

Symphonische
Massenbelegstücke
Eukowitz
Band III H. 20
11672 K

IE 3
IGW

Körner & Körner

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

Ph- C
Systemkritik d. d. Welt.
Epistemologische Reflexionstheorie

Präsuppositionale Induktion.

Nach der ^{aus der Induktion} induktiven Erkenntnistheorie
der Teil der Induktion, die es nur einige wenige
Grundsätze, die als Basis einer umfassenden
Identifikation
epistemologischer Beschreibung verwendbar
sind. Solche Grundsätze müssen den folgen-
den Bedingungen genügen:

- a) Sie müssen unverwundbar einer möglichst
universellen empirischen Bestätigung zu-
sprüchlich sein. ^{und}
- b) müssen diese Grundsätze als Ausgangs-
punkte von Deduktionen mit massen-
hafter Aussagekraft erscheinen, d. h. es müs-
sen sich mindestens die in der Ein-
leitung vorgestellten Aussagen an
ihnen aufstellen lassen. Selbstfallig muss
c) die Lage dieser Grundsätze eine
hinreichende sein.

2. Die phänomenologische Funktion dieser empirischen Prinzipien kann keine gut Zureichung einer bestimmten Basis vor = weicht, werden, denn Aussagen können ^{ebenfalls} ^{historisch} korreliert sein, und aus diesen Korrelationen ^{interne} auf ^{ihre} ^{prophete} sein, es es noch universellere Grund = sätze gibt, wie diese zu formalisieren sind und wie eine syntaktische Beschreibung zu erfolgen hat. ^{Zusatz} Die phänomenologische Funktion besteht aus den folgenden Prinzipien einer ästhetischen Empirik:

a) besteht ein materielles System aus
 $1 \leq k \leq n$ energetischen Teilsystemen,
 von denen jedes den Energieinhalt
 W_k hat, so ist der Energieinhalt W
 des ganzen Systems $W = \sum_{k=1}^n W_k = \text{const}(t)$,
 wenn t die Zeit angibt.

3) Durchlauf dieses Systems eine Zeit =

liches Schicksal und ist es besser unpaar²
Wirkungen ausgesetzt, so kann seine
Entropie S gleich $\dot{S} \geq 0$ und $\dot{S} \leq 0$
nicht abnehmen.

auf die wachsenden, makromakroskopischen
 mit veränderlichen, makroskopischen
 Systemen auf jeden Fall
 materiellen Systemen, die sich bei
 echten Wechselwirkungen, die sich bei
 physischen Leertäumen fortbreiten. Die
 elektromagnetische Wechselwirkung, die
 sich bei elektromagnetischen Feldern
 selbst beschreiben, welches in der Fort-
 setzung $\vec{H} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{S} \cdot \vec{v}$, $\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\dot{\vec{H}}}{c}$
 $\epsilon_0 \cdot \text{div } \vec{E} = \vec{S}$, $\text{div } \vec{H} = 0$, die Wechsel-

der elektrischen und magnetischen
Felder E und H nur der räumlichen
Ladungsdichte, S und der Relativge-
schwindigkeit v dieser Ladungen die
im Zusammenhang steht. Die Gravitation
Wechselwirkung, zwischen zwei Massen m_1
und m_2 im Abstand r ist gegeben

4. Nach dem Energieerhaltungssatz $T = y \cdot \frac{m \cdot v^2}{2}$

des elastischen Systems selber groß T beschrieben. Für die ~~Veränderung~~ auf Seite 20

Bei der statischen Untersuchung dieses Fundamentes ist zu berücksichtigen, dass das Wechselwirkungsprinzip y mit der empirischen Zugänglichkeit nicht korrespondieren kann, es tritt nur bei nicht vollständigem y ein. Da die Symmetrische Mechaniktheorie nur eine Basis mit Symmetrie der Welt lebender Materie liefert, voll erfüllt sich erst eine analoge phänomenologische Funktion & kinematisch der Lebensprozess.

Kapitel I Der mechanische Basis

1. Mechanische Feldtheorie

Bevor wir ein kinematisches System der Einflüsse durch K längs eines Weges S , es gibt für die Bewegung, $K = m \cdot \ddot{S}$. Diese Bewegung, es ist nicht wenn die Bewegung

frei ist, kann durch die Einschränkung, S der Freiheitsgrade wird es eine Richtung geben, in welcher K keine Beschleunigung verursacht. Wegen $W = \int K dS$ als von K verursachte Arbeit folgt im Falle einer Einschränkung der Freiheitsgrade, dass kinematisch K statisches Gleichgewicht herrscht, wenn K längs einer infinitesimalen Verschiebung keine positive Arbeit verrichtet, also $K \cdot \delta S \leq 0$ bleibt. Besteht das in α beschriebene energetische System aus n Massenpunkten m_a , welche in gegenseitigen energetischen Zusammenhängen stehen und ist die Bewegungsfreiheit dieser m_a eingeschränkt, so gibt für das statische Gleichgewicht gegen äußere Kräfte K_a die Bedingung $\sum_{a=1}^n K_a \delta S_a \leq 0$. Da die statischen Begrenzungen sowohl in positiver als auch in negativer Richtung durchführbar sind, kann stets die

gleichheit verwendet werden. Ist das System der äußeren Kräfte als abgeschlossenes energetisches System aufgefaßt, so gilt $\sum_{h=1}^n \bar{K}_h d\bar{\Sigma}_h = \text{const.}$, wegen $W_h = \int \bar{K}_h d\bar{\Sigma}_h$; und dies hat, wenn man zum totalen Differential übergeht und dies zur Partikularmacht, die statische Bedingung $\sum_{h=1}^n \bar{K}_h \cdot d\bar{\Sigma}_h = 0$ Gleichung 1 gen. Folge. In diese Bedingung setzen wir, so erfüllt das System das m_h eine Beschleunigung und $\bar{b}_h$, von dieser verursachte Bewegung ist in ihrer Freiheitsgrade eingeschränkt. Ist im Falle dieser Bewegung, $\bar{b}_h$ die wirkliche Beschleunigung, also wir, so entspricht $m_h \bar{b}_h$ einer festen Bewegung. Diese ist aber nicht durch die insgesamt ausgeübten Kräfte $\bar{K}_h$ gegeben, doch gilt $m_h \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h$, wobei $\bar{P}_h$ eine funktionelle

Bedingungsgröße ist, welche von der Bedingungsgröße abhängt, die den Freiheitsgrad einschneidet. $\bar{P}_h$ hängt mit einer weiteren Kraft $\bar{V}_h$ gemäß $\bar{P}_h + \bar{V}_h = 0$ in Gleichgewicht stehen, denn $\bar{P}_h$ tritt als Beschleunigungsursache nicht in Erscheinung. Mit $\bar{V}_h$ kann aber, die statische Bedingung 1 in der Form $\sum_{h=1}^n \bar{V}_h d\bar{\Sigma}_h = 0$ geschrieben werden. Aufmerksam ist $\bar{P}_h = -\bar{V}_h$ und $m_h \cdot \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h = \bar{K}_h - \bar{V}_h$ oder $\bar{V}_h = \bar{K}_h - m_h \bar{b}_h$, was die Bedingungsgröße $\sum_{h=1}^n (\bar{K}_h - m_h \bar{b}_h) d\bar{\Sigma}_h = 0$ Gleichung 1a für statische und dynamische Gleichgewicht gen. Folge hat. Das hier universelle Gleichgewicht können die partiellen Bewegungsgleichungen beschreiben, wenn man sich ein System aus q Freiheitsgraden bei 3 n Koordinaten

7.8 Die Zahl der 3 n Freiheitsgrade des
 völlig freien Systems auf $s = 3n - q$ Frei-
 heitsgrade bedingt ist. Dies ist nicht
 nur für den vereinfachten Fall eines
 homogenen und skaleninvarianten po-
 tential für den universellen Fall
 eines nicht homogenen und phoromen-
 Systems der q Bedingungsbeziehungen
 maßgeblich.

Bei den Euler-Lagrange der Gleichungen
 der 1. und 2. Ordnung ist die
 Bedingungsbeziehungen aus einer Gleichungs-
 dinstanz ^{bestehen} hervorgegangen, dass
 sich die verschiedenen Lage in einer noch
 mehr der Gleichgewichtsbedingungen
 verteilbar ist. In allgemeinen
 Fall liegt der dynamische Prozess
 vor, d. h. der Schwerpunkt bewegt sich
 System von Massenpunkten. Die Bedingungs-
 beziehung ist also $\vec{r}_B$ ein kinematisches
 Element der ursprünglichen Lage mit

als Randbedingung nach einem beschaf-
 fen sein muss, wenn die Be-
 dingung überhaupt abläuft, während
 der Bewegung ablaufes dynamische
 Gleichgewicht herstellt. Dies ist
 dynamische Gleichgewicht gestört
 so kann dies mit Einfluss auf
 die geometrische Form der Trajek-
 torie haben längs welcher die Be-
 weegung abläuft, und diese neue
 Kurve wiederholte Raum mit
 geometrisch so beschaffen sein
 kann auch auf ihr dynamisches Gleich-
 gewicht herstellt. Im Folgenden
 soll eine solche Bahnvariation
 durchgeführt werden, wobei zur
 Vereinfachung angenommen werden
 soll, dass die Zeit nicht variiert.
 Ist also die Strecke AB ein kinematisches
 Element der ursprünglichen Lage mit

10. mit A, B , die stehen für Variablen
 es sollen beide Elemente α und β
 in Z enthalten sein ist $\alpha \cdot \beta$ in Z
 enthalten. Die Gruppenstruktur A und B
 sowie A' und B' sollen die Koordi-
 naten $A(x_1, x_2)$ sowie $B(x_1, x_2)$
 sein $A'(x_1, x_2)$ und $B'(x_1, x_2)$
 haben, es muß möglich sein, alle
 diese Koordinaten durch diejenigen
 von A auszudrücken. Es gilt $g_{i,2} =$
 nach $x_{i,2} = x_i + x_{i,2}$ und
 $x_{i,3} = x_i + x_{i,2}$. Entsprechend
 gilt $x_{i,4} = x_{i,3} + x_{i,2} \cdot dt = x_i +$
 $+ x_{i,2} + x_{i,2} \cdot dt + \frac{\partial}{\partial t}(x_{i,2}) dt$.
 Andererseits ist $x_{i,4} = x_{i,2} + x_{i,2} =$
 $= x_i + x_{i,2} dt + x_{i,2} + x_{i,2} dt$.
 Wenn beide Ausdrücke verglichen
 so folgt $\frac{\partial}{\partial t}(x_{i,2}) = x_{i,2}$, weil
 die Zeit nicht variiert sein soll.
 Nach diesem Ausdruck kann es

ausgedrückt werden. Wegen $\bar{x}_h =$
 $= \bar{x}_h$ ist nach der Produktregel
 $\dot{\bar{x}}_h \cdot \bar{x}_h = \frac{\partial \bar{x}_h}{\partial t} \bar{x}_h$. Andererseits
 ist $\frac{\partial}{\partial t}(\bar{x}_h \cdot \bar{x}_h) = \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h + \bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h$
 $= \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h + \bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h = 2 \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h$
 oder $\dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h = \frac{\partial}{\partial t}(\bar{x}_h \bar{x}_h) - \bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h$
 In $\mathcal{O}$ ist $\frac{\partial}{\partial t} \bar{x}_h = 0$ für $h=1, \dots, n$
 $- m_h \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h = \sum_{h=1}^n \bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h + \sum_{h=1}^n m_h \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h$
 $= \sum_{h=1}^n m_h \frac{\partial}{\partial t}(\bar{x}_h \bar{x}_h)$ oder
 $= \sum_{h=1}^n (\bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h + m_h \dot{\bar{x}}_h \bar{x}_h) = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{h=1}^n m_h \bar{x}_h^2$
 $\cdot \dot{\bar{x}}_h$. Im allgemeinen Raum $\bar{x}_h$ steht
 als Gradient aufgeführt wird, weil nach
 Ableitungsregeln immer ∇ als
 Ausdrucksweise, also negative Po-
 sitive ∇ bezeichnend, wasser kann
 stehen gilt $\bar{x}_h = -(\text{grad})_h$, ∇ aus
 nach der Regel der Variationen
 gilt $\sum_{h=1}^n \bar{x}_h \dot{\bar{x}}_h = - \sum_{h=1}^n (\text{grad})_h \cdot \dot{\bar{x}}_h$
 $\cdot \dot{\bar{x}}_h = - \dot{\bar{x}}_h$, weil stat. $\text{grad} \bar{x}_h \cdot \dot{\bar{x}}_h =$
 $= \dot{\bar{x}}_h$ ist. Andererseits ist $\dot{\bar{x}}_h$

12 Kinetische Energie eines Massensystems
 Sei m_k gegeben, $F_k = \frac{1}{2} m_k \dot{s}_k^2$, also $\sum_{k=1}^n m_k \dot{s}_k^2 = \sum_{k=1}^n \dot{s}_k^2 = \dot{s}^2$
 = $\sum_{k=1}^n \dot{s}_k^2 = \dot{s}^2$, wenn F_k die gesamte kinetische Energie des Systems ist, für dessen potentielle Energie V oder Berücksichtigung man $S_a + S_b = S(a+b)$ und setzt man die Energievariationen in $\dot{H} = \dot{S}L = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^n m_k \dot{s}_k^2$ wenn $L = F_k - V$ als kinetisches Potential des Systems definiert wird. Wenn im Punkt A die Zeit t_1 oder im Punkt B die Zeit $t_2 > t_1$ und wenn weiter die Variationen $\dot{S}_k(t_1) = \dot{S}_k(t_2) = \dot{S}$ sind, so folgt nach Integration
 $\int_{t_1}^{t_2} \dot{S} dt = \int_{t_1}^{t_2} \sum_{k=1}^n m_k \dot{s}_k^2 dt = \sum_{k=1}^n m_k \int_{t_1}^{t_2} \dot{s}_k^2 dt = \sum_{k=1}^n m_k (\dot{s}_k(t_2) - \dot{s}_k(t_1)) \cdot \int_{t_1}^{t_2} \dot{s}_k(t_1) \cdot \dot{s}_k(t_2) dt = 0$.

Übereinst. gilt, nach den Regeln der Variationsrechnung $\int \dot{s} \cdot d\dot{s} = \int \dot{s}^2 dt = 0$, $L = F_k - V$, Gleichung 2.

Diese Beziehung sagt aus, daß von allen möglichen Bewegungswegen derjenige mit geringster Differenz zwischen kinetischer und potentieller Energie die Variation eines bestimmten Integrals verschwindet, bildet das Integral eines Extremwertes, d.h. im Falle $L_k = 0$ oder $\dot{S} = 0$, was labiles Gleichgewicht für $V = 0$ oder stabiles Gleichgewicht für $V = 0$ im allgemeinen Gleichgewicht zum Total hat, wenn die verschiedenen nicht mehr voneinander bleiben und Proben Gleichung 1 erfüllt ist. Im Falle

14 eines Potentials $L(q_i)$ die stationären Zustände im Trennen mit einer optischen Minimierung, auf den Fall $E_k > 0$ übertragen bedeutet das, daß sich ein Prozess stets an abspricht, daß die Divergenz des kinetischen Potentials L ansteigendste Aktion eine Minimierung ist.

Auf Gl 2 kann ein ähnlicher Prozess angewandt werden wie folgende, hat als Gl 1a die partiellen Be-
 proportionalen ausstehen laßt,
 genau in Gl 2 keine Variation vor-
 kommen und auch Größen, die an
 irgend ein spezielles Koordinaten-
 system gebunden sind, nicht
 existieren. Das System q_i ist
 es möglich, für s Freiheitsgraden
 des Systems entsprechend $1 \leq i, k \leq s$
 generalisierte Koordinaten q_i einzuführen, statt daß die $3n$ Systemkom-

ponenten $x_{ik} = x_{ik}(q_i)$, mit $1 \leq k \leq 3$ und $1 \leq i \leq n$ als Funk-
 tionen dieser generalisierten Koordinaten erscheinen. Diese q_i können beliebige Dimensionen haben, die Parameter sind auch nicht gleich sein brauchen. Für die gleichen

$$\begin{aligned} \text{Ausdrücken der } x_{ik} \text{ gilt } x_{ik} &= \sum_{k=1}^3 \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot q_i, \text{ also } x_{ik}^2 = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \\ &= \sum_{k=1}^3 \dot{q}_i^2 = \sum_{k=1}^3 \dot{q}_i \dot{q}_i = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \dot{q}_i^2 = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \\ \text{Dies liefert für } E &= \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \dot{q}_i^2 = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \\ &= \sum_{k=1}^3 \dot{q}_i \dot{q}_i = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \\ &= \sum_{k=1}^3 \dot{q}_i \dot{q}_i = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{2} m_k \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \end{aligned}$$

erhält gebildet variabel ist und nur noch von den generalisierten Koordinaten abhängt. Es ist also $E_k = E_k(q_i, \dot{q}_i)$, also $E_k = \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i + \frac{\partial E_k}{\partial q_i} q_i \right)$, wobei $\dot{q}_i = \dot{q}_i(q_i)$, mit von q_i abhängen kann, so daß $\dot{q}_i = \frac{\partial x_{ik}}{\partial q_i} \cdot \dot{q}_i$ ist. In Gl 2 eingesetzt

$$dL = \sum_{i=1}^n \frac{\partial L}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial L}{\partial t} dt = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial E_K}{\partial q_i} - \frac{\partial U}{\partial q_i} \right) dq_i + \left(\frac{\partial E_K}{\partial t} + \frac{\partial E_P}{\partial t} \right) dt$$
 Der letzte Term ist das totale Ableiten von $E_K + E_P$ nach t .
 Nach partieller Integration:

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i - E_K - E_P \right) = 0$$
 Zuerst partiell integrieren:

$$- \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i \right) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial E_K}{\partial q_i} \dot{q}_i - \frac{\partial E_K}{\partial t} - \frac{\partial E_P}{\partial t} = 0$$
 Also:

$$- \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i \right) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial E_K}{\partial q_i} \dot{q}_i - \frac{\partial E_K}{\partial t} - \frac{\partial E_P}{\partial t} = 0$$
 Setzt man $\frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i = 2E_K$, was wegen

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i \right) = 2 \frac{\partial E_K}{\partial t}$$
 gilt, so erhält man:

$$2 \frac{\partial E_K}{\partial t} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial E_K}{\partial q_i} \dot{q}_i - \frac{\partial E_K}{\partial t} - \frac{\partial E_P}{\partial t} = 0$$
 d.h. bei der partiellen Integration:

$$\frac{\partial E_K}{\partial q_i} \dot{q}_i = 0$$
 gesetzt wurde. Es ist
 aber immer zulässig, weil
 auch für die generalisierten Koordi-
 naten für die Grenzen der parti-
 alion $q_i(t_1) = q_i(t_2) = 0$ gefor-
 dert werden darf. Auch ist das Vor-
 zeichen der Variationen beliebig, so
 dass im Integral stets ein positiver
 Integrand erreichbar ist. d.h.

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{\partial E_K}{\partial q_i} \right) \cdot q_i \cdot dt = 0$$
 kann man erfüllen, wenn man die Fabe-
 raud verschärft, also wenn

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_i} \right) = 0$$
 ist. In diesen
 Gleichungen, welche als general-
 isierte Bewegungsgleichungen be-
 zeichnet werden, ist $-\frac{\partial U}{\partial q_i}$ eine
 generalisierte Kraft, welche
 $\sum_{i=1}^n q_i \cdot dt = 0$ nicht eine Kraftlinien-
 stärke zu haben braucht.
 Wesentlich ist nur, dass das Ja-
 kobe längs der generalisierten ge-
 neralisierten Koordinaten eine
 Energie dimensionslos hat.
 Insbesondere ist $\frac{\partial E_K}{\partial q_i} = p_i$ eine
 generalisierter Impuls, sodass
 das System der generalisierten
 Bewegungsgleichungen zu

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - p_i = 0$$
 ist. In phys.

$$\sum_{i=1}^n q_i \neq 0$$
 ist kann man
 für p_i die entsprechenden

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial q_i} - \dot{p}_i \right) = 0$$

Gleichung 3

Ordnung

$$\sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k} = \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k} = \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k}$$

$$= \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k} = \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k}$$

$$= \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k} = \sum_{i,k=1}^n \dot{q}_i \dot{q}_k \frac{\partial^2 L}{\partial q_i \partial q_k}$$

$$\text{also } \dot{q}_k = f(p_k, q_k), \text{ da die } p_{ik} \text{ nur}$$

$$\text{von den Koordinaten abhängen.}$$

$$\text{Dann wird } L E_k = \sum_{i=1}^n p_i \dot{q}_i \text{ oder}$$

$$E_k = G(p_i, q_i), \text{ d.h. andererseits ist}$$

$$\text{aber } E_k = F(q_i, \dot{q}_i), \text{ und}$$

$$p_i = \frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i}.$$

$$\text{Die totalen Differentiale}$$

$$\text{lauten } dE_k = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i} d\dot{q}_i \right) \text{ und}$$

$$dE_k = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i} d\dot{q}_i \right), \text{ was}$$

$$\text{nach Addition z. d. } dE_k = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i} d\dot{q}_i \right) \text{ ergibt. Aus}$$

$$2E_k = \sum_{i=1}^n p_i \dot{q}_i \text{ folgt ebenfalls}$$

$$2dE_k = \sum_{i=1}^n (p_i d\dot{q}_i + \dot{q}_i dp_i) \text{ und nach}$$

$$\text{Substitution } \sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial q_i} (G+F) dq_i + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial G}{\partial p_i} - \dot{q}_i \right) dp_i \right] = 0, \text{ da die } p_i \text{ und}$$

q_i unabhängige Variablen sind kann

diese Beziehung nur erfüllt sein, wenn

die Faktoren vor den Differentialen

verschwinden, d.h., wenn $\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial q_i} (G+F) =$

$= 0$ und $\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial G}{\partial p_i} - \dot{q}_i \right) = 0$ ist. Wir

von der ersten Beziehung das System

der generalisierten Bewegungsgleichungen

einsetzen (Gl. 3) erhält man, da

es sich um das System der Bewegungsgleichungen

zwischen Bewegungsgleichungen, d.h.

hierbei ist $G+F = 2E_k$ und $L = E_k - V$

Es folgt

$$0 = \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial q_i} (G+F) - \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial q_i} - \dot{p}_i \right) =$$

$$= \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial}{\partial q_i} (E_k + V) + \dot{p}_i \right) = \sum_{i=1}^n \left(\dot{p}_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} \right)$$

weil für den gesamten Energieerhalt

die Funktion $H = E_k + V$ eingeführt wird

die kanonischen Bewegungsgleichungen

lauten also

$$\sum_{i=1}^n \left(\dot{p}_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} \right) = 0, \quad H = E_k + V$$

Gleichung 3a

22 sei in $H = \int H dV$ die Differenz-
 haldquotient $H = dH/dV$ die Raum-
 dichte des generalisierten Energie-
 inhaltes aus Gl. 3a. Das aus
 $1 \leq h \leq n$ Wirkungsgeraden be-
 stehende Feld muß durch n Lini-
 ständepunktfunktionen ψ_k beschreibbar
 sein, was heisst jede einzelne
 eigene Wirkungsgerade aus-
 spricht. Auch muß $\psi_k = \psi_k(x_i, t)$
 sein, denn jedes Feld ist eine Lin-
 ständepunktfunktion, welche den jewei-
 ligen Raumzeitpunkt des vollen Feld-
 verunsachtes Geschehens den Wert
 seiner Zustandsgröße gibt. Die
 das Feld charakterisiert, d. h.
 die istopod eine Wirkungsgerade
 beschreibende Funktion ψ_k muß
 von den drei Koordinaten des phy-
 sischen Raumes und der Zeit ab-
 hängen. Im Gesamtzustand des Feldes

wird offenbar durch L und die 3
 räumliche Zustandswerte durch L be-
 schrieben. Andererseits müssen es
 für $n < \infty$ die Gesetze der Dier-
 punktswechseln gelten, d. h. L muß
 als Zustandsfunktion des Feldes von den
 ψ_k sowie von deren ersten partiellen
 Ableitungen nach den drei Raumko-
 ordinaten und der Zeit abhängen.
 Es ist also $L = L(\psi_k, \frac{\partial \psi_k}{\partial x_i}, \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j}, \frac{\partial \psi_k}{\partial t})$
 und $\int_{t_1}^{t_2} L dt = 0$ wird nach den Regeln
 der Variationsrechnung zu $0 = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt$
 $= \int_{t_1}^{t_2} \delta L dt$. Hier ist
 $\delta L = \sum_{k=1}^n (\frac{\partial L}{\partial \psi_k} \delta \psi_k + \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial x_i}} \frac{\partial}{\partial x_i} \delta \psi_k + \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j}} \frac{\partial}{\partial x_j} \delta \psi_k + \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial t}} \frac{\partial}{\partial t} \delta \psi_k)$
 $= \sum_{k=1}^n (\frac{\partial L}{\partial \psi_k} \delta \psi_k + \frac{\partial}{\partial x_i} (\frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial x_i}} \delta \psi_k) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j}} \delta \psi_k) + \frac{\partial}{\partial t} (\frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_k}{\partial t}} \delta \psi_k))$
 weil die ψ_k gemäß
 $\psi_k + \delta \psi_k$ so zu variieren sind,
 daß δL an den raumzeitlichen
 Grenzen des Integrationsbereiches
 verschwindet. Die Bedingung
 $\int_{t_1}^{t_2} \delta L dt = 0$ kann aber nur erfüllt

24 sein, wenn auch $\delta L = 0$ ist und in

$$\sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_k} - \frac{\partial L}{\partial \psi_k} \frac{\partial \psi_k}{\partial t} \right) \cdot \delta \psi_k = 0$$

 steht ~~die~~ entweder die $\delta \psi_k > 0$ oder
 $\delta \psi_k < 0$, sodass die Bedingung
 nur dann erfüllbar ist, wenn von
 jeder Variation der Faktor für die
 verschwindet, denn alle $\delta \psi_k \neq 0$
 sind voneinander linear unabhängig.
 Auf diese Weise entstehen n Feldgleichungen

$$\mathcal{K}_k; L = 0$$

$$\mathcal{K}_k = \frac{\partial}{\partial \dot{\psi}_k} \frac{\partial}{\partial \psi_k} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \psi_k}{\partial t} - \frac{\partial^2 L}{\partial \psi_k^2}$$

$$L(\psi_k, \frac{\partial \psi_k}{\partial x_k}, \dot{\psi}_k)_{k, a=1}^n = \frac{dL}{dt}$$

Gleichung 4
 von denen jede charakteristisch ist für
 den Operator $\mathcal{K}_k$ das Verhalten
 des Wirkungsgradienten innerhalb
 des Feldes beschreibt. Diese Feld-
 gleichungen können also höch-
 stens von geordneter Ordnung sein.
~~Diese Feldgleichungen sind wegen~~

der besonderen Art der Operatoren
 stets $\mathcal{K}_k$ operieren alle Substitutions-
 der Form $L' = L + \text{div } \bar{\Lambda} + \bar{\Lambda}_0$ mit
 $\bar{\Lambda} = \bar{\Lambda}(\psi_k)_n$ und der Skalarfunktion
 $\bar{\Lambda}_0(\psi_k)_n$ invariant. Aus den $\mathcal{K}_k; L=0$
 kann auch ein gl 3a analoges
 Rauscher'sches Formalismus ent-
 wickelt werden, wenn die ψ_k
 als generalisierte Koordinaten
 aufgefasst werden, die allerdings
 im Fall eines Rauscher'schen Feld-
 theorie nicht mehr mit einer t
 sondern auch noch von den drei
 Ordnungsvariablen abhängen. An
 statt Pl. 4. beschriebene alle-
 gorie Feld der n -ten Ordnung ist =
 Rauscher'sches mit dem Feldkon-
 stituenten, wenn die Wirkungen =
 ihre infinitesimal bewahrt
 auszuweisen werden, d.h. wenn
 im Limes ihre Zahl $n \rightarrow \infty$ über alle

ab gezeugen auszeichnet. Das Feld wäre
 dann als Limes der Verteilung diskreter
 Wahrscheinlichkeiten für $n \rightarrow \infty$ aufzufassen.
 Zur Durchführung dieses Limes wird das
 räumliche Volumen V zunächst nicht
 als Kontinuum angesehen sondern
 V besteht aus einer endlichen Zahl von
 Volumenelementen vom Volumen $\Delta V_{(s)}$. Das
 Wert für ψ_k in $\Delta V_{(s)}$ hat, dass dann
 $\psi_{(s)k}(t)$ nur noch von t abhängt;
 die räumlichen partiellen Ableitungen in
 $\mathcal{R}_k$ müssen im Bild $\Delta V_{(s)}$ durch die
 entsprechenden Differenzquotienten er-
 setzt werden. Da die ψ_k als generalisier-
 te Koordinaten aufgefasst werden
 können, (die aber, wenn das Bild
 $\Delta V_{(s)}$ nicht verdrängt wird, wenn
 t noch von den drei Ortskoordinaten
 unabh. abhängen, sodass besser in
 diesem Fall jede generalisierte Ko-
 ordinate q_i als Vektor aus drei Raum-

Komponenten von ψ_k aufgefasst ist) 27
 kann in jeder Zelle $\Delta V_{(s)}$ die Funktion
 $L_{(s)}$ in Abhängigkeit von den generalisier-
 ten Koordinaten $q_i = \psi_{(s)i}$ auf
 der operationalen Geschichtlichkeit
 $q_i \equiv \psi_{(s)i}$ dargestellt werden,
 denn in jedem $\Delta V_{(s)}$ soll die Funktion
 $\psi_{(s)i} = \psi_{(s)i}(t)$ räumlich kon-
 stant bleiben, sonst, trotz der ab-
 weiche Wirkungsgesetze $\psi_k(x_{k,t})$,
 über den ganzen Zelleneinhalt $\Delta V_{(s)}$
 ein räumliches Konstanz verleiht ist.
 Entsprechend kann auch $\underline{L} = \sum L_{(s)}$ im
 Zelleneinhalt in der Form $\underline{L} = \sum L_{(s)} \Delta V_{(s)}$
 gebildet werden und muß daher, wie $L_{(s)}$,
 von den q_i und $\dot{q}_i$ abhängen. Hieraus
 kann $\int_{\mathcal{R}_k} \underline{L} dt$ gebildet werden, was entspr.
 $\int_{\mathcal{R}_k} \underline{L} dt = 0$ sein sollte, was
 wenn $\sum L_{(s)} = 0$ ist, d. h. wenn die q_i
 entspr. $q_i + \dot{q}_i$ variieren und wenn
 die $\dot{q}_i$ für die Grenzen des Zeitinhalts

28 ^{verwendbar} ~~späts~~ aber auch in Zellen, welche
 überdeckt der Bereich $\mathcal{V}$ liegt und
 somit kein Wirtungspunkt enthalten.
 In dem für primäre Bereich $\mathcal{V}$ betriebs-
 wählbar ist, insbesondere faktoriell ist für
 dieses $n \rightarrow \infty$ eine Übergang von der
 Verteilung der Wirtungspunkte
 von einer Feldfunktion. Raumwahr-
 schen Gleichungen können aus Gl 9 aus-
 drückt werden wenn man, eine Raum-
 wirtung Formelwahr, aufsteht. Die
 Raumwahr Konjunktive von Tuppel

$$p_j = \frac{\partial L}{\partial q_j}$$
 erfüllt, dann $L = \sum_{(s)} L_{(s)} \delta_{(s)}$
 und $q_j = y_{(s)}^j$ und $p_j = S_{(s)}^j \cdot \frac{\partial L_{(s)}}{\partial y_{(s)}^j}$
 dann in der Form L ist $y_{(s)}^j$ wird in
 Primären $p_j = 1$ vorkommen, nach
 Gl 4 muss es zu einer Stelle x_i geben
 und Konjunktive $y_{(s)}^j$ darat, das die
 Werte von L wird, auch von den
 $y_{(s)}^j$, nicht aber von den $\frac{\partial y_{(s)}^j}{\partial x_i}$ abhänge.
 Die partielle Funktion $\frac{\partial L}{\partial y_{(s)}^j}$

wird als das eine Teil $y_{(s)}^j$ Raumwahr 29
 Konjunktive Teil $y_{(s)}^j$ bezeichnet. Hiermit
 werden die Gleichungen $K_n, L = 0$ zu

$$\pi_n = \frac{\partial L}{\partial y_n} - \sum_{k=1}^n \frac{\partial L}{\partial x_k} y_n$$

$$\pi_n = \frac{\partial L}{\partial y_n} \quad \text{gleichung 4a}$$

 die Zellwert $S_{(s)}$ stellt eine offener
 auch für Raumwahr Konjunktive von
 puls p_j wird eine Raumwahr Konj-
 unkte Teil im Raumwahr,
 dann es gilt $p_j = \frac{\partial L}{\partial q_j} = S_{(s)}^j \frac{\partial L}{\partial y_{(s)}^j} =$
 $= S_{(s)}^j \cdot \pi_{(s)}^j$, wobei das Raumwahr
 Konjunkte Teil in $S_{(s)}^j$ als Raum-
 wär des Raumwahr Tuppel
 dass alle aufspalt der Raum
~~und 2 wär~~ ^{das} die generalisierten Koordinaten.
 das diese Größe Raum im Bild $S_{(s)}$
 wird die Funktion H dargestellt
 werden, nach dem mechanischen
 Grundwahr in generalisierten
 Koordinaten gilt $H = \sum p_j \dot{q}_j - L$

30 also im Falle einer $H = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right)$
 also nur dann im Falle einer $H = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right)$
 $H = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right)$ aber gilt $H = \lim_{s \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^s \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^s \tau_{ij}^2 \right)$
 $= \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right)$ oder mit
 $H = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right)$ mit $\lim_{s \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^s \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^s \tau_{ij}^2 \right)$

Differenz ist:

$$H(\tau_{ij})_{i,j=1}^n = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right) - L$$

Gleichung 5

Refert. mit einer Begrenzung, Raum
 τ_{ij} in einer Raumzeit Begrenzung
 Form gebracht werden, welche eine
 physikalische Analogie zu den
 Begrenzungen zu der Raumzeit
 Punktelemente bildet.

Annahme zu Seite 4 Satz 3

8.) Es gibt kein materielles Kontinuum,
 d. h. jede Materieverteilung ist abzählbar
 unendlich und jede Masse, welche ihre
 Tragheit repräsentiert, besteht aus
 elementaren Materiefeldquanten.
 Eine Materiefeldquanten haben jedes $h \cdot \nu =$

31
 - L(s)) Materiefeld auf

$$\left(\sum_{i=1}^n \tau_{ij}^2 \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^n \tau_{ij}^2 \right) - L(s)$$

2.) Quanten.

Nach der Aussage β der physikalischen
 Funktionen β jede Materieverteil-
 ung ein diskontinuierliches Feld
 aus elementaren Materiefeldquanten =
 Teil, von denen jedes Elementar-
 teilchen in Wechselwirkungen
 stehen muß, da experimentell genau
 jede Materieverteilung eines mecha-
 nischen Zustands hat, der
 Mikrozustand aller dieser Materie-
 feldquanten bestimmt also sta-
 tistisch die jeweiligen ^{inneren} Mikro-
 zustand der Materieverteilung
 Materieverteilung, welche das Kon-
 position einer großen Zahl von
 Materiefeldquanten darstellt.

34. Subs. von gleichen Zustands, d.h. für $W = \text{const.}$ sind die ~~Änderungs~~ ^{Änderungs} Zustände der Ausgabelinien möglich, welche durch W ausgedrückt wird. Ist dagegen $W = W(t)$ zeitabhängig und sind $t_1 < t_2$ zwei Zeitpunkte, so gilt es die beiden Wahrscheinlichkeiten $W(t_1) < W(t_2)$ und $W(t_2) > W(t_1)$. Im ersten Fall liegt ein Abfall von W vor, im anderen Fall ein Anstieg von W . Nach dem Gesetz der Statistik, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine äußere Einwirkung auf das System einwirkt, während im gegebenen Fall W ansteigt, d.h. wenn das System ohne äußere Einflüsse sich selbst betrachtet, bleibt W nicht abnehmend, sondern für die thermodynamische Wahrscheinlichkeit eines statistischen Zustandes von statistischen Quanten immer $W \geq 0$ und $\dot{W} \geq 0$ gilt, wenn auf die Verteilung, welche

35. äußeren Einflüssen unterliegt, nach der Aussage $\dot{S}$ der statistischen Thermodynamik, die für einen Prozess aber auch die Entropie S eines Systems ohne äußere Einflüsse verliert abnehmend, sodass wegen $\dot{S} \geq 0$ und $\dot{S} \leq 0$ und der analogen Aussage $\dot{W} \geq 0$, $\dot{W} \leq 0$ eine statistische Interpretation der Entropie, demnach ist eine Zusammenhänge $S = f(W)$ vermutet werden können. Es kann darauf an, f zu erhalten. Sind zwei Zeitquantenverteilungen in Form von zwei Systemen a und b gegeben, welche Gesamtsysteme aufbauen, so können, es nach den Gesetzen der Thermodynamik in einem Gesamtsystem zunächst zu einer Art von statistischen S_a und S_b der Teilsysteme zu Entropie $S = S_a + S_b$ der Gesamtsysteme, die sich, nach dem

36. Gesetze der Thermodynamik, die Entropien von Teilsystemen addieren.
 Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitstheorie oder dagegen für die Wahrscheinlichkeiten W_a und W_b das Multiplikationsgesetz $W = W_a \cdot W_b$, also mit $S = f(W)$ die Funktionsbeziehung $f(W_a \cdot W_b) = f(W_a) + f(W_b)$.
 Partielle Differentiation nach W_a liefert $W_b \cdot \frac{\partial}{\partial W_a} f(W_a \cdot W_b) = \frac{\partial}{\partial W_a} f(W_a)$ und nach nochmaliger partieller Differentiation nach W_a schließlich $\frac{\partial}{\partial W_a} f(W_a \cdot W_b) + W_b \cdot W_a \cdot \frac{\partial^2}{\partial W_a^2} f(W_a \cdot W_b) = 0$, mit $W = W_a \cdot W_b$ und $f = f(W)$ wird diese partielle Differentialgleichung zur totalen Differentialgleichung, nämlich $W \cdot \frac{d^2 f}{dW^2} + \frac{df}{dW} = 0$, deren allgemeine Lösung $f = K \ln W + C$ ist, worin K und C Integrationskonstanten sind. Man setze in $f(W_a \cdot W_b) = f(W_a) + f(W_b)$ liefert $C = 0$, so daß $f = K \ln W$

bestimmt werden kann. Damit gilt auch $S = K \ln W$ für den veränderlichen Zustand, zwischen S und W . Hierin ist nur noch die Integrationskonstante K zu prüfen. Im Zustand W_0 von K werde angenommen, daß sich eine Kugel, also $L \approx 6 \cdot 10^{26}$ Moleküle befinden in einem Volumen V_0 befinden, welches ein Teilvolumen wie $V_1 > V_0$ ist, so daß das Restvolumen $V_2 = V_0 - V_1 > 0$ verbleibt. Dieser Zustand habe die Entropie S_0 , doch kann es auch stattdessen ein anderes Wert als reversibel ablaufend zu einer der beiden aller Materie feingebauten wie V_1 führen. Dieser Prozess ist eine irreversible Expansion und die Entropie wächst dabei auf den Wert $S_1 > S_0$. Ist R die Gaskonstante, so wird dieser irreversible Zustands-

38 vergangen, dann $S_1 - S_2 = R \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)$ beschrieben. Die Volumina V_1 und V_2 werden jetzt in Zellen aufgeteilt, so dass Kopf V_1 aus n Zellen besteht. Die Wahrscheinlichkeit Kopf $\times$ v Faktoren in V_1 vorzufinden, ist dann $W_1(v) = n^v$ und entsprechend, die v Faktoren in V_2 vorzufinden, $W_2(v) = n^v \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^v \leq n^v$, weil $v_2 \leq v_1$ ist. Diese Aussagen folgen unmittelbar aus den Gesetzen der Wahrscheinlichkeiten Rechenregeln. Für $v = L$ werden mit $S = K \ln W$ in $S_1 - S_2 = R \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)$ die Teilentropien $S_1 = K \ln W_1 = K L \ln n$ und $S_2 = K \ln W_2 = K L \ln n \left(\frac{v_2}{v_1} \right)$, also $R \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right) = S_1 - S_2 = K L \left[\ln n - \ln n \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \right] = K L \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)$, also $K L = R$, womit sich die Teilentropien konstante K als Ausdruck

selbe Proportionalität ergibt. Die 39 statistische Definition der Entropie wird wieder durch $S = K \ln W$, $K L = R$ Gleichung 6 eindeutig beschrieben.

Dass in einem räumlichen System N insgesamt N unterschiedlichen Zuständen vorhanden, die zur Verteilung in n Klassen gegenüberstehen (es ist in Reihenfolge gegenseitigen Wechselwirkungen stehen sollen (es ist dies eine vereinfachte Annahme), sich aber statistisch unabhängig bewegen, so kann man sich W zu berechnen, zunächst wird R in $1 \leq v \leq n$ diskrete Teilchen der Kettenlänge ε aufgeteilt, sodass $n \cdot \varepsilon^3 = V$ gilt. Sind N die Zahlen der Einzelindividuen im dreidimensionalen Teil ε^3 , so ist $N = \sum_{v=1}^n N_v$ mit N_v

70 Zahl Z der Verteilungsmenge =
 die Reihen auf die n Zellen ist,
 nach dem Prinzip der Kombinatorik
 $Z \cdot \prod_{i=1}^n N_i! = N!$. Beseitigt man
 das $\prod_{i=1}^n N_i!$ auf die Annahme,
 dass alle Einzelindividuen gleich,
 also keine statistische Bewegung,
 erfolgt, so geht man zum Kombi-
 natorischen Prinzip der Verteilung
 über. $W_0(N) = n^N = (n^{\frac{1}{2}})^{2N}$,
 d. h. für das Kontinuum $\varepsilon \rightarrow 0$
 divergiert W_0 über alle Grenzen.
 Wenn die Einzelindividuen nicht
 gleich sondern sich statistisch be-
 wegen, so wird W nicht allein
 ein Verteilungszustand selbst allein
 durch die Z Verteilungsmenge
 beschrieben, auf die n Zellen be-
 stehen, sondern jedem Einzel-
 Individuum kommt infolge der
 Bewegung, nach dem Prinzip der

Statistik der Verteilungszustände nach Z &
 nach n die Hauptverteilung
 auf die N Einzelindividuen be-
 stehen kommt. Eine solche Haupt-
 verteilung tritt im Falle der sta-
 tistischen Bewegung vorhanden
 sein, weil die Einzelindividuen
 ein Verteilungszustand selbst,
 d. h. ihrer Definition ent-
 sprechend, Transportwasser
 zu bekommen, das ihnen gerade
 erscheint es, ausgetrocknet, wenn das
 Verteilungszustand $= \prod_{i=1}^n x_i$ nach einer
 Hauptverteilung $P = \prod_{i=1}^n P_i$ mit $P_i = M_i \cdot \bar{x}_i$
 zuführen, wobei M_i die Gesamt-
 masse aller Verteilungszustände
 ist, welche sich zur Zeit t auf
 der Verteilungszustand $\bar{x}_i$
 in Richtung x_i des Verteilungszustandes
 bewegen. Ähnlich wie $\bar{x}$ wird
 durch P in der Verteilungszustand

44. Endliche Schichten der Teilbarkeit
des Phasenraumes gilt und das ist
eine finite Funktion, das V^P (Mayer)
also die Wirkungsgrößen, als Quanten
erscheinen und zwar nach der Kubus-
stufen solcher Wirkungsgrößen mit
der höheren Schichten der Teilbar-
keitsgröße des Phasenraumes identisch
sein. In Folge der Übergang $c \rightarrow \pm \infty$
fragen, kann eine solche Quanten-
stetigkeit der Wirkungsgrößen nicht sein.
Hierbei, der die Teilungsgröße beliebig
klein gewählt und der Phasenraum
als Kontinuum aufgefaßt werden
kann.

Wegen der Aussage β der Phasenraum-
größen Funktionen Raum $-\infty < c < +\infty$,
also eine Konvergenz von c , angenommen
wird, kann für $c \rightarrow \pm \infty$ umge-
kehrt $S' - S \rightarrow \pm \infty$ divergieren,
was Abweichungsgrößen im Falle

eines kontinuierlichen Materialteilungs,
beurteilt wäre. Da aber die Materie
sowohl in Form endlicher Zahlen
von diskreter Materiefeldquanten
erscheint, muß immer N als Zahl d.
Wirkungsgrößen, welche ein endl. Teil
selben kontinuierl. realisierten
Raumes, endlich bleiben. Dies be-
deutet, daß auch $\lim S < 1 \infty$ kon-
vergiert, was aber mit ungl.
ist, wenn $\lim c = N < 1 \infty$ be-
trachtet. N ist also die Teilung
von c und das bedeutet, daß auch
das Phasenraumverhalten eine end-
liche Schicht hat. Für diese
Schichten gilt $\lim E \eta = h$ und
diese Größe muß eine universelle
konstante Größe sein, die als Br.
Kontinuum bezeichnet wird, weil
die Dimensionierung von h eine
Wirkungsgröße (Funktionswert) ist

46 Nach dieser Untersuchung müßte also jede Wirkung als Linienelement = Integral eines Tensordivs p , eine ganz = zahlbares Vielfaches n dieses Divs = $n \cdot \int p \cdot ds$ sein. Auch gilt $\int p \cdot ds = n \cdot h$. Nach dem Prinzip der Fourierreihe kann man jede Reihe in die Reihe harmonischer Funktionen zerlegen. In der Reihe werden auch $\int p \cdot ds$ aufgeführt werden. In der Reihe zeitlich periodischer Funktionen der Periode T , also der Frequenz $\nu = \frac{1}{T}$, aufgeführt werden. Nach der Formel $\int p \cdot ds$ auf T bezogen, so ergibt sich eine Energie, nämlich $E_n = \frac{1}{T} \int p \cdot ds = \frac{h}{T} \cdot \nu = n \cdot h \cdot \nu$, d.h. jede Energie tritt als ganz bestimmtes Vielfaches von Energiequanten $h \cdot \nu$ auf, welche einer Frequenz ν proportional ist. Auf Grund dieses Gesetzes spektralanalyse ist es möglich

den Zahlenwert von h zu bestimmen. Für die Quantisierung gelten also die Beziehungen $\int p \cdot ds = n \cdot h$, $E_n = n \cdot h \cdot \nu$ Gleichung 7.

3. Elektromagnetismus.

Noch eine der in der Vorlesung $\S$ der phänomenologischen Funktionen ausgedrückten Wirkungen ist elektromagnetische Induktion, die durch das Faraday'sche Gesetz mit $H = \epsilon_0 \cdot \dot{E} + \dot{S}$, $\epsilon_0 \cdot \text{div } \vec{E} = S$, $\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \cdot \dot{H}$, $\text{div } H = 0$ vollständig beschrieben, in welche die Materialkonstanten ϵ_0 und μ_0 die Vektoren der elektrischen und magnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{H}$ und der elektrischen Ladungsdichte S und der Relativgeschwindigkeit $\vec{v}$ in einem

18 Einzigartigen Zusammenhang
 zwischen $\vec{E}$ und $\vec{H}$ im elektromagnetischen Feld
 ist die Ladungs- und Stromdichte
 $\vec{S} = \vec{J} - \frac{1}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t}$ beschrieben
 $\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

div $\vec{E} = 0$, $\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$, $\text{div } \vec{H} = 0$
 Die Ausbreitung einer elektromagnetischen
 Welle ist eine Wellenbewegung. [Ladungsdichten von
 $\vec{H} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \text{rot } \vec{E}$ in $\text{rot } \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$,
 liefert $\epsilon_0 \mu_0 \ddot{\vec{E}} = -\text{rot rot } \vec{E} =$
 $= -\text{grad div } \vec{E} + \text{div grad } \vec{E} = \text{div grad } \vec{E}$
 wegen $\text{rot rot} = \text{grad div} - \text{div grad}$
 und $\text{div } \vec{E} = 0$. Analogie folgt
 für die magnetischen Komponenten
 $\epsilon_0 \mu_0 \ddot{\vec{H}} = -\epsilon_0 \text{rot rot } \vec{H} = -\text{rot rot } \vec{H} =$
 $= \text{div grad } \vec{H}$, weil auch $\text{div } \vec{H} = 0$
 ist. Für beide Feldvektoren gilt
 also $\text{div grad}(\vec{E}, \vec{H}) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\vec{E}, \vec{H})$
 wenn $c^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 = 1$ ist. Dies ist
 aber die Wellengleichung, wobei
 sich $\vec{E}$ und $\vec{H}$ in Vakuum mit
 der Geschwindigkeit $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ [m/sec]}$
 in Form einer Transversalwelle ausbreiten,

deren Wellenvektor im Propagationsfeld
 sphärisch sein müssen. Das Aus-
 loops führt für andere Bestimmung-
 stücke der elektromagnetischen Felder,
 wie z. B. für das elektromagnetische
 Vektorpotential $\vec{A}$ und das skalare
 elektrische Potential φ . Wie für
 $S = 0$ aber auch für $S \neq 0$
 gilt die Divergenzfreiheit $\text{div } \vec{H} = 0$
 wird, dann $\mu_0 \cdot \vec{H} = \text{rot } \vec{A}$ erfüllt,
 was zu $\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\text{rot } \vec{A}$,
 also $\text{rot}(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = 0$ führt. Dies ist
 aber nicht möglich, wenn $\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} =$
 $= \text{grad } \varphi$ ist, weil der Gradient
 stets $\text{rot grad} = 0$ liefert
 ist, wegen $\vec{H} \sim \text{rot } \vec{A}$ und
 also $\text{grad } \vec{H} = \nabla^2 \vec{A}$ muss $\text{div grad } \vec{A} =$
 $= \frac{\Delta}{c^2}$ sein. Tatsächlich muss
 $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi$ und $\mu_0 \vec{H} = \text{rot } \vec{A}$
 in $\text{rot } \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ liefert $\text{rot rot } \vec{A} =$
 $= \frac{1}{c^2} \cdot (-\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \text{grad grad } \varphi)$ oder

50 grad also $\ddot{A} = \pm \frac{1}{c^2} (-\ddot{A} \pm g \ddot{\phi})$
 oder grad also $\ddot{A} = \pm \frac{1}{c^2} \text{grad } \ddot{\phi}$ wegen
 also grad $\ddot{A} = \ddot{A}/c^2$, also nach Integration
 grad also $\ddot{A} = \pm \frac{1}{c^2} \ddot{\phi}$. Divergenz =
 Divergenz von $\ddot{E} + \ddot{A} = \pm \text{grad } \ddot{\phi}$ liefert
 also $\ddot{A} = \pm \text{div grad } \ddot{\phi}$ wegen $\text{div } \ddot{E} = 0$
 im Vakuum. Vergleich mit $\text{div } \ddot{A} =$
 $= \pm \frac{1}{c^2} \text{div } \ddot{A} = \pm \frac{1}{c^2} \text{grad } \ddot{\phi}$
 muss auch für das elektrostatische Potential
 potential die Wellengleichung
 also grad $\ddot{\phi} = \frac{1}{c^2} \ddot{\phi}$, also im $\text{grad} =$
 grad $\ddot{\phi}$ das Wellengleichungen
 für das elektrostatische
 Potential $\ddot{E}$, $\ddot{H}$ oder $\ddot{A}$
 skalare Natur ist.

Die Wellengleichungen der elektro-
 magnetischen Größen sind die für
 alle diese Größen konstante am-
 plitudenprodukt $\ddot{\phi}$ $\ddot{E}$ gegeben,
 das jeder elektromagnetischen
 Potenzen, im Vakuum besetzt:

bei für die $\text{pot } H = \epsilon_0 \cdot E$, $\text{pot } E = \frac{1}{\epsilon_0} H$
 $= -\frac{1}{\epsilon_0} \ddot{H}$, $\text{div } \ddot{E} = 0$, $\text{div } \ddot{H} = 0$ oder
 Kugelkoordinaten, mit der Geschwin-
 digkeit c ausbreiten. Im Vakuum-
 raum (x, y, z) - Raum ist, wenn
 die Einheiten im Kugelkoordinaten erfolgt,
 für die gewöhnliche Gleichung für
 sphärischen Wellengleichungen $x^2 + y^2 + z^2 =$
 $= r^2$ mit $r = ct$, also $x^2 + y^2 + z^2 =$
 $= c^2 t^2 = 0$. Dieser Ausdrucksform
 ganz spielt sich im Koordinaten-
 system ϕ ab und werde von einem ge-
 wöhnlichen Geschwindigkeit v relativ
 bewegten System ϕ' beobachtet.
 In diesem System gelten die Ko-
 ordinaten x', y', z' und die Zeit t' . Wenn
 die Galileigruppe der Koordinaten ϕ
 auf ϕ' in Relation setzt, auf die
 ϕ' der Transformationsformel, mit
 der Ausdrucksformel $x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$
 $c \pm v$ laufen, was $x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$

52 $\neq 0$, also $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 \neq 0$
 $\neq x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$ gilt Folge habe,
 wenn aber diese Gleichheit bestünde,
 so wäre die spezielle Form der
 Wellengleichung der Relativitätstheorie
 in Bezug auf das Bezugssystem $ad -$
 invariante und der physikalische Leer-
 raum würde aus einem festeren
 Weltalter bestehen. Doch konnte
 nach Aussage ~~des~~ der Phänomene -
 mechanischen Erscheinungen gezeigt
 werden, daß es einen solchen Fall
 den Weltalter als Zeitraum $=$
 wiederum der Wechselwirkung (z'
 wiederum für die elektromagnetischen
 aufgeführt der elektromagnetischen
 aus der elektromagnetischen
~~invarianten~~ Phänomene ^{in Bezug auf die} darstellt
 geben kann. Denn dies aber so ist,
 daß $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$
 $= 0$ für alle relativen Bewegungen System

6' geben uns das bedeutet, was für 53
 elektromagnetische Erscheinungen
 ganze die Galileigruppe nicht an-
 weisbar ist. Die spezielle Mechanik
 ist eine Erweiterung eines festeren Weltalters,
 die durch die Gleichheit $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 =$
 $x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$, also für den
 elektromagnetischen Relativitätstheorie
 ist angesetzt ist, ist nicht eine
 Aufgabe der Begriffe von absoluten
 Raum äquivalent, was $x^2 + y^2 + z^2 \neq$
 $\neq x'^2 + y'^2 + z'^2$ gilt Folgt hat. Die
 durch das Relativitätsprinzip erfordert
 Gleichheit ergiebt, denn aber $t \neq t'$
 also eine Aufgabe der Begriffe der
 absoluten Gleichzeitigkeit. Dies heißt
 es nahe, wenn von drei Raumpunk-
 koordinaten $x = x_1, y = x_2$ und $z = x_3$
 die imaginäre Zeitzeit $ict = x_4$
 als vierte Koordinate einer vierdimensionalen
 einen Raumzeit einzuführen, obwohl

54 für $\mathbb{R}_3$ gilt das Relativität $\mathbb{R}_4$ ist
 gegeben durch. Damit wird das elektro-
 magnetische Relativitätsprinzip zu
 der Transformationsbeziehung $\sum_{i=1}^4 x_i'^2 =$
 $= \sum_{i=1}^4 x_i^2$. Der $\mathbb{R}_3$ erscheint po-
 nent als eine Hyperfläche des $\mathbb{R}_4$,
 dessen Punkte Ereignisse sind.
 Die relative Gleichzeitigkeit wird
 dargestellt durch solche Hyperflä-
 chen $\mathbb{R}_3$ ausgeschnitten, für die
 $x_4 = \text{const}$ ist, d.h. die relative
 gleichzeitigen Ereignissen liegen
 auf einer Hyperfläche $x_4 = \text{const}$.
 Das $\mathbb{R}_4$ der Übergang zwischen
 zwei Koordinatensystemen $\mathbb{C}$ und $\mathbb{C}'$,
 die mit α relativ $\mathbb{C}$ bewegt be-
 wehen, hat $\frac{dx_4}{dt}$ noch von =
 bedingte Transformations $x_i' =$
 $= x_i' (x_4' - \alpha x_4)^4$ $\bar{g}$ ergeben.
 Die aber verschall sind, diese Trans-
 formationen zu erhalten, wäre

festzustellen, ob es für physikalisch
 magnetische Vorgänge ausgereich-
 ende Bezugssysteme gibt. Wegen
 der Vertauschung der elektrischen =
 magnetischen Felder und der elektri-
 schen haben der die im $\mathbb{R}_4$ -
 Transformationsgesetz verknüpfenden elektri-
 schen Differentialoperatoren, ist offensichtlich eine
 Transformation gewöhnlicher und
 wegen der Transformationen hat
 der Lichtzeit und der unelastischen
 Form der Relativitätsprinzipien
 wird der wesentliche Fundamentalsatz =
 Beweis des $\mathbb{R}_4$ geometrisch indefi-
 nit, also $\mathbb{R}_4$ selbst pseudoeuklei-
 disch. Ein ausgezeichnetes Bezugssy-
 stem elektromagnetischer Vorgänge
 kann es offenbar nicht geben, denn
 wenn es dieses System gäbe, wäre
 $\sum_{i=1}^4 x_i^2 \neq \sum_{i=1}^4 x_i'^2$, was in Widerspruch

so ~~best~~ ^{ist} Erwartung statt. In jedem
 Fall muß es also mehrere gleichbedeutende
 Systeme geben, welche unter
 $x'_i = x_i (x_{v,c})^4$ in Zusammenhang
 stehen. Wegen $c = \text{const}$
 (es ist eine Konstante) können
 sich diese Systeme nur nach
 $v = \text{const} (t)$ verändernd unterscheiden,
 so daß es wegen der in-
 endlich vielen v -Werte auch
 eine unendliche Reihe gleichbedeutender
 dieser Bezugssysteme geben muß,
 was die Transformations-
 $x'_i (x_{v,c})^4$ als Transformations-
 gruppe charakterisiert. Da
 zwar die mechanischen Vorgänge,
 für welche die Galileigruppe
 und elektromagnetische Vorgänge
 vermischt werden können, doch
 abtunget, muß die aus der
 Transformation $\sum_{i=1}^4 x_i^2 = \frac{\sum_{i=1}^4 x_i'^2}{c^2}$

feststehende Gruppe der rela-
 tiven Räume und der relativen
 Zeit abgeleitet ergibt sich aus
 der Galileigruppe der mechanischen
 (absoluten Raum und absolute Zeit),
 als Approximation erhalten,

Mit Einführung der Raumzeit =
 Transformationsgruppen folgende
 Fortführung der Transformations-
 gruppe gestellt werden:

a) da die elektromagnetische Licht-
 bewegung als wellenförmig betrachtet, muß
 der Relativbewegung als Dopp-
 lereffekt angesehen, so daß von
 allen gleichberechtigten Systemen
 die Ausbreitungsgeschwindigkeit c
 der Lichtwellen konstant
 $c = \text{const.}$ angesehen.

b) alle gleichberechtigten Systeme
 bewegen sich relativ zueinander
 und sind nicht voneinander in-

58 verschied. Kar. d. ~~z~~ ~~ist~~ ~~stetig~~ ~~stetig~~

- c) Die Relativgeschwindigkeit v gilt als berechneter System ist stationär, also Gleichförmig und geradlinig, wodurch das System als Inertialsystem charakterisiert ist.
- d) Die Transformationsformeln müssen linear sein, wobei das lineare Koeffizient von v abhängen kann, denn nur auf diese Weise wird kein Punkt des R_3 ausgeschlossen. ~~Die~~ ~~Stationäre~~

Die ~~Stationäre~~ Ableitung des Transformationsprinzips des elektromagnetischen Relativitätsprinzips liefert die Lorentztransformation, welche aus dem Äquivalenzprinzip elektromagnetischer Felder im Vakuum folgt auf theoretische Weise. Das elektromagnetische Relativitätsprinzip ist jede

Veranschaulichung steht parallel 59

Gleichungen zusammenfasst, die Vektorkomponenten voneinander sind, ist es angedacht, das aus Strömungsgesetz eines skalaren Feldes zu verändernd und nicht für jedes sich des elektrische Skalarpotential φ an, für jeden Ausbreitung, nach dem Vorgehen = erlangen, die Operatoren = ∇^2 $\nabla^2 \varphi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$ im R_4 wird der Operator in der analytischen Form $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ dargestellt, wobei die Forderung des Äquivalenzprinzips keine Änderung vom System S nach S' ($v = \text{const.}$) ist. Die Relativgeschwindigkeit v der Form $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \alpha(v) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x'^2}$ anwächst. Für Vereinfachung werde angesetzt, dass $\alpha(v) = 1$ für $v \ll c$ gilt.

60 Bei den Systeme parallel laufen, ist die Relativbewegung mit $v = \text{const}(t)$ längs der Geraden $x_1 = 0$ und verläuft und proj. sich auf Begrenzung der Bewegung, welche Systeme gemäß $x_{(0)i} = x'_{(0)i} = 0$ in allen anderen Koordinaten haben. Unter diesen die Allgemeinheit nicht ausschließen. Neben Vereinfachungen lautet die allgemeinste Form der Koordinaten Transformation, welche die Forderungen a bis d erfüllt, $x'_1 = X(v) \cdot (x_1 - vt)$, $x'_2 = \lambda(v) \cdot x_2$, $x'_3 = \lambda(v) \cdot x_3$, sind $t' = \mu(v) \cdot t - \frac{v}{c^2} \cdot x_1$, auch ist $\frac{\partial t'}{\partial x_1} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial t}{\partial x_1} - \frac{v}{c^2} \cdot \frac{\partial t}{\partial x_1}$ in $x_1 = 0$ fallen. Es kommt darauf an, die Koeffizienten λ , μ , λ , μ und v als Funktionen von v und c zu bestimmen. Diese sind die Relativgeschwindigkeit

Transformation für den vereinigten ist fall betrachtet, das danach verallgemeinert werden kann. der Koeffizient λ muß sowohl für Transformationen x'_2 und x'_3 als gleiche sein, weil beide Richtungen gleichzeitig orthogonale verlaufen und die von ihnen aufgespannte Ebene gut ausgeglichen ausgerechnet werden. Richtung x'_1 normal verläuft. Auch muß $\lambda(v) = \lambda(-v)$ gerade sein, was, zusammen mit der Invarianz, $x'_2 = x'_3 \cdot \lambda(-v)$ und $x'_3 = x'_2 \cdot \lambda(-v)$ für λ der Wert $\lambda = 1$ ergibt. Folgt werden die Transformations $x'_2 = x_2$, $x'_3 = x_3$ identisch. Zur Bestimmung der übrigen Koeffizienten ist Determination, das γ eine Funktion der Raumzeit Koordinaten sein muß. In $\gamma = \gamma(x_i)$, mit

62. Bei Raumgeradenparametrisierungen
 zwischen $\mathbb{C}'$ und $\mathbb{C}$ ist $\mathbb{C}$ projektivitäts-
 und $x'_4 = ic$ verdrückt, dann gilt

$$T(x'_i)^4 = T(x(x_1 - vt), x_2, x_3, (x_4 - vx_1))$$

 partielle Differenziertheit

$$\frac{\partial T}{\partial x'_1} = x \frac{\partial T}{\partial x'_1} - v \frac{\partial T}{\partial x'_1} \frac{\partial T}{\partial x'_1} = -xv \frac{\partial T}{\partial x'_1} +$$

$$+ \mu \frac{\partial T}{\partial x'_1} \frac{\partial T}{\partial x'_1} = x^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} - 2xv \frac{\partial^2 T}{\partial x'_1 \partial x'_1} +$$

$$+ \mu^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} = \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} = \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} = \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1}$$

 und

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = -x^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} + 2 \frac{x_1 v}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x'_1 \partial x'_1} +$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_1} \text{ liefert. In die Transformations-}$$

 Bedingung der elektromagnetischen Wellen
 Ausbreitung $\alpha \cdot \sum_{i=1}^4 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_i} = 0$ ein-
 gesetzt, ergeben sich Bedingungen für
 die Koeffizienten, die die Transformierung

$$\sum_{i=1}^4 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_i} = \alpha \cdot \sum_{i=1}^4 \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2_i}$$
 erfüllen sein
 muss. Das bedeutet, dass $\alpha = 1$ ist,
 Gleiches folgt auch für α Koeffi-
 zienten der mixed gemischten par-
 tiellen Ableitungen. Weiterhin die
 einzigen von den gemischten Ablei-

63. Raumperspektiven müssen, auf
 diese Weise ergeben sich für die Koeffi-
 zienten die folgenden Bestimmungs-
 gleichungen: $\alpha = 1$ sowie $x = \mu$
 $= \pm (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ und $v = \mu \frac{v}{c}$. Für $x = 1$
 wird der positive Wert gewählt, durch die
 Symmetrie $\mathbb{C}$ und $\mathbb{C}'$ ist es stattdessen
 für $\mathbb{C}$ möglich, was für das Geschwindigkeits-
 verhältnis $\frac{v}{c} = \beta$ eingeführt, einengen
 lässt Koeffizienten in die Transforma-
 tionen $x'_i = x'_i(x, v, c)$ liefert dann

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x'_2 = x_2, \quad x'_3 = x_3,$$

$$t' = \frac{t - \beta/c \cdot x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c} = \text{const.},$$

$$\cos(\bar{x}_i, \bar{x}'_i) = \delta_{ik}, \quad \bar{x}' \parallel \bar{x},$$

 vorausgesetzt, dass diese Raum-
 geradenparametrisierungen in dem speziellen
 Fall kartesisch eine Gruppe bilden, welche
 die Transformationen von $\mathbb{C}$ auf $\mathbb{C}'$ und von $\mathbb{C}'$ auf $\mathbb{C}$
 bilden, und eine von $\mathbb{C}$ nach $\mathbb{C}'$ übertragene
 Absteckung in $\mathbb{C}'$ liefert, nach fol-
 genden Transformationen ablesbar.

64. Das β mit im halboffenen Intervall $0 \leq \beta < 1$ definiert seine Räume, denn für $\beta = 1$ entsteht eine Trivialität in Form einer Identitätsstelle, die in Raum und Zeit nicht mehr definiert ist, während für $\beta > 1$ die Transformations imaginär werden. Das halb offene Intervall $0 \leq \beta < 1$ hat aber das Geschwindigkeitsintervall $0 \leq v < c$ für sich, worin hervorgeht, daß eine reine Gruppengeschwindigkeit ist, welche von materiellen Systemen mit ungeschwindigkeit, nicht aber mit Licht als Wertespitzen werden kann. Die durch Gl. 7 gekennzeichnete wegen Lorentzgruppe L enthält bekannten die Gleichgruppe G als Grenzfall, denn es ist $L = G$ und diese Annahme der mit über alle Grenzen wachsenden der Geschwindigkeit sich aus Breiten der Formel $v = c$ ableitet dem Gl. 7

Wertebereich von G . Für $0 < \beta < 1$ 65. schließlich, mit $L \approx G$, wobei G als Approximation für diesen Fall in L enthalten ist. Die Transformations der Gl. 7 können aufgrund ihrer bekannten geometrisch als imaginäre Drehungen der Raumzeitkoordinaten aufgefaßt werden, wobei eine Verallgemeinerung, die Gl. 7 auf eine geometrische Beschreibung allgemeiner imaginärer Drehungen in einem vierdimensionalen Koordinatensystem hinausläuft, dessen eine Koordinate x_4 ist imaginär ist, wobei das Koordinatensystem der komplexen imaginären Körper definiert ist. Die allgemeine Transformation bei solchen imaginären Drehungen ist gegeben durch $x'_i = \sum_{k=1}^4 a_{ik} x_k$, deren inverse Transformation ebenfalls, d. h. das Erwendrück, existieren müssen.

76 Die Gruppe dieser allgemeinen un-
 symmetrischen Drehungen wird durch die un-
 läre Transformationsmatrix $\hat{A} = (\alpha_{ik})_4$
 vom quadratischen Typ 4 charakterisiert =
 setzt, die gemäß $\hat{A} \cdot \hat{A}^* = \hat{E}$ mit ihrer
 Konjugierten transponierten identisch ist
 und über dem reellen Zahlenkörper =
 per orthogonal ~~ist~~ ist. Wobei $\hat{A}$
 gemäß $\hat{A}' = (\alpha'_{ik})_4$ auf die Dia-
 gonalform transformiert, so muß
 stehen $|\hat{A}'|_4 = \prod_{k=1}^4 \alpha'_{kk} > 0$, also $\hat{A}$
 selbst positiv sein, denn eine
 Eigenwertigkeit würde bedeuten, daß
 ein von 0 verschiedener Wert eigen =
 Defekt vorhanden ist und somit
 kein R_4 über dem Körper existieren
 algebraischen Körpers aufgespannt
 wird. Mit $\vec{r} = \sum_{i=1}^4 \vec{x}_i$ wird $\vec{r}' = \hat{A} \vec{r}$
 und das gilt auch für jeden anderen
 Transformationsvektor. Die allge-
 meine Lorentzgruppe von der

Gr. 76 eine spezieller Sonderfall ist,
 ist, lautet also
 $\vec{r}' = \hat{A} \vec{r}$, $\vec{r} = \sum_{i=1}^4 \vec{x}_i$, $\hat{A} \cdot \hat{A}^* = \hat{E}$,
 $|\hat{A}'|_4 > 0$, gleiches, 8
 Im speziellen Fall der Gr. 76 kann
 $\hat{A} = \hat{A}(\beta)$ dargestellt werden, für
 $\cos(\vec{x}_i, \vec{x}_k) = \delta_{ik}$ mit die mit =
 läre Transformationsmatrix der
 raumzeitlichen Koordinatensysteme zu

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} (1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & i\beta(1-\beta^2)^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -i\beta(1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (1-\beta^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$
 $\cos(\vec{x}_i, \vec{x}_k) = \delta_{ik}$, $\beta = \frac{v}{c} = \cos \alpha$,
 $0 \leq \beta < 1$ Gleiches, 8a
 Wäre $\beta > 1$, so würde der Koeffi-
 zient $(1-\beta^2)^{-1/2}$ nicht auf imaginär
 sondern es wäre damit auch ein aus-
 geschnittenes Bezugssystem definiert,
 was dem elektromagnetischen Relati-
 vitätsprinzip $\sum_{i=1}^4 x_i^2 = \sum_{i=1}^4 x'^2_i$
 widerspricht. Die Lorentzgruppe sind

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_{k=1}^n x_i x_k \frac{\partial}{\partial x_k} - \mu \sum_{i=1}^n x_i^2 \frac{\partial}{\partial x_i} \right) =$$

$$= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_{k=1}^n x_i x_k \frac{\partial}{\partial x_k} - \mu \sum_{i=1}^n x_i^2 \frac{\partial}{\partial x_i} \right) = 0.$$
 Mit $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ wird $\bar{x} = 0$.

Gleichungssystem $\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{x} - \mu \sum_{i=1}^n \bar{x} = 0$
 oder $\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{x} = \mu \sum_{i=1}^n \bar{x}$, weil $\bar{x} > 0$
 neue Randw. $\sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{x} - \mu \sum_{i=1}^n \bar{x} = 0$ ist

aber ein Eigenwertproblem, dessen charakteristische Gleichung durch die Determinante der Determinanten $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x} - \mu \sum_{i=1}^n \bar{x} = 0$ also das Det = 0, also das Produkt $\prod_{i=1}^n (\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x} - \mu) = 0$ sind. Die beschriebene Det, wobei die $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}$ die Hauptachsen der Diagonalform $\sum_{i=1}^n \bar{x} = [\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}]_4$ sind, die invariante Eigenwerte μ sind die Lösungen der charakteristischen Gleichungen, die in μ eine Gleichung 4. Grades ist. Auf diese Weise werden die vier Hauptachsen des Hauptachsensystems $\sum_{i=1}^n \bar{x}$ erhalten. Nach der charakteristischen

Gleichung lassen sich die der Hauptachsenachsen (invariant) durch $\sum_{i=1}^n \bar{x}$ und λ vier Hauptachsen von A aufstellen, nämlich

$$\bar{x}_1 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i$$

$$\bar{x}_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i$$

$$\bar{x}_3 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i$$
 und $\bar{x}_4 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{x}_i$

sind. Die Hauptachsen der Mittel = Hauptachsen sind gegen A invariant = aufstellen, welche skalare haben

Diese Kurven sind nicht, jeder andere bewiesene Räumzeitensystem Raum als einzelner Punkt aufgesetzt werden, bei jeder Hauptachsen Koordinaten per Defizit ist die drei Koordinaten mit $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ werden

72. Dabei sind die Komponenten $\bar{e}_i = M_{ji}$ mit $i \neq j \neq l$ eines Vektors $\bar{e} = \sum_{i=1}^3 \bar{e}_i$ und die M_{li} mit $i \neq l$, als die i te $M_{li} = M_{li}$ eines Imaginären Kern $iD = \sum_{i=1}^3 iD_i$ aufgefasst, die beide in ihrem Realteil antisymmetrisch sind. Nach $P_0 =$ Ruckschlüsse. Dieser Tatsache kann $\text{div}_4 \frac{1}{2M}$ geteilt werden, wenn div_4 die Divergenz in R_4 ist, so lassen Einheitsvektoren $\bar{e}_i$ symbolisiert werden sollen. Die Koordinaten seien gemäß $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$ kartesisch. Dann gilt also $\frac{1}{2M} = \sum_{i,k=1}^4 \bar{e}_i \cdot \frac{\partial M_{ik}}{\partial x_k}$, wobei $M_{ik} = -M_{ki}$ ~~ist~~ $\sim 1 - \delta_{ik}$ be-
 trachtet werden kann. Ge-
 schweht das, so folgt $\text{div}_4 \frac{1}{2M} =$
 $= \bar{e}_1 \left(\frac{\partial M_{12}}{\partial x_2} + \frac{\partial M_{13}}{\partial x_3} \right) + \bar{e}_2 \left(\frac{\partial M_{21}}{\partial x_1} - \frac{\partial M_{23}}{\partial x_3} \right) +$
 $+ \bar{e}_3 \left(\frac{\partial M_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial M_{32}}{\partial x_2} \right) + \sum_{k=1}^3 \bar{e}_k \frac{\partial M_{kk}}{\partial x_k}$

$$\begin{aligned}
 & + \bar{e}_4 \cdot \sum_{k=1}^3 \frac{\partial M_{4k}}{\partial x_k} = \bar{e}_1 \left(\frac{\partial \bar{e}_3}{\partial x_2} - \frac{\partial \bar{e}_2}{\partial x_3} \right) + \bar{e}_2 \left(\frac{\partial \bar{e}_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \bar{e}_3}{\partial x_1} \right) - \\
 & - i \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sum_{k=1}^3 \bar{D}_k \right) + i \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \bar{D}_k}{\partial x_k} \cdot \text{D.H.} \\
 & \bar{e}_1 \cdot \left(\frac{\partial \bar{e}_3}{\partial x_2} - \frac{\partial \bar{e}_2}{\partial x_3} \right) - \bar{e}_2 \left(\frac{\partial \bar{e}_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \bar{e}_3}{\partial x_1} \right) + \\
 & + \bar{e}_3 \cdot \left(\frac{\partial \bar{e}_2}{\partial x_1} - \frac{\partial \bar{e}_1}{\partial x_2} \right) = \left| \frac{\bar{e}_1}{\partial x_1} \frac{\partial \bar{e}_2}{\partial x_2} \frac{\partial \bar{e}_3}{\partial x_3} \right| = \\
 & = \text{rot } \bar{e}, \text{ sowie } \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \bar{D}_k}{\partial x_k} = \text{div } \bar{D} \text{ in } R_3 \\
 & \text{und } \sum_{k=1}^3 \bar{e}_k \cdot \frac{\partial \bar{D}_k}{\partial x_k} = \text{ist berücksichtigt, so} \\
 & \text{folgt } \text{div}_4 \frac{1}{2M} = \text{rot } \bar{e} - \frac{1}{2} \bar{D} + \\
 & + i \bar{e}_4 \text{ div } \bar{D}, \text{ d.h. div}_4 \text{ hat sich} \\
 & \text{als Differentialoperator des } R_3 \\
 & \text{aus } \frac{\partial}{\partial x} \text{ auf, welche auf die Def-} \\
 & \text{körper des } R_3 \text{ anzuwenden, aus} \\
 & \text{dem sich } \frac{1}{2M} \text{ über dem komplexen} \\
 & \text{algebraischen Körper aufbaut. Mit} \\
 & \text{dem auf dem } R_4 \text{ anzuwenden, verknüpft} \\
 & \text{Laplaces Differentialoperator } \nabla^4 = \\
 & = \sum_{i=1}^4 \bar{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \text{ ist } \nabla^4 \bar{\Phi} = \\
 & = \text{rot}_4 \bar{\Phi}, \text{ ein quadratisches Form}
 \end{aligned}$$

79 Polar im R_1 dessen Komponenten
 $B_{1K} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x_K} - \frac{\partial \Phi_K}{\partial x_1} = -B_{K1}$, die
 Komponenten eines antisymmetrischen
 zweiten Rangsartensors bilden, so
 $\text{div}_4 \text{ } {}^2M = \text{rot}_4 \Phi$ stets als Wert
 bei einem Rangwertvektor auf-
 gefasst werden kann. Tatsächlich
 Differentiation von M_{1K} nach x_K
 liefert genau $\frac{\partial M_{1K}}{\partial x_K} = \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x_K \partial x_1} -$
 $-\frac{\partial^2 \Phi_K}{\partial x_1 \partial x_1}$, woraus man direkt
 zyklische Vertauschung der drei
 Indizes erhält $\frac{\partial M_{1K}}{\partial x_K}$ und $\frac{\partial M_{K1}}{\partial x_1}$
 ergibt. Addition liefert genau das
 Theorem $\frac{\partial M_{1K}}{\partial x_K} + \frac{\partial M_{K1}}{\partial x_1} + \frac{\partial M_{23}}{\partial x_2} + \frac{\partial M_{32}}{\partial x_3} = 0$,
 was ein Analogon, gar ein $\text{rot} = 0$
 im R_3 darstellt. Mit Hilfe der
 Stellungsweise von ${}^2M = \text{rot}_4 \Phi$ die
 Eigenschaft des vektorisierbaren Rotors
 Vektorsymbol auf die Darstellung
 von 2M durch die beiden Skalarfelder
 $\bar{\Phi}$ (axial) und $\bar{D}$ (polar) im R_3

bezeichnet, so folgt das Lissac-
 zweifache $-\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial t} - i \left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial x_1} - \frac{\partial \bar{D}_1}{\partial x_1} \right)$
 (durch zyklische Vertauschung folgt
 auch das Analog für die beiden $\bar{D}_2$
 von Komponenten) und dies hat
~~Wert~~ hat $\text{rot } \bar{D} = -\frac{1}{c} \cdot \bar{\Phi}$ gilt
 Folgt. Weiterhin folgt $\sum_{i=1}^3 \frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial x_i} = 0$
 aber die $\bar{\Phi} = 0$, sodass zwei weitere
 Felder des R_3 , welche direkt diese
 beiden Bedingungen verknüpfen
 sind, stets ein antisymmetrisches
 Tensorfeld im R_4 aufbauen. Man
 hat also
 ${}^2M = \begin{bmatrix} 0 & \bar{\Phi}_3 & \bar{\Phi}_2 & i \bar{D}_1 \\ -\bar{\Phi}_3 & 0 & \bar{\Phi}_1 & i \bar{D}_2 \\ -\bar{\Phi}_2 & -\bar{\Phi}_1 & 0 & i \bar{D}_3 \\ -i \bar{D}_1 & -i \bar{D}_2 & -i \bar{D}_3 & 0 \end{bmatrix}$,
 $\text{div}_4 {}^2M = \text{rot}_4 \bar{\Phi} + i \bar{\Phi} \text{div}_4 \bar{D} - \frac{1}{c} \bar{D}$,
 $\text{rot}_4 \bar{D} = -\frac{1}{c} \bar{\Phi}$, $\text{div}_4 \bar{\Phi} = 0$,
 $\text{rot}_4 \bar{\Phi} = \frac{2}{17}$ Gleichung 8h
 Wegen $\nabla_4 = \text{grad}_4$ Wert $\nabla_4^2 =$
 $= \text{div}_4 \text{grad}_4 = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$ gilt die

Die Orthogonalität $\vec{E}_i \cdot \vec{E}_k = \delta_{ik}$ - Sie gilt
 für φ eine Skalarfunktion, die gegen
 $\vec{A}$ invariant ist, so ist auch
 $\text{div}_4 \varphi = 0$ eine solche
 Invariante, falls auch $\text{div}_4 \vec{A} =$
 $= \vec{\nabla}^2 \varphi$ gegen $\vec{A}$ invariant ist,
 weil $\text{div}_4 \varphi = \text{div}_4 \text{grad}_4 \varphi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$
 nach Berücksichtigung von $x_4 = ict$
 dort, während der aus dem elektromagnetischen Feldwirkungsgesetz gewonnene Ausgangspunkt der Katernation nämlich die skalare Wellengleichung, welche erreicht werden ist.

Aus dem elektromagnetischen Feldwirkungsgesetz folgt die Invarianzbedingung $\text{div}_4 \vec{A} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$, wobei kann aus dieser Forderung leicht auf diejenige der Feldwirkungsgesetz geschlossen werden, weil dieses Gesetz nicht aus $\text{div}_4 \vec{A} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$

$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_0 \epsilon_0$ abgeleitet werden kann. Da $c \cdot \epsilon_0 = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}} = R$
 wegen $c = (\epsilon_0 \cdot \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ den elektromagnetischen Wellenwiderstand des Raumes darstellt, ist $\mu_0 \cdot H = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (H \cdot R)$, wobei der die Ladungsdichte ρ nicht euklidische Anteil des Faradaysgesetzes die Form $\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (H \cdot R)$, $\text{div} (H \cdot R) = 0$ ausbleibt, was hervorgeht, dass $\vec{E}$ und $H \cdot R$ der Bedingung $\vec{E} \cdot \vec{R}$ genügen und somit in R , eine euklidische Tensorfeld aufbauen. Dieser Raumzeitliche Feldtensor hat die Gestalt

$$\frac{1}{2} M = \begin{bmatrix} 0 & (H_3 R) & (-H_2 R) & (-i E_1) \\ (-H_3 R) & 0 & (H_1 R) & (-i E_2) \\ (H_2 R) & (H_1 R) & 0 & (-i E_3) \\ (i E_1) & (i E_2) & (i E_3) & 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} M^*$$

woraus folgt, dass der $\vec{S}$ nicht euklidische Anteil des Faradaysgesetzes gegen $\vec{A}$ invariant ist. $\vec{\Phi}$ ist ein

raum, wegen $\vec{P} = \sum_{k=1}^4 \vec{P}_k$, die $\vec{P}_k = \vec{P}$ gilt,
 $\vec{P} = \text{rot}(\vec{H} \cdot \vec{R}) - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} +$
 $+ i \vec{e}_4 \cdot \text{div} \vec{E} = \text{div}_4 \vec{M}$, denn
 $\vec{E} \equiv \vec{D}$ und $\vec{H} \cdot \vec{R} \equiv \vec{B}$, ist
 Gl. 8.8 erfüllt und das elektrodyna-
 mische Faradaysgesetz nimmt
 die einfache, gegen A invariante
 Form $\frac{1}{\epsilon_0} \text{div}_4 \vec{M} = \vec{P}$ im R_4
 an. ~~W~~ Für den elektrodyna-
 mischen Feldtensor in der Raumzeit
 gilt also

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} 0 & (H_3 R) & (H_2 R) & (-i E_1) \\ (-H_3 R) & 0 & (H_1 R) & (-i E_2) \\ (H_2 R) & (H_1 R) & 0 & (-i E_3) \\ (i E_1) & (i E_2) & (i E_3) & 0 \end{pmatrix} = \text{rot}_4 \vec{P}$$

$$\epsilon_0 \cdot \text{div}_4 \vec{M} = \vec{P} \quad R = \sqrt{t_0/c_0}$$

Dieser Feldtensor beschreibt das elektro-
 magnetische Feld einheitlich und die
 Transformations von System $\mathcal{C}$ nach $\mathcal{C}'$
 erfolgt in der Form $\vec{M}' = \hat{A} \vec{M}$. Hat A
 die spezielle Form der Gl. 8.8, so folgt

78 raumzeitliches, elektrodynamisches
 Vektorpotential. Für $\vec{E}$ und $\vec{B}$ gilt
 $\vec{E}$ relativ bewegte Systeme, so ist
 die Fourieranalyse der Ladung $q = q_0$ er-
 deutl. und deckt die Systeme
 so ab, dass Gl. 8.8 gilt,
 so folgt für die Wellenfunktion
 $\vec{V} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{1-\beta^2}$, sodass für die
 Ladungsdichte $\vec{S}_0 = \vec{S} \cdot \frac{1}{1-\beta^2}$ wegen
 $\vec{S} = \frac{d\vec{q}}{dV}$ gilt. Ist $\vec{K}$ und $\vec{S} \cdot \vec{v}$
 im R_3 Raum sowie $\vec{p}$ polumen
 raumzeitlichen Strom $\vec{P} = \vec{p} \cdot \vec{S} \cdot \vec{y} =$
 $= \sum_{i=1}^3 \vec{e}_i \cdot \vec{S} \cdot \vec{x}_i/c + i \vec{e}_4 \cdot \vec{S}$
 ergänzt werden, wobei $\vec{P}_4$ im der
 Form $\vec{P}_4 = i \vec{S} = i \cdot \epsilon_0 \cdot \text{div} \vec{E}$ ge-
 schrieben werden kann, weil
 $\epsilon_0 \cdot \text{div} \vec{E} = \vec{S}$ ist. Also $\text{rot} \vec{H} =$
 $= \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{S} \cdot \vec{v}$ folgt dann $\text{rot}(\vec{H} \cdot \vec{R}) =$
 $= \frac{1}{\epsilon_0} \vec{E} = \vec{R} \cdot \vec{S} \cdot \vec{v} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^3 \vec{e}_i \cdot \vec{S} \cdot \frac{\vec{x}_i}{c}$
 $= \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i$. Ähnlich wie
 $\vec{P}_4 = i \vec{e}_4 \cdot \vec{S}_1 = i \vec{e}_4 \cdot \text{div} \vec{E}$ liefert

$\eta_{14} = \eta_{14} = -\frac{1}{2c} \cdot S_4$ aber $\eta_{44} = 0$
 ist das η_{14} hat Entropieänderung ist
 Teil des $\frac{1}{2M}$ vollständig beschrieben ist.
 Es kann noch sein $\frac{1}{2M}$ im an-
 deren Raumgebiet verstreut gebildet werden,
 nämlich $\bar{\Sigma} = \bar{P} \cdot \bar{M}$. Für die Kon-
 servante in der x_1 -Richtung, das
 wenn $\bar{v}$ die Relativgeschwindigkeit
 Relativ der Koordinaten ist $\bar{\Sigma} = (\bar{P} \cdot \bar{M})_1$
 -
 $= \bar{x}_1 (\bar{P}_2 M_{12} + \bar{P}_3 M_{13} + \bar{P}_4 M_{14}) =$
 $= \bar{x}_1 [\bar{S} \frac{v_2}{c} R H_3 + \bar{S} \frac{v_3}{c} (-R H_2) + \bar{S} (-i E_1)] =$
 $= \bar{x}_1 [\bar{S} E_1 + \frac{\bar{S}}{c} R (v_2 H_3 - v_3 H_2)] =$
 $= \bar{S} (\bar{E}_1 + \bar{x}_1 \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_1)$. Das ist
 aber die x_1 -Komponente der pon-
 deromotorischen Kraftdichte von
 $\frac{1}{2M}$, die auf die weil $\bar{v}$ bewegte
 Dichte $\bar{S}$ einwirkt. Entsprechend
 folgt $\bar{\Sigma}_2 = (\bar{P} \cdot \bar{M})_2 = \bar{S} (\bar{E}_2 + \bar{x}_2 \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_2)$
 und $\bar{\Sigma}_3 = (\bar{P} \cdot \bar{M})_3 = \bar{S} (\bar{E}_3 + \bar{x}_3 \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_3)$.

weil $\frac{R}{c} = \mu_0$ ist. Für $\bar{\Sigma}_4$ folgt da = 85
 genau $\bar{\Sigma}_4 = (\bar{P} \cdot \bar{M})_4 = \bar{x}_4 (\bar{P}_1 M_{41} +$
 $+ \bar{P}_2 M_{42} + \bar{P}_3 M_{43}) = \bar{x}_4 (\bar{S} \frac{v_1}{c} i E_1 +$
 $+ \bar{S} \frac{v_2}{c} i E_2 + \bar{S} \frac{v_3}{c} i E_3) = \bar{x}_4 i \frac{\bar{S}}{c}$.
 • $\sum_{k=1}^3 v_k E_k = \bar{x}_4 i \frac{\bar{S}}{c} (\bar{v} \cdot \bar{E})$ und das
 ist wiederum eine ponderomotori-
 sche Kraftdichte der x_4 -elekt-
 rischen Anteil $\bar{E}$, der auf $\bar{S}$
 einwirkt. Insgesamt kann also
 $\bar{\Sigma} = \bar{P} \cdot \bar{M}$ als raumgestoch-
 ponderomotorischer Kraftdichte =
 $\bar{P}$ verstreut aufgefapst werden, und
 welchen $\frac{1}{2M}$ auf $\bar{P}$ einwirkt.
 $\bar{\Sigma} \neq 0$ ist mit möglich, wenn
 $\bar{P} \neq 0$ also $\bar{S} \neq 0$ bleibt.
 Was wie $\frac{1}{2M} = -\frac{1}{2} \frac{1}{\text{sp}^2 M} \times \frac{1}{M}$ die gek-
 korrigeung in $\bar{P}_4$, also die $\frac{1}{2M}$
 gebildet, was immer möglich ist
 $\bar{H}_1$ wenn $\frac{1}{2M}$ ein Raumgebiet be-
 schließt, so folgt für die Kon-
 servante der entsprechenden Raum-

8.8 Wenn aber diese Forderung erfüllt ist, dann $\sum_{(3)j} \mathcal{P}$ stets ganze Raumzeitvektor $\sum_j = \sum_{(3)j} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial x_4} \cdot (\sum_{(3)j} \mathcal{P})$ ergänzt werden, für $\mathcal{P}$ stets $\sum_j = \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j}$ gilt, woraus folgt, daß die $\mathcal{P}$ universelle Gültigkeit hat. Dies bedeutet aber, daß grundsätzlich jede Kraft, unabhängig von ihrer Erzeugung und ihrer Natur, durch ein Kraftfeld $\sum_{(3)j}$ dargestellt werden kann, welches nach Gl. 2. und 3. eines Energiestroms mit einem Raumgestrome definiert. Die allgemeine Bezeichnung $\sum = \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j}$ ist über dem komplexen algebraischen Körper definiert. Mit dem räumlichen Anteil $\sum_{(3)j} = [\mathcal{T}_{ik}]_3$ von $\sum$ ist, wenn der Realteil abgelesen werden soll, $\text{Re } \sum = \sum_{(3)}$ und

$\text{Re } \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j} = \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial x_4} \sum_{(3)j}$, also $\mathcal{P}$ wegen $\text{Re } \sum = \text{Re } \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j}$ die Bezeichnung $\sum_{(3)} = \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial x_4} \sum_{(3)j}$ ist. Die Dichte der zeitlichen Änderung des Impulses der durch $\sum = \mathcal{E} \times \mathcal{H}$ beschriebenen elektromagnetischen Strahlung, Integration über einen räumlichen $\mathcal{V}$ des $\mathcal{R}_3$ liefert, wegen $\sum_{(3)j} = \text{div}_{(4)} \sum_{(3)j} \cdot d\mathcal{V} = \oint_{\mathcal{V}} \sum_{(3)j} d\mathcal{F}$ den Impulssatz $\sum_{(3)} d\mathcal{V} + \dot{\mathcal{G}} = \oint_{\mathcal{V}} \sum_{(3)j} d\mathcal{F}$, offenbar nämlich ist $\sum_{(3)}$ die Dichte eines äußeren Kraft vom Impuls $\dot{\mathcal{G}}$, während $\dot{\mathcal{G}}$ die Dichte $\sum$ bestimmter innerer Kraft ist. Wegen $\sum_{(3)} d\mathcal{V} = \oint_{\mathcal{V}} \mathcal{G}_a \frac{\partial}{\partial x} (\mathcal{G}_a + \mathcal{G}) = \oint_{\mathcal{V}} \mathcal{G}_a \cdot d\mathcal{F}$ als Impulssatz, $\sum_{(3)}$ als räumlicher von $\sum_{(3)j}$ beschriebener also die $\mathcal{H}_a$ -ung eines Impulsverlustes, durch die das Integrationsgebiet

790 besprengende Fläche. Entspre-
 chend folgt aus $\text{Fu} \underline{\Sigma} = \text{Fu} \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \underline{\Sigma}$
 mit $\text{Fu} \underline{\Sigma} = \frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} \cdot (\vec{v} \cdot \underline{\Sigma}_{(3)})$,
 besog. $\text{Fu} \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \underline{\Sigma} = \frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} \cdot \left(\vec{v} \cdot \frac{d\underline{\Sigma}}{dt} \right)$
 $\left(\frac{1}{c} \frac{d\underline{\Sigma}}{dt} \right)$ im Betrefflich wird, weil
 $\vec{v} \cdot \underline{\Sigma}_{(3)} = \dot{\eta}_a$. Die Ableitung einer
 äußeren Kraft ist, (i. d. Beschreibung
 der Ableitung des elektromagnetischen
 Feldes) $\dot{\eta}_a + \dot{\eta} = - \text{div} \underline{\Sigma}$ oder
 nach Volumenintegration
 $\frac{d}{dt} (E_a + E) = - \oint \underline{\Sigma} \cdot d\vec{F}$ wegen
 $\oint \text{div} \underline{\Sigma} \cdot d\vec{v} = \oint \underline{\Sigma} \cdot d\vec{F}$. Diese
 Beziehung stellt den Energie-
 satz dar. Die in diesem Erhal-
 tungssatz auftretenden Größen
 des Teilchens - und Energiestromung
 $\frac{e \hbar}{4\pi m_0 c}$ und $\underline{\Sigma}$ sind dabei nicht an
 die elektromagnetische Teilchente-
 lation gebunden. In $\int \underline{\Sigma}_{(3)} \cdot d\vec{v} +$
 $\frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} \oint \underline{\Sigma} \cdot d\vec{F} = \oint \frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} \underline{\Sigma} \cdot d\vec{F}$ die Ableitung des
 Teilchens $\frac{e \hbar}{4\pi m_0 c}$ durch $\vec{F}$ als Teilchen-

strömung im $\vec{F}_3$ interpretierbar ist 97
 (im speziellen elektromagnetischen Fall
 ist $\frac{e \hbar}{4\pi m_0 c}$ der elektromagnetische Stromimpuls
 senkrecht zum Teilchen), nach der Ableitung
 dieser Stromimpulsströmung mit der
 getrennten Ableitung einer räumlichen
 Teilchenströmung, gemäß $\dot{\vec{g}} = \text{div} \frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} \underline{\Sigma}$,
 identisch sein. Somit ist $\underline{\Sigma}_{(3)} =$
 $= \text{div} \frac{e \hbar}{4\pi m_0 c} - \frac{1}{c^2} \cdot \underline{\Sigma} = \frac{d}{dt} \left(\underline{\Sigma} - \frac{1}{c^2} \underline{\Sigma} \right)$
 oder getrennt interpretiert $\int \underline{\Sigma}_{(3)} \cdot d\vec{v} + \vec{v} =$
 $= \oint - \frac{\underline{\Sigma}}{c^2}$. Wenn überhaupt keine
 äußeren Kräfte wirken, d. h. wenn
 das System nur von einer Energie-
 strömung $\underline{\Sigma}$ erfüllt ist und daher
 $\int \underline{\Sigma}_{(3)} \cdot d\vec{v} + \vec{v} = \vec{v}$ ist, dann $\underline{\Sigma} =$
 $= \vec{v} \cdot c^2$, d. h. die Impulsströmung
 Größe der Energiestromung ist
 durch diese Relation mit der parti-
 cular Größe einer Teilchenströmung
 verknüpft, woraus auch die Existenz
 eines allgemeinen Zusammenhangs

92. Gegeben Energie und Impuls $\vec{p}$ von $\vec{L}$ nach $\vec{L}$ geschlossen werden kann.

$\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v}$ kann mit $\vec{A}$ von $\vec{L}$ nach $\vec{L}$ transformiert werden.

Man, wobei das Multiplikationskriterium nicht konstant ist, weil $\vec{A}$ und $\vec{v}$ von $\vec{L}$ abhängen.

Es gilt, entsprechend gilt auch $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$ und $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v}$.

Andererseits gilt für die Raumkomponente $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0 + i \frac{E}{c} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$.

Man, wobei das Multiplikationskriterium nicht konstant ist, weil $\vec{A}$ und $\vec{v}$ von $\vec{L}$ abhängen.

Es gilt, entsprechend gilt auch $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$ und $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v}$.

Andererseits gilt für die Raumkomponente $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0 + i \frac{E}{c} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$.

Man, wobei das Multiplikationskriterium nicht konstant ist, weil $\vec{A}$ und $\vec{v}$ von $\vec{L}$ abhängen.

erschließen werden kann, folgt nach 93 einer Transformation über ein R_4 -Polare.

Wobei $\vec{p} = m_0 \cdot \vec{v}$ ist, $\vec{p} = \frac{m_0 \cdot \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Dieser Ausdruck ist in einer Lorentz-Transformation invariant, weil $\vec{p}$ und $\vec{v}$ Lorentz-Transformationsvektoren sind.

Es gilt, entsprechend gilt auch $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$ und $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v}$.

Andererseits gilt für die Raumkomponente $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0 + i \frac{E}{c} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$.

Man, wobei das Multiplikationskriterium nicht konstant ist, weil $\vec{A}$ und $\vec{v}$ von $\vec{L}$ abhängen.

Es gilt, entsprechend gilt auch $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$ und $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v}$.

Andererseits gilt für die Raumkomponente $\vec{L} = \vec{A} \cdot \vec{v} = \vec{A} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0 + i \frac{E}{c} \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right)_0$.

Man, wobei das Multiplikationskriterium nicht konstant ist, weil $\vec{A}$ und $\vec{v}$ von $\vec{L}$ abhängen.

94. saluance ist, die hier beginn
 der Darstellung $\vec{p} = m_0 \vec{v} (1 - \beta^2)^{-1/2} =$
 $= m \cdot \vec{v}$ verwendet ist, Energie =
 Satz folgt $\vec{S} = \vec{v} \cdot \vec{p} \cdot c^2$. Für $\eta =$
 $= \text{const}(t)$ die auf das System
 $\vec{v}$ bezogene, zeitlich konstante En-
 Energiefluss, so folgt $\frac{d\eta}{dt} = 0$ oder
 $\dot{\eta} + \vec{v} \cdot \text{grad } \eta = |\dot{\eta} + \text{div } \eta \vec{v}| = 0$
 wenn im Fall gleichzeitiger System-
 me ~~W~~ $\text{div } \vec{v} = 0$ ist. $\dot{\eta} + \text{div } \eta \vec{v} =$
 $= 0$ stellt aber für η eine Konti-
 nuitätsgleichung dar, in welcher
 $\eta \cdot \vec{v}$ die Bewegung von η sein wird.
 So aber in $\frac{1}{T}$ die Anteile un-
 veränderter elektromagnetischer
 Natur zu sein, präzise, Raum ~~der~~
 der Raumanteil $\vec{S}$ mit der
 angenommenen Energiebestimmung
 $\eta \cdot \vec{v} = \vec{S}$ identifiziert werden.
 Vergleiches mit $\vec{S} = \vec{v} \cdot c^2$ mit
 kann leicht integriert folgt

$E = m \cdot c^2$, wenn $\eta = \frac{dE}{dt} \text{ ex.}$ 95
 das allgemeine Zusammenhang zwi-
 schen Energie und Trägheit (die
 Masse ist ein ~~stark~~ Maß für den
 Trägheitswiderstand) lautet
 $E = m \cdot c^2$, (m, m_0) = $m_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$
 Gleichung 10.
 Mit der Ruheenergie $E_0 = m_0 \cdot c^2$ für
 $v = 0$ ergibt sich für die kinetische
 Energie $E_k = E - E_0 = m_0 \cdot c^2 ((1 - \beta^2)^{-1/2} - 1)$.
 Mit $E^2 - E_0^2$ quadriert so ab-
 geht sich $E^2 - E_0^2 = m_0^2 \cdot c^4 ((1 - \beta^2)^{-1} - 1) =$
 $= m_0^2 c^4 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} = c^2 \frac{m_0^2 v^2}{1 - \beta^2} = p^2 \cdot c^2$
 das allgemeine Energieerhaltungssatz
 lautet mit demnach ergibt sich
 $E_k = E - E_0$, $E^2 - E_0^2 = p^2 \cdot c^2$,
 $\vec{p} = m \vec{v}$, $E_0 = m_0 c^2$, Gleichung 10a,
 woraus hervorgeht, daß auch für $v=0$
 jeder Energie eine Träge Masse und
 umgekehrt jeder Trägen Masse eine

796 Energie äquivalent ist.

4. Querverbiegung g_T Seite 3

Auch gegeben die Kurvenänderungen des Kräftefeldes phänomens dass für elektromagnetische Wechselwirkung = Kräftefeld der Leiterlinien erzeugt aus einem absoluten Feldzustand betrachtet besteht.

4. Gravitationsfeld

Eine Masse m ist durch

ihre Trägheit und ihre Teilweise Defektivität. Die Masse ist präzise, weil sie jeder Zeit.

lichen Änderung ihres ~~g~~ statischen Prozesszustands $\ddot{S}$ (es ist dies die zeitliche Veränderung im R_3) einer

Trägheitsänderung m entgegenzusetzen. Ist mit durch eine Kraft $K_T = m \cdot \ddot{S}$ ~~überwinden~~ ~~bestimmt~~ werden kann.

Andererseits kommt es stets g_T durch zeitlichen Änderung des Prozesszustands, wenn eine solche

Trägheitskraft als Ursache wirkt. 97

Der Faktor τ kennzeichnet die Größe

als zum Trägheitsverhalten der Masse

gehört. Wenn also die Masse

im System $\mathcal{C}$ ruht und sich der Null-

punkt von $\mathcal{C}$ langsam bewegt, dann ist

Massen $\mathcal{C}$ des R_3 mit der Beschleunigung

$-\ddot{S}$ bewegt, so kommt

es g_T einer Reaktionsschleunigung

$\ddot{S}_T = +\ddot{S}$ der g_T Bewegung des $\mathcal{C}$

Schleunigung im $\mathcal{C}$ gegenüber. Masse

Wird der Relativzustand relativ g_T $\mathcal{C}$

erzeugen, so wirkt die Trägheits-

Kraft $K_T = m \cdot \ddot{S}$ hervor. welche

welche der Beschleunigung von $\mathcal{C}$

entgegengerichtet ist. Ruhe $\mathcal{C}$

relativ g_T einem System $\mathcal{C}'$ und ist

in $\mathcal{C}'$ ein Gravitationsfeld definiert,

dessen Richtung in Richtung $\ddot{S}$

erfolgt, sodass sich $\mathcal{C}$ in diesem

Gravitationsfeld befindet, so wirkt

98 auf die Masse ebenfalls eine von =
 dynamische Kraft $\vec{K}_S = m_S \ddot{\vec{z}}_S$,
 welche als Wirkung des Gravitations-
 feldes in C' die schwere Masse m_S
 relativ zu C mit $\ddot{\vec{z}}_S$ zu beschleunigen
 gen. sucht. Es ergibt grundsätzlich keine
 Möglichkeit zu unterscheiden, ob die
 prozedurphysikalische Kraft als Trag-
 heitkraft von einer Relativbeschleunigung
 des Systems C oder als
 Gravitationswirkung des Gravita-
 tionsfeldes in C' verstanden wird.
 Daher kann $\vec{K}_T = \vec{K}_S$ gesetzt werden.
 Gilt für die Ortsänderung ebenfalls
 $\ddot{\vec{z}}_T = \ddot{\vec{z}}_S$, was stets erreichbar ist
 so folgt daraus $m_T = m_S = m$. Die
 Massen m_T und m_S kennzeichnen aber
 das Trägheits- und Schwerverhalten
 einer Masse, solange aus der Formelhaft
 folgt, dass Trägheit und Schwere
 äquivalent sind und nicht eine

Größe, nämlich die Trägheit m , abhängig
 gemacht werden können, welche die Masse
 definiert. Neben ganz klassisch m ,
 und m im gravitativen Zusammenhang,
 kann, so wird das energetische
 Niveau ihrer Wechselwirkung,
 nach E der Planckenergie
 $E = \gamma \cdot m \cdot \frac{m}{\tau}$ beschrieben,
 wobei $\frac{m}{\tau} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ eine Naturkonstante
 und τ der Abstand zwischen
 beiden Massen ist. Befindet sich
 m in C' und m in C , so wirkt
 auf m die Kraft $\vec{K}_1 = m \vec{T}_1$. Um-
 gekehrt wirkt aber auch in C' auf
 m , die entgegengerichtete Kraft
 $\vec{K}_2 = m \cdot \vec{T}$ mit $A(\vec{T}_1, \vec{T}) = \pi$,
 wenn angenommen ist für die Wechsel-
 wirkung $\phi = -\gamma \cdot \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 \cdot \frac{m \cdot m}{r^2}$.
 Andererseits kann grad $\phi = m, \vec{T} \text{ oder } =$
 setzt werden, das in der Gleichung für
 die gravitativen Beschleunigungswerte

§ 5 Quasirelativitätstheorie

(Aus $E = m \cdot c^2$ mit $m = m_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und $E_0 = m_0 \cdot c^2$ folgt $E^2 - E_0^2 = \frac{m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = p^2 c^2$, wenn $\vec{p}$ der gegen $\vec{A}$ invariante Impuls ist. Andererseits ist $E^2 - E_0^2 = \varepsilon^2$ und daher $\varepsilon = p \cdot c$ eine Energie, für welche die Quantisierung $\varepsilon = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}$ gelten muß, wenn λ eine Wellenlänge ist. Daraus ergibt

$$p \lambda = h \quad \text{Gleichung 33}$$

Dieser Zusammenhang ist gegen $\vec{A}$ invar. = invariant, denn es ist $\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ und

$p = p_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$, das gilt für variablen p $\lambda = p_0 \lambda_0$ folgt. Gleichung 33 gilt grundsätzlich für alle Materiewellen = Quanten, unabhängig davon, ob es sich um ruhende Quanta handelt, welche mit $v < c$ fortbewegt werden, oder um Photonen, für die $v = c$ gilt. Wegen $E = m \cdot c^2$ und $E = h \cdot \nu$ muß auch

die elektromagnetische Strahlung Energie $h \cdot \nu$ haben, welche quantisiert ist und diese mit c fortbewegende Materiewellen Quanten sind Photonen. $E = h \cdot \nu$ verknüpft zwei Größen ν und h miteinander, die zwei ganz verschiedene Auffassungen des h haben. Die Materiewellen Quanten entstehen, während einem Impuls p , der eine Körperkugel beschleunigt, zu Quanta entsteht und eine Wellenlänge λ , welche die Beschreibung als Wellenfeld ermöglicht. Quanta haben es oft, aber einen Wellenlängen Wertes p und Körperkugel und dem Wellenlängen der Quanta, d.h. das beide Beschreibungsmöglichkeiten gleichgültig sind, doch muß jede der beiden Beschreibungsmöglichkeiten korrespondieren. Nach 33 gilt die invariante Energie E in Beziehung zu λ $E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}$ gilt. Diese beiden Beschreibungen sind äquivalent. In einem Quantenfeld theoretisch alle

104 Nach $1 \leq i \leq N$ als korrespondierende
 äufferste Frequenzen periodisch, aber
 nicht notwendigsgemäÙ harmonisch,
 d.h. d.h., sodaf dieses System N Frei-
 heitsgrade hat. Die Grundfrequenzen
 seien ν_i und τ_i die gegerhörigen
 ausgedehnten Breiten des oer-
 schwingungen, sodaf sich als
 nichtquantisierbare Superpositionen be-
 greifung $\mu_E = \sum_{i=1}^N \tau_i \nu_i$ ergibt. Die
 $\nu_i(E)$ hängen von bestimmten Zustän-
 den ab, denn es gibt die Quantis-
 zierung $E = h \nu$ der Energie. Die ν_i
 sind aber Frequenzen, welche über =
 ganges von Energiezuständen im Pa-
 rentialfeld ausgesprochen sind. Diese
 Niveauunterschiede müssen quanti-
 siert sein. Sind ν_i die zu jedem
 Freiheitsgrad gehörenden ausges-
 Zahlen der Quantisierung, so
 gilt für einen solchen Ubergang

Nach Berücksichtigung, dat Zustand ν_i
 quantisierung $h \nu_i = E(n_i) - E(n_i - 1) =$
 $= \frac{\partial E}{\partial n_i}$. Andererseits ist $h \nu_i = \oint p_i dx_i =$
 $= \oint p_i$, also $h \nu_i = \oint p_i$, was
 $\nu_i = \frac{1}{h} \frac{\partial E}{\partial n_i} = \frac{\partial E}{\partial p_i}$ auf fñhrt
 für die quantenmechanische Frequenz ν_i
 positiven $\nu_i = \nu_i$; E mit $\nu_i =$
 $= \sum_{i=1}^N \tau_i \frac{\partial E}{\partial p_i}$ gilt folgt das. Aus
 der mechanischen Frequenz ν_i
 position μ_E dat ν_i $\nu_i = \nu_i$
 ein bestimmtes Frequenzsystem in
 Folge der Quantisierung, ausgedeh-
 sodaf der Operator Λ_i ein Prinzip
 der entsprechenden Korrespondenz
 zwischen dem kontinuierlichen und
 quantisierten Verhalten von late-
 koeffizienten beschreibt. Das ist
 Λ_i beschriebene Gesetz ist, wegen des
 Differentialcharakters, mit einer Näherung
 dem tatsächlich handelt es sich bei
 Quantenphänomenen stets im Kontext

106 theoretischer Funktionen ganzge-
 rigt Fudgus, soaps, wenn $M = M(n, \mathbb{C})$
 eine solche quadratische Funktion ist
 und für die Parameterzahlen $1 \leq n \leq \tau$
 begeh. $1 \leq \ell \leq \mathbb{Q}$ gilt, eine Matrix-
 Darstellung $\vec{M} = (M_{n, \ell})$ von Recht-
 eckstyp $P \cdot Q$ möglich ist. Diese Dar-
 stellung $\vec{M}$ wiederum gestattet eine
 Analyse darüber, ob die $M_{n, \ell}$ ska-
 lare Terme beschreiben, die real
 existieren, oder ob die $M_{n, \ell}$ lieber
 quadratischen gotsches gwei Terren
 darstellen. Wenn nämlich das in =
 variable Lückenstetigpolynom $|\vec{M} - \lambda \vec{E}| =$
 $= 0$ der charakteristischen Gleichung
 $\vec{M} - \lambda \vec{E} = 0$ entspricht, so sind die
 Lösungen λ_n Eigenwerte, welche für
 $\vec{M}$ die Diagonalform $\vec{\lambda} = (\delta_{n, \ell} \lambda_n)$ $P \cdot Q$
 haben. Eigenwerte existieren. Die λ_n
 als Elemente von $\vec{\lambda}$ kennzeichnen aber
 die skalaren Terme, soaps $\vec{\lambda} \neq 0$

kommt betrachtet, soaps die für $\vec{M}$ $g_n = 107$
 zusammengefassten Größen immer sta-
 bilare Quadranten beschreiben,
 während $\vec{\lambda} = 0$ diese Größen als Be-
 egsprossen gotsches der Terren Kenn-
 zeichnen. Die Voraussetzung für
 $\vec{\lambda} \neq 0$ ist das hermitesche Verhal-
 ten $\vec{M} = \vec{M}^*$ und für $\vec{\lambda} = 0$ das
 antihermitesche Verhalten $\vec{M} = -\vec{M}^*$
 die Kommutation $x(t)$ eines im
^{minimale, änderungslos}
 nach Produktfeldproduktoperates Markte-
 feltquads keine Komplexe mit $a = \tau \vec{E}$
 als ^{hermitesche} $x(t) = \frac{1}{\tau} a_{\tau} e^{i\tau t}$
 der Überschneidungen τ hermitesche Ver-
 den, wobei die Amplitudensymmetrie
 $a_{-\tau} = a_{\tau}^*$ gelten muß. Die Subst-
 ranzen, in die quadratischen Verhält-
 nisse erfolgt, wenn $\vec{\lambda}$ ebenfalls eine
 Überschneidung, Kennzeichner
 $\vec{a} \vec{a} + (\tau - \sigma) \vec{a} \rightarrow \vec{a}_{n, n-\sigma} + \vec{a}_{n-\sigma, n, \tau}$
 $= \vec{a}_{n, n} + \vec{a}_{n, \ell} = \vec{a}_{n, \ell}$ wegen $\vec{a}_{i, k} \sim \vec{E}_i - \vec{F}_k$

108 f. h. die $\omega_{n,e}$ Verhalten sich die
 als Elemente von $\hat{a} = -\hat{a}^*$, was die
 $\omega_{n,e}$ tatsächlich als Hermiteschen Größen
 charakterisiert. Entsprechend gilt
 $a_{\tau} \rightarrow a_{n,e}$ mit $\hat{a} = \hat{a}^*$ was
 $x(t) = \sum_{n,e} a_{n,e} e^{i\omega_{n,e}t}$ mit der
 Symmetrieeigenschaft $i(-a_{n,e}, a_{n,e}) =$
 $= (i a_{n,e}, a_{n,e})^*$ und aus dieser folgt
 stellungs folgt, dass es auch $\hat{x}$ und
 $\hat{x}$ geben muss, denn für $\hat{x}$ folgt
 $\dot{x} = i \sum_{n,e} a_{n,e} \omega_{n,e} e^{i\omega_{n,e}t}$, wofür
 die Gesetze der nicht kommutativen
 Multiplikation gelten.
 Das Korrespondenzprinzip wird durch
 $\phi = \int p dq$ beschrieben. Es ist ϕ also
 $= m \oint \dot{x} dx = m \int \dot{x}^2 dt$ und
 $x = \sum_{n,e} a_{n,e} e^{i\omega_{n,e}t}$ also ~~$\dot{x} =$~~
 $\dot{x}^2 = - \sum_{n,e} \sum_{n',e'} a_{n,e} a_{n',e'} \omega_{n,e} \omega_{n',e'} e^{i(\omega_{n,e} + \omega_{n',e'})t}$
 In ϕ eingesetzt folgt wenn wir
 ϕ und $\frac{2\pi}{\omega}$ (also die Periode) integrieren
 gilt, $\phi = m \int_0^{2\pi} \dot{x}^2 dt = -m \int_0^{2\pi} \sum_{n,e} \sum_{n',e'} a_{n,e} a_{n',e'} \omega_{n,e} \omega_{n',e'} dt$

mit die Integration durchgeführt, so zeigt sich,
 dass, dass τ die Gültigkeit, was wegen τ nicht
 quantifizierbar ist, stattdessen ϕ als ~~das~~ das
 durch ϕ beschriebene Korrespondenzprinzip
 nur in Sonderfällen exakt gilt, wie zum
 Beispiel Korrespondenzprinzip beschreibt die Quanten-
 des Korrespondenzprinzip, bei einer stetigen Fort-
 wicklung dieses Prinzips muss aber
 den nach ~~der~~ ebenfalls vertretbaren
 Welleneigenschaften Rechnung getragen
 werden. Im Laufe der Quantenmechanik
 stetig, so gilt $\frac{1}{\tau} \frac{d\phi}{dn} = m \sum_{n,e} \tau \frac{d}{dn} (\omega_{n,e} / \tau^2)$,
 wobei das Ableitung zu den Quantenständen
 in der Form $\tau \frac{d}{dn} (\omega_{n,e} / \tau^2) \rightarrow \omega_{n,e} / \tau^2 - \omega_{n,e} / \tau^2$
 durchgeführt werden kann; und dies sind die
 Elemente. In der Quantenform gilt dann
 $\frac{d\phi}{dn} = m \sum_{n,e} [\omega_{n,e} / \tau^2 - \omega_{n,e} / \tau^2]$
 für $\tau \neq 0$ aber $\frac{d\phi}{dn} = -2m \sum_{n,e} \omega_{n,e} / \tau^2$
 $= -2m \sum_{n,e} \omega_{n,e} / \tau^2$, wegen $\hat{x} = \hat{x}^*$
 folgt $\hat{a} = \hat{a}^*$ mit $\hat{a} = -\hat{a}^*$. Andererseits
 selbst ist $\phi = nh$, also $\frac{d\phi}{dn} = h$ und mit

$t_k = \frac{1}{2\pi}$ schließlich $t_k = -\frac{1}{2\pi} \sum_n a_{n,k} \bar{a}_{n,k}$
 Hierin ist $i \cdot m \sum_{n,k} a_{n,k} \bar{a}_{n,k} = p$ das Haupt-
 und $\sum_{n,k} a_{n,k} = q$ eine Ortskoordinate.
 welche stets auf jeden Fall sind p und q
 auch im generalisierten Fall kanonischer
 Konjugiert. Auch ist $t_k S_{n,e} =$
 $= i \sum_n [p_{n,k} q_{n,e} - q_{n,k} p_{n,e}]$ und diese Ele-
 mente können zu einer Matrix zusammen-
 gefasst werden, wenn $\hat{p}$ und $\hat{q}$ die
 Matrizen der kanonischen Konjugierten
 Größen von $\hat{p}$ und $\hat{q}$ sind.
 Es ist $t_k E = i(\hat{p} \cdot \hat{q} - \hat{q} \cdot \hat{p}) = i(\hat{p} \times \hat{q})$
 wodurch Vertauschungsrelationen her-
 vorgehen Konjugierter Größen gegeben
 sind. Die des Korrespondenzprinzips
 präzis formuliert. Man muß $\hat{p} \neq \hat{q}$
 sein, denn anderenfalls gilt für den
 Kommutator $(\hat{p} \times \hat{q})_- = (\hat{p} \times \hat{p})_- = \hat{0}$
 sodas für den Fall eines Freiheitsgrades
 die Beziehung durch $i(\hat{p} \times \hat{q})_- = t_k E(1 - s_{p,q})$
 zu ergänzen ist. gilt in $1 \leq k, e \leq N$

Freiheitsgrade, so Kommutator aus $t_k E$
 $\hat{p}$ und $\hat{q}$ für verschiedene Freiheitsgrade,
 also $(\hat{p}_k \times \hat{q}_e)_- = \hat{0}$, während für $k = e$
 keine Kommutation vorliegt, sodas
 $(\hat{p}_k \times \hat{q}_e)_- \sim S_{k,e}$ oder $i(\hat{p}_k \times \hat{q}_e)_-$
 $= t_k E S_{k,e} (1 - s_{p,q})$ gesetzt
 werden kann. Und dies bedeutet selbst
 die Elemente einer quadratischen Ma-
 trix vom Typ N , sodas das
 Korrespondenzprinzip als Korpus-
 kularbeschreibung der Quantenmechanik
 Berücksichtigung der Wellenfunktion
 schaffend für N Freiheitsgrade die all-
 gemeine Form
 $i(\hat{p}_k \times \hat{q}_e)_- = t_k (S_{k,e} E)_N \cdot (1 - s_{p,q})$ ³⁴
 $t_k = \frac{1}{2\pi}$ Gleichung 20
 einer Kuffenmatrix annehmen.
 Nach B^3 muß auch eine Wellen-
 funktion des kanonischen unendlich sein,
 welche durch die ebenfalls vorhan-
 denen Korpuskularbeschreibungen

112 zu Rotationsen wäre, so daß eine zu $\mathbb{L}^a$ analoge Rotationskugel korrigierte Wellenbestimmung enthält. Ist ein harmonisfeldquant als Welle aufzufassen, so muß man, wegen seiner räumlichen Begrenzung, zunächst annehmen, daß dieses Quant zufolge der Fourieranalyse als Schwingung betrachtet; unbegrenzter Wellenlänge aufzufassen ist und, daß die ex. Relativgeschwindigkeit $\vec{v}$ des Quants die Rotationsgeschwindigkeit der Schwingung ist. Für die harmonische unbegrenzte Schwingung kann der Komplexausatz $\psi_g = a \cdot e^{i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r} - \alpha)}$ gemacht werden, wobei $\vec{q}$ der Wellenzahlvektor ist. $\vec{q}$ und der Ortsvektor $\vec{r}$ sind Komplementär dazu je näher für $\vec{r}$ bekannt ist, um so breiter ist das Wellenzahlquant und umgekehrt. α ist eine Phase =

konstante. Ist Quasizustand des 113 Schwingung ψ , der das Quant beschreibt, ist dann das Ergebnis einer Superposition aller ψ_g , gemäß $\psi = \sum_g \psi_g$, wobei über den sprache Wellenzahlen $\vec{q}$ Band in Superpositionen ist. Es liegt offenbar immer dann ein Quant mit Rotationskugeln Eigenschaften vor, welches mit $0 \leq v < c$ fortbewegt, wenn die Superposition ψ aus ein Rotationsverhältnis liefert. Ist λ eine Wellenlänge, so folgt aus $\omega = 2\pi \nu = 2\pi \frac{c}{\lambda} = qc$ und $E = \hbar \omega = \hbar qc$ im Bereich mit $E = pc$ die Impulsquantisierung $\vec{p} = \hbar \vec{q}$. Andererseits ist $\vec{p} = m \vec{v}$, so daß sich $\vec{q} = \frac{m}{\hbar} \vec{v}$ ergibt. Umgekehrt folgt also $\vec{p} = \hbar \vec{q} = \hbar \frac{m}{\hbar} \vec{v}$ also $m = \hbar \frac{p}{\hbar v}$. Es folgt daher die Quantisierung $E = \hbar \omega$, $\vec{p} = \hbar \vec{q}$ und $m = \hbar \frac{p}{\hbar v}$ auf besondere

114 $\vec{q} = \kappa \vec{v}$. Man ist aber v. metischen Wellenfeder nach den 115
 die Interaktionsgeschwindigkeit der Regeln der Optik entspricht. Für das
 Schwebung, die mit der Gruppen = allgerneine charakterist ψ gilt aber
 geschwindigkeit des gestandtes ψ welche $\omega_0 = 0$ gesetzt wird, das Lösung
 identisch ist. Während für die Ha-
 mesgeschwindigkeit $u = \frac{\omega}{q}$ gilt, folgt
 $v = \frac{d\omega}{dq}$ aber wegen $q = \kappa v$ auch
 $\frac{d\omega}{dq} = \frac{q}{\kappa}$, was integriert $\omega - \omega_0 = \frac{q^2}{2\kappa}$ liefert. Im Sonderfall des elektr.
 magnetischen Wellenfeldes kann $\psi \approx \phi$
 mit dem Skalarpotential identifiziert
 werden, denn wegen $E = m c^2$ ist
 ϕ ein Sonderfall des allgerneinen
 charakterist ψ . Für die Wellen =
 speicherung gilt in diesem Sonder =
 fall $\text{div}_4 \text{grad}_4 \phi = 0$ mit $x_4 = i c t$,
 was mit dem komplexen harmonischen
 Ansatz $\phi = a e^{-i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})}$ überein =
 kommt $\frac{\omega}{c} - q = 0$ liefert, woraus
 $q = \frac{2\pi}{\lambda}$ folgt, was wiederum das
 Wellenlänge eines elektr. mag. =

metischen Wellenfeder nach den 115
 Regeln der Optik entspricht. Für das
 allgerneine charakterist ψ gilt aber
 welche $\omega_0 = 0$ gesetzt wird, das Lösung
 $2\kappa \omega - q^2 = 0$. da
 $\text{div}_4 \text{grad}_4 \phi = 0$ im Sonderfall von ψ
 ist, muß der Operator so abgeleitet
 sein werden, daß $2\kappa \omega - q^2 = 0$
 aus seiner Anwendung auf ψ entsteht.
 Setzt man stat. $\text{div}_4 \text{grad}_4 \phi = 0$ des elektr.
 magnetischen Feldes $2\kappa \psi + \text{div grad} \psi = 0$,
 so ist tatsächlich $0 = 2\kappa \psi +$
 $+ \text{div grad} \psi = (2\kappa \omega - q^2) \cdot \psi$ oder
 $2\kappa \omega - q^2 = 0$, so daß $2\kappa \psi +$
 $+ \text{div grad} \psi = 0$ tatsächlich die
 Bedingung von $\text{div}_4 \text{grad}_4 \phi = 0$ ist.
 Offenbar ist $-i\omega \psi = \dot{\psi}$ und $\nabla \psi =$
 $= \vec{q} \psi = -\frac{i}{c} \psi = i \vec{k} \psi = \vec{E}; \psi$
 mit dem Energieoperator $E = i \hbar \frac{\partial}{\partial t}$.
 Entsprechend folgt $i \vec{q} \psi = \text{grad} \psi$
 und $\vec{p} \psi = \hbar \vec{q} \psi = \frac{\hbar}{i} \text{grad} \psi =$

$\Delta \psi = -i \hbar \text{grad } \psi = P \psi$; ψ wird dem
 Impulsoperator $P = -i \hbar \text{grad}$. Für
 Energie und Impuls gelten also diese
 beiden Operatoren, welche als Quantisi-
 sierungsvorschriften dieser Größen auf-
 gefasst werden können. Mit $m = \hbar^2 \kappa$,
 also $2\kappa = \frac{2m}{\hbar^2}$ wird aus der Kort-
 wigner Wellengleichung $i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = 0$
 $= 0$ oder $i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = 0$.
 Man ist wegen $P = -i \hbar \text{grad}$ stets
 $- \hbar^2 \Delta \psi = P^2 \psi$, sodass sich mit
 den beiden Operatoren für die Wellen-
 gleichung $(E - \frac{P^2}{2m}) \psi = 0$ und
 wegen $P^2 \psi = p^2 \psi$ der Energiesatz
 $E - \frac{p^2}{2m} = 0$ ergibt. Mit $p = m \cdot v$
 wird $E = \frac{m}{2} v^2$, woraus folgt,
 dass E eine Operator der Kineti-
 schen Energie ist. Wirt der wel-
 lenoperator $\frac{\partial}{\partial t}$ in der Form $\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta$
 auf das Produkt $\psi \cdot \psi^*$ angewendet
 und wird $-\frac{i}{\hbar} (-\hbar \text{grad } \psi^* + \hbar \text{grad } \psi) =$

$= \hbar \text{grad}$, so folgt $0 = (\frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{\hbar} \hbar \text{grad}) \psi \psi^* = \frac{\partial}{\partial t} (\psi \psi^*) +$
 $+ \text{div } \mathbf{j}$. und dies ist die Kontinuitäts-
 gleichung für eine Dichte $\rho \sim \psi \psi^*$ um
 $\hbar$ dem Stromvektor dieser Dichte
 proportional ist. $\psi \psi^*$ muss somit
 ein Maß für die Intensität der
 Materiewelle, also für die harte-
 keitsdichte selbst, sein. Der Operator E
 muss an sich Energie bescha-
 ben, die seine konstante Energi-
 inhalt auszusprechen; dies ist Wellen-
 gleichung ergab sich aber $E \psi =$
 $= \frac{m}{2} v^2 \psi$, sodass die Wellen-
 gleichung unter $\hbar$ erweitert wäre
 Ist U das Potential irgendeines
 potentialtheoretischen Feldes, welches
 auf die Materiewelle einwirkt, so
 muss für $v \ll c$ der Energiesatz in
 der Form $\frac{m}{2} v^2 + U = E = \text{const}$
 oder $E - U - \frac{p^2}{2m} = 0$ gelten. •

118. Ist $E \cdot \psi = \varepsilon; \psi$ und $p \psi =$
 $= P, \psi$ ist primitiv $0 = (E - U - \frac{P^2}{2m}) \psi =$
 $= i \hbar \dot{\psi} - U \psi + \frac{\hbar^2}{2m} \text{div grad } \psi,$
 was plus mit $U \neq 0$ korrigierte
 Wellengleichung ist, welche eine
 Darstellung des Wellenbegriffs darstellt
 hergeleitet ist. Obgleich die
 das Korpuskularcharakterist
 produziert wärte (cf. 34) eine neue
 Wellencharakter Rechnung zu fragen,
 muss dieses Wellenbild produziert werden
 aus dem Korpuskularcharakter
 Rechnung zu bringen. Wegen $\psi \sim \psi \psi^*$
 ist $m \sim \int \psi \psi^* dV$ die Masse eines
 Teilchens Integrationsvolumen ist =
 dessen Materiewelle. Dieser Welle
 ist in Euklidischer Weise aber eine
 Korpuskularform zugeordnet, indem
 die Darstellung $\int \psi \psi^* dV = 1$
 Rechnung getragen wird. Dass
 diese Darstellung selbst aber, dass

die Korpuskel auf jeden Fall
 ein Integrationsvolumen vorhanden
 ist, sodass $\int \psi \psi^* dV = 1$ ausgesetzt
 exemplar ausstrahlung Wahrscheinlichkeit
 entspricht, voraus folgt, dass ψ
 eine Wahrscheinlichkeit so direkt ausgedr.
 wird ψ als Wahrscheinlichkeitsfunktion
 nur das Materiefeld beschreibt
 das dem Korpuskularbild entspricht
 produzierte Wellenwert der Materiefeld
 quanten ist also hines
 i $\hbar \dot{\psi} - U \cdot \psi + \frac{\hbar^2}{2m} \text{div grad } \psi = 0$
 $\int \psi \psi^* dV = 1, 0 \leq \psi \leq c$ 34a
 geschehen
 beschreiben. Mit dem Ansatz $\psi = u e^{i \frac{E}{\hbar} t}$
 mit $a = \frac{E}{\hbar}$ geht die Wellengleichung
 in $E \cdot \psi - U \psi + \frac{\hbar^2}{2m} \text{div grad } \psi = 0$
 über nach Elimination des Zeitanteils
 in die räumliche Form $E \cdot u - U \cdot u +$
 $+\frac{\hbar^2}{2m} \text{div grad } u = 0$ bzgl.
 b; $\Delta u = E \cdot u$ wobei, was aber eine Eigen

120 Wertproblem des operators $\mathcal{L} = \mathcal{U} - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta$ ist. Wenn die Eigenwerte E_n eines diskreten Punktopersators E_n bilden, so liegen Diskrete Energieniveaus als Punkte vor mit $\mathcal{L}\psi = E\psi$, wenn nur dann ist das Eigenwertproblem für die Randwerte Applikationsfunktion zu definieren. Die zu den E_n gehörenden ψ_n sind die räumlichen Eigenfunktionen, $\int \psi_n \psi_m dV = \delta_{nm}$ in dem Ausatz $\int \psi_n \psi_m dV = 1$. Die räumlichen Eigenfunktionen sind $\psi_n = \psi_m \cdot e^{-i E_n t / \hbar}$ gegeben. Die Struktur $\int \psi_n \psi_m dV = \int \psi_n \psi_m dV = 1$ ist evident, doch muss für zwei verschiedene Quantenzahlen $\int \psi_n \psi_m dV = 0$ wegen $E_n \neq E_m$ $\neq 0$ das Faktor $\int \psi_n \psi_m dV$ Parameter sein. Für die beiden verschwinden in $\int \psi_n \psi_m dV \neq 0$ folgt $\int \psi_n \psi_m dV = 0$.

nächst nach dem Green'schen Integralsatz $\int (\vec{u}_k \Delta \vec{u}_l - \vec{u}_l \Delta \vec{u}_k) dV = \int (\vec{u}_k \frac{\partial \vec{u}_l}{\partial n} - \vec{u}_l \frac{\partial \vec{u}_k}{\partial n}) dF$, wenn N die nach außen gerichtete normale der R begrenzenden Fläche 0 ist. Da R für ein pseudisches Integrationsgebiet ist, liegt auch 0 im Inneren, wobei $\int (\vec{u}_k \frac{\partial \vec{u}_l}{\partial n} - \vec{u}_l \frac{\partial \vec{u}_k}{\partial n}) dF = 0$ und $\int (\vec{u}_k \Delta \vec{u}_l - \vec{u}_l \Delta \vec{u}_k) dV = 0$. R prop. Einsetzen von $\vec{u}_l = \vec{u}_k$ liefert dann $\frac{2m}{\hbar^2} (E_k - E_l) \int \vec{u}_k \vec{u}_l dV = 0$, was wegen $E_k - E_l \neq 0$ nur mit $\int \vec{u}_k \vec{u}_l dV = 0$ erfüllt sein kann. Wählt man allgemein $\int \vec{u}_k \vec{u}_l dV = \delta_{kl}$, d.h. die räumlichen Eigenfunktionen bilden stets ein normiertes orthogonales System, was für die räumlichen Eigenfunktionen seinen Ausdruck $\int \psi_k \psi_l dV = \delta_{kl}$ $= \frac{i}{\hbar} (E_k - E_l) t$

122 fixed.

Ihre Funktion ψ kann gemäß $\psi = \sum c_n \psi_n$
 in eine Summe von unendlichen Fourier-
 reihe harmonischer ~~Fourier~~ Glöster ψ_n
 entwickelt werden. Beschreibt ψ
 einen physikalischen Zustand, also
 die Situation eines physikalischen
 Systems so muß jede Zustandsgröße
 λ ein Operator T zugeordnet sein,
 dessen Wirkung auf ψ diese Zu-
 standsgröße liefert, so daß immer
 ein Eigenwertproblem $T\psi = \lambda\psi$
 durch den Zustandsoperator T
 definiert ist. ~~Da jeder physikalische~~
~~Zustand~~ ~~quadratisch~~ sein muß
 können die Eigenwerte λ offenbar
 ist der durch T beschriebene Zustand
 λ immer eine reelle Funktion von
 dem reellen Eigenwertparameter von
 T kontinuierlich ist, da es sich
 um Parameter λ_n als Folge =

theoretische Funktionen $\varphi_{\alpha\beta} = 1, 2, 3$
 ist fadiges (Dunkelzahlen) wenn die
 Eigenwerte λ_n von T ein diskretes
 Punktspektrum bilden. Ein solches
 Punktspektrum existiert immer für
 $T, \varphi_n = \lambda_n \varphi_n$ vor, d.h. die φ_n sind
 Eigenfunktionen der quadratischen
 Zustände λ_n , also des Eigenwertes
 Spektrums von T und dass φ_n sind
 der die kanonischen Glieder der
 Reihenentwicklung $\varphi = \sum_n c_n \varphi_n$
 bilden. Zugleich ist $\int \varphi_n^* \varphi_n dV =$
 $= \int \varphi_n^* \varphi_n dV = \frac{\sum c_n^* c_n}{\sum c_n^* c_n} = 1$
 $= \sum_{m,n} c_m^* c_n \delta_{m,n} =$
 $= \sum_n c_n^* c_n$, was mit der Normierung
 $\int \varphi^* \varphi dV = 1$ vereinbar
 $\sum_n c_n^* c_n = 1$ liefert, woraus folgt
 dass die c_n c_n^* Wahrscheinlichkeiten
 angeben. Mit $T, \varphi = \lambda \varphi$ mit φ^*
 multipliziert und räumlich integriert,
 so folgt wenn $T, \varphi_n = \lambda_n \varphi_n$ ein Eigen-

224 Wertproblem mit diskreten Punkten
speziellen für Eigenwerte beschreibt.

$$\int \psi^* T; \psi dV = \sum_{m,n} c_m^* c_n \int \psi_m^* \lambda_n \psi_n dV \\ = \sum_{m,n} c_m^* \lambda_n c_n \int \psi_m^* \psi_n dV = \\ = \sum_{m,n} c_m^* \lambda_n c_n \delta_{m,n} = \sum_n \lambda_n c_n^* c_n = \\ = \sum_n \lambda_n$$

d.h. die $c_n \cdot c_n^*$ sind die Werten =
schielelementen der Diagonale λ_n , die
unter T gegebenen Zustandsgröße λ
und $\int \psi^* T; \psi dV = \sum_n \lambda$ ist die mittl =
lere Zustandsgröße, welche als makro =
skopische Zustandsgröße erscheint.

Wenn die λ_n überhaupt eine physikalische
Bedeutung haben sollen, müssen die
 $\lambda_n = \lambda_n^*$ reell sein. Allgemein
gilt für die Zustandsgröße $\lambda = \lambda^*$ und
 $\sum_n \lambda = \lambda^*$, also $\sum_n \lambda - \lambda^* = 0$. Man ist
 $\int \psi (T; \psi)^* dV = \sum_n \lambda_n^* c_n c_n^* = \lambda^*$,
was in $\sum_n \lambda - \lambda^* = 0$ umgesetzt $\int (\psi^* T; \psi -$
 $- \psi (T; \psi)^*) dV = 0$ als Bede =
ingung für T liefert. Wenn also
 T eine reale physikalische Größe be =

schrieben soll, so muß T hermit =
hesch sein. Die Größe ist hermit
esymmetrisch, wenn die Eigenwerte
von T eine diskretes Punktspektrum
bilden. Die Erweiterung des Korp =
kular Rotations Wellenoperators
also symmetrisch in

$$T; \psi = \lambda \psi, \quad T; \psi_n = \lambda_n \psi_n, \\ \psi = \sum_n c_n \psi_n, \quad \lambda = \int \psi^* T; \psi dV, \\ \lambda = \lambda^*, \quad \int (\psi^* T; \psi - \psi (T; \psi)^*) dV = 0$$

~~Zustand~~ 342

Das gilt ist diese Erweiterung eine disk
ke Folge der Hermitisierung. Die Hermit
esymmetrie von T entspricht $M = M^*$ denn in
Korpuskulartheorie. Für die λ_n Energie =
werten oder Punktspektren so daß
 $T = E$ bezug. $T = P$ und denn
Energie = oder Punktspektrum
 $E = i \hbar \frac{\partial}{\partial t}$, $P = -i \hbar \frac{\partial}{\partial x}$ ist gilt 342
Gleichung ~~da~~

identisch mit diese Operatoren

130. Matrizen $W_{ik} = W_i \delta_{ik}$ existiert,
 Aus $\sum_{i=1}^n H^{-1} \vec{1} = W$ wird $H \cdot \vec{1} =$
 $= \sum_{i=1}^n W_i$ oder $\sum_{i=1}^n H_{ik} \cdot \sum_{j=1}^n W_j \cdot \delta_{ij} =$
 Für $\vec{x}$ gegeben $n =$ dimensionsvoller
 Vektor mit Bedingung λ angegeben
 Eigenwert W_S , so kann die
 Transformations auch in der Form
 $\sum_{k=1}^n H_{k\ell} x_\ell = \lambda x_k$ geschrieben
 werden und dies ist eine Eigenwert-
 problem, welches ein Äquivalenz-
 laut zur charakteristischen Gleich-
 ung $H - \lambda E = \hat{0}$ führt. Bei der
 Beschreibung im Wellenfeld wirkt ein
 Funktionaloperator $H = H(q_k, \frac{\partial}{\partial q_k})^n$
 auf eine über dem $n =$ dimensionsalen
 Äquivalenzbereich q_k (Zustandsraum)
 definierte Zustandsfunktion
 $\psi(q_k)^n$ bereit, trotz noch dem Eigen-
 wertparameter λ ein Eigenwert-
 problem $H \cdot \psi = \lambda \psi$ definiert
 worden ist. Die ψ sind im Rand-

raum $\mathbb{R}^{-1}(\hat{p}, \hat{q}) \cdot \mathbb{R} = \hat{p}, \hat{q}$ ebenfalls Hilbertraum sind, $\mathbb{R}^n$
 unendlich Zustandsraum $\mathbb{R}^n$ oder
 Volumenelement $dV = \prod_{k=1}^n dq_k$
 definiert, während die $x_k = x(k)$
 als zahlentheoretische Funktionen
 der n ganzzahligen ~~festen~~ auf-
 gefasst werden können und somit
 in eine Diskontinuitäten
 Raum $\mathbb{Z}$ definiert sind. Im $\mathbb{R} = \mathbb{R}^{\text{raum}}$
 sind dann die $x(k)$ Punkte, so daß
 nicht einfach ein Übergang von
 $\sum_{\ell=1}^n H_{k\ell} x_\ell = \lambda x_k$ nach $H \cdot \psi =$
 $= \lambda \psi$ statt einen Übergang
 vom $\mathbb{Z} = \text{Raum}$ in den $\mathbb{R} = \mathbb{R}^{\text{raum}}$
^{im Raum} ~~Art~~ einer metrischen Transforma-
 tion möglich wird. Wegen
 $\mathbb{Z}^3$ beschreiben aber beide Eigenwert-
 problem den gleichen Sachverhalt,
 was im Limes der Übergang
 $x \rightarrow \psi$ durchführbar erscheint.
 Dann wird $\lim_{x \rightarrow \psi} \sum_{\ell=1}^n () x_\ell = \int_{-\infty}^{+\infty} \prod_{k=1}^n dq_k$

$\mathcal{H}_2 = \int_{\Omega} \psi(x) dx$ und $\lim_{x \rightarrow y} H_{\kappa} = H(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2$,
 wobei die 2n Variablen q_{κ} und q'_{κ}
 den Ω = Raum integrieren. Damit
 steht $\lim_{x \rightarrow y} \frac{1}{\psi} H_{\kappa} x = \int_{\Omega} H(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2 \psi(q'_{\kappa})^2 dx$
 und $d\psi' = \frac{1}{\psi} dq'_{\kappa}$ und $\lim_{x \rightarrow y} x = \psi(q'_{\kappa})^2$, was
 das Eigenwertproblem der Variationsrechnung
 im Eigenwertproblem eines Integral-
 operators $\int_{\Omega} H(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2 \psi(q'_{\kappa})^2 dx =$
 $= \lambda \psi(q'_{\kappa})^2$ führt. Entsprechend
 steht aus $H; \psi = \lambda \psi$ im Wellenbildes
 wenn $\mathcal{H} = \mathcal{H}(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2$ der Kern eines
 Integraloperators ist, die Beziehung
 $H; \psi(q'_{\kappa})^2 = \int_{\Omega} \mathcal{H}(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2 \psi(q'_{\kappa})^2 dx$.
 Mit $S(q) = 0$ für $q \neq 0$ und
 $S(0) = 1$ kann das n-Dimensionalen
 Integraloperatorsoperator $E_{(n)} = \int_{\Omega} \frac{1}{\psi} S(q-q')^2 \psi(q'_{\kappa})^2 dx$
 mit dem Kern $\frac{1}{\psi} S(q-q')^2$ definiert
 werden, mit dessen Hilfe der ope-
 ratoren $\mathcal{H}$ der alle Differenzen-
 Integraloperator $\mathcal{H}$ darstellendes Inte-
 graloperators in der Form $\mathcal{H}(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2 =$

$= H; \frac{1}{\psi} S(q_{\kappa} - q'_{\kappa})^2$ darstellend
 kann man auch das Eigenwert-
 problem des Wellenbildes für $\int_{\Omega} H(q_{\kappa}, q'_{\kappa})^2$
 $\cdot \psi(q'_{\kappa})^2 dx = \lambda \psi(q'_{\kappa})^2$ völlig analog
 formulieren $\int_{\Omega} H; \frac{1}{\psi} S(q_{\kappa} - q'_{\kappa})^2 \cdot \psi(q'_{\kappa})^2 dx$
 $= \lambda \psi(q'_{\kappa})^2$ an. Auf diese Weise
 mit Hilfe der Integraloperator das
 Eigenwertproblem des
 Kerns $\frac{1}{\psi} S(q_{\kappa} - q'_{\kappa})^2$ und das, ist ein
 differenzielles Substitutionsoperator
 definiertes Wellenbildes in die
 Formel gleiche ^{Formel} ~~Formel~~ gebracht.
 Eine Synthese zwischen Kernoperator = und
 Wellenbildes führt auf diese Weise an
 gebildet, das hätte sie auch werden
 $\int_{\Omega} \frac{1}{\psi} S(q_{\kappa} - q'_{\kappa})^2 dx$ vollzogen, weil der operator Kern
 $\mathcal{H}$ den funktionalen Kern des Einheits-
 operators enthält. Die aus $\psi(x)$
 gebildeten Funktionen F_{κ} sind im $\mathcal{H}$
 kontinuierlichen $\mathcal{L}^2$ -Raum der n
 ganzzahligen Funktionen und die aus $\mathcal{H}$

134 φ gebildeten Funktionen F_n im n -dimensionalen Ω = Kontinuum definiert. Es kann nicht darauf an, eine metrische Transformations zwischen dem Ω - und Ω' -Raum zu finden. Vielmehr sollen die Abhängigkeiten zwischen den Funktionswerten, falligkeits F und F' aufgefunden werden. Für die F_n im Ω = Kontinuum muß mindestens $\int_{\Omega} \varphi \varphi^* dV < \infty$ gelten, weil nur bei dieser Konvergenz die Normalisierung $\int_{\Omega} \varphi \varphi^* dV = 1$ möglich wird, was welcher erst die F_n zu physikalischen Aussagen fähig werden. Es liegt nahe, auch für die F eine ähnliche Konvergenz $\sum_{n=1}^{\infty} x_n^2 < \infty$ zu fordern, wobei x_n = $\int_{\Omega} \varphi \varphi^* dV$ ^{proportional} ist, weil $\sum_{n=1}^{\infty} x_n$ die endliche Summe ausstellen soll. Gilt aber diese

Konvergenz der F_n , so kann auch in Ω' das Formel $\sum_{n=1}^{\infty} x_n^2 = 1$ verwendet werden, und die Zusammenhang zwischen den F und F' wird durch die Transformationsrelation $\lim_{x \rightarrow y} \frac{x^2}{y^2} = 1$ $x^2 = \int_{\Omega} \varphi \varphi^* dV$ = 1 wird. Hieraus folgt aber, daß die beiden n -dimensionalen Räume Ω und Ω' mit Eigenschaften von zwei unendlichen Funktionsräumen, falligkeits F und F' sind, welche ihrerseits wegen der Konvergenz und Teilweisefalligkeiten ein und dasselbe abstrakten Funktionsraumes der Funktionsräume = falligkeits F sind. Dieser Raum kann also über einen n -dimensionalen Transformations Funktionsraum transformiert werden, $T = T(q_n)$, definiert ist, wobei die Koordinaten q_n der Transformations generalisiert sein können und diese die Normalisierung

136 $\int \psi^* d\psi = 1$ mit dem
 Element $d\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} dq_k$ der Träger =
 raumes $\mathcal{H}$ auf $\mathcal{H}$ wirkt, gehört die
 Normierungseigenschaft $\int \psi^* \psi d\psi = 1$
 meinen abstrakten Funktionenraum.
 Wenn man das in hermiteschen
 Funktionaloperator auf diese Funk-
 tionen einwirkt und ein Eigenwert-
 problem definiert, so kann dieser
 Operator stets als Zustandsoperator
 die Funktion als Eigenfunktion
 des betreffenden Zustandes und des
 Eigenwertes als Spektrum der
 Beobachtungen aufgefasst werden,
 wodurch irgendeine Quantenkapie-
 litation eines Systems vollständig
 beschreiben wirkt. Die Synthese solcher
 Funktionen im abstrakten Funktionen-
 raum ist also ausgedrückt durch
 $\int \psi^* d\psi = 1$, $d\psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} dq_k$, $T, \psi = \lambda \psi$,
 $\int (\psi^* T, \psi - T(T, \psi)^*) d\psi = 0$ Gleichung 35

Wenn $\mathcal{H}$ ist n -dimensional, genau 137
 besteht Trägerraum der Normierungseigenschaft
 auf $\mathcal{H}$ als abstrakten Funktionenraum
 ist, = Annahme, Bd II Seite 6
 die Wellengleichung ~~34a~~ gilt nicht für
 $0 \leq \beta \ll 1$, also für nichtrelativisti-
 sche Grenzbedingungen und kann daher
 nicht gegen die relativistische
 Transformation $A A^* = E$ ~~35~~ invariant
 sein. Nach ~~35~~ definiert jeder Operator
 ein quantenmechanisches Eigenwertproblem
 wenn er im abstrakten Funktionen-
 raum $\mathcal{H}$ und hermitesch ist, wobei
 es nahe liegt ein mögliches universel-
 les gegen A invariantes Gesetz zu formu-
 lieren, das mit diesem Gesetz ein
~~35~~ äquivalentes Operator definiert
 werden kann. Es bietet sich das aus
 dem elektromagnetischen Feldtheorie-
 Gesetz resultierende Äquivalenz
 $E' = m \cdot c^2$ mit $m = m_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und

138 $E_0 = m_0 \cdot c^2$ ev, dann es gilt
 $E'^2 - E_0^2 = p^2 c^2$ oder $E'^2 = c^2 \sum_{i=1}^3 p_i^2$
 denn $p^2 = \sum_{i=1}^3 p_i^2$ und $p_4 = m_0 \cdot c$ gilt.
 Daraus wird $E' = \pm c \sqrt{\sum_{i=1}^3 p_i^2}$, und dann
 dieser Ausdruck nicht parabolisch werden,
 weil diese Operation nicht über dem
 quadratoperatoren komplexen algebra-
 ischen Körper durchgeführt ist. Für
 Linearisation hat man also zu
 einen anderen abstrakten alge-
 braischen Körper überzugehen, dessen
 Elemente hantieren α_k sind, die so
 bestimmt werden müssen, daß E' in
 diesem algebraischen Körper existiert
 und aus der linearisierten Form
 $E' \cdot E' = \pm c \sum_{i=1}^3 \alpha_i p_i$ deren Quadrate
 für $E'^2 = c^2 \sum_{i=1}^3 p_i^2$ exist. Dies be-
 deutet aber, die vier Glieder von
 haben sind, daß die α_i unade-
 quat vereinfacht und quadratisch
 sind und dem Antikommutatorgesetz

$(\vec{\alpha}_i \times \vec{\alpha}_k)_+ = 2 \delta_{ik} E$ oder $(\vec{\alpha}_i \times \vec{\alpha}_k)_+ = 139$
 $= 2 (\vec{E} \cdot \delta_{ik})_+ = 2 \vec{E} (\delta_{ik})_+ = 2 \vec{E}^2 =$
 $= 2 \vec{E}$ ergibt man. Die $\vec{E}$ -
 standsfunktion muß dann aber
 auch ein Vektorfeld sein, welches sich
 aus so viel Kommutatoren zusammensetzt
 setzt, wie von quadratischen hanti-
 zeutyp angegeben werden. Man
 meint ist also $\vec{\Psi} = \sum_{i=1}^3 \vec{\Psi}_i$, doch
 kann die Zustandsfunktion auch
 irgend ein Vektorfeld sein. Für
 irgend ein Potential, so gilt $E' = E = \hbar$
 ist E der Eigenwertparameter des opera-
 tors E ist, während $\vec{p} = \sum_{k=1}^3 \vec{p}_k$ der
 Impuls des Impulsoperators $\vec{p}$ ist.
 Umwandelt man als linear operator $\vec{p}$
 $= \sum_{i=1}^3 \alpha_i \frac{\partial}{\partial x_i} + i \vec{\alpha}_4 m_0 \frac{c}{\hbar}$, so folgt
 für den Operator $\vec{p}$ $\vec{p} \cdot \vec{p} = \frac{1}{c} (\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{U}{\hbar}) E \pm \vec{p} \cdot \vec{p}$ da der
 der Quadratur des alle Gesetz unter
 bestehen muß, können die Elemente

140 hat $\hat{\alpha}_k$ vier Werte $0, \pm 1$ oder $\pm i$ haben. Da außerdem über das Austauschgesetz $(\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+ = 2 \hat{E}$ erfüllt sein muß, ergibt sich für die 4-katigen $\hat{\alpha}_i = \hat{E}^+$

$$\hat{\alpha}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ und}$$

$$\hat{\alpha}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Durch einen die linearisierte bel-

gleichung die Form an $\hat{E} \cdot (\frac{\partial}{\partial t} + i\frac{\partial}{\partial x})$; $\bar{\psi} \pm \nabla$; $\bar{\psi} = 0$,

$$\nabla = \sum_{k=1}^3 \hat{\alpha}_k \cdot \frac{\partial}{\partial x_k} + i \hat{\alpha}_4 \cdot m_0 \frac{c}{\hbar}$$

$$((\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+)_4 = 2 \hat{E}, \quad \bar{\psi} = \sum_{i=1}^4 \bar{\psi}_i$$

Gleichung

hat diese linearisierte Wellengleichung Maupert wegen der Zweifachung = Wert der Linearisierte $2 \cdot 4 = 8$ Wellengleichungen, die alle gegen die Pauli-Gleichung invariant sind.