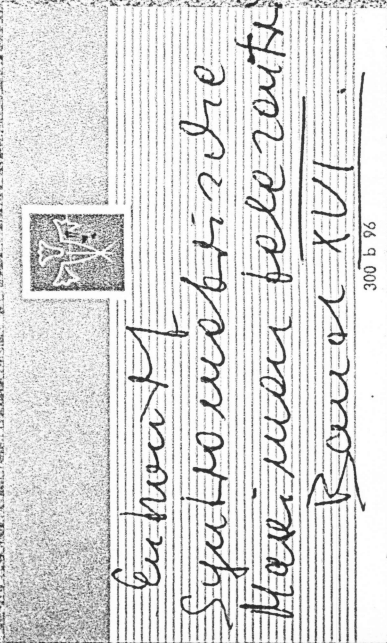




S A C

»Wer
scha
Seth
Einf
Wiss
Such
halb
Ke

Tor

• De
and
»As
Nov
beg

• In
sch
»Bo

Fortschritt 6 XI 1 - - - S 1

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

Fortschritt von Band 15 bis 1.

In dieser Beziehung kann
 $\dot{x}$ als Differenzquotient
 $\dot{x} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t}$ angesetzt werden,
 wobei mit $11 \dot{x} = 21 A$ die
 Näherung $\Delta t \approx \frac{11 \Delta x}{2 x A}$ wird.
 Mit ϵ die Empfindlichkeit-
 schenke der für x ver-
 wendeten Messverfahren,
 so daß ϵ als Verhältnis von
 empfinden werden muß,
 dann folgt als Messbarkeit be-
 dingung $\Delta x \geq \epsilon$, wobei für
 die Zeit $\Delta t = t_b - t_a$ wi-
 nden wie Messungen an
 die Bedingung

$$\Delta x A (t_b - t_a) \geq 11 \epsilon \quad \text{mit } \epsilon = \epsilon_{\text{rel}} = \frac{\epsilon}{x}$$

ist Folge der Δx - Wert
 wird aber empirisch be-

2. Stimmt mit $\tau = 1,8 \cdot 10^{-11}$ s überein, wobei $\tau = 10^{-11}$ [amp sec] $h \nu^{-1}$, wobei τ bei 10^2 liegt. Unterstellt man die Teilzahl τ der Beobachtung als alleinige Ursache von $A \neq 0$. $\tau = 10^{-11}$ s, dann muss man $A > 0$ mit $A = H \approx 2,4 \cdot 10^{-18}$. [sec $^{-1}$] Cefasolek werden. Wird die zusammen sein τ und τ in 10^8 le eine-
 sed, dann folgt Wirkungs-
 weite für die Zeit zwischen
 zwei Herwungen $\tau_b - \tau_a > 40[A]$.
 A. L., nach mindestens 10^4
 Jahren müßte eine Ausbreitung
 von τ als Folge von $A = H$ auf-
 treten. Ein oberhaltiges Phä-
 nomen kann jedoch nicht
 festgestellt werden, so
 daß $A = H$ nicht verwirkt

54] die ungetreueren
 $\tau = H$ s der Beobachtung
 $\tau = 10^{-11}$ s $\tau = 0$ für $\tau = 10^{-11}$.
 Es bleibt dennoch aufpassen
 128 & empirisch $A < H$,
 so daß die Beziehung
 $A \ll H, \tau = H, \tau = 10^{-11}$
 das morphologische Foto Foto-
 dorum einflößt. Tabelle der
 Parameter hilft wiederum al-
 ledings die Frage nach der
 weiteren Natur von $\tau = H$ s
 auf.
 2) Optische Randsegenente
 26. VI. 20] Die Beobachtung von
 $H \Rightarrow A$ kann aufgrund der Be-
 ziehung 100 mal 100 a am
 10 VI mit $\tau_m = H_0$ mal
 $\tau_m^3 = H_0^3$ verknüpft werden;

4/ denn wegen $g = d\psi/dt =$
 $= -x \frac{H_0}{1+t^2} (1-t^2/g^2)$ mit $g > 0$
 für $t > g$.

$\hookrightarrow$ sei ein Kartesisches
 C (Spitalweber system) der
 Klasse M_g und der Stabilitäts-
 sphere S gegeben, in welchem
 sich ein Beobachtungspunkt S im
 Abstand $s_0 > 0$ vom Stabilitäts-
 zentrum von C befindet.
 S liege jedoch noch innerhalb
 S , so daß $s_0 < S$ gilt.

Sei eine Klasse μ von S aus
 einem Ort $S(S)$ auf $t = S$ be-
 trachtet werden, dann muß μ
 eine kinetische Energie et-
 halten, die dem Stabilitäts-
 potential des Feldes $g < 0$ wi-
 deren S und s_0 entspricht. Wird
 jedoch μ in den Bereich $t > S$

5/
 übertrifft, dann müßte nach
 der Beziehung (100) das Feld
 $g > 0$ (wegen $t > S$) die Klasse
 μ von C fortbeschleunigen.

Hierbei müßte aber μ von
 C einen räumlichen Zuwachs
 an kinetischer Energie erhal-
 ten, der auf irgendeine
 Weise von C aufgebracht
 werden muß. Nimmt man
 dagegen an, daß $g > 0$
 bereits S mit latent exis-
 tiert, also in $t > S$ überhaupt
 keine radiale Beschleunigung
 $g > 0$ von C fortgebracht
 bewirkt wird $g > 0$ erst im
 Sinne einer Veröfentlichung
 wirklicher Weise, wenn μ
 auf $t > S$ dem System C ge-
 hört, welches weiter voll, dann

6. Entfallen diese Schwierigkeiten. Ferner ist g nicht selbst dieses Naturgesetz auf μ also keine abstoßende Beschleunigung, doch muß Energie aufgewendet werden, wenn μ aus $r > r_g$ dem Merkurssystem entfernt werden soll. Wie dieses bewerkstelligt kann man offenbar im Fall eines Startstrahlen aus quasarähnlichen Universen die beobachtete Rotverschiebung extra korrekt findet. Spinwellenspektren mit Feinstruktur (100) veränderlich machen. Neben dem Merkurssystem C existiert in einem flinkeren Propan Abstand ein weiteres System C' der Masse M' und g' . Im Abstand

$s_0 \Rightarrow 0$ vom Protonen - ~~Spektrum~~ ^{Spektrum} des C' (auch hier bei $s'_0 = s'$), befindet sich ebenfalls ein Ort S' , von welchem Photonen der Energie $E' = h \cdot \nu$, also der Wellenlänge $\lambda \cdot \nu = c$ emittiert werden. Die Distanz zwischen $S(C)$ und $S'(C')$ sei $s \Rightarrow s_0$, wobei $s \approx s'$ (nähert sich in der Größenordnung) sei. Der parallel verlaufende Weg des in S' emittierten Photons zum Empfänger ist S in s_0 also $s' - s'_0 + s + s - s_0$. Das Photon $E' = h \cdot \nu$ habe nach $m \cdot c^2 = E$ die Feldmasse m . Für allgemein gilt für das elektromagnetische Protonenpotential $V = -\mu \int g' d\vec{r}$.

8/ wenn Vektor g auf eine Kurve μ einwirkt.

Nach der Einwirkung bei $S' (C')$ läuft das Proton von s'_0 nach s'_1 und verliert dabei die Feldwirkung Φ m, weil im g' -Feld

das Potential $s'_1 \int_{\bar{g}'} d\bar{F}'$ mit $V' = -(m - \sigma' m) \int_{\bar{g}'} d\bar{F}'$ mit $g' < 0$ überwinden s'_0 den Widerstand muss. Jeweils s'_1 wirkt nach der oben angeführten Annahme C' nicht mehr auf das in $s' > s'_1$ laufende Proton, wohl aber C im Sinne eines weiteren Verdrängens von Feldwirkung im Längs der Strecke s zwischen s'_1 und s . Hier ist das Potential des g -Feldes von C mit $g > 0$ zu überwinden, welches

9/ gegeben ist durch

$$V = -(m - \sigma' m - \sigma m) \int_{\bar{g}} d\bar{F}.$$

Das letzte Wegstück von s zum Empfangspunkt $S(C)$, also $s - s_0$ hat in Analogie zum "freien Fall" einen Energiegewinn des Protons mit Folge, so dass die Feldwirkung wie $\sigma' m$ ausreicht, so dass

$$V_1 = (m - \sigma' m - \sigma m + \sigma' m) \int_{\bar{g}} d\bar{F}$$

mit $g < 0$ gilt. Die Potentiale V' und V_1 können durch Variationen der Protonenenergie leicht werden. Offenbar bedeutet $V' = \sigma' E$ und $V = \sigma E$ Energieverluste des Protons und $V_1 = -\sigma' E$ einen Energiegewinn. Werden diese Energievariationen

10 in die drei Beziehungen
eingesetzt, wird mit ϵ^2 multi-
pliziert, dann erhalten
sich wegen $\bar{E} = m \epsilon^2$ die

Beziehungen

$$- \int_1 \bar{E} \epsilon^2 = (\bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g}' d\bar{r},$$

$$\text{ sowie } - \int_1 \bar{E} \epsilon^2 = (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r}$$

$$\text{ und } \int_1 \bar{E} \epsilon^2 = - (\bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r}$$

$$- \int_1 \bar{E} + \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r}.$$

Addition dieser drei Energie-
variationen liefert die Gesamt-
variation

$$\epsilon^2 (\int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}) =$$

$$= (\bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g}' d\bar{r} +$$

$$+ (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r} -$$

$$- (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}) \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r}.$$

Diese Beziehung kann aber
durch $(\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} + \int_1 \bar{E})$

dividiert werden. Da auf
jedem Fall $\int_1 \bar{E} \in [0, \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}]$
wird $\int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} \in [0, \int_1 \bar{E}]$ bleibt,
bildet man die Näherung
 $(\bar{E} - \int_1 \bar{E}) (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} + \int_1 \bar{E}) \approx 1$
und $(\bar{E} - \int_1 \bar{E}) (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} + \int_1 \bar{E}) +$
 $+ \int_1 \bar{E} \approx 1$. Dies bedeutet
aber

$$\epsilon^2 (\int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E}) (\bar{E} - \int_1 \bar{E} - \int_1 \bar{E} + \int_1 \bar{E}) +$$

$$+ \int_1 \bar{E} \approx \int_{\Sigma_0} \bar{g}' d\bar{r} + \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r} -$$

$$- \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r} = K(\epsilon) \text{, weil keine Kör-}$$

$$\text{nung, und hierin ist die be-}$$

$$\text{trachtung zu fassen, dass für den}$$

$$\text{hiesigen } \cos(\bar{g}', \bar{r}') = -1 \text{ zu-}$$

$$\text{nehmen ist, und } \bar{g}', \text{ sowie}$$

$$\cos(\bar{g}', \bar{r}') = -1 \text{ zuinhalten}$$

$$\text{S und } \bar{g} \text{ wegen } \bar{g} > 0, \text{ aber}$$

$$\cos(\bar{g}', \bar{r}') = +1 \text{ zuinhalten}$$

$$\text{ist, wird } \bar{g}' \text{ gebildet. Damit wird}$$

$$\text{gabelt } K = \int_{\Sigma_0} \bar{g} d\bar{r} - \int_{\Sigma_0} \bar{g}' d\bar{r}.$$

$$= \frac{38 \cdot 10}{16 \cdot 2} \cdot (1 - \frac{1}{5})^2 = \frac{13}{16}$$

$$- y'(s) + y'(s_0) - y(s_0) + y(s) =$$

$= y(s) + y'(s_0) - y(s_0) + y(s)$, weil
 Nach $dy = q dx$ wird $y(s) =$
 $= y'(s) = 0$ ist. Ein Moment
 nimmt darauf an y zu elimi-
 nieren. Die Beziehung 100 folgt
 für $y(s)$ mit implizit, doch
 kann eine universelle Neben-
 Bedingung $f(s)$ definiert
 werden, für welche an der Ober-
 fläche $s = s_0$ der parabolischen
 Feldquelle $f(s_0) = 1$ gilt. Mit
 dieser Funktion kann dann
 $y(s) = \frac{s^2}{2} \cdot f(s) \cdot (1 - \frac{s}{s_0})^2$ be-
 schrieben werden, wobei je-
 doch $f(s) \neq 0$ bleiben darf.
 Aus der Beziehung 100 folgt
 mit $q = 1 - \frac{1-3y/8c^2}{8c^2}$ oder $3y/8c^2 =$
 $= 1 - (1-q)^2 = q(2-q)$ auch $q e^{-q} =$

$= \frac{1}{4} \cdot (3y/8c^2) = \frac{9}{24} (2-q)$,
 also $f(s) = \frac{1}{2} (2-q) e^q$, was
 in $s = s_0$ $f(s_0) = \frac{1}{2} M_0 (1 - \frac{s_0}{s_0})^2$ ein-
 gesetzt $2 \cdot \frac{1}{2} = M_0 = \frac{1}{2} M_0 (1 - \frac{s_0}{s_0})^2$
 $\cdot (2-q) \cdot e^q$ liefert. Hiermit
 kann aber Näherungswerte
 erhalten werden; dann für
 $y \approx 2$ $w \approx 2$ (hier ist wieder
 $3w = 4$) kann offenbar
 $q \approx 0$ gesetzt werden, was
 für $y'(s_0)$ und $y(s_0)$ mit-
 trifft, weil s_0 und s/s_0 in-
 verhältnis der freien s oder
 steigen. Im Fall $s \gg s_0$ in
 $y(s)$ wächst y nicht dann
 wird $2w \approx 20$ das hier
 $q \approx 1$ zu setzen ist. Da mit-
 gleich $s \gg s_0$ ist, wird angesetzt
 dann $(1 - \frac{s}{s_0})^2 \approx \frac{s^2}{s_0^2}$, also

SACH
 »Wen di-
 schaft
 Seth Sh
 Einführ
 Wissens
 Suche
 halb u
 Keya
 vor
 Tornad
 • Das
 ander
 »Astro
 Now«,
 begei
 • Im
 schaf
 »Book

14 $y'(s'_0) - y(s_0) \approx y'(s_0) \cdot (1 - s'_0/s_0) \cdot (1 - s_0/s'_0)^2$ also allein von dem Eigen-
 und $y(s) \approx 1/2 y'(s_0) \cdot (1 - s/s_0)^2$ $\Rightarrow$ Diagramm $B = B_0$ des Cuv-
 $\approx c^2 B_s$, wenn nur Näherung
 $2 c^2 s^2 B = c y'(s_0)$ verwendet die Everpiavariation folgt,
 wöhl. Nur der Jahnke
 $y'(s'_0) - y(s_0)$ geht sofort
 $y'(s'_0) - y(s_0) \ll c^2 B_s$ hat $= -k y z_0 = -E z_0$, wobei
 nat, woap $V \approx c^2 B_s$ gesetzt sich die Indizierung & auf
 werden kann. Diese Verw. das Empfangssystem & be-
 lözung hat aber für die
 Elektr. Variationen unmittel-
 bar $|J E - J' E| \ll |J E|$ und
 somit $(J E - J' E - J' E - J' E)$
 $\cdot (E + J E - J' E - J' E)^{-1} \approx$
 $\approx -J E (E - J E)^{-1}$ oder $V \approx$
 $\approx -c^2 J E (E - J E)^{-1}$ mit
 Folge, wenn im Vergleich
 $-J E (E - J E)^{-1} \approx B_s$ ergibt. $J \lambda > 0$, woap die drit. $q > 0$
 $J E$ des in C' emittierten Photons bedingte Indizierung

$E = h \nu = c h / \lambda$ häufig
 also allein von dem Eigen-
 Diagramm $B = B_0$ des Cuv-
 pfungssystem & ab. Für
 die Everpiavariation folgt,
 wenn $z = \lambda = J \lambda$ gesetzt,
 wöhl $J E = c h J (1/\lambda) =$
 $= -k y z_0 = -E z_0$, wobei
 sich die Indizierung & auf
 das Empfangssystem & be-
 zieht. Für die Indizierung
 Indizierung für das empfang-
 System von $J E$ die Be-
 ziehung $z_0 (1 + z_0)^{-1} \approx$
 $\approx B_0$ & mit $z = c^2 s^2 B_0 = c y' N_0$
 die Systemkonstante $B_0 > 0$
 bedingt offenbar $z_0 \approx B_0 s$
 $(1 - B_0 s)^{-1} > 0$, also auch
 $J \lambda > 0$, woap die drit. $q > 0$
 bedingte Indizierung

1/6 eines Phobos aus $s \gg S$ mit
 keine Rotationsleistung sein kann.
 2/6 bezieht sich jedoch nur
 auf das Massensystem $\mathcal{C}$ der
 Masse M_0 . Wegen der aufw. $\mathcal{C}$
 benachteiligen haben jedoch
 $\mu_g > 0$ müssen jedoch räumliche
 Massen wirksam sein, welche
 aufw. $\mathcal{C}$ in einem zy-
 lindrischen Volumen liegen, in
 dessen Achse das beobachtete
 Phobos läuft, was dann
 Querschnitt mit dem effekt-
 iven Wirkungsquerschnitt
 πS^2 des Systems $\mathcal{C}$ identisch
 ist, wobei der Mikroskop
 dieses Zylinders mit dem
 Schwerpunktszentrum von $\mathcal{C}$
 zusammenfällt, so dass ich
 die Zylinderhöhe H die

17
 beiden Halbkugeln
 oberhalb und unterhalb der
 Querschnitts πS^2 oberhalb.
 Für das gesamte Zylinder-
 Volumen gilt dann
 $V_{\text{tot}} = 2 \pi S^2 y$ d.h., dass
 die gesamte in V_{tot} ent-
 haltene Masse $M'' \gg M_0$ im
 Sinne $\sigma > 0$ wichtig. Mit
 $2 e^2 S^2 B = e^2 K''_0$, also
 $B \gg B_0$ folgt dann für die
 gesamte Rotationsleistung
 $Z \approx B S (1 - B S)^{-1}$, welche
 nur noch M'' in bestimmter
 ist. Es rei σ die Massene-
 dichte im physischen R_3
~~Es gilt offenbar so dass sich~~
 für irgendeine Masse H
 $M = \sigma V$ in H gesteuert
 einem hinreichend großen

18. R_3 - Volumen V ergibt.
 Dies bedeutet aber für die
 verformene Masse $M'' = \sigma V_w =$
 $= 2\pi g^2 \sigma y$, wobei y eine
 Maximaldistanz $s_{\max} = y$
 gilt. Nach $z \approx B s (1-B s)^{-1}$
 ist aber eine solche Maximal-
 distanz durch $1-B y = 0$
 gegeben, weil für $s = y$
 die Robertsdrehung an
 $z \rightarrow \infty$ divergiert, so dass
 y eine optische Grenze ist.
 Einsetzen von $y = 1/B$ in
 M'' in B liefert dann $\sigma B =$
 $= \frac{\sigma}{\pi e g^2}$, so dass man
 B quasi-fiktiv auf σ redu-
 ziert. Diese. Dies Sachverhalt
 einer durch Gleichung 100 be-
 dingten Robertsdrehung wird
 nunmehr in

$z \approx B s (1-B s)^{-1} > 0$,
 $\sigma B = \frac{\sigma}{\pi e g^2}$, $s \rightarrow g$,
 $2\pi m^3 g = h^2$, $z \approx \sqrt{2} \dots$
 Nunmehr kann man
 darauf an, die Verform-
 te B zu integrieren.
 Im Fall hinreichend kleiner
 Distanzen $s > g$ sei $B s \leq 1$,
 so dass für z die Linearität
 $z \approx B s$ gilt. Wobei man
 z in der nach 179 nicht
 notwendigen Form durch
 eine ^{radiale} Flächbewegung o.
 der konstanten Dichte
 in R_3 integrieren kann,
 falls $z = r$, also $r \approx$
 $\approx \sigma B s$, was mit der experi-
 mentellen Beziehung $r \approx H s$
 verglichen $H \approx \sigma B$ liefert,
 was aber eine durch

20 $H \approx \sqrt{1000} \dots 1800$
 auch lehrreiche Darstellung
 der Konstante H ist,
 durch welche empirisch
 die dispersiven freie Rotations-
 visierung aller Spektren-
 Linien dargestellt werden.
 B ist also ebenfalls als
 eine charakteristische Konstan-
 te der Rotationsvisierung
 empfunden, welche aus
 die Beziehung 100 entwick-
 elt. Tatsächlich ist die mit
 Induktionsrotation 1800 führung-
 de Gleichheit mit die sym-
 photometrischen von 1800 , wenn
 man Rotationsvisierung, dass es im
 Bereich $3 \rightarrow 5$ eine strenge
 $3 = y$ geben muss, für welche
 wegen $1 - B y = 0$ die Rot.

Rotationsvisierung $z \rightarrow +\infty$ eine
 optische Wahrnehmung
 Rotationsvisierung
 Signale hinsichtlich
 $S(z_0)$ in z rot. $3' \rightarrow y$
 fälle wegen $B 3' > 1$ eine
 Rotationsvisierung $z = 0$
 mit Folge, welche aber
 hinsichtlich S immer weniger
 bleibt, weil $3' \rightarrow y$ auch
 $z \rightarrow -\infty$ mit Folge haben
 müssen, wenn man in
 $z \rightarrow +\infty$ umspringt,
 so dass auch die dif-
 ferenz in S verschwindet
 nehmen. y ist also eine
 charakteristische Rotationsvisierung
 findet Signale bestimmt
 durch $1 - B y = 0$, also
 $y \sqrt{1000} \approx 1800 \dots 1811$

22 in Bezug auf den Be-
 standbürgschaft **5** (**6**) im R_3
 Das partiitivirive Struktur-
 feld verhält sich gleich-
 $0 \rightarrow \sigma$ bedingt also neben
 $B \rightarrow \sigma$ eine Aufhebung der
 R_3 in optische Räum-
 repräsentation von Räum-
 $y \rightarrow \infty$. ERZ für $\sigma \rightarrow \infty$
 während $B = \sigma$ wenn $y \rightarrow \infty$,
 wenn für den R_3 auch
 $D \rightarrow \infty$ divergiert wäre. In
 181 folge manuell, also
 selbst für einen Sach-
 verhältnis $\sigma - \text{Wert}$
 im Vergleich mit 134a
 immer $2y \leq D$ bleibt
 was andererseits photo-
 nische Signale mit und
 $s \leq y$ aufpassen werden

23
 Können. Nach
 $s \leq y$, $2y \leq D$ - - - - - 181a
 wird also der physische
 R_3 wenn D nicht unendlich
 $D \rightarrow \infty$ durch das partiitivir-
 tive Strukturfeld $\sigma \rightarrow \infty$
 in eine große Zahl ^{relativ} opti-
 scher Räumrepräsentation
 aufgeteilt, wobei nicht
 $2y \leq D$ wenn $s \leq y$ steht
 auf dem relativen Be-
 standbürgschaft im R_3
 bezogen. Es liegt also wieder
 die Inferiorität aus
 solchen optischen Räum-
 repräsentation durch die ab-
 teiligen partiitivir-
 Wirkungsgraden s der
 marktomaren Massensysteme
 mit bestimmt, steht,

24/ dass $z > 0$ nur für
 $s > 0$, aber für $s \leq 0$ stets
 $z = 0$ für den natürlichen
 z -Anteil ν , was nicht
 mit der Empirie der Rot-
 verdringung steht. Die
 Erklärung dieser Variationen
 findet Robustheit in der
 nicht demnach aus der
 Natur

$$s \leq 0, z = 0, s < 0 < y, \\
z > 0, s \rightarrow y, z \rightarrow +\infty \dots$$

... 181 b.
 wodurch auch die Natur
 des Radius y eines solchen
 Raumregenerators von
 der Natur selbst wird.
 Anmerkung: 2. 144
 Das kosmologische Parado-
 xon, welches durch die
 Basisierung 129 erklärt

25/
 werden wurde damit das
 Problem der t_1 -Vorstellung
 empfangen, konnte also nur
 die Beziehung 180
 bis 181 beibehalten die
 Gruppe 109 nicht be-
 stätigen ~~in der~~ Sach-
 leitung der mathematischen
 Paradoxie beibehalten.
 R^3 - Charakteristiken.
 Eine quantitative Un-
 tersuchung hinsichtlich
 t_1 wird y nicht erst dann
 möglich, wenn s beliebig
~~oder~~ wird aus der Beob-
 achtung optischer Raum-
 regeneratoren R_3 einleitet
 zu sein.

26. Annahme nach Band XV S. 365
 Nun gibt es für den stationären Zustand zwei Geschwindigkeiten v_s und v_d , wenn das stationäre Bild betrachtet wird. In T die relative Periodenlänge, dann berechnet sich die relative Geschwindigkeit $v_s T = v_s$ auf der Umfang $u = 2\pi r$ des Oskilloskops, während sich $v_d T = r$ aus der Funktion der Synthesekurve als dazwischenliegender Abstand des inneren Flusses ergibt. Auf den Oskilloskopstrahl messen wir $r = r + \Delta r$ Wellenlänge, die das betreffende periodische Bild erzeugt. Für jeden Bild $c \beta_{sd} = v_{sd}$ und $T_w = 2\pi f T$ all

mit $\omega = 2\pi f$ $\omega^2 / c^2 = 4\pi^2 f^2 (c T)^{-2} = \pi^2 v_{sd}^2 / c^2 = \pi \beta_{sd} / c^2 = \pi \beta_{sd} / c^2$
 mit $M_s = m_s e^{v_s} u_{sd} M_s = m_s \cdot e^{v_s}$ nach Gleichung 99
 vorliegend $m_s \cdot m_s^{-1} \cdot e^{v_s} \cdot (v_s - v_s) = \pi \beta_{sd} / c^2$ mit Berücksichtigung von m_s .
 Das Nachweisvermögen ist parallel zu m_s mit $m_s = h$ nach Gleichung 99 beschrieben.
 Dann durch $v_s = (\frac{r}{2\pi} (2\pi - r)) \cdot (2\pi + r)^{-1}$, wobei das Massendefizit m_s in der Masse von der jeweiligen Materieform wird. Hier wird das Bild des stationären Bildes betrachtet. Für 12. Bild am 12. Bild je der Bild $c \beta_{sd}$ und das Vorzeichen

28 von $n/2 + (2 + n)$.
 $(2 + n)^{-1}$ bestimmt also
 $2 + n$ oder $2 + n$ wobei
 häufig von n nach der Formel
 zurück erhalten werden,
 weil für $n \rightarrow 0$ auch e^{n-1}
 konvergieren muss. Diese
 Konvergenz ist aber mit
 möglich, wenn von n die
 Eigenwerte $(\pm 1)^n = \pm 1$ be-
 zeichnet wird, so dass die
 n -Kannibalisierung paare
 Zahlen eingeschlossen wird.
 auf die Kugeln $n = 2\mu + 1$
 mit parabolischer $\mu = 0$.
 Hier bleibt μ wiederum
 unbekannt und von der
 Natur der betrachteten
 Photoprozesse charakterisiert
 abhängig. Die Gesamtsumme

K_T ist gegeben im R_3 29
 Bereich $0 \leq r \leq r_T = n/2, 10$
 dass $r_T = \psi(r_T) = 0$ wegen
 $n = 2 + r_T$ weil, was auch
 auf Grund der Radialkom-
 ponenten der Fluyage-
 forbe definierte. Im Falle
 $r_T = (n/2 + r_T) \cdot (2 + r_T) \cdot (2 + r_T)$
 $\cdot (2 + r_T)^{-1} 2\mu + 1$ aus
 $e \propto r (r_T - r_T) = e^{r_T}$ in
 wärter r_T zu bestimmen.
 Es handelt sich aber
 um den sphärischen R_3 -
 Bereich zwischen $n/2$ und
 einer Distanz $n/2 + n/2$
 in welcher der Fluyage-
 spire definiert ist. Eindeu-
 ist für den wärter $r_T = 1/2$
 $= 1/2$ da $n = 1/2 (2 + n)$.
 Hierin n ist $n = 2$ die

30. Explizite Bezeichnung
 des charakteristischen
 Polynomials, welches
 durch $\chi(x)$ bezeichnet wird,
 das in der Vorlesung
 unter dem Namen
 Fall bei x die diskrete
 Proportionalität (~~theoretisch~~)
 $\chi = a \cdot x$ aus $\chi(x)$ in der
 Einheitskreis von $\chi(x)$
 auftritt. Es wird der
 symmetrischen Wechsel
 charakteristischer
 elektrischer
 statischen Eigenschaften
 $a = x \cdot x^{n-1} = x^n$, also
 $x = a \cdot x$ oder $x^2 = a(x-1)$
 ableitbar, was $\chi(x) = \frac{a(x-1)}{a-2}$
 als charakteristisches
 Polynom der Laplace

der speziellen Variablen
 charakteristischer
 das wird meist
 unter χ bezeichnet wird
 $\chi(x)$ ist also im Spezial-
 Fall der elektrischen
 als $\chi(x)$ bezeichnet
 charakteristischer
 Diagonale eines quadratischen
 des charakteristischen
 χ , was $a = \sqrt{2}$ für die
 elektrischen
 $a = \sqrt{2}$ wird also $\frac{a-2}{a(a-1)} =$
 $= -1$, was wegen $(-1)^{2n+1} =$
 $= -1$ für alle n die
 Entwicklung von $\chi(x)$
 fällt mit $\chi(x) = -1$ in
 überein. Da außerdem
 $\chi(x) = 0$ gilt, wird
 $\chi(x) = (-1)^{2n+1} = -1$ also

und der Symmetrie
 statischer stabiler Flusssy-
 steme ist die mit einem
 d-Quotient (symmetrisch-
 u. stabilen) erhalten
 sich die folgenden stat.
 statischen Identitäten,
 nämlich $V = E^{(s)}$, sowie
 $E^{(s)} = E^{(p)}$ wobei $E^{(p)} = V$
 als Folge der statischen
 Charakteristika der Flusssysteme,
 im statischen Fall
 $V = E^{(s)} = c^2 \cdot m_0 \cdot ((1 - \beta^2)^{-1})^{1/2}$
 $- 1)^{1/2} \neq \beta_3 \cdot c = \beta_3 E^{(s)}$
 und $c^2 \cdot m_0 = p_3 \cdot c =$
 $\beta_3 m_0 c^2 = \beta_3 E^{(s)}$ oder
 $V = \beta_3 E^{(s)}$ wegen der wei-
 chen Charakteristika der Flusssysteme
 $E^{(s)} = E^{(p)}$. Die unveränderte Weise
 wird $E^{(s)} = c^2 \cdot m_0 \cdot ((1 - \beta_{rel}^2)^{-1})^{1/2}$

32 $m_3 = \pi \cdot e \cdot m_T \cdot \beta_3 \cdot \beta_{rel}$
 Es sei V das stat.
 $4 \pi \cdot e \cdot V = E^{(s)}$ definierte
 Potential von E , das von
 potentiell aus 173 Ent-
 sprechend sei V das stat.
 kinetische Potential der externen
 Felder E und V auf $E^2 =$
 $= 4 \pi \cdot e \cdot V$ aus 173 a, wobei
 nach $E^{(s)}$ die kinetische
 Energie $E^{(s)}$ umrechnet
 $v_{3d} = c \cdot \beta_{3d}$ aber p_{3d}
 die inelastischen gegen $\hat{A}_m$ in-
 varianten Impulse sind
 $E^{(s)} = m_{3d} c^2$ die inelastischen
 freien Energien sind,
 wenn $m_{3d} = m_0 (1 - \beta_{3d}^2)^{-1/2}$
 die gegen $\hat{A}_m$ invarianten Pot-
 tentialwerte der entsprechenden
 der Flusssysteme sind.

SACH
 »Wen die
 schaft le
 Seth Sh
 Einführ
 Wissens
 Suche n
 halb un
 Keay D
 von
 Tornad
 • Das
 andere
 »Astro
 Now«,
 begeis
 • Im F
 schaft
 »Book

$\gamma_d \kappa = \beta_d m_d \kappa = \beta_d \epsilon_{cd}$
 was mit der dritten Charakt.
 bedingung $\epsilon_{cd} = \gamma$ in
 $\gamma = \beta_s \epsilon_{cd}$ eingesetzt $\gamma_d =$
 $= \beta_s \cdot \beta_d$ oder $\beta_s \cdot \beta_d =$
 $= \gamma_d / \gamma = (\epsilon_d / \epsilon_s)^2 = (1 - v^2/c^2)^2$
 $\cdot 8\beta_s$ und somit $m_s = m +$
 $\cdot \pi \epsilon (1 - v^2/c^2)^2 \cdot 8\beta_s = m + \kappa$
 es folgt wenn $\gamma_d (5m + 2\sqrt{\kappa} + 1) =$
 $= 8\pi \epsilon (1 - v^2/c^2)^2$ als Näherung
 verwendet wird damit folgt
 aber $m_e = m + m_s = m + (1 + \kappa)$
 was die reduzierte Elektro-
 nenmasse $e m m_s = 4 \sqrt{\kappa} m$
 $\cdot \frac{3\sqrt{3\pi} s_0 \hbar}{V c \hbar}$ ergibt die
 Darstellung der phänomeno-
 logischen Elektronenmasse
 $e m m_e s_0 = 4 \sqrt{\kappa} m$
 $\cdot \frac{V c \hbar}{3 s_0} \cdot (1 + \kappa) \cdot \gamma_d (5m + 2\sqrt{\kappa} + 1) =$
 $= 8\pi \epsilon (1 - v^2/c^2)^2, s_0 = 1[m]$... 1276

3) Magnetonen wie
 Protonen oder Neutronen
Beweisung:
 1.2.20 Das ist's Gleichung
 12a aufgeworfene physio-
 logische Probleme werden
 nicht hinreichlich in der
 die Basisierung 18- bis
 181 in natürlichen Geleite,
 dabei, dass $D \neq 1$ wird
 $D(t) = 1(t)$ für die
 beobachtete Rohschrie-
 lung H wegen $A \in H$ wird
 selber in d. Empirisch wäre
 ein natürliches Universum
 mit $D = 0$ und ein univers-
 lisiert R_3 mit $D \rightarrow \infty$, also $A = 0$
 mit 12a verträglich, dass
 gilt $g(x_k)^6 \neq \bar{g}$ als Up-
 hebel ausl. für R_3 , der

»Wen d
 schaft
 Seth Sh
 Einfüh
 Wissen
 Suche
 halb u
 Key
 vo
 Torna

• Das
 ander
 »Astr
 Nowe
 bege
 • Im
 scha
 »Boc

36/ durch den Raum als Brücke
des Punktes betrachtet wird -
entweder direkt oder über iR_1 ,
was $I < \infty$ und die freien-
verlängerte iR_1 erzeugt. An-
schließend folgt für die Rich-
tungsänderung der iR_1 -
mit dem Wellenvektor v im
Fall $v = i = \eta = 0$ im-
mer $\cos^2 \alpha_4 = 1$, aber $\cos \alpha_4 = 0$
für alle $k \neq 4$, so dass die
konstante Bewegung des
 R_{-3} Längs $\alpha_4 = i \in \perp R_3$ und
im Fall $i^2 + \eta^2 \neq 0$ alle-
meine mit $v \neq 0$ erfolgt.
Dieser Befund zusammen mit
der nichttrivialen Wellen-
Bewegung wird $I < \infty$ des R_3
bedeutet ebenfalls $I \neq 0$ und
 $A \neq 0$. Der R_3 des

unten kann jedoch 32
wegen $I \Rightarrow \eta$ als quasi-
universell und wegen
 $A \Leftarrow \alpha_4 H$ als quasi-univer-
saler aufgefassen werden.
Es ist $I = 2 R$ und $R = 2 v$
 $\neq 0$, also $A = \pm 2 v / I$,
so dass die zweite Beding-
ung Hinweisbedingung
auch eine Gleichbeding-
ung $z' = 0$ im Fall $A < 0$
sein kann, welche für
den Quader H bedingende
Robustbedingung $\neq 0$
 $z + z' = 2$ wegen $12' k = 2$
nicht relevant ist. Es folgt
zwar ist der R_3 wegen
 $I \Rightarrow 2 \eta$ in eine relativ große
Zahl optischer Randeseggen-
te unterteilt, von denen

38/ jedes durch einen H-Vert
bestimmte wir, die aber
alle dem A-Prozess der
Kosmischen Bewegung un-
bedeutend sind. Nur die -
von Lurane ^{mit} 135 mit
durch A, nicht aber durch
H $\rightarrow$ A! Vertauscht.

Die Bestimmung 135 zeigt
weit, daß die empirischen
Elementartheorien Newton's
u. h. nicht für alle Größen
1) (t) mechanisch sind
alle Frequenzen sind kon-
stant von Wellenlängen abhän-
gen, doch muß es nach 136d
eine Viskose Wellenlänge
g. geben, bei welcher die
Stabilität bedingte Robert-
schwingung stark über die

D-bedingte Bonnet - 39
 Isolierung kann passiert
 werden. Die mit R_k nach
 $R_k m_k = h$ verknüpfte
 Klasse ist dann eine
 von Welcher wir
 den normierten R_3
 und somit unabhängige
 Referenzwerte $m_k = m_R$
 erhalten was 136 ist
 für diese Referenzwerte
 $m_R = h/c \cdot \frac{3V_{2A}}{3V_{2A}}$, was
 heißt, dass $A = 0$ sein
 muss, wenn $m_R^2 > 0$ nicht
 abgeleitet werden
 kann wie jede Trägers-
 wert. Die, Verbalen
 $m_R^2 > 0$ muss aber von
 einer Referenzwert ge-
 fahret werden, wenn für

140 räumliche $m_R > m_R$ des
 R_3 wegen $g > 0$ immer
 $m_3 > 0$ gilt. $A > 0$ bebed-
 bel aber wegen $D > 0$ eine
 Expansion des R_3 als Folge
 der Konvergenz Bewegung.
 Einsetzen von $D A = 2 \times$
 und $2 w c^2 \approx g \times h$ mit
 $3 w = 4 c$ in $m_h = m_R$
 ergibt für diese Referenz-
 masse $m_R = 4 h (6 \times h!)$
 mit der Näherung 134 a
 wird sofort gleichfalls, also
 $m_R \leq m_L < m_e < m_B$ gilt.
 wenn $m_h B$ die Masse des
 Hepato-wird Bahngewicht
 kennzeichnen. Für diesen
 Grundes muß $g = 0$ die elek-
 trische Neutralität von
 m_R kennzeichnen, weil

$m_e \gg m_R$ die weitere 41
 Schranke für $g > 0$ von
 126 absteht. m_R ist
 kleiner als Referenz-
 Masse eines Referenz-
 neutrinio R_R (also an
 kritischer R_R ist) weil
 das auf keinen Fall we-
 gen $g = 0$ eine al-
 ternative kann
 als kosmologische Repe-
 renzgröße mit weiter
 der weiteren Schranke
 als Massensprachtheorie
 126 liegt. Während
 das Elektron von Spin
 $s = 1/2$ wird dann Bahngewicht
 R_R ($s = 1/2$) mit dem
 Spin $4 = 2$ das elek-
 tronisch ist isoliert.

42. Zeichnen und zeichnen
mit Buchstaben, Koordinaten
Marken das Kopf- und
Referenzsystem Σ_R ,
welche ein Koordinaten-
system darstellen, wenn
jedes dieser Koordinaten-
 $\Sigma = \Sigma_R$ vorgeordnet wird.
Geben wir zu jedem
Punktpunkt ein Punktpunkt-
system, beliebig, beliebig ($\Sigma_{P,i}$),
das beliebig koordinaten-
system mit dem Position-
system elektrischen
system (Σ_{-}, Σ_B), so dass
auch unser Koordinaten-
system (Σ_R) das Punktpunkt-
system (Σ_{-}, Σ_B) sein
muss. Wegen $\Sigma = \Sigma_R$ für
 Σ_R kann das Referenz-
system

Hino auch keine Σ Σ_B
be- Punkt sein, weil
die Zeit aus dem System
als Punktpunkt steht
das Koordinaten $\Sigma = \Sigma_R$
tragen. Für das Refer-
ferenzsystem kann man
also nur die Heuristik
nehmen, dass es in
Bokarab. Zusammenhang
als eines Koordinaten-
system Referenzsystem
des Koordinaten System-
system beschreiben
 $m_R \cdot \sqrt{g_{\mu\nu}} = 4 h$,
 $m_R \leq m_L \leq m_B$,
 $q_R = 0$, $\Sigma (\Sigma_R) = \Sigma_R$,
 $\Sigma_R = (\alpha, \tau) \dots \dots \dots 182$.
Be: der Unterzeichnung des
inbeziehung des Σ_R -

unterschieden im wesentlichen 45
des Nitrogenstoffs
hier abgegeben gehabt hat,
daß die Masse sehr auch
hatte. Nitrogen mit
ander me liegen unter
der β -Zerfallswerte
Massen ist. Masse als
von einer α -oder β -
Abkling begleitet werden
den, während der β -Abkling
sonst im wesentlichen als Nitrogen
Nitrogenstoffs auf
je einen Fall von einer α -
Abkling begleitet wird.
Auftritt dieser Sachver-
halte wird es notwendig
möglich, unter Verwendung
sind von 126 die Massen-
zahlen der p-Isotope

44 - zerfällt der 1 - und
d - Antikörper aus C mit 4
wie, das Antikörper-Epithel
β⁺ - Spektrum entspricht
auf die zinnwitze 30 -
Ein, so ein Nachkino
hier, welche ungefähr we-
gen der unvollständigen
Epithelung der Skalen
spies, papstet mehr
murf. Die weitere Schank
des, kann nicht sein
β - Spaltismus kann
Massenverfall zeigt, dass
die zinnwitze 30 -
ding aus Nachkino-
der kann, deren Masse
mit, vergleichbar ist.
Die weitere Schank der
β⁺ - Spaltismus bei Thoms-

46/ Teilung in p und q ist
 welche noch in einem
 β -Zerfall tätig sind.
 Kanten α sind die be-
 triebenen Zerfälle des
 Teilens $m = m(n)$ aus
 126 in die Komponenten.
 böse Kanten $m(n, q)$,
 dann muß aufpassen
 der Erklärung des Ab-
 baus mit jedem der
 $q > 0$ Kanten $\beta_+(m)$
 in jeder α - Querschnitt mit
 m existiert werden, wenn
 $\alpha \in (R, B)$ die möglichsten
 Notationsformeln indiziert.
 Satz von η_9 : $4\sqrt{4q^4 + \pi^4} = \pi$
 dann muß also für die
 Verteilung $q(m_e + m_x) \leq m(n) - m(n, q) =$
 $= \mu(2n - 1)^{1/2} \cdot 4\sqrt{2n} - \mu \cdot (2n - 1)^{1/2} \cdot \sqrt{2n}$
 . $(1, \eta_9) = m(1, \eta_9)$ oder

$m \approx q(m_e - m_x) \cdot (1 - \eta_9)^{-1}$
 die Kantenanteile des β -
 Zerfalls selbst, wenn 126
 Kanten α sind. In alle-
 gorien gilt $q = 1$ wird.
 $\eta_9 = \eta$ für die empirischen
 beobachtbaren β Prozesse.
 Die Fehler $(1 - \eta)^{-1} \approx 101$
 sind, folgt für glatte
 eingeführten β -Zerfälle
 $m \approx 101(m_e + m_x)$. Dann
 steht es nicht weiter
 einem β -Prozess mit
 einem α -Charakter,
 dann wird $\alpha = R$ und
 $m_R \approx m_e$, so daß $m_e + m_R$
 $\approx m_e$ nach 182 approximiert
 wird werden darf. Der

$$\frac{m(n) - m(n, q)}{(2n - 1)^{1/2} \cdot 4\sqrt{2n} \cdot \eta_9} = \mu \cdot (2n - 1)^{-1/2} \cdot \sqrt{2n}$$

»Wen d
 schaft
 Seth St
 Einfüh
 Wissen
 Suche
 halb u
 Key
 vo
 Torna

• Das
 ande
 »Astr
 Now
 bege
 • Im
 schä
 »Bo

48. In diesem Fall wird also
 $m \approx 101 m_e$, was be-
 reits approximativ in
 § VIII 4 aufgeführt
 wurde und auch die En-
 pitie der zugehörigen
 von β_2 begleiteten β -
 Zerfälle der α - und α -
 Zerfälle beibehalten wird.
 Man stellt es sich dagegen
 nur einen von β oder β_2
 begleiteten β -Zerfall,
 dann wird $\alpha = L$ oder $\alpha = B$,
 also $m_{\alpha} \approx m_e$ oder $m_{\alpha} + m_e$
 $\approx 2 m_e$. Pl. Massenschwin-
 dungen α - und α -Kontinuen
 dessen β -Zerfall von einer
 β_2 - oder β_2 -Strahlung
 begleitet wird, folgt also
 die ebenfalls empirisch

beobachtet / die Beobachtung 49
im Jahr 2020 für $q = 1$.
bei der Dathebung 180
des Reparaturschadens
- fallen also eine physische
Dathebung

$$b \leq m - (b_m + 1) \cdot (2m + 2m)$$

$$x = \frac{1}{2} \sqrt{4x^2 + 4x + 1}$$

$$q \geq 1, \quad x = (x_1, \dots, x_n) \in (R_1 \cup R_2) \times \dots \times (R_1 \cup R_2)$$

für die ^{in der} nächste Karrenschle
ke wa, ~~kurzt~~ ^{in der} ~~kurzt~~ ^{in der} ~~kurzt~~
B-Zeital, der steht
von einer 2 - Markierung
begleitet wird.

2.7.10 Suffizient dieses empirisch verifizierbaren Eigencharakter ist $\mathbb{R}$ eine reelle Klasse $m_{\mathbb{R}} > 0$ für welche auf jedem Fall $m_{\mathbb{R}}^3 > 0$ und somit $A > 0$ wegen $136 \text{ x } 1 \text{ x } 1$

50. untp, was auch $\dot{J} = +2$ w-0
 als Expansion der R_3 hervor-
 rückt. Bei 182 und 183 folgt
 also die Entscheidung

$$A > 0, \dot{J} = 2 \text{ w} > 0, \text{ w} \approx 2 \dots$$

$$\dots \dots \dots 183a$$

in Bezug auf die monomeren-
 ne Phase der hominischen
 Bewegung, welche nach
 183a einer Expansion der
 R_3 entspricht, so dass der
 monomere R_3 nicht
 dem Welken entspricht
 vielmehr als dem Welk-
 ende.

Eine andere Kurre-
 quenz mit 8% ist eine Wei-
 terführung der Untersuchung
 der kinematisch der wog-
 enden monomeren nach

183a, wenn die Notwendigkeit
 die Refraktionswerte klein
 sind nicht über 182 und
 184a ansetzen werden.

$\bar{M} = p$ mit $2s = p$ ist ge-
 wöhnlich $\bar{M} \neq \bar{\theta}$ nicht klaren
 macht, wenn $p > 0$ sich
 so dass die Unbestimmthei-
 ten der ^{invarianten} Magnituden
 $|\bar{M}| = p$ nicht auf nicht-
 skalare Terme $p > 0$ in
 Abhängigkeit hat. Ob es sich
 bei diesen Termen um
 eine d-Ordnung nicht
 $q > 0$ oder um die Her-
 miteformel mit $q = 0$
 handelt, kann p in 183a
 dem Verhalten des Be-
 weises abgelesen werden $\int \frac{dA}{m} \cdot \#$
 so kann auch $q > 0$ nach

52 keine Verdrängung mit
 $q = 0$ die ϵ -Charakteristika-
 verifiziert. Nach der Ein-
 wirkung des elektromagnetischen
 Feldes aus B II.
 misst man $\mu > 0$ immer auf
 das Messgerät, das eine ϵ -
 Charakteristik mit $p > 0$ misst.
 Daher wird jedoch in 1830
 eine wichtige p-Charakteristik
 mit $\int \frac{dQ}{m} = 0$ abgemessen.
 Nachteil: kann abgelesen
 nicht werden ein Magnet-
 von $\mu_c = \frac{h}{c} \cdot \sqrt{3} \mu_0$.
 $\cdot \ln \left(\frac{m}{m_R} \right) > 0$ trotz $q = 0$
 weil $\overline{M} \neq 0$, wenn mit
 $p > 0$ belad. Dies ist durch
 $\mu_c = \frac{h}{\sqrt{3} \mu_0} \cdot \ln \left(\frac{m}{m_R} \right)$
 $2. \mu_c = p > 0, m > m_R$... 184

53 gegenwärtige Sachverhalte
 lehnt auf die Verknüpfung
 von Wirklichkeit und fiktionaler
 reiner empirischer Betrach-
 tung in der Beobachtung
 $\overline{M} \neq 0$ bei Nullhypothese
 hier mit Charakteristik
 $s > 0$. Nach dieser Betrach-
 tung müssen also alle por-
 tablen Teilchen unvorher-
 sagbar von der Laweigen-
 schaft des Systems über
 $\overline{M} \neq 0$ verfügen, wenn
 mit $s > 0$ eines Charakters
 oder Pseudopotentials be-
 laden ist. Eine Auswirk-
 ung hiervon bildet sich
 als Referenzwert aus
 selbst. Für $\overline{M}$ ist meist
 $s = 1/2 > 0$ weil $q = 0, 20 \text{ slap}$

54

184 mit Benennung
 Moment, doch gilt wegen
 $m = m_R$ und $u_1 = 0$ für
 das Referenzsystem $\mu_R = 0$
 und daher auch $\overline{M}_R = 0$ trotz
 $s > 0$. Daraus ist μ_R die
 einzige Charakteristik. Zitiert
 wird mit Sprüngeffekte
 ohne Kugeln, was nur
 auf die Kosmologische

Ursache von μ zurückzuführen
 wird $m_R \ll m$ weil unter der Charak.
 Mass μ ein ungleiches m wegen
 der μ Partikelteilnahme ist für $\mu_R = 0$
 dieses Massent μ nicht μ_R
 (hier)
 Dabei ist das Bezugssystem
 eines fest $Q = q \cdot e_{\pm}$
 mit $q = 0$, also eines μ -Charakter.
 Wegen der Proportionalität
 liefert fortsetzen wird $Q = q \cdot e_{\pm}$
 gilt bei den μ -Charakteren
 mit $\int \frac{dQ}{m} \neq 0$ proportional

$1/2 \cdot \sqrt{s} \cdot \mu_0$ $2m (m/m_R) \cdot 55$
 $\cdot 1/2 \cdot \mu_0$ $\int \frac{dQ}{m} - 1$ wenn
 auch $m = m_L \Rightarrow m_R$ nicht gilt
 für diesen furside Name
 im Falle der Herleitung
 d. die Kugelnbeziehung
 123a verknüpft werden
 zu $\mu = 1/2 \cdot \mu_0$ $\int \frac{dQ}{m} \cdot m$
 durch $q > 0$ die ungue-
 bische Bezugssysteme,
 zum Beispiel im furside-
 zu μ einet abweisen
 Struktur (im Vakuum) μ -
 latelakt, dann ist wegen
 der exakteten Wirkung
 von μ offen nicht
 $m = \text{const} (Q)$ wird $\int \frac{dQ}{m} =$
 $= Q/m$, also für das Bezugssystem
 wegen $\mu_B^{(Q)} = 1/2 \cdot \mu_0$ $\int \frac{dQ}{m} =$
 $= q/2 \cdot \mu_0$ $\int \frac{dQ}{m}$. Hier steht μ nicht

56/ dabei um den Bahngipf
 eines einzelnen Elektronen,
 dessen ist $q = 1$ und
 $m = m_e$ ist, was für
 das elektrische Bahngipf-
 setzen des Elektronen
 $2 m_e \mu_B = \mu_0 \hbar e_+ \dots \dots 185$
 liefert, eine Beziehung, we-
 che erklärt die Empirie der
 abgeleit Bahngipfmonomente
 wiederlegt.

Die voraufgegangene
 Bahngipfmonomentnährung
 von der Tatsache aus, dass
 $\mu_B \neq 0$ von einer Bewegung
 Ladung Q induziert wird,
 so dass mit die elektrischen
 Eigenschaften dieser Ladung
 $Q = q e_+ \text{ und } m = m_e$ (a),
 abgeleitet wird $\int \frac{dQ}{m} = q \cdot e_+ / m$

bestimmen, wobei 57
 (a) aufgrund dieses elektrischen
 μ_B Induktion von der elektrischen
 symmetrischen Chiralität
 als 2 elektrische Net-
 zelectricität des völlig
 unklarheit bei den emp-
 fischen Bilden sich jedoch
 völlig veränderte, wenn
 das magnetische Spinn-
 netz und die Magnetbe-
 dingung des Chiralität 370 un-
 bekräftet werden sollen;
 dass dieses Spinnmagnet
 muss auf die elektrische Symme-
 trie der Protonenplätze
 und ihrer Vorzeichen
 zurückgehen. Auf jedem
 Fall bleibt $1 \hbar / 2 \mu_0 \hbar$
 $2 m (\frac{m}{m_p}) \ll 1 \hbar / 2 \mu_0 \hbar \int \frac{dQ}{m}$

58/ wird damit $2\mu = \mu_0 \frac{h}{2\pi}$.
~~die~~ μ für μ , so dass 2 mit
 darauf ankommt das Tube-
 stal symmetrisch liegt wie be-
 rechnet. Diese Berechnung
 4.7.20) wird wieder in der
 Force net wieder $\alpha =$
 . Äquivalent möglich, weil
 nach 177 die Halbwertsfeld-
 Komponenten bekannt
 sind. Im Fall des Elektronen
 ist stets $q = 1$, was aber
 für die Unbestimmtheit des
 Magnetismus, welches unter
 (± 5), ~~(± 6)~~ vertritt auch das
 Magnetismus $\alpha = 1/2$ bezieht.
 Ich, mit die Halbwertsfeld
 im ~~Elektronen~~ ~~Halbwertsfeld~~
~~Halbwertsfeld~~ ~~Halbwertsfeld~~
~~Halbwertsfeld~~ ~~Halbwertsfeld~~
 mit an m_e und $m_e = m_p + m_e$

59/ Magnetismus erhalten
 kann. Symmetrisch folgt
 daher aus der inneren
 Normierung des Halbwertsfelds
 Elektronen $\alpha \frac{h}{2\pi} m_e =$
 $= \frac{h}{2\pi} \cdot (m_p/m_e)$, so dass sich
 für das Verhältnis im Spin-
 magnetismus des Elektronen
 $2\mu_e = \mu_0 \frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e$, dass
 dann das Elektronen
 Verhältnis $\alpha \frac{h}{2\pi} m_e =$
 $= \frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e = \frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e$
 . ($\beta - \alpha$) entspricht. Halbwertsfeld
 offenbart $\beta = m_p$, dass $\alpha = \mu_e$
 eine Aufwandsweise, die noch
 in Betracht kommt ist. Berechnung
 entspricht $\mu_e = 1/2 \mu_0 \frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e =$
 $= \mu_B \cdot (\frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e) \cdot (1 - \frac{h}{2\pi} \alpha \frac{h}{2\pi} m_e)$, die
 ist H wenn 185 berücksichtigt.
 wird. Halbwertsfeld ist μ_e als

560

Invertierungsfunktion der reellen
 Teile Anteil einer Masse
 $M_1' (q=1) = n \cdot M_2$, welche der
 Massenzunahme an einer Sta-
 tionierung $M_2^{(a)}$ pro Kon-
 sumierbarkeit $(+7)$ darstellt,
 wobei dieser Anteil auf
 der Stationierung & herogen
 steht. In die Zahl
 der Konsumierbarkeit $(-3)-$
 der Stationierung $M_2^{(a)}$,
 dann $M_2^{(a)}$ also der Zunahme
 mehr auf $M_2^{(a)} = n/s \cdot M_2' =$
 $= n/s \cdot M_2'$ für die gesamte
 Teilmenge $M_2^{(a)}$ des Charak-
 ters in der jeweiligen Station.
 Für von Stationierung
 zu Station, wo $(3)-$ ansetzt.
 Nach 99 gilt der $M_2^{(a)} =$
 $= n/s \cdot M_2'$ mit $M_2' = (2/2 \cdot 7) (2 \cdot 7) -$

$-7) \cdot (2 \cdot 7 + 7)^{-1} n$ mit 67
 invertierungsfunktion m . In
 $n/s \cdot M_2' = m/s$ & M_2' ist also
 n wird 7 malen m/s Elek-
 tronik m/s M_2' . Nach der
 Konsumierbarkeit M_2' der der
 Konsumierbarkeit M_2' aber
 für die Stationierung M_2'
 bzw. alleine $(\pm (4,5)) = (3,3) =$
 $(+7) - (3) - (-6)$, dass M_2' ,
 also $n/s \cdot M_2' = 3$ wird n muss
 die Zahl der Konsumierbarkeit M_2'
 den M_2' sein, weil M_2' die
 Konsumierbarkeit M_2' der M_2'
 für M_2' Photoprotonen aus der
 Teil $M_2' = n$ wird aber $M_2' =$
 $= (i-1) \cdot (-1+i)^{-1} n = (1+i)^{-1} n =$
 also M_2' der M_2' der M_2'
 von m . Dies ist M_2' der M_2'
 $m = 3$ wird $M_2' = 1$ bedeutet

64 Im Normenbaumtheorem
 das R_3 ist für alle Teiler aus
 126 wenn $R_0 = m$ besteht wie
 $2R = \frac{1}{2}D$ mit $D > 0$ nach 183a.
 Für alle Divisoren in R_3
 gilt $3 \leq R \leq D/2$, wobei $2R = D$
 die Realitätsschranke des Rep-
 resentations m_L als unterer
 Schranke des Spaltens 126
 die größtmögliche Dimension
 in R_3 darstellt, welche
 mit $D > 0$ erreichbar. Au-
 ßerdem ist $\# m_R \leq m_L$ aus
 wegen der Komparato-
 rischen Eigenschaften einer
 Referenzstruktur welches von
 jeweiligen Normenbaum-
 Parameter $D(\tau)$ der R_3 abhän-
 gigt ist. Mit $m_0 = m = m_R$
 wird aber für τ_R überprüft

die Realitätsschranke $1/2 = \frac{65}{2}$
 $= \frac{4w^2 R^2}{e^{j^2} m_R} = \frac{4w^2 h^4}{e^{j^2 3 m_R^2}} \gg D/2$
 besteht, welche weit über
 dem Normenbaum The-
 orem der R_3 liegt. Da wir
 aber m_R die von der Kom-
 parativen Bewegungswerte
 längige Repräsentation in
 m_R in der Normenbaum R_4
 Projektion der Welt $D \leq D \wedge$
 belieben, so dass $D > 0$ das
 Normenbaumtheorem
 mit in $D \leq D$ möglich ist,
 welches $j = 0$ die $D = D$
 erreicht wird. Die nach der
 real Zeit längste Struktur
 muss dann wieder $D \leq D$
 durch eine R_3 -Variation
 $D \leq 0$ erreicht werden.
 In somit die unbekannte

66 mögliche Expansionen
 2e der R_3 , welche somit
 durch 102 in Variation
 mit 182 durch R_3 steht
 weil. Einsetzen von m_R aus
 182 in $\Lambda e^3 m_R^7 = 8 w e h^4$
 liefert dann mit $64 \pi^2 \mu \alpha = 3$
 aus 69 eine mit Abschätzung
 der Expansionsgrenze der R_3
 im Verlauf der Kosmischen
 Entwicklung geeignete Beziehung

$$\Lambda = \frac{\pi h}{e h^2} \cdot (e^2)^2 \cdot 3 \sqrt[3]{6 \mu h^2}$$

 $64 \pi^2 \mu \alpha = 3 \dots \dots \dots 187$
 welche mit der Näherung
 134α sofort $\Lambda \gg 1$ wird.
 lich erreicht. μ

Mit den beiden Spähen
 Hinzufügen des Weltant-
 wertes und der Weltweite
 sowie der Beziehung 187

sind alle natürlichen Be-
 rücksichtigung der einer
 R_4 - Projektion der tele-
 zentrierten Weltareen
 gegeben, weil die bei-
 den Spiegel symmetrisch-
 zueinander Spähen kreuzen
 als hässliche Hauptbele-
 zuehen sind wegen
 $\cos \alpha_4 \neq 0$ zeitlich telezen-
 trischen R_4 - Charakter an-
 zuordnen sind. Die 24-
 freieren der in der R_4
 projizierten Weltareen sind
 also die beiden Spiegel-
 symmetrischen Spähen-
 Hinzufügen, wodurch 1 die
 R_3 - freiere der Kosmischen
 Bewegung $J(t)$ zwischen
 diesen Spähen kreuzen
 das Folgt. Da der Verlauf

68) D) (t) der Normierung
Bewegung unbekannt ist
nicht auch nicht individuell
mit den validen Gruppen
bleiben Mittel werden
Namen, bleibt die Toleranz-
klasse zwischen den x_4 -
Punkten, sowie die Lage
von $D = A$ und die Maßpro-
portion der hinsichtlich A
früher oder später liegen-
den R_3 -Charakteren nicht
bekannt, so darf auch das
normierbare Wellenpaket
nicht angegeben werden
Namen.

69
4.7) Korrelation zwischen
Normierter Bewegung
und Raumsegmenten.

28.7.70 bis der Dateneinf
y $\sqrt{\pi e y^2} = x e i$ was optischen
Raumsegmentes wird
 $H \approx \sqrt{\pi e y^2}$ folgt die Dat-
 $H \approx \sqrt{\pi e y^2}$ $x/y > 0$, welche wi-
2 $R = D$ eine faktuelle Bau-
logie mit kosmischen Be-
wegung $A \approx x/R > 0$ der
Gesamten R_3 über das Vor-
aussetzung $1/2 D = w \approx x$
bildet. $A \in H$ charakteri-
siert dabei die Wellen-
länge $x^3 \sim 1/A$ des x^3 det-
als, darf aus der faktuellen
Analogie auf eine weitere
Reparaturwellenlänge x

$\rho \sim \frac{1}{H^3}$ schon
 werden kann, wenn eine
 Verteilung zwischen A
 und der Dichte optischer
 Parameter des R_3
 existiert. λ und dabei
 wegen $A \in H$ und $\lambda \in R$
 sowie $\lambda \in H = h$ eine
 Masse $m \Rightarrow m R$ kann sich
 nur, welche im Teilraum
 der Beziehung 126 liegen
 muß. Dient Teil $m \lambda$ und
 schließlich noch ein zählbar
 barkeits Problem, das
 sein, wenn λ auftritt und
 Verteilung zwischen kon-
 stanten Bewegung wird
 Parameter in beiden
 sie zu λR Referenz eigen-
 schaften hat. H a ein

Proportionalitätsfaktor, H
 dann gilt offensichtlich
 $(\lambda R / \lambda x)^3 = a \cdot H/A = \frac{a}{\lambda y}$
 wenn $H \approx \lambda / y$ und $A \approx c/y$
 verwendet wird. Für of-
 fenichtlich existiert eine
 detaillierte Verteilung, da
 wenn sich herausstellen
 sollte, daß $a = c$ und eine
 kosmologische Verteilung
 ist, dann kann man
 a die Vpp Länge kan-
 tonale dieses Koordinaten
 Verteilung. Hat a diese
 Eigenschaften nicht, kann
 kann es auch, wird diese
 Verteilung zwischen c
 wird Bewegung in R_3 -
 Händigkeit sein! Es sei $n = 0$
 des Vielfache des

$\lambda_x \ll \lambda_R$ definiert den
 Kugelvolumen V_x , wel-
 ches das Quader λ_R defi-
 nierte Kugelvolumen V_R
 ausfüllt, so dass $V_R = n V_x$
 gilt. Da andererseits
 $V_{Rx} = \pi \lambda_{Rx}^3$ gilt, wird
 $(\lambda_R / \lambda_x)^3 = n$. Entsprechend
 sei N^3 das Vielfache des Vo-
 lumens V_y eines optischen
 Raumgitters, welches
 das Volumen V des gesamten
 Referenzsystems $V = N^3 \cdot V_y$ aus-
 füllt. Mit $V_y = \pi D^3$ bzw.
 $V_y = \pi (2y)^3$ wird also
 $N^3 = \frac{V}{V_y} = \left(\frac{D}{2y} \right)^3$ oder
 $D = 2 \frac{N}{y}$ was in die Proportio-
 nalsität $(\lambda_R / \lambda_x)^3 \cdot (2y / D)^3 = a$
 eingesetzt $n = a N$ liefert.
 29.7] Als Referenzsystem

23
 in zwei $\lambda_R = \text{const.}(x)$,
 je doch nicht λ_x ; denn nach
 136 x gilt $m_x > 0$ für $A > 0$
 und weiter Veränderung von
 135 dass $\dot{\lambda}_x = 0$, so dass
 auf jeden Fall $(\lambda_R / \lambda_x)^3 =$
 $= n(x)$ mit $n > 0$ gilt. Die
 Änderung $m_x > 0$ beeinflusst
 durch $A > 0$ ändert den
 Referenzcharakter von m_x
 im selben Maße, als $\dot{\lambda}_x = 0$
 die zeitliche Stabilität
 des Proportionalitätsverhältnisses
 m_x nicht zu stören kann.
 In y ist jetzt $0 = \text{const.}(x)$,
 weil der Distanzparameter
 λ_x als Folge von $A > 0$
 durch $m > 0$ nach 136 x
 kompensiert wird; doch
 bleibt ja $= 0$ nach 135 währ-

74. $\lim_{t \rightarrow 0} \dot{y} > 0$ existiert ist.
 Dies bedeutet aber nicht
 mit $\dot{y} = 2N(t)$, sondern
 auch $\dot{N} > 0$. Es liegt dann
 vor t vor t in $n = aN$ auch
 $a = f(t)$ annehmen,
 was bedeutet weiter, dass
 keine kosmische Kollision
 eintritt. Wie dies
 annahme ergibt die
 Kollision durch $a = \text{const}$
 vorgelegt, dann liefert
 die Möglichkeit $n = aN$ we-
 der das Ergebnis zu erklä-
 ren, da ein Widerspruch
 in $a = \text{const}$ auftritt. In
 einem kosmischen Zeit-
 schritt $t_1 \leq t \leq t_2$ gilt dann
 $n_2 - n_1 = a(N_2 - N_1)$ oder $\Delta n =$
 $= a \Delta N$, was die Limess-

relation $a = \lim_{t_1 \rightarrow t_2} \frac{\Delta n}{\Delta N} = 25$
 $= \frac{dn}{dN} = n/N$
 ermöglicht. Da also $n > 0$
 und auch $N > 0$ gilt, muss
 $a = \text{const}(t) > 0$ sein,
 wenn a tatsächlich die
 kosmische Kollisionsgröße
 ist. Aus diesem ist zu be-
 trachten, dass der
 Zeitablauf der kosmischen
 Bewegung nach dem ver-
 ständlichen aus $\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{dN} \cdot \frac{dN}{dt}$
 in Elementarzahlen
 $\dot{n} = \text{const}(N)$ (Kollisions-
 stärke) nicht ist,
 was auch die Kollision-
 stärke n d. $t \rightarrow \dot{N}$ wird
 $\dot{N} d. t \rightarrow \dot{F} N$ wird gleich
 $\dot{F} n = a \dot{F} N$ mit Folge $\dot{F} a$

76. Nur muß es zwei
 Poisson differenzieren, wenn
 wir v_n und v_t wollen.
 Die F_n und F_t so kann
 zeichnen, daß die Elektro-
 statik über Gravitation
 genau $v_n^2 F_n = 1/4 J^2$
 und $v_t^2 F_t = 1/4 J^2$ die
 korrekte Bewegung $J > 0$
 haben. Die Elektro-
 statik und Gravitation
 dabei: Gravitation sein,
 weil v_n volle Zahlen
 mit verschiedenen Richtungs-
 sin, also v_n sein können.
 Also $a = n/N \rightarrow \frac{F_n}{F_t} > 0$ blei-
 ben muß, was mit im
 Fall gravitativer Unter-
 ständen möglich ist. Ver-

gleich der beiden die kor-
 rekte Bewegung v_n und v_t
 der Elektrostatik
 $v_n^2 F_n = v_t^2 F_t$
 und analoge Bildung
 der Elektrostatik
 liefert $(v_n/v_t)^2 = \frac{F_n}{F_t} \rightarrow$
 $\rightarrow \frac{d^n}{dN} = n/N = a$ oder:
 $a v_n^2 = v_t^2$. Elektrostatik
 v_n mit die allgemeine
 elektrotechnische pro-
 vortative Be-
 wegung sein, welche ist
 aus der allgemeinen räum-
 lichen Dichte $\rho = \frac{d\rho}{dV}$ des all-
 gemeinen Trägheitsmomentes
 ρ nach dem Stör-
 kungsatz $v_n^2 = \rho \rho$ ist
 fikt. Da die Dichte von
 ρ im ganzen R_3 konstant
 bleibt, muß $\rho = \rho_0 = \rho_0$

78. wie, wenn aber mit
 $\sigma = \text{const}$ immer $\Theta - \gamma =$
 $= \gamma^2 \sigma$ wird dann $v_2^2 - \gamma^2 =$
 $= \gamma^2 \sigma$ auf die R_3 -Achse
 hat das optischen Separat
 y reduziert ist. Ist Θ
 nicht nur von v_2 aus $v_2^2 =$
 $= \gamma^2 \sigma$ auch die Möglichkeit
 das diesen Inversen
 von H verwenden
 werden. Zwei erscheint
 $H > 0$ als Folge der
 $\sigma > 0$ hat immer
 Rand, doch ist die
 Antwort, biologische
 das Verhalten $H \approx c/y$ zu
 $A \approx 2c/D$ eine
 Injektionsmöglichkeit
 der alle maximalen
 Bewegung der Grenz-

schneidepunkt v_2 , wobei
 durch $\sigma > 0$ vergrößert,
 mit gleichen hinreichend
 - Lauf $z > 0$ führen
 Bild $f = c/y$ $\alpha t \geq 0$ im
 $S \approx t \approx \gamma^2 \sigma$ für diese
 imaginäre Bewegung
 $dv = g \alpha t = g/v \alpha t$
 auf $H \approx c/y$, wenn
 $t = v \text{ const}$ wird. Dies
 Differential
 aber die Injektion
 $\int_0^t v \alpha t = \int_0^t g \alpha t =$
 $= g(y) - g(s) = g(y)$ oder
 $v_2^2 = 2g(y)$, weil $g \alpha t =$
 αg wenn $g(s) = 0$ auf der
 Achse
 Grenze für die
 Lauf der Beziehung 100
 mit $2t = (2-g) e^t$ ergibt

8.2. $\sqrt{2} e (3\pi c \hbar)^2$ für diese
 Masse. Für den σ -Elektronen-
 spin als σ -Zustände $\hbar \sigma$
 $\sigma \approx 10^{-26} [kg m^2 s^{-1}]$ liefert
 die Beziehung $m_e \approx 1,6731 \cdot$
 $10^{-27} [kg]$ ist unannehmlich
 23.8. 1920. Abschätzung von
 m_e mit σ mittels Methoden.
 Abschätzungen von σ sind
 auf verschiedenen Wegen
 doch kann σ indirekt aus
 $H^2 \approx \pi e \sigma$ eliminiert wer-
 den; dann H kann spektral-
 kopisch wiederum näherungs-
 weise angegeben werden.
 Empirisch gilt $H_e \approx 2,4344 \cdot$
 $10^{-18} [s^{-1}]$, woraus stat
 Minuswert $H \approx 2,4344 \cdot$
 $10^{-18} [s^{-1}]$ mit σ -Balken-
 messung zu berechnen ist, wo m_e

ein unbekanntes σ -
 misst Anteil $A \approx 0$ auf
 jeden Fall eliminiert wer-
 den muß. Einsetzen dieses
 Wertes in m_e mit $c, \hbar$ liefert
 liefert dann für die Ro-
 tationskonstante B m_e
 $m_e \approx 1,689 \cdot 10^{-27} [kg]$.
 Welchen die empirischen
 m -Werte aus 126 nach
 B III mit m_e verfahren, dann
 zeigt sich zwar $m_e \approx m_p$ (Pro-
 tonenmasse), doch bleibt
 das im Bereich $m_e \approx m_p$.
 Tatsächlich, mehrere bei der
 m_e -Bestimmung keine al-
 ternative $q \approx 0$ notwendig,
 so daß m_e die σ -Korrektur
 $m_e \approx m_p$ wiederfindet, so daß

84 p. wurde 126 als Komplex-
 merk $q = 1$ (als e_+ -ladung)
 in m_e aufgeführt werden
 muss. Nach 126 gilt also für
 das Komplexmerk $q = 1$
 das c -Phänomen m_e die
 Komplexierung $m_p =$
 $= \eta \cdot m_e$. Dies bedeutet
 aber eine Reduktion für
 m_e für welche sich der
 universelle Wert $m_e \approx$
 $\approx 1,6723 \cdot 10^{-27} \text{ [kg]}$ ergibt,
 das mit $m_e \Delta(m_p) = -$
 $- 0,02\%$ vom Komplex-
 wert Probieren wurde als
 möglich. Zweit ist $\Delta(m_p)$
 $\approx 1 \Delta(m_e)$, doch gibt dies
 auf den Komplexwert, weil
 das m_e mit einer Reduk-
 tion symmetrisieren

beide Komplexen 85
 ist, während in der Re-
 ferenzwerte der Komplex-
 werten Variationen oder
 H. enthält. Diese Größen
 sind aber mit der proper-
 tionsgröße verknüpft. Die
 zeitliche Reduktion Referenz-
 Punkt der Komplexen
 Nachfolgend ist also das
 Problem, dass der Komplex-
 aufgeworfen dieser Referenz-
 eigenheiten durch

$$3 \text{ je } e m_p = 4 \pi \eta \cdot 3 \sqrt{2 e H (3 \times 10^9)}$$

$$\approx 4 \pi \eta \cdot 6 \sqrt{2 e H (3 \times 10^9)^2} \cdot \dots$$

$$\approx \dots \dots \dots 188$$
 beschleunigt wird. Wegen
 der Zeitabhängigkeit der
 Reduktion wird der
 Komplexwert symmetrisieren

86 H-Wetter kann 188 gewiss-
 unt als exakte gelten und
 mit indirekten Bestimmung
 des H-Wettes in den Tole-
 ranzen des m_p - Messung
 verwandelt werden. Hin
 dann also indirekt gegeben
 durch δ

$$2 e H = 3 p e h \left(\frac{m_p}{4 \pi y h} \right)^3 \dots \dots 188a.$$

Tatsächlich ~~ist~~ eine primitive
 mit Auswertung von m_p aus
 126 alle Terme $m_B (x_B)$ ~~mit~~
 sind m & m_p wirklich in Abh. v.
 Empirisch findet sich eine
 x_4 - Charakteristik für auto-
 poverph. irreduzible Zeit-
 intervalle mit bei x_{LB} ,
 & wird p , sowie bei man
 subtrahiert den R_4 - Sub-
 stanzkosten. Diese re. Abh.

Charakteristik gibt eine - 82
 deutl. bei x_B und p auf
 die Referenz: Einsparungen
 beruhen einwärts auf die
 konstante Bewegung
 $A > 0$ mit x_B und ausser-
 reits bezogen auf die kon-
 stante Variationen durch
 p zurück. Die Statistik
 von x_{LB} wird e aus 126
 kann abgelesen wird durch
 die Annahme veränderten
 m_p wetten, daß diese nicht
 in ihrer Masse mit einer
 $\pm 10\%$ mehr oder weniger
 Aufwandsvermehrung der Spe-
 zialfunktion 126 e. die
 Fundamentale parabol-
 let Struktur nicht.
 Mit 188 wird also alle
 re. Abh. von x_B durch

90 - unvollständige Symmetrie-
 nische Strukturen, welche
 nur im Falle der se
 mit Befestigung und Änderung
 der Positionen für die mit-
 ständige oder p in der,
 welche nach endlich an
 schärfen in der p in der
 in die für die in der
 die abhängigen Aufeinander-
 se Transmittieren, bis
 die jeweiligen Funktionen
 können oder p in der
 in der eine Entscheidung
 über die Unbestimmtheits-
 nach a oder b kann
 mit empirisch erfolgen.
 Neben der Veränderung der
 die in der in der in der

91 - dass je mehr je mehr - 91
 Linien Spine des menschlichen
 q = 0, also der - Charakteren
 eine Anpassung der je-
 weiligen Symmetrie-Kon-
 struktion ^{mit 100%igen} mit 100%igen
 Die empirisch bekannten
 d - Teilung aus 126 in der
 durch q = 1 gekennzeichnet
 und. Zweifelslos hilft an-
 pithal der Face b in
 wenn alle d - Charaktere-
 ten q = 1 aus 126 die
 gleiche Struktur der
 morphologischen Spine un-
 der ^{in der} in der ^{in der} in der
 nach der Aufhebung der
 e₊ ; denn dann morphische
 in der in der in der
 in der in der in der
 in der in der in der
 in der in der in der

22 diese Annahme auch
 bei p mit der Springen-
 konstant $s = 1/2$, so dass
 $M_p = \mu_e \cdot m_{\text{eff}}$ besteht
 nach dem Satz. Dies würde
 aber bedeuten, dass im Fall
 s auch die d -Hyperkonvergenz
 $q = 1$ die asymptotische Pro-
 portionalität aufweist, was
 unmöglich ist. Konvergenz
 die Folge der formen Zähl-
 len $N > 0$ die Springen-
 konstanten $2 \cdot \delta = N$, dann
 wäre $M_x (q = 1) = 2 \cdot \delta \cdot \mu_e$
 ein asymptotisches Verhältnis
 für die Inbegriffen
 so im Fall nichtkalabert
 d -Tabelle $q = 1$, während
 $M_x (q = 1) \neq 2 \cdot \delta \cdot \mu_e / x$
 das Verhältnis für die

Inbegriffen a wäre. ~~22~~
 Unabhängig von a oder b
 kann die radikale
 Transformation keine
 lokalen x -Tabelle immer
 mit 10 erfolgen, dass das
 Prinzip der K symmetris-
 mischen Konvergenz
 Theorie mit 6 18 erfüllt
 ist.

Fortschrittliche Seite: 120

Konvergenz mit Band $12.5.35$.
 12.5.35 Die nächsten Schranken
 der c - und d -Spalten aus
 126, also die Konvergenz
 konvergieren Konvergenz
 sind nach 6 11 4 offener
 x der x -Metrik und x der
 d -Tabelle. Da a nicht d -Tabelle
 sind die Konvergenz mit 10

994 Sankt waldes das Haken-
 spaltfunktion
 126 nach werten
 befragen, minoren allen
 $(\pm) \text{ } \rho_{\text{ed}}$ von ρ_L und $\rho_{\pm}$ die
 Proportionen laufen 1 nütze-
 nst, eben werten, das heißt,
 in der Vorgehensweise
 etliche jeder Proportion-
 phäre einpaar. In der ersten
 in aber die Töpfers warre
 ein erbetet bündel vier
 Vorgehensweise, so dass
 die bündelchen je 12 in-
 seinen Vorgehensweise
 zwischen ρ_L und $\rho_{\pm}$ alle in-
 ihren bündel in einer
 bündelchen der Töpfers
 waren für den können.
 Da fast keine Minoren-
 konstanten von haben.

Die $s = 12$ haben, so dass
 die Konstanten keine
 nicht $m_L < m_e$ wird sele-
 vau, so dass $m_e - m_L > 0$ al-
 lein auf die abweichenden
 Proportionen nichtpaar
 müß. ρ_L wird $\rho_{\pm}$ haben als
 paare eine Proportionale
 mit $(\pm) \text{ } \rho_{\text{ed}}$ ohne die durch
 den Beobachter in ρ_{ed} auf
 atome Schabern nicht
 auch nicht den besten Min-
 malen mit haben die be-
 in für einen Schabern
 $[\frac{1}{12}]$ und $[\frac{3}{32}]$ paare eine
 die reale Strukturbeziehung
 - best. auf dem Transfi-
 nieren und Abweichungen
 Konstanten nicht bei
 ρ_L und dem Einfluß auf

c. 98. wieviel μ $e_{\pm} = \sum_{i=1}^n q_i^2 d(m_i)$ aber als Unterschied 99
 = $m_a \cdot q_2 - m_e q_1$. Die (m_{e1}) Be- der Flutpapapapete aus dem
 dingpunkt μ $e_{\pm} \sim e$ für $m_a =$ den bei ist, wird für die
 = m_e wird μ $e_{\pm} > 0$ für die gesamte der Vorführung
 - $m_a > m_e$ ist jedoch mit für hinwachsen $\bar{x}$ 1. 2. 3. 4.
 die Grenzen $q_2 = e_R$ und mit die $\bar{x}$ mal in den
 - $q_1 = e_{\pm}$ zu erfüllen, so dass zyklischen Flutpapapapeten
 - für die labende Trägheits- verlaufen. auch muss be-
 - wasser. μ $e_{\pm} = m_a e_R$ rückwärts mit der, dass
 - $m_e \cdot e_{\pm}$ ist für die au- auftritt der Symmetrie
 - istisch stückweise Elee- alle d - Mechanismen die
 - stromen wasser $m_e \cdot e_{\pm} =$ in einer d - Struktur auf-
 = $m_a e_R - \mu e_{\pm}$ feld, das heben der (μ) - Netz Kar-
 heißt, so ist mit wasser $\mu e_{\pm}$ bar konjugierte wie viel.
 als Wasser hat fließt zu stück- Schließung ist noch zu be-
 sein. zu jeder Trägheitsmasse für sich kann, dass wasser
 geräte auftreten des Quam- in $e_{\pm}$ als auch in $e_{\pm}$ als un-
 benutzbar (überprüf- bere Schranken der $e_{\pm}$ - wasser
 nicht nach $\bar{e}$ VIII 5, 6) eine d - Herleitung alle ($\pm$ p. 10)
 Wellenlinie $m \sim 1/\lambda$, die mit der Protonenplasma-

100 aufheben können. Zum 2.8.11 Da in der Antwort - 101
 Teilchen seien $2M$ und reichlich Mikrowellenstrahlung
 da die n und m_a gehören die Elektronen alle ($\pm$)
 den Wellenlängen, während n mit der Protonenphase
 $4\pi E_0 + V_0 = E_0 \cdot e_0$ die in den Strahl 1 aufheben können.
 Man kann zeigen, dass dieses Elektron bereits
 selbst kompensieren gehören. vollständig durch das ab-
 den elektromagnetischen Feld einer reinen Kopplungs-
 trale im Abstand $\pm$ der Strahlstrahlung $(+ (1, 2, 4))_d$
 been. Wenn Folgt in jeder $(\pm (3, 4, 5))_d (-6)_d$ be-
 Fall auf der Zeit der Strahlung. Das tatsächliche
 mit dem Protonenphase (± 3) $_d$ das Strahlung in der dabei je-
 sowie auf das reichliche Strahlung. Doch $E_{\pm}$ auf Gleichung 126,
 Feld ($+2$) $_d$ und (-6) $_d$ in der Strahlung die Symme-
 rück geben; wobei ($+2$) $_d$ Strahlung der Kopplungsstrahlung
 das freie Raumfeld (± 3) $_d$ in dem das Strahlung kom-
 eine stationäre Doppelschwingung 172 und der prä-
 und (-6) $_d$ eine Einmischung normaler Frequenzen
 aus der parallel haben kann 172a führt. Dies
 Strahlungquelle bestrahlt das Strahlung $E_{\pm}$ und

102 Jetzt ist aber auch in
allen R_6 - Untertäumen
(wegen der Symmetrie
der Hüllkurven)
mit ω in jeder Probo-
Höpe ϵ drinnen. Darüber
hinaus muß ϵ^+ noch ein-
mal als Eigenraum der ϵ -
normals hüllkurve auftraten.
Nun gibt es in der mini-
malen d - Hüllkurve neben
den beiden Triaden der
Schönfelder noch sieben
Probominimale nach der
Welschleton, so daß ϵ^+
in $4 + 1 = 8$ - facher Weise
als R_6 - Schenfeld ϵ drin-
nen muß, was zu einer
Pseudohüllkurve $Q - 8 \epsilon^+$ führt.
Diese d - fache ϵ muß nicht mehr

wiederkommen zu $8 \epsilon^+$ so nach 103
gesehen, wie die beiden
Vektoren bei der Verdrehung
von 69 in 6 III. Für die
Verhältnisse der Vektoren
bestehen mit der ϵ - Norm
stünde $a = x/\epsilon$ verwendet
wie der elektromagnetische
(x) norm ϵ - Hüllkurve (x) -
Erweiterung bei der Hüllkurve
für die Beziehung 69 a
in 6 III, weil a auch die
stabilen Eigenraum
der elementaren d - Hüllkurve
im Prinzip. Es gilt also
noch $\frac{a}{8 \epsilon^+} = \frac{x}{x}$ und x ist in
 $x = a x^+$, also $a = 8 \epsilon^+ \cdot a$.
Nach 126 muß aber x als
Pseudohüllkurve einer d - fachen
dieser d - fachen ϵ auf-

104) $\varphi_{\pm}$ setzen, so daß
 $a = \frac{1}{\sqrt{2}}$ und $Q = 8 \varepsilon_{\pm} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ in
 setzen ist. Aufgrund der Sym-
 metrie des Elektrons: B.
 auf die das Ladungsfeld
 bestimmende partielle
 Kopplungsstärke hat (-6)
 $-(2) + (2) = (\frac{2}{2}) = (\pm(3,5))$
 muß es in Q und dann
 erhalten Ladungsfeld
 es noch konplementäre
 Ladungen Q und $\varepsilon_{\pm}$ le-
 ben, welche mit Q und
 $\varepsilon_{\pm}$ durch die Wellenfänge
 πM , πa und $\pi \sigma_3$ groß
 Elektronen m_e $\pi = h$ in
 proportionalen und an-
 wendungen stehen, und
 zweit im Sinne von
 Schwerpunktbeziehungen

konplementär hat 105
 Ladungen beschreiben
 durch $\varepsilon_{\pm} \cdot \pi M = \varepsilon_{\pm} \cdot a$ und
 $Q \cdot \pi a = Q \cdot a$. Werten
 es liefert alle elektro-
 statischen Potentiale
 auf $+ = a$ besogen,
 dann kann zwischen
 drei Arten differenzier-
 Potentiale unterschieden
 werden. Zunächst ist
 $\frac{1}{2} \pi (2) \equiv (-6) - (2) - (+2)$
 $= (\frac{2}{2}) = (\pm(3,5))$ besogen
 durch $Q a \equiv \pi \equiv \frac{1}{2} \pi a$
 setzen $W(2) \equiv (-6) - (2) - (+2)$
 $-(2) - (\pm 3)$ definiert in
 $V \equiv W \equiv V_W$ und $V(2) \equiv$
 $(-6) - (2) - (2) - (\pm 5)$
 in $V_e \equiv V \equiv V_R$, wenn bei
 $\pi \equiv \pi =$ durch die jeweiligen

106 Das Verhalten ^{man} von
 Als wir in einer
 Röhre z. B. an den Ionen
 in der Elektronen nicht
 mit sich die Photonen-
 phänomene 1. also Pro-
 totonen ausstrahlen, so-
 sehr auch durch reine wöl-
 lige z. B. die Photonen
 welche mit einer Stö-
 rungsfreie Zykliker aller
 Photonenart eine reinen Liq-
 uidsstruktur entwickeln
 können. Das Elektronen-
 zips der elektrischen Ka-
 pazität insbesondere fähig
 die Photonen der ^{stat} ~~typ~~
 tiellen Kapazitätsstruktur
 (+6) (+2) ($\pm$ 3, 57), welche
 die Komponenten des 177

des Kapazitätsfelds be- 102
 räumen. Eine solche
 z. B. die Photonen
 partiellen Kapazitäts-
 Struktur bezeichnen aber,
 dass die Variationen ih-
 rer Konstanten
 (siehe Kontingenzprozent)
 in ihrer Struktur
 sich ändern können. Wegen
 der Entropieänderungen mit
 $\Omega(\lambda)$, $U(\lambda)$ und
 $V(\lambda)$ können diese Vari-
 able Photonen ausstrahlen
 die Variationen ihrer
 durch

$$\frac{\delta \Omega}{\Omega} + \frac{\delta U}{U} + \frac{\delta V}{V} = 0$$
 ausgedrückt werden, was
 diese Variationen wegen
 $\lambda = const$ solchen der

108 Hauptkomponenten
 der Entscheidung, die
 wiederum ein Mittel-
 last durch den zeit-
 koordinierten partiellen
 Vorratsschutz ist der
 Elektroenergie. Da der
 Verlauf von Variationen
 in Differenzen $\delta \rightarrow \Delta$ führt,
 wäre dies möglich ist, wird
 die zeitliche Veränderung
 und anschließend

$$\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} = \delta$$
 und letzten kann der in-
 dividuelle Gewinn im
 Zeitfaktor $\theta = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} \right) = \frac{dR}{R} + \frac{dW}{W} + \frac{dV}{V}$
 durchgeführt werden,
 wobei $\pi = \text{const.}$ bleibt.

Wegen $\frac{dx}{x} = d \ln x$ mit
 ist aber aus diesem
 $\theta = d \ln R + d \ln W +$
 $+ d \ln V = d \ln (R \cdot W \cdot V)$
 was in bekannt ist. Die
 den Definitionsbereich
 für V , W und R liefert
 die Beziehung $\ln(V \cdot W \cdot V \cdot V \cdot V) - \ln(V \cdot V \cdot V \cdot V \cdot V) = 0$
 oder nach Potenzierung
 $V_R \cdot V_W \cdot V_{e1a} = V_e \cdot V_d \cdot V_{Q1}$ oder
 mit $4 \pi \epsilon_0 \cdot R \cdot V_e = \epsilon_0 \cdot e_0$
 auch $e_R^2 \cdot e_W^2 \cdot e_{Q1}^2 \cdot e_{\pm}^2 \cdot Q =$
 $= e_{\pm}^2 \cdot e_d^2 \cdot Q_{Q1}$, oder auch
 $e_{\pm}^2 = e_{\pm}^2 \cdot R / R_M$ und $Q' = Q \cdot R / R_M$
 auch $e_{\pm}^2 / R_M = Q / R_M \cdot \left(\frac{e_{\pm}^2 \cdot e_0}{e_R \cdot e_W} \right)$
 was auch $R \cdot R_M = h$, sowie
 $e \cdot R_M = h$ und $Q = 8 \cdot e_{\pm}$.
 • V_e mit Gleichzeit 172 die

Beziehung $\mu \cdot \epsilon_+ = m_a \cdot \epsilon_+$
 $\left(\frac{2 \cdot (1 - \sqrt{\eta})}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ ergibt,
 wenn auch 122 a mit
 Substitution verwendet
 wird. Mit diesem Ergebnis
 kann aber auch wie schon
 in $m_e \cdot \epsilon_+ = m_a \cdot \epsilon_+$
 - $\mu \cdot \epsilon_+$ unterstrichen wer-
 den, was wegen $\epsilon_R = \epsilon_+$
 - $\sqrt{\eta}$ für die Elektronenmasse
 so die korrigierte Darstel-
 lung $m_e = m_a \cdot \sqrt{\eta} \cdot (1 - \sqrt{\eta})$
 - $\left(\frac{2 \cdot (1 - \sqrt{\eta})}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ liefert.
 Einsetzen von m_a in $\gamma_{30} =$
 $4 \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{3 \sqrt{3 \pi} \cdot 30 / \eta \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}}{3 \sqrt{2}}$
 - $\frac{1}{\sqrt{2}}$ aus $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ergibt
 Masse des Elektronen
 $\gamma_{30} m_e \gamma_{30} = 4 \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{3 \sqrt{3 \pi} \cdot 30 / \eta \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}}{3 \sqrt{2}}$
 $\cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1 - \sqrt{\eta}) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$

Beziehung $\mu \cdot \epsilon_+ = m_a \cdot \epsilon_+$
 Das Bahiment μ
 aus $\frac{1}{\sqrt{2}}$ entspricht μ
 Holes, μ entspricht μ
 ϵ_+ entspricht μ , so da,
 reine Masse in $\frac{1}{\sqrt{2}}$ entspricht
 mit approximativ ϵ_+
 Masse m_B durch den gleichen
 Faktor mit μ Masse
 des Bahiments
 $m_B = m_B \cdot \sqrt{\eta} \cdot (1 - \sqrt{\eta})$
 $\cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$ - $\frac{1}{\sqrt{2}}$ - $\frac{1}{\sqrt{2}}$
 zu korrigieren ist. Für das
 ebenfalls in $\frac{1}{\sqrt{2}}$ be-
 zogene Bahiment μ
 erfüllt das μ diese
 Bedingung, weil μ aus
 126 die andere Formel des
 Spektrums der ϵ -Her-
 mite μ μ μ

S A
 »We
 sch
 Set
 Ein
 Wis
 Su
 ha
 K
 T

1. 12. 1932. In der Gegenwart mit σ_B
keine Vorplanungstendenz
Hinsichtlich des ϵ antwortet
eine unvollständige Über-
prüfung der Beziehung
12 b zeigt, daß keine
Fehlerbeurteilung von
beide Seiten des Punktes
der Elektrodenwerte
vorliegt. Die antwortende
Überprüfung für σ_B ist
nicht möglich, weil die
empirische Vergleichswert
für σ_B ebenso wie sonst
bekannt ist wie für σ_L .
4. 8. 11. Die Beziehung der
Elementarprozesse wird war-
tet komplett Variation
von wäre vollständig, wenn
es möglich wäre die wärme-

für einen Spinnweben-
für σ_L , ϵ und σ_B antwortet.
unvollständige 123 und
123 a in einem oder. Dies
zeigt jedoch ganz eine
Beziehung der allge-
meinen Proportionen
von σ_B und σ_L in der
in der ersten Seite
von der Spinnweben-
weise, bzw. die Beziehung
der Proportionen, in
welcher σ_L gehört. Es
nach der Meinung der
anderen Beziehung
zwischen die Ele-
mentarprozesse der
unvollständigen Spinn-
weben komplette wet-
ten.

114 Auswertung in Seite 24
14. I. 1972

Ein At für und gegen
diese natürliche Beschreibung
wäre die Möglichkeit, dass
die hypothetische haben-
forderung für $g > 0$ in $t > 0$
nicht erfüllt ist, so dass
ein dynamisches Modell
nicht gegeben ist. In diesen
Fall müsste $g > 0$ eine te-
ale Radialbewegung
 $v = \frac{dt}{d\tau}$ das System
während der verlaufen.

Es gilt dann $dv = g dt =$
 $= \frac{g}{v} \cdot dt = \frac{dy}{v}$ oder $dv^2 =$
 $= 2 dy \cdot \frac{dy}{v} \cdot \frac{dy}{v} = 2 \frac{dy^2}{v^2} =$
festiert liefert $\exp^2 v^2(s) =$
 $= 2 y(s) - 2 y(s) = 2 y(s)$
wegen $y(s) = 0$. Ohne Ein-

schätzung der Abgrenzung
soll kann für den An-
fangswert $v(s) \ll v_{cr}$
nicht werden, so dass mit
 $v^2 = 2 y(s)$ zu rechnen
ist. Es ist $2 y = 2 K_0$
 $\cdot (1 - s/s)^2 \cdot (2 - q) \cdot e^q$ und
hierin kann für $s \rightarrow 0$ in
mit $q \approx 1$, also $v^2 = \frac{2 K_0}{e}$
gesetzt werden. Wegen s^2 ist
klar, dass haben für Ver-
fikt hier für das $K_0 = 0$ v_{cr}
bestimmende Zylinder-
kanten $v_{cr} = \pi s^2 s$, also
 $v^2 = \pi e g s^2$ oder $v = \pi s$
diese Radialbewegung mit
aber einem Doppelt Effekt
verursachen, das eine spe-
zielle Rotationsidentität
 $z = v/c > 0$ setzt, was
bewirkt.

118 Raumrepäsentation in Bottach Kanonik.

Summierung in Seite 62
3. I. II. III. IV. ist m'_3 der Spin-
nuss des Elektrons m'_3 pro-
portional. Ist Proportionalität
für m'_3 kann durch Mittel
werten, wenn berücksichtigt
bist wird, dass m'_3 in m'_3
so verhalten muss ~~so~~ wie
die Hauptfeldkomponenten-
ten E_R in $E_{\pm}$; dann das
ist Dimension der elektrischen
Horn ist als weitere Skala der
des Hauptfeldkomponenten $q=1$
dabei die einfachste mögliche
Proportionalität zwischen
welche im Folgenden als
Erweiterte ist bezeichnet
wird) gekennzeichnet. In

bevorzugte Richtungen 11
also auch m'_3 die Endwerte
but der e^* -Elektronen re-
markiert m'_3 von der ein-
fachen Stufe über die
ret. Einheitswert ist
dabei m'_3 in m'_3 ist
~~gleich~~ ~~mit~~ ~~als~~ ~~das~~ ~~Elek-~~
tron der tiefen Spin-
ten mit minimalem
Spin m'_3 in m'_3 in
zahl, ~~neue~~ die Proportionalität
liber $m'_3/m'_3 = E_R/E_{\pm} =$
 $= \sqrt{m'_3}$ ~~bedeutet~~ ~~ist~~. Es ergibt
sich dann die Darstellung
 $m'_3 = m'_3 \cdot \sqrt{m'_3}$ ~~Abbildung~~ S. 62
Summierung in Seite 62
Hier ist mit zwei das
Verhältnis V zwischen
eine charakteristische Spin-
 $m'_3 > 0$ ~~und~~ ~~für~~ $3 > 0$ ~~und~~

122. Set a auf b - Hut -
 haben supponiert also
 ein direkter Spektrum
 Set c auf d - Kettenzie,
 Setzt, daß mit diese dis-
 kreten Teilene eine reit-
 liche Existenz $\Delta t = 0$
 haben, was beweist die da-
 mals an liegenden prä-
 zisions bis unendlichsten Vor-
 demutungen ^{beispiel} als a -
 set b - Kettenzie et -
 räumen können. Die
 empirische faktorielle
 Transmutation ist über-
 noch über Wertung
 Set Vorpostenstationen
 ein Teilwechsel in dis-
 kreten Partialarbeit
 punktionaler Ketten

123. 126. 1. Set Beschei-
 lung dieses Raster des
 konstanten Elementen auf
 offenbar ein Teilenelekt
 T aufzufinden werden
 Set $\text{Gewebe } T; m(q) =$
 $= H(c, d)$ dieses Raster
 aus 126 aus wähl.
 Alle $m(n, q)$ aus
 126 setzen auf die vier
 Kettenziepo-tionen
 $x \equiv (a, b, c, d)$ ist 126
 daß dieses Raster spe-
 ktrum zu wiederholen in
 4 weitere interpretieren
 de Raster vier x - Ket-
 tenzie zufällig. deren
 Kettenzie vier x - Ket-
 tenziehen Spektrum x
 zufällig aber hoch gleich

ist symmetrischer
 Struktur in ein Wert-
 oder weniger Wertesystem
 jedes System nicht un-
 terschiedet. Trägheits-
 moment. Hieraus folgt
 aber, daß die Vakua-
 gänge symmetrische
 Struktur der x-Struk-
 tur ist die Darstellung
 durch Proportionalität
 welche durch Vorzeichen-
 tize in Vakulation
 daran, mit für das
 Schema einer Einheits-
 Struktur nicht rein
 kann. Das Plückerische
 Element eines jeden
 $(\pm p)$ bedingt einen
 symmetrischen Eigen-

725
 Vektorraum mit $\bar{x}^{(n,n)} = \bar{x}$, welcher mit
 der komplexen Welsche-
 schen Eigenschaft $\bar{p} = \bar{p} + i\bar{p}$
 das Trägheitsprinzip
 $\bar{x} \perp \bar{p}$ befriedigt wird
 so wird jedem $(\pm p)$ eine
 Trägheitswirkung als
 Masse koordiniert. Wenn
 sich nun die Spektralstru-
 kturen einer Helmholtz-
 kette gleich symmetrisch
 in der Struktur in ihren
 Trägheitsmomenten unter-
 scheiden, dann kann dies
 mit der lokal ungleich sein,
 weil nur die einzelnen
 $(\pm p)$ in ihrer Bewertung
 also der $\bar{x}$ - Struktur be-
 trachtet werden. Die jeweilige

ab Basis - wird. Vorher-
 rignobut von $\bar{z}$ wird
 allein durch x bestimmt.
 Die unterhalb x unter-
 schiedet ist $\bar{z} (\pm p)^x$
 kann sich dabei nur
 auf $\bar{z} \perp \bar{p}$ beziehen,
 weil dies eine Eigen-
 schaft ist, welche allen
 $(\pm p)^x$ im Verhältnis mit
 Potenzen $\bar{z}$ $\bar{z}$ wird
 Transformation gleichem
 in einem. So sind z. B.
 die Proportionalitäten $(\pm (1,2,3))$
 improportionabel, während
 (± 5) und $(+7)$ keine
 proportionale Stützkon-
 stante haben. Aber die-
 sen für die $\bar{z}$ $\bar{z}$ $\bar{z}$
 in den $\bar{z}$ $\bar{z}$ $\bar{z}$ $(\pm p)^x$

wird allein durch $\bar{z} \perp \bar{z}$
 auf $\bar{p}$ bestimmt, und
 kann sich nur als pro-
 portionales Vielfaches einer
 minimalen Einheit $\bar{z}$ $\bar{z}$
 darstellen - $\bar{z}$ wegen des
 Stufencharakters des Ver-
 hältnisses $\bar{z}$ $\bar{z}$ $\bar{z}$
 eine solche Einheit -
 Konstante entspricht
 dann aber symmetrischen
 einem Einheitsproportio-
 nalen, so daß schließlich die
 Definition des Begriffs
 des Proportionalitätsverhältnisses
~~proportional~~ wird. Die
 Proportionalität ist
 demnach das propor-
 tionale Vielfache $\bar{z}$ $\bar{z}$
 einer Konstante

128. $\bar{z}^{(0)}$, Veralt dass

$$\bar{z}^{(0)} = \frac{N}{N^{(0)}} \bar{z}^{(0)} \perp T, N \geq 1, \dots$$

$$\bar{z}^{(0)} = \frac{N^{(0)}}{N^{(0)}} \dots \dots \dots 189$$

 Tiere Probieren plehrung
 N fest nicht. Es handelt
 sich nicht, wie eine
 Begriff, ~~weil~~ eine weid-
 belobte Vorreger
 der Körnung des neuen
 Homogenen Polalemt
 aus $\bar{z}^{(0)}$ ^{aus der Menge} ~~aus der Menge~~ $\bar{z}^{(0)}$ die
 analysierte nun mehr-
 wache Struktur aller
 Kette Kiefotenen von
 deren Probieren lehrer-
 richter, lehren nicht als
 räuberisch Eingriff Stütz-
 futen, für welche Inter-
 vena $N = 1$ bild. hat die
 sich in ihren $\bar{z}^{(0)}$ präti-

waren unter anderem 129
 Tiere der viel Reuehri-
 nen reprobieren
 Rastet aus 126 sehen
 also immer auf $N = 1$
 nützlich, weil $N = 0$
 einen Konstanten-
 freien Bereich $N = 0$
 zeichnet. In $N = 0$
 Lauf der Tägliche
 Leben, ~~aus~~ ^{aus} ~~aus~~
 als deren Vielfaches
 die jeweilige Probo-
 nieren lehrer. ~~er~~ ^{er} ~~er~~
 haben, mit $N = 0$
 nützlich, ~~aus~~ ^{aus} ~~aus~~
 Spektal für $N = 126$
 aus sehen für $N = 126$
 Elementen aus $N = 0$. Es
 handelt sich ~~aus~~ ^{aus} ~~aus~~

130 Die Lepobornische
 Q - Triade χ_1, χ_2, χ_3
 deren Maximen explizit
 dat gegeben werden
 können. Diese Triade be-
 z. II. 42 stellt offenbar ab aus
 Einheitsstritten, bei
 den $(\pm p)\chi$ mit $\chi = (c, d)$
 nur in dat hantworf $N=1$
 entspricht. Nach C VIII 4 und
 137 b sind die Maximen
 vierat Einheitsstritten
 m. B. wird m. explizit
 bekannt. Es gelte auch
 C IX die Probomplese-
 stritten mit den Probom-
 poren Vierheitsstritten.
 Zwei stritten sind un-
 lich, die χ - Beiträge der
 Tötung sind ein- und $(\pm p)\chi$

in dem Hellen, doch bis-
 den die ungenutzten
 von Stritten typi-
 sche Probomplese
 bis zur ungenutzten im
 "alten Tritten der
 sprachlich-funktionale wie-
 derholen und daher
 auch ist tiefes Ri-
 versum kann zeigen.
 So ist die bloße par-
 tiale Träufel die
 von Linsen $(\pm (1,4))$
 $(\pm 7)\chi$ wird für das ka-
 zur Spield im Fall der
 d - Halbwerte $(\pm (2,3,5))$
 (-6) charakteristisch. Die
 mit $N=1$, Vervielfachung
 die elementaren Maximen
 bedingt sind die Pro-

132. b) wir p late kenne bi-
 notieren $[(\pm(1,4))_{\pm}]$
 ~~$(+7)_e$~~ $[] \equiv \mu_+ = \mu_B$
 $= \mu_B - \mu_L$, sowie $[(\pm(2,5))_{\pm}]$
 $[-6)] \equiv \mu_- = \mu_e - \mu_L$.
 Parabelkurven mit a ober
 noch eine Kurve μ_S des
 Stabonziens haben, wel-
 che für das allgemeine
 Verhalten folgt. Für μ_S gibt es
 aber mit noch die Kop-
 plierung $\mu_S = \mu_B - \mu_e$.
 Einsetzen der expliziten
 Ausdrücke für μ_B und
 μ_e in μ_+ und μ_S als
 dann für diese Partial-
 kurven
 $\mu_{\pm} = 4 \mu_{\pm} + \mu_S = (1 - \frac{\delta_{\pm}}{\delta_+})$
 $\mu_S = 4 \mu_{\pm} - 3 \sqrt{3} \pi \mu_S \mu_{\pm}$

133
 $\frac{\sqrt{2} \pi}{3 \pi} \cdot \eta^2 (1 + \delta_+) =$
 $= \eta^2 (1 + \delta_-) = 6 \sqrt{\eta} \cdot (1 - \delta_-)$
 $\cdot \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{\eta \cdot (1 + \sqrt{\eta})} \right)^2 \cdot \sqrt{2 \eta}$
 $\delta_0 = 1 [\eta] \dots \dots 1910,$

wenn η und δ die in
 den Bezeichnungen 132
 bis 133 zu verwenden stehen
 sind. Zahlen sind.
 Bei der Herstellung des Tem-
 peratursensors wird
 ein Draht aus einem ver-
 schiedenen Material ver-
 wendet, von diesem Pa-
 tial aus dem typischer Pro-
 biermaterial besteht. Es
 ist ein Draht aus einem
 anderen Material.

7. II. 12 Die pander oben
 Tabelle M (c, d) aus 126

134 müssen nicht jeweils aus
 vier Subjekten additiv zu-
 sammensetzen. Es kann sein
 nicht dabei nur die Fähigkeit
 der Probe zu planen, es
 haben müssen M_3 der Drei-
 spieler und M_4 der 4er. Be-
 stimmungsfelder, so dass
 $M = M_2 + M_3 + M_4 + M_9$ bil-
 den kann dabei mit in der
 symmetrischen Fasszug
 $h(\mu, \sigma) ; \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ = \frac{4}{\sigma}$ sein
 $h(\mu, \sigma) = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} - \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} \times ()$
 oder $2 \times \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$
 ist Wechselseitig
 $\times \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ = \frac{4}{\sigma}$ wegen $\frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$
 enthalten sein. Der Matrix-
 zerlegung ist $K(\mu, \sigma) ;$

135
 $\left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} \cdot \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ +$
 ist $3 \times K(\mu, \sigma) ; \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ \sim$
 $\sim 2 \cdot W(\mu, \sigma)$ einen Quotient
 diebe rechnet proportional
 ist wiederum nach dem
 Quotienten $\frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$ in der
 der $h(\mu, \sigma)$ diebe
 v. m. der $h(\mu, \sigma)$ in der
 Quotient $\frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$
 ist $2 \cdot W(\mu, \sigma)$ subsp. diebe
 ist $\frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$, wobei das
 mechanische μ Element
 ist μ der R_3 - Volumen
 $\left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ \times \left[\frac{\mu, \sigma}{x, n} \right]^+ = \frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)}$ wie
 $\frac{h(\mu, \sigma)}{h(\mu, \sigma)} = \mu \leq \mu \leq \mu$ Kontinuum
 mechanische Volumen
 sein können. Es
 ist 4 mögliche Volumen
 elemente $\mu = \mu = \mu$
 ist 1 k. μ mit μ μ

S A
 »We
 sch
 Set
 Ein
 Wis
 Suc
 ha
 K
 T

136 was auf die Natur der
 reellen mathematischen
 R_3 -Zellen zurückgeht.
 Einsetzen dieses Sachver-
 haltes liefert also $\sigma^2 \pi^2(\mu^2)$
 $\pi^2(\mu^2)$ und hier-
 $[\pi^2(\mu^2)]^+$
 für die rechte Seite
 ein Colektat, das auch
 nach den separaten Kriterien
 betrachtet werden aus $\sigma^2 \pi^2$
 π^2 & den Koordinaten-
 wand wird somit auch
 $\sigma^2 \pi^2$ und $\pi^2(\mu^2) \perp \pi^2$ den
 Präzisionsänderungen einer Kopp-
 lungstypen ($\pm \pi^2(\mu^2)$) be-
 zugsfähig. Dieser Sachverhalt
 wird uns bei anderen Sachver-
 halten parieren, das dies et zu-
 stande rufen als Euer lie-
 bliche in beprobierter eine

137
 Wirtenschaftliche in der
 R_4 - Projektion der R_6
 beschreiblich, wird für alle
 Wirtenschaften der Gewin-
 nen publiziert $\pi^2 = n^2$ mit
 für n vor. π^2 $n \geq 1$ für
 dies bevestet aber wie-
 fern, das das Mathema-
 tische $\sigma^2(\pi^2(\mu^2))$
 $[\pi^2(\mu^2)]^+$ $\sim \mu^2 \pi^2(\mu^2)$ von π^2
 rationalen Endwertesek-
 bat der Proportionalen la-
 dung $\pi^2(\mu^2)$ proportional
 rein π^2 , diese Photo-
 komplexenbildung kann
 sich aber auch der Inbet-
 rafe π^2 jedoch der Proport-
 ionalität folgebat μ^2 der
 Gleichung 190 multipli-
 kation π^2 π^2

$\bar{\pi}(\mu, x)$ ist Gruppe $(\pm p)^{(\mu, x)}$
 der Transformationsvielfachheit
 wenn Modell ausstrahlt.
 Nach der Tuberkuloseabsorption
 von $\bar{\pi}(\mu, x) \cdot [\bar{x}^{\pm}]$ als Se-
 lektiert einer $\bar{x}^{\pm}$ ist
 nicht zu positiv be wert des
 Substratabsorb. makro mi-
 neral Konstanten
 in R_6 kann sich aber die
 Photoreizung lösen
 in einer mit einer
 Konstanten Wert ändern
 so daß $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) \cdot N = \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 = konst mit der Makro mi-
 neral N bleibt. Es sich ver-
 nach zusammengefaßt
 $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) \sim \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 $[\bar{x}^{\pm}(\mu, x)] \sim \mu + \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$ mit
 $= \text{const}$

mit dem $\bar{x}^{\pm}$
 Hauptrolle hat. $\bar{x}^{\pm}$
 Die $\bar{x}^{\pm}$ ist $\bar{x}^{\pm}$
 auf die gleiche Kapazität
 Gruppe beziehen, wobei
 für das $\bar{x}^{\pm}$ ist $\bar{x}^{\pm}$
 $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) \cdot N = \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) \cdot N = \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 charakterisieren, so daß $\bar{x}^{\pm}$
 $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) = \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$ aus
 weichen $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) = \text{const}$ der
 Proportionalität: $\bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 euklid. Wegen der me-
 Vorzeichenbarion mekko-
 in der Differentialopa-
 rieren $(\bar{x}^{\pm} \times \bar{x}^{\pm})^{\pm} = \bar{x}^{\pm}$
 weiter $\bar{x}^{\pm}$ mit $\bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 $\bar{x}^{\pm} = \bar{x}^{\pm} \cdot \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 oder $\bar{x}^{\pm} \cdot \bar{x}^{\pm}(\mu, x) = \bar{x}^{\pm} \cdot \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$
 $\bar{x}^{\pm}(\mu, x) \cdot \bar{x}^{\pm}(\mu, x)$ wird $\bar{x}^{\pm}(\mu, x)$

μ_k , wenn $B_{\mu+1} \beta_{\mu} =$
 $\mu_{\mu+1}$ ist. Hier
 beschreiben die Kapplings-
 Gruppen zu wie 4 Träg-
 keitsgruppen $M_0 \leq \mu \leq 3$
 zusammengefasst. Die Ver-
 förmung der Makro werden
 Dabei für sie liefert für
 die Trägkeitsgruppen
 $\mu_{\mu+1} = \mu + \alpha_{\mu+1} \cdot \frac{\mu-k}{k=1} \cdot \mu_k$
 innerhalb der mit Dimension
 der anderen Elementen
 Tabularisieren Punkte berechnen
 kann stets eine optimale
 Symmetrie in $\mathbb{R}_3$ wahren
 stark werden, so lange
 keine Vektoren aus anderen
 mit anderen Elementen
 Punkte treten gegeben sind.
 Diese Symmetrie bedingt

aber $\mu_k = \mu_{k+1} = 2$ und μ_k
 damit $\mu_{\mu+1} = \mu + \alpha_{\mu+1}$
 $\cdot 2^{3-\mu}$, wenn makro werden
 inbegrieffbar ist. Es gilt
 $\mu_{\mu+1} = \mu + \alpha_{\mu+1} \cdot 2^{3-\mu}$
 für $\mu = 2$, wenn für die 4 Träg-
 keitsgruppen separat je-
 weils werden muss. Nach
 den Regeln makro werden
 Dabei für die folgenden
 $\mu = 0$ die Darstellung
 $\mu_1 = \mu + \alpha_1 \cdot \frac{1}{14} \cdot 2^2 \cdot (1+1) \cdot (1+1)$
 berechnet $\mu_2 = \mu + \alpha_2 \cdot \frac{1}{16} \cdot 2^{(2)}$
 $\cdot (2 \cdot 2^{(2)} + 3 \cdot 2^{(2)} + 1) \cdot \mu_{2,2}$
 $\mu = 1$, no more $\mu_3 = \mu + \alpha_3 \cdot$
 $\cdot \frac{1}{12} \cdot 2^{(3)} \cdot (1+1+1) \cdot \mu_{3,3}$ für $\mu = 2$
 wird $\mu_4 = \mu + \alpha_4 \cdot 2^{(4)}$ für
 $\mu = 3$, wenn die $2^{(4)}$ mit
 $\mu \leq 4$ für die makro
 schon aufgeführt sind

149. als ganze Zahlen
 haben. 1) der Träpheit an-
 beie M_5 der Probomin-
 phere M_5 ist offenkundig
 die Lerneviert 4 Träg-
 zeitbedeutend, während
 $M_5 = \sum_{k=1}^4 M_k$. In Analoge
 in der M_5 folgt nach 190
 für den Charakteristik - wird
 proportional, wenn für
 die Quantenzahlen $P=25$,
 $P=25$ $M_5 = 25 + 1$ ~~beachtet~~ weist
 $M_5 = M_5 \sim \frac{1}{25}$ ~~beachtet~~
 $M_6 = M_6 \sim \frac{1}{25}$ ~~beachtet~~. Da M_5/M_6
 $= 1 - \frac{1}{25}$ eine reine
 Zahl ist, kann mit der
 weichen, Faktoren $25+1$
 M_5 auch $M_5 = 25 \cdot \frac{1}{25} \cdot \mu_5$
 $M_6 = 4 \cdot \frac{1}{25} \cdot \mu_6$ ~~beachtet~~
 was der Fall ist von Makro-
 wenn M_5, M_6 noch unbekannt Funktionen der

743
 unter der möglichsten
 Hauptfeldes der Trägheit.
 Quantenzahl q ist dage-
 gen $M_5 = M_7 = q \cdot \mu_5$ vö-
 lig eindeutig. Einsetzen
 der M_i in $M(c, d) = \sum_{i=1}^7 M_i$
 liefert dann für die
 Wirkung des unbekannten
 Termals T_5 ; $m = M$ die
 Beziehung $M = \mu_5 \cdot (25 \cdot \frac{1}{25} +$
 $\cdot (1 + 25)^2 + 25/6 \cdot 25 \cdot (25 \cdot \frac{1}{25} +$
 $+ 3 \cdot 25 + 1) + 25/2 \cdot 25 \cdot (1 + 25)^2$
 $+ 25 \cdot 25 + 1 \cdot 25 \cdot 25 + 9 \cdot 25$
 Um diesen Ausdruck des
 proportionalen Makro-
 kinos explizit auszuwer-
 den, müssen die Verläufe
 der T_5 mit $1 \leq f \leq 4$ wird
 die T_5 Faktoren 25 mit
 $1 \leq f \leq 4$ ~~beachtet~~
 von T_5 ~~beachtet~~

die T_5 ~~beachtet~~
 die T_5 ~~beachtet~~

144 Die $\{T_{ij}(x)\}$ Zeilenfunktio-
 nen, welche die Zeilen-
 Transmutation der Spek-
 tralströme realisieren, sind
 bei Fälligkeit des Frie-
 dips der Komposition-
 (basie) verträglich, was
 explizit als faktorieller
 Zerfall der Elementar-
 koprobleme in zeilen-
 tabele Formeln erscheint.
 Mit diesen Formeln können
 die $T_{ij}(x)$ mit additiven
 Elementen verknüpfen
 und es mit zeilenfälliger Kon-
 struktion Quasibilinearität
 aufgewiesen sein, so daß

$$D_{ij}(x) = n(x) + Q(x) \text{ mit } n(x)$$
 und $Q(x) = \text{const}(x)$ gilt.

Für die Zeitstränge 748
 habe die Schreibweise
 $n(1 \dots 4) \equiv (n, n, p, b)$
 und analog $Q_{(1 \dots 4)} \equiv$
 $\equiv Q_{n \dots o}$. Verschieden emp-
 fangsfähig auskommen
 die zeitliche Konstante
 der Räume $n = m = p = o = 1$
 zu haben. Diese für
 die $Q_{(j)}$ beschreibenden
 Funktionenräume sind af-
 funktionsfähig nachfolgend
Kontinuitätssatz RZ
 wird beschrieben die
 möglichen Veränderungen
 bei Änderungen sich k-
 iter bis zur Probieren -
 plausiblen Räume. Da die
 Probieren plausibler Räume
 mit den symmetrischen

148) Es ist dann $t_k^2 = 4\pi t_k^2$
 nicht für das Euklidische
 wenn $F = 4\pi e^2 = F_k$ was
 nicht für das Vektorfeld
 $x = F_k / F = (t_k / e)^2 = k^2$, wo-
 mit eine merkmale Zu-
 verhaltung für k ge-
 halten ist. Die weitere
 Untersuchung hat vor
 $x = k^2 > 0$ aufzuzeigen.

8. II. 72) Mit dieser Größe x
 kann man die tertiäre
 Proportionenbestimmung in der
 Rolle des von F_k umschlos-
 senen R_3 -Bereiches erwid-
 beln mit dem. Es wird offen-
 sichlich für eine Richtung
 des Flächenelementes $z_k = 1 \cdot F_k$.
 $(-1)^k = 2k^2 \cdot 1(-1)^k = 2k^2$.
 Da man aber jedes Flächene-

74.
 wegen $(-1)^k = -1$ eine
 zweifache Spinnung
 ermöglicht, wird $z = 2 \cdot z_k$
 offensichtlich ist z_k als
 tertiäre Proportionen-
 sich im betrachteten
 zwar wiederum in dem
 durch F_k umschlossenen
 Bereich. Aus dieser Form
 wird auch die Definition
 des Flächenelementes $z_k =$
 $= 1 \cdot z_k \cdot F_k = 1 \cdot z_k \cdot F_k$
 $\cdot (-1)^k \cdot F_k = 1 \cdot F_k \cdot (-1)^k = 1$
 $= 2k^2 - 1 \cdot 1(-1)^k = 1/2 z_k$
 Mit dieser Proportionen-
 wird z_k die Flächene-
 Die zweifache Flächene-
 Flächenelemente der N_k als
 merkmale - konstante

150

Photonen im selben Zustande
 können nur von
 einer Ziffer Z_3 und Z_4
 sowie $(-1)^k$ bestimmt
 werden, wobei wir berücksichtigen
 müssen, dass die N_{ij}
 mit $k = \mu + 1$ auch verteilte
 verschiedene Trägergruppen
 sind, also verschiedene
 Probabilitäten aufzuweisen
 haben, welche wiederum
 einen Einfluss auf die
 Korrelationsfunktion hat
 in dem Wahrscheinlichkeits
 haben. So ist S of V_μ
 bestimmt durch $\mu = 0$,
 aber quadratisch, linear
 oder kubisch für die
 Trägergruppen $\mu = 1$.

$\mu = 2$ oder $\mu = 3$. Auf diese
 Weise erhält die
 ganze Korrelative
 Apparatstruktur
 ein überlappendes
 in vier unabhängigen
 die partielle Korrelationen
 die Korrelationsfunktion
 in dem betrachteten
 Teilbereich (N_{ij}) für
 $\mu = 0$, sowie eine quadratische
 in dem betrachteten
 Teilbereich (N_{ij}) für
 $\mu = 1$, sowie
 eine lineare in dem
 betrachteten Teilbereich
 für $\mu = 2$
 und eine Exponentialfunktion
 für $\mu = 3$. Das Verhalten
 der Korrelationsfunktion
 also im Zentralbereich
 liegen, während das Verhalten

15) Opportunitätskosten der
 Güter und der an-
 gebenen Bereiche bestimmt.
 Die Voraussetzungen hieran-
 ist das ein Produkt ver-
 fälschte Bild einer pro-
 duktiven Elementen be-
 steht, was nach dem selbst über-
 den funktionellen Zustand
 der Güter von einem Teil-
 zustand auszugehen ist, dessen
 Güter ein bestimmtes mo-
 dale Produkt herstellt.
 Der Wert der Güter-
 kosten zu ermitteln ist. Die
 Güter und Güter dieser
 Bereiche werden offenbart
 alle von den Eigenschaften
 S und V, also von
 μ und den Beschränkungen

bedingt. Es ist offensichtlich,
 dass Z der Wert der Güter ist
 funktionell und Q_n wird
 durch Z_k der Güter und
 erhöhte funktionellen
 Der Zustand wird durch $1 + Q_n$
 $= Z_1 + Q_0 = Z_k$ f. d. d. d.
 funktionelle und lineare zu-
 stand nach dem gegebenen Be-
 spalten etwas einzu-
 lich, als $Q_n = Q'_n - Q''_n$ wie
 $Q_p = Q'_p + Q''_p$. Diese Werte
 die doppelte Bedeutung Z_3
 in Z_3 wird der Wert
 k. begebenen Zustand
 Q'_n während Q''_n im Be-
 trag mit Z_3 in Z_3 ist,
 aber der Wert der Güter
 $(-1) \frac{1}{2}$ erhält. Dann wird
 f. d. $Q'_n = Z_k Z_3$ wird Q''_n
 $= Z_3 \cdot (-1) \frac{1}{2}$, also $Q_n =$

$$\sqrt{54} = (2 \times 3 \times 3) \times 3 = 2 \times 3 \times 3 = 18$$

Im linearen Zin und i
 Q wird Zinsentscheidungen
 von Q die Doppelte
 Betrachtung of (-1) durch
 die anbieterleiden Ein-

~~Melchior wölflschkeiter~~
~~Herrn Melchior wölflschkeiter~~

Perpetuities - Bot. 1785

$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2}$

$$Q_0 = 2 + 2 \cdot (-1)^n$$

[illegible]

weist Kurvenverläufe über die
Kontingenz-tabelle - die Kontingenz-
koeffizienten

Kontingente

$$\frac{2 \partial L}{\partial x} = \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial L}{\partial x}$$

$$\frac{3044}{n} = \frac{10000}{10000 - x}$$

Pro bono ple

$\frac{d}{dx} \left(\frac{x^2 + 70}{x^2 - 1} \right)$

other max. 189 a wpt. at 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, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 8

des
offen auf viel mehr als in der Erde
ist. Die Menschen haben es aber aus

Sept 9 1870

$$2^{k^2-1} \cdot Q_{inc} = 2^{k^2+1} + 2 \cdot (-1)^k \cdot 2^{k^2-1} \cdot 1$$

$$2x^2 + 1 + 2 \cdot (-1) =$$

[illegible]

15) tut wesentlich mehr.

Für die einzelenen Proportionalen ist die hier mit beladung von 0 netz niedriger Proportionalen-Lasten und ebenfalls die ungenutzte Leistung ist die Hauptprobleme der Vernetzung. Problem, weil alle Netze der Welt Strom haben wegen $\bar{\alpha} \neq \bar{\sigma}$ in kompositivem, oder $\bar{\alpha} \neq \bar{\sigma}$ in symmetrischen Fall, also auch $\bar{\alpha} \perp \bar{\sigma}$ leuchtet aus ist. Die Erzeugung ist linearalgebraisch wegen 126 sind $m_{(2)} = 2m$ von 126 ist also

$$\left(\frac{2m}{m_{(2)}} \right)^4 = 1 + q^4 \cdot \left(\frac{2 E_{\pm}^2 R_{-}}{2 \pi h} \right)^2$$

$$m_{\pm}^2 \left(\frac{2 N h}{2 q^2 E_{\pm}^2 R_{-}} \right)^2$$

152

und $d = (\pi^2 a/2 \cdot w k)^2$, sowie $\sqrt{2m-1} = \sqrt{2m}$ und

$\mu = \frac{2 N h}{2 q^2 E_{\pm}^2 R_{-}} \cdot \text{Bei } q = 0$ gilt für den Proportionalen

$m = 11$, während der Ladungsfall $E_{\pm}$ ist, wobei die Proportionalen $(\pm 57), (-6)$ in

zeitliche Schichten (+2) der Zeitphase ± 2 der Zeitphase ist. In

der Phase ist allerdings (-6) exakter wird relevant

Dies bedeutet aber, dass in der Zeitphase (+2) wegen

(-6) Netze $E_{\pm} \rightarrow E_{\pm}^2 \rightarrow E_{\pm}^4$ gilt, und wegen $(\mu p/M)^4$

wird $E_{\pm}^4$ exakter wird $E_{\pm}^4$ die Differenz $\Delta(E_{\pm}^4) \neq 0 \cdot 22$

der Fall $\Delta(E_{\pm}^4) \neq 0 \cdot 22$

158 / Die Dimensionen
 Zahl konstanten ist
 manifeste Eigenschaften
 dann kann offensichtlich
 mit der Konfigurationen
 Basisquadrat $k=0$
 immer $L(\underline{E}_+^4) = k=0$
 steht werden. Da man
 aber das Welt fließt
 (-6) mit in der d-Her-
 metische also den Raum-
 zeitdimensionen auf-
 tritt, ist $L = L(R_4) = 4$ zu
 setzen. Ausdrucksform
 für Δ die Bemerkung

$$\Delta(\underline{E}_+^4) = \frac{E_+^{14} - E_+^4}{E_+^4} = (E_+^4/E_+^4)^4 -$$

Vergleichen wird $L \Delta = k$ wird
 $L = 4$ folge daraus $E_+^4 = E_+^4$
 für die Proportionen

plasmare k , das heißt, 159
 man hat in der mit 126
 führenden konstanten-
 zierung $(\mu/k)^4 = 1 +$
 $+ q^4 \cdot \left(\frac{\alpha E_+^2 R_-}{2\pi k} \right)^2 \cdot \mu^2$
 $\cdot \mu^2 \left(\frac{2Nh}{2q^2 E_+^2 R_-} \right)$ zu setzen,
 weil das Quotient des fien-
 als wegen der Extremal-
 führung mit von externen
 Bedingungen bestimmt wird.
 Da für dieses Quotient der
 Wert 1 zu setzen ist, wird
 nach 126 setzen $\pi^2 E_+^2 =$

$$= \frac{3}{4} \cdot \frac{V_k/R_-}{\mu^2}, \text{ wobei } a = \frac{1}{\sqrt{2}}, \text{ mit } \mu^2 = \frac{1}{2}$$

$$= 1 + q^4 \left(\frac{\alpha E_+^2 R_-}{2\pi k} \right)^4 =$$

$$= 1 + q^4 \left(\frac{a^2/\pi^2 \cdot \sqrt{1+k/4}}{2\pi k} \right)^4 =$$

$$= 1 + q^4 \left(\frac{a^2/\pi^2 \cdot \sqrt{1+k/4}}{2\pi k} \right)^4 =$$

$$= 1 + q^4 \left(\frac{a^2/\pi^2 \cdot \sqrt{1+k/4}}{2\pi k} \right)^4 =$$

$160 = 1 + (q\pi)^4 \cdot (\pi + k) \cdot \text{wog}$
 Hier bedeutet aber, dass wir
 für eine Proportionalitätskonstante
 k innerhalb der internen
 Proportionalitätskonstanten
 eines mit $q > 0$ arbeiten at-
 und inwendigen Proportionalitäts-
 konstanten $\mu + (\pi^4 + q^4(4+k))^{-1/4}$
 existiert. Dies liegt einerseits
 logisch mit 126 nat, wobei je-
 doch der durch $q > 0$ bestimmte
 Faktor mit $k > 0$ von der
 externen Beziehung abwickelt.
 Wir mit Verhältnissen für
 dieser Analogie der Faktoren
 q_k ein Gefühl, wo $\sigma k = q^4 q_k$
 von Vergleich verwendet, dann
 folgt für die Beweismittel
 der internen Mittelverhältnisse
 d - Metaphorik & q_k . $q^4 \pi^4 (4+k) = \pi^4$ - richtig

Es wird sofort deutlich, 161
 dass das $n_{0k} = 1$, aber $n_{q0} =$
 $= n_q$ in der das externe Pro-
 portionalitätskonstante
 Faktor n_q $q^4 \pi^4 (4+k) = \pi^4$
 der Beziehung 126 für $k=1$
 überlegt, während $n_{10} = 1$
 zu dem, das Proportionalitäts-
 konstanten 172 wird
 Hieraus wird deutlich, dass
 $k > 0$ als Konstante
 mathematische ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 alleine die ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 in der ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 der ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 q_k ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 bestimmt, so dass die
 Beziehung ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 konstant für $k > 0$ ~~Ergebnis~~ ^{Ergebnis} ~~Ergebnis~~
 $q^4(4+k) = \pi^4$ - richtig

162) erreicht. Da nun gleich
eine Viskosität zusammen-
kommt mit dem ~~Reibungs~~
Koeffizienten $\eta_g = \eta_{g0} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{v}{v_0}}$
gilt, besteht die Mög-
lichkeit, auch für das in der
vorherigen Folie der d-Form
Koeffizienten η_g zu verwenden
in Analogie mit der oben
Bemerkung 132 zu er-
reichen. Unter Zugrunde-
legung von $\eta_g \neq \eta_{g0}$
ist unterscheidbar, ob
von dieser in der oben
durch Folienkomponenten
in Analogie mit Folienkom-
ponenten 132 angenommen
beschrieben werden durch
 $\eta_g = \eta_{g0} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{v}{v_0}}$ gilt dass real-
istische Folien, deren das

162) erörtere. Da möglich, nenne die kulturellen $\varepsilon_{\pm}$ 163
die Vorgehensweise zur Berechnung $a = \sqrt{2}$ mit 126 be.

Kauf mit dem ~~AL~~ beiven
 Ladungsfall $\eta_g = \eta_{g0}$ ge-
 fallen in, besteht die mög-
 lichkeit, auch für das inber-
 re Ladungsfall der d-Form
 Ladungsfallkoeffizienten
 in Analogie mit exothermen
 Basen 132 zu er-
 wärmen. Unter Zugrunde-
 19.6.72 legte von $\eta_{gk} \neq \eta_g$
 der Unterschiedlichkeit kö-
 nen diese imbeven ha-
 durchfallkoeffizienten
 in Analogie mit Halbleitern
 von 132 asymmetrischen
 beschaffen werden durch
 $e_g = e_+ \cdot \sqrt{\eta_{gk}}$ für das rechte-
 ziehe Fall, denn das je-

Nimmt die in beiven
 Feldkoeffizienten bei zwei-
 läufig ebenso wie die ex-
 teten. Wegen e_g mit
 aber auch e_w in Analogie
 mit e_w als alternativer
 Mittel $e_w = 1/2 (e_+ + e_g) =$
 $= 1/2 e_+ (1 + \sqrt{\eta_{gk}})$ existieren
 was auch $e_g = e_+ - e_g =$
 $= e_+ (1 - \sqrt{\eta_{gk}})$ in Analogie
 mit e_g mit Folge hat. Schließ-
 könnte noch die Frage nach
 dem Ladungsfall e_g ge-
 stellt werden, welcher in
 Analogie mit unpolaren
 Exzellenz e_+ im Falle -
 der Form zu beiven der d-
 Struktur etwischen würde.

16. eine Bestimmung
 der $1 \leq i \leq 4$ Variablen
 f_i , sowie der Funktionen
 f_3 und f_4 vorzunehmen.
 Das kann mit den über-
 stiegenen Substitutions-
 in einer expliziten Dar-
 stellung des Teurnalek-
 tats $H(k, m, p, o, P, Q, q)$
 als Faktorielle, kombinatorische
 Funktion der acht Quan-
 tenzahlen führen. Bei der
 Herleitung der Q_L
 kann von der Tatsache aus-
 gegangen werden, dass μ_+
 $f_L \cdot \mu_+ = \mu_L \cdot \mu_+$ (Lebenserwartung)
 woraus man proportional-
 leben oder Variationsbe-
 rinde, welche als V von p o -
 werden von M für $N_{(1)}$

$= N_{(2)} = N_{(3)} = N_{(4)} = 1$
 und $f_3 = \frac{3}{4}$ $f_4 = 1$ sind
 abhänger.

Im Folgenden berech-
 ne V_L das pränormale-
 fische Variationspoten-
 tial für E_+^2 und V_L^2 das
 jeipie für E_+^2 , während die
 üblichen Potentiale durch
 V_{qL} in der E_+^2 werden, wobei
 auch hier V_L für E_+^2 steht.
 Wenn also V_L nicht gleich
 V_L im $\mu_L = \alpha_L \cdot \mu_+$ für
 $1 \leq L \leq 6$ die $Q_L (n_{qk})$ im
 allgemeinen nicht von der
 variablen f_i von Q abhän-
 gen, dann m, n, p oder o ab-
 hängen oder Variationsbe-
 rinde, welche als V von q und k in n_{qk}
 werden von M für $N_{(1)}$ = weil sich diese elementar

S A
 »We
 sch
 Seth
 Einf
 Wiss
 Suc
 hal
 K
 To
 an
 »A
 No
 be
 sc
 »

E_3/w^2 von allen ist
 multivariater Variations-
 niveau gemäss $E_3(k, H, Y, Z)$ mit $H(n)$, sowie $V(n)$,
 setzt $W(p)$ und $Z(o)$ be-
 rücksichtigt, wobei es sich um
 wohl wiebekannte Funktionen
 von der konfigurations-
 mehrdeutigen Niveaus be-
 zieht. Auf jeden Fall wird
 H durch die Zentralstelle,
 Y durch die quadratische
 Teilungsparte, also W durch
 die ~~ersten~~ ⁱⁿ alternativen Ex-
 pressionsarten Z durch die Ex-
 pressionsarten bestimmt. In
 $E_3 = n_3 \cdot w^2$ ausgesetzt.
 reits auf jeden Fall die
 Photoniumperspektive 1. We-
 gen dieser Photoniumperspe-
 ktive kann aber das ge-

Handpotential mit i.B. 171
 auf die konfigurations-
 niveau gemäss $E_3(k, H, Y, Z)$ mit $H(n)$, sowie $V(n)$,
 setzt $W(p)$ und $Z(o)$ be-
 rücksichtigt, wobei es sich um
 wohl wiebekannte Funktionen
 von der konfigurations-
 mehrdeutigen Niveaus be-
 zieht. Auf jeden Fall wird
 H durch die Zentralstelle,
 Y durch die quadratische
 Teilungsparte, also W durch
 die ~~ersten~~ ⁱⁿ alternativen Ex-
 pressionsarten Z durch die Ex-
 pressionsarten bestimmt. In
 $E_3 = n_3 \cdot w^2$ ausgesetzt.
 reits auf jeden Fall die
 Photoniumperspektive 1. We-
 gen dieser Photoniumperspe-
 ktive kann aber das ge-

$f \in \mathbb{Z} - f + \frac{1}{m} (f W) \cdot \text{br}$
 172) der Symmetrie der
 in beiden Funktionen
 turt des p-Zustandes
 können nur mehr
 H, Y, W und Z in ihren
 E_3 bestimmen den fter-
 zen durch die V_{erg} der
 Probieren beree datgestell
 werden. In Folgerung
 bezogene nicht immer
 unter rückwirkenden
 der verfahren zu-
 stand n_{10} , aber V' auf
 n_{11} und V'' auf belie-
 leige n_{9k} was herab
 $k = 2 \pi k$ die Vopplung
 kantenbe werden
 kord misst Bewegung
 und optischen Ration-
 referieren nach 6×10^4

173
 ind. (kheiten) & folgt
 für die Korrelationspro-
 ze wird dann n-Zustand
 $H | V'_{we} = \pi (k-1) V'_{wf}$
 k, q fahiet $8 \mu_+ Y |_{k, q} \cdot V'_{we} \cdot V'_{ve} =$
 $= \pi k (k-1) \cdot \mu_s \cdot V''_{ws} \cdot V''_{vs} V''_{df}$
 sowie $4 W |_{k, q} V'_{wd} = a V'_{g, d} w_e$
 und $a \approx \frac{1}{2} |_{k, q} V'_e = w V'_d$. Die
 metrische Differentialle-
 dret kann wir Δ aus der
 Beschreibung ~~metrische~~ Δ Δ Δ
 schreibens $E \Delta - E =$
 $= k f E - f E = (k-1) f E$
 in die metrische be-
 stitete Fass auf $\frac{\Delta/k}{f E} =$
 $= \frac{1/k \cdot (1 + (k-1) \cdot \frac{\Delta/k}{f E})}{f(k E)} = \frac{f l n(k E)}{k E + 1}$ nach

S A C
 »Wen c
 schaft
 Seth S
 Einfüh
 Wissen
 Suche
 halb c
 Keay
 ve
 Torna
 • Das
 ander
 »Astr
 Nowe
 bege
 • Im
 schaf
 »Boo

¹⁷⁴ den mathematischen Differentialquotienten
 berechnet werden. Wie
 es ergibt sich dann
 die in der Tabelle folgende
 $f_k \cdot H + f \cdot Y - f \cdot W +$
 $+ f \cdot Z = f \cdot \ln(k \cdot E)$
 wobei der mathematische
 Indefinitionsbereich über
 (k, q) zu verstehen ist.
 Es gibt von $E + \ln k \cdot E_3$
 läßt sich auf diese Weise
 ergibt sich $\ln k \cdot E_3 =$
 $= \sum_{k,q} (f \cdot k - f \cdot H + f \cdot Y -$
 $+ f \cdot W + f \cdot Z) = (k - 1) \cdot H + k \cdot q$
 $+ Y - W + Z + k \cdot q$
 In diesem Maximum be-
 steht Raum zum abet

wird der (H, Y, W, Z) 175
 substituiert werden. (k, q)
 Berücksichtigt man ferner
 $E_3 = \mu_3 \cdot w_3$ sowie $E_4 =$
 $= \mu_4 \cdot w_4$ ist $\mu_3 = \alpha_3 \cdot \mu_4 +$
 also $E_3/E_4 = \alpha_3$, glänzend
 folgt $\ln \mu_3 (k \cdot \alpha_3) = (k-1) \cdot$
 $(1 - \pi) \cdot \frac{V''_W}{V''_W} \cdot \frac{V''_E}{V''_W} +$
 $\frac{V''_E \cdot V''_D}{V''_E \cdot V''_E} = \alpha/4 \cdot \frac{V''_W}{V''_W} +$
 $+ \frac{W}{\alpha} \cdot \frac{V''_D}{V''_E}$, oder sich der
 Indefinitionsbereich über
 Ladungen des Profitoralen
 das Ladungen des Profitoralen
 $\ln \mu_3 (k \cdot \alpha_3) = \ln k \cdot \alpha_3 =$
 $= (k-1) \cdot (1 - \pi) \cdot \frac{1 - \pi_{q,k}}{1 + \pi_{q,k}}$

$$\sqrt{1 - \alpha \frac{\eta_{q1} \mu_+}{\eta_{q1} \mu_+}} \cdot (1 - \sqrt{\eta}^2)^2 \cdot \left(2 \cdot \frac{c \alpha^2}{w \eta} \right) \cdot \frac{1 - \eta}{1 - \eta} - 1$$

1.7.72 Nur mehr mit α_4
 Das σ - Zirkular, also $\bar{E}_4 = \alpha_4 \cdot \bar{E}_+$ ebenfalls verstehen.
 Da das σ - Zirkular nur mit Halbes die Experten hat aber das Atomwischen Teilchen das Teilchen, kann hier $\bar{E}_4$ mit durch $\bar{E}_+$ wird. Einet additiven von σ abhängigen, aber $\bar{E}_+$ proportionen haben die Funktion begeben sein, welche die Verteilung hat, in den erhalten R_3 überprüfen. Vorbedingung aus dem

Die wie er gibt. Es gilt 122
 danach das $\bar{E}_4 = \bar{E}_+ + \bar{E}_+ \cdot q(\sigma) = \bar{E}_+ (1 + q)$
 oder $\mu_4 = \mu_+ (1 + q)$, was
 mit $\mu_4 = \mu_+ \cdot \alpha_4$ verp-
 chen $\alpha_4 = 1 + q(\sigma)$ wird.
 nicht als Vorbedingung
 nicht als μ, p, σ ab-
 nehmen könnte. Es liegt
 jedoch für das σ - Niveau
 mit $\alpha_4 = 1$ nach dieser
 Darstellung die Verteil-
 ung $(\sigma + \alpha_4) \cdot \mu_+ + (\sigma + q\sigma) \cdot \mu_+ \cdot q(\sigma)$ welche, so das die
 Verteilung von α_4 in
 einer Verteilung von
 q verteilten werden. Nach
 dieser Verteilung der
 ist σ - Zirkular, also
 μ_4 konstant, also nicht

17.8 darauf an, da noch
 fehlenden Einheiten.
 woran $\mu_{5,6} = 2,5 \cdot 6 \cdot \mu +$
 von Akkord - wird doppelt
 zu sein. $\mu_5 = 4,5 (7,5) \cdot \mu +$
 $\cdot 2,5$ weil $\mu_6 = 4 \cdot \mu +$
 $\cdot 2,6$, also $\mu_{5,6} = \mu + 2,5 \cdot 6$ in
 Analogie zu den Probieren
 plus was an, doch nur an
 $\mu_{5,6}$ anders bestimmt
 werden. Bei μ_5 ist in-
 während zu berücksichtigen
 von, das ist allgemeinere
 Akkordspinn die ganze
 Dubelstrukturierung be-
 dingt, und das für die
 zu dem, dies ist Struktur
 $n = m = p = 0$ Not die
 Kaufkraft aus mit den

$k' = k$ weil der Vor- 129
 künftige Zahl k imphi-
 ziert. Da in der Beobach-
 ten Bereich mit $k = 2$ und
 $k = 1$ also konjunktive
 blockierte als Spektrum
 paralleler Handlungen
 abzählen, parallel
 μ_5 in diesem von $k = 1$
 des, bilden aber bei $\mu_{5,6}$
 weil in dem Anteil $\mu_{5,6}$
~~Anteil~~ ($k = 2$), ^{Anteil} $\mu_{5,6}$ ~~Anteil~~
 $\mu_{5,6} = \mu_{5,6}^{(1)} + \mu_{5,6}^{(2)}$ die beiden
 von Kaufkraft aus
 abhängigen Summen
 zu addieren. Der ge-
 samte Akkordspinn ist
 $k = 0$ oder $k = 1$ - Handlung
 weil der nach dem Ver-
 mehrten ist die Vor-

180) für die Prob-
 implace durch das ge-
 nante Variationsprinzip
 bedingt. Die Flap-
 pation ist das
 Transformations-
 - (1) - in (+1), welches
 wird offenbar resul-
 tiert auf $w' = w$.
 $V_R/V_E = \eta w$ ist die
 Wirkung des Flap-
 pations (- (3, 4, 6)) in (+7)
 dies bedeutet also, dass
 mit $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$
 ein kann, wobei
 die $\eta = 1$ als Reduktion-
 faktor wirkt. Für ein-
 zeln kann es mit einer
 d.h. in der Reduktion
 der Flap-Transformation

181) $w \approx c$ (unabhängig von
 der Wahl der Variablen)
 $\frac{w}{c} - (2) -$ von w unabhängig
 $w \rightarrow w' = w$ als Folge
 einer Wirkung von
 (- (3, 5, 6)) wiederum in
 Statik (+7). Dies bedeutet
 also, dass auch hier $w' =$
 $w \cdot V_R/V_E = \eta w$ ist
 resultiert. Auf diese Weise
 erfolgt also nicht nur
 die Bildung der Längen pol
 (+2) ein für alle Fälle
 $w' = w$ - das ist konjün-
 giert. Hier sind für alle
 3.7.72 Es gibt zwei Fälle
 einen Impuls P_{cs} der Vari-
 ationsprinzip, das auf diese
 für alle Fälle resultiert
 wird dass es konstante
 wirkt. Hier ist $P_{cs} = \mu \cdot V$.

»Wen
 schaf
 Seth
 Einfü
 Wissen
 Suche
 halb
 Keay
 Torn

• Das
 ande
 »Astr
 Nowe
 bege
 • Im
 scha
 »Boc

182 Die Gesamtzahl ist also
 diese Konjunktionen -
 muss aufpassen -
 einen Charakterprinzip
 vereinigen, das heißt, dass die
 der Gesamtbe Konjunktat-
 im Prinzip $P_{(1)} = m_{(1)}$. W' aus
 allen $P_{(s)}$ zusammen -
 setzt. Da man aber jeder
 Struktur und dann $Q_n + Q_m +$
 $+ Q_p + Q_r$ einen Konjunktat.
 hat, im Prinzip $P_{(s)}$ liefert,
 und hierher noch eine Ein-
 zeil $k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ i. B. aus,
 das Verteilung wird $(Q_n +$
 $+ Q_m + Q_p + Q_r) \cdot P_s$ i. m.
 was ähnlich an $P_{(1)}$ aufbauen
 das bildet die unendliche
 Konfiguration noch einen
 im Prinzip beil $P_{(m)} =$

$= f(k) \cdot P_{(s)}$, der aber 783
 falls es die für eine Konjunktat.
 tritt das, es aber Konjunktat.
 ist das Konjunktat.
 Prinzip $P_{(s)}$ bildet das $P_{(1)}$
 $= (Q_n + Q_m + Q_p + Q_r) \cdot$
 $\cdot P_{(s)} + P_{(m)} = n P_{(s)}$ mit
 $N = Q_n + Q_m + Q_p + Q_r + H(k)$
 was für das, das Konjunktat.
 Zeichen und dann der eine
 Konjunktat. Zahlen i. m.
 falls der Konjunktat. Kon-
 figuration gegeben ist.
 das Konjunktat, welches
 in der Konjunktat.
 Konjunktat. Q_s ist
 Konjunktat. in der Kon-
 figuration $f(k) =$
 $= k/2 \cdot (-1)^k = k/2$
 $\cdot 2^{k^2} \cdot (-1)^k$, was explizit
 $n(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_r$

$18^4 + k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ für alle k allgemein u gilt. Im vorliegenden Fall muss jedoch $k=1$ sein, da die Überforderung der Komplexitätsanzahl 1 ergibt. Weiterhin, wenn $P^{(1)} = N(1)$. $P^{(3)}$ setzt $m_{(1)} = \frac{8}{w} \cdot \mu_3 \cdot w = \frac{8}{w} \cdot \mu_3 \cdot (1 - \frac{2w}{w})$ liefert, weil $N(1) = 3 + 3 + 2 + 1 - 1 = 8$ gilt. Mit $\mu_- / \mu_+ = \alpha / \alpha_+$ wird $\mu_3 = \mu_+ - \mu_-$ weiter bekannt. Folglich liefert $m_{(1)} = \frac{8}{w} \cdot (1 - \alpha) \cdot (1 - \frac{2w}{w}) \cdot \mu_+ \cdot \frac{2w}{w}$. Da der Ausdruck $N(1) > 1$ steht $k=1$ im Prinzip, muss $m_{(2)} = B \cdot m_{(1)}$ mit $B(k=2) > 1$ sein, während $B(k=1) = 0$ gesetzt werden kann. Wegen der Symmetrie in der $\tilde{V}$ bedingt die Symmetrie

deduziert, (2) wenn Zustand 18^4 $k=2$ wird dann $B=2$. $\frac{1}{2} (k-1) \cdot 2 \cdot f(k) \cdot N(k) \cdot \frac{m_{(1)} \cdot V_{1,2}^2}{\mu_+ + V_{1,2}^2} = 2 \cdot k(k-1)$. $\frac{1}{2} (-1)^k \cdot 2^{k^2} \cdot N(k) \cdot \frac{m_{(1)}}{\mu_+} \cdot (2 \cdot \frac{1 - \sqrt{2} q k}{1 + \sqrt{2} q k})^2 = k(k-1)$. $2^{k^2+3} \cdot N(k) \cdot \frac{m_{(1)}}{\mu_+} \cdot (\frac{1 - \sqrt{2} q k}{1 + \sqrt{2} q k})^2$ weil in jedem Fall $\frac{1}{2} (-1)^k \cdot 1 = +1$ in R . Einsetzen in $m_{(2)} = B \cdot m_{(1)}$ wird $2 \mu_3 = m_{(1)} + m_{(2)}$ liefert dann für die Transformationsgleichung $2 \mu_3 = m_{(1)} \cdot (1 + k(k-1)) \cdot \frac{1 - \sqrt{2} q k}{1 + \sqrt{2} q k}$. $2^{k^2+3} \cdot N(k) \cdot \frac{m_{(1)}}{\mu_+} \cdot (\frac{1 - \sqrt{2} q k}{1 + \sqrt{2} q k})$ setzt sich die $V_{1,2}$ auf $A = \frac{8}{w} \cdot (1 - \alpha / \alpha_+) \cdot (1 - \frac{2w}{w})$

188 auch für die 2. Struktur:
 hier $q = 0$ gelten muß,
 weil im allgemeinen
 jedes Doppelmultiplikation
 $\frac{H}{2} > 1$ voraussetzt, also auch
 2 - Heuristiken im p-
 zität mäßigkeit das fin-
 zu läßt sowohl $\frac{H}{2}$ als
 auch 2 - Heuristiken
 etw. eine kann. Ein-
 sakter der externen Pro-
 vimplen potenziale
 des externen $e^{\pm}$ - Feldes
 liefert dann $a^{\pm} \cdot \frac{\mu_0}{1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\mu_0^2}}} =$
 $= 4 \cdot \eta / \mu_s \cdot \mu_s \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{1}{\mu_0^2}}{1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\mu_0^2}}} \right)^2$.

Q_0 , was mit $\mu_0 = \sigma_0 \cdot \mu^+$ ver-
 gleichen wird Berücksichtigung
 von $\mu_s = \mu^+ - \mu_-$ auch eine
 Darstellung der Konstanten
 σ_0 des Doppelmultiplikations

in der Form $[a \cdot \sigma_0 \cdot \eta] = 189$
 $= \eta (1 - a_- / \sigma_0^+) \cdot \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\mu_0^2}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\mu_0^2}}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sigma_0^+}$
 mit $a = 2 \pi$ e postuliert.

Der Termalekbat
 T; m parallel Tere
 aus 126 ist ermittelt
 bis auf die Funktionen
 $g(0)$, sowie $f_3(P, Q)$ und
 $f_4(k, q)$ bekannt. Ist
 Einmischung von g in
 zunächst festzustellen
 ob g die externe Vak-
 uelationskonstante des
 σ^- - Vorkommes ist, und ob
 es im nichtlinearen Falle
 von σ^- bestimmt wird.
 (Mittelwert). So mit ex-
 plicit für g der (0^-) die Dat-
 tellen $f_k (1 + \sigma^-^2) \cdot (1 + k + q +$
 $+ \sigma^- + Q_0 + (1 - q) |1 - (P - Q)^2|$).

S A C

»Wen
 schaf
 Seth
 Einfü
 Wisse
 Suche
 halb
 Kea
 y
 Torn

• Da
 ande
 »Astr
 Now
 bege

• Im
 scha
 »Bo

~~192~~ Boffad, wo $\alpha_6 = f_3 = 1/2$
 $P(P+Q) \cdot \cos \pi(P+Q) \cos$
 verbielen metalen mup. We.
 von det fannzahl $\cos \pi(P+Q)$
 von $(P+Q)$ ist aber $\cos$
 $\cos \pi(P+Q) = (-1)^{P+Q}$
 also $\cos \pi(P+Q) = (-1)^{P+Q}$
 $(P+Q)$ zu $\cos \pi(P+Q)$
 { Die noch über-
 kammte Funktion $f_4(k)$
 bezeichnet neben α_6 dem
 Hauptanteil des Gaspin.
 Während α_6 mit das extreme
 Etas, mupfiele det im
 Gaspin mupfiele auf-
 traten den Struktur wie-
 det fiele, mup f_4 die im-
 betonen Eigenschaften des
 Gaspin liepiet det Go-
 spin komponanten beschreiben.
 Fortsetzung siehe Band III S. 1

Annahme in Seite 128.
 Allokation müssen die $\bar{K}_0$ als Teil der
 det Einheitsstruktur von der
 möglichen Nutzen über den det die
 Einheitsstruktur definierten
 Strukturverläufe abhänge.
 sind die sauren Zahlen $k=0$ det-
 atile konfigurable Kennziffern
 undlicher Strukturverläufe
 in den Tetraeder der Einheitsstruktur
 betonen, dann ist 189 mit et jenen
 Daten
 $\bar{K}_0 = \bar{K}_0(k), k=0, \dots, 189$
 wobei $k=0$ bedarf von wissende,
 das übermupfiele kein symmet-
 trischer Strukturverläufe
 Aus diesen Zahlen ist $k=0$ als
 "Konfiguration" des Struktur-
 verläufe $\bar{K}_0$ aus der die
 weil dies mit einander
 konfigural Wertsystem gleich-
 de Variationen wäre.