} &= R_+ R_- \mu_1 H_k - i g_i E_k, \\ W_{(+1-1)k,4} &= -i R_+ (\bar{E} \times \bar{\mu})_k, \\ W_{(+1-1)4,k} &= R_- (\bar{H} \times \bar{g})_k, \end{aligned}$$

mit ähnlichen

$$\begin{aligned} W_{(-2+2)1,k} &= E_k g_i + i R_+ R_- H_i \mu_k - \delta_{ik} \bar{E} \cdot \bar{g}, \\ W_{(-2+2)4,4} &= i R_+ R_- \bar{H} \bar{\mu}, \\ W_{(-2+2)k,4} &= R_+ (\bar{E} \times \bar{\mu})_k, \\ W_{(-2+2)4,k} &= i R_- (\bar{H} \times \bar{g})_k \end{aligned}$$

beziehungswise

$$\begin{aligned} W_{(+2-2)1,k} &= g_k E_i + i R_+ R_- \mu_i H_k - \delta_{ik} \bar{g} \cdot \bar{E}, \\ W_{(+2-2)4,4} &= i R_+ R_- \bar{\mu} \bar{H}, \\ W_{(+2-2)k,4} &= i R_- (\bar{H} \times \bar{g})_k, \\ W_{(+2-2)4,k} &= R_+ (\bar{E} \times \bar{\mu})_k. \end{aligned}$$

Abgesehen davon es noch die so-called
speziell definierten Elemente der Endgruppe
vorhanden, nämlich

$$\begin{aligned}
& \overset{70}{2}W_{(+2,+2)} = -\overset{2}{W}_{(+1,+1)} - (R_+^2 \bar{p}^2 + \bar{q}^2) \overset{2}{E}, \\
& \overset{2}{W}_{(+1,+2)} = -R_+ \bar{q} \bar{p} \overset{2}{E}, \\
& \overset{2}{W}_{(+2,+1)} = \overset{2}{W}_{(+1,+2)}, \\
& \overset{2}{W}_{(-1,+1)} = R_+ R_- [\bar{H}_+ \bar{H}_+]_3 \cdot \overset{2}{R} D[\bar{0}]_k, \bar{H} \bar{p}, [0]_k, \overset{2}{E} - \\
& \quad - i [E_i \bar{g}_k] \overset{2}{R} D[\bar{R}_+ (E \bar{x} \bar{q})]_k, \bar{E} \bar{g}, \bar{R}_+ (\bar{H} \bar{x} \bar{q})_k, \overset{2}{E} \\
& \quad - R_+ R_- \bar{H} \bar{p} \overset{2}{E} \\
& \overset{2}{W}_{(+1,-1)} = \overset{2}{W}_{(-1,+1)}, \\
& \overset{2}{W}_{(-1,-2)} = i R_+ R_- [\bar{H}_+ \bar{H}_+]_3 \cdot \overset{2}{R} D[\bar{0}]_k, \bar{H} \bar{p}, [0]_k, \overset{2}{E} + \\
& \quad + [\bar{g}_i \bar{E}_k] \overset{2}{R} D[\bar{R}_- (\bar{H} \bar{x} \bar{q})]_k, \bar{E} \bar{g}, \bar{R}_- (\bar{E} \bar{x} \bar{q})_k, \overset{2}{E} \\
& \quad - \bar{E} \bar{q} \overset{2}{E}, \\
& \overset{2}{W}_{(+2,-2)} = \overset{2}{W}_{(-2,+2)}, \\
& \overset{2}{W}_{(-1,+2)} = R_- [\bar{g}_i \bar{H}_k] \overset{2}{R} D[\bar{0}]_k, \bar{H} \bar{q}, [0]_k, \overset{2}{E} - \\
& \quad - i R_+ [\bar{E}_i \bar{H}_k] \overset{2}{R} D[\bar{R}_+ (E \bar{x} \bar{q})]_k, \bar{E} \bar{p}, \bar{R}_+ (\bar{H} \bar{x} \bar{q})_k, \overset{2}{E} \\
& \quad - R_- \bar{H} \bar{q} \overset{2}{E}, \\
& \overset{2}{W}_{(+2,-1)} = \overset{2}{W}_{(-1,+2)}, \\
& \overset{2}{W}_{(-1,-2)} = i R_- [\bar{g}_i \bar{H}_k] \overset{2}{R} D[\bar{0}]_k, \bar{H} \bar{q}, [0]_k, \overset{2}{E} + \\
& \quad + R_+ [\bar{E}_i \bar{H}_k] \overset{2}{R} D[\bar{R}_+ (E \bar{x} \bar{q})]_k, \bar{E} \bar{p}, \bar{R}_+ (\bar{H} \bar{x} \bar{q})_k, \overset{2}{E} \\
& \quad - R_+ \bar{H} \bar{q} \overset{2}{E} \\
& \overset{2}{W}_{(-2,+1)} = \overset{2}{W}_{(+1,-2)},
\end{aligned}$$

wobei berücksichtigt werden muß, daß $\overset{2}{W}$ im Gegensatz zu $\overset{2}{W}^*$ bei der einfachen Transposition mit der Kompositionen ausgetauscht werden und die einzelnen Anteile bei diesem ausgetauscht werden nicht wechselt. Das Vorzeichen vor $\overset{2}{W}$ in der Stellung der Elemente hat die Stellung der Elemente von $\overset{2}{W}$ an, wenn x und λ die Zahlen 1 bzw. 2 sind, die Elemente der Energieantisse $\overset{2}{T}$ aus Gl. 2.64 gemäß $\overset{2}{T}_{(-x,-\lambda)} = \frac{\varepsilon_0}{2} \overset{2}{W}_{(-x,-\lambda)}$ bzw. $\overset{2}{T}_{(+x,+\lambda)} = \frac{\alpha}{2} \overset{2}{W}_{(+x,+\lambda)}$ oder $\overset{2}{T}_{(\pm x, \mp \lambda)} = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha \varepsilon_0} \overset{2}{W}_{(\pm x, \mp \lambda)}$ ausgedrückt werden. Diese Energieantisse enthält offensichtlich drei Arten von Energien, nämlich eine elektromagnetische Feldenergie $\overset{2}{T}_{(e)} = \frac{\varepsilon_0}{2} \overset{2}{T}_{(-x,-\lambda)}$, ferner eine potentielle Feldenergie $\overset{2}{T}_{(g)} = \frac{\alpha}{2} \overset{2}{T}_{(+x,+\lambda)}$ und eine

72 elektromagnetisch - graviti-
 tative Wechselwirkungssymmetrie

$$2T_{(2)} = \sum_{x,\lambda=1}^2 \left(\frac{1}{2} T_{(-x,+\lambda)} + \frac{1}{2} T_{(+x,-\lambda)} \right)$$
 und
 die Paravector Matrix der Energie-
 dichte $\frac{1}{2} \bar{\psi} \psi = \frac{1}{2} T_{(e)} + \frac{1}{2} T_{(g)} + \frac{1}{2} T_{(w)}$ auch
 gewöhnlich $\frac{1}{2} \bar{\psi} \psi = \frac{1}{2} T_{(e)} + \frac{1}{2} T_{(g)} + \frac{1}{2} T_{(w)}$
 $\frac{1}{2} \bar{\psi} \psi$ ist die gesamte Energiedichte
 und ist elektromagnetisch
 quadratischen Systems in der
 Dimension, das $R_{\pm 3}$ mit der
 Dimension $\frac{1}{2} \bar{\psi} \psi$ ausgedrückt, die analytisch
 die Unterscheidung von $2\bar{\psi} \psi$ setzt eine
 explizite Darstellung der drei Tensoren
 voraus, welche diese Tensoren
 aufbauen. Mit Gl. 24 und der soe-
 plizierten Darstellung der Elemente
 von W ist dies möglich. Es gilt

$$2T_{(e)} = \frac{\epsilon_0}{2} \sum_{x,\lambda=1}^2 \bar{W}_{(-x,-\lambda)} \bar{W}_{(+x,+\lambda)}$$

$$2T_{(g)} = \frac{a}{2} \sum_{x,\lambda=1}^2 \bar{W}_{(-x,-\lambda)} \bar{W}_{(+x,+\lambda)}$$

$$2T_{(w)} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0}{\alpha} \sum_{x,\lambda=1}^2 \bar{W}_{(-x,-\lambda)} \bar{W}_{(+x,-\lambda)}$$

was mit der expliziten Darstellung
 von W für diese Tensoren $\frac{1}{2} T_{(e)} = 2 \frac{\epsilon_0}{2} \bar{W}_{(-x,-\lambda)} \bar{W}_{(+x,+\lambda)}$

$$(E \times H)_K, \bar{E}^2 - i R_- (E \times H)_K \Big]_3 + 2 R_-^2 \bar{H}_K \bar{H}_K$$

$$RD \Big[(0)_K, \bar{H}^2, (0)_K \Big]_3 - R_-^2 \bar{H}^2 \bar{E} - \bar{E}^2 \bar{E} -$$

$$- 2 R_- \bar{H} \bar{E} \bar{E} =$$

$$= \left[2 (E_K + R_-^2 H_K) - \delta_{iK} (\bar{E} + R_- \bar{H})^2 \right]_3 RD \Big[-2 R_- (E \times H)_K \Big]$$

$$(E - R_- \bar{H})^2 - 2 i R_- (E \times H)_K \Big]_3$$
 sowie

$$\frac{1}{\alpha} T_{(g)} = - (R_+^2 \bar{\mu}^2 + \bar{g}^2) \bar{E} - 2 R_+ \bar{g} \bar{\mu} \bar{E} =$$

$$= - (\bar{g} + R_+ \bar{\mu})^2 \bar{E} \text{ und } \frac{1}{T_{(w)}} =$$

$$= \left[(g_1 \bar{p})_{iK} - 2 \delta_{iK} \bar{q}_+ \bar{p} \right]_3 RD \Big[(\bar{q} \times \bar{p})_K \Big]_3 \text{ und } 2 \bar{q}_+ \bar{p} (\bar{q} \times \bar{p})_K$$

 wenn die Klammer die Größen

$$\bar{p} = R_+ \bar{\mu} + \bar{g}$$
 sowie $\bar{q}' = R_- \bar{H} \pm \bar{E}$ und

$$\bar{q}' = \bar{q}'_+ + i \bar{q}'_-$$
 zusammen mit dem
 Krümmungssymbol $(a, b)_{iK} = a_i b_K +$
 $+ a_K b_i$ eingeführt werden. Mit diesen
 Krümmungen und $\epsilon_0 R_- = \frac{1}{2}$ mit $2T_{(e)} =$

$$= \left[\epsilon_0 (E_K + R_-^2 H_K) - \frac{\epsilon_0}{2} \delta_{iK} \bar{q}'_+ \bar{q}'_+ \right]_3$$

$$RD \Big[-\frac{1}{2} (E \times H)_K \Big]_3 - \frac{\epsilon_0}{2} \bar{q}'_+ \bar{q}'_+ \Big]_3$$

 sowie $2T_{(g)} = - \frac{a}{2} \bar{p}^2 \bar{E}$ und $2T_{(w)} =$

$$= \frac{1}{T_{(w)}} \left[\frac{1}{2} (\bar{q}' \bar{p})_{iK} - \delta_{iK} \bar{q}'_+ \bar{p} \right]_3 RD \Big[\frac{1}{2} (\bar{q} \times \bar{p})_K \Big]_3$$

$\mathbb{P}_4$ und die Räume ihrer Tensoren liefert
 $\mathbb{E}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(2)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$
 wobei $\mathbb{E}_\pm^2$ gegen $\mathbb{B}$ invariant ist, d.h.
 die drei Summanden sowohl als auch
 $\mathbb{E}_\pm^2$ bilden eine ^{kommutative} Tensoralgebra des
 Tensoren, welche sowohl im $\mathbb{R}_{+4}$ als
 auch im $\mathbb{R}_{-4}$ Geltung hat und gegen
 die Symmetrie $\mathbb{B}$ der Gruppe $A_\pm$
 invariant ist. • Ist $\mathbb{E}_\pm^2 = \sum_{i=1}^4 \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(i)}$
 mit $(\mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(i)})_4 = \mathbb{E}_\pm^2$ der analyti-
 sche Differentialoperator, so können
 in den $\mathbb{R}_{\pm 4}$ die beiden Restriktions-
 gruppen $\mathbb{E}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$ gebildet
 werden. Offensichtlich sind die $\mathbb{E}_\pm^2$
 paarweise kommutativ, welche
 so beschaffen sind, daß die $\mathbb{E}_\pm^2$ in den
 $\mathbb{R}_{\pm 4}$ quellenfrei sind, d.h. es gilt
 $\mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{E}_\pm^2 = 0$, ^{kommutativ} $\mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{E}_\pm^2 = 0$,
 zwei Operatoren $\mathbb{P}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$
 und $\mathbb{P}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$ definieren
 sind, die sich gegen $\mathbb{B}$ invariant

verhalten und ebenfalls eine Tensoralgebra $\mathbb{E}_\pm^2$
 bilden. Wegen $\mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} = \mathbb{E}_\pm^2$
 und $\mathbb{E}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$ entstehen aus
 $\mathbb{E}_\pm^2$ über zwei Komplexen algebraischer
 sechs Körper zwei skalare Differen-
 tialgleichungen z. Ordnung $\mathbb{E}_\pm^2, \mathbb{E}_\pm^2 = 0$
 mit $\mathbb{P}_\pm^2, \mathbb{E}_\pm^2 = 0$, weil die beiden Op-
 ratoren eine Kurvaturen der Tensor-
 algebra zu 2 verknüpfen. Zur Be-
 schreibung der beiden Komplexen
 Differentialgleichungen muß man
 zunächst $\mathbb{E}_\pm^2$ explizit aus den der
 Energie-Operatoren aufgestellt
 werden. Aus $\mathbb{E}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)} + \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)} + \dots$ folgt
 mit der weiteren Kurvaturen $\mathbb{P}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(4)}$
 sowie $\mathbb{Q}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)}$ und ausgedrückt
 $\mathbb{Q}_\pm^2 = \mathbb{E}_\pm^2 \mathbb{T}_{(6)}$, die explizite Darstellung
 für die Randwerte in den $\mathbb{R}_{\pm 4}$
 des Energieoperators der paringens
 und der ^{dermischen} Energieinvarianten
 haben sich ganz beschreibt,

76

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial x_i \partial x_j} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_i} \end{aligned}$$

Man kann mit der folgenden Symbolik
glat. Kürzung verwenden

$$\begin{aligned} &= \begin{bmatrix} b_{1,1} & b_{1,2} & b_{1,3} & a_1 \\ b_{2,1} & b_{2,2} & b_{2,3} & a_2 \\ b_{3,1} & b_{3,2} & b_{3,3} & a_3 \\ a_1 & a_2 & a_3 & B \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} b_{1,1} & b_{1,2} & b_{1,3} & a_1 \\ b_{2,1} & b_{2,2} & b_{2,3} & a_2 \\ b_{3,1} & b_{3,2} & b_{3,3} & a_3 \\ a_1 & a_2 & a_3 & B \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$(a, b)_{ik} = a_i \cdot b_k + a_k \cdot b_i$
Die beiden Krupperschen
gegen B invarianten, partiell
dies Differentialgleichungen

2. Ordnung $P_{\pm} = 0$ beginnend
 $P_{\pm}; \mathcal{L} = 0$, werden zunächst
 $P_{\pm} = \text{div}_{(1,4)}; \text{div}_{(1,4)}$ die
ausgew. in $P_{\pm 4}$ gebildet. Zu
berechnen ist zunächst $\text{div}_{+4} \mathcal{L}$ und
 $\text{div}_{-4} \mathcal{L}$. Zu diesem Zweck wähle
die räumlichen Koordinaten so
gewählt, dass $P_{+3} = P_{-3} = R_3$, also
 $q_{\pm 4} = q_{\pm}$ für $k \leq 3$ wird, was
immer möglich ist. Entsprechend
wählt für die räumlichen Achsen
 $\bar{e}_{\pm k} = \bar{e}_k$ so normierten Orthogonal-
system $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\pm k})_4 = \delta_{ik}$.
 R_{-4} folgt somit für die Krupperschen
aus $\text{div}_{-4} \mathcal{L}$ die Darstellung
 $\mathcal{L}(\text{div}_{-4} \mathcal{L})_i = \bar{e}_i \cdot \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_k} + \bar{e}_i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_{-4}}$
für $i \leq 3$ und $(\text{div}_{-4} \mathcal{L})_4 =$
 $= \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_k} + \bar{e}_{-4} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_{-4}}$.
Es analog gilt in R_{+4} die Entwicklung
 $(\text{div}_{+4} \mathcal{L})_i = \bar{e}_i \cdot \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_k} + \bar{e}_i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_{+4}}$ und

7.8 $(\text{div}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}}{\bar{g}})_{\pm} = \bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}} + \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$

zweiter Ordnung

$P_{\pm}; \frac{2\bar{g}}{\bar{g}} = 0, \quad P_{\pm}; \frac{2\bar{g}}{\bar{g}} = 0,$

$P_{\pm}(\pm, \mp) = \text{div}_{\pm 4}; \text{div}_{\mp 4}$

Gleichung 2.5

prüfen, zusammen mit Gl. 2.4 und 2.4a, die ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von} Felder sei-
chungen vorgelegt. Vergleichen
bei neuen die Symmetrie der
Gruppen und Tensoren sowie
geführt ist, das diese Felder sei-
chungen die wechselseitigen Be-
ziehungen in den $\pi_{\pm 4}$ bedeutet =
lich beschreiben, was einer Sym-
metrie symmetrischer und elektro-
magnetischer Prozesse entspre-
chen würde. ~~Annahme auf Seite 104~~
~~Annahme in Seite 74~~ ^{Annahme auf Seite 104}
da die $\bar{e}_{\pm}$ sind die ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~
 $\bar{e}_{\pm}$ in den $\pi_{\pm 4}$, die ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~in~~

den $\pi_{\pm 4}$ idempotent sein
müssen, und ...

5) ~~Korrekturen, Symmetrie und Kopplungsbedingungen~~
Apptosenkult der

7.10.58

Zur Durchführung dieses Gl. 2.2

ausgewählten Prozentsatzes werden zu
wächst ~~die~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von} in den

$\pi_{\pm 4}$ untersucht. Es wird dabei

notwendig, die ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von} zu

prüfen, das $\pi_{\pm 3} = \pi_3$ und

$\eta_{\pm 4} = \eta_{\pm 4}$ bzw. $\bar{e}_{\pm 4} = \bar{e}_{\pm 4}$ für

$1 \leq k \leq 3$ was immer auch

Es ist F ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von} für $i, k \leq 3$

allgemein $\bar{e}_{\pm i} = \bar{e}_{\pm i} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$ und $\bar{e}_{\pm 4} = \bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$

$+ \bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$ und $\bar{e}_{\pm 4} = \bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$

$+ \bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$. Da bei Kopplungen

in π_3 können zu $\bar{e}_{\pm i} = \bar{e}_{\pm i} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$

$= \text{div}_{\pm 4} \left(\frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}} \right) + \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}} \bar{e}_{\pm i}$ ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von} $\bar{e}_{\pm i}$ ~~Wichtigkeit~~ ^{Wichtigkeit} ~~von~~ ^{von}

unverändert werden. Dies wird mit

Gl. 2.4 $\bar{e}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}} = \text{div}_{\pm 4} \bar{g}_{\pm 4} \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}} + \frac{2\bar{g}_{\pm 4}}{\bar{g}_{\pm 4}}$ und

82 für die Komplexen Einzelelemente von Σ_+ Hinzugefügt werden können. Diese Spaltung ergibt dann für $\bar{q}$ oder $\bar{p}$ die folgenden Resultate:

$$2 \sum_{(3a)} - = \frac{1}{2} \operatorname{div} [(q_+, q_-)_{ik}]_3 + \frac{1}{2} \operatorname{div} [(q_+, q_-)_{ik}]_3 + \frac{1}{2} \operatorname{div} [(q_+, p_-)_{ik}]_3 - \operatorname{grad} (\bar{q}_+ + \bar{p}_+)^2 + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times (\bar{p}_+ + \bar{q}_+) = \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times (\bar{q}_+ + \bar{p}_+)$$

$$2 \sum_{(3b)} - = \operatorname{div} [(q_+, p_-)_{ik}]_3 - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+,$$

$$2 \sum_{(a)} - = \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+ + \frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+,$$

$$2 \sum_{(b)} - = \operatorname{div} \bar{q}_- \times (\bar{q}_+ + \bar{p}_+) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{q}_-^2 - \bar{p}_-^2)$$

$$2 \sum_{(3a)} + = \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+,$$

$$2 \sum_{(3b)} + = \operatorname{div} [(q_+, p_-)_{ik}]_3 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times (\bar{q}_+ + \bar{p}_+),$$

$$2 \sum_{(a)} + = \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{q}_-^2 - \bar{p}_-^2),$$

$$2 \sum_{(b)} + = \operatorname{div} \bar{q}_- \times (\bar{q}_+ + \bar{p}_+) + \frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ \times \bar{p}_+,$$

wenn $\bar{q}$ gilt. Diese alle Gleichungen sind

alle über dem reellen algebraischen Körper definiert. Für beliebigen Bereich $\bar{q}$ und $\bar{p}$ gilt die Gleichung $\operatorname{div} [(a, b)_{ik}]_3$ ist nicht verschwindend. Es ist $\operatorname{div} [(a, b)_{ik}]_3$

$$= \sum_{i=1}^3 \bar{e}_i \sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (a_i b_k)_{ik} = \sum_{i=1}^3 \bar{e}_i \sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} (a_i b_k + a_k b_i) = \bar{a} \operatorname{div} \bar{b} + \bar{b} \operatorname{grad} \bar{a} + \bar{a} \operatorname{grad} \bar{b} = (\bar{a} \operatorname{div} + \bar{a} \operatorname{grad}) \bar{b} + (\bar{b} \operatorname{div} + \bar{b} \operatorname{grad}) \bar{a}.$$

Man kann $x = () \operatorname{div} + () \operatorname{grad}$ als operator angesehen werden, der die beiden Begriffe miteinander verbindet. Man

denk sich $\operatorname{div} [(a, b)_{ik}]_3 = \bar{a} x; \bar{b} + \bar{b} x; \bar{a}.$

Die Anwendung dieses operators auf

es wichtig, die Eigenschaften von x zu untersuchen. Es ist offensichtlich

$$\operatorname{div} \sum_{i=1}^n \bar{e}_i x; \bar{b} = \sum_{i=1}^n \bar{e}_i \operatorname{div} \bar{b} + \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^3 \bar{e}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (a_{ik} \bar{b}_k) = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^3 \bar{e}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (a_{ik} \bar{b}_k) \operatorname{div} \bar{b} + \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^3 \bar{e}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (a_{ik} \bar{b}_k) \operatorname{div} \bar{b} = \left(\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \frac{\partial}{\partial x_k} \right) x; \bar{b} \operatorname{div} \bar{b} + \left(\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \right) \operatorname{grad} \bar{b} = \left(\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \right) x; \bar{b} \operatorname{div} \bar{b} \operatorname{grad} \bar{b} = \left(\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \right) x; \bar{b} \operatorname{div} \bar{b} \operatorname{grad} \bar{b}$$

84 durch $\sum_{e=1}^n \bar{a}_e x; \bar{b}_e = \bar{a} \sum_{e=1}^n \text{div } \bar{b}_e + \bar{a} \text{ grad} + \bar{a} \text{ grad}$; $\bar{b}_e = (\bar{a} \text{ div} + \bar{a} \text{ grad}) \cdot \frac{1}{e} \bar{b}_e$

$\bar{a} x; \bar{b}_e = \bar{a} x; \bar{b}_e$. Somit folgt $\bar{a} x; \bar{b}_e + \bar{b}_e x; \bar{a} = (\bar{a} + \bar{b}) x; \bar{b} - \bar{b} x; \bar{a} + \bar{b} x; \bar{a} = (\bar{a} + \bar{b}) x; \bar{b} + (\bar{a} + \bar{b}) x; \bar{a} - \bar{a} x; \bar{a} - \bar{b} x; \bar{b} = (\bar{a} + \bar{b}) x; (\bar{a} + \bar{b}) - (\bar{a} x; \bar{a} + \bar{b} x; \bar{b})$. Aus diesen Eigenschaften des Verküpfungsoperators im Zusammenhang mit den räumlichen Vektordivergenzen kann $\bar{a}$ bestimmt werden. Es ist $\bar{a} = \frac{1}{2} \text{div}[(\bar{a}, \bar{a})]_3 + \frac{1}{2} \text{div}[(\bar{a}, \bar{a})]_3 - \text{grad}(\bar{a} + \bar{a})^2 = \bar{a} \cdot x; \bar{a} + \bar{a} x; \bar{a} - \text{grad}(\bar{a} + \bar{a})^2 = (\bar{a} + \bar{a}) x; (\bar{a} + \bar{a}) - \text{grad}(\bar{a} + \bar{a})^2 + \bar{a} x; \bar{a} - \bar{a} x; \bar{a}$. Wegen $\text{grad}(\bar{a} + \bar{a})^2 = 2(\bar{a} + \bar{a}) \text{grad}(\bar{a} + \bar{a}) + 2(\bar{a} + \bar{a}) \times \text{rot}(\bar{a} + \bar{a})$ wird daraus $\bar{a} = (\bar{a} + \bar{a}) \text{div}(\bar{a} + \bar{a}) - (\bar{a} + \bar{a}) \text{grad}(\bar{a} + \bar{a}) + \bar{a} x; \bar{a} - \bar{a} x; \bar{a} - 2(\bar{a} + \bar{a}) \times \text{rot}(\bar{a} + \bar{a}) = \bar{a} \text{div } \bar{a} - \bar{a} \text{grad}(\bar{a} + \bar{a}) - \bar{a} x; \bar{a} - \bar{a} x; \bar{a}$

$-\bar{a} x; \bar{a} - \bar{a} x; \bar{a} - 2\bar{a} \times \text{rot } \bar{a}$; denn dies ist das eine oder andere äquivalente Umschreiben der Eigenschaften des elektrostatischen Feldes und elektrodynamische Systeme $\bar{a}$ und $\bar{a}$ erhält. Entsprechend gilt $\text{div}[(\bar{a}, \bar{a})]_3 = \bar{a} x; \bar{a} + \bar{a} x; \bar{a} = \bar{a} x; \bar{a} - (\bar{a} x; \bar{a} + \bar{a} x; \bar{a})$. Aus diesen Aufzeichnungen nehmen die Formeln und Eigenschaften der Quellen und Stromdichten $\bar{a}$ im $\mathbb{R}_4$ die Gestalt an

$$\sum_{e=1}^n (3a) = \frac{\bar{a} \text{div } \bar{a} \text{ grad}}{\bar{a}} + \frac{\bar{a} x; \bar{a}}{\bar{a}} - 2\bar{a} \times \text{rot } \bar{a} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{a} \times \bar{a},$$

$$\sum_{e=1}^n (3b) = \bar{a} x; \bar{a} - \frac{\bar{a} x; \bar{a}}{\bar{a}} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{a} \times \bar{a} = \text{div } \bar{a} \times \bar{a} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{a} \times \bar{a},$$

$$\sum_{e=1}^n (a) = \text{div } \bar{a} \times \bar{a} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{a} \times \bar{a},$$

$$\sum_{e=1}^n (b) = \text{div } \bar{a} \times \bar{a} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \bar{a} \times \bar{a}.$$

Gleichung 26

wandelt für die Quellen im $\mathbb{R}_4$ die

88. Ziehman $\vec{E}_+$, $\vec{E}_-$ = 0 zeigt daher, vernachlässigt man die Gleichung 87, trifft die Quellen von $\vec{E}$ in $\vec{R}_{-4}$ für $\vec{R}_{+4}$ vernachlässigbar sind, so daß diese Beziehung ein Zusammenhang ausgedrückt wird, wie $\vec{E}_+$ beschreibt ein als Dynamik bezogen elektromagnetisches Aufsteil von unser Verhalten dem hier geben $\vec{E}$ in $\vec{R}_{-4}$ in Hinsetzen des $\vec{R}_{+4}$ die gravitativen Feldertrögen aus dem (die ebenfalls in $\vec{E}$ enthalten sind) $\vec{R}_{+4}$ in elektromagnetische Wirk- überlegen, während $\vec{E}_+$, $\vec{E}_- = 0$ da hier der $\vec{R}_{-4}$ über, um in $\vec{R}_+$ deren paravis Prozess beschreibt, elektrodynamische Prozesse zu Nach $\vec{E}_+$, $\vec{E}_- = 0$ müssen in der ausgesagt, die betrie in Gl. 86 gegebenen Bedingungen die zusammengefaßtes Operator = elektromagnetischen Feldertrögen gleichungen, wärdet die Konstante in gravitative Feldertrögen, also basische mit der dynamische Ge- in ponderomotorische Wirkungen ausgesagt, verknüpfen die Konstante = überlegen. Diese ponderomotorischen neuten $\vec{E}$ und $\vec{H}$ der elektromag- Wirkungen müssen der Tragheit metrischen Feldes nicht dem zu ponderabler Natur in ihrer gehörigen Gravitationsfeldern Einflussbereich ausgedrückt werden, $\vec{E}$ daher das hierfeld $\vec{E}$, so daß weshalb dies nicht $\vec{E}_+$, $\vec{E}_- = 0$ die betrie, durch $\vec{E}_+$ $\vec{E}_-$ beschrie = bestimmte Gehtaten unter beur, partischen Differentialgleichungen

90 stürzen 2. Ordnung über dem
 komplexen algebraischen Körper
 auch als ~~Kontinuation~~ ^{Fortsetzung} und
~~Fortsetzung~~ ^{Fortsetzung} heraufgeleiteten
 bezeichnet werden können ^{ausgehend} ~~ausgehend~~
 exemplarische Darstellung dieser ~~Fortsetzung~~
 komplexen Fortsetzungsgleichungen unter
 die Gl. ~~20~~ ²¹ ~~22~~ und ~~23~~ ²⁴ auf
 20 angewandt. Für die ~~Fortsetzung~~
~~Fortsetzungsgleichungen~~ ^{Fortsetzungsgleichungen} folgt dann
 weil $\Delta_{n+4} = \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} + \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}}$ reell ist,

$$2 \cdot P_{\pm}; \bar{Q} = 2 \operatorname{div}_{+4} \sum_{\pm} -$$

$$= 2 \operatorname{div}_{+4} \left(\sum_{(a)-} + i \sum_{(a)-} \right) =$$

$$= 2 \left(\operatorname{div}_{+4} \sum_{(3a)-} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{\partial \sum_{(a)-4}}{\partial \bar{z}} \right) +$$

$$+ 2 i \left(\operatorname{div}_{+4} \sum_{(3a)-} - \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \cdot \frac{\partial \sum_{(a)-4}}{\partial z} \right).$$

 Für die ~~Fortsetzung~~ ^{Fortsetzung} auf Seite 112
 ist es ~~notwendig~~ ^{notwendig} $\frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} - \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}}$ ~~notwendig~~
 ist ~~notwendig~~ ^{notwendig} $\frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} - \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}}$ ~~notwendig~~
~~notwendig~~ ^{notwendig} $\frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} - \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}}$ ~~notwendig~~
 Diese ~~Fortsetzungsgleichungen~~ ^{Fortsetzungsgleichungen} ~~Fortsetzungsgleichungen~~
 kann sofort in den Real- und Imag-

quartet gespalten werden, was

$$\operatorname{div} 2 \sum_{(3a)-} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{\partial \sum_{(a)-4}}{\partial \bar{z}} = 0$$

 und
$$\operatorname{div} 2 \sum_{(3a)-} + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \cdot \frac{\partial \sum_{(a)-4}}{\partial z} = 0$$

 liefert. Mit Gl. 26 wird ~~Fortsetzung~~

$$2 \operatorname{div} \sum_{(3a)-} = \operatorname{div} \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} + \operatorname{div} \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}} -$$

$$- 2 \operatorname{div} \bar{w}_{+} \times \operatorname{grad} \bar{w}_{+} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \bar{q} \times \bar{w}_{+}$$

 und

$$2 \operatorname{div} \sum_{(3a)-} = \operatorname{div} \bar{w}_{+} \times \bar{w}_{+} - \operatorname{div} \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial \bar{z}} -$$

$$- \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \operatorname{div} \bar{q} \times \bar{w}_{+}.$$

 Hierin können die eingeleiteten Terme ~~Fortsetzung~~
 gebrochen werden. Es ist $\operatorname{div} \frac{\partial \Delta_{n+4}}{\partial z} =$

$$= \operatorname{div} (\bar{w}_{+} \operatorname{div} \bar{w}_{+}) - \operatorname{div} (\bar{w}_{+} \operatorname{grad} \bar{w}_{+}) =$$

$$= (\operatorname{div} \bar{w}_{+})^2 + \bar{w}_{+} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_{+} - \operatorname{div} (\bar{w}_{+} \operatorname{grad} \bar{w}_{+})$$

$$= 0, \text{ weil } \operatorname{div} (\bar{w}_{+} \operatorname{grad} \bar{w}_{+}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \bar{w}_{+i}}{\partial \bar{z}_i} \cdot \frac{\partial \bar{w}_{+i}}{\partial \bar{z}_i} +$$

$$+ \sum_{i,k=1}^3 \bar{w}_{+k} \frac{\partial^2 \bar{w}_{+i}}{\partial \bar{z}_i \partial \bar{z}_k} = (\operatorname{div} \bar{w}_{+})^2 +$$

$$+ \bar{w}_{+} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_{+} \text{ nach der Ketten-}$$

 regel und der Vertauschbarkeit der ~~Fortsetzung~~
 partieller Ableitungen gilt. In
 ähnlicher Weise ergeben sich ~~Fortsetzung~~

92. Überprüfen für die Gültigkeit der
 Δ -Operator bestimmten Identitäten.

Für Diskussion dieses Feldes ist Form

$$\bar{a} \times \bar{a} = \bar{a} \operatorname{div} \bar{a} + \bar{a} \operatorname{grad} \bar{a}, \quad \bar{a}, \text{ was}$$

$$\text{zu } \operatorname{div}(\bar{a} \times \bar{a}) = (\operatorname{div} \bar{a})^2 + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} +$$

$$+ \operatorname{div}(\bar{a} \operatorname{grad} \bar{a}) = 2((\operatorname{div} \bar{a})^2 + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a})$$

$$\text{führt. Dies liefert } \operatorname{div} \left(\frac{\bar{a} \times \bar{a}}{\bar{a}} \right) = \frac{\bar{a} \times \bar{a}}{\bar{a}} \cdot \bar{a} =$$

$$= 2((\operatorname{div} \bar{a})^2 - (\operatorname{div} \bar{a})^2 + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a}) -$$

$$- \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} = 2(\operatorname{div} \bar{a} \cdot \operatorname{div}(\bar{a} - \bar{a})) +$$

$$+ \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} - \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} \text{ und}$$

$$\operatorname{div} \left(\frac{\bar{a} \times \bar{a}}{\bar{a}} \right) = 2((\operatorname{div} \bar{a})^2 + (\operatorname{div} \bar{a})^2 +$$

$$+ \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a}) =$$

$$= 2((\operatorname{div} \bar{a})^2 - 2 \operatorname{div} \bar{a} \cdot \operatorname{div} \bar{a} + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a}) +$$

$$+ \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a}, \text{ so dass}$$

$$\operatorname{div}(\bar{a} \times \bar{a}) = 2((\operatorname{div} \bar{a})^2 + \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a})$$

$$\text{Somit ist } 2 \operatorname{div} \bar{a} = 2(\operatorname{div} \bar{a} \cdot \operatorname{div}(\bar{a} - \bar{a}))$$

$$+ \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} - \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a}$$

$$= 2 \operatorname{div} \bar{a} \times \operatorname{pot} \bar{a} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a}$$

$$\text{und } 2 \operatorname{div} \bar{a} = 2(\bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} -$$

$$- \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} - \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} + 2 \operatorname{div} \bar{a} \operatorname{div} \bar{a})$$

$$- \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a} = 2(\bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} +$$

$$+ \bar{a} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{a} + 2 \operatorname{div} \bar{a} \operatorname{div} \bar{a}) -$$

$$- \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a}. \text{ In } \operatorname{div} \bar{a} =$$

Raum nach der Theorie von pot $\bar{a}$ -

$$- \bar{a} \operatorname{pot} \bar{a} = - \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a} \text{ verschwindet}$$

$$\text{werden. Mit } \bar{a} = \bar{w}_+ \text{ und } \bar{a} = \operatorname{pot} \bar{w}_+$$

$$\text{wird } - \operatorname{div} \bar{w}_+ \times \operatorname{pot} \bar{w}_+ = \bar{w}_+ \operatorname{pot} \operatorname{pot} \bar{w}_+$$

$$- (\operatorname{pot} \bar{w}_+)^2 = \bar{w}_+ \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_+ - (\operatorname{pot} \bar{w}_+)^2$$

$$- \bar{w}_+ \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{w}_+ \text{ wegen } \operatorname{pot} \operatorname{pot} =$$

$$= \operatorname{grad} \operatorname{div} - \operatorname{div} \operatorname{grad}. \text{ Nach zu } \operatorname{div}$$

$$\text{wird } \operatorname{pot} \operatorname{pot} \bar{w}_+ \text{ verschwindet}$$

$$\text{Aber } \bar{a} = \bar{w}_+ \text{ und } \bar{a} = \operatorname{pot} \bar{w}_+ \text{ nach}$$

$$\text{q. 26 gilt}$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a} \cdot \bar{a}$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a} \cdot \bar{a}$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{a} \times \bar{a} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a} \cdot \bar{a}$$

$$\text{und mit diesen partiellen Ableitungen}$$

$$\text{bestimmen und die beiden räumlichen$$

$$\text{Divergenzen berechnen. Die beiden}$$

$$\text{Teile sind } 2 \bar{a} \cdot \bar{a} = 2 \bar{a} \cdot \bar{a} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a} \cdot \bar{a} = 0$$

$$\text{und } 2 \bar{a} \cdot \bar{a} = 2 \bar{a} \cdot \bar{a} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a} \cdot \bar{a} = 0$$

94 Ist Komplexwert
 Besondere Gleichung entspricht
 Nullstelle werden. Für den Realteil
 folgt zunächst $0 = 2(\operatorname{div} \bar{w}_- \operatorname{div} (\bar{q}_- - \bar{p}) +$
 $+ \bar{q}_- \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- + \bar{w}_+ \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_+ - \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{p}) +$
 $- (2 \bar{w}_+ \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{w}_+ + (\operatorname{rot} \bar{w}_+)^2) +$
 $+ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_- \times \bar{w}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} +$
 $+ \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{q}_- \bar{p})$ und imaginär
 $0 = 2(\bar{q}_- \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{p} + \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- +$
 $+ 2 \operatorname{div} \bar{q}_- \operatorname{div} \bar{p}) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} +$
 $+ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_- \times \bar{w}_+ - \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{w}_- (\bar{q}_- - \bar{p})$

Für multipl. beide Komplexwert
 reellen ~~Quadrat~~ Komplexwertgleichung
 $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{p}; \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{w}_+ = 0$
 erhalten werden. Wegen der Kom-
 plexen Eigenschaften des Operators
 $\operatorname{div} \bar{w}_+ = \operatorname{div} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ =$
 $= \operatorname{div} \bar{q}_+ + i \operatorname{div} \bar{q}_+ - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ =$
 $+ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ =$
 der Real- und Imaginärteil

$\operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = 0$
 $\operatorname{div} \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ = 0$
 Differentialgleichungen können mit
 26a und 26b umgeformt werden
 Es ist $\operatorname{div} 2 \bar{q}_+ = \operatorname{div} \bar{q}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ +$
 $+ \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} / \bar{q}_- - 2 \operatorname{div} \bar{w}_+ \times \operatorname{rot} \bar{w}_+ +$
 $+ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} = 2(\operatorname{div} \bar{w}_- \operatorname{div} (\bar{q}_- - \bar{p}) +$
 $+ \bar{q}_- \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- - \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{p}) +$
 $+ 2(\bar{w}_+ \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{w}_+ - (\operatorname{rot} \bar{w}_+)^2) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p}$
 $= 2(\operatorname{div} \bar{w}_- \operatorname{div} (\bar{q}_- - \bar{p}) + \bar{w}_+ \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_+ + \bar{q}_- \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- -$
 $- \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{p}) - (2 \bar{w}_+ \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{w}_+ +$
 $+ (\operatorname{rot} \bar{w}_+)^2) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{q}_- \bar{p}$
 $= 2 \bar{q}_+ = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{w}_+ + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{q}_- \bar{p}$
 was für den Realteil $0 = 2(\operatorname{div} \bar{w}_- \operatorname{div} (\bar{q}_- - \bar{p}) +$
 $+ \bar{w}_+ \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{w}_+ + \bar{q}_- \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- - \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{p}) -$
 $- (2 \bar{w}_+ \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{w}_+ + (\operatorname{rot} \bar{w}_+)^2) +$
 $+ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{q}_- \bar{p}$
 ergibt. Einsetzen
 $\operatorname{div} \bar{q}_+ = 2 \bar{q}_+ = \operatorname{div} (\bar{w}_- \times \bar{w}_+) -$
 $\operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{p} / \bar{q}_- + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{q}_+ \times \bar{w}_+ =$
 $= \operatorname{div} \bar{q}_+ \operatorname{div} \bar{p} + \bar{p} \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{q}_- + 2 \operatorname{div} \bar{q}_- \operatorname{div} \bar{p} +$

9.8. Rechnerische Ergebnisse in Form partieller Ableitungen berechnen. $\sum_{\pm} \pm$, so wird das $\sum_{\pm}$ stand durch $\sum_{\pm} = 0$ gegeben. Zeichen, was zu den beiden $\sum_{\pm}$ stehen, vektorieller Komplex. Differentialgleichungen $\frac{d\vec{q}_{\pm}}{dt} = 0$ führt. Diese bilden Systeme beschreiben Bewegung einer Sonderfall der Gl. 2.7, wenn das die der in der ersten Gleichung, $\frac{d\vec{q}_{\pm}}{dt} = 0$ führt, dass ein stabiles System = getrenntes System. Berechnen. $\frac{d\vec{q}_{\pm}}{dt} = 0$ folgt, dass in Gl. 2.6 und 2.6a die Komponenten von $\sum_{\pm}$ sämtlich verschwinden müssen. Eine Partikularlösung aus 2.6a erhalten. Differentialgleichungen von der analoges aus 2.6, liefert zunächst die partiellen Ableitungen berechnen.

9.9

$$\frac{\partial}{\partial t} (a \vec{q}_- \times \vec{w}_+ - c \vec{q}_+ \times \vec{p}) = 0$$

und als Ausgangswert

$$\frac{\partial}{\partial t} (a \vec{q}_+ \times \vec{p} + c \vec{q}_- \times \vec{w}_+) = 0$$

beziehungsweise

$$\frac{\partial}{\partial t} (2a \vec{q}_- \vec{p} - c \vec{w}_- (\vec{q}_- - \vec{p})) = 0$$

und partiell

$$\frac{\partial}{\partial t} (2c \vec{q}_- \vec{p} + a \vec{w}_- (\vec{q}_- - \vec{p})) = 0$$

und hieraus folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{q}_- \vec{p} = 0 \text{ sowie } \frac{\partial}{\partial t} (\vec{q}_-^2 - \vec{p}^2) = 0 \text{ bzw.}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{q}_+ \times \vec{p} = 0 \text{ und } \frac{\partial}{\partial t} (\vec{q}_- \times \vec{w}_+) = 0$$

Welche Integration liefert dann

$$\vec{q}_- \cdot \vec{p} = \alpha_1, \quad \vec{q}_-^2 - \vec{p}^2 = \alpha_2 \text{ sowie}$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \frac{\alpha_3}{\alpha_4} \text{ und } \vec{q}_- \times \vec{q}_+ + \vec{q}_- \times \vec{p} = \frac{\alpha_4}{\alpha_3}$$

mit $\alpha_k = \text{const}(t)$ für $1 \leq k \leq 4$.

Wegen diese Beziehung benutze ich so folgt durch Addition der beiden

längen von 2.6a zu den analogen aus Gl. 2.6, eine Darstellung der Partikularlösung. Es ist

$$\frac{1}{\vec{w}_+} \frac{d\vec{w}_+}{dt} + \frac{1}{\vec{q}_-} \frac{d\vec{q}_-}{dt} = \frac{1}{\vec{q}_-} \times \frac{1}{\vec{p}} \times \frac{1}{\vec{w}_+} \times \frac{1}{\vec{p}} = 0$$

100. Ist ein Querschnitt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0$$

$$\text{div } \vec{q} \times \vec{p} = 0$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \alpha_1, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \alpha_2$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \alpha_3, \quad \vec{q}_- \times \vec{p} = \alpha_4$$

$$\alpha_k = \text{const} (k), \quad 1 \leq k \leq 4$$

$$\text{div } \vec{a} = \text{div } \vec{a}_4 = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = 2 \vec{w}_+ \times \vec{p} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

101. Ist ein Querschnitt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0$$

$$\text{div } \vec{q} \times \vec{p} = 0$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \alpha_1, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \alpha_2$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \alpha_3, \quad \vec{q}_- \times \vec{p} = \alpha_4$$

$$\alpha_k = \text{const} (k), \quad 1 \leq k \leq 4$$

$$\text{div } \vec{a} = \text{div } \vec{a}_4 = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = 2 \vec{w}_+ \times \vec{p} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Gleichung 27a

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$= \vec{q}_+ \times \vec{p} + \vec{p} \times \vec{q}_-, \text{ also } \vec{q}_+ \times \vec{p} =$$

$$= \vec{w}_+ \times \vec{p} - \vec{p} \times \vec{w}_- = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

ist, Gl 27a ist ein Sonderfall, der bereits in Gl. 27 enthalten ist. Das hierin Grunde kann Gl. 27a dadurch, dass man interpretiert werden, dass die in dieser Gleichung zum Ausdruck

102. Ist ein Querschnitt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0$$

$$\text{div } \vec{q} \times \vec{p} = 0$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \alpha_1, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \alpha_2$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \alpha_3, \quad \vec{q}_- \times \vec{p} = \alpha_4$$

$$\alpha_k = \text{const} (k), \quad 1 \leq k \leq 4$$

$$\text{div } \vec{a} = \text{div } \vec{a}_4 = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = 2 \vec{w}_+ \times \vec{p} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$\vec{q}_+ \times \vec{p} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Brüche gebachte Zusammenhang 104
 zwischen elektromagnetischen und
 gravitativen Feldvektoren so beschaffen
 ist, dass die charakteristischen Werte
 eine ständige Wechselbeziehung, gar
 schon Gravitations- und Materie-
 feld bezüg. zwischen Gravitation
 und Elektromagnetismus definiert
 sind. Kommt es zu irgendwelchen
 Wechselwirkungen mit Freisysteme
 aus, so wird diese innere Wechsel-
 beziehung zerstört, was dazu führt
 dass die Gravitationen auf
 elektromagnetischen Bestimmungen
 nicht mehr in ein anderes Wechsel-
 beziehungsverhältnis einstecken
 welches wiederum statisch sein
 muss und sich zu 68 beschreiben
 werden kann. Bei der Materie-
 stellenweise Komplikation gar-
 schon der Gravitationen und elektro-

102

102 magnetisches Feldverpaar eines Systems aufpaarung ^{die erst durch die Wirkung} des Wechselstromfeldes ^{in der} mit einem Fremdsystem auszuweisen offensichtlich die Gravitations- und elektromagnetischen ^{Wirkungen} Feldtypen in einem isolierten System, was zeigt, daß das Fremdsystem gravitativ oder elektromagnetisch bedingt wird. Diese Paarung muß aber die elektromagnetisch - gravitative Korrelation des Fremdsystems betreffen, was wiederum eine ^{Korrelation} ~~einzelne~~ ^{einzelne} Teilchenart ^{aus} auf das Ursprungsfeld Systeme haben kann u. d. d. d. d. also zwei materielle Systeme in eine Wechselwirkung treten, so kommt es zur Paarung ^{in einer} ~~einzelnen~~ ^{einzelnen} Feldpaarung ^{in einer} ~~einzelnen~~ ^{einzelnen} Wechselwirkung, wenn die Systeme in einer gegen sich stehenden Dynamik über, durch

§ 72 beschränkt, aber die Korrelationen
 nicht - gravitations Korrelationen
 vorhanden. Der erste Akt in der
 Feldtheorie ~~der Gravitation~~
 räumlicher ~~Gravitations~~ Raum ein
 elektromagnetische oder gravitations
 Wirkung sein, welche ~~makroskopisch~~
 nach dem elektromagnetischen Feld
 vorausgesetzt ist aber nach § 48
 von einem System räumlich und
 von anderen empfangen ist.
 Eine allgemeine Theorie von ~~Gravitation~~
 Feld ~~gravitations~~
 Wirkungen von der Gravitation selbst
 jedoch eine Präzision der
~~gravitations~~ ~~gravitations~~ ~~gravitations~~
~~gravitations~~ welche von spezi-
 ellem Korrelationen 68
 ellem Korrelationen system nach
 hängen ist. Eine allgemeine Ko-
 ordination der Korrelationen ist
 nicht möglich ~~der Gravitation~~
 schon von 1 + 4 ist nicht möglich
 doch kann eine nicht aufstellbar
 Kritiksysteme des Gravitations
 versucht werden, welche eine

104. Kontinuitätsannahme ist in Gl. 25 zusammengefasst. Besondere Bedingungen sind erforderlich. Das Verhalten würde als Mesfeldtheorie eine elektromagnetisch-gravitative elektromagnetische Theorie und damit eine allgemeine Wechselwirkungs- und Mesfeldtheorie des Vakuumfeldes quanten darstellen, wenn zuvor noch eine Quantenmechanische Fassung der Mesfeldgleichungen ermöglicht werden können.

Kaumert-Kaum, in Vorles 78

Die in Gl. 25 zusammengefassten Aussagen beschreiben die allgemeine Wechselwirkung mit einem Mesfeldsystem. Diese Wechselwirkungen sind über die äußeren Ladungsdichten, Kräfte $\Sigma \neq \bar{\tau}$ gekennzeichnet

und Gl. 25 gibt die elektromagnetisch-gravitative Korrelationsänderung des ursprünglichen Systems an, wenn es in dieser Wechselwirkung kommt. Liegt keine Wechselwirkung vor, d. h. ist das elektromagnetisch-gravitative System stabil und ungestört, so ist $\Sigma_{\pm} = 0$, sonst lässt Gleichung von Gl. 25 durch $\bar{\tau}_{\pm 4} = 0$

beschrieben

beschrieben wird, was gegenüber der Erhaltungssatzprinzipien von Energie und Impuls enthält.

Faustformel in Vorles 79

Die Formel $R_{\pm 3} = R_3$, also $(\bar{\tau}_{\pm 3} \cdot \bar{\tau}_{\pm 4}) = \bar{\tau}$ kann ganz immer erfüllt sein, doch verlaufen die Zeitachsen in den $R_{\pm 4}$ nicht mehr parallel zu einer von ihnen kann nicht mehr orthogonal zum Unterraum R_3 sein

10.6. Köpfer, wenn nach $A_{\pm}$ bezogen B wenn das aber so ist, so kann es
 kommt es im Raumzeittragraum grundsätzlich ein Koordinatensystem
 zu einer Geschwindigkeitsabhängigen $\gamma_{\pm} = \gamma(\vec{p}, \vec{q}_{\pm})$ für $1 \leq k \leq 3$ und
 Zeitachsenrechnung $\beta_{\pm} \cdot \vec{T}_{\pm+1} = \log \vec{T}_{\pm}$
 Außerdem bilden die Gattaklassen $(\pm)$ repräsentiert $\gamma_{\pm+4}$, in welchen
 potentielle Geschwindigkeitsabhängigkeit des vorerwähnten Orthogonalen
 statt ohne eine faktische Relation $(\vec{e}_{\pm i} \cdot \vec{e}_{\pm k})_4$ $\vec{E}$ approximativ
 Geschwindigkeitsabhängigkeit kugelförmig erscheint. Allerdings sind,
 eines habenfeldquants $\vec{p}_{\pm k} \cdot \vec{q}_{\pm k}$ bei Eingrubelegung dieses Systems
 keine Geschwindigkeitspotentiale die $\vec{E}$ gemeinsamen Differentialen
 $v = f(\vec{p}, \vec{q}_{\pm}, \gamma_{\pm+4}) \neq 0$ realisieren in dem $\vec{T}_{\pm+4}$ gewar
 vorhanden sind, welche $\beta_{\pm} \neq 0$ und einblöckig, aber nicht mehr
 $\vec{T}_{\pm} \neq 0$ Raumgeraden. Wenn Koordinatenunabhängig. Auch
 auch in den $\vec{T}_{\pm+4}$ die notwendig sind diese Operationen approximativ
 den Orthogonalsysteme $(\vec{e}_{\pm i} \cdot \vec{e}_{\pm k})_4$ unaktiv hat und gehen für mit
 $= \vec{E}$ aufgespannt werden können. Invariant solche Graphikationen
 so ist im allgemeinen Fall, Feldpotentiale, was für die latent
 gerade wegen der Graphikationsfeld, Geschwindigkeitsabhängigkeit in
 $(\vec{e}_{\pm i} \cdot \vec{e}_{\pm k})_4 \neq \vec{E}$, wobei sich Kap. $\beta_{\pm} \cdot \vec{T}_{\pm+1} = \log \vec{T}_{\pm}$ $\ll 1$ gilt
 die Abweichung von $\vec{E}$ auf die Folge hat. Die nachstehenden
 getragenen Elemente erstrecken kann, approximativ den letzten abhänger

10.8 gelten also nur für diesen Fall und werden erst in der Limesrelation für $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm} = 0$ exakt, doch ist $1/\beta$ Limes Limes physikalisch nicht realisierbar, weil seine Ersetzung ein katodisches Quant ohne Gravitationsfeldniveau, also nach dem Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation ein Materiefeld ohne Trägheit voraussetzen würde, was aber im Widerspruch steht zu der Definition des Materiefeldes der Limes $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm}$ mit $2/T_{\pm} = T_{\pm}^*$, also $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm} \rightarrow 2/T_{\pm}^*$ ist.

Flummelung im Falle 89.

Für die beiden Operatoren $T_{\pm}$ und $T_{\mp}$, welche in ihrer Ersetzung auf $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm}$ die elektrischen und gravitativen Funktionen in Wechselbeziehungen setzen, gilt es die beiden $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm} =$

löslichen $T_{\pm} \neq T_{\mp}$ und $T_{\pm} = T_{\mp}$ im ersten Fall würde der Zusammenhang zwischen elektromagnetischen und gravitativen Feldgrößen, der sich nach $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm}$ im ursprünglichen $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm} =$ magnetisch-gravitatisches System bei einer Wechselwirkung mit einem Feldsystem abspielt, nach der sicheres Fortsetzen verzeichnen, d. h. der Beziehung einer elektromagnetischen in eine gravitativ-feldgrößen erfolgt nach einem anderen Gesetz als der umgekehrte Prozess und die elektrischen selbst wären allein durch katodischen und die Raumzeitkoordinaten darstellbar, weil die beiden Kräfteoperatoren $\lim_{\beta \rightarrow 0} T_{\pm}$ von einer Differentialgleichung gespalten werden können, welche die elektrischen $T_{\pm}$, $T_{\mp}$ und T als

110 unbekannt erhalten. Im ersten ausdrucks. Wenn sich die Gleichung = 111
 Fall $P_{\pm} = P_{\mp}$ würde hingegen eine. Ist $P_{\pm} = P_{\mp}$ erreicht, so kann der
 exakte Korrelation zwischen den eben = durch 2,5 oder verschiedene stabile
 Frequenzen mit gravitativen Zustand als statisch stabile
 Teilgruppen des Systems vorliegen. Korrelation zwischen elektrischen
 d.h. bei der Wechselwirkung mit magnetischen und gravitativen Feld
 einem ~~Gravitations~~ $\Sigma_{\pm} \neq 0$ ist größer aufgeföhrt werden, der
 die Korrelation zwischen den Fall = sich immer einstellen muß, wenn
 größer des ursprünglichen $\Sigma_{\pm} =$ Keine Wechselwirkung mit Felder =
 Systems in beiden Richtungen stehen diese statische Korrelation
 gleich, also der Betrag von im ursprünglichen elektrischen
 elektromagnetischen in erst = magnetisch - gravitativen System statt
 native Wirkungen bei dieser Umwandlung zu Seite 90 stehen ist
 Korrelation gemäß dem gleichen aber gr. berücksichtigt, daß diese
 Gesetz oder der inverse Prozess Hauptgleichungen nur approxi-
 mit der Komplex-Differential- makroskopisch sein können, aber
 Gleichung, welche durch $P_{\pm} = P_{\mp}$ die statische, die Gravita-
 bestimmt wird, spaltet in zwei bruchstückenweise in general Gesetze
 reelle Differentialgleichungen, Magnetisipotentiale sind, welche
 welche jeweils ein Paar von zwar latent wirken, aber nutzbar
 Faktoren bilden das andere

110 unbekannt erhalten. Im ersten ausdrucks. Wenn sich die Gleichung = 111
 Fall $P_{\pm} = P_{\mp}$ würde hingegen eine. Ist $P_{\pm} = P_{\mp}$ erreicht, so kann der
 exakte Korrelation zwischen den eben = durch 2,5 oder verschiedene stabile
 Frequenzen mit gravitativen Zustand als statisch stabile
 Teilgruppen des Systems vorliegen. Korrelation zwischen elektrischen
 d.h. bei der Wechselwirkung mit magnetischen und gravitativen Feld
 einem ~~Gravitations~~ $\Sigma_{\pm} \neq 0$ ist größer aufgeföhrt werden, der
 die Korrelation zwischen den Fall = sich immer einstellen muß, wenn
 größer des ursprünglichen $\Sigma_{\pm} =$ Keine Wechselwirkung mit Felder =
 Systems in beiden Richtungen stehen diese statische Korrelation
 gleich, also der Betrag von im ursprünglichen elektrischen
 elektromagnetischen in erst = magnetisch - gravitativen System statt
 native Wirkungen bei dieser Umwandlung zu Seite 90 stehen ist
 Korrelation gemäß dem gleichen aber gr. berücksichtigt, daß diese
 Gesetz oder der inverse Prozess Hauptgleichungen nur approxi-
 mit der Komplex-Differential- makroskopisch sein können, aber
 Gleichung, welche durch $P_{\pm} = P_{\mp}$ die statische, die Gravita-
 bestimmt wird, spaltet in zwei bruchstückenweise in general Gesetze
 reelle Differentialgleichungen, Magnetisipotentiale sind, welche
 welche jeweils ein Paar von zwar latent wirken, aber nutzbar
 Faktoren bilden das andere

112 Eine neue begr. Komplexe
Koordinatendrehung in den $\mathbb{R}_{\pm 4}$
nach $\mathbb{B}$ bzw. $\mathbb{B}$ verstanden.
Anmerkung zu Seite 90

Folgender stets als spezielle Koord-
naten $\eta_k = \eta(\bar{\eta}, \bar{\eta}_{\pm})$ für $1 \leq k \leq 3$
und $\lambda = \pm(\bar{\eta}, \bar{\eta}_{\pm})$ (bzw. $\eta_{\pm 4}$)
verwendet werden, welche $(\bar{\eta}_{\pm}, \bar{\eta}_{\pm 4})$
= E approximativ ausdrücken.
F Anmerkung zu Seite 96

Diese letzte
Spaltung von $P_{\pm}; {}^2\bar{E} = 0$ in Real-
und Imaginärteil geht in Det =
gleich mit den beiden Ausdrücken aus.
Det $P_{\pm}; {}^2\bar{E} = 0$, das $\text{Re } P_{\pm}; {}^2\bar{E} = \text{Re } P_{\pm}; {}^2\bar{E}$
und $\text{Im } P_{\pm}; {}^2\bar{E} = \text{Im } P_{\pm}; {}^2\bar{E}$, also
alleigen $P_{\pm} = P_{\pm}$ gilt, womit
die Gleichheit der Operatoren aus
Gl. 25 mit allen ihren oben erwähnten
Konsequenzen nachgewiesen ist. $\bar{E}$ aus Gl. 145

113
IV. Kapitel
Die mesobatische Ähnlichkeitssymmetrie

a) Der mesobatische Korrelationskoeffizient
Ein für ein Koordinatensystem definiertes
Mesobatequivalenz $\text{Re } \mathbb{R}_{\pm 3}$ ist die
spezielle Mesobatequivalenz im Komplex
zum $\mathbb{R}_{-4}$ und kinematisch per se Grad
koordinates im reellen $\mathbb{R}_{+4}$ beschreiben
ben und auf die Bezug auf gleich
berechnete Koordinatensysteme gegen die
Einheitstransformationsgruppe $\mathbb{B}$
invariant sein. Zur Beschreibung
der Korrelationen zwischen Mesosystemen
und Koordinatensystemen des Mesos
werden zwei unabhängige Koordinatensysteme
in den $\mathbb{R}_{\pm 4}$ unter
den, die aber jeweils oft Lösung
werden können weil die Koordinaten
flächen eines Koordinatensystems gegeben

114 die partiellen Potentiale darstellen
mit Hese Geschwindigkeiten nach $\vec{R}$
Drehung Koordinatenrichtungen ψ
verändern. Die Koordinaten in den
 $R_{\pm 4}$ sind immer gegen einander
vertauscht, sodass $(\vec{r}_{\pm i} \cdot \vec{r}_{\mp k})_4 \neq E$
kein orthogonales Orthogonalsystem
mehr ist. Es besteht jedoch die Mög-
lichkeit ein kartesisches Koordinaten-
system zu verwenden, auf welches
eine unitäre Transformation U aus-
geführt werden kann, so dass
in diesem Fall die Transformation U und
Koordinaten x_i bez x_i^2
zu unterscheiden, da alle Größen auf
diese kartesischen Koordinaten be-
zogen werden sollen. ^{die Teilpotentiale}
am Gp. ~~Die~~ Funktionen der x_i^2 .
Die Hauptgleichungen ~~zu~~ gehen
aus, wenn die ganz speziellen
Koordinaten $\vec{r}_{\pm k} = \vec{r}_{\pm k}$ ~~$\vec{r}_{\pm k}$~~

[illegible]

118. Hierberechnes R_4 abhängig, da
 alle mit dx^2 verträglichen Koos-
 tidentransformationen der
 x^2 zu quadratischen Formen
 der Art $q_{ij} \cdot dx^i \cdot dx^j$ führen,
 bleiben die metrischen Koeffizien-
 enten q_{ij} der Korrelations-
 berechnes die Korrespondenzen eines
 metrischen Fundamentaltensors
 g_{ij} , der als metrischer
 Korrelationsensor bezeichnet
 werden soll, denn die metrischen
 Koeffizienten g_{ij} der T_4 sind durch
 die Korrelation der quadrati-
 ven und elektromagnetischen
 Koeffizienten der T_{4+4} wandeln
 die ~~metrischen~~ ^{elektromagnetischen} ~~Koeffizienten~~ ^{Koeffizienten} ~~bestimmen~~. In
 einem quadratisch-metrischen
 System, dessen Fundamentaltensorale
 Projektion nicht mit der T_{4+4}
 elektromagnetischen) sondern auch dx^2 und dx^4 in dieser

zu T_{4+4} (quadratisch) kömmt, ergibt
 die Korrelation zwischen der quadrati-
 ven und elektromagnetischen Antik
 mit in einem nichtrelativistischen
 Korrelationsbereich, dessen me-
 trischer Fundamentaltensor ~~bestimmt~~
 durch elektromagnetische und
~~metrische~~ ^{teilweise} ~~Antik~~ ^{quadratische} Antik
 Koeffizienten bestimmt wird. Die
 metrische Tensor g_{ij} ver-
 teilt also die Korrelation, wel-
 che die approximierten ~~Antik~~
 Feldveranderungen ~~bestimmen~~ ^{bestimmen} ~~Antik~~
 mit dx^2 und dx^4 ~~bestimmen~~ ^{bestimmen} ~~Antik~~
 diese Gleichungen ~~bestimmen~~ ^{bestimmen} ~~Antik~~
 $g_{ij} = g_{ij}$ ~~bestimmen~~ ^{bestimmen} ~~Antik~~
 Problemstellungen lauten also:
 Eine metrische Antiksymbole
 als der Fundamentaltensor $g_{ij} \neq g_{ij}$
 so Koeffizienten, der die Gle-
 chungen dx^2 und dx^4 in dieser

Es kommt darauf an, die meso-
barische Korrelation dieser Mesos-
metrische Feld zu beschreiben.

Aus q_{ik}^{70} geht hervor, dass die meso-
barische $^{70}q_{ik}$ bestimmtes metrisches
helfte in Korrelationsbereich R_4 von
einem elliptischen Bereich, daher die
unterschiede zwischen ^{70}q und $^{70}q_{ik}$ Ein-
heitswert betrug ist. Die also =

meso mesobare Korrelations-
metrische ist proper $^{70}q + ^{70}q_{ik}$ auch
herausk. Es ist $^{70}q_{ik} = ^{70}q_{ik}$
gerade $^{70}q = ^{70}q_{ik}$ eine metrische
bez. symmetrisches Feld einer in
meso, schon metrisch und diese metrisch
ist nach positiver Approximation

$^{70}q = [\lambda_i \sin]_4 = \text{const.}$ $^{70}q_{ik}$ eine
elliptische, parabolisches oder
hyperbolisches metrisch, welche in
unterschieden Fall $\lambda_i = +1, \lambda_k = -1$
bestimmen metrisch und in positiver

120 schen metrischen, meso-
schen Fassung auswechseln werden
können. Es ist eine Symmetrie

„Andererseits von ^{70}q notwendig“
„Andererseits ist $^{70}q_{ik}$ und $^{70}q_{ik}$ “
$\frac{\partial q_{ik}}{\partial x_{ik}} = \frac{\partial q_{ik}}{\partial x_{ik}}$, was $q_{ik} \neq q_{ik}$,
also $^{70}q \neq ^{70}q_{ik}$ gilt Folge hat,
was wegen der Temperatur

Die Spaltung $^{70}q = ^{70}q_{ik} + ^{70}q_{ik}$ in
einen metrischen und einen
antimetrischen Anteil $^{70}q = ^{70}q_{ik} +$
und $^{70}q_{ik} = -^{70}q_{ik}$ ist möglich.

Das bedeutet, dass man in der
quadratischen Form der metrischen
 $q_{ik} \cdot dx_{ik} = q_{ik} dx_{ik}$
die antimetrischen Anteile

Kompensieren. Der meso-
sche Korrelationswert ist also
in einem bestimmten Bereich
 $ds^2 = q_{ik} dx_{ik}^2$ $^{70}q = ^{70}q_{ik} + ^{70}q_{ik}$
geschieht $^{70}q_{ik}$

12.2 ist ungetriggert Fall -
 vollständig ist. Ein Einheitscharakter
 R_4 liegt also für $2g = 2E$ vor.
 Die $R_{\pm 4}$ sind symmetrischen und pletho-
 symmetrisches Anordnen, hieraus
 also eine Einheitscharakter und eine pletho-
 symmetrische Symmetrie, welche die
 korrelative Symmetrie R_4 bezieht
~~bezieht~~. Aber jenen Bezeichnungen
 Punkte einer solchen Tangentialwert
 auch der R_4 geht also ein Pünktchen
 von Richtungscharakter aus, welches g
 eine Brücke von Raum-~~Zeit~~-vektoren
 in R_4 gehören. In der letzten Tan-
 gentialwert $R_{\pm 4}$ gilt wiederum
 für die korrelativen - linearen Koord.
~~pletho~~-Transformations nach $2g$ im A_4
 liegt B im Fall $R_0 = 2E$ Konstant
 vorhandener Koordinatensysteme B
 mit B' , wenn die Transformationsregel zur
 Kartesischen verwendet wird,

12.3
 $x'_i = \beta_{im} x^m$, $x^m = a_{im}^{-1} x'^i$
 mit Kovariant
 $x'_i = \beta_{im} x^m$ bzw. $x'_i = a_{im}^{-1} x^m$,
 wobei für die Konstanten, symmetrischen
 aus Koeffizienten $a_{im}^{-1} = \text{const.}$
 mit $\beta_{im} = \text{const.}$ die Relationen
 $a_{im}^{-1} \cdot \beta_{im} = \delta_{im}$ gilt. Diese Konstanten
 sind lineare Transformationskon-
 stanten in der $R_{\pm 4}$, also für
 $2g = 2E$ angewendet werden. Für
 $2g$ ein von $2E$ verschiedenes metrisches
 Feld, so gelten diese Konstanten
 als lineare Transformationskon-
 stanten für die Koordinatendifferentiale
 mit der quadratischen Koord.
 symmetrischen werden, wegen der Feld-
 charakter von $2g \neq 2E$ gilt $2g = 2E$
 Neben diesen Koordinaten, konstant,
 liegt in R_4 wegen $2g \neq 2E$ alle alle
 metrischen Transformationskonstanten $x'^i(x^j)$,
 bzw. $x'_i(x^j)$ mit der konstanten,

124 Führen in Integralen werden, absolute Räum gültig durch 125
 deren Inhalt nicht linear ist, ein beliebiges metrisches Feld definiert.
 Der totale Differentialen Prozess als = nicht ist. Ist der Operatorvariation
 quadratischer Transformationen können $\mathbf{T}$ in n fähiges Koordinaten
 Raum, weil die infinitesimalen $\mathbf{T}$ und die $m-n$ fähiges Koordinaten, $\mathbf{T}$
 jedoch die Linearität trotz $\mathbf{T}$ erhalten. $\mathbf{T}$ ist also für seine Koordinaten
 bleibt, die quadratisch variablen Koordinaten Transformationen
 fähiges als partielle Differenz $\mathbf{T}_{k_1, \dots, k_m}^{i_1, \dots, i_m} = \frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}}$
 Halgualitatives erwiesen werden.

Dieser Infinitesimalprozess liefert

$$\alpha_i^m = \frac{\partial x^m}{\partial x^i}, \quad \beta_m^i = \frac{\partial x^i}{\partial x^m}$$
 aus

$$dx^m = \alpha_i^m dx^i \quad \text{und} \quad dx^i = \beta_m^i dx^m$$
 mit Hilfe dieses Transformations
 Raum ein beliebiges, quadratisch =
 variables Tensorfeld von Grade m ,
 welches in irgendeinem abstrakten
 den Raum aufgespannt ist, dessen
 dimensionsgale mindestens n gleiches
 m sein muss, ~~was~~ einem $\mathbf{T}$
 Transformatoren in ein anderes
 Transformiert werden, wenn der
 beliebige Tensorgrade beliebig ist

$$\frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}} = \frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}}$$

wenn die Transformationen der Koordinaten
 Transformationen nach den algebra
 ischen Gesetzen quadratisch variablen $\mathbf{T}$
 sind für die Koordinaten fähiges
 verwendet werden. Auch können
 mit den $\mathbf{T}$ = und Koordinaten
 Komponenten von $\mathbf{T}$ die Variablen
 $\mathbf{T}$ des Tensors verändert werden

$$= \mathbf{T}_{k_1, \dots, k_m}^{i_1, \dots, i_m} \frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}}$$

$$= \mathbf{T}_{k_1, \dots, k_m}^{i_1, \dots, i_m} \frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}}$$

$$= \mathbf{T}_{k_1, \dots, k_m}^{i_1, \dots, i_m} \frac{\partial x^{i_1}}{\partial x^{k_1}} \dots \frac{\partial x^{i_m}}{\partial x^{k_m}}$$

hat $R_i = 2$ und Korrelationskoeffizienten R_{ij} gibt es also ebenfalls eine
 Wahrscheinlichkeit, dass gleichberechtigter Koordination
 $= S_{i,k} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2}}$ ist, wenn sich jeder
 Einheitsbeziehung ergibt, was im Fall
 der Hermiteschen Anteils g_{ij}
 $g_{i,j} = S_{i,k}$ wird, für den
 metrischen Korrelationskoeffizienten
 R_{ij} sind alle einheitsbeziehung
 Koordinatentransformationen
 zulässig, die den quadratischen
 Charakter der Koeffizienten g_{ij} invariant
 lassen. d. h. nach dem Satz =
 hermitescher quadratischer Formen,
 sind g_{ij} mindestens Anteils von
 $2g_{ij}$ an der Determinantenbedingung
 $g_{ij} \neq 0$, $1 \leq i \leq n$,
 Gleichung 282
 erhalten, was die Regularität der

Transformationen einschließen
 Transformation auf Seite 133
 Es liegt in der
 hat $R_i = 2$ und Korrelationskoeffizienten R_{ij} gibt es also ebenfalls eine
 Wahrscheinlichkeit, dass gleichberechtigter Koordination
 $= S_{i,k} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2}}$ ist, wenn sich jeder
 Einheitsbeziehung ergibt, was im Fall
 der Hermiteschen Anteils g_{ij}
 $g_{i,j} = S_{i,k}$ wird, für den
 metrischen Korrelationskoeffizienten
 R_{ij} sind alle einheitsbeziehung
 Koordinatentransformationen
 zulässig, die den quadratischen
 Charakter der Koeffizienten g_{ij} invariant
 lassen. d. h. nach dem Satz =
 hermitescher quadratischer Formen,
 sind g_{ij} mindestens Anteils von
 $2g_{ij}$ an der Determinantenbedingung
 $g_{ij} \neq 0$, $1 \leq i \leq n$,
 Gleichung 282
 erhalten, was die Regularität der

130 spalten werden, dann es ist

$$g_{ik} = g_{+ik} + g_{-ik} \quad \text{und} \quad g_{ik} = g_{+ik} + g_{-ik}$$

$$\text{also} \quad \{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = (g_{+}^{+} + g_{-}^{+}) (\{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-})$$

$$= \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

gewichtsvariablen zwischen Gruppen

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

$$\{g_{ke}\} = \{g_{ke}\}_{+} + \{g_{ke}\}_{-}$$

Linien spannen Intervall $ds = 0$

einen $ds = 0$ und einen Kegel im R

auf. Diese beiden Raumzeitkegel

ist durch $ds > 0$ und $ds < 0$

(beide reell) gekennzeichnet und

werden durch einen Zwischenbereich

mit imaginären ds getrennt. Der

$ds = 0$ charakterisiert den Nullpunkt

des Systems. Der Kegel von

Nullpunkten repräsentiert die Ereignisgrenze

des Kegels sind, den unendlichen

Gegebenheiten ausstrahlend, nicht

erklärt, sondern gekrümmt und

krümmung mit geradlinig werden, wenn

es euklidisch oder pseudo-euklidisch

ist. Für besondere wird im Fall

$\gamma = E$ (reell oder komplex)

im Phasenbereich der Gruppen

bezogen. A_{-} also im R_{-4}

in den R_{+4} (wenn man g_{ik}

Nullpunkt des R_{-4} in den R_{+4} setzt

132. setzt sich) top the Raumzeit = die Beziehungen $\sum_{k=1}^4 \eta_{\pm k}^2 = 0$ 133
 haben $v = c$ geometrische Nulllinien oder Differenziale $\sum_{k=1}^4 d\eta_{\pm k}^2 = 0$ gelten
 sind, denn in den $R_{\pm 4}$ ist wegen was aber mit $g'_{ik} \sim \delta_{ik}$ in gewisser
 $\sum g'_{ik} = 4$ ihr gerade Raumzeit δ_{ik} existieren Koordinaten $g'_{ik} = g'_{ik} \frac{dx^i}{dx^k}$
 wie geometrisch (daher sieht auch die $= 0$ oder $g'_{ik} \cdot g'^i_k = 0$ führt und
 Eigenformen des Metriksystems geradlinig) Dies ist das charakteristische in von
 mit $v = c$ erzeugt. Daraus kann man Nulllinien, welche sich im Fall der
 in einem Falle, wenn das Nulllinien elektromagnetischen Feldstörungen
 betreffen, nach dem Energieprinzip als geometrisch beweisen. Die $g'_{ik} \sim \delta_{ik}$
 hergeleiteten Raumkurven sind konstant und konvergieren
 jedes Element $h^{\mu\nu}$ eines elektromagnetischen metrischen Verhältnisses der $R_{\pm 4}$
 metrischen Metrik $E \times H$ ist die $\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^4 \eta_{ij}^2$ wobei die Darstellung der
 quenz v als ein Vektorfeld = Relativbewegungen als Komplex
 quenz aufgefassen werden dessen Raumzeit Metriken und die abhängige
 Raumzeit Metrik eine geometrische Zeit von $\alpha = (\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\pm k})_4 \neq E$
 Nulllinie in $R_{\pm 4}$ ist. Diese Aussage von der momentanen Relativgeschwindigkeit
 ergibt sich weil für die Fundamentale, welche wiederum im Rahmen
 unveränderlichen in den $R_{\pm 4}$, der materielle System ihrer $g'_{ik} =$
 welche die Ausbreitung elektrischer = stationärer Felder, aber nicht $\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^4 \eta_{ij}^2$
 magnetischer und statischer (elektromagnetische Feldquelle der statischen
 Feldstörungen beschreibbar, die $\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^4 \eta_{ij}^2$) dargestellt werden kann, welche

134 die Einführung des mesobatischen Korrelationskennsatzes $\{g \neq g^x \text{ mit } = \text{ wegen } \{i\}_{ke} \neq \{i\}_{ke}^x + 0$ (nicht geotaktische Korrelationen) Tabelle 146

Erklärung eines metakons von den $R_{\pm 4}$ abweichenden Korrelationsbereiches R_4 fortsetzt. Die $R_{\pm 4}$ mit $g^x = \bar{g}^x$ erscheinen dann metakons als tangentielle Tonnauwechsel, welche unter die mesobatische Korrelations-Abhängigkeit R_4 in einer metakons-Wechselbestimmung stehen. Ähnlich wie eine Tonnauwechseltheorie der Gips-Wechselbestimmung der $R_{\pm 4}$ ein Tonnauwechsel an Fall gleich - durch den metakons abweichenden Bereiches Tonnauwechsel es - mesobatischen Korrelationsbereiches wird Licht, begründet die Existenz Tonnau. Tonnau, Tabelle 145

des wicks herwickelbaren, meso - Tonnau in Tabelle 146

barischen Korrelationskennsatz

eine mesobatische Abhängigkeit =

Abhängigkeit der Tonnau, unter welche die Abhängigkeit der $R_{\pm 4}$ in wick-

138. Wenn, daß eine $ds/dp = \int$ extremal ist. Wenn also $\int$ zum Extremum wird, so muß p ein konstantes Integral $\int p dp$ extremal werden, wenn p_1 und p_2 die Parameterangaben für zwei feste Punkte sind, welche Punkte die betreffende Raumgerade geodätisch verbinden werden sollen. Nach dem Extremalprinzip der Variationsrechnung, welches in der aus dem Energieprinzip abgeleiteten Form $\int \sqrt{2} \, L \, dt = 0$ zum Ausdruck des kanonischen Formulierens $\int p_1 dp_1 + p_2 dp_2$ mit $\int p_1 dp_1 = 0$ ist, extremal, wenn $\int p_2 dp_2 = 0$ ist, das Hesse'sche Prinzip $\int p_2 dp_2 = 0$ in der Form $\int \left(\frac{\partial L}{\partial p_2} \right) dp_2 = 0$, weil $\frac{\partial L}{\partial p_2} = g_{22} \dot{x}^2$, also wegen $\frac{\partial L}{\partial p_2} = g_{22} \dot{x}^2$ in der Form $\int (x^{\frac{1}{2}} \dot{x}^2)^4$,

man acht diejenigen abh. 139. $\int \left\{ \frac{d}{dp} g_{22} \dot{x}^2 + 2 \int \frac{d}{dp} (g_{22} \dot{x}^2) - \int \frac{\partial g_{22}}{\partial x^2} \dot{x}^2 \dot{x}^2 \right\} = 0$

Nachdem p so gewählt werden, daß $p \sim 1$, also $\int = \text{const}(p)$ gilt, was $\frac{d}{dp} = 0$ gilt. Folgt hieraus, daß die Differentialgleichungen

$$\frac{d}{dp} (g_{22} \dot{x}^2) \cdot \dot{x}^2 \dot{x}^2 = 0$$

mit diesen oder anderen besetzten unter der Voraussetzung $\dot{x}^2 \dot{x}^2 = \text{const}(p)$ eine geodätische Linie in R_n wird. Diese Systeme mit $\dot{x}^2 \dot{x}^2$ multipliziert und $\dot{x}^2 \dot{x}^2$ annulliert

so folgt nach der Produktregel

$$\frac{d}{dp} (g_{22} \dot{x}^2 \dot{x}^2) - g_{22} \dot{x}^2 \dot{x}^2 = 0, \text{ aus Variationen}$$

$\int = \text{const}(p)$ gilt, das bedeutet aber, daß $\int = \text{const}(p)$ konstantes ein Integral der geodätischen Gleichungen ist

140 Erweist sich als weder positiv noch negativ definit sondern als indefinit so muss man $f = 0$ möglich, doch alle Hessesche Hesse ausgerechnet werden. Die Gleichungen eines optischen Traugenerlebnisses können auch in einer anderen Form ausgedrückt werden, $\frac{d}{dp} (g_{ik} \dot{x}^k) - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \dot{x}^j \dot{x}^k = 0$ ist, wenn man diese Variationen - problem $\int_1^2 \dot{x}^2 dp = 0$ ~~ansetzt~~, $\frac{d}{dp} \left(\frac{\partial f^2}{\partial \dot{x}^i} \right) - \frac{\partial f^2}{\partial x^i} = 0$ der Ausdruck ist identisch, es folgt daraus $g_{ik} \dot{x}^k + \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \dot{x}^j \dot{x}^k - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \dot{x}^j \dot{x}^k = 0$ und durch zyklische Vertauschung der Indizes ergibt sich $\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \dot{x}^j \dot{x}^k = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} \right) \dot{x}^j \dot{x}^k$ also $g_{ik} \dot{x}^k + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \right) \dot{x}^j \dot{x}^k = 0$ Hier steht $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \right) = \{ij, k\}$ eingeführt. Mit man

wird mit $g_{ik} \dot{x}^k$ multipliziert hat 141 ist der Ausdruck in der Klammer gleich 0, so folgt wegen $g_{ik} \dot{x}^k = \int_1^2 \dot{x}^2 dp$ für die Geodäsie $\dot{x}^i \dot{x}^k + g_{ik} \{ij, k\} \dot{x}^j \dot{x}^k = 0$. Die $\{ij, k\}$ metrische Größe $\{ij, k\}$ ebenfalls in einem variablen Form auf einen Raum, bezieht der Faktor $\dot{x}^i \dot{x}^j \dot{x}^k$ die Transformation in eine geodäsische Variation, nämlich $g_{ik} \{ij, k\} = \{e, k\}$ und damit nehmen die Gleichungen der optischen Linien die Form an $\dot{x}^i \dot{x}^k + \{ik, e\} \dot{x}^e = 0$, $g_{ik} \dot{x}^i \dot{x}^k = \text{const}$ $\{ik, e\} = g_{ik} \{ij, k\}$, $\{ij, k\} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^j} \right)$ Gleichung 29

~~Der physikalische~~ folgt ad Seite 129 bis Seite 130 (Gleichungen für physikalischen Prozess)

142. Wo sich also stets im Raum
 und Zeit abspielen, muß stets das
 Prinzip $\int_{\tau}^{\tau} L dt = 0$ erfüllt
 sein und das kinetische Poten-
 tial L entspricht einem dem
 Quadrat der räumlichen Geschwin-
 digkeit proportionalen Ausdruck,
 d. h. es gilt die Euklidische

$$L \equiv \sum_{i,k=1}^3 g_{ik} \dot{x}^i \dot{x}^k \equiv \sum_{i,k=1}^3 g_{ik} \dot{x}^i \dot{x}^k(t)$$

 m. a. W. $\int_{\tau}^{\tau} L dt \equiv \int_{\tau}^{\tau} \sum_{i,k=1}^3 g_{ik} \dot{x}^i \dot{x}^k$
 hat im Falle der Geometrie einer
 Bewegung $\dot{x}^i = \text{const}(t)$ zur
 Folge, daß im Falle räum-
 licher Vorgänge $p \sim t$ ge-
 setzt werden kann, sodaß
 im "unveränderten"

$$p \sim t, \quad x^i = \dot{x}^i(t)$$

 Gleichung 29 d.
 gesetzt werden darf. Diese
 Proportionalität ermöglicht

eine Untersuchung, speziell das
 Nullsetzen im R_4 .
Beurteilung auf Seite 130

Da bei physikalischen Prozessen $\frac{d}{dt}$
 immer gilt, kennzeichnen die $\dot{x}^i$
 in Gl. 29 grundsätzlich räumliche
 die Beschleunigungskorrespondenz
 und wegen $\dot{x}^i = -\{x, k\} \dot{x}^k$
 schreiben die $\{x, k\}$ sich so ge-
 verhalten, als ob die Korre-
 kturen von 29 Potentiale sind,
 welche Beschleunigungsprozesse ver-
 ursachen, deren Wirkungen die
 durch physikalischer hat, ist
 vorausgesetzt, daß der Prozeß als sol-
 che räumliche Raumzeitlinie im
 Koordinatenbereich hat. Immer
 dann, wenn ~~die~~ **Korrelatives**
 epistakto-materielles bezog-
 epistakto-elektromagnetisches Teil

144 mit einem anderen in einem
physikalischen Zusammenhang. Wäre
dies, müßte es zu einer Wechsel-
wirkung und damit zu einer
Korrespondenz zwischen beiden
Systemen kommen, d. h., daß
das ein System Typen besitzt,
die mit dem anderen
göttliche Gestalt. Dies ist die
die elementare Korrespondenz
apparente. Die Korrespondenz
kann so lauten, daß die
beiderseitige zum nächsten stabilen
Zustand (approximativ stabil)
erzählt werden ist. Nach dem
nach $\int \frac{1}{x} dx = \ln x$ ist die
stabile Zustand ungeändert.
werden und die Korrespondenz =
vorhanden, selbst wenn dabei stets
von potentiellen Zuständen $\Delta V =$
Knoten beibehalten sein, weil die
Wechselwirkung, eine Folge aus

$\vec{g}$ ist gegen geeignete Affin-
 itäten nicht invariant aber
 orthogonales Vektor $\vec{A} \cdot \vec{A}^* = \vec{E}$
 invariant, doch sind diese
 Invarianten nicht für die $\{x^i\}$
 da mit $\vec{A}$ kann stets das
 System generalisierter Koordinaten
 $\{x^i\} = 0$ gefunden werden, was
 $\{x^i\} = 0$ aber $\vec{g} = \text{const} \neq \vec{0}$
 zur Folge hat, daraus hervorgeht,
 daß wegen der fehlenden Invari-
 anz gegen $\vec{A}$ die $\{x^i\}$ nicht
 nicht die Konvergenz eines
 eines Tensors von 4ten Grad
 verhalten. Diese $\{x^i\}$ entstehen durch
 partielle Differentiationen der
 Potenz zur Faktorisierung der
 $\{x^i\}$ aber solche von $\vec{g}$ erhalten=
 die nicht. $\vec{g} \neq \vec{g}^*$ Krummungs-
 und des metrischen Feldes des meso-
 kosmischen Korrelationsbereiches,

der seinerseits eine Anisotropie $\neq 0$
 also der beiden Vektoren $\vec{R}_{\pm 4}$ ist
 falsch. Die sich in den $\vec{R}_{\pm 4}$ abspie-
 geln projektiven bes. elektro-
 magnetischen Prozesse stehen
 also nicht den auch $\vec{g} \neq \vec{E}$
 metrisch anders strukturierten
 im Korrelativen Zusammenhang
 nach Cap. II. 1. steht aber jede parti-
 kulare lokale Wirkung auf eine
 projektive kinematische Defor-
 mation $g_{\mu\nu}$, welche ihre Ur-
 sache im Wirken eines ortho-
 gonalen Feldes auf die
 projektiven Feldlinien findet,
 welches als Mesofeld $\vec{g}$ im $\vec{R}_{\pm 3}$
 interpretiert werden konnte.
 Immer dann, wenn elektrisches
 mesische Ursachen hervorgerufen
 die Anisotropie zur Folge haben,
 muß es also zu projektiven

148 Wir auf fächeren bepotenzieren können
 erhalten, wenn wir π in $\pi_{\pm 3}$
 des Mesofeld π die Korrelationen
 zwischen elektrischen und
 auf gravitativen Widerstands
 hergeleitet werden. Aus diesen
 Gründe folgt es nahe, dass auch
 Verwandschaft zwischen π und
 $\pi_{\pm 3}$ und π des $\pi_{\pm 3}$ zu
 verweist, zwischen π und $\pi_{\pm 3}$
 in $\pi_{\pm 3}$ die Größe π ist das Haupt
 nicht bei auftritt, sondern mit
 im Zusammenhang mit π
 besagt π des Gravitationsfeldes
 in Form von π , sodass π in
 π als ein Stück π erscheint
 Gravitationsfeldes ist im Drei-
 dimensionsalen Raum
 werden kann. Das ist aber aus
 dem π abgeleitet, weil π
 beobachtet werden ist, aber

aber es können abgeleitet werden. Ferner
 abgeleitet, dass π ist $\pi_{\pm 3}$
 die Gleichung $\pi = \pi_{\pm 3}$ ist
 aus $\pi_{\pm 3}$ und π ist $\pi_{\pm 3}$
 ist π als hergeleitet $\pi = \pi_{\pm 3}$
 möglich, dass π ist $\pi_{\pm 3}$
 nicht nur für ihre einzelnen
 elektromagnetischen Verschiebungen
 ist. dass $\pi = \pi_{\pm 3}$ hergeleitet ist
 sondern liegt daran, dass $\pi_{\pm 3}$
 durch Transformation aller Ele-
 mente von π entstanden in
 wodurch ein sol. antikelemente
 ist Anteil $\pi_{\pm 3}$ zum Verschieben
 der beobachtet würde. Tatsächlich
 liegt $\pi_{\pm 3} = \pi_{\pm 3} + \pi_{\pm 3}$ und
 $\pi_{\pm 3} - \pi_{\pm 3}$ nicht hergeleitet sein
 aber die elektromagnetischen
 ist von π sind kinematisch für
 Verschiebungen ebenfalls nicht
 hergeleitet, was jedoch die Sym-
 metrie von π nicht ausschließt

150 Zwei reelle $\sqrt{T_+}$ ausser von $\sqrt{T}$ und $\bar{\mu}$ mit $\bar{\mu}$, der bräunlich
 des für $\sqrt{T_+} = \frac{1}{\sqrt{T_-}}$ nicht der Fall
 zu sein. Da $\sqrt{T_-}$ der Energie des
 eines antikommutierenden von $\sqrt{T}$
 ist, wird $\sqrt{T_-}$ in folgender Weise
 aufgeführt: $\sqrt{T_-} = \frac{1}{\sqrt{T_+}} = \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} +$
 $+ \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} + \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} +$
 $+ \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} + \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} +$
 $+ \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} + \frac{1}{\sqrt{T_+}} - \frac{1}{\sqrt{T_+}} +$
 werden die Elemente von W unter-
 sich, die denjenigen von $\sqrt{T}$ $\mu =$
 parallel sind, so zeigt sich
 zunächst $\sqrt{W_{(-1-2)}} - \sqrt{W_{(-2-1)}} =$
 $= \sqrt{W_{(+1+2)}} - \sqrt{W_{(+2+1)}} = 0$, wobei
 mit zwei Differenzen von Fermionen
 der Art $\sqrt{W_{(\pm 2, \mp 1)}} = \frac{1}{2} \sqrt{V a \varepsilon_0} \sqrt{W_{(\pm 2, \mp 1)}}$
 übrig bleiben. Die Kommutatoren
 in antikommutierenden Fermionen
 $\sqrt{W} = \frac{1}{\sqrt{V a \varepsilon_0}}$ ergeben sich, da
 aus den Elementen von W

unter Differenzbildung und Addition ist
 zu $W_{1,2} = R_-(i-1)(H X \bar{g})_3 - (1+i)(\bar{E} X \bar{g})_3 +$
 $+ R_+ R_-(i-1)(H X \bar{g})_3 - R_+(1+i)(\bar{E} X \bar{g})_3$
 $= R_-(1-i)(H X \bar{g})_2 + (1+i)(\bar{E} X \bar{g})_2$
 $+ R_+ R_-(1-i)(H X \bar{g})_2 + R_+(1+i)(\bar{E} X \bar{g})_2$
 $= R_-(i-1)(H X \bar{g})_1 - (i+1)(\bar{E} X \bar{g})_1 +$
 $+ R_+ R_-(i-1)(H X \bar{g})_1 - R_+(i+1)(\bar{E} X \bar{g})_1$
 $= R_-(1-i)(H X \bar{g})_0 + (1+i)(\bar{E} X \bar{g})_0 +$
 $+ R_+ R_-(1-i)(H X \bar{g})_0 + R_+(1+i)(\bar{E} X \bar{g})_0$
 wobei immer $\sqrt{W} = -\sqrt{W}$ ist.
 Diese vier Ausdrücke ergeben sich
 aus den Gleichungen 23 und 23a,
 wegen $\sqrt{T_-} = \frac{1}{2} \sqrt{V a \varepsilon_0} \sqrt{W}$ ergeben
 sich genau die Kommutatoren der
 antikommutierenden Energieoperator
 wenn die $W_{i,k}$ in Real- und Imag-
 inäre geteilt werden und die $\sqrt{W}$
 mit $\sqrt{W}$ $\bar{\mu} = \sqrt{T_0} \pm \frac{1}{2} \sqrt{V a \varepsilon_0}$ für $\sqrt{W}$
 verwendet werden. Mit der weiteren
 Substitution $\bar{q} = \bar{q}_+ + i \bar{q}_- \sqrt{V a \varepsilon_0}$

152 Mit der charakteristischen Kugel =
 ist Kopplung $\vec{q}^+ = \vec{q} - i\vec{q}_-$
 können Real- und Imaginärteil
 abgetrennt sein. Der Realteil
 $\vec{T}_{-ik} = -\vec{T}_{-ki}$ zusammengefasst
 wird werden, das proportional
 $\vec{T}_{-ik} \sim 1 - \delta_{ik}$ und $\vec{T}_{-ik} =$
 $2\vec{T}_{-1,2} = (\vec{p} \times \vec{q}^+)_3,$
 $2\vec{T}_{-1,3} = -(\vec{p} \times \vec{q}^+)_2,$
 $2\vec{T}_{-2,3} = (\vec{p} \times \vec{q}^+)_1$ sowie
 $2\vec{T}_{-k,k} = -(\vec{p} \times \vec{q}^+)_k$ auch
 $1 \leq k \leq 3$, was man hervorhebt
 das tatsächlich $2\vec{T}_{-} \neq 0$ unter
 bestimmten Bedingungen geben
 $\vec{q}^+ = 2\vec{T}_{+}$ der Gleichung 24 existieren
 per Raum, sodass beide Tensoren
 zu dem allgemeinen nicht
 hermiteschen gradiativen - als -
 Antisymmetrischen Energiedichte =
 Tensor $2\vec{T} = 2\vec{T}_{+} + 2\vec{T}_{-}$ zusammen-
 gefasst werden sind. Dieser

153 allgemeine Energietensoren
 wird nunmehr beschrieben. Der
 $2\vec{T} = 2\vec{T}_{+} + 2\vec{T}_{-}, \quad 2\vec{T}_{+} = 2\vec{e}(\vec{p}, \vec{q}^+),$
 $2\vec{T}_{-} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Phi_3 & -\Phi_2 & -\Phi_1 \\ -\Phi_3 & 0 & \Phi_1 & -\Phi_2 \\ \Phi_2 & -\Phi_1 & 0 & -\Phi_3 \\ \Phi_1 & \Phi_2 & \Phi_3 & 0 \end{pmatrix}$
 $\Phi_k = (\vec{p} \times \vec{q}^+)_k, \quad \vec{q}^+ = \vec{q} - i\vec{q}_-$
 $2\vec{T} = 2\vec{T}(\vec{p}, \vec{q}^+), \quad \int \vec{T} dV = \text{const}(z),$
 $dV = \frac{\pi}{k-1} d\vec{p}_{\perp k}$ Gleichung 24.6
 und aus diesem Gleichungssystem
 geht eindeutig hervor, dass auch
 in dem ergänzten elektromag-
 netisch-gradiativen Energie-
 Tensoren $\vec{p}$ und $\vec{q}^+$ be-
 zogen sind, sodass, besonders im
 Fall der Vereinheitlichung
 der Form $\vec{p}$ neben den beiden
 reellen elektromagnetischen
 Größen $\vec{q}^+$ auftreten. Da dies der
 Fall ist, können gradiative

154 Korrelationskoeffizienten der Form
 $\bar{p} \times \bar{q}$ oder $\bar{p} \times \bar{\mu}$ bezogen
 $\bar{q} \times \bar{\mu}$, welche stets zu
 $\bar{p} \times \bar{\mu}$ führen würden, ^{in 247}
 nicht existieren. Wegen des
 und cf. 246 existieren nach =
 weises $\bar{p} \times \bar{q}$ (p, q) oder es hat =
 sachlich mit einer eindeutigen
 Vektor, wobei $\bar{p}$ und $\bar{\mu}$ besitzend
 sodas die physikalische Faktor =
 präfixion der $\{\bar{p}, \bar{q}\}$ bezogen des
 metrischen, univariaten
 Korrelationskoeffizienten $\bar{p} \times \bar{q} \neq \bar{q} \times \bar{p}$
 durch das hierofür verstanden
 werden kann.

Auwendung zu Seite 149

He $\bar{x} \bar{x} = - \{\bar{x}, \bar{x}\} \cdot \bar{x} \bar{x} \bar{x}$ sind
 offenbar als Basistaugige Raum-
 punkten Metrik produktvektoriellen
Kraft Korrespondenzen proportional,

sodas $\bar{x} \bar{x} \bar{x} = - \{\bar{x}, \bar{x}\} \cdot \bar{x} \bar{x} \bar{x}$ 153
 einer Korrespondenzen bezogen. produktvektoriellen
Energie proportional ist. Dies ist
 der Energiekoeffizient von cf 247, wobei
^{wichtig}
~~247~~ thermodynamisch, doch open für die
Koordinaten Korrespondenzen $\{\bar{x}, \bar{x}\} \neq$
 $\neq \{\bar{x}, \bar{x}\}^x$ wegen $\{\bar{x}, \bar{x}\} = \{\bar{x}, \bar{x}\} + \{\bar{x}, \bar{x}\}$
 sodas auch $\{\bar{x} \bar{x} \bar{x} = \bar{x} \bar{x} \bar{x}$ wegen
 $\bar{x} \bar{x} = - (\{\bar{x}, \bar{x}\} + \{\bar{x}, \bar{x}\}) \cdot \bar{x} \bar{x} \bar{x}$ in
 einem hermiteschen und guten antisches
antisches Anteil spaltet, sodas
wegen der Proportionalität der Fak-
tor zu einer Energie weiter wird
~~247~~ ist, sodas 247 nicht verstanden ist
sondern ein additiv, antisches
antisches Teilsystem ist erforderlich
gemäß cf 24 6 basistaugliche produktvektoriellen
Veranschaulichung S. 154
ist wegen des und cf 24 6 erforderlich ist in 247

3. hermitesche Korrelationsfeld-
operatoren.

~~Die hermiteschen Korrelationsfeld-
operatoren sind hermitisch, das heißt~~

Qualität des hermiteschen Korre-
lationsbereiches ist es notwendig,
daß in diesem Bereich existieren =
hermitesche Differentialoperatoren $\hat{p}_i$ zu =
hervorheben, welche auf den Ort eines
Teilchenfeldes exponentiell oder
konstant sind. Die letztere =
Bedingungen selbst sind zu beschaffen.
Doch aus der speziellen Dimensionen =
zahl ~~ist~~ 4 abgeleitet ~~ist~~
und der Formalismus für eine
beliebige Dimensionszahl n ange-
setzt werden kann. Die letztere
Form der R_n wird durch n^2
 $\hat{p}_i \hat{p}_j + \hat{p}_j \hat{p}_i$ beschrieben aus n^2
Komponenten $g_{ik} = g_{ik} + g_{-ik}$
bzw. Kontravarianten bestimmt.

Für den Tensoroperator $\hat{p}_i$ kann 157
 $n \geq m$ die obere Schranke. Für
Kürzungen gelte für die folgende op-
eratorische Identität die Dimensionen
ausdrückt $\hat{p}_i \hat{p}_j = A_i \cdot B_j =$
 $= A_i \cdot B_j$. alle in 1 und 2 ab-
geleiteten Gesetze der R_n gelten auf
in R_m , während die noch ab-
geleiteten Operatorgesetze für
 $n = 4$ in die entsprechenden in
 R_n übergehen, vorausgesetzt,
daß $m \leq n$ bleibt.
Für R_n sei eine belie-
bige n -dimensionale Koordinaten-
transformation $\hat{p}'_i$ gegeben, die jedem
die $(n-1)$ -Ordnung $x'_i = \text{const}$
mit $2 \leq i \leq n$ entsprechen
sind. Es bleibt also nur die
 n -dimensionale hermitesche
 x'_1 übrig, doch, daß jeder
Punkt R_n als hermitesche

$= \left\{ \frac{\partial x^j}{\partial x'^m} \right\}_+ - \left\{ \frac{\partial x^j}{\partial x'^m} \right\}_+ \frac{\partial x^k}{\partial x'^m} \cdot \frac{\partial x^l}{\partial x'^m}$
 Wie bei $\mathcal{C}'$ im Punkt P geordnet,
 was $\frac{\partial x^j}{\partial x'^m} = \text{const.}$ ist für alle
 $\{k, l\} = \emptyset$ gilt Folger hab. durch
 dass $\frac{\partial x^j}{\partial x'^m} = - \left\{ \frac{\partial x^k}{\partial x'^m} \right\}_+ \frac{\partial x^l}{\partial x'^m}$
 was in dA^j eingezeichnet
 $dA^j = (-A'^1 \frac{\partial A'^1}{\partial x'^m}) \cdot dx'^m$ existiert. Folgt
 $\mathcal{C}$ ebenfalls gewöhnlich also $\{k, l\}_+ = 0$
 so wird $dA^j = \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} \cdot \frac{\partial A'^1}{\partial x'^m} dx'^m$
 $= \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} dA'^1$, was auch vorne
 richtig bleibt wenn $\{k, l\}_+ \neq 0$,
 also $\mathcal{C}$ nicht probabilistisch ist.
 Da dA^j ist $\frac{\partial x^j}{\partial x'^m} dx'^m = dx^j$ und
 $A'^1 \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} = A^j$, für $\frac{\partial x^j}{\partial x'^1} \neq \frac{\partial x^j}{\partial x'^m}$ ist
 natürlich linear $\frac{\partial x^j}{\partial A'^1} \cdot \frac{\partial A'^1}{\partial x'^m} dx'^m =$
 $= \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} dA'^1 = \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} dx^j$. Hierin geht
 gleich $\frac{\partial A'^1}{\partial x'^1}$ einet speziellen Übergang
 bringend in $\mathcal{C}'$. In nicht probabilischen
 Systemen $\mathcal{C}$ ist, weil $dx^j = \frac{\partial x^j}{\partial x'^m} dx'^m$

15.8 ein Vektor mit einer
 Komponenten A'^1 zugeordnet
 werden kann. Wird A'^1 in
 $\mathcal{C}'$ auf ein anderes System $\mathcal{C}$
 abgebildet (auch n -dimensional)
 und wird die Abbildung durch
 A^j gekennzeichnet, so kann
 sich die Zahl j im Gegensatz
 zu der einen Komponente in $\mathcal{C}'$
 ein unendliches Intervall $1 \leq j \leq n$
 bewegen, nach dem linearen
 Transformationsgesetz von $\mathcal{C}'$ zu
 Komponenten A^j folgt $A^j =$
 $= \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} A'^1$, wenn $\frac{\partial x^j}{\partial x'^1} \neq 0$
 Koordinaten von $\mathcal{C}$ darstellen. Für
 in $\mathcal{C}'$ zwei infinitesimal benach-
 barte Punkte P und Q
 dx'^m vereinigt getrennt,
 so gilt $dA^j = \frac{\partial A^j}{\partial x'^1} \frac{\partial x'^1}{\partial x'^m} dx'^m + \frac{\partial A^j}{\partial x'^m} \frac{\partial x'^1}{\partial x'^m} dx'^m$
 $= (A'^1 \cdot \frac{\partial x^j}{\partial x'^1} \frac{\partial x'^1}{\partial x'^m} + \frac{\partial x^j}{\partial x'^m}) dx'^m$
 Hierin ist $\frac{\partial x^j}{\partial x'^1} \frac{\partial x'^1}{\partial x'^m} =$

160 und $\frac{\partial A'_i}{\partial x^k} = \frac{\partial A'_i}{\partial x^k} \cdot \frac{\partial x^k}{\partial x'^i}$ ergibt
 anderen Raum mit $\frac{\partial A'_i}{\partial x^k} \cdot \frac{\partial x^k}{\partial x'^i} = \frac{\partial A'_i}{\partial x'^i}$
 $= \{j^k\}_- A^k$ ist, aber $\frac{\partial A'_i}{\partial x'^i} dA'_i =$
 $= \{j^k\}_- A^k dx^k$, was ausgedrückt
 $dA'_i = -\{j^k\}_+ A^k dx^k =$
 $= \{j^k\}_- \cdot A^k dx^k$ existiert. Mit $\{j^k\}_-$
 $= -\{j^k\}_+$ und $\{j^k\}_+ + \{j^k\}_- =$
 $= \{j^k\}_-$ folgt, dass es gilt für die
 infinitesimalen Parallelverschiebung
 eines Vektors $dA^i = -\{j^k\}_+ A^k dx^k$.

Seht man in dieser Beziehung
 $x^i(p)$ und $A^i = x^i$ so gilt
 $dx^i = x^i dp$ und $dA^i/dp = dp =$
 $= x^i$, sodass man $dA^i =$ die Beziehung $\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{\partial}{\partial x^k} \right) =$
 $x^i + \{j^k\}_+ x^k = 0$ hat. Das ist
 das, was ist. Ein ganz allgemeines
 Parallelverschiebungsgesetz ergibt sich
 für die Kovarianz, nämlich $dA_i =$
 $= +\{j^k\}_+ A_k dx^k$, mit Hilfe dieser
 Parallelverschiebungsgesetze können

161 Zwei Affine Koordinatensysteme, $\{x^i\}$
 und $\{x'^i\}$ mit $\frac{\partial x^i}{\partial x'^j} = A^i_j$ sind
 $\frac{\partial x^i}{\partial x'^j} + \{j^k\}_+ A^i_k = A^i_j$ definiert werden
 welche $\bar{P}$ im R_n (bezogen auf die
 geodätischen Koordinaten) so verhalten
 dass, dass $K_0 = 0$ ist. Parallelverschiebung
 A entsteht. Man sieht so sich parallel
 zum eine Parallelverschiebung
 $\frac{dx^i}{dt} = \frac{dx^i}{dt} - \{j^k\}_+ \frac{dx^k}{dt} = \frac{dx^i}{dt}$ und
 $\frac{dx^i}{dt} = \frac{dx^i}{dt} + \{j^k\}_+ \frac{dx^k}{dt} = \frac{dx^i}{dt}$
 Komponenten des gleichen Vektors
 in $K_0 = 0$ ist kovariant
 Form. Die beiden Differential
 $\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{\partial}{\partial x^k} \right) = \{j^k\}_+ \left(\frac{\partial}{\partial x^k} \right)$ und
 $\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{\partial}{\partial x^k} \right) = \{j^k\}_+ \left(\frac{\partial}{\partial x^k} \right)$ sind
 die Komponenten des Tensordivisors von
 auf 2. In völliger Analogie
 können Kovarianz Operatoren
 definiert werden, welche den Tensor
 $m \leq n-1$ auf $m+1$ et

162 weiter. Für die $T_{i,k}$ eines
 Teils von 2. Grade folgt durch die
 Parallelverschiebung ein solches von
 3. Grade. Die kovariante Form gilt dann

$$A_{i,k,e} = \frac{\partial T_{i,k}}{\partial x^e} - \{e\}^m_{i,k} T_{i,m} - \{k\}^m_{i,e} T_{i,m}$$
 ist die gewünschte Variation

$$A_{i,k,e} = \frac{\partial T_{i,k}}{\partial x^e} + \{e\}^m_{i,k} T_{i,m} - \{i\}^m_{e,k} T_{i,m}$$
 wobei eine kovariante

$$A_{i,k,e} = \frac{\partial T_{i,k}}{\partial x^e} + \{e\}^m_{i,k} T_{i,m} + \{k\}^m_{i,e} T_{i,m}$$
 ist. Man beachte, daß bei diesen Differen-
 tialoperatoren kovariante Kompo-
 nenten eines Teils von 3. Grade
 eintreten, erfordert wegen der
 Kovariante von $T_{i,k}$ durch die Kom-
 ponenten von zwei Teils von T
 und Φ in den Formeln $T_{i,k} = P_i \Phi_k$
 bzw. $T_{i,k} = P_i \Phi_k$ statt
 $T_{i,k} = P_i \Phi_k$ integrieren
 werden. Nach Anwendung der
 Produktregel stellt sich dann
 heraus, daß in den Formeln

nach Anwendung der Differential-
 operators die Kovariante eines Teils
 von 2. Grad mit einer Komponente
 neue Multiplizität erscheint, was
 im Produkt die Kovariante eines
 Teils von 3. Grad liefert. Diese
 Differentialen kann sehr leicht
 werden bis der Operator auf eine
 Teilsformel beliebiges Variations-
 von Grad $m \leq n-1$ einwirkt und
 den Teil von Grad $m+1 \leq n$ er-
 stellt. Man erhält für die partielle
 Variation
$$A_{i_1, \dots, i_m, k} = \frac{\partial}{\partial x^k} A_{i_1, \dots, i_m} - \sum_{\lambda=1}^m \left\{ \begin{matrix} k \\ i_\lambda \end{matrix} \right\} A_{i_1, \dots, i_{\lambda-1}, i_{\lambda+1}, \dots, i_m}$$
 mit dem kovariante

$$A_{i_1, \dots, i_m} = \frac{\partial}{\partial x^k} A_{i_1, \dots, i_m} + \sum_{\lambda=1}^m \left\{ \begin{matrix} i_\lambda \\ k \end{matrix} \right\} A_{i_1, \dots, i_{\lambda-1}, i_{\lambda+1}, \dots, i_m}$$
 eine ganz entsprechende Ersetzung,
 ist möglich, wenn ∂T mit der Kom-
 ponente $A_{i_1, \dots, i_m}$ kovariante
 ist. Es gilt dann
$$A_{i_1, \dots, i_m} = \frac{\partial}{\partial x^k} A_{i_1, \dots, i_m} - \sum_{\lambda=1}^m \left\{ \begin{matrix} i_\lambda \\ k \end{matrix} \right\} A_{i_1, \dots, i_{\lambda-1}, i_{\lambda+1}, \dots, i_m}$$

166 eine neu entdeckte ~~gattung~~
differspezifische *Halsporen* mit *Sporenbildung*.

106 plus 100 allowance was ~~presented~~ disapproved the prev. unimpaired value of the provision on abolition was like

$\Gamma_{+}(\sigma_1), \Gamma_{+}(\sigma_2)$ abgegrenzt werden

Race.abei' soco poto nio fto-

uaktat vor neue Kocunen, also

1, weil das physische Aussehen der

arriving with Rindoo and presence

1894. 1895. 1896. 1897. 1898. 1899. 1900. 1901. 1902. 1903. 1904. 1905. 1906. 1907. 1908. 1909. 1910. 1911. 1912. 1913. 1914. 1915. 1916. 1917. 1918. 1919. 1920. 1921. 1922. 1923. 1924. 1925. 1926. 1927. 1928. 1929. 1930. 1931. 1932. 1933. 1934. 1935. 1936. 1937. 1938. 1939. 1940. 1941. 1942. 1943. 1944. 1945. 1946. 1947. 1948. 1949. 1950. 1951. 1952. 1953. 1954. 1955. 1956. 1957. 1958. 1959. 1960. 1961. 1962. 1963. 1964. 1965. 1966. 1967. 1968. 1969. 1970. 1971. 1972. 1973. 1974. 1975. 1976. 1977. 1978. 1979. 1980. 1981. 1982. 1983. 1984. 1985. 1986. 1987. 1988. 1989. 1990. 1991. 1992. 1993. 1994. 1995. 1996. 1997. 1998. 1999. 2000. 2001. 2002. 2003. 2004. 2005. 2006. 2007. 2008. 2009. 2010. 2011. 2012. 2013. 2014. 2015. 2016. 2017. 2018. 2019. 2020. 2021. 2022. 2023. 2024. 2025. 2026. 2027. 2028. 2029. 2030. 2031. 2032. 2033. 2034. 2035. 2036. 2037. 2038. 2039. 2040. 2041. 2042. 2043. 2044. 2045. 2046. 2047. 2048. 2049. 2050. 2051. 2052. 2053. 2054. 2055. 2056. 2057. 2058. 2059. 2060. 2061. 2062. 2063. 2064. 2065. 2066. 2067. 2068. 2069. 2070. 2071. 2072. 2073. 2074. 2075. 2076. 2077. 2078. 2079. 2080. 2081. 2082. 2083. 2084. 2085. 2086. 2087. 2088. 2089. 2090. 2091. 2092. 2093. 2094. 2095. 2096. 2097. 2098. 2099. 2100. 2101. 2102. 2103. 2104. 2105. 2106. 2107. 2108. 2109. 2110. 2111. 2112. 2113. 2114. 2115. 2116. 2117. 2118. 2119. 2120. 2121. 2122. 2123. 2124. 2125. 2126. 2127. 2128. 2129. 2130. 2131. 2132. 2133. 2134. 2135. 2136. 2137. 2138. 2139. 2140. 2141. 2142. 2143. 2144. 2145. 2146. 2147. 2148. 2149. 2150. 2151. 2152. 2153. 2154. 2155. 2156. 2157. 2158. 2159. 2160. 2161. 2162. 2163. 2164. 2165. 2166. 2167. 2168. 2169. 2170. 2171. 2172. 2173. 2174. 2175. 2176. 2177. 2178. 2179. 2180. 2181. 2182. 2183. 2184. 2185. 2186. 2187. 2188. 2189. 2190. 2191. 2192. 2193. 2194. 2195. 2196. 2197. 2198. 2199. 2200. 2201. 2202. 2203. 2204. 2205. 2206. 2207. 2208. 2209. 2210. 2211. 2212. 2213. 2214. 2215. 2216. 2217. 2218. 2219. 2220. 2221. 2222. 2223. 2224. 2225. 2226. 2227. 2228. 2229. 2230. 2231. 2232. 2233. 2234. 2235. 2236. 2237. 2238. 2239. 2240. 2241. 2242. 2243. 2244. 2245. 2246. 2247. 2248. 2249. 2250. 2251. 2252. 2253. 2254. 2255. 2256. 2257. 2258. 2259. 2260. 2261. 2262. 2263. 2264. 2265. 2266. 2267. 2268. 2269. 2270. 2271. 2272. 2273. 2274. 2275. 2276. 2277. 2278. 2279. 2280. 2281. 2282. 2283. 2284. 2285. 2286. 2287. 2288. 2289. 2290. 2291. 2292. 2293. 2294. 2295. 2296. 2297. 2298. 2299. 2300. 2301. 2302. 2303. 2304. 2305. 2306. 2307. 2308. 2309. 2310. 2311. 2312. 2313. 2314. 2315. 2316. 2317. 2318. 2319. 2320. 2321. 2322. 2323. 2324. 2325. 2326. 2327. 2328. 2329. 2330. 2331. 2332. 2333. 2334. 2335. 2336. 2337. 2338. 2339. 2340. 2341. 2342. 2343. 2344. 2345. 2346. 2347. 2348. 2349. 2350. 2351. 2352. 2353. 2354. 2355. 2356. 2357. 2358. 2359. 2360. 2361. 2362. 2363. 2364. 2365. 2366. 2367. 2368. 2369. 2370. 2371. 2372. 2373. 2374. 2375. 2376. 2377. 2378. 2379. 2380. 2381. 2382. 2383. 2384. 2385. 2386. 2387. 2388. 2389. 2390. 2391. 2392. 2393. 2394. 2395. 2396. 2397. 2398. 2399. 2400. 2401. 2402. 2403. 2404. 2405. 2406. 2407. 2408. 2409. 2410. 2411. 2412. 2413. 2414. 2415. 2416. 2417. 2418. 2419. 2420. 2421. 2422. 2423. 2424. 2425. 2426. 2427. 2428. 2429. 2430. 2431. 2432. 2433. 2434. 2435. 2436. 2437. 2438. 2439. 2440. 2441. 2442. 2443. 2444. 2445. 2446. 2447. 2448. 2449. 2450. 2451. 2452. 2453. 2454. 2455. 2456. 2457. 2458. 2459. 2460. 2461. 2462. 2463. 2464. 2465. 2466. 2467. 2468. 2469. 2470. 2471. 2472. 2473. 2474. 2475. 2476. 2477. 2478. 2479. 2480. 2481. 2482. 2483. 2484. 2485. 2486. 2487. 2488. 2489. 2490. 2491. 2492. 2493. 2494. 2495. 2496. 2497. 2498. 2499. 2500. 2501. 2502. 2503. 2504. 2505. 2506. 2507. 2508. 2509. 2510. 2511. 2512. 2513. 2514. 2515. 2516. 2517. 2518. 2519. 2520. 2521. 2522. 2523. 2524. 2525. 2526. 2527. 2528. 2529. 2530. 2531. 2532. 2533. 2534. 2535. 2536. 2537. 2538. 2539. 2540. 2541. 2542. 2543. 2544. 2545. 2546. 2547. 2548. 2549. 2550. 2551. 2552. 2553. 2554. 2555. 2556. 2557. 2558. 2559. 2560. 2561. 2562. 2563. 2564. 2565. 2566. 2567. 2568. 2569. 2570. 2571. 2572. 2573. 2574. 2575. 25

Washed down by rain water

Dear Sir,
I have the honor to acknowledge the receipt of your letter of the 10th inst. and in reply to inform you that the same has been forwarded to the proper authorities for their consideration.

$\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$

$$\{ \dots \}^* = \{ \dots \} \cup \{ \dots \} = \{ \dots \} \cup \{ \dots \} = \{ \dots \}$$
[illegible]

Sol° , so Keecees alla $T = \text{Ope} =$

cohorten mit unterschiedlichen Typen =

inoperativen & operativen für

~~антисептический~~ операционный

$$\left(\begin{pmatrix} x \\ x \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} x \\ x \end{pmatrix} \right) = \text{Zusammenhang}$$

laft werden, die wegen

$\{ \}^+$ } } + \text{Rame He are sick}

noch anstehende 7. Prozent mit 10%

Σ = 3 percent (1974) & 4 percent (1975)
 1976 = 4 percent

~~Unterstützung~~ Unterstützung
Bücher, Karten, etc.
Bücher, Karten, etc.

[illegible]

Die also succedunt forae eius. $T = \text{operatores}$

~~unvergleichbar~~

Венушак поощрен, Дитя

$$= \sqrt{\frac{\lambda(\pm)}{\lambda(\pm)}} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x} + \sum_{\lambda=\mu+1}^{\infty} \left\{ \frac{\partial \chi}{\partial x} \right\}_{\lambda} \right) \left(\frac{\partial \chi}{\partial x} \right)_{\lambda}$$

μ $\{a_i\}$

$$\lambda = 1, \dots, n \quad (\varepsilon_1, \varepsilon_2) /$$
$$\frac{1}{(\pm)} = \overline{\frac{1}{K=1}} \quad , \quad \frac{1}{(\pm) K} = \frac{1}{K+1}$$
$$\frac{1}{(z)}; A = \frac{1}{(z)}; B,$$
[illegible]
$$\{ \}_{-}^{(4)}, \{ \}_{-}^{(5)}, \{ \}_{-}^{(6)}$$

Reidung 31.

1. *Phragmites*
 2. *Scirpus*
 3. *Spartina*
 4. *Distichlis*
 5. *Eleocharis*
 6. *Cyperus*
 7. *Cladophora*
 8. *Chara*
 9. *Alisma*
 10. *Sagittaria*
 11. *Najas*
 12. *Valoniopsis*
 13. *Utricularia*
 14. *Utricularia*
 15. *Utricularia*
 16. *Utricularia*
 17. *Utricularia*
 18. *Utricularia*
 19. *Utricularia*
 20. *Utricularia*
 21. *Utricularia*
 22. *Utricularia*
 23. *Utricularia*
 24. *Utricularia*
 25. *Utricularia*
 26. *Utricularia*
 27. *Utricularia*
 28. *Utricularia*
 29. *Utricularia*
 30. *Utricularia*
 31. *Utricularia*
 32. *Utricularia*
 33. *Utricularia*
 34. *Utricularia*
 35. *Utricularia*
 36. *Utricularia*
 37. *Utricularia*
 38. *Utricularia*
 39. *Utricularia*
 40. *Utricularia*
 41. *Utricularia*
 42. *Utricularia*
 43. *Utricularia*
 44. *Utricularia*
 45. *Utricularia*
 46. *Utricularia*
 47. *Utricularia*
 48. *Utricularia*
 49. *Utricularia*
 50. *Utricularia*
 51. *Utricularia*
 52. *Utricularia*
 53. *Utricularia*
 54. *Utricularia*
 55. *Utricularia*
 56. *Utricularia*
 57. *Utricularia*
 58. *Utricularia*
 59. *Utricularia*
 60. *Utricularia*
 61. *Utricularia*
 62. *Utricularia*
 63. *Utricularia*
 64. *Utricularia*
 65. *Utricularia*
 66. *Utricularia*
 67. *Utricularia*
 68. *Utricularia*
 69. *Utricularia*
 70. *Utricularia*
 71. *Utricularia*
 72. *Utricularia*
 73. *Utricularia*
 74. *Utricularia*
 75. *Utricularia*
 76. *Utricularia*
 77. *Utricularia*
 78. *Utricularia*
 79. *Utricularia*
 80. *Utricularia*
 81. *Utricularia*
 82. *Utricularia*
 83. *Utricularia*
 84. *Utricularia*
 85. *Utricularia*
 86. *Utricularia*
 87. *Utricularia*
 88. *Utricularia*
 89. *Utricularia*
 90. *Utricularia*
 91. *Utricularia*
 92. *Utricularia*
 93. *Utricularia*
 94. *Utricularia*
 95. *Utricularia*
 96. *Utricularia*
 97. *Utricularia*
 98. *Utricularia*
 99. *Utricularia*
 100. *Utricularia*

Wiese, prairie, an open
Expositionsslooten die den

Поздравим и sweeties.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|-----|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 | 29 | 30 | 31 | 32 | 33 | 34 | 35 | 36 | 37 | 38 | 39 | 40 | 41 | 42 | 43 | 44 | 45 | 46 | 47 | 48 | 49 | 50 | 51 | 52 | 53 | 54 | 55 | 56 | 57 | 58 | 59 | 60 | 61 | 62 | 63 | 64 | 65 | 66 | 67 | 68 | 69 | 70 | 71 | 72 | 73 | 74 | 75 | 76 | 77 | 78 | 79 | 80 | 81 | 82 | 83 | 84 | 85 | 86 | 87 | 88 | 89 | 90 | 91 | 92 | 93 | 94 | 95 | 96 | 97 | 98 | 99 | 100 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|-----|

176 überh. dazugehört wird $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Gamma =$
 $= \text{grad}^n$ zume Gradienten, wenn
 $\frac{\partial}{\partial x} = \text{const.}$, also $\{s\}_+ = 0$
 erreicht wird. Für diese erweiterte
 Gradientenbildung durch einen Γ -Ope-
 rator gilt also
 $\Gamma = \frac{\partial}{\partial x} \{s\}_+ - \{s\}_+$
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Gamma = \text{grad}^n$
 $\frac{\partial}{\partial x} = \text{const.}$

Gleichung 33

Nun operiert Γ kann noch
 ein weiteres Theorem abgeleitet wer-
 Partielle Differentiation von $\bar{p}_i$; $\bar{p} =$
 $= \frac{\partial}{\partial x} \ln p - \{s\}_+$ nach x^k liefert
 $\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{1}{p} \bar{p}_i; p \right) = \frac{\partial}{\partial x^k} \ln p - \frac{\partial}{\partial x^k} \{s\}_+$
 und daraus folgt
 $\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{1}{p} \bar{p}_i; p \right) - \frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{1}{p} \bar{p}_m; p \right) =$
 $= \frac{\partial}{\partial x^k} \{s\}_+ - \frac{\partial}{\partial x^k} \{s\}_+$
Gleichung 33 a,

mithin die Skalarfunktion p mit 177
 ein metrisches Gitter in einem Tensor-
 ellen Zusammenhang gesetzt werden soll
 Ist $\bar{A}$ die durch p in der
 Form $\bar{A} = p \bar{A}$ definierte Skalar eines
 kontravarianten Vektorfeldes $\bar{A}$, so
 beschränkt $\Gamma^{(1)}; \bar{A} = \Gamma^{(1)}; (p \bar{A})$
 ein Tensorfeld 2. Grades. Da die Γ -Ge-
 nanten Differentialoperatoren sind,
 muß die Produktregel in der Form
 $\Gamma^{(1)}; (p \bar{A}) = p \Gamma^{(1)}; \bar{A} +$
 $+ \bar{A} \Gamma^{(1)}; p = p \frac{\partial}{\partial x^k} \{s\}_+ +$
 $+ \bar{A} \frac{\partial p}{\partial x^k} - \bar{A} \Gamma^{(1)}; p \{s\}_+ = \frac{\partial \bar{A}}{\partial x^k} + \bar{A} \{s\}_+$
 $- \bar{A} \{s\}_+$ ausgedrückt werden.
 $\text{Sp } \Gamma^{(1)}; \bar{A}$ ist dann eine Skalargröße
 welche sich zu $\text{Sp } \Gamma^{(1)}; \bar{A} = \frac{\partial \bar{A}}{\partial x^k} + \bar{A} \{s\}_+ -$
 $- \bar{A} \{s\}_+ = \text{div}_n \bar{A} + \bar{A} \{s\}_+ -$
 $= \text{div}_n \bar{A}$ ausdrücken lässt für das
~~transponierte~~ ~~kontravariante~~ ~~Tensorfeld~~ $\text{Sp } \Gamma^{(1)}; \bar{A} =$
 $= \text{div}_n \bar{A} - \bar{A} \{s\}_+.$ ~~adHoc~~
 Dieser kontravariante Gradient

178 $\text{sp } \Gamma_{(+)}^{(1)}; \bar{A} + \text{sp } \Gamma_{(+)}^{(2)}; \bar{A} =$

$= 2 \text{div}_n \bar{A}$ und Vektorfunktion

$\text{sp } \Gamma_{(+)}^{(1)}; \bar{A} - \text{sp } \Gamma_{(+)}^{(2)}; \bar{A} = 2 \underline{A^K} \{s^K\}$

also

$\Gamma_{(+)}^{(1)}; \underline{A^K} + \Gamma_{(+)}^{(2)}; \underline{A^K} = 2 \text{div}_n \bar{A}$
 $\Gamma_{(+)}^{(1)}; \underline{A^K} - \Gamma_{(+)}^{(2)}; \underline{A^K} = 2 \underline{A^K} \{s^K\}$

Gleichung 33 b

Diese Differenzierungsgesetze von Vektoren können auch auf Tensorieltes beliebiges Grades $\text{Emt } \bar{T} = p \text{ Em } \bar{T}$ übertragen werden.

$\text{sp } \bar{T} = w = \text{Tr } \bar{T}$ können auf

diese Weise einige Identitäten

für $\bar{T}$ erhalten werden, wenn

$\bar{T} = w \bar{g}$ ist. Der Tensor

3. Grades $\Gamma_{(+)}^{(1,2)}; g_{iK} = \frac{\partial g_{iK}}{\partial x^E} + g_{iK} \{s^E\}^* - g_{iK} \{s^E\} +$

wird zunächst in i und K anti-

symmetrisch, was zu $\Gamma_{(+)}^{(1,2)}(g_{iK} - g_{Ki}) =$

$\frac{\partial}{\partial x^E} (g_{iK} - g_{Ki}) + g_{iK} \{s^E\}^* - g_{Ki} \{s^E\}^* -$
 $+ g_{iK} \{s^E\} + g_{Ki} \{s^E\} - g_{iK} \{s^E\}^* -$

$-(g_{iK} - g_{Ki}) \{s^E\}^* +$ dieser 179

in i und K antisymmetrische Tensor

3. Grades soll für $K = l$ kontrahieren,

wobei eine Determinante entsteht. Nach Det =

kontrahieren, der Satz ergibt dies

$\Gamma_{(+)}^{(1,2)}; (g_{iK} - g_{Ki}) = \frac{\partial}{\partial x^E} (g_{iK} - g_{Ki}) +$
 $+ g_{iK} \{s^E\}^* - g_{Ki} \{s^E\}^* + g_{iK} \{s^E\} -$
 $- g_{Ki} \{s^E\} - (g_{iK} - g_{Ki}) \{s^E\}^* +$
 $= 2 \frac{\partial g_{iK}}{\partial x^E} + 2 g_{iK} \{s^E\}^* + 2 g_{iK} \{s^E\} -$
 $+ 2 g_{iK} \{s^E\} - 2 g_{iK} \{s^E\} - 2 g_{iK} \{s^E\} =$

$= 2 \left(\frac{\partial g_{iK}}{\partial x^E} - g_{iK} \{s^E\}^* \right)$ wenn $g_{iK} - g_{Ki} =$

$= 2 w g_{iK} = 2 g_{iK}$ ist. Damit wird

auch $\Gamma_{(+)}^{(1,2)}; (g_{iK} - g_{Ki}) = 2 \Gamma_{(+)}^{(1,2)}; g_{iK}$

was eingesetzt, das theoretisch $\Gamma_{(+)}^{(1,2)}; g_{iK} =$

$= \frac{\partial g_{iK}}{\partial x^E} - g_{iK} \{s^E\}^* - g_{iK} \{s^E\} -$

weitere Identität ergibt sich aus

$\Gamma_{(+)}^{(1,2)}; g_{iK}$ nach Multiplikation

mit g_{iK} und Spatierung, so ist,

wenn $g_{iK} \cdot g_{iK} = n$ berücksichtigen

erhält, $g_{iK} \Gamma_{(+)}^{(1,2)}; g_{iK} = g_{iK} \Gamma_{(+)}^{(1,2)}; (w g_{iK})$

$$[m] \bar{A} = \frac{1}{2} ([m] \bar{A} + [m] \bar{A}_{\alpha, \beta}^x) + \frac{1}{2} ([m] \bar{A} - [m] \bar{A}_{\alpha, \beta}^x)$$

Gleichung 34

in einem hermiteschen und einem antihermischen Anteil gespalten werden kann. Als Forderung gleicher Variationskräfte für α und β ergibt sich aus dem Hermitescheitssatz, dass das Hermitesche Variationskräfte unterhalb einer Variationskräfte durchgeführt werden können.

1 Anwendung zu Seite 168

wird $\bar{F}$ vom Typ P , α alle in dem betreffenden Systemen möglichen $P \cdot \alpha$ Operatoren differenzierbarer Typensystemat enthält, dann hat $\bar{F}$ vom quadratischen Typ $\bar{G}$ als $P\alpha =$

Merkmale von $\bar{F}$ in dieser Notation 183 enthalten ist.

4) Hermitesche infinitesimaltranslationen (im Korrelationsbereich)

Für $n =$ dimensionslosen mesobaren hermiteschen Bereich T_n mit $2g \neq 2g^x$ (es ist neben $n = 4$ auch $n > 4$ zugelassen) geht von einem Punkt P_0 mit den Koordinaten $x =$ ein Vektorsystem mit den skalaren Komponenten $A \pm$ aus. Ein infinitesimal beobachteter Punkt P_1 mit $x \pm + dx \pm$ werde mit P_0 durch $dx \pm$ verbunden und längs dieser der Bindung eine infinitesimale Parallelverschiebung des Systems $\bar{A}$ durchgeführt. Bei dieser ersten infinitesimaltranslation muß es zu einer ebenfalls infinitesimalen Änderung des $A \pm$ kommen. Und zwar gilt $dA \pm = -\{x \pm\} A \pm dx \pm$.

$$= - \{ \{ \kappa_0 \} A^{\kappa} \}_{\kappa 0} S x^0 - \{ \{ \kappa_0 \} (A^{\kappa} - \{ \{ \mu \nu \} A^{\mu} \}_{\mu \nu} S x^{\nu}) \}_{\kappa 0} S x^0$$

$$- \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \{ \{ \kappa_0 \} A^{\kappa} \}_{\kappa 0} dx^{\nu} S x^0 \text{ und gew.}$$

Reicht sich das Vorzeichen aus, wenn
 der Weg im inneren Rechteck
 ab von P über P_2 nach P_0 durchläuft
 den wirft. Die Infinitesimaltranslation
 Natur des Vektorsystems von P_0 über
 P nach P liefert die Bedingung,
 $d_2 A^{\dagger} + S_1 A^{\dagger}$ der $A^{\dagger}$, deren sich die
 Ableitung $- d_2 A^{\dagger} - S_2 A^{\dagger}$ ausreicht,
 wenn das System von P über P_2 nach
 P_0 zurückgeführt wird. Die zu
 Infinitesimaltranslation längs
 dieses Zirkels von P_0 über P_1, P
 und P_2 zurück nach P_0 bedingt
 also eine Infinitesimaltranslation
 der Kalorkoordinaten, nämlich
 $d A^{\dagger} = d_1 A^{\dagger} + S_1 A^{\dagger} - d_2 A^{\dagger} - S_2 A^{\dagger} =$
 $= \left[\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \{ \{ \kappa_0 \} - \{ \{ \mu \nu \} \{ \kappa \mu \} \} \} A^{\kappa} \right] (dx^{\mu} S x^{\mu} - dx^{\nu} S x^{\nu}) =$
 $\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \{ \{ \kappa_0 \} - \{ \{ \mu \nu \} \{ \kappa \mu \} \} \} A^{\kappa} dx^{\mu} S x^{\mu} - dx^{\nu} S x^{\nu} =$
 $\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \{ \{ \kappa_0 \} - \{ \{ \mu \nu \} \{ \kappa \mu \} \} \} A^{\kappa} dx^{\mu} S x^{\mu} - dx^{\nu} S x^{\nu} =$

186 fälscht werden. Wenn polarepo-
lar auch die Farigen ℓ und μ aus-
getauscht werden, dann wird eine
Linienelemente, wobei ρ ist -
erst, sich $dA^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}} \frac{dx^{\ell} dx^m}{dx^{\ell} dx^m} / A^{\frac{1}{2}}$
und, das Kürzungen
 $R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}} = \frac{\partial}{\partial x^{\ell}} \{ \ell \}_{\ell m}^{\frac{1}{2}} - \frac{\partial}{\partial x^m} \{ \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} +$
 $+ [\{ \ell \ell \} \{ \ell m \}^{\frac{1}{2}} - \{ \ell m \} \{ \ell \ell \}^{\frac{1}{2}}]$, wobei
in $R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}}$ für die Farigen
 $j = \ell$ sowie $\mu = m$ und $\nu = s$
stehen. Die Ableitungen $dA^{\frac{1}{2}}$ sind
offensichtlich Differentialen von Be-
tragsgleichungen und daher invariant.

In gleiches Weise müssen die
Probleme $A^{\frac{1}{2}} / dx^{\ell} dx^m /$ invariant
sein, trotz in dem Ausdruck
 $dA^{\frac{1}{2}}$ die Faktoren $R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}}$ eben-
falls invariant sein müssen
und wegen die Korrelationen =
Eigenschaften einer Dimension =

variante Tensor von 4. Grad auf 187
oben. Für diesen Tensor gilt

$$\text{int } R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}} = \frac{\partial}{\partial x^{\ell}} \{ \ell \}_{\ell m}^{\frac{1}{2}} - \frac{\partial}{\partial x^m} \{ \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} +$$

$$+ \{ \ell \ell \} \{ \ell m \}^{\frac{1}{2}} - \{ \ell m \} \{ \ell \ell \}^{\frac{1}{2}}$$

Bezeichnung 35

Dieser Tensor 4. Grades ist also ein
Korrelationsbeziehung für $n = 4$ der
messbaren Abhängigkeiten
auch möglich. Mit Symmetriebedingung =
Bedeutung dieses Tensors, tritt es in die
eine Kovariante Form ein. Nach
gilt $R_{\ell, m}^{\frac{1}{2}} = R_{\ell, m}$ tritt unter der
Bedeutung der Produktregel sowie
 $\{ \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} = \{ \ell \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}}$ und der dafür =
Bedeutung dieser rein Kovariante Kor-
respondenzbeziehung
 $R_{\ell, m} = \frac{\partial}{\partial x^{\ell}} \{ \ell \}_{\ell m}^{\frac{1}{2}} - \frac{\partial}{\partial x^m} \{ \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} +$
 $+ g^{\nu \mu} [\{ \ell \ell \}_{\ell m}^{\frac{1}{2}} \{ \ell \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} - \{ \ell \ell \}_{\ell \ell}^{\frac{1}{2}} \{ \ell \ell \}_{\ell m}^{\frac{1}{2}}]$

Gleichung 35a

188 nur mit dieser Kovarianz für
 Breiten Funktionen. Folgerungen aus
 Spaltenfunktionen in kometischen und
 univariaten Anteile nach Gl 34 ist
 erfüllt werden, denn hier stehen
 alle Tensorindizes in spezieller Parti-
 zipation. Man hat die partiellen parti-
 zipanten Gl 35 gestattet eine ver-
 allgemeinerte Spaltenfunktion, welche
 genau $\text{sp} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = R$ eine Kov-
 funktion des Tensorproduktes zweier
 zwei wegen $R_{kl} = R_{klm}$, also
 $\frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = [R_{kl}]_m$ gilt Folgerung hat.
 Aus Gl 35 ergibt sich die Kov-
 funktion $i = m$ und Variationen zu
 $\frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = \text{sp} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2}$

$$R_{kl} = \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} - \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} + \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} - \{ \begin{smallmatrix} m \\ m \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ k \end{smallmatrix} \}$$

Wir haben Tensor liefert eine
 Gleichung 35 &
 Tensor liefert eine

189 Kovarianz Spaltenfunktion, die Kov-
 funktion ist also Spaltenfunktion,
 nämlich $R = \text{sp} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = g_{kl} R_{kl}$
 $= R_{kl}$, welche mit Hilfe aus

Gl 35 & hervorgeht. Man erhält

$$\begin{aligned} R_{kl} &= g_{kl} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} - g_{kl} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \\ &+ g_{kl} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} - g_{kl} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} k \\ k \end{smallmatrix} \} \\ &+ \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} - \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} k \\ k \end{smallmatrix} \} \\ &- \{ \begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} \} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} + \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} k \\ k \end{smallmatrix} \} \end{aligned}$$

Nur aufgrund dieser Darstellung
 $R = \text{sp} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ m \end{smallmatrix} \} - \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} + \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} - \{ \begin{smallmatrix} m \\ m \end{smallmatrix} \} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} + \{ \begin{smallmatrix} m \\ m \end{smallmatrix} \} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \} - \{ \begin{smallmatrix} m \\ l \end{smallmatrix} \} \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \{ \begin{smallmatrix} l \\ l \end{smallmatrix} \}$
 Gleichung 35 c

folgt, dass R sowohl als auch seine
 Spaltenfunktion mit seinen Zeilen die
 einzige Spaltenfunktion ist, welche
 aus der Kovarianz von g und
 der ersten mit zweiten partiellen
 Ableitungen aufgebaut werden kann.

190 in Gl. 35 c sind die $\{e_i\}$ oder
 in zwei Teiliges Kovariations $\{e_i\}$
 der Korrespondenzfeld Kovariations $\{e_i\}$
 die skal. formal, gemäß $g_{km} \{e_i\} =$
 $= \{e_i\}$ ergeben und für welche
 in den beiden Kovariations
 tabuliche Symmetrie Wertetabelle
 gen nach Gl. 34 Integrität
 beiden Räume wie für H in
 zwei Teiliges Kovariations $\{e_i\}$
 $\{e_i\} = \{e_i\} + \{e_i\}$.

Der R besagt einen Bereich R_n so
 Raum von dem Vektorfeld $\{e_i\}$ in
 Vertikalverteilung, bezogen auf geogr.
 lokale Koordinaten, gegeben werden.

Wegen der Geodäsie gilt

$$\alpha = \frac{\partial R_{ik}}{\partial x^k} = g_{ik} \frac{\partial R_{ik}}{\partial x^k} =$$

$$= g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \cdot \frac{\partial R_{im}}{\partial x^k}$$

Nach Gl. 35 a Substituiert

und die Definition von $\{e_i\}$ ein $\alpha =$

$$\alpha = \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} -$$

$$- \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} +$$

$$+ \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} \right)$$

$$= \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} \right)$$

wie, nach Vertauschen der Indizes
 i und k sowie l und m die ersten
 beiden Summen kompensieren.

In entsprechenden Weise kann von den
 Vektor $\frac{1}{2} g_{ik} \cdot R$ unter Berücksicht
 hier, von $\frac{1}{2} g_{ik} \cdot R$ $\frac{\partial}{\partial x^k} = \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k}$
 Übergang operiert werden. Es ist

$$\left(\frac{1}{2} g_{ik} \cdot R \right) \alpha = \frac{1}{2} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} R$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial x^k} \text{ was mit } R = \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial x^k} \text{ und}$$

$$2R = \frac{\partial^2 R}{\partial x^k \partial x^k} = \frac{\partial^2 R}{\partial x^k \partial x^k} =$$

$$= -\frac{1}{4} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} \right)$$

$$= -\frac{1}{4} g_{ik} \frac{\partial}{\partial x^k} g_{im} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} - \frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x^k \partial x^m} \right)$$

$$Q = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot b \cdot c \cdot \frac{m_{\sigma}}{\eta_T} \left[1 - \eta_K \right] \cdot \frac{1+c}{1+a} \cdot \sqrt{[C-a] \cdot [C+1]}$$

$$C \cdot \xi \cdot m_{\sigma} = w_{\sigma}, a = \alpha \cdot T^2$$

Простимся и прощаем вас. Встретимся
наш адрес: 19.4.64

18-50.

五

Mittelsnotung empirischer Konstanten bei $\mu(\tau)$, $\eta(\tau)$, $\varepsilon_0(\tau)$ und $\mu_0(\tau)$ abdecken und unser Paradoxon, die televari-
ante Weltarea bezeichnen, kosmologische Problemlösung, dann
zeitliche televariante $\mu_0(\tau)$ $\eta(\tau)$ $\varepsilon_0(\tau)$