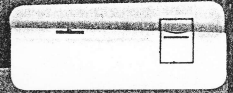


Edward H.
Symphonische
Kassetteelektroakustik
Band II

11672K



Fachverzeichnis

Kap I

- 5.) Quantendualismus (Forts. auf 81 II) 1
- 6.) Quantenmechanische Korrekturen, Relativität 8
- 7.) Quantenmechanische Korrekturen (Forts. auf 81 II) 23
- 8.) Quantenmechanische Korrekturen 23
- 1.) Quantenmechanische Korrekturen 29
- 2.) Quantenmechanische Korrekturen 29
- 3.) Quantenmechanische Korrekturen 55
- 4.) Quantenmechanische Korrekturen 70
- 5.) Quantenmechanische Korrekturen 80
- 6.) Quantenmechanische Korrekturen 86
- 7.) Quantenmechanische Korrekturen 100
- 8.) Quantenmechanische Korrekturen 110
- 9.) Quantenmechanische Korrekturen 110
- 10.) Quantenmechanische Korrekturen 125
- 11.) Quantenmechanische Korrekturen 144

Kap II

- 1.) Quantenmechanische Korrekturen 1
- 2.) Quantenmechanische Korrekturen 8
- 3.) Quantenmechanische Korrekturen 23
- 4.) Quantenmechanische Korrekturen 29
- 5.) Quantenmechanische Korrekturen 29
- 6.) Quantenmechanische Korrekturen 55
- 7.) Quantenmechanische Korrekturen 70
- 8.) Quantenmechanische Korrekturen 80
- 9.) Quantenmechanische Korrekturen 86
- 10.) Quantenmechanische Korrekturen 100
- 11.) Quantenmechanische Korrekturen 110
- 12.) Quantenmechanische Korrekturen 110
- 13.) Quantenmechanische Korrekturen 125
- 14.) Quantenmechanische Korrekturen 144

Korrekturen

1. 32. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 39. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 48. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 70. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 83. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 86 85. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 100 86. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 120. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 129. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 130. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 133. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.
1. 135. Korrekturen in der 1. Auflage des Buches.

Класс II, 4

4. Bei Berechnung von $a = \frac{4}{3} c$ im Energieprinzip $(m - m_0) c^2 = m_0^2$, wobei $\mu \sim -m_0^2$ für $m = -m_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$, den negativen Zweig wählen.

5. (nach Gl. 8a) der Berechnung von $\mu = \lim_{\mu \rightarrow \infty} (m - m_0) = -m_0^2$ mit $\mu = 0$ nach Zusammenhang auf Erdoberfläche $\int \bar{F} \times \bar{\mu} d\bar{F} = \int \sin \bar{F} \times \bar{\mu} d\bar{F}$ also $\cos(\bar{F}, \bar{\mu}) \neq 0$ für $m_0 = 0$ (Elektronenmetrisches Wellenfeld) oder $\sin M_0 \neq 0$ (Korpuskel) steht $\mu \neq 0$, also $\bar{F} \perp \bar{\mu}$.

Mit $m_0 = 0$ und $U = 0$ erhält man $\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_n} = 0$, was für die
 $\bar{\psi}_i$, da die $\bar{\alpha}_n^1$ bekannt sind, stat zielden-
 kipp Korrespondenzgleichungen liefert.
 Nimmt man im allgemeinen Fall
 $\bar{\psi} = \bar{D}' + i \bar{E}$, Komplexe an und bildet
 man aus den beiden Vektoren $\bar{D}$ und $\bar{E}$ zwei reellen
 Vektoren $\bar{D}$ und $\bar{E}$ und berücksichtigt man
 weiterhin nur den negativen Zweig,
 so folgt $\text{pol } \bar{E} \sim \bar{D}$, $\text{pol } \bar{D} \sim -\bar{E}$,
 d.h. $\bar{D} = 0$ und $\bar{E} = 0$, was mit
 $\bar{D} = \bar{E}$ und $\bar{E} = \bar{H}$ ^{was man} ~~bestimmt~~ ^{erhält}
 gesetzt im Vakuum $S = 0$ liefert,
 aus welchem sich der grad $(\bar{E}, \bar{H}) =$
 $= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\bar{E}, \bar{H})$ ergibt. Wird die
~~gute~~ Gleichung mit i multipliziert
 gibt es kein addit und $\bar{F} = \bar{E} + i \bar{H}$,
 mit $R = \sqrt{\frac{H_0}{\epsilon_0}}$ eingeführt (Raumkonstante=
 Widerstand), so folgt der grad $\bar{F} = \frac{1}{c^2}$
 was aber die Grundgleichung der Wellen

[illegible]

erfordert. Eine Iteration ^{zufolge} $\hat{D}$ $\hat{\psi} = \hat{E} \pm \frac{1}{\hat{D}}$ ist also
von $(\hat{D}, \bar{\psi})(\hat{D}, \bar{\psi})^* = \hat{D}, \bar{\psi}^*, \bar{\psi} = \bar{0}$,
also einer Menge des Operators
 $(\hat{E} \pm \frac{1}{\hat{D}}); (\hat{E} \pm \frac{1}{\hat{D}})^*$ hergeleitet werden,
dessen Erweitern auf $\bar{\psi}$ zum Nullvektor
führt. Das Ergebnis dieser Iteration
ist dann

$$\begin{aligned} \hat{E} \left[\text{div}_4 \text{grad}_4 \bar{\psi} - \frac{e^2}{k} (\bar{\psi} \hat{U}' \bar{\psi} - (\bar{A} \text{grad}_4 \bar{\psi}) \cdot \bar{A} \right. \\ \left. + \frac{1}{k^2} (\frac{U^2}{c^2} - m^2 c^2) \cdot \bar{\psi} \right] + \\ + \frac{2\pi}{k c} \hat{U} \text{grad } U \bar{\psi} - \frac{k^2}{8\pi^2 m_0} \hat{E} (E_c + E_m) \bar{\psi} = \bar{\sigma}, \\ U' = U - \hat{U}, \quad E_m = \bar{M} \bar{H}, \quad E_c = \bar{M} \bar{E}, \quad \bar{M} = \bar{M} \hat{U}, \\ \bar{M}_0 = \frac{\bar{M}}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}}, \quad \hat{U} = \frac{k_0 q h}{4\pi m_0}, \quad \hat{U} = \sum_{k=1}^3 \hat{U}_k, \\ \hat{U} = \frac{\pi}{c} \hat{U}_1, \quad \hat{U}_1 = i \hat{\alpha}_1 \hat{\alpha}_2, \quad \hat{U}_2 = i \hat{\alpha}_1 \hat{\alpha}_3, \\ \hat{U}_3 = i \hat{\alpha}_2 \hat{\alpha}_3, \end{aligned}$$

Die ~~Werte~~¹ ~~a~~² sind dabei die Primzahlen
zu den drei Rameischenungen, welche
zu ¹ ~~a~~² ~~a~~³ ~~a~~⁴ ~~a~~⁵ ~~a~~⁶ ~~a~~⁷ ~~a~~⁸ ~~a~~⁹ ~~a~~¹⁰ ~~a~~¹¹ ~~a~~¹² ~~a~~¹³ ~~a~~¹⁴ ~~a~~¹⁵ ~~a~~¹⁶ ~~a~~¹⁷ ~~a~~¹⁸ ~~a~~¹⁹ ~~a~~²⁰ ~~a~~²¹ ~~a~~²² ~~a~~²³ ~~a~~²⁴ ~~a~~²⁵ ~~a~~²⁶ ~~a~~²⁷ ~~a~~²⁸ ~~a~~²⁹ ~~a~~³⁰ ~~a~~³¹ ~~a~~³² ~~a~~³³ ~~a~~³⁴ ~~a~~³⁵ ~~a~~³⁶ ~~a~~³⁷ ~~a~~³⁸ ~~a~~³⁹ ~~a~~⁴⁰ ~~a~~⁴¹ ~~a~~⁴² ~~a~~⁴³ ~~a~~⁴⁴ ~~a~~⁴⁵ ~~a~~⁴⁶ ~~a~~⁴⁷ ~~a~~⁴⁸ ~~a~~⁴⁹ ~~a~~⁵⁰ ~~a~~⁵¹ ~~a~~⁵² ~~a~~⁵³ ~~a~~⁵⁴ ~~a~~⁵⁵ ~~a~~⁵⁶ ~~a~~⁵⁷ ~~a~~⁵⁸ ~~a~~⁵⁹ ~~a~~⁶⁰ ~~a~~⁶¹ ~~a~~⁶² ~~a~~⁶³ ~~a~~⁶⁴ ~~a~~⁶⁵ ~~a~~⁶⁶ ~~a~~⁶⁷ ~~a~~⁶⁸ ~~a~~⁶⁹ ~~a~~⁷⁰ ~~a~~⁷¹ ~~a~~⁷² ~~a~~⁷³ ~~a~~⁷⁴ ~~a~~⁷⁵ ~~a~~⁷⁶ ~~a~~⁷⁷ ~~a~~⁷⁸ ~~a~~⁷⁹ ~~a~~⁸⁰ ~~a~~⁸¹ ~~a~~⁸² ~~a~~⁸³ ~~a~~⁸⁴ ~~a~~⁸⁵ ~~a~~⁸⁶ ~~a~~⁸⁷ ~~a~~⁸⁸ ~~a~~⁸⁹ ~~a~~⁹⁰ ~~a~~⁹¹ ~~a~~⁹² ~~a~~⁹³ ~~a~~⁹⁴ ~~a~~⁹⁵ ~~a~~⁹⁶ ~~a~~⁹⁷ ~~a~~⁹⁸ ~~a~~⁹⁹ ~~a~~¹⁰⁰ ~~a~~¹⁰¹ ~~a~~¹⁰² ~~a~~¹⁰³ ~~a~~¹⁰⁴ ~~a~~¹⁰⁵ ~~a~~¹⁰⁶ ~~a~~¹⁰⁷ ~~a~~¹⁰⁸ ~~a~~¹⁰⁹ ~~a~~¹¹⁰ ~~a~~¹¹¹ ~~a~~¹¹² ~~a~~¹¹³ ~~a~~¹¹⁴ ~~a~~¹¹⁵ ~~a~~¹¹⁶ ~~a~~¹¹⁷ ~~a~~¹¹⁸ ~~a~~¹¹⁹ ~~a~~¹²⁰ ~~a~~¹²¹ ~~a~~¹²² ~~a~~¹²³ ~~a~~¹²⁴ ~~a~~¹²⁵ ~~a~~¹²⁶ ~~a~~¹²⁷ ~~a~~¹²⁸ ~~a~~¹²⁹ ~~a~~¹³⁰ ~~a~~¹³¹ ~~a~~¹³² ~~a~~¹³³ ~~a~~¹³⁴ ~~a~~¹³⁵ ~~a~~¹³⁶ ~~a~~¹³⁷ ~~a~~¹³⁸ ~~a~~¹³⁹ ~~a~~¹⁴⁰ ~~a~~¹⁴¹ ~~a~~¹⁴² ~~a~~¹⁴³ ~~a~~¹⁴⁴ ~~a~~¹⁴⁵ ~~a~~¹⁴⁶ ~~a~~¹⁴⁷ ~~a~~¹⁴⁸ ~~a~~¹⁴⁹ ~~a~~¹⁵⁰ ~~a~~¹⁵¹ ~~a~~¹⁵² ~~a~~¹⁵³ ~~a~~¹⁵⁴ ~~a~~¹⁵⁵ ~~a~~¹⁵⁶ ~~a~~¹⁵⁷ ~~a~~¹⁵⁸ ~~a~~¹⁵⁹ ~~a~~¹⁶⁰ ~~a~~¹⁶¹ ~~a~~¹⁶² ~~a~~¹⁶³ ~~a~~¹⁶⁴ ~~a~~¹⁶⁵ ~~a~~¹⁶⁶ ~~a~~¹⁶⁷ ~~a~~¹⁶⁸ ~~a~~¹⁶⁹ ~~a~~¹⁷⁰ ~~a~~¹⁷¹ ~~a~~¹⁷² ~~a~~¹⁷³ ~~a~~¹⁷⁴ ~~a~~¹⁷⁵ ~~a~~¹⁷⁶ ~~a~~¹⁷⁷ ~~a~~¹⁷⁸ ~~a~~¹⁷⁹ ~~a~~¹⁸⁰ ~~a~~¹⁸¹ ~~a~~¹⁸² ~~a~~¹⁸³ ~~a~~¹⁸⁴ ~~a~~¹⁸⁵ ~~a~~¹⁸⁶ ~~a~~¹⁸⁷ ~~a~~¹⁸⁸ ~~a~~¹⁸⁹ ~~a~~¹⁹⁰ ~~a~~¹⁹¹ ~~a~~¹⁹² ~~a~~¹⁹³ ~~a~~¹⁹⁴ ~~a~~¹⁹⁵ ~~a~~¹⁹⁶ ~~a~~¹⁹⁷ ~~a~~¹⁹⁸ ~~a~~¹⁹⁹ ~~a~~²⁰⁰ ~~a~~²⁰¹ ~~a~~²⁰² ~~a~~²⁰³ ~~a~~²⁰⁴ ~~a~~²⁰⁵ ~~a~~²⁰⁶ ~~a~~²⁰⁷ ~~a~~²⁰⁸ ~~a~~²⁰⁹ ~~a~~²¹⁰ ~~a~~²¹¹ ~~a~~²¹² ~~a~~²¹³ ~~a~~²¹⁴ ~~a~~²¹⁵ ~~a~~²¹⁶ ~~a~~²¹⁷ ~~a~~²¹⁸ ~~a~~²¹⁹ ~~a~~²²⁰ ~~a~~²²¹ ~~a~~²²² ~~a~~²²³ ~~a~~²²⁴ ~~a~~²²⁵ ~~a~~²²⁶ ~~a~~²²⁷ ~~a~~²²⁸ ~~a~~²²⁹ ~~a~~²³⁰ ~~a~~²³¹ ~~a~~²³² ~~a~~²³³ ~~a~~²³⁴ ~~a~~²³⁵ ~~a~~²³⁶ ~~a~~²³⁷ ~~a~~²³⁸ ~~a~~²³⁹ ~~a~~²⁴⁰ ~~a~~²⁴¹ ~~a~~²⁴² ~~a~~²⁴³ ~~a~~²⁴⁴ ~~a~~²⁴⁵ ~~a~~²⁴⁶ ~~a~~²⁴⁷ ~~a~~²⁴⁸ ~~a~~²⁴⁹ ~~a~~²⁵⁰ ~~a~~²⁵¹ ~~a~~²⁵² ~~a~~²⁵³ ~~a~~²⁵⁴ ~~a~~²⁵⁵ ~~a~~²⁵⁶ ~~a~~²⁵⁷ ~~a~~²⁵⁸ ~~a~~²⁵⁹ ~~a~~²⁶⁰ ~~a~~²⁶¹ ~~a~~²⁶² ~~a~~²⁶³ ~~a~~²⁶⁴ ~~a~~²⁶⁵ ~~a~~²⁶⁶ ~~a~~²⁶⁷ ~~a~~²⁶⁸ ~~a~~²⁶⁹ ~~a~~²⁷⁰ ~~a~~²⁷¹ ~~a~~²⁷² ~~a~~²⁷³ ~~a~~²⁷⁴ ~~a~~²⁷⁵ ~~a~~²⁷⁶ ~~a~~²⁷⁷ ~~a~~²⁷⁸ ~~a~~²⁷⁹ ~~a~~²⁸⁰ ~~a~~²⁸¹ ~~a~~²⁸² ~~a~~²⁸³ ~~a~~²⁸⁴ ~~a~~²⁸⁵ ~~a~~²⁸⁶ ~~a~~²⁸⁷ ~~a~~²⁸⁸ ~~a~~²⁸⁹ ~~a~~²⁹⁰ ~~a~~²⁹¹ ~~a~~²⁹² ~~a~~²⁹³ ~~a~~²⁹⁴ ~~a~~²⁹⁵ ~~a~~²⁹⁶ ~~a~~²⁹⁷ ~~a~~

4. Nach, daß hat ~~36a~~ wie auch ~~36a~~
 einen wesentlich höheren physikal.
 schon ausgesprochen. Die Gl. ~~36a~~ und ~~36b~~
 können immer noch als quadratische
 Operatorgleichungen aufgefaßt werden,
 wenn die Maxwellsche Form des Komplexes =
 des Vektorpotentials $\vec{A} = \frac{1}{k} \vec{\nabla} \psi$
 eine abstrakten Funktionalraum $\mathcal{H}$ =
 bilden, d. h. wenn unter Voraussetzung
 der Orthogonalität $\psi_i \psi_k \sim \delta_{ik}$
 das Produkt $\vec{A} \vec{A}^* = \frac{1}{k} \sum_{k=1}^4 \psi_k \psi_k^*$ in der
 Form $\int_{\Omega} \vec{A} \vec{A}^* dV = 1$ vorwirft, also
 $\vec{A} \vec{A}^*$ als Wahrscheinlichkeitsdichte ge-
 deutet werden kann. Hierfür ist $\psi_i =$
 nächst der Nachweis der geistlichen Ma-
 stanz $\vec{A} \vec{A}^* = \text{const} (t)$ notwendig.
 Die hierin Form $\vec{D}_i \vec{D}^*$; $\vec{A} \vec{A}^* = 0$
 liefert vier Komplex-Gleichungen
 $\vec{A} = 0$ bzw. $\int_{\Omega} \psi_k = 0$ und $\int_{\Omega} \psi_k^* = 0$
 + $\int_{\Omega} \psi_k = 0$ oder

$$\sum_{k=1}^4 \left(\int_{\Omega} \psi_k^* + \int_{\Omega} \psi_k \right) = - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^4 \psi_k \psi_k^* + 5$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_1} (\psi_1 \psi_4^* + \psi_4 \psi_1^* + \psi_2 \psi_3^* + \psi_3 \psi_2^*) +$$

$$+ i \frac{\partial}{\partial x_2} (\psi_1 \psi_4^* - \psi_4 \psi_1^* + \psi_3 \psi_2^* + \psi_2 \psi_3^*) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_3} (\psi_1 \psi_4^* + \psi_3 \psi_2^* - \psi_2 \psi_3^* - \psi_4 \psi_1^*) = 0,$$
 was aber das Komplexitätsbedingung

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} \vec{A}^* + \text{div} \vec{F} = 0$$
 entspricht. Bei
 der Bildung von $\int_{\Omega} \psi_k^* + \int_{\Omega} \psi_k = 0$ als
 identischen Form Komplexitäten sich alle
 Glieder, welche $\vec{A}$, $\vec{A}^*$ oder $\vec{A}$ oder $\vec{A}^*$
 haben. Integration über den ganzen
 Komplexitätsraum Ω , also über
 den Trägerbereich des Funktionalraumes =
 Maxwellsche Form $\vec{A} \vec{A}^*$, liefert

$$0 = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} \vec{A}^* + \text{div} \vec{F} \right) dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{A} \vec{A}^* dV +$$

$$+ \int_{\Omega} \vec{F} dV,$$
 wenn $\vec{F}$ die Randbedingung
 einer Oberfläche ist. Liegt diese Fläche
 $\partial \Omega$ im Inneren des Ω wird $\int_{\partial \Omega} \vec{F} dV = 0$
 und auch $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{A} \vec{A}^* dV = 0$, während
 sich $\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} \vec{A}^* = 0$ für $\vec{A} = \text{const}$ ergibt.
 Lokalisierung liefert $\int_{\Omega} \vec{A} \vec{A}^* dV = \text{const}(t)$
 $< \infty$, was die Komplexität $\int_{\Omega} \vec{A} \vec{A}^* dV = 1$

8) werden aus die Raumformen der Zustandsgrößen entwickelt werden können.

6.) Quantisierte kanonische Feldtheorie.

Alle kanonischen Größen, die sich in Raum und Zeit ausdrücken müssen dem Prinzip $\int_{t_1}^{t_2} L dt = \int_{t_1}^{t_2} L(x, \dot{x}) dt$ gehorchen, wobei L invariant bleibt. Ist L bekannt, so können aus L ein kanonisches Formalismus und damit kanonische Feldgleichungen entwickelt werden, welche den $1 \leq i, k \leq n$ Freiheitsgraden des Systems entsprechen und n Feldfunktionen ψ_k mit den zugehörigen kanonischen Konjugaten π_k als Felder π_i in Relation setzen. Das energetische Verhalten des Systems wird vollständig, wobei die Funktionen H beschreiben. Diese kanonische Feldtheorie ist quantisierbar, wenn die Größen π_i, ψ_k, H und L hermitesch

sind Operatoren $\pi_i, \psi = \pi_i^\dagger, \psi^\dagger$, $\psi^\dagger = \psi^\dagger$ sowie $1, \psi = L, \psi^\dagger = L^\dagger$ und $H, \psi = L, \psi^\dagger = L^\dagger$ zugeordnet werden, ~~an denen die kanonischen~~ kanonischen Größen π_i und ψ_k den Vertauschungsbedingungen $[\pi_i, \psi_k] = i\delta_{ik}$ gehorchen haben. Insbesondere müssen für die kanonischen Konjugierten Operatoren π_i und ψ_k Vertauschungsbedingungen erfüllt sein. Das hermitesche Operator H wiederum kann aus den $2n$ kanonischen Konjugierten Operatoren und 1 zugehörigen $H = \sum_{i,k} \pi_i^\dagger \psi_k - 1$ aufgestellt werden. Die Quantisierung des kanonischen Formalismus wird also mit

$$(\pi_i, \psi_k, 1, H); \psi = (\pi_j^\dagger, \psi_j^\dagger, L, \lambda) \psi^\dagger,$$

$$H = \sum_{i,k} \pi_i^\dagger \psi_k - 1 \quad \text{Gleichung 37}$$

10. Übertragbarkeit, wenn $\int_{\partial V} \psi_{(s)} j_s = 0$ ist =
 wieder durch. Für Klementen $\psi_{(s)}$ gilt
 $i(\pi_{(s)} j \times \psi_{(s)} j_s) = \int_{\partial V} \psi_{(s)} j_s (1 - \delta_{\pi \psi})$
 oder mit $\pi_{(s)} j_s = \pi_j(\psi)$ und
 $\frac{d\pi}{d\psi} = \int_{\partial V} \psi(\psi, \psi') \text{ aus } i(\pi_j(\psi) \times \psi_j(\psi')) =$
 $= \int_{\partial V} \psi_j(\psi, \psi') (1 - \delta_{\pi \psi})$. Beim
 Übergang zum Feldkoordinaten $\psi_j \rightarrow \psi$
 wird $\int_{\partial V} \psi_j(\psi, \psi') = \int_{\partial V} \psi(\psi - \psi')$ und aus
 $\int_{\partial V} \psi(\psi, \psi') \cdot d\psi = 1$ bzw. $\int_{\partial V} \psi(\psi, \psi') d\psi = 0$
 $= \int_{\partial V} \psi(\psi - \psi') d\psi = 1$ und
 $\int_{\partial V} \psi(\psi) \psi(\psi - \psi') d\psi = \int_{\partial V} \psi(\psi')$, wobei
 aus dem Koordinatengesetz der Kon-
 servationsbedingungen $\psi_j(\psi) = \int_{\partial V} \psi_j(\psi) \cdot \psi_j(\psi') \cdot (1 - \delta_{\pi \psi})$
 $= \int_{\partial V} \psi_j(\psi) \cdot \psi_j(\psi')$ Gleichung 37a
 folgt, wobei $\int_{\partial V} \psi(\psi - \psi')$ die räumliche
 δ -Funktion ist. Voraussetzung für
 37a ist die gleiche Konstanz
 der Operatoren. Sind die ψ_j linear
 von t abhängig so gilt 37a für
 ψ_j und daraus dann $H = \sum_{j=1}^n \psi_j \cdot \psi_j - 1$

gebildet werden. Wegen der Operatorgleichung
 schließt man H mit $H = \int_{\partial V} H(\psi) d\psi$ zum
 Integraloperator, der hermitisch sein
 muß, was durch Symmetrisierung
 erreichbar ist. Nach dem Randwertsatz
 Spezialismus gilt $\psi_j = \frac{\partial H}{\partial \psi_j}$ und $\psi_j = -\frac{\partial H}{\partial \psi_j}$.
 Auf der anderen Seite ist aber $\frac{\partial H}{\partial \psi_j} = \frac{i}{\hbar} (H \times \psi_j)_-$
 und $-\frac{\partial H}{\partial \psi_j} = \frac{i}{\hbar} (H \times \psi_j)_-$, wobei alle
 gelten, wenn ψ_j Eigenfunktionen von den
 2n Variablen ψ_j und ψ_j abhängige
 Funktion ist, die t nicht explizit
 enthält, $i(H \times \psi_j)_- = \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial \psi_j}$, aber
 wenn die ψ_j Eigenwerte eines Opera-
 tors ϕ sind, ergibt sich der Operatorzu-
 sammenhang
 $i(H \times \phi)_- = \hbar \phi, \quad \phi = \phi(\psi_j, \psi_j)$
 $H = \sum_{j=1}^n \int_{\partial V} \psi_j; \psi_j; (\psi) d\psi - \int_{\partial V} \psi_j; \psi_j; (\psi) d\psi$
 Gleichung 37b
 was zusammen mit 37a und 37c
 die quantisierten Randwertsatz Feld-
 gleichungen liefert.

14 $\text{div}_4 \text{ } ^2T = \bar{\sigma}$ erzwungen. Für $M^{\mu\nu} = T^{\mu\nu} \cdot x^\nu - T^{\nu\mu} \cdot x^\mu$ eine Kompoende des antisymmetrischen Tensorkomplexes 3M , so wagt $\text{div}_4 \text{ } ^3M = \text{ } ^2T - \text{ } ^2T^*$, d.h. 3M ist nur dann quellenfrei, wenn $\text{ } ^2T = \bar{\sigma}$ ist.

Der letzte Ausdruck
 Warten wir nicht quantitativen Raum = unseiner Feldgleichungen angewandt, so ergibt sich für die $T_{\mu\nu}$ die Darstellung $T_{\mu\nu} = - \sum_{j=1}^n \frac{\partial \psi_j}{\partial x^\nu} \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_j} + L \delta_{\mu\nu}$, voraus $g_\mu = \sum_{j=1}^n \pi_j \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_j} = \sum_{j=1}^n \pi_j \frac{\partial \psi_j}{\partial x^\mu}$, stat $\bar{g} = \sum_{j=1}^n \pi_j \text{grad } \psi_j$, weil punkt die Spaltung von $\text{div}_4 \text{ } ^2T = \bar{\sigma}$ in Real- und Imaginärteil nicht die Erhaltungssätze liefert. $T^{\mu\nu}$ ist durch die einzig mögliche Darstellung $\text{div}_4 \text{ } ^2T = \bar{\sigma}$ erzwungen. Sind $M_{\mu\nu} = T^{\mu\nu} x^\nu - T^{\nu\mu} x^\mu$

die Komponenten des antisymmetrischen Tensorkomplexes 3M , so gilt $\text{div}_4 \text{ } ^3M = \text{ } ^2T - \text{ } ^2T^*$, d.h. $\text{div}_4 \text{ } ^3M = \bar{\sigma}$ ist mit für $\text{ } ^2T = \text{ } ^2T^*$ möglich, doch ist $\text{ } ^2T = \text{ } ^2T^*$ kein Kriterium für $\text{ } ^2T$, denn auch für $\text{ } ^2T \neq \text{ } ^2T^*$ ist $\text{div}_4 \text{ } ^3M = \bar{\sigma}$ erfüllbar. Immer dann, wenn Reue berechnung des Feldes mit $\text{ } ^2T = \text{ } ^2T^*$ welches Feldverteilung ist L mit den ψ_j und ihren ersten Ableitungen nach Raum und Zeit abhängig. Ist dagegen noch ein solches Feldverteilung, so ist L auch noch abhängig von den Raumzeitkoordinaten abhängig und dann ist $\text{div}_4 \text{ } ^2T = \text{grad}_4 L \neq \bar{\sigma}$ und dieses Gesetz ist offensichtlich all-gemeiner erfüllt als $\text{div}_4 \text{ } ^2T = \bar{\sigma}$. Die Aussage über den Zusammenhang zwischen $\hat{A}$ invarianten Energiestärke = Tensor und also zu erzeugen $\hat{A}$

Hierin werden die $T_{\mu\nu}$ operator, $T_{\mu\nu}$ sind auch diese dem Kommutatorge-
setz zu genügen haben. Andererseits
sind die $T_{\mu\nu}$ für die π_j , ψ_j und L
gegeben, die aber Eigenwerte der
skalare Operatoren sind, sodass die
 $T_{\mu\nu}$ Funktionaloperatoren sind, die
im Phase der Operatortheorie her-
mitisiert werden müssen. $T_{\mu\nu}$ ist
somit ein kanonisches Funktional-
operator, für den das Canonicitäts-
prinzip gilt

$$i(\overline{T}_\mu^\nu(\psi) \times \overline{T}_\mu^\nu(\psi'))_- = \hbar \overline{T}_\mu^\nu \delta(\psi - \psi') \delta_{\mu\nu}$$

$$S(T^{\mu\nu}; \psi - \psi') = \overline{T}^{\mu\nu} \cdot \delta\psi = \overline{T}^{\mu\nu}$$

wenn $\overline{T}^{\mu\nu}$ als kanonischer konstante
Funktionaloperator nicht er-
folgt von t abhängt. Liegt
folgend eine solche explizite
Abhängigkeit vor, so muss, wenn
es sich folgendermaßen nur einen

$$\overline{\text{div}}_\mu T^{\mu\nu} = \text{grad}_\mu L, \quad \overline{\text{div}}_\mu T^{\mu\nu} = \overline{T}^{\mu\nu} - T^{\mu\nu}$$

$$\text{grad}_\mu L = \overline{T}^{\mu\nu}$$

$$T^{\mu\nu} = -\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\mu} \frac{\partial x^\nu}{\partial \dot{x}^\mu} + L \delta_{\mu\nu}$$

$$\overline{T}^{\mu\nu} = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\mu} \frac{\partial x^\nu}{\partial \dot{x}^\mu} - L \delta_{\mu\nu}$$

Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{L}^{\mu\nu} = \overline{T}^{\mu\nu}$
kann stets unter der Hermitisierung
von $\overline{T}^{\mu\nu} \neq \overline{T}^{\mu\nu}$ also Zuführung
adäquater Gebilde ergangen werden,
weshalb $\overline{T}^{\mu\nu}$ auch als kanonischer
Energieoperator bezeichnet wird. Seine
Symmetrieeigenschaften werden

durch die in L zum Ausdruck ge-
brachten Forderungseigenschaften
bestimmt. Bei Quantisierung von L
und $\overline{T}^{\mu\nu}$ ist $\overline{T}^{\mu\nu}$ und $i(\underline{H} \times \underline{G})_-$
= $\hbar \dot{\Phi}$ verwechseln. Es ist $\underline{H} = \frac{1}{\hbar} (\underline{H} \times \underline{H})_-$
und $\underline{G} = \frac{1}{\hbar} (\underline{H} \times \underline{G})_- = \overline{0}$, aber
 $\underline{H} \cdot \underline{H} = i(\underline{H} \times \underline{H})_- = -\hbar \text{div } \underline{H}$
und $\underline{H} \cdot \underline{G} = i(\underline{H} \times \underline{G})_- = -\hbar \text{div } \underline{G}$

20 Die Größen $\bar{S}$ und $\bar{\Sigma}$ mit sie etwas
eingetragen werden aufgegeben werden,
die bei Formulierungen entspricht, wenn
lich

$$\bar{S} = -i\varepsilon (\pi \psi - \pi^* \psi^*),$$

$$\bar{S}_k = -i\varepsilon \left(\frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k} \psi - \frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k^*} \psi^* \right),$$

$$\bar{E} = \bar{E}^* = \text{const}$$

⁴⁰
Gleichung 8a.

Tatsächlich folgt daraus $\bar{S} + \text{div } \bar{\Sigma} =$

$$= -i\varepsilon \left\{ \left(\frac{\partial \bar{L}}{\partial \psi} \psi + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k^*} \cdot \frac{\partial \psi^*}{\partial x_k} \right) \psi - \right. \\ \left. - \left(\frac{\partial \bar{L}}{\partial \psi^*} \psi^* + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k^*} \cdot \frac{\partial \psi^*}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{L}}{\partial \bar{\psi}_k} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x_k} \right) \psi^* \right\} \\ = \frac{d\bar{L}}{d\alpha}. \text{ Nun ist aber } \bar{L} \text{ gegeben}$$

$\bar{L} = i\alpha$ invariant, was $\frac{d\bar{L}}{d\alpha} = 0$, also

$\bar{S} + \text{div } \bar{\Sigma} = 0$ gilt Folge hat. Die
in ⁴⁰ aufgegebenen Größen stehen
also durch eine Kontinuitäts-
gleichung in Zusammenhang. Tatsächlich
wird $\bar{S} = 0$ und $\bar{\Sigma} = 0$ für $\psi = \psi^* = 0$.
Mit $x_k = i\alpha$ wird $\bar{S} = i\varepsilon \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_k}$ und
man kann $\bar{S}_k = i\varepsilon \bar{\Sigma}_k$ als zeit-
licher Komponente einführen,

stets $\bar{S} = \bar{\Sigma} + i\varepsilon \bar{\Sigma}^* = 0$ wird aus 21
 $\bar{S} + \text{div } \bar{\Sigma} = 0$ die Beziehung $\text{div } \bar{\Sigma} = 0$
Bei der Quantisierung steht $\bar{S}$
und $\bar{\Sigma}$, wobei die ψ als hermitisch
sich operatoren auffassen. Es
gilt $\bar{L}(\bar{H} \times \bar{S}) = \bar{L} \bar{S} = -\bar{L} \text{div } \bar{\Sigma}$,
d. h.

$$i(\bar{H} \times \bar{S}) = -\bar{L} \text{div } \bar{\Sigma}$$

⁴⁰a
Gleichung 8a.

Für $n > 1$, d. h. hängt $\bar{L}$ von n Faktoren
ab, $\psi \neq \psi^*$ ab, so ändert sie
an der Formalismus ⁴⁰ $\bar{L}$ nichts.

$\bar{S}$ und $\bar{\Sigma}$ verhalten sich wie elek-
trische Ladungsdichte und Strom-
dichte, so daß es nahe liegt, elek-
trisch geladene Materiequanta =
frei durch $\psi \neq \psi^*$ ~~her~~ und
neutralen durch $\psi = \psi^*$ zu beschrei-
ben. Im allgemeinen Fall
sind die ψ nicht mehr skalar
sondern können Tensorfelder sein =

22. 2e Grades sein. Es kann aber der $L = -\frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=1}^4 f_{\mu\nu}^\dagger f_{\mu\nu} - \mu^2 \bar{\psi}^\dagger \psi$
Formalismus als Schreibweise auf diese Weise $\vec{T} = \text{rot}_x \vec{\psi}$ ist, so folgt aus
beobachteten Tensorfeldern $T_{\mu\nu} = \frac{i}{2} (f_{\mu\nu} (\bar{\psi}^\dagger) f_{\nu\mu}) +$
 $+ f_{\nu\mu} (\bar{\psi}^\dagger) f_{\mu\nu}) + \mu^2 (\psi^\dagger \psi + \psi^\dagger \psi)$,
wobei.

Für g. B. $\psi = \psi^*$ eine Skalarfeld, für welche

$$L = \frac{1}{2} \{ \dot{\psi}^2 - c^2 (\text{grad } \psi)^2 - c^2 \mu^2 \psi^2 \}$$
 mit
 $\mu = \mu^*$ = konst gilt, so ist $\mathcal{Q}$; $\mathcal{Q} = \mathcal{Q}^\dagger$
 und $\mathcal{P}$; $\mathcal{P} = \mathcal{P}^\dagger$ mit $\mathcal{H} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}}$ $\mathcal{H}^\dagger =$
 setzen. Wenn außerdem noch Λ ; $\Lambda =$
 $= L^\dagger$ gilt, können die Operatoren
 H und H gebildet werden, was zu den
 Zusammenhängen $i(H \times \mathcal{Q})_- = \mathcal{H}$ $\mathcal{P}$
 sowie $i(H \times \mathcal{P})_- = c^2 \mathcal{H} (\text{div grad } -\mu^2)$; $\mathcal{Q}$
 und $i(H \times \Lambda)_- = \mathcal{H} \Lambda$ führt, was
 zur Brautheftung verwendet werden
 kann, weil $i(\mathcal{P} \times \mathcal{Q})_- = \mathcal{H}$ gelten
 muß. Der hermitesche Funktional-
 operator der Energie ist dann zu

$$\mathcal{H}_{\mu\nu} = c^2 \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial x_\mu} \cdot \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial x_\nu} + L \delta_{\mu\nu}$$
 für
 im anderen Fall $\overline{\psi} \neq \psi^*$ komplexe
 verhältnisse $\overline{\psi} = \sum_{i=1}^n \psi_i^*$ und es ist

$L = -\frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=1}^4 \int_{\mu, \nu} \psi^\dagger - \mu^2 \bar{\psi}^\dagger \psi$ 23
 wobei $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4$ ist, so folgt aus -
 speichernd $\gamma_{\mu, \nu} = \sum_{\mu, \nu} (\psi^\dagger \bar{\psi}) \gamma_{\mu, \nu}$ +
 + $\int_{\mu, \nu} (\bar{\psi}^\dagger) \gamma_{\mu, \nu} + \mu^2 (\psi^\dagger \psi + \bar{\psi}^\dagger \bar{\psi}) + \int_{\mu, \nu}$
 Im Allgemeinen ist $\gamma_{\mu, \nu} \neq \gamma_{\nu, \mu}$ (hier für
 skalare ψ erfüllt, während für Dir
 Antikommutatoren $\gamma_{\mu, \nu} \neq \gamma_{\nu, \mu}$ gilt,
 doch kann durch additive Glieder
 hermitesch L werden.
 f.) Einführung der Populations (siehe Bd III S. 36).
St. Konvergenz.

[illegible]

24 elektromagnetischer Wirkung, wirkt absolut ist.

2.) Alle materiellen Phänomene sind aber prinzipiell, d.h. es gibt ein Spektrum elementarer Materie - Feldquanten (elektromagnetische Ausdrucksformen) sind, wegen des Energiekennzeichens äquivalentes abbezogen), die als elementare Wirkungsquanten des materiellen Geschehens auszusprechen sind.

3.) Jedes materielle Geschehen, also jede Kette materieller Ereignisse, wird durch die Wechselwirkungen, materieller Kristalle vermittelt und läuft geteilt so ab, dass die Aktion des Geschehens ein Minimum ist und die Entropie des betreffenden materiellen Systems mindestens konstant bleibt.

Es erscheint notwendig, dass die Grundsätze des materiellen Geschehens so zu verdeutlichen, dass ein struktureller Formalismus angewendet werden kann und diese strukturelle Erweiterung umfasst über den Rahmen der materiellen Beschreibung hinausgehen, damit das Phänomen der lebenden Organismen verstanden werden. Um die mathematische Basis für synthetischen Erörterung zu schaffen, wird es zunächst notwendig, die drei Fundamentalanlagen formal zu verdeutlichen und hierin ist es notwendig, dass ein einheitliches Gesetz zu finden, welches die Raumzeitstruktur des elementaren Materiefeldquanten und deren algebraische Wechselwirkungen beschreibt, der

Es steht noch grüßer die bessere Wirk-
 keit dieser charakteristischeren Eigenschaften
 werden. Das empirische Spektrum dieses
 Festquantes ist jenseits λ_{max} $\lambda = 1$
 liegt. Ist die Relativgeschwindigkeit v
 zu einem Beobachter und ist $\beta = \frac{v}{c}$
 das auf die Lichtgeschwindigkeit c
 bezogene und λ_{max} $\lambda = 1$
 schwindigkeitsmaß, so ist zu zeigen,
 dass Spektrum $\beta = 1$ und $0 \leq \beta < 1$
 zu unterscheiden. $\beta = 1$ bezeichnet
 die unbegrenzte Zahl der sich in
 ihrer Wellenlänge verändernden
 des elektromagnetischen Strahlungs-
 quantes die sämtlich neutral
 und unpolarisierbar sind, während
 $0 \leq \beta < 1$ eine Polarisierung
 ohne polarisierbare Festquante
 umfasst. Diese Quante können
 auch elektrischen Ladungen besitzen,
 oder neutral sein. Auch können

die geteilten Stadien oder Ladungen, z.B.
 die können nach bestimmten
 Halbwertzeiten wieder Emission von
 Quante $\beta = 1$ in andere β über-
 geleiten werden. In der Natur ist
 Alle Quante $0 \leq \beta < 1$ können
 aus $\beta = 1$ hervorgehen oder sich
 wieder in diese Quante auflösen,
 wie es zu jeder notwendigen Struktur eine
 ist sehr sich alle diese charakteristischen
 Struktur gibt.
 den verschiedenen unterscheiden, so oft,
 es noch eine gewisse Anzahl von
 aller charakteristischer Quante, nämlich die
 (10 a die) $\beta = 1$ aber eine große Kör-
 pergröße. Es ist jedoch nicht
 per gegeben auch selber sein und
 und keine Eigenschaften von ein
 und denselben Phänomenen, näm-
 lich der Gravitation, verästel-
 tes, kann festgestellt werden,
 dass, so verschieden die Quante
 charakteristischer sein können,
 eine Eigenschaft doch alle gemein-

es kann ist, nämlich die, eine
 gradistatue Feldquelle zu sein.
 Eine elektronische Beschleunigung
 aller Materiefeldquellen und
 also bei Wasser, allen Feldquellen
 kein Quantenwasser, Eigenschaft
 ausgeben. Es kommt also darauf
 an, eine ganz allgemeine Theo-
 rie der Gravitation und ihrer Appa-
 ratur die Feldquellen zu finden,
 welche so beschaffen ist, dass sie
 aus ihr die Teilchen der Materie
 Feldquellen sowie deren Eigen-
 schaften (elektrische Ladung,
 Heliumzeit i. d. W.) im Raum
 fast kontinuierlich erzeugt. Damit
 wäre eine Beschreibung der der
 Fundamentalkräfte erreicht,
 und diese verschiedenen Punkte
 dem überpunktartigen Quanten-
 Wasser, in einer systematischen
 Fassung gebracht, als systematische

Basis einer umfassenden Ausat-
 sung aller Phänomene der Natur.
 Wollte verwendet werden.

Kapitel II

Grundzüge der Gravitation

1) Gravitative Feldquellen und appro-
 ximierter Tensorfeld

Das Gravitationsfeld eines
 Materiefeldquells der Masse m wird durch
 die als Geschwindigkeitspotenzial
 aufzufassende Zentralfeldfunktion
 $\varphi = \varphi(r)$ beschrieben, wobei, dass
 m als Hauptparameter des Zentral-
 feldes erscheint. Wegen $\varphi \sim \frac{1}{r}$ ist
 die φ für $r \rightarrow \infty$ divergierend. Da
 in natürlichen Feldern solche in
 erheblichen Punkte nicht vor-
 kommen können (das Energieverhältnis
 φ partieren in und einem anderen
 Feldquell m , würde nämlich genau
 $\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi \rightarrow \infty$ ebenfalls divergieren)

Ist latente Spannungen auftreten und man
 stopps die Hypothese $\vec{E} = \text{const}(\rho) \text{ aus} =$
 zweifellos werden kann. ^{Flussante auf p. 143} Für $\rho = \rho_0$ wird
 ebenfalls $\psi' = 0$ die Beziehung hier der
 Beschreib. zum erzeugten Feld von $W =$
~~near~~ ψ für $\rho \geq \rho_0$.
 Zur Beschreibung des erzeugten Feldes
 werde angenommen, daß m mit
 einer anderen Masse m_1 (im Ab-
 stand ρ) in gegenseitiger Wechsel-
 beziehung steht. Das Energieniveau
 des erzeugten Feldes ist dann $\psi =$
 $\frac{1}{\rho} m \cdot m_1$ und dieses Niveau ab-
 hängig ist nach dem Energieerhaltungssatz
 äquivalent $\psi = m \cdot c^2$ einer Masse
 m äquivalent, die ihrerseits als
 Quelle als gravitative Feld-
 quelle für Massen m und m_1
 betrachtet, und das bedeutet, daß
 wegen dieser Feldmasse m die
 Massen m und m_1 als Funktionen des

Abstandes ρ aufzufassen sind. Mit
 $m(\rho)$. Und $m_1(\rho)$ wird dann $\bar{K} =$
 $= \text{grad } \psi = \rho \bar{E}(\rho) \cdot \frac{\partial m}{\partial \rho} + \frac{m}{\rho} \cdot \frac{\partial m_1}{\partial \rho} -$
 $-\frac{m \cdot m_1}{\rho^2}$. Ist m_1 die Masse eines Probe-
 körpers, der sich im Nullpunkt der
 Beobachtungssystemes befindet, so
 ist relativ zu diesem System $m_1 = \text{const.}$
 während für $m = m(\rho)$ auszu-
 ist. Dies bedeutet $\frac{\partial m_1}{\partial \rho} = 0$, also
 $\bar{K} = \rho \bar{E}(\rho) m_1 \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial m}{\partial \rho} - \frac{m}{\rho^2} \right)$, was mit
 $\bar{K} = m_1 \bar{F}$ verglichen $\bar{F} = \rho \bar{E} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial m}{\partial \rho} - \frac{m}{\rho^2} \right)$
 $= \text{grad } \psi$ mit $\psi = \frac{m}{\rho}$ und $m = m(\rho)$
 expl. Diese Form der gravitativen Fel-
 despot $\bar{F}$ ist wirklich eine Folge
 des Energieerhaltungssatzes, die
 Beschreibung des erzeugten und der
 gegen Gravitationsfeldes eines kometen-
 fequants als gravitative Feldquelle
 ist nunmehr gegeben durch
 $\sigma \approx \rho \frac{1}{\rho_0} \rho_0, \psi \sim \rho^2 (\rho_0^2 - \rho^2), \rho \geq \rho_0, \bar{F} = \text{grad } \psi,$
 $\rho = \rho \cdot \frac{m}{\rho}, m = m(\rho),$ Gleichung 144

34 Es kommt nun darauf an, die $\sin^2 = \frac{3}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} - \frac{1}{3} \right)$ des
 glatten Bereichs der charakteristischen
 m. direkt als Quellen des $\sin^2$ zu beschreiben. ~~Die~~
 das Element einer sphärischen Kugel
 auf Fläche, welche das Volumen $V = \frac{4}{3} \pi r^3$
 umschließt, so gilt wegen der gleichen
 Orientierung auch $\vec{F}$ für das Oberflächen-
 element $\int \vec{F} d\vec{F} = 8 \pi r^2 \left(\frac{dm}{dr} - \frac{m}{r} \right) dr$
 $= 8 \pi r^2 \left(m - m_0 \right) - \int \frac{m}{r} dr$. Da
 außerdem das Integrationsgebiet $\vec{F} d\vec{F} =$
 $= \int \vec{F} dV$ gilt, folgt nach Br-
 gleich und $\vec{F}$ als $\vec{F} = \frac{dm}{dr} - \frac{m}{r}$
 erhalten $\vec{F} = 8 \pi r^2 \left(\frac{dm}{dr} - \frac{m}{r} \right) =$
 $= 8 \pi r^2 \left(\frac{dm}{dr} - \frac{m}{r} \right)$. Für $r = r_0$ sei
 $a = \left(\frac{dm}{dr} \right)_0 = \frac{m_0}{r_0}$ konst., dann gilt
 $(\text{aus } \vec{F})_0 = \frac{16}{3} \pi r_0^2 \cdot a$. Damit soll die
 von $\vec{F}$ stets für $r = r_0$ ergibt mit einer
 unveränderliche Konstante als $\vec{F}$
 physikalisch faktisch auftreten
 soll, mit der $\vec{F}$ als $\vec{F} =$

35
 genau $\vec{F} = a$ die relative Lage
 kinetische in den von $\vec{F} = 4 \pi r^2$ aus-
 schlossenen Volumen ausgeht. Das
 schießt ist $(1; m)$ $\vec{F} = \frac{16}{3} \pi r^2 \cdot a$
 man kann also $\vec{F} = \frac{16}{3} \pi r^2 \cdot a$ setzen.
 $\vec{F} = a$ mit $\frac{16}{3} \pi r^2 \cdot a = 1$ setzen.
 Die charakteristischen Feldlinien werden
 demnach beschrieben durch
 $a \text{ mit } \vec{F} = a, a = 1; m, 1 = \frac{3}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} - \frac{1}{3} \right)$
 $\frac{16}{3} \pi r^2 \cdot a = 1$ Gleichung 2.
 Mit $m(r_0) = m_0$ gilt $1; m_0 = \vec{F}$ offen-
 bar, die auf das Volumen $\vec{F}$ mit $r > r_0$
 bezogene Fläche der Aufnahmearbeit m ,
 an, die $\vec{F}$ gemäß $\vec{F} = 1; m_0 = \vec{F}$ be-
 zogen auf $r = r_0$. In $\vec{F}$ ist offen-
 bar das in der Ebene Gesetz $m(r)$
 nicht ~~beschreiben~~, sondern die $\vec{F}$
 $\vec{F} = \vec{F} = 1; (m_0 - m)$ die $\vec{F}$
 $\vec{F}$ der $m(r)$ bedingt.

36. Sei $\mathcal{A}$ ein m - n Matrix, $m \neq n$, n Spalten.
 wobei $m(k) \neq m$ für $k > k_0$ in
 erwarteten ist. Es liegt daher nahe
 $\pm (\mathcal{A} - \mathcal{A})$ als Quotient eines noch zu
 bestimmten Vektors $\vec{A}$ aufzufas-
 sen, damit trotz $\text{div } \vec{A} = \pm (\mathcal{A} - \mathcal{A})$ ge-
 setzt werden kann. Klarer wird es
 zugleich sein, die $m(k)$ betref-
 fende Dichte $\mathcal{A}$ auf $\mathcal{A} = 1$; m
 zu $\text{div } \vec{F}$ zu reduzieren, denn
 es folgt $\mathcal{A} \text{ div } \vec{F} \pm \text{div } \vec{A} = \mathcal{A}$ und
 werden $\mathcal{A}$ zu unbekannter Zusam-
 menhang $m(k)$ nicht mehr auf.

Mit dem neuen Feldvektor $\vec{g} = \vec{F} \pm \vec{A}$
 wird dann, wenn $\vec{A} \perp \vec{F}$
~~steht~~ ist,

$$\mathcal{A} \text{ div } \vec{g} = \mathcal{A} (\vec{F} \pm \frac{1}{\alpha} \vec{g}) = \vec{F} \pm \frac{1}{\alpha} \vec{g} = \frac{1}{\alpha} \text{div } \vec{g},$$

$$\vec{A} \text{ div } \vec{g} = \vec{A} (\vec{F} \pm \frac{1}{\alpha} \vec{g}) = \vec{F} \pm \frac{1}{\alpha} \vec{g} = \frac{1}{\alpha} \text{div } \vec{g},$$

unter $\vec{A} \perp \vec{F}$ oder $\vec{A} \perp \vec{F}$ gefordert
 werden kann, da die Wahl von $\vec{A}$
 offen steht. (siehe Anwendung auf p. 54)

Die Masse m ist als Quell-
 punkt im Mittelpunkt eines räumlichen Ko-
 ordinatensystems x_k . In der Grot-
 tation nach allen Erfahrungen nicht
 polaren Natur ist, kann es zu der
 charakteristischen Feldquellen keine Lecke
 geben, trotz mit dem Quellpunkt m
 nicht eine Lecke sondern ein offener
 $\mathcal{A}$ der Masse m in beschleunigter Lage,
 steht. Für $\vec{a} = \mathcal{A} \vec{a} = \text{const.}$ und mit
 beide Punkte an feste Punkte $\vec{a}$
 gebunden, sodass für jede Strecke
 $\frac{\vec{a}}{s} = \vec{a}$ gilt, so kann $\mathcal{A}$ ebenfalls
 als Mittelpunkt eines Koordinatensystems
 x'_k angenommen werden.
 Beide Systeme können so orientiert
 werden, dass für ihre Einheitsvek-
 toren immer $\vec{e}'_k = \vec{e}_k$ und für ihre
 Koordinaten die Transformations-
 $x'_1 = x_1, x'_2 = x_2$ und $x'_3 = x_3$
 gelten, wobei die Quellpunktdaten

38 nicht indigiert so gilt für die
 den Aufpunkt betreffende poa-
 derentative Artbildung $K_a = m \cdot \frac{1}{g}$
 wahrenhafte Rückwirkung der im
 Aufpunkt befindlichen Kometenmasse
 m_a auf die Quellpunktmassene m
 $K_a = m \cdot \frac{1}{g}$ gilt. Beide Kräfte
 wirken gegen einander, d.h. die
 müssen antipropagieren, d.h. sie
 groß sein, sodass $K_a = -K$ aber
 $m \cdot \frac{1}{g} + m \cdot \frac{1}{g} = 0$ gilt.
 Das $K_a = m \cdot \frac{1}{g}$ setzt, wenn auf das Quell-
 punktsystem bezogen wird und dV
 Abgesehen Volumenelement eines von
 einer Kreiszylinder des m_a -Feldes
 eingeschlossenen Volumens ist, $\Sigma(a) =$
 $= \frac{dK_a}{dV} = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$ oder $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g} =$
 $= \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$ inbegl. auf das aufpunkt-
 system. a und A seien Punkte von
 zwei Parallelebenen, sonst, das
 a die Achse eines durch diese

unter "einem" bestimmten Punkt-
 lichen Zylinder volumens darstellen.
 wegen der unipolaren Charakter
 der Gravitation und der Tatsache
 dass g und g_a im Inneren dieses Zy-
 lindere innerer antipropagieren
 nicht, kommt es innerhalb dieser
 Bereiches (gekennzeichnet durch die
 Fußgänger i) stets zu einer ge-
 ometrischen Schwächung, der Kraft.
 Die $\Sigma(a)$ und $\Sigma(a)$, während
 in den beiden Halbräumen $\Sigma(a) =$
 halb des Zylinders (gekennzeichnet
 durch die Fußgänger e) die $\Sigma(a) =$
 haken addieren, sodass es hier zu
 einer Verstärkung der Kraft $\Sigma(a) =$
 den Bereich $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$ mit $\frac{1}{g} = \frac{1}{g}$
 wird $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$ ~~ist $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$~~
~~ist $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$~~ ~~ist $\Sigma(a) = \frac{a}{g} \cdot \frac{1}{g}$~~
 nachdem, ob sich das Feld auf die
 Halbräume (oberer Zeichen) oder
 den Innenbereich (unterer Zeichen)

$\frac{\pi}{2} \leq \alpha, \leq \pi$ während für α
 und α_0 die gleichen Intervalle geltend.
 1. während im euklidischen $0 \leq \cos \alpha \leq 1$
 gilt, ist im Halbraum $(\cos \alpha)_+ = \max(0, \cos \alpha)$
~~es ist~~ $\frac{1}{2} \frac{1}{\bar{g}_i} \neq \frac{1}{\bar{g}_i}$. Die
 Aussage auf ∂ stirkende Kraftfeld-
 he ist gegeben durch $\sum_i = \sum_e + \sum_i =$
 $= \frac{\alpha}{2} \operatorname{div} (\bar{g}_e^2 \frac{1}{\bar{g}_i} - \bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i})$. ~~Die~~
~~die Wirkung der Kräfte~~
 $\partial a = m$ des Aufpunktes im Abstand a
 auf den Beobachter und ist $\bar{g}$ alle-
 weile die volle Quasipotential aus =
 gleiche Wirkung, so gilt $\bar{g}_{ii} =$
 $= \bar{g} \pm \bar{g}_a$, also $\bar{g}_e^2 = \bar{g}^2 + 2\bar{g}\bar{g}_a + \bar{g}_a^2$
 und entsprechend $\bar{g}_i^2 = \bar{g}^2 - 2\bar{g}\bar{g}_a + \bar{g}_a^2$ und
 dies bedeutet $\bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i} = \bar{g}_e^2 \frac{1}{\bar{g}_i} = (\bar{g} \pm \bar{g}_a) \frac{1}{\bar{g}_i}$
 für die Kraftwerke, welche die gravi-
 tative Feldwirkung im Fall einer
 Wechselwirkung beschreibt:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\bar{g}} &= \frac{1}{\operatorname{div} \bar{g}}, \quad \sum_i \frac{1}{\bar{g}_i} = \pm \alpha (\operatorname{div}^2 \bar{g} - \bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i}) \\
 \frac{1}{\bar{g}_i} &= \left[\bar{g}_i \frac{1}{\bar{g}_i} \right]_3, \quad m = m \alpha, \\
 \sum_i &= \frac{\alpha}{2} \operatorname{div} (\bar{g}_e^2 \frac{1}{\bar{g}_i} - \bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i}), \\
 \bar{g}_{ei} &= \bar{g} \pm \bar{g}_a, \quad \bar{g}_{ei} = [2 \cos \alpha \cos \alpha - \delta_{ii}]_3, \\
 \alpha_k &= 4 (\bar{g}, \bar{g}_k) \quad \text{Gleichung 46}
 \end{aligned}$$

die Entwicklung der Verteilung
 kann weitergeführt werden. Volumen
 integration von $\sum$ liefert, wenn $\bar{g}$
 ein gravitations Feld ist und $\bar{F}$
 das Integrationsvolumen als
 Oberfläche ausschleift, $\bar{g} = 1 \sum d\Omega$
 $= \frac{\alpha}{2} \int \operatorname{div} (\bar{g}_e^2 \frac{1}{\bar{g}_i} - \bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i}) d\Omega =$
 $= \frac{\alpha}{2} \oint (\bar{g}_e^2 \frac{1}{\bar{g}_i} - \bar{g}_i^2 \frac{1}{\bar{g}_i}) d\bar{F}, \text{ s. h.}$
 die Verteilung, deren
 Verteilung die gravita-
 tive Kraftwerke gegen, wenn als
 Volumen eines ~~gravitations~~
 Feldes durch eine Oberfläche
 eingefasst werden, statt, das

14) Dies ist gradliniges Tensorfeld
 die Superposition, unter die das
 Integrationsverhalten ausschlaggebend
 Oberfläche abhängt. Die Beschreibung
 dieses Tensorfeldes ist daher nicht
 approximativ, weil die Fortsetzung
 $\frac{1}{2}g = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}x$ eine Erweiterung be-
 deutet, die von ~~hier~~ die empiri-
 sche Gradienten - also Quellwert
 der Gradienten bedingt wird,
 doch gilt diese Empirie nur für
 $\vec{F}$, nicht aber für die Reduktion
 $\vec{g} = \vec{F} \pm \frac{1}{\alpha}$, die durch $m = m(n)$
 bestimmt wird, sodass ohne weitere
 Neben von Quellen auch Mittel =
 aufsteigend ~~und daher~~ $\frac{1}{2}g^{\mu\nu}x$ werden können =
~~potenziell~~ $\frac{1}{2}g^{\mu\nu}x$ den allgemeinen
 Fall darstellen für den die Lagen =
 Abhängigkeit des Tensorfeldes nicht
 gilt. Auch Beispiele zu einer exak-
 ten Beschreibung, eine Lagen =

Änderung in Richtung Richtungen 75
 durchgeführt werden, der approximative
 Tensorfeld der $g^{\mu\nu}$ kann aus in eine
 andere Form gebracht werden. Ist $\vec{g}$ das
 Abstandsfeld der Konturkurve $m = m$ im
 Abstand $a + s \geq a$, wobei auf m der
 Quellpunkt einwirkt und ist $a_i = 4g^{\mu\nu}g_{\mu\nu}$
 ist Mittel zwischen den beiden Feldvektoren, so
 gilt $\vec{g}_{ii} = \vec{g}^2 + \vec{g}_a^2 + 2g \cdot g_a \cos \alpha_i$ und
 dies hat für den approximierten Tensorfeldes
 $\vec{g}_i^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{1}{b_i} - \vec{g}_i^2 \frac{1}{2} \frac{1}{b_i} = (g^2 + g_a^2) \left(\frac{1}{b_i} - \frac{1}{2b_i} \right) +$
 $+ 2g g_a \left(\frac{1}{b_i} \cos \alpha_i - \frac{1}{2b_i} \cos \alpha_i \right)$ und hier=
 durch kann die Darstellung der Ten-
 sorfeldes von in die Form

$$g_{ii}^2 = g^2 + g_a^2 + 2g g_a \cos \alpha_i,$$

$$\sum = \frac{1}{2} \frac{1}{a} \frac{1}{b_i} (g^2 + g_a^2) \left(\frac{1}{b_i} - \frac{1}{2b_i} \right) +$$

$$+ a \frac{1}{b_i} g g_a \left(\frac{1}{b_i} \cos \alpha_i - \frac{1}{2b_i} \cos \alpha_i \right)$$

$$\frac{4b_i a}{3a}$$
 gebracht werden. Dies ist eine Ten-
 soren invariant, die mit der x_i - Achse

$\nabla \cdot \mathbf{g} = 0$ zusammenfallen, so ist immer
 $\cos \alpha_2 = \cos \alpha_1 = 0$ und $\cos \alpha_1 = 1$
 bezw. $\cos \alpha_1 = -1$, je nachdem, ob
 es sich um $\frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}$ oder $\frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}$ handelt.
 Da aber hier $\cos \alpha_1$ als $\frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|} \cdot \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}$
 auftritt, wird $\frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|} = \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
 und dies liefert $\sum_x = \alpha \operatorname{div} \mathbf{g} \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|} (\cos \alpha - \cos \alpha_1)$.
 Hierin ist $\alpha_1 = 0$ und $\alpha_1 = \pi$, was
 $\sum_x = 2\alpha \operatorname{div} \mathbf{g} \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}$ gibt. Folge hat.
 Die $\nabla \cdot \mathbf{g}$ ist die $\nabla \cdot \mathbf{g}$ der Gleichungen
 46a und 46b, folger, dass die approx-
 imierte Tensorflussdichte nicht
 nur als Flächendichte des Impuls-
 stromes, sondern auch als Tensor-
 feld der gradienten Tensorenspannung
 aufgefasst werden kann. Die $\nabla \cdot \mathbf{g}$
 hat das Ausdrucks für $\sum_x$ jetzt, dass
 es bei der Superposition der Kräfte
 symmetrischen Felder von $\mathbf{g}$ und
 A in einer metrischen deformation
 der sphärischen Himmelsflächen

kommt, bevor das $\nabla \cdot \mathbf{g}$ $\nabla \cdot \mathbf{g}$
 symmetrische gradienten Tensoren-
 feld hat eine asymmetrische
 deformation erfährt. Die gradienten-
 feld Tensoren müssen, da das je-
 weilige gradienten tensor ein $\nabla \cdot \mathbf{g}$
 für die Flächendichte ist, ebenfalls
 eine Dichteasymmetrie erfahren.
 ganz nur die Flächendichte
 im Gradienten tensor verändert
 während es in den beiden Halbräumen
 in einer Erhöhung der Flächendichte
 steht kommt. Bei der Impulsi-
 tion ist also neben der metrischen
 deformation der Himmelsflächen
 ein Gefälle der Flächendichte
 auszuweisen mit der deformation-
 ische gradienten tensor $\nabla \cdot \mathbf{g}$
 in Richtung dieses Dichtegefälles.
 dass, dass die gradienten tensor
 aus bestimmten höheren Flächendichten

78 Dichte im Raumbereichs optische =
bei Dichte im optischen Bereich. Der
Elementarprozess der optischen
Attraktion läuft also auf das Be-
stehen hinaus, die Dichtesymme-
trie der optischen Feldlinien aus-
zuzeichnen und die Ringsymme-
trischen Raumstruktur anzunähern
welches ^{hier} stabile Zustand ^{hier} ~~hier~~
maler Lustopie ist. Der Zustand-
Raum des optischen Feldes -
fällt bei der Superposition Raum
in gewisser Weise interpretiert
werden. Zwei dieser Raum aus-
zuweisen werden, das das Statik-
fälle für ein einfaches Lini-
positionsvorgang von Verkat-
feldern in statische Raum, der sich
bei dieser Beschreibung keine
Einsichten in den Elementarprozess
zu erwarten, der sich bei der Lini-

position im Raum optisch statisch = 79
hinteren Raum abspalten. Zum ande-
ren es bedeutet, das bei der optischen
der Wechselwirkung in der optischen
für Feldlinien orthogonale Trajektorien
eingeleitet werden, welche nach der
eines Wirbelgesetzes die Feldlinien
aus dem Zylinder herausgedrückt
und in den Halbräumen vertikal,
sodas auf diese Weise die metri-
sche Hinweisfunktion der optischen
statik berechnet. Da die optische
potentiell statische Kraft auf die
Überwindung des Trägheitswider-
stands der Bewegung haben die optische
Kraft mit dieser Trägheitswiderstand
auch den Gravitationsfeld der Verkat-
feldern haben identisch ist Raum
auszuweisen werden, das kein statik
einen potentiell statischen Verkat-
feldern in statischen Raum, der
ebenfalls ein solches orthogonale Trajek-

50 totfeld subgrat wird, welches die optischen Felder vertritt, die eine ponderomotorische Wirkung auszuüben ist und eine entsprechende gleiches ponderomotorische Wirkung, die positive Tragkraft Kraft, bedingt. Sind A und A nicht an feste Punkte gebunden, sondern können es mit Kraftesgraden, so konvergieren diese positiven Tragkraftkräfte die optischen verdrängten Felder in der A, wobei aus, wobei in A der A bei der A der Bewegung keine Kraft ausstrahlt. Richtig weist auf dieses Raum.

2. Seite 34 (Ergänzung)

Zu diesem Zweck wird zunächst für $\vec{F}$ der dreidimensionalen Felder $\vec{F} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{F}$ definiert. Wegen $\vec{F} = \text{grad } T$ ist in diesem speziellen Fall $\text{rot } \vec{F} = 0$ wegen $\text{rot grad} = 0$.

2. k. $\vec{F} = \vec{F}^*$ ist für $\vec{F} = \text{grad } T$ symmetrisch. Diese Symmetrie hat zur Folge, dass die Wirklichkeit nicht aber notwendig die Quellenstruktur gilt. Folger, wenn $\vec{F} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{F}^*$ bräuch $\text{sp } \vec{F}^* = \text{div } \vec{F}$ nicht notwendig zu verschiedenen. Nur $\vec{F} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \vec{F}^*$ ist immer $\text{sp } \vec{F}^* = 0$. Im allgemeinen Fall $\vec{F} \neq \vec{F}^*$ spaltet $\vec{F}^*$ in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil, wobei sowohl Quellen als auch Wirbel vorzukommen. Die spezielle Darstellung $\vec{F} = \text{grad } T$ betr. $\vec{F} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{F}^*$, die Quellen werden beschrieben durch $q = \text{sp } \vec{F}^* = \text{div } \vec{F}$ oder $q = \text{div grad } T$.

In der Fall $\vec{F}$ wenn grad T Werte, sind sehr kleine Flächen, $\vec{F}^*$ jedoch, wobei sich für $\text{div grad} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \text{grad} = \frac{1}{2} \text{grad}$ eine Transformation in $\vec{F}^*$ nachempfunden. Da $T = T(k)$ und $\vec{F}$ nicht aber von T abhängt und $\vec{F}^*$

58. Beschreiben Sie gradlinigen Feld-
störungen eine Funktion L an
g $\ddot{u}$ beschreiben, das sich aus
 $S \int_{\mathbb{R}^2} L dt = 0$ auf jeden Fall
 $\text{div } \vec{g} = 0$, also $\vec{g} = \text{rot } \vec{u}$
als ~~potentieller~~ Feldgleichungen
ergeben. Wenn noch g $\ddot{u}$ satzliche
Gleichungen entstehen, sind das
System durch diese verstanden.
Auch ist bei der Beschreibung von
 L der entsprechende Zusammenhang
berücksichtigen, das die Gradienten-
linien einen nicht polaren Charakter
haben, so das sie sich zum elek-
trischen Feld konzentrieren.
Nur, auf jeden Fall ist die Gradienten-
funktion ein potentielleres Feld
so das es nach der allgemeinen In-
terpretation aus T. 3, im $\mathbb{R}^4$
einen Feldvektor $\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} + \text{grad}$
m $\ddot{u}$ ss, der aus der Komponenten

vor im $\mathbb{R}_3$ definierten Vektor, $\vec{g}$
 $\vec{g}$ und $\vec{u}$ so aufgebaut ist, das
seine Iteration 2. Grades dem Euk-
lidischen Vektor in $\mathbb{R}^4$ proportional
wird. Wegen $\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} + \text{grad}$
die Darstellung $\frac{\partial}{\partial t} = \text{rot}_4 \vec{u}$ und
 $\vec{u} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{u}$ m $\ddot{u}$ glich, wobei
allerdings die Definition des Zeit-
Koordinaten $x_4 = i t$ bleiben
m $\ddot{u}$ ss, weil, wenn c' die Ausbrei-
tungs geschwindigkeit ist, $c' =$
relativ Feldst $\ddot{u}$ rken bezogen,
vollig invariant ist, ob
 $c' = c' = c$ gilt oder nicht.
Auch eine Absch $\ddot{u}$ tzung von c'
ist nach der bisherigen Er-
gebnissen m $\ddot{u}$ glich. Der
nicht polare Charakter des $\vec{g}$
charakterisiert wird durch $\vec{u} =$
 $= \vec{u} + \text{Feldung}$ getragen und
 $\vec{u}$ kann als allgemeine Feldfunktion

00 im R_4 aufgefasst werden.
 Da $\bar{\psi}$ mit ψ vektorisiert hat
 sein Raum nun für $L = \frac{dL}{d\bar{\psi}}$ das
 Ansatz eines Vektorfeldes gemacht
 werden. Am einfachsten wäre
 die Forderung $L = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=1}^4 M_{\mu, \nu}^2$
 wobei sich für das kanonisch kon-
 jugierte Feld $i c \frac{1}{2} \psi = |M_{\mu, \nu}|$ also
 $\frac{dL}{d\bar{\psi}} = 0$ ergibt. Zwar ist $\bar{\psi}$ nicht
 $\frac{dL}{d\bar{\psi}} = \text{pot}_4 \bar{\psi}$ nicht eindeutig be-
 stimmt, doch ist $\bar{\psi}$ immerhin ge-
 gen Eichtransformationen $\bar{\psi}' = \bar{\psi} + \text{grad}_4 \chi$
 invariant, wenn χ skalarwertig
 Skalarfunktion im R_4 ist. Aus
 $\frac{dL}{d\bar{\psi}} = \text{pot}_4 \bar{\psi}$ folgen die Feldgleichungen
 $\frac{d^2 L}{d\bar{\psi}^2} = 0$, doch ist die Gleichung
 unklar von ψ , mit $L = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=1}^4 M_{\mu, \nu}^2$
 äquivalent. Diese Singularität tritt
 durch die Form $L = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=1}^4 M_{\mu, \nu}^2$
 $L = \frac{1}{2} (\text{div}_4 \bar{\psi})^2$ hervor. Auch
 $\frac{d^2 L}{d\bar{\psi}^2} = \text{pot}_4 \bar{\psi}$ folgt aus dem kanoni-

schen Formalismus für die Feld = 61
 Gleichungen $\frac{\partial L}{\partial \psi} - \sum_{\mu=1}^4 \frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\partial L}{\partial \psi_\mu} = 0$
 $= \frac{1}{\sum_{\mu=1}^4} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \psi_\mu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \psi_\mu}{\partial x_\mu} \right) + \frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\partial L}{\partial \psi_\mu} = 0$
 $= \frac{1}{\sum_{\mu=1}^4} \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} \psi_\mu = \text{div}_4 \text{grad}_4 \psi = 0$
 ist identisch $\text{div}_4 \text{grad}_4 \bar{\psi} = 0$.
 Diese letzte Beziehung ist aber eine
 Wellengleichung wenn die aus-
 breitungsgeschwindigkeit c die
 Gravitationswellen die Konstanz
 nahe c bestimmt, mit der
 Fortpflanzung $\chi = \text{div}_4 \bar{\psi}$ wird $\frac{d^2 \chi}{dt^2} + \text{grad}_4 \chi = 0$ oder
 $\text{div}_4 \text{grad}_4 \chi = 0$, was wegen der
 Maxwell'schen elektrodynam. $\frac{d^2}{dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_0^2}$
 $\chi = \frac{1}{\sum_{k=0}^{\infty}} \frac{1}{k!} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^k \chi$ in $t=0$
 zeigen die Nebenbedingungen $\chi|_{t=0} = 0$
 und $\dot{\chi}|_{t=0} = 0$ gut Folge hat. Der
 Betrag auch für die Eichtransfor-
 mationen $\bar{\psi}' = \bar{\psi} + \text{grad}_4 \chi$ die For-
 dnung $\text{div}_4 \text{grad}_4 \chi = 0$, die Grupp

62 In Elektrostatiken wird durch diese letzte Beziehung erzeugt. Die Komponenten des $\vec{\psi}$ kann man als Komponenten des $\vec{g}$ aus $\vec{L}$ ableiten, es gilt $\vec{g} = \vec{L} - \vec{S}_{2,4}$ d.h. $\vec{g} = \vec{L} - \vec{S}_{2,4}$ $\vec{\psi}$ vermischt mit, wenn $\vec{\psi}$ quasi $\text{div}_4 \vec{\psi} = 0$ divergenzfrei ist. Hierin läßt sich $\vec{\psi}$ regulär eliminieren. Dies bedeutet aber, daß die Funktion $H = dH/d\sigma$ der kanonischen Formalismus in der Form $H = \frac{1}{2} c'^2 (|\vec{\pi}|^2 + \pi_4^2) + \frac{1}{2} |\text{rot } \vec{\psi}|^2 + i c' (\vec{\pi} \cdot \text{grad } \vec{\psi} - \pi_4 \text{div } \vec{\psi})$ ^{in der üblichen Weise} ~~Man erhält~~ $\vec{\pi}$ und $\vec{\psi}$ die im R_3 definierten Komponenten von $\vec{\pi}$ und $\vec{\psi}$ sind. Wesentlich für die weiteren Untersuchungen ist das aus $\vec{L}$ resultierende Formalismus $\vec{S}_{2,4} \cdot \vec{L} \cdot dt = 0$ resultierende Gesetz

$\text{div}_4 \text{grad}_4 \vec{\psi} = 0$, das mit $x_4 = i c' t$ auch in der Form $\text{div } \vec{\psi} = \frac{\ddot{\psi}}{c'^2}$ einer Wellengleichung $\Delta \psi = 0$ geschrieben werden kann. In R_4 aus den Komponenten von $\vec{g}$ und $\vec{\pi}$ aufgebaut ist und wegen $\vec{g} = \vec{L} - \vec{S}_{2,4}$ auch $\vec{\psi}$ durch $\vec{g}$ und $\vec{\pi}$ gegeben ist, so daß die grad $\vec{\psi} = \frac{\ddot{\psi}}{c'^2}$ aus, daß sich die durch $\vec{g}$ und $\vec{\pi}$ gegebene elektrostatische Feldstärke, nach einem Wellengesetz mit der Ruhe-Raumgeschwindigkeit c' ausbreitet. Soll $\vec{M} = -\frac{1}{2} \vec{M}^x$ so strukturell sein, so ist aus $\text{div}_4 \vec{\psi} = 0$ die bekannten Zusammenhänge $\text{div } \vec{g} = 0$, $\text{div } \vec{\pi} = 0$ und $\vec{g} = \text{rot } \vec{\pi}$ $\text{grad } \vec{\psi} = 0$ und soll weiterhin gelten einen propägen Zusammenhänge für $\vec{g}$ und $\vec{\pi}$ die Wellen-Gleichung, die grad $\vec{\psi} = \frac{\ddot{\psi}}{c'^2}$ $\text{grad } \vec{\psi} = 0$ zusammen mit den bekannten Be-

764 wenn irgend etwas eintreten, so ist das
 durch und durch möglich,
 wenn die Bedingungen sind
 $\text{rot } \vec{g} = \pm \beta \vec{\mu}$ möglich werden,
 wobei $\beta = \text{const.}$ einer noch zu
 bestimmenden Naturkonstante ist.
 Auch muß das Vorgehen noch ein
 Punkt festgelegt werden. Wenn
 $\text{rot } \vec{\mu} = \alpha \vec{g}$ und $\text{rot } \vec{g} = \pm \beta \vec{\mu}$
 unter Berücksichtigung von $\text{div } \vec{g} = 0$
 und $\text{div } \vec{\mu} = 0$ substituiert, so
 folgt für $\vec{g}$ und $\vec{\mu}$ das skalare
 Div grad $(\vec{g}, \vec{\mu}) = \mp \alpha \beta \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{g}, \vec{\mu})$
 und das ist das Gesetz einer Wellen-
 bewegung, wenn $\mp \alpha^2 = c^2$
 mit $\frac{1}{\partial t^2} = \alpha \beta$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit bezeichnet.
 $\text{rot } \vec{g} = \pm \beta \vec{\mu}$ wird also durch
 $c^2 = \mp \alpha^2$ ersetzt. Wirt
 der Ausdruck für $\text{rot } \vec{\mu}$ mit $\vec{g}$
 multipliziert und über den $\vec{g}$

mit $\vec{\mu}$ multipliziert ausdrückt
 so folgt $\vec{g} \cdot \text{rot } \vec{\mu} =$
 $-\vec{\mu} \cdot \text{rot } \vec{g} = \alpha \vec{g} \cdot \vec{g} \mp \beta \vec{\mu} \cdot \vec{\mu} =$
 $= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha g^2 \mp \beta \mu^2) \cdot \frac{\partial}{\partial t} \vec{g} \cdot \vec{\mu}$ anders
 setzt ist, weil $\text{rot} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_3} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{\partial}{\partial x_1} \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} \end{pmatrix}$ als
 determinante dargestellt werden kann
 $\vec{g} \cdot \text{rot } \vec{\mu} - \vec{\mu} \cdot \text{rot } \vec{g} = - \begin{vmatrix} g_1 & g_2 & g_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \end{vmatrix} =$
 $= - \text{div } \vec{g} \times \vec{\mu}$, also
 $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha g^2 \mp \beta \mu^2) = - \text{div } \vec{g} \times \vec{\mu}$.
 Wenn also ein bestimmtes Volumen
 von $\vec{g}$ die parallele Feld-
 stromen enthält und wenn
 $\vec{F}$ als Oberflächenelement dieses Vo-
 lumens bezieht, so folgt nach
 Volumenintegration $\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\alpha g^2 \mp \beta \mu^2) dV$
 $= - \int \text{div } \vec{g} \times \vec{\mu} \cdot d\vec{F} = - \oint \vec{g} \times \vec{\mu} \cdot d\vec{F}$
 und das ist die Leistung der Energi-
 flussfortführung, welche durch die
 Bezeichnung $\vec{F}$ des Systems verläßt.
 Ist E die Energie des Systems

68 würde, was aber ~~unmöglich~~ sein
Energiecharaktere äquivalent im
Widerspruch steht. 1. Mithin muss
 $\bar{A}$ reell sein, sodass wir $\text{rot } \vec{g} =$
 $= \beta \dot{\bar{\mu}}$ gelten lassen, wodurch
über das Vorzeichen entschieden
werden ist. Zugleich ist das
Bekannte Vektorfeld $\bar{A} =$
 $= \frac{\bar{\mu}}{r^2}$ durch das Feld $\bar{\mu}$ aus der
in ~~vorherige~~ ^{vorherige} ~~Wasser~~ ^{Wasser} ~~Wasser~~ ^{Wasser}
Druck, was für $\vec{g}$ die ~~vorherige~~ ^{vorherige} ~~Wasser~~ ^{Wasser}
Darstellung $\vec{g} = \bar{r} \pm \frac{\bar{\mu}}{r^2}$ erwo-
gen. Zusammenfassend gilt
also für das Gravitationsfeld
a) $\text{div } \bar{r} = 0$, $\text{div } \bar{\mu} = \pm \omega (\bar{g} - \bar{r})$,
 ~~$m_0 = 0$~~ $m c^2 + \frac{a}{2} \int \bar{r}^2 d\bar{r} = \text{const.}$,
 $m_0 = 0$, $\text{div } \bar{r} = 0$, $\text{div } \bar{\mu} = 0$,
 $\text{rot } \bar{\mu} = \alpha \dot{\bar{g}}$, $\text{rot } \vec{g} = \beta \dot{\bar{\mu}}$, $\bar{\mu} \perp \bar{r}$,
 $\vec{g} = \bar{r} \pm \frac{\bar{\mu}}{\alpha \omega}$, $\alpha \beta \omega^2 = 1$.
Gleichung # 48

Und wird diesem endlichen System
Ramen für Charakteristika gegeben

Feldstörungen e' unterschiedlich groß
werden. Durch experimentelles Fest-
stellen der Folge für die beiden
Feldrichtungen wird grad $(\vec{g}, \vec{\mu}) =$
$$= -\alpha \beta \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (\vec{g}, \vec{\mu}) = -\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (\vec{g}, \vec{\mu})$$

während sich aus dem kanonischen
Lagrange-Formalismus für jede gradi-
entive Feldgröße $\vec{\psi}$ die allgemeine
Wellengleichung wird grad $\vec{\psi} = \frac{1}{c^2}$
ergibt, was im Vergleich
 $c' = i\omega$ gleichung ~~48a~~
liefert; d. h. die Ansatzgleichung
verschwindet, grad-komplex
Feldstörungen ist eine imaginäre
quadratische Zahl, denn wegen $\omega \tau \beta =$
 $= 1$ ist ω reell, weil $\alpha > 0$ ist
und wegen der Realitätsforderung
von $\vec{A}$ auch $\beta > 0$ sein
müß. Da in ~~48a~~ ⁴⁸ das ganze
System eindeutig fest liegt, be-
steht die Möglichkeit den habe.

3. Parameter Zusammenhang
 $m(r) \propto r^2$ ^{Zwangsapproximativ}
 oder $m(r) \propto r^2$ ^{Exakter Fall}

3.) Das Kesselfeld

• Ist das Gravitationsfeld
 im Kesselfeldgleichgewicht m_0 in-
 gestört und statisch, so gilt
 $m(r) \cdot c^2 + \frac{a}{2} \int r^2 dr = \text{const.}$
 weil $d\varphi = 4\pi r^2 dr$, worin
 die wellenformbedingung - also
 sphärische - Natur der Linien-
 flächen ausgedrückt wird. Da
 außerhalb $F = \text{grad } \varphi = \frac{1}{r} \frac{dm}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{dm}{dr} \right)$
 $\left(\frac{m}{r^2} \right)$ im statischen Fall immer
 gilt, folgt aus dem Erhaltungssatz
 Prinzip $m c^2 + \frac{a}{2} \int r^2 dr = F = \text{const.}$
 nach totaler Differentiation, wobei
 für Kitzung die wellenbedingung
 Konstante $a = 2\pi a \cdot \frac{1}{r^2} c^2 = \frac{3}{2} \frac{F}{r^2}$
 eingeführt wird, für $m(r)$ das
 Differentialgesetz

$$a \left(\frac{dm}{dr} \right)^2 + \frac{dm}{dr} \left(1 - \frac{2am}{r} \right) + \frac{m^2}{r^2} = 0, \quad a = \frac{3}{2} \cdot \frac{F}{r^2} \quad 4.9$$

Gleichung 5.

Die Lösung von der Differential-
 gleichung, homogenisiert und ohne
 Separation der Variablen, ist
 nicht. Nach Anwendung der Separation
 entsteht die Form

$$a \cdot \left(\frac{dm}{dr} \right)^2 + \frac{dm}{dr} \left(1 - \frac{2am}{r} \right) + \frac{m^2}{r^2} = 0$$

$$= \frac{dm}{dr} + a \left(\left(\frac{dm}{dr} \right)^2 - \frac{2am}{r} \frac{dm}{dr} + \frac{m^2}{r^2} \right) = 0$$

$$= \frac{1}{r} \frac{dm}{dr} + a \left(\frac{dm}{dr} - \frac{m}{r} \right)^2 = 0 \quad \text{die well}$$

der Transformations $m = \frac{1}{r} \cdot k$
 also $\frac{dm}{dr} = \frac{1}{r} \frac{dk}{dr} + \frac{1}{r^2} \cdot k$
 $a \cdot r^2 \left(\frac{dk}{dr} \right)^2 + k \cdot \frac{dk}{dr} + \frac{k}{r} = 0$
 homogenisiert werden kann.

Mit dem neuen Ansatz
 $\ln r$ ergibt sich wegen $k \cdot \frac{dk}{dr} =$
 $= \frac{d}{d \ln r} \left(\frac{k^2}{2} \right)$ die Separation
 der Variablen in der Form
 $a \cdot \frac{k^2}{2} + \frac{k^2}{2} + \frac{k}{r} = 0$ von selbst.

72 Die gewöhnliche Lösung dieser
 quadratischen Gleichung in ξ
 lautet $\xi' = -\frac{1}{2a}(1 \pm \sqrt{1-4a\xi})$
 und diese Beziehung kann
 zwischen p_0 und p differenzier-
 bar gemacht werden. Es folgt

$$a\left(\frac{p}{p_0}\right) = -2a \int \frac{1 \pm \sqrt{1-4a\xi}}{d\xi} =$$

$$= \frac{1}{2} \int \frac{d(1-4a\xi)}{1 \pm \sqrt{1-4a\xi}}$$
 Mit der Sub-
 stitution $1-4a\xi = u^2$ ist

$$\text{denn } \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = \int \frac{u \cdot du}{1 \pm u}$$
 mit $q = 1 \pm u$ auch $\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) =$
 $= \int (q-1) \frac{dq}{q} = q - q_0 + \ln\left(\frac{q}{q_0}\right) =$
 $= \ln\left(\frac{q \cdot e^{-q}}{q_0 \cdot e^{-q_0}}\right)$ was nach Potenz-
 erhebung die Lösung $p \cdot q \cdot e^{-q} =$
 $= p_0 q_0 \cdot e^{-q_0} = A = \text{const.}$ mit
 $q = 1 \pm \sqrt{1-4a \frac{m}{p}}$ ergibt, wenn
 mit $\xi = \frac{m}{p}$ Grönström's For-
 melie wird. In dieser Lösung
 des Gl. 49 ist noch die Zweit-
 deutigkeit von q zu berücksichtigen.
 Die Lösung muß auf jeden Fall

73
 so beschaffen sein, daß die
 gewissen Randbedingungen genügt.
 Zunächst muß immer $m(p_0) = m_0$
 werden und das Gesetz $m(p)$ muß
 monoton sein, denn würde
 $\lim_{p \rightarrow \infty} m < \infty$ nicht gelten so
 würde das Quant m_0 eine di-
 vergierende spektrale Selbst-
 energie erhalten, was ~~mit den~~
~~Energieerhaltungssatz~~ und
 dem Energieprinzip in Wider-
 spruch steht. Die Randbedingung
 $\lim_{p \rightarrow p_0} m = m_0$ und $\lim_{p \rightarrow \infty} m < \infty$
 können auch auf die Approxima-
 tion $\left(a \frac{m}{p}\right)^n \approx 0$ für $n > 1$
 in $p \cdot q \cdot e^{-q} = \text{const.}$ angewendet
 werden. Ist also die spektrale
 Feldstärke hinreichend klein, so
 kann für q die Reihenentwickelung
 $\ln q \approx 1 \pm \left(1 - 2a \frac{m}{p}\right)$ ver-
 wendet werden. Ist die approx-

74 schenkte Integrationskurve

steht A' , so gilt $k(1 \pm (1 - 2a \frac{m}{k}))$.

• prop $[-(1 \pm (1 - 2a \frac{m}{k}))] = A'$.

Zunächst werde der positive Zweig
untersucht. Für diesen gilt,

weil $A' = b_+ / e^{2 \frac{am}{k}}$ gesetzt wird,
 $2k(1 \pm \frac{am}{k}) e^{2 \frac{am}{k}} \approx 2k(1 - \frac{am}{k})$.

$(1 + \frac{2am}{k}) = b_+ = \text{const.}$ Derset

Ausdruck $(1 - \frac{am}{k})(1 + \frac{2am}{k}) = \frac{b_+}{2k}$

ist eine quadratische Gleichung in m ,
nämlich $2a^2 \frac{m^2}{k^2} - \frac{am}{k} = 1 - \frac{b_+}{2k}$,

deren zweifache Lösung $m = \frac{k}{4a}(1 \pm$

$\pm \sqrt{9 - \frac{4b_+}{k}})$ ist. Wegen $b_+ = 2k(1 -$

$- a \frac{m_0}{k_0})(1 + \frac{2am_0}{k_0})$ wird für beide

berechnet, für $(\alpha - \beta)^2 = (\beta - \alpha)^2$ ist

$m(k_0) = m_0$ für beide Zweige der

zweifachen Lösung erreicht,

sobald die erste Randbedingung

für den positiven Zweig von q

erfüllt ist. Für $k > k_0$ wird eine

Teilenerweichung in der Form

$$m(k) = \frac{k}{4a} (1 \pm 3(1 - \frac{2}{9} \frac{b_+}{k} + \frac{2}{9} \frac{b_+^2}{k^2}))^{1/2}$$

$$= \frac{k}{4a} (1 \pm 3) \pm \frac{1}{4a} \sum_{p=2}^{\infty} \frac{b_+^p}{k^{p-1}} \text{ und dann}$$

$$\text{folgt eine Lösung, } \lim_{k \rightarrow \infty} m = \frac{b_+}{18a} + \frac{1}{4a} (3 \pm$$

$\pm 1)$ für k und dies bedeutet, daß

$\lim_{k \rightarrow \infty} m$ in jedem Fall divergiert, d.h.

für den positiven Zweig von q ist

die Konvergenzbedingung nicht erfüllt.

Für $k \cdot q \cdot e^{-q} = \text{const}$ bleibt also

hier noch der negative Zweig

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{4am}{k}} \approx \frac{2am}{k} \text{ in 1. o. 2. o.}$$

$$\text{so daß auch } q^{-q} \approx e^{-\frac{2am}{k}} \approx 1 - \frac{2am}{k}$$

$$\text{wird, was } k \cdot q \cdot e^{-q} \approx 2am(1 - \frac{2am}{k}) =$$

$$= 2a \cdot b_- = \text{const. zur Folge hat.}$$

$$\text{Mit } b_- = m_0(1 - \frac{2am_0}{k_0}) \text{ lautet die}$$

$$\text{Approximation } m(1 - \frac{2am}{k}) = b_-$$

was wiederum eine quadratische

Gleichung in m ist. Für die zwei

hauptsächl. Lösung folgt $m = \frac{k}{4a}(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4a^2}{k^2}})$

$$\text{für } k = k_0 \text{ mit } m(k_0) = \frac{k_0}{4a}(1 \pm (1 - \frac{4am_0}{k_0})),$$

so daß $m(k_0) = m_0$ für jeden Zweig ersch-

das ist. Für $k > k_0$ kann abermals

78 d.h. the Feldmasse der Gravitations-
felder ist negativ. Das positive
Gegengewicht magⁿ kann nicht die ge-
samte gravitative Feldquelle m_0
sein, denn es ist $1 \mu g \ll m_0$.
Es erscheint daher notwendig, $g_{01} =$
sein der Feldquelle und dem eigent-
lichen erzeugenden Gravitationsfeld
ein Zwischenglied als
Mittel = das Hessfeld

anzunehmen, dessen Feldmasse
 $\mu = -\frac{\mu_g}{2a m_0} \approx \frac{\mu_0}{r_0}$ das positive
Gegengewicht zum negativen Gravita-
tionsfeldmasse ist. Offenbar
gibt für die der Gravitationsfeldmasse
 $\mu_g = m - m_0$ entsprechende Hess-
feldmasse $\mu = m_0 - m$ und mit
dem Dichteparameter Λ würde sich
denn für die Masse = das Energie-
dichte des Hessfeldes $\Lambda; \mu = \Lambda \cdot (m - m_0) =$
 $= \sigma - \sigma$ ergeben. Aufmerksam ist aber

$\sigma_0 - \sigma$ die Feldquelle der in σ_0 σ
beschriebenen Dichte μ , woraus, wenn
die $\mu = \pm a(\sigma_0 - \sigma) = \pm a\Lambda; \mu, \sigma, \sigma_0,$
sod μ der Feldvektor dieses Masso =
feldes in μ_0 ist. Auf diese Weise
hat der sich aus der korrespondierenden
des Energiegesetzes ergebende μ ,
und dem gegebenen μ ergänzen sich
mit Hilfe der Lösung $\frac{49a}{500}$ seine $\mu =$
Interpretation als des Feldvektor
gefallen. Da $\Lambda; \mu = \sigma_0 - \sigma$ und
 $\mu > 0$ ist berechnet in σ und die μ
von σ mit der positive Hessfeld
betrachtet. Weiter ist σ_0 ist der die
Energie μ σ

$$\sigma = \frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\sigma_0}, \text{ die } \mu = a(\sigma_0 - \sigma) \frac{49a}{500}$$

Gleichung 5-8

zu erzeugen. Weiter ist μ mit σ σ_0
die Messfeldkonstante σ und die Größe
 σ als Betrag der Ausdrucksformel =
Schwächigkeit gravitativer Feldstörungen

so wegen $\alpha \beta \omega^2 = 1$ bräuchet nur
eine dieser beiden Größen verwendet
zu werden. Es besteht die Möglichkeit
daß mehrere Aussagen im erhaltenen
Raum wenn dies durch $\frac{4am}{\pi}$ zum Aus-
druck gebrachte Relativitätsprinzip
physikalische Restriktionen eine
physikalische Bedeutung haben soll
muss es über dem reellen algebra-
ischen Körper repräsentiert sein.

4) Die Realitätsforderung.

In der Lösung $\rho q e^{-q} = A$ kann
nur die Funktion q komplexwertig
sein, weil $1 - \frac{4am}{\pi}$ wegen der Differenz-
charakteres des Radikanden für
 $1 - \frac{4am}{\pi} < 0$ imaginärwerte
Eigenschaften erhalten kann.

Wird $1 - \frac{4am}{\pi} = i b$ mit reellen
 b gesetzt, so wird $\frac{\pi}{e} (1 - i b) e^{i b} =$
 $= \rho q e^{-q}$. Unter Verwendung der

Relation $e^{i b} = \cos b + i \sin b$ ist
wird $\rho q e^{-q} = \frac{\pi}{e} (1 - i b) (\cos b + i \sin b)$
 $= \frac{\pi}{e} (\cos b + b \sin b + i (\sin b - b \cos b))$
Soll $\rho q e^{-q}$ immer reell bleiben, so muß
das $\rho q e^{-q} = 0$, also $\sin b - b \cos b = 0$
oder $\rho q b = b$ sein, was nur für
 $b = 0$ möglich ist. $b = 0$ bedeutet
aber auch $b^2 = 0$, während q
immer für $b^2 > 0$ reell bleibt.

Die Realitätsforderung der Lösung 5a
ist ebenfalls immer erfüllt, wenn
 $1 - \frac{4am}{\pi} \geq 0$ ist. Die Gleich-
heit entspricht dabei einer äußeren
Schranke, die erreicht wird wenn
 $\frac{m}{\pi} = \left(\frac{m}{\pi}\right)_{\max}$ maximal wird.

Die Realitätsforderung wird also durch
 $1 - 4a \left(\frac{m}{\pi}\right)_{\max} = 0$ und $1 - \frac{4am}{\pi} > 0$
ausgedrückt. Mit $4a = \frac{3g}{8c^2}$ wird der
erste Teil dieser Forderung auch
 $g_m \left(1 - \frac{3}{8} \left(\frac{g_m}{c^2 \pi}\right)_{\max}\right) = 0$. Womit
eine Stabilitätsbedingung m , wenn die

82 Geschwindigkeit $\beta' = \frac{v'}{c}$ bewegt, so daß $m' = m_0 (1 - \beta'^2)^{-1/2}$ gilt und wird m' vom Gravitationsfeld in beeinflusst, so gilt für die kinetische Energie $E_k = \int \vec{K} d\vec{r} = m' \int \vec{v} d\vec{r} = \frac{m' m_0}{k \sqrt{1 - \beta'^2}}$ wenn das Bezugssystem in m_0 ruht, so daß $m'_0 = \text{const}$ ist. Nach der Energieerhaltung gilt $E_k = m' c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 ((1 - \beta'^2)^{-1/2} - 1)$, was im Vergleich $\frac{m' m_0}{c^2 k} = 1 - \sqrt{1 - \beta'^2}$ ergibt. Ob die linke Seite für massenloser oberer Grenze, so hat das für β' ebenfalls einen oberen Massewert gilt Folge, d. h. $(m/c^2)_{\text{max}} = 1 - \sqrt{1 - \beta'^2_{\text{max}}}$ enthält per absolut größter Geschwindigkeit β'_{max} , und welche eine Trajektorie oder Gravitationswirkung überträgt fortgeschritten Raum, d. h. $\beta'_{\text{max}} = \frac{c'}{c}$ ist die auf c

begegnen unbekante Abstand β'_{max} geschwindigkeit c' relativer Fortschritt β'_{max} $(m/c^2)_{\text{max}}$ Raum über Einsetzen in die Energieformel $1 - \frac{3}{8} (\frac{v^2}{c^2 k})_{\text{max}} = 0$ eliminiert werden und dies liefert für β'_{max} die Beziehung $1 - \frac{3}{8} (1 - \beta'^2_{\text{max}}) = 0$, woraus sich $\beta'^2_{\text{max}} = -\frac{16}{9}$ oder $c' = i \frac{4}{3} c$ ergibt, was nicht physikalisch übersteigt, wenn $\omega = \frac{4}{3} c$ ergibt sich nicht. Somit ist aber das bekannte Betrag des imaginären Abstandes Geschwindigkeit β'_{max} relativer Fortschreiten bekannt und mit dieser Größe wird nach $\alpha \beta \omega^2 = 1$ eine Bestimmung der Geschwindigkeit β möglich. Mit $\frac{64}{9} \pi \beta \alpha = 1$ und $\omega = \frac{4}{3} c$ oder $1 = \alpha \beta \omega^2 = \frac{16 \pi \beta}{12 \pi \beta}$ oder $\beta = 12 \pi \frac{1}{c^2}$. Die in der $\alpha \beta$ Relation = mit des folgenden =

84 Chirappa 4 und 4a noch auf-
 merksames unbekanntes Verhalten =
 starker folgen also aus dem ersten
 Teil der Realitätsforderung der
 Lösung 5a. Es ist

$$a = \frac{4}{3} c, \quad \beta = 12 \pi \frac{h}{c^2},$$

Gleichung 6.

der zweite Teil dieser Realitäts-
 forderung $1 - \frac{4am}{r} > 0$ liefert
 zusammen mit dem Energieerhalte-
 nissequivalent und dem Prinzip
 der Energiequantisierung oder zu-
 sätzliche Aussage über die Existenz
 des physikalischen R_3 . Es ist $r > 4am$
 $= 4a \frac{E}{c^2}$ weil für die gravitative Feld-
 quelle $m = \frac{E}{c^2}$ gilt. Dispersive Raum-
 E aus Energiequantität der Wellenlänge
 λ bestehen, sodass $E = nh\nu = nh \frac{c}{\lambda}$
 gesetzt werden kann. Damit wird
 $r > 4a \frac{nh}{c} \cdot \frac{c}{\lambda}$ oder $r\lambda > n \cdot 4a \frac{h}{c}$
 $= \frac{2}{3} \cdot \frac{h}{c^2} = n\tau$ und $\tau = \frac{2}{3} \frac{h}{c^2}$.

Nun ist aber $r\lambda = E$ stets eine 85
 Fläche F im R_3 , sodass $F > n\tau$
 für jede Fläche des R_3 gilt und mit
 $n > 1$ kann daher immer $F =$
 $= n\tau$ gesetzt werden. Offenbar
 ist $F_{\min} = \frac{F}{n}$ eine Fläche des
 Gravitationsfeld bestimmten Min-
 malfläche. Gravitative Flächen sind
 nach $F_{\min} = n\tau$ stets ein ganz
 zolliges Vielfaches n eines ele-
 mentaren Flächenelements τ , welches
 als kleinste bezeichnet werden soll,
 weil die Metrik projektives R_n
 stets als Quadrat eines Linienele-
 mentes, also als Flächenelement
 betrachtet wird, welches aber τ
 prinzipiell nicht weiterverteilbar
 kann, wenn es sich um einen
 physikalischen Raum handelt. Jede
 Fläche des R_3 kann ohne Zweifel
 als Vereinigungsfäche eines Gravita-

86) Transportes aufeinander, welches durch die Superposition sehr vieler elementarer Gravitationsfelder besteht. Dieser Fall nach aber, das, trotz jeder Fläche $F = N \cdot c$ als ausgerechnetes Helfaches N des Netzes hinsichtlich ihres Inhalts aufgefasst werden kann. Die Bestimmung $F = N \cdot c$, $c = \frac{3}{8} \frac{F \cdot d}{c^3} = \frac{1}{2} \frac{F \cdot h}{c^2}$ Gleichung 7

macht also eine elementare Last $F_m =$ gesamte Aussage über den physikalischen Raum als Tensorium der materiellen Geschehnisse.

5.) Quantitative Kosfeldtransmissivitätsprinzip.

Das Differentialgesetz $g_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}$ folgt

$$\text{aus } m \cdot c^2 + \frac{1}{2} \int F^2 dV = E' = \text{const}(t),$$

wobei $m = \int N \cdot m \cdot dV$ eingeführt

werden kann weil mit dem Operator N der integrale Erhaltungssatz

operiert in der Form $\int A; (1) dV \text{ folgt } - \delta F$ und weiter kann. Damit ergibt $E' = \int (c^2 A; m + \frac{1}{2} F^2) dV$ oder $\bar{a} c^2 + \frac{1}{2} F^2 = \frac{dE'}{d\alpha} = \eta'$ und hier η' ist offenbar die reine gravitative Energiedichte. Eine auch sprechende Bestimmung nach einer für $\bar{a}_0 - \bar{a} = 1; (m_0 - m) \sim \text{div } \bar{\mu}$, also für die Kosfeldquellen gelten $\eta'_{\frac{1}{2}} \approx (m_0 - m) \cdot c^2$ ~~folgt~~ nach $g_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}$ der Energieinhalt der Kosfeldquelle aus der die Gleichung $g_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}$ folgende Erklärung folgt, dass η' für die freie Kosfeldenergie $-\frac{1}{2} \int \bar{\mu}^2 \cdot dV$ ergibt. Damit folgt für den Energieinhalt der Kosfeldenergie $E'' = (m_0 - m) c^2 - \frac{1}{2} \int \bar{\mu}^2 dV = \int (c^2 A; (m_0 - m) - \frac{1}{2} \bar{\mu}^2) dV$ oder $(\bar{a}_0 - \bar{a}) c^2 - \frac{1}{2} \bar{\mu}^2 = \frac{dE''}{d\alpha} = \eta''$. Die gesamte Energiedichte von Gravitations- und Kosfeld ist offenbar $\eta = \eta' + \eta'' = \bar{a}_0 \cdot c^2 + \frac{1}{2} (A F^2 - \bar{\mu}^2)$

88 Was weil $\vec{a}_0 = a$ also $\vec{g}$ die Begleitung
 a also $\vec{g} + \frac{1}{2c^2} (a\vec{r}^2 - \beta\vec{\mu}^2) = \frac{\eta}{c^2}$ also =
~~best. Wert ist~~ $\frac{a}{2} \vec{g}^2 = \frac{a}{2} \vec{r}^2 + \frac{\mu^2}{2a\omega^2}$
 also $\frac{a}{2} \vec{r}^2 = \frac{a}{2} \vec{g}^2 - \frac{\beta}{2} \vec{\mu}^2$, was also =
 einsetzen $c^2 a$ also $\vec{g} + \frac{a}{2} \vec{g}^2 - \beta \vec{\mu}^2 = \eta$
 liefert. Also $\text{rot } \vec{\mu} = a \vec{g}$ und $\text{rot } \vec{g} =$
 $= \beta \vec{\mu}$ folgt aber $\vec{g} \text{ rot } \vec{\mu} - \mu \text{ rot } \vec{g} =$
 $= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (a \vec{g}^2 - \beta \vec{\mu}^2)$ und $\vec{g} \text{ rot } \vec{\mu} -$
 $= \vec{\mu} \text{ rot } \vec{g} = \frac{1}{2} \text{div } \vec{g} \times \vec{\mu} = -\text{div } \vec{r} \times \vec{\mu}$
 wegen $\vec{g} = \vec{r} + \frac{\mu}{a\omega}$, also $\frac{a}{2} \vec{g}^2 -$
 $= \frac{\beta}{2} \vec{\mu}^2 = -\text{div } \vec{r} \times \vec{\mu} \text{ dt.}$ Was
 das ergibt, so folgt $\text{div} (c a \vec{r} +$
 $+ c \frac{\mu}{a\omega}) = \int \vec{r} \times \vec{\mu} \text{ dt} = \frac{\beta}{2} \vec{\mu}^2 = \eta.$
 Weiter ist $\frac{1}{2} (a \vec{r}^2 - \beta \vec{\mu}^2) = \frac{\eta}{2}$
 $= \frac{a}{2} (\vec{r}^2 - \frac{\mu^2}{a^2 \omega^2}) = \frac{a}{2} (\vec{r}^2 + \frac{\mu^2}{a^2 c^2}),$
 weil $c' = c a$ ist. Da $\vec{\mu} \perp \vec{r}$
 verläuft, kann man den reellen
 Vektor $\vec{g}$ ein komplexes Dekret
 $\vec{g} = \vec{r} + \frac{\mu}{c a} = \vec{r} - \frac{i \mu}{a \omega}$ substituieren
 werden, mit dessen Hilfe $\vec{r} = a \omega^2$
 $= (\vec{r} + \frac{\mu}{c a})^2 = \vec{g}^2 + \text{const.}$

~~Beste $c' = \frac{1}{\mu} \frac{c a}{\omega}$ ist.~~
 Damit gilt a also $\vec{g} + \frac{a}{2c^2} \vec{g}^2 =$
 $= \frac{\eta}{c^2}$ oder also $\vec{g} + \frac{a}{2c^2} \vec{g}^2 = \frac{\eta}{c^2},$
 die Kurvedeure η entspricht dabei
 in der Force $\frac{d\eta}{dt} = 0$ gegen totale Zeit
 Änderung verhalten, weil das Energie-
 prinzip gewahrt bleibt. Also
 ist $\frac{d\eta}{dt} = \eta + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x_n} =$
 $= \eta + \vec{v} \text{ grad } \eta = 0.$ Was also
 le von $\vec{g}$ nicht ganz Propagations-
 mit $\vec{v} = \text{const.}$ phasisch bewegt,
 sondern stattdessen auf diese Größen-
 ihre Feldquelle ein Freundes $\vec{g}$,
 also, welches von einer Quelle m ,
 erzeugt wird, so erfüllt die Quelle
 von $\vec{g}$ die Beschleunigung $\vec{g}'$ und
 diejenige von $\vec{g}'$ die Beschleunigung
 $\vec{g}$, sodass für ein stets
 als Freundesverhältnis Kreis gerät.
 Ist dies Wechselverhältnis
~~ist dies~~ $\vec{g}'$ dt gesetzt werden kann.

90. Wegen der Kommutativität
 $(\text{div } \vec{x} \int (\int \text{div } \vec{x})) = 0$ gilt $\text{div } \vec{x} = 0$
 $= \text{div } \int \vec{g}' dt = \int \text{div } \vec{g}' dt \neq 0$,
 weil im Allgemeinen $\text{div } \vec{g}' \neq 0$,
 sein kann, denn $\text{div } \vec{g}' = 0$ würde
 $\text{div } \vec{F}' = 0$ und $\text{div } \vec{F}' = 0$ be-
 deuten, was das Fundament $\vec{g}'$ als
 eine quellenfreie stationäre Feld-
 störung ausschließt, deren Aus-
 breitungsgeschwindigkeit aber
 invariant ist. Wenn aber $\vec{v} \neq$
 $\neq 0$ bleibt, kann nicht mehr
 $\vec{v} \cdot \text{grad } \eta = \text{div } (\vec{v} \eta)$ gesetzt
 werden, denn das setzt $\text{div } \vec{v} = 0$
 voraus. Man kann sich $\eta + \int \vec{g}' dt$ als
 $= 0$ mit dieser mit $\eta = c \alpha (\text{div } \vec{g})$
 $+ \frac{1}{c^2} \frac{d^2 \eta}{dt^2}$ ansetzen und weiter
 die Operatoren

$$\Delta \eta = \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \int \vec{g}' dt \cdot \text{grad} \right) \eta$$

$$\Delta \eta' = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \int \vec{g}' dt \cdot \text{grad} \right) \eta$$

51
Gleichung

ausgespart, so folgt für das allgemei-
 ne Wechselwirkungs-gesetz zwischen
 den Feldquellen von $\vec{g}$ und $\vec{g}'$, das unter
 dem Gesetz
 $\vec{A}' = \vec{g}' + \vec{P}'$; $\vec{g}' = \frac{1}{c} \frac{d^2 \vec{A}'}{dt^2}$
 $\vec{A} = \vec{g} + \vec{P}$; $\vec{g} = \frac{1}{c} \frac{d^2 \vec{A}}{dt^2}$
 $\vec{g} = \vec{F} + \frac{1}{c} \frac{d^2 \vec{P}}{dt^2}$
 Gleichung 51a

unter die zweite Gleichung des Ein-
 flusses von $\vec{g}$ auf die Quelle von $\vec{g}'$
 beschreib. Fortsetzung auf Seite 94

Fortsetzung zu Seite 51
 $\vec{F}$ selbst wenn $\vec{F}$ noch nicht einer
 vollen Ladung ausreicht wäre
 würde $\Delta \vec{F} = \text{div } \vec{F} \neq 0$ auch
 deshalb erhalten bleiben, weil
 $\text{div } \rho \vec{x} = 0$ der Nulloperator
 liefert. Die Ersetzung $\vec{F} = \frac{1}{c} \frac{d^2 \vec{F}}{dt^2}$
 hat keinen auf die Bildung von $\vec{F}$
 $= \text{div } \vec{F}$ keinen Einfluss.

92 Auswertung zu Seite 56

Wird hier angenommen so kann $\vec{a}_0 = \alpha$ also $\vec{g}$ ausgeführt und Kinetik durchgeführt werden. Dies ergibt $\frac{d\vec{g}}{dt} = -\vec{v} = \text{const.}$ Ist $\vec{z} = \vec{z}_0 \cdot \vec{z}$ irgendein Vektor, damit das gilt $\vec{g} = \frac{d\vec{z}}{dt}$ und $\vec{g} = \vec{z}_0 \cdot \vec{g}$ ist, so ist $\frac{d\vec{z}}{dt} = \vec{z}_0 \cdot \vec{z} = \vec{z}$ oder wegen $\vec{z} = \vec{z}_0 = \text{const.}$ Die Forderung $\alpha \vec{g} + \vec{v} \cdot \vec{g} = 0$ kann also nur unter der Bedingung $\vec{z} + \vec{v} = \vec{v} = \vec{v}$ und $\vec{g} \parallel \vec{z} = \text{const.}$ erfüllt werden.

Auswertung zu Seite 57

$0 = dE'/dt = \frac{dE'}{dr} \cdot \frac{dr}{dt}$. Da $\frac{dr}{dt} \neq 0$ kann man $\frac{dE'}{dr} = 0$ setzen. Dann $\frac{dE'}{dt} = 0$ erfüllt ist mit der ergibt

Auswertung zu Seite 57

Man wegen $\vec{\mu} \cdot \vec{g} \sim \vec{\mu} \cdot \text{rot } \vec{\mu} = 0$ und $\vec{\mu} \neq \vec{v}$ wegen $\frac{d\vec{g}}{dt} \neq \vec{v}$ ist $\vec{\mu} \cdot \vec{g} = 0$

mit für $A(\vec{\mu}, \vec{g}) = \frac{\pi}{2}$, also $\vec{\mu} \perp \vec{g}$ 93
 zugleich mit der Bedingung bei der Berechnung war, der $\text{rot } \vec{\mu} \sim \vec{g}$ ist, dass die Feldlinien von $\vec{\mu}$ Helmholtz-Orthogonaltrajektorien sind, was bei der praktischen Wechselwirkung -> Ring die Kurvenflächen von $\vec{g}$ energetisch definieren und aus den Beispielen der Feldlinien von $\vec{g}$ induzieren, sind welches die eine pseudovektorische Kraftwirkung ist. Das gilt aber nur für $\vec{v} \cdot \vec{g} = \vec{v}$.

6) ~~Restrechnung~~

Auswertung zu Seite 67.

Diese Orthogonalität kann auf folgen-
 de Weise nachgewiesen werden. ~~Das~~
 $\text{rot } \vec{\mu} \sim \vec{g}$ und $\text{rot } \vec{g} \sim \vec{\mu}$ folgt
 $\vec{\mu} \cdot \vec{g} = 0$ und $\vec{g} \cdot \vec{\mu} = 0$, also $\vec{\mu} \perp \vec{g}$
 und $\vec{\mu} \perp \vec{g}$ oder $\vec{\mu} \perp \vec{F}$, $\vec{\mu} \perp \vec{A}$ folgt
 ~~$\vec{\mu} \perp \vec{F}$, $\vec{\mu} \perp \vec{A}$. Mit $\vec{g} = \vec{F} \pm \vec{A}$~~

94. $\vec{r} = \alpha \vec{r} + \beta \vec{r} + \gamma \vec{r}$ und $\vec{r} = \alpha \vec{r} + \beta \vec{r} + \gamma \vec{r}$
~~und $\vec{r} = \alpha \vec{r} + \beta \vec{r} + \gamma \vec{r}$~~
~~und $\vec{r} = \alpha \vec{r} + \beta \vec{r} + \gamma \vec{r}$~~

Aus $\vec{r} = \alpha \vec{r} + \beta \vec{r} + \gamma \vec{r}$ folgt $\vec{r} \perp \vec{r}$, also
 $\vec{r} \perp \vec{r}$ und $\vec{r} \perp \vec{r}$, was entweder
 $\vec{r} \parallel \vec{r}$ oder $\vec{r} \perp \vec{r}$ bedeutet.

Die Bezeichnung $\vec{r} \perp \vec{r} = \alpha \vec{r}$ kann
nicht verwendet werden, weil auf
der rechten Seite noch der Nenner
 $\vec{r}$ auftreten kann. Aus $\vec{r} \perp \vec{r}$
folgt weiter $\vec{r} \perp \vec{r}$ und $\vec{r} \perp \vec{r}$
weil $\vec{r} \sim \alpha \vec{r}$ und $\vec{r} \perp \vec{r}$
Skalarer Multiplikation ist. Hier muss aber
immer $\vec{r} \parallel \vec{r}$ sein, was die Ortho-
gonalität $\vec{r} \perp \vec{r}$ zur Folge hat.
Darüber hinaus gelte auch $\vec{r} \parallel \vec{r}$
oder $\vec{r} \perp \vec{r}$. Es ergibt sich $\vec{r}$ als orthogonal zu $\vec{r}$.

Fortsetzung zu § 91 § 5
Für diese allgemeine Bezeichnung kann es
eigentlich nicht sein, sondern falls $\vec{r} =$

manchmal besteht die Möglichkeit $\vec{r} \cdot \vec{r} = 0$
 $= |\vec{r}| = \text{const}(\vec{r})$, was noch die zeit-
liche Änderung der Richtung von $\vec{r}$
offen lässt; d.h. die Quelle von $\vec{r}$
wird von $\vec{r}$ so beeinflusst, dass
sich längs der Meridiane einer Kugel
eine Fläche von $\vec{r}$ bewegt; doch
weicht dieser Sonderfall praktisch
nicht von allgemeinem Fall ab.
ab. gilt wegen $\vec{r} \cdot \vec{r} = 0$ = const
es bleibt $\vec{r}$ auch in der Richtung
konstant, solange die Quelle von $\vec{r}$
stationär ist. nicht mehr von $\vec{r}$
 $\vec{r}$ beeinflusst wird, sondern die
mit $\vec{r}$ einem zum Gegenstand
relativ bewegten Bezugssystem
bezieht. Damit sind $\vec{r}$; $\vec{r} = \text{const}$
 $+ \vec{r} \cdot \text{grad} \vec{r} = \text{div}(\vec{r} + \vec{r} \cdot \text{grad} \vec{r})$
weil in diesem Fall $\text{div} \vec{r} = 0$
Auch folgt $\vec{r} \cdot \vec{r} = \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \text{div}(\vec{r} \cdot \vec{r}) \right)$
 $= \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt}$. Dies in Gl. 81a

$\frac{1}{2}$ Gesetz, mit α multipliziert und
 $\alpha \operatorname{div} \vec{g} = \vec{g}_0$ berücksichtigt, so
 folgt $\operatorname{div} (\alpha \dot{\vec{g}} + \vec{v} \cdot \vec{g}_0) + \frac{\alpha}{2c} \frac{d\vec{g}^2}{dt} = 0$.
 Das ist Hamilton'sche Bedingung $\frac{d\vec{g}_0}{dt} = 0$
 oder $\frac{d\vec{g}_0}{dt} = 0$ ergibt stattdessen $\alpha \dot{\vec{g}} + \vec{v} \cdot \vec{g}_0$
 als Divergenzfreiheit $\operatorname{div} (\alpha \dot{\vec{g}} + \vec{v} \cdot \vec{g}_0) = 0$
 oder $\alpha \dot{\vec{g}} = -\vec{v} \cdot \vec{g}_0$, oder $\alpha \dot{\vec{g}} + \vec{v} \cdot \vec{g}_0 = \operatorname{pot} \vec{\mu}$,
 was $\frac{d\vec{g}^2}{dt} = \operatorname{pot} \vec{\mu}$ folgt hat. Die Einteilung
 Schraenkung $\int \vec{g}' dt - \vec{v} = \operatorname{const.}$,
 also das Fehlen einer Wechselwirkungs-
 Kugel, bringt Gl. 51a in die spe-
 ziellere Form

$$\int \vec{g}' dt = \vec{v} = \operatorname{const.},$$

$$\frac{d\vec{g}^2}{dt} = \operatorname{pot} \dot{\vec{g}} + \vec{v} \cdot \operatorname{div} \vec{g} = \frac{1}{\alpha} \operatorname{pot} \vec{\mu}$$

folgt $\vec{v}$ nur noch die Relativgeschwindigkeit
 schwebend, weil der Koordinaten-
 systemen, in welchem stattdessen eine
 quellenfreie gravitative Feldstruktur
 befürwortet, d. h. ist $m_0 = 0$ so dass
 $\operatorname{div} \vec{F} = 0$ und $\operatorname{div} \vec{\mu} = -\frac{1}{\alpha} \operatorname{pot} \vec{\mu}$, was

auch $\operatorname{div} \vec{g} = 0$ gut folgt hat. Mit 97-
 dieser weiteren Einschränkung ist

also

$$\operatorname{div} \vec{F} = -\frac{1}{\alpha} \operatorname{pot} \vec{\mu}, \quad \operatorname{div} \vec{\mu} = -\frac{1}{\alpha} \operatorname{pot} \vec{\mu}$$

$$\frac{d\vec{g}^2}{dt} = 0$$

dt weil $\vec{v}$ das Dichtefeld Feldstruktur entspricht.
 Dieser Ausdruck ist die Divergenz

Nach einer Koordinatentransformation

kann auf das Elementarsystem $\vec{v} = 0$

transformiert werden, d. h. was

dieser Transformation nach

sind die Beschreibung einer quellen-

freien gravitativen Feldstruktur

gegeben. Die Spezialisierungen $\vec{v} = 0$

hat man auf die letzte Bedingung

aus Gl. 8a einen Einfluss, wenn

$$\frac{d\vec{g}^2}{dt} = \frac{\partial \vec{g}^2}{\partial t} + \operatorname{div} (\vec{v} \cdot \vec{g}^2) = \frac{\partial \vec{g}^2}{\partial t} = 0$$

mit $\vec{g} = \vec{F} + \frac{\vec{v}}{2\alpha}$ sowie $\vec{F} \perp \vec{\mu}$ an

$$c' = 1/\alpha \text{ wird } \vec{g}^2 = \vec{F}^2 - \frac{\vec{v}^2}{4\alpha^2} = \vec{F}^2 - \frac{\vec{v}^2}{4\alpha^2}$$

oder $\frac{d\vec{g}^2}{dt} = \frac{1}{2} (\alpha \cdot \vec{F}^2 - \beta \cdot \vec{v}^2)$, was

in $\frac{\partial \vec{g}^2}{\partial t} = 0$ eingesetzt $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \vec{F}^2 - \beta \vec{v}^2) = 0$

ergibt oder $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \vec{g}^2 - \beta \vec{\mu}^2) - \beta \vec{\mu} \cdot \vec{\mu} = 0$

100. In welchem $\vec{r}$ als Gradienten-
feld darstellbar ist, kann stattdessen
keine Gravitationsenergie in Form
gravitativer Feldstörungen ab-
strahlen. Erst wenn die Zerodifferen-
tiation von $\vec{r}$ auch eine Richtungs-
änderung mit sich bringt, sodass
 $\cos(\vec{r}, \vec{r}) \neq \pm 1$ und konstantes
 $\cos(\vec{r}, \vec{r}) \neq 0$ wird, ist die $\vec{r}$ -
 $\neq 0$, also eine periodische Aus-
schüttung von gravitativen Fel-
dstörungen möglich. $\vec{r} \neq 0$ und $\vec{r} \neq 0$ sind.

6) Restores und Ansatzpunkte.

Nach den Voraussetzungen hat =
physischen Untersuchungen und in =
nachst die Darstellung von Phänomenen
von der Gravitation eine Revision
erfahren. Die Energie Hypothese
die eingeführte ~~Werte~~ ^{Werte} ist $\vec{r} = \text{cm}$
im Inneren der ~~Werte~~ ^{Werte} ~~Werte~~ ^{Werte}
aus der Phänomenologie der Induktion

101. Wenn diese Hypothese nicht verwirklicht
ist, so hat dies lediglich
einen Einfluss auf den korrekten
Faktor des Dichteoperators λ , also
auf die Konstante α . Die Restor-
ation von Gravitations-
feld wird durch die Existenz
eines gravitativen Feldvektors
orthogonalen des Feldes begründet
welches im statischen Fall über-
haupt nicht vorhanden kann
und bei gravitativen Feldern =
positiven Dichtegradienten =
in der gravitativen Feldlinien =
verteilung, vertriebt, wobei
der Elementarprozess der posit-
iven Dichtegradienten in
seiner ist. Konstant es in grav-
itativen Feldstörungen, so un-
gleiches sich die beiden ortho-
gonalen Vektoren gegenüber

102. Nach kann es γ sein, per se
 der Gravitationswellenemission
 mit Raum Resonanz, wenn der
 Gravitationsfeldvektor γ seiner
 zeitlichen Änderung nicht par-
 allel verläuft. Die gravitativen
 Feldstörungen und damit auch
 die Gravitationswellen laufen
 mit imaginärer Geschwindigkeit
 c , deren Betrag $\frac{4}{3}$ der Licht-
 geschwindigkeit ist. Dieses Aus-
 drucksverhältnis gravitativer Feldstörungen
 ist mit seiner von der Lichtgeschwin-
 digkeit völlig verschiedenen Aus-
 drucksformel, $\frac{4}{3}c$, c ist die
 Lichtgeschwindigkeit, aber, ähnlich wie die
 elektromagnetische Induktion,
 ein gravitatives Relativitäts-
 prinzip mit seiner Transforma-
 tionsgruppe gleichberechtigt
 Relativitätstheorie. Wegen $c' = \frac{4}{3}c$

und $\omega + c$ ist γ erwartung, dass 103
 also diese Gruppe von der Raumzeit
 lichen Transformationsgruppe A
 der elektromagnetischen Relati-
 vitätsprinzip unterschiedet, an-
 beide Gruppen gleichberechtigt
 nebeneinander existieren und
 somit Untergruppen einer allge-
 meiner übergeordneten Gruppe
 räumlich-zeitlicher Transformationen
 sind. Neben diesem gravitativen
 Relativitätsprinzip, welches
 entsprechend einer nochmal
 ge Transformation der Relativitätsprin-
 zip $\frac{4}{3}c$ erfordert, muss es
 auch ein Relativitätsprinzip
 gravitativer Transformationsprin-
 zip, weil der Zusammenhang
 $m = m(\kappa)$ gilt; d. h. jede Tra-
 gheitswirkung erscheint in rela-
 tiven Ruhe oft abhängig, was an

104 Die graduierte Raumstruktur ist
rückwärts nur, die mit der Trag-
heitswirkung korreliert ist. Nach
diesem Relativitätsprinzip verunsichert
Graduations = und Messfeld eine
metrische Ähnlichkeit der Raum-
struktur die alleigenschaften. Wechselwirkung =
Raumstruktur von einem neuen
Gesichtspunkt aus betrachtet oder
Kreuzen, dem Graduations = und
Messfeldverstoß gegenüberstehen
zu einem einheitlichen Verstoß =
feld, mit dessen Hilfe ein Mess-
maße, nicht lineares Wechsel-
wirkungsgesetz beschreiben werden
kann, dessen einer Facette die
Ausbreitungsgeschwindigkeit
Feldstruktur im Vakuum ist.
Schließlich geht sie über auf ein
bestimmtes Realitätsfortschritt,
das an Metre, also Elementar-

flächen, im physischen T_3 oder T_0
das wiederum eine Reaktion der
Potenzierung von physischen. Das
erfordert, dass es liegt der Gedank-
weise, dass jede Art von Feldstruktur
Polarisierung (elektronenquanten oder
gradienten), welche sich im phy-
sischen T_3 manifestiert, auf ein
metrische elektronenquanten,
zurückgeht, durch welche die
orientierte Raumstruktur des Vor-
Raumfeldes bedingt wird. Diese
sich auftrifft der Struktur a
gebenden Relativitätskonstanten
ergehen für weitere analytische
Untersuchungen Ausgangspunkte.
Inwieweit kommt es darauf an,
das spezifische Relativitätsprin-
zip zu formulieren und mit der
elektronenquanten Relativ-
itätsprinzip zu einer allgemeinen

106 zeitlicher Transformationsgröße
 re zu Symmetrischen. Ausschließend muß
 unter Berücksichtigung dieser Gruppe
 das Relativitätsprinzips charakterisiert
 Raumzeitstruktur ^{ausdrückt} in der
 schließlich wäre noch erforderlich,
 eine Metriestruktur zu postulieren,
 also eine Analysis mit der Eigen-
 schenheit des Vektors als invariante
 Schwärze jedes P_2 . Wenn dieses
 Programm sich als unverfügbar
 erweist, muß es Ansatz zu einer
 Metriendynamik verbunden werden,
 in welcher die Feldstruktur als
 in Wechselwirkung befindliche
 metrische Metriendynamiken
 aufgefaßt werden, sodas in dieser
 Form auch das universelle Wechsel-
 wirkungsprinzip erfüllt würde.
 Diese metriendynamischen Gesetze
 wiederum haben einen so unüber-

sellen Charakter, das eine physikalische
 metrische Formulierung, veranlaßt die
 der Kräfte, soweit das Gesetz
 Ziel erreicht wäre.
Famurkenes zu Seite 106

Aufgrund dieses Prinzips ist dann eine
 Naturanschauung möglich, ^{ausdrückt} ~~ausdrückt~~
 welcher sich eine Ursache-Wirkungs-
 der beiden superponierten Feld-
 vektoren ergibt aus diesen
 Gruppe, wodurch eine Konform-
 liebung des allgemeinen Wechsel-
 wirkungsprinzips möglich werden
 muß. Einführung der Raumzeit-
 begriffes und Darstellung der
 Zustandsgrößen durch kanoni-
 sche Operatoren im abstrakten Funk-
 tionenraum ^{Nichtwechselwirkende} ~~ausdrückt~~
 führung des Wechselwirkungsprinzips,
 also der kausalen Kausalstruktur, einer
 Einblick in die innere Struktur der

108 charakterisierendes und damit eine
 Analyse der Hypothese $\vec{g}_0 = \text{const.}$
 ermöglichen. Sollte sich diese
 Hypothese nicht bestätigen, so
 hat dies in 1 einen anderen
 normierungsfaktor zur Folge, der
 einen anderen Zahlenwert für α und τ
 also auch für a und τ bedingt,
 was eine nicht unwesentliche Kon-
 sekut des Vorgehens
 erforderlich macht.

Fluentsatz im I. 96

Merke Raum $\alpha \cdot \vec{v} \cdot \text{div } \vec{g} = \vec{v} \cdot \vec{g}_0 = \vec{S}$,
 wegen $\vec{v} = \text{const}$ als Krümmungsvektor
 von $\vec{g}_0 \neq 0$ aufgeführt werden. Mit
 $\vec{g} = \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\alpha \omega}$ kann man $\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S} =$
 $= \text{pot } \vec{\mu}$ per doppelte Felder
 gebildet werden. Es ist

$$\begin{aligned} \text{pot pot } (\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}) &= \text{pot pot pot } \vec{\mu} = \\ &= \text{grad div pot } \vec{\mu} - \text{div grad pot } \vec{\mu} = \\ &= - \text{div grad pot } \vec{\mu} = - \alpha \text{ div grad } \vec{F} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \frac{1}{\omega} \cdot \text{div grad } \vec{\mu} - \text{div grad } \vec{S}, \text{ wegen } \text{pot} \\ \text{pot pot} &= \text{grad div} - \text{div grad} \text{ und} \\ \text{div pot} &= 0. \text{ Für die linke Seite} \\ \text{folgt } \text{pot pot } (\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}) &= \\ &= \alpha \text{ grad div } \vec{F} + \text{grad div } \vec{S} + \frac{1}{\omega} \text{ pot pot } \\ &= - \alpha \text{ div grad } \vec{F} - \text{div grad } \vec{S}, \text{ also in} \\ \text{Vergleich grad div } (\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}) &+ \frac{1}{\omega} \text{ pot pot} \\ &= - \frac{1}{\omega} \text{ div grad } \vec{\mu}. \text{ Merkw. ist} \\ \text{pot pot } \vec{\mu} &= \text{pot } (\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}) \text{ und} \\ \text{pot } \vec{\mu} &= \alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}, \text{ was, einge-} \\ \text{setzt in die Ableitung (grad div} &+ \\ + \frac{1}{\omega} \text{ pot } \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}) \cdot (\alpha \vec{F} + \vec{S}) &= \\ = - \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} (\text{div grad } \vec{\mu} + \frac{\vec{\mu}}{\omega}) &\text{ pot pot.} \\ \text{div grad } \vec{\mu} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} = 0 \text{ gilt nur für} & \\ \text{div } \vec{F} = 0 \text{ und also } \vec{\mu} = 0, \text{ während} & \\ \text{für } \vec{g}_0 \neq 0 \text{ auch div grad } \vec{\mu} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} \neq 0 & \\ \text{zu erwarten ist. Mit div } \vec{\mu} = \alpha (\vec{g}_0 - \vec{g}) & \\ = q \text{ (Ladungsdichte) ist grad } q & \\ - \text{div grad } \vec{\mu} = \text{grad div } \vec{\mu} - \text{div grad } \vec{\mu} & \\ = \text{pot pot } \vec{\mu} = \text{pot } (\alpha \vec{F} + \frac{\vec{\mu}}{\omega} + \vec{S}) &= \\ = \alpha \text{ pot } \vec{F} + \text{pot } \vec{S} + \frac{1}{\omega} \text{ pot pot } \vec{\mu} &= (\text{pot} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}) (\text{pot } \vec{\mu}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{\omega} + \bar{S} \right) + \frac{\bar{\mu}}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \cdot (\alpha \dot{\bar{r}} + \bar{S}) - \\ & - \frac{1}{\omega} \text{grad } \dot{q}, \text{ was im Vergleich} \\ & \left(\text{grad } \alpha \dot{u} + \frac{1}{\omega} \text{rot } \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \cdot (\alpha \dot{\bar{r}} + \bar{S}) = \\ & = \left(\frac{1}{\omega} \text{rot } \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \cdot (\alpha \dot{\bar{r}} + \bar{S}) - \frac{1}{\omega} \text{grad } \dot{q} \end{aligned}$$

oder, weil $q = \text{div } \bar{\mu}$ ist,
 $\text{grad } \text{div} \left(\alpha \dot{\bar{r}} + \frac{\bar{\mu}}{\omega} + \bar{S} \right) = \bar{0}$ liefert.

funktion, damit der Sonderfall
 $\bar{S} = \bar{0}$, $\text{div } \bar{\mu} = \bar{0}$ = const. beschreiben können

$$\begin{aligned} \bar{S} \dot{q}' \text{ dt} &= \bar{0} = \text{const.}, \quad \frac{d\bar{q}'}{dt} = 0, \\ \bar{q}' + \bar{0} \text{div } \bar{q} &= \frac{1}{\alpha} \text{rot } \bar{\mu}, \quad \bar{S} = \bar{0} = \bar{0}_{516} \\ \text{grad } \text{div} (\alpha \dot{q} + \bar{S}) &= \bar{0}, \quad \bar{S} = \bar{0} \end{aligned}$$

Forts. S. 96

Kapitel III
 Theorie der elektrodynamischen Felder

1.) Das Relativitätsprinzip gilt für alle physikalischen Gesetze.
 Da für die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts $c' = -c$ im Gegensatz

zu $c = c'$ elektromagnetischer Feldfortbewegung und $c' \cdot c' = \omega^2 \neq c^2$ gilt, liegt es nahe, neben dem elektromagnetischen auch ein gravitationsrelativitätsprinzip anzunehmen. Das Ausbreitungs-gesetz der gravitativen Feldfortbewegung lautet $\text{div } \bar{r} = 0$, $\text{div } \bar{\mu} = \text{rot } \bar{\mu} - \frac{\bar{\mu}}{\omega} = \alpha \dot{\bar{r}}$ und $\text{rot } \bar{r} + \frac{\bar{r}}{\omega} = \bar{0}$ beschreiben. Zur Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Felder kommt es dabei grundsätzlich nur an, wenn sie $\neq c$ ist. $\text{div } \bar{r} \times \bar{\mu} - \bar{\mu} \cdot \dot{\bar{r}} = 0$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit $\bar{\mu} \cdot \dot{\bar{r}} \neq 0$ erfüllt ist. Hier ist nur möglich, wenn $\dot{\bar{r}} \neq \bar{0}$ und $\bar{\mu} \neq \bar{0}$ und außerdem $\text{rot}(\bar{\mu}, \dot{\bar{r}}) \neq \bar{0}$ bleibt. Wegen $\bar{\mu} \perp \dot{\bar{r}}$ ist das nur möglich, wenn $\dot{\bar{r}}$ und $\bar{r}$ nicht parallel verlaufen. Unabhängig davon, ob es

112. aus der ~~Form~~ ^{Form} ~~Form~~ eines $\vec{g}$ =
 relativen Räumungswertes, oder aus
 einer perpendikulären Ausstrahlung
 von Gravitationswellen handelt,
 gilt es ^{5.1 d} $\vec{g}$, die mit $\vec{g} = \vec{r} + \vec{r}_0$ in
 der Form $\text{div } \vec{g} = 0$ $\text{div } \vec{u} = 0$
 $\text{rot } \vec{u} = \alpha \vec{g}$ und $\text{rot } \vec{g} = \beta \cdot \vec{u}$
 mit der Mesfeldtheorie
 $\Delta = 12 \pi \frac{1}{c^2}$ gebracht werden
 kann. Die Bedingung $\text{div } \vec{u} = 0$
 wird mit dem Ansatz $\vec{u} = \text{rot } \vec{\psi}$
 wegen $\text{div rot} = 0$ erfüllt, wenn
 $\vec{\psi}$ ein skalares Vektorpotential
 ist. Damit wird $\text{rot } \vec{g} = \beta \cdot \vec{u}$ zu
 $\text{rot}(\vec{g} - \beta \vec{\psi}) = 0$ oder $\vec{g} - \beta \vec{\psi} =$
 $\pm \text{grad } \varphi$, wobei φ ein skalar-
 es Potential ist. So
~~ist $\vec{u} = \text{grad } \varphi$ die Wellengleichung~~
 nach dem Räumungswert Formalismus
 gilt für $\vec{\psi}$ die Wellengleichung
 $\text{div grad } \vec{\psi} = \frac{\vec{\psi}}{c^2} = -\frac{\vec{\psi}}{c^2}$ mit $\alpha \beta \omega^2 = 1$.

Überlegung von $\vec{g} = \beta \vec{\psi} \pm \text{grad } \varphi$
 liefert $-\beta \text{ div } \vec{\psi} = \pm \text{div grad } \varphi$
 wegen $\text{div } \vec{g} = 0$. Substitution
 mit $\vec{u} = \text{rot } \vec{\psi}$ in $\text{rot } \vec{u} = \alpha \vec{g}$
 und Bedingung von $\vec{g} = \beta \vec{\psi} \pm \text{grad } \varphi$
 liefert $\alpha \beta \vec{\psi} \pm \alpha \text{ grad } \varphi = \text{rot rot } \vec{\psi}$
 $= \text{grad div } \vec{\psi} - \text{div grad } \varphi$, was zu
 $\alpha \beta \vec{\psi} = -\text{div grad } \vec{\psi}$ die Poisson-
 $\pm \alpha \text{ grad } \varphi = \text{grad div } \vec{\psi}$, also
 integriert $\text{div } \vec{\psi} = \pm \alpha \varphi$ ergibt
 Poisson-Gleichung in $-\beta \text{ div } \vec{\psi} =$
 $= \pm \text{div grad } \varphi$ Substitution des
 φ , was $\pm \text{div grad } \varphi = \mp \alpha \beta \varphi$ ist
 für das skalare Potential. Die Well-
 engleichung $\text{div grad } \varphi = \frac{\varphi}{c^2}$ gilt
 in der Vektoreigenschaften
 nicht mehr. Das skalare
 Potential eines gravitativen
 Feldes breitet sich also nach
 dem Wellengesetz $\text{div grad } \varphi - \frac{\varphi}{c^2} = 0$
 mit $c' = c$ aus. Für die gravitative

114 Äquivalenzprinzip, $\vec{r} \cdot \vec{r} \neq 0$
 erfüllt, so beschreibt dieses Gesetz
 eine Wellenausbreitung mit sphärisch-
 symmetrischen Wellenfronten. Im euklidischen
 Raumgesetz $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2 = \dot{r}^2$ gilt,
 wenn die $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2$ die Koordinaten bei
 gravitativen Vorgängen im Ge-
 gesetze der $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2$ elektromagnetischer
 metrischer Prozesse angegeben.
 Mit $\dot{r} = \dot{r}'$ und $\dot{r}' = \dot{r}$ wird
 $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2 + \dot{r}^2 = 0$ oder
 $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = 0$, wenn $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = \dot{r}^2$ als
 gravitative Zeitkoordinaten ein-
 geführt wird. Kennzeichnend für
 $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2$ sind, gegen das bisher die $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2$
 charakterisierte Systeme $\mathcal{C}$,
 relativ mit $v = \text{const}$ beweg-
 tes System $\mathcal{C}'$, so muß das
 Abstandsmaßgesetz gegen
 Transformations von $\mathcal{C}$
 nach $\mathcal{C}'$ gemäß $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 =$

$= \sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2 + \dot{r}^2$ invariant sein. 115
 Das Relativitätsprinzip der Relativität
 Feldtheorien wird durch das
 euklidische Mittel
 $\sum_{k=1}^3 \dot{x}_k^2 = \sum_{k=1}^3 \dot{x}_k'^2$,
 $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = \sum_{k=1}^4 \dot{x}_k'^2$ Gleichung

Im Gegensatz zur Elektromagnetik
 haben Lichtzeit $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = \dot{r}^2$ ist die
 gravitative Zeit $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = \dot{r}^2$ weil
 das bedeutet, daß das elektromagnetische
 Relativitätsprinzip in
 einer pseudoeuklidischen Raumzeit
 statt der gravitativen in einer euk-
 lidischen Raumzeit $\sum_{k=1}^4 \dot{x}_k^2 = \dot{r}^2$
 ist. Kennzeichen der Felder
 der elektromagnetischen und
 der gravitativen Relativitätstheorien
 so sind die metrischen Fundamen-
 taltheorien nach der geometrischen
 Schema

$${}^{\mu}_{\lambda} F_{\lambda, \mu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

gleichung 53a

Mit $\sum_k = \omega t$ hat das Ansatzgesetz $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$ =
 $= - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0$ das
 d.h. $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$, und dieses Gesetz
 muß, wenn von 0 in 0 nur
 $v = \text{const.}$ bedeuft. Systeme 0
 transformiert ist, gegen diese
 Transformation $\sum_k' = \sum_k (\frac{\partial \varphi}{\partial x})^4$
 in der Form $\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$
 invariant sein. Es bedeutet
 darauf an, die Transformation
 können $\sum_k'$ in Abhängigkeit
 von x und t darstellen.
 die Bedingungen der Linearität,
 welche an diese Transformation
 können gilt stellen sind, unter-

scheiden sich nicht von denen des 1. §
 elektromagnetischen Relativitäts-
 prinzip. Zunächst muß die $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} =$
 die Transformationsgleichung $\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} =$
 $= \alpha(v) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$ erfüllen. Für die
 $\sum_k'$ kann, wie im elektromagnetischen
 Fall, der Ansatz $\sum_k' = \alpha(v) (\frac{\partial \varphi}{\partial t})^4$
 $\sum_k' = \lambda(v) \sum_k$, $\sum_k' = \lambda(v) \sum_k$
 und $t' = \mu(v) t - \nu(v) \sum_k$
 angenommen werden, wenn das
 System 0' in gleicher Weise wie
 im elektromagnetischen Fall
 invariant ist. Aus den gleichen
 Gründen wie beim elektromagnetischen
 Relativitätsprinzip muß
 λ eine gerade Funktion von v
 sein, was zu $\lambda = 1$ führt. Mit den
 Transformationsgleichungen $\sum_k' = \varphi(\sum_k, t - \nu \sum_k)$
 und das liefert $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$
 $= \alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$

118 und $\frac{\partial T}{\partial t} = -x \cdot v \frac{\partial T}{\partial x} + \mu \frac{\partial T}{\partial t}$.

Für die gegebenen partiellen Ableitungen =

gen folgt dann $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = x^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2xv \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

+ $v^2 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

und $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = x^2 v^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2x \mu v \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \mu^2 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

oder mit $\sum = \omega t$ auch

$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = x^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2xv \omega \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

+ $v^2 \omega^2 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = x^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \mu^2 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

- $2x \mu \omega \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \mu^2 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$

Wird dies in die Invarianz $\sum_{k=1}^N \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} =$

$= N \sum_{k=1}^N \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ eingesetzt so folgt

$\sum_{k=1}^N \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = x^2 (1 + \frac{v^2}{\omega^2}) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} +$

+ $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + (\mu^2 + v^2 \omega^2) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$

- $2x (\mu \omega + \frac{v}{\omega}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t}$, Andererseits =

Nachts oder $\sum_{k=1}^N \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = N \sum_{k=1}^N \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$

was man interpretieren $\alpha = 1$

und $2x (\mu \omega + \frac{v}{\omega}) = 0$, also

$\mu \omega + \frac{v}{\omega} = 0$ bedingt, da die

gesuchten partiellen Ableitungen =

gen nicht auftreten dürfen. Die 119

folgenden Koeffizienten müssen die

Werte 1 haben und dies liefert

$x^2 (1 + \frac{v^2}{\omega^2}) = 1$ sowie $\mu^2 + v^2 \omega^2 = 1$

Für die Koeffizienten μ, v, x & Punkt

der Transformations $\sum_i$ gelten

mitte die Beziehungen $\alpha = 1$

und $\lambda = 1$ sowie $x = (1 + \frac{v^2}{\omega^2})^{-1/2}$

Die Größen μ und v sind erhalten

den in $\mu^2 + v^2 \omega^2 = 1$ und

$v \omega + \mu \frac{v}{\omega} = 0$, daraus folgt $\mu = x$

und $\frac{v}{\omega} = -x \frac{v^2}{\omega^2}$. Mit $\beta = \frac{v}{\omega}$

folgt dann für die Konstanten $\alpha = 1 = 1$

sowie $\mu = x = (1 + \beta^2)^{-1/2}$ und

$v = -\frac{\beta}{\omega} (1 + \beta^2)^{-1/2}$. Die Transformations

formulieren $\sum_i$ werden daher zu

$\sum_i' = \frac{\sum_i + \frac{v}{\omega} \sum_i}{1 + \frac{v}{\omega} \beta} = \sum_i$

$\sum_i' = \frac{\sum_i + \frac{v}{\omega} \sum_i}{1 + \frac{v}{\omega} \beta} = \sum_i$

= $\frac{\sum_i + \frac{v}{\omega} \sum_i}{1 + \frac{v}{\omega} \beta} = \sum_i$

Die relative Mass

formulieren hat also die Form

$$A_+^{xx} = \begin{pmatrix} (1+\beta_+^{xx})^{-1/2} & 0 & 0 & -\beta_+^{xy}(1+\beta_+^{xx})^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \beta_+^{xy}(1+\beta_+^{xx})^{-1/2} & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & (1+\beta_+^{xx})^{-1/2} \end{pmatrix}$$

und hieraus folgt $A_+^{xx} / A_+^{xx} \neq 0$ erweist sich, d. h. die Transformation ist regulär und A_+^{xx} selbst ist reell im Gegensatz zu A_-^{xx} des elektromagnetischen Relativitätsprinzips, die über den komplexen algebraischen Körper definiert ist. Für die Transposition folgt

$$A_+^{xx} = \begin{pmatrix} \beta_+^{xy}(1+\beta_+^{xx})^{-1/2} & 0 & 0 & \beta_+^{xx}(1+\beta_+^{xx})^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\beta_+^{xy}(1+\beta_+^{xx})^{-1/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (1+\beta_+^{xx})^{-1/2} \end{pmatrix}$$

aus der die Symmetrie der Matrixeigenschaften $A_+^{xx} = A_+^{xx}$ folgt. Es ist $(A_+^{xx})_{1,1} = 1$, $(A_+^{xx})_{2,2} = 1$, $(A_+^{xx})_{3,3} = 1$, $(A_+^{xx})_{4,4} = 1$.

$$\begin{aligned} (A_+^{xx})_{1,3} &= 0, (A_+^{xx})_{1,4} = 0, (A_+^{xx})_{2,1} = 0, (A_+^{xx})_{2,2} = 1, \\ (A_+^{xx})_{2,3} &= 0, (A_+^{xx})_{2,4} = 0, (A_+^{xx})_{3,1} = 0, (A_+^{xx})_{3,2} = 0, \\ (A_+^{xx})_{3,3} &= 1, (A_+^{xx})_{3,4} = 0, (A_+^{xx})_{4,1} = 0, (A_+^{xx})_{4,2} = 0, \\ (A_+^{xx})_{4,3} &= 0, (A_+^{xx})_{4,4} = 1. \end{aligned}$$

$$(A_+^{xx})_{1,4} = 1, \text{ das hatigenprodukt ist daher}$$

$$A_+^{xx} A_+^{xx} = E$$

d. h. im Gegensatz zur unitären A_-^{xx} ist A_+^{xx} orthogonal. Offenbar ist $\lim_{\omega \rightarrow \infty} \beta_+^{xx} = 0$ d. h. wenn die Gravitation als Gravitationsfeld approximiert wird, ergibt sich im Limes die Orthogonalität $\lim_{\omega \rightarrow \infty} A_+^{xx} = E$. Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen hat also eine parallele aber nicht orthogonale Raumformulierung, die in der reellen algebraischen Körper definiert ist. Die Gruppe dieses Relativitätsprinzips wird ausgedrückt durch

$$A_+^{xx} = (A_+^{xx})_4, \text{ zu } A_+^{xx} = 0, A_+^{xx} \neq 0, A_+^{xx} = E$$

12.2 und diese Transformationsmatrix
nimmt im speziellen Fall achsenpar-
alleler Bezugssysteme, wenn die
Bewegung längs der gemeinsamen
 Σ_1 -Achse erfolgt, die Form an

$$A_+^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} (1 + \beta_+^2)^{-1/2} & 0 & 0 & -\beta_+(1 + \beta_+^2)^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta_+(1 + \beta_+^2)^{-1/2} & 0 & 0 & (1 + \beta_+^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$

$$\beta_+^{\mu\nu} = \frac{v}{c} \delta_{\mu\nu} = \frac{v}{c} \delta_{\mu\nu} = \frac{v}{c} \delta_{\mu\nu}$$

Gleichung 10.17

Damit ist das Relativitätsprinzip
gravitativet Feldstörungen für sich
 $v = \text{const.}$ bewege, gleichberech-
tigte Bezugssysteme vollständig
beschrieben. Einsetzen des aus A_+

~~Auswertung~~ zu Seite 115

gemessenen Transformationsmatrix

$$\Sigma_1' = \frac{\Sigma_1 - \beta_+^2 \Sigma_4}{1 + \beta_+^2}, \quad \Sigma_2' = \Sigma_2, \quad \Sigma_3' = \Sigma_3$$

$$\text{und } \Sigma_4' = \frac{\Sigma_4 + \beta_+^2 \Sigma_1}{1 + \beta_+^2} \quad \text{in } \Sigma_{\mu=1}^4$$

Prop. $\sum_{k=1}^4 \frac{\Sigma_k^2}{\beta_+^2} = \sum_{k=1}^2 \Sigma_k^2 + \sum_{k=3}^4 \Sigma_k^2$
+ $(\sum_{k=1}^4 \frac{\Sigma_k^2}{\beta_+^2})^2 = (\sum_{k=1}^4 \frac{\Sigma_k^2}{\beta_+^2})^2 = \sum_{k=1}^4 \Sigma_k^2$

d. h. gl. $\sum_{k=1}^4 \frac{\Sigma_k^2}{\beta_+^2}$ erfüllen wirkl. die
Invariant $\sum_{k=1}^4 \frac{\Sigma_k^2}{\beta_+^2} = \sum_{k=1}^4 \Sigma_k^2$
Auswertung zu Seite 115

Diese Invariant aus Sportort werden,
Denn wegen $E = mc^2$ muss jedes
Kräftequadrat h^2 mit dem elek-
tromagnetischen Kräftequadrat
 $E \times H$ eine gravitative Wirkung
mitführen, denn jede Trägheit m
muss ein Gravitationsfeld zur Folge
haben. Für die Art des Gravita-
tiven Wirkung, welche $E \times H$ be-
steht, kann es aber nur zwei
Möglichkeiten geben. Entweder
ist $E \times H$ von einer Gravitations-
welle $\omega > c$ begleitet oder aber
das Feld wird mit der Geschwindigkeit
 $\omega = c$ von $E \times H$ mitgeführt,
wobei es statisch an die Kräfte

124 Quanten gegeben ist. In jedem Fall ist die Geschwindigkeit $\underline{a} \geq c$ wenn
 a) die Geschwindigkeit der EHF be-
 gleitenden gravitativen Wirkung ist. Wegen $\underline{a} \geq c$ hätte eine geo-
 metrische Deformation der gravita-
 tiven Wellenzonen auch eine solche
 der elektromagnetischen Wellenzonen
 zur Folge. Wenn also von dem mit
 $v = \text{const}$ relativ bewegten System
 $\underline{c}'$ aus die in $\underline{c}$ verlaufenden Ein-
 stausstrahlen so erscheint, daß
 $\sum_{k=1}^4 \underline{c}'^2 \neq \sum_{k=1}^4 \underline{c}^2$ ist, also die
 gravitativen Wellenzonen defor-
 miert erscheinen, so hätte dies
 auch $\sum_{k=1}^4 \underline{x}'^2 \neq \sum_{k=1}^4 \underline{x}^2$ für die
 elektromagnetischen Wellenzonen
 zur Folge. Da es aber, aufgrund
 der Empiries, keinen relativ zu
 elektromagnetischen Strahlung
 absolut ruhenden Wellenherd gibt,

muß $\sum_{k=1}^4 \underline{x}'^2 = \sum_{k=1}^4 \underline{x}^2$ immer be-
 erfüllt sein, was wegen $\underline{a} \geq c$
 die Forderung $\sum_{k=1}^4 \underline{c}'^2 = \sum_{k=1}^4 \underline{c}^2$
 als Notwendigkeit nach sich zie-
 hende $\underline{a} < c$, was nur für $\underline{a} < c$
 möglich sein kann, so wäre die
 Forderung keine Notwendigkeit.

Anmerkung zu S. 120

Für die Aske-
 der Wellenelemente gilt offenbar
 die Symmetrie $|A_{+n}^{\mu}| = |A_{-n}^{\mu}|$.
 Aus naher von der antisymmetrischen
 Elementen $A_{1,4}^{\mu} = -A_{4,1}^{\mu}$ steht die
 gen symmetrischen, das bei der
 Brücke des Wellengradients des
 rücksichtigt werden kann.

2.) Die räumlichen Gravitationsfelder

aus dem Ausbreitungs-
 gesetz gravitativer Feldstörungen
 vacuum $\text{rot } \underline{\mu} = \underline{\mu} = \alpha \underline{f} = \alpha \underline{f} + \underline{a}$

126 $\text{div } \vec{\mu} = 0$, also $\vec{F} = 0$ folgt
 mit $\vec{g} = \vec{F} + R' \vec{\mu}$, wenn $R' = \frac{1}{\alpha \omega} =$
 $= \frac{1}{V \beta / \alpha} = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon}} \frac{1}{c}$ das Aquiva-
 lent zu einer elektromagnetischen
 Wellenwiderstand des Raumes ist
 und $(\vec{E}, \vec{E}_k)_4 = \vec{E}$ das normierte
 Orthogonalprodukt der Einheits-
 vektoren der Σ_k kennzeichnet,
 die Darstellung $\vec{0} = \text{rot } R' \vec{\mu} + R' \dot{\vec{g}} +$
 $+ \vec{E}_4 \text{ div } \vec{g} = \text{rot } R' \vec{\mu} - \frac{\partial \vec{g}}{\partial \Sigma_4} + \vec{E}_4 \text{ div } \vec{g} =$
 $= \frac{\text{div } \vec{g}}{\text{div } \vec{g}} \vec{g}$ und $\vec{0} = \text{rot } \vec{F} + \vec{F}' / \omega - \vec{E}_4 \text{ div } \vec{F}$
 $= \text{rot } \vec{F} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial \Sigma_4} - \vec{E}_4 \text{ div } \vec{F} = \text{div}_4 \vec{M}$
 Für die beiden energiefreien Tensor-
 felder folgt aus dem Breitenverge-
 richt

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} 0 & R' \mu_3 & -R' \mu_2 & -g_1 \\ -R' \mu_3 & 0 & R' \mu_1 & -g_2 \\ R' \mu_2 & -R' \mu_1 & 0 & -g_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 & 0 \end{pmatrix} =$$

$$= R' \begin{pmatrix} 0 & \mu_3 & -\mu_2 & -\mu_1 \\ -\mu_3 & 0 & \mu_1 & -\mu_2 \\ \mu_2 & -\mu_1 & 0 & -\mu_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_1 \\ 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_2 \\ 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_3 \\ \vec{F}_1 & \vec{F}_2 & \vec{F}_3 & 0 \end{pmatrix} =$$

$$= -\vec{M}^* \quad \text{und} \quad \vec{M}^* = \begin{pmatrix} 0 & \vec{F}_3 & -\vec{F}_2 & \vec{F}_1 \\ -\vec{F}_3 & 0 & \vec{F}_1 & \vec{F}_2 \\ \vec{F}_2 & -\vec{F}_1 & 0 & \vec{F}_3 \\ -\vec{F}_1 & -\vec{F}_2 & -\vec{F}_3 & 0 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & \vec{F}_3 & -\vec{F}_2 & 0 \\ -\vec{F}_3 & 0 & \vec{F}_1 & 0 \\ \vec{F}_2 & -\vec{F}_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \vec{F}_1 \\ 0 & 0 & 0 & \vec{F}_2 \\ 0 & 0 & 0 & \vec{F}_3 \\ -\vec{F}_1 & -\vec{F}_2 & -\vec{F}_3 & 0 \end{pmatrix} = -\vec{M}^*$$

Addition beider Tensoren ergibt $\vec{M}'' =$
 $\vec{M}^* + \vec{M}^* = \begin{pmatrix} 0 & g_3 & -g_2 & -R' \mu_1 \\ -g_3 & 0 & g_1 & -R' \mu_2 \\ g_2 & -g_1 & 0 & -R' \mu_3 \\ R' \mu_3 & R' \mu_2 & R' \mu_1 & 0 \end{pmatrix}$ *Diagonal*

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \vec{F}_1 \\ 0 & 0 & 0 & \vec{F}_2 \\ 0 & 0 & 0 & \vec{F}_3 \\ -\vec{F}_1 & -\vec{F}_2 & -\vec{F}_3 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_1 \\ 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_2 \\ 0 & 0 & 0 & -\vec{F}_3 \\ \vec{F}_1 & \vec{F}_2 & \vec{F}_3 & 0 \end{pmatrix} = \vec{0}$$

Die beiden antisymmetrischen Tensoren
 $\vec{M}^*$ und $\vec{M}''$ sind die beiden Haupt-
 gruppen, räumzeitlichen Feldtensoren
 des Gravitationsfeldes, mit neuen
 Gravitations- und Kosmolog-
 isch bezeichnet werden können.

Das die Vorzeichen, dass es einen Feld-
 tensor ${}^2M_\Gamma$ gibt, das mit Komposi-
 tionen von Γ enthält, nicht aber
 einen entsprechenden Tensor ${}^2M_\mu$,
 der nur aus Kompositionen von μ
 aufgebaut ist und sich nicht
 aus dem Austauschgesetz ergibt
 (2M zerfällt zwar in einen Anteil
 $R'{}^2M_\mu$, doch besteht das meiste
 Phänomen als Randierung aus
 Kompositionen von Γ) lässt sich
 anders interpretieren, das gar
 ein Gravitationsfeld ${}^2M_\Gamma$ ohne Kom-
 positionen von μ nicht aber ein
 Isosfeld ohne Kompositionen von Γ
 aufweisen kann. Neben 2M und ${}^2M''$
 gibt es noch ${}^2M_\Gamma$; es kann aber
 auch noch ein ~~unabhängiger~~ ~~unabhängiger~~ Teil =
 der ${}^2M' = {}^2M + {}^2M''$ differenzierbar
 sein $\bar{g}' = \bar{g} + R'\bar{\mu} = \bar{F} + 2R'\bar{\mu}$

$${}^2M' = \begin{bmatrix} 0 & g'_3 & -g'_1 & -g'_2 \\ -g'_3 & 0 & g'_1 & -g'_2 \\ g'_3 & -g'_1 & 0 & -g'_3 \\ g'_1 & g'_2 & g'_3 & 0 \end{bmatrix} \neq \begin{bmatrix} 0 & g'_3 & -g'_1 & -g'_2 \\ -g'_3 & 0 & g'_1 & -g'_2 \\ g'_3 & -g'_1 & 0 & -g'_3 \\ g'_1 & g'_2 & g'_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$${}^2M_\Gamma = \begin{bmatrix} \dots \end{bmatrix}$$

Die vier kängestrichen mit Dringungsfrei-
 antisymmetrischen Gravitationsfeld-
 tensoren werden weiterhin beschreiben

$${}^2M_{(1)} = \begin{bmatrix} 0 & R'_{13} & -R'_{12} & -g'_1 \\ -R'_{13} & 0 & R'_{11} & -g'_2 \\ R'_{13} & -R'_{11} & 0 & -g'_3 \\ g'_1 & g'_2 & g'_3 & 0 \end{bmatrix}, {}^2M_{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & g'_3 & -g'_1 & -R'_{11} \\ -g'_3 & 0 & g'_1 & -R'_{12} \\ g'_3 & -g'_1 & 0 & -R'_{13} \\ R'_{11} & R'_{12} & R'_{13} & 0 \end{bmatrix}$$

$${}^2M_{(3)} = \begin{bmatrix} 0 & \bar{g}_3 & -\bar{g}_1 & \bar{g}_1 \\ -\bar{g}_3 & 0 & \bar{g}_1 & \bar{g}_2 \\ \bar{g}_3 & -\bar{g}_1 & 0 & \bar{g}_3 \\ -\bar{g}_1 & -\bar{g}_2 & -\bar{g}_3 & 0 \end{bmatrix}, {}^2M_{(4)} = \begin{bmatrix} 0 & g'_3 & -g'_1 & -g'_2 \\ -g'_3 & 0 & g'_1 & -g'_2 \\ g'_3 & -g'_1 & 0 & -g'_3 \\ g'_1 & g'_2 & g'_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{div}_+ {}^2M_{(1)} = \bar{g}, {}^2M_{(1)} = -{}^2M_{(2)}, \bar{g}' = \bar{g} + R',$$

$$R' = 16\pi \bar{g}'$$

Gleichung 44

130 Diese Tensoren können im 2. Grade als =
 nicht werden, was zu symmetrischen Ten-
 soren ${}^2W_{(K)} = {}^2M_{(K)} \times {}^2M_{(K)} = {}^2W_{(K)}^{\otimes 2}$ führen
 muß. Für $K=1$ liefert die Iteration
 die Komponenten $W_{(1)i,i} = W_{(1)i,i} = -R'(g \times \bar{\mu})_i$
 $= -R'(\bar{\Gamma} \times \bar{\mu})_i$, weil $\bar{g} = \bar{\Gamma} + R'\bar{\mu}$
 und $\bar{\mu} \times \bar{\mu} = 0$ ist. Für die vier
 die zählartige Komponenten gilt
 $W_{(1)4,4} = -\bar{g}^2$. Für die räum-
 artigen Komponenten der Diagon-
 alen gilt $W_{(1)i,i} \cdot S_{i,i} = \bar{\Gamma}^2 - \bar{g}^2$,
 während für die nicht diagonalen Kom-
 ponenten $W_{(1)i,e} (1 - S_{i,e}) = R'^2 \bar{\mu}_i \bar{g}_e$
 $= |R' \bar{\mu}_i \bar{g}_e|$ gilt. Damit ist ${}^2W_{(1)}$
 vollständig bestimmt.
 Die Iteration von ${}^2M_{(2)}$ liefert die Kom-
 ponenten der Diagonalen $W_{(2)i,i} \cdot S_{i,i} (1 - S_{i,i}) = R'^2 \bar{\mu}_i \bar{g}_i$
 $= R'^2 \bar{\mu}_i^2$ und $W_{(2)4,4} = -R'^2 \bar{\mu}^2$, während
 für die nicht diagonalen Ele-
 mente $W_{(2)i,e} (1 - S_{i,e}) = W_{(1)i,e} (S_{i,e} - 1)$
 existiert. Damit ist ${}^2W_{(2)} = {}^2W_{(1)}^{\otimes 2}$

ebenfalls vollständig bestimmt. In
 die Iteration von ${}^2M_{(3)}$ ist das Ein-
 leistung proportional und zwar ergibt
 sich $W_{(3)i,K} = -\bar{\Gamma}^2 S_{i,K}$. Ganz
 analog folgt schrittweise für die
 Iteration von ${}^2M_{(4)}$ die Darstellung
 $W_{(4)i,K} = -\bar{g}^2 S_{i,K}$. Damit sind
 also die vier symmetrischen Ten-
 soren ${}^2W_{(K)}$ vollständig bestimmt.
 An der Multiplikation mit $\pm \frac{\alpha}{2}$
 entstehen aus diesen Tensoren für
 zeitliche symmetrische Energieden-
 sitäten. Wobei mit $-\frac{\alpha}{2}$ multi-
 pliziert, so folgt für $K=3$ ein
 $K=4$ einfach ${}^2T_{(3)} = -\frac{\alpha}{2} {}^2W_{(3)}$
 $= -\frac{\alpha}{2} \bar{\Gamma}^2 \bar{E}$ und ${}^2T_{(4)} = \frac{\alpha}{2} \bar{g}^2 \bar{E}$
 $= \frac{\alpha}{2} (1 - S_{i,i}) (1 - S_{i,i}) =$
 $= {}^2T_{(3)} + \beta \bar{\mu}^2 \bar{E}$. Es ist
 sprechend können ${}^2T_{(1)}$ und
 ${}^2T_{(2)}$ geteilt werden, also $\text{pot} \bar{\mu} - \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}} =$
 $= \alpha \bar{\Gamma}$, $\text{pot} \bar{\Gamma} + \bar{\Gamma} \bar{\mu} = 0$, $\text{div} \bar{\mu} = 0$
 und $\text{div} \bar{\Gamma} = 0$ folgt $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \bar{g}^2 - \beta \bar{\mu}^2)$

134 allgemeine projektive Energieerhaltung
 selbst ausgesprochen werden. Neben
 dem die Raumkomponenten ${}^2T^i$ betreffen
 selbst, so ist, wenn $\eta_{i,k} \neq 0$ möglich
~~ist~~ und $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} \eta_{i,k} = -\bar{\Gamma}_i \cdot \bar{\Gamma}_k$ angesetzt
~~ist~~ $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} \frac{\eta_{i,k}}{\bar{\Gamma}_i \bar{\Gamma}_k}$ gesetzt wird,
 $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\alpha} \bar{\Gamma}_i \right)_3 + \frac{1}{2} \bar{\Gamma}^2 \bar{E} = {}^2\bar{E}$ gilt dann
 in Π , 1 approximativsten Näherung
 des Gravitationsfeldes. ${}^2T_{(4)}$ ergibt sich
 ebenfalls aus ${}^2W_{(1)}$ und ${}^2W_{(2)}$ gemäß
 $-\frac{\alpha}{2} ({}^2W_{(1)} + {}^2W_{(2)}) = \frac{\alpha}{2} g^{12} \bar{E} = {}^2T_{(4)}$
 durch Addition, woraus $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} \frac{{}^2T_{(4)}}{{}^2T_{(3)}} = \frac{{}^2T_{(3)}}{{}^2T_{(4)}} = 1$
 ist, d. h. ~~ist~~ in Gleichung 11
 sind ${}^2M_{(3)}$ und ${}^2M_{(4)}$ äquivalentlich
 während die Herleitungen von
 ${}^2M_{(1)}$ und ${}^2M_{(2)}$ zum allgemeinen
 Energiesatz führen. Physikalisch
 kann man sich vorstellen, dass also mit
 die Begleitungen $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} {}^2M_{(1)} = 0$
 und $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} {}^2M_{(2)} = 0$ als Gleichung 11.

135
 ist zu beachten, dass auch ${}^2T_{(3)}$ = 6 Energieerhaltung
 aus der noch ${}^2T_{(1)}$ = $-\frac{\alpha}{2} {}^2M_{(1)}$ und ${}^2M_{(2)}$ aus den
 gemischten Herleitungen $i \neq k$ gebildet
 werden. Zunächst folgt $({}^2M_{(1)} \times {}^2M_{(2)})_{i,k} =$
 $= -\bar{\Gamma}^{12} \cdot \bar{\mu}^2 \delta_{i,k}$, also ${}^2T_{(1,2)} = \frac{\alpha}{2} \bar{\Gamma}^2 \bar{E}$
 ist im Grenzprozess $\lim_{\bar{\mu} \rightarrow 0} {}^2T_{(1)} = 4 \cdot {}^2T_{(1,2)}$
 für die Herleitung $-\frac{\alpha}{2} {}^2M_{(3)} \times {}^2M_{(4)}$ folgt für
 die Raumkomponenten $i, k \leq 3$ einfach
 ${}^2T_{(3,4)} = \bar{\Gamma}^2 \delta_{i,k} - (\bar{\Gamma}^i g^j + \bar{\Gamma}^j g^i)$ während
 ${}^2T_{(3,4)} = {}^2T_{(3,4),4} = -\frac{1}{2} \bar{\omega} \cdot \bar{\omega}$ und ${}^2T_{(3,4)} = -\frac{\alpha}{2} \bar{\Gamma}^2$
 ergibt, weil wegen $\bar{\Gamma} \perp \bar{\mu}$ für das Skalar =
 Produkt $\bar{\Gamma} \cdot \bar{g} = \bar{\Gamma}^2$, wegen $\bar{g}' = \bar{\Gamma} + 2\bar{\Gamma} \bar{\mu}$,
 gesetzt werden kann. Aus dem gleichen
 Grunde erscheinen in der Transformation
 die Komponenten von $\bar{S} = \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$. Auch
 der Raum des Grenzprozess $\bar{\mu} \rightarrow 0$ ist
 erfüllt worden und kann ergibt sich
 für die Raumkomponenten ${}^2T_{(3,4)} \rightarrow$
 $\rightarrow \frac{\alpha}{2} \bar{\Gamma}^2 - \alpha \bar{\Gamma}_i \bar{\Gamma}_k$ während die keine
 zeitliche Komponente inbegriffen ist.

136 bleibt nur die Forderung $T_{(3,4)4K} = 0$ übrig.
 Der partiellste Anteil dieses Approximations-
 von $\beta\mu^2$ besteht bei $\mu^2 - \alpha$ unvollständiger
 und in $\beta\mu^2$ definierte, approximative
 Zusammenhang des quadratischen Zusammenhang-
 ungen auf. Der obige kann auch
 $T_{(3,4)}$ unter bestimmten Voraussetzungen
 liegen als Sonderfall von $T_{(1,3)}$ aufge-
 fasst werden. Die Funktion $T_{(1,3)} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)}^2 \times T_{(3)}$
 liefert für die primären Diagonale-
 mente $T_{(1,3)} e, e = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)} g_e$ und für die
 nicht diagonalen $T_{(1,3)2, K} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)} g_{2, K} g_i$
 $- T_{(1, K)}$ und für die gekartigen Anteile
 $T_{(1,3)4, K} = T_{(3,4)4, K}$ aber $T_{(1,3)} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)}^2$.
 d. h. auch $T_{(1,3)}$ ist ein Sonderfall von $T_{(1,3)}$.
 Ganz analog ergeben sich die Komponenten
 von $T_{(1,4)} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)} \times T_{(4)}$ für $T_{(1,4)} e, e =$
 $= \beta\mu^2 + \frac{\alpha}{2} T_{(1)} g_e$ für $\ell \leq 3$ und $T_{(1,4)4,4}$
 $= \frac{\alpha}{2} T_{(1)} g_{(1)}$ und für die nicht diagonalen
 Elemente $T_{(1,4)2, K} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)} g_{2, K} g_i$
 und gekartig $T_{(1,4)4, K} = -\frac{\alpha}{2} T_{(1)} S_K$. Man sieht

137
 dass $T_{(1,4)}$ ein Sonderfall von $T_{(1,3)}$ ist, das
 ist $T_{(1,4)}$ zum Diagonalschema, das
 wiederum ein Sonderfall des allgemeinen
 Euler-Eichenschemas ist. Es bleibt nur noch
 übrig, die beiden Skalaranteile $T_{(2,3)}$ und $T_{(2,4)}$
 zu untersuchen. Die Komponenten von
 $T_{(2,3)} = -\frac{\alpha}{2} T_{(2)} \times T_{(3)}$ ergeben sich für
 $\ell \leq 3$ in der Diagonalen zu $T_{(2,3) e, e}$
 $= \frac{\alpha}{2} (T_{(2)}^2 + T_{(3)}^2 - 2 g_e g_e)$ und $T_{(2,3)4,4} =$
 ~~$-\frac{\alpha}{2} T_{(2)} T_{(3)}$~~ . Die partiellsten Anteile
 sind, wenn auch $i \leq 3$ bleibt, $T_{(2,3)2, i, i}$
 $= \frac{\alpha}{2} (T_{(2)} T_{(3)} - g_i g_i)$ und $T_{(2,3)4, K}$
 $= T_{(2,3) K, 4} = -\frac{\alpha}{2} T_{(2)} T_{(3)} = -\frac{\alpha}{2} T_{(2,3)4, K}$.
 Außerdem für die Komponenten $T_{(2,4) e, e}$
 $= \frac{\alpha}{2} (T_{(2)} T_{(4)} - T_{(2)} g_e)$ und $T_{(2,4)4,4}$
 $= \frac{\alpha}{2} (T_{(2)} T_{(4)} - T_{(2)} g_e)$ und $T_{(2,4)4, K}$
 hat Diagonale, während sich für die
 Komponenten, nicht diagonalen An-
 teile $T_{(2,4)2, i, i} = -\frac{\alpha}{2} (T_{(2)} + T_{(4)})$ mit
 $T_{(2,4)4, K} = 2 T_{(2)} T_{(4)} / g_i g_e$ und für die $T_{(2,4)4, K}$

138. Beweis $\pi_{(2,4)}^* = -\frac{\alpha}{2}(\bar{g} \times \bar{g}')^* =$
 $= -\frac{\alpha}{2} \bar{g} \wedge \bar{g}'$. Damit sind alle
 Herabstufungswörter erschöpft
 und es geht sich, bis die 10 ist =
 letztes Tensorprodukt $\pi_{(i,k)}^*$ mit $1 \leq i, k \leq 4$
 sämtlich als Sonderfälle des in
 Gl. 12 festgestellten Einheitsfaktors
 heraus $\pi_{(i,k)}^*$ des Produktausdrucks auf-
 gefasst werden können.

Die Formeln sind Gl. 11 und 12 gehen
 auf das Ausdrucksgehalt erhaltenden
 Feldstärken also auf Gl. 8 & 9 zu-
 rück, doch kann aus die weniger
 spezielle Form 8 & 9 und Punkte
 aus 8 & 9 in den Rahmen eines
 Formalsystems gebracht werden. Aus
 $\text{pot } \bar{\mu} = \alpha (\bar{g} + \bar{v} \text{div } \bar{g})$ wird mit
 $\alpha \text{div } \bar{g} = \bar{g}_0$ und $\bar{v} \cdot \bar{g}_0 = \bar{v}$
 (pärmetrischer Krümmungsvektor)
 $\text{pot } \bar{\mu} = \alpha \bar{g} + \bar{v}$, während $\alpha \text{div } \bar{g} =$
 $= \bar{g}_0$ und also $\bar{\mu} = \omega (\bar{g} - \bar{g}_0)$ bezieht.

139. $\alpha \text{div } \bar{F} = \bar{g}_0$ gilt, offenbar ist
 $\text{pot } \bar{R}' \bar{\mu} - \bar{g}'/\alpha + \bar{E}_4 \text{div } \bar{g} = \text{div}_4 \bar{M}_{(2)}$
 und andererseits $\text{pot } \bar{R}' \bar{\mu} - \bar{g}'/\alpha = \bar{R}' \bar{v}$
 und also $\bar{g} = \bar{g}_0/\alpha$, sodass $\text{div}_4 \bar{M}_{(2)} =$
 $= \bar{R}' \bar{v} + \bar{E}_4 \frac{\bar{g}_0}{\alpha} = \bar{P} \neq \bar{0}$ ist, denn
 $\alpha \bar{P} = \bar{g}_0 (\bar{E}_4 + \bar{v}/\alpha)$ als pärmetrischer
 Krümmungsvektor eingezeichnet wird
 $\text{div } \bar{g} = \bar{F} + \bar{R}' \bar{\mu}$ ist $\text{pot } \bar{g} = \text{pot } \bar{F} +$
 $+ \bar{R}' \text{pot } \bar{\mu} = \text{pot } \bar{F} + \bar{R}' (\alpha \bar{g} + \bar{v}) =$
 $= \text{pot } \bar{F} + \bar{F}/\alpha + \beta \bar{\mu} + \bar{R}' \bar{v}$ oder
 $\text{pot } \bar{g} - \bar{R}' \frac{\bar{F}}{\alpha} + \bar{E}_4 \text{div } \bar{\mu} = \text{pot } \bar{F}$
 $+ \bar{F}/\alpha + \bar{E}_4 \text{div } \bar{\mu} + \bar{R}' \bar{v} = \text{pot } \bar{F} +$
 $+ \bar{F}/\alpha + \bar{E}_4 \frac{\bar{g}_0}{\alpha} + \bar{R}' \bar{v} - \bar{E}_4 \cdot \frac{\bar{g}_0}{\alpha}$ mit
 $\bar{g}_0 = \alpha \text{div } \bar{F}$ und $\bar{E}_4 \cdot \frac{\bar{g}_0}{\alpha} + \bar{R}' \bar{v} = \bar{P}$ ist
 daher $\text{pot } \bar{g} - \bar{R}' \bar{F}/\alpha + \bar{E}_4 \text{div } \bar{\mu} =$
 $= \text{pot } \bar{F} + \bar{F}/\alpha - \bar{E}_4 \text{div } \bar{F} + \bar{P}$. Also
 ist $\text{pot } \bar{g} - \bar{R}' \frac{\bar{F}}{\alpha} + \bar{E}_4 \text{div } \bar{\mu} =$
 $= \text{div}_4 \bar{M}_{(2)}$ und $\text{pot } \bar{F} + \bar{F}/\alpha -$
 $- \bar{E}_4 \text{div } \bar{F} = \frac{\text{div}_4 \bar{M}_{(2)}}{\alpha} + \bar{P}$. Also
 $\text{div}_4 (\bar{M}_{(2)} - \bar{M}_{(3)}) = \bar{P}$ das mit
 $\bar{P} = \text{div}_4 \bar{M}_{(2)}$ zusammengefasst

140 $\text{div}_4 (\overset{1}{M}_{(2)} - \overset{2}{M}_{(2)} - \overset{3}{M}_{(3)}) = \bar{0}$

liefert. Es ist

$$\overset{1}{M}_{(2)} - \overset{2}{M}_{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & g_3 - g_2 & -R'_{\mu_1} & -R'_{\mu_2} \\ -g_3 & 0 & g_1 & -R'_{\mu_2} \\ g_2 & -g_1 & 0 & -R'_{\mu_3} \\ R'_{\mu_1} & R'_{\mu_2} & R'_{\mu_3} & 0 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & R'_{\mu_3} - R'_{\mu_2} - g_1 & -g_1 & -g_2 \\ -R'_{\mu_3} & 0 & R'_{\mu_1} - g_2 & -g_2 \\ R'_{\mu_2} - R'_{\mu_1} & 0 & -g_3 & 0 \\ g_1 & g_2 & g_3 & 0 \end{pmatrix} = \overset{2}{M}_{(3)}.$$

Für $\bar{0} \neq 0$ und $\bar{v} \neq \bar{0}$ werden

also die Gl. 11 zu

$$\text{div}_4 \overset{1}{M}_{(1)} = \bar{P}, \quad \alpha \bar{P} = \bar{g}(\bar{\varepsilon}_4 + \frac{\bar{v}}{\bar{\omega}}),$$

$$\text{div}_4 (\overset{1}{M}_{(2)} - \overset{2}{M}_{(2)}) = \bar{P}$$

Gleichung 13

Womit ergibt sich $\text{div}_4 (\overset{1}{M}_{(2)} - \overset{2}{M}_{(2)} - \overset{3}{M}_{(3)}) = \bar{0}$, weil $\overset{2}{M}_{(2)} - \overset{3}{M}_{(3)} = \overset{1}{M}_{(3)}$ und daher immer $\overset{1}{M}_{(2)} - \overset{2}{M}_{(2)} - \overset{3}{M}_{(3)} = \bar{0}$ ist. $\bar{P}$ ist zweierlei die paingestrichene Feldquelle von $\overset{1}{M}_{(1)}$ bezogen $\overset{2}{M}_{(2)}$ auf $\overset{3}{M}_{(3)}$.

Es liegt nahe, nach diesen Ausw. 141. Anhängen auch die Quellverteilung von $\overset{2}{T}$ zu realisieren. Die paingestrichene Verteilung zerfällt in einen in R_3 gegebenen Anteil $\overset{1}{\Sigma}_{(3)}$ und in einen gestrichelten Anteil $\overset{2}{\Sigma}_4$. $\overset{1}{\Sigma}_4$, also $\text{div}_4 \overset{1}{T} = \overset{1}{\Sigma}_{(3)} + \overset{2}{\Sigma}_4$. Für diese beiden Anteile folgt $\overset{1}{\Sigma}_4 = \frac{1}{\bar{\omega}} \frac{\text{div}_4 \overset{1}{T}}{\bar{\omega}} = \frac{1}{\bar{\omega}} \frac{\overset{1}{\Sigma}_{(3)} + \overset{2}{\Sigma}_4}{\bar{\omega}} = \frac{1}{\bar{\omega}} (\text{div}_4 \bar{T} \times \bar{\mu} + \bar{v})$. (Mit Hilfe of 5-19, so ist offenbar $\bar{v} = -\text{div}_4 \bar{T} \times \bar{\mu}$ also $\overset{1}{\Sigma}_4 = 0$. Liegt aber der allgemeine Fall der Gl. 5-18 vor und ist $\bar{T} \times \bar{\mu} \neq \bar{0}$, was auch $\text{div}_4 \bar{T} \times \bar{\mu} \neq 0$ zur Folge haben soll, so gilt $\bar{v} \cdot \bar{c}^2 + \bar{v} = -\text{div}_4 \bar{T} \times \bar{\mu}$, also $\bar{v} + \text{div}_4 \bar{T} \times \bar{\mu} = -\bar{v} \cdot \bar{c}^2$, woraus $\overset{2}{\Sigma}_4 = -\bar{v} \cdot \bar{c}^2$ folgt. Für den paingestrichenen Quellwert gilt, $\overset{2}{\Sigma}_{(3)} = \text{div} \begin{pmatrix} \alpha \bar{\varepsilon}_4^2 - \eta_{4,2} - \eta_{1,3} \\ -\eta_{2,1} \alpha \bar{\varepsilon}_4^2 & \eta_{2,3} \\ -\eta_{3,1} - \eta_{3,2} & \alpha \bar{\varepsilon}_4^2 \end{pmatrix} + \frac{\alpha \text{div}_4 \bar{T}}{\bar{\omega}^2}$

$$\begin{pmatrix} a_{1,2}^2 & -\eta_{1,2} & -\eta_{1,3} \\ -\eta_{2,1} & a_{1,2}^2 & -\eta_{2,3} \\ -\eta_{3,1} & -\eta_{3,2} & a_{1,2}^2 \end{pmatrix} = \alpha \begin{bmatrix} g & g & g \\ g & g & g \\ g & g & g \end{bmatrix} - \alpha R_+^2 \begin{bmatrix} p_1 & p_2 \\ p_2 & p_1 \end{bmatrix}$$

Das geht, da per assoziierte Tensorfluß aus $\frac{1}{2} \mathbb{I}$ eine Approximation von diesen räumlichen Tensoren

ist, daß $\Xi_{(3)}$ als räumliche Kräftekräfte aufpaßt werden kann, welche auf eine gravitative Feldquelle einwirken. Mit dem räumlichen Vektor $\Xi = \Xi_{(3)} + \Xi_{(4)}$ (hier ist $\Xi_{(4)}$ der zeitliche Kraftteil) erhält man

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Xi_{(4)} &= \Xi \\ \Xi &= \Xi_{(3)} + \Xi_{(4)} \\ \Xi_4 &= -\frac{c^2}{2} \frac{\partial}{\partial t}, \quad \partial = 0, \quad \Xi = 0 \end{aligned}$$

Gleichung 56a

d.h. die Quelle des räumlichen Energiedichte-Tensors ist ein räumlicher zeitlicher ponderomotorischer Betrag.

Tensoren, und die die im Vakuum genau unterschieden werden, sowie d. Tensor = und Vektoreigenschaften sind eines Transportationsgruppe A_+^* der Relativitätsprinzips Gravitations Feldstörungen invariant. Dies drückt sich diese Variations Kausalwegs auch auf die Gruppe $A_+^* = A_+^*$ des elektromagnetischen Relativitätsprinzips zu erstrecken. Auf A_+^* sind offenbar nur Unterguppen eine, überkonstruierten Relativitätsprinzips, wobei es notwendig, erscheint, das Prinzip zu synthetisieren. Zuot aber jedoch ein Variationsvergleichen hat beiden Unterguppen noch wertig.

Anmerkung zu Seite 133

Am Lorentztransformationsprinzip dürfte von $\frac{1}{2} \mathbb{I}$ das Folgende ausgeht,

146 Anmerkung zu Seite 50:

Wie der Dichtepfäde im Falle der parabolischen Wechselwirkung zu interpretieren ist (durch Superposition oder Induktion durch ein Orthogonalstrahlensystem) muß eine Analyse der Bildfelder $\bar{A}$ zeigen, mit deren Hilfe in (+) eliminiert wurde.